République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur
et la Recherche Scientifique

UNIVRSITÉ Dr Yahia FARES De Médéa
Faculté des Sciences et de la Technologie
Département de Génie de Matière

Mémoire de projet de fin étude
Pour l'obtention du diplôme Master en Génie Mécanique
Option : Énergétique et Thermique des Systèmes

Modélisation d'un écoulement turbulent Séparé dans un canal avec un élargissement brusque avec échange de chaleur en utilisant le modèle de turbulence *K-ε*

Proposé et dirigé par :
Dr. ALLICHE Mounir
Co-Encadré par :
Dr. KORICHI Abdelkader

Présenté par :
BOUGHAZIA Yacine

2013 / 2014

Titre :

Modélisation d'un écoulement turbulent Séparé dans un canal avec un élargissement brusque avec échange de chaleur en utilisant le modèle de turbulence *K-ε*

Résumé :

Dans ce travail, on a étudié par une simulation numérique d'écoulement turbulent incompressible (très faible nombre de Mach) en régime permanent en présence de transfert thermique à travers la paroi inférieure d'un canal avec élargissement brusque. Le canal est de section rectangulaire avec une paroi chauffée par plusieurs flux uniformes. Nous avons utilisé le code ANSYS CFD. Ce travail nous a permis constater que l'élargissement brusque de la section provoque un gradient de pression inverse qui conduit à une séparation de l'écoulement, avec l'apparition d'une zone de recirculation derrière la marche. D'autre part, l'effet de la section d'entrée (schématisée par la hauteur de marche) et l'effet de la vitesse entrée est mis en évidence. L'analyse des résultats nous a permis de montrer qu'une augmentation de la taille de la zone de recirculation a lieu avec l'augmentation de la vitesse d'entrée et de la hauteur de la marche. La position du point de recollement se déplace en aval de la marche lorsque la taille de la marche augmente. En outre, le transfert convectif est faible dans la zone de recirculation et maximum au point de recollement. La valeur maximale du nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation de la taille de la marche.

Mots-clés : CFD, simulation numérique, écoulement turbulence, élargissement brusque, nombre de Nusselt, la zone de reattachement.

Title :

Modeling of turbulent flow in a channel Separated with a sudden enlargement with heat exchange using the model of K-ε turbulence

Abstract :

In this work, we studied a incompressible turbulent flow by numerical simulation (very low Mach number) steady state in the presence of heat transfer through the bottom of a channel with sudden enlargement wall. The channel has a rectangular section with a more uniform flow heated wall. We used the code ANSYS CFD. This work has allowed us to find that the sudden enlargement of the section causes a reverse pressure gradient which leads to a flow separation, with the appearance of a recirculation zone behind the step. On the other hand, the effect of the inlet section (schematically represented by the step height) and the effect of the speed input are highlighted. Analysis of the results allowed us to show that increasing the size of the recirculation zone takes place with the increase of the input speed and the height of the step. The position of the gluing point moves downstream of the step when the size of the step increases. In addition, the convective heat transfer is low in the recirculation zone and the maximum reattachment point. The maximum value of the Nusselt number increases with increase in the size of the step.

Keywords: CFD, numerical simulation, flow turbulence, sudden enlargement, Nusselt number, area reattachment.

العنوان

نموذج التدفق المضطرب في قناة منفصلة مع توسيع المفاجئ مع تبادل الحرارة باستخدام نموذج K-ε الإضرابي

ملخص

في عملنا هذا, نقوم بدراسة عددية تدفق مضطرب غير قابل للضغط بجوار الاتساع الفجائي لقناة مربعة المقطع و على دراسة تأثيرات مختلفة المقاطع مع الجدار السفلي ساخن. استخدمنا برنامج ANSYS CFX. وقد سمح لنا هذا العمل بملاحظة أن توسيع المفاجئ للقسم يؤدي إلى التدرج الضغط العكسي الذي يؤدي إلى فصل التدفق، مع ظهور منطقة إعادة انتقال وراء هذه الخطوة .من ناحية أخرى، أبرزت أثر تطبيق هذه المادة مدخل (ممثلة مبسط من قبل ارتفاع خطوة) وتأثير المدخلات السرعة .تحليل نتائج سمح لنا لإظهار أن زيادة حجم منطقة إعادة انتقال يحدث مع زيادة سرعة الإدخال وارتفاع الخطوة .موقف نقطة الإلصاق يتحرك المصب الخطوة عندما يزيد حجم الخطوة . بالإضافة إلى ذلك، نقل الحرارة الحمل الحراري منخفض في منطقة إعادة انتقال والحد الأقصى للنقطة إعادة الالتصاق .الحد الأقصى لقيمة عدد Nusselt يزيد مع زيادة الحجم الخطوة.

الكلمات الرئيسية CFD، المحاكاة العددية، والاضطراب التدفق، وتوسيع المفاجئ، العدد Nusselt، إعادة المرتكز المنطقة.

Remerciements

Je remercie en premier lieu Dieu le tout puissant m'avoir donné la force et la volonté d'accomplir ce travail.

Ce travail a été réalisé au département de Génie de la matière de l'Université Dr YAHIA Fares de Médéa.

J'adresse mes sincères remerciements à mon promoteur monsieur Docteur ALLLICHE Mounir pour son encadrement, pour sa contribution, sa patience et son aide tout le long de ce travail.

Je tiens à remercier particulièrement monsieur le Docteur KORICHI Abdelkader, mon Co-promoteur pour ces conseils, son assistance son suivi et son soutien.

Mes remerciements vont également à tous les membres du jury pour l'honneur qu'ils m'ont fait en examinant ce travail.

Je tiens aussi à remercier monsieur REBHI Redha, sans oublier tous ceux qui de près ou de loin, m'ont prodigué leur encouragements et m'ont offert leur soutien.

Dédicace :

Merci Allah (mon dieu) de m'avoir donné la capacité d'écrire et de réfléchir, la force d'y croire, la patience d'aller jusqu'au bout du rêve et le bonheur de lever mes mains vers le ciel et de dire

" Ya Kayoum "

Je dédie ce modeste travail à celle qui m'a donné la vie, le symbole de tendresse, qui s'est sacrifiée pour mon bonheur et ma réussite, à ma mère.

A mon père, école de mon enfance, qui a été mon ombre durant toutes les années des études, et qui a veillé tout au long de ma vie à m'encourager, à me donner l'aide et à me protéger.

Que dieu les gardes et les protège.

A mes adorables sœurs et mes neveux Mohamed ; Noufel

et Islam.

A mes frères Ismail et Walid.

A mes amies.

Tous mes compagnons de promotion.

A tous ceux qui me sont chères.

A tous ceux qui m'aiment.

A tous ceux que j'aime.

Je dédie ce travail.

Yacine.

SOMMAIRE

Nomenclature

Liste des Figures

Liste des Tableaux

Introduction générale :.....1

Chapitre I : Généralités sur les écoulements dans un canal à élargissement brusque

I.1- L'élargissement brusque : 3

I.2- Etudes des caractéristiques dynamiques et thermiques : 3

I.3 - Modèles de turbulence : 8

I.4 - Domaine de validation : 9

I.5 - Le modèle de k-ε : 11

Chapitre II : Formulation Mathématique

II.1 - Equations : 13

II.2 - Fermeture des équations : 15

II.3 - Modèles de turbulence :.....18

II.4. Modèles de premier ordre : 20

Chapitre III : Présentation des outils de simulation

III.2 - Le Mailleur ICEM :.....23

III.2.1 - Nomenclature de la géométrie 23

III.2.2 - Etapes d'utilisation d'ICEM CFD.....23

III.2.2.1 - Charger ICEM CFD par introduction de la commande:.....23

III.2.2.2 - Créer la géométrie : 24

III.2.2.3 - Créer les points :.....24

III.2.2.4 - Création des courbes :.....27

III.2.2.5 - Créer le bloc :.....30

III.2.3 - Assigner la distribution nodale le long des bords de bloc :.....32

III.2.3.1 - Créer la maille :.....34

III.2.4 - Écrire la maille à un dossier d'entrée pour CFX pre :.....36

III.3 - Ansys CFX :.....37

III.3.1 - CFX-Pre : 39
III.3.1.1 - La configuration : 39
III.3.1.2 - Mode de la déclaration le type de fluide : 40
III.3.2 - CFX-Solver : (La solution) 44
III.3.3 - CFD-Post : (La résolution) 46

Chapitre IV : Configuration et sensibilité au maillage

IV.1 – Introduction : 49
IV.2 – Configuration géométrique : 49
IV.3 – Sensibilité au maillage : 51
IV.3.1 –Maillage avec l'ICEM : 51
IV.3.2 – Tableau des positions du 1er nœud : 51
IV.3.3 – Les graphes de Y plus : 51
IV.3.4 – Tableau des nombres des nœuds : 53
IV.3.5 – Le graphe de Cf x1000 : 53

Chapitre V : Résultats et discussions

V .1 – Introduction : 54
V .2 – Effet de l'intensité de la vitesse : 54
V .2.1 – Contours de vitesses : 54
V .2.2 – Les graphes de la vitesse : 55
V .2.3 – Contour de la pression : 60
V .2.4 – Les graphes de la pression : 61
V .2.5 – Les lignes de courant : 65
V .2.6 – Contour de la température : 66
V .2.7 – Les graphes de la température: 67
V .2.8 – Tableau du reattachement : 68
V .2.9 – Coefficient de frottement (Cf): 70
V .2.10 – Nombre de Staton (St) : 71
V .2.11 – Nombre de Nusselt Nu 72
V .3 - Effet de l'intensité du flux { [W/m^2] : 73
V .3.1 – Contour de la vitesse : 73
V .3.2 – Contour de la pression : 74
V .3.3 – Les lignes de courant : 75

V .3.4 – Contour de la température : 75
V .3.5– Les graphes de la température: 76
V .3.6 – Tableau de rattachement : 77
V .3.7 – Point de reattachement Xr 78
V .4 – Effet de l'intensité de la marches : 79
V .4.1 – Contour de la vitesse : 79
V .4.2 – Contour de la pression : 80
V .4.3 – Les lignes de courant : 80
V .4.4 – Contour de température : 81
V .4.5 – Tableau du rattachement : 82
V .4.6 – Point de reattachement Xr en fonction de H : 83
V .4.7 – Nombre de Nusselt Nu en fonction de H: 83

Conclusion générale : 86

Références bibliographique 87

NOMENCLATURE

- ***Symboles***

Cf	Coefficient de frottement	
H	Hauteur du canal en aval de la marche	m
L	Longueur du canal en aval de la marche	m
Nu	Nombre de Nusselt	
P	Pression	Pa
Pr	Nombre de Prandtl	
Q_w	Densité de flux de chaleur	$W.m^{-2}$
Re	Nombre de Reynolds	
T	Température	°C
T_0	Température d'entrée	°C
U_0	Vitesse d'entrée	$m.s^{-1}$
S	Longueur de reattachement	m
St	Nombre de Stanton	
x, y	Coordonnées cartésiennes	
Xr	Point de la longueur de recollement	m

- ***Lettres grecques***

ν	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
ε	Taux de dissipation de k	
Φ	Variable moyenne généralisée	
ψ	Fonction de courant	
λ	Conductivité thermique	
P	Masse volumique	$Kg.m^{-3}$

LISTE DES TABLEAUX

Tableau IV- 1: Les coordonnées des positions du 1er noeud 51
Tableau IV- 2: Les coordonnées des Maillage 53

Tableau V- 1: Les coordonnées des stations de mesure (lignes) 55
Tableau V- 2: la valeur de la longueur de reattachement pour chaque taille de la marche et la vitesse 69
Tableau V- 3: la valeur minimale du coefficient de frottement pour chaque vitesse 71
Tableau V- 4: valeurs du nombre de Reynolds et le nombre de Nusselt maximal pour chaque vitesse 72
Tableau V- 5: la valeur de la longueur de rattachement pour le flux et la taille de la marche 77
Tableau V- 6: la valeur du flux pour la longueur de reattachement 78
Tableau V- 7: la valeur de la longueur de rattachement pour la vitesse et la taille de la marche.82
Tableau V- 8: valeurs du nombre de Reynolds et le nombre de Nusselt maximal pour chaque taille de la marche 84
Tableau V- 9: la valeur maximal du nombre de Nusselt pour chaque taille de la marche.....84
Tableau V- 10: valeurs point de reattachemnet et le nombre de Nusselt maximal pour chaque taille de la marche 85

LISTE DES FIGURES

Figure I- 1: Effet du nombre de Reynolds sur le nombre moyen de Nusselt avec et sans cylindre (Chao-Kuang et al 2003) 4
Figure I- 2: la géométrie d'un élargissement brusque avec la marche descendante inclinée (Chen et la 2006) 6
Figure I- 3: structure d'un écoulement derrière une marche (Glockner 2000) 11

Figure II- 1: Hiérarchie des modèles de turbulence 19

Figure III- 1: géométrique 3D 23
Figure III- 2: géométrie du problème et conditions aux limites 38

Figure IV- 1: La géométrique en 3D 49
Figure IV- 2: géométrie du problème et conditions aux limites 50
Figure IV- 3: Maillage Centre grossier 51
Figure IV- 4: Influence du maillage sur le profil de Y plus 52
Figure IV-5 : Influence du maillage sur du coefficient de frottement 53

Figure V- 1 : Contours de la vitesse pour les quatre vitesses U=5m/s, U=11m/s, U=15m/s et U=25m/s respectivement 55
Figure V- 2: profils de vitesses pour les quatre vitesses d'entrée au niveau du poly line 56
Figure V- 3: profils de la composante les vitesses U=5m/s, U=11m/s, U=15m/s et U=25m/s pour plusieurs lignes respectivement 60
Figure V- 4: contours de pression pour les quatre vitesses d'entrée U=5m/s, U=11m/s, U=15m/s et U=25m/s respectivement 61
Figure V- 5: profils de pression à quatre vitesses d'entrée au niveau du poly line 61
Figure V- 6: profils de la pression pour les vitesses d'entrée U=5m/s, U=11m/s, U=15m/s et U=25m/s à plusieurs lignes respectivement 65
Figure V- 7: contours de fonction de courant pour les quatre vitesses d'entrée U=5m/s, U=11m/s, U=15m/s et U=25m/s respectivement 66
Figure V- 8: contours de température pour les quatre vitesses d'entrée U=5m/s, U=11m/s, U=15m/s et U=25m/s respectivement 67

Figure V- 9: profils de température à plusieurs lignes pour les quatre vitesses 68
Figure V- 10: longueur de la ligne de reattachement en fonction de la vitesse.....70
Figure V- 11: variation du coefficient de frottement en fonction de X pour les quatre vitesses..70
Figure V- 12: variation du stanton nombre pour les quatre vitesses.....71
Figure V- 13: variation du nombre de Nusselt en fonction de Reynolds pour les quatre vitesses.....72
Figure V- 14: contours de la vitesse pour les quatre flux différents.....74
Figure V- 15: contours de la pression pour les quatre flux différents.....74
Figure V- 16: contours de fonction de courant pour les quatre flux différent.....75
Figure V- 17: contours de température pour les quatre flux différents.....76
Figure V- 18: profils de température à plusieurs lignes pour les quatre flux différents 77
Figure V- 19: variation du point de reattachement en fonction du flux.....78
Figure V- 20: contours de la vitesse pour les quatre hauteurs de la marche H=0.02, H=0.038, H=0.045 et H=0.06 respectivement 79
Figure V- 21: Contours de la pression pour les quatre marches H=0.02, H=0.038, H=0.045 et H=0.06 respectivement.....80
Figure V- 22: contours de fonction de courant pour les quatre marches H=0.02, H=0.038, H=0.045 et H=0.06 respectivement 81
Figure V- 23: contours de température pour les quatre flux différents.....82
Figure V- 24: variation du nombre de point de rattachement en fonction de la taille de la marche 83
Figure V- 25: variation du nombre de Nusselt en fonction de Reynolds pour les quatre marches différents.....83
Figure V- 26: variation du nombre de Nusselt en fonction de point de reattachement pour les quatre marches différents 85

Introduction Générale

Introduction générale :

Dans la vie quotidienne, on observe autour de nous plusieurs phénomènes, naturels ou autres, qui sont gouvernés par les lois de la physique. Ces phénomènes, stationnaires ou instationnaires, peuvent appartenir aux différents domaines de la recherche. Parmi ces domaines, on trouve l'échange thermique et la mécanique des fluides : sciences qui servent à comprendre et à décrire le transfert de chaleur et l'écoulement de liquides et de gaz et leurs interactions avec les corps solides. Ces sciences reposent avant tout sur l'application de lois fondamentales de la mécanique et de la thermodynamique.

Dans la nature, les systèmes et phénomènes physiques les plus intéressants sont aussi les plus complexes à étudier. Ils sont souvent régis par un grand nombre de paramètres non linéaires interagissant entre eux (la météorologie, la turbulence des fluides...).

L'une des solutions est de réaliser une série d'expériences pour analyser les paramètres et grandeurs du système. Mais les essais peuvent s'avérer très coûteux (essais en vol, essais avec matériaux rares...) et ils peuvent être très dangereux (essais nucléaires, environnement spatial...). Enfin il peut être difficile de mesurer tous les paramètres : échelles du problème trop petites (chimie du vivant, couche limite en fluide...) ou trop grandes (astrophysique, météorologie, géophysique...).

On peut aussi construire un modèle mathématique permettant la représentation du phénomène physique. Ces modèles utilisent très souvent des systèmes d'équations aux dérivées partielles (EDP) non linéaires dont on ne connait pas de solutions analytiques en général. Il faut alors résoudre le problème numériquement en transformant les équations continues de la physique en un problème discret sur un certain domaine de calcul (le maillage).

Les différentes étapes pour modéliser un système complexe sont :

- Recherche d'un modèle mathématique représentant la physique.
- Elaboration d'un maillage ou Discrétisation des équations de la physique.
- Résolution des équations discrètes.
- Programmation des relations discrètes.
- Simulation numérique et exploitation des résultats.

L'objectif de ce travail consiste à étudier l'écoulement turbulent bidimensionnel pour un fluide incompressible, en aval d'une marche descendante, c'est-à-dire un canal de section rectangulaire présentant un élargissement brusque, avec une paroi adiabatique.

En effet, l'élargissement brusque de la section de passage d'écoulement est rencontré dans de nombreuses applications industrielles notamment, le refroidissement des équipements électroniques, dans les chambres de combustion, les réacteurs chimiques, les alternateurs, les échangeurs de chaleur, les collecteurs solaires, les turbomachines, etc…

Le but de ce travail est de déterminer la fonction de courant, le profil de vitesse, le point de rattachement, le profil de pression et le profil de température, le nombre de Nusselt, nombre de Reynold et le coefficient de frottement, en changeant la vitesse entrée, le flux et la taille de la marche.

Ce travail débute par un chapitre destiné à présenter l'intérêt de l'écoulement turbulent dans la géométrie choisie. Il comprend une revue bibliographique détaillée portant sur la modélisation et la simulation sur les écoulements dans les conduites avec élargissement brusque.

De brefs rappels et définitions sur les notions de la mécanique des fluides et le transfert de chaleur, une description de la géométrie du problème traitée et le système d'équations concernant notre phénomène physique, ainsi que les conditions aux limites sont décrites au second chapitre.

Le troisième chapitre donne une présentation générale des outils de simulations utilisés et les hypothèses adoptées.

Dans le quatrième chapitre, on décrit la configuration géométrique et la sensibilité au maillage avec l'ICEM CFD qui sont élaborées dans un environnement ANSYS CFX. En turbulence, on a utilisé le modèle k-ε .

Les résultats sont présentés au chapitre V où ils sont discutés et critiqués. Ces résultats sont comparés avec les données des autres auteurs afin de valider notre simulation.

Enfin, nous terminons notre mémoire par une conclusion générale résumant l'essentiel de notre travail.

Chapitre I :

Généralités sur les écoulements dans canal à élargissement brusque

I.1- L'élargissement brusque :

L'élargissement brusque se démarque comme l'un des cas importants de modèles géométriques considérés bidimensionnels ou tridimensionnels. Quoique étant simple, l'attrait de ce modèle géométrique est que les écoulements sont caractérisés par d'importants phénomènes fondamentaux reliés à la mécanique des fluides : le développement d'une couche limite sur la paroi horizontale en amont, décollent et développement d'une couche de verticale, recollement de la couche de cisaillement sur la paroi horizontale en aval et redéveloppement d'une couche limite en aval du recollement.

Ceci est dû à la présence de ces phénomènes fondamentaux ce qui rend l'élargissement brusque l'objet de plusieurs travaux de recherche au fil des années. De nombreuses études fournissent des données sur l'influence des différents paramètres sur l'écoulement.

I.2- Etudes des caractéristiques dynamiques et thermiques :

Plusieurs auteurs ont étudié le comportement de l'écoulement dans l'élargissement brusque. On cite ici quelques travaux qui ont traité l'effet du transfert thermique à travers les parois :

La génération de l'entropie due au transfert thermique, séparation, recollement et recirculation de l'écoulement a été étudiée numériquement par **Eiyad (2005) [1]**. Il a étudié la distribution de l'entropie générée dans un élargissement brusque pour un écoulement laminaire bidimensionnel de convection forcée où les deux plaques (inférieure et supérieure) sont chauffées par un flux constant.

Un profil de vitesse parabolique a été imposé à l'entrée de la forme :

$$u(y) = \frac{3}{2}(4y)(2-4y)$$

ainsi qu'un profil développé de température sous la forme adimensionnelle :

$$\frac{T(y)-T_w}{T_Q-T_w} = [1-(4y-1)^2]\left[1-\frac{1}{5}(4y-1)^2\right]$$

Le flux de chaleur qui chauffe les deux plaques a la forme : $q_w = \frac{32}{5}\frac{K}{H}(T_q - T_w)$

Les résultats montrent que la valeur du nombre de génération d'entropie N_s augmente avec l'augmentation du nombre de Re, et l'augmentation du nombre de **Brinkman**, et diminue avec l'augmentation de la température adimensionnelle (τ). La valeur du Ns(x) à une valeur maximale à la section de séparation de l'écoulement, et sa valeur diminue en se déplaçant en aval de la marche. L'auteur a trouvé que pour le mur inférieur la valeur maximale de Ns se produit à l'intérieur de la zone de recirculation. Sur le mur supérieur, la valeur de Ns a une valeur maximale à la section de séparation de l'écoulement et cette valeur diminue pendant le déplacement en aval. La contribution du mur supérieur au Ns en aval du point de recollement était petite.

Chao-Kuang et al (2003) [2] ont simulé l'écoulement à bas nombre de Re derrière une marche descendante en utilisant un modèle SRT (Single-Relation-Time) basé sur la méthode (**Lattice Boltzman method**). Les résultats numériques ont prouvé que l'insertion d'un cylindre augmente le transfert de chaleur par convection. Ils ont aussi indiqué que l'augmentation du diamètre du cylindre mène à une augmentation du transfert thermique, et à une réduction de l'angle d'intersection entre le vecteur de la vitesse et le gradient de la température.

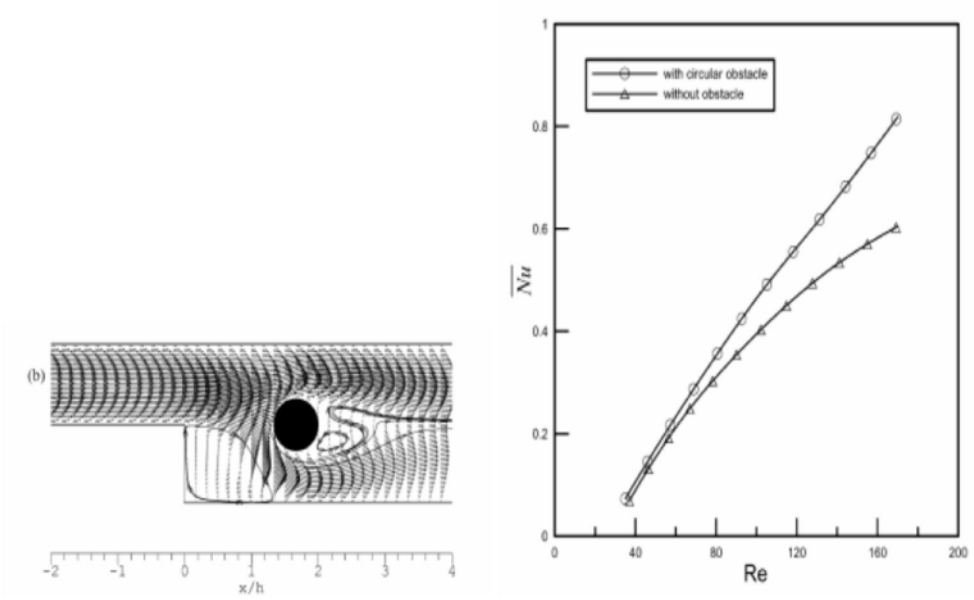


Figure I- 1*: Effet du nombre de Reynolds sur le nombre moyen de Nusselt avec et sans cylindre (Chao-Kuang et al 2003)*

Afin d'étudier les effets de l'allongement (rapport entre la largeur et la longueur du canal) sur le comportement mécanique et thermique de l'écoulement, **Hiroshi et al (2000)** ont effectué une simulation numérique sur l'écoulement tridimensionnel autour d'une marche descendante avec un bas nombre de Reynolds, ils ont trouvé que les particules

décollent à proximité du mur latéral pour former une zone spirale de recirculation derrière la marche. Le nombre de Nusselt maximum sur la plaque inférieure est obtenu à deux positions proches des murs latéraux et symétriques par rapport à la ligne centrale, et pas sur cette ligne centrale de la conduite. Et sa valeur (Nu_{max}) augmente avec l'augmentation de l'allongement et du nombre de Reynolds.

Barbosa et al (2004) [3] ont étudié la convection forcée autour d'une marche descendante d'un écoulement laminaire tridimensionnel, pour différentes valeurs du nombre de Reynolds. La géométrie est construite pour un rapport d'allongement AR=8 et un rapport d'expansion ER=2, la plaque inférieure est chauffée par une densité de flux constante q_w=50 w/m2, tandis que les autres parois sont adiabatiques. Ils ont constaté que la ligne X_u présente des variations plus élevées dans le sens de l'envergure et s'éloigne plus vers l'amont quand le nombre de Re augmente. De même, les distributions moyennes dans le sens de l'envergure du nombre de Nusselt présentent des valeurs plus élevées pour des valeurs élevées du nombre de Reynolds.

De leurs côtés Nie et **Armaly (2004) [4]** ont effectué une étude numérique sur un écoulement laminaire tridimensionnel dans une conduite de section rectangulaire avec un élargissement brusque où toutes les parois (latérales, inférieurs, supérieurs) sont chauffées avec une densité de flux imposée Q_w=20 W/m2. Ils ont trouvé que les endroits où la température sur les murs est minimum, et où l'écoulement du jet impacte sur la plaque inférieure, se déplacent vers l'aval de la marche quand le nombre de Reynolds augmente.
Aussi, la température minimum du mur est située en aval de l'endroit où l'écoulement du jet impacte sur le mur inférieur. Due à la température moyenne relativement élevée de la paroi latérale, la température moyenne des trois murs ($T_{w, avg}$) en aval du recollement est plus haute que la température moyenne des parois inférieure ou supérieure. Les nombres de Nu moyen sur la plaque inférieure et les plaques latérales exposent un maximum dans leurs distributions longitudinales, et l'endroit, où ce maximum se produit, se déplace loin de la marche à mesure que le nombre de Reynolds augmente. De même et pour le même nombre de Reynolds l'endroit où Nu_{moyen} est maximum sur la paroi latérale est plus près de l'échelon que l'endroit où se trouve le maximum de Nu_{moyen} sur la plaque inférieure.

Le coefficient de frottement est relativement élevé à l'intérieur de la zone de recirculation dû au fort écoulement vertical dans le sens de l'envergure qui se développe à côté de la plaque inférieure à l'intérieur de cette région. Le pic du coefficient de frottement en aval de la zone de recirculation sur le mur inférieur est près de la paroi latérale.

Les résultats de simulation numérique d'écoulement laminaire tridimensionnel de convection forcée à côté d'une marche descendante dans une conduite de section rectangulaire sont employés par **Chen et al (2006) [5],** pour examiner l'effet d'inclinaison de l'échelon sur l'écoulement et le transfert thermique. L'angle de l'échelon varie de 15° à 90°. Pour la petite inclinaison ($\alpha = 15°$) de la marche descendante l'écoulement du jet et son impact ne paraissent pas. Le « downwash » à côté de la paroi latérale devient plus fort à mesure que l'angle d'inclinaison augmente. Le nombre de Nu maximum sur la plaque inférieure est situé près de la paroi latérale pour $\alpha \geq 30°$, et apparaît près du centre de la conduite pour le petit angle d'inclinaison ($\alpha = 15°$). D'autre part, les auteurs ont trouvé que l'endroit où le nombre de Nu prend la valeur maximale est étroitement associé à l'endroit où la composante de la vitesse transversale négative est maximum. Le coefficient de frottement à l'intérieur de la région de recirculation augmente avec l'augmentation de l'angle d'inclinaison de la marche. En aval de cette région, l'augmentation de coefficient de frottement devient plus lente à mesure que l'angle augmente.

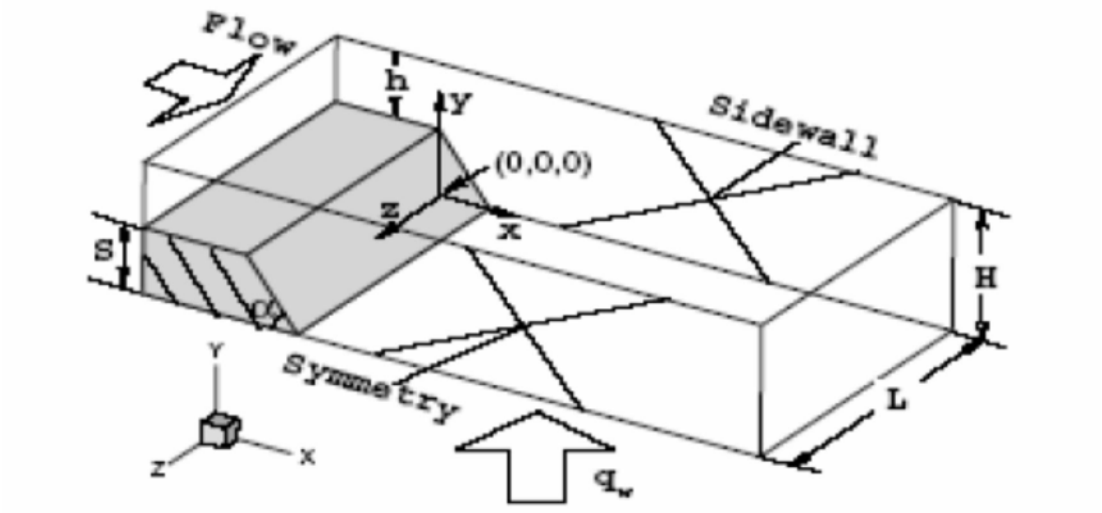


***Figure I- 2**: la géométrie d'un élargissement brusque avec la marche descendante inclinée (Chen et la 2006)*

N. Boulkroune al. (2005) [6] présentent une étude numérique du phénomène de la convection naturelle laminaire dans un canal vertical présentant un élargissement brusque,

dont les parois latérales sont soumises à une température constante, tandis que la paroi constituant l'élargissement brusque est considérée comme adiabatique.

Les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie régissant le phénomène de la convection naturelle ont été discrétises suivant la méthode des différences finies. Nous avons développé un code de calcul pour résoudre le système d'équations obtenues par cette discrétisation. Les résultats sont présentés sous formes des champs hydrodynamique et thermique pour différentes valeurs des nombres de Grashof, et différentes valeurs du seuil de l'élargissement brusque.

Xiaomin Xie el. (2007) [7] ont étudié l'impact des façades de bâtiment et du chauffage au sol sur l'écoulement du vent et le transport de polluant dans la rue canyon. La simulation est faite par CFD. Pour H / W (H représentant la hauteur du bâtiment et W la largeur d'une rue) Variant de 0.1 à 2, les résultats ont démontré que l'écoulement du vent et le transport mécaniquement induits de polluant ont été compliqués prés la flottabilité sous la stratification de la température.

N. Nait Bouda al. (2009) [8] ont traité un écoulement de rattachement séparé au-dessus d'une étape en arrière de revêtement. Deux cas différents d'écoulement entrant sont considérés comme montrer l'influence de la zone externe de l'écoulement sur le processus de rattachement. Il consiste au sujet d'un gicleur de mur (WJ) et d'une couche limite (BL). Si les régions intérieures des deux écoulements sont semblables, les rôles de leurs régions externes respectives sont sensiblement différents. Deux mesures de laser Doppler Vélocimétrie de composants ont été conduites dans le cas de WJ. Les expériences étaient complétées par une étude numérique. La formulation est basée sur la modélisation statistique du second degré dans la basse version de nombres de Reynolds et couplé à l'deux mesuré le modèle d'énergie-flux (RSMKFL2). Le modèle était appliqué alors pour le cas de BL.

Cornelia Wevers et al. (2010) [9] ont mené une étude expérimentale et numérique sur la dispersion des particules de pollution due à une source intérieure dans un hall industriel partiellement ouvert. La simulation est faite par CFD. La confrontation des deux méthodes ont données des résultats convenable pour la mesure, dans la direction du vent 0°, du champ de vitesse des gaz et de la particule. Les simulations montrent des distributions semblables et la majeure partie de la pollution a passé à l'ouverture. Pour la direction du vent 15°, les calculs montrent un écoulement asymétrique.

Par ailleurs, selon **Guezmir Siheme, Benabid Tahar et al. (2013) [10]** l'écoulement turbulent sur une marche descendante est caractérisé par un décollement, une zone de recirculation et un recollement. Ses applications sont très répandues dans l'industrie.

Les auteurs ont mené une étude expérimentale et en parallèle une simulation numérique à une fin comparative. Un tube de Pitot est utilisé pour la mesure des profils de vitesse moyenne dans les différentes zones de la marche ainsi que la pression statique. Une visualisation a permis de mettre en évidence les caractéristiques essentielles de cet écoulement. Enfin, les résultats numériques et expérimentaux ont montrés un assez bon accord.

I.3 - Modèles de turbulence :

Les modèles de turbulence de fermeture de turbulence à deux équations sont intéressants pour les applications industrielles dans lesquelles le détail du champ turbulent n'est pas recherché. Ces modèles sont encore très utilisés dans les grands codes industriels en CFD. Les modèles à deux équations sont généralement basés sur le concept de viscosité de la turbulence et de ce fait peuvent être résolus numériquement de façon efficace alors que les modèles aux tensions de Reynolds nécessitent des techniques spécifiques.

De nombreuses études sur les écoulements turbulents ont été menées ces dernières années. La plupart sont des études numériques. Pour une vue générale, on peut se reporter utilement sur la littérature abondante sur le sujet et spécialement les publications de revue.

Dans la simulation numérique des écoulements turbulents, le modèle k-ε a déjà très largement prouvé son efficacité mais présente cependant un certain nombre de faiblesses. Par exemple, tous les schémas de fermeture du modèle k-ε sont basés sur l'hypothèse des nombres de Reynolds de la turbulence élevés, ce qui signifie que l'effet de la viscosité moléculaire est supposé négligeable. Cette hypothèse n'est pas valable dans les zones proches des parois où l'effet de la viscosité moléculaire devient prépondérant.

Deux grandes orientations peuvent alors être dégagées pour apporter une solution à ces limitations.

La première approche consiste à mailler plus finement la zone proche de la paroi afin de reproduire au mieux les phénomènes turbulents. Les modélisations de l'énergie cinétique turbulente et de sa dissipation sont étendues pour inclure l'influence importante de la viscosité moléculaire au voisinage de la paroi. C'est l'objectif des modèles bas Reynolds et de l'approche par **Simulation Numérique Directe.**

La seconde approche consiste à mailler grossièrement le domaine pariétal et à imposer, dans les régions concernées, des valeur aux grandeurs turbulentes déduites de « lois de paroi ».

I.4 - Domaine de validation :

Dû au montant considérable d'information provenant des travaux expérimentaux, les écoulements dans des modèles incorporant une marche descendante constituent d'excellents cas de validation numérique pour des algorithmes de simulation, tant en régime permanent qu'en régime instationnaires, et tant en régime laminaire qu'en régime turbulent. À cette fin, plusieurs thèses numériques ont porté sur le modèle géométrique de la marche, dont ceux de, **SAVOIE (1996) [11]** qui a présenté une étude numérique bidimensionnelle basée sur l'équation du transport de la verticité et utilisée pour simuler les écoulements isothermes de fluides visqueux newtoniens et incompressibles sans forces de volume, en régime instationnaire pour la marche descendante. Les résultats de simulations sont comparés avec succès à des résultats expérimentaux où une analyse plus générale démontre les aptitudes de la méthode à simuler ce type d'écoulements. En particulier, les résultats montrent que pour des écoulements à faibles valeurs du nombre de Reynolds (Re = 97), la zone de recirculation est composée d'une seule région de verticité pour la durée totale des simulations.

Pour des écoulements à valeurs plus élevées du nombre de Reynolds (Re = 153 et 303), la zone de recirculation est respectivement composée de trois et de quatre régions de verticité durant les stades intermédiaires de l'écoulement, tandis que pour des temps plus élevés, les structures à l'intérieur de la zone de recirculation ne sont pas très bien définies. Les résultats dévoilent aussi que, pour la gamme complète des valeurs du nombre de Reynolds étudiée, la distance qui sépare la paroi verticale et le point de recollement de la région principale de vorticité augmente quasi linéairement avec le temps. L'auteur de cette thèse a fait la validation de son code de calcul pour le modèle de la marche descendante en régime permanent. L'accord est excellent entre ses prédictions numériques et les mesures expérimentales pour tous les cas étudiés.

D'autre part, **MARRANO (2001) [12]** a analysé par simulation des grandes échelles (**LES**) pour des écoulements incompressibles, le développant de la turbulence derrière une marche descendante. La vérification et la validation du code de calcul élaboré dans son travail nommé DFMAC est testé avec les résultats de l'écoulement laminaire d'une marche descendante réalisée expérimentalement par **Armaly et al (1983) [13].**

La première partie de la validation consiste à comparer les différentes distributions du profil de vitesse axiale obtenues numériquement avec celles des mesures expérimentales. Il a constaté que les prédictions du code de calcul sont excellentes pour toutes les positions longitudinales se situant à l'intérieur de la zone de recirculation (les positions x/H = 3.57, 4.80 et 6.12) et pour celle correspondant à la zone de recouvrement (la position x/H =

11.84). Pour cette simulation la longueur de rattachement prévue par le code de calcul est de 8.5H, valeur qui est identique à celle obtenue expérimentalement.

La deuxième partie de l'étape de validation du code de calcul consiste à simuler l'écoulement laminaire de la marche descendante pour différents nombres de Reynolds et à mesurer la longueur de rattachement X_r de la zone de recirculation primaire. Il a remarqué une très bonne concordance entre les valeurs numériques et celles de l'expérience et que les valeurs numériques obtenues avec son code sont très proches des valeurs expérimentales et bien meilleures que celles prédites par **Armaly et al (1983).**

Rome (2006) [14] dans sa thèse de doctorat a développé une méthode de raccordement de maillages multi blocs non-conformes. Elle repose sur l'interpolation, non-conservative et implicite des variables des interfaces entre les blocs. La validation numérique 2D a été effectuée sur un ensemble de cas tests, parmi eux le cas de la marche descendante. Il s'agit d'étudier l'écoulement laminaire isotherme autour d'une marche posée dans un canal plan. Le brusque élargissement de la section provoque un gradient de pression inverse qui conduit à une séparation de l'écoulement en plusieurs zones, avec l'apparition d'une recirculation derrière la marche, et quand le nombre de Reynolds augmente, une seconde zone de recirculation apparaît sur la paroi supérieure. Lorsque le régime devient transitoire, la taille des recirculations diminue. Dans le cas de la seconde recirculation, cette diminution continue jusqu'à la disparition totale quand le régime devient turbulent. La recirculation principale est alors de longueur stable. Les résultats obtenus ont été comparés avec ceux **d'Armaly et al (1983)** et montrent la faisabilité et le bien-fondé de l'approche proposée.

Afin de valider son code de calcul, **Glockner (2000) [15]** a choisi la configuration géométrique d'un canal auquel a été rajoutée en amont une marche (**figure I-3**). Le fluide est soumis à un brusque élargissement où l'écoulement se sépare en deux, donnant naissance à des zones de forts cisaillements. Derrière le saut de section se forme une zone de recirculation où l'écoulement se referme pour revenir vers la marche et former ainsi un tourbillon. Elle prend fin au point de recollement à partir duquel la couche limite se redéveloppe. De plus il a observé la présence au pied de la marche d'une seconde zone de recirculation (de sens de rotation opposé à la première) qui n'est pas toujours mise en évidence à la fois par les codes de calcul et par les mesures expérimentales.

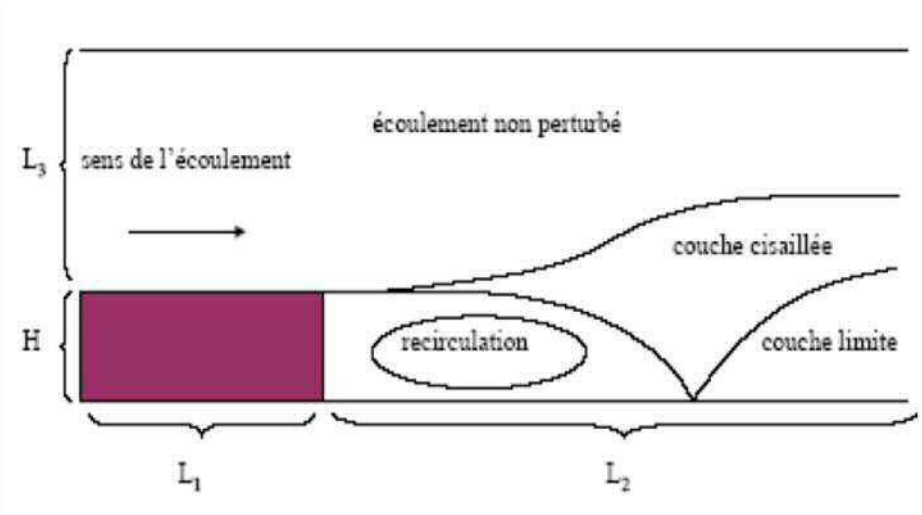


Figure I- 3**: structure d'un écoulement derrière une marche **(Glockner 2000)

Dans le but de vérifier la stabilité de la solution stationnaire d'un écoulement laminaire dans un canal avec une expansion soudaine, **Donatien (2001) [14]** a calculé la solution pour Re = 800 en régime transitoire à l'aide de deux formulations espace-temps. Il a observé que l'écoulement après la marche se développe avec la formation d'une série de tourbillons le long des parois solides (en haut et en bas), deux tourbillons principaux sont accompagnés de différents tourbillons de moindres intensités. A mesure que la simulation transitoire progresse, les petits tourbillons se dissipent et les deux tourbillons principaux atteignent un état d'équilibre au temps adimensionnel $\tau = 500$.

Son étude transitoire par les formulations espace-temps (stable et stabilisée), suggère que l'écoulement pour Re = 800 tend asymptotiquement vers une solution stationnaire stable.

I.5 - Le modèle de k-ε :

C'est le modèle à deux équations de transport (pour k et ε) qui a été le plus largement testé et utilisé.

Le modèle k-ε, , proposé par **Launder et Spalding [17],** est certainement le modèle le plus répandu. Ce modèle est très répandu de par sa simplicité, sa robustesse et sa facilité de mise en œuvre.

Bien que les aspects généraux de généraux des écoulements soient bien simulés, il apparait certaines insuffisances dues notamment à la valeur des constantes et au fait que le

modèle est trop diffusif. Les modifications apportées au modèle k-ε sont nombreuses, dont notamment les extensions suivantes :

Le modèles k-ε deux couche de **Chen et Patel [17]** qui, à proximité des parois, utilise un modèle à une équation (pour k) et exprime ε à l'aide d'une longueur caractéristique déterminée par une formule algébrique fonction du nombre de Reynolds local.

Le modèle k-ε bas Reynolds de **Jones et Laundes [19]** qui élargit son domaine de validité aux zones d'écoulement laminaires ou de transition à proximité des parois. Les constantes sont rendues dépendantes du nombre de Reynolds et des termes complémentaires sont ajoutés aux deux équations pour tenir compte du caractère non-isotrope du processus de dissipation.

Le modèle k-ε étendu de **Chen et Kim [20]**, qui ajoute un terme à l'équation du taux de dissipation pour que le transfert d'énergie réponde plus efficacement à la déformation moyenne de l'écoulement, rend le modèle moins diffusif.

Le modèle RNG, développé par le groupe de normalisation **Yakhot et Smith [21]**, consiste en une estimation au cours du calcul de la constante $C\varepsilon 1$, remplacée dans l'expression de dissipation par une autre constante qui change au cours des itérations. Cette expression ajoute un terme fonction du taux de déformation à l'équation du taux de dissipation le rendant ainsi moins diffusif.

Chapitre II :
Formulation Mathématique

On présente dans ce chapitre les principales équations qui seront résolues numériquement lors de la simulation. Elles modélisent mathématiquement :

- L'écoulement du fluide dans le canal étudié
- Le phénomène de turbulence qui l'accompagne.
- Le phénomène d'échange de chaleur causé par le flux thermique à travers la paroi.

II.1 - Equations :

Le transfert de chaleur par convection en régime turbulent dans des conduits quelconques est régi par les équations de Navier-Stokes. Celles-ci se présentent, dans le cas général, de la façon suivante (en notations tensorielles avec la convention d'Einstein et pour un fluide newtonien incompressible) :

Conservation de la masse (continuité) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \qquad \text{(II.1.a)}$$

Conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho u_j u_i}{\partial x_j} = \frac{\partial p}{\partial x_j} + \left[\mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\right)\right] + f_i \qquad \text{(II.1.b)}$$

Conservation de l'énergie (bilan thermique) :

$$\frac{\partial \rho c_p t}{\partial \tau} + \frac{\overline{\quad}}{\partial x_j}{}^{p u_j t} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\lambda \frac{\partial \mathrm{t}}{\partial \mathrm{x_j}}\right) + q \qquad \text{(II.1.c)}$$

Où les différentes grandeurs (variables + propriétés) sont des grandeurs instantanées caractérisant l'écoulement turbulent et le transfert de chaleur associé. Ces équations, dans leur forme actuelle, ne sont d'aucune utilité pour la pratique industrielle et sont très lourdes à manipuler. On va donc les transformer et les mettre sous des formes plus simples décrivant les différents champs moyens et non plus les champs instantanés. Nous adopterons, pour commencer l'hypothèse simplificatrice suivante :

- propriétés physiques constantes (pour la masse volumique intervenant dans les forces de gravité, on appliquera l'approximation de Boussinesq $\rho = \rho[1 - \beta(T - T_0)]$.

L'idée de base dans la simplification des équations (II.1) est de remplacer les grandeurs instantanées φ définies en un point par des grandeurs moyennes non fluctuantes $\overline{\varphi}$ définies, en suivant en cela l'idée de Reynolds (1895), de façon conventionnelle par :

$$\Phi = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T}\int_0^T \varphi(\tau)\, d\tau \qquad \text{(II.2)}$$

Où T est la période utilisée pour déterminer la moyenne. On peut ainsi rapporter la grandeur instantanée à la grandeur moyenne correspondante en exprimant l'égalité suivante :

$$\varphi = \Phi + \varphi' \qquad \text{(II.3)}$$

Où φ' est la fluctuation caractérisée par une moyenne temporelle $\overline{\varphi'}$ nulle:

$$\overline{\varphi'} = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T}\int_0^T (\varphi(\tau) - \Phi)\, d\tau \qquad \text{(II.4)}$$

Dans le cas d'un produit de deux grandeurs instantanées, on a la relation suivante :

$$\overline{\varphi\psi} = \Phi\psi + \overline{\varphi'\psi'} \qquad \text{(II.5)}$$

En injectant la relation (II.3), pour chacune des variables, dans les équations (II.1) et en cherchant les moyennes sur le temps comme décrit ci-dessus avec le respect des hypothèses énumérées, on obtient un ensemble d'équations, connues sous l'appellation d'équation de Reynolds, décrivant l'évolution moyenne des différentes variables. Ces équations s'écrivent:

Conservation de la masse:

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho U_i}{\partial x_i} = 0 \qquad \text{(II.6.a)}$$

Conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho U_j U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i}\left[\mu\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right) - \rho\overline{u_i' u_j'}\right] + F_i \qquad \text{(II.6.b)}$$

Conservation de l'énergie:

$$\frac{\partial \rho c_p T}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho c_p u_j T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\lambda\, \partial \mathrm{T}}{\partial \mathrm{x_j}} - \rho c_p \overline{u_i' t}\right) + q \qquad \text{(II.6.c)}$$

On remarque qu'en plus des variables moyennes primitives (Ui, P, T), ces équations font intervenir des inconnues supplémentaires (moments) :

- ***les tensions de Reynolds*** $\rho\overline{u_i' u_j'}$ dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement;

- ***les flux de chaleur turbulents*** $\rho c_p \overline{u_i' t}$ dans l'équation de l'énergie.

Ces nouvelles inconnues apparaissent, comme on l'a noté plus haut, suite à la technique statistique utilisée. Elles mettent en évidence le problème de fermeture dont la résolution n'est possible que par une modélisation adéquate des inconnues.

II.2 - Fermeture des équations :

Le problème de fermeture consiste donc en un problème de modélisation des moments $\overline{u_i' u_j'}$ et $\overline{u_i' t}$. En pratique, plusieurs techniques ont été développées pour traiter ce point. Ce sont les modèles de turbulence spécialement conçus pour chaque problème et optimisés par l'expérience. Nous commencerons par développer le moyen théorique existant pour remédier au problème et nous passerons ensuite aux modèles de turbulence à proprement parler. En théorie, il existe un moyen élégant de fermer le système d'équations de Reynolds. Il s'agit de développer des équations exactes de type "équations de transport" pour les moments inconnus.

Ces équations découlent des équations de Navier-Stokes (II.1) en suivant la démarche mathématique suivante **[22]** :

1. multiplier l'équation de conservation de la quantité de mouvement pour u_i (II.1.b) par la fluctuation u_j;
2. faire la moyenne;
3. ajouter à l'équation résultante l'équation symétrique obtenue en permutant les indices i et j ;

Après plusieurs manipulations algébriques de mise en forme, on obtient l'équation suivante décrivant l'évolution de $\rho \overline{u_i' u_j'}$;

$$\frac{\partial \rho \overline{u_i' u_j'}}{\partial \tau} + U_k \frac{\overline{\partial u_i' u_j'}}{\partial x_k} = \qquad (C_{ij})$$

$$- \left(\rho \overline{u_i' u_k'} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \rho \overline{u_j' u_k'} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) \qquad (P_{ij})$$

$$+ \left(\overline{f_i' u_j'} + \overline{f_j' u_i'} \right) \qquad (G_{ij})$$

$$- \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\rho \overline{u_i' u_j' u_k'} + \overline{p' u_i'} \delta_{ik} + \overline{p' u_i'} \delta_{jk} - \mu \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_k} - \mu \overline{u_\iota \frac{\partial u_i' u_j'}{\partial x \iota}} - \mu \overline{u_i' \frac{\partial u_i'}{\partial x_\jmath}} \right) \qquad (D_{ij})$$

$$+ \overline{p' \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_\iota} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_\iota} \right)} \qquad (\Phi_{ij})$$

$$- 2\mu \frac{\overline{\partial u_i' \partial u_j'}}{\partial x_k \partial x_k} - \mu \left(\frac{\overline{\partial u_i' \partial u_k'}}{\partial x_k \partial x_j} + \frac{\overline{\partial u_j' \partial u_k'}}{\partial x_k \partial x_i} \right) \qquad (\varepsilon_{ij})$$

(II.7)

Avec :

(C_{ij}) : Accumulation et transport de $\overline{u_i' u_j'}$ par convection ;

(P_{ij}) : Production de $\overline{u_i' u_j'}$ par l'écoulement moyen ;

(G_{ij}) : Production de $\overline{u_i' u_j'}$ par les forces a distances (gravité, etc) ;

(D_{ij}) : Transport de $\overline{u_i' u_j'}$ par diffusion (turbulente, de pression et visqueuse) ;

(Φ_{ij}) : Corrélation pression- vitesses (ce terme de l'équation sert à redistribuer la génération entre les différentes tensions de Reynolds) ;

(ε_{ij}) : Dissipation de $\overline{u_i' u_j'}$.

Chacun de ces termes joue un rôle non négligeable et ne peut donc pas être négligé sans altérer la précision finale. Ceci est particulièrement vrai pour les termes de production et de dissipation qui gouvernent le processus de transfert d'énergie et qui se retrouvent dans tous les modèles de turbulence utilisant des équations de transport pour modéliser le phénomène. Cette équation décrit l'évolution réelle et exacte de la tension $\overline{u_i' u_j'}$ et permet donc, théoriquement, de fermer le système d'équations gouvernant le problème. Théoriquement (la forme et le contenu de l'équation sont suffisants pour le prouver), car comme on le constate, elle fait apparaître des nouvelles inconnues (de 3ème ordre) et spécialement la corrélation triple apparaissant dans le terme de diffusion :$\overline{u_i' u_j' u_k'}$, Cette dernière doit à son tour être modélisée et on peut suivre la même démarche que lors de l'établissement de l'équation (II. 7), en partant, cette fois, de l'équation (II.7) elle-même. On obtiendra alors une nouvelle équation **[23]** qui contiendra une corrélation d'ordre plus élevé - corrélation quadruple $\overline{u_i' u_j' u_k' u_l'}$ à modéliser pour fermer le système. On peut ainsi continuer jusqu'à l'infini. Cette façon de procéder ne fait que reporter le problème plus loin et il n'est pas encore prouvé qu'elle améliore les résultats finaux. Il ne faut pas oublier, aussi, les autres termes de l'équation (II.7) pour lesquels on ne possède pas encore d'équations générales et qui doivent être modélisés d'une manière approximative. Ce qui contrebalance l'amélioration, si amélioration il y a, obtenue en poussant la modélisation des "corrélations" d'ordre de plus en plus élevé.

Le moyen le plus pratique, à l'heure actuelle, est de modéliser les différents termes de l'équation de transport de $\overline{u_i' u_j'}$ (II.7) à partir de l'expérience. En ce faisant, on obtient le modèle de second ordre déjà cité ou modèle RSM (Reynolds Stress Model) **[24]**.

Il existe dans la littérature plusieurs modèles RSM. Ceux-ci restent encore confinés au niveau de la recherche en laboratoire et n'ont pas atteint le stade d'application industrielle.

Ce que nous avons dit jusqu'à présent, ne concerne que les tensions de Reynolds $\overline{u_i' u_j'}$. En ce qui concerne leurs contreparties thermiques - les flux de chaleur turbulents $\overline{u_i' t'}$ on peut suivre la même démarche théorique.

On construit, pour chaque flux, une équation de transport de la forme suivante :

$$\frac{\partial \overline{\rho u_i' t'}}{\partial \tau} + U_j \frac{\partial \overline{\rho u_i' t'}}{\partial x_j} = \qquad (C_j)$$

$$-\left(\overline{\rho u_i' u_j'} \frac{\partial T}{\partial x_j} + \overline{\rho u_j' t'} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}\right) + \overline{f_i' t'} \qquad (P_i)$$

$$-\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho \overline{u_i' u_j' t'} + \overline{p' t'} \delta_{ij} - \frac{\lambda}{C_p} \overline{u_i' \frac{\partial t'}{\partial x_j}} - \overline{\mu t' \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j'} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i'}\right)}\right) \qquad (D_i)$$

$$+\overline{p' \frac{\partial t'}{\partial x_i}} \qquad (\Phi_i)$$

$$-\frac{\lambda}{C_p} \overline{\frac{\partial t'}{\partial x_j}} \overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} - \mu \overline{\frac{\partial t'}{\partial x_i}\left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i}\right)} \qquad (\varepsilon_i)$$

Avec :

(C_j) : Accumulation et transport de $\overline{u_i' t'}$ par convection ;

(P_i) : Production de $\overline{u_i' t'}$ les champs moyens et les forces à distance ;

(D_i) : Transport de $\overline{u_i' t'}$ par diffusion (turbulente, de pression et visqueuse)

(Φ_i) : Corrélation pression- température (même rôle que pour la corrélation pression-vitesses) ;

(ε_i) : Dissipation de $\overline{u_i' t'}$;

Cette équation est identique à l'équation (II.7). Elle fournit les mêmes avantages du point de vue fermeture (évolution exacte du flux $\overline{u_i' t'}$). et aboutit aux mêmes inconvénients du point de vue de la modélisation. Ici aussi, on a cherché à pousser l'utilisation d'équations de transport pour les corrélations d'ordre élevé **[25]** et les mêmes conclusions que pour $\overline{u_i' u_j}$ restent d'application.

II.3 - Modèles de turbulence :

Pour pouvoir utiliser les équations (II.7) et (II.8), il faut les simplifier et c'est là l'objet des modèles de turbulence utilisant des équations de transport pour décrire le phénomène de turbulence. Un modèle de turbulence est donc un moyen pratique et plus ou moins empirique de fermeture du système d'équations (II.6) décrivant le problème, en vue de leur résolution pour des problèmes industriels relativement complexes.

Un modèle de turbulence doit être le plus général possible et il doit satisfaire certains critères:

1. ***Universalité*** : un modèle doit s'appliquer, d'une manière simple, à tous les types d'écoulements et dans toutes les conditions opératoires possibles;
2. ***Réalisabilité:*** un modèle doit fournir des résultats plausibles et vérifiables (pour validation);
3. ***Invariance****:* un modèle de turbulence doit aboutir à des résultats homologues pour des problèmes similaires;
4. ***Précision****:* un modèle doit fournir des résultats précis (avec une tolérance acceptable).

Ces critères sont le plus souvent contradictoire et très difficile à regrouper dans un seul modèle. Plus spécialement, le premier critère - l'universalité - ne se retrouve dans aucun modèle de turbulence à l'heure actuelle. Ceci peut se comprendre par le fait que tous ces modèles "actuels" font large usage de l'expérience au travers de constantes plus ou moins empiriques; expérience qui est fonction du problème étudié et des conditions opératoires mises en jeu.

Il existe au niveau pratique, toute une hiérarchie de modèles de turbulence en un point (c'est-à-dire que toutes les grandeurs - moyennes et fluctuations - sont évaluées au même point de l'espace; par opposition aux modèles dits à deux points ou spectraux et qui sont en principe plus capables de décrire la physique de la turbulence. Ces derniers sont très lourds à mettre en œuvre et ne sont d'utilisation que dans des laboratoires spécialisés). Ces modèles découlent les uns des autres par application de certaines hypothèses simplificatrices (fig. II. 1).

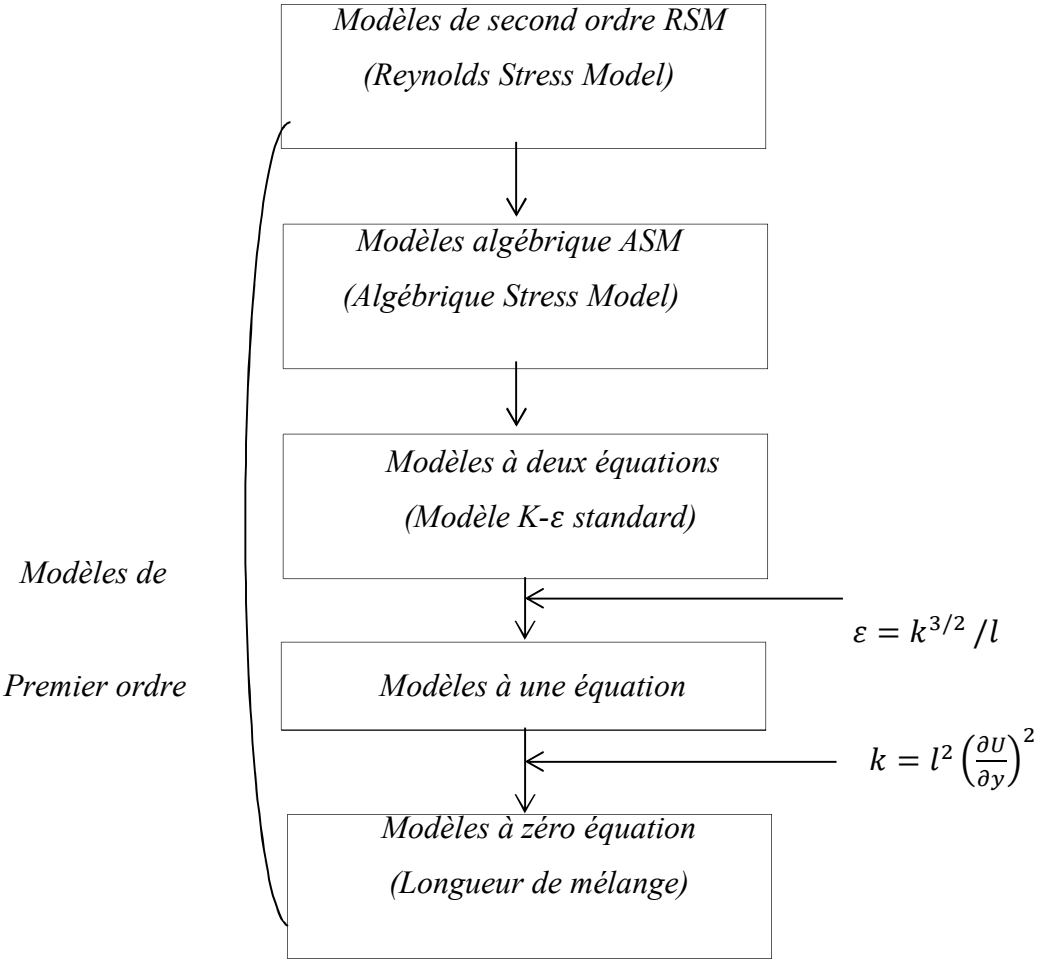


***Figure II- 1**: Hiérarchie des modèles de turbulence*

La classe au sommet est évidemment la classe des modèles de second ordre basés sur une modélisation des différents termes des équations (II.7) et (II.8) [24]. En descendant d'un degré, on rencontre les modèles dits algébriques (ASM : Algébrique Stress Model) qui découlent des précédents en supposant que le rapport $\frac{\overline{u_i' u_J'}}{k}$ = cte (cette hypothèse reproduit un fait expérimental). Cette catégorie de modèles est constituée d'un ensemble d'équations algébriques simples pour les différentes tensions de Reynolds et flux turbulents, en plus des équations pour l'énergie cinétique de turbulence et de son taux de dissipation **[26]**.

Ces modèles n'ont pas la généralité des précédents et s'appliquent assez bien pour la prédiction d'écoulements secondaires (écoulements dans des conduits de section non circulaire).

On trouve ensuite la catégorie la plus usitée au niveau pratique. Ce sont les modèles à deux équations: une équation pour l'énergie cinétique de turbulence et une autre pour l'échelle de longueur caractéristique. Ces modèles s'obtiennent des précédents par simple application de l'hypothèse d'équilibre local (production = dissipation). L'échelle de longueur peut être avantageusement remplacée par n'importe quelles autres caractéristiques de la turbulence en utilisant l'analyse dimensionnelle **[27]**. La caractéristique la plus utilisée est le taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence. Ce qui constitue le modèle k-ε qui nous intéresse et que nous développerons par la suite. Il faut noter que ce genre de modèle fournit de bons résultats dans beaucoup de problèmes pratiques et a été le plus confronté avec les résultats expérimentaux avec plus ou moins de satisfaction.

En remplaçant l'équation de transport, pour décrire l'évolution de l'échelle de longueur introduite ci-dessus, par une équation algébrique, on obtient les modèles à une équation; celle de l'énergie cinétique de turbulence en l'occurrence **[28]**. Cette classe de modèles ne s'applique qu'à des géométries simples et possède l'inconvénient qu'il faut connaître la répartition de, l'échelle de longueur en se basant pour cela sur l'expérience. Ce qui est souvent très difficile et aléatoire.

Il vient enfin les modèles les plus simples et qui utilisent la notion de longueur de mélange sans aucune autre information. On peut, à la limite, qualifier ces modèles de "modèles expérimentaux" car ils utilisent directement l'expérience pour décrire la turbulence.

On va maintenant s'intéresser davantage aux modèles de premier ordre, en particulier aux modèles à deux équations.

II.4. Modèles de premier ordre :

Dans tous les modèles de premier ordre, on essaie de caractériser localement la turbulence par un ensemble limité de paramètres. Ces paramètres se présentent, en général, sous forme d'échelles et on choisira une échelle de vitesse u et une échelle de longueur l (ou occasionnellement, une échelle de temps l/u). Ces deux échelles serviront de base à la modélisation de toutes les grandeurs caractérisant la turbulence. On se base en général, dans les modèles de premier ordre, sur l'hypothèse de Boussinesq (1903) concernant l'emploi d'une viscosité fictive pour associer les tensions de Reynolds et les flux de chaleur turbulents aux

champs moyens de vitesse et de température. D'une manière analogue à la formulation en régime laminaire, on écrira (hypothèse de Boussinesq généralisée) :

$$-\rho\overline{u_i'u_j'} = \mu\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}\rho\delta_{ij} \qquad \text{(II.9.a)}$$

$$-\rho\overline{u_i't'} = \frac{\lambda_t}{C_p}\frac{\partial T}{\partial x_j} \qquad \text{(II.9.b)}$$

On voit ainsi apparaître deux caractéristiques importantes en modélisation de la turbulence : la viscosité turbulente μ_t et la conductibilité thermique turbulente λ_t. En contraste avec les propriétés physiques μ (viscosité dynamique) et λ (conductibilité moléculaire) du fluide, μ_t et λ_t ne sont que des propriétés de la turbulence, c'est-à-dire de l'écoulement et de toutes ses caractéristiques (géométries, intensité de la turbulence, etc).

L'introduction de ces deux paramètres ne constitue pas en elle-même un modèle de turbulence.

Le problème revient maintenant à les modéliser; ceci s'effectue sans problème en utilisant les échelles de turbulence (u, l) introduites plus haut.

On peut, en effet, avec l'aide de l'analyse dimensionnelle, écrire :

$$v_t = \frac{\mu_t}{\rho} \cong u.l \qquad \text{(II.10)}$$

Ce qui ramène le problème à un problème d'estimation des échelles u et l dans tout le domaine d'intérêt; et c'est là l'objet du modèle de turbulence.

Pour la conductibilité thermique turbulente, on utilise l'analogie entre le transfert de chaleur et de quantité de mouvement et on écrit :

$$\lambda_t = \frac{\mu_t C_p}{Pr_t} \qquad \text{(II.11)}$$

Où Pr_test un nombre de Prandtl turbulent caractéristique de l'écoulement. En pratique ce nombre est souvent considéré comme constant et ayant une valeur proche de l'unité (0,9 près d'une paroi et 0,7 à l'intérieur de l'écoulement). Il est à noter que la modélisation de λ_t a reçu beaucoup moins d'attention que celle de μ_t et ceci pour plusieurs raisons:

1. Les analogies existant permettent de décrire efficacement le champ de température en connaissant le champ de vitesse.
2. Dans tous les cas pratiques traités, la température est considérée comme un paramètre secondaire et passif, donc sans incidence sur l'écoulement à proprement parler. Ce ne

sera plus le cas si on veut traiter la convection naturelle par exemple, phénomène que les modèles de turbulence ne décrivent que d'une façon très approximative.

On peut imaginer modéliser $\lambda_t$en utilisant, comme pour la viscosité turbulente μ_t, des échelles de turbulence thermiques **[29]**. Cette façon de procéder est moins courante à cause de la difficulté des problèmes à traiter (par exemple, les échelles ne sont pas les mêmes en convection naturelle qu'en convection forcée).

Pour finir, il faut signaler que les modèles de premier ordre (viscosité turbulente, conductibilité turbulente) tombent en défaut dans certaines zones d'écoulement; par exemple, là où les tensions possèdent un signe opposé à celui des gradients de vitesse. Dans ce cas, la viscosité turbulente devient négative et on obtient des résultats non plausibles physiquement. Cependant, ce genre de situation ne se rencontre que très rarement dans les problèmes industriels qui nous intéressent ici (on peut le rencontrer dans la turbulence atmosphérique par exemple).

Chapitre III :

Présentation des outils de simulation

III.1 - Introduction :

On présente dans ce chapitre l'outil de simulation utilisé lors de ce travail, en occurrence : le solveur ANSYS CFX et le mailleur ICEM. C'est un tutoriel pour la création d'une géométrie simple (plaque à cotés parallèles) puis la génération d'un maillage. On montre aussi la façon d'exporter le projet (géométrie + maillage) en format lisible par CFX.

III.2 - Le Mailleur ICEM :

III.2.1 - Nomenclature de la géométrie

L'image suivante montre la géométrie de base des plans parallèles. Le problème de plans parallèle est un problème 2D, mais est résolu dans CFX en 3D. En soi, notre géométrie finale ressemble à une boite étroite.

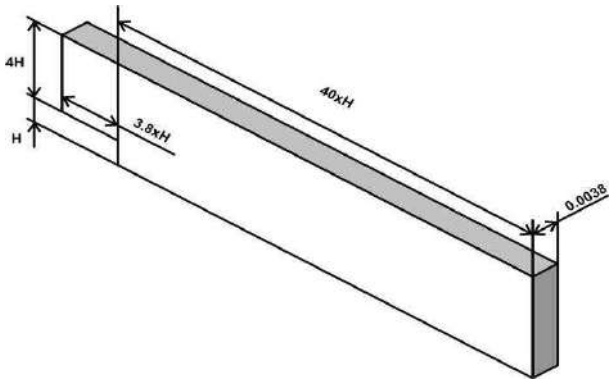
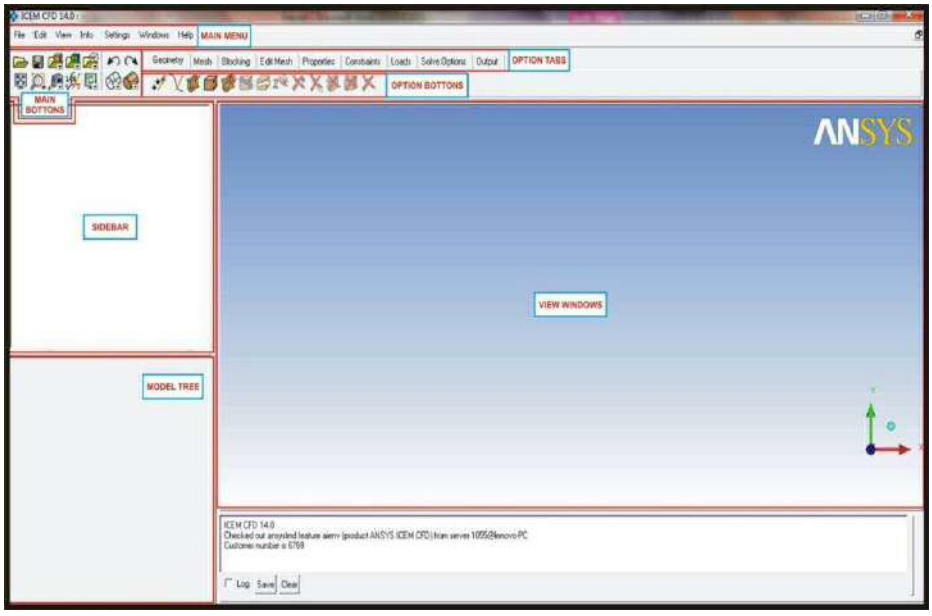


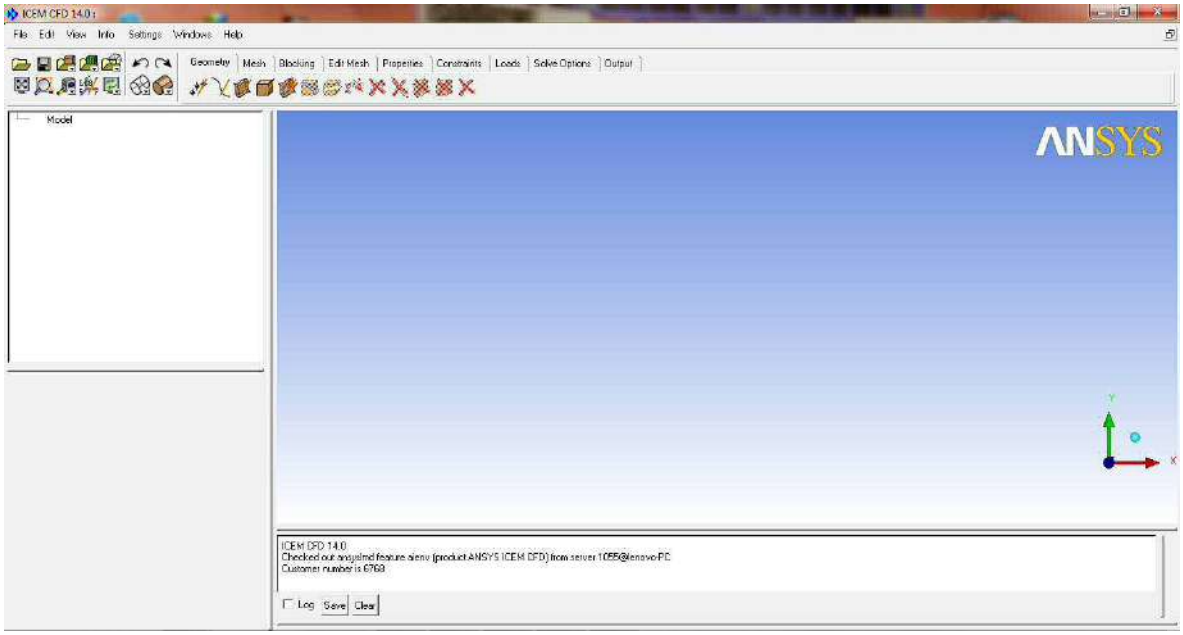
***Figure III- 1**: géométrique 3D*

III.2.2 - Etapes d'utilisation d'ICEM CFD

III.2.2.1 - Charger ICEM CFD par introduction de la commande : (% icem cfd sous LUNIX) ou en cliquant sur sous Windows. On obtient l'interface suivante :

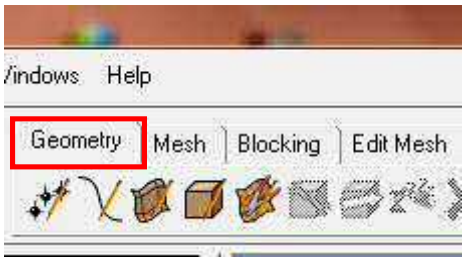


- Quelques noms généraux pour différentes parties de la fenêtre d'ICEM seront employés pour aider à identifier où certaines commandes sont situées. Les différentes pièces font appel le menu principal (boutons principaux), les étiquettes d'option (boutons d'options), la barre latérale (l'arbre modèle) et la fenêtre de vue. Celles-ci sont toutes marquées dans la figure suivante.



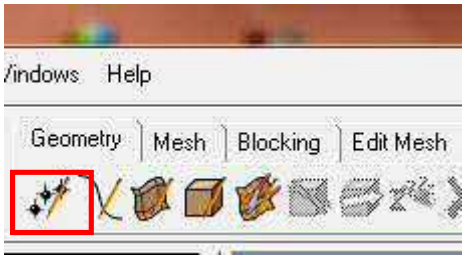
III.2.2.2 - Créer la géométrie :

- La géométrie sera créée dans les unités métriques (**mm** ou **m).** Choisir la « **Geometry** » de l'option **Tabs**.

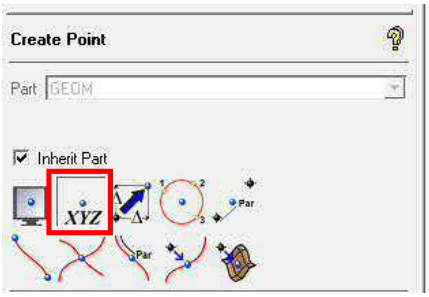


III.2.2.3 - Créer les points :

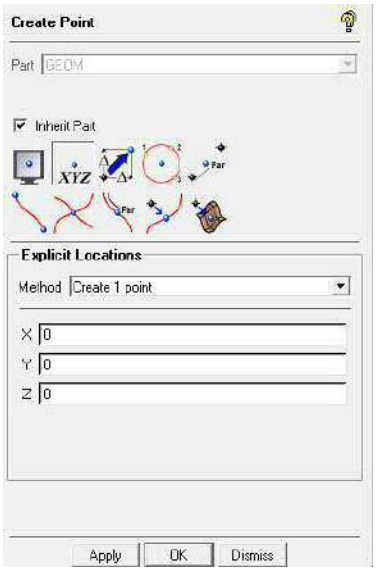
- Choisir « Create Point » de **l'option buttons.** Le nouveau **sidebar «** Create Point » est ouvert.



- Dans sidebar, choisir «**Explicit Coordinates**» boutonner et retirer «**Part** » est «**GEOM** ».



- Quitter « **Name** » à son défaut de « **pont.00** » et noter que ceci sera automatiquement mis à jour car plus de points sont créés.
- Faire descendre l'écran « Create Point » de **sidebar.**



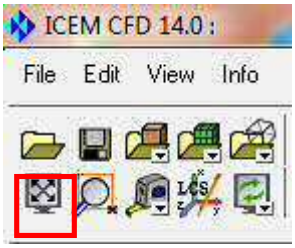
- Quitter l'arrangement par défaut de « **Create 1 Point** » et écrire les coordonnées suivantes :

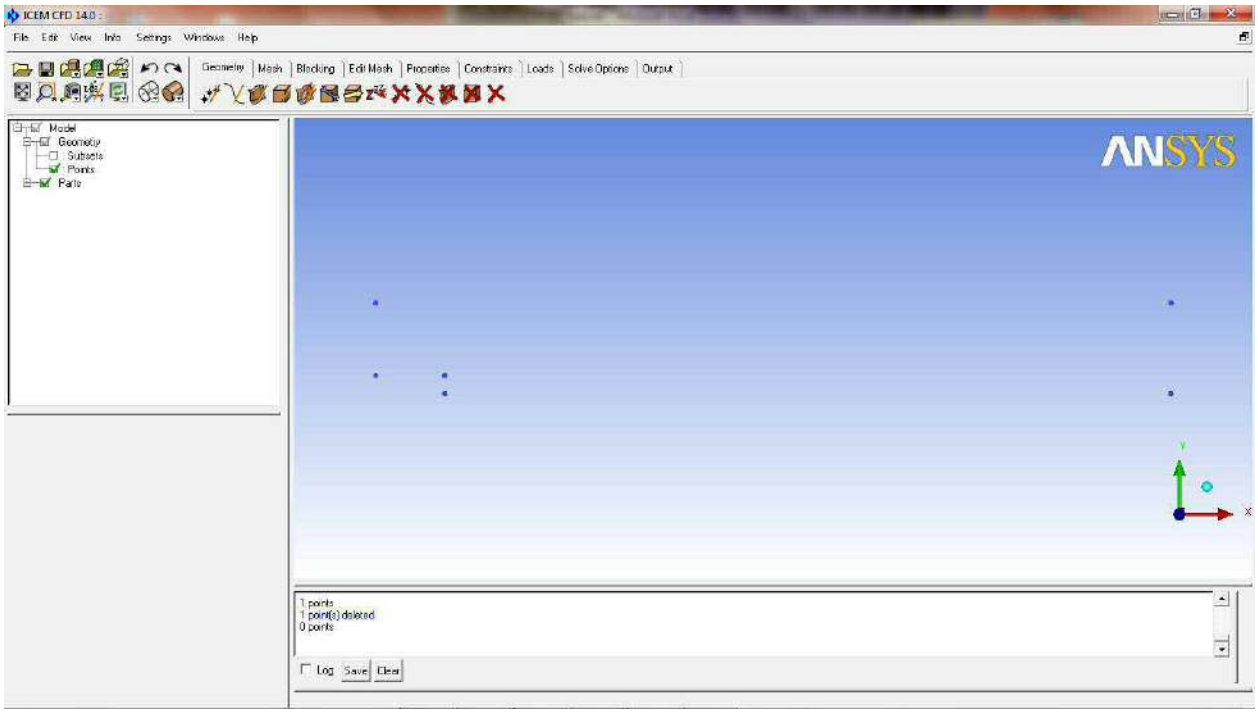
	pnt.00
X	0.1444
Y	0
Z	0

- Cliquer « Apply » et le point indiqué sera créé. On voit le point au centre de l'écran et on peut maintenant observer que le champ « **Name** » est mis à jour. Répéter les étapes ci-dessus pour les 6 points suivants :

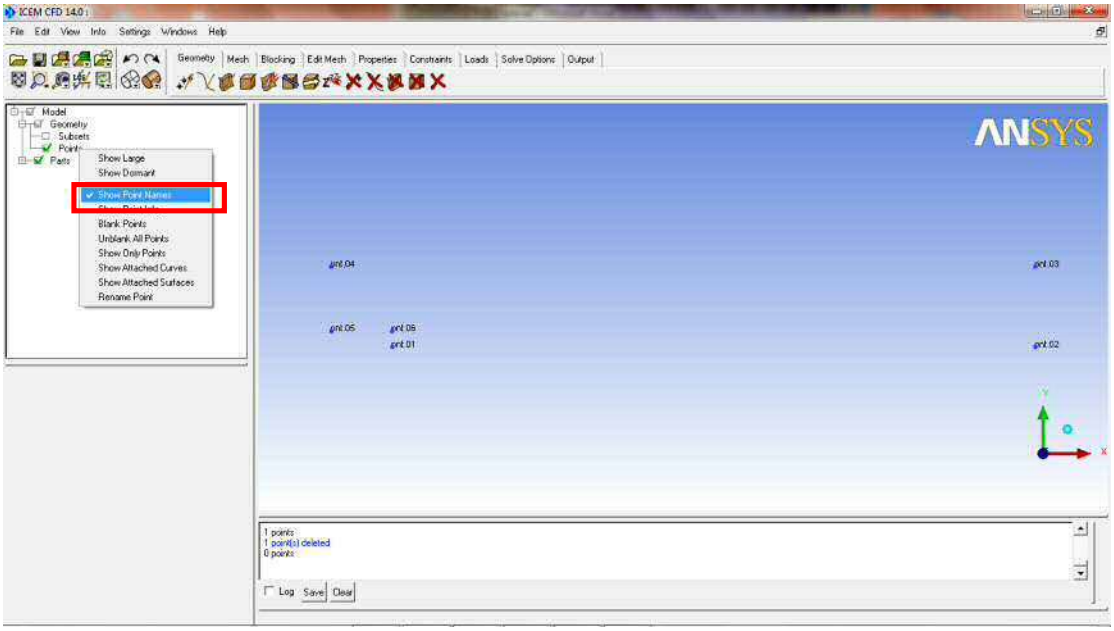
	Pnt.01	Pnt.02	Pnt.03	Pnt.04	Pnt.05
X	1.664	1.664	0	0	1.444
Y	0	0.19	0.19	0.038	0.038
Z	0	0	0	0	0

- Quand tous les points ont été écrits, cliquer « **Dismiss** » dans **sidebar.**
- Afin de regarder tous les points, nous devons modifier le secteur visualisable. Pour obtenir tous les points sur l'écran, choisir « **Fit Windows** » des boutons principaux (vous pouvez devoir cliquer à gauche dans la fenêtre de vue après pressurage « Fin Windows » pour décréter le changement).

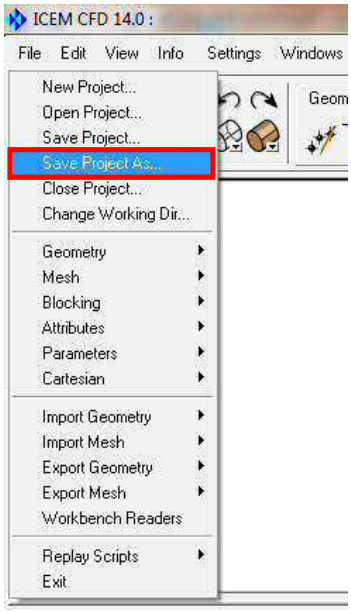




- Nous souhaitons maintenant montrer les noms des points pour une consultation plus facile. Pour faire ceci, choisir « + » à côté du mot la « Geometry » dans l'arbre modèle, puis cliquer droit le mot « Points » et choisi « Show Point Names ».

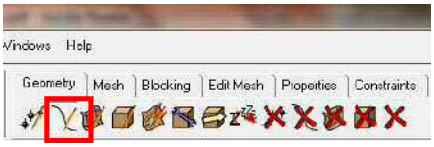


- Nous sauverons maintenant le projet. Choisir « File » du menu principal, et puis choisir « Save Project As ».

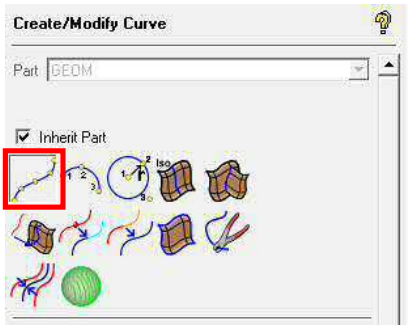


III.2.2.4 - **Création des courbes :**

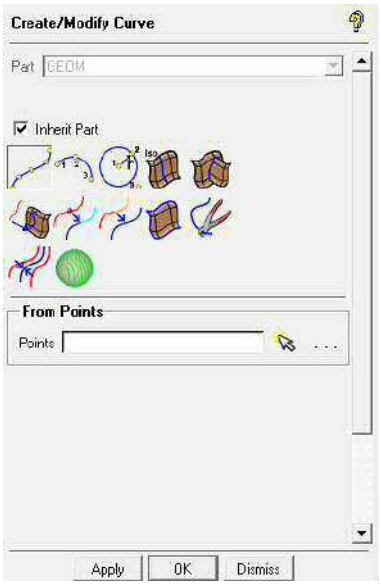
- Choisir « Create/Modify Curve » des boutons d'option. Le nouveau sidebar « Create/Modify Curve » est ouvert.



- Du sidebar choisir « **From Points** » boutonner et retirer « **Part** » est « **GEOM** ». Laisser « **Name** » à son défaut de « **crv.00** » et note, encore, que ceci sera automatiquement mis à jour car plus de courbes sont créées.



- Faire descendre l'écran « Create/Modify Curve ».

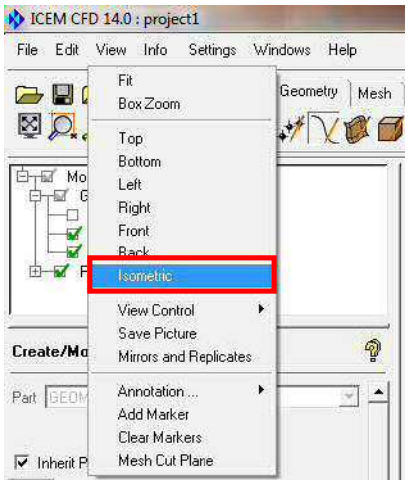


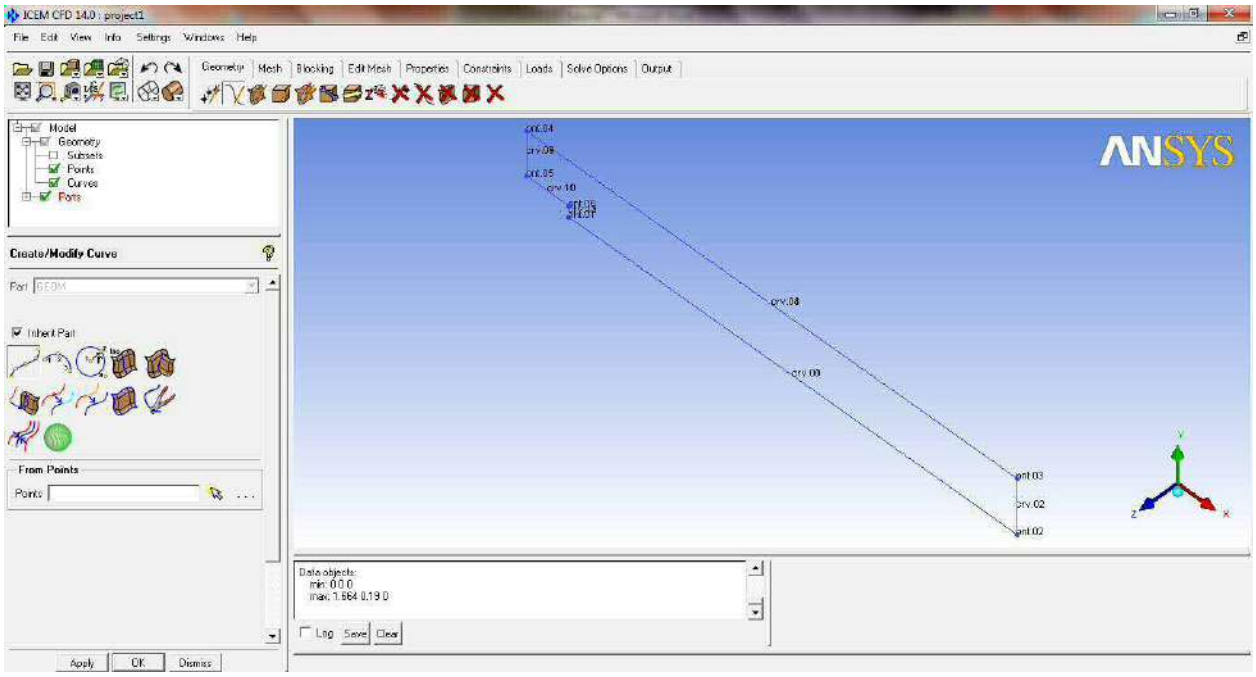
- Avec le bouton de souris gauche choisir les points pnt.00 et pnt.01 and **view window** et cliquer alors bouton de souris moyen. Noter qu'il peut être difficile de choisir les points à partir du courant **view because**les points sont très étroits ensemble, mais vous ne pouvez pas filtrer ou bourdonner avec la souris normalement parce que vous êtes en mode de choix. Afin de laisser le mode de choix presser **F9** sur votre clavier, et puis employer les commandes de souris normalement. Une fois que vous avez ajusté la presse **F9** de vue courante simplement sur votre clavier encore pour retourner au mode de choix.

- Répéter ce processus pour les paires suivantes de points :

crv.01	**pnt.01, pnt.02**
crv.02	pnt.02, pnt.03
crv.03	pnt.03, pnt.04
crv.04	pnt.04, pnt.05
crv.05	pnt.05, pnt.06

- Une fois que toutes les courbes ont été clique créer« **Dismiss** » dans sidebar et choisir « **Fit Window** » des boutons principaux et « **Isometric**» de « View » dans le menu principal pour montrer la géométrie courante comme suit :





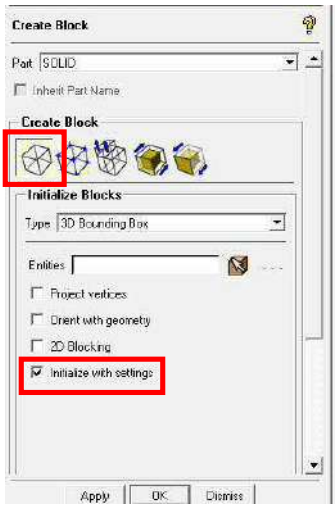
- Vous pouvez maintenant tourner au loin des noms de point et allumer des noms de courbe dedans dans l'arbre modèle par right-clic King le mot « **point**» et sélection « Show Point Names » du menu qui apparaît et alors right-clic King le mot « Curves » et sélection « Show Point Names» du menu qui apparaît.
- Sauver le projet.

III.2.2.5 - Créer le bloc :

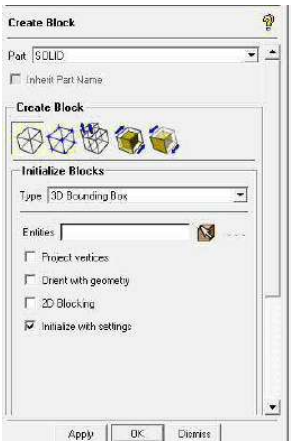
- Choisir « Create Block » des boutons d'option. Le nouveau sidebar « Create Block » est ouvert.



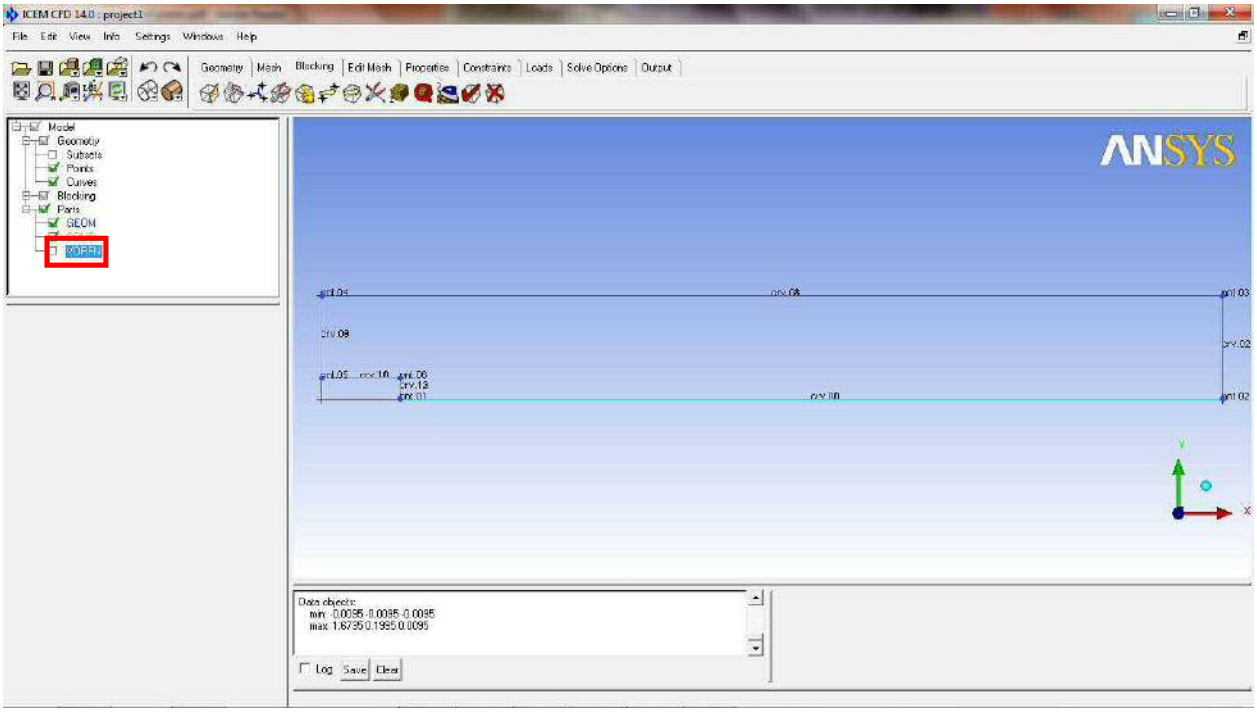
- Du sidebar choisir « Initialize Blocks » boutonner et placer « part » champ à « SOLID » Laisser « Type » champ en tant que son défaut « 3D Bounding Box ».



- Cliquer « Select geometry » bouton.

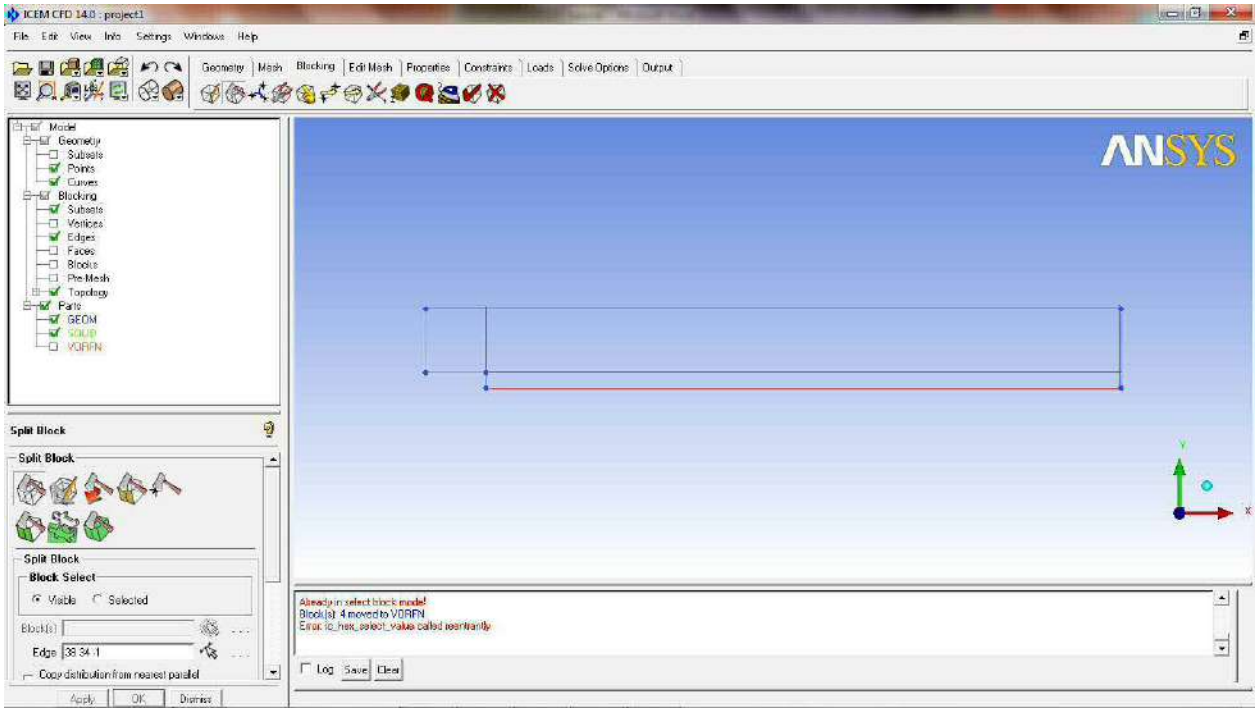


- Dans « view window » choisir les surfaces, appuyer sur le bouton moyen de souris et puis presser « Apply » dans sidebar. Presse « Dismiss » dans sidebar. Dans l'arbre modèle, vous devriez maintenant faire appeler une nouvelle branche « Blocking ». Également dans l'arbre modèle sous « pants », vous devriez faire appeler quelque chose « VORFN ».



- Choisir « Split Block » des boutons d'option. Le nouveau sidebar « Split Block » est ouvert.



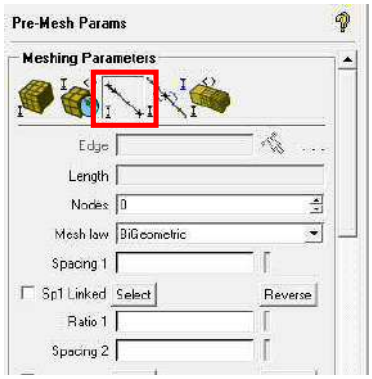


III.2.3 - Assigner la distribution nodale le long des bords de bloc :

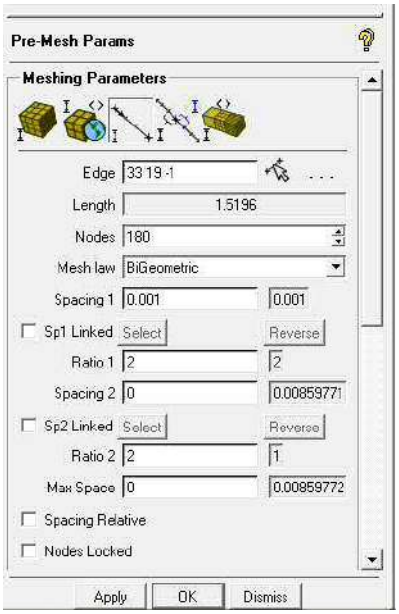
- Choisir « Pre-Mesh Params » des boutons d'option, Le nouveau sidebar « Pre-Mesh Params » est ouvert.



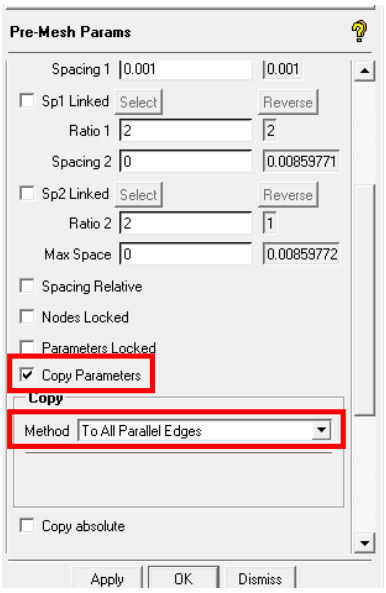
- De la barre latérale choisir « Edge Params ».



- Clique «choisir edge(s) » et puis choisir crv.00 dans view window.



- Dans sidebar encore, écrire 180 dans « Nodes » mettre en place et placer « Mesh law » champ à « BiGeometric » (note que vous pouvez devoir resélectionner crv.00 et introduire le nombre de noeuds une deuxième fois).
- Faire descendre l'écran le sidebar et le choisir « Copy Parameters » et alors réglé « Method » champ à « To All Parallel Edges ».



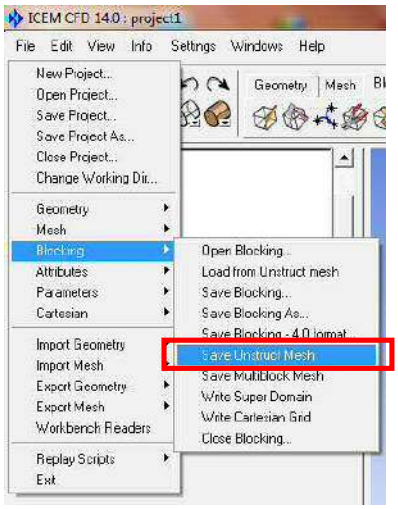
- Presse « Apply » et vous devriez maintenant voir de petits coutils rouges le long de toutes les lignes dans la x-direction (vous devrez bourdonner dedans pour les voir clairement) et en rouge le nombre de nœuds suivant chaque ligne.
- la même étape pour les cvrs :

	Nœuds
cvr.01	25
cvr.02	50
cvr.03	50

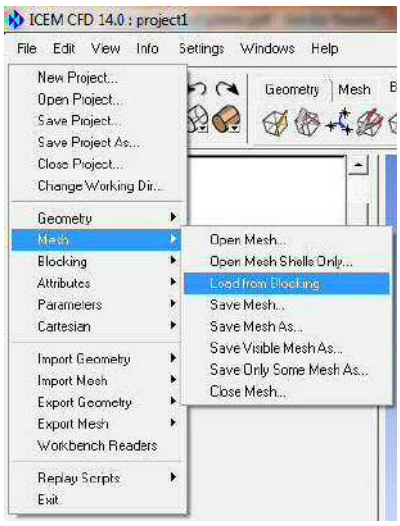
- Enregistré le projet.

III.2.3.1 - Créer la maille :

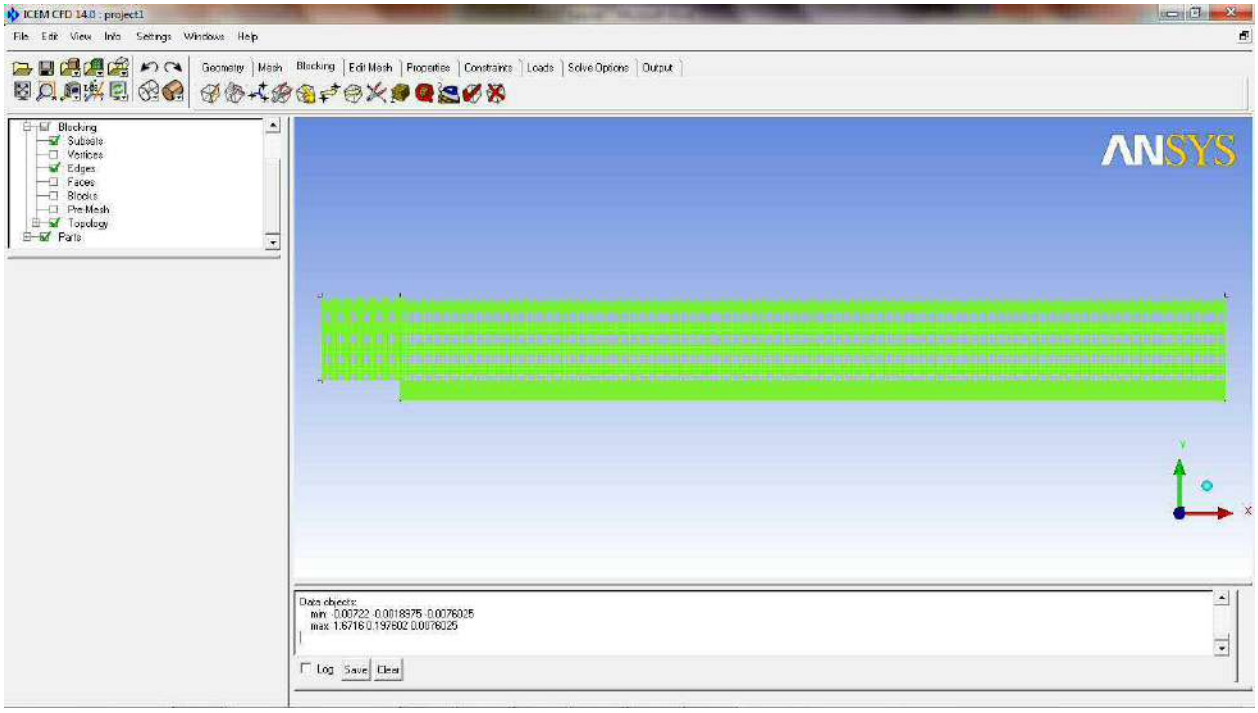
- Choisir le « File » à partir du « main menu », puis choisir « Blocking » et «Save Unstruct Mesh » dans les menus qui apparaissent.

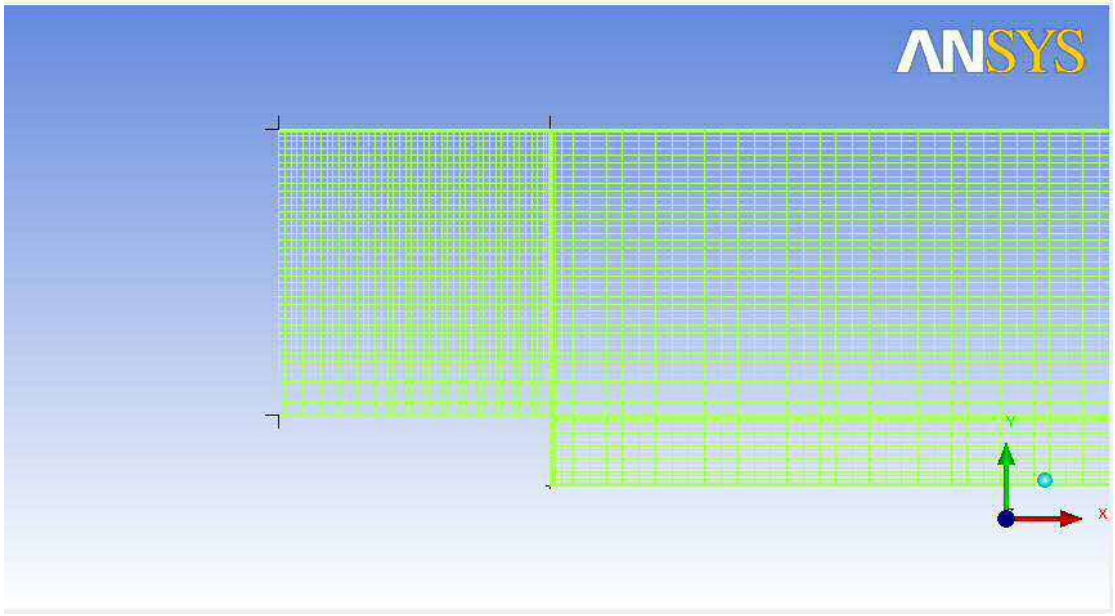


- Nommer le dossier quelque chose signicative comme « plates » et la presse économisent.
- choisir « Dossier » du menu principal, puis choisir « Mesh » et « Load from Blocking » dans les menus qui apparaissent. Attendre un moment tandis que la maille est produite.



- Vous pouvez maintenant voir votre maille dans « view window ». Quand vous bourdonnez dedans il y aura une grille autour de la géométrie.





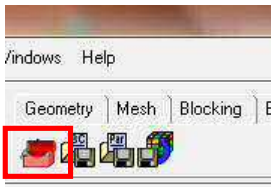
- Enregistré le projet.

III.2.4 - Écrire la maille à un dossier d'entrée pour CFX pre :

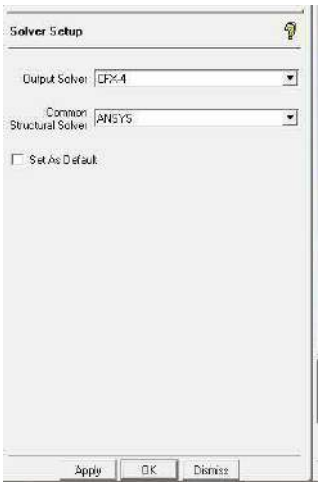
- L'étape finale est de créer un dossier lisible de CFX de la maille d'ICEM. Pour faire ceci, choisir « Output » des étiquettes d'option.



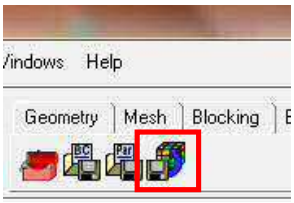
- Choisi « Set solver » des boutons d'option. La barre latérale « Solver Setup » est ouverte.



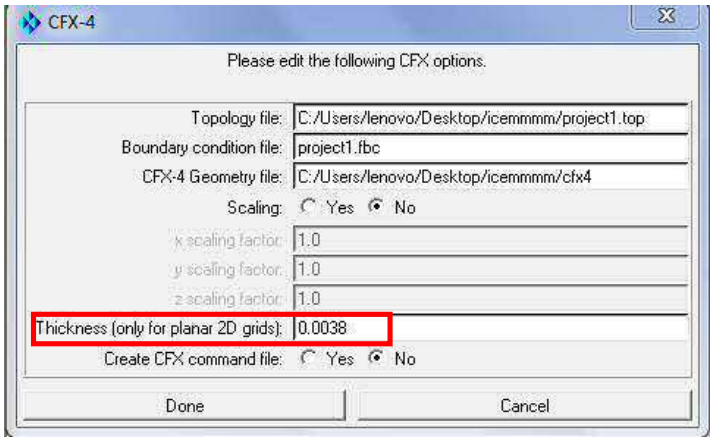
- Dans sidebar, placer « Output Solver » champ à « CFX-4 », « Common Structural Solver » champ à « ANSYS ».



- Clique « Apply » et « Dismiss ».
- Choisir « Write input » des boutons d'option.



- Vous serez incité à sauver le projet en cours, choisir « Yes ».
- Une nouvelle fenêtre avec le titre « CFX4 » apparaîtra. mettre en place et placer « Thichness (onty for planar 2D grids) » à 0.038.



- Clique « Done ».

III.3 - Ansys CFX :

Le code CFX est un code de CFD commercial, sans option bidimensionnelle ayant des champs d'applications assez vastes.

L'un des avantages de CFX est qu'il résout les trois dimensions spatiales, permettant ainsi de simuler des problèmes de géométries qui ne sont pas nécessairement 2D ou simplifiables en deux dimensions. Ceci ouvre la porte à la résolution de problème plus près de la réalité des géomètres industrielles.

Par contre, l'un de ses désavantages est qu'il fonctionne en trois dimensions, nécessitant des maillages avec plus d'éléments qu'un calcul en deux dimensions spatiales, pour obtenir une précision similaire. Ceci a pour effet d'allonger beaucoup les temps de calcul, ou de de réduire la précision des résultats.

Mettre en place une simulation à l'aide d'ANSYS CFX se fait en trois étapes :

- **CFX-Pre** : pour construire une géomètre et générer son maillage, ainsi que l'incorporation des conditions aux limites.
- **CFX-Solver** : qui résout les équations et affiche les différents résidus à chaque itération.
- **CFX-Post :** où l'on exploite les résultats.

Nous allons présenter la procédure suivie pour réaliser une simulation avec CFX. L'exemple d'application proposé dans ce chapitre est conforme au problème traité dans ce mémoire.

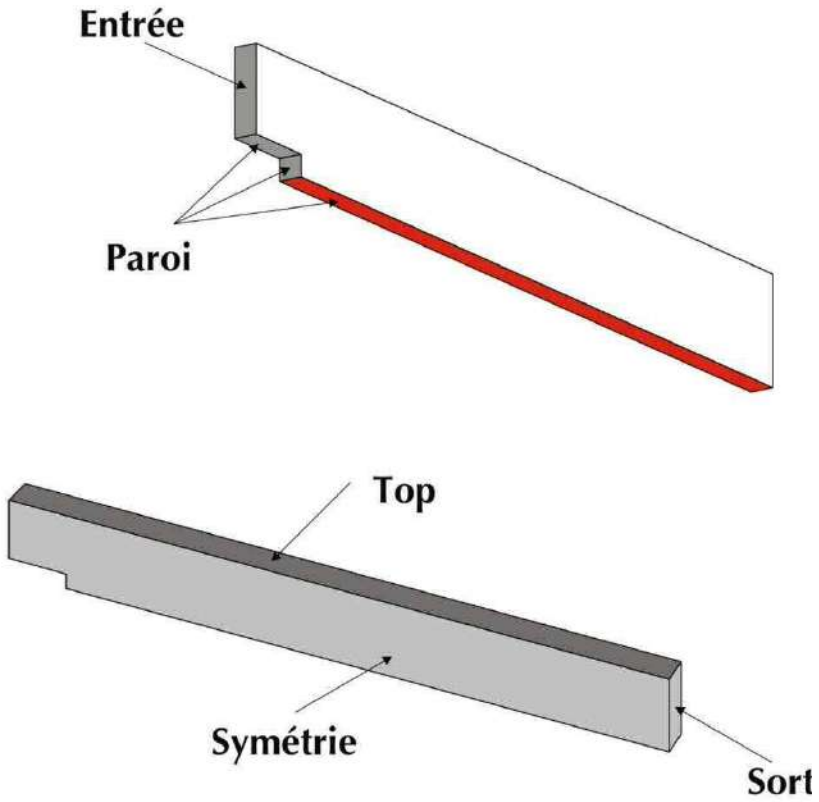
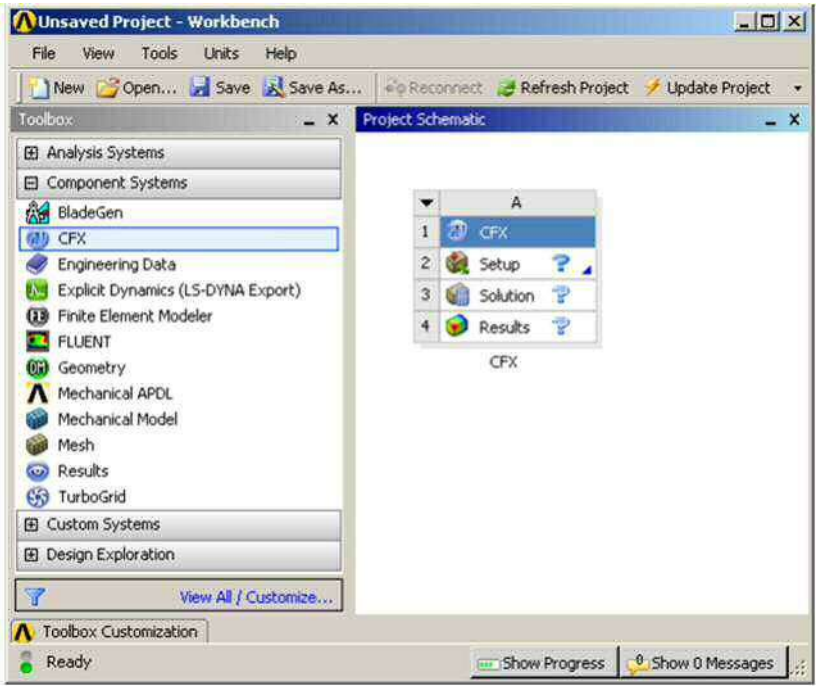


***Figure III- 2**: géométrie du problème et conditions aux limites*

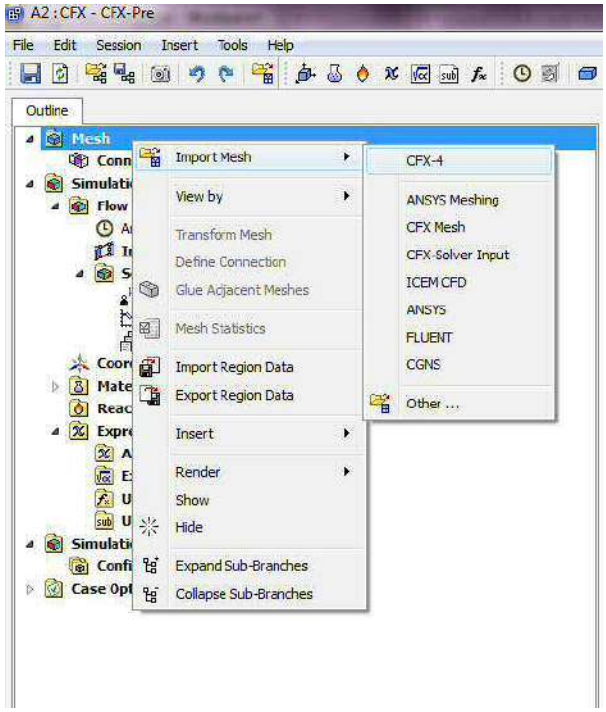
- Cliquer sur la barre d'outils d'analyse (CFX) pour créer le système, puis il faut enregistrer le projet, alors double cliquer dessus l'icône de la configuration (ou **Setup**) pour commencer le travail.



III.3.1 - CFX-Pre :

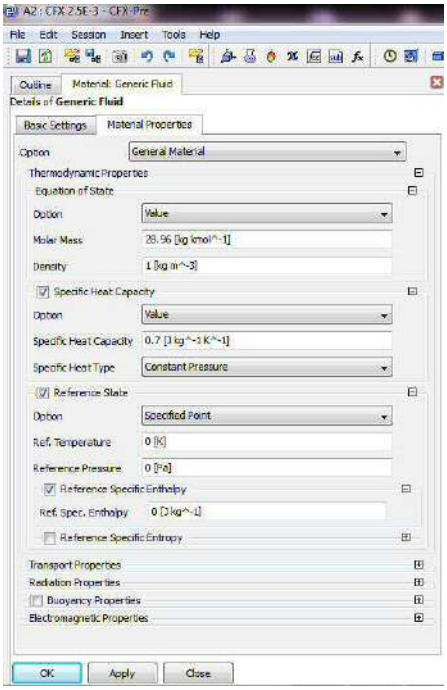
III.3.1.1 - La configuration :

Le premier pas est d'importer le maillage (mesh) déjà préparé précédemment à l'aide du programme **ICEM**



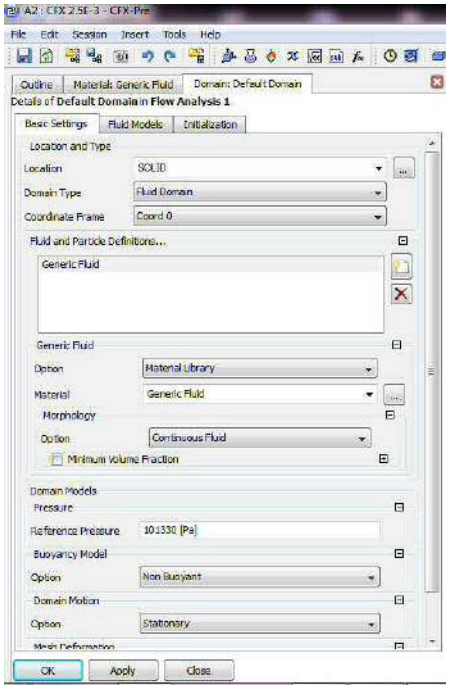
- Avec le bouton gauche de la souris cliquer sur l'icône de Mesh Mesh et choisir **Import Mesh**et**CFX-4** puis on cherche le maillage au format **CFX-4(*geo)**.
- Après import Mesh, cliquer sur le petit triangle à cote de cfx4.geo et modifie le mot de **primitive 3D** au SOLID.
- Puis au bouton gauche de la souris cliquer sur Primitive 2D puis clique sur **Edit Mesh**
- Pour sélectionne les surfaces, dans l'onglet **MoveFace To Options** on crée le nom de la surface.
- Puis cliquer sur l'icône **Start Picking**, et cliquer aussi sur le petit triangle à cote de **SingleSelect** et choisir **Flood Select** puis cliquer sur la surface et cliquer sur Apply. Le même processus pour les reste des surfaces et enfin cliquer sur Ok pour confirmation et passer au l'étape suivante.
- On commence avec **Create a Domain** on crée un domaine que l'on nomme Fluide, Apparaissent alors les détails de ce domaine en trois volets.
- Le premier onglet General Option, permet de définir la localisation du domaine : il faut sélectionner l'ensemble du maillage, le type de domaine

sélectionne Fluid Domain, crée un nouveau type de fluide son nom :<**Generic Fluid**> c'est un gaz

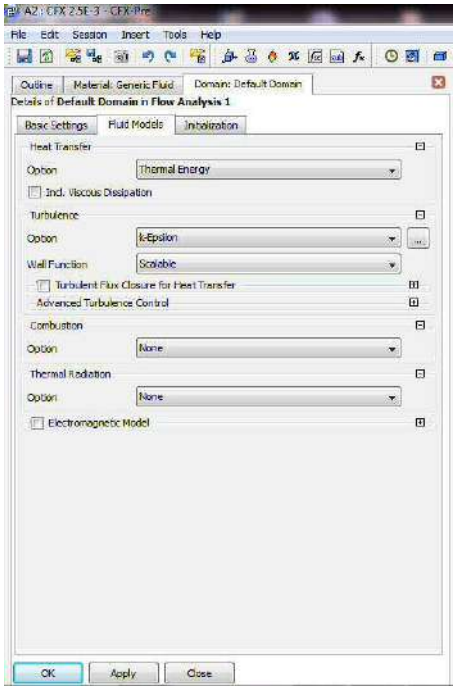


III.3.1.2 - Mode de la déclaration le type de fluide :

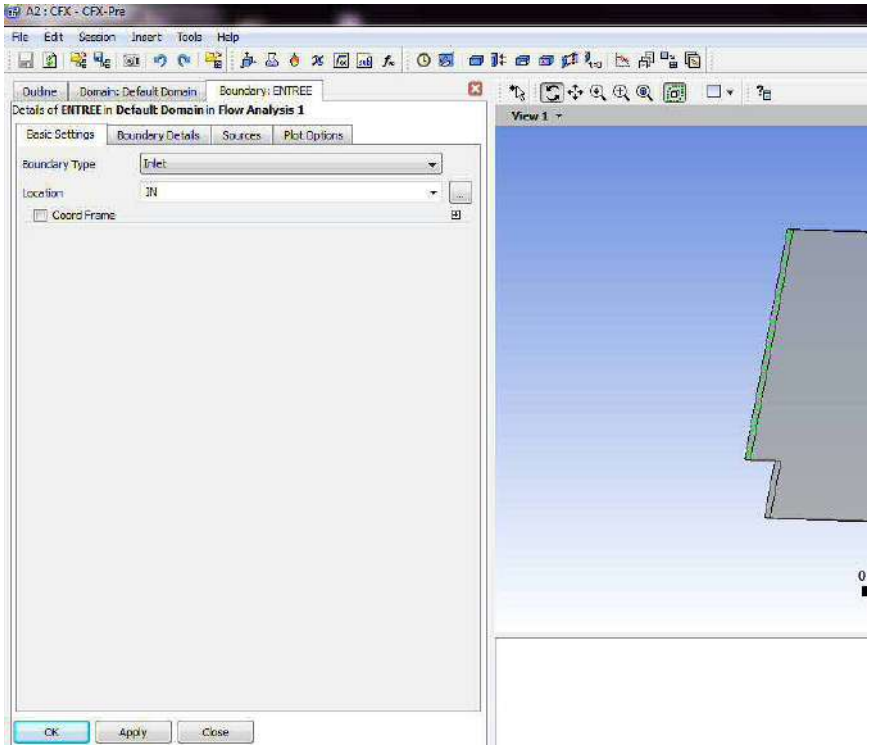
- Cliquer sur l'icône d'insert fluid définit : écrit le nom de type, la location : **SOLID** et les autres informations puis clic Ok.



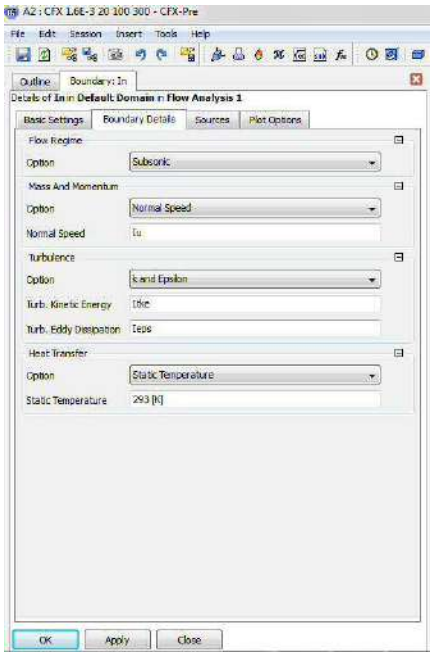
- Le deuxième onglet : inclut deux partis
  - Partie un : Fluid Models permet de définir la présence ou non de transfert de chaleur **Heat Transfer** : ici nous choisissons l'option Isothermal avec fluide à 20°C, et le modèle de turbulence **K-Epsilon**



  - Partie deux : Puis avec transfert de chaleur **Heat Transfert** et choisit l'option Thermal Energy pour même fluide et même modèle.
  - Les autres options sont laissés intactes.
  - Le dernier onglet Initialisation propose des options que nous n'utiliserons pas ici. On les utilise généralement en cas d'une simulation instationnaire.
  - On valide ces différents choix en cliquant sur Ok.
  - À l'inscription des différentes conditions aux limites avec Create a Boundary Condition.
  - La première que l'on nomme Inlet<**IN**> permet de définir les propriétés aux surfaces d'entrée apparaît alors les détails sur Inlet en différent onglet suivant le type de frontière.
  - Ici on sélectionne dans Basic Settings Type : Inlet <**IN**>.
  - Puis il faut choisir la localisation dans location : il suffit de sélectionner l'ensemble de la face Inlet,

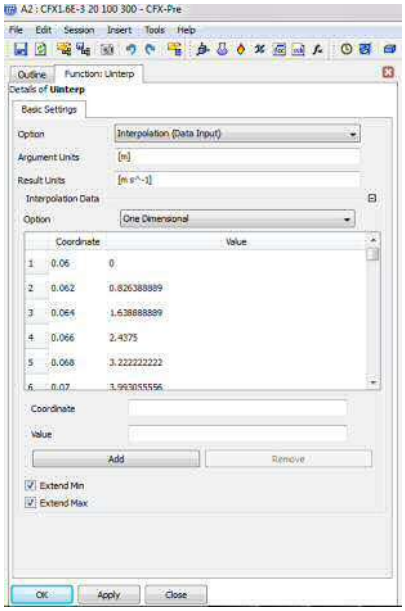


- Dans le volet Baundary Detail, on définit le régime du fluide dans Flow Regime, ici nous sommes en **Subsonic**. On définit aussi la vitesse d'entée dans Mass and Momentum avec l'option **Normal Speed**. On entre alors la valeur de la vitesse d'entrée sous forme d'équation.



- Aussi pour définition de la turbulence, on choisit l'option **K and Epsilon** et pour Heat Transfer choisir l'option **Static Temperature**.
- Les onglets Sources et Plot Options sont laissé intactes.

- Mais avant ça cliquer sur l'icône **User Function** , on crée le nom de la fonction et cliquer sur Ok pour la confirmation.
- Puis compléter les conditions suivantes, dans volet Basic Settings, on définit la fonction de la vitesse, on crée les unités à [m] pour Argument Units et [m s^-1] pour Result Unit smais par rapport Interpolation Data importe coordonnée de la vitesse aussi cocher les deux Extend pour définir la fonction déclarée



- Le même processus des restes fonctions :

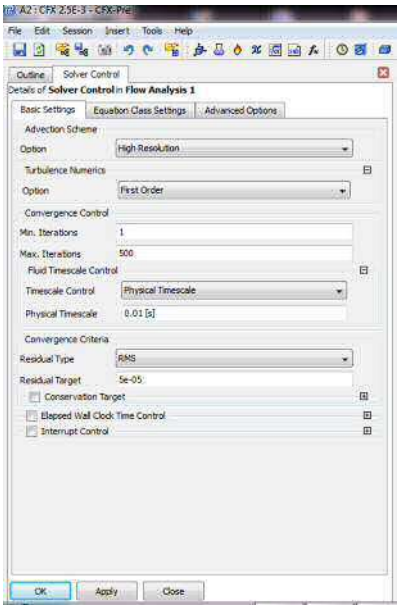
  Ieps: EPSinterp

  Itke : TKEinterp

  Iu : Uinterp

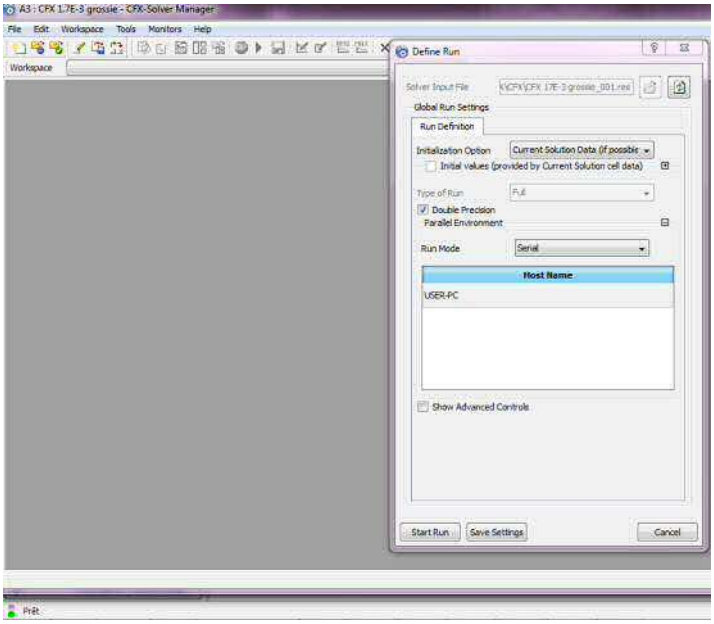
- La seconde condition limite que l'on nomme Outlet <**OUT**> correspondra à la surface de sortie. On sélectionne donc la surface comme l'Inlet
- Dans l'onglet Boundary Details, on définit la pression de la sortie dans Mass and Momentum avec l'option Average Static Pressure, que l'on n'impose nulle **Pression Relative**.
- Et les autres volets sont laissés intacts.
- La troisième condition limite appelé Profil correspond à la paroi que représente le profil.
- Dans Basic Settings, Boundary Type on choisit Wall, et dans location on choisit Profil.
- Dans l'onglet Boundary Details, on définit dans Wall Influence à **Heat Flux** avec l'option **No Slip Wall** et en pression relative aussi avec l'option **SmoothWall**.

- Et les autres onglets sont laissé intactes **Sources et Plot options**.
- La dernière condition limite inclut deux conditions et sont les conditions de symetrie, symetrie1 <**SYM1**> et symetrie2 <**SYM2**>.
- Dans Basic Settings, Boundary Type on choisit Symmetry, et dans location on choisit SYM1 puis SYM2.
- Et le dernier pas dans CFX-Pre, on définit les contrôles de résolution dans Solver Control. Dans l'ongletBasic Settings, on choisit les contrôles de la **Convergence Control** en choisissant dans d'une simulation transitoire un nombre minimal et un nombre maximal d'itération intermédiaire.et dans mêmeonglet on définit aussi le **Fluid Timescale Control**, Timescale Control on choisit **physical Timescale** et Residual Type **<RMS>.**
- Les autres onglets sont laissés intacts **Equation Class Settings et Advanced Options**.

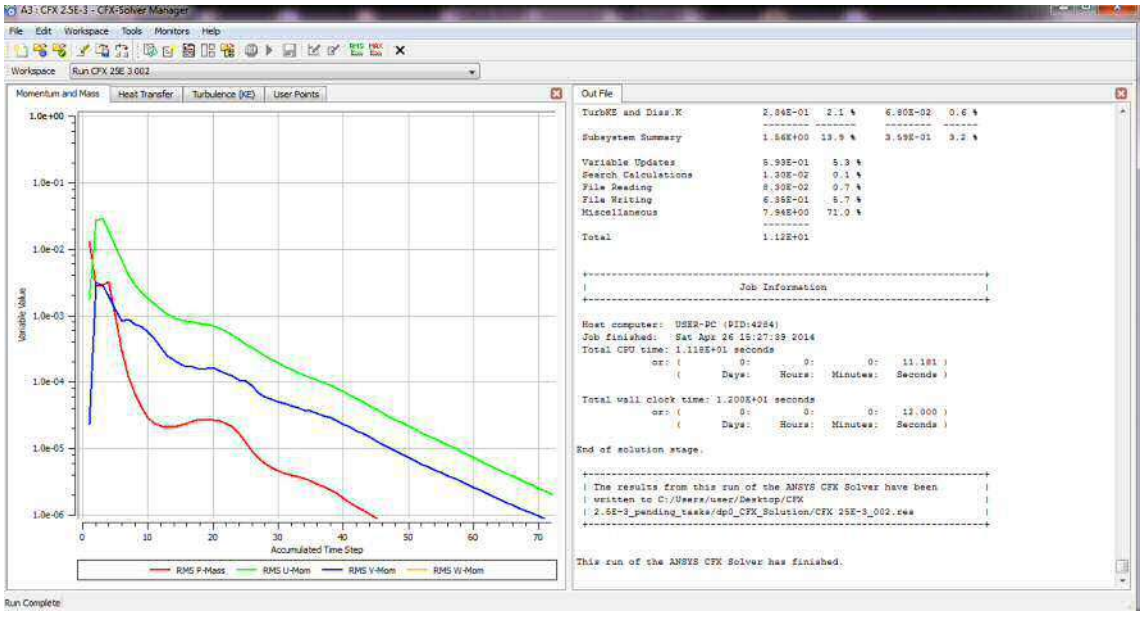


III.3.2 - CFX-Solver : (La résolution)

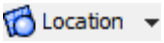
- Dans Run Définition, on choisit **Double Precision Parallel Environment** pour préciser l'environnement de résolution.

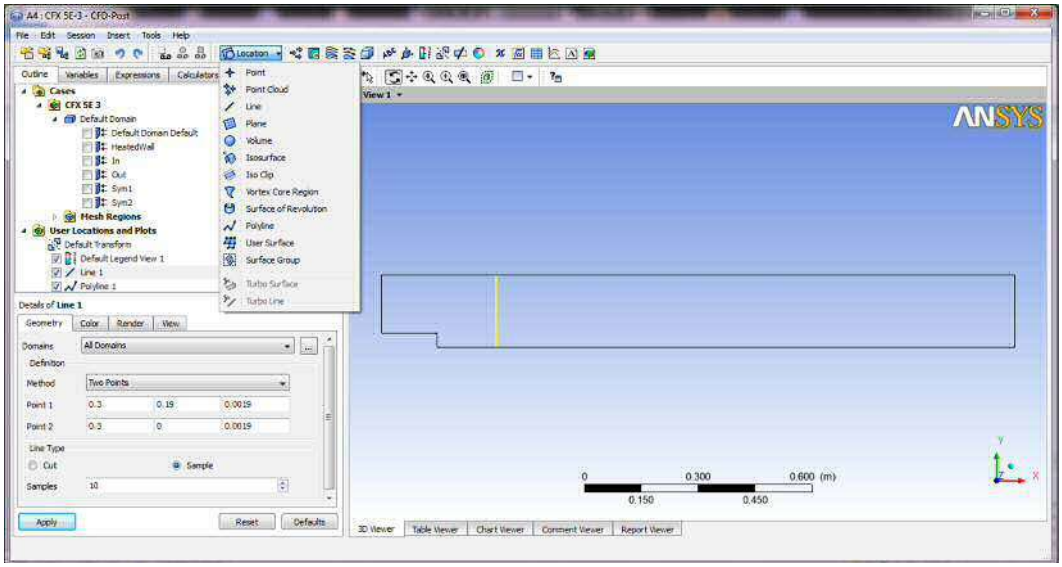


- Enfin, on lance le calcul en cliquant sur l'icône **Start Run**, apparaissent alors différents onglets dont Mass and Momentum et Turbulence permettant de voir l'évolution des résidus de ces quantités, Wall Scale permettant de voir l'évolution du Wall Scale, et User Points qui nous permet de voir l'évolution des Monitor Points choisis.

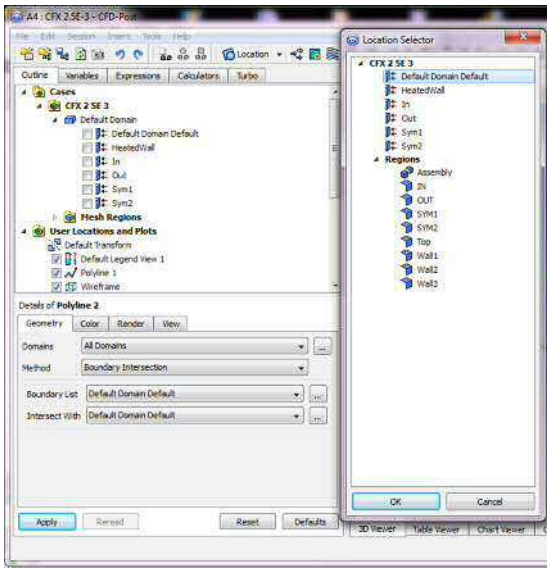


III.3.3 - CFD-Post : (La solution)

- On commence avec location  qui permet de dessiner des lignes, des plans, des volumes et des surfaces par leur cordonnées.
- Dans location, on choisit ligne pour insérer la ligne puis cliquer sur Ok.
- Pour la confirmation de l'opération on insert les cordonnées de la ligne puis cliquer sur Apply.
- Même méthode pour le plan, sauf le plan nécessite-les coordonnées du point de passage.



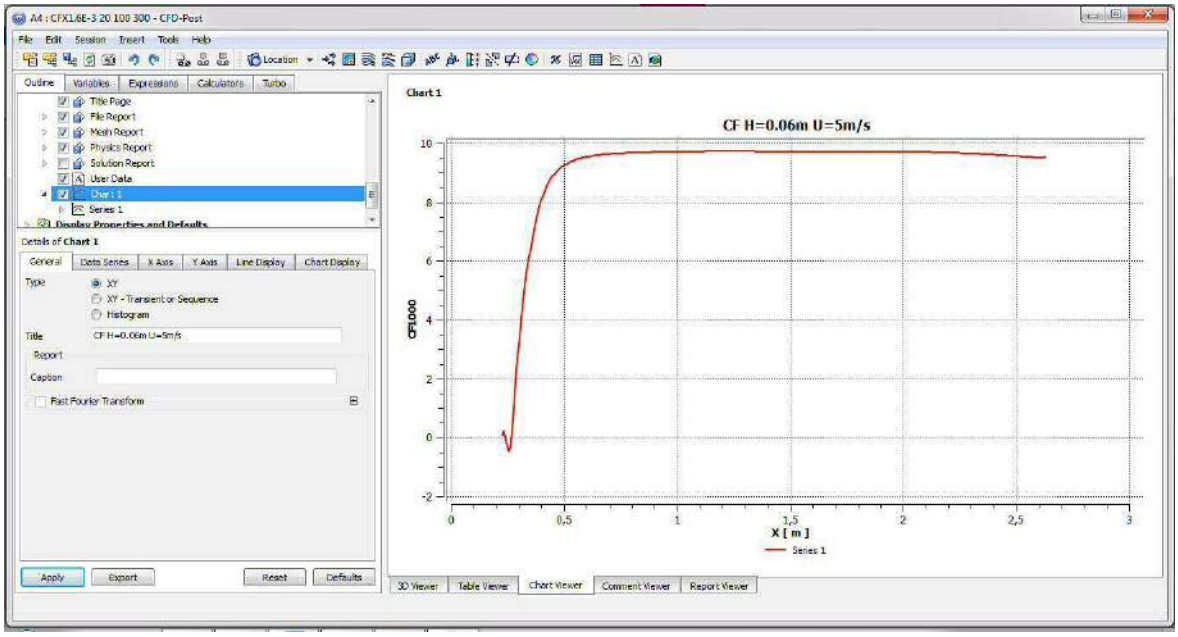
- Dans l'onglet location, on définit la poly line et dans l'onglet méthode<**Boundary Itersection**> et dans Boundary List on choisit SYM1 ou - SYM2 et pour Intersecté With on choisit Wall3ou HeatedWall puis clique sur Apply.X



- Les autres onglets sont laissés intacts.

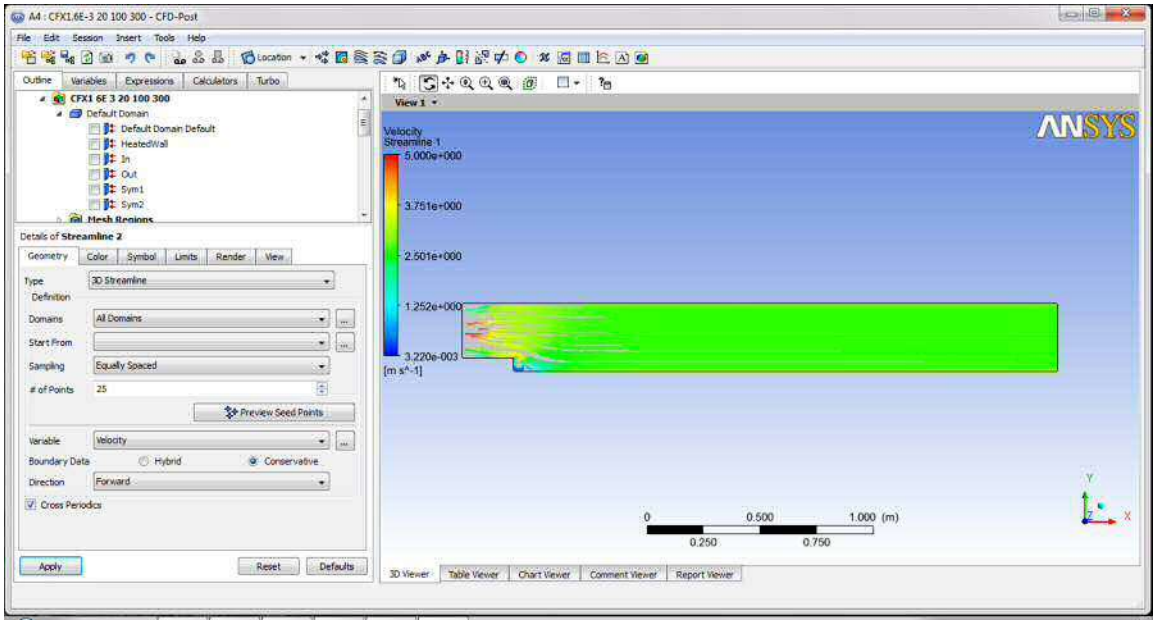
On peut insérer un graphique à l'aide de Chart 

- Dans l'onglet **Chart**, on choisit le Type XY, dans l'onglet Chart line1, on choisit dans location la polyline que l'on a créé. DansY Axis on Sélectionne la variable de vitesse, la pression, la dissipation de turbulence ou énergie cinétique de turbulence, et dans Y Axis on sélectionne la variable X relative. En cliquant sur Apply. On exporte le graphique au format*.csv, afin de pouvoir le retraiter.

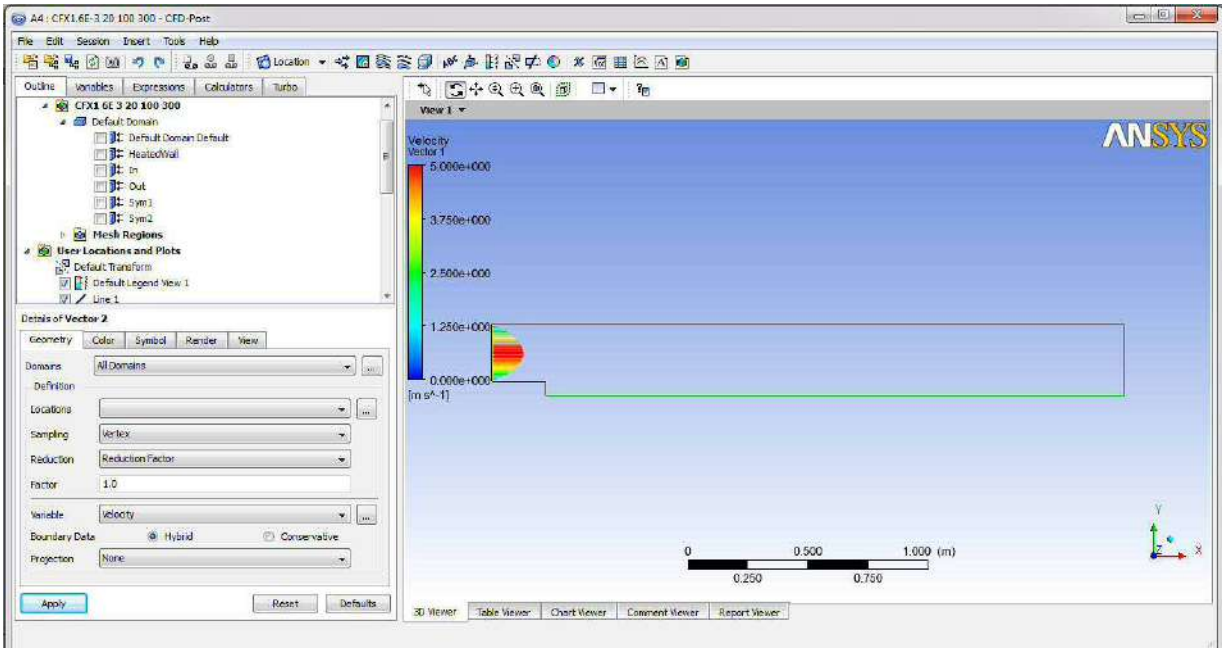


 : On peut afficher les lignes de courant de vitesse à l'aide l'icône streamline.

- Les choix importants se font dans l'onglet Geometry, dans type on choisit surface streamline, dans Start form on choisit plan dont on souhaite voir.
- On modifie le nombre des lignes dans différents points.



: : On peut afficher les lignes de vitesse à l'aide de l'icône vector. Les choix les plus importants se font dans l'onglet Geometry. Dans locations, on choisit plane ou ligne.



- Enregistré le projet.
- On peut déclarer des variables à l'aide de l'icône variable .

  Cf x1000 = *Wall Shear X / (0.5 * Density * (massFlowAve (Velocity)@In^2)).*

  St x*1000 = Wall Heat Transfer Coefficient / (massFlowAve (Velocity) @In * Density * Specific Heat Capacity at Constant Pressure).*

  *Nu = (Wall Heat Flux *H)/ (Thermal Condactivity*ΔT).*

  Nu_m = *Area Ave (Nu)@Wall.*

Chapitre IV :
Configuration et sensibilité au maillage

IV.1 – Introduction :

Dans ce chapitre, on décrit la configuration géométrique étudiée et la sensibilité au maillage qui ont été élaborées dans l'ICEM et l'ANSYS CFX.

Dans notre cas, on a utilisé le modèle *k-ε*.

IV.2 – Configuration géométrique :

La configuration géométrique traitée est présentée ci-dessous avec H=0.02, H=0.038, H=0.045 et H=0.06m. Il s'agit d'une marche descendante.

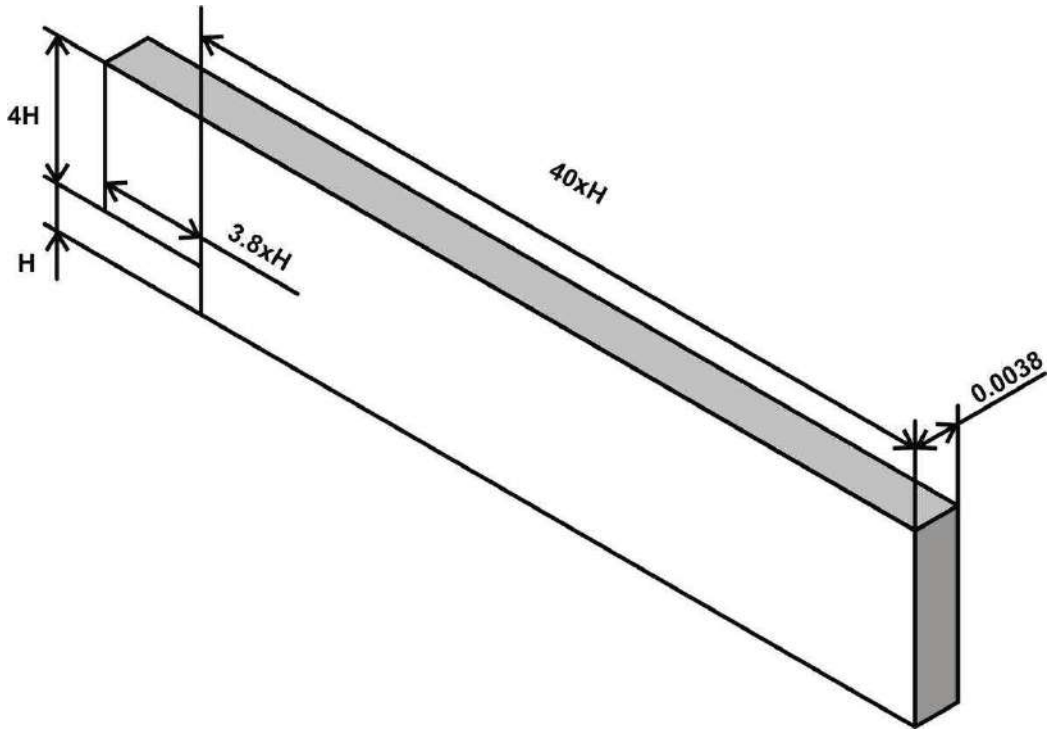
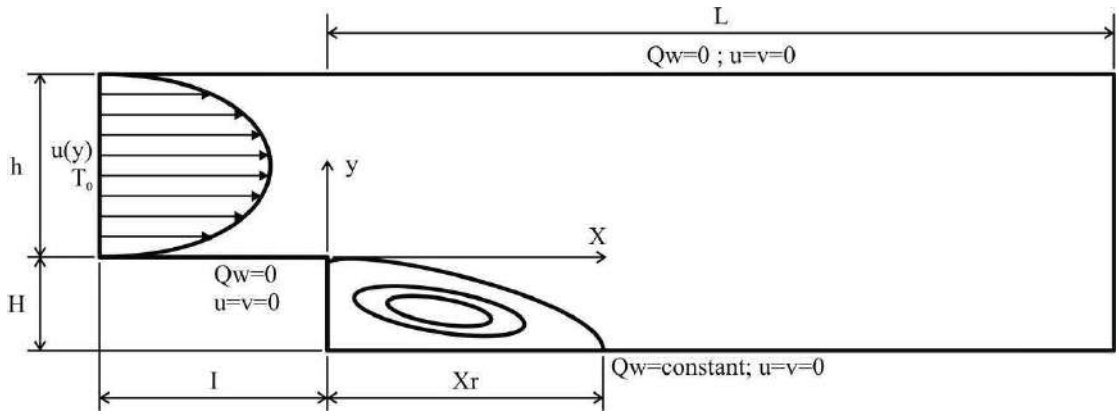


***Figure IV- 1**: La géométrique en 3D*



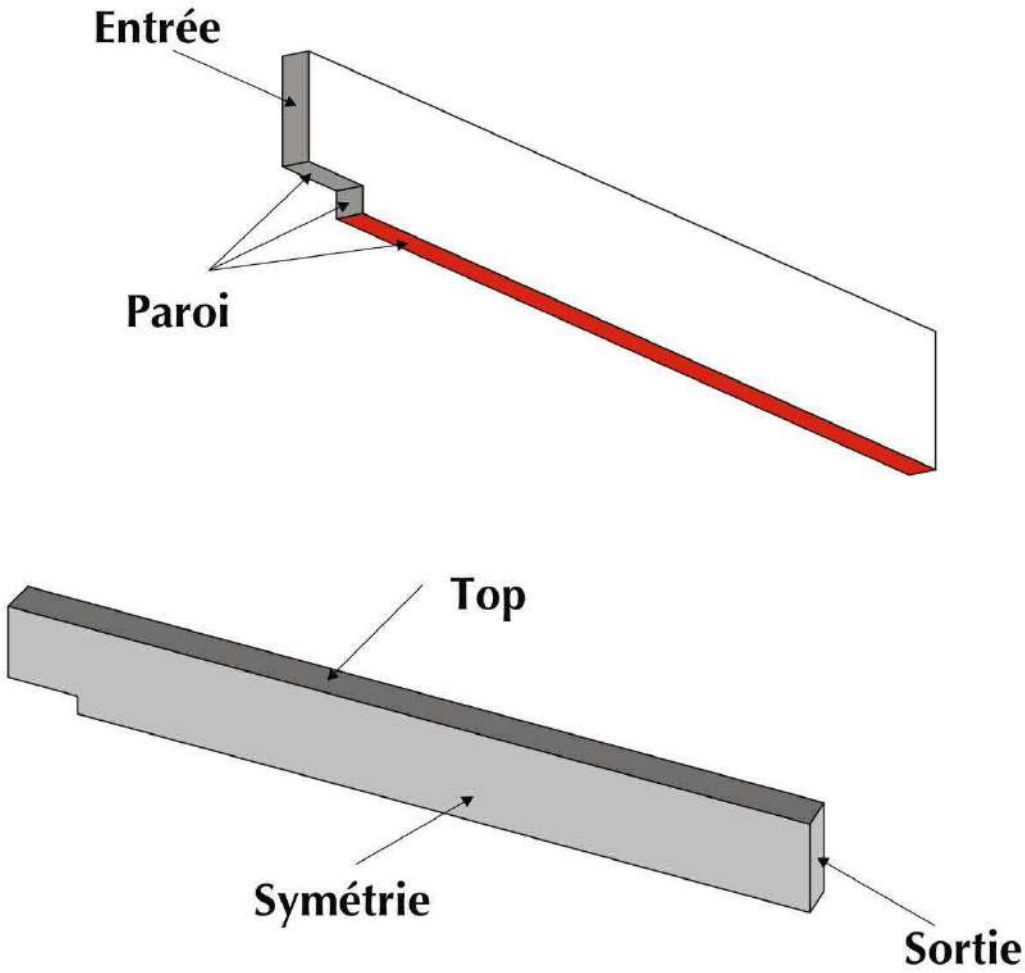


Figure IV- 2: *géométrie du problème et conditions aux limites*

- Les longueurs d'entrée (l) et de sortie (L) sont choisies suffisamment grandes pour assurer l'établissement du régime à l'entrée et l'obtention de gradients de vitesse et de température nuls à la sortie. Nous avons alors :

$$\frac{\partial u}{\partial x1} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0$$

- à l'entrée de la marche descendante : nous avons une vitesse normal (v) nulle, un profil de vitesse parabolique suivant la vitesse longitudinale (u) et une température d'entrée T_0.
- La condition de non-glissement est imposée à toutes les parois solides du canal, c'est à-dire aux parois inférieure, supérieure et latérale (u=v=0).
- La paroi inférieure (L) est chauffée par un flux constant Q_W, tandis que les autres parois sont adiabatiques $Q_W = 0$.

IV.3 – Sensibilité au maillage :

IV.3.1 –Maillage avec l'ICEM :

On utilise un maillage créé à l'aide du logiciel ICEM CFD et on le vérifie par l'ANSYS CFX en analysant le profil deY^+.

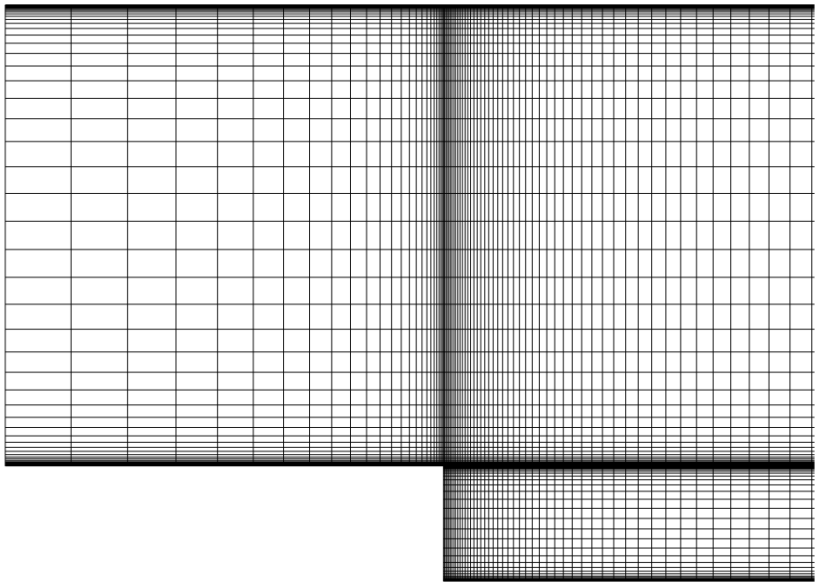


***Figure IV- 3**: Maillage Centre grossier*

IV.3.2 – Tableau des positions du 1er nœud :

On a testé les cas suivants :

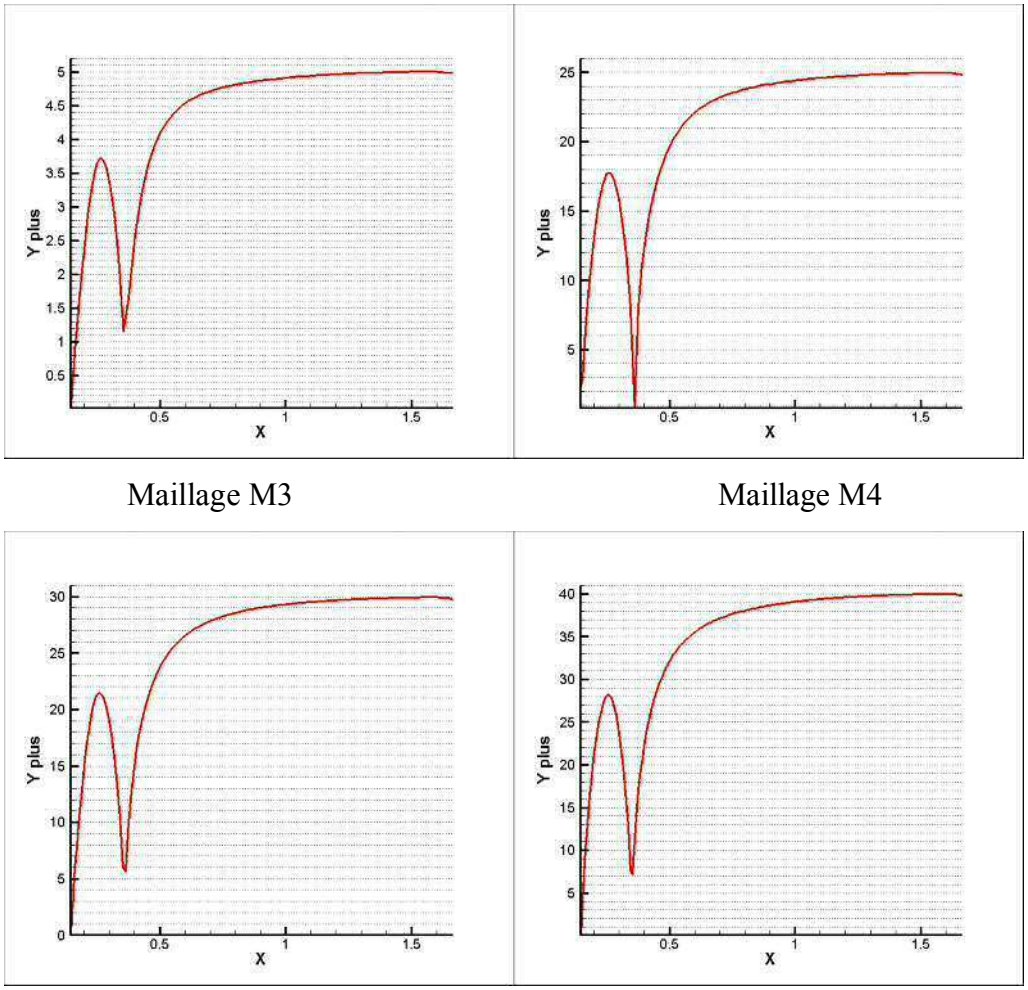
	Position du 1er nœud	**Y plus**
Maillage M1	2 e-4	5
Maillage M2	1 e-4	25
Maillage M3	1.2 e-3	30
Maillage M4	1.6 e-3	40

***Tableau IV- 1**: Les coordonnées des positions du 1er noeud*

IV.3.3 – Les graphes de Y plus :

Pour chaque maillage, on a étudié l'évolution de la fonction Y^+ afin de tester l'efficacité du maillage proposé pour étudier la turbulence en utilisant le modèle adopté.

Maillage M1 Maillage M2



Maillage M3 Maillage M4

Figure IV- 4*: Influence du maillage sur le profil de Y plus*

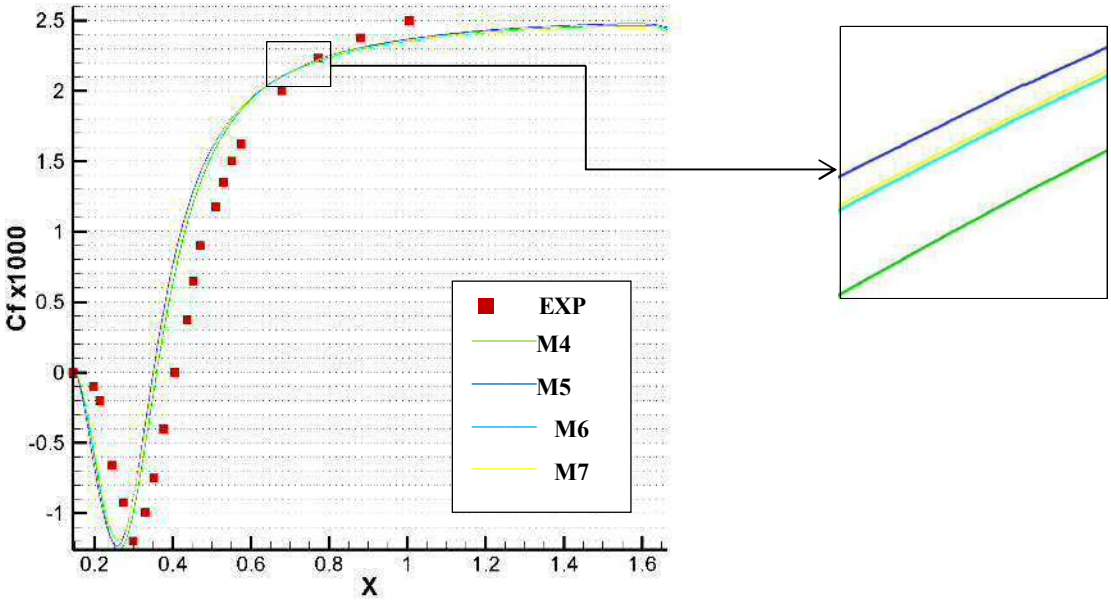
Nous choisissons le maillage M4 parce que $Y^+ = 40$ qui correspond au regime turbulent. Un 2^{eme} critère pour le choix du maillage à adopter consiste à examiner l'effet du maillage sur l'évolution du coefficient de portance C_f en la comparant avec les valeurs experementales tirées de la bibliographie**[22]**. On a presenté C_f x1000 en utilisant différents nombre de nœuds .

IV.3.4 – Tableau des nombres des nœuds :

	Nombre des nœuds
Maillage M4	26140
Maillage M5	46620
Maillage M6	91200
Maillage M7	127260

***Tableau IV- 2**: Les coordonnées des Maillage*

IV.3.5 – Le graphe de Cf x1000 :



***Figures V.5** : Influence du maillage sur du coefficient de frottement*

On remarque que les maillage M6 et M7 permettent d'avoir des solutions qui se convergent et que la solution devient indépendante du maillage. On adoptera alors le maillage M6 pour toute la simulation présentée dans le chapitre suivant.

Chapitre V :
Résultats et discussions

V .1 – Introduction :

Dans ce chapitre, on présente les résultats des simulations numériques de l'écoulement de l'air dans un canal comportant une marche descendante selon la configuration décrite au chapitre IV. L'étude est faite en utilisant le modèle de turbulence k-ε avec les coefficients donnés au chapitre II. Par ailleurs, on a utilisé un profil de Poiseuille pour la vitesse à l'entrée. Une étude paramétrique a été menée pour mettre en évidence l'effet de la vitesse d'entrée, la hauteur de la marche et l'intensité du flux.

V .2 – Effet de l'intensité de la vitesse :

Pour connaitre l'effet de la vitesse du vent, on effectue le calcul pour différentes valeurs de la vitesse à l'entrée, à savoir 5, 11, 15 et 25 m/s. L'écoulement est complètement turbulent. Les figures ci-dessous présentent les contours de la vitesse et la pression et les lignes de courant obtenues en fonction de Re. Aussi, et pour raison de clarté, nous présenté les profils de vitesse et de la pression en différentes sections les figures ci-dessous.

En effet, d'après les figures (V-1, V-2, V-3) on remarque que l'écoulement se détache du coin supérieur de la marche, et se reattache sur la paroi inférieure de la conduite pour former ainsi une zone de recirculation à rotation dans le sens horaire. Ces figures représentent bien la zone de recirculation primaire se développant au niveau de la paroi inférieure de la marche.

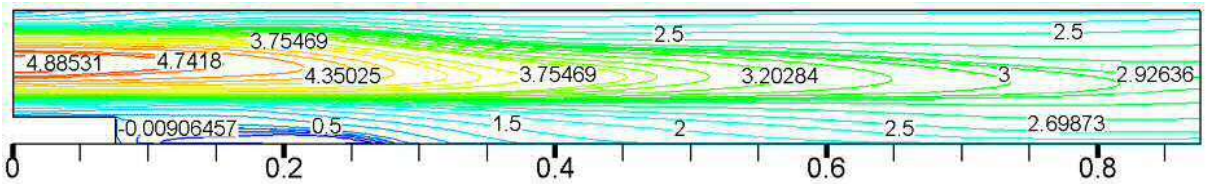
Au-dessus de cette zone, dans la partie supérieure du canal et même en aval de cette zone, l'écoulement retrouve progressivement le profil parabolique observé dans le cas d'un écoulement de Poiseuille.

L'augmentation de la vitesse (de Re) entraine une augmentation de la longueur de la zone de recirculation.

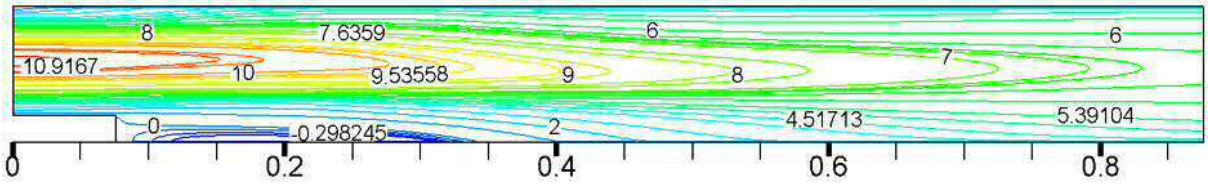
- **Pour H = 0.02 m, Φ = 270 W/m^2.**

V .2.1 – Contours de vitesses :

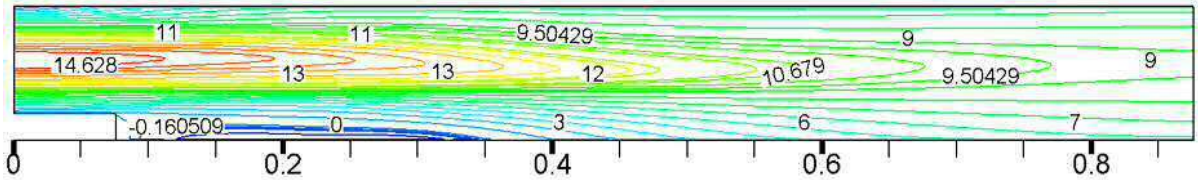
U = 5 m/s



U = 11 m/s



U = 15 m/s



U = 25 m/s

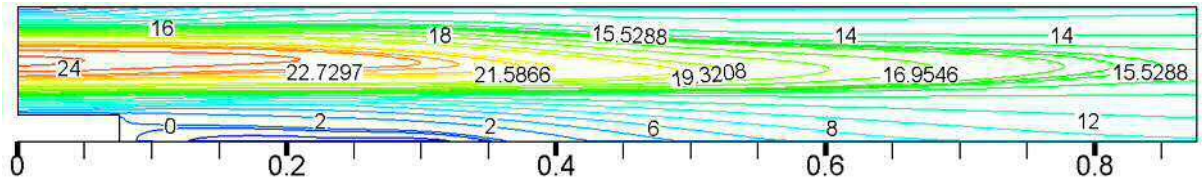
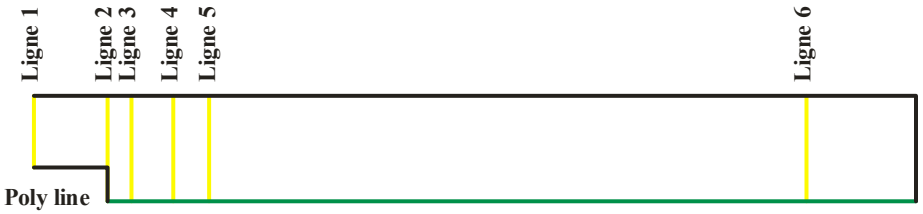


Figure V- 1 *: Contours de la vitesse pour les quatre vitesses U=5m/s, U=11m/s, U=15m/s et U=25m/s respectivement*

V .2.2 – Les graphes de la vitesse :



	X	Y
Ligne 1	0	0.06
	0	0.3
Ligne 2	0.228	0.06
	0.228	0.3
Ligne 3	0.3	0
	0.3	0.3
Ligne 4	0.45	0
	0.45	0.3
Ligne 5	0.6	0
	0.6	0.3
Ligne 6	2.4	0
	2.4	0.3

Tableau V- 1*: Les coordonnées des stations de mesure (lignes)*

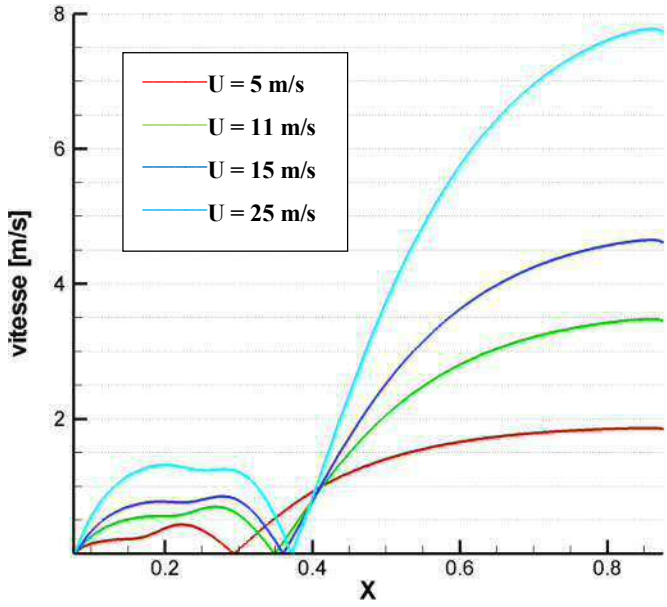
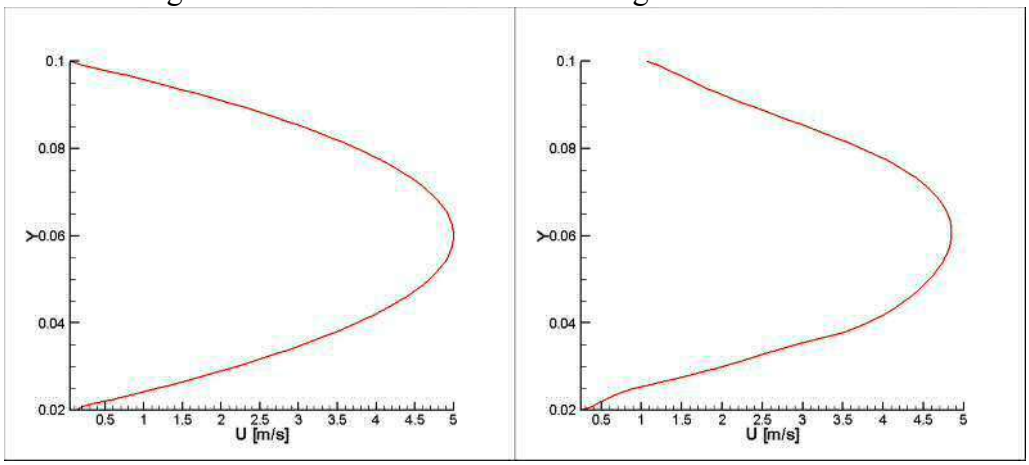


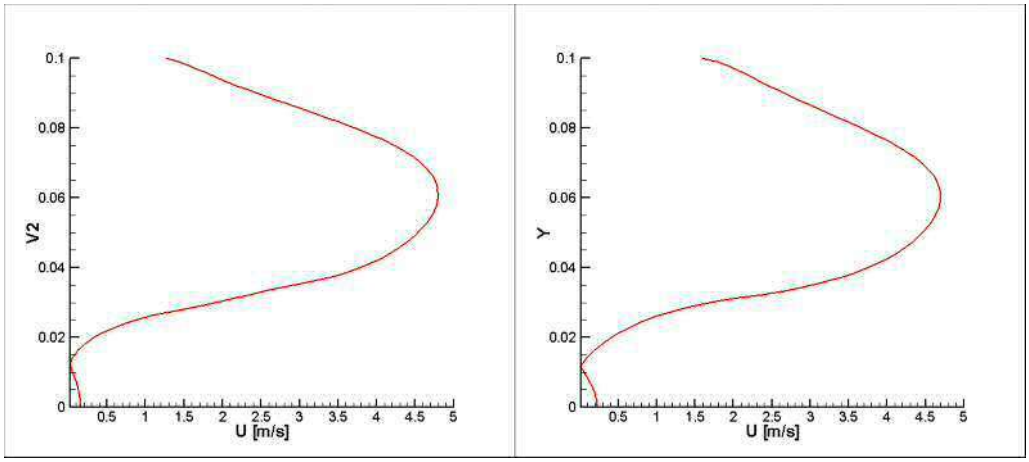
***Figure V- 2**: profils de vitesses pour les quatre vitesses d'entrée au niveau du poly line*

1 – Pour U= 5 m/s ;

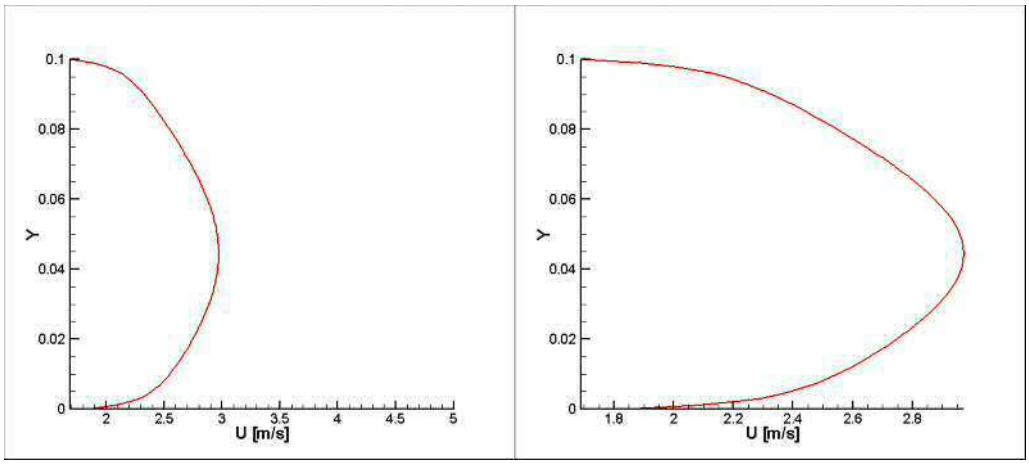
Ligne 1 Ligne 2



Ligne 3 Ligne 4

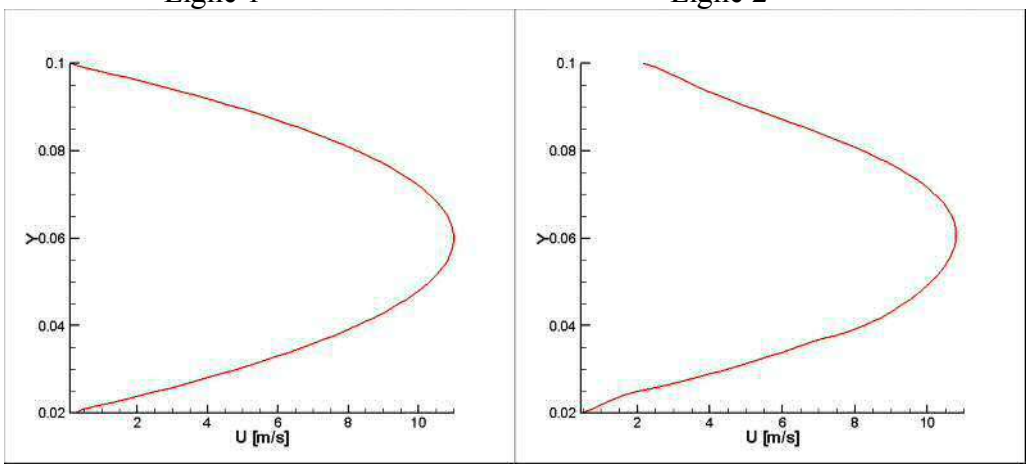


Ligne 5 Ligne 6

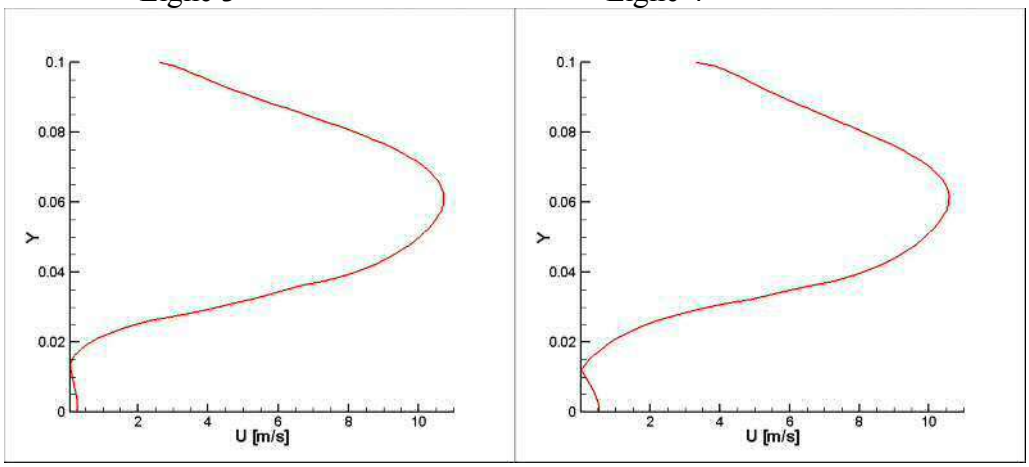


2 – Pour U = 11 m/s ;

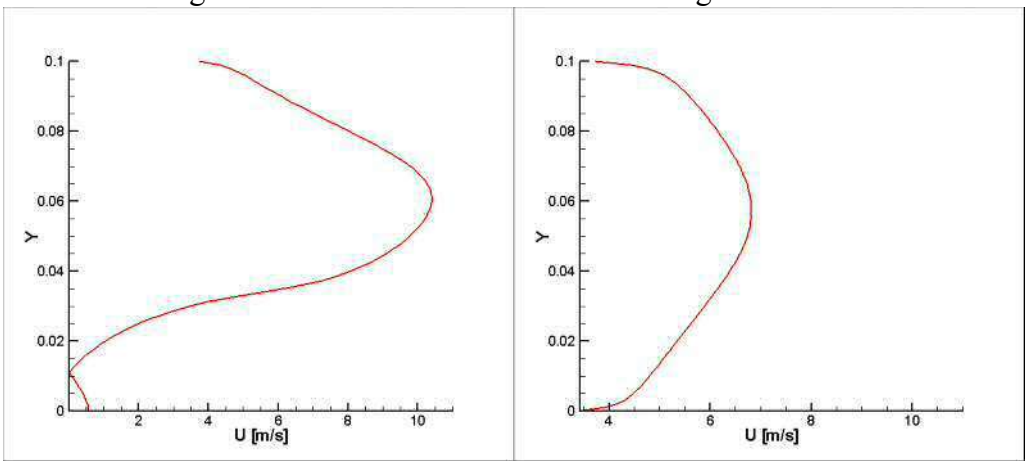
Ligne 1 Ligne 2



Ligne 3 Ligne 4

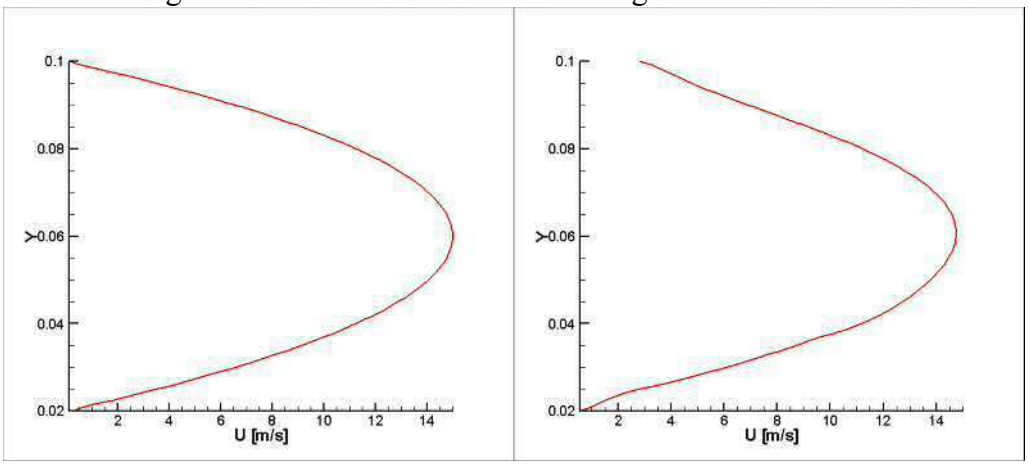


Ligne 5 Ligne 6

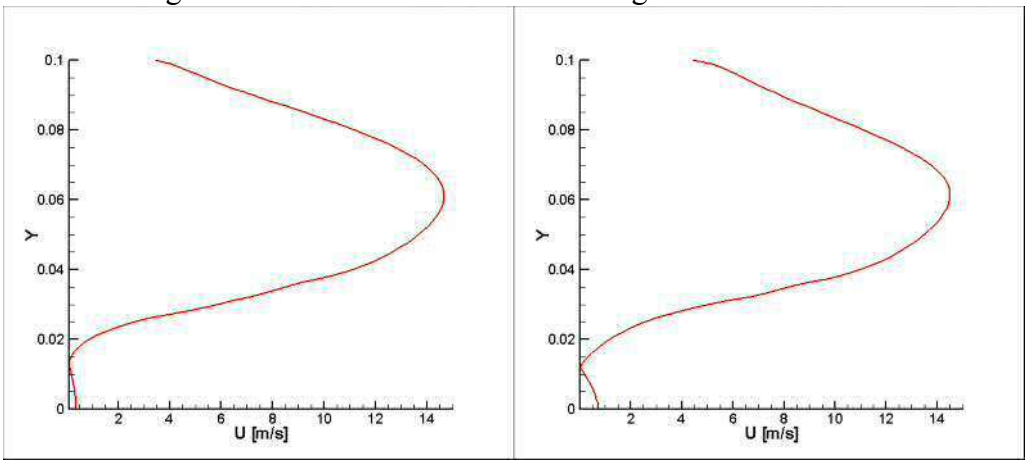


3 – Pour U = 15 m/s ;

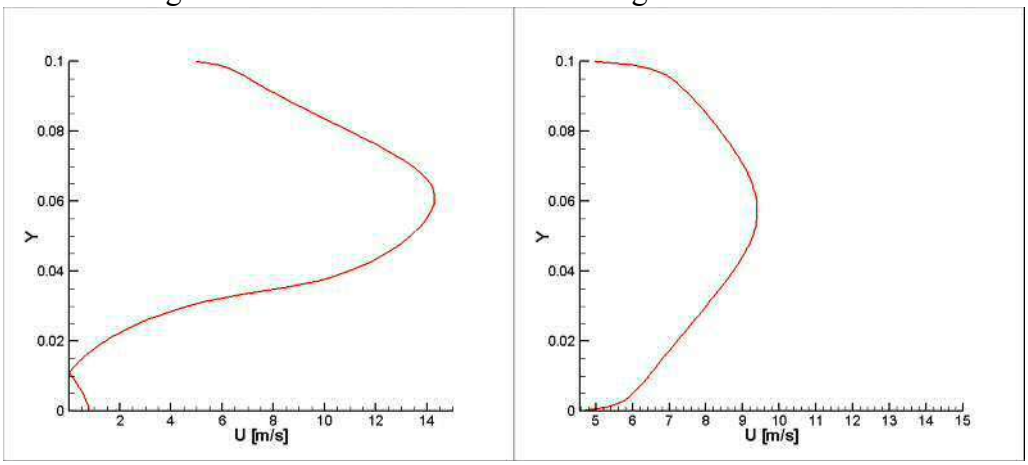
Ligne 1 Ligne 2



Ligne 3 Ligne 4

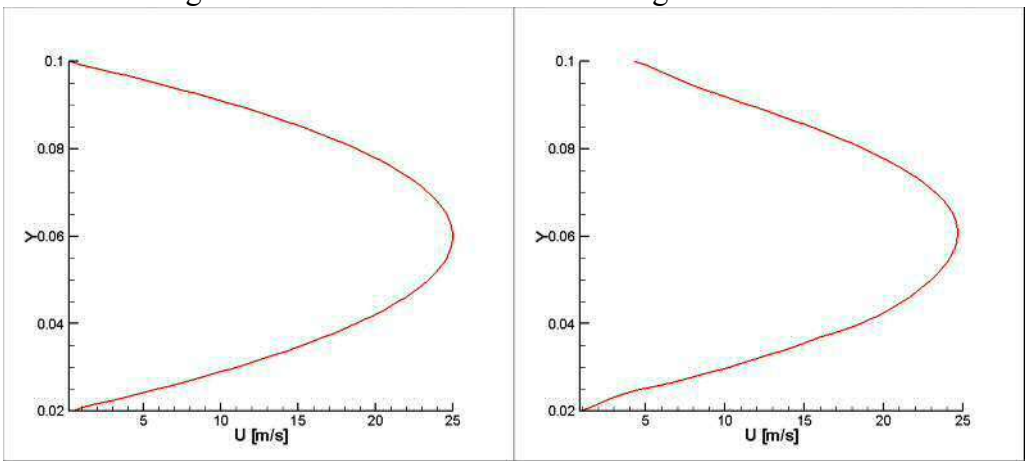


Ligne 5 Ligne 6

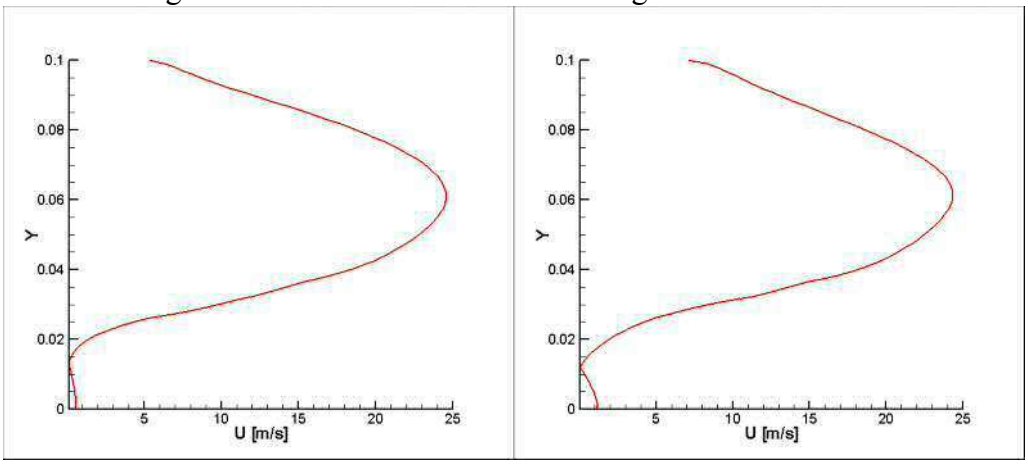


4– pour U = 25 m/s ;

Ligne 1 Ligne 2



Ligne 3 Ligne 4



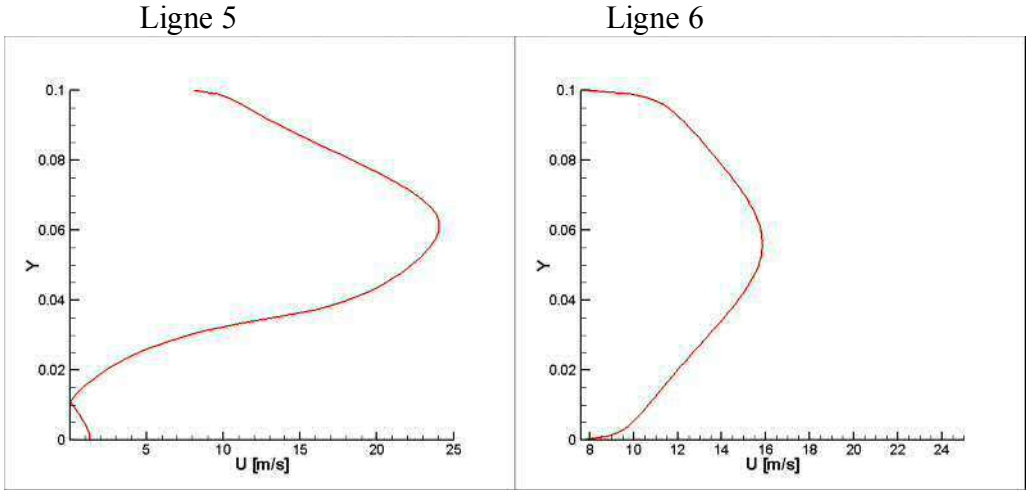
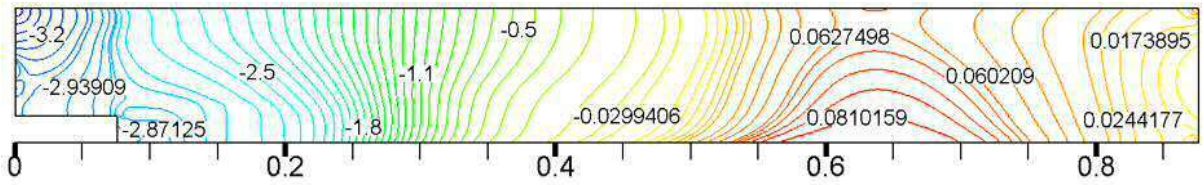


Figure V- 3*: profils de la composante les vitesses U=5m/s, U=11m/s, U=15m/s et U=25m/s pour plusieurs lignes respectivement*

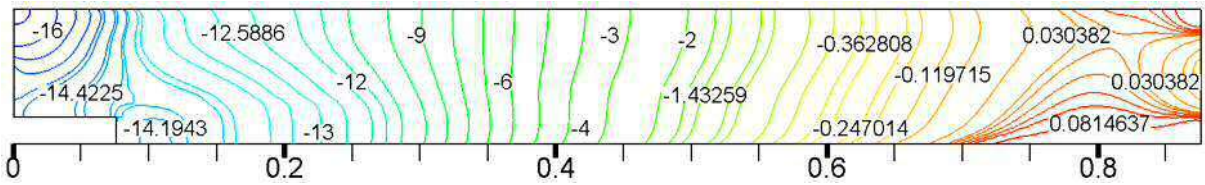
V .2.3 – Contour de la pression :

Les figures (V- 4, V-5, V-6) montrent l'évolution axiale de la pression. Le brusque élargissement de la section provoque un gradient de pression adverse, appelé aussi gradient de pression positifs, ce qui veut dire que le gradient de pression s'oppose au mouvement naturel du fluide au-delà du point de reattachement.

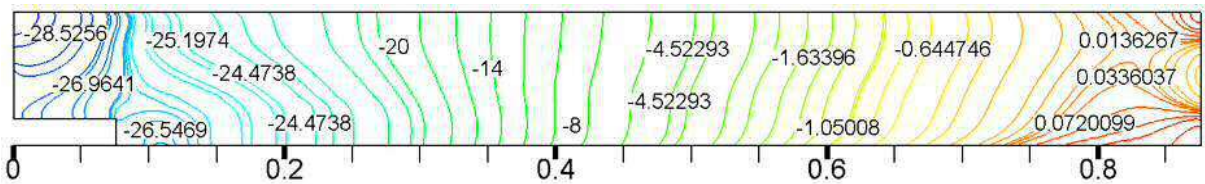
U = 5 m/s



U = 11 m/s



U = 15 m/s



U = 25 m/s

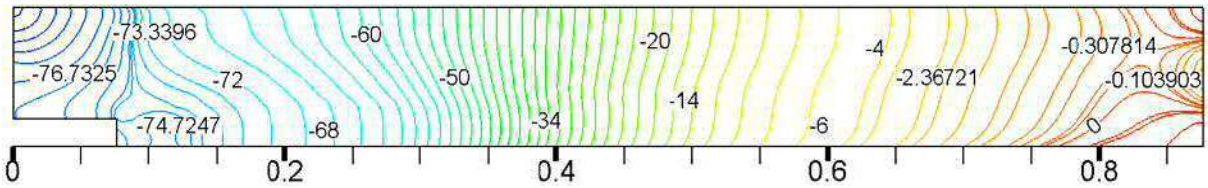


Figure V- 4: contours de pression pour les quatre vitesses d'entrée U=5m/s, U=11m/s, U=15m/s et U=25m/s respectivement

V .2.4 – Les graphes de la pression :

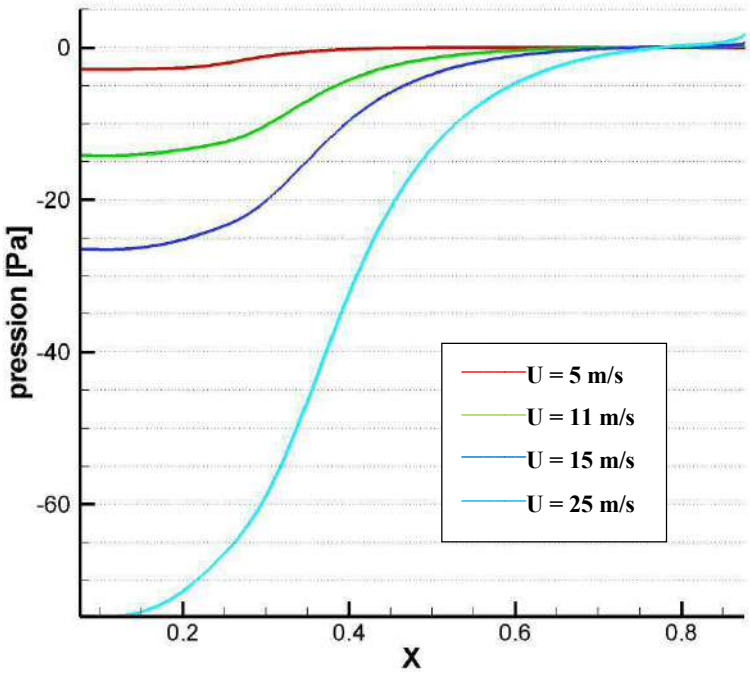
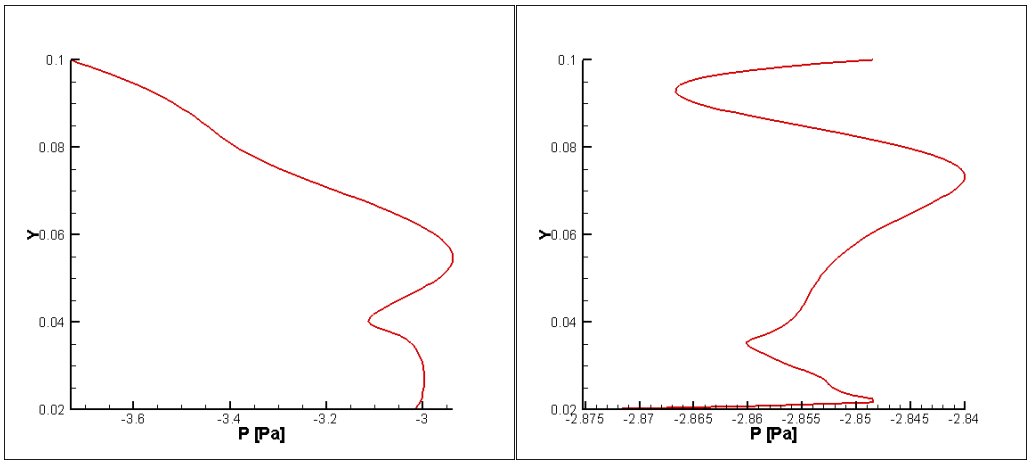


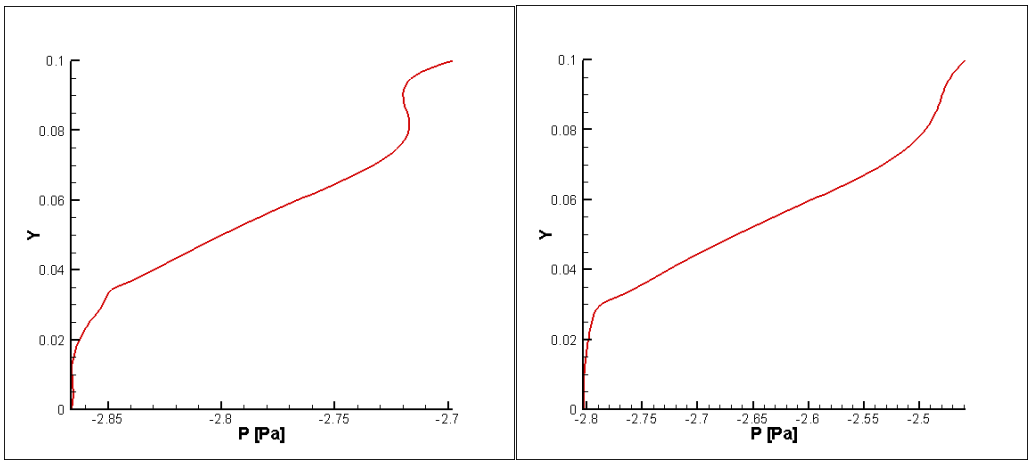
***Figure V- 5**: profils de pression à quatre vitesses d'entrée au niveau du poly line*

1 – Pour U = 5 m/s;

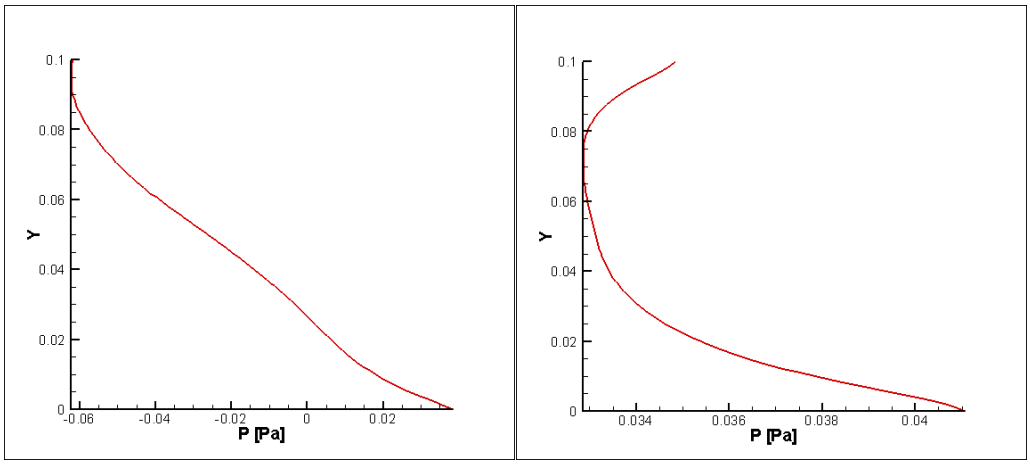
Ligne 1 Ligne 2



Ligne 3 Ligne 4

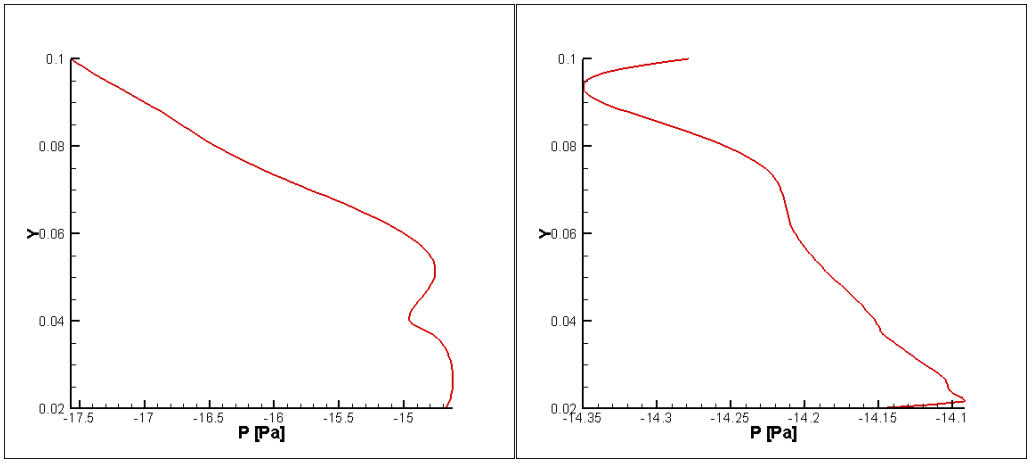


Ligne 5 Ligne 6

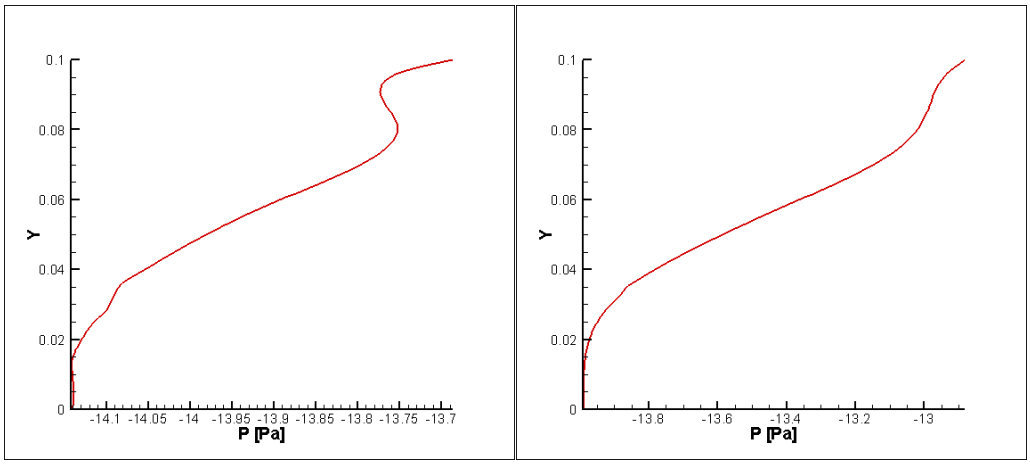


2 – Pour U = 11 m/s;

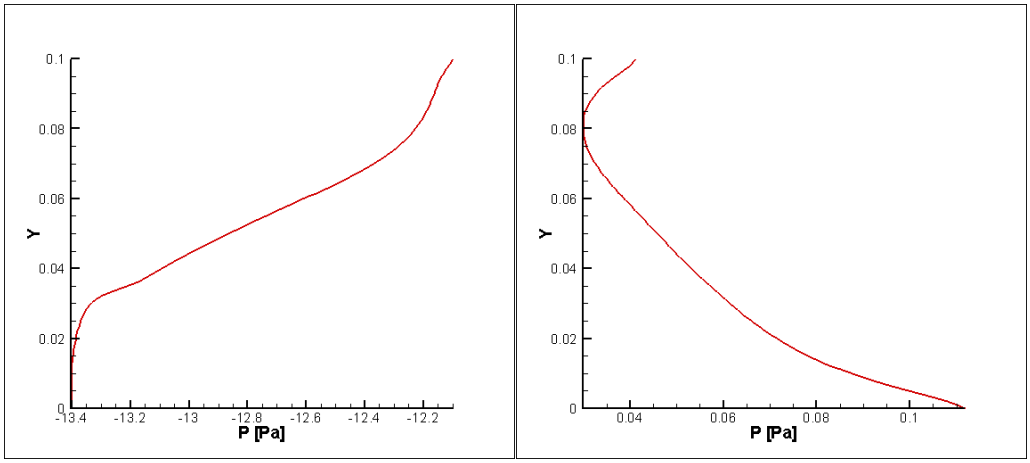
Ligne 1 Ligne 2



Ligne 3 Ligne 4

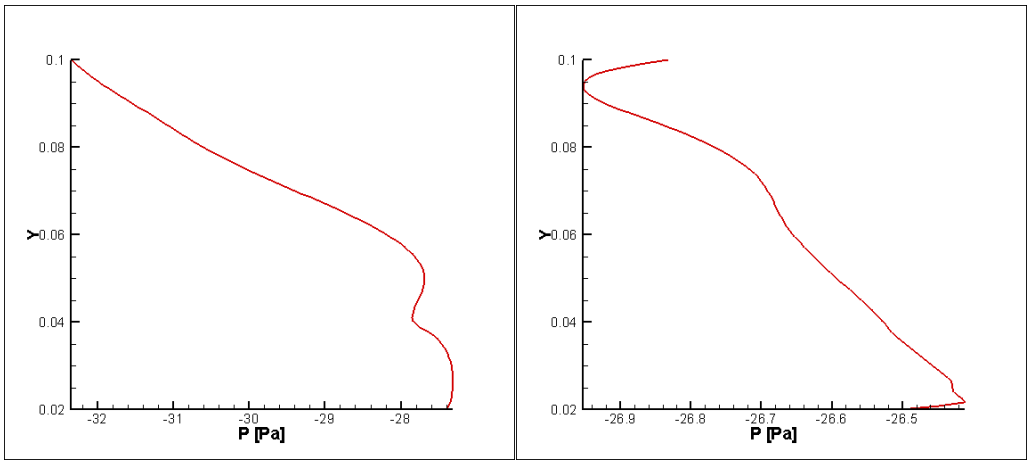


Ligne 5 Ligne 6

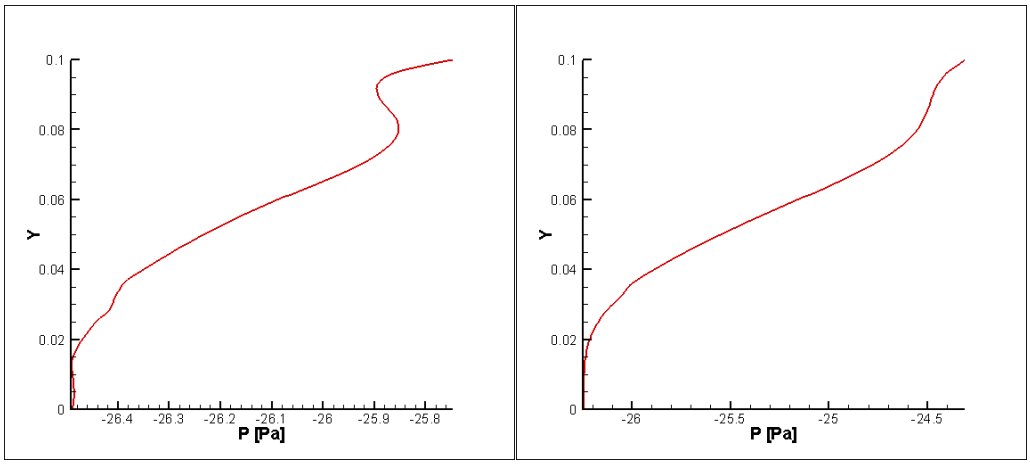


3 – Pour U = 15 m/s;

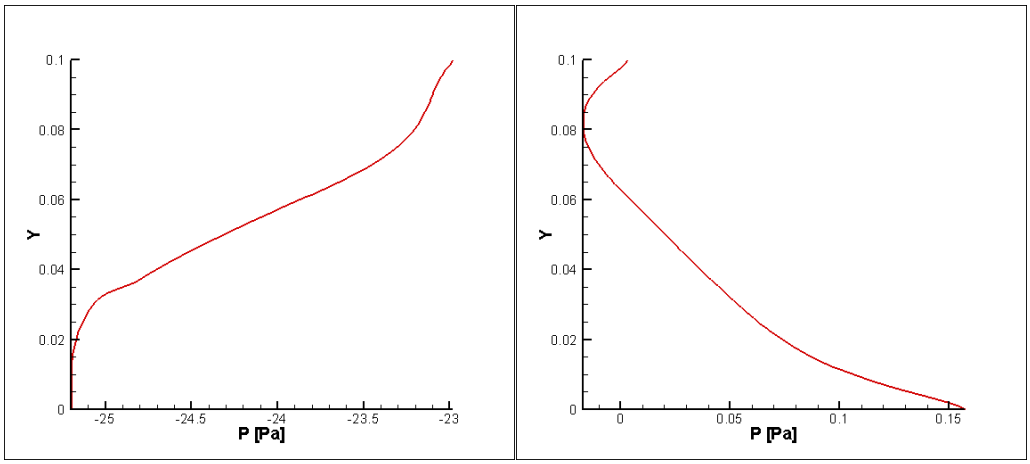
Ligne 1 Ligne 2



Ligne 3 Ligne 4

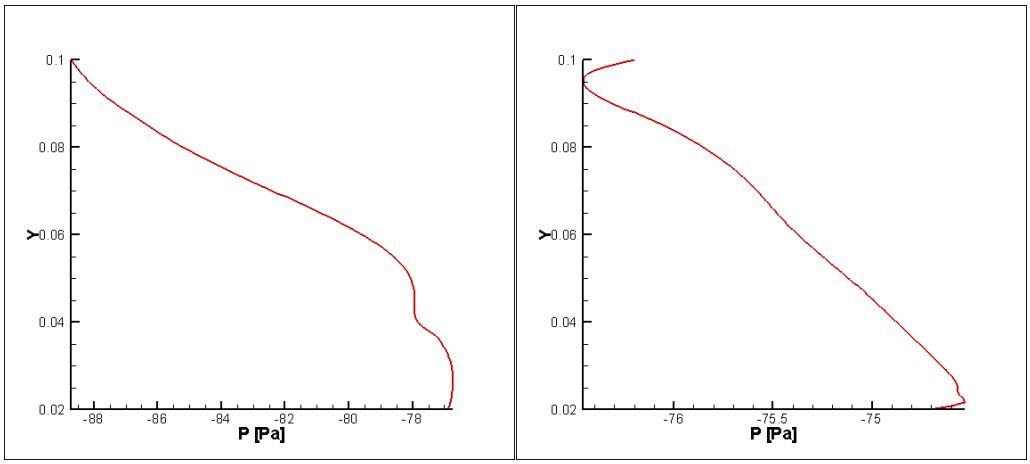


Ligne 5 Ligne 6



4 – Pour U = 25 m/s ;

Ligne 1 Ligne 2



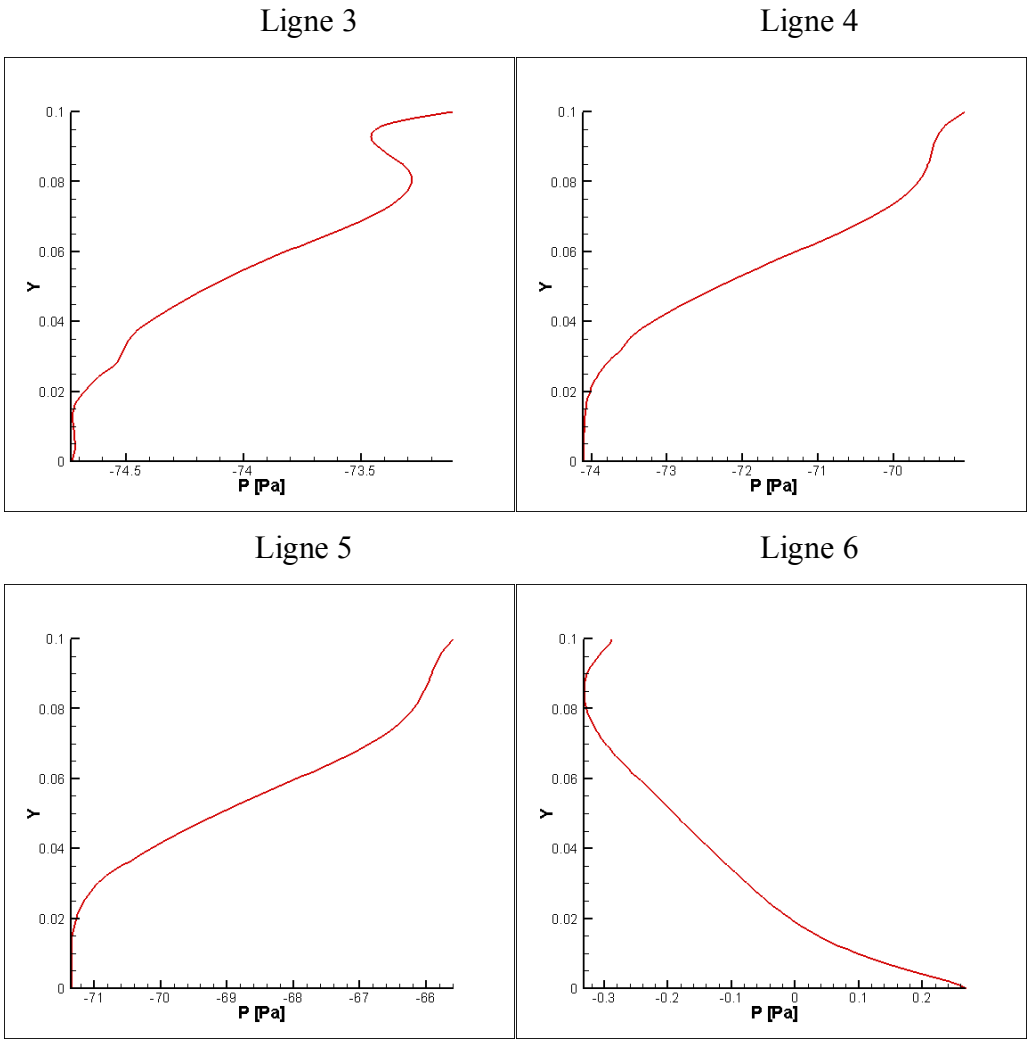


Figure V- 6*: profils de la pression pour les vitesses d'entrée U=5m/s, U=11m/s, U=15m/s et U=25m/s à plusieurs lignes respectivement*

V .2.5 – Les lignes de courant :

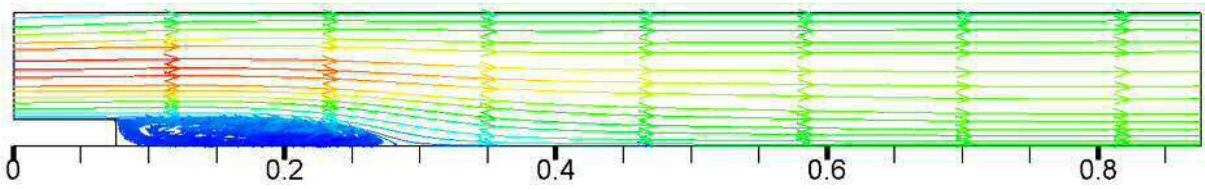
Pour un écoulement incompressible bidimensionnel, la fonction de courant ψ est définie par : $u = -\frac{\partial \psi}{\partial y}$ et $v = \frac{\partial \psi}{\partial x}$

Les lignes $\psi = c^{te}$ représentent les lignes de courant, celles-ci donnent une image des directions des vecteurs de vitesse en différents points fixes de l'espace à un instant donné.

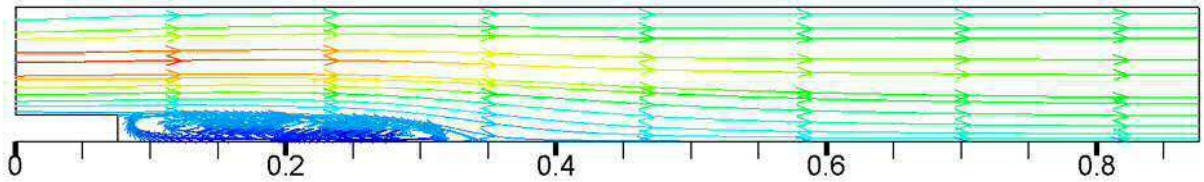
Le fluide est soumis à un brusque élargissement où l'écoulement se sépare en deux zones ; une zone sous forme de lignes parallèles aux parois de la marche et l'autre sous forme d'une zone de recirculation où l'écoulement se referme pour revenir vers la marche et forme ainsi un tourbillon. Elle prend fin au point de recollement à partir duquel l'écoulement se redéveloppe.

Ces ligne de courant (ψ) sont respectées par La figure (V-7). On observe l'influence de la vitesse sur la taille de la zone de recirculation, où l'augmentation de la vitesse la rend plus grosse par entrainement du fluide.

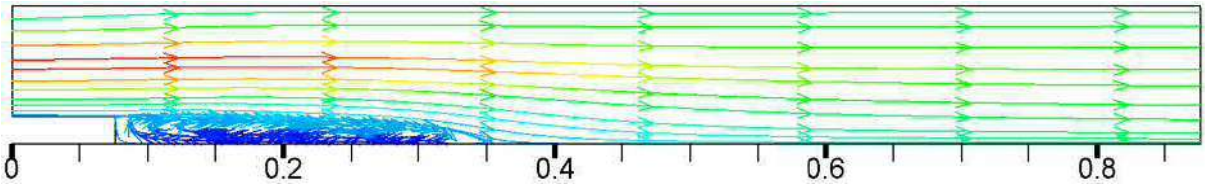
U = 5 m/s



U = 11 m/s



U = 15 m/s



U = 25 m/s

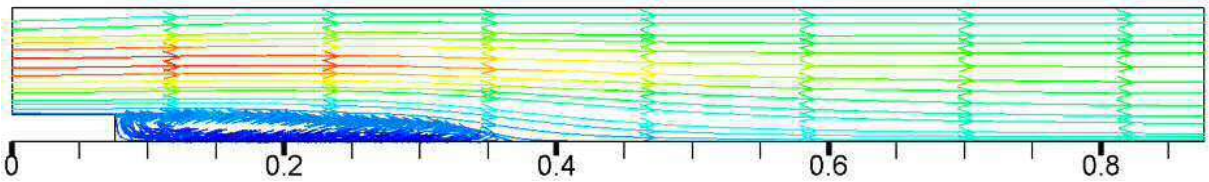


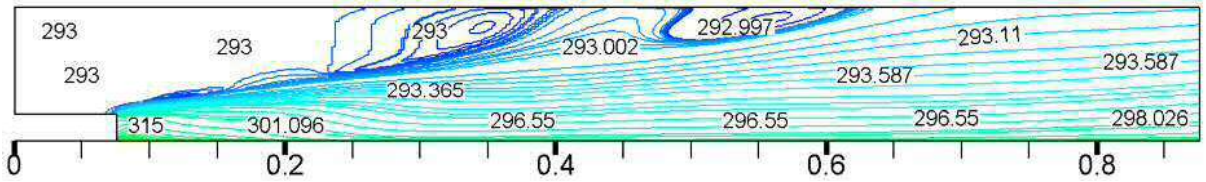
***Figure V- 7**: contours de fonction de courant pour les quatre vitesses d'entrée U=5m/s, U=11m/s, U=15m/s et U=25m/s respectivement*

V .2.6 – Contour de la température :

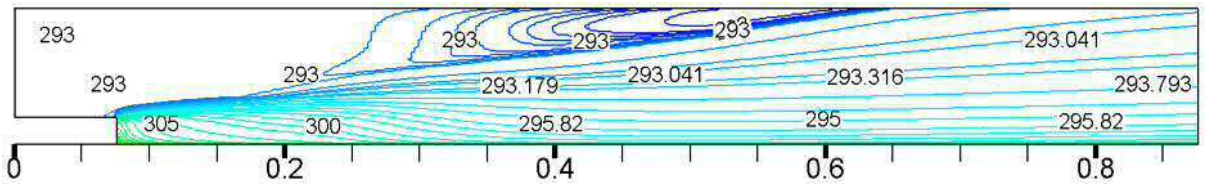
La distribution de la température du fluide au sein du canal est présentée sur les figures (V-8, V-9). Cette distribution montre que la température du fluide sur la plaque inférieure au voisinage de la marche descendante est très élevée, où la différence entre la température du fluide à l'entrée et sa température sur la plaque est très grande.

La comparaison de la température pour les quatre vitesses d'entrée indique que la température du fluide diminué avec l'augmentation de la vitesse.

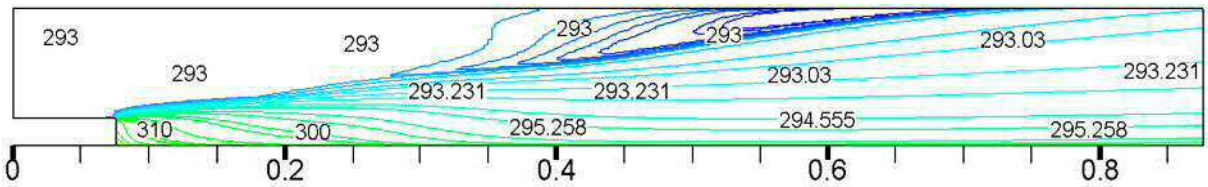
U = 5 m/s



U = 11 m/s



U = 15 m/s



U = 25 m/s

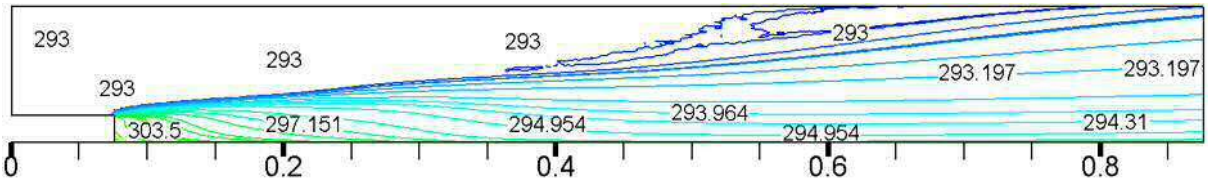
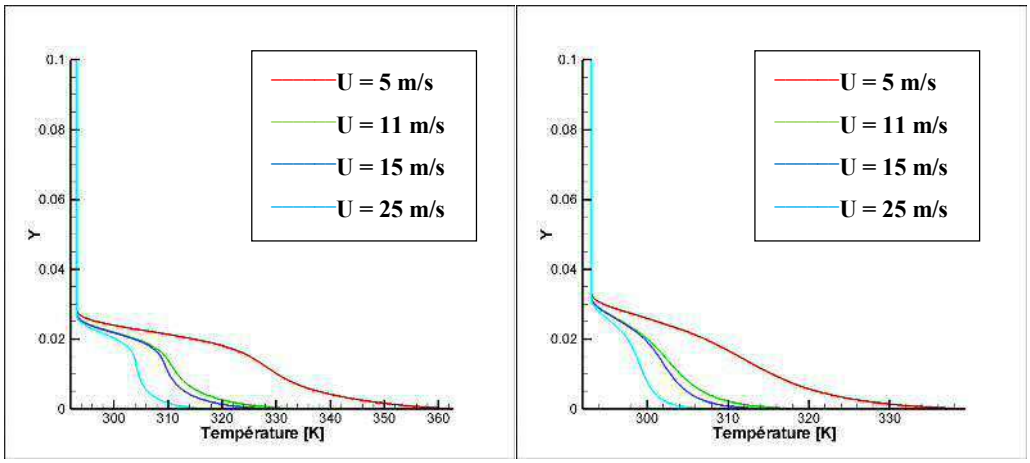


***Figure V- 8**: contours de température pour les quatre vitesses d'entrée U=5m/s, U=11m/s, U=15m/s et U=25m/s respectivement*

V .2.7 – Les graphes de la température:

Linge 3 Linge 4



Linge 5 Linge 6

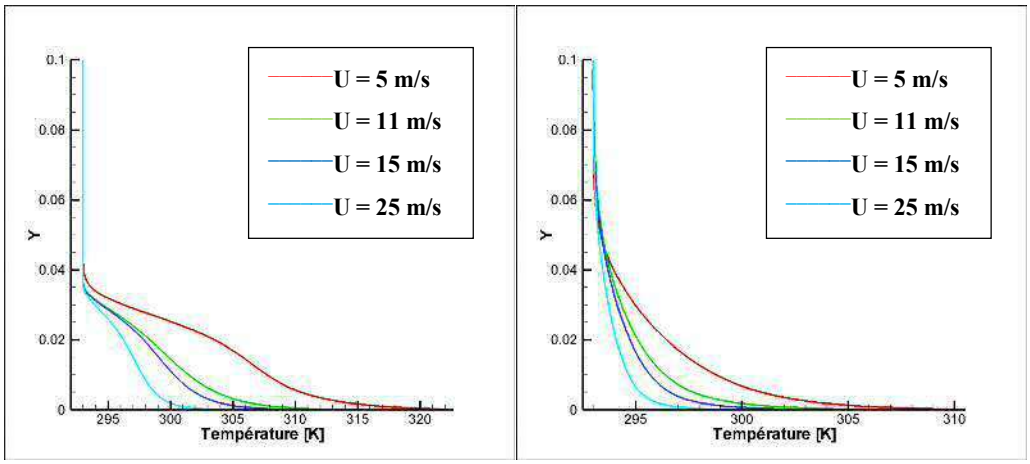
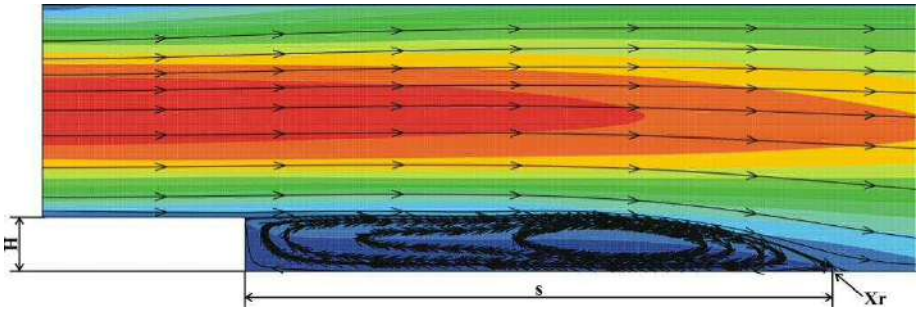


Figure V- 9*: profils de température à plusieurs lignes pour les quatre vitesses*

V .2.8 – Tableau du reattachement :



La zone de recirculation est caractérisée par un paramètre important nommé longueur de reattachement, qui s'étend à partir de la section d'élargissement au point de recollement. Ce point de reattachement correspond à l'abscisse « **Xr** » où la vitesse axiale « u » change de signe.

La figure (V- 10) représente la distribution de la longueur de reattachement en fonction de la vitesse. Nous remarquons que **Xr** se déplace en aval de la conduite avec l'augmentation de la vitesse. Ceci confirme que la taille de la zone recirculation augmente avec l'augmentation de la vitesse pour les tailles de la marche H = 0,02 et H =0,038.

Mais la taille de la zone recirculation diminue pour les hauteurs de la marche de H = 0,045 et H = 0,06.

	Vitesse (m/s)	**Hauteur (H)**	**Longueur (S)**	**Point de rattachement (Xr)**
H = 0.02	U = 5 m/s	0.02	0.2072	0.2832
	U = 11 m/s	0.02	0.2658	0.3418
	U = 15 m/s	0.02	0.2786	0.3546
	U = 25 m/s	0.02	0.2897	0.3633
H = 0.038	U = 5 m/s	0.038	0.1566	0.3010
	U = 11 m/s	0.038	0.1725	0.3169
	U = 15 m/s	0.038	0.1727	0.3171
	U = 25 m/s	0.038	0.1779	0.3223
H = 0.045	U = 5 m/s	0.045	0.2035	0.3745
	U = 11 m/s	0.045	0.2033	0.3743
	U = 15 m/s	0.045	0.2032	0.3742
	U = 25 m/s	0.045	0.1931	0.3641
H = 0.06	U = 5 m/s	0.06	0.3597	0.5877
	U = 11 m/s	0.06	0.3183	0.5463
	U = 15 m/s	0.06	0.3026	0.5306
	U = 25 m/s	0.06	0.3021	0.5301

Tableau V- 2*: la valeur de la longueur de reattachement pour chaque taille de la marche et la vitesse*

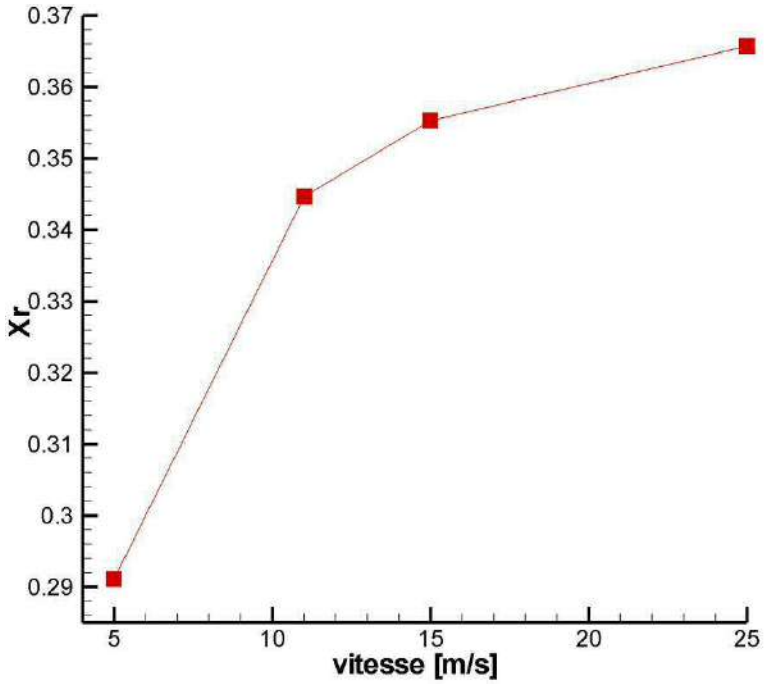


***Figure V- 10**: longueur de la ligne de reattachement en fonction de la vitesse*

V .2.9 – Coefficient de frottement (Cf):

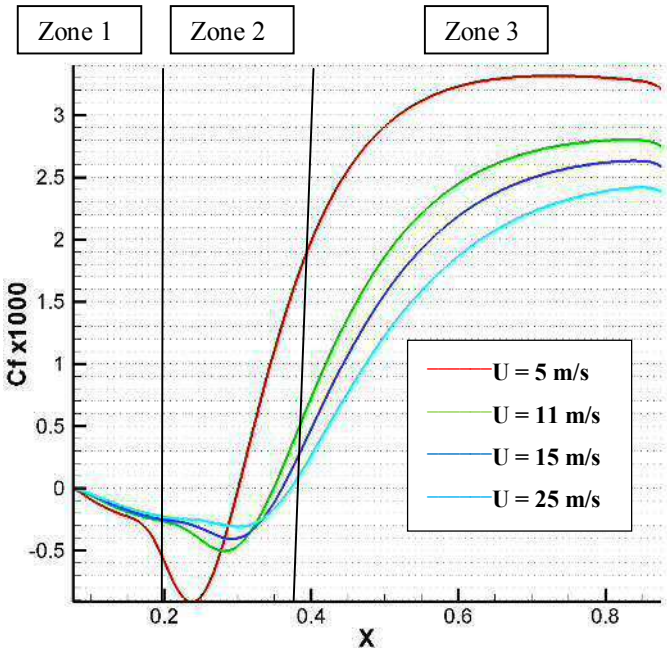


***Figure V- 11**: variation du coefficient de frottement en fonction de X pour les quatre vitesses*

La figure (V-11) présente la variation du coefficient de frottement en fonction de X. La courbe décroit du zéro à la paroi de la marche jusqu'à une valeur minimale, qui varie d'un cas à l'autre, où elle augmente avec l'augmentation de la vitesse. La valeur minimale est présentée dans le tableau (V.3):

V [m/s]	5	11	15	25
Cf	-0.9123	-0.5024	-0.4055	-0.3075

***Tableau V- 3**: la valeur minimale du coefficient de frottement pour chaque vitesse*

L'analyse de cette courbe nous mène à décomposer l'écoulement en trois zones distinctes : (1) Zone de recirculation dans le coin inférieur de la marche, (2) point de recollement, et (3) zone du retour au régime développé.

Dans la zone (3) L'augmentation de la courbe jusqu'à une valeur maximale pour le coefficient de frottement, et alors presque linéairement.

La valeur du coefficient de frottement diminue avec l'augmentation de la vitesse d'entrée, ou nous trouvons que la valeur du coefficient de frottement à V= 5 m/s sont plus grandes que celles de V= 11 m/s, V= 15 m/s et 25 m/s.

V .2.10 – Nombre de Staton (St) :

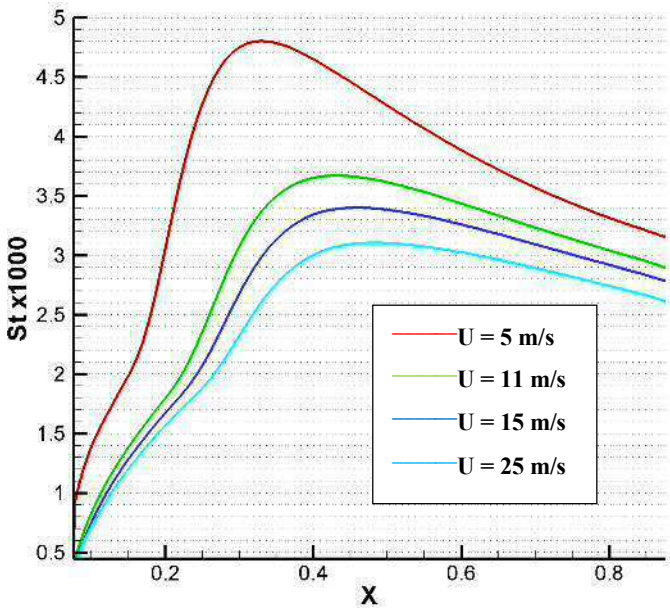


***Figure V- 12**: variation du stanton nombre pour les quatre vitesses*

V .2.11 – Nombre de Nusselt Nu

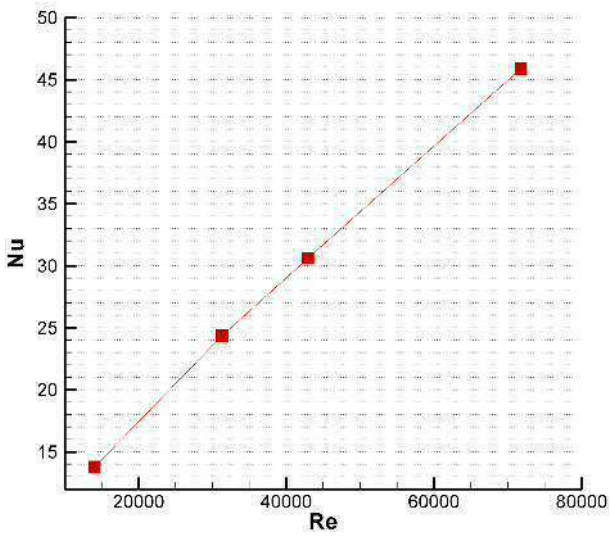


***Figure V- 13**: variation du nombre de Nusselt en fonction de Reynolds pour les quatre vitesses*

La figure (V-13) montre que le nombre de Nusselt au augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds, comme le montre le tableau (V-4) :

	Re	**Nu**
U = 5 m/s	1.4 e 4	13.78
U = 11 m/s	3.13 e 4	24.37
U = 15 m/s	4.29 e 4	30.61
U = 25 m/s	7.18 e 4	45.91

***Tableau V- 4**: valeurs du nombre de Reynolds et le nombre de Nusselt maximal pour chaque vitesse*

V .3 - Effet de l'intensité du flux [W/m^2] :

L'effet de l'intensité du chauffage est illustré par la variation du flux imposé à la paroi de 50, 100, 270, 500 W/m^2. Les figures ci-dessous représentent les contours de la vitesse et la pression et la température, les linges de courant, les profils de la température, les variations du point de reattachement obtenus pour les différentes valeurs du flux.

- **Pour H = 0.02, U = 5 m/s ;**

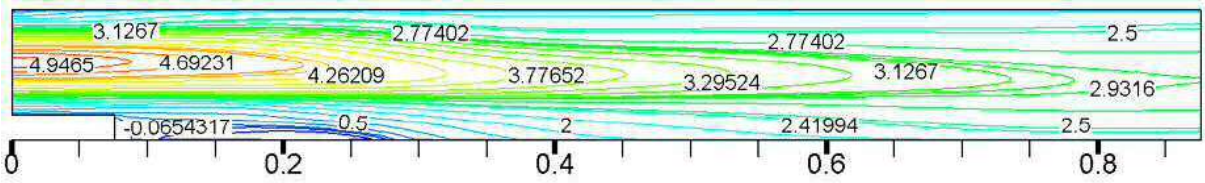
V .3.1 – Contour de la vitesse :

L'écoulement du fluide dans la conduite est présenté en figure (V-14) sous forme de tracés des vecteurs de vitesse U. L'écoulement se détache du coin supérieur de la marche, et se reattache sur la paroi inférieure de la conduite pour ainsi une zone de recirculation à rotation horaire.

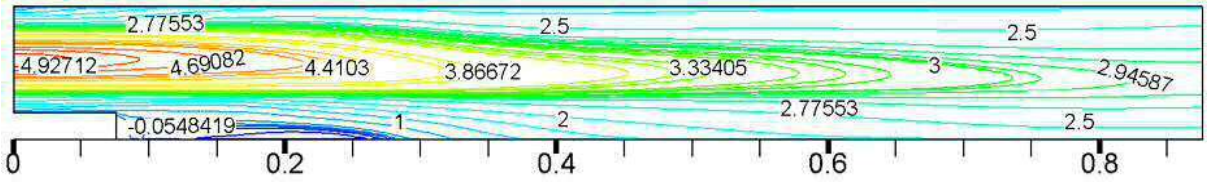
Ces figures représentent bien la zone de recirculation primaire se développant au niveau de la paroi inférieure de la marche. Au-dessus de cette zone, et loin d'elle (zone de redéveloppement), les vecteurs de vitesse sont paraboliques.

L'augmentation du flux de chauffage engendre une faible augmentation de la zone de recirculation.

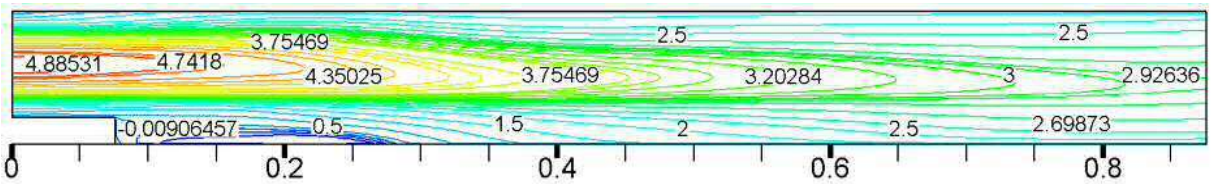
Φ = 50 W/m^2



Φ = 100 W/m^2



Φ = 270 W/m^2



Φ = 500 W/m²

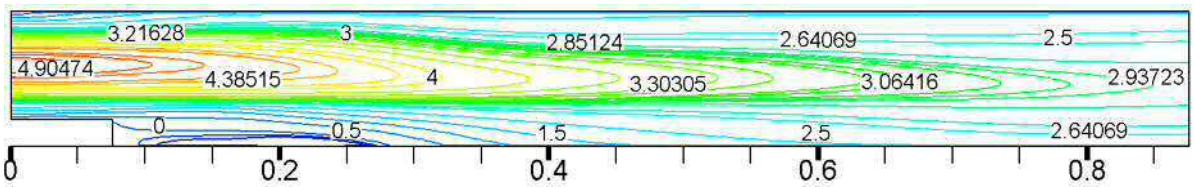
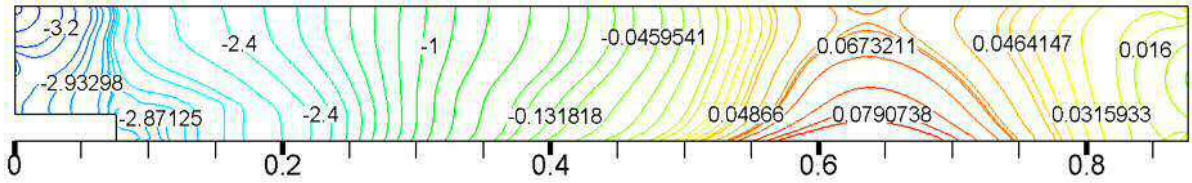


***Figure V- 14**: contours de la vitesse pour les quatre flux différents*

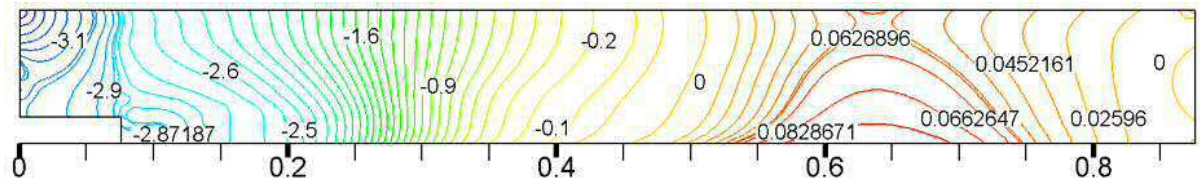
V .3.2 – Contour de la pression :

Les figures (V-15) montrent l'évolution axiale de la pression. Le brusque élargissement de la section provoque un gradient de pression adverse.

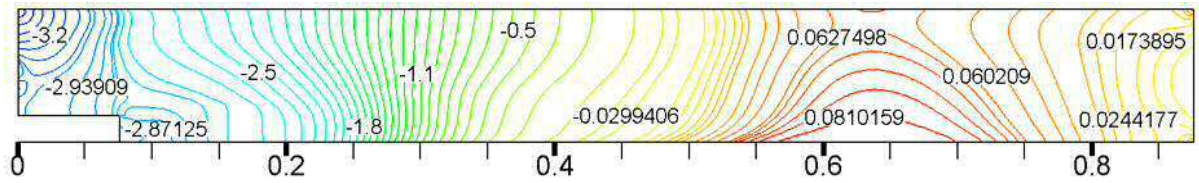
Φ = 50 W/m²



Φ = 100 W/m²



Φ = 270 W/m²



Φ = 500 W/m²

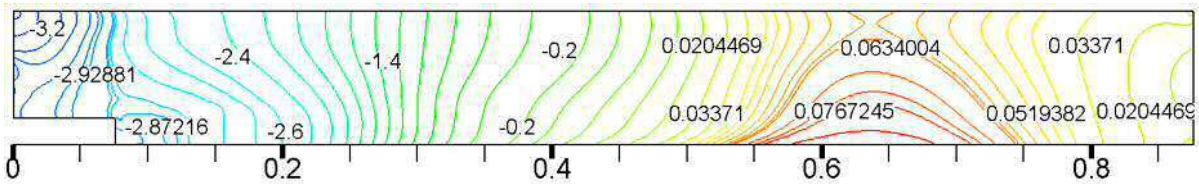
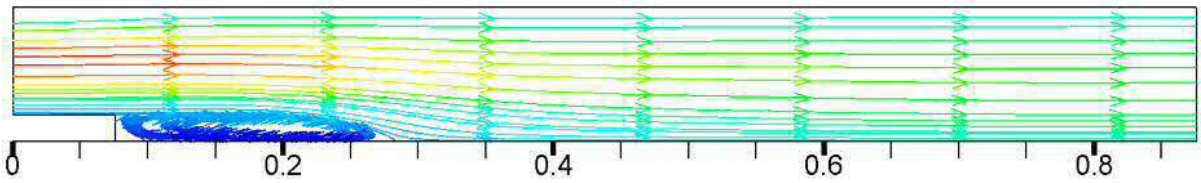


***Figure V- 15**: contours de la pression pour les quatre flux différents*

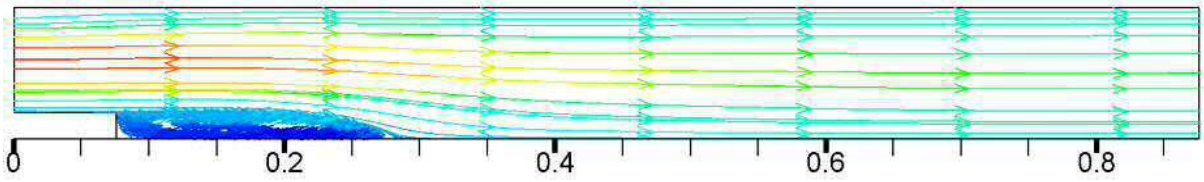
V .3.3 – Les lignes de courant :

La figure (V-16) sous forme de tracés de la fonction de courant ψ, montre l'influence du flux imposé à la paroi inférieure du canal sur la taille de la zone de recirculation. On constante que la variation du flux a un faible sur la structure de l'écoulement. En effet ces valeurs de flux n'entrainent pas des variations importantes de la masse volumique du fluide.

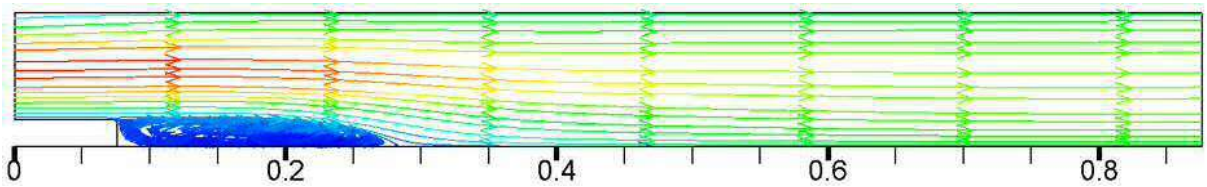
Φ = 50 W/m^2



Φ = 100 W/m^2



Φ = 270 W/m^2



Φ = 500 W/m^2

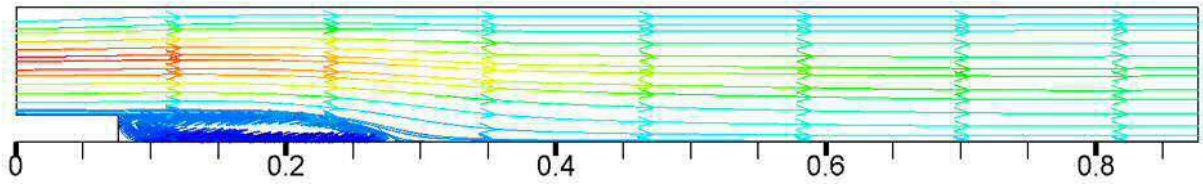
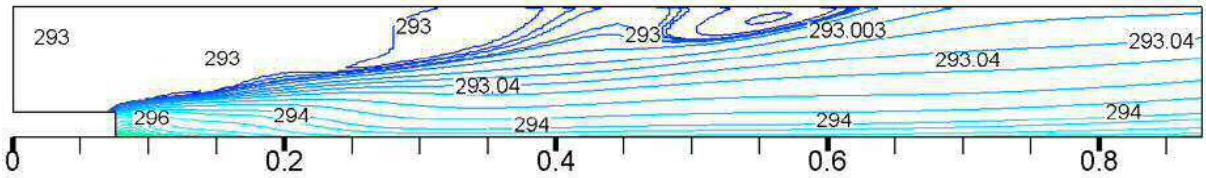


***Figure V- 16**: contours de fonction de courant pour les quatre flux différent*

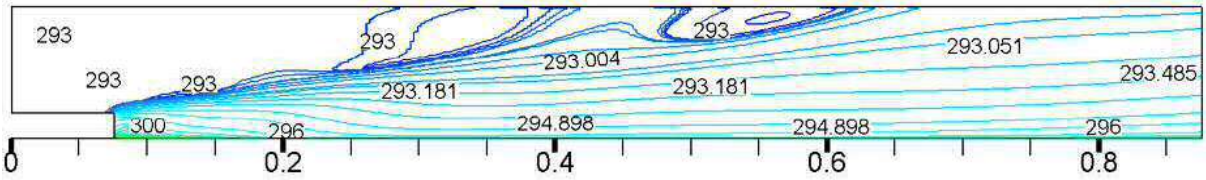
V .3.4 – Contour de la température :

Les figures (V- 17, V-18) montrent la distribution de la température du fluide dans le canal. En plus de la remarque émise précédemment, il est clair que l'augmentation du flux imposé conduit à une augmentation importante de la température du fluide, en particulier celui situe dans la zone de recirculation.

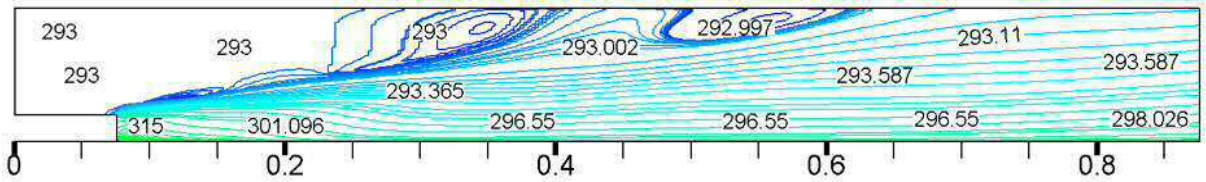
Φ = 50 W/m²



Φ = 100 W/m²



Φ = 270 W/m²



Φ = 500 W/m²

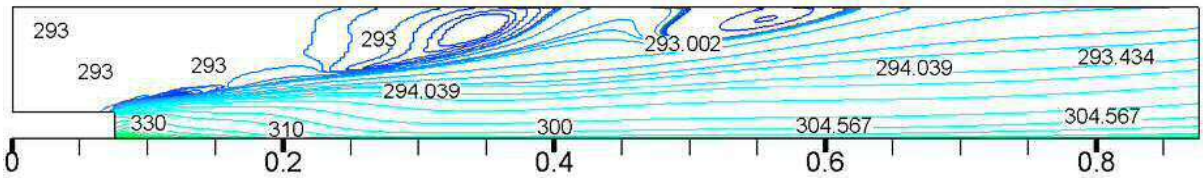
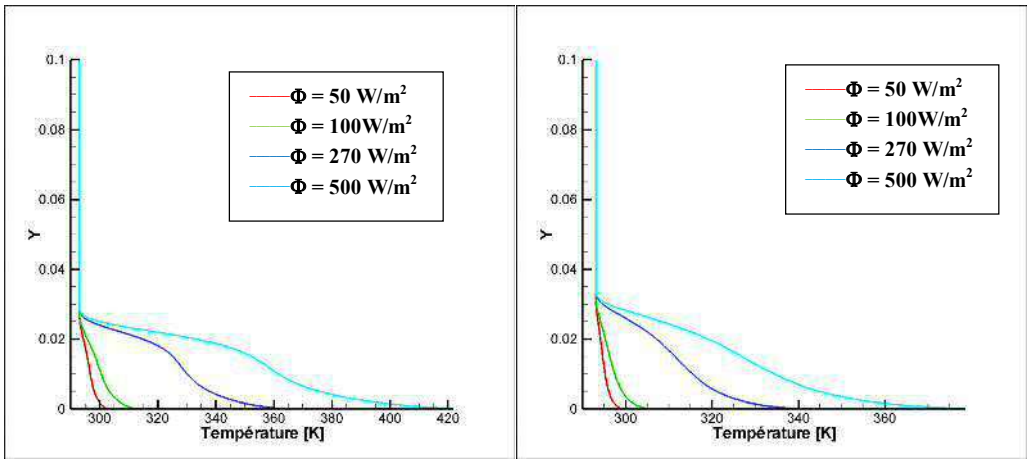


***Figure V- 17**: contours de température pour les quatre flux différents*

V .3.5– Les graphes de la température:

Ligne 3 Ligne 4



Ligne 5 Ligne 6

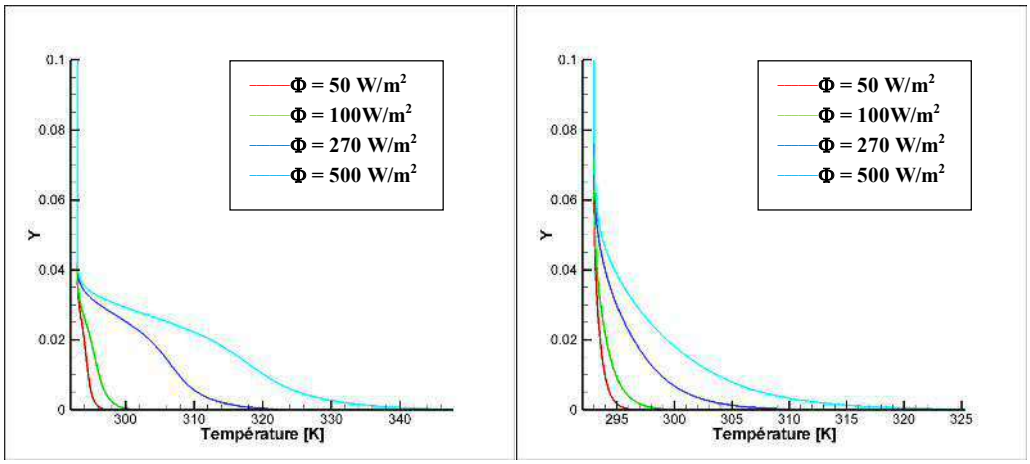
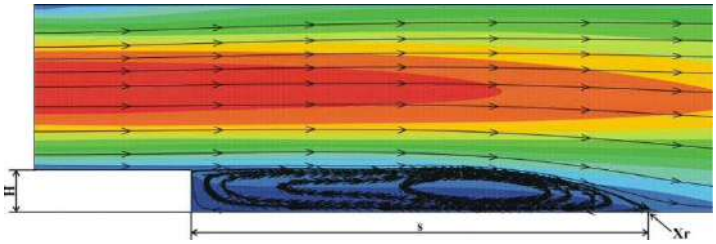


***Figure V- 18**: profils de température à plusieurs lignes pour les quatre flux différents*

V .3.6 – Tableau de reattachement :



La figure (V-19) représente la distribution le point de reattachement en fonction du flux. Nous remarquons que Xr se déplace en aval de la conduite avec l'augmentation du flux. Ceci confirme que la taille de la zone recirculation augmente faiblement avec l'augmentation du flux à travers la paroi inférieure du canal.

Flux	Hauteur (H)	Longueur (S)	Point de rattachement (Xr)
50 W/m²	0.02	0.2066	0.2826
100 W/m²	0.02	0.2070	0.2830
270 W/m²	0.02	0.2072	0.2832
500 W/m²	0.02	0.2072	0.2834

***Tableau V- 5**: la valeur de la longueur de rattachement pour le flux et la taille de la marche*

V .3.7 – Point de reattachement Xr

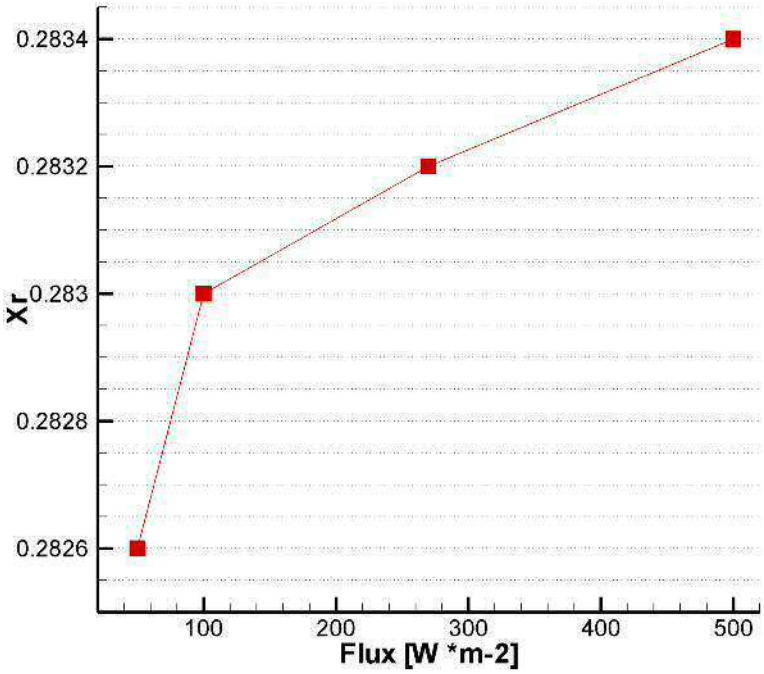


***Figure V- 19**: variation du point de reattachement en fonction du flux*

On peut résumer ces résultats dans le tableau (V-6) :

Flux	Xr
50 W/m^2	0.2826
100 W/m^2	0.2830
270 W/m^2	0.2832
500 W/m^2	0.2834

***Tableau V- 6**: la valeur du flux pour la longueur de reattachement*

V . 4 – Effet de l'intensité de la marche :

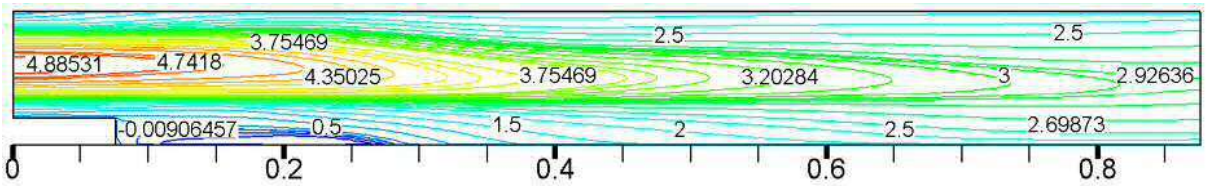
Pour connaitre l'effet de la marche, on plusieurs valeurs de la hauteur de la marche H= (0.02, 0.038, 0.045 et 0.06) m, sont testées pour la même valeur constante de vitesse et de flux. Les figures ci-dessous représentent les contours de la vitesse, pression et de la température, les lignes de courant ainsi que le point de reattachement et le nombre de Nusselt.

- **Pour U = 5 m/s, Φ = 270 W/m^2.**

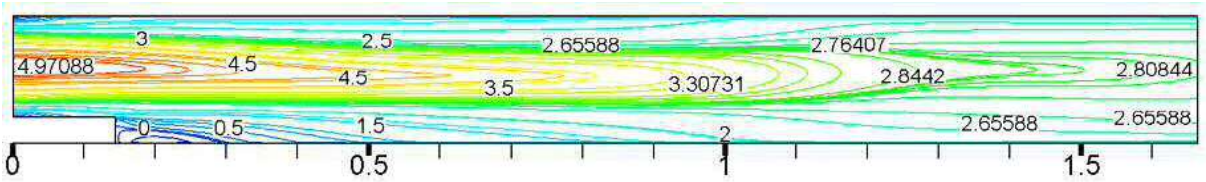
V .4.1 – Contour de la vitesse :

La figure (V-20) représente la zone de recirculation primaire se développant au niveau de la paroi inférieure de la marche. L'augmentation la taille de la marche, la zone de recirculation augmente.

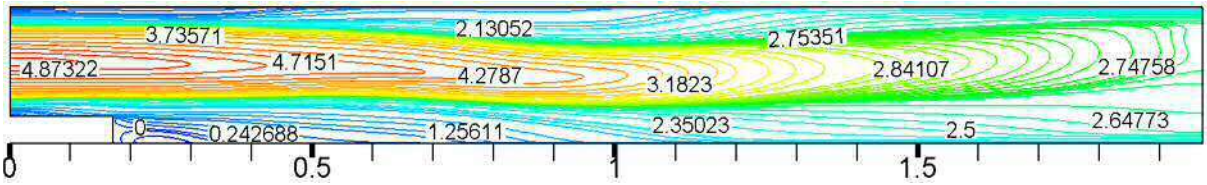
H = 0.02 m



H = 0.038 m



H = 0.045 m



H = 0.06 m

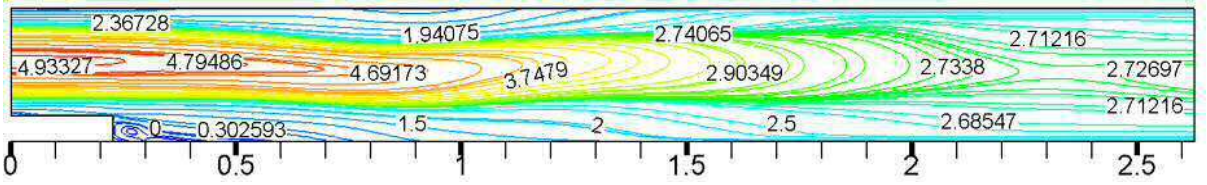
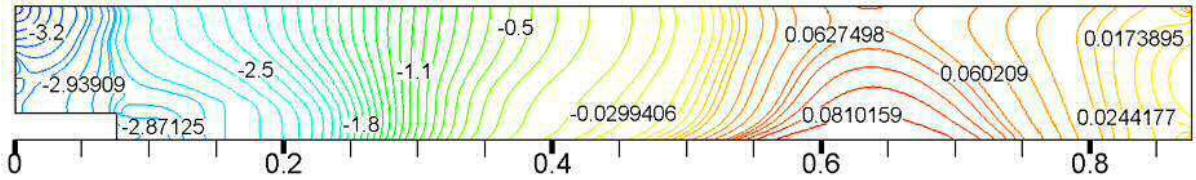


***Figure V- 20**: contours de la vitesse pour les quatre hauteurs de la marche H=0.02, H=0.038, H=0.045 et H=0.06 respectivement*

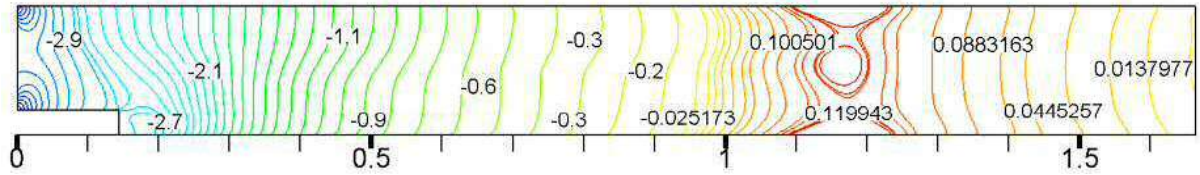
V .4.2 – Contour de la pression :

H = 0.02 m

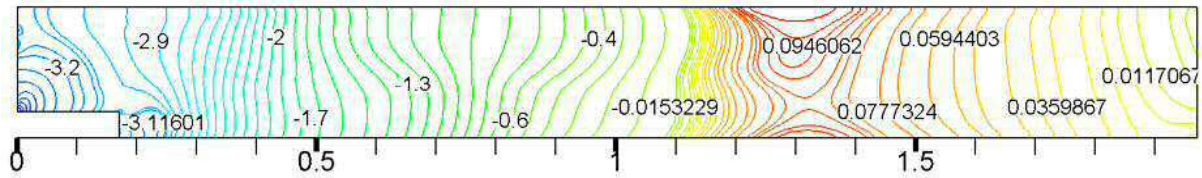
Contour de la pression :



H = 0.038 m



H = 0.045 m



H = 0.06 m

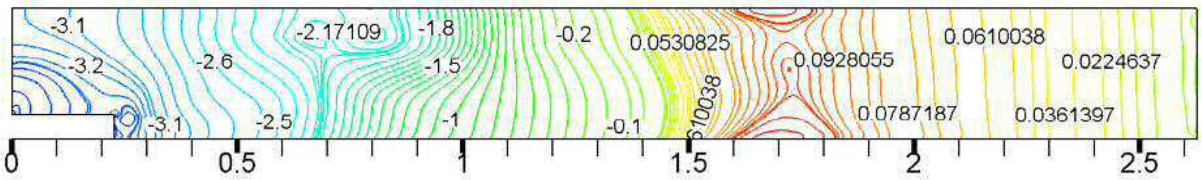


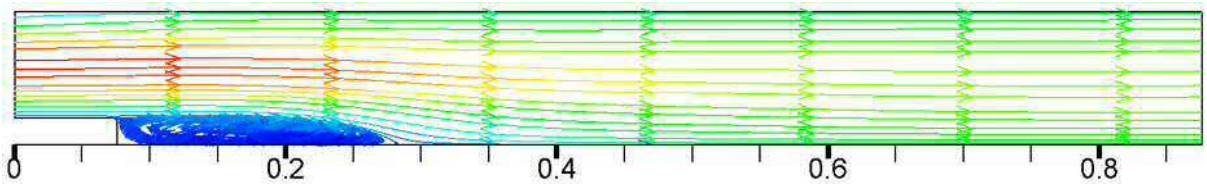
***Figure V- 21**: Contours de la pression pour les quatre marches H=0.02, H=0.038, H=0.045 et H=0.06 respectivement*

La figure (V-21) montre l'évolution axiale de la pression. Le brusque élargissement de la section provoque un gradient de pression adverse, appelé aussi gradient de pression positifs, ce qui veut dire que le gradient de pression s'oppose au mouvement naturel du fluide au-delà du point de rattachement.

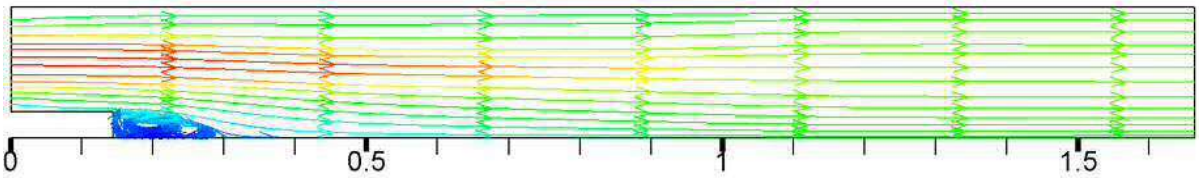
V .4.3 – Les lignes de courant :

La figure (V-22), représentant le tracé de la fonction de courant ψ, montre l'influence de la taille de la marche sur la taille de la zone de recirculation, où l'augmentation de la taille de la marche rend plus grosse par entrainement de fluide.

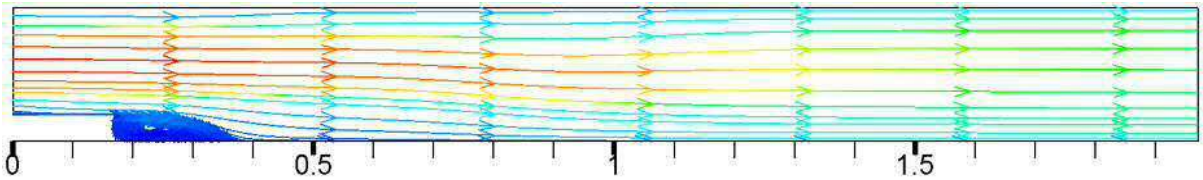
H = 0.02 m



H = 0.038 m



H = 0.045



H = 0.06 m

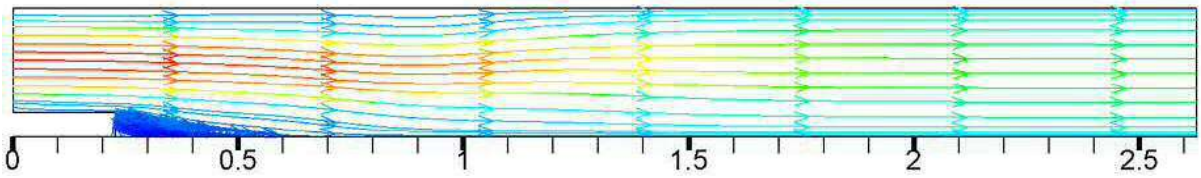


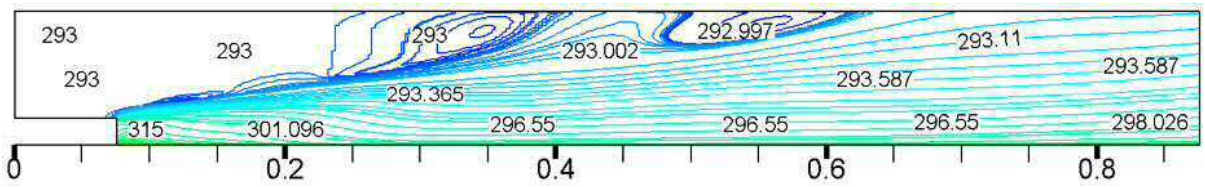
Figure V- 22*: contours de fonction de courant pour les quatre marches H=0.02, H=0.038, H=0.045 et H=0.06 respectivement*

V .4.4 – Contour de température :

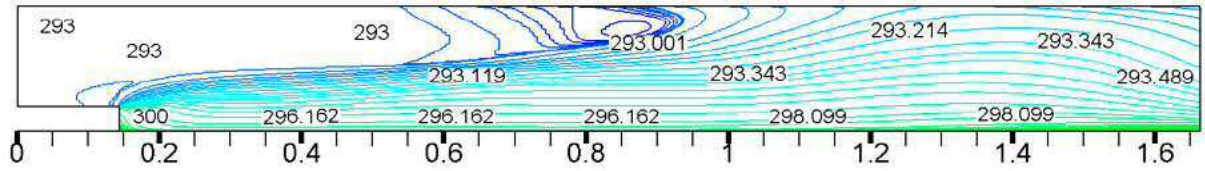
La figure (V-23) montre que la température du fluide sur la plaque inférieure au voisinage de la marche descendante est très élevée, où la différence entre la température du fluide à l'entrée et sa température sur la plaque est très grande.

La comparaison de la température pour les quatre sections d'entrée indique que la température du fluide augmente avec l'augmentation de la taille de la marche.

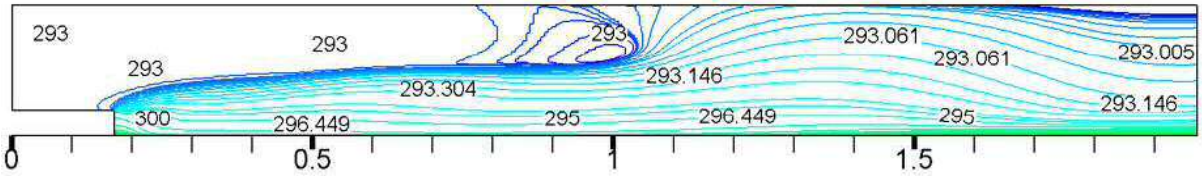
H = 0.02 m



H = 0.038 m



H = 0.045 m



H = 0.06 m

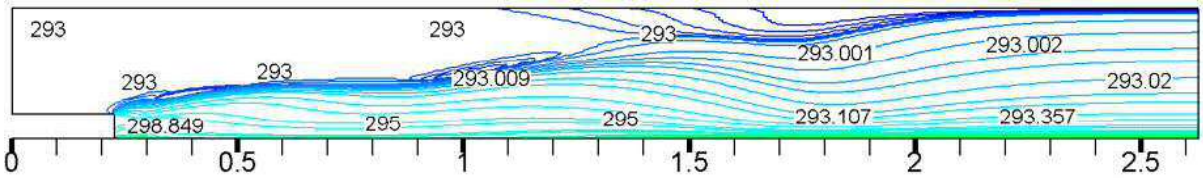
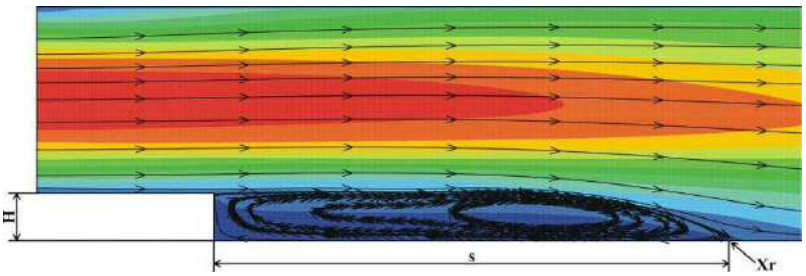


***Figure V- 23**: contours de température pour les quatre flux différents*

V .4.5 – Tableau du rattachement :



	Hauteur (H)	Longueur (S)	Point de rattachement (Xr)
H = 0.020 m	0.02	0.2072	0.2832
H = 0.038 m	0.038	0.1566	0.3010
H = 0.045 m	0.045	0.2035	0.3745
H = 0.060 m	0.06	0.3597	0.5877

***Tableau V- 7**: la valeur de la longueur de rattachement pour la vitesse et la taille de la marche*

La figure (V- 24) représente la distribution de la longueur de rattachement en fonction de la taille de la marche. Nous remarquons que Xr se déplace en aval de la conduite avec l'augmentation de la taille de la marche.

Ceci confirme que la taille de la zone recirculation augmente avec l'augmentation de la taille de la marche.

V .4.6 – Point de reattachement Xr en fonction de H :

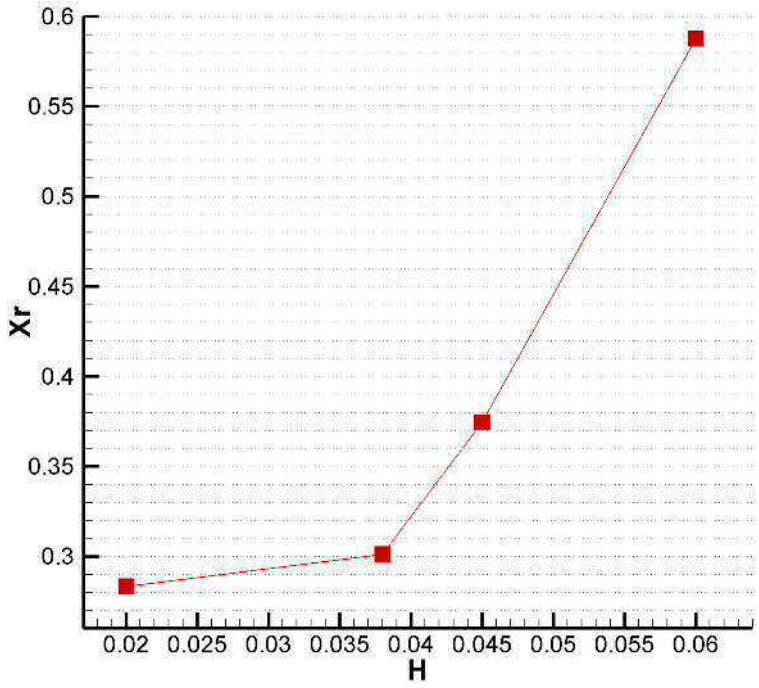


***Figure V- 24**: variation du nombre de point de rattachement en fonction de la taille de la marche*

V .4.7 – Nombre de Nusselt Nu en fonction de H:

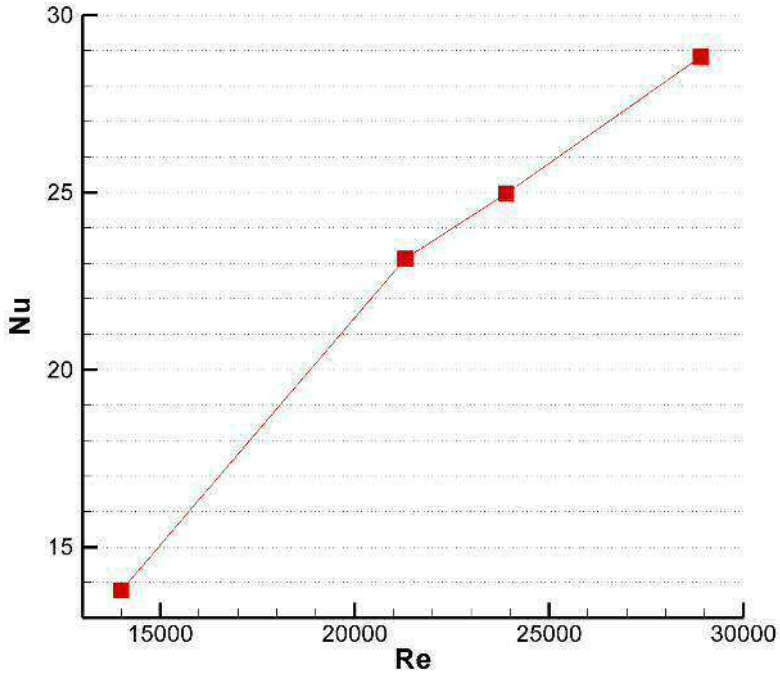


***Figure V- 25**: variation du nombre de Nusselt en fonction de Reynolds pour les quatre marches différents*

	Re	**Nu**
H = 0.02	1.4 e 4	13.78
H = 0.038	2.13 e 4	23.13
H = 0.045	2.39 e 4	24.97
H = 0.06	2.89 e 4	28.82

Tableau V- 8*: valeurs du nombre de Reynolds et le nombre de Nusselt maximal pour chaque taille de la marche*

La variation de Nusselt moyen en fonction de Re est présentée sur la figure (V-25). Etant donné que le transfert est par convection forcée pure, il est évident que l'augmentation du nombre de Reynolds est accompagnée par une augmentation du nombre de Nusselt.

Ce maximum croit avec l'augmentation de la taille de la marche comme le montre le tableau (V-9) :

H [m]	**0.02**	**0.038**	**0.045**	**0.06**
Nu max	13.78	23.13	24.97	28.82

Tableau V- 9*: la valeur maximal du nombre de Nusselt pour chaque taille de la marche*

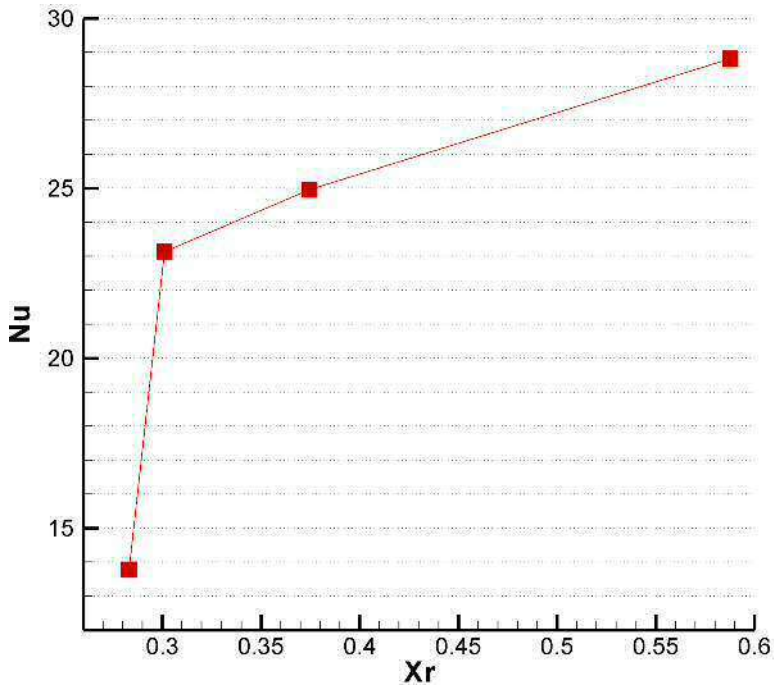


***Figure V- 26**: variation du nombre de Nusselt en fonction de point de reattachement pour les quatre marches différents*

Nous constatons que le nombre de Nusselt est faible dans la zone de recirculation (ce qui pose de sérieux problèmes pour évacuer ou apporter de la chaleur autour de ces singularités), et qu'il est maximal au point de recollement.

	Xr	**Nu**
H = 0.02	0.2832	13.78
H = 0.038	0.3010	23.13
H = 0.045	0.3745	24.97
H = 0.06	0.5877	28.82

***Tableau V- 10**: valeurs point de reattachemnet et le nombre de Nusselt maximal pour chaque taille de la marche*

Conclusion Générale

Conclusion générale :

Dans ce travail, on a étudié par une simulation numérique l'écoulement turbulent incompressible (très faible nombre de Mach) en régime permanent en présence de transfert thermique à travers la paroi inférieure d'un canal avec élargissement brusque. Le canal est de section rectangulaire avec une paroi chauffée par plusieurs flux uniformes.

Nous avons, au cours de ce travail, utilisé le code Ansys CFX. C'est un code CFD commercial utilisant une méthode à volumes de control finis basée sur la méthode des éléments finis, pour résoudre les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie qui gouvernent notre modèle physique.

Le brusque élargissement de la section provoque un gradient de pression inverse qui conduit à une séparation de l'écoulement, avec l'apparition d'une zone de recirculation derrière la marche.

Ce phénomène dépend de plusieurs facteurs, nous avons étudié principalement l'effet de la section d'entrée (schématisée par la hauteur de marche) et l'effet de la vitesse entrée.

L'effet de la différence des sections d'entrée sur les caractéristiques thermiques de l'écoulement a montré que :

- Une augmentation de la taille de la zone de recirculation, comme les contours de la vitesse et la fonction de courant l'ont montré.
- La valeur minimale du coefficient de frottement croît avec l'augmentation de la taille de la marche. Cette valeur minimale se localise à l'intérieur de la zone de recirculation.
- L'abscisse Xr du point de recollement se déplace en aval de la marche lorsque la taille de la marche augmente.
- Le transfert convectif est faible dans la zone de recirculation et maximum au point de recollement. La valeur maximale du nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation de la taille de la marche.

Références Bibliographique

Références bibliographique

[1] EIYAD ABU-NADA, ‘‘Numerical Prediction of Entropy Generation in Separated Flows’’, Entropy, 7[4], 234-252, (2005).

[2] CHAO KUAMG, NIE. J.H., HSIEH. H.T, SUN. L.J, ‘‘Three-dimensional convection flow adjacent to inclined backward-facing step’’, International Journal of Heat and Mass Transfer 49 (2003) 4795–4803.

[3] BARBOSA SALDANA. J.G, ANAND. N.K, V. SARIN, ‘‘Forced convection over a three dimensional horizontal backward facing step’’, International Journal of Computational Engineering Science Submitted July, (2004).

[4] NIE. J.H, ARMALY. B.F, ‘‘Convection in laminar three-dimensional separated flow’’International Journal of Heat and Mass Transfer 47, 5407–5416, (2004).

[5] CHEN. C, YEN. T, YANG. Y, ‘‘Lattice Boltzmann method simulation of a cylinder in the backward-facing step flow with the field synergy principle’’, International Journal of Thermal Sciences 45, 982–989. (2006).

[6] N. BOULKROUNE, ‘‘Etude numérique de la convection naturelle laminaire dans un canal vertical comportant un élargissement brusque’’. Department de chimie industrielle, Université Mentouri Constantine. Algérie, (2005).

[7] XIAOMIN XIE, ‘‘Impact of building facades and groud heating on wind flow and pollutant transport in street cayons’’. Journal of Atmospheric Environment 41 9030-9049, (2007).

[8] N.NAIT BOUDA, C. REY ET R.SCHIESTEL, ‘‘Relaxation de l’écoulement derrière une marche descendante -effet de la structure de l’écoulement entrant-’’, Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Equilibre(IRPHE), UMR 6594, CNRS Technopôle de Château Gombert, Article, 49 rue F. Joliot-Curie, 13384 Marseille Cedex 13, (France), (2009).

[9] CORNLIA WEVERS, ‘‘Numerical modelling of pollution dispersion from partly open industrial halls using a Lagrangian particle tracking method’’. The Fifth International Symposium on Computational Wind Engineering Chapel Hill, North Carolina, USA, (2010).

[10] GUEZMIR SIHEME, BENABID TAHAR ‘‘a. b. Laboratoire de Mécanique des Fluides’’, Faculté de Physique, Article, Université Houari Boumediene, B.P. 32, El-Alia, Bab Ezzouar, ALGER, ALGERIE, (2003).

[11] SAVOIE. R, ‘‘Étude numérique d'écoulements de fluides par une méthode vortex : la marche descendante et les cavités sur les ailes de papillons’’, thèse de doctorat, Université de Sherbrooke, (1996).

[12] MARRANO. R, ‘‘Analyse numérique de l’écoulement turbulent se développant derrière une marche descendante par simulation des grandes échelles’’, thèse de doctorat, Université Montréal, (2001).

[13] ARMALY. B.F, DURST. F, PEREIRA. J.C.F AND SCHONUNG. B, ‘‘Experimental and therrical investigation of backward-facing step flow’’, Article, J.Fluid Mech, **vol. 127**, pp. 473-496, (1983).

[14] ROME. C, ‘‘Une méthode de raccordement de maillages non-conformes pour la résolution des équations de Navier-Stokes’’, thèse de doctorat, Université Bordeaux I, (2006).

[15] GLOCKNER. S, ‘‘Contribution à la modélisation de la pollution atmosphérique dans les villes’’, thèse de doctorat, Université Bordeaux I, (2000).

[16] KOUAKOU DONATIEN N'DRI, ‘‘Formulation éléments fini espace-temps pour les équations de Navier-Stokes’’, thèse de doctorat, Université de Montréal, (2001).

[17] LAUNDER, B.E, & Spalding, D.B., ‘‘the numerical computation of turbulent flows. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering’’, 3, 269-289, (1974).

[18] CHEN, H.C. & Patel, V.C., ‘‘Near-wall turbulence models for complex flows including separation’’. AIAAJ, **vol. 26**, pp.641-648, 1988.

[19] JONES, W.P. & Launder, B.E., ‘‘the prediction of laminar ization with a two-equation model of turbulence’’. Int. J. Heat Transfer, **vol. 15**, pp.301-313, (1972).

[20] CHEN, Y.S. & KIM, S.W., ‘‘Computation of turbulence flows using an extended k-ε turbulence closure model’’. NASA Contractor Report, **n° CR-179204**, (1987).

[21] YAKHOT, V. & SMITH, L.M., ‘‘The renormalization group, the ε-expansion and derivation of turbulence models’’. J. Sci. Comput., **vol. 7**, pp.35-61, (1992).

[22] CFX_Intro_12.0_WS9_Scripting.ppt “Introduction to CFX”, (2009).