

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université Ibn Khaldoun de Tiaret

Faculté des Sciences Appliquées

Département de Génie Mécanique



MÉMOIRE DE FIN D'ETUDES

Pour l'obtention du Diplôme de Master

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Génie Mécanique

Parcours : Master

Option : Énergétique

Thème

**Simulation Numérique d'un écoulement
en aval d'une marche descendante**

Préparé par :

ATMANI Mourad et BECHEFFAR Youcef

Soutenu publiquement le 12 Juin 2018, devant le jury composé de :

Mr. N SAD CHEMLOUL	Maître de Conférences "A" (Univ. Ibn Khaldoun)	Président
Mr. KARAS Abdelkader	Maître de Conférences "A" (Univ. Ibn Khaldoun)	Examineur
Mr. CHAIB Khaled	Maître de Conférences "B" (Univ. Ibn Khaldoun)	Encadreur

Année universitaire : 2017 - 2018

A mon très cher père

A ma très chère mère

A mes frères et sœurs

A mes amis.

Mourad.

A la mémoire de mon père

A ma très chère mère

A mes frères et sœurs

A mes amis (es).

Youcef.

Remerciements

On tient tout d'abord à exprimer notre profonde gratitude à notre encadreur, Monsieur CHAIB Khaled, maître de conférences "B" à l'université Ibn Khaldoun de Tiaret, de nous avoir confié ce travail et nous fait bénéficier de ses qualités scientifiques et pour les conseils qu'il nous a prodigués.

Nos remerciements vont à Monsieur KARAS Abdelkader, maître de conférences "A" à l'université Ibn Khaldoun de Tiaret, qui a bien voulu rapporter sur notre travail et participer au jury.

Nos sincères remerciements à Monsieur N SAD CHEMLOUL maître de conférences "A" à l'université Ibn Khaldoun de Tiaret, pour l'honneur qu'il nous fait d'avoir présidé notre jury de soutenance.

Des remerciements chaleureux sont adressés à Monsieur MENOUEUR Abdelfettah, pour son soutien et ses conseils et pour son aide précieuse.

Par ailleurs, nous sommes très reconnaissant envers nos familles et tous nos amis qui ont régulièrement ou occasionnellement apporté leur aide au cours de ces années d'étude.

Table des matières

Table des matières

Liste des figures	i
Liste de tableaux	iii
Nomenclature	iv
Introduction générale	2

Chapitre I : Recherche bibliographique

I.1 Intérêt industriel.....	5
I.2 Travaux antérieur	5
I.3 Conclusion	18

Chapitre II : Formulation mathématique

II.1 Introduction	20
II.2 Rappels et définitions	20
II.2.1 Le fluide en tant que milieu continu	20
II.2.2 Propriétés physique des fluides	20
II.2.2.1 Compressibilité.....	20
II.2.2.2 Masse volumique.....	21
II.2.2.3 Viscosité	21
II.2.3 Types des écoulements	21
II.2.3.1 Ecoulement incompressible.....	21
II.2.3.2 Ecoulements permanents ou stationnaires.....	22
II.2.3.3 Ecoulement laminaire ou turbulent: nombre de Reynolds	22

II.3 Equations générales.....	22
II.3.1 Equation de continuité	22
II.3.2 Equation de quantité de mouvement	23
II.4 Modèle physique.....	23
II.5 Hypothèses	24
II.6 Equations simplifiées.....	24
II.7 Conclusion.....	25

Chapitre III : Méthodes numériques et présentation du code ANSYS FLUENT

III.1 Introduction	27
III.2 Différentes méthodes numériques.....	27
III.2.1 Méthodes des différences finies	27
III.2.2 Méthode des éléments finis	28
III.2.3 Méthode des volumes finis.....	28
III.3 Les équations de conservation.....	28
III.4 Principe général de la méthode des volumes finis.....	29
III.4.1 Discrétisation.....	29
III.4.2 Notion de maillage	32
III.4.2.1 Nœuds et éléments.....	32
III.4.2.2 Orthogonalité	32
III.5 Schémas de discrétisation.....	33
III.6 Choix du schéma d'interpolation de la pression	34
III.7 Méthodes de couplage Pression-Vitesse	34
III.8 Linéarisation de l'équation discrétisée	36
III.9 Critère de convergence	37
III.10 Conclusion.....	37

Chapitre IV : Résultats et discussion

IV.1 Choix de la géométrie	39
IV.2 Domaine d'analyses	40
IV.3 Maillage	41
IV.4 Critère de convergence	42
IV.5 Résultats hydrodynamique	42
IV.5.1 Evolution de la composante longitudinale de la vitesse	42
IV.5.2 Evolution des Coefficients de pression et de frottement (C_p), (C_f)	44
IV.6 Possibilités de réduction de la zone de recirculation	46
IV.7 Conclusion	48
Conclusion générale et perspectives	50
Bibliographie	53

Liste des figures

Liste des figures

Figure	Intitulé	N° de page
Figure (I.1)	la variation de la longueur de recollement en fonction de Reynolds.	7
Figure (I.2)	Structure d'un écoulement derrière une marche	10
Figure (I.3)	Disposition de la maquette dans la veine d'essais	18
Figure (I.4)	Géométrie de la marche descendante	18
Figure (II.1)	Les formes typiques des divers rhéogrammes des fluides homogènes	21
Figure (II.2)	Géométrie du problème	25
Figure (III.1)	Volume de contrôle pour un écoulement bidimensionnel	30
Figure (III.2)	Volume d'intégration de l'équation de continuité	31
Figure (III.3)	Maillage structuré et maillage structuré par blocs en deux dimensions	33
Figure (III.4)	Structure de base du Code FLUENT	34
Figure (IV.1)	Vue en perspective du domaine expérimental	39
Figure (IV.2)	Schéma de la géométrie du problème (sans échelle)	40
Figure (IV.3)	Maillage d'une partie de la grille de calcul	41
Figure (IV.4)	Tracé des courbes des résidus dans le cas du $Re = 389$	42
Figure (IV.5)	Profil de vitesse u dans la section droite pour : a. $Re=100$; b. $Re=389$; c. $Re=1000$	43
Figure (IV.6)	Variation de C_p et de C_f dans le sens de l'écoulement pour $Re = 100, 389$ et 1000	44
Figure (IV.7)	Séparation et rattachement pour les différents nombres de Reynolds. a. Séparation et rattachement ; b. Contour de fonction de courant	45
Figure (IV.8)	Les deux configurations proposées. a. angle aigu ; b. arc concave	47

Figure (IV.9) Séparation et rattachement pour les trois configurations.

48

- a. Séparation et rattachement ; b. Contour de fonction de courant pour $Re=1000$

Liste des tableaux

Liste des tableaux

Tableau	Intitulé	N° de page
Tableau (VI.1)	Propriétés thermophysiques de l'air à 25° ($298K$) .	40
Tableau (VI.2)	Les positions des points de séparation et de rattachement pour $Re = 800$	47

Nomenclature

Nomenclature

Note : Certains symboles n'apparaissant qu'occasionnellement dans le mémoire et définis dans le corps du texte ne sont pas répertoriés ici.

Symbole	Définition	Unité
C_f	Coefficient de frottement	–
C_p	Coefficient de pression	–
P	Champ de pression	Pa
$(u_i, u_j) = (u, v)$	Champ de vitesse	m/s
x, y	Coordonnées cartésiennes	m
V	Vitesse d'entrée	m/s
X_1	Abscisse de la longueur de rattachement	m
T	Température	K
S	La hauteur de la marche	m
h	La hauteur du canal avant la marche	m
H	La hauteur du canal après la marche	m
L_h	La longueur avant la marche	m
L_b	La longueur après la marche	m
D_h	Diamètre hydraulique	m

Symboles grecques

Symbole	Définition	Unité
μ	Viscosité dynamique moléculaire	$Pa \cdot s$
ν	Viscosité cinématique	m^2/s

ρ

Masse volumique

Kg/m^3

Nombres adimensionnels

Nombre de Reynolds

$$\text{Re} = \frac{U \cdot D}{\nu}$$

Abréviations

AMG :	Algebraic Multigrid
CAD :	Computer Aided Design
CAE :	Computer Aided Engineering
CVD :	Chemical Vapor Deposition
DFMAC :	Finite Difference Method Accuracy Code
DNS :	Direct Numerical Simulation
ER :	Rapport Expansion
LDV :	Laser Doppler Velocimetry
LES :	Simulation des Grandes Echelles
MEF :	Finite Element Methods
MS :	Spectral Methods
MVF :	Finite Volume Methods
PIV :	Particle Image Velocimetry
QUICK :	Quadratic Upwind Interpolation for Convection Kinematics
RNG :	Re-Normalized Group
SIMPLE :	Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations

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, la mécanique des fluides, une science qui serve à comprendre et à décrire l'écoulement de liquides et de gaz et leurs interactions avec les corps solides. Cette science repose avant tout sur l'application des 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 connaît 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).

Durant les dernières décennies, et grâce à la capacité grandissante des outils informatiques et au développement rapide des méthodes numériques, qu'il est devenu possible pour les communautés scientifiques et industrielles de prédire et comprendre les caractéristiques d'écoulements de fluides. Ceci est en partie dû au fait que les simulations numériques d'écoulement de fluides nous permettent d'étudier une vaste gamme de paramètres dans une période de temps relativement courte et à un coût considérablement moindre, que de les étudier par les méthodes de recherche classiques (prototypes, études expérimentales...).

Les différentes étapes pour modéliser un système complexe sont :

- Recherche d'un modèle mathématique représentant la physique. Mise en équation.
- Elaboration d'un maillage. Discrétisation des équations de la physique.

- Résolution des équations discrètes.
- Programmation des relations discrètes.
- Simulation numérique et exploitation des résultats

Dans ce travail nous étudions un écoulement laminaire bidimensionnel pour un fluide incompressible, en aval d'une marche descendante, c'est-à-dire un canal de section rectangulaire présentant un élargissement brusque.

L'écoulement en aval d'une marche descendante 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...

L'étude de l'écoulement sur une marche descendante se fait soit expérimentalement, ou numériquement.

On a fait ce travail pour valider les résultats obtenus par le code commercial ANSYS Fluent par l'étude expérimentale de [06], en déterminant les profils des vitesses (u), les points de séparation et de rattachement qui décrivent la zone de recirculation, et en traçant le profil des coefficients de pression et de frottement, pour un régime laminaire à différents nombres de Reynolds allons de 70 à 1000. Puis en proposant deux nouvelles configurations afin de réduire la taille de la zone de recirculation.

Le travail présenté dans ce mémoire est organisé en quatre chapitres, dont le premier représente une recherche bibliographique des différents travaux qui ont traité ce type de phénomène.

Le deuxième chapitre décrit la formulation mathématique du problème. Cette dernière est basée sur les lois classiques de la variation de la quantité de mouvement et de masse.

Le troisième chapitre décrit la méthode numérique utilisée. Tous les aspects relatifs à la méthode des volumes finis sont exposés en détail, en particulier la génération du maillage de calcul, la discrétisation des équations du problème.

Le quatrième chapitre a été consacré aux résultats sous forme de figures et de tableaux. Ils sont discutés et critiqués. Ces résultats sont comparés avec les données d'autres auteurs

Enfin, une conclusion générale résumant l'essentiel de notre travail clôture ce mémoire.

Chapitre I

Recherche

bibliographique

Recherche bibliographique

I.1 Intérêt industriel

Les écoulements "séparation - rattachement" ont reçu, et depuis longtemps, une attention particulière en raison de leur importance dans de nombreuses applications pratiques en mécanique des fluides. Citons à titre d'exemples les diffuseurs, la zone de recirculation sur les profils d'ailes ou encore les chambres de combustion.

I.2 Travaux antérieur

Beaucoup de travaux de recherches ont été réalisés pour prédire l'écoulement en aval d'une marche descendante. Pour cela, la confrontation des résultats des méthodes numériques avec ceux de l'expérience était nécessaire. Des méthodes mathématiques ont été développées afin de s'approcher de la réalité de l'écoulement et de fournir le maximum d'informations qui peuvent se produire. Plusieurs auteurs ont étudié le comportement de l'écoulement dans une marche descendante.

En 1983, Armaly, Durst et al. [06] ont fait leur travail numériquement et expérimentalement pour un écoulement bidimensionnel de l'air dans un canal a marche descendante et pour des différents régimes, à des nombres de Reynolds appartenant à l'intervalle $[70, 8000]$ et un rapport d'expansion $ER = 1,94$, ont montrés qu'en plus de la zone de recirculation primaire, il y a présence d'autres zones de recirculation qui n'étaient pas prises en considération, pour le cas expérimental et numérique était en très bon accord en écoulements laminaires.

En 1988, Durst et Pereira [13] ont fait une étude numérique d'un écoulement impulsif, dans un canal contenant une marche descendante, et en variant les nombres de Reynolds de 10,368 à 648, l'écoulement commence à se séparer en aval de la marche et il y a apparition d'une zone de recirculation qui augmente de taille avec le temps, et une deuxième zone de recirculation à la paroi supérieure du canal quand le nombre de Reynolds est plus élevé et disparaît quand l'écoulement est établi.

En 1991, dans l'étude statistique et topologique de Silveira [53] d'un écoulement turbulent en aval d'une marche descendante, par une simulation directe et simulation des grandes échelles il a mis en évidence la formation des structures cohérentes qui composent la couche de mélange bidimensionnel, il a aussi étudié l'influence d'une stratification stable sur la couche de mélange pour ce cas il a montré comment la gravité inhibe la croissance de la couche de mélange, et l'apparition d'ondes de gravité internes ceci par simulation directe et par simulation des grandes échelles, pour des écoulements tridimensionnels en utilisant pour ce cas le modèle sous maille la validation de ces résultats ont été faites pour une marche de faible hauteur.

En 1992, d'autres travaux numériques entrepris par Seo, Young et Hyung, Sung et al. [51] par analyse des caractéristiques l'écoulement et le transfert thermique en convection mixte dans un canal avec des blocs rectangulaires attachés à une paroi du canal, ils ont affirmé que les hypothèses trop simplificatrices comme surface de paroi isotherme ou adiabatique ne sont pas appropriées pour simuler le refroidissement des équipements électroniques modernes en 1998 il s'en suit d'autres travaux [50], mais cette fois pour traiter les caractéristiques d'un écoulement pulsatile associé à un transfert de chaleur de deux blocs uniformément chauffés (les blocs caractérisent la géométrie de la marche), les résultats comparés à d'autres travaux antécédents d'un écoulement stationnaire montrent que la zone de recirculation en aval des blocs aussi bien que dans la région entre ces deux derniers est affectée par la fréquence de pulsation, et il y a une grande influence de la hauteur des blocs sur le transfert de la chaleur vers l'écoulement pulsatile.

En 1995, Jingyi, Zhu [32] a démontré la validité de la méthode de projection du second ordre pour un écoulement visqueux et incompressible dans un domaine irrégulier d'un canal à deux dimensions contenant une marche descendante, particulièrement le phénomène de séparation et de rattachement les calculs sont faits pour des différents nombres de Reynolds en différents régimes laminaires, transitoires et turbulents à des différents rapports d'expansions $ER = 2$ et $ER = 1,5$, en comparant ses résultats avec les travaux expérimentaux de Denham [39], Ghoniem [04].

Il a montré l'influence du nombre de Reynolds sur la longueur de rattachement, cette longueur augmente quand le nombre de Reynolds augmente, il y a présence d'un gradient de pression défavorable dans la zone de recirculation. Ainsi ses résultats étaient en bon accord ceux de l'expérience pour un écoulement à trois dimensions, il a conclu alors que l'on pouvait utiliser la méthode de projection pour les écoulements à trois dimensions.

En 1996, Gong et al. [17] ont étudié expérimentalement et théoriquement l'influence du nombre de Reynolds et du rapport d'expansion ER sur la longueur de la zone de recirculation caractérisée par l'abscisse X_r du point de recollement, dans un réacteur de CVD (chemical vapor deposition) qui produit les matériaux monolithiques. Ils ont observé qu'il y a une relation linéaire entre la variation

du rapport X_r/D_j ($D_j = 2.R_j$ est le diamètre de central du jet) et le nombre de Reynolds quand ce dernier est supérieur à 20, mais la pente de la courbe (Figure I.1) augmente avec l'augmentation de ER. Aussi ils ont trouvé qu'il y a une relation presque linéaire entre X_r/D_j et le rapport d'expansion pour $ER > 4$ et $Re < 100$, et que la pente de cette courbe croît avec le nombre de Reynolds. Ils ont trouvé une relation de corrélation qui détermine la longueur de la zone de recirculation pour un rapport d'expansion plus grand que $2,6$. Les résultats de cette corrélation confirment les données expérimentales à $ER = 15,3$ et les données théoriques à $ER = 2,6$ trouvées dans la littérature.

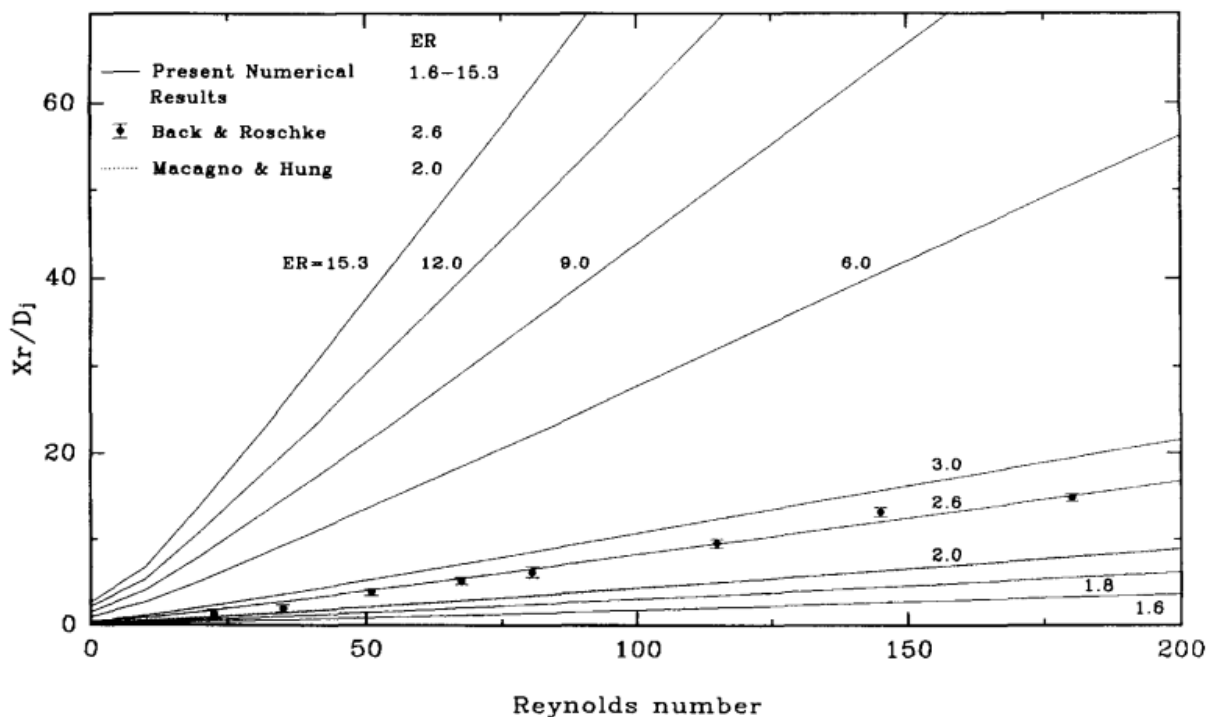


Figure I-1 : La variation de la longueur de recollement en fonction de Reynolds [17].

En 1996, Savoie [49] qui a présenté une étude numérique bidimensionnelle basée sur l'équation du transport de la vorticité 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 vorticité 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 vorticité 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 ces prédiction numériques et les mesures expérimentales pour tous les cas étudiés.

En 1997, Valencia et al. [03] ont utilisé un canal contenant une marche descendante, pour mettre en évidence les caractéristiques du transfert de la chaleur sur l'écoulement incompressible et stationnaire ou pulsatile, et pour voir l'influence de la vitesse d'entrée, le nombre de Reynolds et la hauteur de la marche sur la longueur de rattachement. Pour un même nombre de Reynolds $Re = 100$ la contrainte de frottement varie d'une manière remarquable quand l'écoulement est pulsatile et le transfert de chaleur devient constant, ces résultats sont meilleurs que ceux de l'écoulement stationnaire.

En 1997 Yue.Tzu.Yang et Chung.Lun.Kuo [55] ont fait une étude numérique d'un écoulement de fluide avec une purge ou injection de masse normale et uniforme ,dans la zone de recirculation en utilisant le modèle standard $(k - \epsilon)$ et le nouveau modèle de turbulence, ils ont conclu qu'en augmentant la vitesse d'injection de la masse il y a une diminution de la vitesse longitudinale dans la zone de recirculation ainsi que l'intensité turbulente et les contraintes de Reynolds.

En 1997, Hung. Le. Moin et Kim [26] ont fait une DNS (Direct Numerical Simulation) des écoulements turbulents sur une marche descendante ,par la résolution directe des équations de Navier-Stokes et pour un nombre de Reynolds $Re = 5100$ basé sur la hauteur de la marche et le maximum de la vitesse, une vitesse d'entrée constante et un rapport d'expansion de $ER = 1,2$, ils ont mis en évidence les fluctuations moyennes du contour de pression et la longueur de rattachement d'un comportement périodique et ont montré que le champ de vitesse instantanée indique que la zone de rattachement varie dans la direction horizontale et oscille autour d'une même valeur en fonction de la hauteur de la marche. Les résultats statistiques étaient en très bon accord avec les données expérimentales de Seegmiller et Driver [10]. Ils ont montré aussi que pour des nombres de Reynolds faibles la contrainte de frottement est négative dans la zone de recirculation. Le profil de la vitesse dans la région de recouvrement baisse en dessous de la loi- Log universel, la déviation en dessous de la loi- Log universelle indique que la couche limite turbulente n'est pas compl tement développée à 20 pas de hauteurs derrière la région de séparation. Le maximum de dissipation est 60% du maximum de production les corrections du gradient de vitesse et de pression et la diffusion visqueuse sont négligeables dans la couche de cisaillement par contre sont significantes dans la région proche paroi.

Ces résultats en régimes laminaires montrent une bonne concordance avec les expériences du tracé de la longueur de rattachement en fonction du nombre de Reynolds, aussi du profil de la vitesse horizontale.

En 1997, Chiang, Tony et al. [54] ont fait une simulation numérique d'un écoulement incompressible à trois dimensions dans un canal contenant une marche, un nombre de Reynolds $Re = 800$ et un rapport d'expansion $ER = 1,9432$, en variant les conditions de l'écoulement (Nombre de Reynolds, hauteur de la marche et la largeur de la conduite), leurs calculs ont révélé des détails intéressants sur la structure topologique et le mécanisme de développement de l'écoulement à trois dimensions, quand le nombre de Reynolds augmente.

En 1998, Chun, Sung [34] ont effectué des travaux expérimentaux, d'un écoulement d'eau dans un canal à séparation et rattachement. L'écoulement est excité par un jet d'oscillations sinusoïdales émises par la ligne de séparation pour voir la fusion du vortex dans cette zone, un système de LDV (vélocimétrie à Laser à Doppler), est utilisé pour mesurer les vitesses instantanées dans la zone de recirculation pour un nombre de Reynolds $Re = 1200$ et à des différentes fréquences d'oscillations.

En 1999, Chaing et al. [09] ont effectué une recherche numérique sur l'écoulement laminaire instationnaire au-dessus d'une marche descendante pour des nombres de Reynolds compris dans la gamme de 50-2500, pour voir s'il y a un nombre de Reynolds critique, au-dessus duquel la longueur de la zone de recirculation X_r sur la plaque inférieure du canal diminue. Les résultats ont montré que la longueur de la zone de recirculation croît avec toute la gamme des valeurs de nombre de Reynolds testées, pour $Re \leq 400$ il n'y a qu'une zone de séparation sur la plaque inférieure, au-delà de cette valeur $Re \geq 450$ une nouvelle zone de séparation qui contient du fluide en recirculation se forme le long de la plaque supérieure du canal. Le gradient de pression défavorable cause cette recirculation.

En 1999, Olivier Isnard [43] a entrepris une étude sur la dispersion du polluant dans l'atmosphère en présence de groupes d'obstacles de forme cubique par modélisation et simulation numérique des écoulements atmosphériques, les obstacles schématisant la géométrie de la marche, il a ainsi considéré l'influence de l'organisation géométrique des obstacles, la taille et la distance de séparation entre eux.

En 1999, Delcayre [15] a utilisé cette méthode pour caractériser les tourbillons cohérents en forme de lambda générés juste en aval de la marche, se réfléchissant sur la paroi inférieure et sont transportés vers l'aval témoignant la persistance des structures des grandes échelles.

En 1999, Fessler, Eaton [33] ont entrepris une étude expérimentale pour voir les modifications de la turbulence par les particules, d'un écoulement dans un canal à marche descendante, pour cela ils ont utilisé un écoulement à plusieurs particules de différents diamètres (particules de glace et des

particules sphériques en métal), en 2004 une étude expérimentale des structures d'un écoulement à trois dimensions sur une marche descendante de Beaudoin, Cadot et al. [30], où ils ont utilisé la vélocimétrie par image de particule (PIV), pour mesurer les vitesses instantanées, les visualisations de l'origine des instabilités dans la région de séparation, ils ont montré que la ligne de recirculation est périodiquement modulée à une longueur d'onde bien définie dans la direction horizontale les visualisations de la (PIV) révèlent la présence d'instabilités tridimensionnelles. Avec le support de la simulation numérique directe et en utilisant le critère de Rayleigh de l'écoulement à deux dimensions et en variant le rapport d'expansion, ils ont conclu que ces instabilités d'origine régulière avec les instabilités centrifuges qui apparaissent au voisinage de la zone de rattachement et en dehors de la zone de recirculations n'étaient pas vues expérimentalement à faible rapport d'expansion, leurs présences sont possibles due à l'augmentation de ce rapport.

En 2000, Glockner [16] a choisi la configuration géométrique d'un canal auquel a été rajoutée en amont une marche (figure I-2). 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.

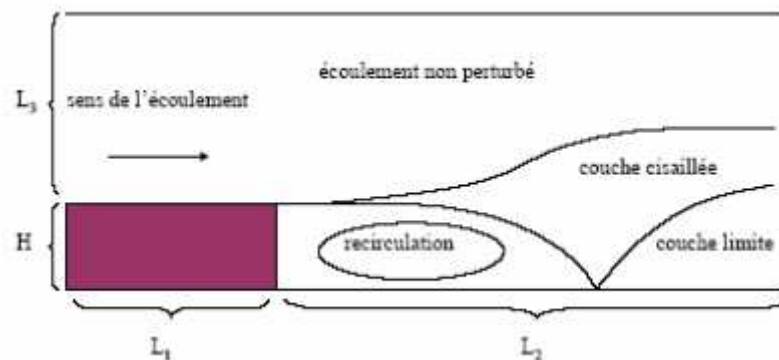


Figure. I-2: Structure d'un écoulement derrière une marche [16].

En 2000, Gwang. Hoon. Rhé et Hyung. Jim. Sung [19] ont entrepris une étude numérique d'un écoulement instable localement forcé à séparation et rattachement. Pour cela ils ont utilisé un gicleur d'oscillations sinusoïdales inséré dans la ligne de séparation, ils ont employé les modèles $(k - \epsilon)$. Le nombre de Reynolds est fixé à 33000, la fréquence des oscillations étant variable. Les visualisations effectuées sur le vortex de la zone de recirculation montrent que celui-ci est convecté en fonction du temps. Les résultats obtenus étaient en bon accord avec les résultats expérimentaux

d'autres travaux antérieurs.

En 2000, Iwai, Nakabe et al. [25] ont fait une simulation numérique d'un écoulement à trois dimensions dans une conduite rectangulaire à marche descendante à faible nombre de Reynolds, pour montrer l'effet du rapport d'aspect de la conduite et les caractéristiques du transfert de la chaleur. Perot et Hudong [08] ont proposés un nouveau modèle de turbulence pour la résolution des équations de transport et pour comprendre ce modèle ils l'ont appliqué à des cas test tels que la marche et le jet pour comparer ces travaux avec les travaux expérimentaux de [10], et de DNS de [24], qui étaient en très bon accord.

En 2001, Danet [01] a entrepris une étude de la configuration de la marche par cette méthode pour voir l'influence des conditions aux limites en amont de la marche sur l'écoulement, en utilisant en premier cas comme condition d'entrée un profil de vitesse moyen turbulent perturbé par un bruit blanc. Les données de la seconde condition d'entrée sont quant à elles issues d'un calcul précurseur de la couche limite turbulente, la visualisation de l'écoulement portant sur les vitesses et la pression montrent comment la couche cisailée après la séparation est modifiée par la nature de la condition d'entrée, malgré les différences de conditions initiales, les écoulements des deux simulations développent une structure relativement similaire à l'approche du rattachement, si bien que l'influence de la condition d'entrée est négligeable dans cette zone et plus loin dans l'écoulement.

En 2001, Donatien [35] 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. À 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.

En 2001, Marrano [40] a analysé par simulation des grandes échelles pour des écoulements incompressibles, le développement 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 [6].

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 [06].

En 2001, Tihon, Legrand et al. [29] ont fait des études expérimentales par utilisation d'une technique d'électro-diffusion, pour l'exploitation de l'écoulement sur une marche descendante, ils ont montré que pour des différents nombres de Reynolds, dans la région proche paroi, dans la zone de recirculation et avec une basse fréquence de fluctuation l'écoulement est très instable.

En 2001, Wengle, Hupperts et al. [23] ont entrepris des travaux expérimentaux et de DNS d'un écoulement sur une marche descendante, manipulé par des excitations périodiques de refoulement et d'aspiration, à travers une petite fente sur le bord de la marche, les comparaisons entre ces deux méthodes ont montré que la DNS donne des résultats qu'on ne peut pas avoir expérimentalement.

En 2002, Armaly et Nie [28] ont fait une simulation numérique à trois dimensions d'un écoulement incompressible sur une marche descendante dans une conduite rectangulaire avec transfert de chaleur, ils ont présenté l'effet de la hauteur de la marche, ils ont montré que la zone de recirculation augmente de taille quand la hauteur de la marche augmente. D'autres mesures entreprises par ces mêmes auteurs, mais cette fois expérimentalement par utilisation de la Vélocimétrie à Laser Doppler (LDV), pour mesurer les champs de vitesses longitudinales et transversales d'un écoulement à trois dimensions, en variant le nombre de Reynolds entre les valeurs (98,5 et 525), ils ont montré que la zone de recirculation en aval de la marche augmente de taille quand le nombre de Reynolds augmente, les mesures prises des profils des vitesses étaient en bon accord avec des travaux antérieurs qui ne pouvaient pas être déterminés pour un écoulement à deux dimensions.

En 2002, Kostas, Soria, Chang [27] ont utilisés la vélocimétrie par image de particule (PIV) pour mesurer le champ de vitesse et de vorticités instantanées, le nombre de Reynolds $Re = 4660$ (basé sur la hauteur de la marche et une vitesse U_∞). Ils ont montré qu'il y a apparition d'un vortex instantané, dans la couche de cisaillement, ils ont abouti à une conclusion que les structures de grandes échelles contribuent aux tensions de Reynolds l'énergie cinétique turbulente dans la zone de rattachement, alors que les structures des petites échelles contribuent aux tensions de Reynolds les plus intenses au

voisinage de cette zone.

En 2002, AbuMulaweh, chen et Armaly [20] ont fait des travaux expérimentaux par vélocimétrie à laser à effet Doppler (LDV), pour mesurer respectivement la vitesse et la température instantanées, ainsi leurs fluctuations turbulentes, d'un écoulement turbulent en convection mixte, le long d'un canal vertical à parois chauffées contenant une marche descendante adiabatique. Dans leur expérience ils ont pris comme hauteurs de la marche les valeurs (0,11 et 22) et une vitesse $U_{\infty} = 0,41 \text{ m/s}$, une différence de température $\Delta T = 30^{\circ}\text{C}$ entre les parois chauffées du canal et l'écoulement. Ils ont conclu que l'intensité turbulente, les fluctuations de la vitesse transversale et l'intensité des fluctuations de la température en aval de la marche augmentent quand la hauteur de la marche augmente ainsi que la longueur de rattachement et le rapport du transfert de chaleur de la paroi chauffée.

En 2002, Ravikanth, Avancha et Pletcher [45] ont utilisé cette méthode pour voir les variations et les propriétés du coefficient du transfert de chaleur d'un écoulement turbulent sur une marche descendante, pour cela ils ont utilisé la formulation compressible avec un faible nombre de Mach et un nombre de Reynolds $Re = 5540$ basé sur la hauteur de la marche, et un rapport d'expansion $ER = 1,5$, un filtre compact du 6ème ordre est utilisé pour prévenir le couplage vitesse pression et le modèle de Smagorinsky pour capturer les petites échelles, la paroi inférieure en aval de la marche est soumise d'un flux de chaleur uniforme. Trois simulations sont faites par augmentation du flux de chaleur ont conduit à que la sous-couche visqueuse joue un rôle critique sur le contrôle du rapport de transfert de chaleur, ce dernier est maximal dans la région juste en amont de la zone de rattachement.

En 2002 Furuichi, Kumada [42] dans leur étude expérimentale d'un écoulement bidimensionnel sur une marche descendante, avec un nombre de Reynolds $Re = 5000$ et un rapport d'expansion $ER = 1,5$, en utilisant un profil de vitesse ultrason pour mesurer, les profils instantanés de la vitesse axiale, ils ont montré que l'écoulement est complexe et que le vortex dans la zone de recirculation a la structure tridimensionnelle Glockner a choisi de travailler sur l'aspect dynamique, thermique et chimique de la pollution et ceux aux différentes échelles de phénomènes l'échelle locale autour d'un groupe de bâtiments, pour laquelle a utilisé la géométrie de la marche comme un cas test et la méso-échelle pour la modélisation complète d'une ville, pour cela il a insisté sur les modèles de turbulence $k - \varepsilon$, RNG, pour le développement du code de calcul de la simulation numérique.

En 2002, Seongwong Kang et al. [52] ont présentés une étude dont l'objective était d'augmenter le mélange turbulent dans l'écoulement sur une marche descendante, en utilisant une méthode de contrôle systématique (Feed back) spatial- temporelle. L'installation dite de Feedback consiste en l'aspiration respectivement et refoulement d'une fente très étroite placée sur le bord de la marche

d'une masse de fluide, une simulation des grandes échelles de l'écoulement turbulent et avec un nombre de Reynolds $Re = 5100$, basée sur la hauteur de la marche, a montré que les fluctuations de la vitesse et la vorticité augmentent en aval de la marche, aussi bien dans la zone de recirculation, la longueur de rattachement est réduite par ce procédé.

En 2002, Sckote, Henningson [41] ont fait une simulation numérique directe de deux écoulements turbulents à couche limite sur une marche descendante pour étudier la couche limite dans la région de recirculation et de séparation des deux écoulements en variant la condition de la vitesse d'entrée.

En 2002, Barkley, Gabriella et al. [12], le but de leurs calculs est d'analyser les instabilités à trois dimensions d'un écoulement sur une marche descendante, avec un rapport d'expansion $ER = 2$, et des nombres de Reynolds entre 450 et 1050, ils ont montré que la bifurcation primaire de l'écoulement est une instabilité tridimensionnelle.

En 2003, Jens Neumann, Hans Wengle [31] ont fait une étude numérique, une approche de contrôle passif (pas d'apport d'énergie externe) pour un flux séparé instable. Une barrière de contrôle montée en surface était positionnée en amont d'une marche descendante, en tant que flux venant en sens inverse, une couche limite turbulente mince et entièrement développée avec une épaisseur de $\delta/h = 0,8$ a été utilisée. L'objectif de la commande passive était d'améliorer le taux d'entraînement de la couche de cisaillement délimitant la zone de séparation derrière la marche, réduisant ainsi la longueur moyenne de rattachement X_{r0} . Simulations numériques directes (DNS) et simulations à grande échelle à $Re_h = 3000$ (basé sur la hauteur de la marche h , et la vitesse du courant libre, U_∞) ont été effectuées pour le cas non contrôlé et le cas d'écoulement contrôlé. Les résultats de la simulation à grande échelle étaient en bon accord avec les solutions de référence DNS. Des simulations de rétroaction contrôlées de façon adaptative ont montré qu'une certaine distance minimale entre le bord de la marche et la position en amont de la barrière de contrôle est nécessaire pour obtenir une réduction maximale de la longueur de rattachement.

En 2003, Armaly et al ont [05] utilisé le vélocimétrie laser Doppler (LDV) pour mesurer la vitesse longitudinale (u) et la vitesse verticale (v), d'un écoulement laminaire tridimensionnel dans un canal avec élargissement brusque de rapport d'expansion $ER = 2$. La composante de la vitesse longitudinale dans la couche de cisaillement de séparation montre un pic dans sa distribution dans le sens de l'envergure (oz) près de la paroi latérale, de ce fait formant comme un écoulement de jet qui provoque un impact sur la plaque inférieure de la conduite. Ce jet d'écoulement est responsable du minimum qui se développe dans la distribution dans le sens de l'envergure de la ligne X_u sur la plaque inférieure de la conduite (X_u est la ligne qui localise la position où la composante

longitudinale du frottement est égale à zéro). La taille de la zone de recirculation se développe à côté de la marche descendante et la paroi latérale, elle augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Pour un nombre de Reynolds fixe, le maximum de la courbe décrite par la ligne X_u sur la plaque inférieure se produit à la paroi latérale et pas au centre de la conduite. De grandes valeurs de la composante de vitesse w dans les deux directions négative et positive se développent à côté de la plaque inférieure, rendant difficile la définition de l'endroit spécifique de la région de décollement.

En 2003, Kaltenback [21] [24] dans son étude de la simulation des grandes échelles d'un écoulement turbulent sur une marche descendante, il a utilisé un profil de vitesse parabolique entrant sous différentes déviations (de 0° à 70°), et un nombre de Reynolds $Re = 5000$, il a montré que la longueur de rattachement est presque constante pour des angles de déviations inférieurs à 30° , elle diminue graduellement pour des angles plus grands, et cet angle de déviation n'influe pas sur les structures statistiques de la turbulence, contrairement l'effet est considérable dans les propriétés dynamiques dans la région proche paroi en aval de la ligne de rattachement.

En 2003, Pirto, Saarenriente et al. [38] ont utilisé la vélocimétrie par image de particule (PIV), pour mesurer l'énergie turbulente d'un écoulement turbulent de l'eau sur une marche descendante, avec un nombre de Reynolds $Re = 15000$, basé sur la hauteur de la marche, ils ont conclu que les mesures de l'intensité turbulente, diffusion visqueuse et tension de Reynolds sont plus élevées que ceux mesurés par la DNS de [26].

En 2003, Lambros, kaiktis et al. [36] ont utilisé la configuration de cette géométrie pour la simulation à faible nombre de Reynolds avec auto-excitation d'oscillations, l'écoulement est entièrement instable par l'induction d'aspiration respectivement de refoulement massique à la paroi adjacente de la marche. Le nombre de Reynolds étant fixé à 1000 et à égales masses de refoulement et d'aspiration, la limite entre le régime stable et instationnaire est déterminée comme une fonction de la variation de la longueur de la longueur de refoulement.

En 2003, S.D. Hall, M. Behnia, C.A.J. Fletcher, G.L. Morrison [47] ont fait une étude expérimentale dans une marche descendante a été assumé pour examiner sur le vortex structures derrière la marche. L'attention a été accordée à vortex secondaire en raison de sa faible représentation dans la littérature et son potentiel pour évaluer computationnelle modèles de turbulence. Une image de particules 2D à corrélation croisée vélocimétrie. A été développé, ce qui a permis de mesurer le flux de la marche d'inversion fortement turbulente. Des données mondiales à haute résolution ont été obtenues pour plan de coupe de la marche descendante et pour plusieurs autres plans parallèlement à cela. Les plans de mesure à travers la marche ont démontré la nature 3D du vortex secondaire et une structure de flux inattendue a été identifiée. Le vortex secondaire était trouvé pour traverser le flux, de la section transversale plan vers le coin du bord de la paroi latérale.

En 2004, Barbosa et al. [07] 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 $q_w = 50 \text{ W/m}^2$, 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.

En 2004, l'étude entreprise par Keating, Piomelli et al. [02] sur le transfert de chaleur des écoulements à séparation et rattachement par simulation des grandes échelles, avec un nombre de Reynolds $Re = 28000$, et un rapport d'expansion $ER = 1,25$, ils ont fait des tests avec deux différents modèles, le modèle sous maille nommée le modèle à échelle visqueuse, échelle diffusive dynamique et le modèle dynamique mixte. Ils ont montré que le coefficient de chaleur est maximal en amont de la zone de rattachement, ce maximum de transfert de chaleur montre une corrélation directe avec le maximum des fluctuations des contraintes pariétales.

En 2006, Rome [46] dans sa thèse de doctorat a développé une méthode de raccordement de maillages multiblocs 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 de [06] et montrent la faisabilité et le bien-fondé de l'approche proposée.

En 2008, Luke Jongebloed [37] une étude numérique est menée sur l'effet du nombre de Reynolds sur le point de séparation et de rattachement pour un écoulement en marche vers l'arrière. À la fois turbulent et l'écoulement laminaire est considéré pour l'écoulement visqueux bidimensionnel, en négligeant la compression, la génération de chaleur et les forces externes du corps. Une pression et une vitesse couplées en régime permanent algorithmes est utilisé pour l'écoulement laminaire et une pression-vitesse ségréguée à l'état d'équilibre l'algorithme est utilisé avec un modèle

de turbulence amélioré par paroi $k - \varepsilon$. L'expansion le rapport entre la hauteur d'entrée et la hauteur de sortie est de 1,942. Les résultats sont comparés à publiés données expérimentales et numériques. Les accords de l'étude actuelle avec des données publiées pour faible les nombres de Reynolds $Re < 400$ et les nombres élevés de Reynolds $Re > 15000$. Exposition de résultats comportement des données publiées, mais sont légèrement plus faibles pour $400 < Re < 1200$ et $6600 < Re < 15000$.

En 2013, Guezmir Siheme, Benabid Tahar [18] ont fait une étude expérimentale et en parallèle une simulation numérique à une fin comparative. Pour un 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, le présent travail a eu pour but de réaliser une étude. 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. Par ailleurs, une visualisation a permis de mettre en évidence les caractéristiques essentielles de cet écoulement. Enfin, les résultats numériques et expérimentaux ont montré un assez bon accord.

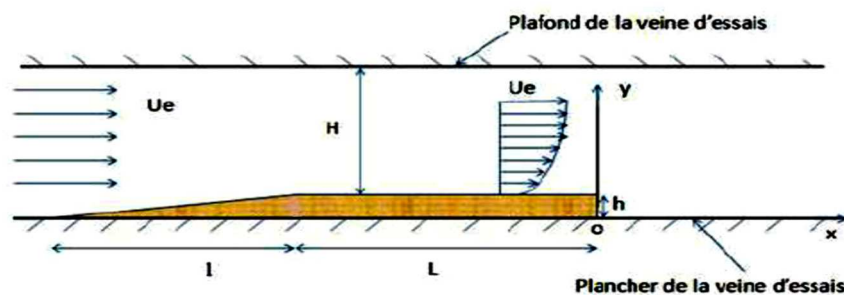


Figure. I-3: Disposition de la maquette dans la veine d'essais [18].

En 2014, Dwarikanath Ratha, Arindam Sarkar [11] ont fait une étude numérique d'écoulement de l'air dans une marche descendante. La présente étude porte sur l'étude de la distribution de la vitesse et du phénomène de séparation de l'écoulement de l'air sur une marche bidimensionnelle. L'écoulement de l'air sur une marche a été étudié numériquement en utilisant le code FLUENT. La simulation de l'écoulement a été effectuée dans une étape faisant face vers l'arrière ayant un rapport d'expansion (rapport de la hauteur avant et après l'étape) de 1/1,94 et les résultats obtenus sont comparés avec les résultats expérimentaux publiés.

La comparaison des caractéristiques d'écoulement entre les étapes avec trois transitions différentes est faite. La variation de la longueur de rattachement pour les trois cas est analysée pour une large gamme de nombres de Reynolds allant de 100 à 7000 qui couvre le flux laminaire, transition et turbulent de l'air. Simulation de l'écoulement sur les étapes avec des rapports d'expansion de

$\left(\frac{1}{1,24}, \frac{1}{1,38}, \frac{1}{1,47}, \frac{1}{1,53}, \frac{1}{1,94}, \frac{1}{2,20} \right)$, sont également effectuées pour examiner l'effet de la dilatation différente ratios sur la longueur de rattachement. On constate que la longueur de rattachement primaire augmente avec l'augmentation du taux d'expansion. La longueur de rattachement primaire au niveau de la paroi inférieure en aval de la marche est minimale pour l'étape avec transition à bord arrondi et maximale pour la marche avec une chute verticale.

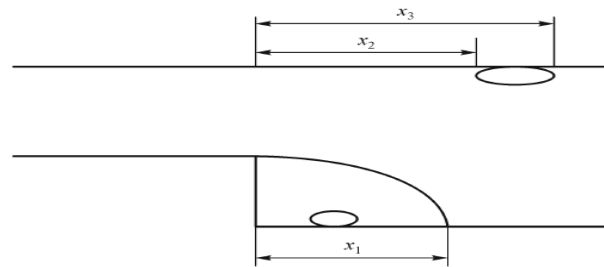


Figure I-4: Géométrie de la marche descendante [11].

I.3 Conclusion

L'étude bibliographique récapitule l'essentiel des travaux antérieurs (expérimentaux et numériques) qui ont une relation directe avec notre travail et montrent que la configuration étudiée (marche descendante) est considérée comme un cas test de référence pour les écoulements séparés.

Chapitre II

Formulation

mathématique

Formulation mathématique

II.1 Introduction

L'étude d'un phénomène physique passe par la formulation des lois sous forme d'équations mathématiques reliant les différentes variables intervenant dans le déroulement du phénomène. En général, ces équations sont : l'équation de continuité qui traduit le principe de conservation de masse, les équations de Navier-Stokes qui traduisent le principe de conservation de la quantité de mouvement. La description d'un problème donné passe aussi par la définition d'un certain nombre de conditions aux frontières et si le processus est non stationnaire par des conditions initiales.

II.2 Rappels et définitions

Nous nous proposons de faire un petit rappel sur la définition d'un milieu continu, les propriétés thermophysiques des fluides et quelques types d'écoulements.

II.2.1 Le fluide en tant que milieu continu

Un fluide peut être considéré comme étant formé d'un grand nombre de particules matérielles, très petites et libres de se déplacer les unes par rapport aux autres. Un fluide est donc un milieu matériel continu, déformable, sans rigidité et qui peut s'écouler. Parmi les fluides, nous faisons souvent la distinction entre liquides et gaz.

Les liquides et gaz habituellement étudiés sont isotropes (les propriétés sont identiques dans toutes les directions de l'espace), mobiles (la mobilité fait qu'ils n'ont pas de forme propre et qu'ils prennent la forme du récipient qui les contient).

II.2.2 Propriétés physiques des fluides

II.2.2.1 Compressibilité

La compressibilité d'un corps représente la variation de volume du corps en réponse à une variation de pression. Le module de compressibilité à température constante κ_T est défini à partir de la variation relative de volume et de la variation de pression :

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

Il s'exprime en Pa^{-1} . Les gaz sont très compressibles et les liquides sont très peu compressibles.

II.2.2.2 Masse volumique

La masse volumique d'un corps est le rapport entre la masse et le volume occupé. Elle est fonction de la température et de la pression. Notée $\rho(T, P)$, elle s'exprime en Kg/m^3 .

II.2.2.3 Viscosité

La viscosité se définit comme la résistance opposée par le fluide à sa mise en mouvement. Nous mettons en évidence plusieurs types de comportements : fluide parfait, fluide newtonien, fluide épaississant, fluide plastique.

En un point $M(x, y)$, la viscosité dynamique se définit comme le rapport du cisaillement dans le plan (x, y) au gradient de la vitesse.

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

Nous définissons la viscosité cinématique comme le rapport entre le coefficient de viscosité absolue μ et la masse volumique du fluide ρ .

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

La viscosité varie avec la température et avec la pression.

II.2.3 Type d'écoulements

II.2.3.1 Écoulement incompressible

Ce critère physique est relatif à une autre caractérisation du fluide, sa masse volumique. Par définition un écoulement est dit incompressible si la masse volumique du fluide ne varie pas lors de l'écoulement (ou varie faiblement avec la pression ou la température).

La masse volumique du liquide peut être considérée comme uniforme au sein d'un liquide isotherme, même pour des variations de pression élevées. Donc les liquides peuvent être considérés comme des fluides incompressibles.

Pour les gaz, il faudra établir un critère permettant de savoir si, pour un écoulement ou une région de celui-ci la variation de masse volumique du fluide est négligeable ou non.

L'écoulement est quasiment incompressible si la vitesse du fluide est faible devant la célérité du son.

La célérité du son c pour l'air sec vaut 330 m/s à 237K. Donc dans des nombreux cas, l'écoulement de l'air peut être considéré comme incompressible.

II.2.3.2 Écoulements permanents ou stationnaires

Un régime d'écoulement est dit permanent ou stationnaire si les paramètres qui le caractérisent (pression, température, vitesse, masse volumique ..), ont une valeur constante au cours du temps.

II.2.3.3 Écoulement laminaire ou turbulent: nombre de Reynolds

Les expériences réalisées par Reynolds (1883) lors de l'écoulement d'un fluide dans une conduite cylindrique rectiligne ont montré l'existence de deux régimes d'écoulement : laminaire et turbulent.

Un écoulement est dit laminaire lorsque le mouvement des particules fluides se fait de façon régulière et ordonnée. L'écoulement est turbulent lorsque le déplacement est irrégulier et que des fluctuations aléatoires de vitesse se superposent au mouvement moyen du fluide.

En utilisant des fluides divers (viscosité différente), en faisant varier le débit et le diamètre de la canalisation, Reynolds a montré que le paramètre qui permettait de déterminer si l'écoulement est laminaire ou turbulent est un nombre sans dimension appelé nombre de Reynolds et donné par :

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

Où V est la vitesse moyenne de l'écoulement, D le diamètre de la canalisation et ν la viscosité cinématique du fluide.

si $Re < 2000$ le régime est laminaire.

si $2000 < Re < 3000$ le régime est transitoire.

si $Re > 3000$ le régime est turbulent.

II.3 Équations générales

Tout le long de ce travail, nous allons considérer que le domaine physique est représenté par le système de coordonnées cartésiennes $(x_{1,2,3} = x, y, z)$.

Les équations générales de bilans de masse, de quantité de mouvement pour un modèle physique s'écrivent :

II.3.1 Équation de continuité

L'équation de continuité exprime la conservation de la masse pour un volume de contrôle matériel. Elle s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho V_k)}{\partial x_k} = 0 \quad (\text{II.5})$$

Où : ρ la masse volumique

$V_k = u, v, w$ ($k = 1, 2, 3$) les trois composantes du vecteur vitesse

L'équation (II.5) est applicable en tout point d'un fluide continu ne contenant pas de sources ou de puits.

II.3.2 Équation de quantité de mouvement

La loi fondamentale de la dynamique appliquée à un domaine matériel que nous suivons dans son mouvement exprime que la dérivée particulaire du tenseur de quantité de mouvement est égale au tenseur des forces extérieures appliquées à ce domaine.

$$\frac{\partial(\rho V_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho V_i V_j)}{\partial x_j} = \rho F_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} + 2 \frac{\partial(\mu \delta_{ij})}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu \frac{\partial V_k}{\partial x_k} \right) \quad (\text{II.6})$$

Où :

t : le temps

F : les forces de volume

P : la pression

μ : la viscosité dynamique

δ_{ij} : le tenseur des vitesses de déformations qui vaut par définition

$$\delta_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) \quad i = 1, 2, 3 \quad \text{et} \quad j = 1, 2, 3 \quad (\text{II.7})$$

Nous allons adopter ces équations à notre modèle physique choisi, par l'application d'hypothèses simplificatrices.

II.4 Modèles physiques

La géométrie du modèle utilisé pour la marche descendante est présentée à la figure (II.2), les dimensions du modèle ont été choisies pour correspondre au modèle expérimental [06]

Nous notons h et H la hauteur du canal en amont et en aval de la marche respectivement et S la taille de la marche ($S = H - h$).

La longueur du canal en amont et en aval de la marche sont respectivement : $L_h = 200 \text{ mm}$ et $L_b = 500 \text{ mm}$.

Un écoulement laminaire bidimensionnel d'un fluide incompressible (l'air) traverse cette

géométrie.

L'écoulement se sépare au niveau de la marche et se réattache en aval de la marche à une abscisse (x_1) à déterminer.

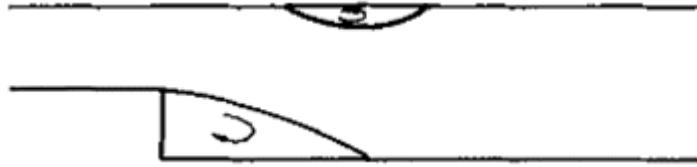


Figure II.1: Géométrie du problème [06].

II.5 Hypothèses

Les hypothèses suivantes ont été adoptées :

- Fluide visqueux newtonien ($\mu \neq 0$) et incompressible;
- Propriétés thermophysiques du fluide, constantes ;
- Régime stationnaire $\left(\frac{\partial}{\partial t} = 0\right)$;
- Écoulement laminaire ;
- Écoulement bidimensionnel $\left(\frac{\partial}{\partial x_3} = 0 \text{ et } w = 0\right)$.

II.6 Équations simplifiées

En tenant compte de ces hypothèses, les équations de transport du modèle choisi, dans un repère fixe sont les suivantes :

Conservation de la masse

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.8})$$

Quantité de mouvement suivant (Ox)

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.9})$$

Quantité de mouvement suivant (Oy)

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.10})$$

Dans ces équations u et v sont les composantes de la vitesse dans la direction x et y

respectivement. Les équations (II.8) - (II.10) constituent un système d'équations différentielles partielles elliptiques couplées. Pour obtenir une solution unique, il est nécessaire de définir des conditions aux limites. Pour notre cas ils sont les suivantes :

- Condition d'entrée : Une vitesse constante, calculée à partir du nombre de Reynolds ;
- Condition de sortie : Elle est de type "outflow". Cette condition limite codée dans FLUENT est utilisée quand il n'y a qu'une seule sortie de fluide dans le domaine. Elle est idéale quand le flux de sortie se trouve dans une zone d'écoulement établi : tous les gradients sont imposés nuls sauf celui de la pression. ;
- Aux deux parois solides inférieure et supérieure, nous avons opté pour la condition naturelle de non-glissement ;
- Les longueurs d'entrée et de sortie sont suffisamment grandes pour assurer l'établissement du régime d'écoulement.

II.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté le modèle physique considéré et les équations qui régissent le phénomène en régime laminaire et stationnaire.

Ensuite, nous avons spécifié les conditions aux limites de tout la frontière du domaine de l'écoulement pour résoudre les équations de la dynamique des fluides qui se font par l'utilisation des méthodes numériques où intervient le concept de la discrétisation.

Chapitre III

Méthodes numériques et présentation du code ANSYS FLUENT

Chapitre III

Méthodes numériques et présentation du code ANSYS FLUENT

III.1 Introduction

La discrétisation des équations présentées dans le chapitre précédent traduisant l'écoulement laminaire sont des équations différentielles aux dérivées partielles non linéaires, est l'objectif principale est transformer ces équations en un système d'équations algébriques.

Plusieurs méthodes de discrétisation spatiale efficaces pour la résolution de systèmes d'équations différentielles non linéaires sont utilisées actuellement telles que : la méthode des volumes finis (utilisée par Fluent), des différences finis et des éléments finis.

III.2 Différentes méthodes numériques

La modélisation numérique est basée sur la reformulation des équations de conservation sur chaque élément du maillage. Il existe de nombreuses méthodes pour représenter les problèmes continus de façon discrète comme par exemple les approximations par différences finies, par éléments finis, par volumes finis.

III.2.1 Méthodes des différences finies

La méthode des différences finies est la plus ancienne des méthodes numériques. Elle a été introduite au 18^{ème} siècle par Euler; elle s'avère la plus adaptée et la plus facile d'utilisation pour les problèmes à géométrie simple.

La méthode des différences finies consiste à discrétiser les équations aux nœuds de la grille en calculant chaque dérivée partielle à l'aide du *développement de Taylor*, pour obtenir les équations linéaires qui lient les variables inconnues en un nœud aux valeurs de ces mêmes variables nœuds voisins. La précision du schéma dépend du nombre de nœud de l'ensemble retenu pour approximer une dérivée donnée et du maillage effectué.

Les équations différentielles gouvernantes du problème servent de point de départ à la méthode aux différences finies. Elles seront approximées par un système d'équations algébriques dans lesquelles les valeurs des variables aux nœuds sont les inconnues.

III.2.2 Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis divise l'espace en éléments triangulaires et autres. Les variables inconnues sont calculées par une combinaison linéaire de fonction.

L'approche éléments finis se décompose en deux étapes :

1. Approximation nodale des fonctions inconnues par sous domaines ou élément (fonctions d'interpolation).
2. Utilisation de la méthode des résidus pondérés qui permet de construire une formulation intégrale à partir des équations aux dérivées partielles (la méthode de Galerkin est la plus fréquemment utilisée). C'est une méthode conservative sur le domaine.

III.2.3 Méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis est caractérisée par son avantage à satisfaire la conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie dans tous les volumes finis ainsi dans tout le domaine de calcul. Elle facilite la linéarisation des termes non linéaires dans les équations de conservation tel que le terme source par exemple. De plus, ils sont parfaitement adaptés aux problèmes physiques les plus complexes, même si elle ne fournit qu'une bonne précision. La méthode consiste à partager le domaine de calcul en plusieurs volumes, où chaque volume entoure un nœud. Cette méthode consiste à intégrer les termes des équations aux dérivées partielles sur chaque volume de contrôle, où les valeurs et les quantités sont stockées aux nœuds du volume de contrôle.

III.3 Les équations de conservation

La formulation mathématique des lois de conservation régissant les phénomènes physiques comme les transferts de chaleur ou les écoulements de fluides, sont généralement écrite sous forme d'équations aux dérivées partielles du type conservatif Patankar [48] :

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

Chacune de ces équations met en jeu une quantité physique et des variables associées. L'équation aux dérivées partielles traduit un équilibre dans lequel plusieurs phénomènes interviennent. Nous distinguons :

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

$div(\rho u \phi)$: le terme convectif ;

$div(\Gamma_{\phi} grad \phi)$: le terme diffusif ;

S_{ϕ} : le terme source.

Le problème différentiel ainsi posé est par nature continu. La solution analytique est en général impossible à mettre en évidence. Il est alors nécessaire de passer par une approximation du problème, c'est-à-dire de le remplacer par plusieurs problèmes discrets représentant localement le problème continu de façon approchée. Cette procédure, appelée discrétisation ou approximation, permet notamment une résolution numérique discrète des équations continues.

Le problème ainsi posé revient à trouver les solutions de n équations sur des éléments Ω_n du domaine. La solution générale ϕ sur le domaine est liée à la résolution des ϕ_n locaux.

Les ϕ_n admettent une solution unique permettant la convergence du calcul vers la solution ϕ . Cette convergence dépend directement de la manière de construire les sous-espaces Ω_n de résolution.

III.4 Principe général de la méthode des volumes finis

III.4.1 Discrétisation

À partir des équations de conservation, on veut calculer les valeurs de la variable ϕ au centre de chaque volume de contrôle défini par le maillage. Le domaine est donc décomposé en volumes élémentaires notés Ω_i de telle sorte que :

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

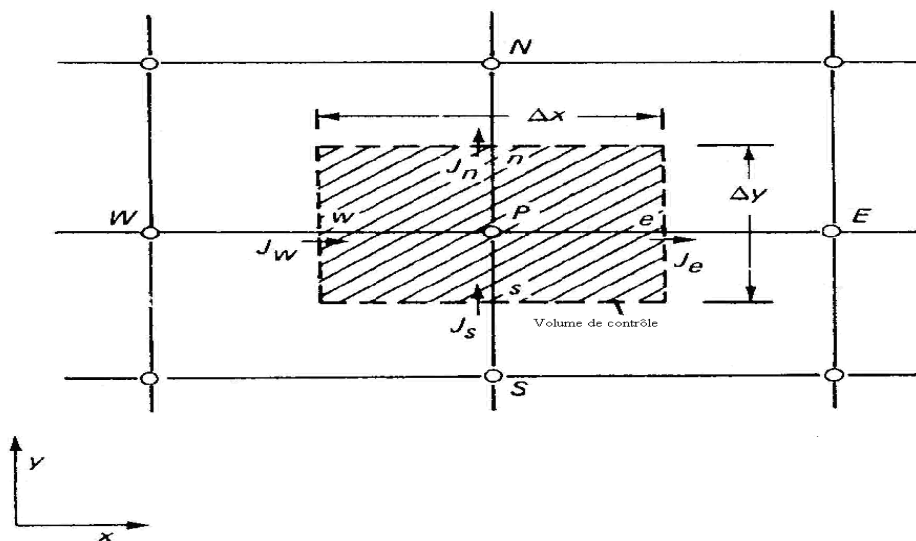


Figure III.1 : Volume de contrôle pour un écoulement en 2D.

On appelle P le point considéré, les points adjacents seront les points *Est, Ouest, Sud, Nord*.

La forme bidimensionnelle de l'équation (III.1) peut être écrite comme suite :

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

Avec flux de J_x et J_y sont tous les terme de « convection plus la diffusion » définis par :

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

et

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

Nous avons U et V dénotent les composants de vitesse dans les directions de x et de y . L'intégration d'équation (III.3) au-dessus du volume de contrôle montré dans figure (III.1) donne :

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

L'expression des flux totaux intégrés sur les faces du volume de contrôle donnés par :

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

ΔV : volume entourant le nœud P ($\Delta V = \Delta x \Delta y$)

ρ_P^0 : Valeur au temps $t + \Delta t$

φ_P^0 : Valeur au temps t

De même façon, on peut intégrer l'équation de la continuité, on obtient :

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

Où F_e, F_w, F_n et F_s sont les flux de masse de l'écoulement à travers les faces du volume de contrôle définis par :

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

On multipliant l'équation (III.8) par ϕ_p et soustraire dans l'équation (III.7), on obtient :

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

$$\begin{aligned}
J_e - F_e \phi_p &= a_E (\phi_p - \phi_E) \\
J_w - F_w \phi_p &= a_w (\phi_w - \phi_p)
\end{aligned} \tag{III.11}$$

L'équation discrétisée peut alors s'écrire sous la forme :

$$a_p \phi_p = a_E \phi_E + a_w \phi_w + a_n \phi_n + a_s \phi_s + b \tag{III.12}$$

Où :

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

P_i est le nombre de Peclet défini pour les différentes faces par :

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

Avec la diffusion D définies par :

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

La fonction $A(|P|)$ est choisie en fonction du schéma de discrétisation désiré.

III.4.2 Notion de maillage

III.4.2.1 Nœuds et éléments

La modélisation numérique repose sur la reformulation des équations de conservation sur des volumes Ω_n élémentaires ou discrets, appelés éléments ou mailles. Associés à ces éléments, nous retrouvons les nœuds de discrétisation, c'est-à-dire les points de résolution des équations discrètes. Ceux-ci peuvent être aussi bien placés aux sommets des éléments qu'en leur centre ou encore sur les faces, selon la méthode de discrétisation utilisée.

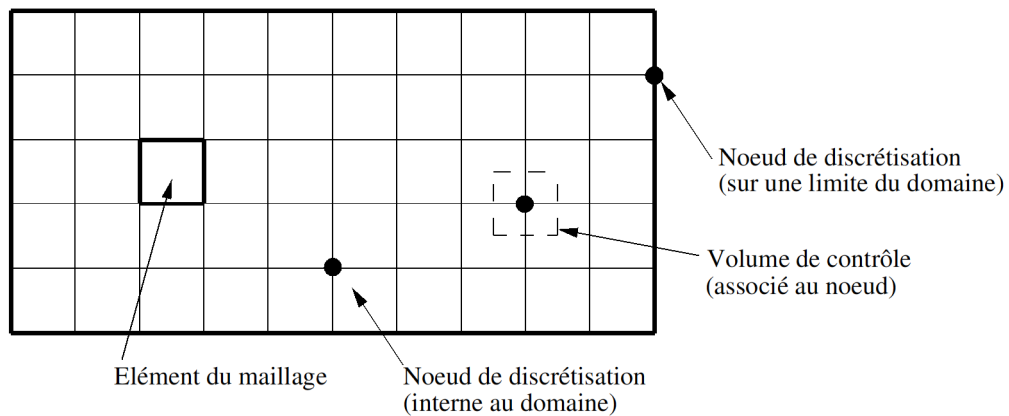


Figure III.2 : Illustration de la notion de maillage.

Les éléments et les nœuds associés composent le maillage, un découpage géométrique du domaine de calcul. La Figure III.2 illustre la notion de maillage.

Nous distinguons plusieurs types de maillages, définis par le nombre des nœuds associés à chaque élément (Figure III.3) et par le nombre de liaisons pour chaque nœud.

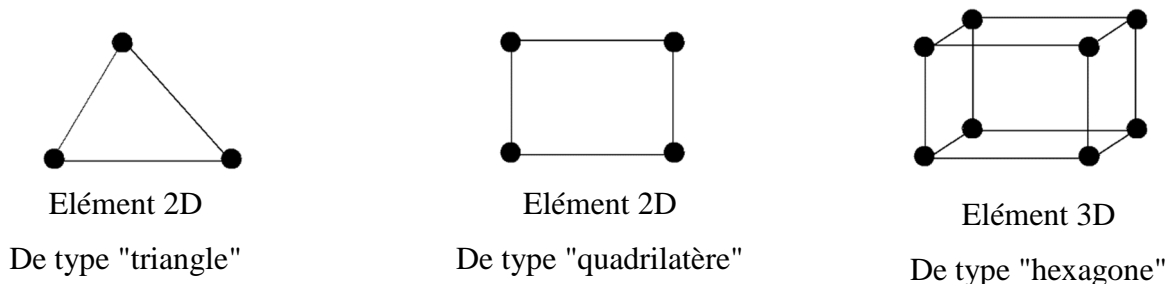


Figure III.3 : Quelques types d'éléments.

III.4.2.2 Orthogonalité

On parle de maillage orthogonal lorsque les lignes de maillages sont localement orthogonales entre elles. Cette notion inclut donc les grilles de type polaire en 2D (par exemple un anneau) ou cylindrique en 3D (cylindre creux). L'orthogonalité d'un maillage est très importante pour

l'approximation d'une géométrie. Il est par exemple impossible de construire une grille orthogonale sur un disque (Figure I.4). Le nœud au centre du disque ou les nœuds du rayon externe sont non-structurés.

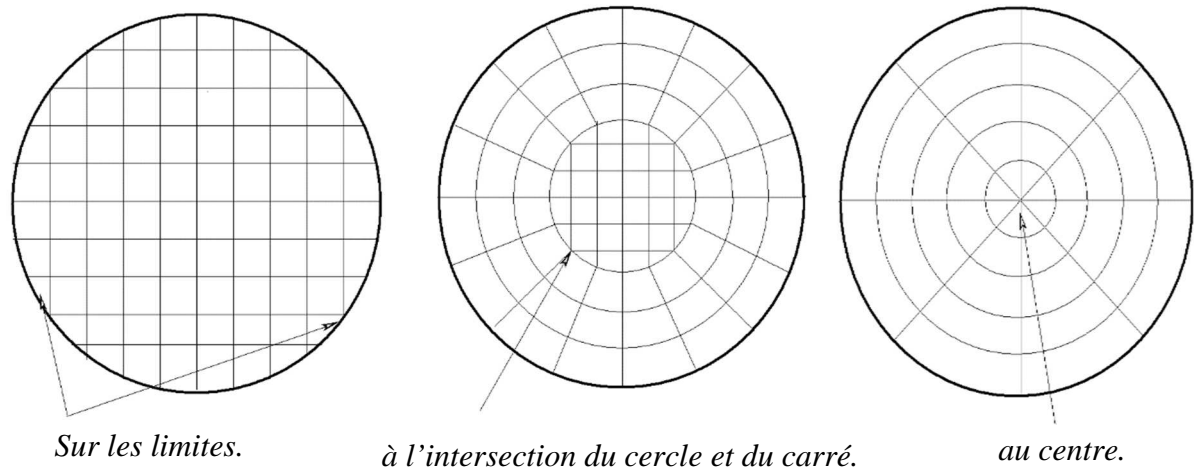


Figure III.4 : Maillage sur un disque, Maillage non structurés localement.

III.5 Schémas de discrétisation

Sous "ANSYS FLUENT", les variables stockées au centre de la cellule doivent être interpolées aux faces du volume de contrôle. Il est possible de choisir entre différents schémas de discrétisation pour les termes convectifs des équations gouvernantes, alors que les termes visqueux sont automatiquement discrétisés au second ordre pour plus de précision. Il reste que la discrétisation au premier ordre procure une meilleure convergence. Alors que le "Second Order Upwind Scheme" est de rigueur pour les écoulements non alignés au maillage.

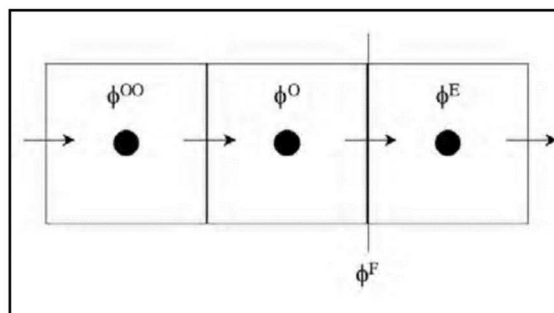


Figure III.5 : Volume de contrôle élémentaire en deux dimensions.

Un schéma de second ordre permet d'approximer la valeur de ϕ^F par un développement de ϕ selon une série de Taylor. Le développement de ϕ^F tient ici compte de la valeur de la variable au sein du volume des deux cellules en amont (ϕ^O et ϕ^{OO}).

Il existe aussi d'autres schémas de discrétisation :

- Le schéma du troisième ordre est appelé QUICK (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinetics): dans Fluent. Le calcul de ϕ^F prend en compte la valeur de la variable dans le volume des deux cellules en amont (ϕ^0 et ϕ^{00}) et au sein du volume de la cellule en aval (ϕ^E). Il procure une meilleure précision que le schéma au second ordre pour les écoulements rotationnels et tourbillonnaires (Swirling) avec un maillage régulier. Cependant, il ne s'applique pas à un maillage triangulaire.
- Le schéma "Power Law" consiste en une interpolation linéaire de la variable ϕ , ce schéma est plus précis que le "First Order Upwind Scheme" pour les écoulements à très bas nombres de Reynolds. Sinon, il procure en général le même degré de précision.

III.6 Choix du schéma d'interpolation de la pression

Pour la plupart des cas, le schéma "Standard" est acceptable. Pour des écoulements spécifiques, on peut choisir parmi les options suivantes :

- Le schéma force de volume pondéré "Body-Force-Weighted" est recommandé pour les écoulements impliquant d'importantes forces de volume (ex. convection naturelle à haut nombre de Rayleigh).
- Le schéma "PRESTO!" (PREssure Stagging Option): est approprié pour les écoulements hautement tourbillonnaires, à grande vitesse de rotation ou les écoulements dans des domaines fortement courbés.
- Le schéma au second ordre est à utiliser pour les écoulements compressibles et pour améliorer la précision en écoulements incompressibles.
- Le schéma linéaire "Linear" est disponible comme alternative au cas où les autres options ont des difficultés de convergence ou génèreraient des comportements non physiques.

III.7 Méthodes de couplage Pression-Vitesse

Si les vitesses sont définies aux nœuds d'un volume de contrôle ordinaire (comme les autres scalaires: pression, température), il est démontré qu'un champ de pression hautement non uniforme agira comme un champ uniforme sur les équations de quantité de mouvement discrétisées, Versteeg et Malalasekera [22]. La solution passe par la définition des vitesses sur une grille décalée "Staggered grid" et l'emploi d'algorithmes tels que "SIMPLE" (figure III.6) pour résoudre ce lien ou couplage entre la pression et la vitesse. La famille des algorithmes "SIMPLE" est essentiellement une

procédure d'"estimation et correction" pour le calcul de la pression sur la "grille décalée" des composantes de la vitesse. Dans le cas d'un écoulement incompressible, les équations de conservation de la masse et de quantité de mouvement en trois dimensions permettent d'obtenir quatre équations à quatre inconnues : les trois composantes de la vitesse et la pression. Résoudre ainsi ces quatre équations de manière simultanée pose des problèmes numériques. Un couplage vitesse - pression est alors réalisé. Il consiste à introduire la pression dans l'équation de continuité, ce qui la transforme en une équation de pression. La résolution se fait alors de manière séquentielle et non plus simultanée. Plusieurs algorithmes existent pour faire apparaître explicitement la pression dans l'équation de continuité. Il existe trois méthodes dans le code "Fluent" pour le couplage pression-vitesse (seulement avec la formulation "isolé").

- Les deux premières, très similaires, sont la méthode "SIMPLE" (Semi-Implicit Method for a Pressure Linked Equations (Patankar et Spalding, 1972) qui nous avons utilisé pour ce travail et la méthode "SIMPLEC" (SIMPLE Consistent (Van Doormal et Raithby, 1984)). Cette dernière méthode se différencie de la première par le fait qu'on peut lui assigner un facteur de relaxation (correction) de pression proche de 1, ce qui accélère la convergence dans la plupart des cas, mais peut conduire à des instabilités de la solution.
- Méthode "PISO" (Pressure-Implicit with Splitting of Operators (Issa, 1985)): Cette méthode fait partie des algorithmes de la famille "SIMPLE". Elle est recommandée pour les écoulements instationnaires ou pour les maillages contenant des cellules très obliques "highly skewed".

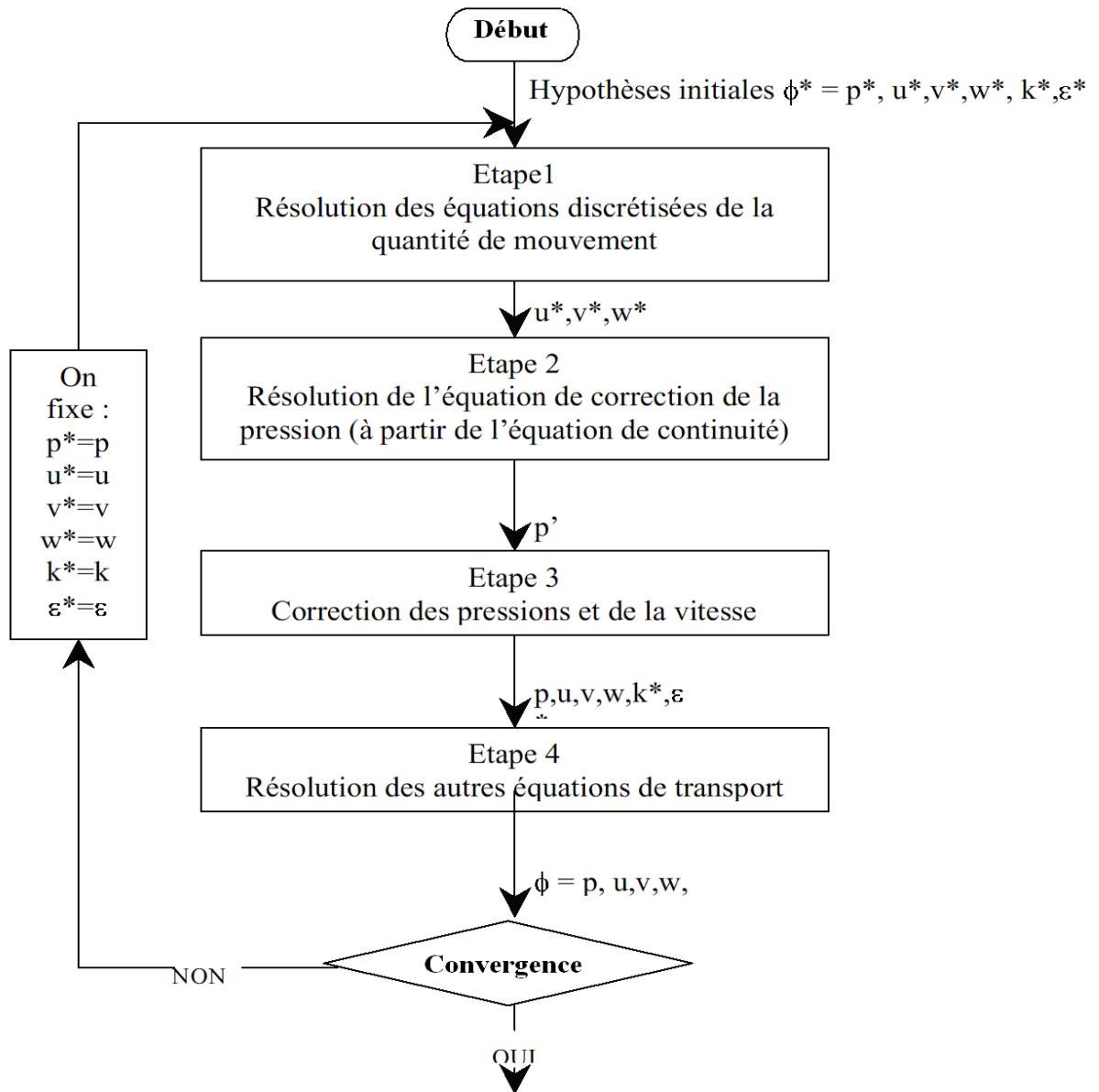


Figure III.6 : Schéma itératif de Fluent, avec l'algorithme SIMPLE.

III.8 Linéarisation de l'équation discrétisée

Les méthodes de discrétisation des équations qui gouvernent l'écoulement turbulent et le transfert thermique que nous avons décrit auparavant peuvent se mettre pour la variable ϕ en chaque volume de contrôle élémentaire, sous la forme linéaire suivante :

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

Des équations similaires peuvent être écrites pour chaque volume de contrôle. Cela donne un système des équations algébriques. Pour résoudre ce système il y a deux méthodes de résolution : les méthodes directes et les méthodes indirectes ou itératives. ANSYS FLUENT résout ce système d'équations

linéaires par un solveur d'équation linéaire implicite en un point (méthode de Gauss-Seidel l'une des méthodes itératives) résolvant pour toutes les volumes de contrôle en même temps est utilisé conjointement avec une méthode à grille multiple algébrique (*AMG*).

Pour les équations non linéaires, il est nécessaire de contrôler le changement de la variable ϕ lors de la résolution. La sous relaxation réduit ce changement durant chaque itération, donc il est nécessaire pour assurer la convergence totale des calculs. La nouvelle valeur dépend donc de la valeur précédente et de l'écart entre les deux valeurs :

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

Où (k) représente l'avancement des itérations successives.

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

α : est le coefficient de sous-relaxation.

III.9 Critère de convergence

A chaque itération du calcul, des résidus sont calculés pour chaque variable (par exemple, la pression, les composantes de vitesse). Une procédure est dite convergente si toute les erreurs définies auparavant tendent à diminuer au cours des itérations. On dit qu'il y'a convergence lorsque les itérations ne produisent plus de changement sur les variables selon un critère qui doit être définie auparavant. Ce critère de convergence est utilisé pour mettre fin au processus itératif lorsqu'il est satisfait. Les critères de convergence, avec une réduction des résiduels R_ϕ , aident également dans la détermination quand a la solution est complète. Les critères de convergence sont des conditions prééglées sur les résiduels qui indiquent qu'un certain niveau de convergence a été réalisé. Le nombre d'itérations dépend du nombre de mailles totaux de la géométrie et des paramètres inclus dans le modèle.

Le résiduel est définie par l'expression suivante :

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

III.10 Conclusion

La méthode des volumes finis intégrée dans le code commercial ANSYS FLUENT, et détaillée dans ce chapitre, montre que cette méthode développée par Patankar [48] est préférable pour prédire les phénomènes liés à la mécanique des fluides et au transfert de chaleur.

Chapitre IV

Résultats et discussions

IV.1 Choix de la géométrie

Pour la validation hydrodynamique, notre choix s'est porté sur l'étude très documentée menée par Armaly et al. [06]. Les paramètres du dispositif expérimental sont donnés par la figure suivante :

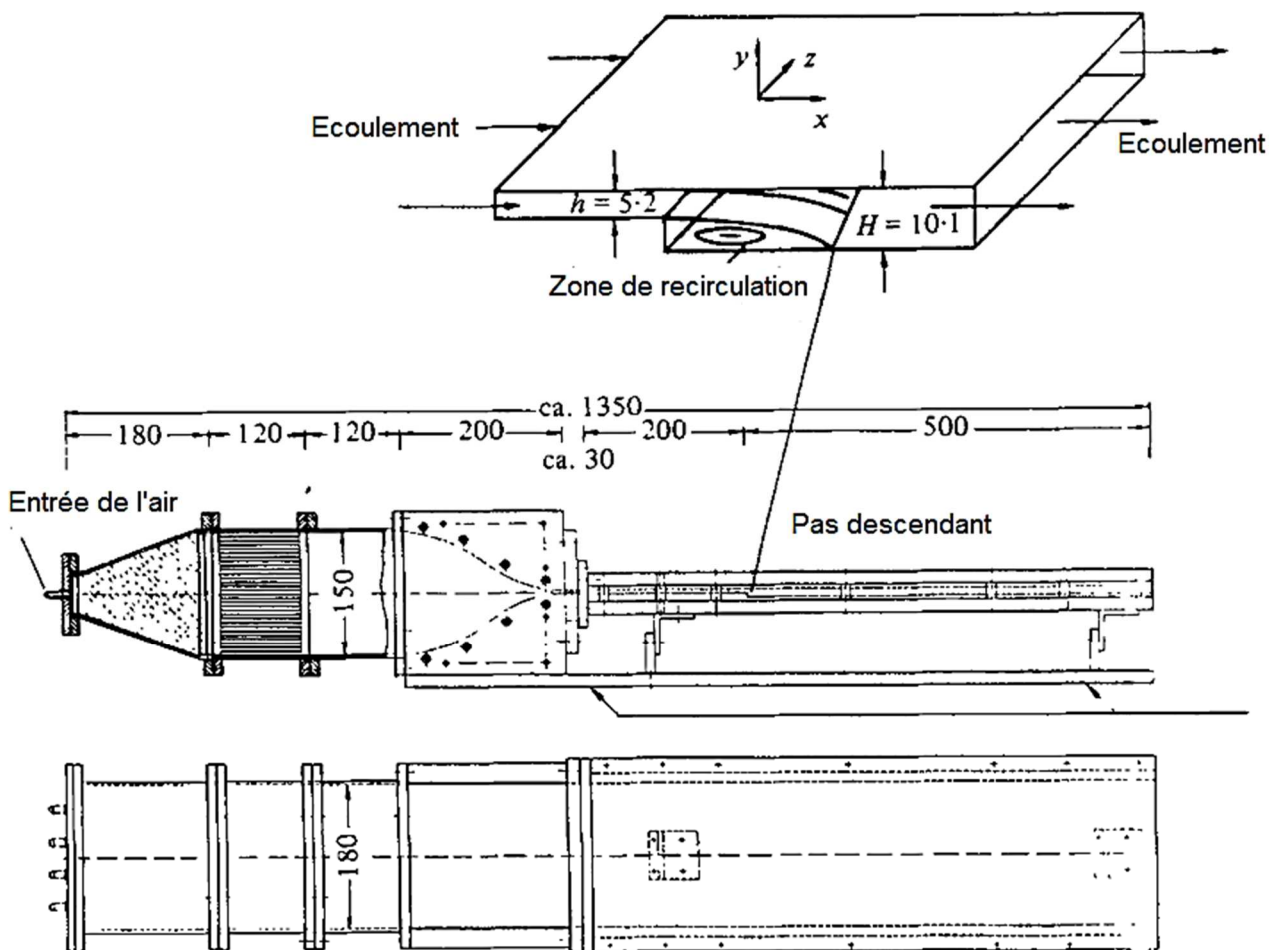


Figure IV.1 : Vue en perspective du domaine expérimental [06].

Avec :

- S : La hauteur de la marche ;
- h : La hauteur du canal avant la marche ;
- H : La hauteur du canal après la marche ;
- L_h : La longueur avant la marche ;
- L_b : La longueur après la marche.

Pour notre calcul, nous avons repris le même domaine de l'étude expérimentale cité ci-dessus. Ce choix du domaine assure :

- L'établissement du régime en amont et en avant de la marche descendante.
- L'élimination des effets d'entrée et de sortie sur l'écoulement.

Armaly et al. ont représenté les résultats de la vitesse longitudinale pour trois différents nombres de Reynolds à savoir : $Re = 100$ $Re = 389$ et $Re = 1000$.

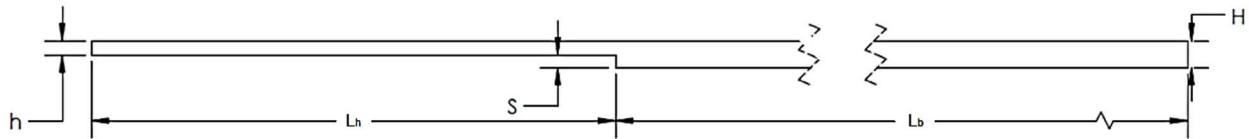


Figure IV.2 : Schéma de la géométrie du problème (sans échelle).

IV.2 Domaine d'analyse

Le domaine d'analyse et les conditions aux limites du système de la figure (IV.2) sont :

- Une marche $S = 4,9 \text{ mm}$ précède d'une longueur $L_h = 200 \text{ mm}$ avec une hauteur $h = 5,2 \text{ mm}$ et suivi d'une longueur $L_b = 500 \text{ mm}$ avec une hauteur $H = 10,1 \text{ mm}$.
- Notre choix du fluide s'est porté sur l'air pris à une température de 25°C (298K). Les propriétés thermophysiques de l'air à cette température tirées du site [01] sont données dans le tableau VI.1.

Masse volumique ρ (Kg / m^3)	Viscosité dynamique μ ($\text{Kg} / \text{m} \cdot \text{s}$)
1,1845	$1,8444 \times 10^{-5}$

Tableau IV.1 : Propriétés thermophysiques de l'air à 25°C (298K)

- Selon Armaly et al., à un nombre de Reynolds ($Re < 400$), la troisième dimension (3D) n'a pas d'influence sur l'écoulement et par conséquent sur les résultats obtenus.
- L'étude expérimentale menée par [06], avait pour but de voir l'influence de la marche descendante sur les trois régimes d'écoulement à savoir le régime laminaire, le régime transitoire et le régime turbulent pour cela ils ont utilisé l'intervalle suivant $70 < Re < 8000$.

Pour notre étude, on s'est limité uniquement à l'intervalle $[70, 1000]$ qui représente le régime laminaire.

- Le diamètre hydraulique est : $D_h = 2h$ (selon [06]). Pour les différents nombres de Reynolds on a calculé les vitesses d'écoulement à l'entrée du canal.

IV.3 Maillage

Le maillage dépend surtout de la géométrie du problème posé. Dans notre cas et après plusieurs essais, nous avons opté pour un maillage structuré à éléments quadrilatères, car ce dernier épouse parfaitement la forme du domaine. Une partie de la grille retenue composée de (700×50) cellules est présentée sur la figure IV.3, avec une vue éclatée illustrant la finesse du maillage près des parois du canal.

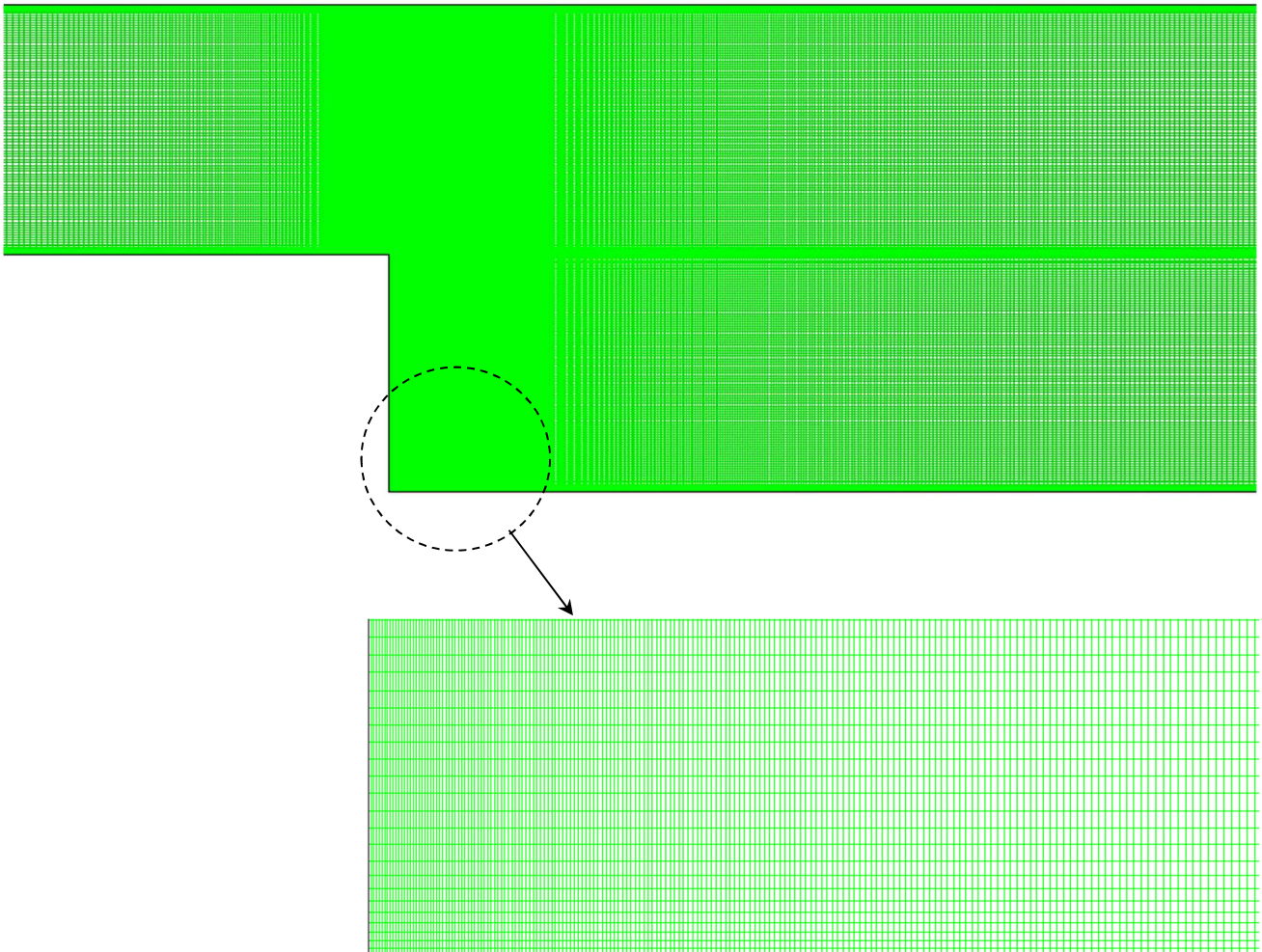


Figure IV.3 : Maillage d'une partie de la grille de calcul.

IV.4 Critère de convergence

Le code ANSYS FLUENT cessera les itérations dès lors que tous les résidus calculés soient sous la valeur du critère de convergence entré par l'utilisateur. Cette valeur est à fixer selon le degré de précision désiré de la solution approchée par le code de calcul. La figure IV.4 montre la convergence des résidus vers la valeur fixée, soit 10^{-6} pour notre cas.

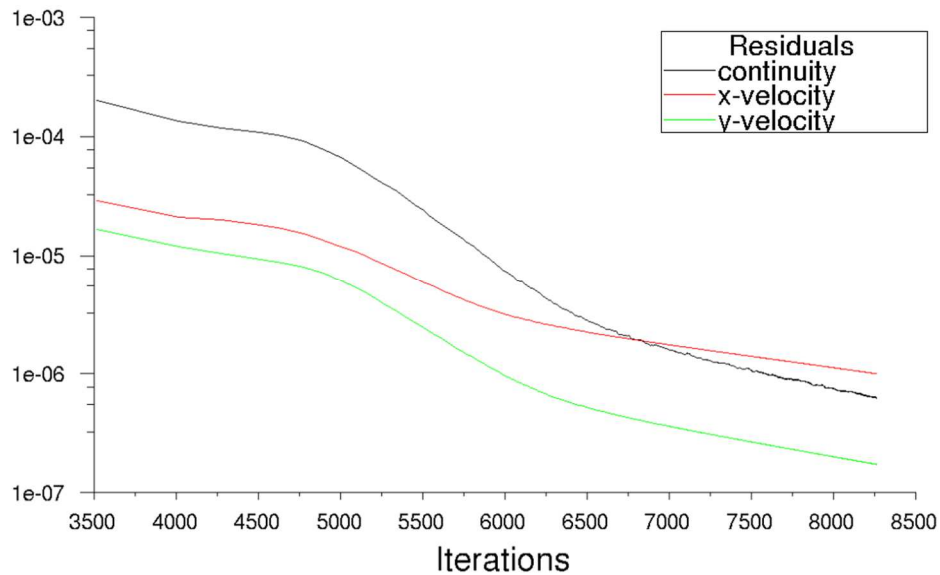
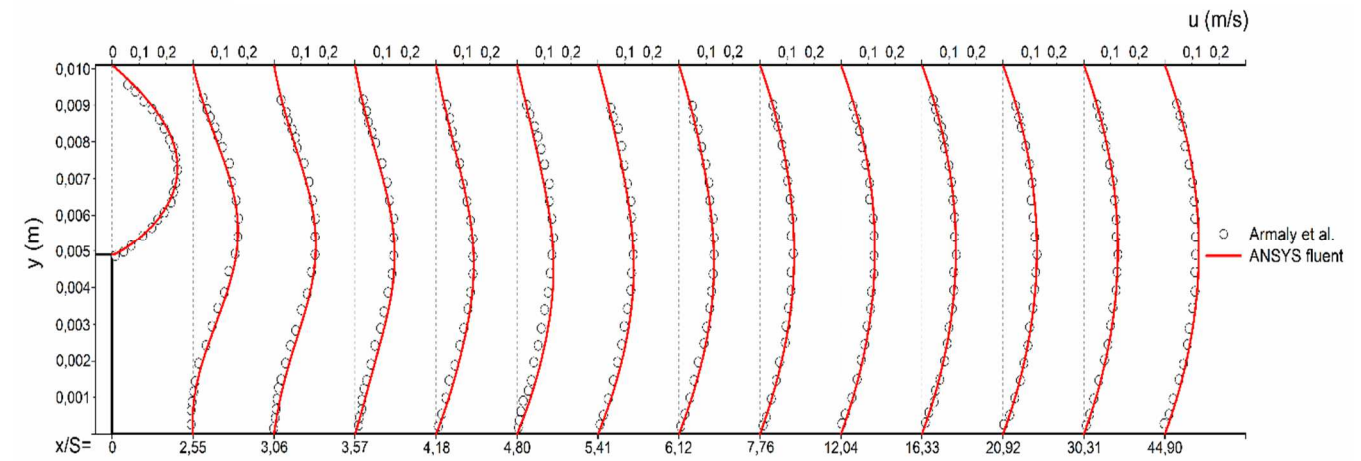


Figure IV.4 : Tracé des courbes des résidus dans le cas du $Re = 389$.

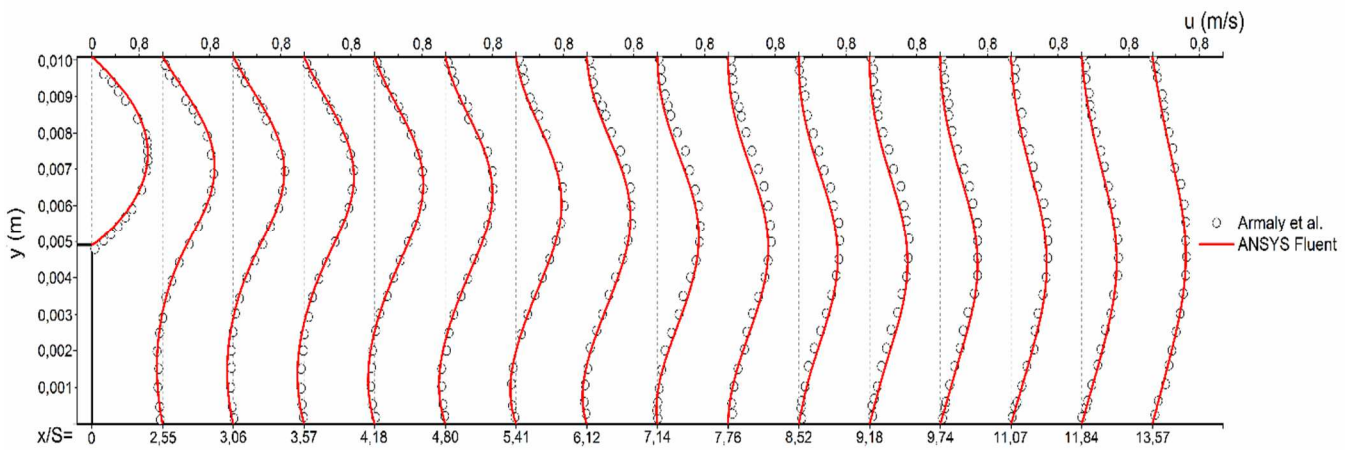
IV.5 Résultats hydrodynamique

IV.5.1 Evolution de la composante longitudinale de la vitesse

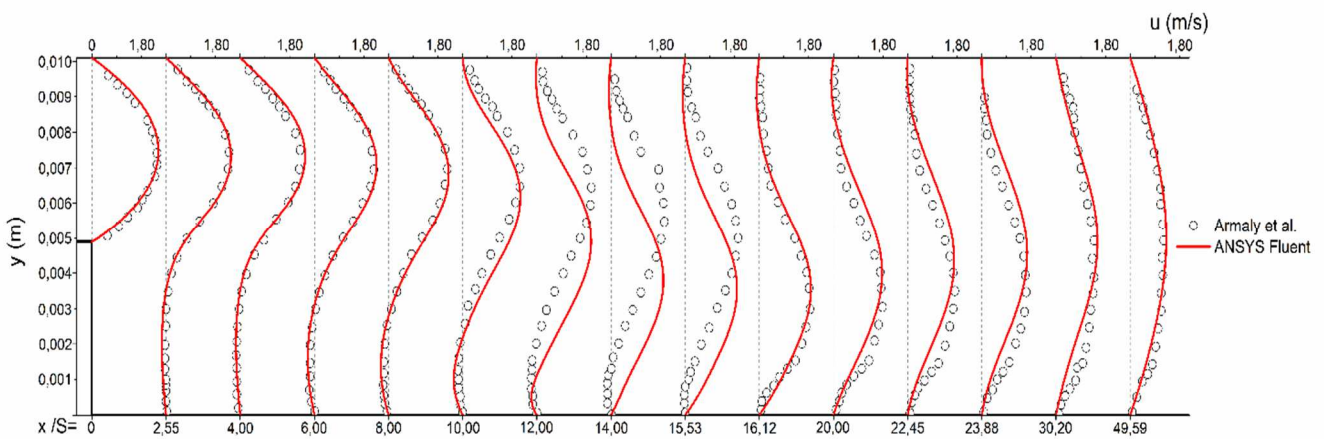
La figure IV.5 montre le profil de la composante longitudinale du vecteur vitesse suivant une section droite de la partie du canal qui suit la marche descendante, pour les positions choisies par [06]. Les profils de vitesse ont la même allure et presque confondus pour les nombres de Reynolds 100 et 389 figures (a) et (b). Par contre on remarque un léger éloignement pour les trois positions juste après la zone de recirculation pour le nombre de Reynolds $Re = 1000$. Ceci est dû au fait que les simulations ont été effectuées en deux dimensions, et selon [06] l'influence de la 3D commence à apparaître lorsque le nombre de Reynolds dépasse la valeur de 400. On remarque aussi une zone de recirculation pour les trois nombres de Reynolds, juste après la marche descendante ; ceci est dû à l'augmentation de la section et de la pression entraînant ainsi un flux de retour.



a.



b.



c.

Figure IV.5 : Profil de vitesse u dans la section droite pour : a. $Re=100$; b. $Re=389$; c. $Re=1000$.

IV.5.2 Evolution des Coefficients de pression et de frottement (C_p), (C_f)

La répartition de ces deux coefficients le long de la paroi inférieure qui suit la marche descendante du canal est donnée par la figure IV.6, où on remarque que le coefficient de pression (C_p) diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente. Pour $Re = 1000$ On remarque que le gradient de pression est d'abord négatif jusqu'à la position $\frac{x}{S} = 10$ où il devient rapidement positif (gradient de pression adverse). Entre les positions $\frac{x}{S} = 13,5$ et $\frac{x}{S} = 16,7$, le (C_p) diminue à nouveau. Cette diminution est due à l'apparition de la deuxième zone de recirculation dans la paroi supérieure. La valeur maximale du coefficient de pression est atteinte à la position $\frac{x}{S} = 35$, indiquant la zone de recouvrement. Les piques observés dans la zone de recirculation sont dus au changement brusque de la section qui a provoqué une diminution de la pression dans cette zone, qui devient plus large lorsque Re augmente. Ceci est confirmé par la figure du (C_f) qui montre les positions des points de séparation et de rattachement. Ces derniers sont détaillés dans le tableau IV.2 pour $Re = 800$, où on représente les résultats de nos simulations comparés à ceux des travaux antérieurs [37].

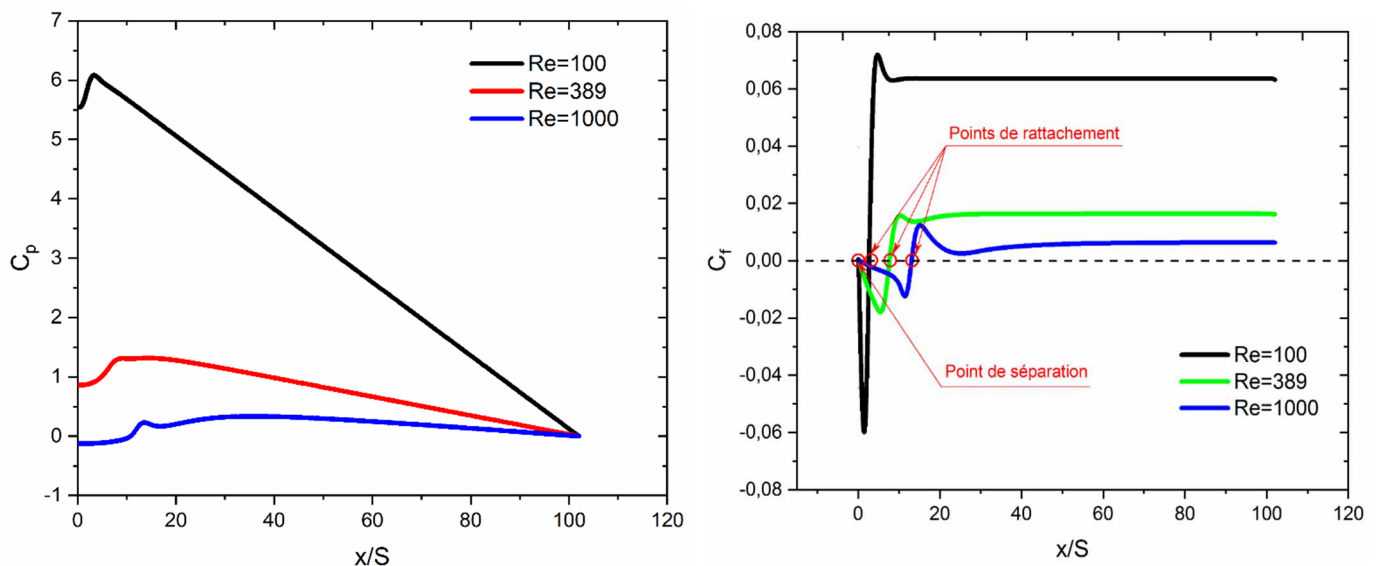
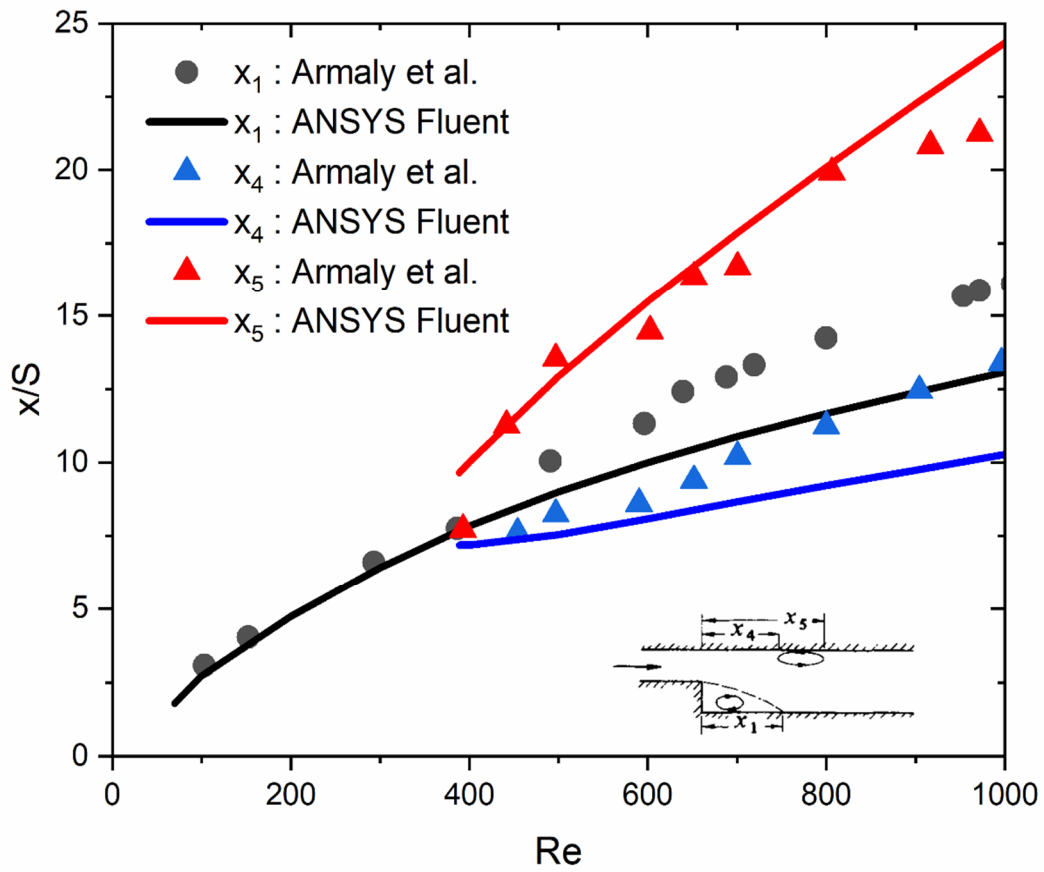
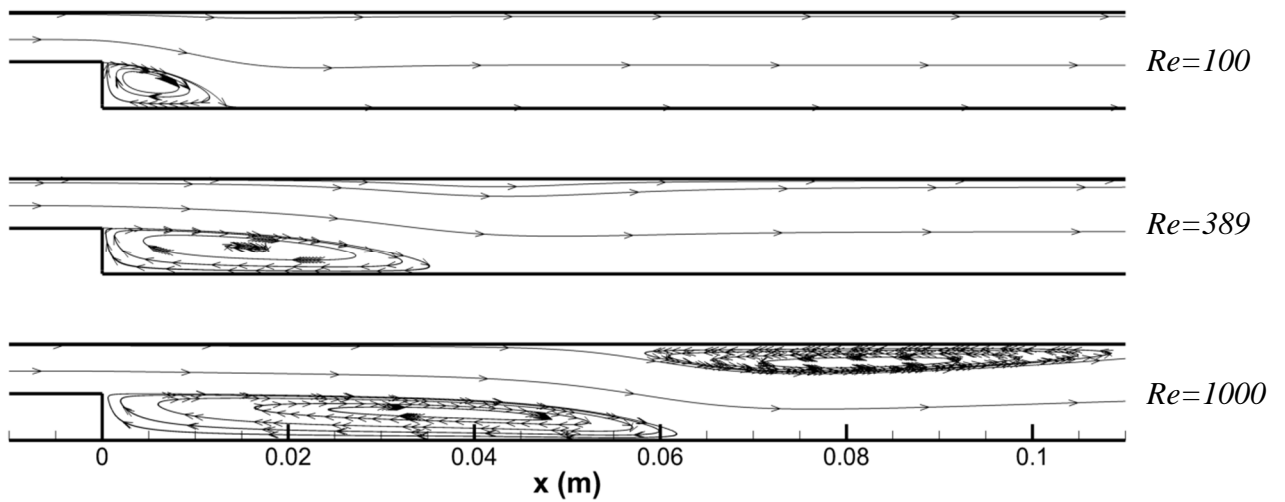


Figure IV.6 : Variation de C_p et de C_f dans le sens de l'écoulement pour $Re = 100, 389$ et 1000 .

Notons que, et selon le figure IV.7, l'augmentation de la zone de recirculation est proportionnelle au nombre de Reynolds.



a.



b.

Figure IV.7 : Séparation et rattachement pour les différents nombres de Reynolds.
 a. Séparation et rattachement b. contour de fonction de courant

	x_1/S	x_4/S	x_5/S	$(x_5 - x_4)/S$
Nos simulations	11,668	9,213	20,098	10,885
Luke Jongebloed	11,67	9,24	19,92	10,86
Lima	11,97	9,51	20,40	10,89
Gartlingt	12,20	9,70	20,96	11,26
Lee and Mateescu	12,00	9,60	20,60	11,00
Braton	11,51	9,14	20,66	11,52
Kim and Moin	11,90	-	-	-
Guj and Stella	12,05	9,70	20,20	10,50
Gresho et al.	12,20	9,72	20,98	11,26
Keskar and lyn	12,19	9,71	20,96	11,25
Grigoriev and Dargush	12,18	9,70	20,94	11,24
Rogers and Kwak	11,48	-	-	-
Erturk	11,83	9,48	20,55	11,07
Moyenne	12,904	9,519	20,569	11,06
Armaly et al.	14,23	11,66	20,09	8.43

Tableau IV.2 : Les positions des points de séparation et de rattachement pour $Re=800$ [37].

IV.6 Possibilités de réduction de la zone de recirculation

La sortie du premier canal provoque une modification de la répartition de la vitesse et une zone de séparation de la veine liquide. On remarque que les lignes de courant (voir figure IV.7.b) se resserrent au passage de la zone de recirculation derrière la marche descendante. La présence de cette zone a pour effet de diminuer légèrement la section de passage de l'écoulement. Ceci nous a amenés à envisager deux configurations pour réduire la taille de cette zone. La première étant de donner une forme inclinée (angle aigu de 45°) à la marche; la deuxième, consiste à la courber en créant un arc concave (figure IV.8 a et b).

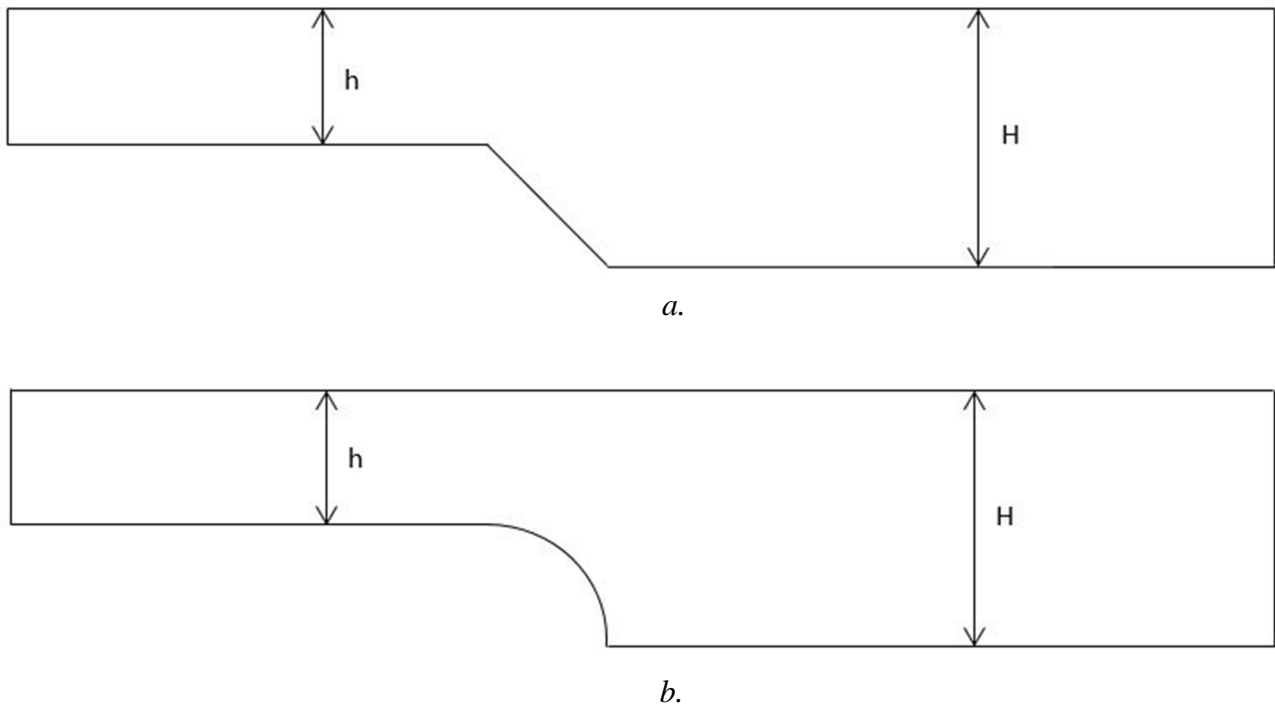
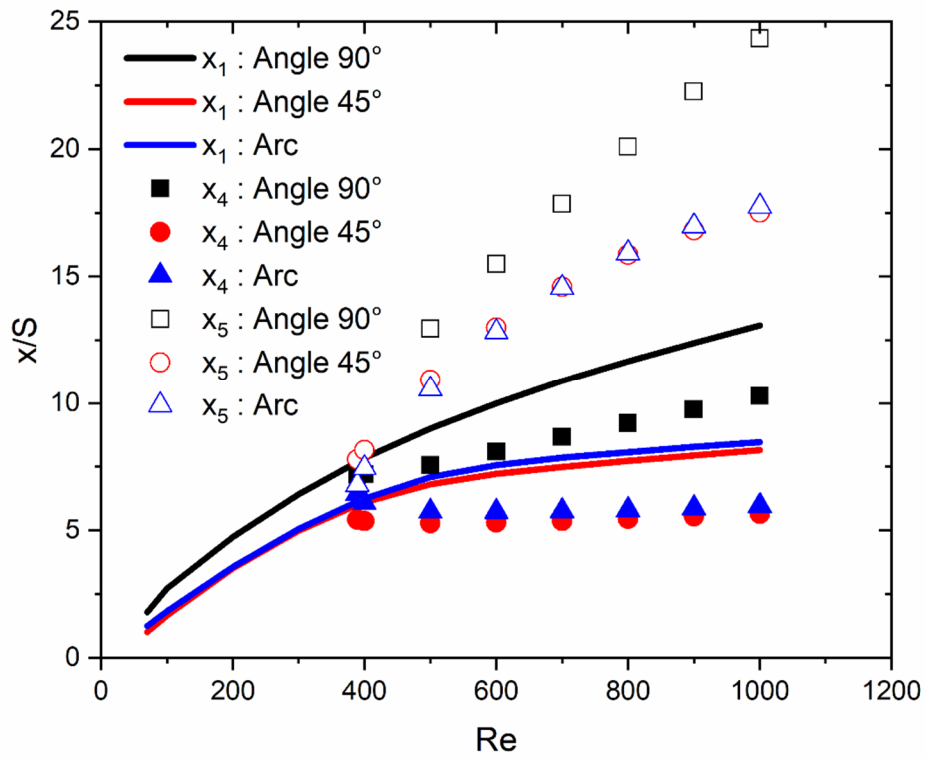
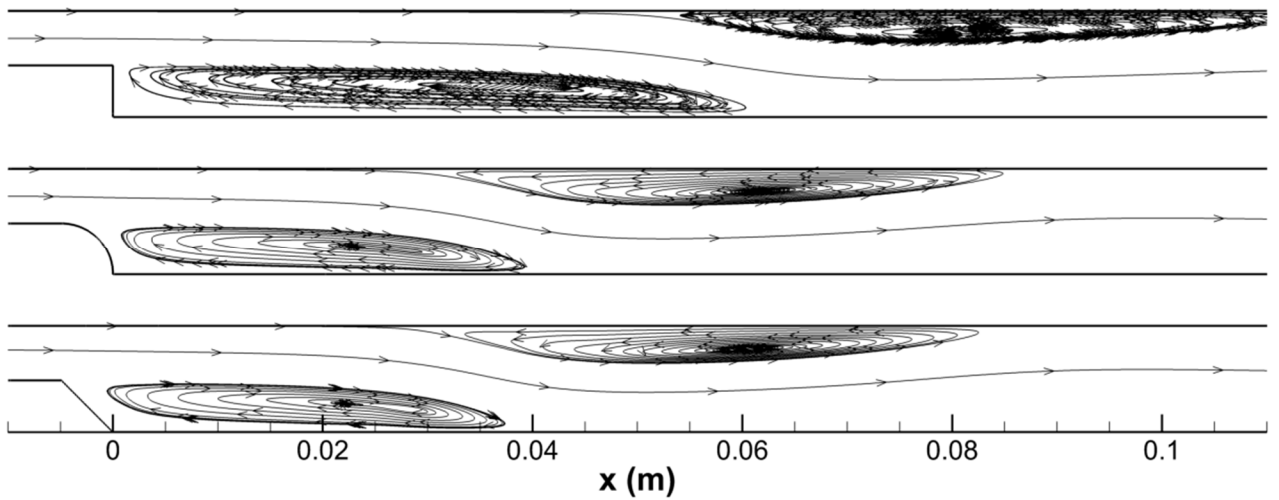


Figure IV.8: Les deux configurations proposées.
a. angle aigu b. arc concave

Les résultats obtenus à partir de ces deux configurations sont très satisfaisants, où on remarque (la figure IV.9.a et b) l'effet de ces dernières dans la réduction de la zone de recirculation. Notons que pour les écoulements interne la recirculation peut avoir un effet favorable comme dans les chambres de combustion où elle contribue au mélange. En revanche, dans les conduites elle entraîne une perte d'énergie.



a.



b.

Figure IV.9 : Séparation et rattachement pour les trois configurations.
 a. Séparation et rattachement b. Contour de fonction de courant pour $Re=1000$

Chapitre IV

Résultats et discussion

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale

Dans ce travail, nous avons étudié par une simulation numérique l'écoulement d'un fluide incompressible en régime laminaire permanent en aval d'une marche descendante.

Nous avons utilisé le code commercial ANSYS FLUENT 6.3.26, basé sur la méthode des volumes finis, pour résoudre les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement 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 en aval de la marche. Ce phénomène dépend de plusieurs facteurs, nous avons étudié l'effet de différents nombres de Reynolds.

L'influence du nombre de Reynolds, sur l'écoulement, a montré que :

- La taille de la zone de recirculation augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds.
- L'apparition d'une seconde zone de recirculation sur la plaque supérieure à partir d'un nombre de Reynolds égal à 389.
- La longueur de rattachement augmente linéairement avec le nombre de Reynolds pour toute la gamme étudiée.
- Le coefficient de frottement diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds.
- Le coefficient de pression augmente dans la zone de recirculation, mais il diminue dans cette dernière lorsque Re augmente.
- La proposition de nouvelles configurations (angle aigu et arc concave) a permis de réduire la taille de la zone de recirculation.

Perspectives

L'étude expérimentale menée par [06], avait pour but de balayer les trois régimes d'écoulement ; à savoir le régime laminaire, transitoire et turbulent. Et selon ces auteurs l'effet de la troisième dimension commence à apparaître dès que $Re \geq 389$. Nous avons limité notre travail au premier régime uniquement vu les moyens de calcul disponibles. Nous envisageons de lancer des simulations numériques en 3D en cours d'élaboration et de traiter les deux autres régimes.

L'influence des deux configurations proposées sur le transfert thermique, constituera une perspective intéressante.

BIBLIOGRAPHIE ET WEBOGRAPHIE

- [01] **A.Danet.** Influence des Conditions Amont sur l'Ecoulement Derrière une Marche par la Simulation des Grandes Echelles, Thèse de Doctorat, Université de Grenoble, France , **2001**
- [02] **A Keating, U Piomelli, K Bremhorst and Nesic,** Large-eddy Simulation of Heat Transfer Downstream of a Backward-Facing Step. *Journal of Turbulence*. May (**2004**).
- [03] **A.Valencia, L.Hinojosa,** Numérical Solution of Pulsating Flow and Heat Transfer Characteristics in a Channel With Backward-facing Step, *Heat and Mass Transfer* 32(**1997**)143-148
- [04] **A.F.Ghoniem, Y.Cagnon,** Vortex Simulation of Laminar Recirculation Flow. *AIAA Journal*. Vol 25 N°1, **1987**, pp. 168-171
- [05] **B.F. Armaly, A. LI, Nie. J.H;** “Measurements in three-dimensional laminar separated flow”, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46, 3573–3582. **2003**.
- [06] **B.F. Armaly, F. Durst, J.C.F. Pereira, B. Schönung.** Experimental and Theoretical Investigation of backward-facing step flow.*J.Fluids.Mech.* (**1983**) vol 127 .473-496.
- [07] **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**.
- [08] **Blair Perot, Hudong wang, Modeling** Separation and Reattachment Using the Turbulent Potential Model, Department of Mechanical Engineering University of Massachusetts, Amherst, MA 01003.
- [09] **Chiang. T.P., Tony W.H. Sheu, Fang. C.C,** Numerical investigation of vortical evolution in a backward-facing step expansion flow, *Applied Mathematical Modelling* 23 (**1999**) 915-932.
- [10] **Driver, D.M. Seegmiller, H.L.** Features of Reattaching turbulent Shear Layer in Divergent Channel Flow,”*AIAA Journal*, Vol.23, Feb.**1985**, pp.163-171.
- [11] **Dwarikanath Ratha, Arindam Sarkar,** Analysis of flow over backward facing step with transition Higher Education Press and Springer-Verlag Berlin Heidelberg **2014**.
- [12] **Dwight Barkley, M .Gabriela M. Gomes & Roland D. Henderson,** 3D Instability in Flow over a Backward-Facing Step, *J. Fluid. Mech* (**2002**), vol. 473, pp.167-190

- [13] **F. Durst, J.F.C .Pereira** .Time Dependant Laminar Backward-facing step Flow in a Two Dimensional Duct, Journal of Fluids Engineering Sept(1988) Vol 110/289.
- [14] **Fluent Incorporated.** Fluent User's Guide, 2006
- [15] **Franck Delcayre.** Etude par simulation des grandes échelles d'un écoulement décollé : La marche descendante. Thèse de Doctorat. Institut National Polytechnique de Grenoble 1999.
- [16] **Glockner. S,** "Contribution à la modélisation de la pollution atmosphérique dans les villes", thèse, Université Bordeaux I, 2000.
- [17] **Gong. S. C, Liu. R. G, Chou. F. C, Chiang. A. S. T,** "Chiang Experiment and Simulation of the Recirculation Flow in a CVD Reactor for Monolithic Materials", Experimental Thermal and Fluid Science; 12: 45-51, 1996
- [18] **Guezmir siheme , benabid tahar,** 21ème Congrès Français de Mécanique Bordeaux, 26 au 30 août 2013.
- [19] **Gwang.Hoon.Rhee,Hyung Jin Sung,**Numerical Prediction of Loccally Forced Turbulent Separated and Reattaching Flow.Fluid Dynamics Research 26 (2000) 421-436 .
- [20] **H.I. Abu-Mulaweh,** T.S. Chen , B.F. Armaly ,Turbulent Mixed Convection Flow Over a Backward-facing Step-The effect of the Step Heights.International Journal of Heat and Fluid Flow .23 (2002)758-765
- [21] **H.-J. Kaltenbach,** The Effect of Sweep-Angle Vatiation on the Turbulence Structure in a Separated, Three-Dimensional Flow.Theoret. Comput. Fluid Dynamics (2003) 16: 187-210.
- [22] **H. K. Versteeg et W. Malalasekera.** An introduction to Computational Fluid Dynamics-the finite volume method. Longman Scientific & Technical, 1995.
- [23] **Hans Wengle, André Huppertz, Grünter Bärwolff, Gerd Janke,** The Manipulated Transitional Backward-facing Step Flow: An Experimental And Direct Numerical Simulation Investigation, Eur. J.Mech. B-Fluids 20(2001)25-46.
- [24] **Hans-Jakob Kaltenbach,** Turbulent Flow Over a Swept BackwardFacing Step. European Journal of Mechanics (2003).
- [25] **Hiroshi Iwai, Kazuyoshi Nakabe, Kenjiro Suzuki,** Flow and Heat Transfer characteristics of Backward-Facing Step Laminar Flow in a Rectangular Duct. International Journal and Mass Transfer 43(2000) 457-471.
- [26] **Hung Le, Parviz Moin, John Kim,** Direct Numerical simulation of Turbulent Flow over a Backward-facing Step, J. Fluid. Mech (1997), vol.330, pp, 349-374.
- [27] **J. Kostas, J. Soria, M.S. Chong ,**Particle Image Velocimetry Measurements of a backward-facing Step Flow .Experiments in Fluids 33(2002) 838-853
- [28] **J.H. Nie, B.F. Armaly,** Three-dimensional Convective Flow adjacent to Backward-facing Step-effects of Step Height International Journal of Heat and Mass Transfer 45(2002)

- [29] **J.Tihon, J. Legrand, P. Legentilhomme, Near-Wall Investigation of Backward-Facing Step Flows.** Experiments in Fluids 31(2001)484-493.
- [30] **Jean-François Beaudoin, Olivier cadot, Jean-Luc Aider,** ThreeDimensional Stationary Flow over a Backward-facing Step, European Journal of Mechanics B/Fluids 23(2004)
- [31] **Jens Neumann, Hans Wengle.** DNS and LES of Passively Controlled Turbulent backward-Facing Step Flow. Flow,Turbulentce and Combustion 71: 297-310,2003.
- [32] **Jingyi Zhu,**The Second-Order Projection Method for The BackwardFacing Step Flow, Journal of Computational Physics 117,318-331 (1995)
- [33] John R. Fessler, John K. Eaton, Turbulence Modification by Particles in a Backward-facing Step Flow,J.Fluid. Mech (1999).Vol .394.pp.97 117.
- [34] **K.B. Chun, H. J. Sun,** Visualization of Locally-Forced Separated Flow over a Backward-Facing Step. Experiments in Fluids 25(1998) 133-142.
- [35] **Kouakou Donatien N'dri,** ‘‘Formulation éléments fini espace-temps pour les équations de Navier-Stokes’’, thèse, Université de Montréal, 2001.
- [36] **Lambros Kaiktsis, Peter A. Monkewitz,Global Destabilization of Flow over a Backward-Facing Step.** Physics of Fluids Volume 15.Number 12 Dec (2003).
- [37] **Luke Jongbloed ,** Numerical Study using FLUENT of the Separation and Reattachment Points for Backwards-Facing Step Flow, Rensselaer Polytechnic Institute Hartford, Connecticut, December, 2008.
- [38] **M.Piirto, P.Saarenrinne, H.Eloranta, R. Karvinen,** Measuring Turbulence Energy With PIV in a Backward-Facing Step Flow, Experiments in Fluids 35(2003)
- [39] **M.K.Denham, M.A.Patrick,** Laminar Flow over a downstream-facing step in a two-dimensional flow channel. Trans. Inst. Chem. Eng. 52,361(1974)
- [40] **Marrano. R,** ‘‘Analyse numérique de l’écoulement turbulent se développant derrière une marche descendante par simulation des grandes échelles’’, thèse, Université Montréal, 2001.
- [41] **Martin Skote, Dans S. Henningson,** Direct Numerical of a Separated Turbulent Boundary Layer, J. Fluid .Mech (2002),Vol .471.pp. 107-136.
- [42] **N. Furuichi, M. Kumada.** An experimental Study of a Span wise Structure around a Reattachment Region of a Two-Dimensional Backward-facing Step. Experiments in Fluids 32(2002) 179-187.
- [43] **Olivier Isnard.Dispersion** atmosphérique en présence de groupes d’obstacles. Thèse de doctorat .ECOLE CENTRALE DE LYON -1999.
- [44] **H. K. Versteeg et W. Malalasekera.** An introduction to Computational Fluid Dynamics-the finite volume method. Longman Scientific & Technical, 1995.
- [45] **Ravikanth V.R. Avancha, Richard H. Pletcher,** Large eddy Simulation of the Turbulent

- Flow Past a Backward-facing Step with Heat Transfer and Property Variations, international Journal of Heat and Fluid Flows 23 (2002)601-614.
- [46] **Rome. C**, “Une méthode de raccordement de maillages non-conformes pour la résolution des équations de Navier-Stokes”, thèse, Université Bordeaux I, **2006**.
- [47] **S. D. Hall, M. Behnia, C.A.J. Fletcher, G.I. Morrison**. Investigation of the Secodary Corner Vortex in a benchmark Turbulent backward-Facing Step Using Cross-Correlation particle Imaging Velocimetry. Experiment in Fluids 35 (2003) 139-151.
- [48] **S.V. Patankar**. Numerical heat transfer and fluid flow. Series in Computational Methods in Mechanics and Thermal Sciences, Hemisphere Publishing Corporation, **1980**.
- [49] **Savoie. R**, “Étude numérique d'écoulements de fluides par une méthode vortex : la marche descendante et les cavités sur les ailes de papillons”, thèse, Université de Sherbrooke, **1996**.
- [50] **Seo Young Kim, B. Ha Kang, Jae Min Hyun** , Forced Convection Heat Transfer From two Heated Blocks in Pulsating Channel Flow,Int. J. Heat Mass Transfer. Vol.41 N°.3.pp.625-634, **1998**.
- [51] **Seo Young Kim, H Jin Sung, Jae Min Hyun**, Mixed Convection from Multiples Layered Boards with Cross-Streamwise Periodic Boundary Conditions. Int. J. Heat Mass Transfer Vol.35.N°11.pp.2941-2952. **1992**.
- [52] **Seongwong Kang, Haecheon Choi**, Suboptimal Feedback Control of Turbulent Flow Over a Backward –Facing Step.J. Fluid. Mech, (2002), vol. 463, pp. 201-227.
- [53] **Silveira Neto Aristeu**. Simulation Numérique des grandes échelles d'un écoulement turbulent décollé en aval d'une marche. Thèse de Doctorat. Institut National Polytechnique de Grenoble. Juin **1991**.
- [54] **T.P. Chiang, Tony W. H. Sheu,S. F. Tsai**, Topological Flow Structures In Backward-Facing Step Channels. Computers &Fluids. Vol. 26, N°.4, pp. 321-337, **1997**.
- [55] **Yue-Tzu Yang, Chung-Lun Kuo**, Numerical Study of a BackwardFacing Step with uniform normal Mass Bleed. Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 40 N°7. pp. 1677-1686, **1997**

WEBOGRAPHIE

[01] <http://www.mhtl.uwaterloo.ca/old/onlinetools/airprop/airprop.html>

Bibliographie

يتعلق عملنا بمحاكاة رقمية للتدفق اللزج أو الرقائقي الثنائي الأبعاد لمائع لا انضغاطي خلف درجة منزلة لأرقام رينولدز مختلفة. النتائج المتحصل عليها بواسطة برنامج المعالجة التجاري (ANSYS FLUENT 6.3.26) المستخدم في عمليات المحاكاة تتوافق بشكل جيد مع تلك الخاصة بـ [06]

بالإضافة إلى ذلك، تم تحقيق اثنين من المقترحات، من خلال تعديل الشكل الهندسي للدرجة المنزلة (قوس مقعر وزاوية حادة). الهدف من هذين الشكلين هو تقليل حجم منطقة الجريان العكسي خلف الدرجة المنزلة. المفاتيح: درجة منزلة، جريان لزج أو رقائقي، منطقة الجريان العكسي، حركات الموائع الحسابية (ح م ح).

Résumé

Notre travail traite la simulation numérique de l'écoulement laminaire bidimensionnel, d'un fluide incompressible en aval d'une marche descendante pour différents nombres de Reynolds.

Les résultats obtenus par le code de calcul commercial ANSYS FLUENT 6.3.26, utilisé pour nos simulations, sont en bon accord avec ceux de [06].

En outre, deux propositions, en modifiant la configuration géométrique de la marche descendante (arc concave et angle aigu), ont été réalisées. Ces deux configurations ont pour but de réduire la taille de la zone de recirculation en aval de la marche descendante.

Mots-clés : Marche descendante, écoulement laminaire, zone de recirculation, Mécanique des Fluides Numérique (MFN).

Abstract

Our work concerns the numerical simulation of the two-dimensional laminar flow of an incompressible fluid over a backward-facing step for different Reynolds numbers.

The results obtained by the commercial ANSYS FLUENT CFD code 6.3.26, used for our simulations, are in good agreement with those of [06].

Furthermore, two propositions, by modifying the geometrical configuration of the downward step (concave arc and acute angle), were realized. These two configurations are intended to reduce the size of the recirculation zone downstream of the backward-facing step.

Keywords: Backward-facing step, laminar flow, recirculation zone, Computational fluid dynamics (CFD).