République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Abderrahmane-Mira de Bejaia

Faculté de Technologie
Département de Génie Mécanique

Mémoire

En vue de l'obtention du diplôme de Master en Génie Mécanique

Option : Energétique

Présenté par :
BOUHADJ Malek
CHIKH Fatsah

Thème

ECOULEMENT D'UN FLUIDE REEL DANS UNE CONDUITE HORIZONTALE EN PRESENCE DES ETRANGLEMENTS

Devant le jury composé de :

M[r] F. NAIT BOUDA	***Président***
M[r] M. ALLOUCHE	***Examinateur***
M[r] D. SADAOUI	***Examinateur***
M[r] B. MAZIANI	***Rapporteur***

Session juin 2013



__T__out d'abord,

__O__n aimerait remercie dieu le tout-puissant, de nous avoir donné la force et la patience de pouvoir mener ce travail à terme.

*__N__ous tenons à remercier notre promoteur Mr **B. MEZIANI** de nous avoir encadrés tout le long de ce travail et pour ses conseils et ses orientations.*

*__N__ous tenons à remercier Mr **F. NAIT BOUDA** pour avoir accepté de présider le jury. Qu'il trouve ici l'expression de notre profonde gratitude.*

__N__os sincères remerciement vont également à

*Mr **M. ALLOUCHE** et Mr **D. SADAOUI***

Pour nous faire l'honneur d'examiner notre modeste travail.

__E__nfin nos remerciements s'adressent à toutes les personnes qui

ont contribué de prés ou de loin à réalisation de ce travail

et une pensée va également a tous nous amis qui

nous ont soutenus au cours de ces années.

FATSAH et MALEK



Je dédie ce travail…

A…

Mes chers parents, mes grands parents

Mes oncles et mes tantes

Mes frères et mes sœurs

Mes neveux

Mes amis.

Malek

Mes très chers parents, qui m'ont éclairé le chemin en me donnant la main tout au long de mes années d'étude

« Que dieu me les gardes ».

Mes frères.

Mes sœurs.

Tous mes amis sans exception.

Fatsah

Sommaire

NOMENCLATURE……..... i
LISTE DES FIGURES…… iii
LISTE DES TABLEAUX..…….. vii
INTRODUCTION GENERALE……..... 1

Chapitre I

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I.1 Revues bibliographiques…… 3

Chapitre II

POSITION DU PROBLEME

II.1 Introduction……. 10
II.2 Description du problème……. 10
II.3 Formulation mathématique……. 10
II.3.1 Equation de conservation de la masse…….….. 11
II.3.2 Equation de conservation de la quantité de mouvement …… 11
II.4 Hypothèses simplificatrices…… 11
II.5 Equations du problème……... 11
II.5.1 Equation de conservation de la masse …….. 11
II.5.2 Equation de Navier-Stockes selon (x, y) …….. 11
II.6 Conditions aux limites …….. 12
II.7 Equations adimensionnelles……... 12
II.7.1 Equation de conservation de la masse …….. 12
II.7.2 Equations de quantité de mouvement ……... 12
II.8 Conditions limites sans dimensions……... 13
II.9 Conclusion ……. 13

Chapitre III

METHODES NUMERIQUES

III.1 Introduction…….. 14
III.2 Notions la méthode de volumes finis …….…… 14
III.3 Procédure numérique ……... 14
III.4 Maillage ……... 16
III.5 La discrétisation ……... 16
III.5.1 Intégration du flux total …… 18
III.5.2 Intégration de terme source …….. 19
III.6 Calcul ……... 20
III.6.1 Algorithme SIMPLE …… 20
III.6.2 Méthode de résolution …….. 20
III.6.3 Critère de convergence ……. 21
III.7 Conclusion ……... 21

Chapitre IV

RESULTATS ET DISCUSSIONS

IV.1 Introduction……... 22
IV.1 Propriété physique du fluide …… 22
IV.3 Choix du maillage …… 22
IV.4 Validation …….. 22
IV.5 Résultats et discussions……. 23
IV.5.1 Cas d'un étranglement …….……. 2 3
IV.5.1.1 Effet de la hauteur de l'étranglement.....…… 23
IV.5.1.2 Effet de la longueur de l'étranglement...…… 29
IV.5.2 Cas de deux étranglements en série ……..…… 35
IV.5.2.1 Effet de la même hauteur ….…… 35
IV.5.2.2 Effet des hauteurs déférentes …… 40
IV.5.2.3 Effet des mêmes longueurs …….……. 43

IV.5.2.4 Effet des longueurs déférentes ……..……..…….. 47

IV.5.2.5 Effet de distance entre les deux étranglements…… 49

IV.5.3 Cas de deux étranglements parallèles.……... 53

IV.5.3.1 Effet de la hauteur …….……. 54

IV.5.3.2 Effet de la longueur…. …… ;……... 59

IV.5.3.3 Effet d'espacement entre les étranglements …… 62

IV.6 Conclusion …… 65

CONCLUSION GENERALE…… 66

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUE……..……... 67

Annexe……..…… 70

Nomenclature

A (| P|) **:** Fonction d'un schéma numérique ..... [-]

b : Largeur de la conduite..... [m]

D_e, D_w, D_n, D_s : Flux diffusifs aux interfaces e, w, n, s de l'équation de transport discrétisée .... [-]

i, j : Coordonnées logiques des points..... [-]

h : Hauteur l'étranglement ..... [m]

L : Longueur de la conduite ..... [m]

L_0 : Longueur entre l'entrée de la conduite et l'étranglement..... [m]

L_1 : Longueur de l'étranglement..... [m]

L2 : Longueur entre la sortie de la conduite et l'étranglement ..... [m]

p : Pression ..... [Pa]

P : Pression adimensionnelle ..... [-]

Re : Nombre de Reynolds ..... [-]

S : Terme source de l'équation de transport discrétisée ..... [-]

u, v : Composantes de la vitesse dimensionnelle .....[m/s]

U, V : Composantes de la vitesse adimensionnelle ..... [-]

x, y : Coordonnées cartésiennes dimensionnelles ..... [m]

X, Y : Coordonnées cartésiennes adimensionnelles ..... [-]

Symboles grecs :

Φ : Variable dépendante générale .....[-]

μ : Viscosité dynamique .....[kg/m.s]

ν : Viscosité cinématique ..... [m^2/s]

ρ : Masse volumique .....[kg/m^3]

Ψ : Fonction de courant adimensionnelle .....[-]

Γ : Coefficient de diffusivité .....[-]

Indices et exposants :

*.....Valeur adimensionnelle ou estimé

′.....Corrigé

max……Maximum

Liste des figures

Figure I.1 : Représentation de la géométrie du tube [1]…….. 3
Figure I.2 : La géométrie du tube pliant [9]……. 5
Figure I.3 : Écoulement pulsatile dans une artère carotide saine [16]……. 7
Figure I.4 : Écoulement pulsatile dans une artère carotide resserrée [16]…….. 7
Figure I.5 : Écoulement pulsatile dans une artère carotide en présence d'un stent [16]….. 7
Figure I.6 : Représentation de la géométrie [18]……..... 8
Figure II.1 : Schéma du problème…… 10
Figure III.1 : Volume de contrôle bidimensionnel……. 15
Figure III.2 : Schéma du maillage (a) maillage décalé pour ue (b) et maillage décalé pour vn (c)…… 16
Figure III-3 : Volume de contrôle…… 18
Figure III-4 : Organigramme de calcul…… 21
Figure IV.1 : Comparaison des profils de vitesse axiale U à différentes positions
a) Référence [20], b) présent travail……. 23
Figure IV.2.1 : Les lignes de courant a) Re=100, b) Re=400, c) Re=1000, d) Re=2800 24
Figure IV.2.2 : Les lignes de courant a) Re=200, b) Re=600, c) Re=1400, d) Re=2000... 24
Figure IV.2.3 : Les lignes de courant a) Re=100, b) Re=400, c) Re=700, d) Re=1600….. 24
Figure IV.2.4 : Les lignes de courant a) Re=100, b) Re=200, c) Re=500, d) Re=1500…. 25
Figure IV.2.5 : Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de nombre de Reynolds …… 26
Figure IV.2.6: Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes positions en fonction de Reynolds a) Re=400, b) Re=1000, c) Re=1400……..... 27
Figure IV.2.7 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes positions en fonction de Reynolds a) Re=200, b) Re=600, c) Re=1400……..… 27
Figure IV.2.8 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds a) Re=100, b) Re=400, c) Re=700…… 28
Figure IV.2.9 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes positions en fonction de Reynolds a) Re=100, b) Re=200, c) Re=500……..…….. 28
Figure VI.2.10 : Les profils de la vitesse axiale 'U' en fonction de la hauteur h/b pour Re=600…….....…….. 29
Figure IV.2.11 : Les lignes de courant a) Re=50, b) Re=400, c) Re=1400, d) Re=2800… 29
Figure IV.2.12 : Les lignes de courant a) Re=100, b) Re=400, c) Re=700, d) Re=2200… 30

Figure IV.2.13 : Les lignes de courant a) Re=200, b) Re=400, c) Re=600, d) Re=1500… 30
Figure IV.2.14 : Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de nombre de Reynolds……. 32
Figure IV.2.15 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds a) Re=50, b) Re=400, c) Re=1400…… 32
Figure IV.2.16 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds a) Re=100, b) Re=400, c) Re=700…… 33
Figure IV.2.17 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds a) Re=200, b) Re=400, c) Re=600…… 33
Figure IV.2.18 : Les profils de la vitesse axiale 'U' à la sortie de chaque étranglement 34
Figure IV.3 : la configuration pour notre étude……... 35
Figure IV.3.1 : Les lignes de courant a) Re=400, b) Re=100, c) Re=1400……. 35
Figure IV.3.2 : Les lignes de courant a) Re=200, b) Re=600, c) Re=1400……. 36
Figure IV.3.3 : Les lignes de courant a) Re=100, b) Re=400, c) Re=700,d) Re=1400….. 36
Figure IV.3.4 : Les lignes de courant a) Re=100, b) Re=200, c) Re=500, d) Re=1000….. 36
Figure IV.3.5 : Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de nombre de Reynolds……. 38
Figure IV.3.6: Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds a) Re=400, b) Re=1200…….….. 38
Figure IV.3.7 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds a) Re=200, b) Re=600, c) Re=1400…….. 39
Figure IV.3.8 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds a) Re=100, b) Re=400, c) Re=700…… 39
Figure IV.3.9 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds a) Re=100, b) Re=200, c) Re=500…… 40
Figure IV.3.10 : Les lignes de courant a) Re=, b) Re=400, c) Re=700, d) Re=1400…….. 41
Figure IV.3.11 : Les lignes de courant a) Re=100, b) Re=400,c) Re=700, d) Re=1400…. 41
Figure IV.3.12 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes positions en fonction de Reynolds a) Re=100, b) Re=400, c) Re=700…….. 42
Figure IV.3.13 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes positions en fonction de Reynolds a) Re=100, b) Re=400, c) Re=700…….. 43
Figure IV.3.14 : Les lignes de courant a) Re=100,b) Re=400, c) Re=700, d) Re=2000…. 43
Figure IV.3.15 : Les lignes de courant a) Re=100, b) Re=400, c) Re=600, d) Re=1400… 44
Figure IV.3.16: Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de

nombre de Reynolds……. 45
Figure IV.3.17 : Les profils de la vitesse axiale ‘U’ dans différentes stations en fonction de Reynolds a) Re=100, b) Re=400, c) Re=700…… 46
Figure IV.3.18 : Les profils de la vitesse axiale ‘U’ dans différentes stations en fonction de Reynolds a) Re=100, b) Re=400, c) Re=600…… 46
Figure IV.3.19: Les lignes de courant a) Re=100, b) Re=200, c) Re=400, d) Re=600, e) Re=700, f) Re=1400……. 47
Figure IV.3.20 : Les profils de la vitesse axiale ‘U’ dans différentes stations en fonction de Reynolds a) Re=100, b) Re=200, c) Re=400, d) Re=600, e) Re=70……. 48
Figure IV.3.21 : Les lignes de courant a) Re=100, b) Re=400, c) Re=700, d) Re=1600… 49
Figure IV.3.22 : Les lignes de courant a) Re=100, b) Re=400, c) Re=700,d) Re=1600…. 50
Figure IV.3.23 : Les lignes de courant a) Re=100, b) Re=400, c) Re=700, d) Re=1600… 50
Figure IV.3.24 : Les profils de la vitesse axiale ‘U’ dans différentes stations en fonction de Reynolds a) Re=100, b) Re=400, c) Re=700…… 52
Figure IV.3.25 : Les profils de la vitesse axiale ‘U’ dans différentes stations en fonction de Reynolds a) Re=100, b) Re=400, c) Re=700…… 52
Figure IV.3.26 : Les profils de la vitesse axiale ‘U’ dans différentes stations en fonction de Reynolds a) Re=100, b) Re=400, c) Re=700…… 53
Figure IV.4 : la configuration pour notre étude……... 53
Figure IV.4.1 : Les lignes de courant a) Re=700, b) Re=4100……. 54
Figure IV.4.2: Les lignes de courant a) Re=300, b) Re=1300……. 54
Figure IV.4.3 : Les lignes de courant a) Re=200, b) Re=500…….. 54
Figure IV.4.4: Les lignes de courant a) Re=100, b) Re=200, c) Re=300, d) Re=400……. 54
Figure IV.4.5 : Evolution de l’apparition des zones de recirculation en fonction de nombre de Reynolds……. 56
Figure IV.4.6 : Les profils de la vitesse axiale ‘U’ dans différentes stations en fonction de Reynolds a) Re=700, b) Re=4100…….. 56
Figure IV.4.7 : Les profils de la vitesse axiale ‘U’ dans différentes stations en fonction de Reynolds a) Re=300, b) Re=1300…….. 57
Figure IV.4.8 : Les profils de la vitesse axiale ‘U’ dans différentes stations en fonction de Reynolds a) Re=200, b) Re=500…… 57
Figure IV.4.9 : Les profils de la vitesse axiale ‘U’ dans différentes stations en fonction de Reynolds a) Re=100, b) Re=400…… 58
Figure IV.4.10 : Les profils de la vitesse axiale ‘U’ à la sortie de l’étranglement……... 59

Figure IV.4.11: Les lignes de courant a) Re=100, b) Re=400……. 59
Figure IV.4.12 : Les lignes de courant a) Re=100, b) Re=200, c) Re=550……. 60
Figure IV.4.13 : Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de nombre de Reynolds……. 61
Figure IV.4.14 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds a) Re=100, b) Re=400…… 61
Figure IV.4.15: Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds a) Re=200, b) Re=550…… 62
Figure IV.4.16 : Les lignes de courant a) Re=300, b) Re=700, c) Re=1500……... 62
Figure IV.4.17 : Les lignes de courant a) Re=500,b) Re=1100,c) Re=2300……... 63
Figure IV.4.18 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes positions en fonction de Reynolds a) Re=300, b) Re=700, c) Re=1500…… 64
Figure IV.4.19 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes positions en fonction de Reynolds a) Re=500, b) Re=1100, c) Re=2300…….. 64

Liste des tableaux

Tableau II.1 : conditions aux limites associées au problème……. 12
Tableau II.2 : conditions aux limites adimensionnelles associé au problème…… 13
Tableau III-1 : Les termes de l'équation de transport…… 17
Tableau IV.1 : Comparaison du la vitesse ' U max' pour différents maillages……. 22
Tableau IV.2 : Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de nombre de Reynolds……. 26
Tableau IV.3 : Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de nombre de Reynolds……. 31
Tableau IV.4: Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de nombre de Reynolds……. 37
Tableau IV.5 : Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de Reynolds……... 42
Tableau IV.6: Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de nombre de Reynolds……. 45
Tableau IV.7: Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de Reynolds……... 48
Tableau IV.8 : Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de nombre de Reynolds……. 51
Tableau IV.9 : Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de nombre de Reynolds……. 55
Tableau IV.10 : Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de nombre de Reynolds……. 60
Tableau A.1 : La fonction A ($|Pe|$) pour différents schémas de discrétisation……... 75

Introduction générale

Introduction Générale

Les écoulements dans des conduites déformables sont rencontrés dans nombreuses situations pratiques. Ces écoulements sont complexes et la complexité provient de trois types de paramètres qui sont : Les paramètres liés à la nature du fluide choisi pour modéliser son comportement, les paramètres caractérisant la nature et la géométrie de la paroi du conduit où se produit l'écoulement. Ils interviennent aussi bien au niveau des conditions qu'au niveau de la structure qu'ils imposent à l'écoulement. Enfin, les paramètres liés aux conditions hydrodynamiques, en particulier la nature de l'écoulement et la dépendance des champs des vitesses et pressions. Ajouté à cela l'interaction entre la paroi et le fluide circulant.

Des applications, dans lesquelles des recherches considérables ont été présentées ces dernières années comme les écoulements dans les vaisseaux sanguins, les écoulements dans les cylindres des moteurs à combustion interne, les écoulements de surface libre, le transport des fluides dans des conduites, etc. La principale caractéristique de ces écoulements est leurs instabilité, à la fois par rapport à des modèles d'écoulement et à la forme des parois. Ces dernières années, l'augmentation de la puissance des calculateurs a facilité de nombreuses études sur des écoulements complexes aussi bien de point de vue structure que de point de vue géométrique.

Le présent mémoire a pour but la modélisation et l'analyse des écoulements laminaires d'un fluide réel incompressible dans une conduite horizontale en présence des déformations localisées. Ce travail est réparti en quatre chapitres :

Dans le premier chapitre, nous présenterons les différents travaux concernant l'étude des écoulements dans les conduites déformables.

La modélisation mathématique du problème sera traitée au deuxième chapitre. Les différentes équations qui régissent ce type de problème, à savoir, l'équation de continuité, l'équation de quantité de mouvement, sont présentées. L'introduction de variables adimensionnelles dans ces équations fait ressortir un nombre adimensionnel qui est le nombre de Reynolds.

La résolution numérique des équations de conservation est abordée au troisième chapitre. La méthode des volumes finis est utilisée pour discrétiser les équations de conservation exprimées en variables primitives, c'est-à-dire, en formulation vitesse-pression. Le traitement du couplage de ces variables est réalisé à travers l'utilisation de l'algorithme SIMPLE.

Le quatrième chapitre est consacré à la présentation des résultats des calculs numériques. Nous explicitons dans une première partie l'influence du nombre de Reynolds et les effets de la hauteur et de la longueur d'une déformation sur la structure de l'écoulement. Une deuxième partie est consacrée à l'étude de deux déformations placées du même coté dans la conduite (déformations en série). Enfin une troisième partie qui est consacrée à l'étude de deux déformations de côtés opposés (déformations en parallèle). Les effets supplémentaires des hauteurs, longueur et distance entre déformations sont analysés.

Nous terminerons par une conclusion générale qui synthétise les résultats obtenus et les perspectives de ce travail.

Chapitre I

Etude bibliographique

I-1 Revues bibliographique :

Les études sur les écoulements des fluides dans les conduites déformables sont nombreuses et variées. Plusieurs paramètres sont à prendre en considération tel que la nature du fluide, la géométrie et la structure de la conduite, les conditions physiques. Afin d'assimiler les différents paramètres intervenant dans ces problèmes, nous allons revenir sur quelques études réalisées récemment dans ce domaine.

La stabilité linéaire d'un écoulement de Poiseuille en conduite cylindrique à été étudié par **HAMADICHE et AL-FARKH [1].** Ils ont considéré l'écoulement d'un fluide visqueux de masse volumique constante, en mouvement à l'intérieur d'une conduite de section circulaire et de rayon intérieur R, Figure (II.1). Cette étude concerne l'instabilité due à des modes axisymétriques. Une attention particulière est portée à l'effet du nombre de Reynolds et à la viscosité de la paroi solide. Ils ont démontré que cet écoulement est instable contrairement à l'écoulement de Poiseuille en conduite rigide.

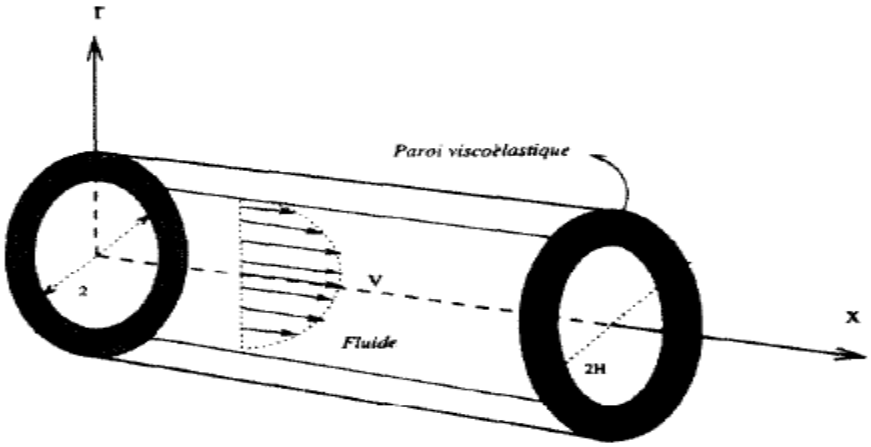


Figure I.1 : Représentation de la géométrie du tube

Leur étude commence en premier temps avec de faibles valeurs du nombre de Reynolds (terme d'inertie négligé), et ensuite ils ont refait le même travail en tenant compte des termes négligés. Leurs résultats ont été comparés avec ceux de **Kumaran [2]** qui a abordée la stabilité d'écoulement en conduite déformable. **Kumaran [2]** a montré, après avoir négligé les termes d'accélération, que l'écoulement est instable pour certaines valeurs des paramètres pris en compte et que cet écoulement est instable lorsque le nombre de Reynolds tend vers l'infini.

Deux écoulements instables dans des tubes pliants et rigides ont été étudiés par **Luo [3]** qui a simulé numériquement sur des modèles bidimensionnels en remplaçant la section élastique par une membrane, ensuite par un faisceau. La méthode des éléments finis est développée pour les

problèmes d'interactions fluide-structure, après avoir comparé les deux modèles. Il a déduit que le modèle fluide-membrane est meilleur que le modèle fluide-faisceau quant il est appliqué aux écoulements instables et lorsque le système atteint la limite de tension, le modèle fluide-membrane n'admet pas une solution régulière.

Les effets de l'instabilité de la paroi sur le profil des vitesses et l'effet de cisaillement de la paroi ont été abordés par **Lee et Xu [4]**. Leur étude qui est basée sur la comparaison entre les trois modèles :

- Modèle d'écoulement pulsatile avec prétention rigide de la paroi.
- Modèle avec chargement statique et uniforme de pression de la paroi.
- Modèle couplé d'écoulement pulsatile avec une paroi conforme.

La stabilité d'un écoulement linéaire visqueux, thermiquement stratifié dans un canal de Poiseuille au-dessus de la surface conforme est examiné par **Standile et Sibanda [5]**. Ils ont employé la méthode spectrale de Chebyshev pour résoudre le système d'équations. L'écoulement est considéré stable avec un profil parabolique de vitesse entre les deux parois. La paroi supérieure est pleine et la paroi inférieure est conforme en créant un gradient de température en maintenant les deux parois à des températures différentes. Ils ont déduit que l'effet de la conformité est semblable au transfert thermique quant il n'est pas considérable et qu'une augmentation dans la conformité du mur donne une stabilité par contre la diminution dans la conformité induit une déstabilisation.

Un modèle unidimensionnel pour prévoir le flux stationnaire dans des tubes pliants a été proposé par **Unhale et al [6].** Pour cela un programme numérique a été développé pour résoudre les écoulements à l'état d'équilibre. Ce modèle prévoit plusieurs phénomènes tels que la formation d'un bombement ascendant pendant que la chute de pression approche et l'étude de coefficient de frottement de la paroi, ce qui inclut un nouveau rapport basé sur le nombre de Reynolds. Ces résultats dépeignent l'importance des forces visqueuses dans l'analyse des écoulements dans des tubes pliants. En outre, l'effet de la tension longitudinale de la paroi sur le système des tubes pliants est rarement étudié, et qu'une augmentation de la tension provoque une diminution de pression pour un débit donné.

Une simulation numérique de flux stationnaire dans un tube conforme est effectuée par **Shim et Kamm [7]** dans un canal conique par le code de calcul ADINA. La stabilité des flux stationnaires n'est pas garantie et d'après eux la question de la stabilité n'est pas à commenter, car les oscillations se produisent souvent dans des conditions semblables, par conséquent elle devra être étudiée par des essais plus étendus en employant les équations dépendantes du temps.

Une méthode générale pour la simulation des écoulements de fluides avec des frontières mobiles et conformes sur des grilles non structurées est publiée par **Zhao et Forhad [8].** Une méthode des volumes finis a été utilisée pour étudier les écoulements instables et l'interaction fluide-structure, et une méthode dynamique de maille est adoptée pour manipuler la grande déformation de champ d'écoulement où cette méthode permet de résoudre les problèmes les plus complexes de l'interaction fluide-structure. Une méthode est appliquée pour étudier des écoulements instables dans un canal avec une impression mobile et une membrane. Ils ont observé que cette méthode est capable de modéliser le grand mouvement de la frontière aussi bien que de capturer les puits de génération et de propagation de vorticité et que les oscillations complexes se sont développées pour toute les caisses des membranes conformes.

L'écoulement stationnaire dans des tubes flexibles à paroi épaisse est analysé par **Marzo et al [9]**. Le problème a été formulé en coordonnées cartésiennes (x, y, z), avec z la direction de l'axe du tube tandis que x et y sont les coordonnées transversales. L'origine est fixée au centre de l'aplatissement en considérant un fluide incompressible. En ajoutant des tubes rigides en amant et en aval de la déformation, et une pression externe agit sur elle, comme il est présenté dans la figure (II.2) :

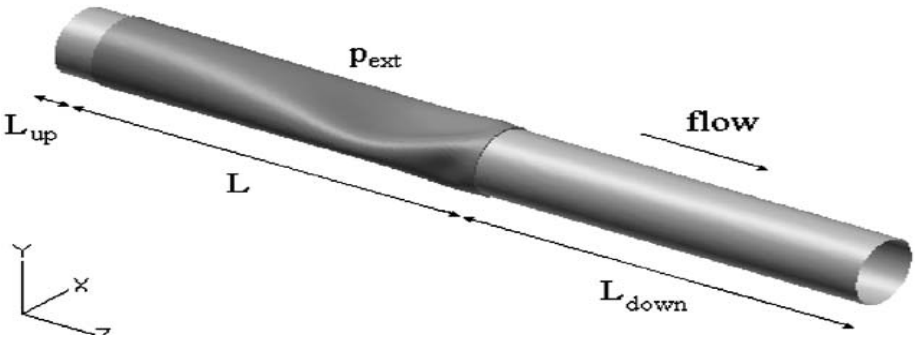


Figure I.2 : La géométrie du tube pliant.

Ils ont modélisé les effets de l'épaisseur de la paroi, en comparant avec les travaux de **Bertran [10]** qui sont fait sur la paroi épaisse et de **Hazel et Heil [11]** qui sont fait sur la tuyauterie diluant-murée, en constatant que le code de calcul FIDAP est capable d'accomplir des taches complexes de l'interaction fluide-structure.

La propagation des vagues dans un tube élastique non homogène rempli d'un fluide non visqueux est analysée par **Kraenkel et al [12],** Ces recherches sont faites pour les maladies artérielles, en constatant une augmentation de l'amplitude des ondes et la diminution d'amplitude des vitesses et un excès de pression. **Tang et al [13]** ont étudié les interactions fluide-structure

qui sont présentées et résolues en utilisant la méthode G.F.D pour simuler l'écoulement de sang dans les artères. **Chakravaty et al [14]** ont analysé l'effet des irrégularités extérieures sur l'écoulement pulsatif instable dans des artères et la variation du profil de la vitesse axiale, ils ont observé une variation considérable dans le profil de la vitesse axiale en constatant que la stabilité de la paroi affecte l'écoulement de la vitesse axiale du sang.

Taibi et al [15] ont étudié numériquement l'écoulement de sang grâce à l'étude d'écoulement non permanant d'un fluide à deux phases dans une conduite déformable, poreuse à paroi élastique et anisotrope. Cette modélisation s'est effectuée par voie théorique et numérique. Les systèmes d'équations sont résolus à l'aide d'une méthode numérique itérative aux différences finies de type implicite pour déterminer le déplacement axial et radial de la paroi. Ensuite, le système d'équations intégrales permet, à chaque instant, de déterminer le gradient de pression, le débit et finalement le profil de vitesse. En observant une augmentation de la pression et une diminution du débit qui est dû à l'accroissement du frottement. L'anisotropie influe sur la pression et le débit. Ils ont mis au point un modèle de calcul pour résoudre les équations qui régissent l'écoulement en conduite déformable à paroi élastique anisotrope et poreuse, et l'analyse de l'influence des paramètres liés à la nature de fluide ainsi que ceux caractérisant la nature de la paroi.

Une étude numérique de l'écoulement pulsatile de sang dans des artères saines, sténoses et stent (une armature de fil employée pour soutenir l'artère) a été menée par **Gay et Zhang [16]** dans le but d'identifier des facteurs hémodynamiques dans le déclenchement, la croissance, et le potentiel de mener aux occlusions graves d'une artère malade. La méthode des éléments finis immergées (IFEM) est adoptée dans cette étude pour incorporer commodément diverses formes géométriques d'artères. Les résultats numériques fournissent l'analyse quantitative détaillée sur le modèle d'écoulement de sang, l'effort de cisaillement de la paroi et temps de résidence des particules. L'analyse de ces paramètres mène à une meilleure compréhension de la formation de caillot de sang et sa localisation dans la sténose et dans le stent de l'artère carotide. Une artère saine est également étudiée pour établir une comparaison. Au début, cette étude est faite pour une artère saine bidimensionnelle droite avec deux parois séparées par une distance d = 0.5cm. Les parois d'artère ont une longueur de 5.0 cm, une profondeur de 0.07 cm et largeur D=0.8 cm incorporées dans un domaine liquide comme il est représenté sur la figure (II.3).

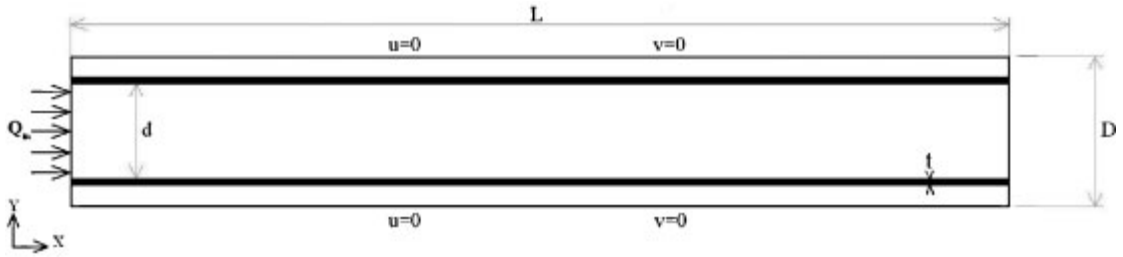


Figure I.3 : Écoulement pulsatile dans une artère carotide saine

En suite, l'étude d'une artère resserrée (sténose) avec des sévérités variables de la sténose. Une construction symétrique est imposée au centre de l'artère loin de la sortie,voir la figure (II.4) de sorte que l'écoulement puisse retourner à un état presque entièrement développé et la frontière de sortie n'influence pas sur les activités qui se produisent en amont.

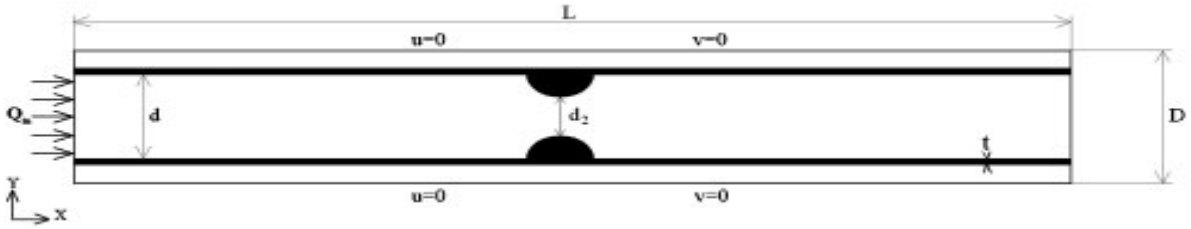


Figure I.4 : Écoulement pulsatile dans une artère carotide resserrée.

Enfin, leur étude termine en insérant un dispositif interventionnel (stent), en supposant que l'artère a une longueur et un diamètre constants, voir la figure (II.5). L'étude de la dynamique d'écoulement de sang est très complexe autour des parois où beaucoup de caractéristiques mécaniques et géométriques sont impliquées. Ainsi, ils ont simplifié le modèle et laissant uniquement les conditions physiologiques raisonnables. Ils ont supposé que l'artère a une longueur et un diamètre constants.

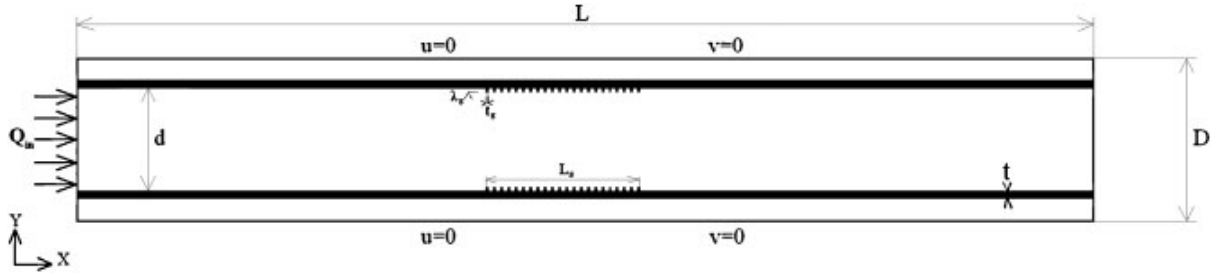


Figure I.5 : Écoulement pulsatile dans une artère carotide en présence d'un stent.

Ils ont conclu que l'effort de cisaillement de la paroi et le temps de séjour sont plus long à l'entrée et à la sortie du stent, alors qu'ils diminuent de manière significative entre les contrefiches stent. Les résultats ont suggéré que les plaquettes/particules soient les plus susceptibles d'être activées près de l'entrée, ils forment les contrefiches intermédiaires d'agrégats

où l'effort de cisaillement est très bas et par la suite à la fin du stent réside un temps de séjour plus long.

D. Calluaud et al [17] ont mené une étude expérimentale et numérique de l'écoulement laminaire d'un fluide autour d'un obstacle de section carrée disposé sur une plaque plane. La mesure de l'écoulement est faite par PIV (Particle Image Velocimetry). La confrontation des deux méthodes ont données les mêmes résultats qui se manifestent par la topologie de l'écoulement, les lignes de séparation, le lâchage tourbillonnaire. A part, une légère formation de tourbillons verticaux lâchés au dessus du cube s'avère un peu plus grande que celle faite par l'expérience. L'influence des murs conformes sur le mouvement péri-statique de fluide visqueux dans un canal flexible avec réaction chimique est analysée par **Hina et al [18].** La modélisation mathématique est basée sur les lois de la masse, du mouvement linéaire, de l'énergie et de la concentration. Les solutions sont données pour la fonction de jet, la température, le champ de concentration et coefficient de transfert thermique. En considérant l'écoulement d'un fluide visqueux dans un canal vertical bidimensionnel de largeur 2d comme représenté dans la figure suivante :

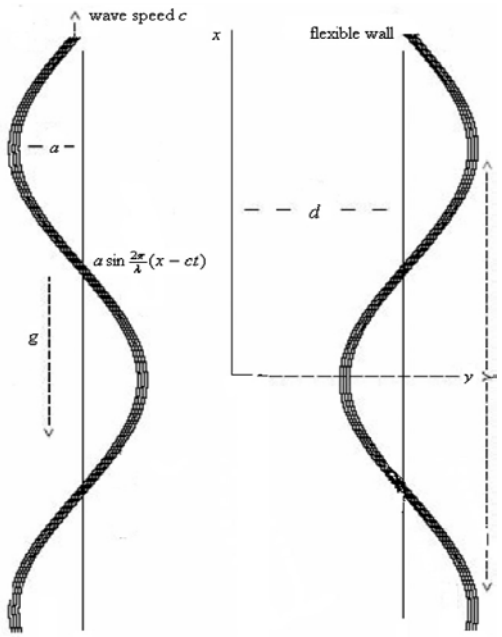


Figure I.6 : Représentation de la géométrie

Ils ont considéré les coordonnées cartésiennes (x, y), avec x la direction de la propagation des ondes, et y la transversal. Les parois du canal sont flexibles et elles ont des températures et concentrations différentes. Ce modèle est utile pour une partie qui traverse le canal-pipe dans lequel la réaction chimique se produit. En analysant les effets de dissipation visqueuse et de réaction chimique dans le fluide visqueux et les parois flexibles. Le problème est résolu par une

technique régulière de perturbation pour un petit nombre de Grashof et un nombre de Reynolds faible. Les vitesses axiales augmentent avec une augmentation du nombre de Grashof. Le nombre de Shmidt et le paramètre de réaction chimique ont un effet semblable sur la distribution de concentration.

Cette étude bibliographique montre la richesse et la variété des domaines où les écoulements des fluides sont rencontrés. Dans le chapitre suivant, nous présenterons le modèle d'écoulement, d'un fluide parfait incompressible, dans une conduite en présence d'une déformation localisée.

Chapitre II

Position du problème

II.1 Introduction :

Les écoulements dans les conduites déformables sont régis par deux groupes d'équations. Les équations de la dynamique des fluides et les équations régissant les structures. Ces deux groupes d'équations sont reliés par des lois d'interactions entre le mouvement du fluide et la déformation de la structure Dans ce chapitre, nous présenterons les équations qui régissent l'écoulement d'un fluide Newtonien dans une conduite en présence des déformations localisées. Les démonstrations nécessaires pour obtenir ces équations sont bien expliquées dans beaucoup d'ouvrages de mécanique de fluide et transfert de chaleur **[19]** et **[20].**

Les équations qui régissent le problème physique sont exprimées en utilisant les principes de conservation de la masse et de la quantité de mouvement. Ces dernières expriment les principes fondamentaux appliqués aux écoulements. Nous commençons par l'écriture des équations sous leurs formes générales, puis en passera aux différents traitements de ces équations ainsi que les conditions aux limites associées.

II.3 Description du problème :

La configuration géométrique étudiée est présentée sur la **figure (III.1),** il s'agit d'un écoulement dans une conduite horizontale dont la paroi présente des déformations localisées avec L_0 la distance entre l'entrée de la conduite et l'étranglement, h la hauteur de l'étranglement, L_1 la longueur de l'étranglement, L_2 la distance entre l'étranglement et la sortie de la conduite, et b la largeur de la conduite.

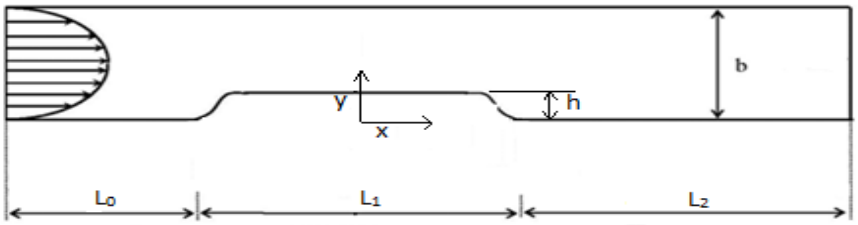


Figure : II.1 : Schéma du problème

$L_0/b=10$, $L_1/b=13$, $L_2/b=18$

II.3 Formulation mathématique :

❖ Les équations générales de transport sont:

- La loi de conservation de masse « équation de continuité »
- La loi de conservation de quantité de mouvement « équation de Navier-Stokes »

La formulation différentielle de ces équations est la suivante :

II.3.1 Equation de conservation de la masse (équation de continuité) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0 \quad \text{(II.1)}$$

II.3.2 Equation de conservation de la quantité de mouvement (Navier-Stockes) :

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = \overrightarrow{F} - \overrightarrow{grad}(\text{p}) + \mu \Delta \vec{v} \quad \text{(II.2)}$$

Dans ces équations, t représente le temps, ρ la masse volumique, $\vec{v}$ le vecteur vitesse du fluide, p la pression, μ la viscosité cinématique du fluide, Δ l'opérateur laplacien.

II.4 Hypothèses simplificatrices :

Des hypothèses simplificatrices sont introduites au niveau de la modélisation afin de simplifier les équations. Nous nous limitons aux hypothèses couramment retenues dans les écoulements réels, qui sont les suivantes :

- L'écoulement est supposé bidimensionnel, stationnaire.
- Le fluide est newtonien, incompressible.
- Le transfert de chaleur est négligeable.
- Le régime d'écoulement est considéré comme étant laminaire.

II.5 Equations du problème :

Dans le cas d'une conduite en présence d'une déformation localisée, et compte tenu des hypothèses précédentes, les équations du modèle mathématique sous forme dimensionnelles sont les suivantes :

II.5.1 Equation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad \text{(II.3)}$$

II.5.2 Equation de Navier-Stockes selon (x, y) :

Suivant x :

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] \quad \text{(II.4)}$$

Suivant y :

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y} \right] \quad \text{(II.5)}$$

II.6 Conditions aux limites :

	u	***v***
Paroi supérieur	0	0
Paroi inférieur	0	0
Entrée	$u(x,y)=6U_0\frac{y}{b}[1-(\frac{y}{b})]$	0
Sortie	$\frac{\partial u}{\partial x}=0$	$\frac{\partial v}{\partial x}=0$

Tableau II.1 : conditions aux limites associées au problème

II.7 Equations adimensionnelles:

L'adimentionnalisation ou la normalisation consiste à transformer les variables dépendantes et indépendantes en variables sans dimensions, c'est-à-dire qu'elles seront normalisées par rapport à certaines grandeurs caractéristiques. Cela permet de spécifié les conditions d'écoulement avec un nombre restreint de paramètres de façon à rendre la solution plus générale.

Pour adimensionnaliser les variables dépendantes et indépendantes, nous employons des quantités caractéristiques qui sont constantes dans tout le champ d'écoulement. Ces quantités sont : U_0, μ, ρ, b.

De façon à rendre les équations précédentes adimensionnelles, elles seront transformées par les relations suivantes : $U=\frac{u}{U_0}$, $V=\frac{v}{U_0}$, $P=\frac{p}{\rho {U_0}^2}$, $X=\frac{x}{b}$, $Y=\frac{Y}{b}$

III.7.1 Equation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial U}{\partial X}+\frac{\partial V}{\partial Y}=0 \qquad \text{(II.6)}$$

III.7.2 Equations de quantité de mouvement :

Selon X :

$$U\frac{\partial U}{\partial X}+V\frac{\partial U}{\partial Y}=-\frac{\partial P}{\partial X}+\frac{1}{Re}\left[\frac{\partial^2 U}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}\right] \qquad \text{(II.7)}$$

Selon Y :

$$U\frac{\partial V}{\partial X}+V\frac{\partial V}{\partial Y}=-\frac{\partial P}{\partial Y}+\frac{1}{Re}\left[\frac{\partial^2 V}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial Y^2}\right] \qquad \text{(II.8)}$$

Où $Re=\frac{bU_0}{\nu}$ est le nombre de Reynolds qui représente le rapport des forces d'inertie hydrodynamique aux forces de viscosité.

III .8 Conditions limites sans dimensions :

La résolution du système d'équations adimensionnelles obtenu précédemment nécessite l'incorporation de conditions aux limites adimensionnelles pour chaque variable du problème.

	U	***V***
Paroi supérieur	0	0
Paroi inférieur	0	0
Entrée	U(X,Y)=6Y [1−Y]	0
sortie	$\frac{\partial U}{\partial X} = 0$	$\frac{\partial V}{\partial X} = 0$

Tableau II.2 : conditions aux limites adimensionnelles associé au problème

II.9 Conclusion :

Dans cette partie, nous avons établi pour le problème traité le modèle mathématique. Ce dernier est constitué d'un système d'équations, complété par des conditions aux limites. Il s'agit d'un système complexe formé par des équations qui sont issues de la mécanique des fluides. Les équations de bilan sont donc connues mais :

- la résolution analytique de ces équations de bilan n'est pratiquement jamais réalisable.
- Les non-linéarités visibles dans les équations sont principalement à l'origine des difficultés pour obtenir une solution analytique.

Donc, l'utilisation des méthodes numériques s'avère indispensable pour la résolution des équations du modèle mathématique. Dans notre étude, nous allons utiliser le logiciel FLUENT basé sur la méthode des volumes finis.

Chapitre III

Méthode numérique

III.1 Introduction :

Le problème d'écoulement d'un fluide dans une conduite en présence d'une déformation localisée, sera résolu numériquement. Cette dernière consiste à transformer le système d'équations aux dérivées partielles et les conditions aux limites, qui gouvernent le problème dans un domaine continu, en un système d'équations algébriques, en utilisant une grille de discrétisation, qui seront résolues numériquement. Le système d'équations algébriques résultant est non linéaires dont les inconnues représentent les propriétés discrètes du fluide aux nœuds de la grille.

La méthode des volumes finis est utilisée pour discrétiser le domaine d'étude avec des volumes de contrôles quadrilatéraux et un maillage uniforme. le couplage vitesse-pression est réalisé via l'algorithme SIMPLE développée par **Spalding** et **Patankar [19]**. Sa grande simplicité de mise en œuvre a fait qu'elle a connu un essor depuis les années 1970-1980. Cet algorithme est à l'origine de la majorité des codes de calculs (Phoenics, Fluent...). La méthode des volumes finis qui se distingue par sa fiabilité quand aux résultats, son adaptation au problème physique, sa garantie pour la conservation de masse et de quantité de mouvement et de tout scalaire transportable sur chaque volume de contrôle et dans tout le domaine de calcul.

III.2 Notions sur la méthode des volumes finis :

Dans le but de ne pas trop alourdir ce mémoire nous allons évoquer les bases de la méthode des volumes finis et pour de plus amples détails l'ouvrage de **Patankar [19]** constitue un excellent guide.

La résolution du problème cité précédemment, par la méthode des volumes finis, passe par les étapes suivantes :

- Maillage du domaine physique de calcul (distribution des volumes de contrôle)
- Discrétisation des différentes équations régissant le phénomène considéré.
- Choix d'un algorithme de résolution des systèmes d'équations obtenues après discrétisation.

III.3 Procédure numérique :

Afin de résoudre numériquement le système d'équations aux dérivées partielles établies dans le chapitre précédent, nous allons procéder à leurs discrétisations dans le but d'obtenir un système d'équations algébriques dont la résolution permet de déterminer les champs de vitesses et pression au niveau de l'ensemble du domaine. La méthode des volumes finis a été adoptée pour discrétiser

les équations et l'utilisation de l'algorithme SIMPLE **[19]** permet de corriger les valeurs de la pression sur un maillage non uniforme.

La méthode des volumes finis a été décrite pour la première fois en 1971 par **Patankar** et **Spalding** et publiée en 1980 par **Patankar [19]**. Le principe de méthode des volumes finis est basé sur une technique de discrétisation qui convertit les équations de conservation aux dérivées partielles en équations algébriques qui peuvent être résolues numériquement. Le domaine de calcul est divisé en un nombre fini de sous-domaines élémentaires, appelés volumes de contrôle, Chacun de ces derniers englobe un nœud dit nœud principal, comme indiqué dans la Figure (III-1). La technique des volumes de contrôle consiste, par l'intégration des équations aux dérivées partielles sur chaque volume de contrôle pour obtenir des équations discrétisées qui conservent toutes les grandeurs physiques sur ce dernier.

Les différentes étapes de la méthode des volumes finis sont :

- La discrétisation du domaine considéré en volume de contrôle;
- La formulation intégrale des équations différentielles aux dérivées partielles;
- Écriture des équations algébriques aux nœuds du maillage ;
- Résolution du système algébrique linéaire obtenu.

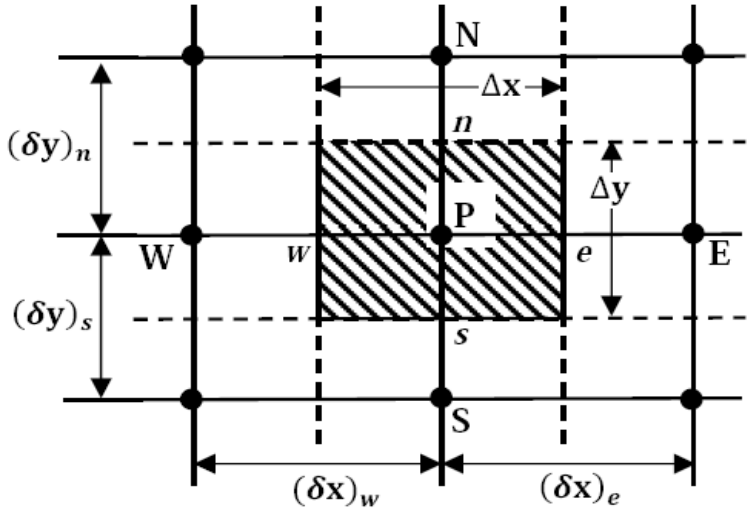


Figure III-1 : Volume de contrôle bidimensionnel.

Le volume de contrôle est montré par la Figure III-1, Pour un nœud principal P, les points E et W (Est et Ouest) sont des voisins dans la direction x, tandis que N et S (Nord et Sud) sont ceux dans

la direction y. Le volume de contrôle entourant P est montré par les lignes discontinues. Les faces du volume de contrôle sont localisées aux points *e* et *w* dans la direction x, *n* et *s* dans la direction y.

III.4 Maillage :

Le maillage est la subdivision du domaine d'étude en grilles longitudinales et transversales dont l'intersection représente un nœud. La discrétisation du domaine est obtenue par un maillage constitué d'un réseau de points (nœuds). Ainsi un élément de volume (volume de contrôle) est défini autour de chaque nœud.

Les grandeurs scalaires (pression) sont stockées dans le nœud P du maillage, tandis que les grandeurs vectorielles (u et v) sont stockées aux milieux des segments reliant les nœuds. L'équation générale de transport est intégrée sur le volume de contrôle associé aux variables scalaires et les équations de quantité de mouvement sont intégrées sur le volume de contrôle associé aux composantes de vitesse **[20]**.

Le volume de contrôle de la composante longitudinale (u) est décalé suivant la direction (x) par rapport au volume de contrôle principale, celui de la composante transversale (v) est décalé suivant la direction de (y). Ce type de maillage dit : « maillage décalé » permet une bonne approximation des flux convectifs et une meilleure évaluation des gradients de pression ainsi qu'une stabilisation numérique de la solution.

La construction des volumes de contrôle et le maillage décalé sont montrés dans le schéma suivant :

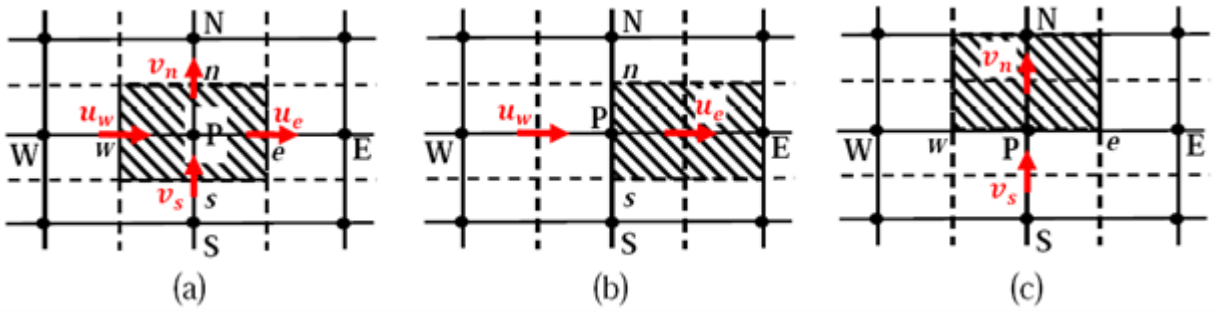


Figure III-2 : Schéma du maillage (a) maillage décalé pour u_e (b) et maillage décalé pour v_n (c).

III.5 La discrétisation :

Les équations de conservation présentées précédemment peuvent être écrites sous une forme commune. Cette formulation permet de ne pas répéter le travail de discrétisation pour chaque équation. Si on note Φ la variable étudiée, Chacun des équations peut être réduite à une seule équation générale, en coordonnées cartésiennes selon la forme :

$$\underbrace{\sum_{j=1}\frac{\partial}{\partial X_j}(\rho U_j \Phi)}_{C} = \underbrace{\sum_{j=1}\frac{\partial}{\partial X_j}\left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial X_j}\right)}_{D} + \underbrace{S_\Phi}_{S} \qquad \text{(III. 1)}$$

Avec :

C: Terme de convection.

D: Terme de diffusion.

S: Terme source.

Γ_Φ : coefficient de diffusion.

Pour chaque variable Φ, l'équation de transport s'écrit dans le cas stationnaire, bidimensionnel :

$$\frac{\partial}{\partial X}(\rho U\Phi)+\frac{\partial}{\partial Y}(\rho V\Phi)=\frac{\partial}{\partial X}(\Gamma\frac{\partial \Phi}{\partial X})+\frac{\partial}{\partial Y}(\Gamma\frac{\partial \Phi}{\partial Y})+S_\Phi \qquad \text{(III.2)}$$

Pour notre problème nous donnons la définition de Φ, Γ et S_Φ dans le tableau suivant :

Grandeur transportée	**Φ**	$\boldsymbol{\Gamma}$	$\boldsymbol{S_\Phi}$
Conservation de masse	1	0	0
Quantité de mouvement selon x	U	$\frac{1}{Re}$	$-\frac{\partial P}{\partial X}$
Quantité de mouvement selon y	V	$\frac{1}{Re}$	$-\frac{\partial P}{\partial Y}$

Tableau III-1 : Les termes de l'équation de transport.

Cette équation (III.2) est discrétisée et le système d'équation aux dérivées partielles est résolu pour chaque valeur successive de Φ. Le système prend alors la forme d'une équation très condensée.

L'équation (III.2) peut être écrire sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial X}(J_X) + \frac{\partial}{\partial Y}(J_Y) = S_\Phi \qquad \text{(III.3)}$$

Avec :

$$\begin{cases} J_X = \rho U \Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial X} \\ J_Y = \rho V \Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial Y} \end{cases} \quad \text{(III.4)}$$

J_x et J_y, sont les flux totaux (convection et diffusion) par unité de surface dans les directions x et y.

La discrétisation consiste à transformer l'équation différentielle de transport en un système d'équation algébrique. L'équation (III.3) est d'abord intégrée sur le volume de contrôle figure III-3 :

$$\underbrace{\int_s^n \int_w^e \left(\frac{\partial J_X}{\partial X} + \frac{\partial J_Y}{\partial Y}\right) dxdy}_{I} = \underbrace{\int_s^n \int_w^e (S_\Phi)\, dxdy}_{II} \quad \text{(III.5)}$$

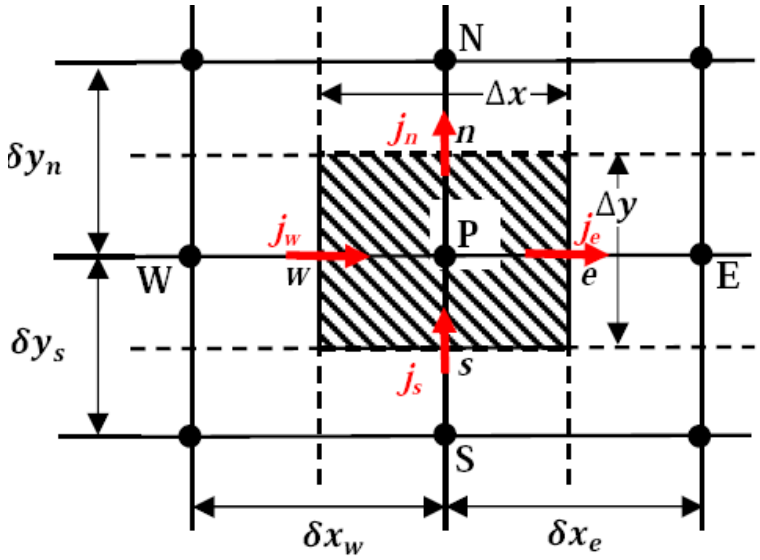


Figure III-3 : Volume de contrôle.

Pour pouvoir approximer l'équation sous forme algébrique, on considère les hypothèses suivantes :

- La variable généralisée. varie linéairement entre les nœuds principaux dans les deux directions.
- Les termes convectifs et diffusifs sont uniformes à travers les faces correspondantes.
- Le terme source est uniforme sur le volume de contrôle.

III.5.1 Intégration du flux total :

L'intégration du terme convectif et diffusif (terme (I) de l'équation (III.5)) sur tout le volume de contrôle est :

$$I = \int_s^n \int_w^e \left(\frac{\partial J_X}{\partial X} + \frac{\partial J_Y}{\partial Y}\right) dxdy \quad \text{(III.6)}$$

$$I = \int_s^n \int_w^e \left(\frac{\partial J_X}{\partial X}\right) dxdy + \int_s^n \int_w^e \left(\frac{\partial J_Y}{\partial Y}\right) dxdy \quad \text{(III.7)}$$

$$I = ((J_X)_e - (J_X)_w) \int_s^n dy + ((J_Y)_n - (J_Y)_s) \int_w^e dx \quad \text{(III.8)}$$

$$I = (J_X)_e \Delta y - (J_X)_w \Delta y + (J_Y)_n \Delta x - (J_Y)_s \Delta x \quad \text{(III.9)}$$

Si on pose :

$j_e = (J_X)_e \Delta y$ $\quad$ $j_n = (J_Y)_n \Delta x$

$j_w = (J_X)_w \Delta y$ $\quad$ $j_s = (J_Y)_s \Delta x$

Donc l'expression de terme (I) devient :

$$I = j_e - j_w + j_n - j_s \quad \text{(III.10)}$$

III.5.2 Intégration de terme source :

L'intégration du terme source (terme (II) de l'équation (III.5)) sur tout le volume de contrôle est :

$$II = \int_s^n \int_w^e S_\Phi dxdy = \int_s^n \left[\int_w^e S_\Phi \, dx\right] dy \quad \text{(III. 11)}$$

Donc :

$$II = \overline{S_\Phi} \, \Delta x \Delta y \quad \text{(III.12)}$$

Où $\bar{S}_\Phi$ est la valeur moyenne du terme source sur le volume de contrôle. Quand le terme source dépend da la variable dépendante. Cette dépendance doit être exprimée par une relation linéaire, ceci permettra d'utiliser les méthodes de résolution des systèmes linéaires. La linéarisation est l'évolution de la valeur moyenne $\overline{S_\Phi}$ qui peut être fonction de la variable dépendante, leur valeur est donc calculée à chaque itération à partir des nouvelles des variables dépendantes.

Suite a la résolution des équations algébriques adoptées, le terme source sera linéarisé de façon à forcer la convergence, de sorte que :

$$\overline{S_\Phi} = S_c + S_p \Phi_p \quad \text{(III.13)}$$

Où S_c est la partie constante qui ne dépend pas explicitement de S_p. S_p est la pente de Φ_p.

Il est nécessaire que le coefficient S_p soit inférieur à zéro pour que la solution soit numériquement stable et que la convergence soit plus rapide.

III.6 Calcul :

Le résultat de la discrétisation des équations différentielles de transport est un ensemble d'équations algébriques non linéaires. Si on divise le domaine de calcul en N mailles selon *x* et en M mailles selon *y*, on aura un système de N× M équations algébriques non linéaire pour chaque variable Φ considérée. Rappelons que les variables Φ dans notre problème, sont la température T et les deux composantes de la vitesse *u* et *v*. Un problème subsiste du fait qu'il n'existe pas d'équation donnant directement le champ de pression. Il faut faire à une méthode itérative.

On utilise un algorithme de correction de pression appelé SIMPLE.

III.6.1 Algorithme SIMPLE :

Normalement, si le champ de pression est connu, la résolution de l'équation de quantité de mouvement donne un champ de vitesse qui vérifie automatiquement l'équation de continuité. Mais comme aucune information sur la pression ne peut être obtenu de l'équation de continuité on est amené à résoudre ce problème par un algorithme itératif, c'est-à-dire on utilise une distribution quelconque de la pression pour résoudre l'équation de mouvement, le champ de vitesse obtenu ne vérifie pas l'équation de continuité, puisqu'il a été déduit d'un champ de pression quelconque. L'idée est de déduire de l'équation de continuité une équation pour corriger la pression, alors cette nouvelle pression est réutilisée pour calculer un nouveau champ de vitesse et ainsi de suite jusqu'a convergence de toutes les variables du problème. **Patankar** et **Spalding** (1972) **[19]** désignèrent cet algorithme ''SIMPLE'' (**S**emi-**I**mplicit **M**ethod for **P**ressure-**L**inked **E**quations).

III.6.2 Méthode de résolution :

Les équations (III. 2) sont discrétisées avec la méthode des volumes finies elles donnent un système d'équations algébriques non linaire, pour résoudre ce système on considère la notion indicielle afin de faciliter la programmation des étapes de calcul. Donc l'équation de discrétisation générale de transport (III.5) prend la forme suivante :

L'équation peut se mettre sous la forme matricielle :

$$\{A\}[\Phi] = [S] \qquad \text{(III.14)}$$

III.6.3 Critère de convergence :

A chaque pas du temps, la mise à jour des nouvelles variables physiques est faite jusqu'à ce que le critère de convergence : $R^{\Phi}=\left|\frac{\Phi^{n+1}-\Phi^{n}}{\Phi^{n}}\right|<\varepsilon,$ soit satisfait comme le montre l'organigramme suivant :

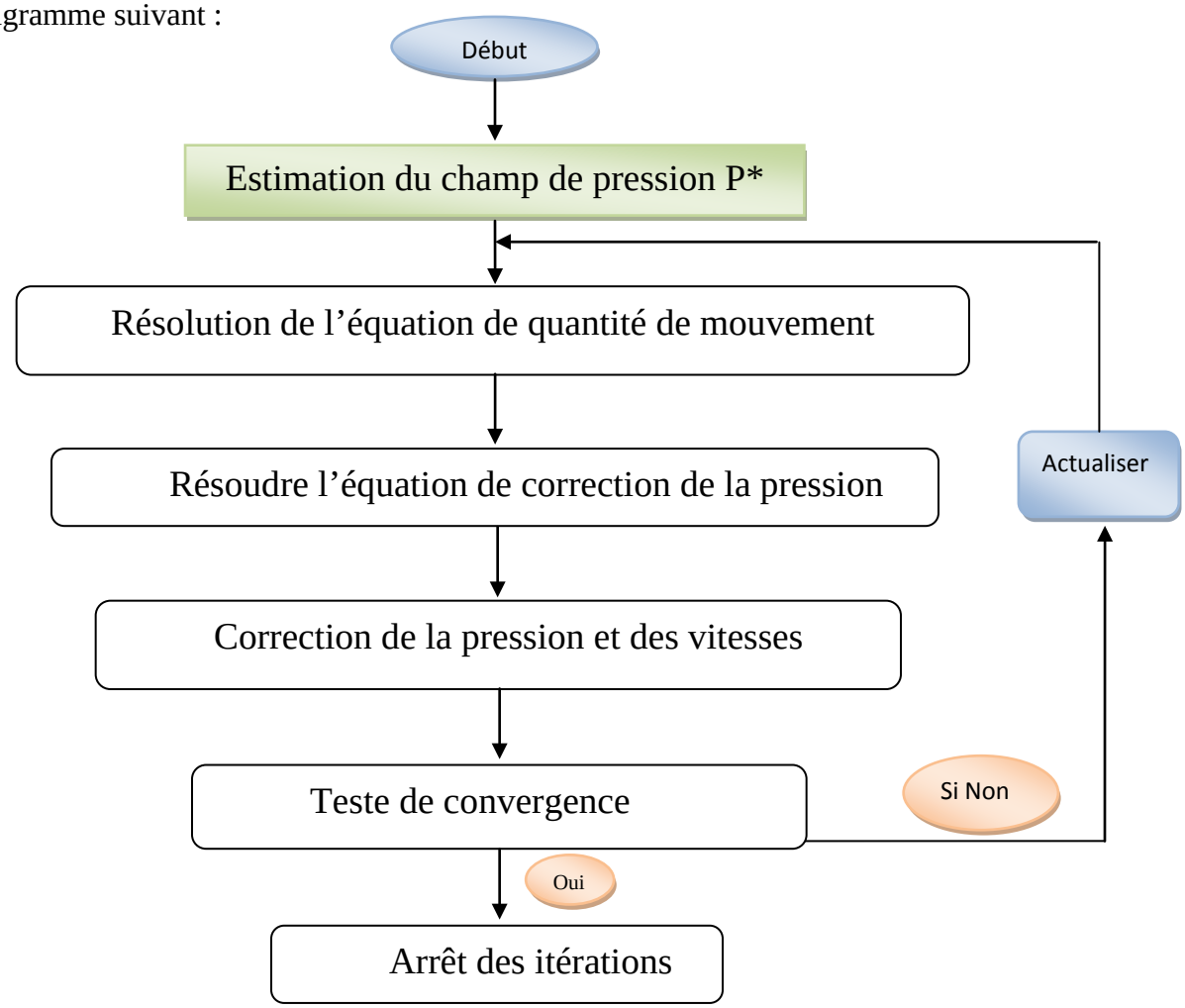


Figure III-5 : Organigramme de calcul.

III.6 Conclusion :

A travers ce chapitre, nous avons présenté brièvement la méthode des volumes finis, les étapes de discrétisation de modèle mathématique et de résolution des équations algébriques, ainsi que l'algorithme de résolution SIMPLE et son fonctionnement.

Chapitre IV

Résultats et discussions

IV.1 Introduction:

Dans ce mémoire, nous nous sommes intéressés aux écoulements d'un fluide Newtonien dans une conduite horizontale en présence des déformations localisées. Les équations et les paramètres régissant le problème sont posés et mis en exergue. Nous avons donné un aperçu sur les méthodes numériques appliquées à la résolution de ce type de problème. Dans ce chapitre, nous présenterons les différents résultats obtenus après simulation du problème sur le code de calcul FLUENT.

IV.1 Propriété physique du fluide :

Le fluide qui circule dans la conduite est de l'eau.

L'écoulement à l'intérieur de la conduite est contrôlé par le nombre de Reynolds.

Les données sont :

- ✓ Masse volumique ρ=998.2 kg.m^{-3}
- ✓ Viscosité dynamique μ=1.003 10^{-3} kg.m^{-1}.s^{-1}

IV.3 Choix du maillage :

Le choix du maillage a une grande importance sur la précision des résultats et le temps de calcul, afin d'optimiser ces paramètres nous avons effectué plusieurs simulations testes pour différents maillages. Le tableau suivant nous donne les valeurs des vitesses adimensionnelles maximales au milieu de chaque étranglement pour Re=400.

Re=400					
Grille	102×30	136×40	205×50	412×60	514×70
U_{max}	2.84602	2.850945	2.852933	2.852956	2.852981
V_{max}	0.3110403	0.3326251	0.3483015	0.3483289	0.3483544

Tableau IV.1 : Comparaison du la vitesse ' U max' pour différents maillages.

Les résultats des différents maillages sont très proches, nous choisissons de prendre un maillage (205×50), car il nous offre un bon compromis entre la précision des résultats et le temps de calcul.

IV.4 Validation :

La validation préalable du problème traité est nécessaire afin qu'on puisse élaborer des comparaisons justes et objectives des résultats obtenus par nos simulations numériques, avec les autres résultats expérimentaux ou numériques.

Une comparaison a été faite avec les résultats numériques obtenus par **Y.Rouizi et al [21]**

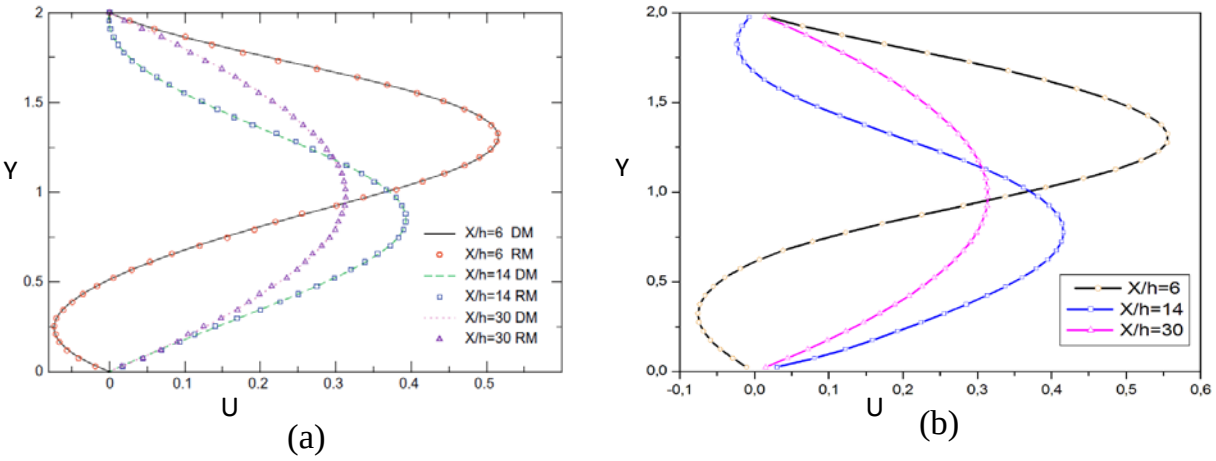


Figure IV.1 : Comparaison des profils de vitesse axiale U à différentes positions

a) Référence [21], b) présent travail

Ces graphes montrent que les profils des vitesses obtenu par notre code de calcul aux différentes positions étudiées sont similaires aux profiles donnés par **Y. Rouizi et al [21].** Cette validation permet de conforter notre choix sur la grille du maillage adoptée et le code utilisé.

Dans la suite, nous exposerons les résultats obtenus dans le cas d'une seule déformation ensuite de deux déformations.

IV.5 Résultats et discussions :

Les résultats de nos simulations numériques pour les trois parties sont présentés comme suit :

- Les contours de la fonction de courant;
- Les profils de la vitesse axiale adimensionnelle 'U' dans différentes positions X;

En ce qui concerne les différents profils, on propose de les étudier à différentes positions de la conduite.

IV.5.1 Cas d'un étranglement :

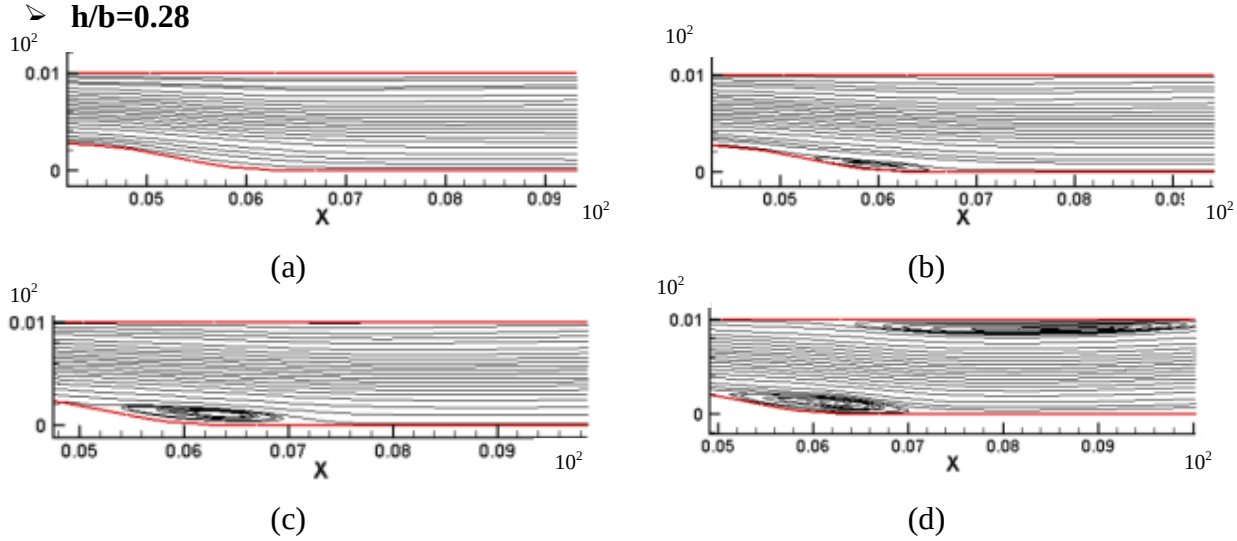
Dans cette partie, nous allons montrer les résultats obtenus dans le cas d'une seule déformation localisée. Nous nous somme intéressé aux effets de la hauteur et de la longueur de la déformation sur les lignes du courant et les vitesses pour différents nombres de Reynolds. Les résultats des différentes simulations sont comme suit :

IV.5.1.1 Effet de la hauteur de l'étranglement :

La géométrie possède un seul étranglement de longueur $L_1/b=13$, et une hauteur h/b qui varie.

❖ Etude des lignes de courants en fonction de Reynolds :

➢ h/b=0.28

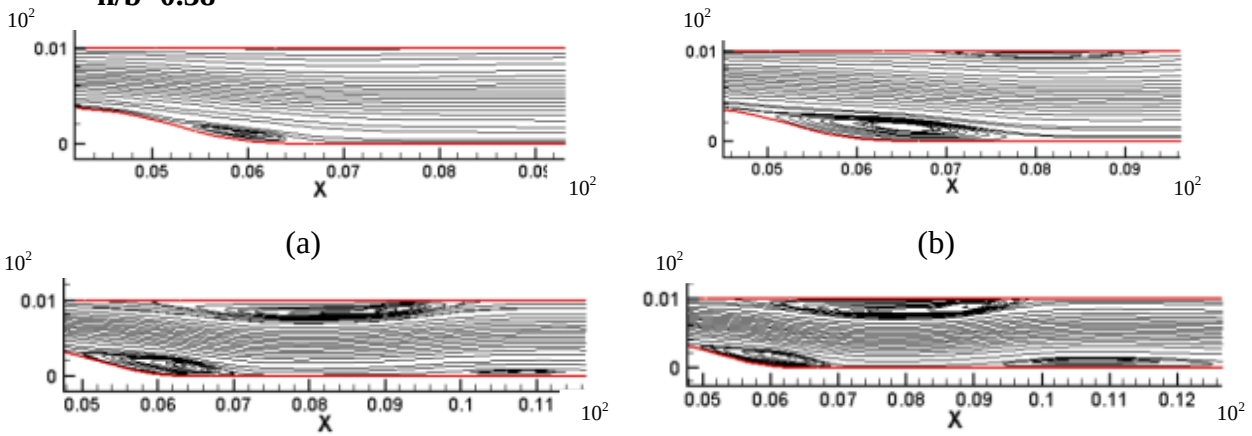


(a) (b)

(c) (d)

Figure IV.2.1 : Les lignes de courant, a) Re=100, b) Re=400, c) Re=1000, d) Re=2800

➢ h/b=0.38

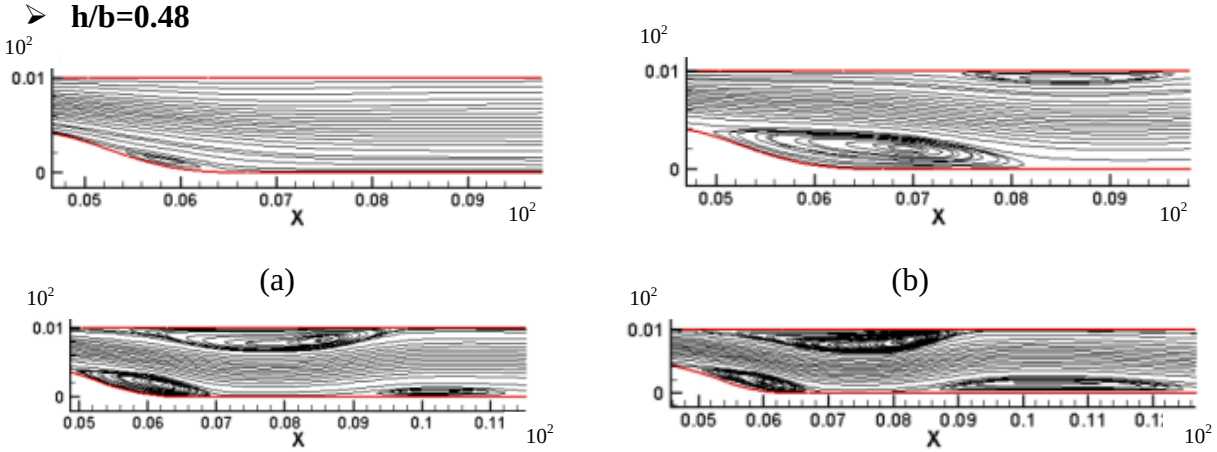


(a) (b)

(c) (d)

Figure IV.2.2 : Les lignes de courant, a) Re=200, b) Re=600, c) Re=1400, d) Re=2000

➢ h/b=0.48



(a) (b)

(c) (d)

Figure IV.2.3 : Les lignes de courant, a)Re=100, b) Re=400, c) Re=700, d) Re=1600

➢ **h/b=0.58**

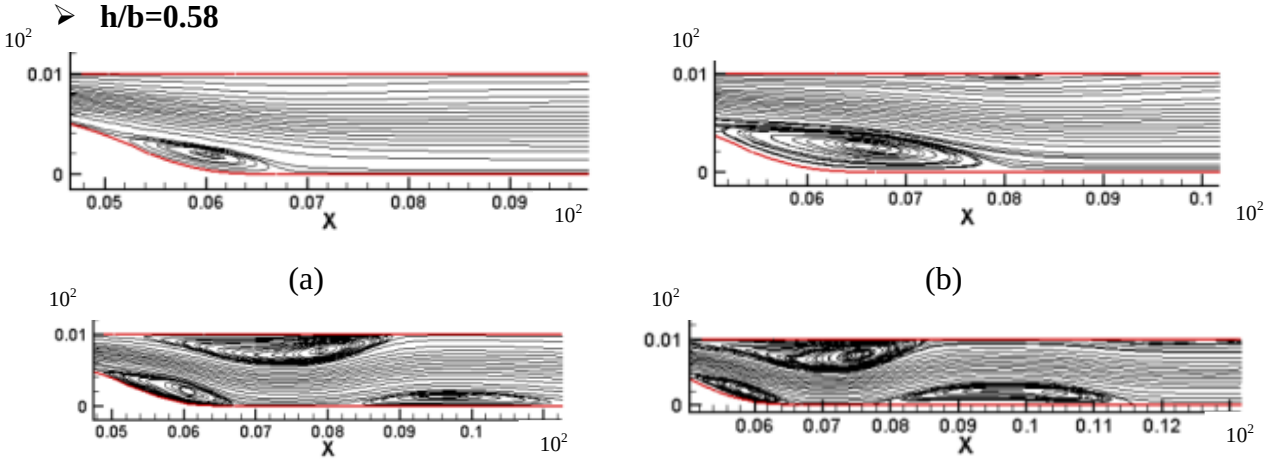


Figure IV.2.4 : Les lignes de courant, a) Re=100, b) Re=200, c) Re=500, d) Re=1500

✓ **h/b=0.28**

Les lignes de courant sont quasi parallèles pour des faibles Reynolds, Figure (IV.2.1.a). Lorsque nous augmentons le nombre de Reynolds, l'écoulement commence à se perturber et on observe l'apparition de la première zone de recirculation à Re=400 à la sortie de la déformation, Figure (IV.2.1.b). Une zone de recirculation implique un gradient de pression négatif et des vitesses qui se développent à contre-sens de l'écoulement.

Une deuxième zone de recirculation apparait à Re=1000 du côté opposé de la première zone. Cette deuxième zone s'élargit plus rapidement que la première lorsqu'on augmente le nombre de Reynolds. Plus ce dernier augmente, plus les deux zones se rapprochent l'une de l'autre, ce qui mène à un écoulement turbulent.

✓ **h/b=0.38**

On remarque que la première zone de recirculation apparait à Re=200, et en augmentant le nombre de Reynolds ce qui nous donne deux zones de recirculations de plus ; l'une à Re=600 et l'autre à Re=1400, et ces zones augmentent en largeur de faite qu'on augmente le nombre de Reynolds jusqu'à ce que le régime d'écoulement se rapproche du régime turbulent qui est à partir de Re=2000.

✓ **h/b=0.48**

A Re=100, la première zone de recirculation apparait, et en faisant augmenter le Reynolds, deux autre zones apparaissent à Re=400, Re=700 respectivement, et l'écoulement entre dans le régime turbulent à partir de Re=1600.

- ✓ **h/b=0.58**

On remarque quatre zones de recirculation qui apparaissent, elles s'imposent sur la surface au fur et à mesure qu'on augmente le nombre de Reynolds jusqu'à ce que le régime soit turbulent à partir de Re=1500.

Dans toutes les configurations on peut constater que La hauteur de l'étranglement influe sur le régime de l'écoulement et l'apparition des zones de recirculation. Ces apparitions reviennent au décollement de la couche limite, ou les forces de viscosité ne sont plus assez importantes pour assurer l'écoulement stable est ceci forme des sillages (zones de recirculation).

Tableau des Reynolds critique:

h/b	Apparition de la première zone	Apparition de la deuxième zone	Apparition de la troisième zone	Apparition de la quatrième zone	Re critique
0.28	400	1000	/	/	2800
0.38	200	600	1400	/	2000
0.48	100	400	700	/	1600
0.58	100	200	500	1500	1500

Tableau IV.2 : Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de nombre de Reynolds

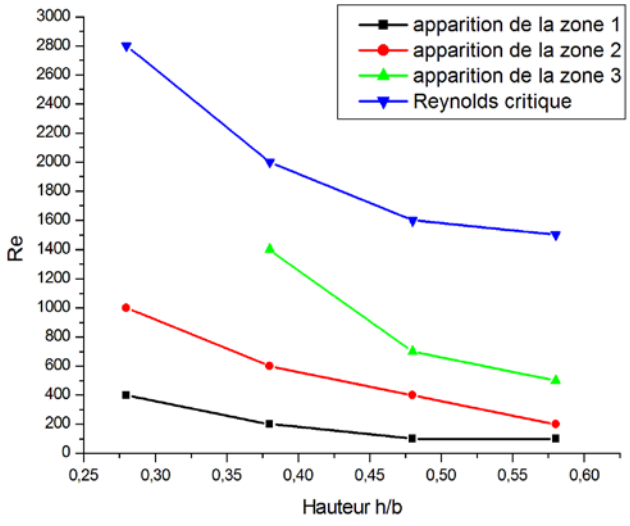


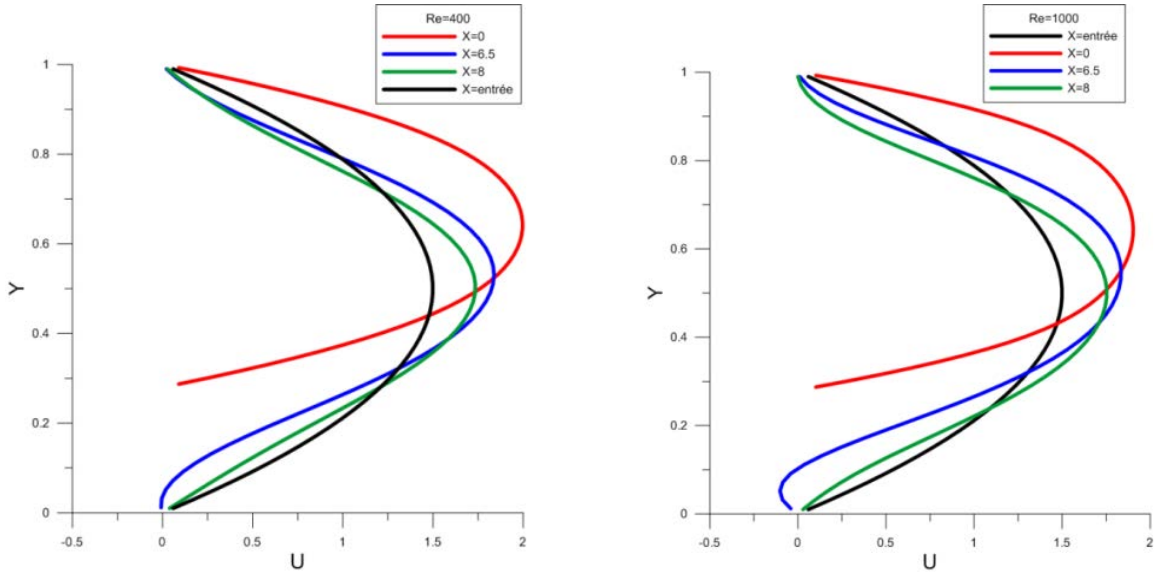
Figure IV.2.5 : Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de Reynolds

Nous constatons dans ce graphe que les zones de recirculation apparaissent à des Reynolds de plus en plus faibles lorsque la hauteur de la déformation augmente. Pour chaque hauteur, nous

avons trois zones de recirculation avant que l'écoulement bascule vers un régime turbulent. Dans le cas de la hauteur h=0.28, il existe seulement deux zones de recirculation.

❖ Etude des profils de vitesse :

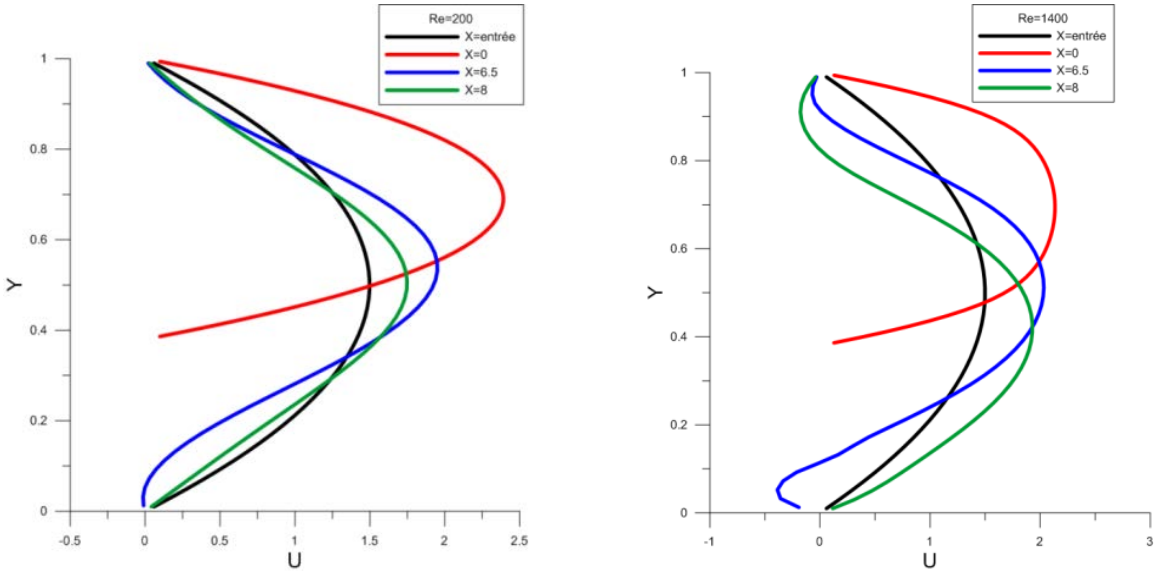
➢ h/b=0.28



(a) (b)

Figure IV.2.6: Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes positions en fonction de Reynolds, a) Re=400, b) Re=1000

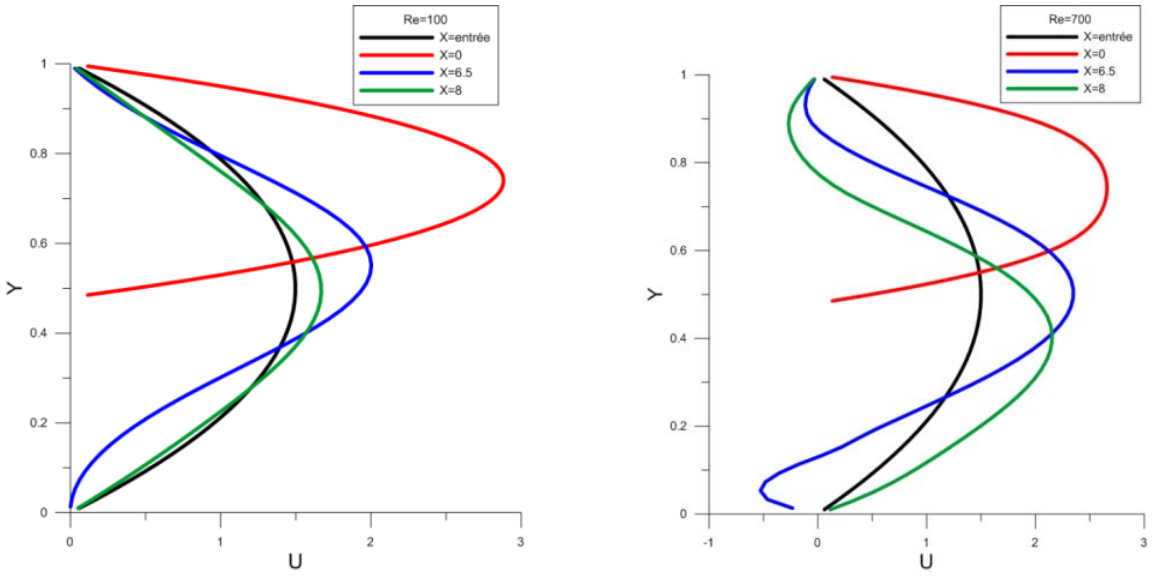
➢ h/b=0.38



(a) (b)

Figure IV.2.7 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes positions en fonction de Reynolds, a) Re=200, b) Re=1400

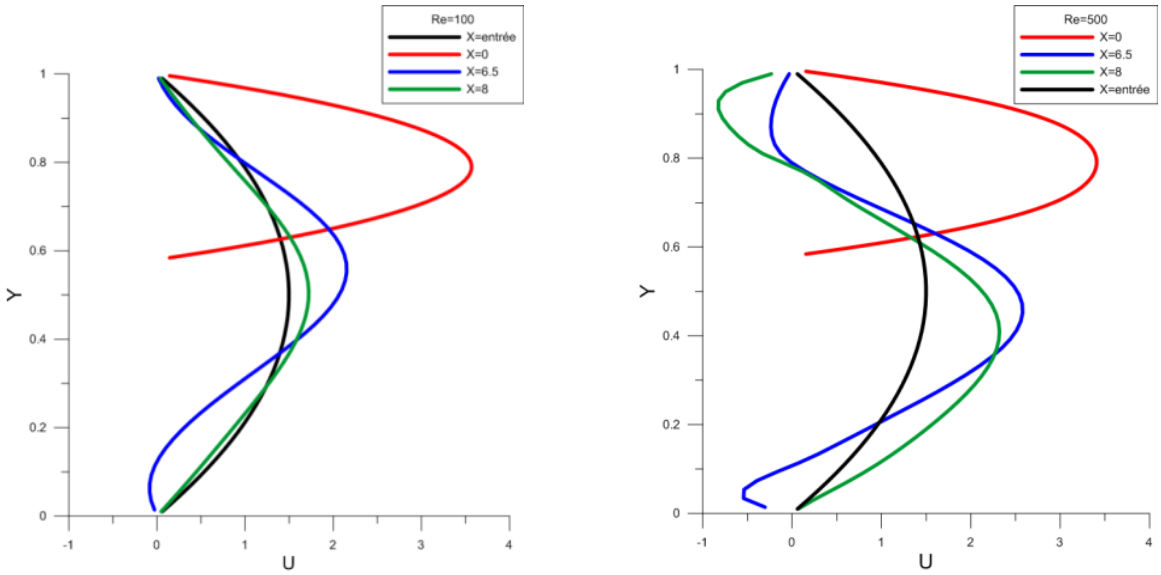
- **h/b=0.48**



(a) (b)

Figure IV.2.8 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds, a) Re=100, b) Re=700

- **h/b=0.58**



(a) (b)

Figure IV.2.9 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes positions en fonction de Reynolds, a) Re=100, b) Re=500

Nous avons pris quatre positions pour tracer les profils de vitesse. Le premier profil correspond à l'entrée de la conduite (Noir), le deuxième est tracé au milieu de la déformation (rouge), le troisième est celui qui correspond à la sortie de la déformation (bleu) et le dernier représente le profil en aval de la déformation (vert). Nous constatons que les profils diffèrent en passant d'une position à une autre. A l'entrée, le profil est imposé et il s'agit d'un profil

parabolique. Le profile reste similaire au milieu de la déformation mais la valeur des vitesses augmente. La section de la conduite diminue alors que le débit doit rester constant, ce qui se traduit par une augmentation des amplitudes de la vitesse longitudinale à l'intérieur de la déformation. A la sortie de la déformation, nous soulignons l'apparition des valeurs négatives dans les profils des vitesses qui s'explique par l'existence des zones de recirculation, et plus ces valeurs sont importantes plus les zones de recirculation occupent des surfaces importantes.

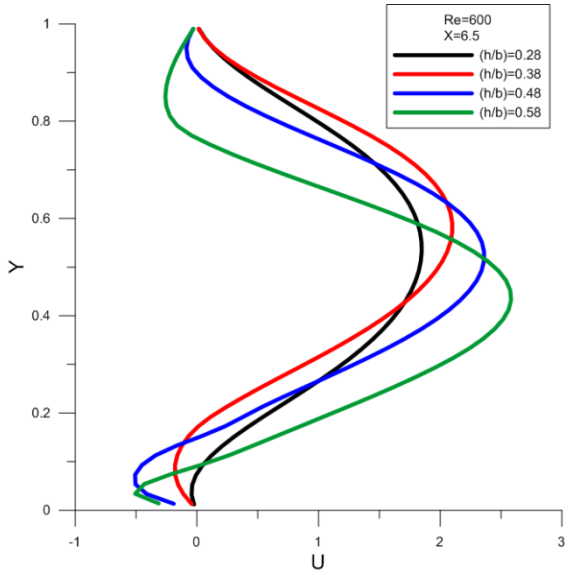


Figure VI.2.10 : Les profils de la vitesse axiale 'U' en fonction de la hauteur (h/b) pour Re=600

Dans tous ces graphes on constate que la hauteur de l'étranglement, et l'effet du nombre de Reynolds jouent un rôle d'accélérateur sur le fluide, le fait d'augmenter la hauteur de l'étranglement, les zones de recirculation apparaissent à de faible Reynolds et l'écoulement se perturbe plus rapidement.

VI.5.1.2 Effet de la longueur de l'étranglement :

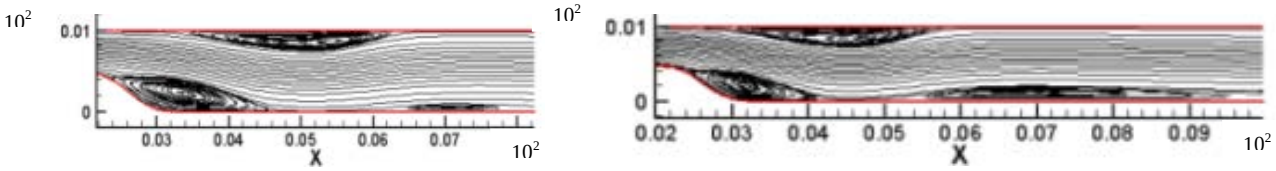
Dans cette étude la géométrie possède un seul étranglement de hauteur h/b=0.48, et de longueur L_1/b qui varie.

- **Etude des lignes de courant en fonction de Reynolds :**
  - **0.5 (L_1/b):** En multipliant la longueur de l'étranglement par un facteur de 0.5, et en gardant la hauteur h/b=0.48.



(a) (b)

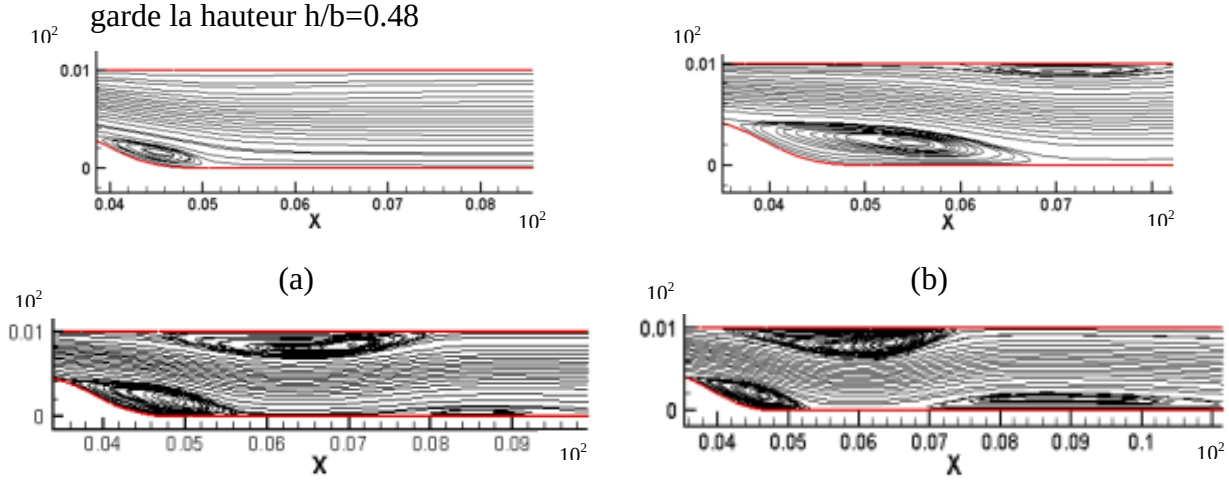
Figure IV.2.11 : Les lignes de courant, a) Re=50, b) Re=400, c) Re=1400, d) Re=2800



(c) (d)

Suite de la Figure IV.2.11

- **0.75 (L_1/b) :** En multipliant la longueur de l'étranglement par un facteur de 0.75, et on garde la hauteur h/b=0.48

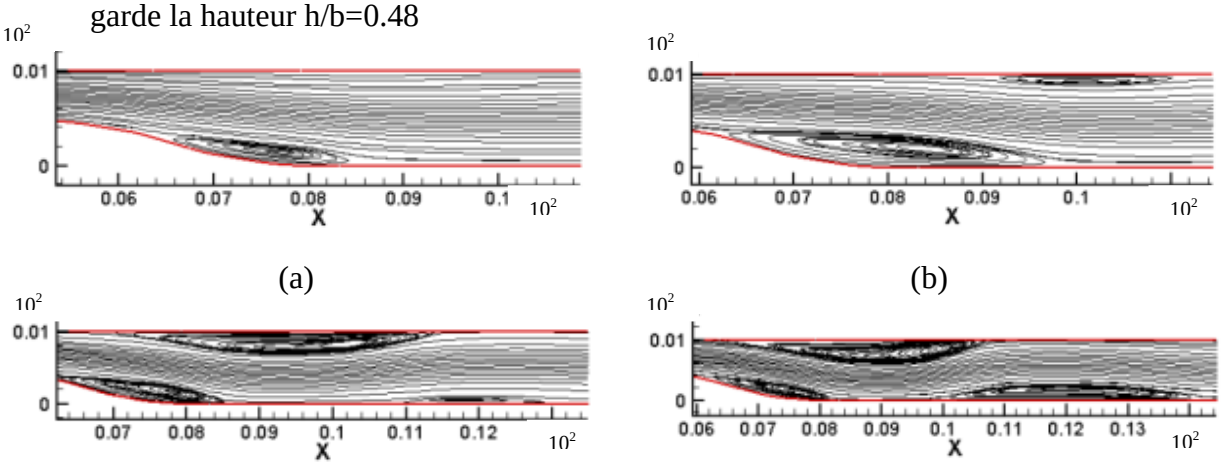


(a) (b)

(c) (d)

Figure IV.2.12 : Les lignes de courant, a) Re=100, b) Re=400, c) Re=700, d) Re=2200

- **1.25 (L_1/b):** En multipliant la longueur de l'étranglement par un facteur de 1.25, et on garde la hauteur h/b=0.48



(a) (b)

(c) (d)

Figure IV.2.13 : Les lignes de courant, a) Re=200, b) Re=400, c) Re=600, d) Re=1500

- ✓ **0.5 (L_1/b)**

Dans ce cas à Re=50, la première zone de recirculation apparait, elle prend la largeur en augmentant le nombre de Reynolds jusqu'à l'apparition de la deuxième zone de recirculation de son côté opposé, Figure (IV.2.11.b), ensuite sa surface diminue, elle est prise par la deuxième

zone à Re=1400, Figure (IV.2.11.c). Cette dernière s'élargi en augmentant le Reynolds, jusqu'à Re=2800 où il apparait une troisième zone de recirculation, qui s'élargi en s'approchant de la turbulence.

- ✓ **0.75 (L_1/b)**

En multipliant les grandeurs de la déformation par un facteur plus grand que dans le premier cas, les zones de recirculation apparaissent à des Reynolds plus grands, où la première zone apparait à Re=100, Figure (IV.2.12.a) et la deuxième zone apparait à Re=400, Figure (IV.2.12.b)**,** ensuite en augmentant le Reynolds deux autre zones apparaissent à Re=700 et Re=2200, respectivement. Au delà de Re=2200 le régime devient turbulent, au lieu de Re=2800.

- ✓ **1.25 (L_1/b)**

Dans ce dernier cas le Reynolds tend jusqu'à 200 pour voir l'apparition de la première zone de recirculation, Figure (IV.2.13.a), par contre le régime d'écoulement devient turbulent à partir de Re=1500.

Ce qui nous permet de constater que la longueur de la déformation influe sur le régime d'écoulement et l'apparition des zones de recirculation, plus la longueur est importante, plus le régime d'écoulement s'approche de la turbulence.

Tableau des Reynolds critique:

	Apparition de la première zone	**Apparition de la deuxième zone**	**Apparition de la troisième zone**	**Re critique**
0.5(L_1/b)	50	400	1400	2800
0.75(L_1/b)	100	400	700	2200
L_1/b	100	400	700	1600
1.25(L_1/b)	200	400	600	1500

Tableau IV.3 : Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de nombre de Reynolds

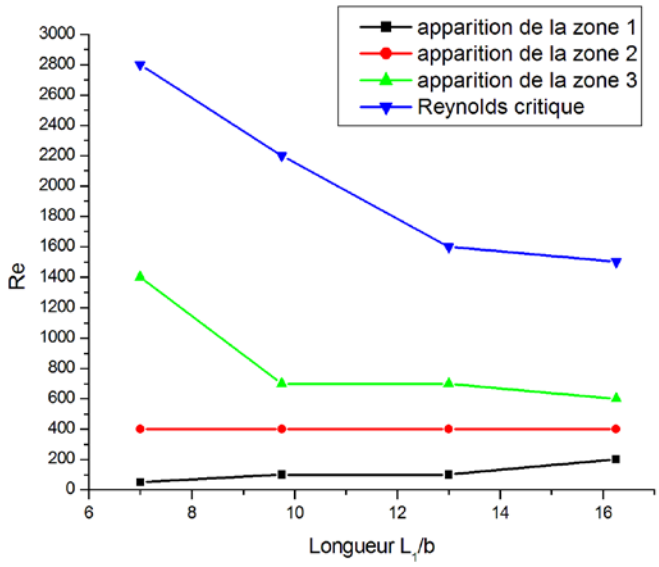
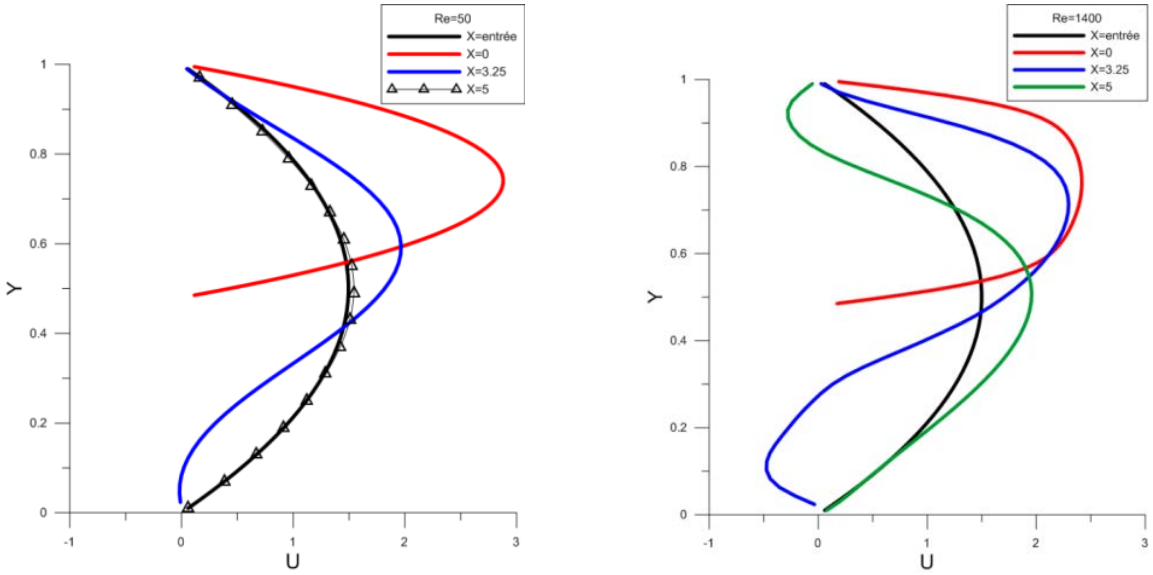


Figure IV.2.14 : Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de Reynolds

Nous constatons dans ce graphe que les zones de recirculation apparaissent à des Reynolds de plus en plus important lorsque la longueur de la déformation augmente. Pour chaque longueur, nous avons trois zones de recirculation avant que l'écoulement bascule vers un régime turbulent.

- **Etude des profils des vitesses :**

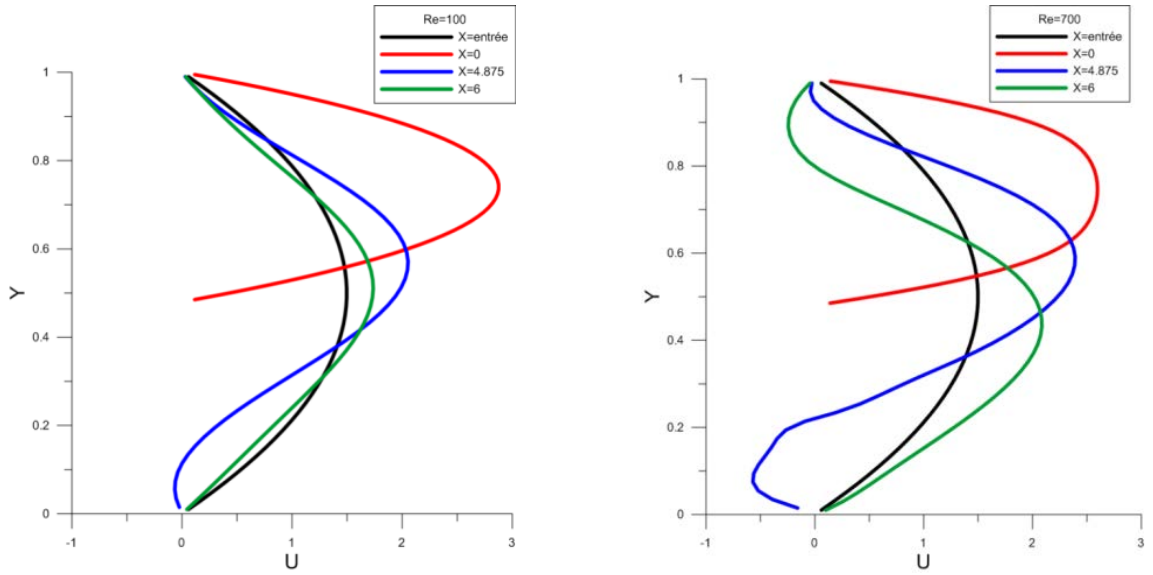
- **0.5 (L_1/b)**



(a) (b)

Figure IV.2.15 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds, a) Re=50, b) Re=1400

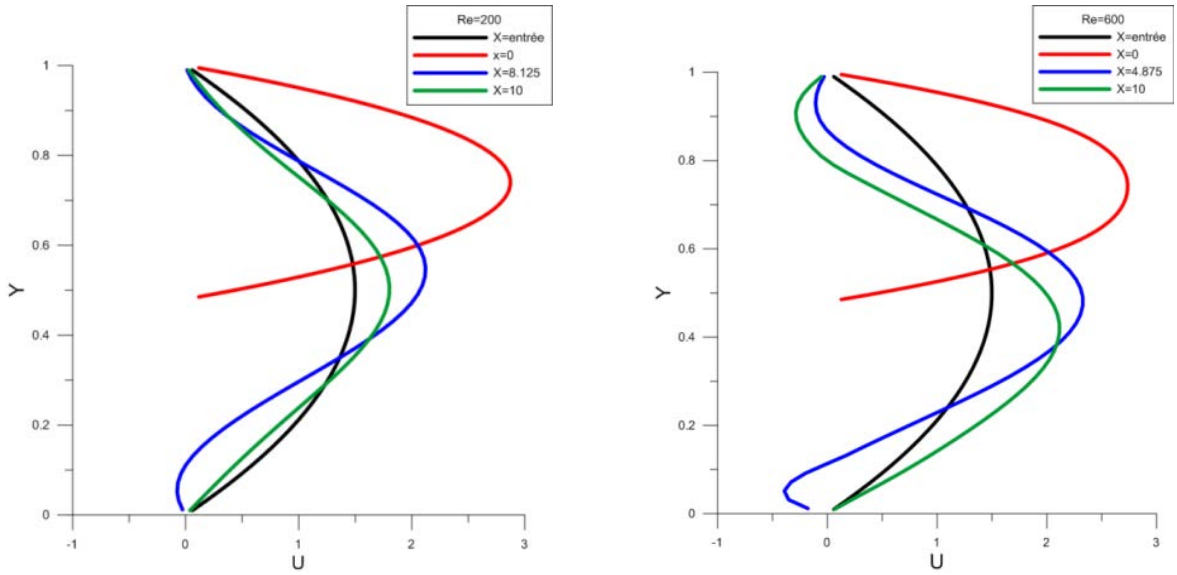
- **0.75 (L_1/b)**



(a) (b)

Figure IV.2.16 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds, a) Re=100, b) Re=700

- **1.25 (L_1/b)**



(a) (b)

Figure IV.2.17 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds, a) Re=200, b) Re=600

Nous avons les profils des vitesses qui sont tracés aux différentes positions de la conduite. Noir à l'entrée, rouge au milieu de l'étranglement, bleu à la sortie de l'étranglement et vert en aval de l'étranglement.

- ✓ **0.5 (L_1/b)**

Dans ce cas, le profil des vitesses en aval rejoint sa forme initiale, qui est celle de l'entrée, le plus vite possible pour des faibles Reynolds ou les vitesses négatives sont presque nulles Figure (IV.2.15.a). Mais en augmentant le Reynolds, nous voyons que les vitesses négatives apparaissent plus grandes, Figure (IV.2.15.b).

- ✓ **0.75 (L_1/b)**

Par contre dans ce cas, le profil en aval prend un peu de temps pour rejoindre la forme du profil de l'entrée, Figure (IV.2.16.a). De même les valeurs négatives dans les profils des vitesses apparaissent à des valeurs importantes du nombre Reynolds, Figure (IV.2.16.b), Ce qui n'est pas vrais dans le cas précédent.

- ✓ **1.25 (L_1/b)**

Plus la longueur de la déformation est importante, les vitesses négatives apparaissent rapidement et à des Reynolds moins faibles, Figure (IV.2.17.c), les régimes d'écoulement atteignent la turbulence pour des Reynolds petits.

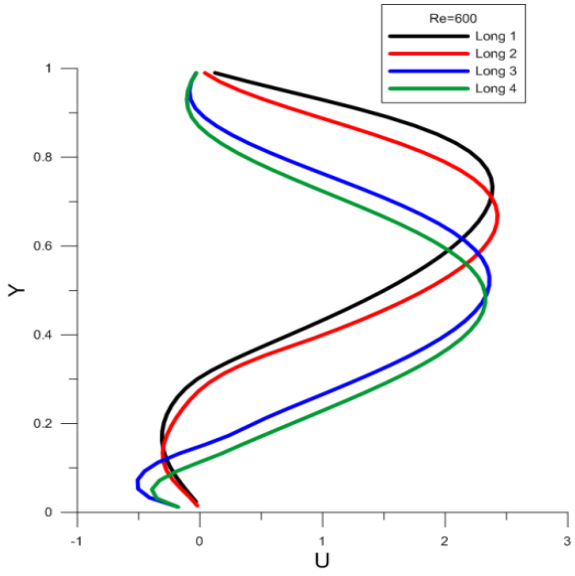


Figure IV.2.18 : Les profils de la vitesse axiale 'U' à la sortie de chaque étranglement.

On constate dans tous ces graphes que plus la longueur est importante, plus les zones de recirculation occupent des surfaces imposantes, de même les vitesses négatives deviennent importantes.

IV.5. 2 Cas de deux étranglements en série :

Après avoir analysé les effets de la hauteur et de la longueur d'une déformation localisée, sur l'écoulement dans une conduite horizontale, nous avons élargi cette étude aux cas de deux déformations en série. Nous nous sommes intéressés aux effets des hauteurs, longueurs et distances entre déformations sur l'écoulement. Avant de donner les résultats des simulations numériques effectuées, nous présenterons d'abord la géométrie utilisée dans ce cas **Figure (IV. 3)**. Les résultats des différentes simulations sont comme suit :

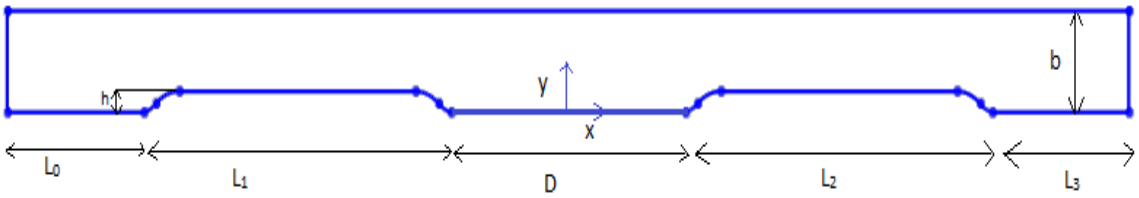


Figure IV.3 : la configuration pour notre étude

$L_0/b=10$, $L_1/b=13$, $L_2/b=13$, $D/b=8$, $L_3/b=10$

IV.5.2.1 Effet de la même hauteur :

Dans cette étude la conduite possède deux étranglements de même longueur $(L_1/b)=(L_2/b)$ et la même variation de hauteur h/b et sont séparés d'une distance D/b=8.

- **Etude des lignes de courant en fonction de Reynolds :**
  - **h/b=0.28**

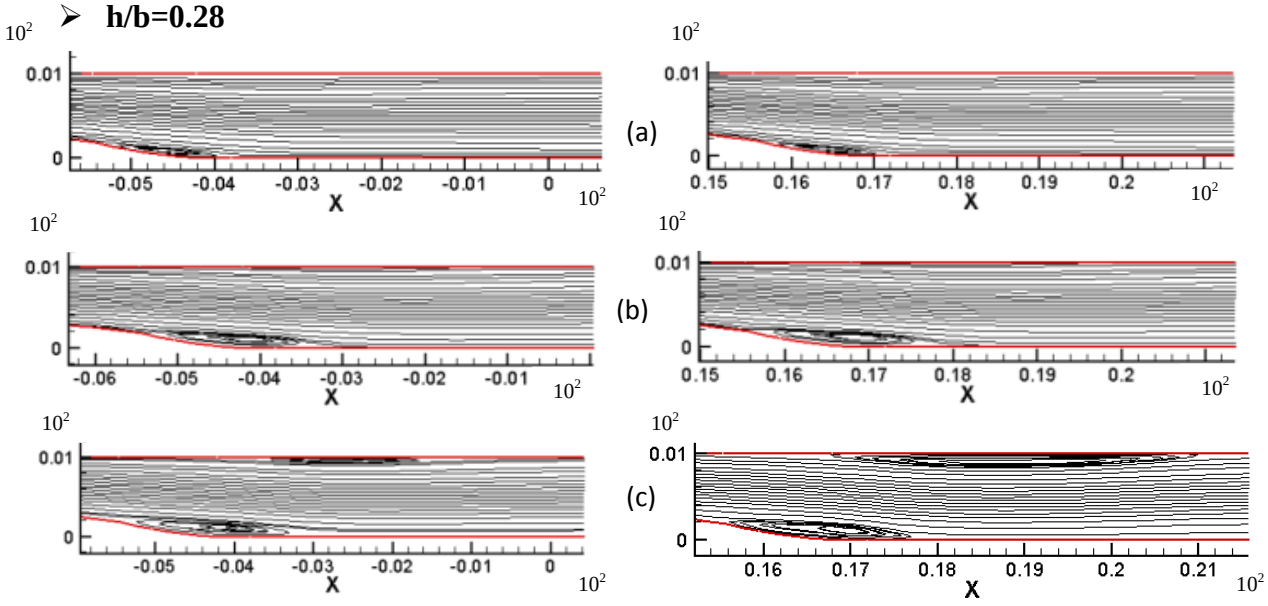


Figure IV.3.1 : Les lignes de courant, a) Re=400, b) Re=100, c) Re=1400

➢ **h/b=0.38**

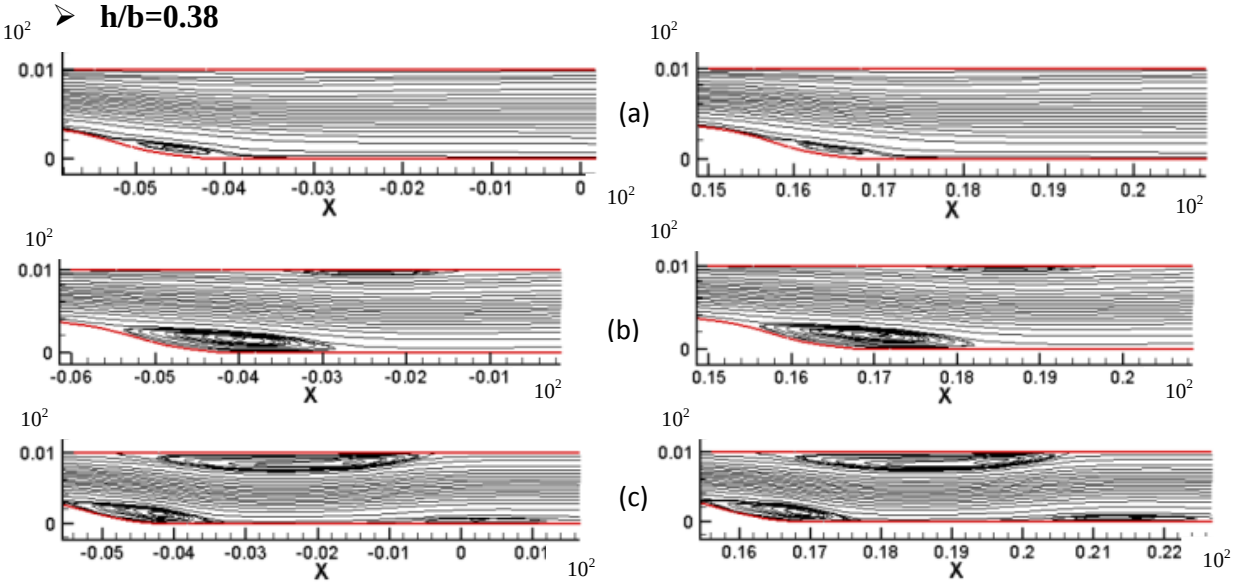


Figure IV.3.2 : Les lignes de courant, a) Re=200, b) Re=600, c) Re=1400

➢ **h/b=0.48**

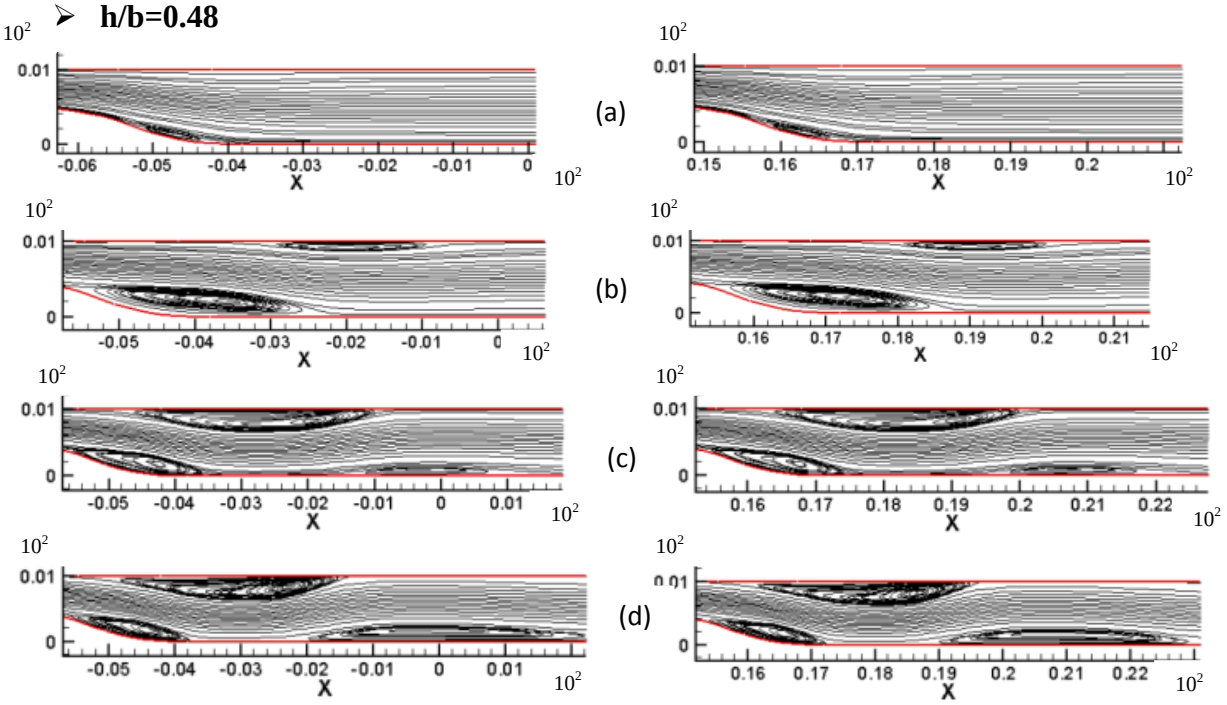


Figure IV.3.3 : Les lignes de courant, a) Re=100, b) Re=400, c) Re=700,d) Re=1400

➢ **h/b=0.58**

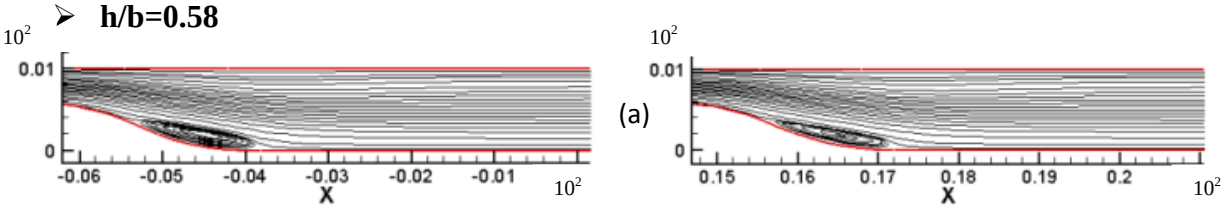
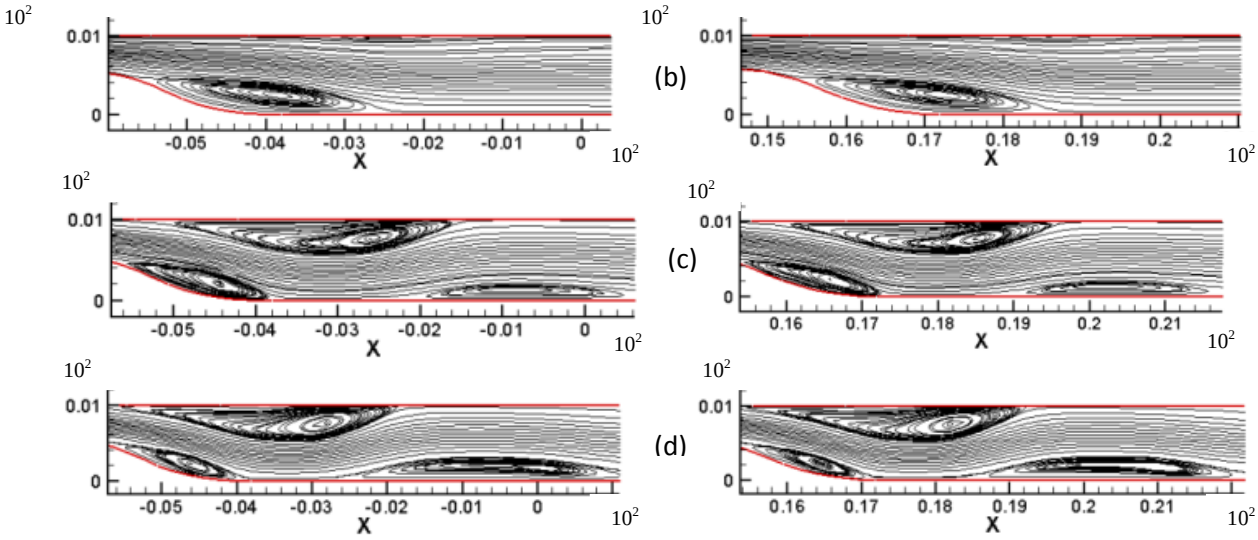


Figure IV.3.4 : Les lignes de courant, a) Re=100, b) Re=200, c) Re=500, d) Re=1000



Suite de la Figure IV.3.4

L'apparition des zones de recirculation dans tous les cas de cette partie est symétrique à la sortie des deux déformations, sauf dans le premier cas (h/b=0.28) qui est une déformation faible, où on constate l'importance des surfaces des zones de recirculation à la sortie de la deuxième déformation, alors qu'elles sont moins faibles à la sortie de la première, Figure (IV.3.1.c). Et nous constatons que dans les autres cas, la deuxième zone de recirculation prend une surface plus grande que les deux autres zones, de même à chaque fois qu'on augmente le Reynolds le régime d'écoulement s'approche de la turbulence.

On remarque que la hauteur des étranglements joue un rôle important sur le régime d'écoulement et l'apparition des zones de recirculation. L'explication de la symétrie des résultats, c'est que l'écoulement garde le même comportement dans les deux déformations.

Tableau des Reynolds critique:

h	Apparition de la première zone	Apparition de la deuxième zone	Apparition de la troisième zone	Re critique
0.28	400	1200	/	2400
0.38	200	600	1400	1400
0.48	100	400	700	1400
0.58	100	200	500	1000

Tableau IV.4: Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de nombre de Reynolds

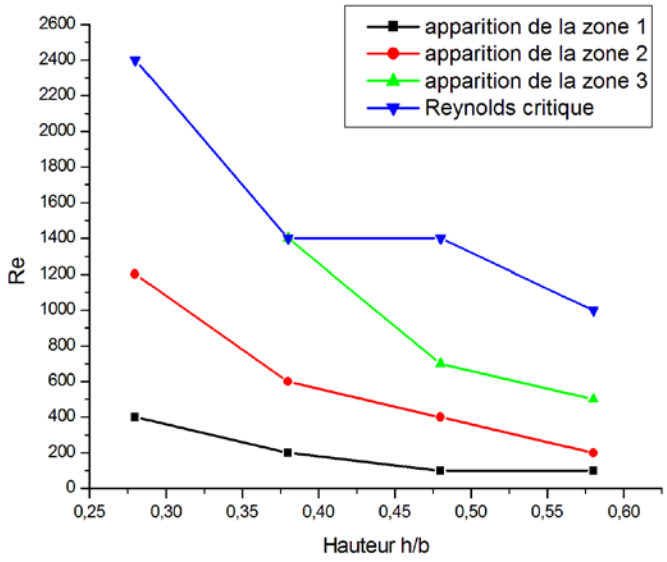
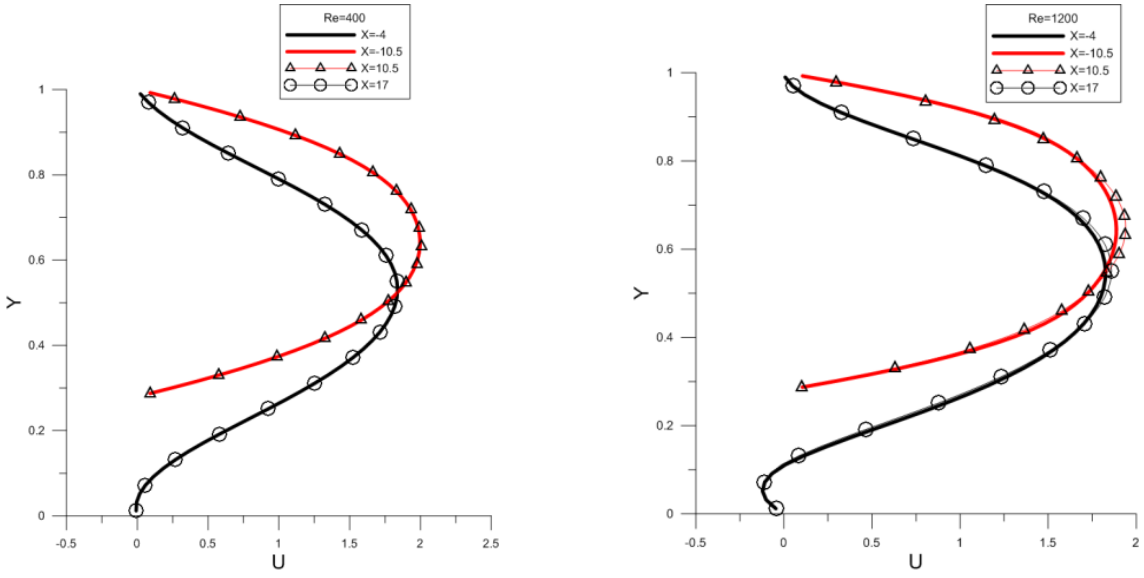


Figure IV.3.5 : Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de Reynolds

Nous constatons dans ce graphe que des zones de recirculation apparaissent à des faible Reynolds lorsque la hauteur de la déformation augmente. Pour chaque hauteur, nous avons trois zones de recirculation avant que l'écoulement bascule vers un régime turbulent.

- **Etude des profils des vitesses :**

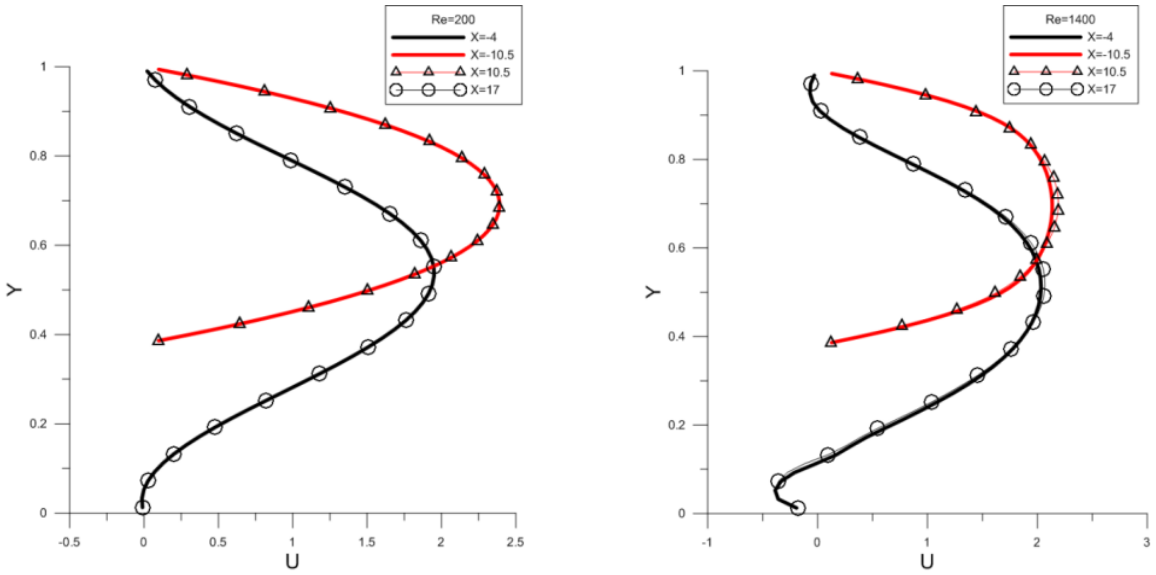
- **h/b=0.28**



(a) (b)

Figure IV.3.6: Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds, a) Re=400, b) Re=1200

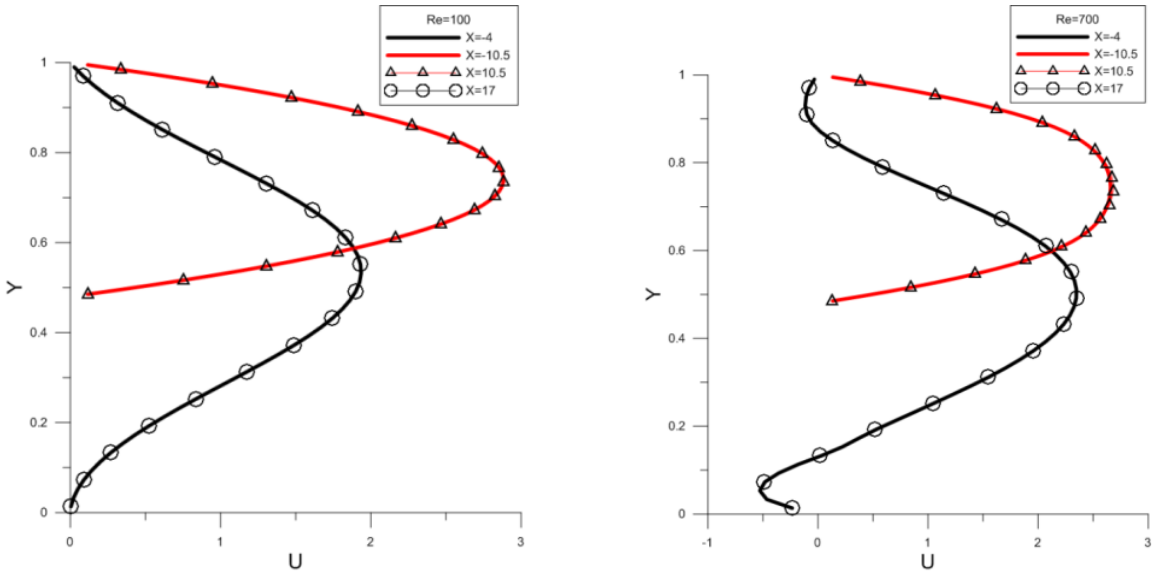
- **h/b=0.38**



(a) (b)

Figure IV.3.7 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds, a) Re=200, b) Re=1400

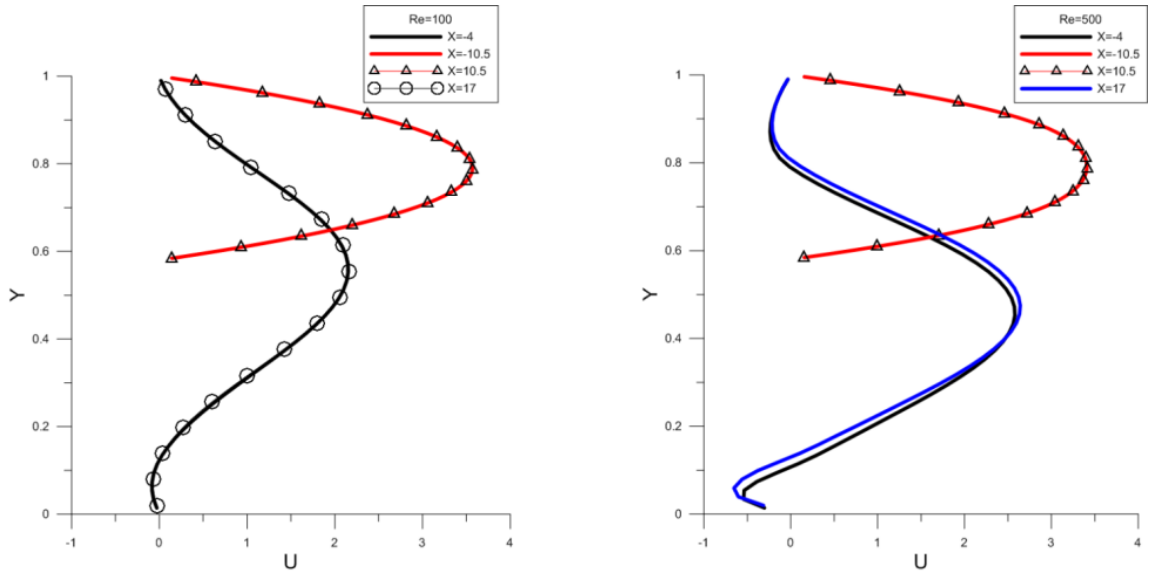
- **h/b=0.48**



(a) (b)

Figure IV.3.8 : Les profils de la vitesse axiale'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds, a) Re=100, b) Re=700

- **h/b=0.58**



(a) (b)

Figure IV.3.9 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds, a) Re=100, b) Re=500

Cette fois les profils de vitesse sont tracés au milieu et a la sortie de chaque étranglement, et on constate que ces profils ont tendances à avoir une allure parabolique.

On voit que tous ces résultats donnent une bonne concordance entre les profils des vitesses sauf dans le dernier graphe à cause de l'approche de la turbulence et de l'importance des déformations, figure (IV.3.9.c).

L'effet des étranglements en série de même hauteur ne porte pas de changement au niveau des déformations, il prend les mêmes profils à la sortie de ces dernières.

IV.5.2.2 Effet des hauteurs déférentes :

Dans cette étude on garde les mêmes longueurs L_1/b et la même distance D/b, mais on change les hauteurs h/b.

❖ Etude des lignes de courant en fonction de Reynolds :

➢ $h_1/b=0.48$; $h_2/b=0.28$

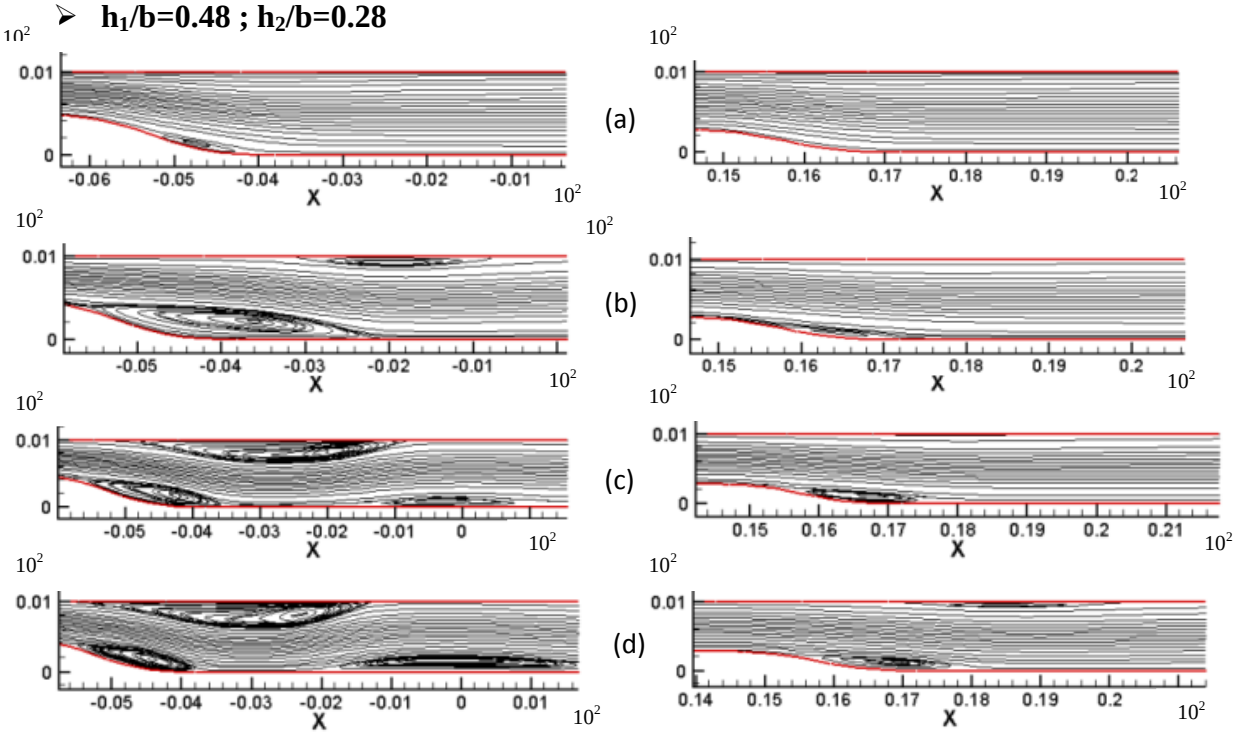


Figure IV.3.10 : Les lignes de courant, a) Re=, b) Re=400, c) Re=700, d) Re=1400

➢ $h_1/b=0.28$; $h_2/b=0.48$

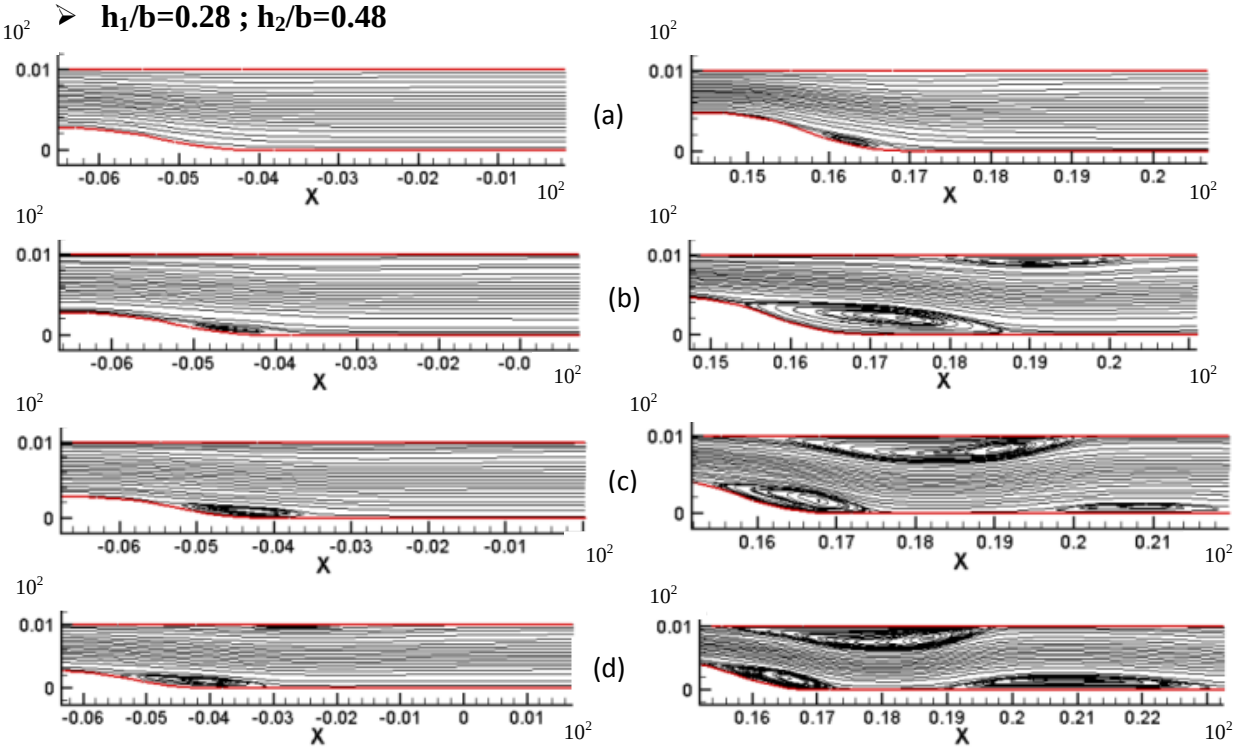


Figure IV.3.11 : Les lignes de courant, a) Re=100, b) Re=400,c) Re=700, d) Re=1400

- ✓ **$h_1/b=0.48$; $h_2/b=0.28$**

Dans ce cas, l'apparition des zones de recirculation n'est pas symétrique dans les deux régions, on les remarque d'abord dans la première région, ensuite dans la deuxième à des nombre de Reynolds plus élevé, Figure (IV.3.10).

- ✓ **$h_1/b=0.28$; $h_2/b=0.48$**

Cette fois, c'est dans la deuxième région que on voit ces zones, par contre la première région reste stable pour des faibles valeurs de Reynolds.

On confirme dans que le cas des hauteurs différentes, les résultats ne sont pas les mêmes dans les deux déformations, ce qui nous permet de constaté que la hauteur de l'étranglement joue un rôle important sur le comportement de l'écoulement et l'apparition des zones de recirculation. Le fait d'augmenter la hauteur de la déformation, l'écoulement se déstabilise.

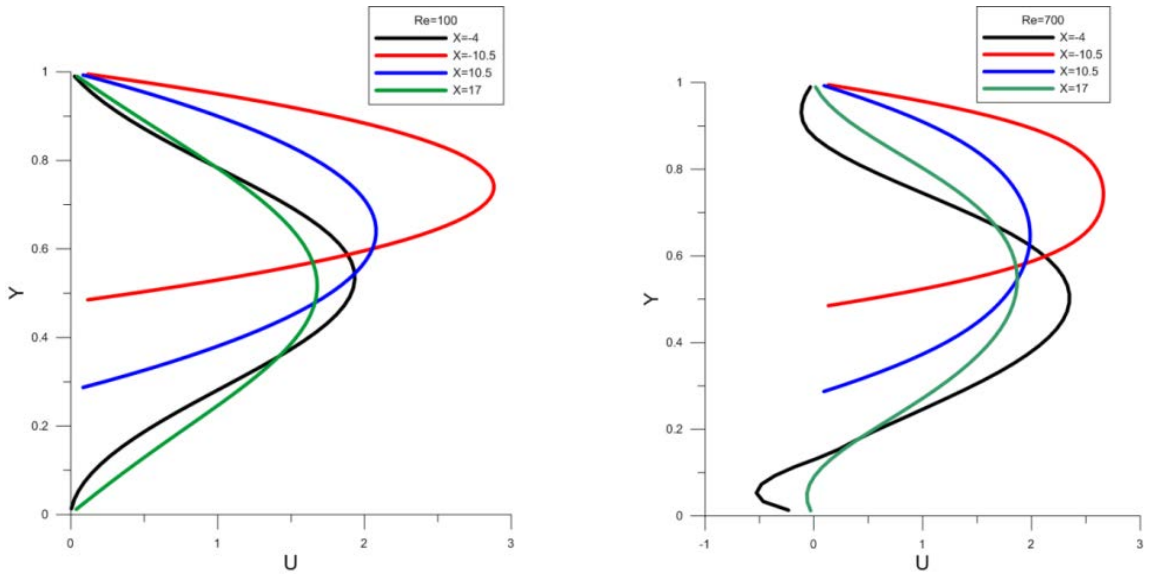
Tableau des Reynolds critique:

Cas	Région	Apparition de la première zone	Apparition de la deuxième zone	Apparition de la troisième zone	Re critique
Cas 1	1	100	400	700	1400
	2	400	1400	/	
Cas2	1	400	1400	/	1400
	2	100	400	700	

Tableau IV.5 : Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de Reynolds

- ❖ **Etude des profils des vitesses :**

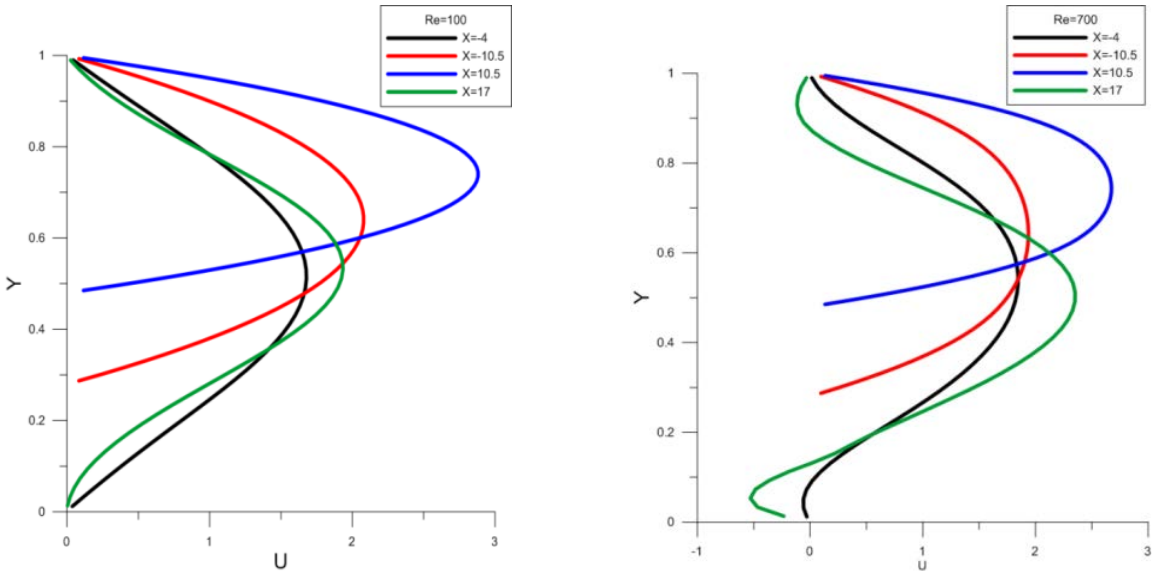
- ➢ **$h_1/b=0.48$; $h_2/b=0.28$**



(a) (b)

Figure IV.3.12 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes positions en fonction de Reynolds, a) Re=100, b) Re=700

- **$h_1/b=0.28$; $h_2/b=0.48$**



(a) (b)

Figure IV.3.13 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes positions en fonction de Reynolds, a) Re=100, b) Re=700

Dans cette étude on a gardé les mêmes positions que le cas précédent (au milieu et a la sortie de chaque déformation) pour pouvoir faire une comparaison.

Dans le cas précédent (mêmes hauteurs) on a constaté une symétrie des résultats dans chaque position, par contre dans ce cas le comportement de l'écoulement diffère d'une position à une autre. Ce qui nous a permis de conclure que la hauteur de l'étranglement joue un rôle important sur le comportement de l'écoulement.

IV.5. 2.3 Effet des mêmes longueurs :

Dans cette étude on garde les même hauteurs h/b ; la même distance D/b ; et on varie les longueurs.

- **Etude des lignes de courant en fonction de Reynolds :**

- **0.75 (L_1/b) :($L_1=L_2$)** En multipliant les longueurs des étranglements par un facteur 0.75.

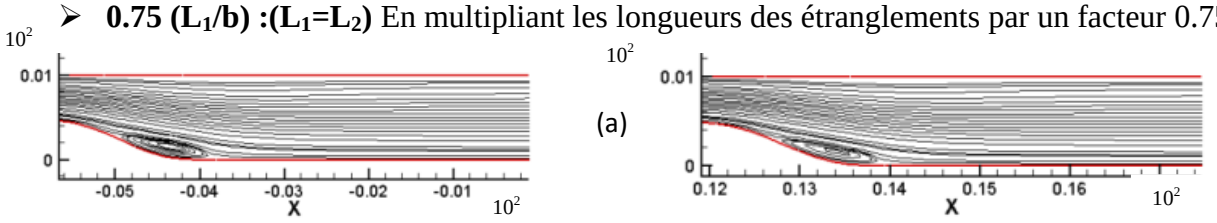
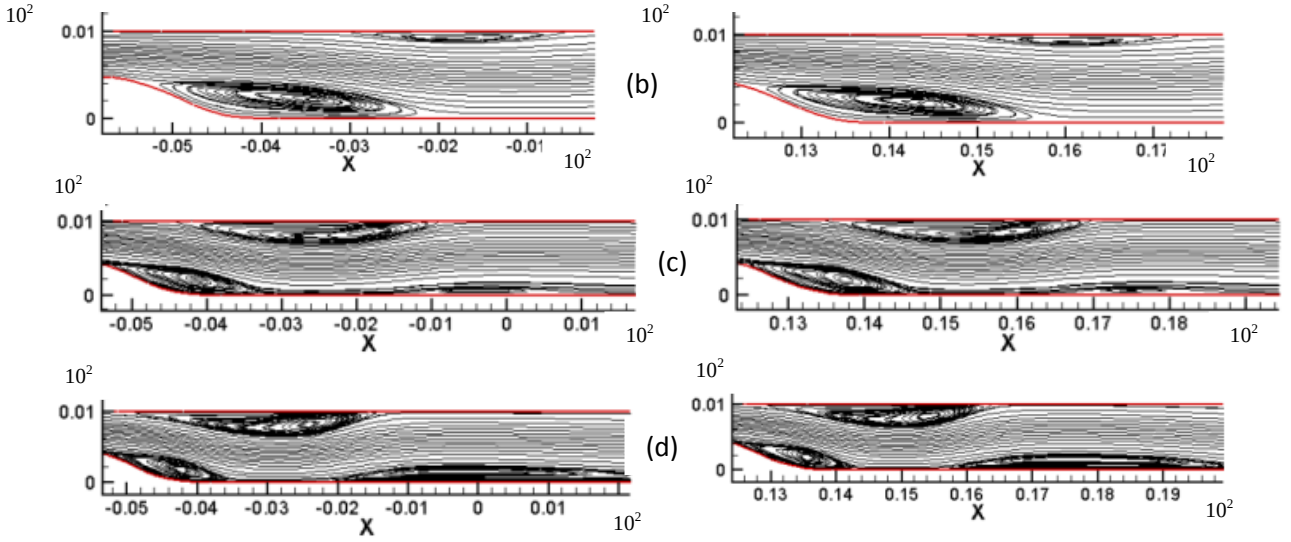


Figure IV.3.14 : Les lignes de courant, a) Re=100,b) Re=400, c) Re=700, d) Re=2000



Suite de la Figure IV.3.14

➢ **1.25 (L_1/b): (L_1=L_2)** En multipliant les longueurs des étranglements par un facteur 1.25.

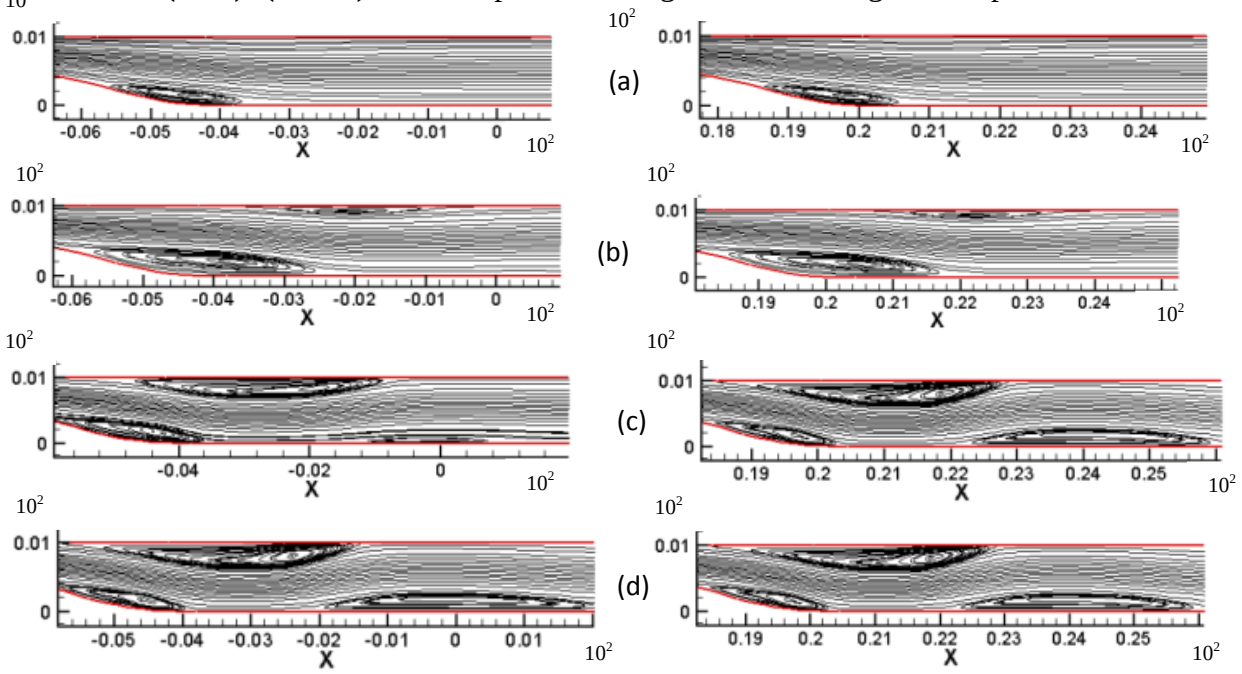


Figure IV.3.15 : Les lignes de courant, a) Re=100, b) Re=400, c) Re=600, d) Re=1400

✓ **0.75 (L_1/b)**

On voit que à Re=100 il y'a apparition de deux première zones de recirculation dans chaque régions, Figure (IV.3.14.a). En augmentant le Reynolds, deux autre zones apparaissent à Re=400, Re=700 respectivement dans chaque régions, Figure (IV.3.14.b) et Figure (IV.3.14.c), et l'écoulement entre dans le régime turbulent à partir de Re=2000, Figure (IV.3.14.d).

✓ **1.25 (L_1/b)**

On remarque l'apparition de trois zones de recirculation à différent nombre de Reynolds dans chaque région, et ces zones s'agrandissent en augmentant le nombre de Reynolds jusqu'à la turbulence Re=1400, Figure (IV.3.15).

On constate dans ces configurations qu'il y'a une symétrie des résultats, et que les longueurs des étranglements influent sur le régime de l'écoulement, par contre l'apparition des zones de recirculation se fait aux mêmes valeurs de nombre de Reynolds. A chaque fois qu'on augmente la longueur des étranglements on approche la turbulence à des Reynolds plus petits.

Tableau des Reynolds critiques :

Longueur	Apparition de la première zone	Apparition de la deuxième zone	Apparition de la troisième zone	Re critique
0.75 (L_1/b) (L_1=L_2)	100	400	700	2000
L_1/b= L_1/b	100	400	700	1400
1.25 (L_1/b) (L_1=L_2)	100	400	600	1400

Tableau IV.6: Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de nombre de Reynolds

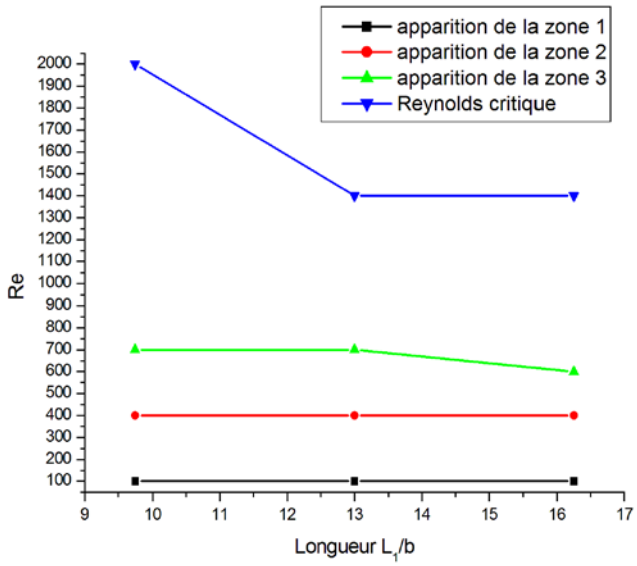
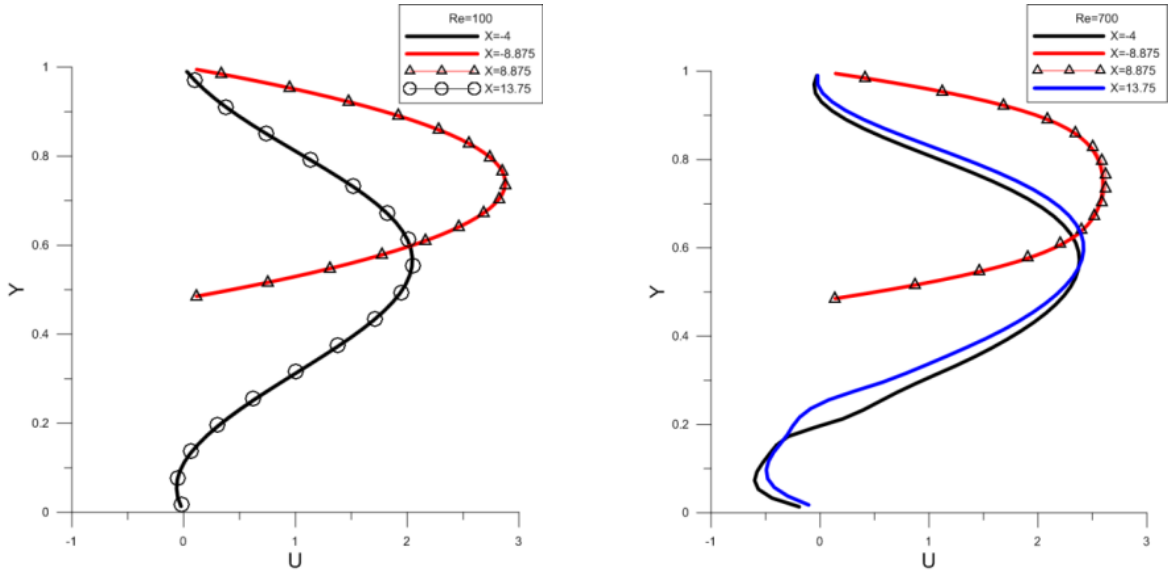


Figure IV.3.16: Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de nombre de Reynolds

Nous constatons dans ce graphe que des zones de recirculation apparaissent au même temps dans les deux régions et qu'en diminuant la longueur de la déformation, l'écoulement bascule vers le régime turbulent.

❖ Etude des profils des vitesses :

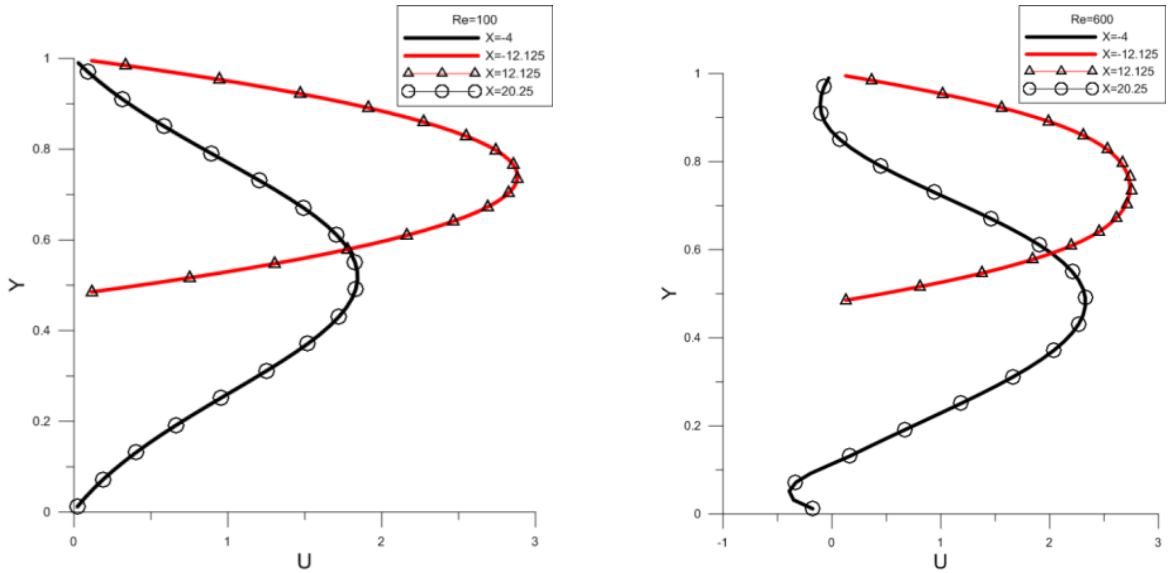
➢ **0.75 (L_1/b): (L_1=L_2)** En multipliant les longueurs des étranglements par un facteur 0.75.



(a) (b)

Figure IV.3.17 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds, a) Re=100, b) Re=700

➢ **1.25 (L_1/b) : (L_1=L_2)** En multipliant les longueurs des étranglements par un facteur 1.25.



(a) (b)

Figure IV.3.18 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds, a) Re=100, b) Re=600

On a gardé les mêmes positions que dans les cas précédent pour tracer les profils des vitesses axiales (au milieu et à la sortie de chaque déformation), et d'après ces graphe nous constatons que l'écoulement subi le même comportement à l'intérieur et à la sortie des déformations.

IV.5.2.4 Effet des longueurs déférentes :

Dans cette étude on garde les mêmes hauteurs h//b ; la même distance D/b et on fait varier les longueurs de manière différente.

- **Etude des lignes de courant en fonction de Reynolds :**
  - **0.75 (L_1/b), 1.25 (L_2/b) :** En multipliant le premier étranglement par 0.75 et le deuxième par 1.25 et en gardant h/b=0.48.

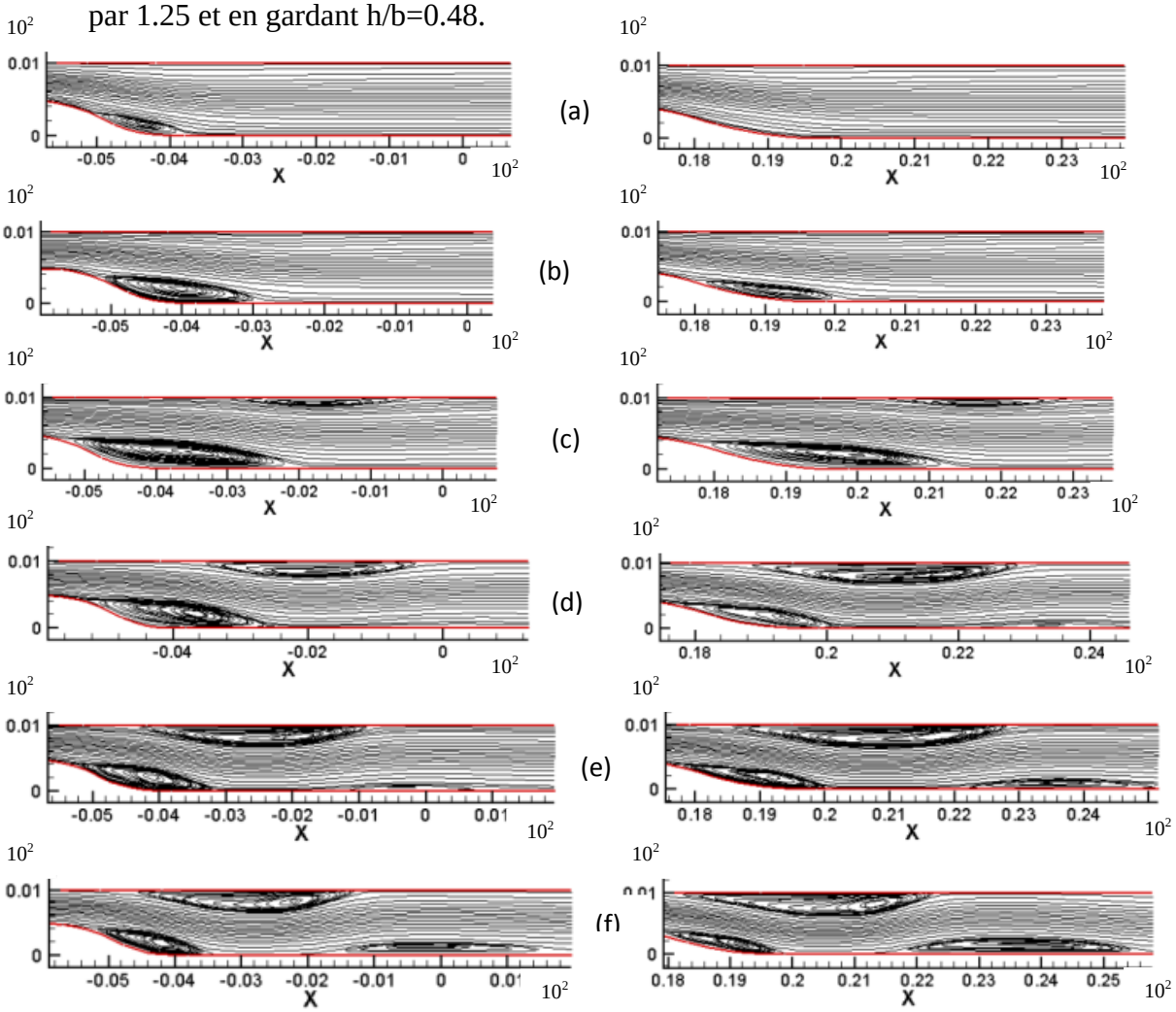


Figure IV.3.19: Les lignes de courant, a) Re=100, b) Re=200, c) Re=400, d) Re=600, e) Re=700, f) Re=1400

On remarque l'apparition de trois zones de recirculation dans les deux régions. A Re=100 la deuxième région reste stable par contre une première zone de recirculation apparait dans la première région, figure **(**IV.3.19.a). Au fur et à mesure que le Reynolds augmente, l'écoulement commence à se perturber au niveau de la deuxième région, figure **(**IV.3.19.b), et à des valeurs plus élevées on voit deux autres zones qui apparaissent dans chaque région :

- Région 1 : la deuxième zone à Re=400, et la troisième à Re=700.
- Région 2 : la deuxième à Re=400, et la troisième à Re=600.

Ces résultats nous montrent qu'à des longueurs différentes l'écoulement change de comportement d'une région à une autre.

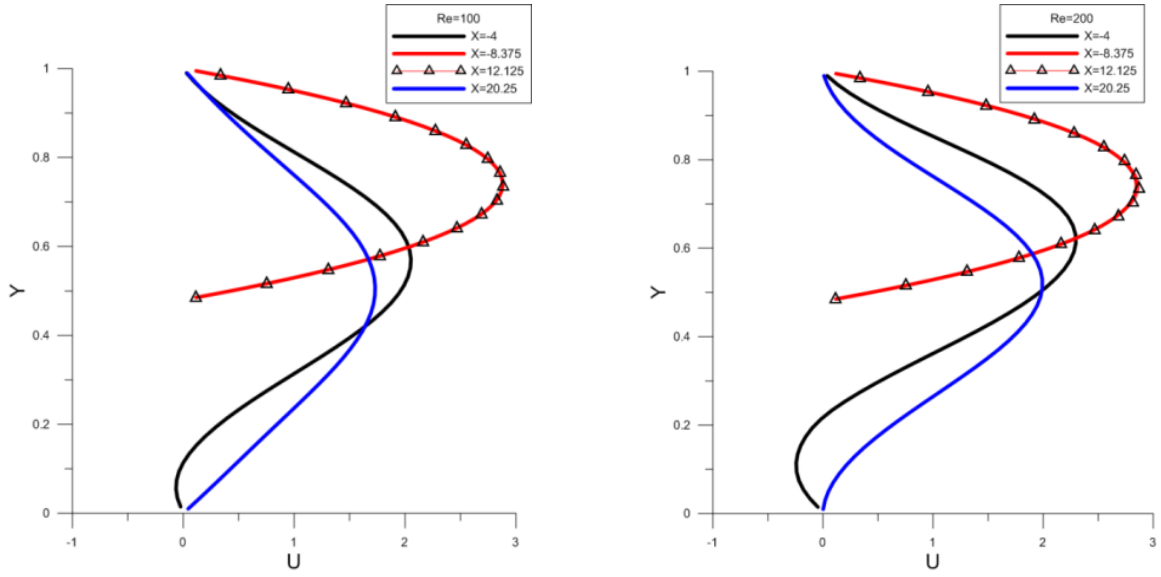
Tableau des Reynolds critique:

Région	Apparition de la zone1	Apparition de la zone2	Apparition de la zone3	Re critique
1	100	400	700	1400
2	200	400	600	

Tableau IV.7: Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de Reynolds

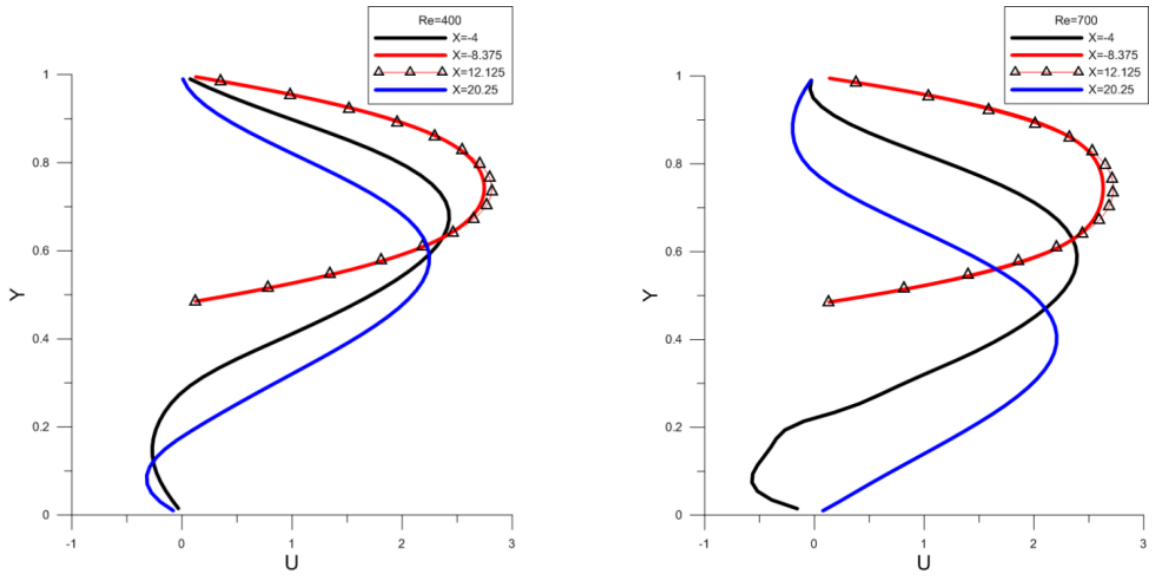
❖ **Etude des profils des vitesses :**

➢ **0.75 (L_1/b), 1.25 (L_2/b)**



(a) (b)

Figure IV.3.20 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds, a) Re=100, b) Re=200, c) Re=400, d) Re=700



(c) (d)

Suite de la Figure IV.3.20

Dans ce cas on voit bien que les profils des vitesses sont semblables au milieu des deux étranglements, par contre à leurs sorties une différence apparait qui est due à la différence dans les longueurs. Ce qui nous a permis de conclure que la longueur de l'étranglement est un facteur très influent sur le comportement de l'écoulement.

IV.5.2.5 Effet de distance entre les deux étranglements :

Dans cette étude on garde les mêmes hauteurs ; les mêmes longueurs et on varie la distance D/b.

- **Etude des lignes de courant en fonction de Reynolds :**
  - **D/b=2**

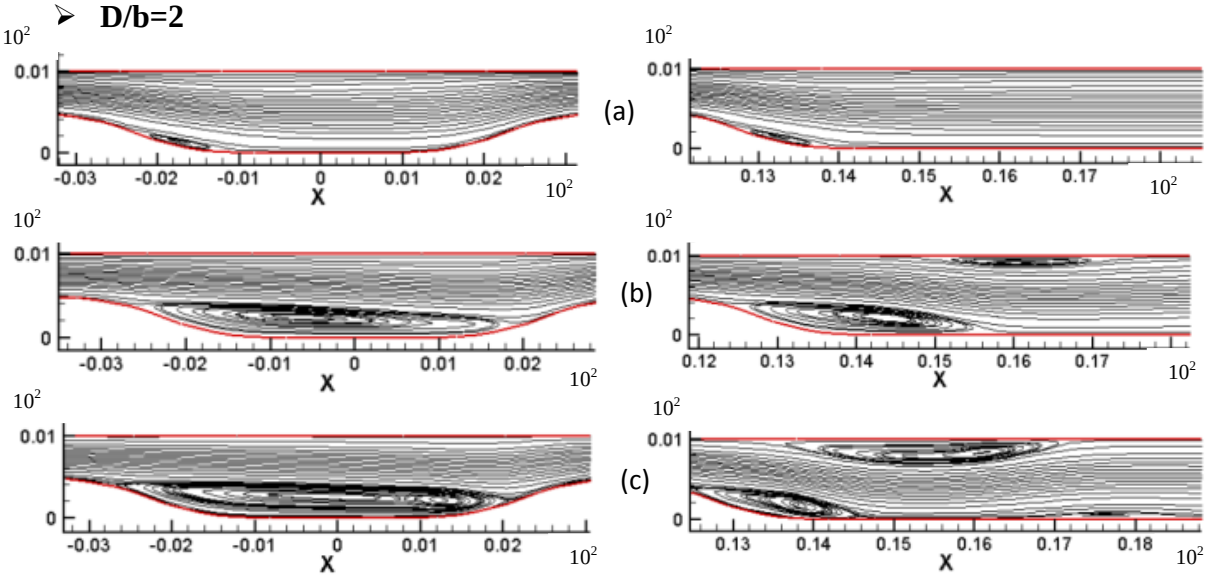
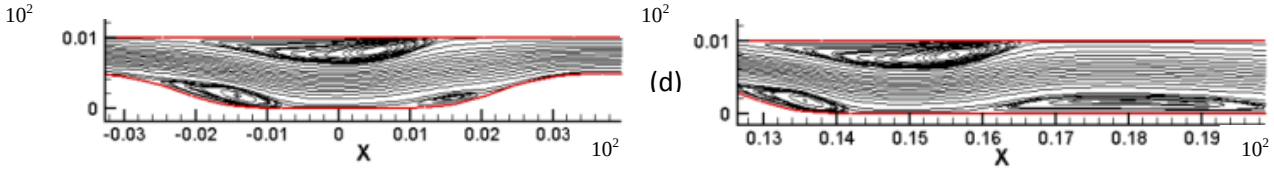


Figure IV.3.21 : Les lignes de courant, a) Re=100, b) Re=400, c) Re=700, d) Re=1600



Suite de la Figure IV.3.21

➢ **D/b=4**

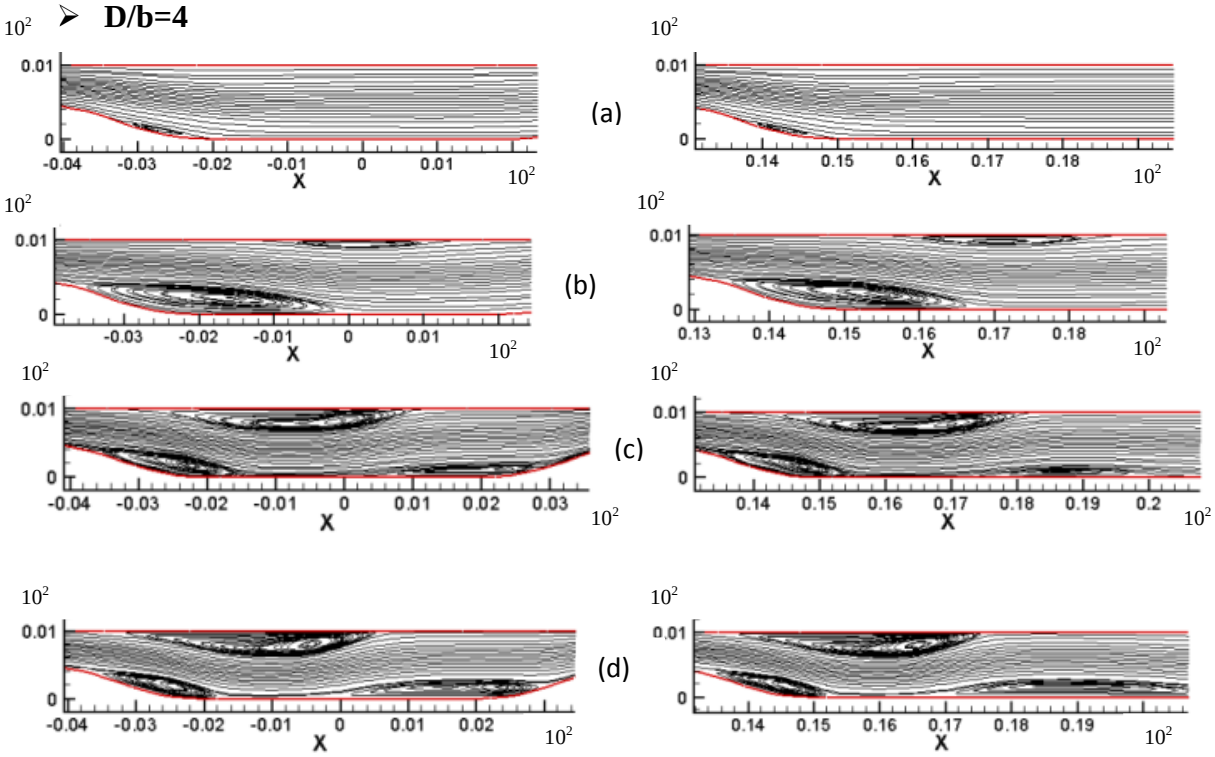


Figure IV.3.22 : Les lignes de courant, a) Re=100, b) Re=400, c) Re=700,d) Re=1600

➢ **D/b=6**

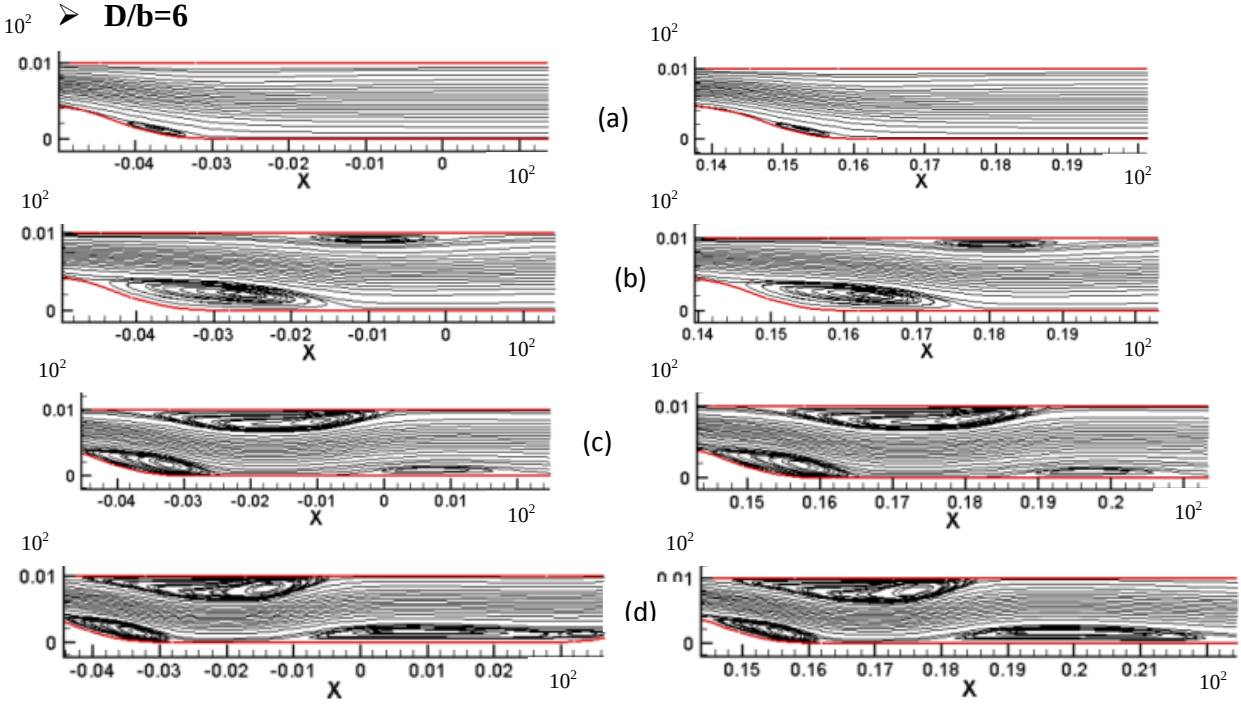


Figure IV.3.23 : Les lignes de courant, a) Re=100, b) Re=400, c) Re=700, d) Re=1600

- ✓ **D/b=2**

A Re=100, une zone de recirculation apparait dans chaque régions, Figure (IV.3.21**.**a), et en augmentant le Reynolds, on voit que dans la première région la zone de recirculation prend toute la surface entre les deux étranglements, Figure (IV.3.21.b), ensuite elle se devise en trois zones à partir de Re=800, par contre dans la deuxième région il y'a une apparition de deux autre zones à Re=400 et à Re=700, Figure (IV.3.21.b) et (IV.3.21.c). L'écoulement devient turbulent à partir de Re=1600, Figure (IV.3.21.d).

- ➢ **D/b=4**

On remarque trois zones de recirculation dans chaque région, qui s'agrandissent au fur et à mesure qu'on augmente le nombre Reynolds jusqu'à ce que le régime soit turbulent à Re=1600.

- ➢ **D/b=6**

On constate trois zones de recirculation dans chaque région, qui s'élargissent au fur et à mesure que le Reynolds augmente, le régime devient turbulent à Re=1600.

Dans toutes ces configurations on conclus que l'effet de l'espacement entre les étranglements n'a pas une influence sur le comportement de l'écoulement, et les zones de recirculation apparaissent aux mêmes valeurs de nombre de Reynolds.

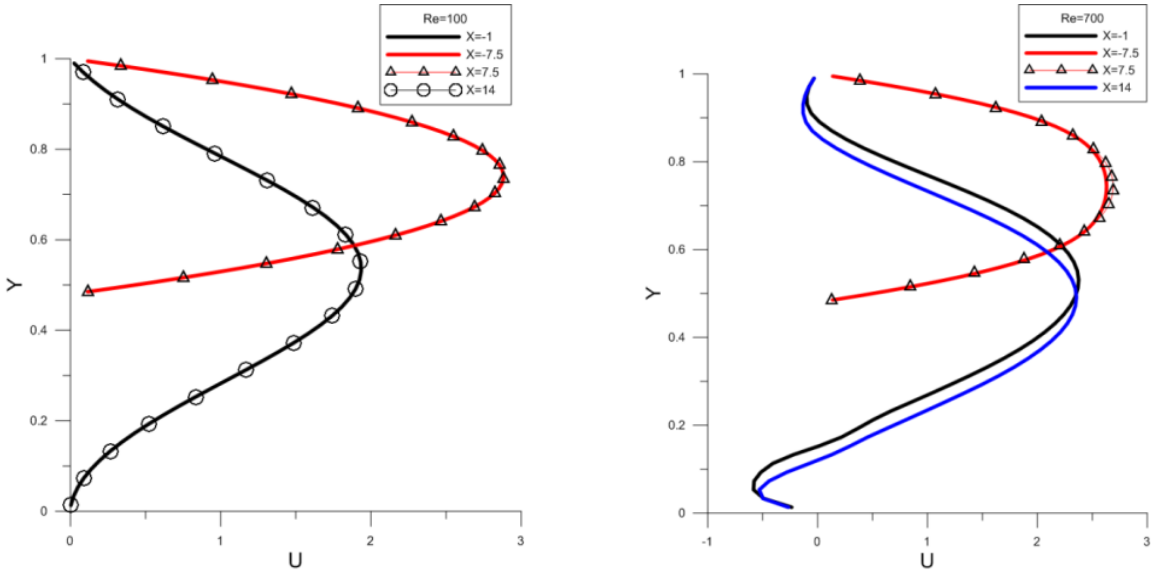
Tableau des Reynolds critique :

	Apparition de la zone 1	**Apparition de la zone 2**	**Apparition de la zone 3**	**Re critique**
D/b=2	100	400	700	1600
D/b=4	100	400	700	1600
D/b=6	100	400	700	1600

Tableau IV.8 : Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de nombre de Reynolds

❖ Etude des profils des vitesses :

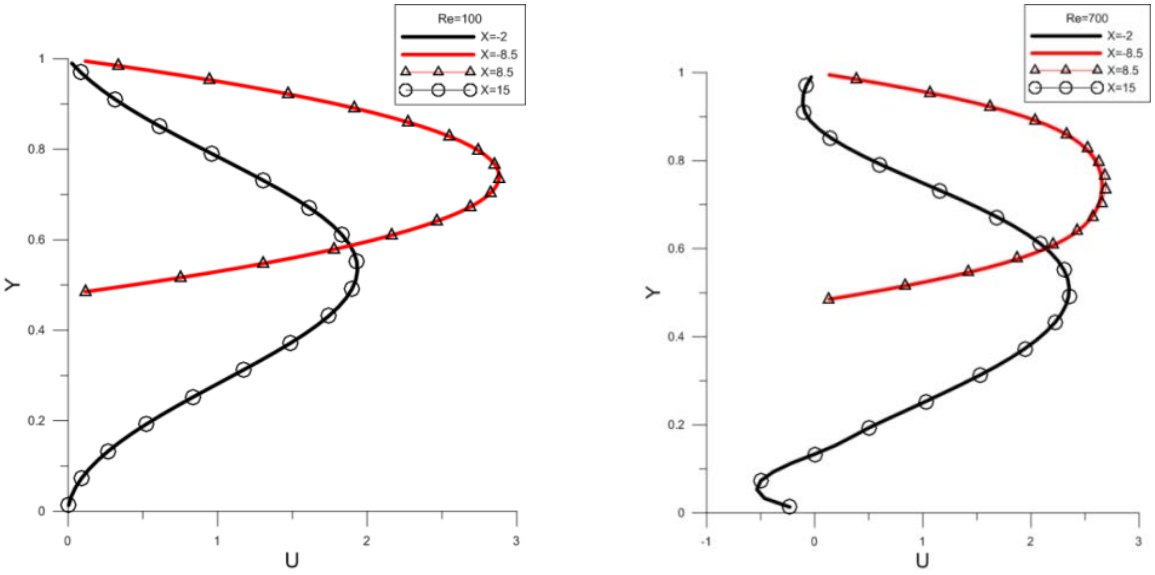
➢ **D/b=2:** La géométrie possède deux étranglements de même grandeur avec un espacement D/b=2



(a) (b)

Figure IV.3.24 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds, a) Re=100, b) Re=700

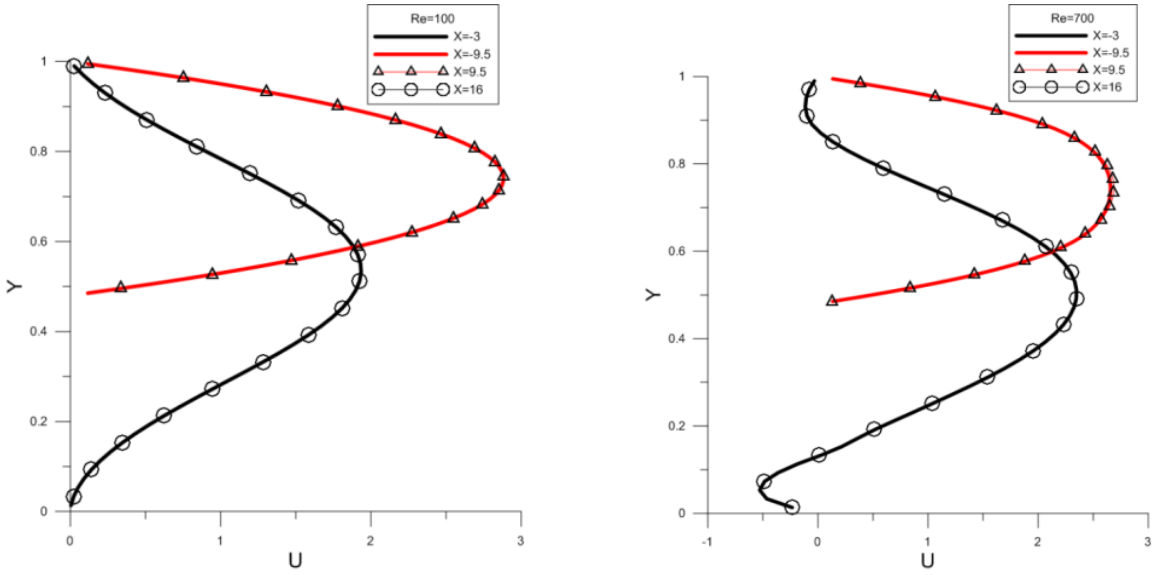
➢ **D/b=4:** La géométrie possède deux étranglements de même grandeur avec un espacement D/b=4



(a) (b)

Figure IV.3.25 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds, a) Re=100, b) Re=700

- **D/b=6:** La géométrie possède deux étranglements de même grandeur avec un espacement D/b=6



(a) (b)

Figure IV.3.26 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds, a) Re=100, b) Re=700

Ces graphes nous donnent la forme des profils de vitesse dans les deux étranglements, et on remarque une bonne concordance dans ces résultats. De même on a constaté que la variation de la distance entre les deux déformations n'influe pas sur le comportement de l'écoulement.

IV.5.3 Cas de deux étranglements parallèles :

Dans ce cas, on impose à la conduite deux déformations opposées, et nous nous intéressons aux effets des hauteurs, longueurs et distances entre déformations sur l'écoulement. Avant de donner les résultats des simulations numériques effectuées, nous présenterons d'abord la géométrie utilisée **Figure (IV.4)**.

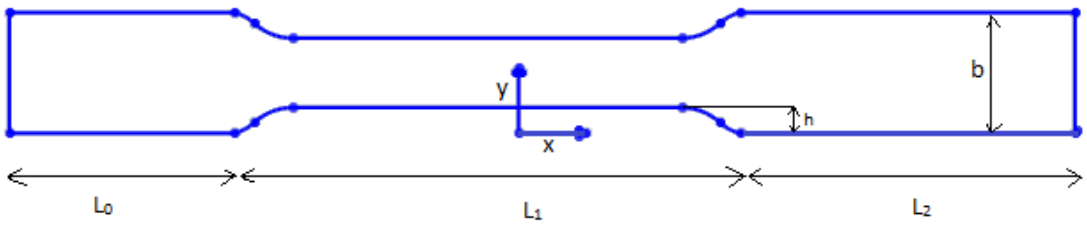


Figure IV.4 : la configuration pour notre étude

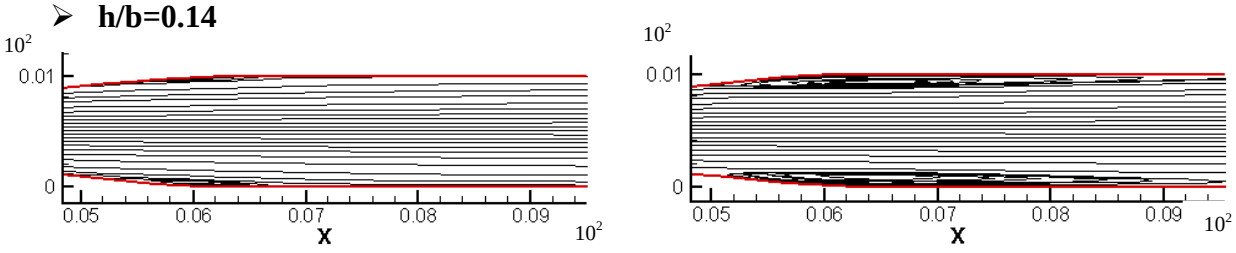
$L_0/b=10$, $L_1/b=13$, $L_3/b=18$

IV.5.3.1 Effet de la hauteur :

Dans cette étude on garde les mêmes longueurs, et on varie les hauteurs des étranglements

- **Étude des lignes de courant en fonction de Reynolds:**

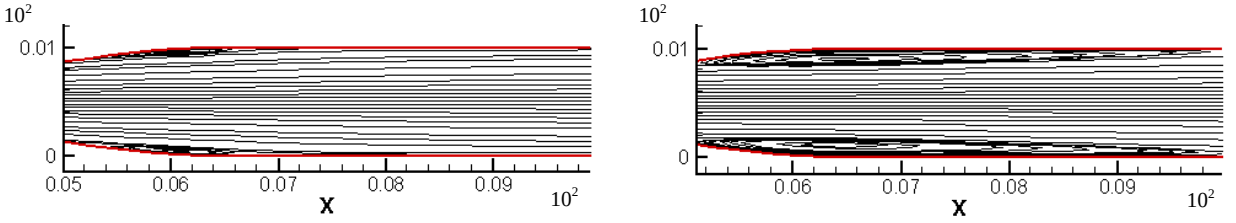
➢ **h/b=0.14**



(a) (b)

Figure IV.4.1 : Les lignes de courant, a) Re=700, b) Re=4100

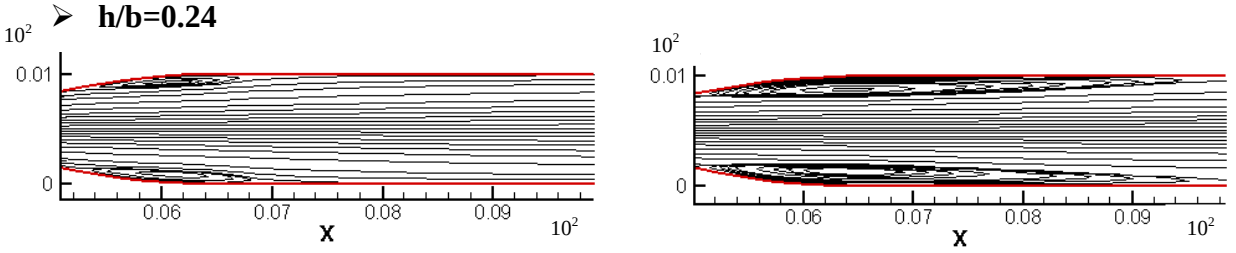
➢ **h/b=0.19**



(a) (b)

Figure IV.4.2: Les lignes de courant, a) Re=300, b) Re=1300

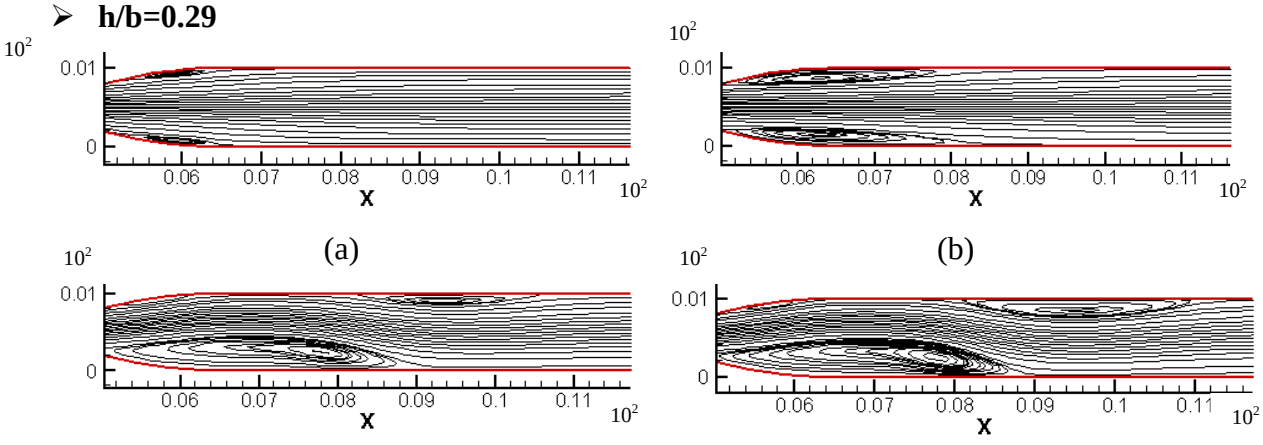
➢ **h/b=0.24**



(a) (b)

Figure IV.4.3 : Les lignes de courant, a) Re=200, b) Re=500

➢ **h/b=0.29**



(a) (b)

(c) (d)

Figure IV.4.4: Les lignes de courant, a) Re=100, b) Re=200, c) Re=300, d) Re=400

- ✓ **h/b=0.14**

Les lignes de courant sont quasi parallèles pour des faibles Reynolds, Figure (IV.4.1.a). Lorsque nous augmentons le nombre de Reynolds, l'écoulement commence à se perturber et on observe l'apparition de deux zones de recirculation parallèles, à Re=600 à la sortie de la déformation, Figure (IV.4.1.b). En augmentant le nombre de Reynolds, ces zones s'imposent sur toute la surface de la conduite jusqu'à que l'écoulement soit turbulent (Re=4100).

- ✓ **h/b=0.19**

On remarque que les deux zones de recirculation apparaissent à Re= 300, Figure(IV.4.2.a) et en augmentant le nombre de Reynolds, ces zones augmentent en largeur jusqu'à ce que le régime devient turbulent à Re=2000, Figure (IV.4.2.b).

- ✓ **h/b=0.24**

Cette fois l'apparition des zones de recirculation est à Re=200, Figure (IV.4.3.a), l'augmentation du Reynolds fait que ces zones occupent toute la largeur de la conduite.
L'écoulement commence à devenir turbulent à partir de Re=500, Figure (IV.4.3**)**

- ✓ **h/b=0.29**

A Re=100 ; on voit clairement la symétrie entre les deux zones de recirculation, Figure (IV.4.4.a), et de faite qu'on augmente le nombre de Reynolds ces dernières s'élargissent et s'éloignent l'une de l'autre jusqu'à ce que le régime soit turbulent à partir de Re=400, Figure (IV.4.4.d).

Dans ce cas on constate deux zones de recirculation opposées qui apparaissent au même temps, et elles s'allongent dans la conduite d'une manière symétrique du fait de l'augmentation du Reynolds.

Tableau des Reynolds critiques:

h/b	Apparition de deux zones parallèle	Re critique
0.14	700	4100
0.19	300	1300
0.24	200	500
0.29	100	400

Tableau IV.9 : Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de nombre de Reynolds

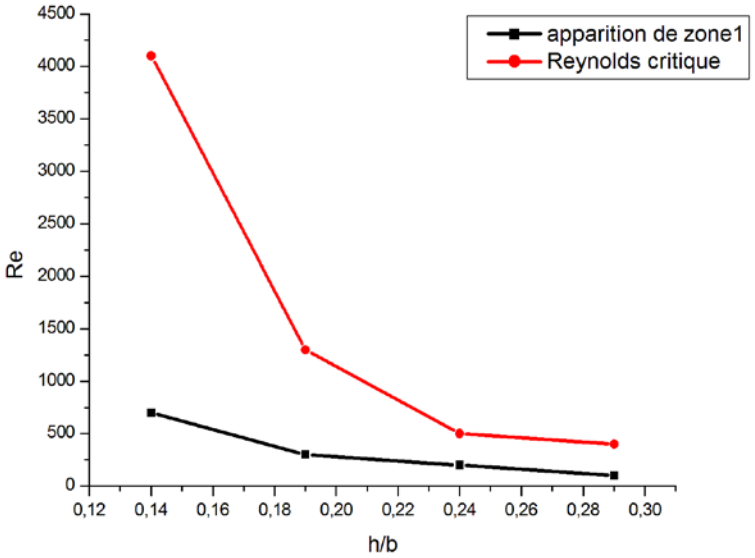
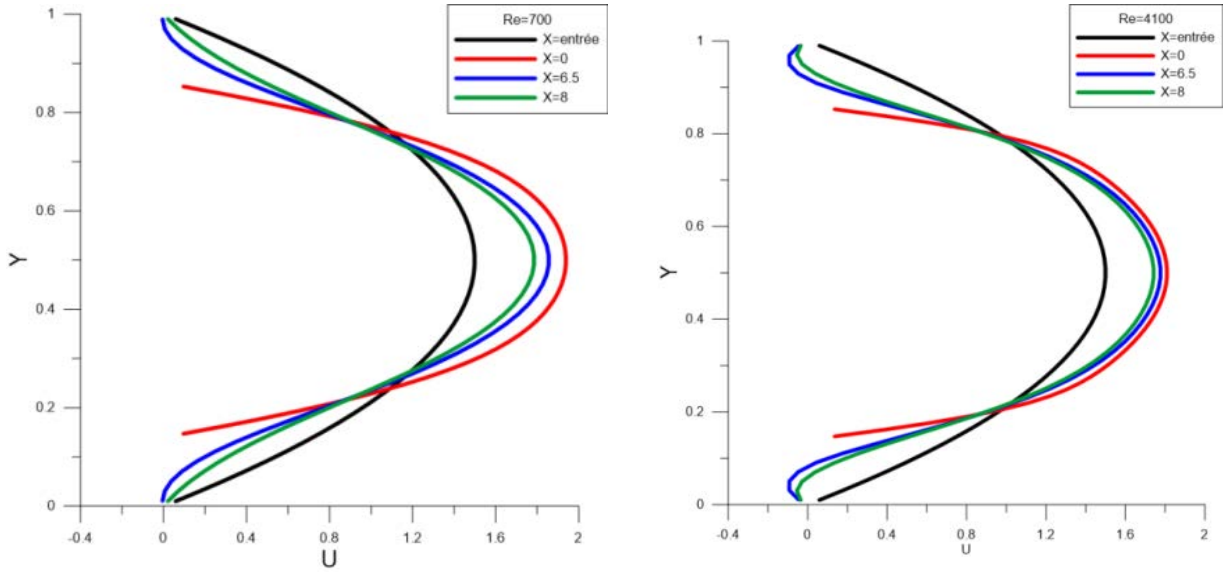


Figure IV.4.5 : Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de nombre de Reynolds

Nous constatons dans ce graphe que des zones de recirculation apparaissent à des Reynolds de plus en plus faibles lorsque la hauteur de la déformation augmente. Pour chaque hauteur, nous avons deux zones de recirculation symétriques avant que l'écoulement bascule vers un régime turbulent.

- **Étude des profils des vitesses :**

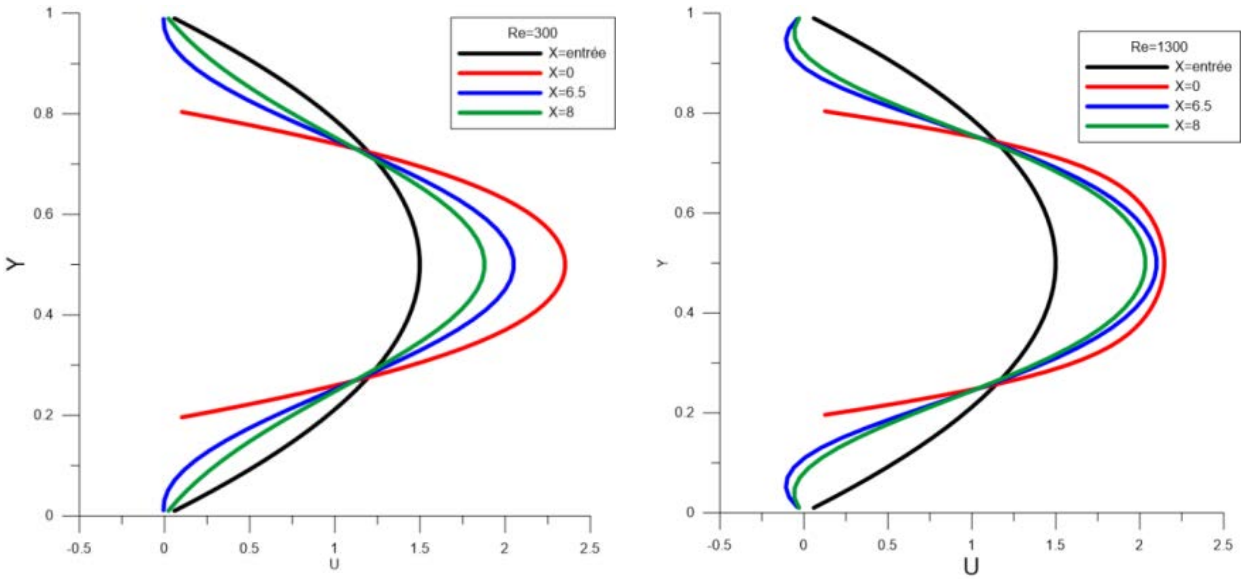
- **h/b=0.14**



(a) (b)

Figure IV.4.6 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds, a) Re=700, b) Re=4100

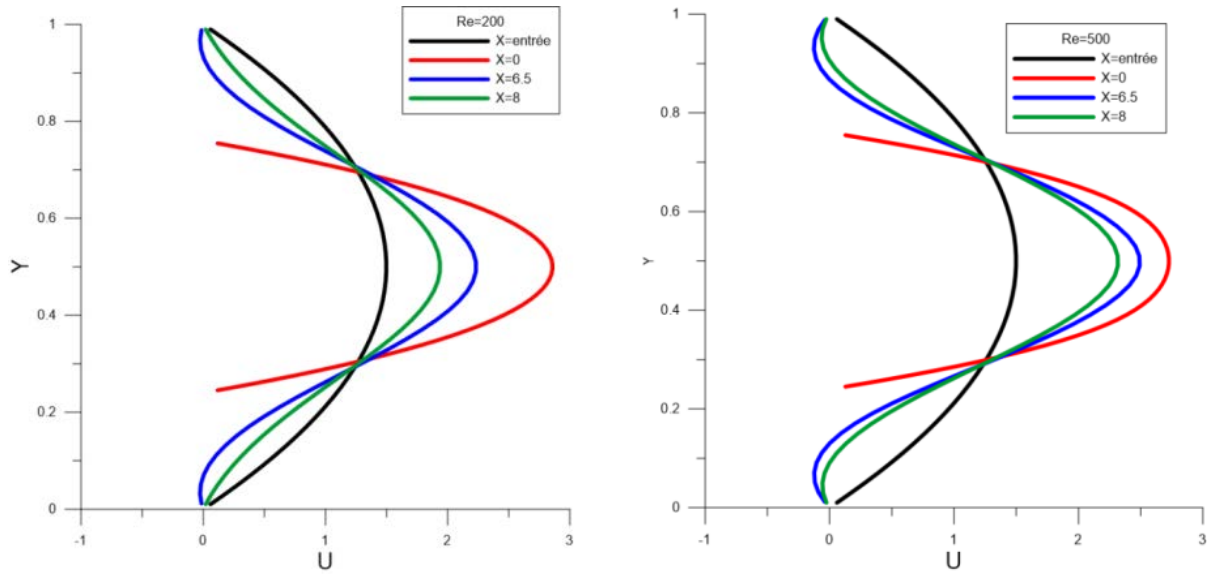
- **h/b=0.19**



(a) (b)

Figure IV.4.7 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds, a) Re=300, b) Re=1300

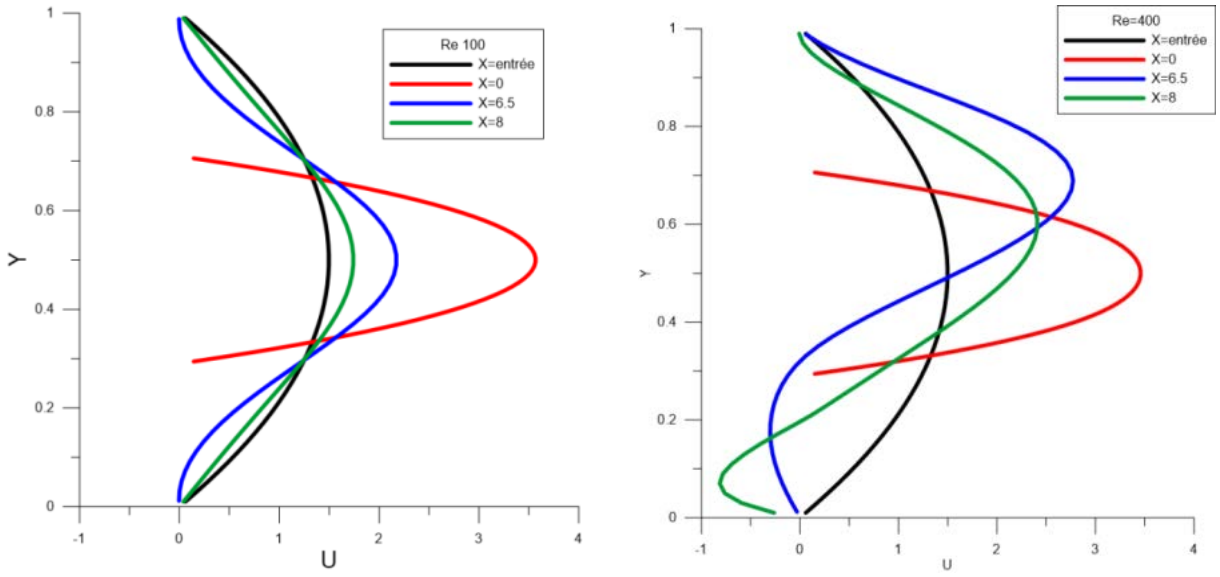
- **h/b=0.24**



(a) (b)

Figure IV.4.8 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds, a) Re=200, b) Re=500

- **h/b=0.29**



(a) (b)

Figure IV.4.9 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds, a) Re=100, b) Re=400

Les profils des vitesses sont tracés comme suit : Noir à l'entrée de la conduite, rouge au milieu de la déformation, bleu à la sortie et le vert représente le profil en aval de la déformation. Nous constatons que les profils diffèrent en passant d'une position à une autre. A l'entrée, le profil est imposé et il s'agit d'un profil parabolique. Celui-ci reste similaire au milieu de la déformation mais la valeur des vitesses augmente. La section de la conduite diminue alors que le débit doit rester constant, ce qui se traduit par une augmentation des amplitudes de la vitesse longitudinale à l'intérieur de la déformation. A la sortie de la déformation, nous soulignons l'apparition des valeurs négatives dans les profils des vitesses dans chaque coté opposé d'une façon symétrique qui s'explique par l'existence des zones de recirculation, et plus ces valeurs sont importantes plus les zones de recirculation occupent des surfaces importantes.

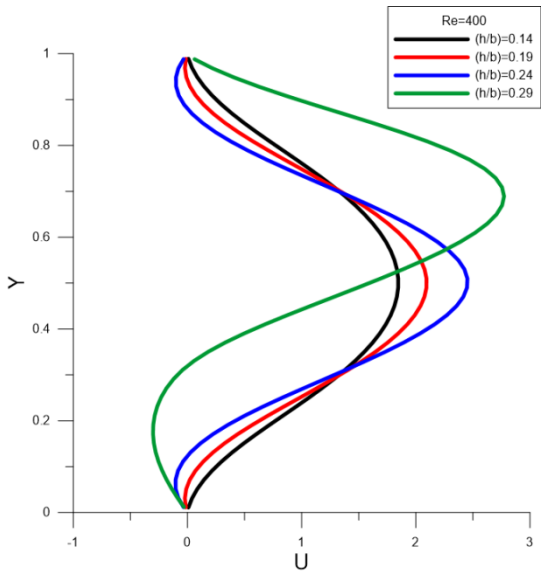


Figure IV.4.10 : Les profils de la vitesse axiale 'U' à la sortie de l'étranglement en fonction de la hauteur

Dans tous ces graphes on confirme que la hauteur de l'étranglement, et l'effet du nombre de Reynolds ont une influence sur le comportement de l'écoulement, le fait d'augmenter la hauteur fait que les zones de recirculation apparaissent à des Reynolds faible, et l'écoulement se déstabilise rapidement.

IV.5.3.2 Effet de la longueur :

Cette fois on garde les mêmes hauteurs ; et varie les longueurs.

- **Etude des lignes de courant en fonction de Reynolds :**
  - **0.75 (L_1/b) :** En multipliant les longueurs des étranglements par un facteur 0.75.

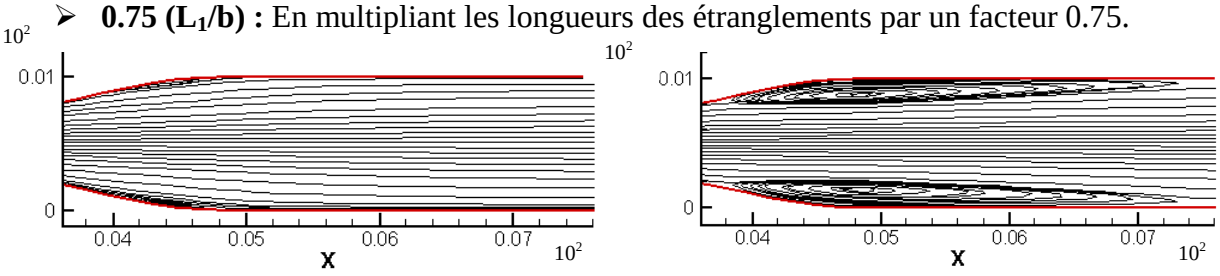
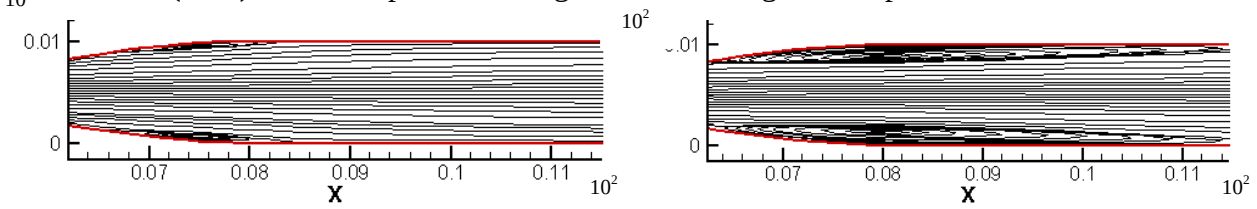


Figure IV.4.11: Les lignes de courant, a) Re=100, b) Re=400

➢ **1.25 (L_1/b) :** En multipliant les longueurs des étranglements par un facteur 1.25.



(a) (b)

Figure IV.4.12 : Les lignes de courant, a) Re=200, b) Re=550

✓ **0.75 (L_1/b)**

Les lignes de courant sont quasi parallèles pour des faibles Reynolds. Lorsque nous augmentons le nombre de Reynolds, l'écoulement commence à se déstabiliser et on observe l'apparition deux zones de recirculation parallèle à Re=100 à la sortie de la déformation, Figure (IV.4.11.a). De faite qu'on augmente le nombre de Reynolds, ces dernières s'imposent sur toute la surface de la conduite jusqu'à que l'écoulement soit turbulent (Re=400).

✓ **1.25 (L_1/b)**

On remarque que les deux zones de recirculation apparaissent à Re= 200, Figure (IV.4.12.b), en augmentant le nombre de Reynolds, ces zones augmentent en largeur jusqu'à ce que le régime devienne turbulent à Re=550, Figure (IV.4.12.d).

On constate dans toutes ces configurations que les résultats sont symétriques et que La longueur de l'étranglement influe sur le régime de l'écoulement et l'apparition des zones de recirculation.

Tableau des Reynolds critiques :

	Apparition de deux zones symétrique	**Re critique**
0.75(L_1/b)	100	400
L_1/b	200	500
1.25(L_1/b)	200	550

Tableau IV.10 : Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de nombre de Reynolds

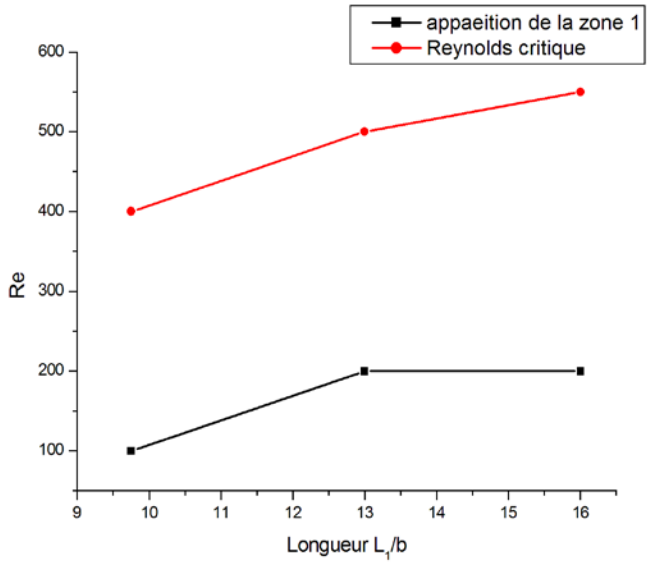
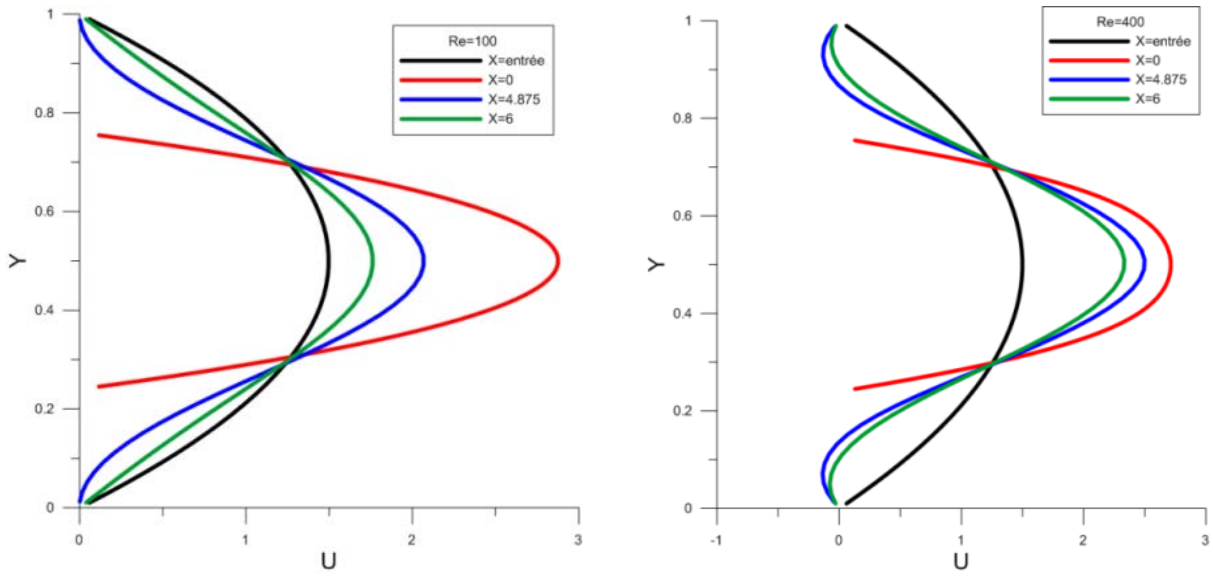


Figure IV.4.13 : Evolution de l'apparition des zones de recirculation en fonction de Reynolds

Nous constatons dans ce graphe que des zones de recirculation apparaissent à des Reynolds de plus en plus faibles lorsque la longueur de la déformation est petite. Pour chaque longueur, nous avons deux zones de recirculation symétriques avant que l'écoulement bascule vers un régime turbulent.

- **Étude des profils des vitesses :**

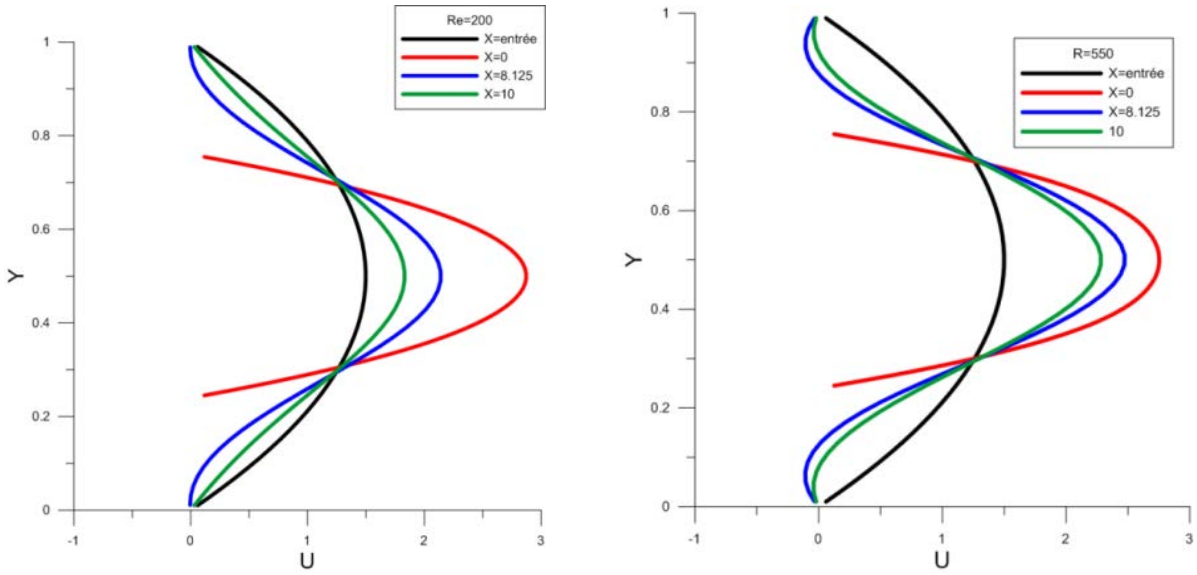
➢ **0.75 (L_1/b)**



(a) (b)

Figure IV.4.14 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds, a) Re=100, b) Re=400

- **1.25 (L_1/b)**



(a) (b)

Figure IV.4.15: Les profils de la vitesse axiale'U' dans différentes stations en fonction de Reynolds, a) Re=200, b) Re=550

Nous avons les mêmes positions des profils des vitesses que dans les cas précédent. Nous constatons que ces profils diffèrent en passant d'une position à une autre. A la sortie de la déformation, nous soulignons l'apparition des valeurs négatives dans les profils des vitesses, qui s'explique par l'existence des zones de recirculation.

Nous déduisons dans ce cas de deux déformations parallèles, que l'effet des longueurs influe sur l'écoulement d'une façon symétrique.

IV.5.3.3 Effet de l'espacement entre les étranglements :

Dans cette étude on fait déplacé les étranglements l'un par apport a l'autre.

- **Etude des lignes de courant en fonction de Reynolds :**

- **Cas 1 :** dans ce cas on décale l'étranglement du haut de X=4 par apport à l'origine.

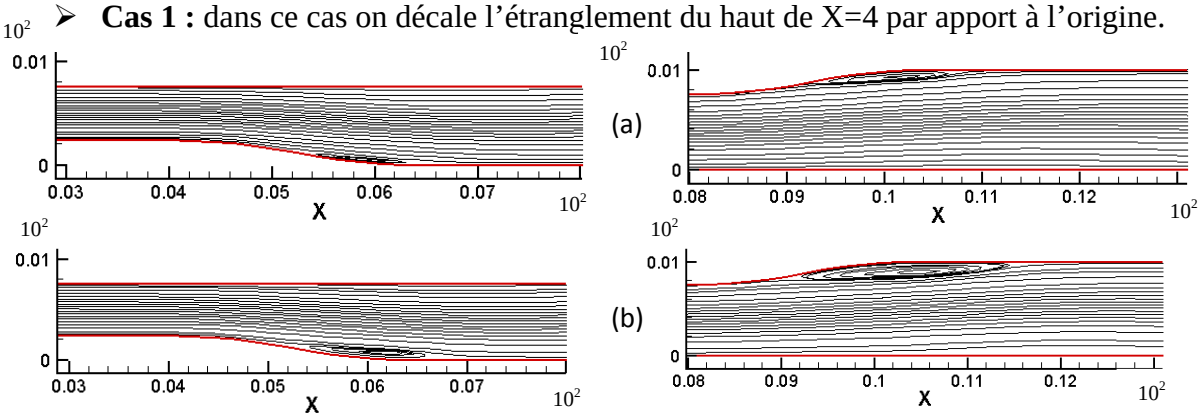
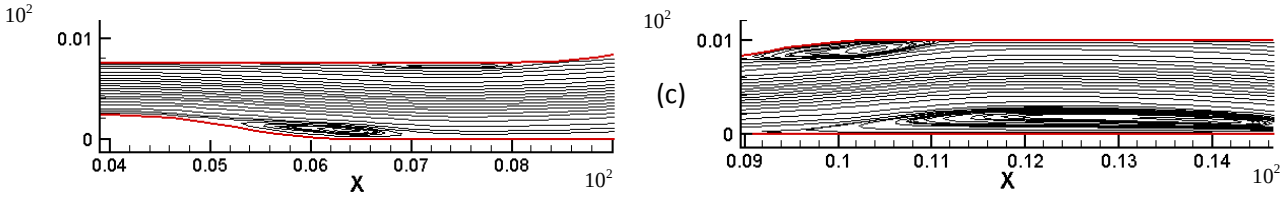


Figure IV.4.16 : Les lignes de courant, a) Re=300, b) Re=700, c) Re=1500



Suite de la Figure IV.4.16

➢ **Cas 2:** On décale l'étranglement du haut de X=8 par apport à l'origine.

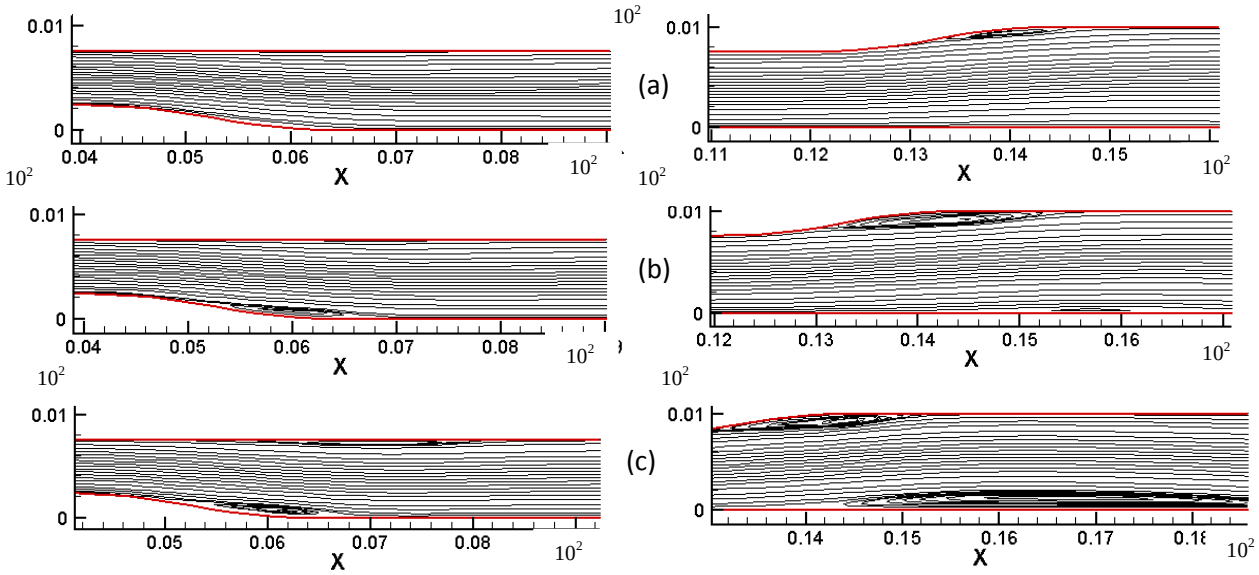


Figure IV.4.17 : Les lignes de courant, a) Re=500,b) Re=1100,c) Re=2300

✓ **Cas 1**

Dans ce cas l'apparition de la première zone de recirculation au niveau de la paroi supérieure est à Re=300, Figure (IV.4.16.a), en augmentant le Reynolds jusqu'à 700 on voit deux nouvelles zones sur la paroi inférieur, Figure (IV.4.16.b), ces dernières occupent des surfaces importantes en augmentant le Reynolds jusqu'à l'apparition de turbulences à Re=1500, Figure (IV.4.16.c).

✓ **Cas 2**

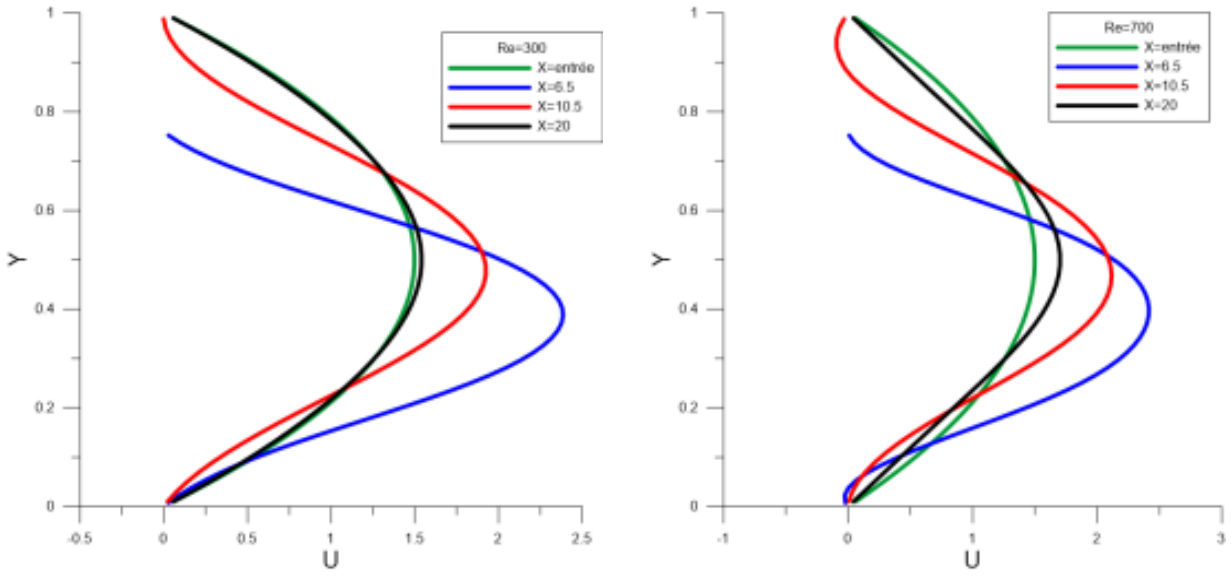
On remarque que la première zone de recirculation apparait à Re= 500 à la paroi supérieure, Figure (IV.4.17.a), et en augmentant le nombre de Reynolds Re=1100, deux autres zones apparaissent à la paroi inférieure, Figure (IV.4.17.b), et l'écoulement devient turbulent à Re=2300, Figure (IV.4.17.c).

Dans ces configurations on constate que l'espacement entre les déformations influe sur le comportement de l'écoulement et l'apparition des zones de recirculation.

En augmentant l'espace entre les étranglements, les zones de recirculation n'apparaissent que pour des nombres de Reynolds importants et ceci explique, que l'écoulement devient stable après la première déformation.

❖ Etude des profils des vitesses :

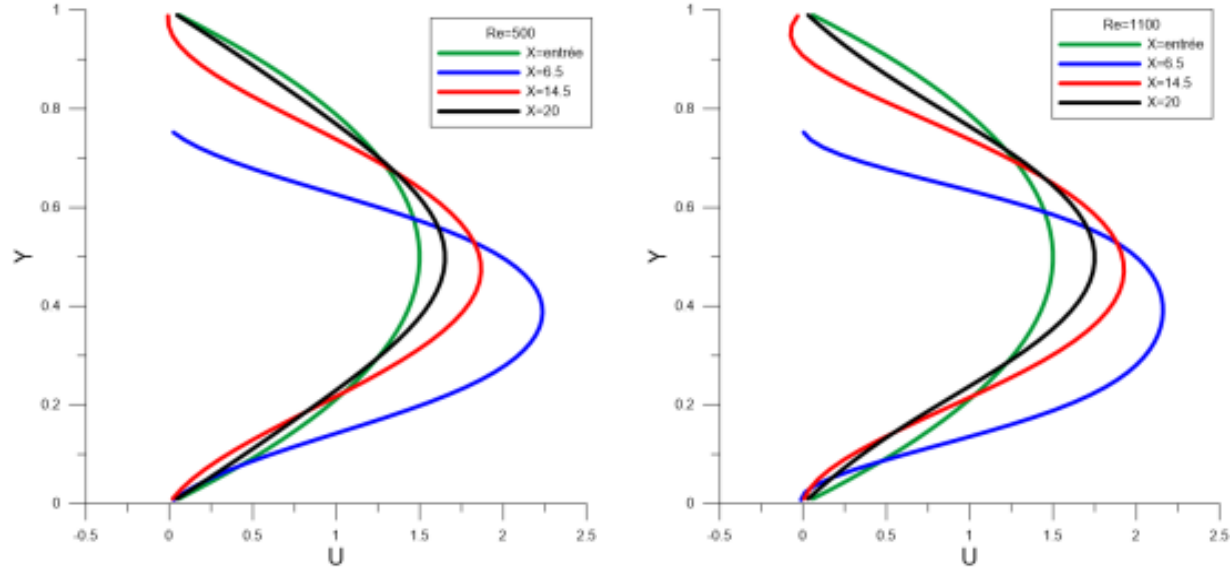
➢ **Cas1 :** dans ce cas on décale l'étranglement du haut de X=4 par apport à l'origine.



(a) (b)

Figure IV.4.18 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes positions en fonction de Reynolds, a) Re=300, b) Re=700, c) Re=1500

➢ **Cas 2 :** dans ce cas on décale l'étranglement du haut de X=8 par apport à l'origine.



A b

Figure IV.4.19 : Les profils de la vitesse axiale 'U' dans différentes positions en fonction de Reynolds, a) Re=500, b) Re=1100, c) Re=2300

Dans ces deux cas, les résultats nous montrent que le déplacement des étranglements entre eux influe sur le régime d'écoulement, plus la distance est petite plus les vitesses négatives apparaissent rapidement, et plus l'écoulement devient turbulent.

Conclusion :

Dans ce chapitre, on a présenté trois configurations d'une conduite horizontale en présence de déformations localisées. Nous avons mis en exergue l'influence des rapports de formes des déformations sur le comportement de l'écoulement.

Les résultats obtenus sont importants. Ils montrent l'influence d'une variation de la géométrie de la conduite sur les lignes du courant et les profils de vitesses ainsi que leurs évolutions lorsque le nombre de Reynolds augmente.

Conclusion générale

Conclusion générale

La principale motivation qui nous a poussé à faire ce travail a été le fait de contribuer à la compréhension du phénomène de l'écoulement d'un fluide réel dans une conduite horizontale en présence des étranglements. Pour cela nous avons écrit les différentes équations qui gouvernent ce problème physique en utilisant les coordonnées cartésiennes.

En ce qui concerne les méthodes numériques nous avons opté pour la méthode des volumes finis pour discrétiser les différentes équations gouvernantes en régime stationnaire et l'algorithme SIMPLE pour la résolution.

Ce travail nous a aussi été l'occasion pour découvrir et mieux comprendre le principe des codes de calcul CFD, notamment **Fluent**. La validation du problème traité a été faite avec des travaux expérimentaux trouvés dans la littérature. Un bon accord a été obtenu entre nos simulations et les données expérimentales.

Cette étude a démontré que les écoulements sont fonction de plusieurs paramètres indissociables, à savoir le nombre de Reynolds et le rapport de forme de la géométrie des déformations.

Enfin, puisque ce travail comporte deux aspects ; modélisation et étude, il serait intéressant dans le future de réaliser une étude numérique du problème en tridimensionnel pour confirmer nos résultats d'une part, ainsi l'étude de ce problème en régime instationnaire, en vue d'une approche plus réaliste d'une autre part.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

[1] Hamadiche, M. and Al-Farkh, M., (1998), Stabilité Linéaire de l'Ecoulement de Poiseuille en Conduite Cylindrique Viscoélastique, C. R. Acad. Sci. Paris, t. 326, SCrie II b, pp: 95-102.

[2] Kumaran, V, (1996), Stability of an inviscid flow in a flexible tube, J. Fluid Mech 320,1 – 17.

[3] Luo, X. Y., (2001), Steady and unsteady flows in collapsible channels, Advances in Biomechanics, Beijing, China, Jun 20, 192-199.

[4] Lee, K.W. and Xu, X.Y., (2002) Modelling of flow and wall behaviour in a mildly stenosed tube, Medical Engineering & Physics, Vol. 24, pp: 575–586.

[5] Standile, S. M. and Sibanda , P., (2003) On the stability analysis of thermally stratified channel flow with a compliant boundary, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 46, pp: 939–948.

[6] Unhale, A., Marino, G. and Parameswaran, S., (1999), A One Dimensional Model to Predict Steady Flow Through a Collapsible Tube, International Journal of Computational Engineering Science, Vol. 0, No. 0, 000-000.

[7] Shim, E. B. and Kamm, R. D., (2002) Numerical Simulation of Steady Flow in a Compliant Tube or Channel with Tapered Wall Thickness, Journal of Fluids and Structures, Vol. 16 N°8, pp:1009–1027.

[8] Zhao, Y. and Forhad, A. (2003), A general method for simulation of fluid flows with moving and compliant boundaries on unstructured grids, Computer Methods Appl. Mech. Engrg. Vol.192, pp: 4439–4466.

[9] Marzo, A., Luo, X. Y. and Bertram, C. D., (2005) Three-dimensional collapse and steady flow in thick-walled flexible tubes, Journal of Fluids and Structures Vol. 20, pp: 817–835.

[10] Bertram, C.D., (1987), The effects of wall thickness, axial strain and end proximityon the pressure-area relation of collapsible tubes, Journal of Biomechanics 20, 863–876.

[11] Hazel, A.L., Heil, M., (2003), Steady finite-Reynolds-number flows in three-dimensional collapsible tubes. Journal of Fluid Mechanics, 486, 79–103.

[12] Kraenkel, R.A., Noubissie, S. and Woafo, P., (2007) A mathematical model for wave propagation in elastic tubes with inhomogeneities: Application to blood waves propagation, Physica D Vol. 236, pp: 131–140.

[13] Tang, D. Yang,C., Kobayashi, S. and Ku, D. N., (2001), Generalized finite difference method for 3-D viscous flow in stenotic tubes with large wall deformation and collapse, Applied Numerical Mathematics, Vol. 38, pp: 49–68.

[14] Chakravaty, S., Kumar, P. and Sarifuddin, M., (2005), Effect of surface irregularities on unsteady pulsatile flowin a compliant artery, International Journal of Non-Linear Mechanics, VOL. 40, pp: 1268 – 1281.

[15] Taibi, M., Lahlou, A., Gueraoui, K., Kerroum, M. and Zeggwagh, G., (2008), Modélisation Théorique et Numérique des Problèmes d'Ecoulement des Fluides Non Newtoniens en Conduites Déformables, Lebanese Science Journal, Vol. 9, N°2, pp : 47-61.

[16] Gay, M. and Zhang, L. T. (2008), Numerical studies of blood flow in healthy, stenosed, and stented carotid arteries, International Journal for Numerical Methods in Fluids.

[17] D.Calluaud, L.David, S. Rouvreau, P. Joulain (2001). Ecoulement laminaire autour d'un cylindre de section carrée comparaison calcule expérimental Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques (UMR 6609-CNRS) Boulevard Pierre et Marie Curie Téléport 2, B.P. 30179 86960 FUTUROSCOPE Cedex. 2001.

[18] Hina, S., Hayat, T., Asghar, S. and Hendi, A. A. (2012), Influence of compliant walls on peristaltic motion with heat/mass transfer and chemical reaction, International Journal of Heat and Mass Transfer , Vol. 55, pp: 3386–3394.

[19] S. V. Patankar. Numerical heat transfer and fluid flaw, Hemisphere publishing corporation, Washington, DC, 1980.

[20] A. Bejan, Convection heat transfer, 3eme edition, Wiley, New York, 2004.

[21] Y. Rouizi, Y. Favennec, J. Ventura, D. Petit (2009). Numerical model reduction of 2D steady incompressible laminar flows: Application on the flow over a backward-facing step, Journal of Computational Physics. Vol. 228,N^0 pp: 2239–2255.

[22] Help FLUENT.

Annexes

Annexe A

Différents schémas :

1. Discrétisation spatiale

L'approximation de la variable généralisée Φ aux interfaces du volume de contrôle se fera donc avec le choix du schéma de discrétisation approprié. Le rôle du schéma intervient pour expliquer comment évaluer les flux de diffusion et de convection sur les faces du volume de contrôle après intégration. On a l'équation (III.5) devienne

$$(j_e - j_w + j_n - j_s) = (S_c + S_p \Phi_p)\ \Delta x \Delta y \qquad \text{(A.1)}$$

Où j_i (i=e, w, n, s) est le flux total évalué sur chaque face du volume de contrôle. Ce flux est composé de deux parties : flux convectif et diffusif.

Par exemple :

$$j_e = \left(\rho U \Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial X}\right)_e \Delta y \qquad \text{(A.2)}$$

On peut utiliser les schémas suivants :

a) Schéma aux différences centrées (CDS)

Pour évaluer le flux convectif à l'interface, la variation de la variable Φ entre deux nœuds adjacents doit être exprimée par un profil linéaire. On suppose que les faces (e, w, n, s) se trouvent au milieu des nœuds (E, W, N, S) respectivement, les termes convectifs des variables généralisées Φ se présente par une interpolation comme suite :

$$\begin{cases} \Phi_e = \frac{1}{2}(\Phi_E + \Phi_P) \\ \Phi_w = \frac{1}{2}(\Phi_P + \Phi_W) \\ \Phi_n = \frac{1}{2}(\Phi_N + \Phi_P) \\ \Phi_s = \frac{1}{2}(\Phi_P + \Phi_S) \end{cases} \qquad \text{(A.3)}$$

Les parties diffusives sont évaluées en approximant les dérivées par les différences, ce qui donne :

$$\begin{cases} \Gamma_e \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_e = \Gamma_e \frac{\Phi_E - \Phi_P}{(\delta x)_e} \\ \Gamma_w \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_w = \Gamma_w \frac{\Phi_P - \Phi_W}{(\delta x)_w} \\ \Gamma_n \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y}\right)_n = \Gamma_n \frac{\Phi_N - \Phi_P}{(\delta y)_n} \\ \Gamma_s \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y}\right)_s = \Gamma_s \frac{\Phi_P - \Phi_S}{(\delta y)_s} \end{cases} \qquad \text{(A. 4)}$$

Remplaçons les formules (A.3) et (A.4) dans l'équation (A.1), on obtient :

$$a_P \Phi_P = a_E \Phi_E + a_W \Phi_W + a_N \Phi_N + a_S \Phi_S + b \qquad (A.5)$$

Où :

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S - S_P \Delta x \Delta y$$

$$\begin{cases} a_E = D_e - \dfrac{F_e}{2} \\ a_W = D_w + \dfrac{F_w}{2} \\ a_N = D_n - \dfrac{F_n}{2} \\ a_S = D_s + \dfrac{F_s}{2} \end{cases} \qquad (A.6)$$

$b = S_c \Delta x \Delta y$.

$D_i = \dfrac{\Gamma}{\delta x}$ est la conductance de la diffusion toujours positif et $F_i = (\rho u_i)$ es la force de convection peut être, positif ou négatif, selon le sens de l'écoulement. Les coefficients de discrétisation a_i (i=E, W, N, S) rassemblant le flux convectifs et diffusifs. Ils doivent avoir le même signe positif (la deuxième règle de base pour la méthode de volume finis), mais la relation (A.6), peut créer des coefficients négatifs.

Les coefficients de l'équation (A.6) écrits en terme du nombre de Peclet (Pe) sont donnés par :

$$\begin{cases} a_E = D_e \left(1 - \dfrac{Pe_e}{2}\right) \\ a_W = D_w \left(1 + \dfrac{Pe_w}{2}\right) \\ a_N = D_n \left(1 - \dfrac{Pe_n}{2}\right) \\ a_S = D_s \left(1 + \dfrac{Pe_S}{2}\right) \end{cases} \qquad (A.7)$$

Avec :

$$Pe_i = \frac{F_i}{D_i} = \frac{(\rho u_i)(\delta x_i)}{\Gamma_i} \qquad (A.8)$$

Pour que ces coefficients soit positifs, le nombre de Pe doit être dans l'intervalle [-2,2]. L'application de ce schéma n'est avantagée que si $|Pe| \leq 2$, ceci est réalisé pour des maillages fins.

b) Schéma Upwind (UPS)

Dans ce schéma, la valeur de la variable Φ à l'interface n'est pas interpolée. Il est appliqué pour les écoulements à dominance convective. Si on considère la figure (III-3), on voit que ce schéma assigne directement Φ_i (i=e, w, n, s), tel que :

$$\begin{cases} \Phi_e = \Phi_P & si \quad F_e > 0 \\ \Phi_e = \Phi_E & si \quad F_e < 0 \\ \Phi_w = \Phi_W & si \quad F_w > 0 \\ \Phi_w = \Phi_P & si \quad F_w < 0 \\ \Phi_n = \Phi_P & si \quad F_n > 0 \\ \Phi_n = \Phi_N & si \quad F_n < 0 \\ \Phi_s = \Phi_S & si \quad F_s > 0 \\ \Phi_s = \Phi_P & si \quad F_s < 0 \end{cases} \tag{A.9}$$

Cette condition peut être exprimée par l'opérateur :

$\|A, B\| = max(A, B)$

Le schéma Upwind s'écrit donc :

$$\begin{cases} F_e\Phi_e = \Phi_P\|F_e, 0\| - \Phi_E\|-F_e, 0\| \\ F_w\Phi_w = \Phi_W\|F_w, 0\| - \Phi_P\|-F_w, 0\| \\ F_n\Phi_n = \Phi_P\|F_n, 0\| - \Phi_N\|-F_e, 0\| \\ F_s\Phi_s = \Phi_S\|F_s, 0\| - \Phi_P\|-F_n, 0\| \end{cases} \tag{A. 10}$$

En substituant les expressions (A.10) dans l'équation (A.1), l'équation de discrétisation devient :

$a_P\Phi_P = a_E\Phi_E + a_E\Phi_E + a_N\Phi_N + a_S\Phi_S + b$

$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S - S_P\Delta x\Delta y.$

$b = S_C\Delta x\Delta y.$

Avec :

$$\begin{cases} a_E = D_e + \|-F_e, 0\| \\ a_W = D_w + \|F_w, 0\| \\ a_N = D_n + \|-F_n, 0\| \\ a_S = D_s + \|F_s, 0\| \end{cases} \tag{A.11}$$

Tous les coefficients de discrétisation de ce schéma sont positifs, ce qui fait ce schéma est inconditionnellement stable, mais il introduit une erreur nommée fausse diffusion, et de ce fait il donne une mauvaise représentation du phénomène physique réel.

c) Schéma Hybride (HDS)

Ce schéma mis au point par Spadling (1972). Le schéma HDS est la combinaison des deux schémas (centré et Upwind).

En appliquant ce schéma, la variable généralisée Φ aux différentes interfaces du volume de contrôle prendra la forme suivante :

$$\begin{cases} \Phi_e = a_e\Phi_P + (1 - a_e)\Phi_E \\ \Phi_w = a_w\Phi_W + (1 - a_w)\Phi_P \\ \Phi_n = a_n\Phi_P + (1 - a_n)\Phi_N \\ \Phi_s = a_s\Phi_S + (1 - a_s)\Phi_P \end{cases} \tag{A.12}$$

Où les coefficients a_i (i=e, w, n, s) sont définis par :

$$a_i = \begin{cases} 0 & si \quad P_e < -2 \longrightarrow schéma\ upwind \\ \frac{1}{2} & si \quad |P_e| \leq 2 \longrightarrow schéma\ centré \\ 1 & si \quad P_e > 2 \longrightarrow schéma\ upwind \end{cases} \qquad (A.13)$$

En substituant les valeurs prises par la variable Φ à l'équation (A.1), on aura :

$$a_P\Phi_P = a_E\Phi_E + a_W\Phi_W + a_N\Phi_N + a_S\Phi_S + b$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S - S_P\Delta x\Delta y$$

$$b = S_c\Delta x\Delta y$$

Avec :

$$\begin{cases} a_E = \left\| -F_e, D_e - \frac{F_e}{2}, 0 \right\| \\ a_W = \left\| F_w, D_w + \frac{F_w}{2}, 0 \right\| \\ a_N = \left\| F_n, D_n - \frac{F_n}{2}, 0 \right\| \\ a_S = \left\| F_s, D_s + \frac{F_s}{2}, 0 \right\| \end{cases} \qquad (A.14)$$

d) schéma à loi de puissance (PLDS)

On remarque que pour Pe = ±2 l'erreur est maximale, aussi il n'est pas exacte de mettre la diffusion égale à zéro pour $|\,\mathrm{Pe}\,| > 2$. Une bonne approximation polynomiale de la solution exacte est donnée par le schéma PLDS (Power law Differenting Sheme) développé par Patankar (1980), qui s'écrit pour le coefficient a_E par exemple comme suit :

$$\begin{cases} a_E = -Pe_eD_e & si \quad Pe_e < -10 \\ a_E = ((1 + 0.1Pe_e)^5 - Pe_e)D_e & si \quad -10 \leq Pe_e < 0 \\ a_E = (1 - 0.1Pe_e)^5D_e & si \quad 0 \leq Pe_e < 10 \\ \frac{a_E}{D_e} = 0 & si \quad Pe_e > 10 \end{cases} \qquad (A.15)$$

L'équation de discrétisation de ce schéma s'écrit :

$$a_P\Phi_P = a_E\Phi_E + a_W\Phi_W + a_N\Phi_N + a_S\Phi_S + b$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S - S_P\Delta x\Delta y\ ;\ b = S_C\Delta x\Delta y$$

Avec :

$$\begin{cases} a_E = D_e\|0,(1-0.1|Pe_e|)^5\| + \|0,-F_e\| \\ a_W = D_w\|0,(1-0.1|Pe_w|)^5\| + \|0,-F_w\| \\ a_N = D_n\|0,(1-0.1|Pe_n|)^5\| + \|0,-F_n\| \\ a_S = D_s\|0,(1-0.1|Pe_s|)^5\| + \|0,-F_s\| \end{cases} \quad (A.16)$$

On peut distinguer que le nombre de Peclet est l'élément essentiel pour caractériser le comportement d'un schéma numérique. La limitation des schémas précédents se situe comme suit:

- Schéma centré : par les valeurs $|\mathrm{Pe}| \leq 2$;
- Schéma Upwind : surestime la diffusion pour les grands nombres de Peclet ;
- Schéma Hybride : son inconvénient est l'erreur maximale lorsque $|\mathrm{Pe}| = 2$;
- Schéma PLDS : stable et donne une bonne approximation de la solution
- exacte.

2. Formulation générale du problème :

L'intégration de l'équation de transport(III.2) donne :

$$j_e - j_w + j_n - j_s = (S_c + S_P\Phi_P)\Delta x\Delta y \quad (A.17)$$

$$j_i = (\rho u_j)\Phi_i - \Gamma_i\left(\frac{\partial\Phi_i}{\partial x_j}\right), \text{avec : } \begin{cases} \text{Si i} = \text{e, w} & \text{alors } u_j = u \text{ et } x_j = x \\ \text{Si i} = \text{n, s} & \text{alors } u_j = v \text{ et } x_j = y \end{cases} \quad (A.18)$$

L'intégration de l'équation de continuité sur le volume de contrôle donne :

$$F_e - F_w + F_n - F_s = 0 \quad (A.19)$$

Où : Fi (i=e, w, n, s) sont les débits massiques à travers les faces du volume de contrôle.

Si on multiplie l'équation (III.31) par Φ_P et on la retranche de l'équation (III.29), on obtient :

$$(j_e - F_e\Phi_P) - (j_w - F_w\Phi_P) + (j_n - F_n\Phi_P) + (j_s - F_s\Phi_P) = (S_C + S_P\Phi_P)\Delta x\Delta y \quad (A.20)$$

On peut écrire les termes entre parenthèses de l'équation (III.32) comme suit :

$$\begin{cases} j_e - F_e\Phi_P = a_E(\Phi_P - \Phi_E) \\ j_w - F_w\Phi_P = a_W(\Phi_W - \Phi_P) \\ j_n - F_n\Phi_P = a_N(\Phi_P - \Phi_N) \\ j_s - F_s\Phi_P = a_S(\Phi_S - \Phi_P) \end{cases} \quad (A.21)$$

Avec :

$$\begin{cases} a_E = D_e A(|Pe_e|) + \|-F_e, 0\| \\ a_W = D_w A(|Pe_w|) + \|F_w, 0\| \\ a_N = D_n A(|Pe_n|) + \|-Fn, 0\| \\ a_S = D_s A(|Pe_s|) + \|Fs, 0\| \end{cases} \qquad (A.22)$$

L'équation de discrétisation s'écrit sous la forme :

$a_P \Phi_P = a_E \Phi_E + a_W \Phi_W + a_N \Phi_N + a_S \Phi_S + b$

$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S - S_P \Delta x \Delta y$

$b = S_C \Delta x \Delta y.$

La fonction *A*($|Pe|$) est choisie d'après le tableau suivant :

Schéma	**La fonction A ($\|Pe\|$)**
Différences centrées	$1 - 0.5\|Pe\|$
Upwind	1
Hybride	$\|0, (1 - 0.5\|Pe\|)\|$
Loi de puissance	$\|0, (1 - 0.5\|Pe\|)^5\|$

Tableau (A.1) : La fonction A ($|Pe|$) pour différents schémas de discrétisation.

Annexe B

Récapitulatif des étapes que suit l'algorithme SIMPLE :

1) Estimer le champ de pression P^*.

2) Résoudre les équations de quantité de mouvement pour ce champ de pression P^* et déduire le champ de vitesse correspondant (u^*, v^*) :

$$\begin{cases} a_{i,J}u^*_{i,J} = \sum a_{voisins}\ u^*_{voisins} + \left(P^*_{i-1,J} - P^*_{i,J}\right)A_{i,J} + b_u \\ a_{I,j}v^*_{I,j} = \sum a_{voisins}\ v^*_{voisins} + \left(P^*_{I-1,j} - P^*_{I,j}\right)A_{I,j} + b_v \end{cases} \quad (B.1)$$

Avec i = e, w et j = n, s : pour les valeurs vectorielles (vitesses u et v)

i = E, W et j = N, S : pour les valeurs scalaires (pression)

$\left(P^*_{i-1,J} - P^*_{i,J}\right)A_{i,J}$: Force de pression agissant sur la face verticale du volume de contrôle de la composante vitesse u^*.

$\left(P^*_{I-1,j} - P^*_{I,j}\right)A_{I,j}$: Force de pression agissant sur la face horizontale du volume de contrôle de la composante vitesse v^*.

$A_{i,j}$: Surface sur les quelles agissent les force ($A_e = A_w = \Delta y$ et $A_n = A_s = \Delta x$).

3) Corriger la pression P^* et les vitesses u^* et v^* d'une quantité P' pour la pression et u' et v' pour les vitesses, ainsi les nouveaux champs s'écrivent :

$$\begin{cases} P = P^* + P' \\ u = u^* + u' \\ v = v^* + v' \end{cases} \quad (B.2)$$

4) Déduire une équation de correction de la pression pour cela :

- Soustraire les équations de quantité de mouvement écrite en valeur corriger de celleen valeurs estimer on aura :

$$\begin{cases} a_{i,J}\left(u_{i,J} - u^*_{i,J}\right) = \sum a_{voisins}\ (u_{voisins} - u^*_{voisins}) + \left(\left(P_{i-1,J} - P^*_{i-1,J}\right) - \left(P_{i,J} - P^*_{i,J}\right)\right)A_{i,J} \\ a_{I,j}\left(v_{I,j} - v^*_{I,j}\right) = \sum a_{voisins}\ (v_{voisins} - v^*_{voisins}) + \left(\left(P_{I,j-1} - P^*_{I,j-1}\right) - \left(P_{I,j} - P^*_{I,j}\right)\right)A_{I,j} \end{cases}$$

D'après (B.2) nous aurons alors :

$$\begin{cases} a_{i,J}u'_{i,J} = \sum a_{voisins}\ u'_{voisins} + \left(P'_{i-1,J} - P'_{i,J}\right)A_{i,J} \\ a_{I,j}v'_{I,j} = \sum a_{voisins}\ v'_{voisins} + \left(P'_{I,j-1} - P'_{I,j}\right)A_{I,j} \end{cases} \quad (B.3)$$

L'algorithme SIMPLE suppose que les termes et ($a_{voisins}\ u'_{voisins}$) et ($a_{voisins}\ v'_{voisins}$) peuvent être négligés, alors :

$$\begin{cases} a_{i,J}u'_{i,J} = \left(P'_{i-1,J} - P'_{i,J}\right)A_{i,J} \\ a_{I,j}v'_{I,j} = \left(P'_{I,j-1} - P'_{I,j}\right)A_{I,j} \end{cases} \quad \text{ou bien} \quad \begin{cases} u'_{i,J} = \left(P'_{i-1,J} - P'_{i,J}\right)d_{i,J} \\ v'_{I,j} = \left(P'_{I,j-1} - P'_{I,j}\right)d_{I,j} \end{cases} \quad (B.4)$$

Avec :

$$d_{i,J} = \frac{A_{i,J}}{a_{i,J}} \quad \text{et} \quad d_{I,j} = \frac{A_{I,j}}{a_{I,j}}$$

D'après (B.2) et (B.4) le champ de vitesse exact s'écrira :

$$\begin{cases} u_{i,J} = u^*_{i,J} + \left(P'_{i-1,J} - P'_{i,J}\right)d_{i,J} \\ v_{I,j} = v^*_{I,j} + \left(P'_{I,j-1} - P'_{I,j}\right)d_{I,j} \end{cases} \quad (B.5)$$

De façon similaire

$$\begin{cases} u_{i+a,J} = u^*_{i+1,J} + \left(P'_{i-1,J} - P'_{i+1,J}\right)d_{i+1,J} \\ v_{I,j+1} = v^*_{I,j+1} + \left(P'_{I,j} - P'_{I,j+1}\right)d_{I,j+1} \end{cases} \quad (B.6)$$

Avec :

$$d_{i+1,J} = \frac{A_{i+1,J}}{a_{i+1,J}} \quad \text{et} \quad d_{I,j+1} = \frac{A_{I,j+1}}{a_{I,j+1}}$$

- Introduire les expressions (B.5) et (B.6) dans l'équation de continuité suivante :

$$\left[(\rho uA)_{i+1,J} - (\rho uA)_{i,J}\right] + \left[(\rho vA)_{I,j+1} + (\rho vA)_{i,j}\right] = 0$$

Nous obtenons l'équation de correction de la pression qui s'écrit comme suit :

$$a'_P P'_P = a'_E P'_P + a'_W P'_W + a'_N P'_N + a'_S P'_S + b \quad (B.7)$$

Avec :

$$\begin{cases} a'_E = (\rho Ad)_e \quad \text{et} \quad a'_W = (\rho Ad)_w \\ a'_N = (\rho Ad)_n \quad \text{et} \quad a'_S = (\rho Ad)_s \end{cases}$$

$a_P' = a_E' + a_W' + a_N' + a_S'$ et $b = (\rho u^* A)_e + (\rho u^* A)_w + (\rho v^* A)_n + (\rho v^* A)_s$

5) Résoudre les autres équations de transport relatives aux autres scalaires du problème à savoir la Température.

6) Si les critères de convergences sont vérifiés, les champs ainsi déterminés sont les champs solution du problème. Si ce n'est pas le cas, le processus est réitéré à partir de la deuxième étape.

Toute fois, il se peut que la correction P' soit surestimé par cet algorithme et les calculs auront tendances à diverger, et le remède pour stabiliser ces calculs et d'utiliser un coefficient de sous relaxation aussi bien pour les équations de quantité de mouvement que celle de la pression ainsi l'expression (B.2) devient :

$$\begin{cases} P = P^* + a_P P' \\ u = u^* + a_u u' \\ v = v^* + a_v v' \end{cases} \qquad (B.2)$$

On note aussi que pour stabiliser l'algorithme, il est nécessaire pour le coefficient de sous relaxation a_p est une valeur inférieur à $a_u$et a_v.

Résumé

Une investigation numérique a été entreprise afin d'étudier les phénomènes des écoulements dans une conduite horizontale en présence des déformations localisées en deux dimensions. La méthode des volumes finis a été utilisée pour discrétiser les équations de l'écoulement en régime stationnaire, et laminaire et l'algorithme SIMPLE pour les résoudre. Notre procédure de la simulation a été validée par comparaison de nos résultats à ceux dans la littérature. Les résultats obtenus montrent l'influence de la forme de la géométrie et le nombre Reynolds sur le comportement de l'écoulement.

Mots clés : Conduite horizontale, Déformation, Ecoulement, Méthode des volumes finis.

Abstract

A numerical study was undertaken to investigate the phenomena of flow in a horizontal pipe with the presence of localized deformations in two dimensions. The finite volume method was used to discretize the equations of flow steady and laminar and SIMPLE algorithm to solve them. Our simulation procedure has been validated by comparing our results with those in the literature. The results show the influence of the shape of the geometry and the Reynolds number on the flow.

Key words: Horizontal pipe, Deformation, Flow, Finite volume method.