



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET

DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE AKLI MOHANDE OULHADJE –BOUIRA-

Faculté des Science et des Sciences appliquées

Département de Génie Mécanique



N° d'ordre :...../Master/2016.

Série :...../GM/2016.

MIMOIRE

Présente pour obtenir le diplôme de Master

En Génie Mécanique

OPTION :

Mécanique Energétique

Simulation numérique d'un écoulement diphasique dans une conduite
horizontale en présence d'une singularité
Cas du rétrécissement brusque.

Par :

BESSAAD SAMIA

Soutenue le 27/06/2016

Devant le jury:

Président : S. HAMIMID

Université de BOUIRA

Promotrice: I.BELGACEM

Université de BOUIRA/IT

Examineurs : B.MAHFOUD

Université de BOUIRA

A. LAOUARI

Université de BOUIRA

S. HAMIDOUCHE

Université de BOUIRA/IT

Invitée : D. BALLOUL

Université de BOUIRA/IT

Avant propos.....

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

J'adresse mes sincères remerciements à Madame .I. BELGACEM, Docteur à l'Université de Bouira, pour son encadrement, pour sa contribution, sa patience et son aide tout le long de ce travail. Qu'elle soit assurée de ma profonde gratitude.

J'adresse mes vifs remerciements à Mr .S.HAMIMID pour l'honneur qu'il me fait de présider mon jury de soutenance.

Mes remerciements vont également à tous les membres du jury pour l'honneur qu'ils me font en acceptant de participer au jury, en l'occurrence. Mr. B.MAHFOUD.

Mr. A. LAOUARi ; Mme. S.HAMIDOUCHE et Mme. D. BALLOUL.

Je ne saurais oublier tous ceux qui, de près ou de loin, m'ont prodigué leurs encouragements et m'ont offert leurs soutiens.

Dédicace.....

Du profond de mon cœur, je dédie ce travail à tous ceux qui me sont chères

A ma très chère mère.....

A mon très cher père.....

Aucune dédicace n'exprimer mon respect, mon amour éternel et ma considération pour les sacrifices que vous avez consentis pour mon instruction et mon bien être...

A ma très chère sœur : **Hanane**

A mes frères : **Belaid** et **Mahdi**

A tous les membres des familles : **BESSAAD** et **ASMI**

A tous ceux qui m'aiment et à tous ceux que j'aime....

A mes professeurs et ma promotrice

SAMIA

Je dédie ce modeste travaille

Résumé

Les écoulements diphasiques sont rencontrés dans diverses applications industrielles à l'instar du génie pétrolier, le génie chimique, nucléaire, etc. La distribution des fluides dans ces installations industrielles est assurée par la présence de jonction et de singularités. Parmi ces singularités le rétrécissement brusque est couramment rencontré. Celui-ci provoque souvent des modifications importantes des caractéristiques de l'écoulement. Les écoulements diphasiques dans ce type de singularités restent encore mal connus et constituent un sérieux handicap pour les concepteurs des installations industrielles.

L'objectif de ce travail est le développement d'un modèle numérique qui permet la prédiction de la chute de pression singulière pour le cas d'un écoulement diphasique gaz-liquide circulant dans une mini conduite horizontale en présence d'une singularité cas d'un rétrécissement brusque , la géométrie considérée dans cette étude sera similaire à celle utilisé par Friedel et Schmidt (1997).

Mots clés : Ecoulement diphasique / gaz –liquide / FLUENT / VOF / Pression / Chute de pression/ Modèles Théorique.

Abstract:

The two-phase flows are encountered in various industrial applications like petroleum engineering, chemical engineering, nuclear, etc The distribution of fluids in industrial plants is ensured by the presence of junction and singularities. the abrupt contraction is relevant in many applications and has significant effects on the two-phase flow behavior as well on flow pattern. The two-phase flows in this type of singularities remain unknown and constitute a serious handicap for the system production.

The objective of this work is the development of a numerical model that allows the prediction of the singular pressure drop in the case of a two-phase flow gas liquid flowing in a horizontal mini conducted in the presence of a singular case of a sudden narrowing, geometry considered in this study is similar to that used by Friedel and Schmidt (1997).

Key words: two-phase flow /gas-liquid/ FLUENT/ VOF/ pressure / pressure drop/ Theoretical model

ملخص

تواجه المنشآت الصناعية المختلفة مثل الهندسة البترولية و الهندسة الكيميائية والنووية.... الخ في توزيع السوائل وخاصة التدفقات ذات مرحلتين مع وجود تقاطع و.....الخ عدة مشاكل , من بين هذه المشاكل التضييق المفاجئ هو شائع فإنه يتسبب في كثير من الأحيان في تغيير خصائص التدفق. و هو ايضا يشكل عائقا رئيسيا بنسبة للمصممين المنشآت الصناعية.

والهدف من هذا العمل هو تطوير نموذج عددي يتيح التنبؤ بانخفاض الضغط في حالة تدفق ذات مرحلتين (غاز - سائل) المتداولة في وحدة التوزيع في الانابيب المصغرة أفقيا مع وجود تضييق المفاجئ ، والهندسة التي قمت بدراستها ستكون مماثلة لتلك التي استخدمها فريديال وشميت (1997).

الكلمات المفتاح: التدفق بمرحلتين / غاز- سائل / FLUENT / VOF/ الضغط / إنخفاض الضغط /نموذج نظري.

Tables des matières

| | |
|--------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------|
| Avant-propos | |
| Dédicace | |
| Résumé | |
| Table des matières | |
| Liste de figure | |
| Liste de tableau | |
| Nomenclature | |
| Introduction générale | 1 |
| <hr/> | |
| Chapitre I : Généralités et état de l'art | |
| <hr/> | |
| I.1 | Introduction. 4 |
| I.2. | Phénoménologie des configurations d'écoulement diphasique en conduite horizontale. 4 |
| I.2.1. | Principe de classification des écoulements diphasiques 4 |
| I.2.2. | Configurations d'écoulement diphasique en conduite horizontale 5 |
| I.2.2.1. | L'écoulement à bulles allongées 5 |
| I.2.2.2. | L'écoulement stratifié 5 |
| I.2.2.3. | Écoulement à ondulé 5 |
| I.2.2.4. | L'écoulement à bouchons. 6 |
| I.2.2.5. | L'écoulement dispersé 6 |
| I.2.2.6. | L'écoulement annulaire 6 |
| I.3 | Cartes d'écoulements 7 |
| I.3.1. | La carte de Mandhane et al (1974) 7 |
| I.3.2. | La carte de Taitel et Dukler (1976) 8 |
| I.4 | Synthèse de travaux antérieurs relatifs au rétrécissement brusque 9 |

| | |
|-------------------------------------------------------|----|
| I.4.1. Modèle homogène | 9 |
| I.4.2. Modèle de Geiger (1964) | 10 |
| I.4.3. Modèle de Mc Gee (1966) | 10 |
| I.4.4. Modèle de Chisholm (1983) | 10 |
| I.4.5. Modèle de Collier et Thom (1994) | 11 |
| I.4.6. Modèle de Schmidt et Friedel (1997) | 11 |
| I.4.7. Modèle d'Abdelall et al. (2005) (Zivi –modèle) | 13 |
| I.4.8. Modèle de Chalfi et Ghiaasiaan (2008) | 14 |
| I.4.9. Modèle de Chen et al (2008-2009) | 14 |
| I.4.10. Travaux de Balakhisna et al. (2010) | 15 |
| I.4.11. Travaux de Padilla et al. (2012-2013) | 15 |
| I.4.12. Travaux de Belgacem (2015) | 16 |
| I.5. Conclusion | 16 |

Chapitre II : Mécanique des fluides numériques

| | |
|------------------------------------------------------------|----|
| II.1. Introduction | 18 |
| II.2. les équations de Navier-Stokes | 18 |
| II.2.1. Equation de continuité | 19 |
| II.2.2. Equation de continuité de mouvement | 19 |
| II.2.3. Equations de conservation de quantité de mouvement | 19 |
| II.3. Les modèles de turbulence | 19 |
| II.3.1. Modèle à équation de transport | 19 |
| II.3.2. Modèle à une équation | 19 |
| II.3.2.3. Le schéma de Prandtl-Kolmogorov | 19 |
| II.3.3. Modèle à deux équations | 20 |

| | |
|-------------------------------------------------------------------------------------|----|
| II.3.3.1. Modèle k- ϵ Standard (Launder et Spalding 1972) | 20 |
| II.3.3.2. Modèle k- ϵ Renormalization Group (RNG) (Yakhot et Orszag, 1986) | 20 |
| II.3.3.3. Modèle k- ϵ Realizable (Shih et al, 1995) | 21 |
| II.3.3.4. Modèle k- ω Standard (Wilcox, 1998) | 22 |
| II.3.3.5. Modèle k- SST (Shear-Stress Transport) (Menter, 1994) | 22 |
| II.3.3.6. Modèle RSM (Reynold's Stress Models) | 23 |
| II.4. Méthode numérique de résolution des équations | 24 |
| II.4.1. Discrétisation des équations différentielles | 25 |
| II.4.2 Discrétisation des équations de quantité de mouvement | 27 |
| II.4.3 Corrections de la pression et des composantes de la vitesse | 29 |
| II.4.4. Equation de correction de la pression | 30 |
| II.5. Algorithme SIMPLE | 31 |
| II.6. Méthode de Résolution | 32 |
| II.7. Conclusion | 33 |
| <hr/> Chapitre III : Résultats et discussions <hr/> | |
| III.1 Introduction | 35 |
| III.2 Procédure numérique | 35 |
| III.2.1. Géométrie et conditions aux limites opératoires | 35 |
| III.2.1.1. Géométrie et choix du maillage | 35 |
| III.2.1.2. Conditions aux limites opératoires | 38 |
| III.2.2. Simulation numérique | 39 |
| III.2.2.1. Choix du modèle de turbulence | 39 |
| III.2.2.2. procédure numérique | 40 |

| | | |
|------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| III.3 | Résultats et discussions | 40 |
| III.3.1. | Configuration de l'écoulement | 41 |
| III.3.2. | Evolution de pression | 43 |
| III.3.3. | Chute de pression singulière | 45 |
| III.4 | Validation | 47 |
| III.4.1. | Comparaison de la CFD avec l'expérimental | 47 |
| III.4.2. | Comparaison de la CFD avec les modèles théoriques disponibles dans la littérature | 47 |
| III.4.3. | Étude numérique du comportement hydrodynamique d'un écoulement diphasique en présence d'un rétrécissement brusque | 51 |
| III.4.3.1. | Étude de la zone de recirculation | 51 |
| III.4.3.2. | la vitesse | 53 |
| III.5 | Conclusion | 54 |
| | Conclusion Générale | 56 |
| | Références bibliographiques. | |

Listes des figures

| | | |
|----------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figure I.1. | Configurations d'écoulements diphasiques en conduite horizontal. | 6 |
| Figure I.2. | Carte des différents régimes d'un écoulement diphasique dans une conduite cylindrique horizontale (Mandhane et al. 1974) | 8 |
| Figure I.3. | Carte des différents régimes d'un écoulement diphasique dans une conduite horizontale (Taitel et Dukler, 1976) | 9 |
| Figure II.1. | Méthodes de discrétisation des équations différentielles | 26 |
| Figure II.2. | Représentation d'un maillage décalé. | 28 |
| Figure II.3. | Volume de contrôle lié à U. | 28 |
| Figure II.4. | Volume de contrôle lié à V. | 28 |
| Figure II.5. | Volume de contrôle lié à P. | 30 |
| Figure III.1. | Géométrie étudié – cas géométrie N°1 | 35 |
| Figure III.2. | le maillage | 36 |
| Figure III.3. | le graphe représente les études de maillage | 37 |
| Figure III.4. | conditions aux limites du banc d'essais numérique | 39 |
| Figure III.5. | Validation du modèle de turbulence. | 39 |
| Figure III.6. | Evolution de la convergence. | 40 |
| Figure III.7. | Prédictions de configuration numérique. | 42 |
| Figure III.8. | Profils numérique de l'évolution de pression diphasique pour différentes vitesses superficielles liquide et $V_g=210.9$ m/s. pour le rapport $\sigma = 0.18$ | 43 |
| Figure III.9. | Profils numérique de l'évolution de pression diphasique pour différentes vitesses superficielles liquide et $V_g=210.9$ m/s. pour le rapport $\sigma = 0.057$ | 44 |
| Figure III.10. | Profils numérique de l'évolution de pression diphasique pour différentes vitesses superficielles liquide et $V_g=210.9$ m/s. pour le rapport $\sigma = 0.115$ | 44 |
| Figure III.11. | Profils numérique de l'évolution de pression diphasique pour différentes vitesses superficielles liquide et $V_g=210.9$ m/s. pour le rapport $\sigma = 0.276$ | 45 |

| | | |
|----------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figure III.12. | Profils numérique de l'évolution de pression diphasique pour différentes vitesses superficielles liquide et $V_g=210.9$ m/s. pour le rapport $\sigma = 0.375$ | 45 |
| Figure III.13. | Chute de pression d'un écoulement en présence de singularité (Kays 1950) | 46 |
| Figure III.14. | Evolution de la perte de charge singulière en fonction de la vitesse superficielle liquide Pour différents rapport de contraction | 46 |
| Figure III.15. | Comparaison des résultats expérimentaux avec les valeurs numérique. | 47 |
| Figure III.16. | Comparaison de la chute de pression diphasique numérique avec les modèles théorique pour un rapport $\sigma = 0.18$ | 48 |
| Figure III.17. | Comparaison de la chute de pression diphasique numérique avec les modèles théorique pour un rapport $\sigma = 0.057$ | 49 |
| Figure III.18. | Comparaison de la chute de pression diphasique numérique avec les modèles théorique pour un rapport $\sigma = 0.115$ | 49 |
| Figure III.19. | Comparaison de la chute de pression diphasique numérique avec les modèles théorique pour un rapport $\sigma = 0.276$ | 50 |
| Figure III.20. | Comparaison de la chute de pression diphasique numérique avec les modèles théorique pour un rapport $\sigma = 0.375$ | 50 |
| Figure III.21. | Zones de recirculations pour différentes vitesses superficielles du liquide | 52 |
| Figure III.22. | (a) vecteur de vitesse et (b) les lignes de flux ($V_g = 210.9$ m/s $V_l = 0.06$ m/s) | 53 |
| Figure III.23. | (a) vecteur de vitesse et (b) les lignes de flux ($V_g = 210.9$ m/s $V_l = 1.42$ m/s) | 54 |

Liste des tableaux

| | | |
|----------------|-------------------------------------------------------------------------|----|
| Tableau II.1. | les constantes des modèles de turbulence | 23 |
| Tableau II.2. | valeur des constantes du modèle RSM | 24 |
| Tableau II.3. | terme des équations généralisées | 25 |
| Tableau III.1. | Dimensions des configurations expérimentales étudiées | 36 |
| Tableau III.2. | Conditions aux limites de la simulation test | 37 |
| Tableau III.3. | Les choix de nombre de maillage pour les autres rapports de contraction | 38 |
| Tableau III.4. | Schéma de discrétisation | 40 |

Nomenclature

| Symbole | Désignation |
|-----------------|---------------------------------------------------------------------------|
| V_1 | La vitesse superficielle du liquide (m/s) |
| V_g | La vitesse superficielle du gaz (m/s) |
| G | La vitesse massique (kg/m ² .s) |
| x | le titre massique |
| ρ | La masse volumique (kg/ m ³) |
| ρ_m | La masse volumique de mélange (kg/ m ³) |
| ρ_g | La masse volumique du gaz (kg/ m ³) |
| ρ_l | La masse volumique du liquide (kg/ m ³) |
| ρ_{effect} | La masse volumique effective |
| μ_g | la viscosité du gaz |
| μ_l | La viscosité du liquide |
| μ_t | La viscosité turbulente (m ² /s) |
| μ_{eff} | la viscosité effective |
| ν | La viscosité cinématique de l'air (m ² /s) |
| Γ_{cont} | le coefficient de pression |
| f_{con} | le facteur de frottement du rétrécissement |
| σ_A | le rapport des sections |
| S | le rapport de glissement |
| p | La pression (Pa) |
| ΔP_{cl} | la chute de pression singulière du liquide à travers la même contraction. |
| Δp_c | La chute de pression de contraction |
| C_c | le coefficient de contraction |
| x | le coefficient de Lockhart-Martinelli |
| B | un coefficient correctif |
| A | le taux de vide |
| σ_{TS} | la tension surfacique |

| | |
|------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| γ | Le demi-angle sous-tendu par l'interface dans le centre de la conduite |
| G | La gravité (m/s ²) |
| $v . u$ | Les termes de chaque composante de vitesse (m/s) |
| X_i | fraction molaire du gaz (%) |
| k | L'énergie cinétique turbulente (J) |
| G_k | La génération de l'énergie cinétique |
| l_m | la longueur de mélange. |
| d | la distance au bord de fuite |
| ε | Taux de dissipation de l'énergie cinétique (m ² . s ⁻³) |
| $C_\mu . \beta . \eta$ | Constante empirique |
| G_ω | la génération de l'énergie cinétique turbulente due à la fréquence de la turbulence (J) |
| Y_ω | est la dissipation de la fréquence de la turbulence |
| s_m | le module de tenseur de contrainte |
| Ω_{ij} | le module de tenseur de rotation. |
| ω_k | la vitesse angulaire |
| δ_{kj} | Le symbole de Kronecker |
| Γ_ϕ | le coefficient de diffusion de la propriété ϕ |
| α^* | paramètre utilisé pour spécifier la viscosité turbulente due à la correction d'un bas nombre de Reynolds |
| $C_\mu . \beta . \eta$ | Constante empirique |
| ∇ | Gradient |
| Δ | Divergent |
| Re | le nombre de Reynolds |
| We | le nombre de Weber |
| Bo | Le nombre de Bond |

Introduction Générale

Par leur importance industrielle et leur fréquence dans la nature, ainsi que leur intérêt aussi bien d'un point de vue de la recherche fondamentale qu'appliquée, les phénomènes liés aux écoulements Polyphasiques ont toujours constitué un domaine privilégié d'investigation.

A la différence des écoulements monophasiques constitués, comme leur nom l'indique, d'une seule phase (gaz, liquide ou vapeur), les écoulements diphasiques mettent en présence deux phases.

Les écoulements diphasiques ou Polyphasiques sont présents dans de multiples situations ; transport de mélange de pétrole et de gaz, procédés en génie chimique comme la distillation ou la condensation, systèmes de dessalement, réacteurs nucléaires, échangeurs de chaleur, etc.

La présence de singularités dans les installations industrielles (génie nucléaire, transport des hydrocarbures...) est une chose courante dont il est nécessaire d'étudier l'influence sur l'écoulement. On peut rencontrer plusieurs types de singularités : un rétrécissement ou un élargissement brusque, un convergent ou un divergent, une jonction de conduites.

Les écoulements monophasiques dans ce type de singularités ont été largement étudiés, que ce soit d'un point de vue théorique, expérimental ou numérique. Ceci n'est pas le cas lorsqu'il s'agit des écoulements diphasiques qui demeurent encore peu étudiés dans ce type de singularités, lorsque l'on sait que ce genre de singularités est la cause d'importantes modifications des caractéristiques de l'écoulement. Ces modifications peuvent conduire à la rupture d'équilibre d'un mélange diphasique en mouvement, donnant lieu à une dissipation d'énergie due au transfert local de la masse et de la chaleur entre les deux fluides et la paroi. Ainsi, en raison de la multitude et de la complexité des régimes d'écoulements diphasiques existant dans les installations industrielles, aucune procédure formelle n'existe à ce jour pour décrire et classer ces écoulements.

La simulation numérique des écoulements diphasiques connaît ces dernières années un essor considérable grâce à l'évolution des moyens informatiques. La simulation numérique ne supplante pas l'expérimentation mais la complète. Elle permet d'effectuer l'analyse du problème dans des conditions réalistes (reproduire des tests que l'on fait en expérimentation pour mieux les comprendre et à moindre coût) ou au contraire dans des conditions d'essais extrêmes/marginales (climats extrêmes, défauts d'installations...).

Dans cette optique, nous avons procédé à l'étude du comportement d'un écoulement diphasique dans une conduite circulaire comportant une singularité, un rétrécissement brusque en l'occurrence.

Le présent mémoire est articulé comme suit :

Dans le premier chapitre, on rappellera quelques définitions nécessaires à la compréhension des écoulements diphasiques. Après quoi, on présentera une synthèse de quelques travaux concernant les régimes d'écoulement et l'établissement des cartes d'écoulement. Une partie du chapitre est dédiée à l'état de l'art sur les écoulements diphasiques en présence de singularité (cas du rétrécissement brusque).

Dans le deuxième chapitre, on s'intéressera à la description des méthodes numériques utilisées dans notre étude, et ce, pour la simulation de l'écoulement gaz/liquide en conduite horizontale avec ou sans singularité.

Le troisième chapitre est dédié à la démarche à suivre pour la simulation numérique d'un écoulement diphasique en présence d'une singularité (maillage sous Gambit et simulation sous Fluent), par la suite, les résultats de cette étude ainsi que leur discussion seront présentés.

La conclusion se veut être un résumé des apports de ce travail et des suggestions pour des compléments qui devraient permettre une meilleure compréhension de certains points qui demeurent peu clairs.

CHAPITRE I

Généralités et état de l'art

I.1. Introduction

Les écoulements diphasiques sont plus complexes que les écoulements monophasiques à cause, d'une part, de la dynamique des interfaces (déformation, rupture, coalescence) qui varie d'une manière brusque, et d'autre part, de l'évolution de ces interfaces à des échelles très variées qui peuvent aller de quelques microns à quelques mètres.

Dans ce chapitre, on verra des généralités sur les écoulements diphasiques (principaux paramètres, régimes et cartes d'écoulements), ainsi que des travaux antérieurs relatifs aux écoulements diphasiques à travers un rétrécissement brusque.

I.2. Phénoménologie des configurations d'écoulement diphasique en conduite horizontale

I.2.1. Principe de classification des écoulements diphasiques

Le nombre de configurations possibles en écoulement horizontal est plus grand qu'en écoulement vertical. En effet, la pesanteur est un paramètre supplémentaire. Elle tend à séparer les phases et à créer une stratification horizontale.

Plusieurs auteurs, dont Aloui (1994), rappellent que les écoulements diphasiques peuvent être classés selon les phases en présence (liquide, solide, gaz ou plasma (gaz ionisé)). Les combinaisons possibles sont les suivantes:

- Mélange de deux liquides non miscibles (échangeurs à contact direct par exemple).
- Mélange solide liquide (transport de boue, etc.).
- Mélange gaz solide (transport pneumatique).
- Mélange gaz liquide (ébullition dans les réacteurs nucléaires).
- Mélange plasma solide (synthèse de nanoparticule).

Dans notre cas, nous nous intéresserons uniquement aux mélanges de fluide (gaz/liquide) sans transfert de masse entre les deux fluides (ni réaction chimique, ni changement de phase). Les écoulements diphasiques peuvent également être classés selon la distribution spatiale des interfaces ; les différentes organisations que peut prendre un écoulement diphasique sont appelées configurations d'écoulement.

I.2.2. Configurations d'écoulement diphasique en conduite horizontale

L'identification des configurations d'écoulement et les définitions de critères de transition ont fait l'objet de plusieurs investigations tant sur le plan numérique qu'expérimental. Govier et Aziz (1972), Delhaye (1981), Hewitt (1982) puis Collier et Thom (1994) ont réalisé une revue bibliographique exhaustive.

Les descriptions suivantes sont basées sur les classifications généralement admises d'Alves (1954), Baker (1954), Govier et Omer (1962) ainsi que Mandhane et al (1974) pour un écoulement diphasique gaz liquide en conduite horizontale. (Figure I.1) montre les types d'écoulement les plus courants.

I.2.2.1. L'écoulement à bulles allongées

L'écoulement à bulles allongées (elongated bubbles) est constitué d'une succession de poches de gaz dont l'avant est arrondi et l'arrière est plat. Ces poches se déplacent le long de la partie supérieure de la conduite et sont transportées par la phase liquide. Le sillage de chaque poche contient souvent de nombreuses bulles. (Figure. I.1. (a)).

I.2.2.2. L'écoulement stratifié

Les écoulements stratifiés (stratified flow) présentent une séparation nette entre la phase liquide située dans le bas du tube et la phase gazeuse. Cette configuration se rencontre pour des débits de gaz et de liquide assez faibles. La forme de l'interface est contrôlée par la compétition entre les forces d'inertie qui tendent à la déformer (champ de vagues) et les forces de gravité et de tension superficielles qui tendent à la maintenir plane. (Figure. I.1. (b)).

I.2.2.3. L'écoulement ondulé

Pour des vitesses de gaz plus importantes, l'interface a tendance à se déformer et des petites vagues apparaissent à la surface. Les travaux sur la stabilité des écoulements diphasiques en conduite horizontale montrent que les domaines d'existence des régimes stratifiés et ondulés sont définis par une courbe nommée ZNS (zero neutral stability) (Brauner et Moalem Maron) (1992) ou encore KVH (Viscous Kelvin-Helmholtz) (Trallero) (1995). Cette courbe est issue de l'étude des instabilités de type Kelvin –Helmholtz, réalisée à partir de la formulation temporelle des équations du modèle à deux fluides. (Figure. I.1. (c)).

I.2.2.4. L'écoulement à bouchons

L'écoulement à bouchons (slug pour la version anglo-saxonne) est présent pour des vitesses de gaz et de liquides moyennes. La structure présente une succession de poches de gaz et de bouchons de liquide qui contiennent de petites bulles. (Figure. I.1. (d)).

I.2.2.5.L'écoulement dispersé

C'est un écoulement dans lequel les bulles de gaz se déplacent le long de la partie supérieure de la conduite. Ces bulles sont distribuées au sein d'une phase liquide continue. Avec une augmentation du débit du gaz, le nombre de bulles augmente jusqu'à remplir entièrement la section droite de la conduite. (Figure. I.1. (e)).

I.2.2.6.L'écoulement annulaire

Lorsque la proportion et le débit de la phase gazeuse sont très élevés, le liquide ne peut plus être assimilé par l'écoulement et reste confiné aux parois de la conduite formant alors un anneau dont la face interne est ondulée par la turbulence. Le régime annulaire est ainsi caractérisé par la continuité de la phase gazeuse au cœur du tube et donc par une séparation quasi-totale des phases. De fines gouttelettes sont cependant observées dans la colonne de gaz centrale. (Figure. I.1. (f)).

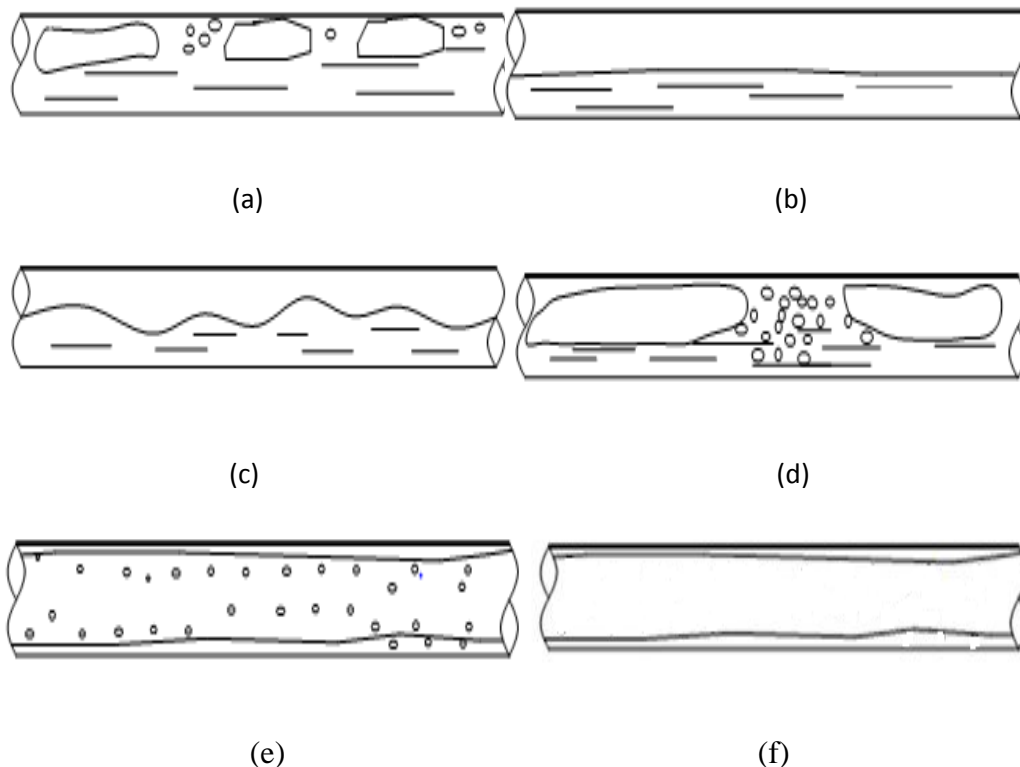


Figure I.1. Configurations d'écoulements diphasiques en conduite horizontale.

- (a) L'écoulement à bulles allongées (b) L'écoulement stratifié
 (c) L'écoulement ondulé (d) L'écoulement à bouchons
 (e) L'écoulement dispersé (f) L'écoulement annulaire.

I. 3. Cartes d'écoulement

La prédiction de la configuration d'écoulement n'est pas facile à donner, la principale raison étant la complexité de l'écoulement diphasique, et plus particulièrement des différents phénomènes rencontrés au niveau des interfaces. Ces derniers sont gouvernés par une multitude de facteurs incluant la gravité, la géométrie, les débits, les propriétés des fluides ainsi que la forme de l'interface. De plus, pour compliquer encore la situation, l'écoulement diphasique est habituellement turbulent.

C'est pourquoi les chercheurs essaient d'éviter les difficultés mathématiques en s'appuyant plutôt sur des corrélations empiriques.

Dans le but d'aider à la prédiction des différentes configurations, de même que les transitions entre les divers régimes, il est très utile de disposer d'une carte d'écoulement montrant quel régime aura lieu pour différentes combinaisons des débits phasiques.

Les cartes d'écoulement sont une représentation graphique bidimensionnelle des domaines d'existence des différents régimes.

Ces cartes sont basées sur des paramètres généraux issus de travaux connus aussi bien théoriques qu'expérimentaux.

Ces cartes sont différentes selon les auteurs. Tout d'abord, il n'existe aucun consensus sur le système de coordonnées qui les définissent, c'est l'expérimentateur qui choisit ces coordonnées parmi les variables de l'écoulement gaz liquide. De plus, les frontières entre les différents régimes n'ont jamais été bien définies et les zones de transitions sont relativement étendues, d'où le caractère subjectif de ces cartes d'écoulement.

I.3.1. Carte de Mandhane et al. (1974)

Mandhane et al. (1974) ont collecté quelques 6000 observations de configurations d'écoulement diphasique en conduite horizontale. Après examen de cette considérable banque de données, 1178 observations ont été retenues pour produire ce qui est convenu de considérer comme la carte la plus appropriée pour décrire l'écoulement diphasique en conduite horizontale. En effet, l'usage répandu de cette carte vient du fait qu'elle couvre de très larges gammes de valeurs des paramètres de l'écoulement.

Cette carte utilise comme système de coordonnées les vitesses superficielles du liquide et du gaz en coordonnées logarithmiques pour définir les zones d'existence de différents régimes d'écoulement.

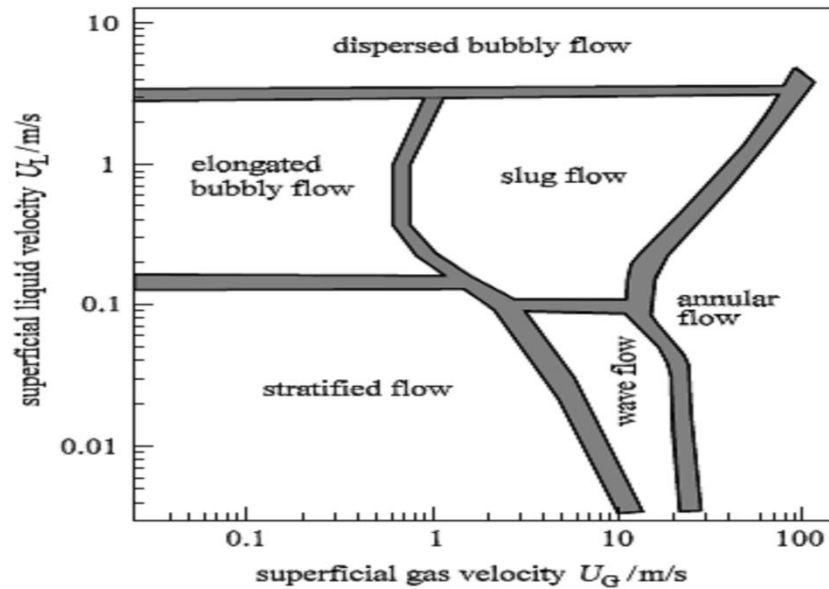


Figure I.2. Carte des différents régimes d'un écoulement diphasique dans une conduite cylindrique horizontale (Mandhane et al. 1974).

I.3.2. Carte de Taitel et Dukler (1976)

Taitel et Dukler (1976) ont développé un modèle physique simple dans le but de prédire les transitions entre régimes d'écoulement diphasique en conduite horizontale et légèrement inclinée. Leur étude constitue la première tentative d'établissement de carte d'écoulements sans recourir de façon exclusive aux observations expérimentales.

Se basant sur des concepts physiques simples, Taitel et Dukler (1976) ont établi des critères qui traitent du comportement de l'écoulement à la frontière entre deux régimes. Ce modèle validé par les résultats expérimentaux tient compte aussi bien des propriétés des fluides que des dimensions de la conduite et de son inclinaison.

Taitel et Dukler (1976) recensent les régimes d'écoulement suivant: stratifié lisse "stratified smooth" (SS), stratifié ondulé "stratified wavy" (SW), intermittent (I), bulles dispersées "dispersed bubble" (DB), et annulaire "annular" (A). Le régime intermittent inclut aussi bien l'écoulement à bouchons que l'écoulement à poches. La figure suivante (Figure I.3) montre la carte obtenue par Taitel et Dukler (1976).

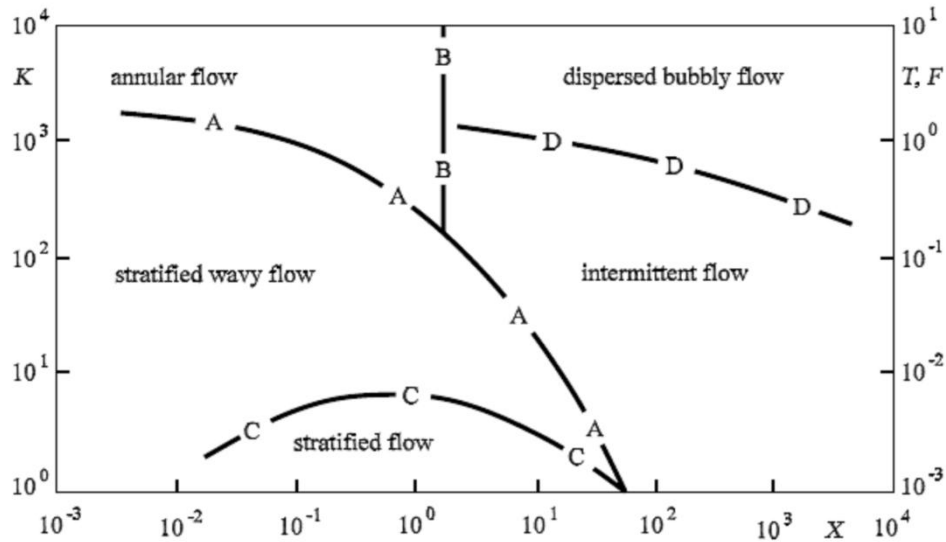


Figure I.3. Carte des différents régimes d'un écoulement diphasique dans une conduite horizontale (Taitel et Dukler, 1976)

I.4.Synthèse de travaux antérieurs relatifs au rétrécissement brusque

Les circuits de transport dans les installations industrielles comportent, pour la plupart, de diverses singularités qui provoquent d'importantes modifications de l'écoulement.

Leurs influences peuvent engendrer des modifications de l'écoulement telles que la séparation des phases, les instabilités et le changement du régime de l'écoulement. Parmi ces singularités, le cas du rétrécissement brusque, correspond à une situation très courante dans la pratique. Les écoulements dans de telles singularités ont donné lieu, à une abondante littérature portant aussi bien sur le plan théorique qu'expérimental Al'Ferov et Shul'Zhenko(1977), Attou et Bolle (1995), Ferguson et Spedding (1995). Ces travaux restent insuffisants à ce jour lorsque l'on sait l'importance que peut présenter un rétrécissement brusque.

Dans ce qui suit, sans être exhaustif, nous évoquerons quelques travaux élaborés ces dernières années. Ces travaux nous servent de base de comparaison pour notre étude.

I.4.1.Modèle homogène

Le modèle homogène traite le mélange diphasique gaz-liquide comme un pseudo-fluide monophasique dont les propriétés sont les moyennes du mélange obéissant aux lois d'un écoulement monophasique. Nous pouvons donc reprendre l'expression de la chute de pression singulière pour l'écoulement monophasique en remplaçant ρ par ρ_m :

$$\Delta p_c = \frac{G^2}{\rho_m} \sigma_A (1 - \sigma_A) \quad (\text{I.1})$$

$$\text{Avec : } \frac{1}{\rho_m} = \frac{x}{\rho_g} + \frac{1-x}{\rho_l} \quad (\text{I.2})$$

I.4.2. Modèle de Geiger (1964)

Geiger (1964) a étudié expérimentalement les écoulements diphasiques air-eau dans les rétrécissements brusques formés par des conduites circulaires horizontales où les rapports des sections sont 0,398, 0,253 et 0,144. Les résultats expérimentaux ont été comparés avec ceux obtenus à partir du modèle homogène et ceux d'un modèle basé sur la conservation de la quantité de mouvement, de la masse et de l'énergie. Partant de là, il déduit que le modèle homogène est celui qui présente une meilleure concordance avec les résultats expérimentaux.

I.4.3. Modèle de Mc Gee (1966)

McGee (1966) a également mesuré les pressions eau-vapeur dans un rétrécissement brusque en utilisant le même banc d'essai que Geiger (1964), mais pour différents rapports de sections $\sigma_A = 0.60$ et 0.546 .

I.4.4. Modèle de Chisholm (1983)

L'étude de Chisholm (1983), basée là aussi sur les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, a été menée dans le but de déterminer la chute de pression singulière. Cette dernière est donnée selon Chisholm (1983) par l'expression suivante :

$$\Delta P_c = \Delta P_{cl} \left[1 + \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right) (Bx(1-x) + x^2) \right] \quad (\text{I.3})$$

Chisholm (1983) a introduit un coefficient correctif B sous la forme

$$B = \frac{\left\{ \frac{1}{k_0} \left(\frac{1}{(\sigma_A c_c)^2} - 1 \right) - \frac{2}{(k_0 c_c \sigma_A^2)} + \frac{2}{(\sigma_A^2 k_0^{0.28})} \right\}}{\frac{1}{(\sigma_A c_c)^2} - 1 - \frac{2}{(c_c \sigma_A^2)} + \frac{2}{\sigma_A^2}} \quad (\text{I.4})$$

Où ΔP_{cl} est la chute de pression singulière du liquide à travers la même contraction, et k_0 est donné par la relation :

$$k_0 = \left(1 + x \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right) \right)^{0.5} \quad \left[\begin{array}{l} \text{pour } x > 1 \\ \text{Pour } x < 1 \end{array} \right] \quad (\text{I.5})$$

$$\left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.25} \quad \left[\text{Pour } x < 1 \right] \quad (\text{I.6})$$

Où x est le coefficient de Lockhart-Martinelli.

I.4.5. Modèle de Collier et Thom (1994)

En utilisant l'hypothèse où l'on néglige les pertes de charge provoquées par l'accélération du fluide à l'aval du rétrécissement, pour un écoulement diphasique, la chute de pression statique peut être estimée en utilisant le modèle homogène tel que recommander par Collier et Thome (1994).

$$\Delta P_c = \left(\frac{G^2}{2\rho_l} \right) [(C_c^{-1} - 1)^2 + (1 - \sigma_A^2)] \left[1 + x \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right) \right] \quad (\text{I.7})$$

Où G : est la vitesse massique du mélange.

ρ_l et ρ_g Sont les masses volumiques du liquide et du gaz respectivement,

x est le titre massique et C_c est le coefficient de contraction donné par Geiger (1964):

$$\text{En présence de vena contracta: } \left[\begin{array}{l} C_c = 1 - \frac{1 - \sigma_A}{2,08(1 - \sigma_A) + 0,5371} \end{array} \right. \quad (\text{I.8})$$

$$\text{Absence de vena - contracta : } \left[\begin{array}{l} C_c = 1 \end{array} \right. \quad (\text{I.9})$$

I.4.6. Modèle de Schmidt et Friedel (1997)

Schmidt et Friedel (1997) ont étudié la variation de la pression en présence de singularité dans le cas d'un écoulement annulaire. Ces auteurs introduisent une vitesse caractéristique représentant le flux total de la quantité de mouvement pour le gaz et pour le liquide et en se basant sur la notion de masse volumique effective. Notons que contrairement aux autres modèles, celui de Schmidt et Friedel (1997) tient compte des effets de la viscosité de chaque phase.

Dès lors, Schmidt et Friedel (1997), ont développé un modèle de la chute de pression à travers un rétrécissement brusque qui intègre les effets des paramètres physiques à l'instar de l'influence de l'entraînement du liquide α_E par le gaz notamment dans le cas d'un écoulement annulaire. De plus, des paramètres tels que le rapport des sections σ_A , le titre massique x , le titre volumique α , le taux de vide α , la tension surfacique σ_{TS} , la viscosité, les masses volumiques des phases gazeuses et liquides ($\mu_g, \mu_l, \rho_g, \rho_l$) et le rapport de glissement S des vitesses phasiques ont été pris en compte pour calculer une masse volumique effective de l'écoulement diphasique ρ_{effect} .

Schmidt et Friedel (1997) ont effectué leurs mesures pour huit (8) rapports de sections σ_A balayant une gamme de 0,057-0,619. La comparaison des résultats obtenus par Schmidt et Friedel (1997) avec entre autres ceux de McGee (1966), Geiger (1964) et Chisholm (1983) montrent que ceux de Schmidt et Friedel (1997) sont plus fiables contrairement à ceux des autres auteurs obtenus à partir du modèle homogène où le frottement pariétal est négligé et qui ne tient pas compte du régime d'écoulement.

Schmidt et Friedel (1997) aboutissent à la corrélation suivante pour le calcul de la chute de pression à travers un rétrécissement brusque:

$$\Delta P_c = \frac{G^2 \left[\frac{1}{\rho_{eff}} \frac{\sigma_A}{\rho_{eff}} + f_{con} \rho_{eff} \left(\frac{x}{\rho_g \alpha} - \frac{1-x}{\rho_l (1-\alpha)} \right)^2 (1-\sigma_A^{1/2})^2 \right]}{1 + \Gamma_{con} \left(\frac{1}{\sigma_A} - 1 \right)} \quad (I.10)$$

Avec :

$$\frac{1}{\rho_{eff}} = \frac{x^2}{\rho_g \sigma} + \frac{(1-x)^2}{\rho_l (1-\alpha)} + \rho_l (1-\alpha) \left(\frac{\alpha_E}{1-\alpha_E} \right) \left[\frac{x}{\rho_g \alpha} - \frac{1-x}{\rho_l (1-\alpha)} \right]^2 \quad (I.11)$$

$$\alpha = 1 - \frac{2(1-x)^2}{1-2x + \sqrt{1+4x(1-x) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right)}} \quad (I.12)$$

$$\alpha_E = \frac{1}{S} \left[1 - \frac{1-x}{1-x(1-0.18We^{0.27} Re^{0.5})} \right] \quad (I.13)$$

$$S = \frac{x}{1-x} \frac{(1-\alpha)}{\alpha} \frac{\rho_l}{\rho_g} \quad (I.14)$$

$$We = G^2 x^2 \frac{d}{\rho_g \sigma} \frac{(\rho_l - \rho_g)}{\rho_g} \quad (I.15)$$

$$Re = \frac{G(1-x)d}{\mu_l} \quad (I.16)$$

$$\Gamma_{con} = 0.77 \sigma_A (1 - \sigma_A^{0.306}) \quad (I.17)$$

$$f_{con} = 5.2 * 10^{-3} x^{0.1} (1-x) \left(\sigma_A \frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{0.8} \quad (I.18)$$

Où f_{con} est le facteur de frottement du rétrécissement, α est la fraction du vide, ρ_{eff} est la densité effective, Γ_{con} est le coefficient de pression, Re est le nombre de Reynolds, We est le nombre de Weber.

I.4.7. Modèle d'Abdelall et al. (2005) (Zivi –modèle)

Abdelall et al. (2005) se sont intéressés à la chute de pression d'un écoulement diphasique air-eau traversant un rétrécissement brusque dans des tubes de petits diamètres (de 1,6 à 0,84mm). En supposant que le gaz est incompressible, le titre x et le taux de vide α constants à travers le rétrécissement brusque, la chute de pression à travers le rétrécissement est donné par l'équation de Zivi :

$$\Delta P_c = G_L^2 \left[\frac{\rho_h}{2\rho_l'^2} \left(\frac{1}{C_c^2} - \sigma^2 \right) + \frac{1}{\rho_l'} (1 - C_c) \right] \quad (\text{I.19})$$

Avec :

$$\rho_h = \left(\frac{x}{\rho_g} + \frac{1-x}{\rho_l} \right)^{-1} \quad (\text{I.20})$$

$$\rho'' = \left[\frac{(1-x)^3}{\rho_l^2(1-\alpha)^2} + \frac{x^3}{\rho_g^2\alpha^2} \right]^{-1/2} \quad (\text{I.21})$$

$$\rho' = \left[\frac{(1-x)^2}{\rho_l(1-\alpha)} + \frac{x^2}{\rho_g\alpha} \right]^{-1} \quad (\text{I.22})$$

C_c Le coefficient de contraction donnée par Geiger (1964)

La chute de pression à travers un rétrécissement brusque a été trouvée significativement plus faible que les prédictions du modèle homogène. Cela peut être attribué au fait que dans ce dernier, le glissement des vitesses entre les deux phases est négligé au voisinage de la singularité. Par conséquent, Abdelall et al. (2005) proposent une généralisation du modèle homogène en tenant compte du glissement des vitesses (Zivi modèle). Pour un régime d'écoulement annulaire, le glissement des vitesses est :

$$S = \frac{V_g}{V_l} = \frac{(1-\alpha)\rho_l x}{[(1-x)\rho_g\alpha]} \quad (\text{I.23})$$

Avec V_g et V_l : vitesses du gaz et du liquide dans les phases gaz et liquide respectivement

$$x = \left(\frac{V_l}{V_g} \right)^{0.1} \left(\frac{1}{x} - 1 \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.5} \quad (\text{I.24})$$

$$\frac{\Phi_{cl}}{x} = 120(xRe_L)^{-0.7} \quad (\text{I.25})$$

I.4.8. Modèle de Chalfi et Ghiaasiaan (2008)

En utilisant la même installation expérimentale qu'Abdelall et al. (2005), Chalfi & Ghiaasiaan (2008) ont procédé à une étude exhaustive de la chute de pression d'abord dans le cas d'un écoulement monophasique eau, puis un écoulement diphasique air-eau pour deux types de singularités, à savoir, un élargissement et un rétrécissement brusque. Leurs résultats ont montré que le modèle homogène surestime la chute de pression de façon très significative (parfois d'un facteur cinq).

I.4.9. Modèle de Chen et al (2008-2009)

Chen et al (2008-2009) ont étudié les caractéristiques d'un écoulement diphasique à travers un rétrécissement brusque dans des conduites rectangulaires (2x4 ; 2x6 ; 4x4 et 4x6 mm) suivis d'une conduite circulaire de diamètre égale à 2mm.

Les chutes de pression mesurées sont comparées avec les corrélations et modèles existant (modèle homogène, la corrélation de Chisholm (1983) , la corrélation de Schmidt et Friedel (1997) et les résultats d'Abdellal et al. (2005). La corrélation proposée par Chen et al. (2009) semble en bon accord avec les résultats expérimentaux précédemment cités. L'expression de la chute de pression dans un rétrécissement brusque proposée par Chen et al. (2009) est donnée par l'équation :

$$\Delta P_c = \Delta P_h (1 + \Omega_1) (1 + \Omega_2) (1 + \Omega_3)^{-0.08} \quad (\text{I.26})$$

$$\Omega_1 = -0.99 e^{\frac{-13.1C_1}{C_2}} \quad (\text{I.27})$$

$$\Omega_2 = -39.4 e^{C_1^{-0.25}} (16.1C_3^{-1.5} - 13.2C_3^{-1.8} - 4.2C_3^{-1}) \quad (\text{I.28})$$

$$\Omega_3 = 0.1C_3^{-13}C_4^{-3} \quad (\text{I.29})$$

$$C_1 = Bo^{1.1} (1 - x)^{0.9} \quad (\text{I.30})$$

$$C_2 = 470 e^{-\sigma_A^{-0.2}} \quad (\text{I.31})$$

$$C_3 = WeBo \sigma_A (1 - x)^{-3} \quad (\text{I.32})$$

$$C_4 = \sigma_A^{2.5} (1 - x)^{-1} \quad (\text{I.33})$$

$$Bo = \frac{g(\rho_l - \rho_g)(D_2/2)^2}{\gamma} \quad (\text{I.34})$$

I.4.10. Travaux de Balakhisna et al. (2010)

Balakhrisna et al. (2010) ont procédé à l'étude d'un écoulement diphasique huile-eau traversant une singularité pour un rapport de section $\sigma_A=0.25$. Ils concluent que pour prédire la redistribution des deux phases traversant la singularité, un contrôle rigoureux des conditions d'entrée est nécessaire. De plus, les configurations d'écoulement dépendent des propriétés physiques à l'instar de la viscosité. D'autre part, le coefficient de perte de charge singulière dans le cas d'un écoulement diphasique est inférieur à celui relatif au cas d'un écoulement monophasique.

I.4.11. Travaux de Padilla et al. (2012-2013)

Plus récemment, Padilla et al. (2012-2013) ont étudié expérimentalement l'écoulement diphasique de trois mélanges (HFO-1234yf, R-134a and R-410A) dans des conduites circulaires de diamètres intérieures $d_1=10.85$ et 7.90 mm et $d_2=7.90$ et 5.30 mm, où les rapports des sections sont 0.53 et 0.45 . Les résultats de mesures ont été comparés avec six corrélations disponibles dans la littérature, la meilleure approximation est donnée par la méthode d'Abdelall et al. (Zivi modèle)(2005). En se basant sur les données expérimentales, Padilla et al (2012-2013) proposent une nouvelle corrélation pour la prédiction de la chute de pression. Cette dernière est la somme de la chute de pression causée par l'accélération du fluide dans la zone du changement de phase et la chute de pression de friction due aux effets de perturbation présents à l'amont et à l'aval de la singularité. La nouvelle méthode prédit d'environ 95% les résultats expérimentaux.

$$\Delta p_c = \Delta p_{sin} + \Delta p_{mom} + \Delta p_{pert} \quad (I.35)$$

$$\Delta p_{mom} = \frac{x^2}{\rho_v} \left[\frac{G_2^2}{\varepsilon_2} - \frac{G_1^2}{\varepsilon_1} \right] + \frac{(1-x)^2}{\rho_l} \left[\frac{G_2^2}{(1-\varepsilon_2)} - \frac{G_1^2}{(1-\varepsilon_1)} \right] \quad (I.36)$$

$$\varepsilon = \frac{x}{\rho_v} \left[\left(1 + 0.12(1-x) \right) \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \right) + \frac{1.18(1-x)[g\gamma(\rho_l - \rho_g)]^{0.25}}{G\rho_l^{0.5}} \right]^{-1} \quad (I.37)$$

$$\Delta p_{sing} + \Delta p_{pert} = K_l \Delta p_l + K_g \Delta p_g \quad (I.38)$$

$$\Delta p_l = \frac{G_2^2(1-x)^2}{\rho_l(1-\varepsilon_2)^2} \quad (I.39)$$

$$\Delta p_v = \frac{G_2^2(1-x)^2}{\rho_l(1-\varepsilon_2)^2} \quad (I.40)$$

$$K_l = [b(1-x)(1-x^a)](1-\sigma_A)^c \quad (I.41)$$

$$K_v = [ax^b + bx^a(1-x)](1-\sigma_A)^c \quad (I.42)$$

Avec $a=0.017$, $b=2$ et $c=1/4$.

I.4.12. Travaux de Belgacem (2015)

Belgacem (2015) a étudié expérimentalement les écoulements diphasiques air-eau dans les rétrécissements brusques formés par des conduites circulaires horizontales en présence d'un rapport de section égale à 0.67. Les résultats expérimentaux ont été comparés avec ceux obtenus à partir du modèle homogène et ceux du modèle de Zivi. Partant de là, elle déduit que le modèle de Zivi est celui qui présente une meilleure concordance avec les résultats expérimentaux. L'auteur a également conduit une simulation numérique en se basant sur le modèle VOF, les résultats ont été effectués à des conditions similaires de l'expérimentale.

Le modèle numérique proposé permet de prédire avec un bon niveau d'approximation l'évolution de pression d'un écoulement gaz/liquide en présence d'un rétrécissement dans les minis conduits circulaires horizontales. Quelques résultats supplémentaires concernant le comportement hydrodynamique de l'écoulement diphasique gaz-liquide en conduite horizontale en présence d'une contraction obtenu avec la simulation numérique ont été présentés.

I.5.Conclusion

Vu l'importance que revêt la connaissance de la structure de l'écoulement dans les rétrécissements brusques, il apparaît certain que d'autres études sont nécessaires pour aboutir à des modèles englobant notamment d'autres régimes d'écoulement.

La présente étude se propose donc d'étudier numériquement le comportement d'un écoulement diphasique gaz-liquide en conduite horizontale avec singularité (cas d'un rétrécissement brusque) pour participer aux efforts dans ce domaine.

CHAPITRE II
Mécanique des fluides
numérique

II.1. Introduction

Les ressources de calcul ont évolué d'une manière exponentielle dans le temps. La simulation numérique en mécanique des fluides (CFD : Computational Fluid Dynamics) est reconnue aujourd'hui comme l'un des outils incontournables de conception et est largement utilisée dans l'industrie. Actuellement, la simulation numérique promet des résultats rapides et peu coûteux pour guider le procédé de la conception et de design. Le choix de l'utilisation de telles méthodes numériques va dépendre essentiellement du type et de la complexité du problème à résoudre : La nature du fluide, le comportement thermodynamique, la modélisation du milieu et si le problème est stationnaire ou instationnaire. Dans ce chapitre, nous allons montrer les principales étapes à suivre pour l'application de la CFD à un écoulement gaz-liquide.

II.2. les équations de Navier-Stokes

Le mouvement d'un fluide est modélisé par les équations de Navier-Stokes qui permet de traiter les fluides classiques comme l'air, l'eau, l'huile ou aussi les métaux fondus. Les équations gouvernantes sont :

- la conservation de la masse ou l'équation de continuité,
- la conservation de la quantité de mouvement,

La formulation mathématique des lois de la conservation régissant les phénomènes physiques comme les écoulements de fluides, est généralement écrite sous forme d'équations aux dérivées partielles comme suit

II.2.1. Equation de continuité

L'équation de continuité s'écrit:

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

Ou bien :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0 \quad (\text{II.2})$$

Pour un écoulement incompressible et

$$\rho = \text{cste} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = 0,$$

Donc l'équation de conservation de la masse se réduit à :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II.3})$$

II.2.2. Equations de conservation de quantité de mouvement

L'équation de conservation de quantité de mouvement, sous forme vectorielle, sans forces de volume est :

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + u \frac{\partial \vec{V}}{\partial x} + v \frac{\partial \vec{V}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \text{grad}P + \nu \Delta \vec{V} \quad (\text{II.4})$$

La projection de cette équation suivant les différents axes donne :

Suivant x :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.5})$$

Suivant y :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.6})$$

II.3. Les modèles de turbulence

Un écoulement turbulent est un écoulement à un grand nombre de Reynolds, donc il est un écoulement pour lequel le terme non-linéaire de l'équation de quantité de mouvement est prépondérant, c'est ce terme qui va fabriquer toutes ces tailles de mouvement.

II.3.1. Modèle à équation de transport

Les modèles à équation de transport tiennent compte de l'effet d'histoire de la turbulence. Parmi les plus utilisés figurent les modèles à deux équations de transport. Pour tous ces modèles, la vitesse est la même : $U = \sqrt{k}$. C'est la première grandeur k , l'énergie cinétique turbulente, qui est connectée par la première équation de transport. La deuxième variable transportée varie d'un modèle à l'autre et permet de définir l'échelle de longueur.

II.3.2. Modèle à une équation

II.3.2.1. Le schéma de Prandtl-Kolmogorov

Le modèle à une équation de transport a été établi par Kolmogorov et par Prandtl. Ce modèle prend en compte l'équation de transport de l'énergie cinétique de la turbulence. Il

relie la viscosité turbulente μ_t à l'énergie cinétique de la turbulence k et à la longueur de mélange l_m . Il est donné par:

$$\mu_t = C_\mu \sqrt{k} l_m \quad (\text{II.7})$$

Avec C_μ : est une constante déterminée expérimentalement

II.3.3. Modèle à deux équations

Actuellement, ces modèles sont les plus réponsus dans les codes RANS. Dans ces équations, la variable d désigne la plus petite distance à la paroi. Dans le sillage d'un profil, d : est la distance au bord de fuite.

II.3.3.1. Modèle k- ε Standard (Launder et Spalding 1972)

Ce modèle est basé sur les deux équations de conservation de l'énergie cinétique turbulente k et du taux de dissipation de l'énergie cinétique ε , dans ce modèle la viscosité turbulente est:

$$\mu_t = \rho_G C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II.8})$$

Avec $C_\mu = 0.09$

Les équations du modèle k- ε standard sont:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_G k U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho_G \varepsilon \quad (\text{II.9})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_G \varepsilon U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{\rho_G k} - \frac{C_\mu \rho_G \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{II.10})$$

Avec G_k la génération de l'énergie cinétique turbulente due à la vitesse moyenne du gaz et la génération de l'énergie cinétique turbulente due à la flottabilité.

Les constantes empiriques du modèle k- ε standard sont indiquées dans le tableau (II.1)

II.3.3.2. Modèle k- ε Renormalization Group (RNG) (Yakhot et Orszag, 1986)

Dans ce modèle la viscosité turbulente μ_t est donnée par la relation suivante:

$$d \left(\frac{\rho_G^2 k}{\sqrt{\varepsilon \mu_G}} \right) = 1.72 \frac{\mu_{eff} / \mu_G}{\sqrt{\mu_t^2 - 1 + 100}} d \mu_t \quad (\text{II.11})$$

Avec $\mu_t = \mu_{eff} / \mu_G$. μ_{eff} : est la viscosité effective

Les équations de ce modèle s'écrivent comme suit:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_G k U_{Gj}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho_G \varepsilon \quad (\text{II.12})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_G \varepsilon U_{Gj}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{\rho_G k} - \frac{C_\mu \rho_G \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{II.13})$$

Avec $\eta = \frac{s_m k}{\varepsilon}$. s_m : est le module de tenseur de contrainte, $\eta_0 = 4.38$; $\beta = 0.012$

Les constantes empiriques de ce modèle sont données dans le tableau (II.1).

μ_{eff} : est calculée à partir de la relation suivant ;

$$\left| \frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929} \right|^{0.6321} \left| \frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929} \right|^{0.3679} = \frac{\mu_G}{\mu_{eff}} \quad (\text{II.14})$$

Avec $\alpha_0 = 1.0$

II.3.3.3. Modèle k- ε Realizable (Shih et al, 1995)

La viscosité turbulente est donnée par la relation suivante:

$$\mu_t = \rho_G C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II.15})$$

La différence entre ce modèle et k- ε standard et k- ε RNG est que le terme ne soit pas constant dans ce modèle, il est calculé comme suit:

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{k U^*}{\varepsilon}} \quad (\text{II.16})$$

Avec $U^* = \sqrt{S_{ij} S_{ij} + \bar{\Omega}_{ij} \bar{\Omega}_{ij}}$

$$\bar{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk} \omega_k$$

Ω_{ij} est le module de tenseur de rotation. ω_k est la vitesse angulaire.

$$A_0 = 4.04; \quad A_s = \sqrt{6} \phi; \quad \phi = \frac{1}{3} \cos^{-1}(\sqrt{6}W); \quad W = \frac{S_{ij} S_{jk} S_{ki}}{\bar{S}}; \quad \bar{S} = \sqrt{S_{ij} S_{ij}};$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_{Gj}}{\partial x_i} + \frac{\partial U_{Gi}}{\partial x_j} \right)$$

Les équations de transports du modèle k- ε réalisable sont :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_G k U_{Gj}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho_G \varepsilon \quad (\text{II.17})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_G \varepsilon U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho_G C_1 S_\varepsilon - C_2 \rho_G \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b \quad (\text{II.18})$$

$$\text{Avec } C_1 = \max \left[0.43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right], \eta = S_m \frac{k}{\varepsilon}$$

Les constantes de ce modèle sont mentionnées dans le tableau (II.1).

II.3.3.4. Modèle k- ω Standard (Wilcox, 1998)

La viscosité turbulente et les équations de ce modèle s'écrivent respectivement comme suit:

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho_G k}{\omega} \quad (\text{II.19})$$

α^* : C'est un paramètre utilisé pour spécifier la viscosité turbulente due à la correction d'un bas nombre de Reynolds

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_G k U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k \quad (\text{II.20})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_G \omega U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega \quad (\text{II.21})$$

Avec Y_ω est la dissipation de la fréquence de la turbulence, G_ω la génération de l'énergie cinétique turbulente due à la fréquence de la turbulence.

Les constantes du modèle k- ω standard sont données dans le tableau (II.1).

II.3.3.5. Modèle k- ω SST (Shear-Stress Transport) (Menter, 1994)

La viscosité turbulente et les équations de transports appliquées dans le modèle k- ω SST sont comme suit:

$$\mu_t = \frac{\rho_G k}{\omega} \frac{1}{\max \left[\frac{1}{\alpha^*} \frac{\sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} F_2}{a_1 \omega} \right]} \quad (\text{II.22})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_G k U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k \quad (\text{II.23})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_G \omega U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega \quad (\text{II.24})$$

$$\text{Avec } \sigma_k = \frac{1}{F_1 \sigma_{k,1} + (1-F_1) \sigma_{k,2}} ; \sigma_{k,1} = 1.176 , \sigma_{k,2} = 1.0 ; \sigma_\omega = \frac{1}{F_1 \sigma_{\omega,1} + (1-F_1) \sigma_{\omega,2}}$$

$\sigma_{\omega,1} = 2 ; \sigma_{\omega,2} = 1.168 ; F_1$ et F_2 sont des coefficients du mélange.

| Modèle de turbulence | $C_{1\varepsilon}$ | $C_{2\varepsilon}$ | C_1 | C_2 | C_μ | σ_k | σ_ε | σ_ω |
|-----------------------------|--------------------|--------------------|-------|-------|---------|------------|----------------------|-----------------|
| k- ε Standard | 1.44 | 1.92 | / | / | 0.09 | 1.0 | 1.3 | / |
| k- ε RNG | 1.42 | 1.68 | / | / | / | / | / | / |
| k- ε Realizable | 1.44 | / | / | 1.9 | / | 1.0 | 1.2 | / |
| k- ω Standard | / | / | 0.555 | 0.83 | 0.09 | 2 | / | 2 |

Tableau II.1 : les constantes des modèles de turbulence.

II.3.3.6. Modèle RSM (Reynold's Stress Models)

Les équations de transport des contraintes de Reynolds dans Fluent sont écrites :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} (\rho U_k \overline{u_i u_j})}_1 = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{\rho u_i u_j u_k} + p (\delta_{kj} u_i + \delta_{ik} u_j) \right]}_2 + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u_i u_j} \right]}_3 - \underbrace{\left[\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right]}_4 + p \underbrace{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_5 - \underbrace{2\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}}_6 \tag{II.25}$$

1- c_{ij} : convection 2- $D_{T,ij}$: diffusion turbulente 3- $D_{L,ij}$: diffusion moléculaire

4- P_{ij} : terme de production de contrant 5- ϕ_{ij} pression taux de déformation

6- ε_{ij} : dissipation

$$\text{Avec } D_{T,ij} = C_s \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\rho k \frac{\overline{u_k u_l}}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_l} \right)$$

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \right)$$

Les équations de pression – taux de déformation s'écrit

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,\omega} \quad (\text{II.26})$$

$$\text{Avec } \phi_{ij,1} = -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left[\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right]$$

$$\phi_{ij,2} = -C_2 \left[(P_{ij} + C_{ij}) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (P + C) \right]$$

$$\begin{aligned} \phi_{ij,\omega} = & C_1'' \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_k u_m n_k n_m} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u_i u_k n_j n_k} - \frac{3}{2} \overline{u_j u_k n_i n_k} \right) \frac{k^{3/2}}{C_1 \varepsilon d} \\ & + C_2'' \left(\phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \phi_{ik,2} n_j n_k - \frac{3}{2} \phi_{jk,2} n_i n_k \right) \frac{k^{3/2}}{C_1 \varepsilon d} \end{aligned}$$

$$\text{Avec } C_1 = \frac{C_\mu^{3/4}}{k}$$

| C_1 | C_2 | P | C | C_1'' | C_2'' | C_μ | k |
|-------|-------|------|--------|---------|---------|---------|--------|
| 1.8 | 0.6 | 1.68 | 0.7179 | 0.5 | 0.3 | 0.09 | 0.4187 |

Tableau II.2 : valeur des constantes du modèle RSM.

II.4.Méthode numérique de résolution des équations

Les équations différentielles (II.1),(II.4) décrivant les variations des caractéristiques de l'écoulement telles que les vitesses U_i ; l'énergie cinétique de turbulence k ; et son taux de dissipation ε , peuvent être écrites sous la forme générale suivante :

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U \phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\phi \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right] + S_\phi \quad (\text{II.27})$$

Φ : représente une variable dépendante générale qui peut être la vitesse U , l'énergie cinétique de turbulence K , et son taux de dissipation ε .

Γ_ϕ : est le coefficient de diffusion de la propriété ϕ .

S_ϕ : est le terme de source.

Les termes de l'équation généralisée (II.27) sont regroupés dans le tableau (II.3) pour les différentes équations différentielles. A travers cette écriture générale des équations II est possible de construire une procédure numérique générale qui s'applique pour les différentes équations en considérant les conditions aux limites spécifiques à chaque équation.

| Equation | Variable ϕ | Coefficient de diffusion | Terme source S_ϕ |
|--------------------------|-----------------|-----------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Quantité de Mouvement | U_i | $\mu_e = \mu + \mu_t$ | $\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_e \cdot \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial p}{\partial x_i}$ |
| Continuité | 1 | 0 | 0 |

Tableau II.3 : terme des équations généralisées

II.4.1. Discrétisation des équations différentielles

La discrétisation des équations différentielles (II.1) permet de transformer ces équations différentielles en équations algébriques où les variations continues des variables de l'écoulement sont représentées par des valeurs à des points discrets. Les locations discrètes dans l'espace sont représentées par des points nodaux (ou nœuds) choisis dans une grille (maille) numérique qui subdivise le domaine de l'écoulement.

La procédure de discrétisation fait des approximations aux dérivées spatiales des variables de l'écoulement présentes dans l'équation différentielle (II.1) à chaque nœud de la grille, en fonctions algébriques des variables dans le nœud considéré et les nœuds en son voisinage.

D'après Launder (1989), la discrétisation se fait en suivant l'une des approches suivantes :

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

Toutes ces méthodes permettent en général la résolution de problèmes formalisés par des équations différentielles aux dérivées partielles sur un domaine D déterminé. Le domaine discrétisé sera caractérisé par un certain nombre de points nodaux où les fonctions inconnues seront évaluées. La figure montre une schématisation du principe de la discrétisation.

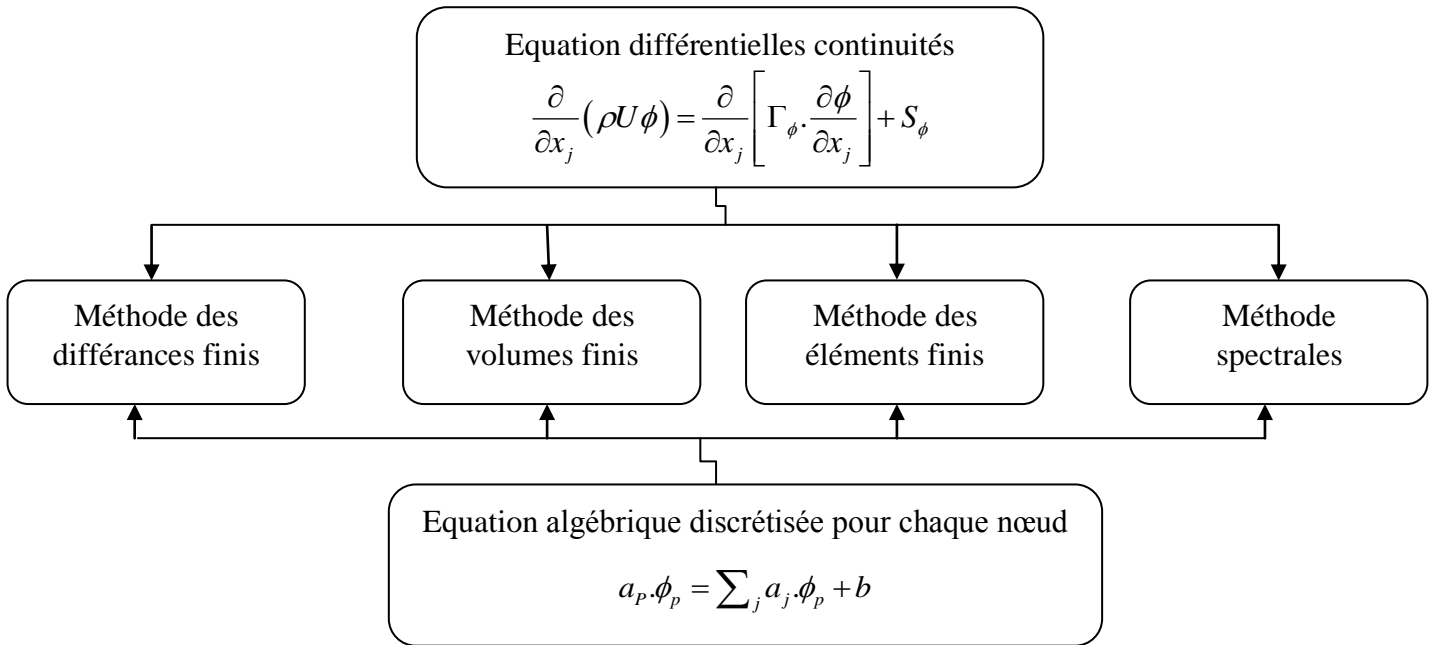


Figure II.1. Méthodes de discrétisation des équations différentielles.

Σ : représente la sommation sur les nœuds en voisinage du nœud P

a_j : Coefficient de l'équation qui tient compte des effets combinés de l'accumulation, le transport par convection et diffusion et du terme source dans l'équation différentielles continues

b : représente la contribution du terme source S_ϕ

- **Les différences finies**

La méthode des différences finies consiste à remplacer les dérivées apparaissant dans le problème continu par des différences divisées ou combinaisons de valeurs ponctuelles de la fonction en un nombre fini de points discrets ou nœuds du maillage.

Avantages : grande simplicité d'écriture et faible coût de calcul.

Inconvénients : limitation de la géométrie des domaines de calculs, difficultés de prise en compte des conditions aux limites portant sur les dérivées ou les gradients de l'inconnue.

- **Les éléments finis**

La méthode des éléments finis consiste à approcher, dans un sous-espace de dimension finie, un problème écrit sous forme variationnelle (comme minimisation de l'énergie, en général) dans un espace de dimension infinie. La solution approchée est dans ce cas une

fonction déterminée par un nombre fini de paramètres comme, par exemple, ses valeurs en certains points (les nœuds du maillage).

Avantage : Traitement possible de géométries complexes, détermination plus naturelle des conditions aux limites, possibilité de démonstrations mathématiques de convergence.

Inconvénients : Complexité de mise en œuvre et coût en temps de calcul et en mémoire.

La méthode des volumes finis (ou de volumes de contrôle) a été la plus utilisée pour l'étude des phénomènes de la dynamique des fluides ; La présente procédure numérique fait appel à cette méthode pour la discrétisation des équations différentielles du modèle mathématique.

- **Le volume finis VOF**

La méthode VOF est une méthode qui a été introduite par Hirt & Coll. en 1981 qui s'utilise pour la simulation d'écoulements entre plusieurs phases non miscibles.

L'idée fondatrice de la méthode VOF est d'utiliser une fonction discrète qui représente la fraction volumique de l'un des fluides dans chaque volume de contrôle. Cette fonction taux de présence, notée ϕ_k , cette fonction (VOF) varie donc entre 0 et 1 pour la phase k considérée. Si elle vaut 0 ou 1, le volume ne contient qu'un seul des deux fluides. Si sa valeur est comprise entre ces deux bornes, le volume contient un mélange diphasique, et donc l'interface y est présente.

$$\phi(z, r, t) = \begin{cases} = 0 & (z, r) \in (\text{phase gaseuse}) \\ 0 < \phi < 1 & (z, r) \in (\text{interface}) \\ = 1 & (z, r) \in (\text{phase liquide}) \end{cases} \quad (\text{II.28})$$

II.4.2 Discrétisation des équations de quantité de mouvement

La méthode des volumes finis n'impose pas de calculer les différentes variables (U , V , P , θ , ...) sur la même grille (volume de contrôle). L'idée est de calculer les variables scalaires, comme la pression, dans les nœuds ordinaires des volumes de contrôle, mais de calculer les composantes de la vitesse sur des mailles décalées centrées autour des interfaces des volumes de contrôle initiaux. Un exemple d'un tel arrangement est représenté sur la figure II.2.

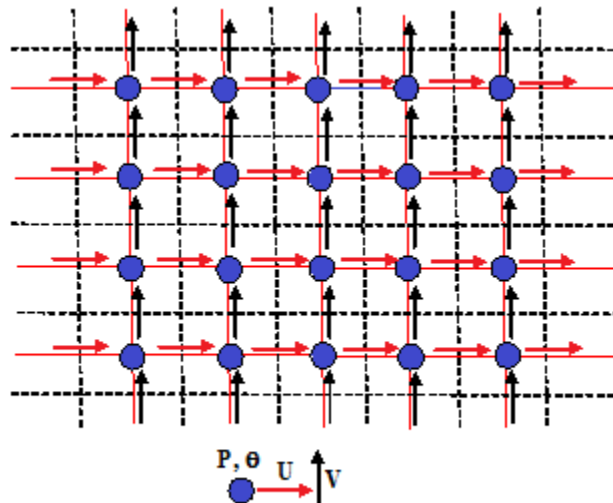


Figure II.2: Représentation d'un maillage décalé.

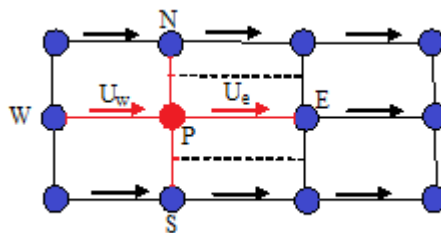


Figure II.3: Volume de contrôle lié à U.

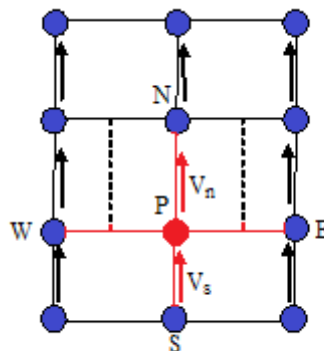


Figure II.4: Volume de contrôle lié à V.

L'intégration des deux équations de quantité de mouvement suivant les directions Z et R donne :

$$\begin{cases} a_e U_e = \sum_{nb} a_{nb} U_{nb} + b + (P_P - P_E) A_e \\ a_n V_n = \sum_{nb} a_{nb} V_{nb} + b + (P_P - P_N) A_n \end{cases} \quad (\text{II.29})$$

Avec b : le terme source

A_e, A_n : les surfaces sur lesquelles agissent les forces de pression

$(P_P - P_E)A_e, (P_P - P_N)A_n$: Les forces de pression agissant sur les deux faces verticale et horizontale respectivement.

II.4.3 Corrections de la pression et des composantes de la vitesse

Le champ de vitesse ne satisfait l'équation de continuité que si la pression est correcte. Pour cela, il faut faire un choix initial P^* auquel correspond la solution U^* et V^* . Nous obtenons :

$$\begin{cases} a_e U_e^* = \sum_{nb} a_{nb} U_{nb}^* + b + (P_P^* - P_E^*) A_e \\ a_n V_n^* = \sum_{nb} a_{nb} V_{nb}^* + b + (P_P^* - P_N^*) A_n \end{cases} \quad (\text{II.30})$$

Soit P', U' et V' les corrections de pression et des composantes de vitesse. Les champs de pression et de vitesse corrigés s'écrivent alors :

$$P = P^* + P'$$

$$U = U^* + U'$$

$$V = V^* + V'$$

Nous avons :

$$a_e U_e = \sum_{nb} a_{nb} U_{nb} + b + (P_P - P_E) A_e$$

$$a_e U_e^* = \sum_{nb} a_{nb} U_{nb}^* + b + (P_P^* - P_E^*) A_e$$

Faisons la soustraction entre ces deux équations, on obtient :

$$a_e U_e' = \sum_{nb} a_{nb} U_{nb}' + (P_P' - P_E') A_e \quad (\text{II.31})$$

Afin de construire une matrice tridiagonale pour l'équation de correction de pression, on utilise une des hypothèses simplificatrices introduites par Patankar (1980) qui est que le terme

$\left(\sum_{nb} a_{nb} U_{nb}' \right)$ est négligeable. On aboutit alors à :

$$a_e U'_e = (P'_P - P'_E) A_e \Rightarrow U'_e = (P'_P - P'_E) d_e \quad (\text{II.32})$$

$$\text{Avec : } d_e = \frac{A_e}{a_e}$$

D'où :

$$\begin{cases} U'_e = U_e^* + (P'_P - P'_E) d_e \\ V'_n = V_n^* + (P'_P - P'_N) d_n \end{cases}$$

(II.33)

$$\text{Avec : } d_n = \frac{A_n}{a_n}$$

II.4.4. Equation de correction de la pression

L'équation de continuité est un moyen d'ajustement du champ de pression P. Elle s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial(rU)}{\partial z} + \frac{\partial(rV)}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.34})$$

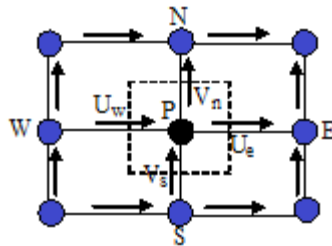


Figure II.5: Volume de contrôle lié à P.

Intégrons cette équation sur un volume de contrôle autour de P (figure II.5), on obtient :

$$[r_e U_e - r_w U_w] \Delta r + [r_n V_n - r_s V_s] \Delta z = 0 \quad (\text{II.35})$$

Substituons les vitesses par : $U = U^* + U'$ et $V = V^* + V'$

$$\text{Où : } U_i = U_i^* + (P'_P - P'_i) d_i$$

On obtient l'équation de correction de pression :

$$a_P P'_P = a_E P'_E + a_W P'_W + a_N P'_N + a_S P'_S + b \quad (\text{II.36})$$

Avec :

$$a_E = d_e r_e \Delta r$$

$$a_W = d_w r_w \Delta r$$

$$a_N = d_n r_n \Delta z$$

$$a_S = d_s r_s \Delta z$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S$$

$$b = (R_w U_w^* - R_e U_e^*) \Delta r + (R_s V_s^* - R_n V_n^*) \Delta z$$

Le terme b devrait tendre vers zéro à la convergence.

II.5. Algorithme SIMPLE

Pour résoudre les équations de conservation, l'algorithme **SIMPLE** (Semi Implicit Method for Pressure Linked Equation) a été utilisé. Il consiste à corriger itérativement la pression et les composantes de la vitesse jusqu'à ce que l'équation de continuité soit vérifiée. Ces différentes étapes peuvent se résumer comme suit :

En connaissant les valeurs initiales de la fonction de pression ϕ à $t=0$ s associées aux conditions aux limites.

- Calcul des propriétés physiques du mélange (ρ , μ).
- Choix du champ de pression P^* .
- Résolution des équations du mouvement discrétisées pour obtenir les vitesses U^* et V^* .
- Résolution de l'équation de correction de la pression pour obtenir P' .
- Correction de la pression : $P = P^* + P'$
- Correction des vitesses : $U = U^* + U'$ et $V = V^* + V'$
- Si le critère de convergence est satisfait, aller à l'étape 7, sinon prendre P comme nouvelle valeur de P^* ($P^* = P$) et retourner à l'étape 2.
- Résolution de l'équation de VOF.

Les étapes sus citées permettent d'avoir une solution pour un pas de temps dans un problème instationnaire. Pour les problèmes non linéaires transitoires, il faut de plus assurer une itération interne à chaque pas de temps, afin d'actualiser les non-linéarités et permettre d'avoir un schéma temporel purement implicite.

La procédure itérative pour déterminer les champs des différentes variables au pas de temps suivant (n+1) consiste essentiellement à avancer le temps d'un pas adéquat Δt , initialiser le champ Φ au temps n (Φ^n) et procéder à des itérations internes au pas de temps (n+1) en utilisant une estimation du champ (Φ^*) à la première itération jusqu'à convergence.

II.6.Méthode de Résolution

Après la discrétisation de toutes les équations de conservation, on aboutit à des équations algébriques de la forme :

$$a_{Pi,j} \Phi_{i,j} = a_{Ni,j} \Phi_{i,j+1} + a_{Si,j} \Phi_{i,j-1} + a_{Ei,j} \Phi_{i+1,j} + a_{Wi,j} \Phi_{i-1,j} + b_{i,j} \quad (\text{II.37})$$

Pour résoudre ce système d'équations, on fait appel à des méthodes itératives. Afin d'améliorer la vitesse de convergence on utilise une combinaison entre une méthode directe (**TDMA : Tri-Diagonal Matrix Algorithm**) et une méthode itérative (Gauss-Seidel). Cette combinaison est appelée méthode ligne par ligne. Elle consiste à utiliser une méthode directe (Algorithme de Thomas) dans une direction et une méthode itérative (Gauss-Seidel) dans l'autre direction. Donc l'équation (II.39) va s'écrire comme suit :

$$a_{Pi,j} \Phi_{i,j} = a_{Ni,j} \Phi_{i,j+1} + a_{Si,j} \Phi_{i,j-1} + a_{Ei,j} \Phi_{i+1,j}^* + a_{Wi,j} \Phi_{i-1,j}^* + b_{i,j} \quad (\text{II.38})$$

Où l'indice (*) indique la valeur de la variable Φ à l'itération précédente.

L'équation (II.40) s'écrit aussi sous forme suivante :

$$A_{i,j} \Phi_{i,j} = B_{i,j} \Phi_{i,j+1} + C_{i,j} \Phi_{i,j-1} + D_{i,j} \quad (\text{II.39})$$

Avec :

$$A_{i,j} = a_{i,j} \quad (\text{II.39a})$$

$$B_{i,j} = a_{Ni,j} \quad (\text{II.39b})$$

$$C_{i,j} = a_{Si,j} \quad (\text{II.39c})$$

$$D_{i,j} = a_{Ei,j} \Phi_{i+1,j}^* + a_{Wi,j} \Phi_{i-1,j}^* + b_{i,j} \quad (\text{II.39d})$$

On considère deux coefficients $P_{i,j}$ et $Q_{i,j}$ tels que :

$$\Phi_{i,j} = P_{i,j} \Phi_{i,j+1} + Q_{i,j} \quad (\text{II.40})$$

D'où :

$$\Phi_{i,j-1} = P_{i,j-1} \Phi_{i,j} + Q_{i,j-1} \quad (\text{II.41})$$

En substituant l'équation algébrique discrétisée pour chaque nœud dans l'équation (II.41) on obtient :

$$\Phi_{i,j} = \left(\frac{B_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j} P_{i,j-1}} \right) \Phi_{i,j+1} + \left(\frac{C_{i,j} \Phi_{i,j-1} + D_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j} P_{i,j-1}} \right) \quad (\text{II.42})$$

D'où :

$$P_{i,j} = \frac{B_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j} P_{i,j-1}} \quad \text{et} \quad Q_{i,j} = \frac{C_{i,j} \Phi_{i,j-1} + D_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j} P_{i,j-1}} \quad (\text{II.43})$$

II.7.conclusion

Dans la deuxième partie du présent chapitre, nous avons présenté l'approche retenue pour la simulation de l'écoulement gaz-liquide. Un modèle de modélisation de type Eulérien est retenu et le formalisme permettant de développer le système d'équations qui le régissent est exposé. Nous avons également présenté le modèle multiphasique utilisé dans nos simulations et aussi les modèles de turbulence sélectionnés pour notre procédure numérique. Dans le chapitre suivant, on présentera le domaine d'étude et les résultats de notre simulation numérique avec leurs interprétations.

CHAPITRE III

Résultats et discussions

III.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons nos résultats numériques obtenus avec le logiciel FLUENT 6.3 que nous validons avec les données expérimentales de Friedel et Schmidt (1997). Les différents résultats obtenus sont sous forme de courbes telles que la représentation de la pression. L'exploitation de ces résultats s'effectue en deux parties, l'une sera consacrée à la validation (maillage et simulation), l'autre à l'étude la configuration d'écoulement ainsi que l'influence des vitesses superficielles et les rapports de contraction sur la chute de pression singulière. De plus, le comportement hydrodynamique de l'écoulement diphasique à travers un rétrécissement sera relaté.

III.2. Procédure numérique

Ce paragraphe illustre la géométrie et conditions opératoires définis ainsi que la procédure numérique adaptée pour simuler le comportement de l'écoulement gaz-liquide en présence d'un rétrécissement brusque. En simulation numérique basée sur la méthode des volumes finis, le domaine de calcul est divisé en petits volumes de contrôle constituant un maillage.

III.2.1. Géométrie et conditions aux limites opératoires

La définition des simulations numériques est stipulée par la procédure expérimentale. Elle doit être la plus compatible possible avec les conditions d'expérimentation pour permettre la confrontation et la validation des résultats. Ceci concerne particulièrement les vitesses étudiés et le domaine géométrique sélectionné.

III.2.1.1. Géométrie et choix du maillage

Nous présentons sur la figure III.1, la configuration de la géométrie utilisée dans notre étude numérique, ce dernier est similaire à celle utilisée par Friedel et Schmidt (1997). Nous étudions cette configuration afin de valider notre code de calcul avec les résultats expérimentaux de Friedel et Schmidt (1997).

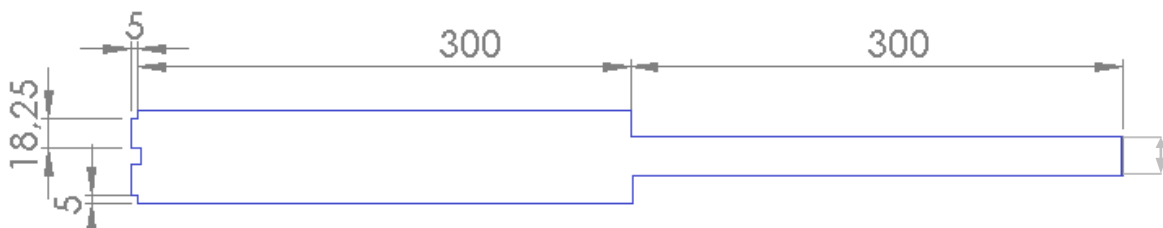


Figure.III.1 : Géométrie étudié – cas géométrie N°1

| Géométrie | Le rapport de contraction | diamètre intérieur du tube | |
|-----------|---------------------------|----------------------------|-------------|
| | | Entrée [mm] | sortie [mm] |
| N°1 | $\sigma_A = 0.18$ | 56.5 | 24 |
| N°2 | $\sigma_A = 0.057$ | 72.2 | 17.2 |
| N°3 | $\sigma_A = 0.115$ | 56 | 19 |
| N°4 | $\sigma_A = 0.276$ | 56.2 | 29.5 |
| N°5 | $\sigma_A = 0.375$ | 72.2 | 44.2 |

Tableau III.1 : Dimensions des configurations expérimentales étudiées.

L'opération de maillage est très importante. De sa qualité dépend la précision des calculs. Un nombre de mailles insuffisant fera diverger les calculs ou sera responsable d'une diffusion numérique trop importante. Il faut donc trouver un compromis entre le nombre de mailles et le temps de calcul qui augmente considérablement avec le raffinement de la discrétisation du domaine. Dans notre cas, la géométrie a été maillée avec des mailles de manière uniforme.

Un raffinement des zones est adapté près du rétrécissement brusque dans le but de prendre en considération les fortes variations des paramètres qui se manifestent dans ces zones, notamment les gradients de pression et de vitesse.

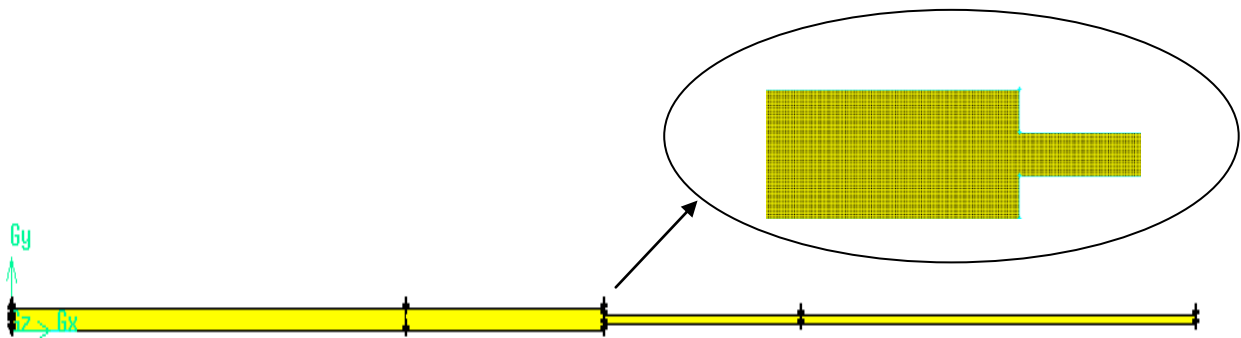


Figure.III.2 : le maillage.

Le maillage a été effectué à l'aide du générateur de maillage de Fluent nommé Gambit. Nous optons pour des formes de mailles quadrilatérales.

Afin de choisir le meilleur maillage possible pour le banc d'essai numérique, différents degrés de raffinement ont été testés.

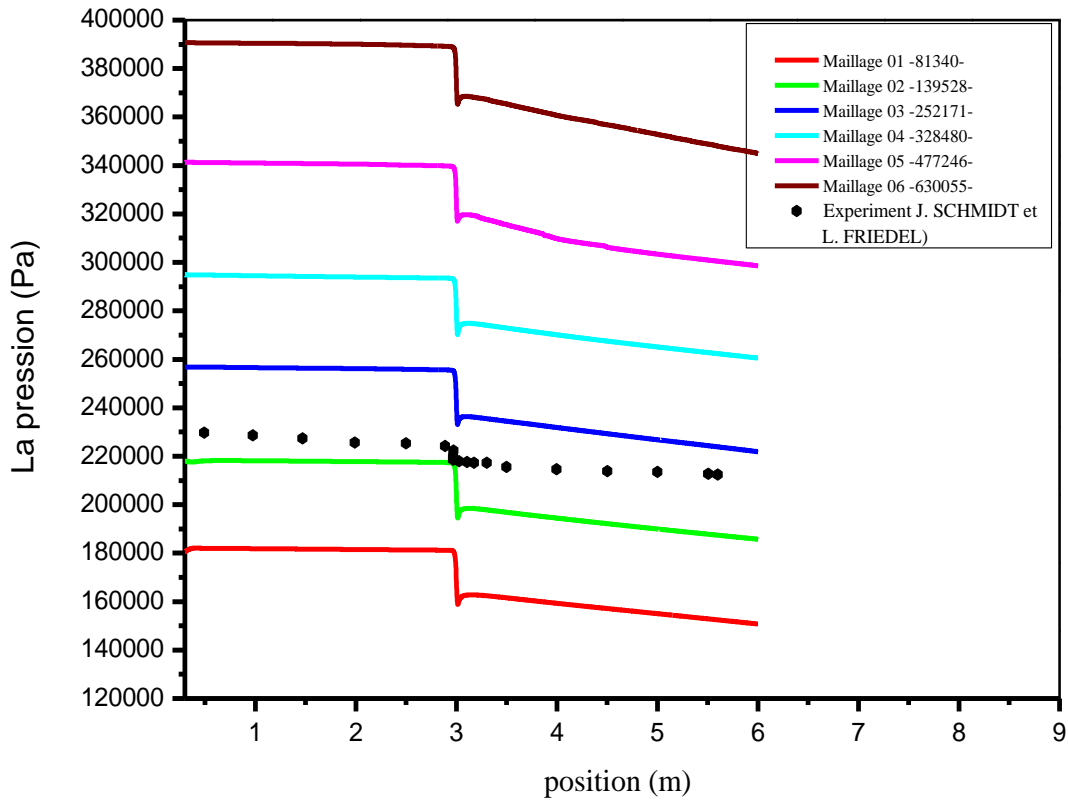


Figure.III.3 : le graphe représente les études de maillage

Les différents maillages ont par la suite été évalués sur la simulation test (voir tableau III.2). À noter que nous avons choisi cette configuration car elle fait intervenir des débits extrêmes (Vitesses en termes de conditions aux limites : velocity inlet) et pour un rapport de rétrécissement $\sigma_A = 0.18$.

Nous remarquons d'après la figure III.3 que le meilleur maillage est le maillage N°2 avec 139 528 nœuds, car la courbe expérimentale de Friedel et Schmidt (1997) correspond parfaitement avec les valeurs numériques.

| Conditions aux limites | Entré 1 | Entré 2 | Sortie |
|------------------------|---------------------------|--------------------------|-----------|
| Type | vitesse | Vitesse | Pression |
| | $V_g = 210.9 \text{ m/s}$ | $V_l = 1.42 \text{ m/s}$ | P_{atm} |

Tableau III.2. Conditions aux limites de la simulation test.

Pour les autres rapports de contraction nous avons procédé de la même façon, les maillages retenus après l'étude sont récapitulés au tableau présenté ci-dessous.

| Les rapports de rétrécissement | Le maillage |
|--------------------------------|-------------|
| $\sigma_A = 0.18$ | 477246 |
| $\sigma_A = 0.057$ | 400326 |
| $\sigma_A = 0.115$ | 462352 |
| $\sigma_A = 0.276$ | 171010 |
| $\sigma_A = 0.375$ | 417922 |

Tableau III.3. Les choix de nombre de maillage pour les autres rapports de contraction

III.2.1.2. Conditions aux limites opératoires :

Le choix des conditions aux limites représentatives d'un écoulement diphasique gaz-liquide à co-courant est un problème complexe et la détermination des conditions aux limites disponibles dans le code de calcul FLUENT a été une phase délicate. Les conditions associées à l'injection des phases gaz/liquide sont de type velocity inlet. Ce choix impose une valeur de la fraction volumique du gaz et du liquide égale à l'unité sur la surface associée ainsi que l'intensité de turbulence et diamètre hydraulique pour les paramètres de turbulence.

Si l'on tente d'imposer une fraction volumique différente, il faut alors accepter que les deux fluides constituant le mélange diphasique se mettent en équilibre en adoptant une même vitesse. Ceci est incompatible dans notre cas, les deux phases gaz et liquide sont donc introduites dans le domaine de calcul sur une section de rayon de 18.25 mm. À la sortie, est appliquée la condition d'une pression atmosphérique compatible avec le refoulement vers l'atmosphère de type pressure outlet. De la figure III.4, trois types de conditions aux limites peuvent donc être identifiés. On peut noter qu'il a été nécessaire d'intercaler une région solide wall entre les deux régions de type velocity inlet.

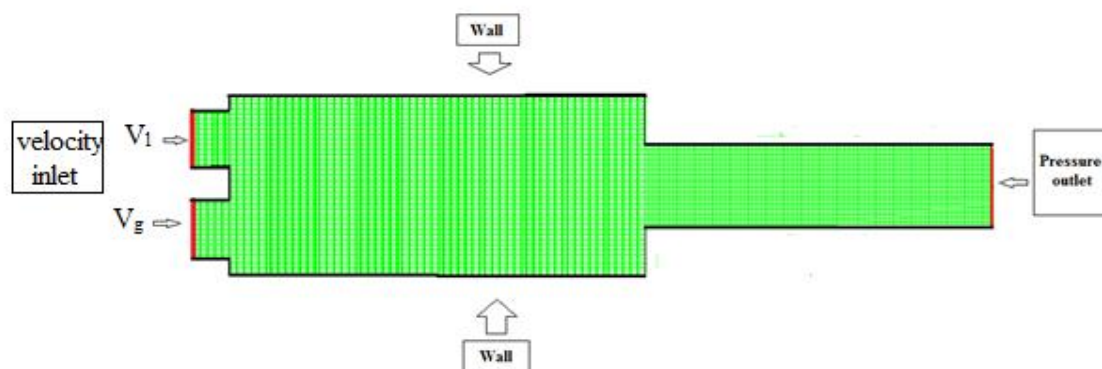


Figure.III.4. conditions aux limites du banc d'essais numérique

III.2.2.Simulation numérique

III.2.2.1. Choix du modèle de turbulence

Pour pouvoir choisir le bon modèle de turbulence dans le cas étudié nous considérons trois modèle de turbulence, modèle k- ϵ , modèle RSM et le modèle k- ω qui seront résumés sur la figure III.5 .Nous comparons ces résultats avec l'expérimentale de Friedel et Schmidt (1997) pour les conditions aux limites récapitulés au tableau III.2.

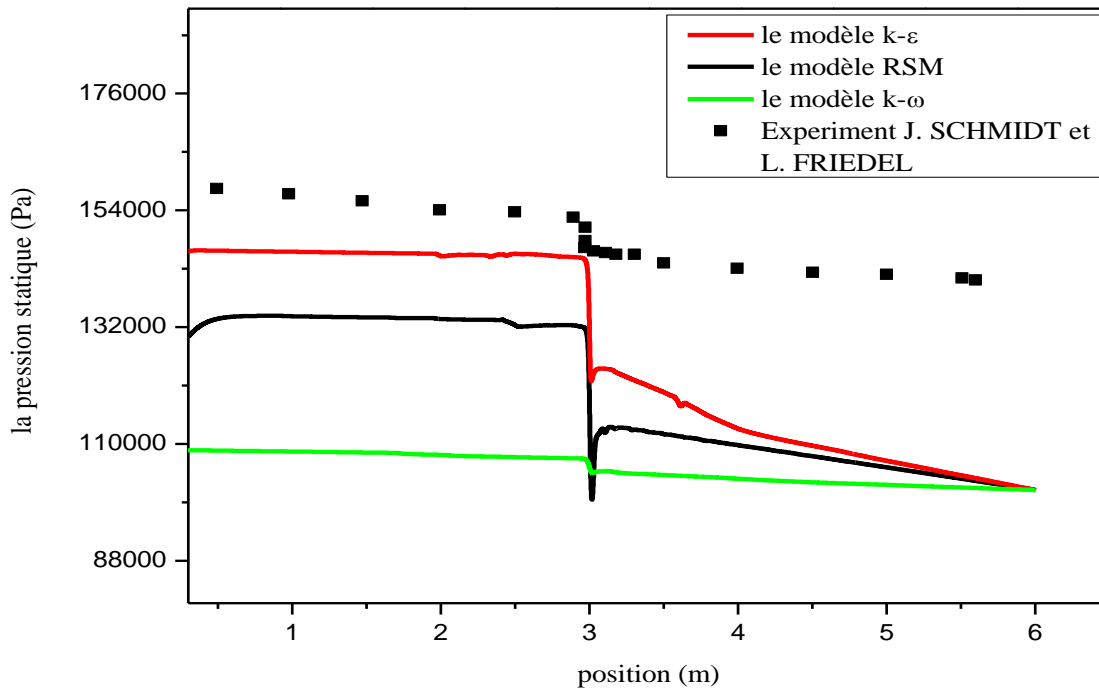


Figure.III.5. Validation du modèle de turbulence.

D'après la figure III.5 qui représente la validation du modèle de turbulence, le modèle adéquat à notre étude est celui de k- ϵ .

III.2.2.2. procédure numérique

Les schémas de discrétisation des différentes variables sont résumés dans le tableau (III.4)

| Variable | Schème |
|---------------------------|-----------------------|
| Pression | PRESTO |
| Couplage pression-vitesse | SIMPEL |
| fraction de volume | 1 ^{er} ordre |

Tableau III.4 : Schéma de discrétisation.

En plus des résidus de calcul, l'évolution de la pression statique a été suivie dans des endroits donnés pour assurer la convergence et la stabilité de la solution. Les résidus étaient dans la gamme 10^{-3} - 10^{-4} . Une moyenne de 450 itérations était nécessaire pour obtenir la convergence.

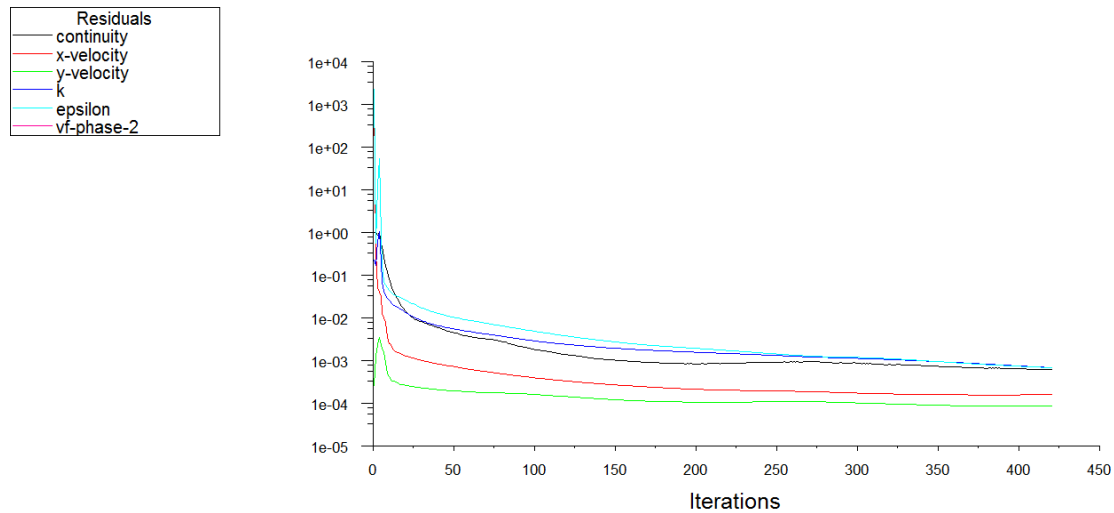


Figure .III.6. Evolution de la convergence.

III.3. Résultats et discussions

Concernant les variables d'intérêt, et parmi tous les résultats possibles, il a été décidé de focaliser dans un premier sur:

- Le contour des phases pour l'étude de la configuration d'écoulement.
- L'étude du profil de pression.
- L'estimation de la chute de pression singulière.

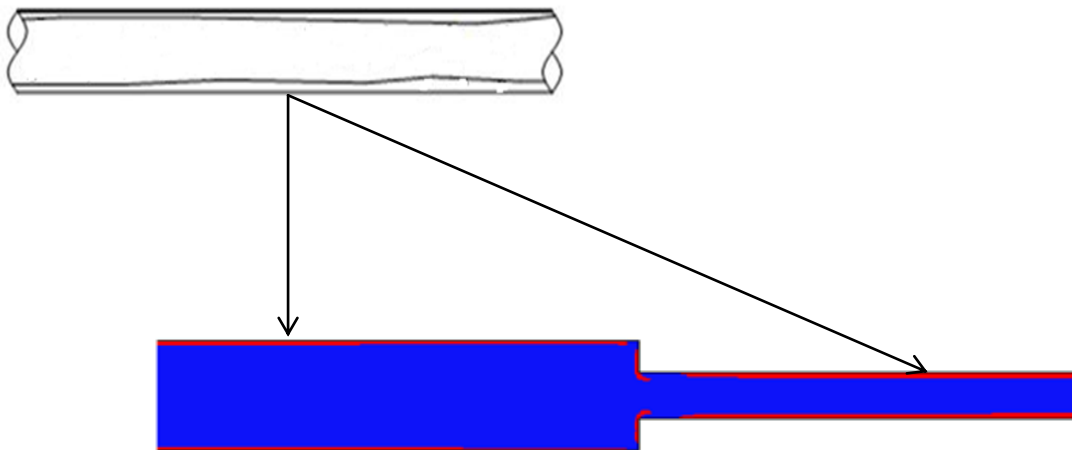
III.3.1. Configuration de l'écoulement

La première partie de notre travail numérique porte sur la simulation 2D du régime d'écoulement diphasique pour la gamme de débits considérée, sachant que cette dernière correspond à la gamme de présence de l'écoulement annulaire.

Un élément essentiel des simulations CFD en termes de représentation de la configuration expérimentale de l'écoulement diphasique à travers la conduite consiste en les vitesses d'injection des deux phases. Par conséquent, les conditions aux limites ont été choisies en fonction des configurations expérimentale de Friedel et Schmidt (1997).

Les Résultats de la simulation numérique pour les cinq rapports de contraction étudiés sont représentés sur la figure III.7. Ces derniers représentent les contours calculés de la densité du mélange (kg/m^3), puisque la densité du mélange est proportionnelle à la composition de la phase, la distribution de l'air et de l'eau dans la conduite est bien visible. La couleur rouge correspond à la phase liquide, tandis que la couleur bleu se réfère à la présence d'air, les deux phases sont séparées par une interface gaz-liquide.

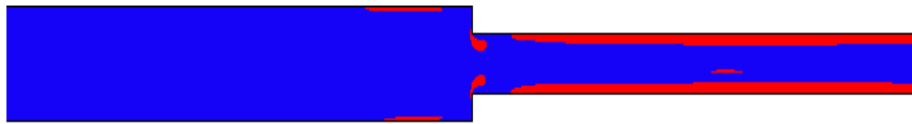
La figure III.7.a,b, c, d, e,f montrent les résultats de la simulation correspondant à une condition sélectionné des données expérimentale relatif à un écoulement annulaire, dans laquelle on observe une séparation quasi-totale des phases. De fines gouttelettes sont cependant observées dans la colonne de gaz centrale.



(a) $V_l = 0.06 \text{ m/s}$ $V_g = 210.9 \text{ m/s}$ ($\sigma_A = 0.18$)



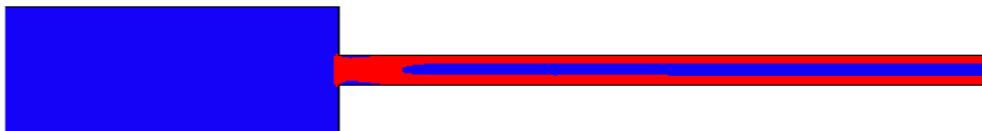
(b) $V_l = 0.06 \text{ m/s}$ $V_g = 210.9 \text{ m/s}$ ($\sigma_A = 0.115$)



$$(c) V_1 = 0.06 \text{ m/s } V_g = 210.9 \text{ m/s } (\sigma_A = 0.276)$$



$$(d) V_1 = 0.06 \text{ m/s } V_g = 210.9 \text{ m/s } (\sigma_A = 0.375)$$



$$(e) V_1 = 0.06 \text{ m/s } V_g = 210.9 \text{ m/s } (\sigma_A = 0.057)$$

Figure .III.7. Prédications de configuration numérique.

III.3.2.Evolution de pression

Les Figures (III.8.9.10.11.12) montrent la distribution de pression statique longitudinale le long de la veine de mesure pour les cinq rapports de contraction étudiés. A l'amont du rétrécissement brusque ou en son aval (suffisamment loin de la zone de recirculation), la chute de pression pour différentes vitesses des deux fluides, est linéaire; ce qui permet de considérer l'écoulement dans ces régions comme pleinement établi et développé. Par contre, dans la région d'écoulement contracté, la pression statique diminue plus rapidement qu'en écoulement pleinement développé. Elle atteint sa plus petite valeur locale au niveau de la contraction. Ensuite, la pression augmente graduellement et après avoir

atteint son maximum, elle rejoint la chute de pression due au frottement dans la zone où l'écoulement commence à se ré-établir, la pression connaît une forte augmentation essentiellement pour les débits élevés. Ceci s'explique par l'existence d'une forte turbulence. Après quoi, la pression décroît linéairement. Notant que la position du maximum de pression permet d'évaluer le point de recollement et, de là, la longueur de rétablissement de l'écoulement.

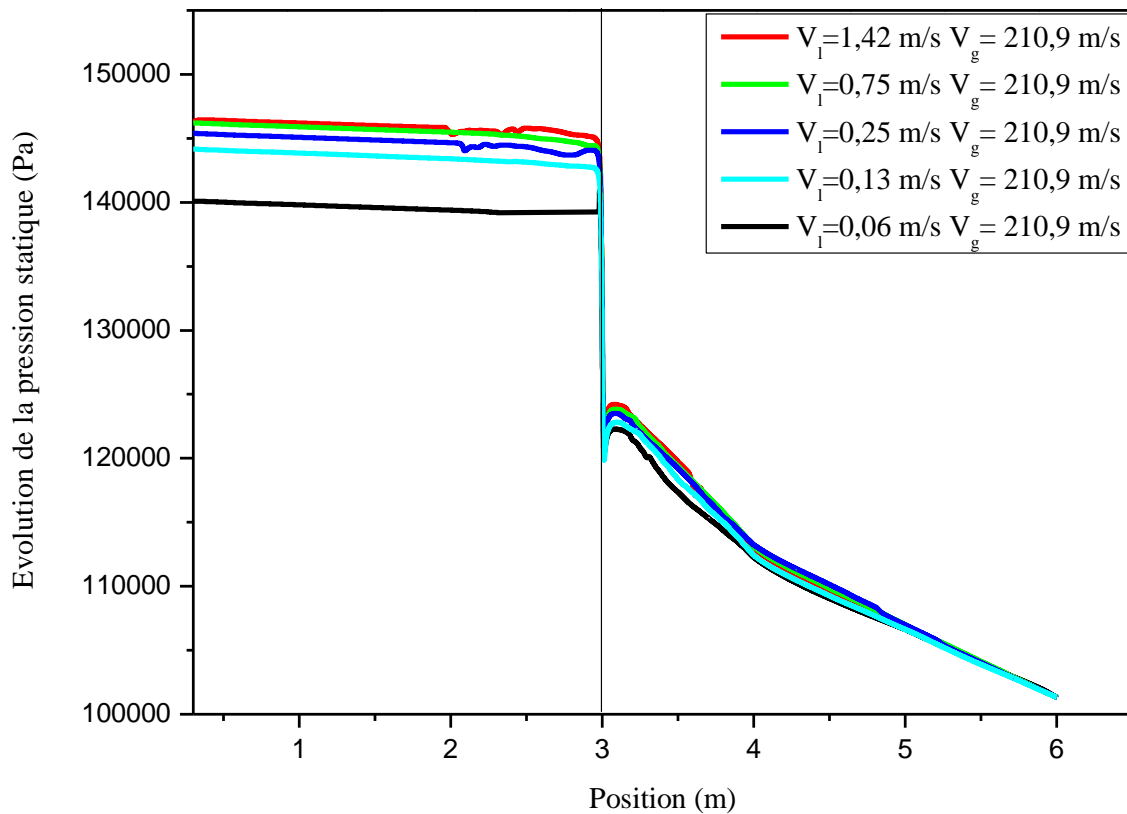


Figure.III.8. Profils numérique de l'évolution de pression diphasique pour différentes vitesses superficielles liquide et $V_g = 210,9$ m/s. pour le rapport $\sigma_A = 0,18$

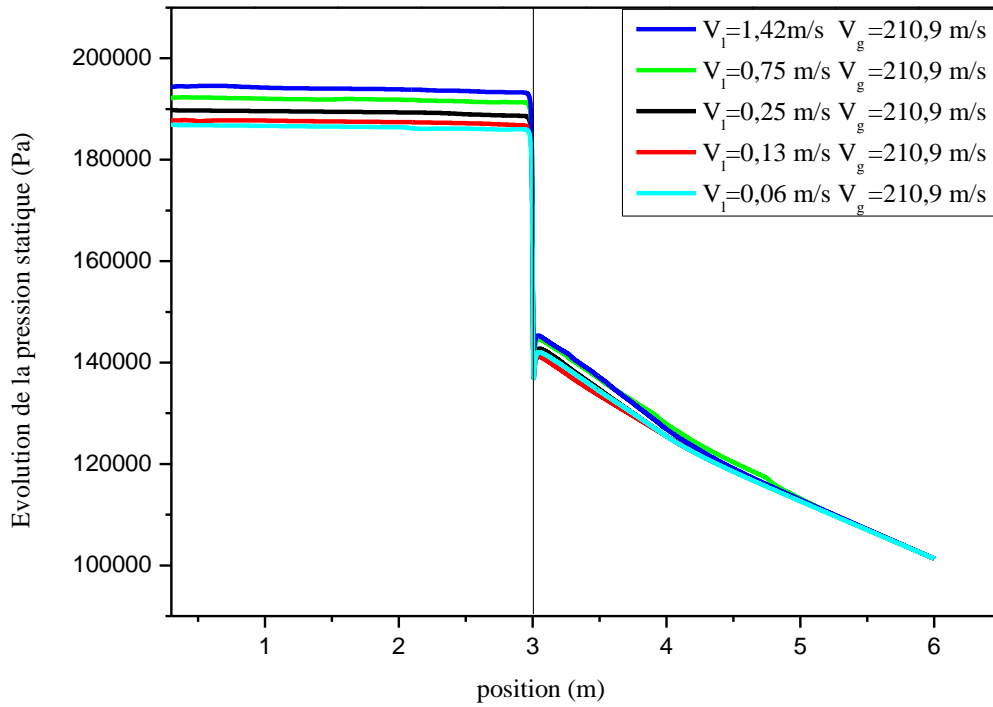


Figure. III.9. Profils numérique de l'évolution de pression diphasique pour différentes vitesses superficielles liquide et $V_g = 210.9$ m/s. pour le rapport $\sigma_A = 0.057$

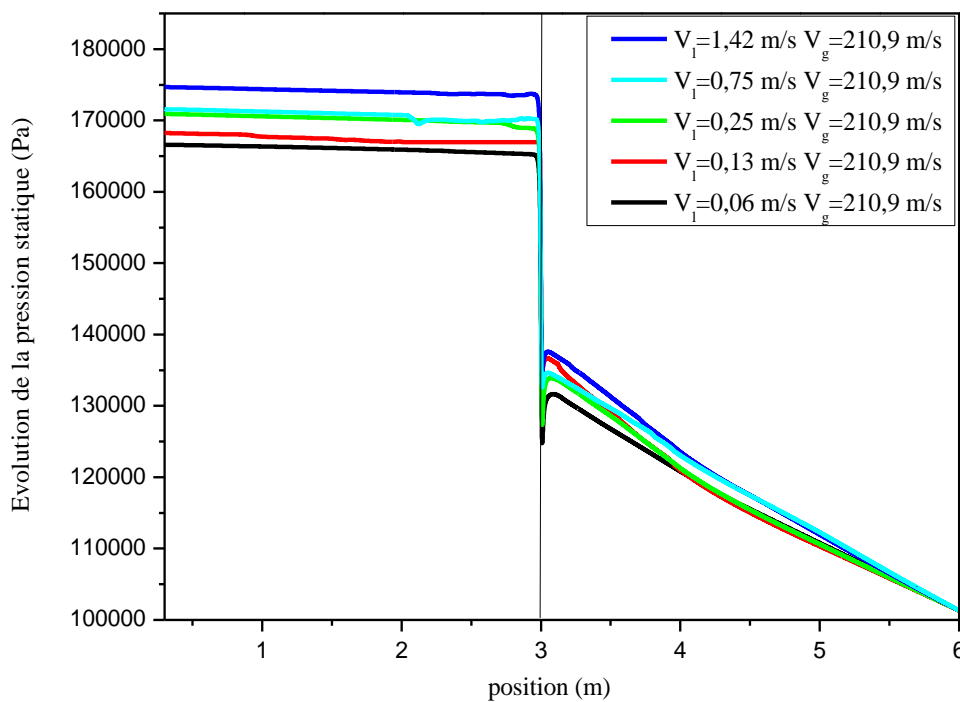


Figure. III.10. Profils numérique de l'évolution de pression diphasique pour différentes vitesses superficielles liquide et $V_g = 210.9$ m/s. pour le rapport $\sigma_A = 0.115$

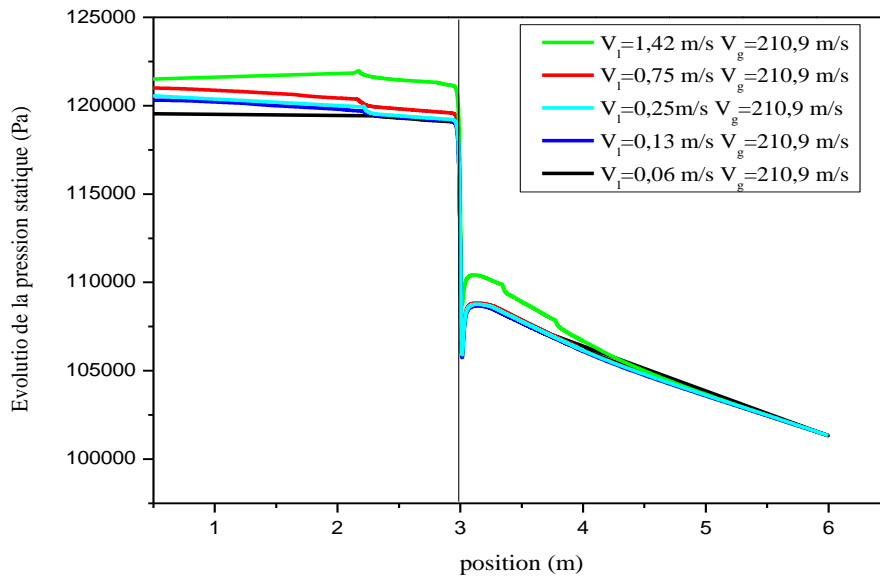


Figure. III.11. Profils numérique de l'évolution de pression diphasique pour différentes vitesses superficielles liquide et $V_g = 210.9$ m/s. pour le rapport $\sigma_A = 0.276$

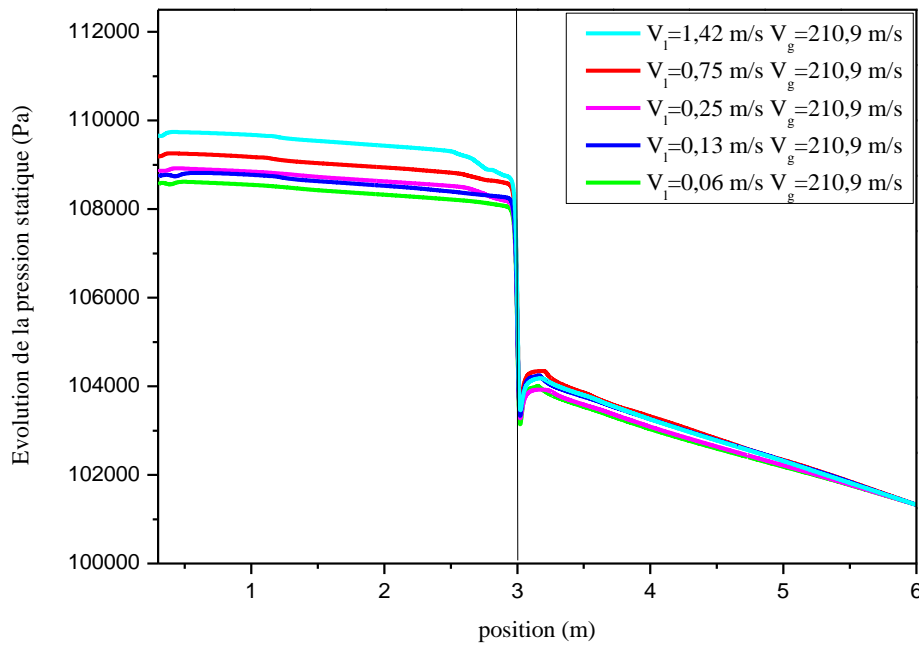


Figure. III.12. Profils numérique de l'évolution de pression diphasique pour différentes vitesses superficielles liquide et $V_g = 210.9$ m/s. pour le rapport $\sigma_A = 0.375$

III.3.3. Chute de pression singulière

La chute de pression en écoulement diphasique ne peut être mesurée de façon directe (Kays 1950). Son estimation est obtenue par extrapolation des droites linéaires représentant la variation de pression à l'amont et à l'aval du rétrécissement brusque. La différence des

intersections de ces deux droites au niveau de la singularité donne alors la chute de pression singulière (Figure III.13).

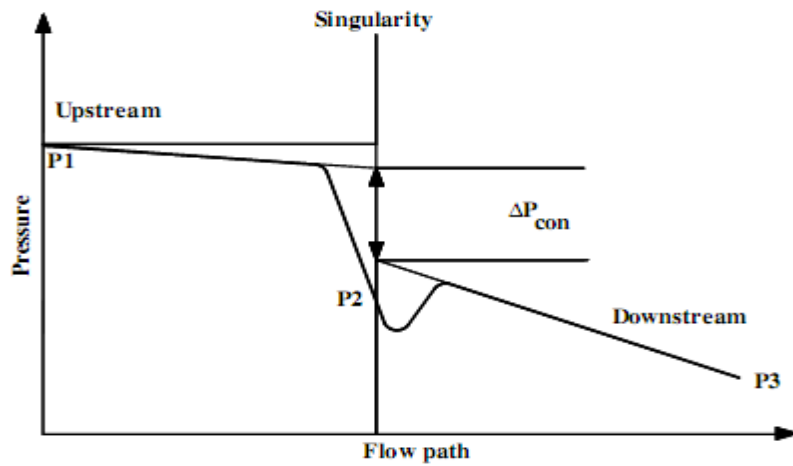


Figure III.13. Chute de pression d'un écoulement en présence de singularité (Kays 1950).

Les chutes de pression singulière pour les cinq rapports de contraction sont représentées dans la figure (III.14). De prime abord, on remarque que Δp_c augmente en fonction de la vitesse superficielle du liquide, par contre nous avons remarqué que la chute de pression singulière diminue d'une manière significative avec la diminution du rapport de contraction.

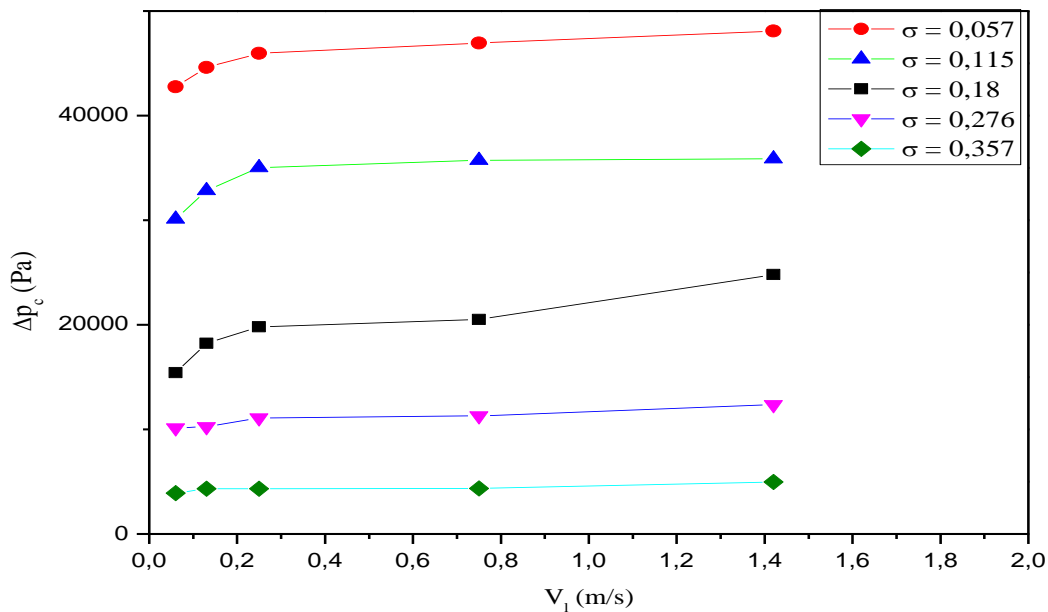
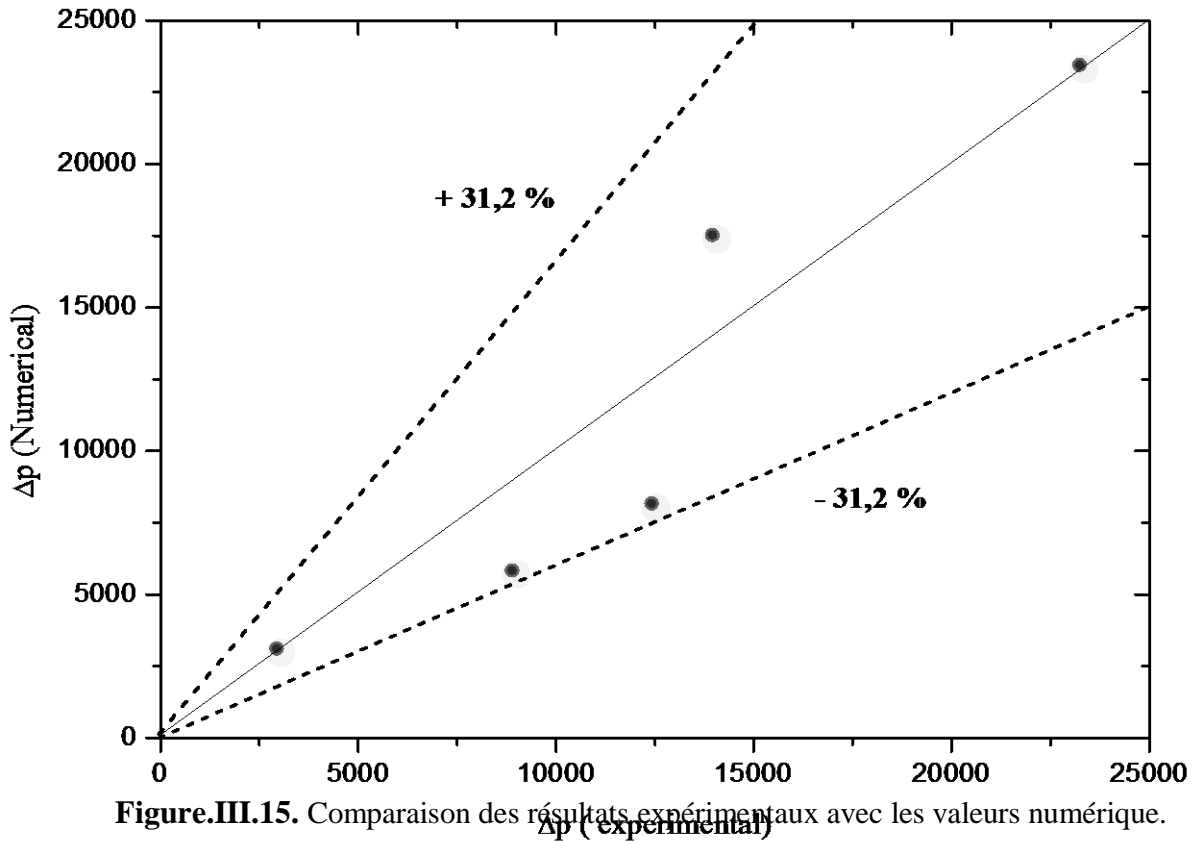


Figure III.14. Evolution de la perte de charge singulière en fonction de la vitesse superficielle liquide Pour différents rapport de contraction

III.4.Validation

III.4.1.Comparaison de la CFD avec l'expérimental

La comparaison des résultats numériques et expérimentaux permet d'estimer la validité du modèle numérique à simuler la pression de l'écoulement diphasique en présence d'une singularité.



III.4.2.Comparaison de la CFD avec les modèles théoriques disponibles dans la littérature

Dans les Figs.III.16.17.18.19.20 les valeurs obtenues dans le présent travail pour la chute de pression singulière sont comparées à celles calculées à partir de quelques modèles théoriques disponibles dans la littérature (modèle homogène modifié (Collier et Tom 1994) avec et sans vena contracta [Equation I. 7, I.8 et I.9], modèle de Zivi avec et sans vena contracta [Equation I.19]).

Les chutes de pression singulières mesurées sont supérieures à celles données par le modèle homogène avec et sans contraction. Cela est dû essentiellement à la difficulté de

déterminer la chute de pression aux faibles nombre de Reynolds, d'une part, et à la méthode de mesure du taux de vide dans le rétrécissement d'autre part.

De plus, comme il a été souligné par Abdallah et al. (2005), les résultats obtenus par le modèle homogène ne concordent pas avec les données expérimentales. Ceci est dû à l'hypothèse de non glissement entre phases introduite dans le modèle homogène. A savoir que le liquide est décéléré de façon similaire au gaz à la traversée de la singularité. De la sorte, la variation de la quantité de mouvement du mélange calculée par le modèle homogène est plus grande que celle donnée par l'expérience ce qui amènerait à une surestimation de la perte de charges.

Néanmoins, le modèle de Zivi, basé sur l'équation d'énergie mécanique, semble le plus proche de nos valeur. En effet, le modèle de Zivi ne tient pas compte des limites dispersives dans le volume de contrôle considéré lorsqu'il ne dépend pas du titre massique du gaz ($x \ll 1$).

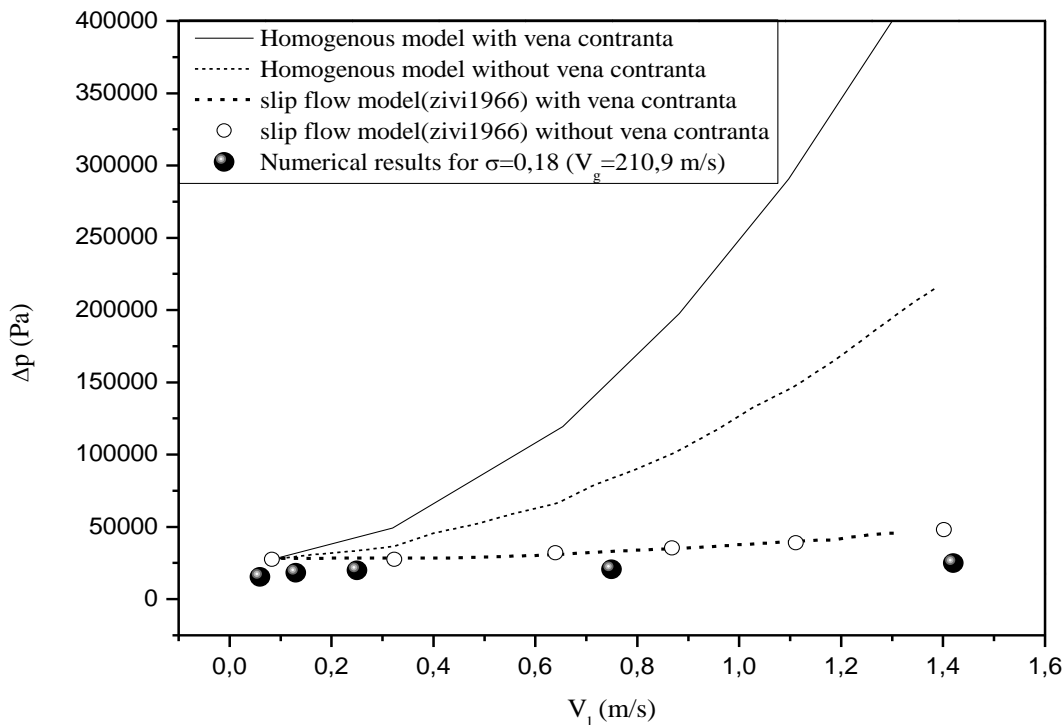


Figure III.16. Comparaison de la chute de pression diphasique numérique avec les modèles théorique pour un rapport $\sigma_A = 0.18$

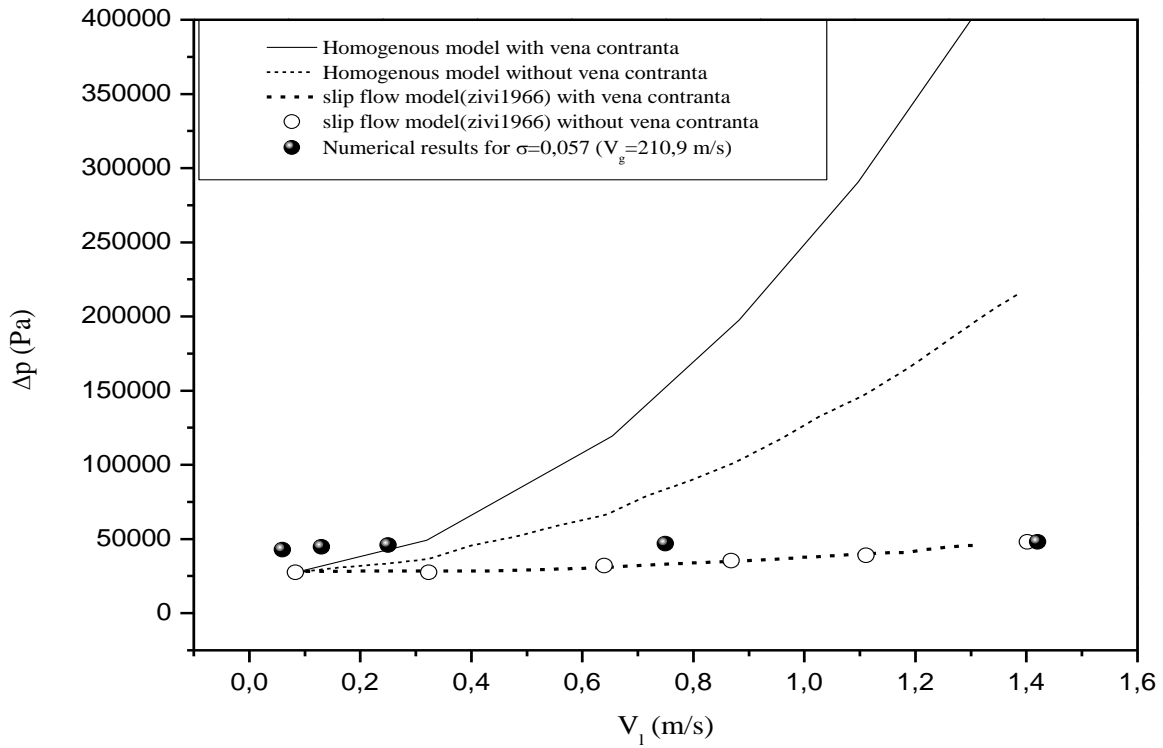


Figure III.17. Comparaison de la chute de pression diphasique numérique avec les modèles théorique pour un rapport $\sigma_A = 0.057$

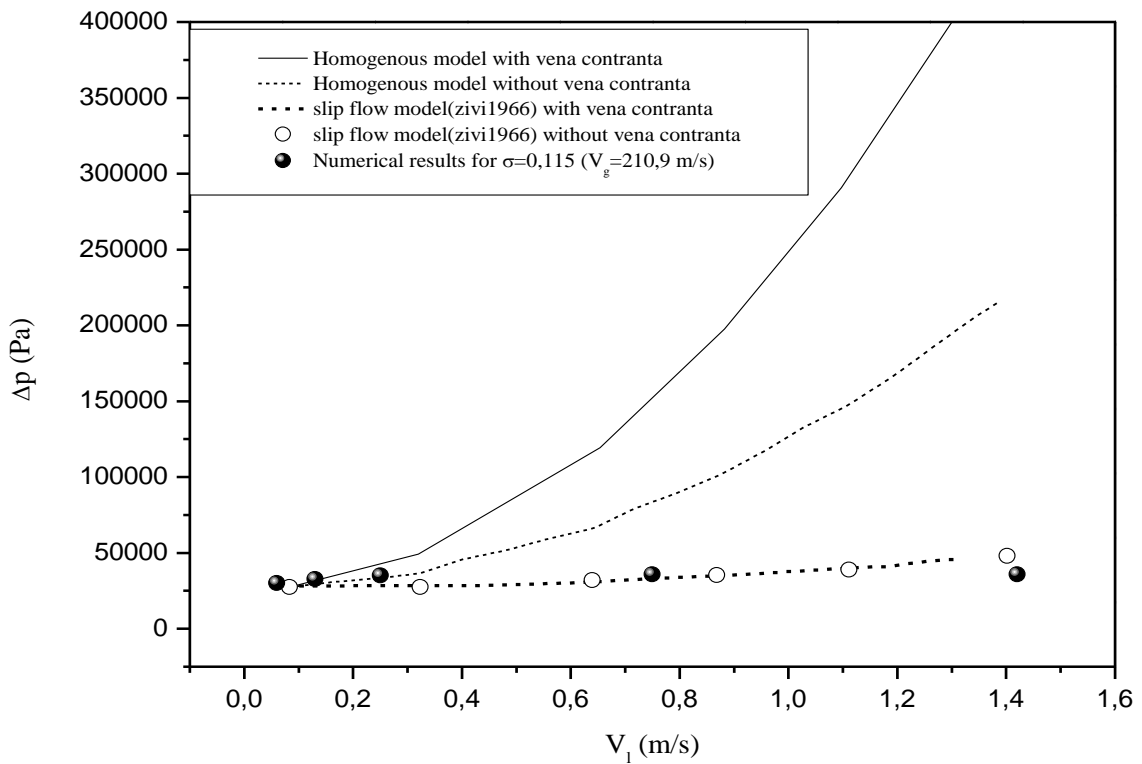


Figure III.18. Comparaison de la chute de pression diphasique numérique avec les modèles théorique pour un rapport $\sigma_A = 0.115$

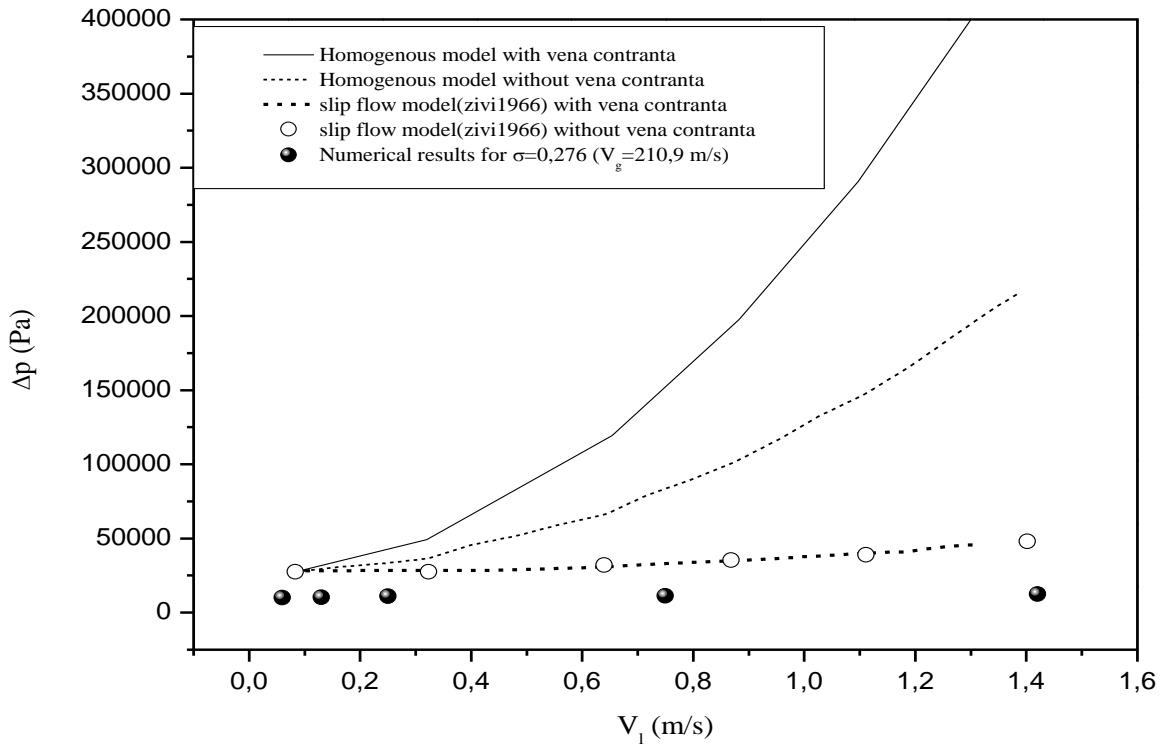


Figure III.19. Comparaison de la chute de pression diphasique numérique avec les modèles théorique pour un rapport $\sigma_A = 0.276$

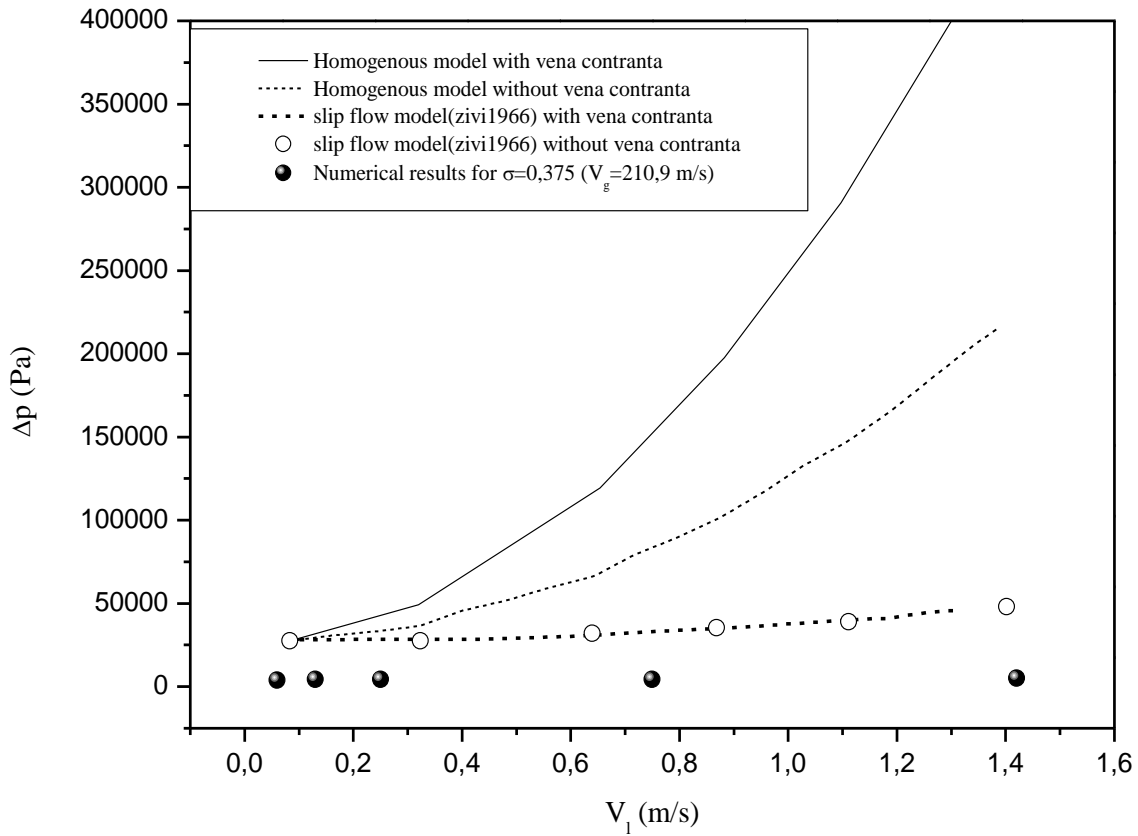


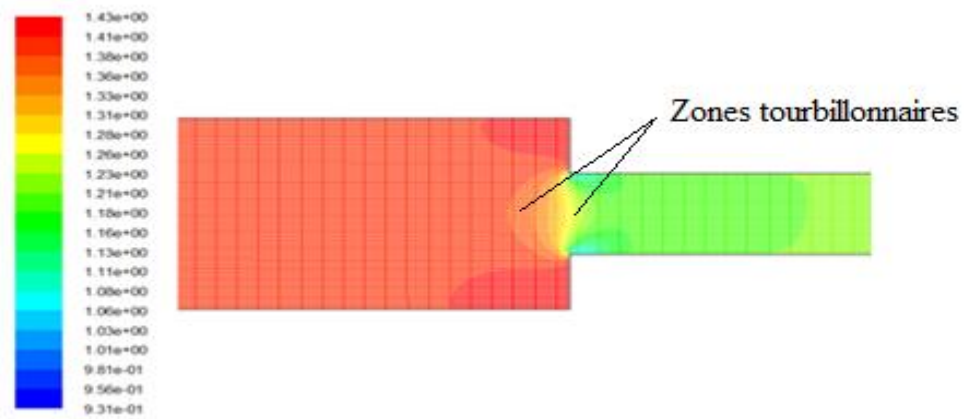
Figure III.20. Comparaison de la chute de pression diphasique numérique avec les modèles théorique pour un rapport $\sigma_A = 0.375$

III.4.3. Étude numérique du comportement hydrodynamique d'un écoulement diphasique en présence d'un rétrécissement brusque

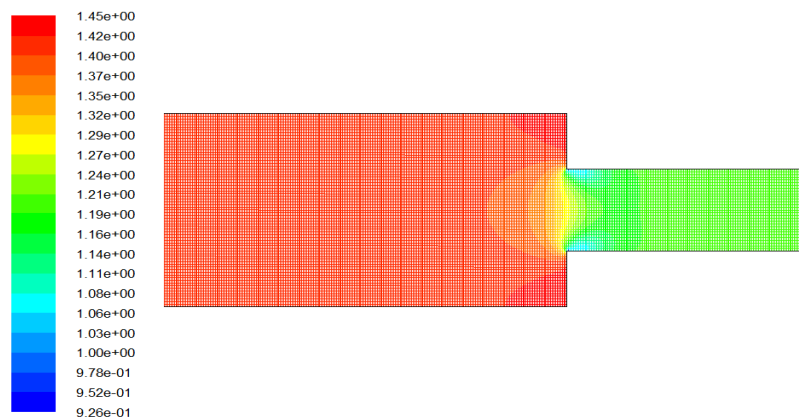
Comme la comparaison avec les résultats expérimentaux disponibles montre que la CFD est apte à reproduire de façon satisfaisante, les résultats de la CFD ont été utilisés pour étudier le comportement hydrodynamique de l'écoulement gaz-liquide.

III.4.3.1. Étude de la zone de recirculation

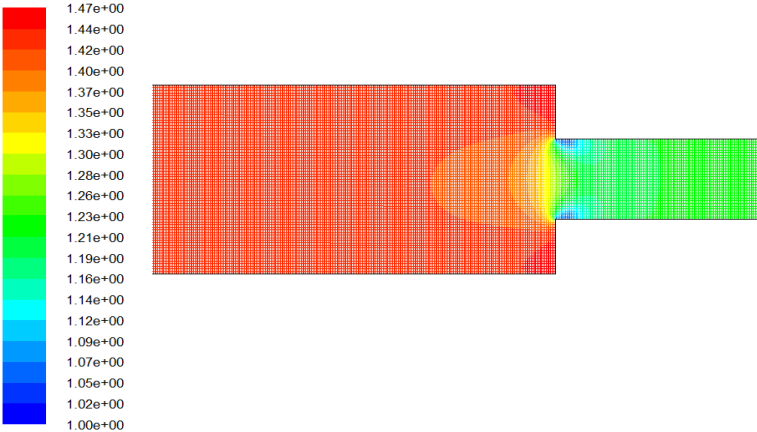
Nous allons maintenant étudier l'influence des vitesses superficielles gaz et liquide, sur le développement de l'écoulement après le rétrécissement en nous intéressant à la zone de recirculation en termes d'intensité et de dimension. La figure (III.21) dénote le caractère complexe et asymétrique de l'écoulement. On remarque l'existence de structures tourbillonnaires. L'étendue des zones de recirculation situées sur les bords supérieurs augmentent avec l'augmentation de la vitesse du liquide.



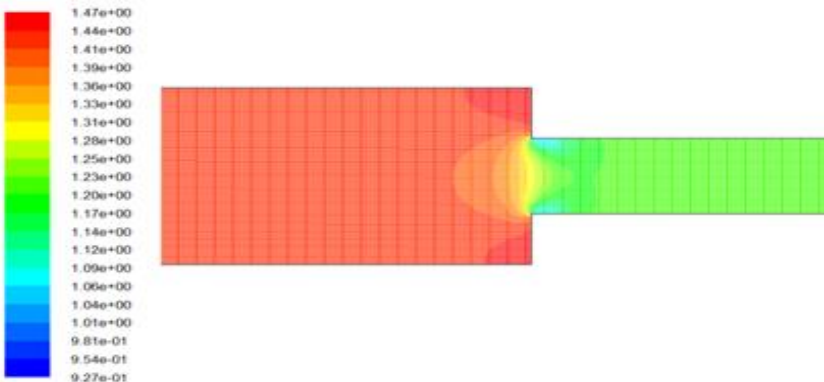
(a) $V_l = 0.06 \text{ m/s}$ $V_g = 210.9 \text{ m/s}$



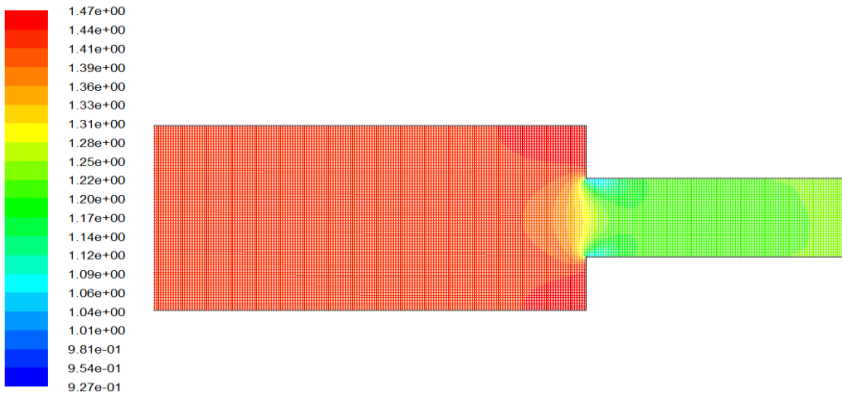
(b) $V_l = 0.13 \text{ m/s}$ $V_g = 210.9 \text{ m/s}$



(c) $V_1 = 0.25 \text{ m/s}$ $V_g = 210.9 \text{ m/s}$



(d) $V_1 = 0.75 \text{ m/s}$ $V_g = 210.9 \text{ m/s}$



(e) $V_1 = 1.42 \text{ m/s}$ $V_g = 210.9 \text{ m/s}$

Figure. III.21 : Zones de recirculations pour différentes vitesses superficielles du liquide

III.4.2.2.la vitesse

Les figures (III.22.23) représentent les contours du vecteur de vitesse et les lignes de flux pour le rapport $\sigma_A = 0.18$.

À l'aval immédiat du rétrécissement brusque on remarque une modification de la répartition de la vitesse et une zone de décollement. On note également que les lignes de courant se resserrent au passage de la zone de recirculation. La présence de cette zone a pour effet de diminuer légèrement la section de passage de l'écoulement.

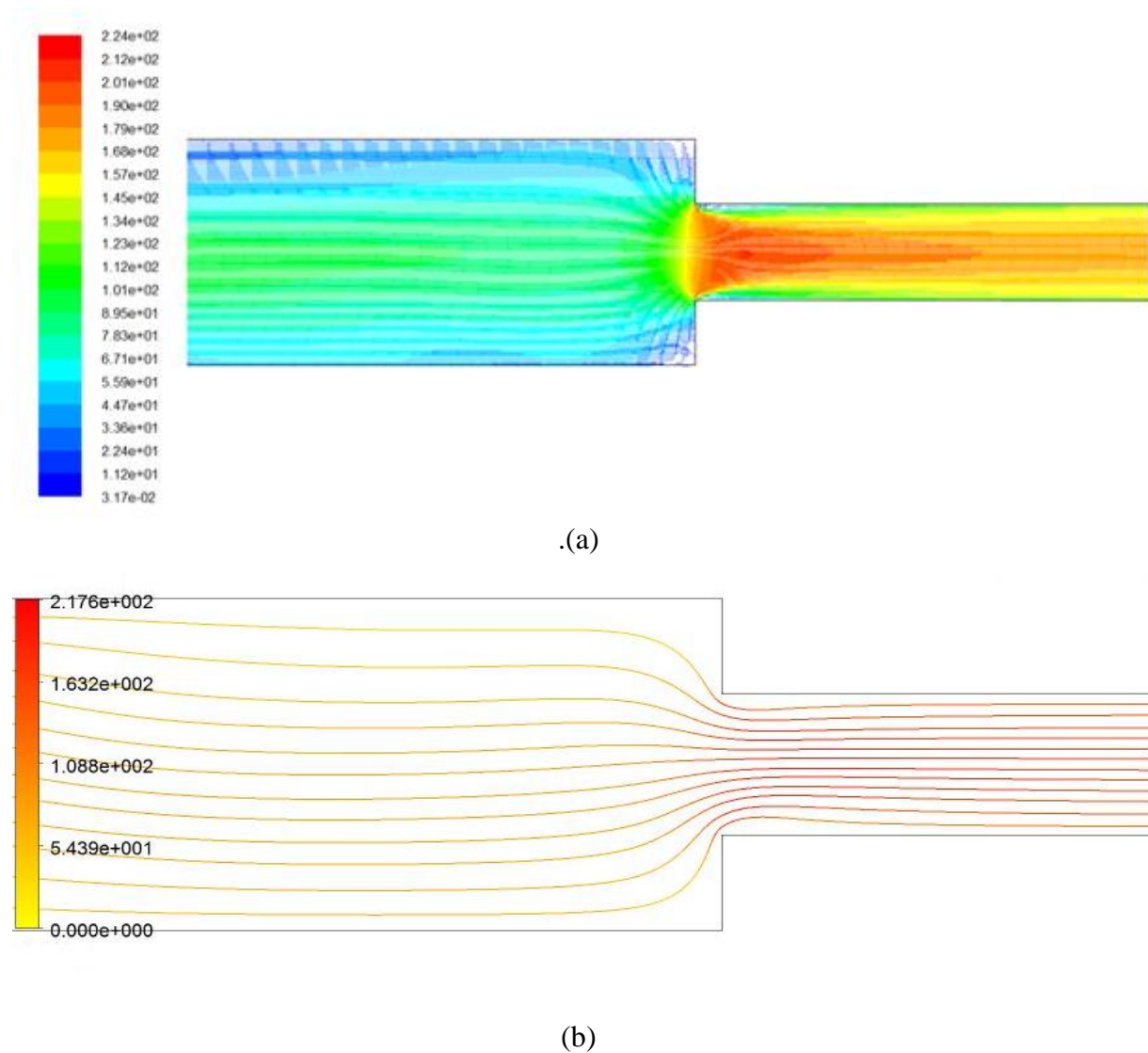
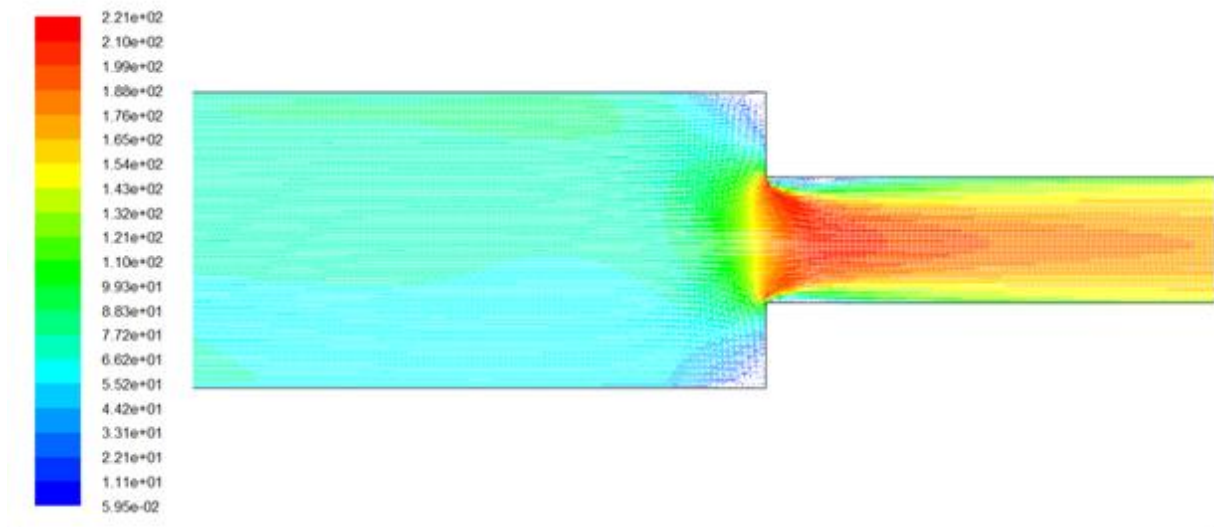
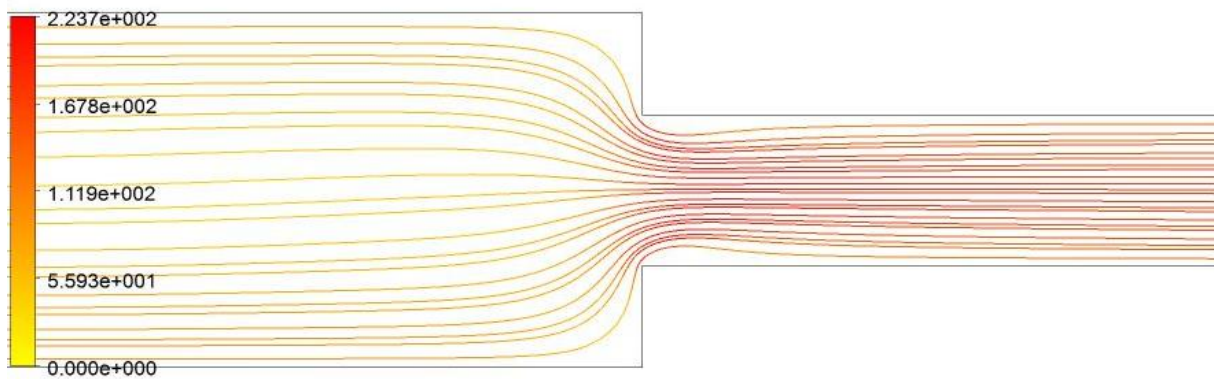


Figure III.22 : (a) vecteur de vitesse et (b) les lignes de flux

$$(V_g = 210.9 \text{ m/s} \quad V_1 = 0.06 \text{ m/s})$$



(a)



(b)

Figure III.23 : (a) vecteur de vitesse et (b) les lignes de flux

$$(V_g = 210.9 \text{ m/s} \quad V_l = 1.42 \text{ m/s})$$

III.5.Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le modèle numérique que nous avons proposé pour la simulation d'un écoulement gaz-liquide en présence d'un rétrécissement brusque. Les résultats de la simulation numérique sont globalement en accord avec les résultats expérimentaux de Friedel et Schmidt. La simulation a fourni des prédictions de chutes de pression d'environ ± 31.2 % aux mesures expérimentales.

Nous proposons un récapitulatif des différents résultats développés dans ce chapitre :

- La pression statique augmente avec l'augmentation de la vitesse superficielle de la phase liquide.
- La chute de pression singulière en présence d'un rétrécissement brusque Δp_c augmente en fonction de la vitesse superficielle du liquide,
- la chute de pression singulière diminue d'une manière significative avec la diminution du rapport de contraction.
- les zones de recirculation qui naissent à l'aval de la singularité provoquent La diminution de la section de passage de l'écoulement.

Conclusion Générale

Le présent travail a pour but l'étude d'un écoulement diphasique dans une conduite horizontale comportant un rétrécissement brusque. En raison de la complexité des configurations d'écoulements diphasiques existants dans les installations industrielles, aucune procédure formelle n'existe à ce jour pour décrire et appréhender ce type d'écoulements.

Dans cette optique, nous nous sommes intéressés à la simulation numérique via le code Fluent de l'écoulement diphasique, en présence d'un rétrécissement brusque présentant différents rapports de sections ($\sigma_A = 0.18 ; 0.057 ; 0.115$ et $0.276 ; 0.375$).

L'étude a trait aussi bien à l'étude de la configuration d'écoulement, l'évolution de la pression, ainsi que l'analyse du comportement de l'écoulement à la traversée de la singularité.

Nous avons constaté que le modèle numérique permet de prédire avec un bon niveau d'approximation l'évolution de pression d'un écoulement gaz/liquide en présence d'un rétrécissement dans les minis conduites circulaires horizontales.

En adéquation avec les résultats expérimentaux (Friedel & Schmidt 1997, Belgacem 2015), la chute de pression croît en fonction de la vitesse du liquide. Le profil de la pression obtenue numériquement est en bon accord avec les résultats expérimentaux (Friedel & Schmidt 1997). Cet accord se manifeste par de bonnes prédictions des grandeurs et des allures. La simulation a fourni des prédictions de chutes de pression d'environ $\pm 31.2\%$ aux mesures expérimentales.

L'analyse de l'écoulement montre l'existence de zones de recirculation au voisinage de la singularité (à l'amont ou à l'aval de cette dernière). A l'amont du rétrécissement brusque (au voisinage immédiat de la singularité), on observe un décollement de l'écoulement de la paroi interne avec naissance de structures tourbillonnaires. L'écoulement se contracte sous forme de jet (zone appelée *vena contracta*) où la pression diminue de façon abrupte. Ensuite, le jet s'élargit avec augmentation de la pression jusqu'à atteindre son maximum au point de recollement. Dès lors, l'écoulement principal se rattache à la paroi. A partir du point de recollement, la pression diminue de façon linéaire.

Comme perspectives, il serait opportun d'étudier l'influence de la nature des fluides sur le comportement de l'écoulement diphasique. De plus, on pourrait procéder au remplacement du rétrécissement brusque par un élargissement brusque puis analyser l'évolution de l'écoulement diphasique dans ce cas de figure.

Références bibliographique

Références bibliographique

A

Abdelall, F. F., Hahn, G., Ghiaasiaan, S. M., Abdel-Khalik, S. I., Jeter, S. S., Yoda, M., & Sadowski, D. L. (2005). Pressure drop caused by abrupt flow area changes in small channels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 29(4), 425-434.

Aissat, I, Bakir .Sid-Ali. Etude par CFD du transfert de chaleur lors d'un écoulement à deux phases gaz-liquide stratifié. 2012. Mémoire de master

Al' Ferov, N.S., Ye.N.Shul'Zhenko. (1977). Pressure drops in two-phase flows through local resistances. *Fluid Mech.-Sov.* 6, 20-33.

Aloui, F. Etude des écoulements monophasiques et diphasiques dans les élargissements brusques axisymétrique et bidimensionnel. 1994. Thèse de doctorat.

Alves, G. E. (1954). Cocurrent liquid-gas flow in a pipe-line contactor. *Chemical Engineering Progress*, 50(9), 449-456.

Attou.A. Bolle.L. (1995). Evaluation of the two-phase pressure loss across singularities. *ASME FED* 210,121-127

B

Baker, O. (1954). Simultaneous flow of oil and gas. *Oil Gas J.* 53, 184-195.

Balakhrisna, T., Ghosh, S., Das, G., & Das, P. K. (2010). Oil–water flows through sudden contraction and expansion in a horizontal pipe–Phase distribution and pressure drop. *International Journal of Multiphase Flow*, 36(1), 13-24.

Belgacem, I., Salhi, Y., SI-Ahmed, E. K., Legrand, J. Development and statistical characterization of slug in two-phase flow along horizontal pipeline “. Accepted for publication *Mechanics & Industry*. (07.12.2014)

Belgacem, I. (2015). Contributions à l'étude de l'écoulement diphasique gaz-liquide co-courant en milieu confiné dans une conduite horizontale avec ou sans singularité. Thèse de Doctorat, U.S.T.H.B.

Brauner, N., & Moalem Maron, D. (1992). Flow pattern transitions in two-phase liquid-liquid flow in horizontal tubes. *International Journal of Multiphase Flow*, 18(1), 123-140.

C

Chalfi, T. Y., & Ghiaasiaan, S. M. (2008). Pressure drop caused by flow area changes in capillaries under low flow conditions. *International journal of multiphase flow*, 34(1), 2-12.

Chen, I. Y., Chu, M. C., Liaw, J. S., & Wang, C. C. (2008). Two-phase flow characteristics across sudden contraction in small rectangular channels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 32(8), 1609-1619.

Chen, I. Y., Tseng, C. Y., Lin, Y. T., & Wang, C. C. (2009). Two-phase flow pressure change subject to sudden contraction in small rectangular channels. *International Journal of Multiphase Flow*, 35(3), 297-306.

Chisholm, D. Two-phase flow in pipelines and heat exchangers. George Godwin. London.1983.p, 304

Collier, J.G. and Thome, J.R. (1994). Convective boiling and condensation, 3rd Edition, Oxford Science Publications, Clarendon Press, Oxford

D

Delhay, J, M., Giot, M. Reithmuller, M.L. (1981.a).Thermohydraulics of two-phase systems for industrial design and nuclear engineering. Mc graw Hill, New York

F

Ferguson, M. E., & Spedding, P. L. (1995). Measurement and prediction of pressure drop in two-phase flow. *Journal of Chemical Technology and Biotechnology*, 63(3), 262-278.

G

Geiger, G.E. (1964). Sudden contraction losses in single and two-phase flow.Ph.DThesis, University of Pittsburgh, USA.

Govier, G. W., & Omer, M. M. (1962). The horizontal pipeline flow of air-water mixtures. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 40(3), 93-104.

Govier, G.W. and Aziz, K. (1972).The flow of complex mixtures in pipes, Van Nostrand Reinhold, New York, (4)503.

H

Hewitt, G. F. (1982). Burnout. *Handbook of Multiphase Systems*, 1, 1115-1129.

M

Mandhane, J. M., Gregory, G. A., & Aziz, K. (1974). A flow pattern map for gas—liquid flow in horizontal pipes. *International Journal of Multiphase Flow*, 1(4), 537-553.

McGee, J. W. Two-phase flow through abrupt expansions and contractions. 1966. Thèse de doctorat. North Carolina State University.

P

Padilla, M., Revellin, R., & Bonjour, J. (2012). Two-phase flow visualization and pressure drop measurements of HFO-1234yf and R-134a refrigerants in horizontal return bends. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 39, 98-111.

Padilla, M., Revellin, R., Wallet, J., & Bonjour, J. (2013). Flow regime visualization and pressure drops of HFO-1234yf, R-134a and R-410A during downward two-phase flow in vertical return bends. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 40, 116-134.

S

Schmidt, J., & Friedel, L. (1997). Two-phase pressure drop across sudden contractions in duct areas. *International journal of multiphase flow*, 23(2), 283-299.

T

Trallero, J. L. (1995). Oil-water flow patterns in horizontal pipes. University of Tulsa Fluid Flow Projects.

Taitel, Y. and A.E. Dukler, 1977. A Model For Slug Frequency During Gas-liquid Flow in Horizontal and Near-Horizontal Gas-Liquid Flow, *Int. J. of Multiphase Flow*, Vol. 19, No. 5, pp. 829-838.

Z

Zivi, S.M. Estimation of steady state steam void-fraction by means of principle of minimum entropy production. *ASME Trans Series C*, 1964, (86):237-252.