



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET
DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE AKLI MOHAND OULHADJ DE BOUIRA
FACULTE DES SCIENCES ET DES SCIENCES APPLIQUEES
DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE



MEMOIRE

Présenté pour obtenir le diplôme de Master

en Génie Mécanique

OPTION: Mécanique Energétique

**Simulation numérique du comportement
hydrodynamique d'un écoulement diphasique gaz-
liquide en présence d'un coude**

Par: **OUSIDIDENE SAID**

Soutenu le: 06 / 07/2017

Devant le jury composé de :

Président : M^{er} K. LATTARI

Examineurs : M^{er} ABERKANE

M^{me} S. HAMIDOUCHE

M^{me} D. BALLOUL

Encadré par :

Dr I. BELGACEM

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, du même pour Dr MAHFOUD qui m'a bien aidé durant tout ce travail.

J'adresse mes vifs remerciements au président du jury pour l'honneur qu'il me fait de présider mon jury de soutenance.

Mes remerciements vont également à tous les membres de jury pour l'honneur qu'ils me font en acceptant de participer au jury,

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

A mes très chères sœurs : Wahiba et Hadil

A mes très chères frères : Hicham et Youva

A tous les membres des familles : OUSDIDENE et GHIOUM

A ma très chère qui ma bien aidé : A.GHANIA

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

A mes professeures et ma promotrice

S3ID

Je dédie ce modest travail ...

Résumé :

Les écoulements diphasiques sont rencontrés dans diverses applications industrielles à l'instar de 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 coude est couramment rencontré. Celui-ci provoque souvent des modifications importantes des caractéristiques de l'écoulement, Les écoulements diphasiques dans ce type de singularité restent encore mal connus et constituent un sérieux handicap pour les concepteurs des installations industrielles.

L'objectif de cette 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 verticale à l'horizontale en présence d'un coude à 90° entre eux. La géométrie considéré dans cette étude sera similaire à celle utilisé par P.L. SPEDDING et E. BENARD.

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

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, and the elbow has 90° is relevant in many applications and has significant effects on two-phase flows 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 two-phase flows gas liquid flowing in vertical to a horizontal mini conducted in the presence of an elbow between them. Geometry considered in this study in similar to that used by P.L. SPEDDING and E. BENARD.

Key word: two-phase /gas-liquid/FLUENT /VOF/pressure drop/theoretical model.

ملخص :

تواجد المنشآت الصناعية المختلفة مثل الهندسة البترولية و الهندسة الكيميائية و النووية الخ في توزيع السوائل و خاصة التدفقات ذات مرحلتين مع وجود تقاطع و الخ عدة مشاكل من بين هذه المشاكل الكوع هو شائع فانه يتسبب في كثير من الأحيان في تغيير خصائص التدفق و هو أيضا يشكل عائقا رئيسيا بالنسبة لمصممين المنشآت الصناعية .

و الهدف من هذا العمل هو تطوير نموذج عددي يتيح التنبؤ بانخفاض الضغط في حالة تدفق ذات مرحلتين {غاز سائل} المتداولة في وحدة التوزيع في الأنابيب المصغرة عموديا و أفقيا مع وجود كوع بينهما و الهندسة التي قمت بدراستها ستكون مماثلة لتلك التي استخدمها سبيدينغ و بيرنارد

الكلمات المفتاحية: التدفق بمرحلتين/غاز-سائل / VOF/FLUENT/الضغط/انخفاض الضغط/ نموذج نظري.

Tables de matières

Avant propos	
Dédicace	
Résumé	
Table des matières	
Liste des figures	
Liste des tableaux	
Nomenclature	
Introduction générale	1
<hr/>	
Chapitre I : Généralités et état de l’art sur les écoulements diphasiques en conduite	
<hr/>	
I.1 Introduction	3
I.2 Phénoménologie des configurations d’écoulement diphasique en conduite horizontale	3
I.2.1 Principe de classification des écoulements diphasique	3
I.2.2 Configurations d’écoulement diphasique en conduite horizontale	4
I.2.2.1 L’écoulement à bulles allongées	4
I.2.2.2 L’écoulement stratifié	4
I.2.2.3 L’écoulement à ondulé	4
I.2.2.4 L’écoulement à bouchons	5
I.2.2.5 L’écoulement dispersé	5
I.2.2.6 L’écoulement annulaire	5

I.3	Cartes d'écoulements	6
I.3.1.	Carte de Mandhane et al. (1974)	7
I.3.2.	Carte de Taitel et Dukler (1976)	8
I.3.3.	Les cartes mécanistes	9
I.4.	Phénoménologie des configurations d'écoulement diphasique en conduite verticale	9
I.4.1.	Écoulement à bulles	10
I.4.2.	Écoulement à poches	10
I.4.3.	Écoulement à forte coalescence	10
I.4.4.	Écoulement annulaire	10
I.4.5.	Écoulement de transition	11
I.4.6.	Écoulement dispersé	11
I.5.	Synthèse de travaux antérieurs relatifs à la présence du coude dans les conduites	11
I.5.1.	Modèle homogène	12
I.5.2.	Modèle de CHENOWETH et MARTIN (1955)	12
I.5.3.	Modèle DEOBOLD (1962)	12
I.5.4.	Modèle de FITZIMMONS (1964)	13
I.5.5.	Modèle de SEKODA et al (1969)	13
I.5.6.	Modèle de BRUCE (1971)	13
I.5.7.	Modèle CHISHOLM (1983)	13
I.6.	Tableau de l'écoulement diphasique dans le tube courbé et les virages (coudes)	14
I.7.	Conclusion	15

Chapitre II : Mécanique de fluide numérique

II.1. Introduction	16
II.2. les équations de Navier-Stokes	16
II.2.1. Equation de continuité	16
II.2.2. Equations de conservation de quantité de mouvement	17
II.3. Les modèles de turbulence	17
II.3.1. Modèle à équation de transport	17
II.3.2. Modèle à une équation	18
II.3.2.1. Le schéma de Prandtl-Kolmogorov	18
II.3.3. Modèle à deux équations	18
II.3.3.1. Modèle k- ϵ Standard (Launder et Spalding 1972)	18
II.3.3.2. Modèle k- ϵ Renormalization Group (RNG) (Yakhot et Orszag, 1986)	19
II.3.3.3. Modèle k- ϵ Realizable (Shih et al, 1995)	19
II.3.3.4. Modèle k- ω Standard (Wilcox, 1998)	20
II.3.3.5. Modèle k- ω SST (Shear-Stress Transport) (Menter, 1994)	20
II.3.3.6. Modèle RSM	21
II.4. Méthode numérique de résolution des équations	22
II.4.1. Discrétisation des équations différentielles	23
II.4.2. Discrétisation des équations de quantité de mouvement	25
II.4.3. Corrections de la pression et des composantes de la vitesse	27

II.4.4. Equation de correction de la pression	28
II.5. Algorithme SIMPLE	29
II.6. Méthode de Résolution	30
II.7. conclusion	31

Chapitre III : Résultats et discussions

III.1. Introduction	32
III.2. Procédure numérique	32
III.2.1. Géométrie et conditions aux limites opératoires	32
III.2.1.1. Géométrie et choix du maillage	32
III.2.1.2. Conditions aux limites opératoires	37
III.2.2. Simulation numérique	38
III.2.2.1. Choix du modèle de turbulence	38
III.2.2.2. Procédure numérique	39
III.2.2.3. Etapes de simulation sous FLUENT	39
III.2.2.4. Choix de vitesses superficielles	43
III.3. Résultats et discussions	44
III.3.1. Comparaison de la CFD avec l'expérimental	44
III.3.2. Evolution de pression	45
III.3.3. Chute de pression	48
III.4. Conclusion	49

Conclusion générale

50

Références bibliographiques

Annexe

Listes des figures

Figure I.1. Configurations d'écoulements diphasiques en conduite horizontale.	6
Figure I.2. Carte des différents régimes d'un écoulement diphasique dans une conduite cylindrique horizontale (Mandhane et al. 1974).	7
Figure I.3. Carte des différents régimes d'un écoulement diphasique dans une conduite horizontale (Taitel et Dukler, 1976)	8
Figure. I.4 : exemple d'une carte mécaniste.	9
Figure. I.5. Régimes d'écoulements dans une conduite verticale.	10
Figure II.1. Méthodes de discrétisation des équations différentielles.	24
Figure II.2: Représentation d'un maillage décalé.	26
Figure II.3: Volume de contrôle lié à U.	26
Figure II.4: Volume de contrôle lié à V.	26
Figure II.5: Volume de contrôle lié à P.	28
Figure III.1 : Géométrie étudiée – cas géométrie N°1	33
Figure III.2 : Géométrie étudiée – cas géométrie N°2	34
Figure III.3 : le maillage.	35
Figure.III.4 : le graphe représente les études de maillage.	36
Figure.III.5. conditions aux limites du banc d'essais numérique	38
Figure .III.6. Evolution de la convergence.	39
Figure .III.7. Fenêtre de sélection le solveur instable	40
Figure .III.8. Fenêtre de sélection des matériaux.	41
Figure .III.9. Fenêtre de sélection du modèle multiphasique.	41

Figure .III.10. Fenêtre de sélection de la référence de pression.	42
Figure .III.11. Fenêtre de sélection des schémas spatiaux.	42
Figure .III.12. Fenêtre de sélection le lancement des calculs.	43
Figure.III.13. Expérimental de P.L. SPEDDING et E. BENARD. Avec $V_I=261\text{m/s}$.	44
Figure.III.14. Résultat d'évolution de la pression pour la simulation test $V_I=261\text{m/s}$.	45
Figure.III.15. Profils numérique de l'évolution de pression diphasique pour différentes vitesses superficielles liquide et $V_g=1\text{m/s}$.	46
Figure.III.16. Profils numérique de l'évolution de pression diphasique pour différentes vitesses superficielles liquide et $V_g=1.25\text{m/s}$.	46
Figure.III.17. Profils numérique de l'évolution de pression diphasique pour différentes vitesses superficielles liquide et $V_g=1.5\text{m/s}$.	47
Figure.III.18. Profils numérique de l'évolution de pression diphasique pour différentes vitesses superficielles liquide et $V_g=1.75\text{m/s}$.	47
Figure.III.19. Profils numérique de l'évolution de pression diphasique pour différentes vitesses superficielles liquide et $V_g=2\text{m/s}$.	48
Figure III.20. Evolution de la perte de charge singulière en fonction de la vitesse superficielle liquide Pour différents cas de simulation.	49

Liste des tableaux

Tableaux I.1 : l'écoulement diphasique dans le tube courbé et les coudes.	14
Tableau II.1 : les constantes des modèles de turbulence.	21
Tableau II.2: valeur des constantes du modèle RSM.	22
Tableau II.3 : Terme des équations généralisées	23
Tableau III.1 : Conditions aux limites de la simulation test.	37
Tableau III.2 : Schéma de discrétisation.	39
Tableau III.3 : Variations de vitesses superficielles.	44

Nomenclature :

Symbole	Désignation
V_l	La vitesse superficielle du liquide (m/s)
V_g	La vitesse superficielle du gaz (m/s)
G	La vitesse massique ($\text{kg/m}^2.\text{s}$)
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 effectue (kg/m^3)
μ_g	La viscosité du gaz (m^2/s)
μ_l	La viscosité du liquide (m^2/s)
μ_t	La viscosité turbulente (m^2/s)
μ_{eff}	La viscosité effective (m^2/s)
ν	La viscosité cinématique de l'air (m^2/s)
Γ_{cont}	Le coefficient de pression (Pa)
σ_A	Le rapport des sections
S	Le rapport de glissement
P	La pression (Pa)
Δp	La chute de pression singulière du liquide (Pa)
x	Le coefficient de Lockhart-Martinelli
B	Un coefficient de correctif
A	Le taux de vide
σ_{rs}	La tension surfacique (N/m)

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_g	Fraction molaire du gaz (%)
k	L'énergie cinétique turbulente (J)
G_k	La génération de l'énergie cinétique (J)
l_m	La longueur de mélange (m)
d	La distance au bord de fuite (m)
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique (m ² .s ⁻³)
C, μ, β, η	Constante empirique
G_ω	La génération de l'énergie cinétique turbulente due à la fréquence de la turbulence (J).
Ω_g	Le module de tenseur de rotation
ω_k	La vitesse angulaire (rad/s)
δ_{kr}	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
Δ	Divergent
Re	Le nombre de Reynolds
We	Le nombre de Weber
Bo	Le nombre de Bond
R	Le rayon (m)
D	Le diamètre (m)

Introduction générale

Le transport simultané de plusieurs fluides dans des conduites est un véritable problème industriel notamment dans l'industrie pétrolière. En effet, le mélange issue des puits producteurs est constitué de gaz et d'huile et même parfois d'eau. Ces fluides ne sont pas miscibles et leur écoulement est donc multiphasique à l'intérieur des conduites qui les transportent jusqu'au centre de transformation pétrolier.

L'écoulement de plusieurs phases dans un milieu confiné permet l'établissement de plusieurs régimes d'écoulement. Ces régimes sont déterminés en fonction de la vitesse superficielle de chaque phase et leur viscosité, de la pression et de la dimension de la conduite,.....etc.

Le comportement de l'écoulement diphasique diffère beaucoup en fonction de divers paramètres. On cite par exemple :

- Les différents fluides (mélange liquide /gaz, liquide /liquide,.....).
- La géométrie du système (tube horizontale, tube verticale,.....).
- Le chauffage ou non du système et le type de chauffage utilisé (uniforme/non uniformeetc.), mais ici dans le chauffage on suppose que le chauffage induit l'état diphasique du système par évaporation.

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 coude 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 coude).

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 discussions 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

Sur les écoulements

diphasiques en conduite

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 en présence d'un coude.

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.

En écoulement diphasique gaz-liquide, les calculs et les descriptions sont effectués pour une configuration donnée de l'écoulement. Ces configurations sont basées sur la description d'interfaces qu'on appelle "régimes d'écoulement", et qu'on peut prévoir à l'aide "des cartes 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 (zeroneutralstability) (Brauner et MoalemMaron) (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

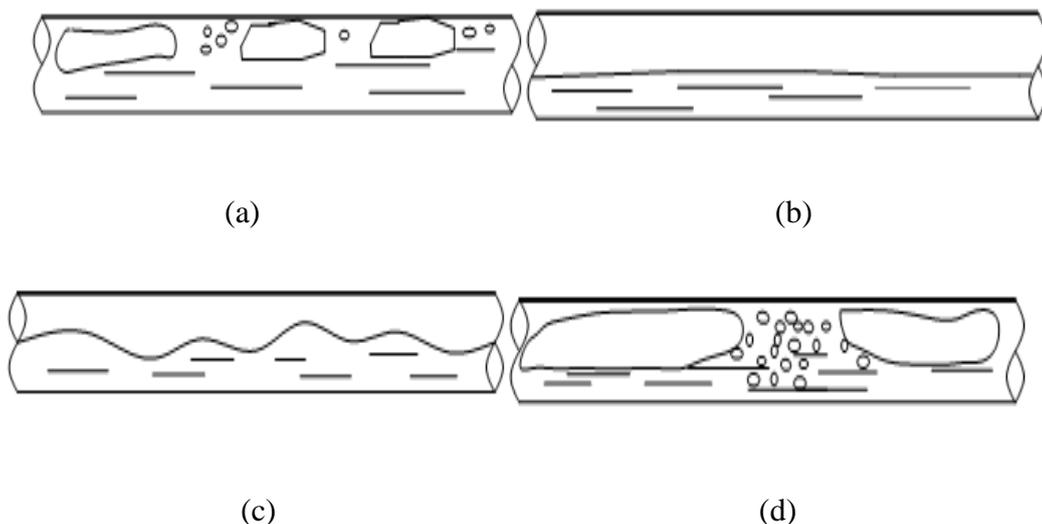
L'écoulement à bouchons (slug pour la version anglo-saxonne) est présent pour des vitesses de gaz et de liquides moyennes. La structure présente une succession de poches de gaz et de bouchons de liquide qui contiennent de petites bulles. (Figure. I.1. (d)).

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)).



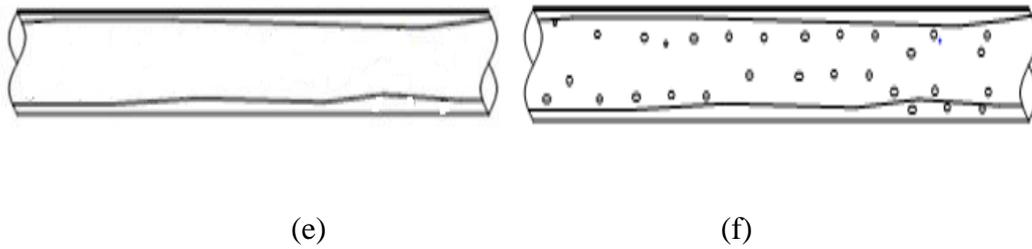


Figure I.1. Configurations d'écoulements diphasiques en conduite horizontale.

(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

Une carte d'écoulement, comme son nom l'indique, est une représentation graphique bidimensionnelle des domaines d'existence des différents régimes.

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.

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.

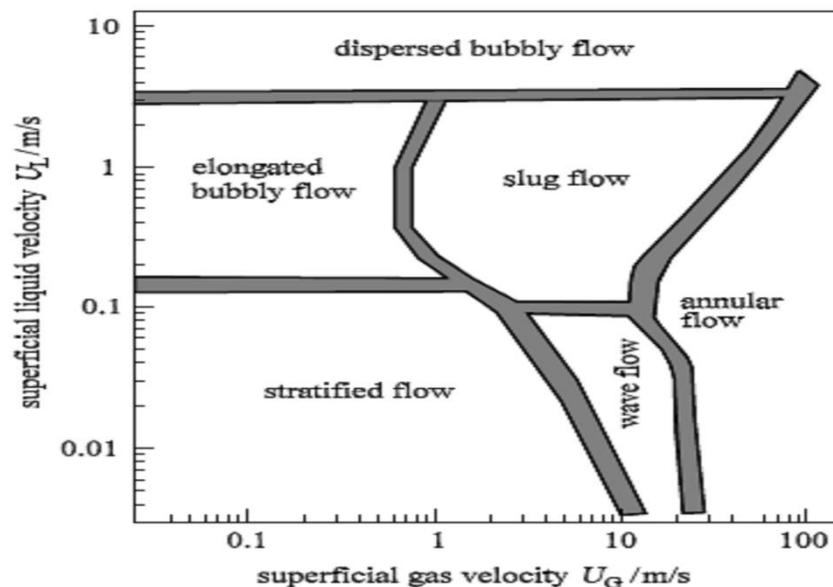


Figure I.2. Carte des différents régimes d'un écoulement diphasique dans une conduite cylindrique horizontale (Mandhane et al. 1974).

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 "stratifiedsmooth" (SS), stratifié ondulé "stratifiedwavy" (SW), intermittent (I), bulles dispersées "dispersedbubble" (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).

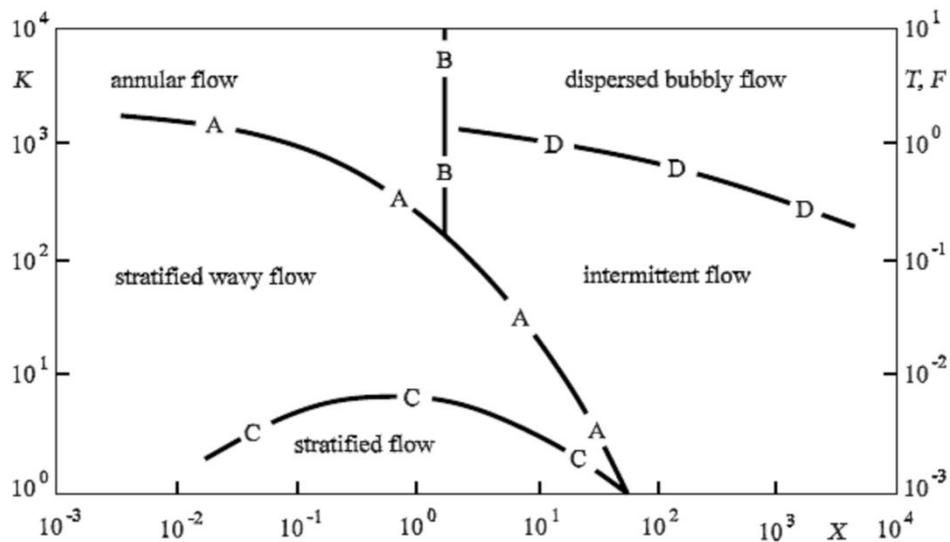


Figure I.3. Carte des différents régimes d'un écoulement diphasique dans une conduite horizontale (Taitel et Dukler, 1976)

I.3.3. Les cartes mécanistes :

Les cartes mécanistes sont par contre développées en analysant les mécanismes physiques de transition modélisés à travers les équations fondamentales (Fig. I.4). Les corrélations empiriques sont toujours utilisées dans les modèles mécanistes pour la fermeture du modèle.

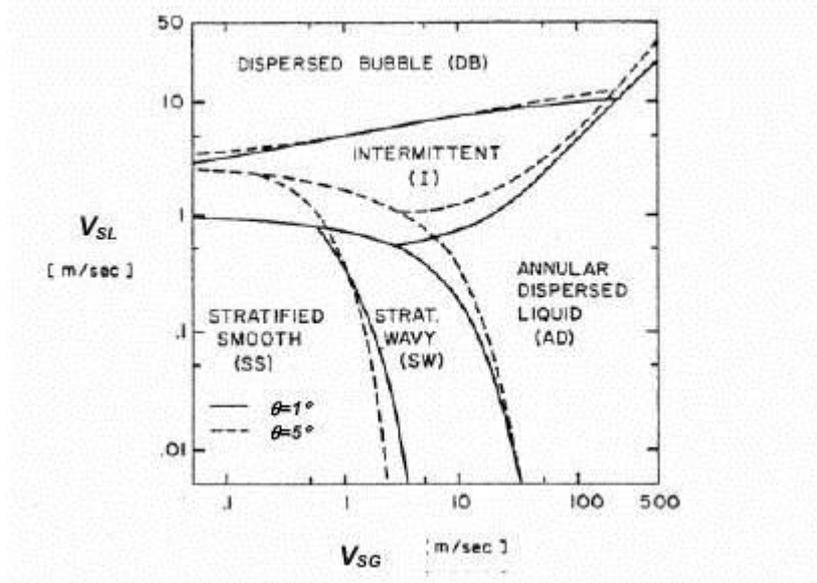


Figure.I.4 : exemple d'une carte mécaniste.

I.4. Phénoménologie des configurations d'écoulement diphasique en conduite verticale

Lors d'un écoulement diphasique gaz liquide, l'interface entre les deux phases peut prendre plusieurs formes, cela dépend du débit, des propriétés du fluide et de la géométrie du système. Les configurations de l'écoulement sont utilisées dans la description de cette distribution. La terminologie utilisée dans la définition de plusieurs régimes d'écoulements dépend de l'interprétation des expériences réalisées. La classification des régimes d'écoulement est valide seulement d'un point de vue qualitatif (Fig. I.4).

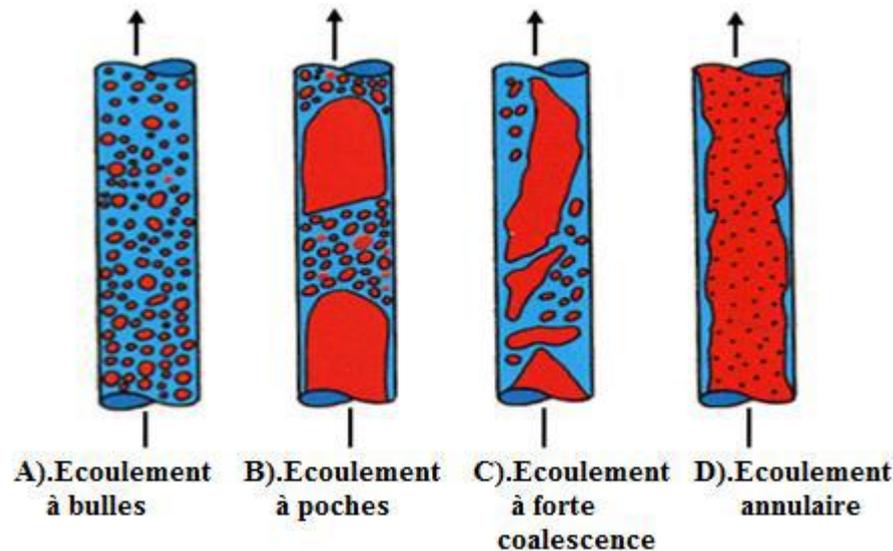


Figure. I.5.Régimes d'écoulements dans une conduite verticale.

I. 4.1.Écoulement à bulles

La phase gazeuse de l'écoulement est répartie sous forme de bulles dispersées dans le liquide qui constitue la phase continue. Les dimensions de ces bulles sont petites en comparaison avec le diamètre de la conduite. Ce régime n'apparaît que pour de faibles vitesses superficielles de gaz.

I.4.2. Écoulement à poches

En augmentant le débit de gaz, les bulles coalescent pour donner lieu à des poches séparées par des bouchons de liquide de sections voisines de celle de la conduite.

I.4.3. Écoulement à forte coalescence

L'écoulement à poches peut mener à des instabilités. Dans cette situation la forme du bouchon est très irrégulière et avec une interface instable et allongée.

I.4.4. Écoulement annulaire

La phase liquide circule comme un film près des parois du tube, avec ou sans bulles. Cette phase est aussi présente sous une forme dispersée, dans la phase gazeuse qui s'écoule dans le centre du tube.

On peut citer deux autres types d'écoulements de plus dans les conduites verticale sont :

I.4.5. Ecoulement de transition

Les bouchons de liquide entre les bulles de gaz disparaissent et en un point la phase liquide se distribue de manière discontinue alors que la phase gazeuse devient continue.

I.4.6. Ecoulement dispersé

La phase liquide se présente comme de petites gouttes dispersées dans la phase gazeuse continue et le liquide mouille la paroi de la conduite. Généralement, l'écoulement dispersé n'est pas obtenu pour les conditions adiabatiques, où il y a une quantité de liquide même petite est généralement présente.

La différence principale entre les régimes d'écoulements diphasiques dans les conduites verticales et horizontales réside dans la diversité des effets de la force de gravité. Dans les conduites verticales, elle agit dans la même direction que la force d'inertie et la force visqueuse, tandis que dans la configuration horizontale, la force de gravité agit dans une direction normale à l'axe du canal ; ceci a comme conséquence l'apparition de la stratification des deux phases.

I.5. Synthèse de travaux antérieurs relatifs à la présence du coude dans les conduites

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 coude (90°), 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. 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.5.1. 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.5.2. Etude de CHENOWETH et MARTIN (1955)

CHENOWETH et MARTIN (1955) ont étudié expérimentalement les écoulements diphasiques air-eau dans les coudes formés. 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.

Ce travail a montré que la chute de pression d'un écoulement diphasique en présence d'un coude est plus élevée que pour l'écoulement monophasique, La chute de pression à travers un coude relié à une conduite verticale vers le haut a été trouvée significativement plus faible (moins de 35%) que dans le cas d'un coude relié à une conduite verticale vers le bas.

I.5.3. Modèle DEOBOLD (1962)

DEOBOLD (1962) a 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 différentes géométries, à savoir, horizontale-coude – verticale / verticale-coude –horizontale. Leurs résultats ont montré que le modèle est le mieux adapté pour l'étude de la chute de pression.

I.5.4. Modèle de FITZIMMONS (1964)

FITZIMMONS a étudié la variation de la pression en présence de singularité. Dès lors, un modèle de la chute de pression à travers un rétrécissement brusque qui intègre les effets des paramètres à l'instar du multiplicateur du LOCKHART et MARTINELLI (Φ_{GB}^2), ainsi que la longueur et le diamètre de la conduite a été développé.

I.5.5. Modèle de SEKODA et al (1969)

SEKODA a fait également une référence à la perte de pression de liquide monophasique dans le coude (Φ_{LB}^2) la chute de pression dans l'écoulement diphasique s'est avérée être indépendante du diamètre du tube et dépendante de R/d dans une manière similaire à celle trouvée pour l'écoulement monophasique.

R/d : (R : Rayon, d : diamètre).

I.5.6. Modèle de BRUCE (1971)

BRUCE (1971) étudié expérimentalement l'écoulement diphasique des fluides frigorigènes dans des conduites circulaires de diamètres différentes. Les résultats de mesures ont été comparés avec les corrélations disponibles dans la littérature, là aussi le modèle homogène semble le mieux adapté.

I.5.7. Modèle 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 :

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

Chisholm (1983) [18] a introduit un coefficient correctif B sous la forme

$$B = \frac{\left(\frac{1}{K_0 \left(\frac{1}{(\sigma_A C_c)^2} - 1 \right)} - \frac{2}{(K_0 C_c \sigma_A^2)^2} + \frac{2}{(\sigma_A^2 K_0^{0.228})} \right)}{\frac{1}{(\sigma_A C_c)^2} - 1 - \frac{2}{(C_c \sigma_A^2)^2} + \frac{2}{\sigma_A^2}} \quad (I.4)$$

Où ΔP_{cl} est la chute de pression singulière du liquide à travers la même contraction, et k_o est

donné par la relation : $k_o = \left(1 + x \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} - 1\right)\right)^{0.5}$ pour $x > 1$

$$\left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.25} \quad \text{Pour } x < 1$$

Où x est le coefficient de Lockhart-Martinelli.

I.6. Tableau de l'écoulement diphasique dans le tube courbé et les coudes :

Auteur	Géométrie	Diamètre (m)	R/d	Type de fluide	Écoulement	Corrélation
CHENOWTH et MARTIN (1955)	180°	0.078	7.5	Air-eau	Horizontal	ϕ_{LA}^2 contre Q_L/Q_T
FITZMONS (1964)	Coude 90°	0.0488	1 ; 1.5 ; 5.2	Eau-vapeur	Horizontal	ϕ_{GB}^2 contre l_e/d
SKODA (1969)	Coude 90°	0.018 ; 0.0257	2.36 5.02	Air-eau	Horizontal	ϕ_{LB}^2
BRUCE (1971)	Coude 90°	0.019	4.6 10.5	Air-eau	Horizontal	ϕ_{LB}^2
FREESTON et DOLE (1977)	Coudes 45° ,90°,180°	0.01	0.75 4.5	Eau-vapeur	Horizontal	l_e/d contre V_L
NOERSTEBO E (1986)	Coude 90° Virage 180°	0.0223 ; 0.0825 ; 0.12	1.3 1.4	R ₁₂ R ₇₁₇	Horizontal	$DP_{TP} - DP_{LA} /$ $DP_{GA} - DP_{LA}$
DEOBOLD (1962)	Coude 90° (bobine carrée)	0.0266	1.5	Eau-vapeur	Horizontal en haut et vertical vers le bas	ϕ_L^2
TAKAHASHI J.HAYASHID S. ARAMAKI M.SODA(1970)	Coude 90°	0.201	1.5	Eau-vapeur	Vertical en haut et horizontal vers le bas	ϕ_L^2 contre W_G/W_L
C.MADDOCK (1974)	Coudes (30°,45°,60° ,90°)	0.0254	1 ; 5; 10	Air-eau	En haut	Data

GANDERSON P.D.HILLS (1974)	180° (vertical)	0.0254	12	Air-eau	En haut vers le bas	Data
----------------------------------	--------------------	--------	----	---------	------------------------	------

Tableaux I.1 : l'écoulement diphasique dans le tube courbé et les coudes

Toutefois, l'examen de la littérature révèle que peu d'efforts ont été faits (au meilleur de notre connaissance) pour arriver à une simulation numérique des écoulements diphasiques en présence de singularité (Belgacem et al 2016, Belgacem et al 2017).

I.7.Conclusion

Vu l'importance que revêt la connaissance de la structure de l'écoulement et son comportement hydrodynamique dans les cas où il y a des géométries un peu compliquées comme le coude à 90°, 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 présence d'un coude 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

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

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 :

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

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 ν_t à l'énergie cinétique de la turbulence k et à la longueur de mélange l_m . Il est donné par:

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

Avec C_μ : est une constante déterminée expérimentalement

II.3.3. Modèle à deux équations

Actuellement, ces modèles sont les plus répondus 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:

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

Avec $C_\mu = 0.09$

Les équations du modèle k- ϵ standard sont:

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

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

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:

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

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

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

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

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.

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

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

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

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

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

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

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:

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

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

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

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

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

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

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

$$\text{Avec } D_{T,ij} = C_s \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\rho k \frac{\overline{u_k u_1}}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_1} \right)$$

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

Les équations de pression – taux de déformation s'écrite

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,\omega} \tag{II.26}$$

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

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

$$\phi_{ij,\omega} = C_1'' \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_k u_m n_k n_m} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u_i u_k n_j n_k} - \frac{3}{2} \overline{u_j u_k n_i n_k} \right) \frac{k^{3/2}}{C_1 \varepsilon d}$$

$$+ C_2'' \left(\phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \phi_{ik,2} n_j n_k - \frac{3}{2} \phi_{jk,2} n_i n_k \right) \frac{k^{3/2}}{C_1 \varepsilon d}$$

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

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 écrits sous la forme générale suivante :

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

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	de 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 (VOF)
- 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.

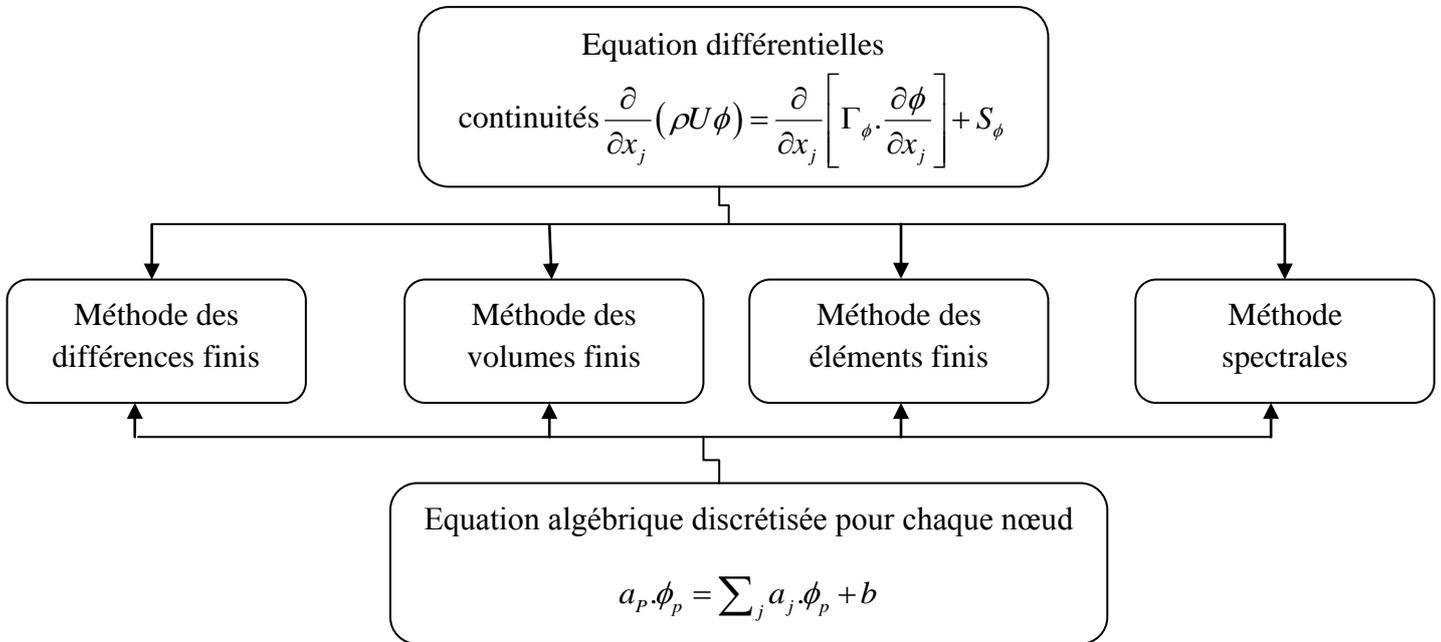


Figure II.1. Méthodes de discrétisation des équations différentielles.

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

- **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.

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.

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.

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

- **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.

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.

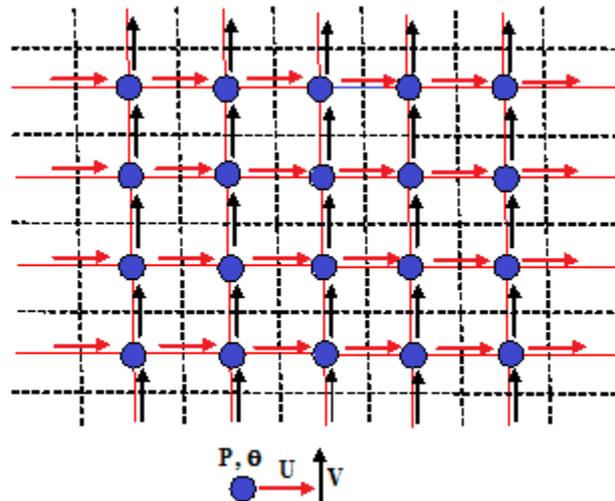


Figure II.2: Représentation d'un maillage décalé.

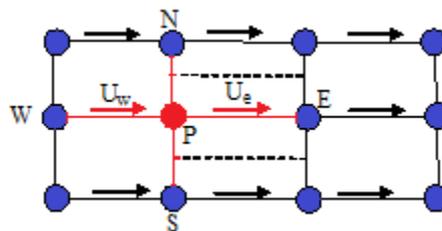


Figure II.3: Volume de contrôle lié à U.

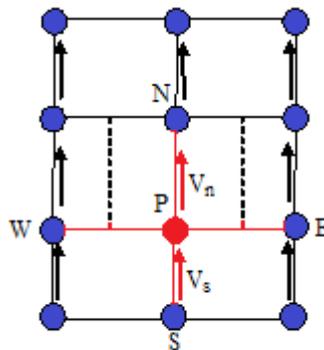


Figure II.4: Volume de contrôle lié à V.

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 satisfera l'équation de continuité que si la pression est correcte. Pour cela, il faut faire un choix initial P^*_{atm} 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 :

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

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

D'où :

$$\begin{cases} U_e = U_e^* + (P'_p - P'_E) d_e \\ V_n = V_n^* + (P'_p - P'_N) d_n \end{cases} \quad (\text{II.33})$$

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 :

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

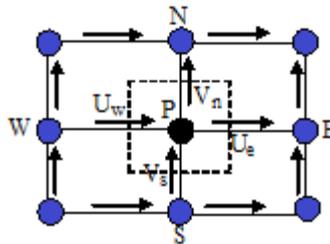


Figure II.5: Volume de contrôle lié à P.

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

$$[r_e U_e - r_w U_w] \Delta r + [r_n V_n - r_s V_s] \Delta z = 0 \quad (\text{II.34})$$

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

Où : $U_i = U_i^* + (P'_p - P'_I) d_i$

On obtient l'équation de correction de pression :

$$a_p P'_p = a_E P'_E + a_W P'_W + a_N P'_N + a_S P'_S + b \quad (\text{II.35})$$

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 suscitées 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 :

$$a_{Pi,j} \Phi_{i,j} = a_{Ni,j} \Phi_{i,j+1} + a_{Si,j} \Phi_{i,j-1} + a_{Ei,j} \Phi_{i+1,j} + a_{Wi,j} \Phi_{i-1,j} + b_{i,j} \quad (\text{II.36})$$

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 :

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

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

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

$$A_{i,j} \Phi_{i,j} = B_{i,j} \Phi_{i,j+1} + C_{i,j} \Phi_{i,j-1} + D_{i,j} \quad (\text{II.38})$$

Avec :

$$A_{i,j} = a_{i,j} \text{ (II.38a); } B_{i,j} = a_{Ni,j} \text{ (II.38b); } C_{i,j} = a_{Si,j} \text{ (II.38c); } D_{i,j} = a_{Ei,j} \Phi_{i+1,j}^* + a_{Wi,j} \Phi_{i-1,j}^* + b_{i,j} \text{ (II.38d)}$$

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

$$\Phi_{i,j} = P_{i,j} \Phi_{i,j+1} + Q_{i,j} \text{ (II.39)}$$

D'où :

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

En substituant l'équation algébrique discrétisée pour chaque nœud dans l'équation (II.40) on obtient :

$$\Phi_{i,j} = \left(\frac{B_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j} P_{i,j-1}} \right) \Phi_{i,j+1} + \left(\frac{C_{i,j} \Phi_{i,j-1} + D_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j} P_{i,j-1}} \right) \text{ (II.41)}$$

D'où :

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

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

Expérimentation numérique et Analyse des résultats

III.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons nos résultats numériques obtenus avec le logiciel FLUENT 6.3.26 que nous validons avec les données expérimentales de P.L. SPEDDING et E. BENARD. 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 l'influence des vitesses superficielles sur la chute de pression singulière. De plus, le comportement hydrodynamique de l'écoulement diphasique à la présence d'un coude sera relaté.

III.2. Procédure numérique

Cette partie illustre la géométrie et conditions opératoires définies ainsi que la procédure numérique adaptée pour simuler le comportement de l'écoulement gaz-liquide en présence d'un coude (de 90°). 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 étudiées et le domaine géométrique sélectionné.

III.2.1.1. Géométrie et choix du maillage

Nous présentons sur les figures III.1, et III.2 la configuration de la géométrie utilisée dans notre étude numérique, cette dernière est similaire à celle utilisée par P.L. SPEDDING et E. BENARD. Nous étudions cette configuration afin de valider notre code de calcul avec les résultats expérimentaux de P.L. SPEDDING et E. BENARD.

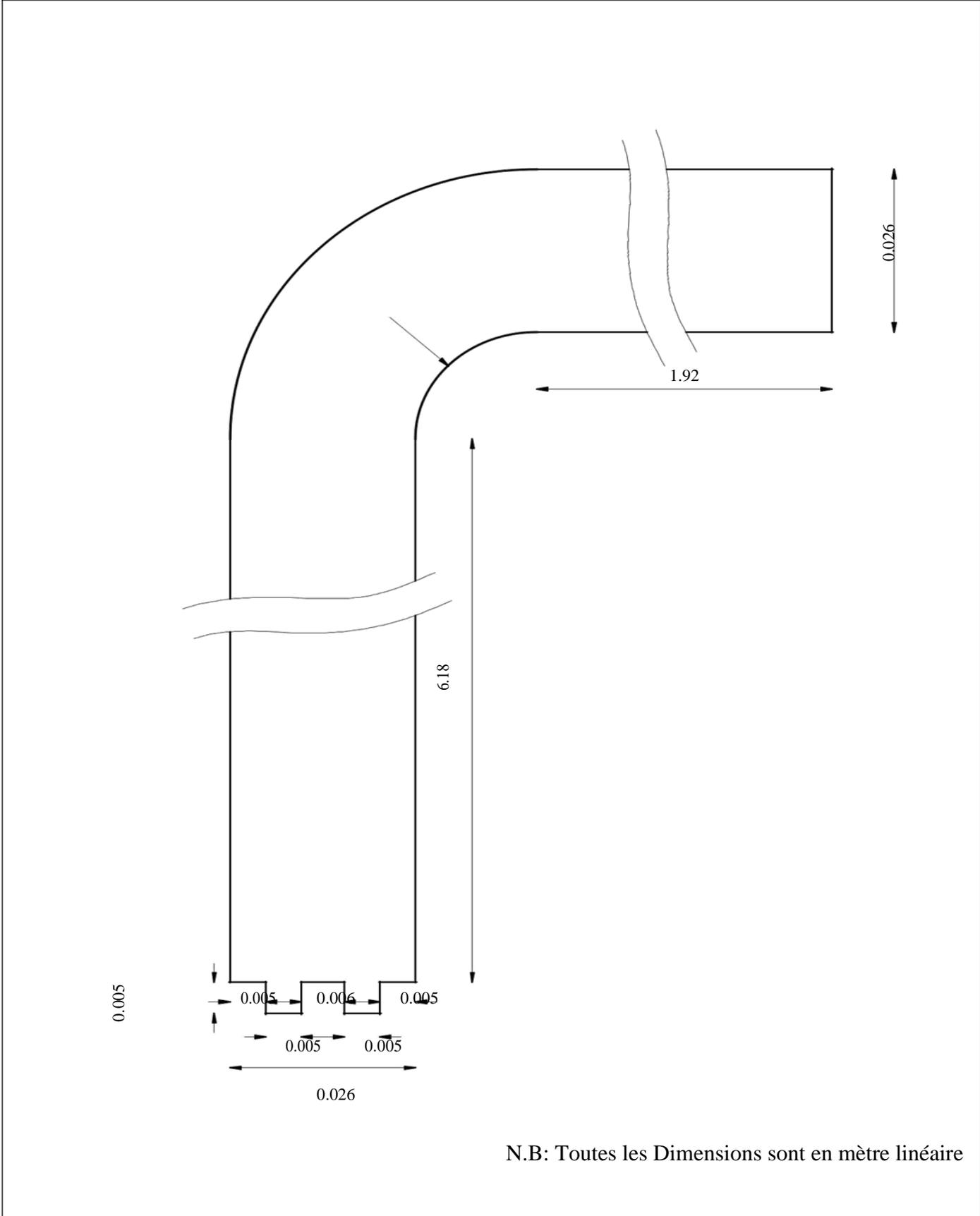


Figure.III.1 : Géométrie étudiée – cas géométrie N°1

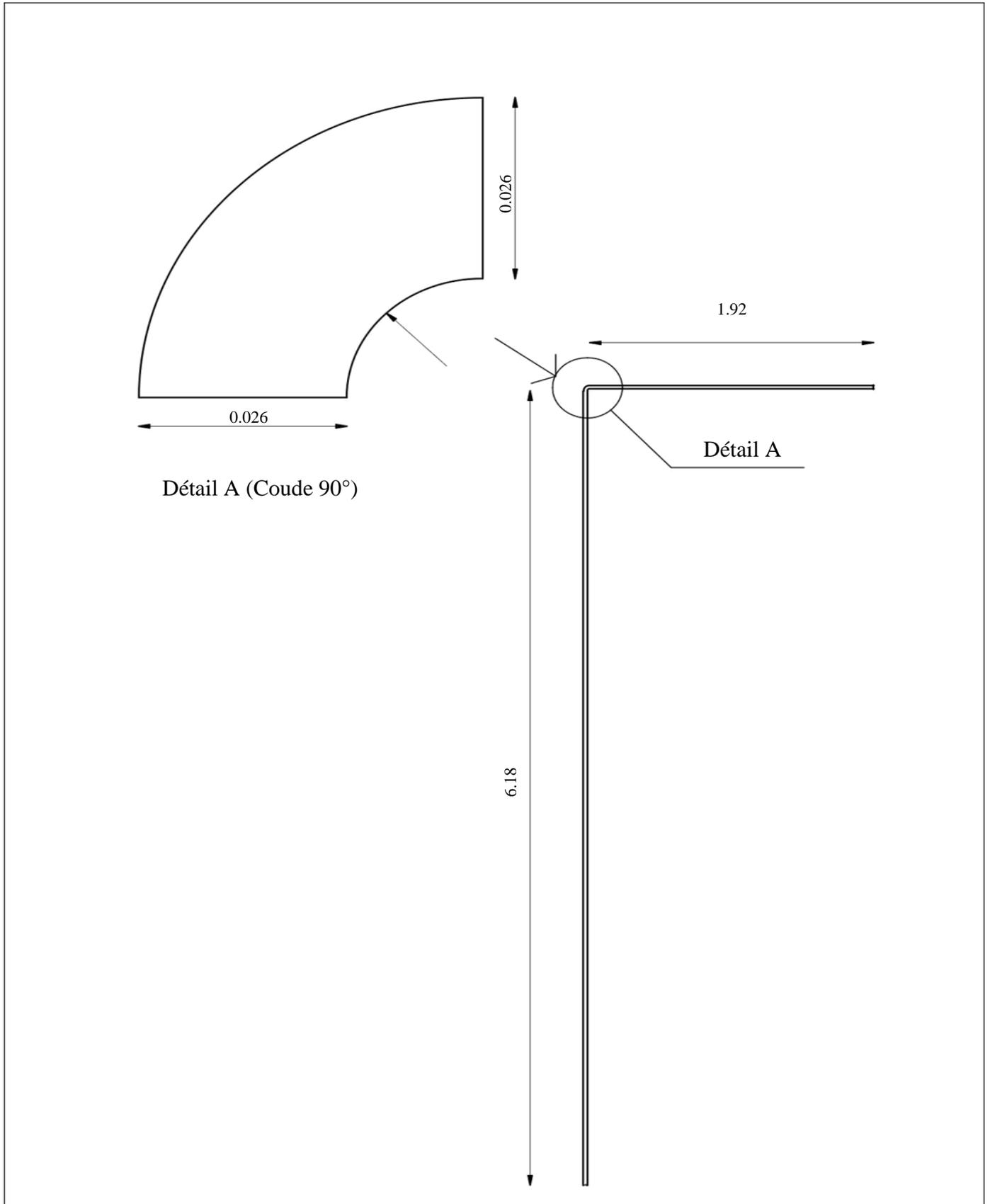


Figure.III.2 : Géométrie étudiée – cas géométrie N°2.

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 maillage serré près au niveau de coude dans le but de prendre en considération les fortes variations des paramètres qui se manifestent dans cette zone, notamment les gradients de pression et de vitesse.

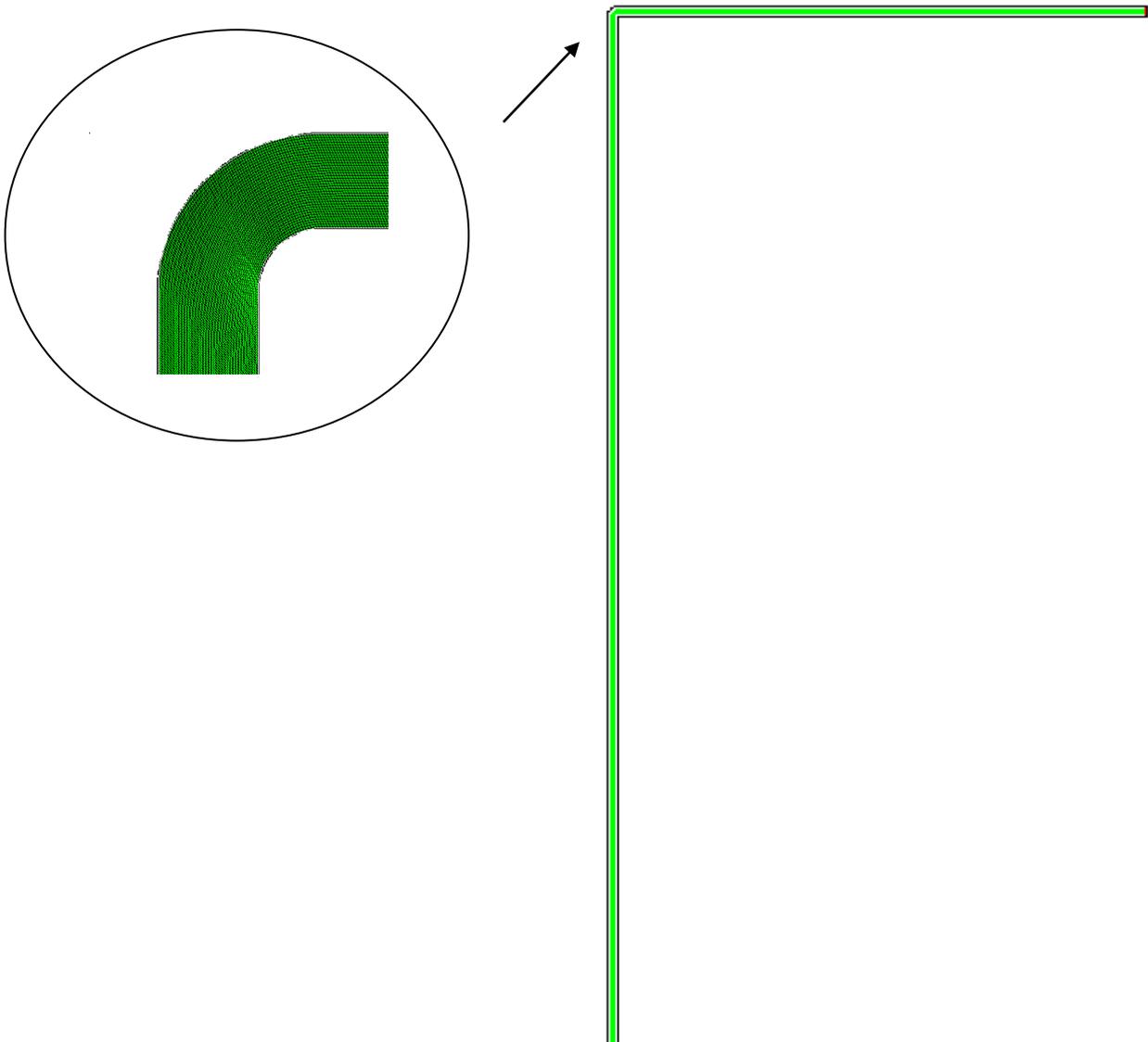


Figure.III.3 : le maillage.

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.

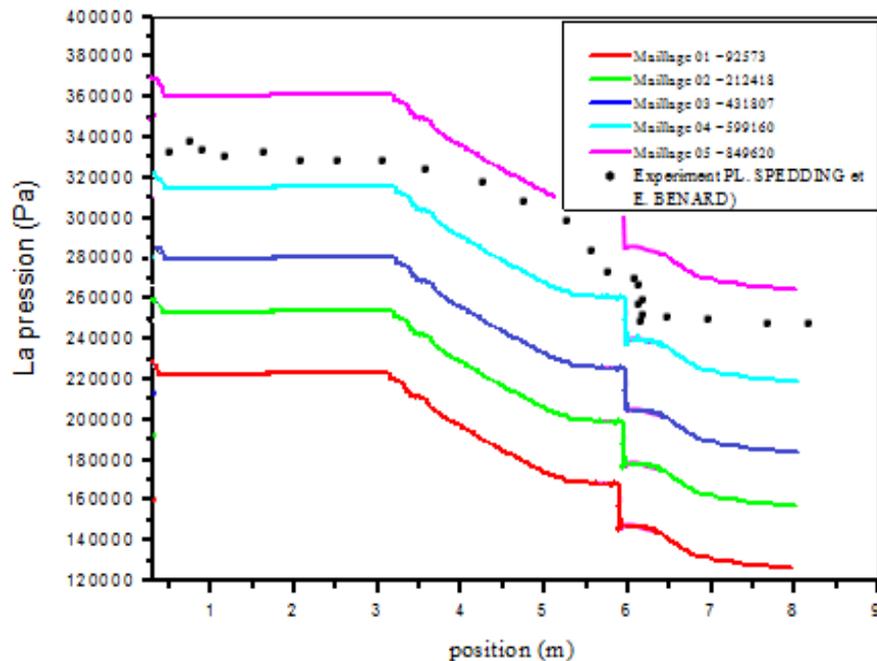


Figure.III.4 : le graphe représente les études de maillage.

Les différents maillages ont par la suite été évalués sur la simulation test. À noter que nous avons choisi cette configuration car elle fait intervenir des débits extrêmes (Vitesses en termes de conditions aux limites : velocityinlet).

Nous remarquons d'après la figure III.4 que le meilleur maillage est le maillage N°4 avec 599160 nœuds, car la courbe expérimentale de P.L. SPEDDING et E. BENARD correspond parfaitement avec les valeurs numériques.

Conditions aux limites	Entré 1	Entré 2	Sortie
Type	Vitesse	Vitesse	Pression
	$V_g = 1.5 \text{ m/s}$	$V_l = 261 \text{ m/s}$	$P_{\text{atm}} = 1 \text{ atm}$

Tableau III.1. Conditions aux limites de la simulation test.

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 26mm. 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.1, 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.

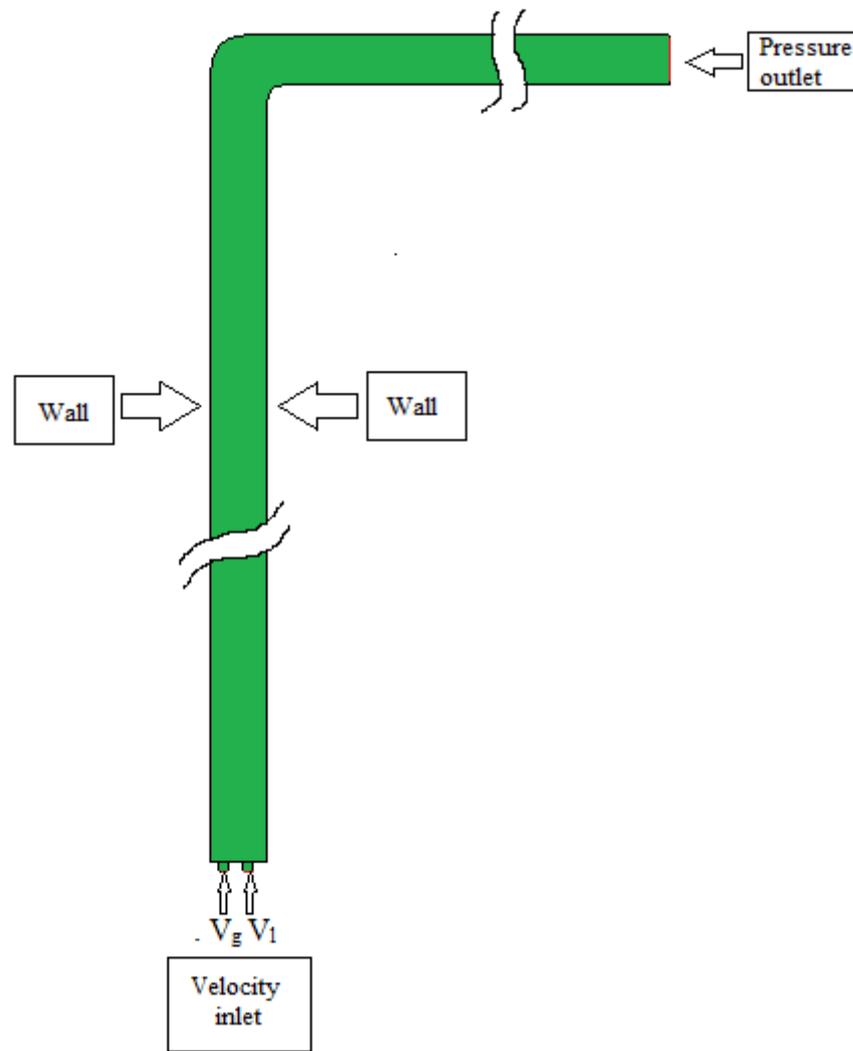


Figure.III.5.conditions aux limites du banc d'essais numérique

III.2.2.Simulation numérique

III.2.2.1. Choix du modèle de turbulence

La bibliographie montre que plusieurs modèles de turbulence peuvent être utilisés pour modéliser la turbulence d'un écoulement diphasique (Balakhisna et al.2010). Le modèle K- ϵ classique est à priori plus adapté pour modéliser la turbulence dans les zones de recirculation (Araud 2012), (Belgacem 2016,2017).

III.2.2.2. procédure numérique

Les schémas de discrétisation des différentes variables sont résumés dans le tableau (III.2)

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

Tableau III.2 : 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^{-1} - 10^{-3} . Une moyenne de 400 itérations était nécessaire pour obtenir la convergence.

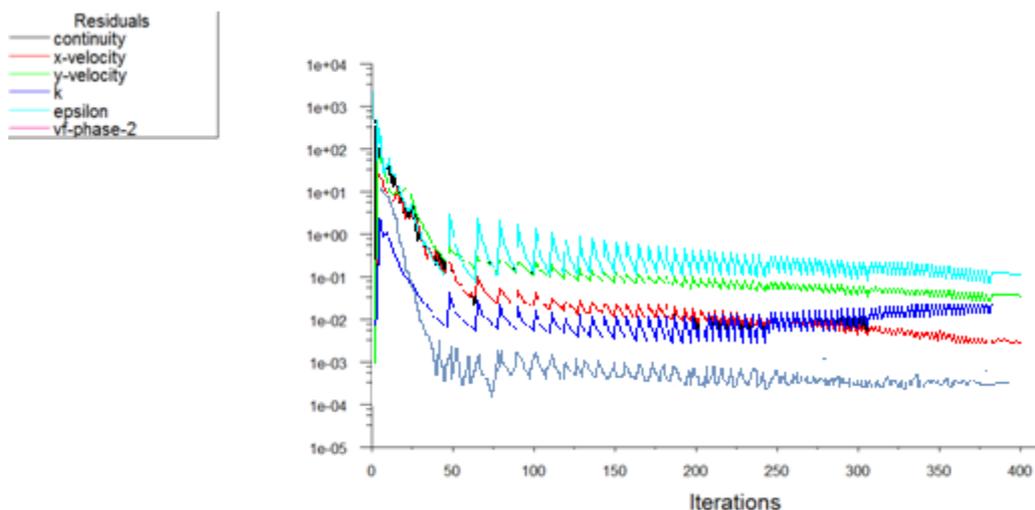


Figure .III.6. Evolution de la convergence.

III.2.2.3. Etapes de simulation sous FLUENT :

1. Au début il faut démarrer la version 2ddp de Fluent.
2. Charger le modèle (File → Read → Case) .puis vérifier l'absence de volume négatifs pour la grille (Grid → Check).vérifier également la dimension de la grille (Grid → Scale).

3. Les calculs seront instationnaires, on modifiera le solveur en conséquence (Define → Model → Solver) .Les autres paramètres seront conservés (2D, Pressure Based ,1st ordre implicit). (voir Figure III.7).

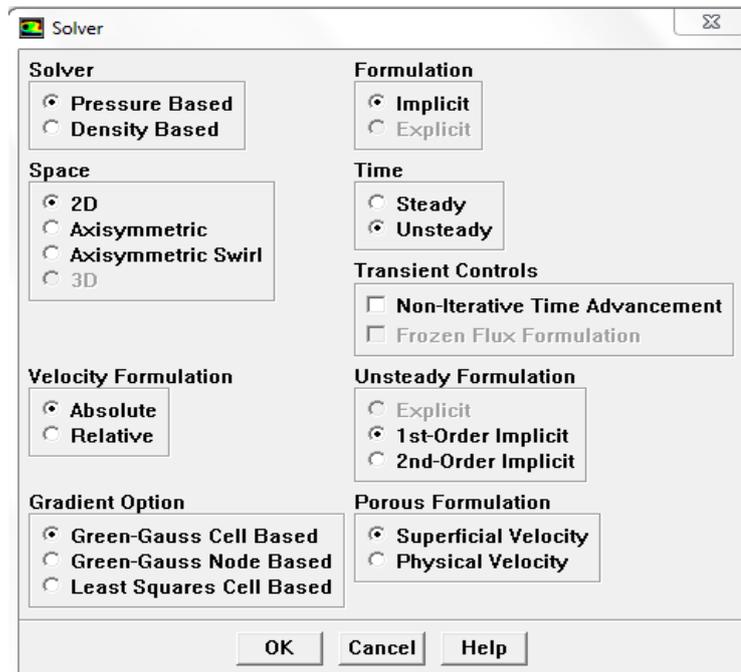


Figure .III.7.Fenêtre de sélection le solveur instable

4. On utilisera le modèle de turbulence standard $k-\epsilon$. Modifier ce paramètre (Define → Model → Viscous).
5. Les fluides utilisées seront de l'air et de l'eau .Dans le menu (Define →Materials) Cliquer sur Fluent data base et sélectionner l'eau liquide, puis copier et fermer la fenêtre, vérification de la présence de deux matériaux : air, sélectionné par défaut, et water-liquide (voir Figure III.8).

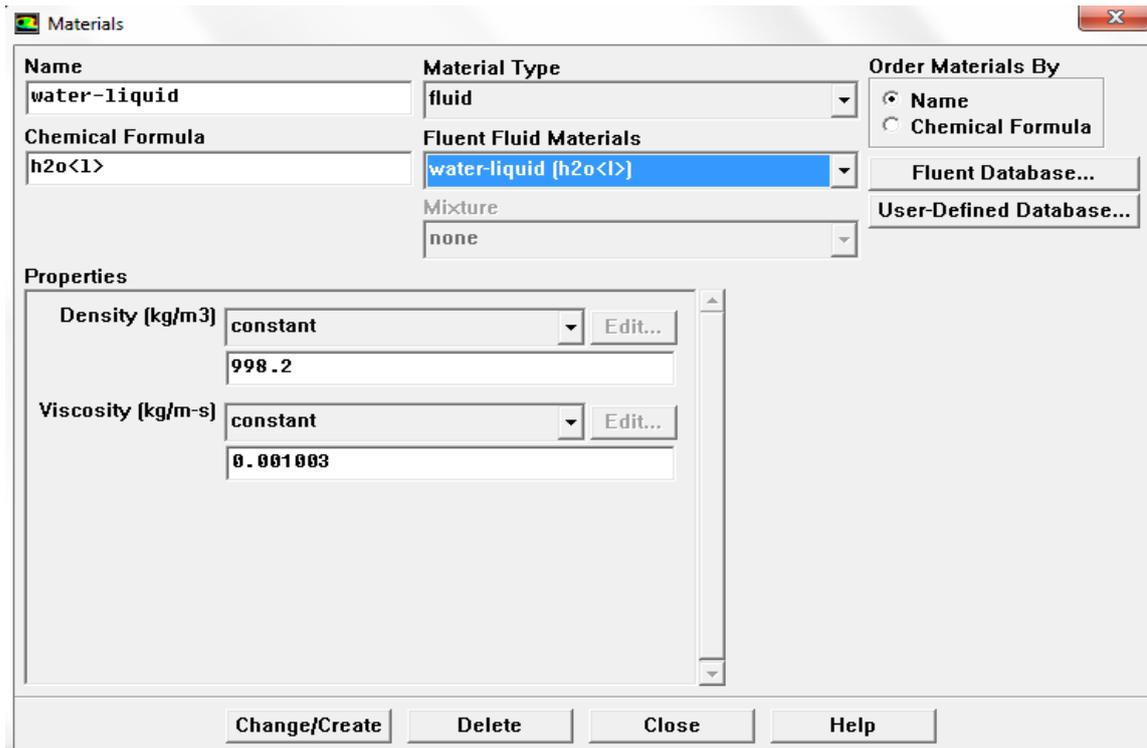


Figure .III.8.Fenêtre de sélection des matériaux.

6. Activer un modèle multiphasique, On choisira le modèle VOF, on clique sur (Define → Model → Multiphase). Activer le modèle VOF. Et on coche sur l'option (implicite). (Voir Figure III.9).

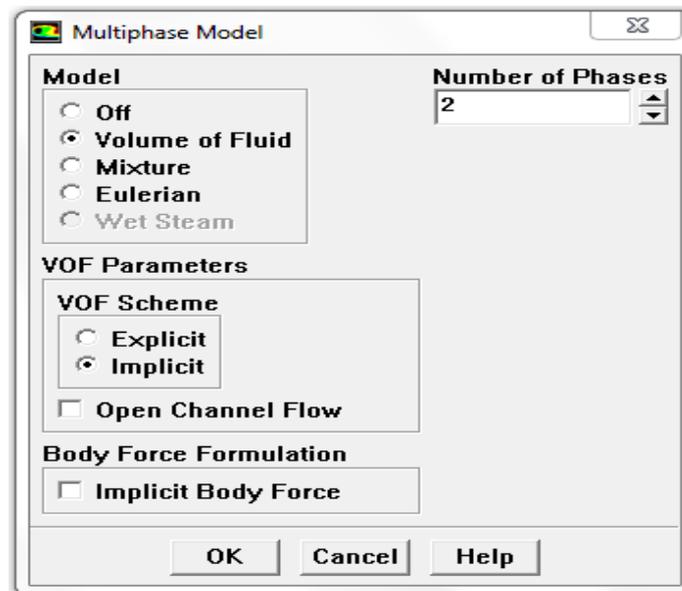


Figure .III.9.Fenêtre de sélection du modèle multiphasique.

7. Définition des phases (Define \longrightarrow phases). Activer phase -1, puis cliquer sur Set, sélectionner l'air, procéder de même avec phase -2, et on prendra de l'eau que l'on renommera (water-liquide).
8. Inclure la gravité dans le modèle (Define \longrightarrow operating conditions) ; On mettra -9.81 dans la direction de Y. Le niveau de référence pour la pression est à(x ; y):(1.95 ; 6.21) en(m). (voir Figure III.10).

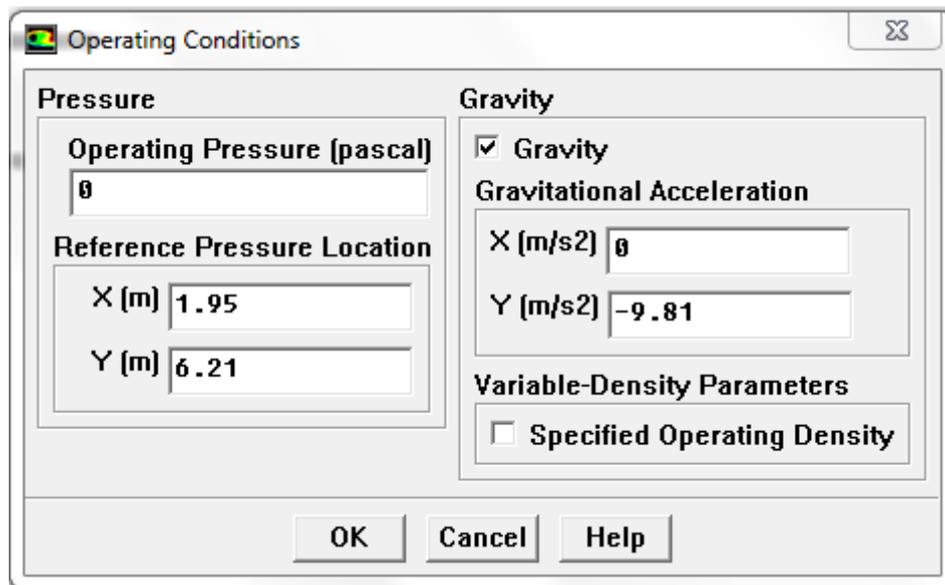


Figure .III.10.Fenêtre de sélection de la référence de pression.

9. Contrôle de la solution (Solve \longrightarrow controls \longrightarrow solution), on laissera le pressure –velocity coupling à (simple) (voir Figure III.11).

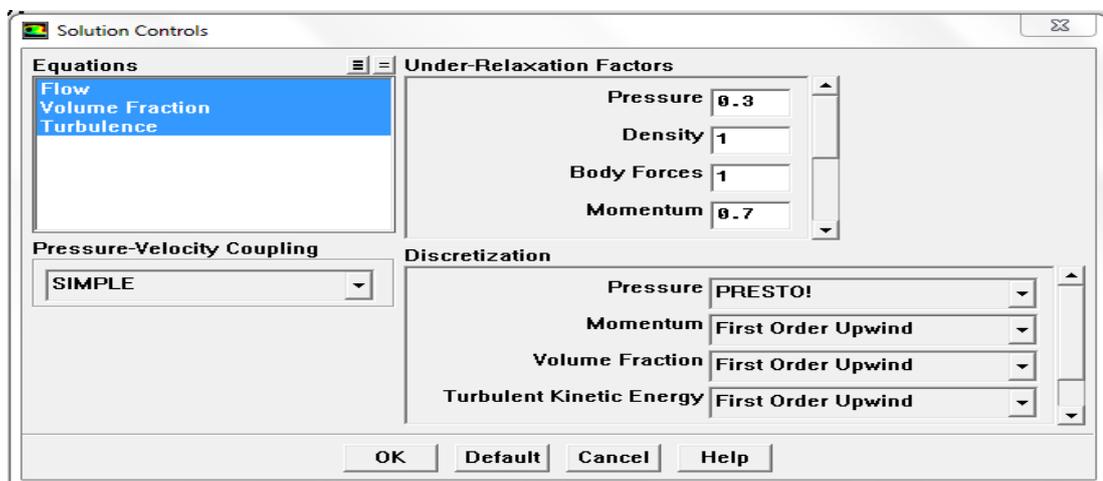


Figure .III.11.Fenêtre de sélection des schémas spatiaux.

10. On peut passer aux conditions aux limites (Define → Boundary conditions), pour l'entrée des vitesses, on clique sur vélocité Inlet gaz / liquide et saisis les vitesses d'entrée.
11. Initialisation : (Solve → Initialize → Initialize).
12. Patch : (Solve → Initalize → Patch).
13. Lancement des calculs : (Solve → Iterate). (voir Figure III.12).

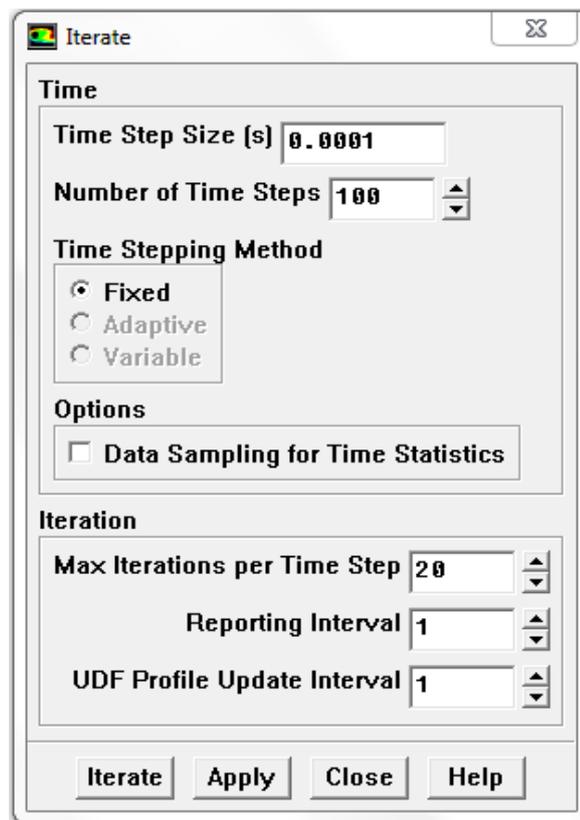


Figure III.12. Fenêtre de sélection le lancement des calculs.

III.2.2.4. Choix de vitesses superficiels :

Dans le cadre de la simulation numérique notre étude consiste à étudier l'influence des vitesses superficielles sur la pression diphasique.

Le tableau ci-dessous montre les 25 simulations effectués à propos des différentes variations de vitesses superficielles pour la phase gaz et phase liquide.

	1 ^{er} Cas	2 ^{eme} Cas	3 ^{eme} Cas	4 ^{eme} Cas	5 ^{eme} Cas
	$V_g = 1\text{m/s}$	$V_g = 1.25\text{m/s}$	$V_g = 1.5\text{m/s}$	$V_g = 1.75\text{m/s}$	$V_g = 2\text{m/s}$
Simulation(I)	$V_g = 1\text{m/s}$ $V_l = 1\text{m/s}$	$V_g = 1.25\text{m/s}$ $V_l = 1\text{m/s}$	$V_g = 1.5\text{m/s}$ $V_l = 1\text{m/s}$	$V_g = 1.75\text{m/s}$ $V_l = 1\text{m/s}$	$V_g = 2\text{m/s}$ $V_l = 1\text{m/s}$
Simulation(II)	$V_g = 1\text{m/s}$ $V_l = 1.25\text{m/s}$	$V_g = 1.25\text{m/s}$ $V_l = 1.25\text{m/s}$	$V_g = 1.5\text{m/s}$ $V_l = 1.25\text{m/s}$	$V_g = 1.75\text{m/s}$ $V_l = 1.25\text{m/s}$	$V_g = 2\text{m/s}$ $V_l = 1.25\text{m/s}$
Simulation(III)	$V_g = 1\text{m/s}$ $V_l = 1.5\text{m/s}$	$V_g = 1.25\text{m/s}$ $V_l = 1.5\text{m/s}$	$V_g = 1.5\text{m/s}$ $V_l = 1.5\text{m/s}$	$V_g = 1.75\text{m/s}$ $V_l = 1.5\text{m/s}$	$V_g = 2\text{m/s}$ $V_l = 1.5\text{m/s}$
Simulation(IV)	$V_g = 1\text{m/s}$ $V_l = 1.75\text{m/s}$	$V_g = 1.25\text{m/s}$ $V_l = 1.75\text{m/s}$	$V_g = 1.5\text{m/s}$ $V_l = 1.75\text{m/s}$	$V_g = 1.75\text{m/s}$ $V_l = 1.75\text{m/s}$	$V_g = 2\text{m/s}$ $V_l = 1.75\text{m/s}$
Simulation (V)	$V_g = 1\text{m/s}$ $V_l = 2\text{m/s}$	$V_g = 1.25\text{m/s}$ $V_l = 2\text{m/s}$	$V_g = 1.5\text{m/s}$ $V_l = 2\text{m/s}$	$V_g = 1.75\text{m/s}$ $V_l = 2\text{m/s}$	$V_g = 2\text{m/s}$ $V_l = 2\text{m/s}$

Tableau III.3 : Variations de vitesses superficielles.

III.3. Résultats et discussions

III.3.1. 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'un coude. (Voire les figures III.13 et III.14).

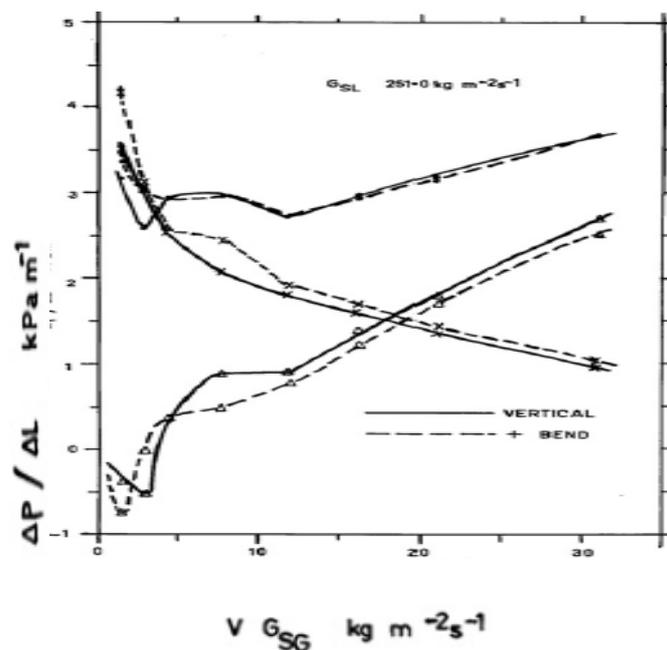


Figure.III.13. Expérimental de P.L. SPEDDING et E. BENARD. Avec $V_l = 261\text{m/s}$.

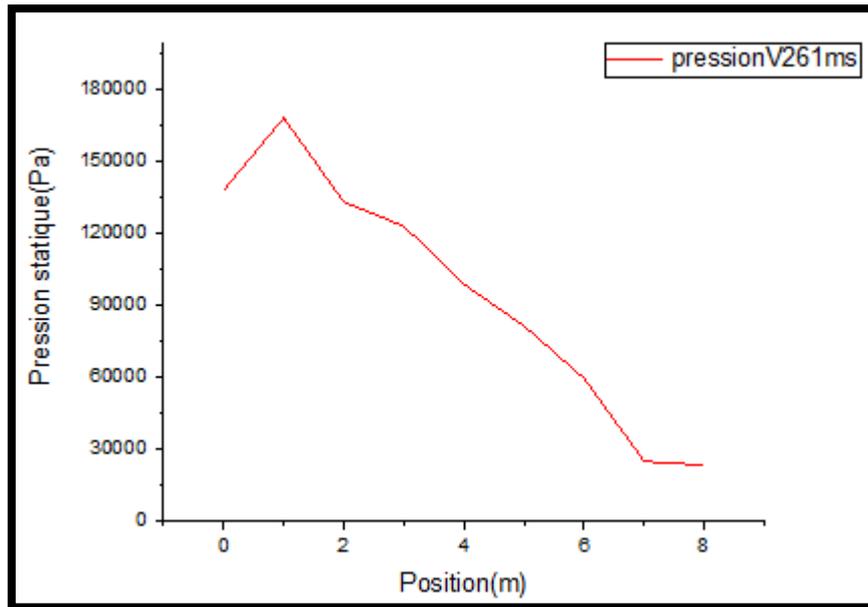


Figure.III.14. Résultat d'évolution de la pression pour la simulation test $V_1=261\text{m/s}$.

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

- L'étude du profile de pression.
- L'estimation de la chute de pression.

III.3.2.Evolution de pression

Les Figures (III.15.16.17 .18.19.) montrent la distribution de pression statique longitudinale le long de la veine de mesure pour les cinq cas étudiés. 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.

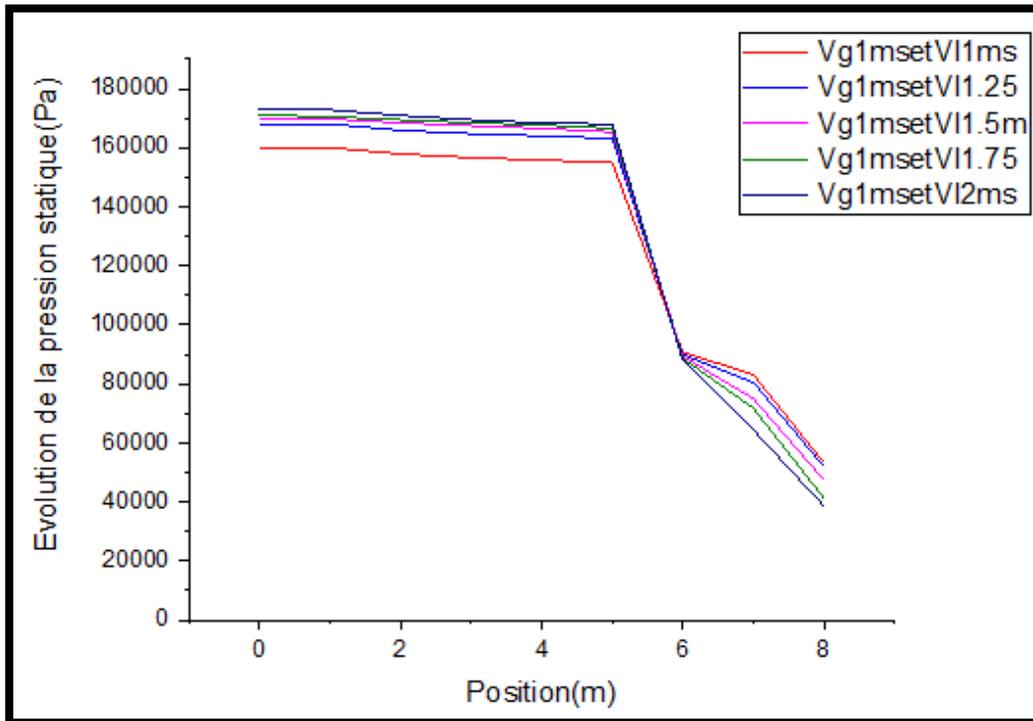


Figure.III.15. Profils numérique de l'évolution de pression diphasique pour différentes vitesses superficielles liquide et $V_g=1\text{m/s}$.

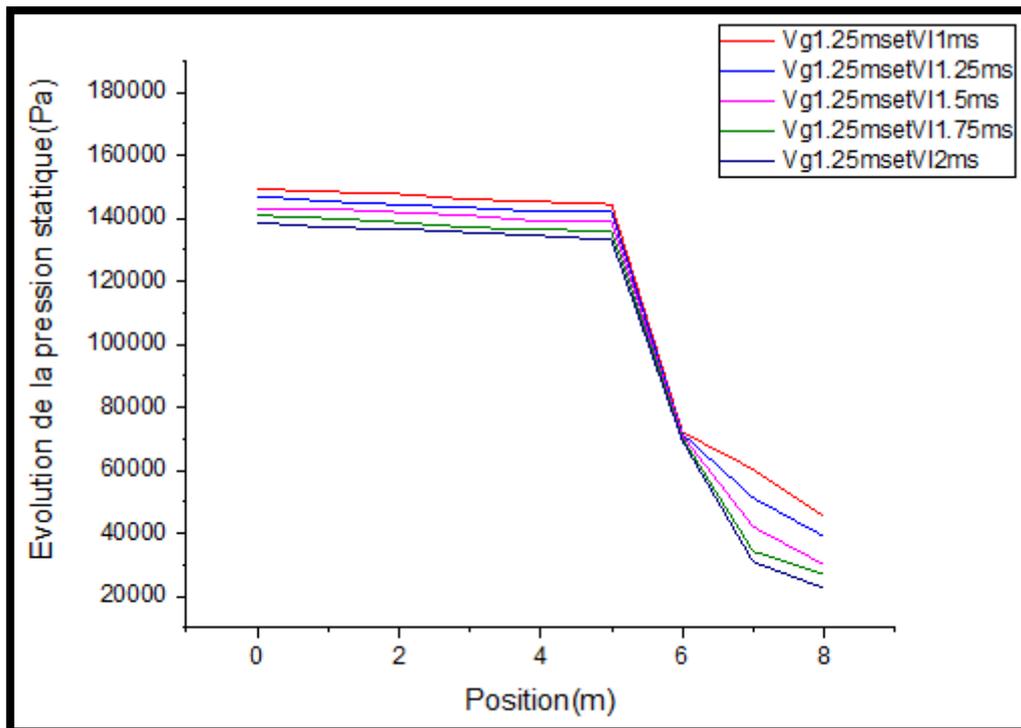


Figure.III.16. Profils numérique de l'évolution de pression diphasique pour différentes vitesses superficielles liquide et $V_g=1.25\text{m/s}$.

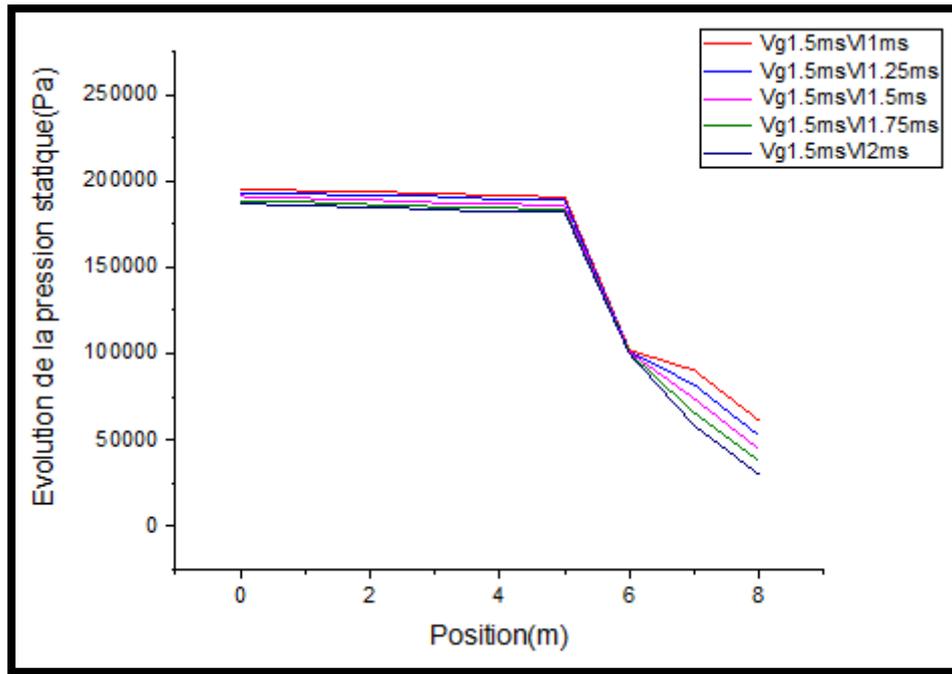


Figure.III.17. Profils numérique de l'évolution de pression diphasique pour différentes vitesses superficielles liquide et $V_g=1.5\text{m/s}$.

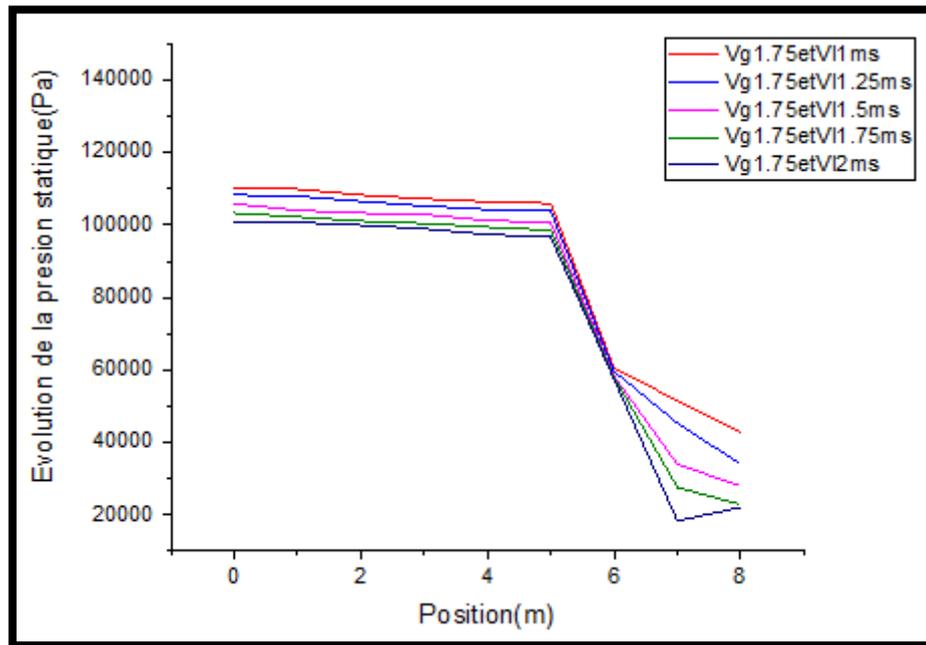


Figure.III.18. Profils numérique de l'évolution de pression diphasique pour différentes vitesses superficielles liquide et $V_g=1.75\text{m/s}$.

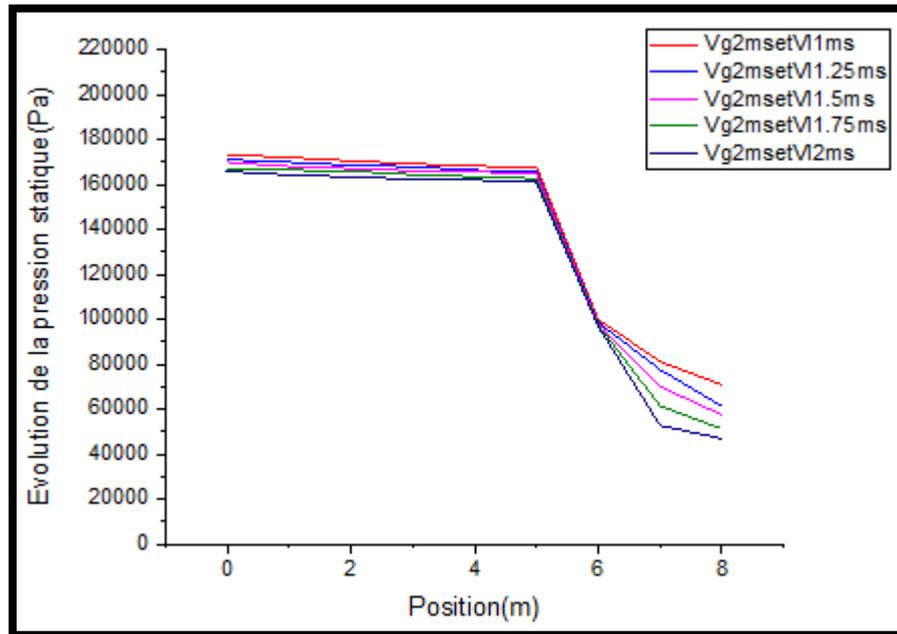


Figure.III.19. Profils numérique de l'évolution de pression diphasique pour différentes vitesses superficielles liquide et $V_g=2\text{m/s}$.

III.3.3. Chute de pression

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.

Les chutes de pression singulière pour les différents couples de vitesses superficielles gaz et liquide étudiés sont représentées dans la figure (III.20). De prime abord, on remarque que Δp_c augmente en fonction de la vitesse superficielle du gaz, et ne semble pas être affectée par celle du liquide.

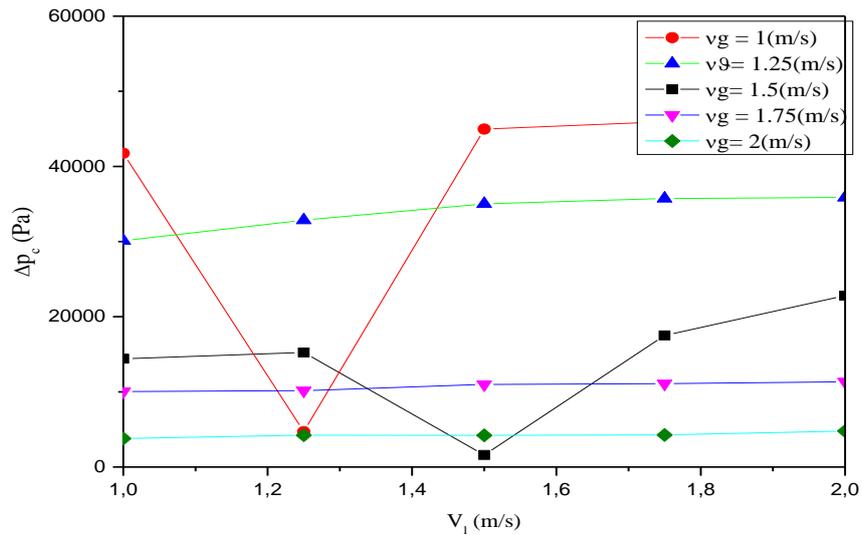


Figure III.20. Evolution de la perte de charge singulière en fonction de la vitesse superficielle liquide pour différentes vitesses superficielles de gas.

III.4.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 coude à 90° . Les résultats de la simulation numérique sont globalement en accord avec les résultats expérimentaux de P.L. SPEDDING et E. BENARD. Nous proposons un récapitulatif des différents résultats développés dans ce chapitre :

- La pression statique augmente avec la diminution de la vitesse superficielle de la phase liquide.
- La chute de pression en présence d'un coude 90° Δp_c augmente en fonction de la vitesse superficielle du gaz,

Conclusion générale

Le présent travail a pour but l'étude d'un écoulement diphasique dans une conduite verticale vers l'horizontal comportant un coude. 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 coude à 90°.

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

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 coude dans les minis conduites circulaires verticales et horizontales.

En adéquation avec les résultats expérimentaux (P.L. SPEDDING et E. BENARD.), la chute de pression croit en fonction de la vitesse du liquide. Le profil de la pression obtenue numériquement est en bon accord avec les résultats expérimentaux (P.L. SPEDDING et E. BENARD.). Cet accord se manifeste par de bonnes prédictions des grandeurs et des allures. L'analyse de l'écoulement montre l'existence d'une grande chute de pression aux niveaux de coude. Des données sur la chute de pression sont signalées pour l'écoulement diphasique (gaz/liquide) à cette zone (coude de 90 ° vertical à horizontal) de diamètre 0,026 m. La chute de pression dans la tangente d'entrée verticale a montré des différences significatives à celles trouvées pour les écoulements verticaux droit. Cela a été causé Par le coude. À la sortie du coude, on observe une diminution de pression de façon linéaire avec naissance de structures tourbillonnaires au cours de cette chute.

Comme perspectives, il serait opportun de revoir les paramètres de simulation (maillage, le nombre d'itérations,...) afin d'améliorer la convergence des résultats. De plus, on pourrait procéder au remplacement du coude 90° par des coudes plus larges, puis analyser l'évolution de l'écoulement diphasique dans ces cas de figures.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

A

Alves, G.E. Co-current liquid–gas flow in a pipe-line contactor, CEP 50 (9) (1954) 449–456.

Anderson G.H., P.D. Hills, Two phase annular flow in tube bends, in: IChemE. Symp. Ser., vol. 38, Paper J1, 1974, pp. 1–21.

B

Bruce J.M, Two-phase flow in straight pipe and 90° bends, Ph.D.Thesis, Univ. Aberdeen, 1971.

Baroczy C.J, A systematic correlation for two phase pressuredrop, in: Chem. Eng. Prog. Symp. Ser., vol. 62(64), 1966, pp.232–249.

Baker (1954). (Flux simultané de pétrole et de gaz), oil and gas J.53.PP.183-195.

BELGACEM.I, SI-AHMED, E-K and J. LEGRAND. CFD modeling of oil-water annular flow across a sudden contraction in horizontal circular pipe. 66th Canadian Chemical Engineering Conference. 16-19 Octobre 2016, Quebec City, Canada.

Belgacem.I , Salhi.Y, Si-Ahmed.E-K, Hydrodynamic Study Using CFD Simulations in a Horizontal Two-Phase Flow Through Sudden Contraction, American Journal of Mechanical and Industrial Engineering. Vol. 2, No. 1, 2017, pp. 8-16. doi: 10.11648/j.ajmie.20170201.12

C

Chenoweth J.M. Martin., M.W, Turbulent two-phase flow, Pet. Ref.34 (10) (1955) 151–155.

Chisholm D, Two-phase Flow in Pipelines and Heat Exchangers, Godwin, 1983, pp. 154–156.

Crawford N.M, G. Cunningham, P.L. Spedding, Prediction of pressure drop for turbulent fluid flow in 90° bends, Proc. Inst. Mech.Eng. 217E (2003) 1–3.

Collier et Thom (1994).

D

Deobold T.L, An experimental investigation of two-phase pressure losses in pipe elbows, MSc., Univ. Idaho, Chem. Eng., Rept. HW-SA 2564, 1962.

Delhaye J.M (1981). M.Giot et Riethmuller .M.L Eds 1981 Thermohydraulics of two phase systems for industrial design and Engineering. Hemisphere/ Mac grow. Hill.

F

Fitzsimmons P.E, Two phase pressure drop in pipe components. General Electric Res., Rept HW-80970 Rev 1, 1964.

Freeston D.H.Dole, H, Duct losses in a two-phase steam water flow, in: Aust. Hydro. Fluid Mech. Conf., vol. 6, 1977, pp. 210–215.

Freeston D.H, Duct losses in a geothermal steam water flow, Univ. Auckland, Dept. Mech. Eng., Rept. 78/5, 1978.

G

Graf .E. Neti S, Two-phase flow pressure drop in right angle bends, J. Fluids Eng. 122 (2000) 761–768.

Govier et Aziz (1972), Govier G.W et Aziz K. 1972 The flow of complex mixtures in pipes. Van Nostrand-Reinhold .

H

Hoang K, Davies.M.R, Flow structure and pressure loss for two phase flow in return bends, J. Fluids Eng. 106 (1984) 30–37.

Hewitt G.F (1982), Flow regimes, pressure drop void fraction handbook of multiphase systems sections 2.1-2.3 Ed G.Hetsruni, New York McGraw. Hill Book Company.

K

Kutateladze S.S, Problems of Heat Transfer and Hydraulics of Twophase Media, Pergamon, Oxford, 1969.

L

Lockhart R.W, Martinelli R.C, Proposed correlation of data for isothermal two-phase two component flow in pipes, Chem. Eng. Prog. 45 (1) (1949) 39–48.

M

Maddock C, P. Lacey M.C, Patrick.M.A, The structure of two phase flow in a curved pipe, in: I. ChemE. Symp. Ser., vol. 38, Paper J2, 1974, pp. 1–22.

Mandhane et al (1974). A flow pattern map for gas-liquid flow in horizontal pipes.

International journal of multiphase flow 1,537-553.

P

Peshkin. M.A, About the hydraulic resistance of pipe bends to the flow of gas–liquid mixtures, Teploenergetika 8 (6) (1961) 79–80.

R

Rippel G.R. Eidt, C.M, H.B. Jordan, Two phase flow in a coiled tube, IEC Process Des. Dev. 5 (1966) 32–39.

S

Sekoda K, Sato.Y, Kariya.S, Horizontal two-phase air–water flow characteristics in the disturbed region due to a 90-degree bend, J. Jpn. Soc. Mech. Eng. 35 (289) (1969) 2227–2333.

Spedding. P.L, and Benard. E, Gas-liquide two-phase flow though a vertical 90° degree elbow bend, Experimental thermal and fluid science, 31.pp.761-769.2006.

T

Takahashi.Y, Hayashida J. Soezima, S, Aramaki S, and M. Soda, An experiment on pipeline transmission of steam–water mixtures at Otake Geothermal field, U.N. Symp. VIII/5 Pisa, 1970.

Taitel.Y and Dukler.A.E. A model of predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow AIChEJ.22:47-55,1976b.

1. Présentation du code de calcul

L'augmentation rapide de la puissance des calculateurs a rendu possible le développement de codes commerciaux traitent les problèmes de transport dans les fluides, il existe un certain nombre de codes tridimensionnels, aux meilleur performants, permettant la prédiction d'écoulement de fluide (Fluent, CFX, Phoenic...) par la résolution des équations de Navier-Stokes, l'application de ces codes deviennent de plus en plus utile et indispensable pour comprendre des phénomènes physique et pour surmonté les problèmes, parmi ces codes largement utilisés on trouve le code fluent

Le code de calcul fluent est actuellement l'un des pôles de compétence en mécanique des fluides numériques les plus importants, il développe et commercialise une solution complète qui simule tous les écoulements impliquant des phénomènes physiques complexes.

C'est un logiciel très puissant de modélisation des écoulements de fluides et de transfert de chaleur dans des géométrie, il fournit une grande flexibilité de maillage, résolvant les problèmes d'écoulement grâce à des maillages qui peuvent être générés sur des géométrie complexes avec une relative facilité, il supporte les maillage 2D (triangle ou Quadrilatères), 3D (tétraèdres, Hexaèdres, pyramides) et des maillages mélangeant les deux précédents, il permet aussi d'améliorer le maillage, ce qui est particulièrement utile pour les zones où la prédiction des flux nécessite une grande précision, de plus cela aide de réduire le temps nécessaire à la réalisation d'un bon maillage.

Fluent permet de modéliser:

- Des écoulements dans des géométries 2D ou 3D en utilisant des maillages non structurés,
- Ecoulements incompressibles ou compressibles,
- Analyse stationnaire ou instationnaire,
- Ecoulements non visqueux, laminaires ou turbulents,
- Ecoulements Newtonien ou non Newtonien,
- Transfert de chaleur par convection naturelle, forcée ou par rayonnement,
- Transfert de chaleur couplée conduction / convection,

- Repère de références inertielles (stationnaire) ou non inertielles (en rotation),
- Multiples repères de référence en mouvement, incluant des interfaces glissantes et des plans de mélange,
- Mélange et réaction d'espèces chimiques, incluant des modèles de combustion et des réactions de surface,
- Sources volumiques arbitraires de chaleur, masse, quantité de mouvement, turbulence et espèces chimiques,

Ce qui accord à ce code d'être utilisé pour une grande variété d'applications comme l'aérospatial, l'industrie automobile, l'architecture, la recherche...

Ce logiciel est fondé sur la méthode des volumes finis des écoulements très variés dans des configuration plus ou moins complexe, cette méthode est caractérisée par son avantage à satisfaire la conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie dans tous les volumes de contrôle ainsi dans tous les domaine de calcul, il est composé comme tout logiciel de type CFD de trois éléments qui sont :

1- le pré-processeur: il permet à l'utilisateur de construire la géométrie du domaine de calcul et le subdiviser en petits volumes de contrôle, l'ensemble de ces volumes élémentaires qui constitue le maillage, à ce niveau même se fait la définition des conditions aux limites

2- Solveur: permet de finir numériquement les conditions opératoire (gravité, pression...) dans lesquelles est effectuée la simulation.

Le fluent propose plusieurs formulations du solveur :

- La formulation « Segregated », ou isolée (implicite) cette formulation résous les équations de continuité, de quantité de mouvement et quand c'est nécessaire celle de l'énergie. Le solveur isolé est classiquement employé pour les écoulements incompressible à modérément compressible
- La formulation « Coupled » soit implicite ou explicite : permet aux équations gouvernantes d'être résolues simultanément, c'est-à-dire couplée les unes avec les autres. Initialement, ce mode a été conçu pour les écoulements compressible à grandes vitesses, il faut signaler que le solveur couplé implicite requiert presque le double de la mémoire qu'utiliseras le solveur isolé, alors que le solveur couplé explicite vient au milieu, en terme de besoins en ressources, mais convergera plus lentement que la formulation implicite et n'est conseillé que pour les écoulements instationnaires.

Les procédures de code fluent :

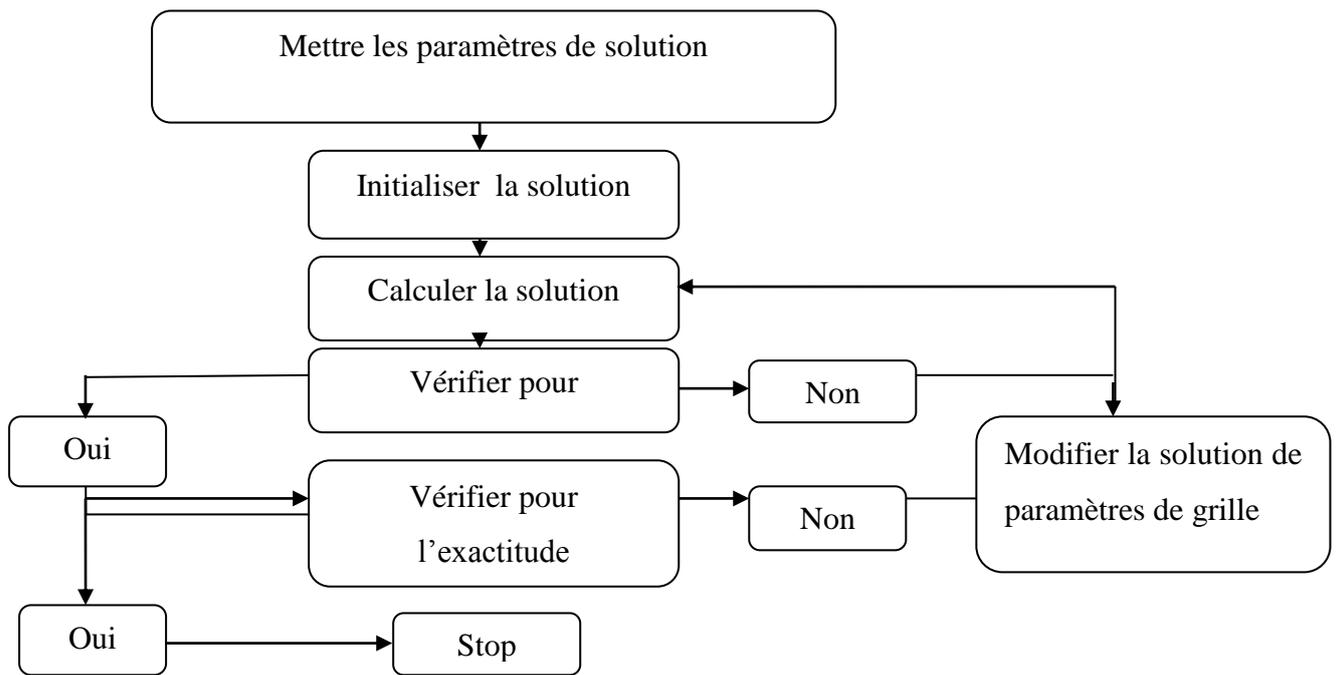


Figure 1. Procédures de calcul sur FLUENT

Le FLUENT résout les équations moyennées dans le temps de Navier Stokes, associées à un modèle de turbulence. Cet outil informatique est très fréquemment utilisé dans l'industrie aéronautique et automobile.

Comme tout logiciel de CFD, le FLUENT 6.3.26 est composé de trois éléments : le préprocesseur, le solveur et le post processeur.

La définition du problème à résoudre s'effectue à l'aide du préprocesseur GAMBIT, il permet de présenter la géométrie du système, de définir le type de conditions limites aux frontières du domaine, de spécifier le type de matériau (fluide ou solide). Il fournit aussi la possibilité de discrétiser le domaine en proposant plusieurs algorithmes de maillage suivant sa géométrie.

Le solveur permet de définir numériquement les conditions opératoires (gravité, pression) dans lesquelles est effectuée la simulation, ainsi que la spécification des conditions aux limites. Enfin, il permet de choisir le processus itératif en proposant, notamment, plusieurs schémas numériques pour la discrétisation spatiale et temporelle, et pour le couplage de la vitesse et de la pression. Il offre également une interface permettant de contrôler à tout moment l'état d'avancement des calculs.

Le post processeur est l'élément qui permet de visualiser la géométrie et le maillage du domaine, mais surtout d'afficher les résultats obtenus. Il est ainsi possible de visualiser les

champs de pression, les champs du vecteur vitesse, de turbulence ainsi que toutes les autres grandeurs calculées sur un segment, une section du domaine ou sur tout le volume. Il offre ainsi la possibilité de tracer les courbes et de visualiser les lignes de courant ou la trajectoire de particules.

3- le post-processeur : permet de visualiser la géométrie et le maillage du domaine mais surtout d'afficher les résultats obtenus, il est ainsi possible de visualiser les champs (pression, vitesse, température...), ainsi que toutes les grandeurs calculées.

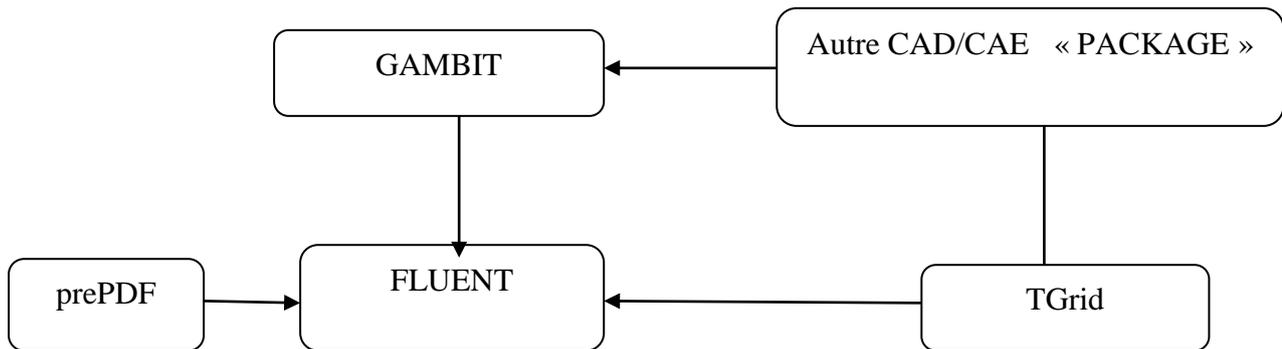


Figure 2. Structuration de FLUENT

2. Schéma numérique de FLUENT

Le code FLUENT a été utilisé pour simuler l'hydrodynamique de l'écoulement diphasique.

Le code résout les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie et de toute autre variable transportée. La technique est basée sur la méthode des volumes finis et est décrite par les étapes suivantes :

- discrétisation du domaine en volumes de contrôle à l'aide du préprocesseur GAMBIT;
- discrétisation des équations aux dérivées partielles en un système d'équations algébriques ;
- résolution des équations algébriques numériquement.

Afin de résoudre ces équations algébriques, deux méthodes sont disponibles dans FLUENT :

- l'approche segregated résolvant les équations séparément les unes des autres ;
- l'approche coupled résolvant les équations de continuité, de quantité de mouvement, d'énergie et de transport de scalaire simultanément.

Dans le cas des écoulements diphasiques, seule la méthode de résolution segregated est applicable. Cette méthode de résolution est explicitée avec la figure 3.

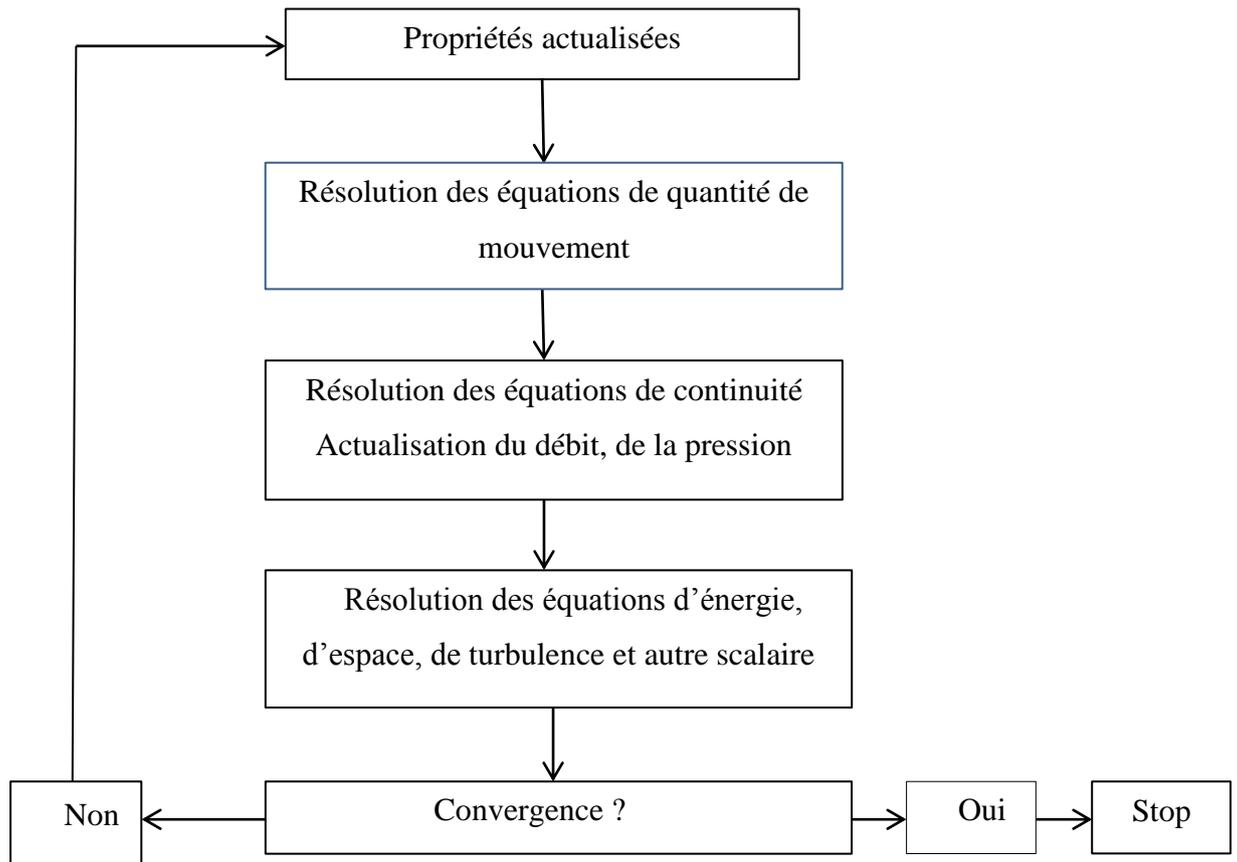


Figure 3.Méthode de résolution segregated.