

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**  
**Ministre de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique**  
**Ecole Nationale Polytechnique**



Département Hydraulique  
Laboratoire des recherches scientifiques

## **Mémoire de projet fin d'études**

**En vue de l'obtention du diplôme d'ingénieur d'état en hydraulique**

# **Simulation numérique d'un écoulement diphase gaz –liquide de type bouchon dans une conduite verticale avec ou sans jonction Té**

**Présenté par :**

Oussama BENMERABET/ Abderrahmane MAHDI

**Sous la direction de**

Dr Ibtissem BELGACEM

**Présenté et soutenu publiquement le 08/07/2020**

### **Composition du Jury :**

Président	Mme Saâdia BENMAMAR	Professeur	ENP
Promoteur	Mme Ibtissem BELGACEM	MCB	ENP
Examineur	M Salim BENZIADA	MAA	ENP
	Mme Meriem CHETIBI	Docteur	ENP
	M Rabie MESSAHLI	MAA	ENP



**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**  
**Ministre de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique**  
**Ecole Nationale Polytechnique**



Département Hydraulique

Laboratoire des recherches scientifiques

**Mémoire de projet fin d'études**

**En vue de l'obtention du diplôme d'ingénieur d'état en hydraulique**

**Simulation numérique d'un écoulement  
diphasique gaz –liquide de type bouchon  
dans une conduite verticale avec ou sans  
jonction Té.**

**Présenté par :**

Oussama BENMERABET/ Abderrahmane MAHDI

**Sous la direction de**

Dr Ibtissem BELGACEM

**Présenté et soutenu publiquement le 08/07/2020**

**Composition du Jury :**

Président	Mme Saâdia BENMAMAR	Professeur	ENP
Promoteur	Mme Ibtissem BELGACEM	MCB	ENP
Examineur	Mr Salim BENZIADA	MAA	ENP
	Mme Meriem CHETIBI	Docteur	ENP
	Mr Rebie MESSAHLI	MAA	ENP

## DEDICACE

*Je dédie ce modeste travail aux personnes qui sont les plus chers pour moi :*

*A mon meilleur Père et ma meilleure Mère qui sont présents pour moi partout et à tout moment. Mon papa, Les hommes font des hommes, et vous m'avez appris à être un homme. Ma mère, Je vous dois tout ce que j'ai atteint et ce que j'espère atteindre de la hauteur.*

*A Mon cher frère et mon bras droit Housseem et mes chères sœurs et mon tout  
Wisseem, Wiem et la petite Ritedj*

*A Mes amis de l'ENP, de Bouraoui et de Ain El Kebira*

*A Mon amie Ouissem et tous ceux qui sont prêts à m'encourager durant ces  
années d'études*

*Oussama BENMERABET*

## DEDICACE

*A ma formidable mère qui m'a toujours soutenu, qui m'a toujours encouragé et qui n'a jamais cessé de croire en moi.*

*A mon très cher père qui a toujours su me donner les meilleurs conseils pour ma réussite.*

*A mes frères Abdellah et Mohamed pour leur appui et leur encouragement.*

*A ma petite sœur Meriem qui m'a donné espoir.*

*A mon oncle pour son soutien et ses encouragements.*

*A mon encadreur pour les directives et pour les conseils permanents.*

*A tous mes enseignants qui m'ont donné une très bonne formation.*

*A mes amis : Abderraouf, Ibrahim, Abdesslam, Tarak, Ghiles, Yacine, Nail, Omer...et aussi mes collègues.*

*A mon amie Maya pour son soutien moral.*

*À toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce projet, et ont permis sa conclusion avec succès, mes remerciements les plus sincères.*

*Abderrahmane MAHDI*

## *Remerciement*

*Premièrement, nous sommes obligés de remercier Allah, qui nous a donné la volonté, la patience et la puissance pour pouvoir passer ces dures années et arriver à ce moment de finaliser nos études dans la plus prestigieuse école du pays.*

*Nous adressons nos sincères remerciements à notre directrice de mémoire de fin d'étude Madame Belgacem Ibtissem, pour nous avoir encadrer, orienter et aider.*

*Nous remercions notre professeur et directrice de laboratoire de recherche de science de l'eau de l'E,N,P Madame Benmamar Saida pour ses conseils et sa disponibilité.*

*Nous remercions vivement les membres du Jury d'avoir accepté d'évaluer notre travail.*

*Finalement, notre respect et nos remerciements sont destinés à tous les professeurs qui ont assuré le bon déroulement de notre formation à l'école nationale polytechnique d'Alger (ENP) et toute la famille polytechnicienne.*

## ملخص

تصادف التدفقات ثنائية الطور في مختلف التطبيقات الصناعية مثل هندسة البترول والكيمياء والهندسة النووية ، وما إلى ذلك. يتم ضمان توزيع السوائل في هذه المنشآت الصناعية من خلال وجود تقاطعات وتفرعات. من بين هذه التفرعات ، يصادف عادة تقاطع المحملة. غالبًا ما يتسبب هذا في حدوث تغييرات كبيرة في خصائص التدفق. التدفقات على مرحلتين في هذا النوع من التفرع لا تزال غير مفهومة بشكل جيد وتشكل عقبة خطيرة لمصممي المنشآت الصناعية.

الهدف من هذه الأطروحة هو تطوير نموذج رقمي يسمح بالتنبؤ بسلوك تدفق السوائل الغازية على مرحلتين من نوع السدادة في أنبوب بيطري مع أو بدون تقاطع.

في هذا العمل ، تم إجراء عمليات محاكاة عددية لديناميكيات الموائع (CFD) باستخدام كود الحساب FLUENT 19.0. نقدم المعلمات المختلفة مثل الضغوط والسرعات وقطرات الضغط والخطوط الحالية لتحديد الظواهر.

**الكلمات المفتاحية:** تدفق متعدد الطور ، المفاصل T ، تدفق الانسدادي، الضغط ، المحاكاة الرقمية

## ABSTRACT

Two-phase flows are encountered in various industrial applications such as petroleum engineering, chemical, nuclear engineering, etc. The distribution of fluids in these industrial installations is ensured by the presence of junctions and singularities. Among these singularities the Tee junction is commonly encountered. This often causes significant changes in the characteristics of the flow. Two-phase flows in this type of singularity are still poorly understood and constitute a serious handicap for the designers of industrial installations.

The objective of this thesis is the development of a numerical model which allows the prediction of the behavior of gas-liquid two-phase flow of the plug type in a vertical pipe with or without Tee junction.

In this work, numerical simulations of fluid dynamics (CFD) were performed with the calculation code FLUENT 19.0. We present the different parameters such as pressures, speeds, pressure drops and current lines to define the phenomena.

**Key words:** Multiphase flow, Tee junction, Slug flow, pressure, FLUENT, CFD.

## Résumé

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

L'objectif de cette thèse est le développement d'un modèle numérique qui permet la prédiction du comportement de l'écoulement diphasique gaz-liquide de type bouchon dans une conduite verticale avec ou sans jonction Té

Dans ce travail, des simulations numériques de dynamique des fluides (CFD) ont été réalisées avec le code de calcul FLUENT 19.0. Nous présentons les différents paramètres comme les pressions, les vitesses, les chutes de pressions et les lignes du courant pour bien définir les phénomènes.

**Mots clés :** Ecoulement multiphasique, Jonction Té, écoulement bouchon, pression, vitesse, FLUENT, CFD.

## SOMMAIRE

Liste des tableaux

Listes des figures

Nomenclature

Principales abréviations

Introduction Générale .....	13
1. Etat de l'art et définitions fondamentales sur les écoulement diphasique gaz-liquide. ....	15
1.1. Introduction.....	16
1.2. Classification des écoulements diphasiques .....	17
1.2.1. Ecoulement gaz-liquide.....	17
1.2.2. Ecoulement Liquide-Solid.....	20
1.2.3. Ecoulement Gaz-Solide.....	20
1.2.4. Ecoulement Liquide-Plasma.....	20
1.2.5 Ecoulement Plasma-Solide.....	21
1.2.6. Ecoulement Gaz-Plasma .....	21
1.3. Les cartographies des régimes d'écoulement en conduite horizontale .....	21
1.3.1. La carte de Baker (1954).....	22
1.3.2. La carte de Suo et Griffith (1964) .....	22
1.3.3. La Carte de Mandhane et al. (1974) .....	23
1.3.4. La carte de Taitel et Dukler (1976) .....	24
1.3.5. La carte de Steiner (1954) .....	26
1.3.6. La carte de Kattan et al (1998) .....	26
1.3.7. La carte de Hajel et al (2002) .....	27
1.3.8. La carte de Wojtan (2004).....	28
1.4. Les cartographies des régimes d'écoulement en conduite vertical .....	28
1.4.1. Carte de Taitel et al. (1980).....	28
1.4.2. La carte des configurations de Hewitt et Roberts (1969).....	29
1.5. Principaux Paramètres d'un Ecoulement Diphasique.....	29
1.5.1. Titre en vapeur .....	29
1.5.2. Taux de vide (Fraction de vide).....	30
1.5.3. Vitesses .....	30
1.6. Synthèse des travaux antérieur réalisés sur la jonction Té.....	32
1.7. Conclusion .....	34
2. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide.....	35
2. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulement diphasiques gaz-liquide ...	36
2.1. Introduction.....	36
2.2. La modélisation des écoulements diphasiques .....	36
2.2.1. Formulation mathématique .....	36



2.2.2. Formulation mathématique du modèle de mixture .....	37
2.2.3. Méthode de modélisation d'écoulement diphasique .....	38
2.3. La modélisation de la turbulence.....	40
2.3.1. Les équations de Navier-Stokes .....	40
2.3.2. Les modèles de turbulence .....	41
2.3.3. Méthode numérique de résolution des équations.....	47
2.4. Conclusion .....	52
3. Etude numérique.....	53
3. Etude numérique.....	54
3.1. Introduction.....	54
3.2. Présentation du code de calcul FLUENT .....	54
3.3. Simulation numérique.....	57
3.3.1 Le choix du modèle de turbulence.....	57
3.3.2 Procédures numériques .....	57
3.3.3. Etapes de simulation sous fluent .....	58
3.4. Cas d'application de l'étude.....	66
3.5. Procédure numérique .....	66
3.5.1. Géométrie du problème.....	66
3.5.2. Conditions aux limites opératoires .....	68
3.6. Conclusion .....	69
4. Résultats et discussions.....	70
4. Résultats et discussions.....	71
4.1 Introduction.....	71
4.2. Conduite verticale .....	71
4.2.1. Étude de maillage et choix du modèle de turbulence.....	71
4.2.2 Simulation du régime d'écoulement bouchon dans la conduite verticale .....	74
4.2.3. Evolutions du régime slug.....	79
4.2.4. Évolutions de la pression au long de la conduite .....	80
4.2.5. Profile de vitesse .....	82
4.3. Conduite verticale en présence d'une jonction en Té.....	84
4.3.1. Étude du maillage.....	84
4.3.2. L'influence de la jonction Té sur les configurations d'écoulement diphasique .....	86
4.3.3. Étude de la pression diphasique au niveau de la jonction Té.....	90
4.3.4. Les vitesses dans les conduites.....	92
4.3.5. Les lignes des courants.....	97
4.4. Conclusion .....	103
Conclusion générale.....	104
Références bibliographiques.....	105

## LISTE DES TABLEAUX

<b>Tableau 1.1.</b> Domaine de validité de la carte de Mandhane et al. (1974).....	24
<b>Tableau 2.1.</b> Les constantes des modèles de turbulence spalart-allmaras.....	43
<b>Tableau 2.2.</b> Les constantes des modèles de turbulence.....	46
<b>Tableau 2.3.</b> Valeur des constantes du modèle RSM. ....	47
<b>Tableau 2.4.</b> Terme des équations généralisées.....	48
<b>Tableau 3.1.</b> Schéma de discrétisation .....	57
<b>Tableau 4.1.</b> Caractéristiques des mailles. ....	72
<b>Tableau 4.2.</b> Conditions opératoires de la simulation test. ....	73
<b>Tableau 4.3.</b> Propriété des fluides. ....	74
<b>Tableau 4.4.</b> Tableau des conditions aux limites.....	75
<b>Tableau 4.5.</b> Caractéristiques des mailles. ....	84

## LISTE DES FIGURES

<b>Figure 1.1.</b> Configurations d'écoulements diphasiques en conduite horizontale. ....	19
<b>Figure 1.2.</b> Configurations d'écoulements diphasiques en conduite Verticale. ....	20
<b>Figure 1.3.</b> Carte d'écoulement de Baker (1954) pour écoulement horizontal avec $\rho_{eau}=1000 \text{ kg/m}^3$ , $\rho_{air}=1.23 \text{ kg/m}^3$ , $\mu_{eau}=10e-3 \text{ Ns/m}^2$ et $\sigma_{eau}=0.072 \text{ N/m}$ . ....	22
<b>Figure 1.4.</b> Carte d'écoulement de Suo et Griffith (1964). ....	23
<b>Figure 1.5.</b> Carte de Mandhane et al. (1974). ....	24
<b>Figure 1.6.</b> Carte d'écoulement de Taitel et Dukler (1976) pour écoulement. ....	25
<b>Figure 1.7.</b> Carte d'écoulement de Steiner (1993). ....	26
<b>Figure 1.8.</b> Carte d'écoulement de Kattan et al. (1998) pour le R134 a : $D=10\text{mm}$ . ....	27
<b>Figure 1.9.</b> Carte d'écoulement de Hajal et al. (2002). ....	27
<b>Figure 1.10.</b> Carte d'écoulement de Wojtan (2004). ....	28
<b>Figure 1.11.</b> Carte de Taitel et al. (1980) ....	29
<b>Figure 1.12.</b> Carte de Hewitt et Roberts (1969). ....	29
<b>Figure 1.13</b> Section du taux de vide. ....	30
<b>Figure 2.1.</b> Fraction volumique associée à une interface sur un maillage discret. ....	39
<b>Figure 2.2.</b> Méthodes de discrétisation des équations différentielles. ....	49
<b>Figure 2.3.</b> Discrétisation en volumes finis du domaine d'étude dans le cas bidimensionnel. ....	50
<b>Figure 3.1.</b> Algorithme de calcul Fluent. ....	56
<b>Figure 3.2.</b> L'architecture de Fluent. ....	57
<b>Figure 3.3.</b> Méthode de résolution segregated. ....	55
<b>Figure 3.4.</b> Fenêtre de sélection le solveur instable. ....	59
<b>Figure 3.5.</b> Fenêtre de sélection des fluides utilisés. ....	59
<b>Figure 3.6.</b> Fenêtre de sélection du modèle multiphasique. ....	55
<b>Figure 3.7.</b> Fenêtre de sélection du modèle de turbulence. ....	56
<b>Figure 3.8.</b> Fenêtre de modifier les nom des phases. ....	60
<b>Figure 3.9.</b> Fenêtre de modifier les nom des phases. ....	61
<b>Figure 3.10.</b> Fenêtre d'introduction de la gravité et la densité opératoire. ....	61
<b>Figure 3.11.</b> Fenêtre de sélection de la phase d'entré (air). ....	62
<b>Figure 3.12.</b> Fenêtre d'introduction de la vitesse d'entré de la phase (air). ....	62
<b>Figure 3.13.</b> Fenêtre de sélection de la phase d'entré (eau). ....	63
<b>Figure 3.14.</b> Fenêtre d'introduction de la vitesse d'entré de la phase (eau). ....	63
<b>Figure 3.15.</b> Fenêtre d'introduction la fraction de volume (eau). ....	64
<b>Figure 3.16.</b> Fenêtre de sélection de l'algorithme de couplage et des schémas de discrétisation. ....	64
<b>Figure 3.17.</b> Fenêtre d'initialisation. ....	65
<b>Figure 3.18.</b> Fenêtre de sélection de lancement des calculs. ....	65
<b>Figure 3.19.</b> Géométrie partie vertical. ....	67
<b>Figure 3.20.</b> Géométrie etudie. ....	67
<b>Figure 3.21.</b> injecteur d'eau et d'air. ....	68
<b>Figure 4.1.</b> Les mailles de calcul pour la conduite verticale ....	72
<b>Figure 4.2.</b> Convergence de la pression en fonction de maillage. ....	73
<b>Figure 4.3.</b> Représentation les conditions sur la carte de weisman et al (1983). ....	75
<b>Figure 4.4.</b> Composantes de l'écoulement bouchon. ....	76
<b>Figure 4.5.</b> Identification de l'écoulement bouchon. ....	77
<b>Figure 4.6.</b> Signal de pression correspondant au régime bouchon (Belgacem et al., 2013) ....	77
<b>Figure 4.7.</b> Variation de la pression en fonction de temps (a), (b) et (c). ....	79
<b>Figure 4.8.</b> Le comportement d'écoulement bouchon. ....	80
<b>Figure 4.9.</b> Évolutions de la pression au long de la conduite (a), (b) et (c). ....	82
<b>Figure 4.10.</b> Profiles des vitesses (a), (b) et (c). ....	84
<b>Figure 4.11.</b> les mailles de calcul de la jonction Té. ....	85
<b>Figure 4.12.</b> Evolution de la pression en fonction du maillage pour la deuxième géométrie (jonction Té). ....	86

<b>Figure 4.13.</b> Capture du régime pour le couple 1. ....	87
<b>Figure 4.14.</b> Capture du régime pour le couple 2. ....	88
<b>Figure 4.15.</b> Capture du régime pour le couple 3. ....	89
<b>Figure 4.16.</b> Les branches de la géométrie. ....	90
<b>Figure 4.17.</b> La distribution de la chute de pression pour le couple 1.....	90
<b>Figure 4.18.</b> La distribution de la chute de pression pour le couple 2.....	91
<b>Figure 4.19.</b> la distribution de la chute de pression pour le couple 3.....	91
<b>Figure 4.20.</b> Évolution des profils des vitesses suivant $Y=0.5m$ et $Y=0.75m$ . ....	93
<b>Figure 4.21.</b> Évolution des profils des vitesses suivant $X=0.263m$ et $X=0.513m$ .....	95
<b>Figure 4.22.</b> Évolution des profils des vitesses suivant $X=-0.25m$ et $X=-0.5m$ .....	96
<b>Figure 4.23.</b> Les lignes du courant pour le couple 1.....	98
<b>Figure 4.24.</b> Zoom sur les lignes de courant pour couple 1. ....	99
<b>Figure 4.25.</b> Les lignes du courant pour le couple 2.....	100
<b>Figure 4.26.</b> Zoom sur les lignes du courant pour le couple 2. ....	101
<b>Figure 4.27.</b> Les lignes du courant pour le couple 3.....	102
<b>Figure 4.28.</b> Zoom sur les lignes de courant pour le couple 3. ....	103

## NOMENCLATURE

A	Section totale (m <sup>2</sup> )
$A_l$	Surface totale occupée par le liquide (m <sup>2</sup> )
$A_g$	Surface totale occupée par le gaz (m <sup>2</sup> )
X	Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler (1976)
$F_A$	Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler (1976)
T	Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler (1976)
$K_c$	Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler (1976)
$T_D$	Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler (1976)
$G_g$	Flux massique gaz (kg.s <sup>-1</sup> )
$G_l$	Flux massique liquide (kg.s <sup>-1</sup> )
D	Diamètre de la conduite (m)
$J_g$	Vitesse superficielle de la phase gaz (m.s <sup>-1</sup> )
$J_l$	Vitesse superficielle de la phase liquide (m.s <sup>-1</sup> )
$J_m$	Vitesse de mélange (m.s <sup>-1</sup> )
P	Pression d'un écoulement monophasique (Pa)
$Q_g$	Débit volumique gaz (m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup> )
$Q_l$	Débit volumique liquide (m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup> )
T	Température (°C)
u	Vitesse de l'écoulement monophasique (m.s <sup>-1</sup> )
$u_g$	Vitesse de la phase gazeuse (m.s <sup>-1</sup> )
$u_l$	Vitesse de la phase liquide (m.s <sup>-1</sup> )
G	Flux massique total (kg.s <sup>-1</sup> )
$G_l$	Flux massique de gaz (kg.s <sup>-1</sup> )
$G_g$	Flux massique de liquide (kg.s <sup>-1</sup> )
$\rho$	Masse volumique (kg.m <sup>-3</sup> )
$\Lambda$	Coefficients de correction dans le modèle de (Baker 1954)
$\rho_g$	Masse volumique de la phase gazeuse (kg.m <sup>-3</sup> )
$\rho_l$	Masse volumique de la phase liquide (kg.m <sup>-3</sup> )
$\rho_{eau}$	Masse volumique de l'air (kg.m <sup>-3</sup> )
$\rho_{air}$	Masse volumique de l'eau (kg.m <sup>-3</sup> )
$\mu_e$	Viscosité cinématique de l'eau (kg.m <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> )
$\psi$	Coefficients de correction dans le modèle de (Baker 1954)
$\sigma T_{eau}$	Tension superficielle de l'eau (N.m <sup>-1</sup> )
F	Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler (1976)
h	Le coefficient d'échange (-)
$\dot{m}$	Débit massique totale (kg.s <sup>-1</sup> )
$\dot{m}_g$	Débit massique de la phase gazeuse (kg.s <sup>-1</sup> )
$\dot{m}_l$	Débit massique de la phase liquide (kg.s <sup>-1</sup> )
St	Nombre de Strouha (-)
L	Longueur (m)
g	Accélération de la pesanteur (m.s <sup>-2</sup> )

$\alpha_g$	Taux de vide (-)
$\alpha_l$	Fraction de liquide (-)
$\Delta P_a$	Chute de pression dans la zone bouchon (Pa)
$\Delta P_b$	Chute de pression du bouchon (Pa)
$\Delta P_f$	Chute de pression dans la zone du film (Pa)
$C_c$	Vitesse superficielle totale (m.s <sup>-2</sup> )
$Fr_M$	Nombre de Froude du mélange (-)
$Fr_{crit}$	Nombre de Froude critique (-)
$Re_b$	Nombre de Reynolds liquide dans le bouchon (-)
$J_b$	Vitesse bouchon (m.s <sup>-2</sup> )
Bo	Nombre de Bond (-)
$V_m$	Vitesse de mélange (m.s <sup>-1</sup> )
$\tilde{A}$	Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler (1976)
$\tilde{D}_f$	Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler (1976)
$\tilde{D}$	Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler (1976)
$S_f$	Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler (1976)
$\tilde{S}$	Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler (1976)
$\tilde{S}$	Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler (1976)
$\tilde{U}$	Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler (1976)
$\zeta$	Période des ondes précurseurs des bouchons (-)
$\alpha_k$	La fraction du volume de la phase k (-)
$\Gamma_k$	Le taux de génération de masse par la phase k à l'interface (-)
$M_k$	La source moyenne du moment interfacial pour la phase k (-)
$\tau_k$	Le tenseur de contrainte visqueuse moyenne (N.mm <sup>-2</sup> )
$\tau_{Tk}$	Le tenseur de contrainte turbulente (N.mm <sup>-2</sup> )
$u_{Fk}$	La composante fluctuante de la vitesse (m.s <sup>-1</sup> )
$\rho_m$	La masse volumique de mélange (kg.m <sup>-3</sup> )
$c_k$	Fraction massique (-)
$u_{Mk}$	La vitesse de diffusion (m.s <sup>-1</sup> )
$k$	L'énergie cinétique turbulente (J)
$\nu_t$	Viscosité turbulente (kg.m <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> )
$l_m$	La longueur de mélange (m)

## Principales abréviations

CFD	Computational Fluid Dynamics
SIMPLE	Semi-Implicit Method for a Pressure Linked Equations
VOF	Volume Of Fluid
SS	Severe Slug
TDMA	Tri-Diagonal Matrix

**L**a plupart des circuits hydrauliques comprennent des embranchements en forme de Té. On peut citer à titre d'exemple les cas suivants :

Dans les réseaux de distribution de vapeur utilisés pour la récupération assistée du pétrole, les nombreux branchements en Té compliquent la gestion des débits de vapeur injectée dans chaque puits.

Lorsqu'une brèche apparaît sur une conduite de façon accidentelle, cette brèche peut être considérée comme un Té ayant une branche latérale très courte.

Dans l'industrie pétrolière, un Té peut être utilisé comme séparateur, cette technique de mini séparateur de phases présente des avantages par rapport aux séparateurs conventionnels en raison de sa simplicité, sa géométrie, son prix moins cher, sa taille compacte, aussi ce dernier nécessite qu'un entretien minimal.

La présence d'une jonction en Té sur un circuit parcouru par un écoulement diphasique provoque deux phénomènes majeurs :

Les deux phases ne se répartissent pas de la même manière dans chaque branche du Té. Les proportions de chaque phase à l'aval de la jonction seront différentes de celles rencontrées à l'amont: c'est le phénomène de ségrégation des phases. La conception d'un circuit doit prendre en compte ces modifications de la configuration d'écoulement aval. D'autre part, une singularité engendre une dissipation d'énergie qu'il convient de modéliser. La connaissance de l'évolution de la pression dans un Té permet un dimensionnement rationnel du circuit.

Afin de concevoir des circuits présentant des Tés, de nombreuses études expérimentales ont été entreprises. Celles-ci ont permis de produire des corrélations prédisant les deux phénomènes. Cependant, ces résultats ne sont souvent valables que pour une configuration d'écoulement et une géométrie proche de celles de l'expérience. Les études théoriques prenant en compte les phénomènes physiques dans un Té sont en revanche, beaucoup plus rares. En ce qui concerne les pertes de pression, il n'y a pas de modèle cohérent expliquant le phénomène.

### **But et objectifs de l'étude**

Cette étude à caractère essentiellement numérique, s'inscrit donc dans le contexte des écoulements diphasiques en conduites, Le travail présenté dans ce mémoire s'intéresse à l'étude de l'écoulement diphasique dans une conduite verticale avec ou sans jonction Té. Des simulations numériques ont été conduites en utilisant le code commercial Fluent 19.1.

Les objectifs de ce mémoire sont résumés dans les points suivants :

- Avoir une idée fondamentale sur les écoulements diphasiques
- Pouvoir se familiariser avec la simulation numérique et le code de calculé fluent

- Etudier le comportement d'un écoulement diphasique et ses différents paramètres dans une conduite verticale avec ou sans jonction Té.

### **Présentation du manuscrit**

Ce mémoire se découpe en quatre chapitres :

#### **Chapitre 1**

Ce chapitre est une présentation bibliographique des définitions et résultats utiles concernant les écoulements diphasiques. On rappelle dans un premier temps le principe de la classification des différentes configurations possibles lorsqu'un gaz et un liquide s'écoulent co-couramment dans une conduite. On s'intéresse, dans un second temps, aux cartographies des écoulements diphasiques, ainsi qu'à leurs différents paramètres. Ensuite, nous présenterons une synthèse de quelques travaux concernant l'écoulement diphasique en jonction Té.

#### **Chapitre 2**

Le deuxième chapitre est consacré principalement pour la partie numérique dans lequel on présente les équations de mécanique des fluides régissant les écoulements diphasiques, ainsi que les différents modèles de turbulence et de diphasique et la méthode de simulation.

#### **Chapitre 3**

Ce chapitre est une présentation de l'outil utilisé dans ce mémoire qui est le Code numérique fluent ainsi que les différentes étapes suivies lors de cette simulation.

#### **Chapitre 4**

Au cours de ce chapitre les résultats de simulation seront présentés et ils vont être accompagnés par des discussions et des interprétations.

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 1**  
**Etat de l'art et définitions**  
**fondamentales sur les écoulement**  
**diphasique gaz-liquide.**

# 1. Etat de l'art et définitions fondamentales sur les écoulements diphasique gaz – liquide

## 1.1. Introduction

Avant d'étudier les écoulements diphasiques, nous devons donner une définition de l'écoulement diphasique. Par écoulement diphasique, nous entendons un problème d'écoulement spécial dans lequel nous devons considérer simultanément la mécanique de deux phases de la matière. D'après la description macroscopique de la matière, il est bien connu que nous pouvons diviser la matière en quatre phases ou états : solide, liquide, gazeux et plasma (gaz ionisé). À l'exception de l'état solide, la matière dans les trois autres états peut être déformée sans appliquer aucune force, à condition que le changement de forme ait lieu sur une durée suffisamment longue. Le terme fluide a été utilisé comme nom général pour les trois états de la matière : liquide, gaz et plasma. En outre, lorsqu'un grand nombre de petites particules solides s'écoulent dans un fluide, si la vitesse du fluide est suffisamment élevée, le comportement de ces solides est similaire à celui d'un fluide ordinaire. On peut considérer ces particules solides comme un pseudo-fluide. Dans de bonnes conditions, nous pouvons traiter les problèmes d'écoulement de fluide pour les solides (pseudo-fluides), les liquides, les gaz et le plasma.

En mécanique des fluides classique, nous traitons les problèmes d'écoulement d'un fluide homogène qui est dans un seul état, c'est-à-dire à l'état liquide, gazeux ou plasma. Dans de tels problèmes, les corps solides dans le champ d'écoulement sont généralement supposés être des corps rigides de sorte que les solides peuvent être considérés comme des conditions aux limites données des problèmes d'écoulement de fluide. Cependant, dans de nombreux problèmes d'ingénierie ainsi que dans l'écoulement des fluides dans la nature, nous devons traiter les problèmes d'écoulement d'un mélange de substances dans différents états et les corps solides peuvent ne pas être considérés comme des corps rigides de forme donnée. Un tel système peut être appelé, en général, le système polyphasique et l'écoulement correspondant peut être appelé écoulement diphasique. Les types d'écoulements polyphasiques les plus courants consistent en deux phases de certaines substances uniquement.

Les écoulements diphasiques peuvent être divisés en deux groupes : le premier groupe comprend les problèmes d'écoulement du mélange de deux phases des quatre états : solide (pseudo-fluide), liquide, gazeux et plasma. Ces deux phases peuvent être mélangées de manière homogène ou non homogène. Les écoulements diphasiques ordinaires ne concernent que les problèmes de ce premier groupe. Le groupe est constitué des problèmes d'écoulement dans lesquels l'interaction entre deux phases de matière à travers leur interface est importante. Dans chaque phase, la matière est un milieu homogène mais il faut considérer simultanément la mécanique de ces deux phases car elles sont couplées par leur interface. Dans ce livre, les deux

groupes seront discutés afin d'avoir une image globale de l'ensemble du champ des écoulements diphasiques.

## **1.2. Classification des écoulements diphasiques**

Étant donné que les propriétés d'une substance dans un état différent sont très différentes, les écoulements à deux phases doivent être classés en fonction des états dans le champ d'écoulement. Chaque classe doit être traitée indépendamment de l'autre. On peut donc classer les écoulements diphasiques comme suit :

### **1.2.1. Ecoulement gaz-liquide**

Il existe de nombreux problèmes d'ingénierie qui impliquent l'écoulement simultané de liquide et de gaz tels que les chaudières, les condenseurs, les pipelines de pétrole et de gaz naturel, etc. Lorsque nous étudions le mélange de liquide et de gaz, le champ d'écoulement résultant dépend de la quantité relative de liquide et gaz. Le phénomène d'une petite quantité de gaz dans une grande quantité de liquide est différent du cas où une petite quantité de liquide est dans une grande quantité de gaz. De plus, la position relative du liquide et celle du gaz introduisent également des complications dans le traitement des écoulements liquide-gaz. Par conséquent, nous pouvons diviser davantage les flux de gaz liquide en plusieurs classes spéciales de l'écoulement comme suit :

#### **1.2.1.1. 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.

#### **1.2.1.2. 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.

#### **1.2.1.3. L'écoulement ondulé**

Pour des vitesses de gaz plus importantes, l'interface a tendance à se déformer et des petites vagues apparaissent à la surface. Les travaux sur la stabilité des écoulements diphasiques en conduite horizontale montrent que les domaines d'existence des régimes stratifiés et ondulés sont définis par une courbe nommée ZNS (zero neutral stability) (*Brauner et Maron, 1992*) ou encore KVH (Viscous Kelvin-Helmholtz) (*Trallero, 1995*)

.Cette courbe est issue de l'étude des instabilités de type Kelvin –Helmholtz, réalisée à partir de la formulation temporelle des équations du modèle à deux fluides.

#### **1.2.1.4. 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.

#### **1.2.1.5. L'écoulement dispersé**

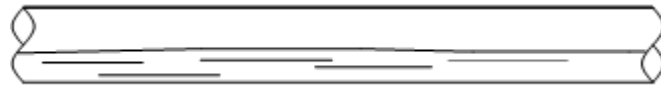
C'est un écoulement dans lequel les bulles de gaz se déplacent le long de la partie supérieure de la conduite. Ces bulles sont distribuées au sein d'une phase liquide continue. Avec une augmentation du débit du gaz, le nombre de bulles augmente jusqu'à remplir entièrement la section droite de la conduite.

#### **1.2.1.6. L'écoulement annulaire**

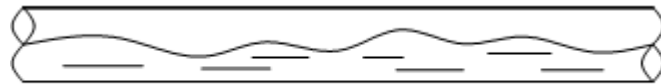
Lorsque la proportion et le débit de la phase gazeuse sont très élevés, le liquide ne peut plus être assimilé par l'écoulement et reste confiné aux parois de la conduite formant alors un anneau dont la face interne est ondulée par la turbulence. Le régime annulaire est ainsi caractérisé par la continuité 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.



Écoulement à bulles allongées



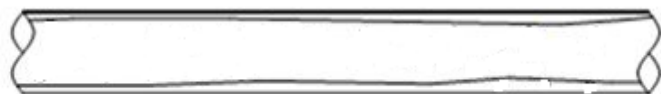
Écoulement stratifié



Écoulement ondulé



Écoulement à bouchons

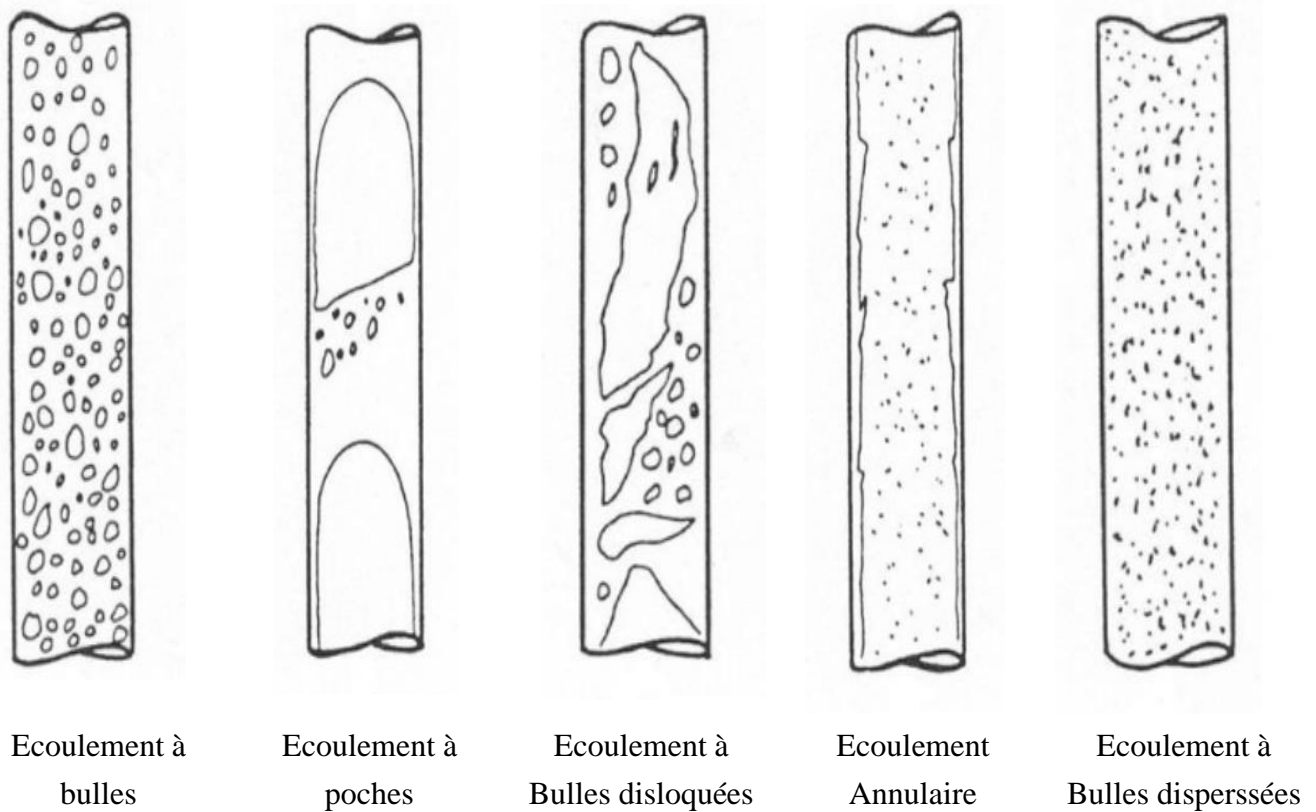


Écoulement annulaire



Écoulement dispersé

**Figure 1.1.** Configurations d'écoulements diphasiques en conduite horizontale.



**Figure 1.2.** Configurations d'écoulements diphasiques en conduite Verticale.

### 1.2.2. Ecoulement Liquide-Solid

Nous considérons le premier groupe d'écoulements diphasiques d'un mélange de particules liquides et solides. Nous pouvons diviser ce problème en trois classes. Si le volume des particules solides est beaucoup plus petit que celui du liquide, nous avons les problèmes bien connus de sédimentation en hydraulique. Si le volume du liquide est beaucoup plus petit que celle du solide, nous avons essentiellement l'écoulement de liquide à travers les milieux poreux. Dans la troisième classe, nous avons le cas où le volume des particules solides n'est pas négligeable par rapport à celui du liquide et les particules solides se mélangent de manière homogène avec le liquide.

### 1.2.3. Ecoulement Gaz-Solide

Pour les écoulements diphasiques de solide et de gaz, nous avons également deux groupes : l'un est le mélange de gaz et de particules solides et l'autre est l'interaction du solide et du gaz à travers l'interface entre les deux phases.

### 1.2.4. Ecoulement Liquide-Plasma

Dans les trois dernières sections, nous négligeons les effets des champs électromagnétiques sur les écoulements biphasiques. Il existe de nombreux écoulements diphasiques dans lesquels les

champs électromagnétiques jouent un rôle important. Afin d'avoir des effets importants des champs électromagnétiques, le milieu peut être électriquement conducteur ou magnétisé. L'un de ces problèmes concerne l'écoulement d'un mélange de liquide et de plasma. Le plasma étant un gaz ionisé, cette classe de problèmes est similaire à celle des écoulements liquide-gaz, sauf que dans ce cas, nous devons considérer les forces électromagnétiques sur le plasma. Un autre cas important est le mélange d'un liquide électriquement conducteur et d'un gaz ou d'un plasma.

### 1.2.5 Ecoulement Plasma-Solide

La théorie des écoulements plasma-solide présente de nombreuses similitudes avec celle de l'écoulement gaz-solide, sauf que les forces électromagnétiques doivent être considérées ici. Bien entendu, dans les écoulements plasma-solide, nous incluons le cas où les particules solides sont chargées électriquement. Les effets électromagnétiques peuvent produire des champs d'écoulement qui ne peuvent être obtenus dans le cas des fluides neutres comme ils sont bien connus dans de nombreux problèmes magneto gas dynamic. De plus, les phénomènes d'écoulement pour un mélange de gaz électrifié et de particules solides diffèrent considérablement de ceux sans électrification.

### 1.2.6. Ecoulement Gaz-Plasma

Même si le gaz et le plasma peuvent être considérés comme deux phases différentes, il existe de nombreuses similitudes entre le gaz et le plasma. Ainsi, ils peuvent être considérés comme une seule phase dans de nombreux problèmes de dynamique des fluides, sauf que nous devons également considérer les forces électromagnétiques dans la dynamique du plasma. Bien entendu, dans certains cas extrêmes, le comportement d'un plasma diffère grandement de celui d'un gaz neutre, notamment lorsque l'interaction entre le plasma et le champ électromagnétique est forte. Le nom de plasma a été initialement adopté uniquement pour le gaz entièrement ionisé dans lequel nous n'avons que des particules chargées électriquement. Ainsi, un plasma partiellement ionisé est un mélange de gaz et de plasma entièrement ionisé.

## 1.3. Les cartographies des régimes d'écoulement en conduite horizontale

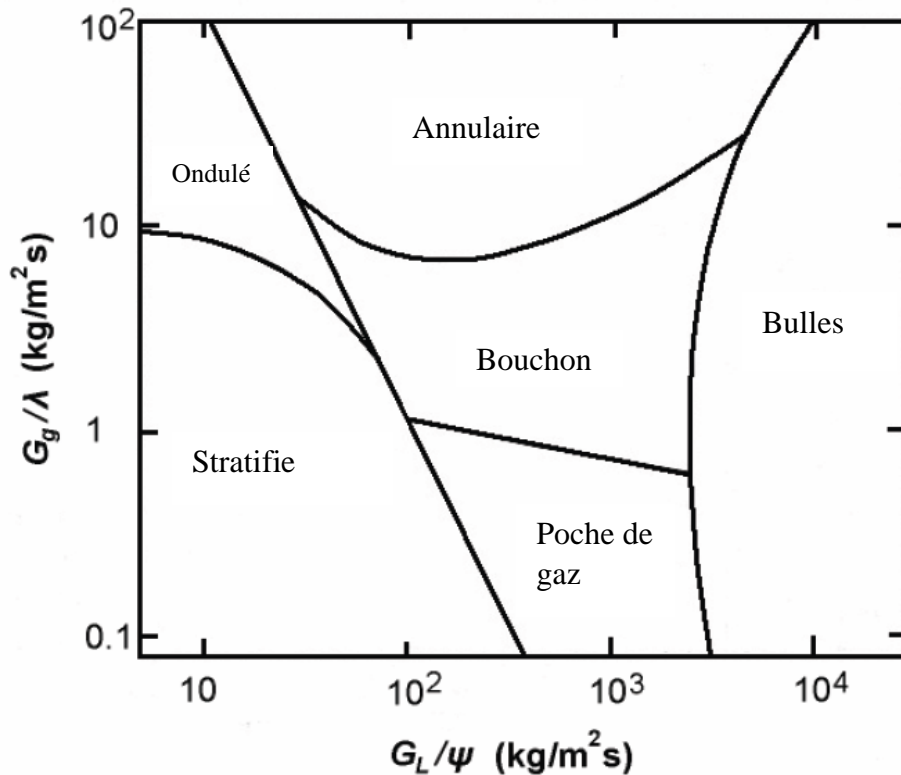
Une carte d'écoulement représente graphique bidimensionnelle développée pour prévoir les régimes d'écoulement diphasique. Les systèmes de coordonnées qui la définissent sont choisis parmi les variables de l'écoulement diphasique. Ces derniers sont différents selon les auteurs. Les frontières entre les différents régimes n'ont jamais été bien définies et les zones de transition sont relativement étendues. La première carte fut celle de Baker (1954) proposée pour un écoulement horizontal (Figure 1.3). Les axes sont définis en termes de  $GG / \lambda$  et  $GL / \Psi$ , où

$$\lambda = \left( \frac{\rho_G \rho_L}{\rho_{air} \rho_{eau}} \right)^{1/2} \quad (1.1)$$

$$\Psi = \frac{\sigma_{\text{eau}}}{\sigma} \left( \frac{\mu_L}{\mu_{\text{eau}}} \left[ \frac{\rho_{\text{eau}}}{\rho_L} \right]^2 \right)^{1/3} \quad (1.2)$$

### 1.3.1. La carte de Baker (1954)

La carte de Baker (1954) fonctionne bien pour les mélanges eau-air et huile-gaz dans les tubes de petits diamètres,  $d \leq 50$  mm.

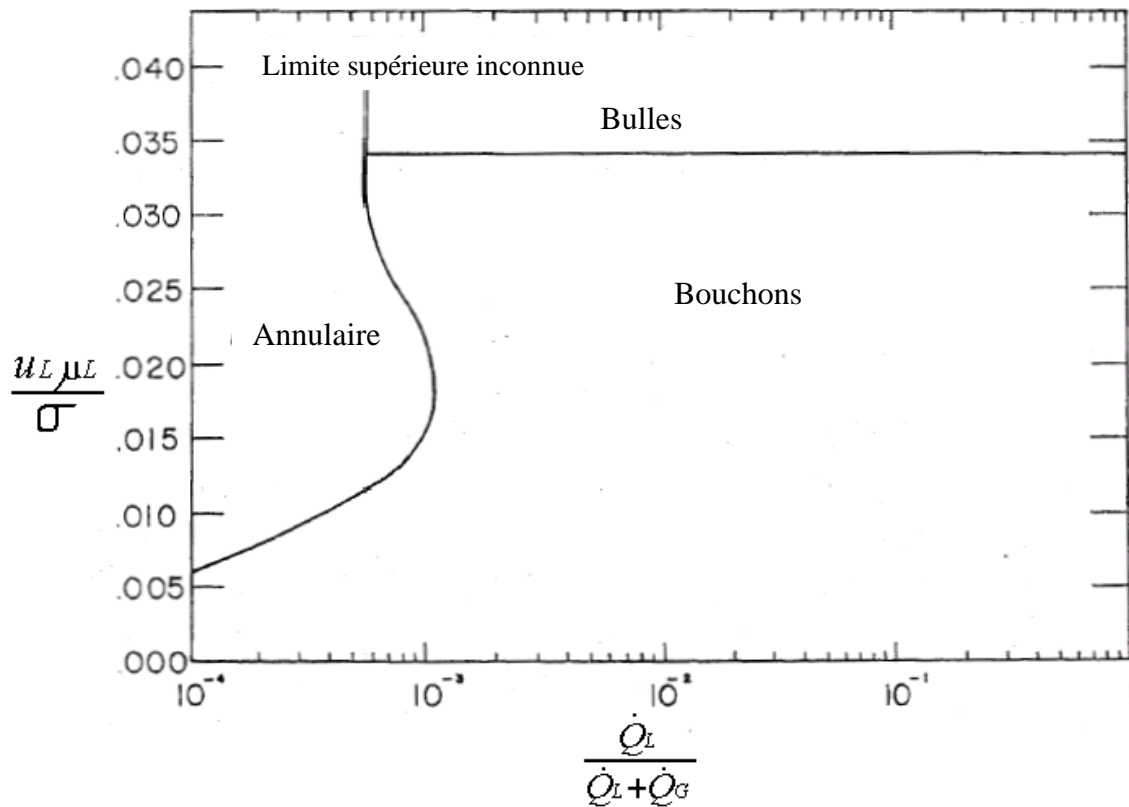


**Figure 1.3.** Carte d'écoulement de Baker (1954) pour écoulement horizontal avec  $\rho_{\text{eau}}=1000$  kg/m<sup>3</sup>,  $\rho_{\text{air}}=1,23$  kg/m<sup>3</sup>,  $\mu_{\text{eau}}=10 \times 10^{-3}$  Ns/m<sup>2</sup> et  $\sigma_{\text{eau}}=0,072$  N/m.

### 1.3.2. La carte de Suo et Griffith (1964)

Parmi les premières études qui ont décrit les régimes d'écoulement dans les microcanaux, figure celle proposée par Suo et Griffith (1964). L'écoulement diphasique adiabatique a été étudié dans des tubes horizontaux dans différentes conditions. Les auteurs ont conclu que les caractéristiques du régime d'écoulement capillaire à bouchons indiquent que les forces de tension superficielle prédominent au-dessus des forces de pesanteur dans l'écoulement (Figure 1.4).





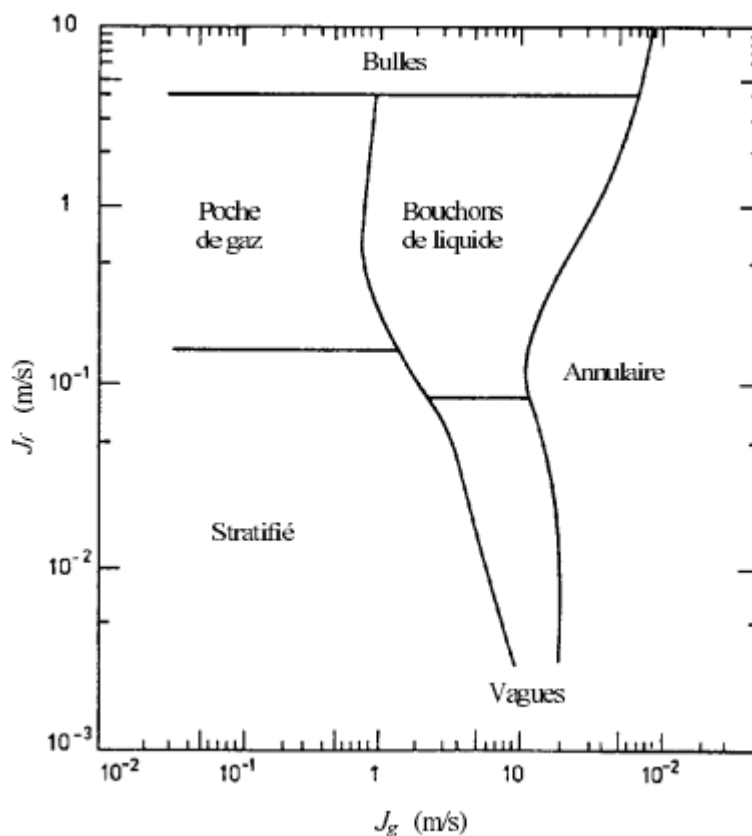
**Figure 1.4.** Carte d'écoulement de Suo et Griffith (1964).

### 1.3.3. La Carte de Mandhane et al. (1974)

La carte de Mandhane et al. (1974) est basée sur près de 6000 observations dont près de 1200 relatives à des écoulements eau-air. Elle utilise la représentation  $J_l$  et  $J_g$  où  $J_g$  est évalué aux conditions de pression et de température de l'écoulement dans la zone d'intérêt. La carte de Mandhane et al (1974) est valable quel que soit le couple de fluides considéré pour des paramètres variant dans les gammes indiquées au tableau (1.1)

**Tableau 1.1.** Domaine de validité de la carte de Mandhane et al. (1974)

Diamètre intérieur de la conduite	1,3 – 16,5	cm
Masse volumique du liquide	705 - 1009	Kg/m <sup>3</sup>
Masse volumique du gaz	0,8 – 50,5	Kg/m <sup>3</sup>
Viscosité du liquide	$3.10^{-4} - 9.10^{-4}$	Pa.s
Viscosité du gaz	$10^{-5} - 2,2.10^{-5}$	Pa.s
Tension interfaciale	0,024 – 0,103	N/m
Vitesse apparente du liquide $J_l$	0,10 - 730	cm/s
Vitesse apparente du gaz $J_g$	0,04 - 170	m/s



**Figure 1.5.** Carte de Mandhane et al. (1974).

### 1.3.4. La carte de Taitel et Dukler (1976)

La carte d'écoulement proposée par Taitel et Dukler (1976) a été largement appliquée pour l'écoulement diphasique adiabatique (Figure 1.6). Le régime d'écoulement est en fonction de certains paramètres :

- Paramètre de Martinelli

$$X = \left[ \frac{(dp/dz)_L}{(dp/dz)_G} \right]^{1/2} \quad (1.3)$$

- Nombre de Froude

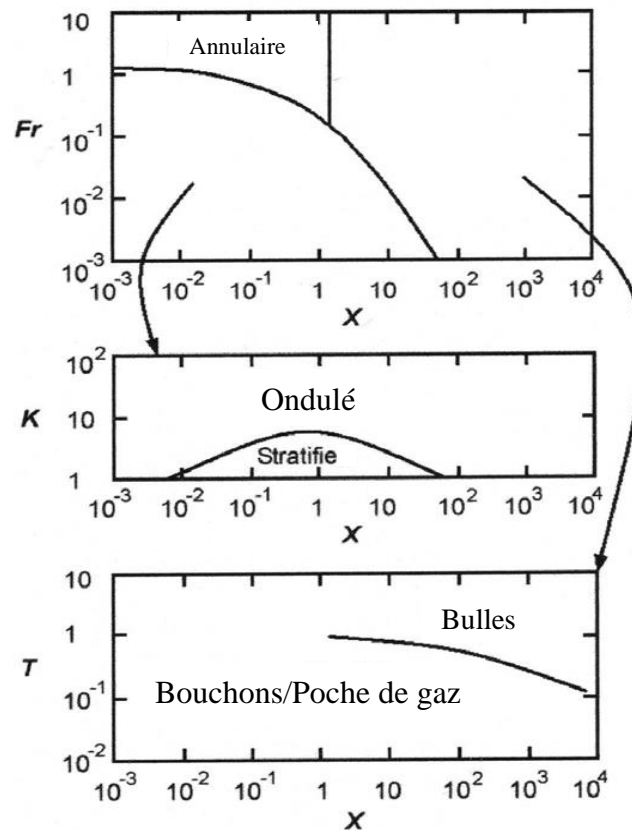
$$Fr = \frac{G_G}{[\rho_G(\rho_L - \rho_G)d_g]^{1/2}} \quad (1.4)$$

- T

$$T = \left[ \left| (d_p/d_z)_L \right| / g(\rho_L - \rho_G) \right]^{1/2} \quad (1.5)$$

- K

$$K = Fr \left[ \frac{G_L d}{\mu_L} \right]^{1/2} \quad (1.6)$$



**Figure 1.6.** Carte d'écoulement de Taitel et Dukler (1976) pour écoulement.

### 1.3.5. La carte de Steiner (1954)

Les cartes d'écoulement adiabatique, telles que la carte de Baker (1954) ou la carte de Taitel et Dukler (1976), ont montré une faible précision dans la prédiction des régimes d'écoulement dans les écoulements diphasiques adiabatiques. En se basant sur la carte de Taitel et de Dukler (1976), Steiner (1993) a développé une carte d'écoulement adiabatique basée sur les données du R12 et R22 avec le titre sur l'axe horizontal et la vitesse massique sur l'axe vertical comme le montre la Figure (1.7).

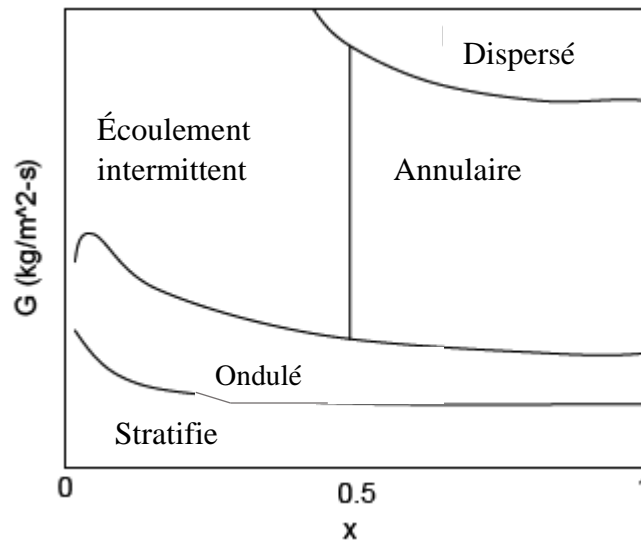


Figure 1.7. Carte d'écoulement de Steiner (1993).

### 1.3.6. La carte de Kattan et al (1998)

Plus tard, il a été constaté que les frontières ou les transitions des régimes d'écoulement, dans les cartes d'écoulement pour les écoulements diphasiques en régime d'ébullition des réfrigérants, diffèrent de manière significative de celles présentées dans des écoulements diphasiques adiabatiques. En fait, pour des procédés d'écoulement en ébullition, le transfert de masse joue un rôle important dans la distribution dynamique des phases et par conséquent le régime d'écoulement. Kattan et al. (1998) a amélioré la carte de Steiner (1993) en modifiant les axes de la carte pour une application plus maniable aux écoulements d'évaporation et en incluant les influences du flux de chaleur et de l'assèchement sur la transition des régimes d'écoulement (Figure 1.8). La nouvelle carte d'écoulement est basée sur les données des réfrigérants R134a, R123, R402A et R404A dans les conditions d'évaporation. Cette carte peut être appliquée aux écoulements diphasiques adiabatiques et non adiabatiques.

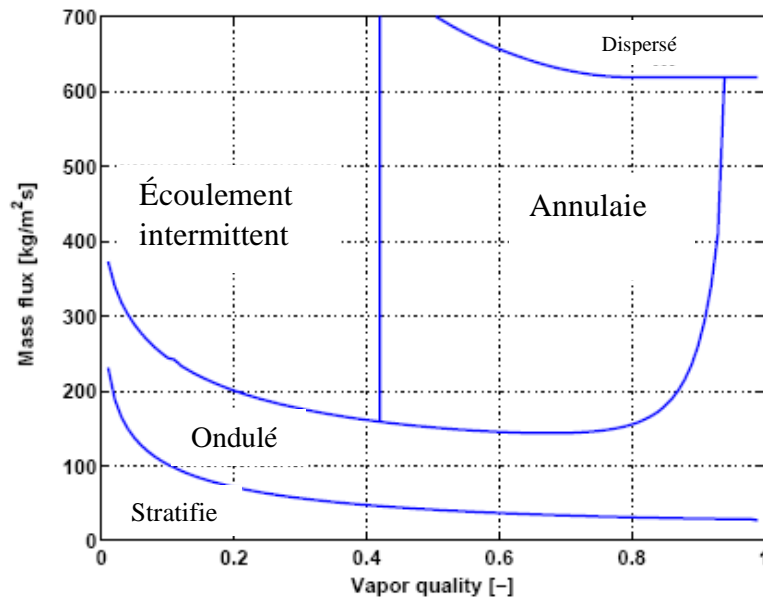


Figure 1.8. Carte d'écoulement de Kattan et al. (1998) pour le R134 a : D=10mm.

### 1.3.7. La carte de Hajal et al (2002)

Thome et Hajal (2002) ont présenté une méthode plus simple pour obtenir des résultats équivalents à ceux de la carte de Kattan et al. (1998) (Figure 1.9).

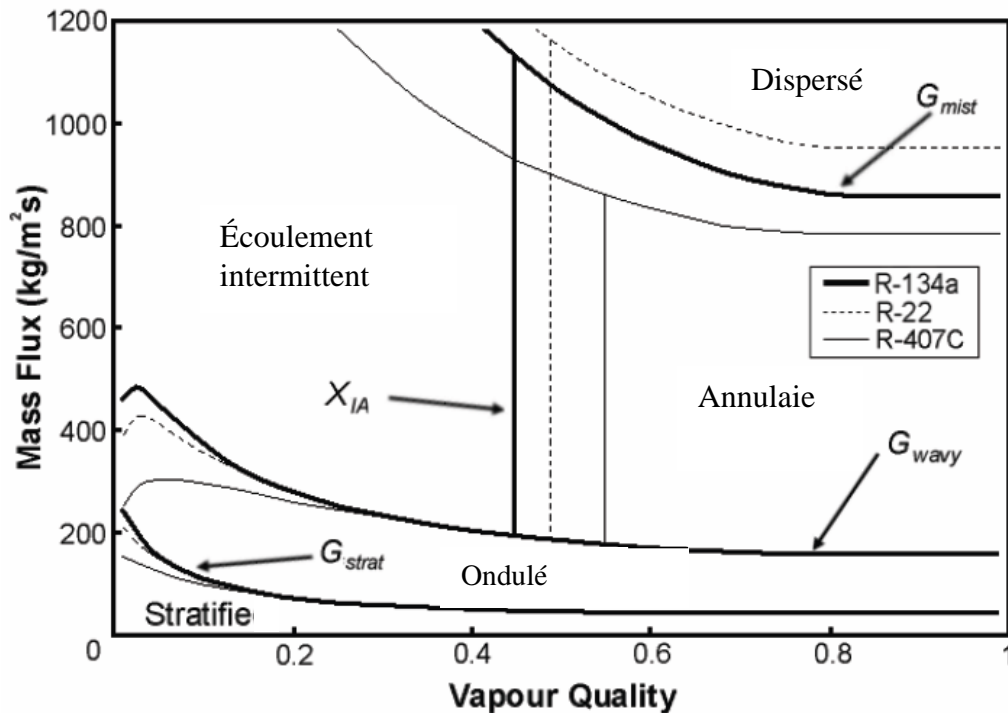


Figure 1.9. Carte d'écoulement de Hajal et al. (2002).

### 1.3.8. La carte de Wojtan (2004)

Basée sur des informations obtenues à partir des mesures de la fraction de vide et des observations de la section de l'interface liquide-vapeur, une version plus récente de la carte d'écoulement de Kattan et al. (1998) a été proposée par Wojtan (2004). Cette carte inclut également l'effet du flux de chaleur sur la transition vers l'écoulement à brouillard (Figure 1.10)

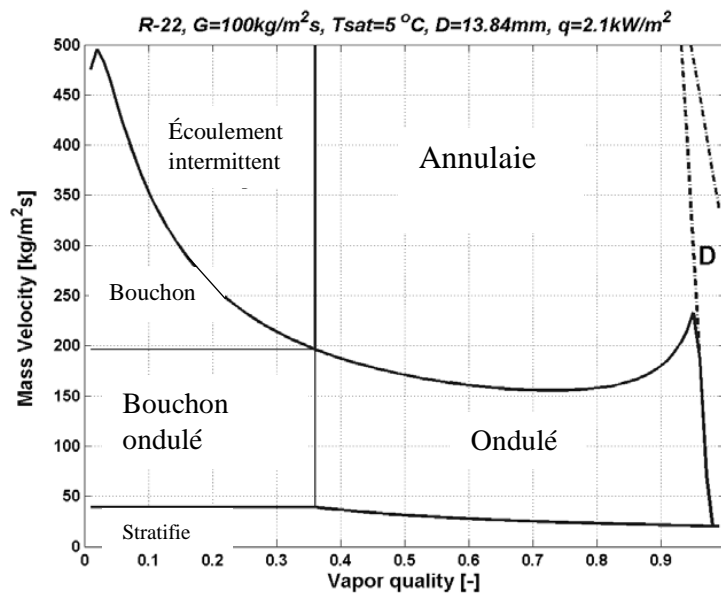


Figure 1.10. Carte d'écoulement de Wojtan (2004).

## 1.4. Les cartographies des régimes d'écoulement en conduite verticale

### 1.4.1. Carte de Taitel et al. (1980)

L'une des principales cartes de modèles d'écoulements diphasiques en conduite verticale est la carte semi-théorique de Taitel et al. (1980) qui contrairement à beaucoup d'autres cartes, qui sont souvent basées sur des données expérimentales elle a été établie en utilisant les mécanismes physiques pour décrire les transitions entre les régimes d'écoulement. Dans cette carte, ils ont convenablement défini les limites de transition entre les cinq modèles d'écoulement rencontrés dans un écoulement vertical gaz-liquide. Ils ont constaté que les transitions dépendent fortement du diamètre de la conduite ainsi que les propriétés du fluide et le débit.

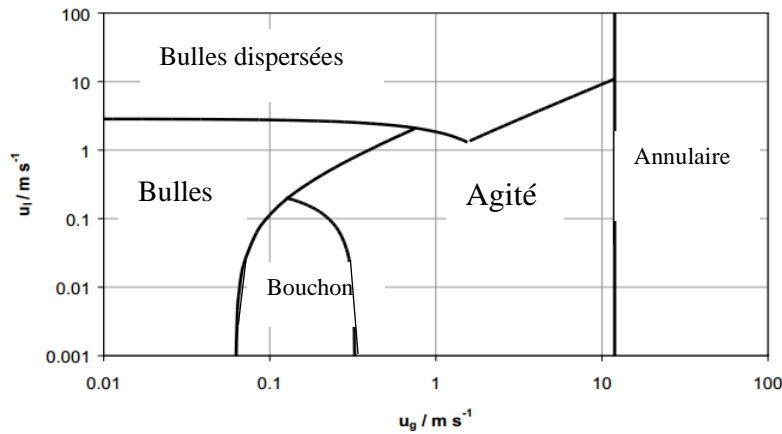


Figure 1.11. Carte de Taitel et al. (1980).

### 1.4.2. La carte des configurations de Hewitt et Roberts (1969)

Hewitt et Roberts (1969) ont déterminé une carte du régime écoulement ascendant vertical de mélanges air-eau à basse pression et vapeur-eau à haute pression. Comme plusieurs d'autres auteurs, Hewitt et Roberts (1969) ont modifié les vitesses superficielles par des facteurs sous la forme de rapports de paramètres physiques.

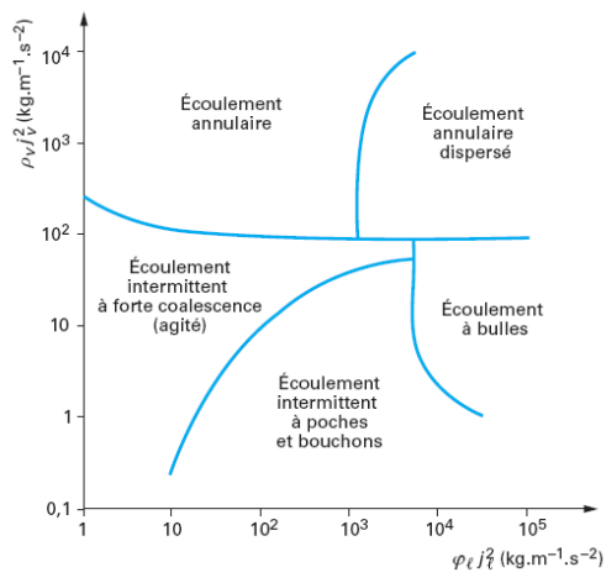


Figure 1.12. Carte de Hewitt et Roberts (1969).

## 1.5. Principaux Paramètres d'un Ecoulement Diphasique

### 1.5.1. Titre en vapeur

Le titre réel  $x$  est défini comme étant le rapport du débit massique de vapeur au débit massique total.

$$x = \frac{\dot{M}_G}{\dot{M}} = \frac{\rho_G A_G v_G}{\rho_G A_G v_G + \rho_L A_L v_L} \quad (1.7)$$

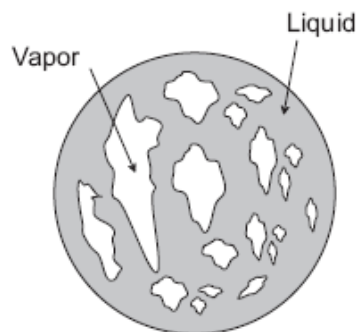
Lorsque le changement de phase n'intervient pas dans le canal, on doit mesurer le débit massique de chaque phase, et le titre est alors déterminé pour le canal entier. Au cas où il y a un changement de phase dans le canal, par exemple si le canal est chauffé et l'ébullition a lieu, le titre augmentera (l'inverse pour la condensation) avec le sens de l'écoulement. Puisque souvent il n'y a pas d'équilibre thermique entre les phases, on ne peut pas calculer le titre simplement en sachant le titre à l'entrée et le flux de la chaleur provenant de la paroi. Malheureusement, il est très difficile de mesurer ou calculer avec précision le titre du mélange liquide-vapeur coulant dans un canal où un changement de phase intervient.

### 1.5.2. Taux de vide (Fraction de vide)

Dans l'écoulement diphasique, le taux de vide est l'un des paramètres les plus importants à définir. Il définit la section occupée par chaque phase par rapport au total. Le taux de vide représente un paramètre fondamental dans le calcul des coefficients de transfert thermique, des transitions des régimes d'écoulement et des chutes de pression. Il est défini par :

$$\alpha = \frac{A_G}{A_G + A_L} \quad (1.8)$$

Où  $A_G$  est la somme des sections occupées par la vapeur et  $A_L$  est la somme des sections occupées par le liquide comme l'illustre la Figure 1.12. La fraction de vide s'étend de  $\alpha = 0$  à  $x = 0$  jusqu'à  $\alpha = 1$  à  $x = 1$ .



**Figure 1.13.** Section du taux de vide.

### 1.5.3. Vitesses

Dans l'écoulement diphasique, il y a un certain nombre de vitesses qui peuvent être définies. En général, les phases n'ont pas la même vitesse et il y a une vitesse relative entre elles.

#### 1.5.3.1. Vitesse massique

La vitesse massique ( $G$ ) ou le flux massique est défini pour être le rapport du débit massique ( $M$ ) divisé par la section :



$$G = \frac{\dot{M}}{A} \quad (1,9)$$

Les vitesses massiques du liquide et du gaz sont définies par :

$$G_L = \frac{G(1-x)}{1-\alpha} = \rho_L v_L \quad (1,10)$$

$$G_G = \frac{Gx}{\alpha} = \rho_G v_G \quad (1,11)$$

### 1.5.3.2. Vitesse moyenne

Les vitesses moyennes (appelées également les vitesses réelles) des phases  $J_G$  et  $J_L$  sont les vitesses avec lesquelles les phases s'écoulent réellement :

$$J_G = \frac{\dot{Q}_G}{A_G} = \frac{\dot{Q}_G}{\alpha A} \quad (1,12)$$

$$J_L = \frac{\dot{Q}_L}{A_L} = \frac{\dot{Q}_L}{(1-\alpha)A} \quad (1,13)$$

En appliquant l'équation de la continuité, il est possible de définir les vitesses moyennes du liquide et de la vapeur dans un canal comme suit :

$$J_G = \frac{x}{\alpha} \frac{\dot{M}}{\rho_G A} = \frac{G}{\rho_G} \frac{x}{\alpha} \quad (1,14)$$

$$J_L = \frac{(1-x)}{(1-\alpha)} \frac{\dot{M}}{\rho_G A} = \frac{G}{\rho_L} \frac{(1-x)}{(1-\alpha)} \quad (1,15)$$

### 1.5.3.3. Glissement

C'est le rapport des vitesses moyennes des deux phases dans une section :

$$\gamma = \frac{J_G}{J_L} \quad (1,16)$$

### 1.5.3.4. Vitesse apparente

Les vitesses superficielles (appelées également les flux volumétriques) des phases  $v_{GS}$  et le  $v_{LS}$  sont définies comme le rapport du débit volumétrique de la phase considérée à la section totale de l'écoulement diphasique.

$$J_{GS} = \frac{\dot{Q}_G}{A} = \frac{G}{\rho_G} x = \alpha J_g \quad (1,17)$$

$$J_{LS} = \frac{\dot{Q}_L}{A} = \frac{G}{\rho_L} (1-x) = (1-\alpha) J_L \quad (1,18)$$

## 1.6. Synthèse des travaux antérieur réalisés sur la jonction Té

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 de la jonction Té, correspond à une situation très courante dans la pratique. Cependant peu d'études sur le comportement de l'écoulement diphasique à travers cette singularité existent dans la littérature, dans ce qui suit nous présentons quelques travaux disponibles dans la littérature.

**Roberts et al. (1996)** ont présenté des résultats expérimentaux pour la réorganisation des phases qui se produit dans une jonction en Té. Un nouveau modèle phénoménologique est présenté pour déterminer la division de phase de l'écoulement semi-annulaire.

**Penmatcha et al (1996)** rapportent qu'il y a une augmentation de pression dans le bras dû à l'effet de Bernoulli.

**Walters et al. (1998)** ont présenté des données expérimentales pour la distribution de phase et les chutes de pression de jonction de mélanges air-eau dans deux jonctions en Té réduites. La plage testée correspond aux régimes d'écoulement stratifié, ondulé et annulaire. Des comparaisons sont faites entre les données actuelles et les modèles existants de chute de pression et de distribution de phase, identifiant ainsi les modèles dont l'applicabilité peut être étendue aux conditions actuelles.

**Walters et al. (1998)** en utilisant des mélanges air-eau et presque les mêmes vitesses superficielles de gaz et de liquide à l'entrée de la jonction. Pour certaines caractéristiques, les phases d'entrée ne se répartissent pas de manière identique entre les branches.

**Azzopardi (1999)** a étudié l'effet du rapport de diamètre entre le bras de branche et le bras principal sur la séparation de phase de l'écoulement liquide-gaz à la jonction en Té pour un écoulement annulaire et stratifié. Les données ont été prises à 2 échelles : une jonction en Té à petite échelle avec un diamètre de bras principal de 0,038 m et un alésage de bras latéral de 0,038, 0,025 m et 0,0127 m ; une jonction Té à grande échelle avec un diamètre de bras principal de 0,125 m et un alésage de bras latéral de 0,125 m et 0,076 m. le couple de fluide utilisé était l'air et l'eau.

L'objectif principal de **Wren (2001)** était de mieux comprendre comment un flux gaz-liquide est divisé en une jonction en Té de grand diamètre et comment la division du flux est affectée par la géométrie de la jonction.

**Van Gorp et al. (2001)** a exploré l'effet de la pression sur la distribution de phase dans une jonction Té. Cela a été fait en menant des expériences sur l'une des jonctions testées par

Il est bien connu que la distribution des phases à une jonction en Té dépend non seulement de la géométrie et du modèle d'écoulement approchant, mais dépend également des deux pressions

en aval et de la chute de pression à travers la jonction en Té. **Baker (2003)** a fait des mesures de chute de pression autour d'une jonction en Té.

**Pandey et al (2006)** ont réalisé une expérience pour vérifier l'effet du rapport de diamètre des bras latéraux sur la séparation de phase pour un écoulement stratifié et un écoulement bouchon.

**Bertani et al. (2007)** ont réalisé une étude expérimentale de la division des débits et des chutes de pression dans une jonction en Té avec des entrées, des conduites et des branches horizontales à l'aide de mélanges air-eau. La boucle d'écoulement était alimentée en air comprimé et en eau à travers un té de mélange. Les résultats des tests de chute de pression à travers les tuyaux d'entrée et de dérivation ont été comparés à ceux prévus. Une nouvelle corrélation de chute de pression a été dérivée des données de test.

**Yang et al. (2010)** ont utilisé l'air et l'eau comme fluides de travail avec une simple jonction en Té et des séparateurs de jonction en Té à tubes multiples avec un tuyau principal horizontal et des branches verticalement ascendantes. L'efficacité de séparation des deux phases pour tout séparateur à jonction en Té multi-tubes est beaucoup plus élevée que celle de la jonction en Té correspondante. L'augmentation du nombre de tubes de connexion peut améliorer la séparation de phases. La séparation complète des deux phases peut être réalisée par le séparateur à jonction en Té multi-tubes.

**Yong et al (2011)** ont étudié numériquement les écoulements diphasiques kérosène-eau non miscibles dans un microcanal à jonction en Té en utilisant la méthode de Lattice Boltzmann (LB). Les résultats ont été validés quantitativement et qualitativement par les résultats expérimentaux de **Zhao et al (2006-2007)**, un bon accord a été trouvé, ce qui permet de valider leur modèle numérique.

**Mo et al. (2015)** ont conçu et construit cinq unités de séparation pour la séparation liquide-gaz utilisées dans des condenseurs innovants de séparation liquide-vapeur. Les caractéristiques de séparation de phases ont été étudiées. La hauteur du liquide, le débit à travers le trou de séparation et l'efficacité de séparation augmentaient lorsque le diamètre du collecteur augmentait et que le diamètre du trou de séparation diminuait.

En utilisant l'air et l'eau comme fluides de travail, les phénomènes de séparation de phases pour les écoulements stratifiés et en bouchons à l'entrée ont été étudiés expérimentalement par **Yang et al. (2017)**, à une simple jonction en Té et des séparateurs à jonction en Té multi-tubes spécialement conçus. L'efficacité de séparation des deux phases pour tout séparateur à jonction en Té à tubes multiples est beaucoup plus élevée que celle de la jonction en Té simple. L'augmentation du nombre de tubes de connexion dans le séparateur à jonction en Té multi-tubes peut augmenter l'efficacité de la séparation.

**K. Chandra et al (2016)** ont étudié numériquement, on se basant sur la méthode (VOF) la génération de l'écoulement diphasique bouchon dans des systèmes liquide-liquide dans un microcanal en présence d'une jonction Té, et les prévisions ont été validées à l'aide de la mesure

de **Kashid, M, N (2007)**. **K. Chandra et al (2016)** ont observé que la méthode VOF a décrit avec précision l'écoulement bouchon, ainsi que ses principaux paramètres.

**Okto Dinaryanto et al. (2016)** ont mené une expérience pour étudier l'écoulement diphasique dans une conduite horizontale en présence d'une jonction Té. Dans leur expérience, une conduite cylindrique de 10 m de long et 0,026 m de diamètre est utilisé. La carte d'écoulement de Mandhane a été utilisée pour identifier les paramètres d'entrée d'air et d'eau pour l'écoulement bouchon. La gamme des vitesses superficielles de l'eau et de l'air varient entre 0,10–0,77 m / s pour le liquide et de 0,94–6,20 m / s pour le gaz. Aux faibles vitesses d'entrées du liquide, l'accent a été mis sur la recherche de la naissance des bouchon et l'identification du pseudo-limace. D'un autre côté, des irrégularités des vagues et la présence de bouchon qui ont provoqué le blocage du tuyau ont été observé à des vitesses de liquide d'entrée plus élevées. À une faible vitesse de liquide à l'entrée  $V_L = 0,1$  m / s, les écoulements bouchon apparaissent rarement. Pour  $V_G = 2,83$  m / s, la coalescence des vagues a formé un blocage temporaire dans le tuyau qui s'est ensuite transformé en un pseudo - bouchon.

Dans l'industrie pétrolière, les jonctions en Té sont très courantes dans les réseaux de canalisations car elles sont utilisées pour transporter des liquides au sein de l'industrie. Il est important de comprendre la corrélation du rapport de diamètre de la jonction en Té à la division de phase sur l'écoulement diphasique. Dans le projet **Pao, W. et al (2017)**, la méthode VOF est sélectionnée car elle offre une excellente capacité de suivi de surface pour un l'écoulement stratifié et bouchons. L'air et l'eau ont été utilisés comme fluides. Cette simulation de régime d'écoulement utilisant la méthode VOF est comparable aux données d'écoulement de la carte de Baker. En fait, cette simulation a permis d'obtenir une meilleure compréhension du phénomène d'écoulement diphasique dans une conduite horizontale.

**Sun et al. (2018)** ont expérimenté un écoulement diphasique pour examiner les comportements de distribution de phase sous l'effet des diamètres des canaux de ramification dans les jonctions en Té à micro-impact horizontal en utilisant de l'azote et de l'eau comme fluides de travail. Ils ont constaté que l'uniformité de la distribution des phases s'améliore si les diamètres des canaux ramifiés diminuent.

## 1.7. Conclusion

Vu l'importance que revêt la connaissance de la structure des écoulements dans les installations industriels et notamment en présence de singularité, il apparaît certain que d'autres études sont nécessaires pour aboutir à des modèles expérimentaux ou numérique englobant notamment d'autres régimes d'écoulement.

La présente étude se propose donc d'étudier numériquement le comportement d'un écoulement diphasique gaz-liquide de type bouchon, en conduite verticale avec ou sans singularité (cas d'une jonction Té) pour participer aux efforts dans ce domaine.

## **Chapitre 2**

**Application de la mécanique des fluides  
numérique aux écoulements diphasiques  
gaz-liquide.**

## 2. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide

### 2.1. Introduction

Le CFD (Computational fluid dynamics) est connu aujourd'hui comme l'une des principales méthodes de conception de l'industrie et il est généralement utilisé dans ce domaine comme simulation numérique de la mécanique des fluides. Le choix de l'utilisation des méthodes numériques dépendra, en substance, 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 instable. Dans ce chapitre, les principales étapes de l'application de CFD au flux gaz-liquide seront présentées.

### 2.2. La modélisation des écoulements diphasiques

Les écoulements diphasiques se produisent dans un certain nombre de domaines industriels, allant du génie nucléaire à l'industrie pétrolière, en passant par un certain nombre d'autres secteurs où la nécessité de comprendre leur comportement et les différents paramètres d'influence est due au fait que la mécanique des fluides est maintenant devenue l'un des sous-domaines les plus actifs de la mécanique des fluides, où plusieurs études, deux expériences, ont été menées.

#### 2.2.1. Formulation mathématique

Les équations de base qui génèrent des écoulements diphasiques sont basées sur des équations d'équilibre qui peuvent être écrites globalement ou localement. Les équations fondamentales globales sont établies sous la forme de deux modèles approximatifs appelés « modèles séparés et homogènes ».

- a) **Le modèle homogène** : Ce modèle considère que les phases sont suffisamment interconnectées pour considérer une seule phase ayant les propriétés moyennes des deux fluides équivalents aux paramètres d'écoulement moyens (vitesses, pressions de phase, température, densité et viscosité). Convient aux bulles et aux écoulements dispersés.
- b) **Le modèle séparé** : Ce modèle est basé sur l'écriture d'équations de mécanique des fluides pour chaque phase. Il est nécessaire de résoudre ce système en introduisant une équation de couplage entre les deux phases, qui est l'un des points les plus délicats du processus de modélisation.

• **Equation de continuité** :

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k u_k) = \Gamma_k \quad (2.1)$$

• **Equation de quantité de mouvement**

$$\frac{\partial (\alpha_k \rho_k u_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k u_k u_k) = \alpha_k \nabla P_k + \nabla \cdot [\alpha_f (\tau_{Tk} + \tau_k)] + \alpha_k \rho_k g + M_k \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned}\tau_{Tk} &= - \overline{\rho_{Ik} u_{Fk} u_{Fk}} \\ u_{Fk} &= u_{Ik} - u_k\end{aligned}$$

avec :

$\alpha_k$  : est la fraction du volume de la phase k.

$\Gamma_k$  : représente le taux de génération de masse par la phase k à l'interface,  $\Gamma_k = 0$  lors de la conservation de la masse à l'interface.

$M_k$  : représente est la source moyenne du moment interfacial pour la phase k.

$\tau_k$  : est le tenseur de contrainte visqueuse moyenne.

$\tau_{Tk}$  : est Le tenseur de contrainte turbulente.

$u_{Fk}$  : est la composante fluctuante de la vitesse.

### 2.2.2. Formulation mathématique du modèle de mixture

Un modèle mixte de phases continue et dispersées est une représentation alternative du problème, qui suit les équations de continuité et de quantité de mouvement écrites pour chaque phase d'un système polyphasique. Dans cette méthode, les équations générales (équation de continuité et équation de quantité de mouvement) sont exprimées en termes de densité et de vitesse du mélange.

- **Equation de continuité de la mixture**

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m u_m) = 0 \quad (2.3)$$

La masse volumique de mélange  $\rho_m$  est définie comme une moyenne locale de la masse volumique des deux fluides pondérés par la fraction volumique.

$$\rho_m = \sum_{k=1}^n \alpha_k \rho_k \quad (2.4)$$

La vitesse est définie grâce à l'expression suivante :

$$u_m = \frac{1}{\rho_m} \sum_{k=1}^n \alpha_k \rho_k u_k = \sum_{k=1}^n c_k u_k \quad (2.5)$$

La fraction massique de la phase k est définie comme :

$$c_k = \frac{\alpha_k \rho_k}{\rho_m} \quad (2.6)$$

Si la densité de chaque phase est une constante et que le transfert de masse entre phases est exclu, l'équation de continuité pour le mélange est la suivante :

$$\nabla \cdot \sum_{k=1}^n \alpha_k u_k = \nabla \cdot \sum_{k=1}^n j_k = \nabla \cdot j_m = 0 \quad (2.7)$$

Où  $j_k$  et  $j_m$  représentent flux volumétrique de la phase k et de la mixture, respectivement. Le flux volumétrique représente la vitesse du centre de volume.

- **Equation de quantité de mouvement de la mixture**

$$\frac{\partial (\rho_m u_m)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m u_m u_m) = \nabla P_m + \nabla \cdot [(\tau_{Tm} + \tau_m + \tau_{Dm})] + \rho_m g + M_m \quad (2.8)$$

Les trois tenseurs de contrainte qui représentent respectivement les contraintes visqueuses, turbulentes et de diffusion moyennes dues au glissement de phase sont donnés par :

$$\tau_{Tm} = - \sum_{k=1}^n \alpha_k \overline{\rho_{Ik} u_{Fk} u_{Fk}} \quad (2.9)$$

$$\tau_m = \sum_{k=1}^n \alpha_k \tau_k \quad (2.10)$$

$$\tau_{Dm} = - \sum_{k=1}^n \alpha_k \rho_k u_{Mk} u_{Mk} \quad (2.11)$$

Où  $u_{Mk}$  est la vitesse de diffusion, c'est-à-dire la vitesse de phase par rapport au centre de la masse de mélange.

$$u_{Mk} = u_k - u_m \quad (2.12)$$

La pression du mélange est définie par la relation :

$$\nabla P_m = \sum_{k=1}^n \alpha_k \nabla P_k \quad (2.13)$$

En pratique, on considère souvent que les pressions de phase sont égales, c'est-à-dire,  $p_k = p_m$ . Cette hypothèse est considérée comme valable sauf dans le cas de bulles en expansion (Drew, 1983).

Le terme  $M_m$  représentant les forces à l'interface, est défini comme la somme des forces dues à la tension de surface.  $M_m$  dépend de la géométrie de l'interface.

$$M_m = \sum_{k=1}^n M_k \quad (2.14)$$

### 2.2.3. Méthode de modélisation d'écoulement diphasique

Dans la dynamique des fluides où le mouvement des fluides est complexe et très déformable au sein d'un écoulement, il existe deux approches pour le traitement d'interface spatio-temporelle qui diffèrent par la façon dont elles représentent l'interface, une approche dite Lagrangienne qui consiste à suivre la trajectoire d'une particule fluide et une approche Eulérienne qui est aussi appelée méthode à grille fixe ou encore méthode de suivi de volume très adaptée à la mécanique des fluides. Chacune de ces méthodes procède d'avantages et de limites et le critère de choix d'une méthode efficace et robuste repose essentiellement sur le phénomène physique que l'on souhaite étudier. (**PRIGENT, 2013**). La description lagrangienne est une méthode utilisée en mécanique des points qui consiste à suivre la trajectoire d'une particule se déplaçant dans l'espace pendant un certain temps. Cette méthode utilise un maillage mobile ou les mailles se suivent et s'adaptent aux déformations et déplacements de l'interface (**DENÈFLE, 2013**) (**WATTZ, 2014**) (**PRIGENT, 2013**). Les principaux inconvénients de l'approche Lagrangienne résident dans le fait que le maillage peut être fortement altéré et réparti aléatoirement lors de fortes distorsions de l'interface ou si la géométrie est trop complexe, des cellules doivent être supprimées ou ajoutées, ce qui peut dégrader la précision de la résolution de plus cette méthode souffre de la difficulté de prendre en compte les changements topologiques et en particulier les ruptures ou coalescence (**PRIGENT, 2013**).

Dans l'approche Eulérienne, les phases impliquées sont considérées comme des phases continues et inter pénétrantes, chacune étant traitée séparément. Un ensemble d'équations de type milieu continu (équations de conservation de masse et de quantité de mouvement) est donc résolu pour chaque phase. Le couplage entre les phases est réalisé en tenant compte des



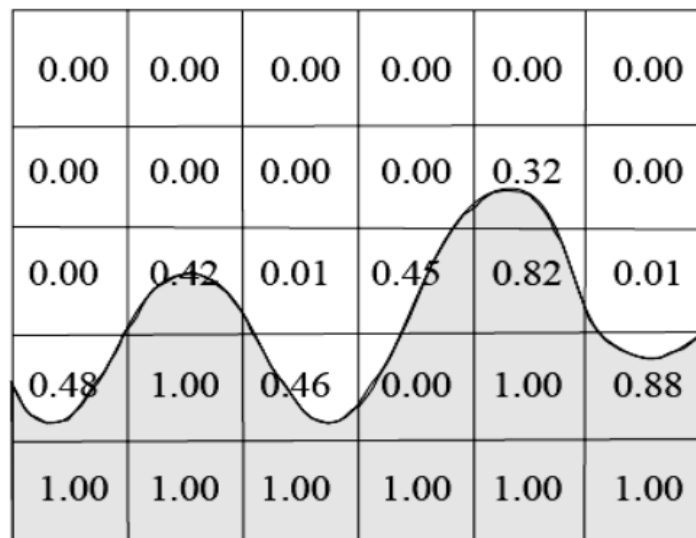
coefficients d'interaction entre phases (*STENMARK, 2013*). Cette méthode utilise un maillage fixe et un indicateur de phase ou une fonction de couleur pour reconstruire et localiser l'interface à tout moment à des points fixes dans l'espace (Les variations dans le temps des caractéristiques de l'interface à des points fixes depuis l'espace) (*CANDEL, 1990*) (*PRIGENT, 2013*). Le principal avantage des méthodes eulériennes est qu'elles prennent automatiquement en compte les changements de topologie de l'interface (*PRIGENT, 2013*). Plusieurs méthodes Eulériennes existent et se différencient par le choix de la quantité scalaire et la manière de reconstruire l'interface (Méthode VOF (Volume –Of –Fluide) (Gueyffier et al. 1999), (Hirt and Nichols 1981), (Van Saint Annaland 2005)) ; Méthode Level-Set (Osher and Fedkiw 2001), (Sussman et al. 1994).

### 2.2.3.1. Le volume de fluide VOF (Volume Of Fluid)

La méthode « Volume Of Fluid » VOF est une méthode eulérienne qui a été introduite par Hirt et Nichols en 1981 dans un code appelé SOLVA-VOF (*PRIGENT, 2013*).

En mécanique numérique des fluides, la méthode VOF est largement utilisée, qui vise à traiter l'interface entre deux ou plusieurs phases à l'aide d'une fonction d'indicateur appelée « fonction couleur ». Le principe de ces fonctions est de suivre l'interface en évaluant la fraction volumique dans chaque volume témoin (cellule). Si celui-ci vaut 1 lorsque la cellule est remplie de liquide, s'il vaut 0, la cellule est vide ou remplie d'un autre liquide. Les fractions de volume vont de 0 à 1 pour déterminer l'emplacement de la surface de contact du matériau ou de la surface libre. Il est possible de déterminer les limites physiques du domaine physique dans un maillage en connaissant la distribution de la fraction volumique du fluide.

$$f(z, r, t) = \begin{cases} 0 & (z, r) \text{ (phase gazeuse)} \\ 0 < f < 1 & (z, r) \text{ (interface)} \\ 1 & (z, r) \text{ (phase liquide)} \end{cases}$$



**Figure 2.1.** Fraction volumique associée à une interface sur un maillage discret.

Dans ce travail, nous avons considéré un fluide diphasique constitué de deux fluides non miscibles sans transfert de masse entre les deux phases que nous avons décidé de modéliser avec VOF. Cette méthode est également adaptée au flux avec des interfaces qui ont un pic. Il permet de traiter des topologies complexes de manière simple, ce qui justifie notre choix.

Dans la méthode VOF, les équations de transport (d'Euler ou Navier-Stokes) sont résolues pour les propriétés mixtes, ce qui signifie que toutes les variables de champ doivent être partagées entre les phases et que l'utilisation d'un schéma de différences finies ou de volumes finis doit être partagé. Voici les équations résolues dans la méthode VOF :

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m u) = 0 \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial \rho_m u}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m uu) = -\nabla P + \nabla \tau + \rho_m g + S \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha u) = 0 \quad (2.17)$$

où,  $\rho_m = \sum \rho_k \alpha_k$ . L'indice m fait référence aux propriétés du mélange.

### 2.3. La modélisation de la turbulence

La turbulence est une condition dans laquelle l'écoulement est fortement perturbé, connu pour sa nature très chaotique, dans lequel les trajectoires de la particule fluide sont inégales et se produisent lorsque les forces cinétiques dépassent les forces de viscosité correspondant à un grand nombre de Reynolds ( $Re > 2000$ ). L'écoulement turbulent est un processus à plusieurs échelles de transfert d'énergie, dans lequel l'énergie est transférée à partir de grands tourbillons qui se décomposent en une série de petites (petites échelles) appelées " cascades d'énergie ".

La turbulence domine une grande partie des courants de notre environnement, à la fois naturels (mouvement de surface, vortex) et artificiels dans divers dispositifs artificiels (tuyaux, compresseurs, turbines, moteurs à combustion interne, etc.). Ce type d'écoulement fait depuis longtemps l'objet de nombreuses recherches et attire l'attention de la mécanique numérique des fluides, en constante évolution grâce aux efforts dans ce domaine. La simulation numérique en mécanique des fluides (CFD : Computational Fluid Dynamics) est aujourd'hui considérée comme un outil essentiel dans tous les domaines liés aux écoulements de fluides et chez les individus turbulents en raison de gagner le temps et l'argent. Offrant une compréhension relativement bien connue de très instable qui qualifie la turbulence. Dans cette perspective, plusieurs codes de calcul ont été développés, comme le code FLUENT que nous avons choisi pour ce travail.

#### 2.3.1. Les équations de Navier-Stokes

Les écoulements turbulents sont régis par les équations de Navier Stokes qui traitent les fluides conventionnels tels que l'air, l'eau, le pétrole et également les métaux en fusion. Les équations applicables sont les suivantes :

- 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, tel que les écoulements de fluides, est généralement écrite sous forme d'équations aux dérivées partielles comme suit.

### 2.3.1.1. Equation de continuité

L'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (2.18)$$

Ou bien :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + \rho \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0 \quad (2.19)$$

Pour un écoulement incompressible et  $\rho = \text{cste}$   $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$  et  $\frac{\partial \rho}{\partial x_i} = 0$ ,

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

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.20)$$

### 2.3.1.2. Equations de conservation de quantité de mouvement

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

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + u \frac{\partial \vec{V}}{\partial x} + v \frac{\partial \vec{V}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \overrightarrow{\text{grad}P} + \nu \Delta \vec{V} \quad (2.21)$$

La projection de cette équation suivant les différents axes donne :

Suivant x :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (2.22)$$

Suivant y :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (2.23)$$

## 2.3.2. Les modèles de turbulence

### 2.3.2.1. Modèle à équation de transport

Les modèles d'équations de transport incluent l'historique des effets de la turbulence. Les plus populaires sont 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.

### 2.3.2.2. Modèle à une équation.

- **Le schéma de Prandtl-Kolmogorov**

Le modèle d'équation de transport a été établi par Kolmogorov et Prandtl. Ce modèle prend en compte l'équation de turbulence du transport d'énergie cinétique. Il relie la viscosité turbulente  $\nu_t$  à l'énergie cinétique de la turbulence  $k$  et à la longueur de mélange  $l_m$ . Il est donné par :

$$\nu_t = C_\mu \sqrt{k} l_m \quad (2.24)$$

avec,  $C_\mu$  : est une constante déterminée expérimentalement

- **Le modèle de spalart-allmaras (1992,1994)**

Spalart et Allmaras (1992, 1994) ont proposé un modèle avec une seule équation de transport appelée "spalart-allmaras", qui permettrait d'obtenir la viscosité turbulente en fonction de la complexité des écoulements de référence, et ainsi de modéliser les termes de l'équation de transport. Le modèle est très simple et économique, ce qui l'a conçu à l'origine pour l'industrie aérospatiale et a donné de bons résultats pour les composés modérément vendus.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + u_j \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} = C_{b1} [1 - f_{t2}] \tilde{S} \tilde{\nu} + \frac{1}{\sigma} \{ \nabla \cdot [(\nu + \tilde{\nu}) \nabla \tilde{\nu}] + C_{b2} (\nabla \tilde{\nu})^2 \} - [C_{\omega 1} f_\omega - \\ \frac{C_{b1}}{k^2} f_{t2}] \left( \frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 + f_{t1} \Delta U^2 \end{aligned} \quad (2.25)$$

Spalart et Allmaras (1992, 1994) ont recours à  $\tilde{\nu}$  qui correspond à  $\nu_t$  loin des parois.

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{v1} \quad (2.26)$$

$$\tilde{S} = S + \frac{\tilde{\nu}}{k^2 d^2} f_{v2} \quad (2.27)$$

où  $S$  est une mesure scalaire du tenseur de déformation. Lors du développement de la formule,  $S$  est supposé dépendant uniquement de l'ampleur du tourbillon et s'exprime de la manière suivante :

$$S = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} \quad (2.28)$$

avec  $\Omega_{ij}$  est le tenseur de vitesse moyenne de rotation et est défini par :

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.24)$$

$$f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} ; f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3} ; \chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad (2.25)$$

$$f_\omega = g \left[ \frac{1 + C_{\omega 3}}{g^6 + C_{\omega 3}^6} \right]^{1/6} ; g = r + C_{\omega 2} (r^6 - r) ; r = \frac{\tilde{\nu}}{S k^2 d^2} \quad (2.26)$$

$$f_{t1} = C_{t1} g_t \exp(-C_{t2} \frac{\omega_t^2}{\Delta U^2} [d^2 + g_t^2 d_t^2]) \quad (2.27)$$

$$f_{t2} = C_{t3} \exp(-C_{t4} \chi^2) \quad (2.28)$$

**Tableau 2.1.** Les constantes des modèles de turbulence spalart-allmaras.

$\sigma$	$C_{b1}$	$C_{b2}$	$C_{t1}$	$C_{t2}$	$C_{t3}$	$C_{t4}$	k	$C_{\omega 1}$	$C_{\omega 2}$	$C_{\omega 3}$	$C_v$
2/3	0.1355	0.622	1	2	1.1	2	0.4187	$\frac{C_{b1}}{k^2} + \frac{1 + C_{b2}}{\sigma}$	0.3	2	7.1

### 2.3.2.3. 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.

- **Modèle k-  $\varepsilon$  Standard (Launder et Spalding 1972)**

Les modèles K-  $\varepsilon$  développés par Launder B.E et Spalding D.B (1972) sont un modèle avec deux équations de transport qui résolvent l'énergie cinétique et la dissipation turbulente du k, la vitesse à laquelle les fluctuations de la vitesse se dissipent. Les coefficients sont dérivés de l'empirique. Ce modèle est basé sur l'hypothèse que l'écoulement est complètement turbulent ou que les effets de la viscosité moléculaire sont négligeables. En raison de sa robustesse et de ses résultats relativement précis, Le modèle K-  $\varepsilon$  permet la résolution d'une large gamme d'écoulements turbulents. Il est également facile à mettre en œuvre et économique dans le processus de calcul, ce qui le rend très attractif pour les applications industrielles.

Le modèle K- $\varepsilon$  est plus adapté aux écoulements externes et les écoulements libres, à l'interface entre un écoulement turbulent et un écoulement laminaire, cependant il n'est pas très efficace pour la représentation des écoulements de la couche limite et il donne de mauvais résultats pour les écoulements complexes (fort gradient de pression, rotation et tourbillon).

Dans ce modèle la viscosité turbulente est :

$$\mu_t = \rho_G C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.29)$$

avec,  $C_\mu = 0.09$

Les équations du modèle k- $\varepsilon$  standard sont :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_G k U_{Gj}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho_G \varepsilon \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_G \varepsilon U_{Gj}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{\rho_G k} - \frac{C_\mu \rho_G \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.31)$$

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

Les constantes empiriques du modèle k-  $\varepsilon$  standard sont indiquées dans le tableau (2.2)

- **Modèle k-  $\varepsilon$  Renormalization Group (RNG) (Yakhot et Orszag, 1986)**

Dans ce modèle la viscosité turbulente  $\mu_t$  est donnée par la relation suivante :

$$d \left( \frac{\rho_G^2 k}{\sqrt{\varepsilon \mu_G}} \right) = 1.72 \frac{\mu_{eff} / \mu_G}{\sqrt{\mu_t^2 - 1 + 100}} d \mu_t \quad (2.32)$$

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

Les équations de ce modèle s'écrivent comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_G k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_G k U_{Gj}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho_G \varepsilon \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_G \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_G \varepsilon U_{Gj}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{\rho_G k} - \frac{C_\mu \rho_G \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.34)$$

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 (2.2).

$\mu_{eff}$  : est calculée à partir de la relation suivante ;

$$\left| \frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929} \right|^{0.6321} \left| \frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929} \right|^{0.3679} = \frac{\mu_G}{\mu_{eff}} \quad (2.35)$$

avec,  $\alpha_0 = 1.0$

- **Modèle k- $\varepsilon$  Realizable (Shih et al, 1995)**

La viscosité turbulente est donnée par la relation suivante:

$$\mu_t = \rho_G C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.36)$$

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

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{k U^*}{\varepsilon}} \quad (2.37)$$

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

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

$\Omega_{ij}$  est le module de tenseur de rotation.  $\omega_k$  est la vitesse angulaire.

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

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

Les équations de transports du modèle k- $\varepsilon$  réalisable sont :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_G k U_{Gj}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho_G \varepsilon \quad (2.38)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_G \varepsilon U_{Gj}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho_G C_1 S_\varepsilon - C_2 \rho_G \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b \quad (2.39)$$

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

Les constantes de ce modèle sont mentionnées dans le tableau (2.2).

#### 2.3.2.4. Le modèle K- $\omega$

Le modèle de turbulence K- $\omega$  est basé sur des équations de transport d'énergie cinétique turbulente k et de dissipation septique  $\omega$  introduites par Kolmogorov (1942) dont la formulation a ensuite été proposée par Wilcox (1988), et a l'avantage de produire de bons résultats dans les couches limites et près des murs, contrairement au modèle précédent K- $\varepsilon$ , et reproduit parfaitement l'effet des gradients de pression opposés Howe.

Le modèle BSL K- $\omega$  a été développé par Menter (1994) dans le but d'avoir un modèle complet en combinant, à l'aide d'une fonction de fusion, le modèle K- $\omega$ , qui prédit une distance par rapport aux limites (murs) et le K- $\omega$  modèle, qui assure de bonnes prévisions dans les murs proches, permettant de profiter des avantages de chacun.

Afin d'améliorer la prédiction de la viscosité turbulente en cas de gradient de pression défavorable sur la couche limite, ce dernier modèle (BSLK- $\omega$ ) a ensuite été modifié par le même auteur locataire, en tenant compte des hypothèses de Bradshaw et de Boussinesq que le cisaillement turbulent produit est proportionnel à l'énergie cinétique turbulente. Le modèle ainsi obtenu est appelé SST (Shear Stress Transport) K- $\omega$ . SST est recommandé pour les simulations de couche limite de haute précision. Le modèle SST inclut également un terme de diffusion supplémentaire dans l'équation de transport de dissipation afin que les prévisions dans les zones transitoires (à la fois près du mur et dans la zone "far-field") soient bonnes.

- **Modèle k- $\omega$  Standard (Wilcox, 1998)**

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

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho_G k}{\omega} \quad (2.40)$$

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

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_G k U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k \quad (2.41)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_G \omega U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega \quad (2.42)$$

avec  $Y_\omega$  est la dissipation de la fréquence de la turbulence,  $G_\omega$  la génération de l'énergie cinétique turbulente due à la fréquence de la turbulence.

Les constantes du modèle k- $\omega$  standard sont données dans le tableau (2.2).

- **Modèle k- $\omega$  SST (Shear-Stress Transport) (Menter, 1994)**

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

$$\mu_t = \frac{\rho_G k}{\omega} \frac{1}{\max \left[ \frac{1}{\alpha^*} \frac{\sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} F_2}{a_1 \omega} \right]} \quad (2.43)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_G k U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k \quad (2.44)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_G \omega U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega \quad (2.45)$$

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.

**Tableau 2.2.** Les constantes des modèles de turbulence.

Modèle de turbulence	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	$C_1$	$C_2$	$C_\mu$	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$	$\sigma_\omega$
k- $\varepsilon$ Standard	1.44	1.92	/	/	0.09	1.0	1.3	/
k- $\varepsilon$ RNG	1.42	1.68	/	/	/	/	/	/
k- $\varepsilon$ Réalisable	1.44	/	/	1.9	/	1.0	1.2	/
k- $\omega$ Standard	/	/	0.555	0.83	0.09	2	/	2

### 2.3.2.5. Modèle RSM

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

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k \overline{u_i u_j})}_{C_{ij}=\text{Convection}} = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \rho \overline{u_i u_j u_k} + p(\delta_{kj} u_i + \delta_{ik} u_j) \right]}_{D_{T,ij}=\text{Diffusion turbulente}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_i u_j}) \right]}_{D_{l,ij}=\text{Diffusion moléculaire}} - \underbrace{\rho \left[ \overline{u_i u_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right]}_{P_{ij}=\text{Production}} + \underbrace{p \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{\Phi_{ij}=\text{Pression-taux de déformation}} - \underbrace{2\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}}_{\varepsilon_{ij}=\text{Dissipation}} \quad (2.46)$$



Habituellement le terme de diffusion turbulente est remplacé par un terme modélisé du type gradient (Daly et Harlow, 1970):

$$\mathbf{D}_{T,ij} = C_s \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \rho \mathbf{k} \frac{\overline{u_k u_l}}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{u_l u_j}}{\partial x_i} \right) \quad (2.47)$$

A cause d'instabilités numériques rencontrées avec ce modèle, ce terme a été simplifié dans FLUENT utilisant une diffusivité turbulente scalaire. Selon Lien et Leschziner (1994), un terme diffusif isotrope est susceptible de donner de bons résultats même pour des cas, en réalité, anisotropes.

$$\mathbf{D}_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u_l u_j}}{\partial x_k} \right) \quad (2.48)$$

où :  $\sigma_k = 0.82$

Les équations de pression – taux de déformation s'écrit

D'après Gibson et Launder (1978) et Launder (1989), le terme  $\Phi_B$  peut être modélisé sous la forme de trois contributions distinctes

$$\Phi_{ij} = \Phi_{ij,1} + \Phi_{ij,2} + \Phi_{ij,w} \quad (2.49)$$

Le premier terme favorise le retour à l'isotropie. Il est dit terme lent. Il est modélisé comme suit :

$$\Phi_{ij,1} = -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left( \overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) \quad (2.50)$$

Le troisième terme de la corrélation pression taux de déformation peut avoir un effet plus fort que celui du premier dans le cas d'une distorsion rapide.

$$\Phi_{ij,2} = -C_2 \left[ (\mathbf{P}_{ij} - C_{ij}) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (\mathbf{P} - C) \right] \quad (2.51)$$

Le troisième terme représente l'effet de la paroi sur la turbulence. Il amortit la fluctuation perpendiculaire à la paroi :

Où  $d_p$  est la distance par rapport à la paroi .

$$\begin{aligned} \Phi_{ij,w} = & C'_1 \frac{\varepsilon}{k} \left( \overline{u_k u_m} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u_i u_k} n_j n_k - \frac{3}{2} \overline{u_j u_k} n_i n_k \right) \frac{k^{3/2}}{C_1 \varepsilon d_p} \\ & + C'_2 \left( \overline{\phi_{km,2}} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{\phi_{ik,2}} n_j n_k - \frac{3}{2} \overline{\phi_{jk,2}} n_i n_k \right) \frac{k^{3/2}}{C_1 \varepsilon d_p} \end{aligned} \quad (2.52)$$

Où  $d_p$  est la distance par rapport à la paroi.

**Tableau 2.3.** Valeur des constantes du modèle RSM.

$C_1$	$C_2$	P	C	$C_1''$	$C_2''$	$C_\mu$	k
1.8	0.6	1.68	0.7179	0.5	0.3	0.09	0.4187

### 2.3.3. Méthode numérique de résolution des équations

Les équations différentielles (0.18), (0.21) 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  $\varepsilon$ , peuvent être écrites sous la forme générale suivante :

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U \phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \Gamma_\phi \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right] + S_\phi \quad (2.53)$$

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

$\Gamma_\phi$  : est le coefficient de diffusion de la propriété  $\phi$  et

$S_\phi$  : est le terme de source.

Les termes de l'équation généralisée (2.49) sont regroupés dans le tableau (2.4) pour les différentes équations différentielles. Grâce à cette écriture générale des équations, il est possible de construire une procédure numérique générale qui s'applique aux différentes équations en considérant les conditions aux limites spécifiques à chaque équation.

**Tableau 2.4.** Terme des équations généralisées.

Equation	Variable $\phi$	Coefficient de diffusion	Terme source $S_\phi$
<b>Quantité de Mouvement</b>	$U_i$	$\mu_e = \mu + \mu_t$	$\frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu_e \cdot \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial p}{\partial x_i}$
<b>Continuité</b>	<b>1</b>	<b>0</b>	<b>0</b>

### 2.3.3.1. Discrétisation des équations différentielles

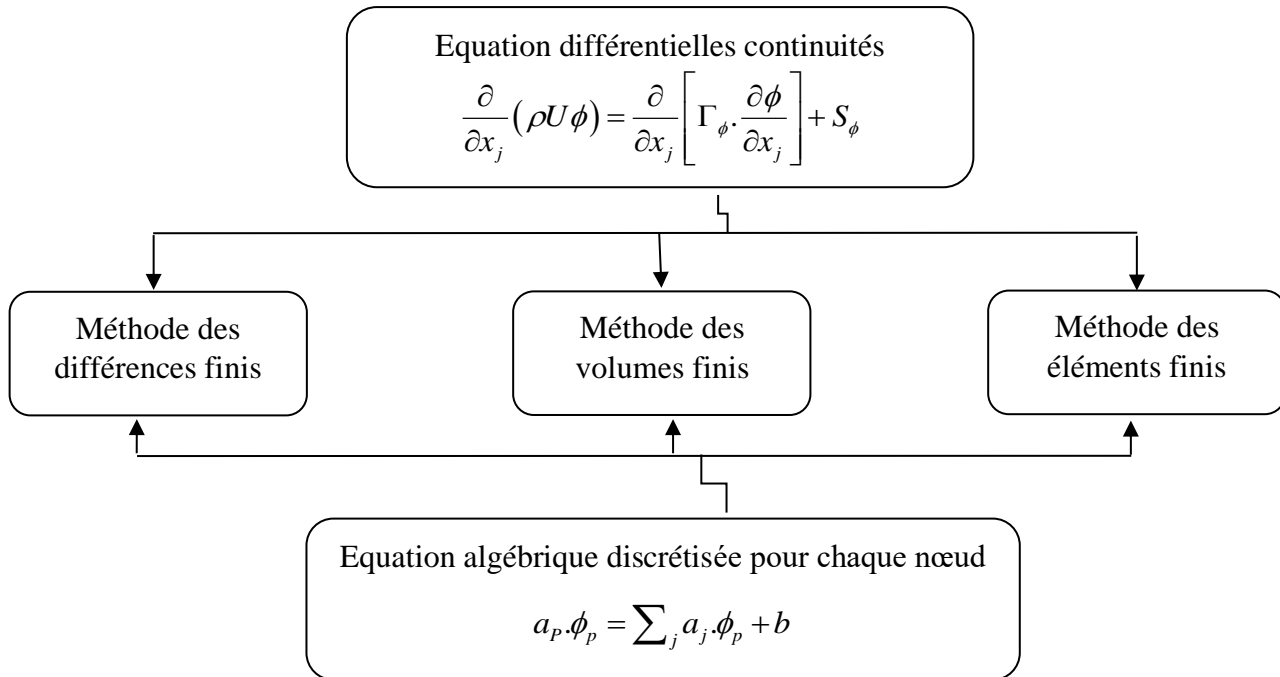
La discrétisation des équations différentielles (2.18) et (2.21) permet de transformer ces équations différentielles en équations algébriques dans lesquelles les variables de flux continues sont représentées par des valeurs en points discrets. Les emplacements d'espaces discrets sont représentés par des points nodaux (ou nœuds) sélectionnés dans une grille numérique (maillage) qui subdivise le domaine d'écoulement.

La procédure discrétionnaire fait des approximations spatiales dérivées des variables de flux présentées dans l'équation différentielle (2.18) à chaque nœud de la grille, les fonctions algébriques multifonctionnelles des variables du nœud considéré et des nœuds à proximité.

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

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

Toutes ces méthodes permettent généralement de résoudre des problèmes formalisés par des équations différentielles à dérivées partielles dans un domaine  $D$  donné. Le domaine discret sera caractérisé par un certain nombre de points nodaux tel que les fonctions inconnues seront évaluées. La figure montre un schéma du principe de discrétion.



**Figure 2.2.** Méthodes de discrétisation des équations différentielles.

$\Sigma$  : 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,  $S_\phi$

- **Méthode des différences finies**

La méthode des différences finies présente une technique de résolution numérique d'équations différentielles à dérivées partielles se produisant dans un problème donné, dont l'idée de base est de diviser le champ de recherche en un nombre spécifique de nœuds dans lesquels ces équations sont remplacées par des différences finies de valeurs algébriques ponctuelles de la fonction souhaitée  $f(x)$  obtenues par extension limitée dans la série de Taylor.

On pourrait écrire :

$$\frac{df(x_0)}{dx} = \frac{f(x_0+\Delta x) - f(x_0-\Delta x)}{2\Delta x} \quad (2.54)$$

$$\frac{d^2f(x_0)}{dx^2} = \frac{f(x_0+\Delta x) + f(x_0-\Delta x) - 2f(x_0)}{\Delta x^2} \quad (2.55)$$

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.

- **Méthode des éléments finis**

MEF est une méthode très puissante pour résoudre des équations différentielles partielles, en particulier dans les complexes géométriques, qui consiste à transformer des équations différentielles en formes intégrales. Le principe de base de la méthode des éléments finis est le suivant :

- Définir une partition du domaine d'étude c'est-à-dire subdivisé le domaine d'étude en régions élémentaires (Eléments Finis)
- Représenter la fonction inconnue sur chacun de ces éléments par une approximation polynomiale.
- Construire les formes intégrales.
- Minimiser l'intégrale.
- Une organisation matricielle des calculs.
- Une résolution du système algébrique.

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.

- **Méthode des volumes finis**

Cette méthode consiste à subdiviser le domaine d'étude en volumes élémentaires de l'équation différentielle. Afin de calculer l'intégrale dans ce volume élémentaire, une fonction inconnue est représentée par une fonction d'approximation (linéaire, parabolique, exponentielle, puissance, etc.) entre deux nœuds consécutifs. La forme intégrale est ensuite discrétisée dans le domaine d'étude. Le résultat de la discrétisation est une équation algébrique formée par les valeurs nodales. La méthode des volumes finis fournit des solutions plus précises que celles fournies par le MDF.

La formulation bidimensionnelle consiste à subdiviser le domaine d'étude en un nombre d'éléments finis de telle manière que chaque volume entoure un nœud principal P qui est lui aussi entouré par quatre nœuds voisins celui du Nord "N", celui du Sud "S" (dans la direction y) et celui de l'Ouest "W", celui de l'Est "E" (dans la direction x).

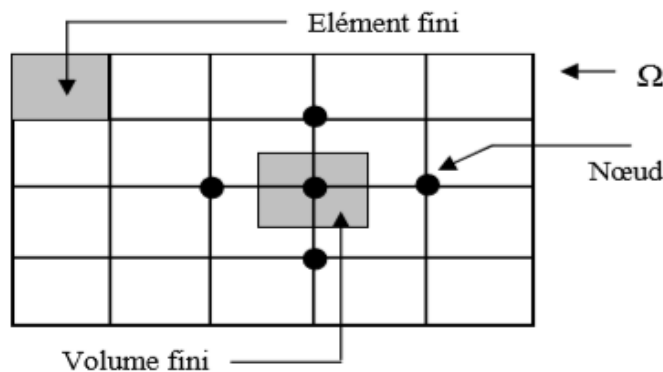


Figure 2.3. Discrétisation en volumes finis du domaine d'étude dans le cas bidimensionnel.

### 2.3.3.2. Méthode de Résolution

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

$$a_{Pi,j}\Phi_{i,j} = a_{Ni,j}\Phi_{i,j+1} + a_{Si,j}\Phi_{i,j-1} + a_{Ei,j}\Phi_{i+1,j} + a_{Wi,j}\Phi_{i-1,j} + b_{i,j} \quad (2.56)$$

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 (0-1) va s'écrire comme suit :

$$a_{Pi,j}\Phi_{i,j} = a_{Ni,j}\Phi_{i,j+1} + a_{Si,j}\Phi_{i,j-1} + a_{Ei,j}\Phi_{i+1,j}^* + a_{Wi,j}\Phi_{i-1,j}^* + b_{i,j} \quad (2.57)$$

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

L'équation (2-61) s'écrit aussi sous forme suivante :

$$A_{i,j}\Phi_{i,j} = B_{i,j}\Phi_{i,j+1} + C_{i,j}\Phi_{i,j-1} + D_{i,j} \quad (2.58)$$

avec :

$$A_{i,j} = a_{i,j} \quad (2.59)$$

$$B_{i,j} = a_{Ni,j} \quad (2.60)$$

$$C_{i,j} = a_{Si,j} \quad (2.61)$$

$$D_{i,j} = a_{Ei,j}\Phi_{i+1,j}^* + a_{Wi,j}\Phi_{i-1,j}^* + b_{i,j} \quad (2.62)$$

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

$$\Phi_{i,j} = P_{i,j}\Phi_{i,j+1} + Q_{i,j} \quad (2.63)$$

d'où :

$$\Phi_{i,j-1} = P_{i,j-1}\Phi_{i,j} + Q_{i,j-1} \quad (2.64)$$

En substituant l'équation algébrique discrétisée pour chaque nœud dans l'équation 0-61) on obtient :

$$\Phi_{i,j} = \left( \frac{B_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j}P_{i,j-1}} \right) \Phi_{i,j+1} + \left( \frac{C_{i,j}\Phi_{i,j-1} + D_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j}P_{i,j-1}} \right) \quad (2.65)$$

d'où :

$$P_{i,j} = \frac{B_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j}P_{i,j-1}} \quad \text{Et} \quad Q_{i,j} = \frac{C_{i,j}\Phi_{i,j-1} + D_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j}P_{i,j-1}} \quad (2.66)$$

## 2.4. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons introduit les différentes équations mathématiques nécessaires à la reproduction numérique d'un écoulement turbulent gaz-liquide diphasique, ainsi que les différents modèles de turbulence incluant les approches de la modélisation diphasique (lagrangienne et eulérienne).

Pour notre travail nous avons sélectionné la méthode VOF eulérien au vu de la compatibilité et de la concordance dont elle fait preuve avec l'écoulement bouchon, nous avons aussi opter pour le modèle de turbulence K-epsilon car c'est un modèle très répandu et très utilisé dans ce genre d'écoulement en raison de sa simplicité, son efficacité et sa capacité à prendre en compte la variabilité spatiale et temporelle de la turbulence.

Enfin pour valider notre travail nous comparerons nos résultats de simulation avec la carte de weisman (1983).

# **Chapitre 3**

## Etude numérique.

## 3. Etude numérique

### 3.1. Introduction

Ces dernières années, l'amélioration des fonctions des ordinateurs et le développement de méthodes numériques ont permis de développer des codes commerciaux qui traitent les problèmes de transport dans les fluides. Il y a nombreux de codes commerciaux utilisés pour les calculs des écoulements tridimensionnels, aux meilleurs performants, permettant la prédiction d'écoulements de fluides, comme : FLUENT, CFX, PHOENICS, STAR-CD, COMSOL, TRIO, FEMLAB...qui permettent la prédiction d'écoulement de fluide par la résolution des équations de Navier-Stokes. L'utilisation de ces codes devient de plus en plus utile et indispensable pour comprendre les phénomènes physiques et pour surmonter les problèmes liés à ces derniers.

Il existe plusieurs logiciels qui traitent les écoulements multiphasiques, on peut citer le logiciel OLGA (Oil and Gas), qui est un simulateur d'écoulement polyphasique transitoire largement utilisé dans l'industrie du pétrole et du gaz. OLGA a été développé par SINTEF et IFE en Norvège. Le SINTEF a mené des expériences de laboratoire dans un grand appareil biphasé haute pression et l'IFE a développé un simulateur d'écoulement multiphasique. On peut également citer Ansys FLUENT, qui est un code CFD commercial et l'un des outils numériques largement utilisés dans la simulation numérique des écoulements polyphasiques dans l'industrie ou la recherche. Dans ce travail, le code Ansys FLUENT est utilisé pour effectuer notre simulation numérique.

### 3.2. Présentation du code de calcul FLUENT

Fluent est un programme informatique conçu pour simuler l'écoulement de fluide et le transfert de chaleur dans des géométries complexes. Il est un logiciel de modélisation très fort développe et commercialise une solution complète qui simule tous les écoulements impliquant des phénomènes physiques complexes. Il offre une grande flexibilité pour le maillage et les résultats, il peut être adapté à tout type de maillage 2D (triangle ou Quadrilatères), 3D (tétraèdres, Hexaèdres, pyramides). Il peut affiner la grille en fonction des conditions aux limites, des dimensions et même des résultats déjà obtenus.

Fluent est utilisé dans une variété de domaine comme la mécanique, l'aéronautique, l'industrie automobile et l'hydraulique... ce logiciel permet la modélisation :

- Des écoulements dans des géométries 2D ou 3D en utilisant des maillages non structurés.
- Ecoulements incompressibles ou compressibles.
- Ecoulements non visqueux, laminaires ou turbulents.
- Ecoulements Newtoniens ou non Newtoniens.



- Transfert de chaleur par convection naturelle, forcée ou par rayonnement.
- Transfert de chaleur couplée conduction / convection.
- 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.

Ce code est basé sur la méthode des volumes finis des écoulements très variés dans des configurations plus ou moins complexe, l'avantage de cette méthode est qu'elle peut satisfaire la conservation de la masse, de l'impulsion et de l'énergie dans toutes les grandeurs de contrôle et toutes les zones de calcul

Comme tout logiciel de CFD, le FLUENT 19.0 est composé de trois éléments : le préprocesseur, le solveur et le post processeur.

a. Le préprocesseur

Le problème à résoudre est déterminé par le préprocesseur Gambit. Il nous permet de représenter la géométrie du système, de définir le type de conditions aux limites du domaine, de déterminer le type de matériau (liquide ou solide). Il donne également la possibilité de discrétisation de domaine en proposant plusieurs algorithmes de maillage en fonction de sa géométrie.

b. Le solveur

Il permet de définir numériquement les conditions de fonctionnement (gravité, pression) pour la simulation et la spécification des conditions aux limites. Enfin, il nous permet de choisir un processus itératif en proposant plusieurs schémas numériques pour la discrétisation de l'espace et du temps et le couplage de la vitesse et de la pression. Il fournit également une interface qui vous permet de vérifier la progression du calcul à tout moment.

Les procédures de calcul de code Fluent est présentées dans la figure ci-dessous :

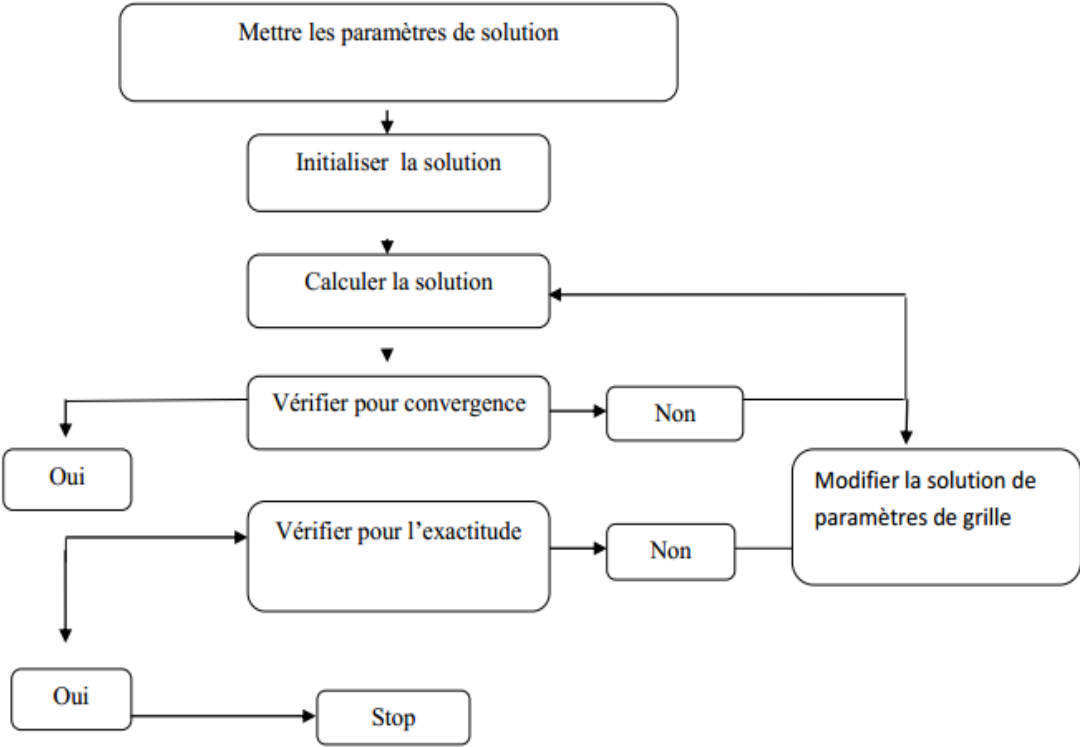


Figure 3.1. Algorithme de calcul Fluent.

c. Le post processeur

Il est l'élément qui permet de visualiser la géométrie et le maillage du champ, mais surtout d'afficher les résultats obtenus. Il est ainsi possible de visualiser les champs de vecteurs vitesse, les champs de pression, de turbulence ainsi que toutes les autres grandeurs calculées sur un segment, une section du domaine ou sur l'ensemble du volume. Il offre également la possibilité de dessiner des courbes et de visualiser les lignes actuelles ou la trajectoire des particules.

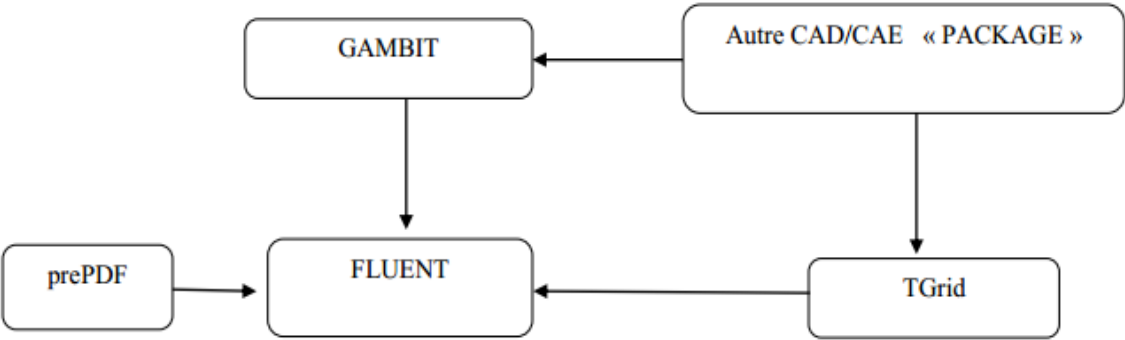
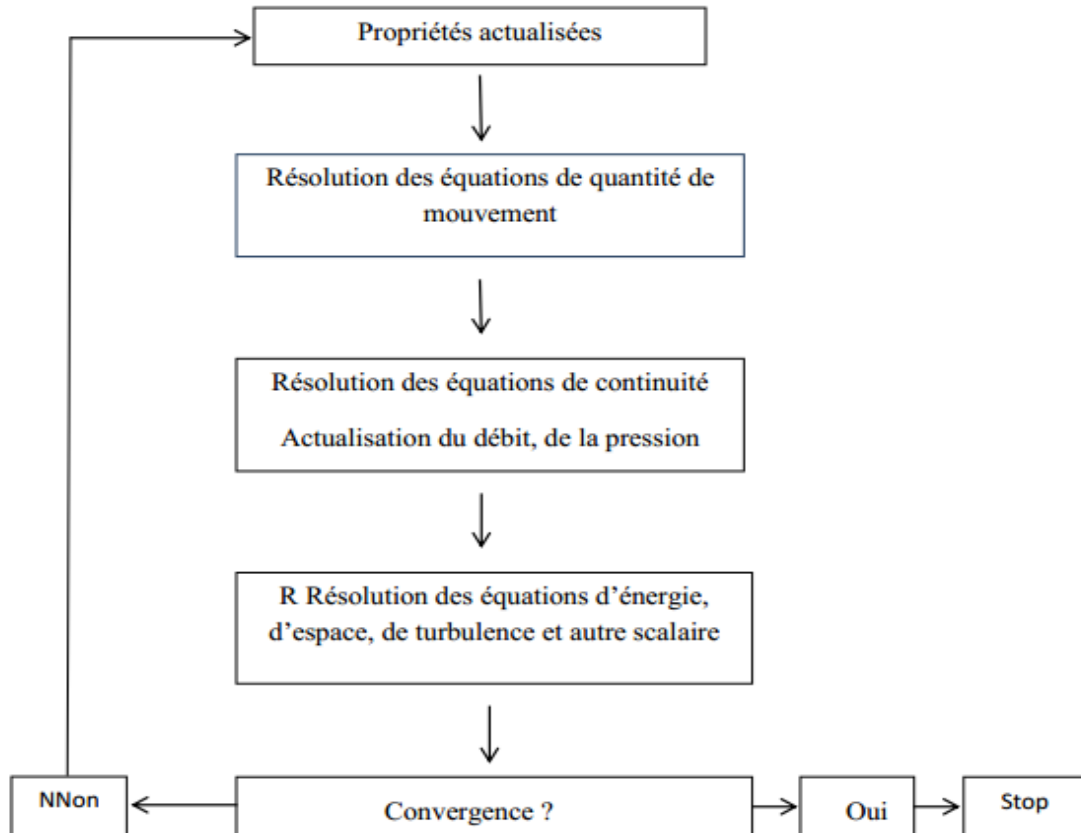


Figure 3.2. L'architecture de Fluent.

### 3.3. Simulation numérique

#### 3.3.1 Le choix du modèle de turbulence

La bibliographie montre que plusieurs modèles de turbulence peuvent être utilisés pour modéliser la turbulence d'un écoulement diphasique, notamment le modèle K- $\epsilon$  classique.



**Figure 3.3.** Méthode de résolution segregated.

#### 3.3.2 Procédures numériques

Les schémas de discrétisation des différentes variables sont résumés dans le tableau.

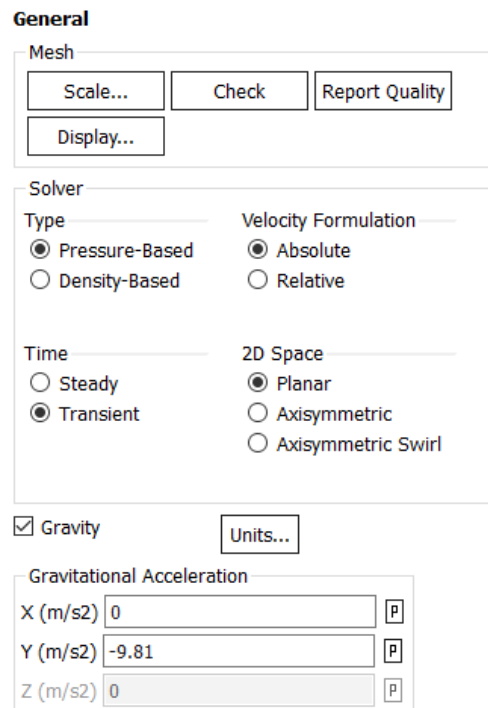
**Tableau 3.1.** Schéma de discrétisation

Variable	Schéma
Pression	PRESTO
Couplage pression-vitesse	SIMPLE
Fraction de volume	1 <sup>er</sup> ordre

### 3.3.3. Etapes de simulation sous fluent

Les Etapes de simulation sous FLUENT sont les suivantes :

1. D'abord, nous importons le maillage (file – import - mesh). Puis vérifier l'absence de volume négatif de la grille (grid – check). Vérifier même la dimension de la grille (Grid - Scale).
2. Les calculs seront transitoires, on modifiera en conséquence le solveur (Define - model - Solver). Les autres paramètres ne seront pas modifiés (2D, Pressure Based, 1st ordre implicite).



**Figure 3.4.** Fenêtre de sélection le solveur instable.

3. Pour introduire deuxième fluide utilisé (l'eau), on suit les étapes suivantes : materials → create/edit → fluent database → fluent fluid materials → water liquid (H<sub>2</sub>O) → copy → close → change/create → close. (Air est déjà introduit).

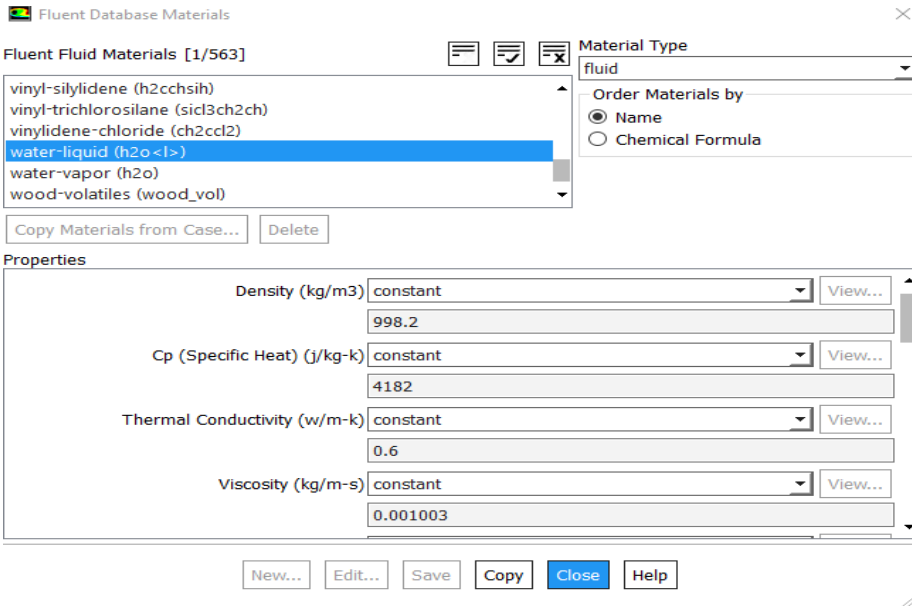


Figure 3.5. Fenêtre de sélection des fluides utilisés.

- 4. Pour le modèle multiphasique, On choisira le modèle VOF, définir le nombre de phases eulériennes à 2 (air et eau) et on sélectionne l'option (formulation implicit et implicit body force).

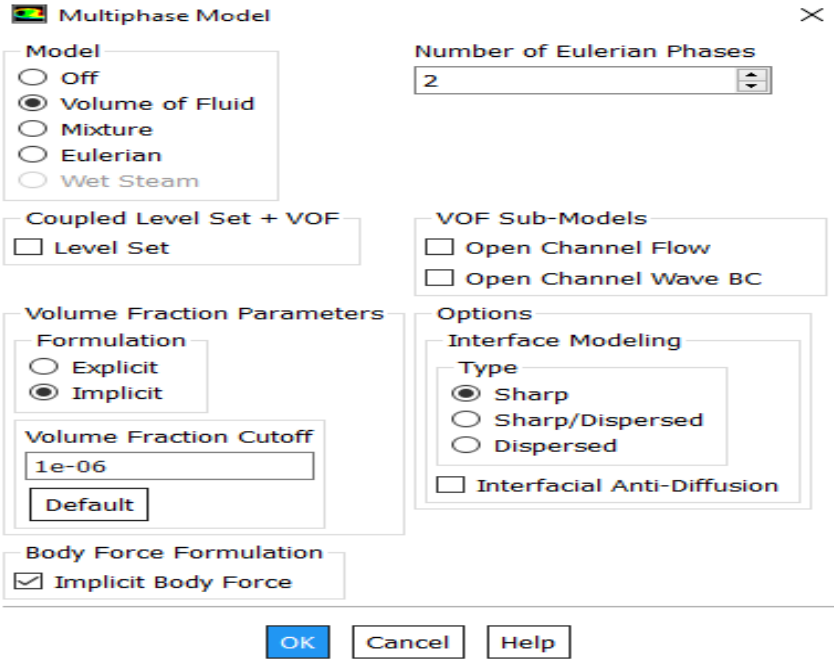
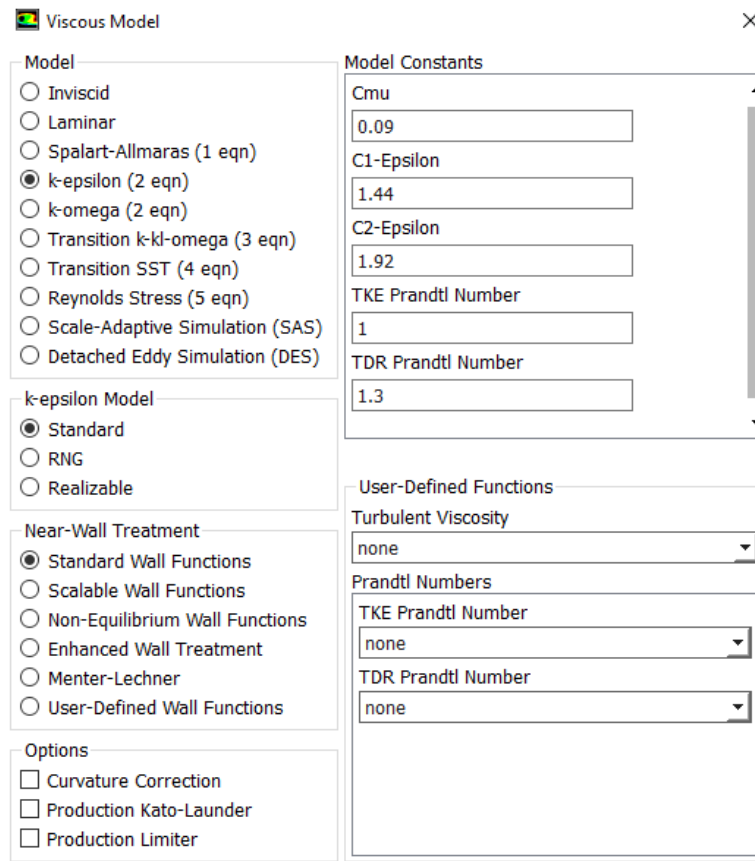


Figure 3.6. Fenêtre de sélection du modèle multiphasique.

5. On utilisera le modèle de turbulence k- $\epsilon$  standard.



**Figure 3.7.** Fenêtre de sélection du modèle de turbulence.

6. Pour définir les phases, on va a models  $\rightarrow$  multi-phase  $\rightarrow$  phase1  $\rightarrow$  edit  $\rightarrow$  sélectionner l'air et modifier le nom, et même pour la 2ème phase que on l'appellera (water).

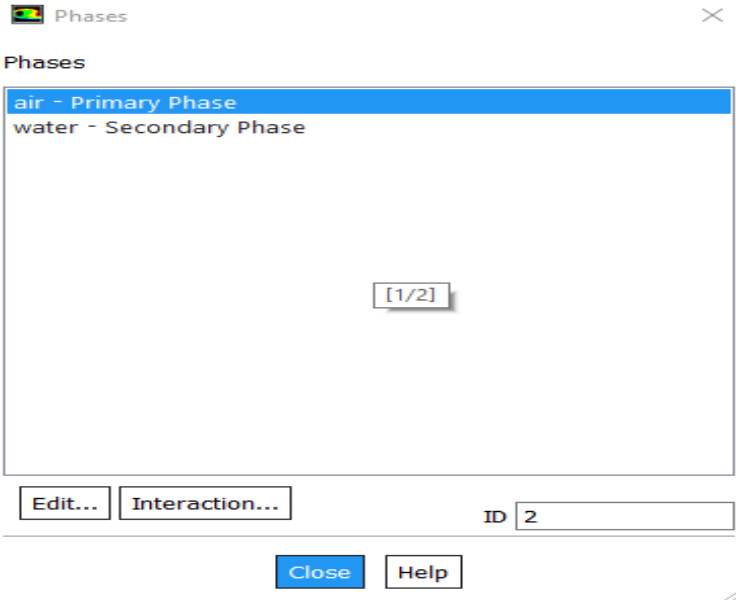


Figure 3.8. Fenêtre de modifier les nom des phases.

- 7. On introduire aussi tension de surface entre l'air et l'eau (0,072 N/m), dans la fenêtre des phases → interaction → surface tension → sélectionner (surface tension force modeling).

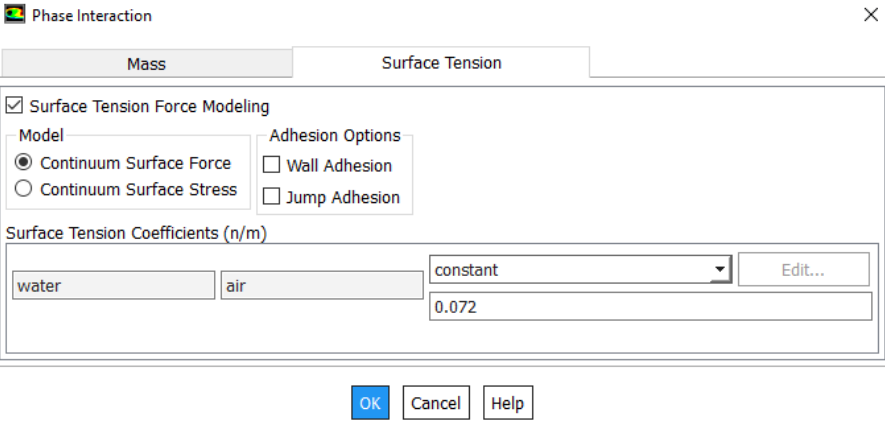


Figure 3.9. Fenêtre de modifier les nom des phases.

- 8. Pour inclure la gravite et la densité opératoire, define → operating conditions ; on introduire la gravite suivant l'axe des Y avec la valeur de -9,81m/s<sup>2</sup>, et on sélectionne l'option (specified operating conditions).

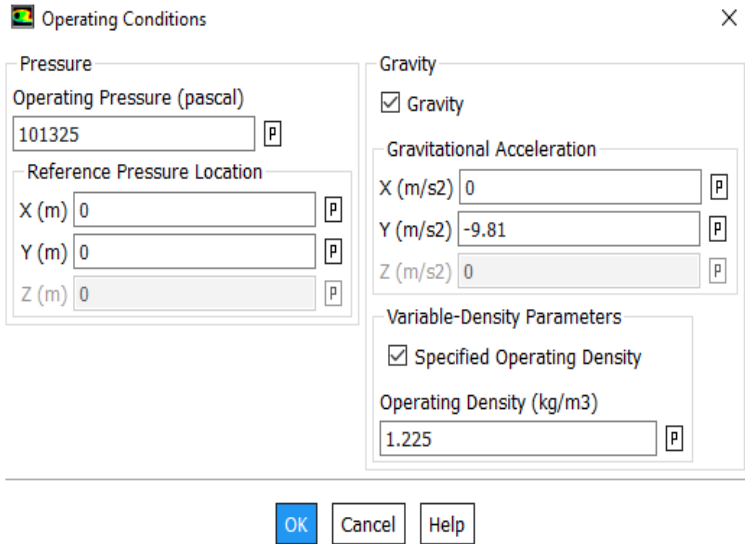


Figure 3.10. Fenêtre d'introduction de la gravité et la densité opératoire.

9. L'étape suivante on introduire les conditions aux limites (boundary conditions → air inlet →mixture→edit) on introduit la vitesse figure (3.12).

voir figure (3.11), puis d'entrée de l'air voir

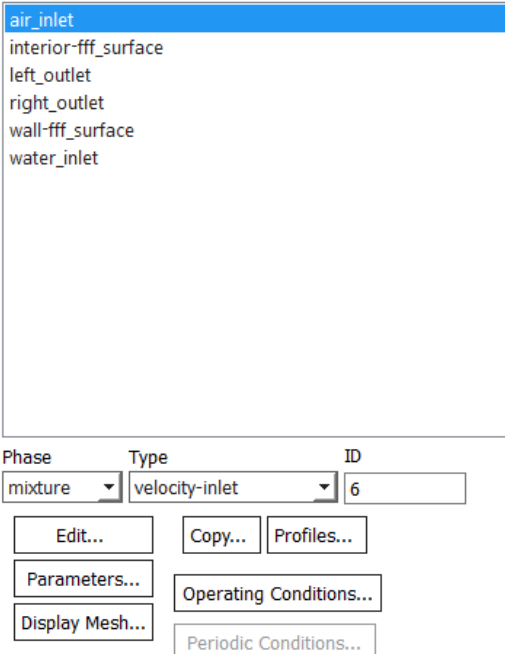


Figure 3.11. Fenêtre de sélection de la phase d'entré (air).



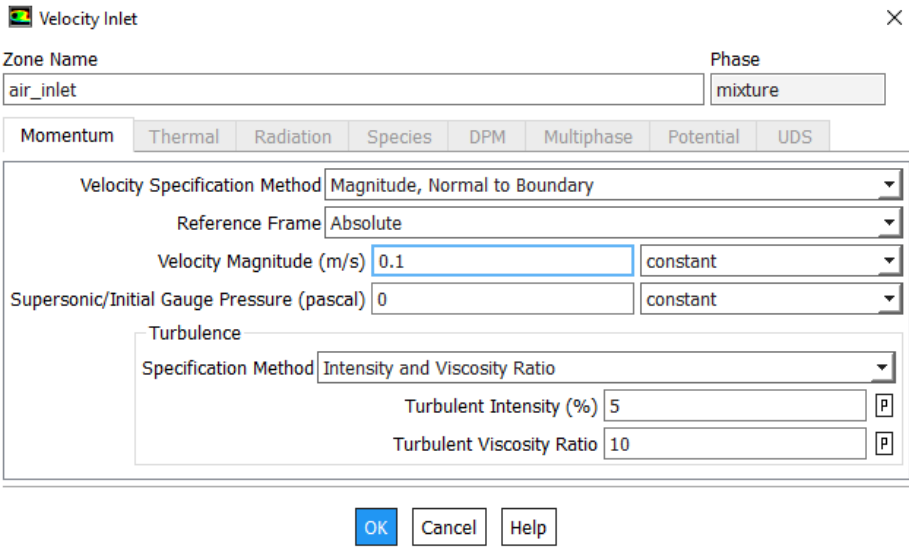


Figure 3.12. Fenêtre d'introduction de la vitesse d'entrée de la phase (air).

10. On passe aux conditions aux limites de l'eau (boundary conditions → water inlet →mixture→edit) voir figure (3.13), puis on introduit la vitesse d'entrée de l'eau voire figure 3.13. Ensuite on définit le volume fraction dans inlet de l'eau a 1 (boundary conditions → water inlet → phase → water→edit) voir figure (3.15).

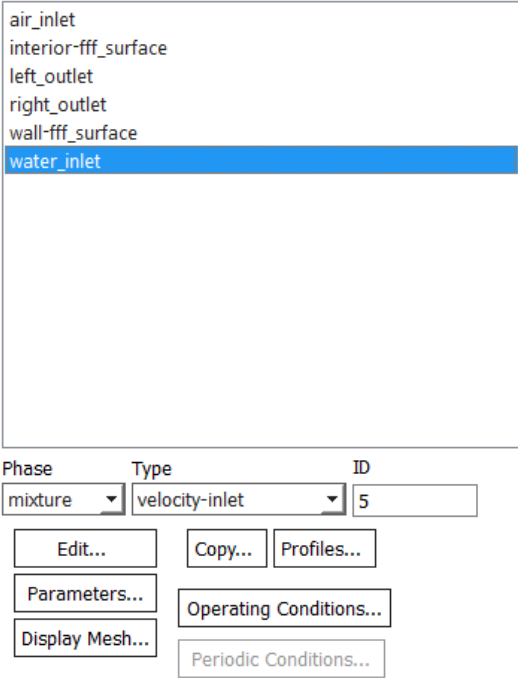
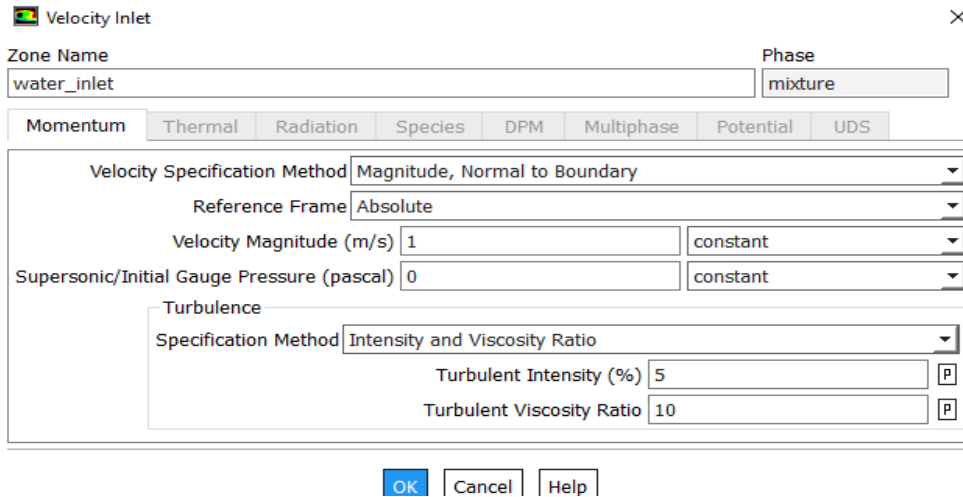
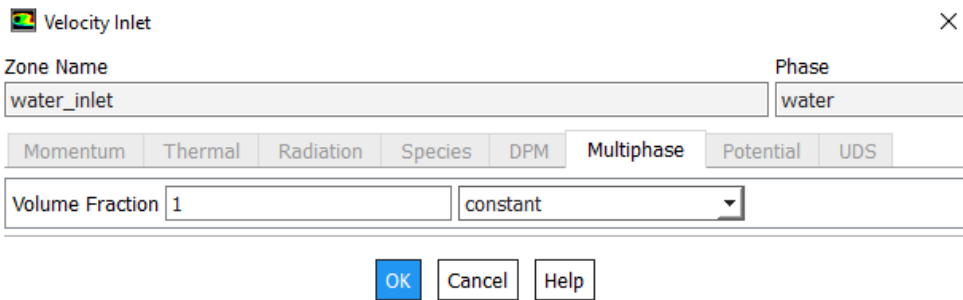


Figure 3.13. Fenêtre de sélection de la phase d'entrée (eau).



**Figure 3.14.** Fenêtre d'introduction de la vitesse d'entrée de la phase (eau).



**Figure 3.15.** Fenêtre d'introduction la fraction de volume (eau).

11. Pour le choix des méthodes de calculs (solution → methods) et on laissera le pressure-velocity coupling à (simple) et on change dans la case de (Momentum) à (second order upwind) voir figure (3.16).

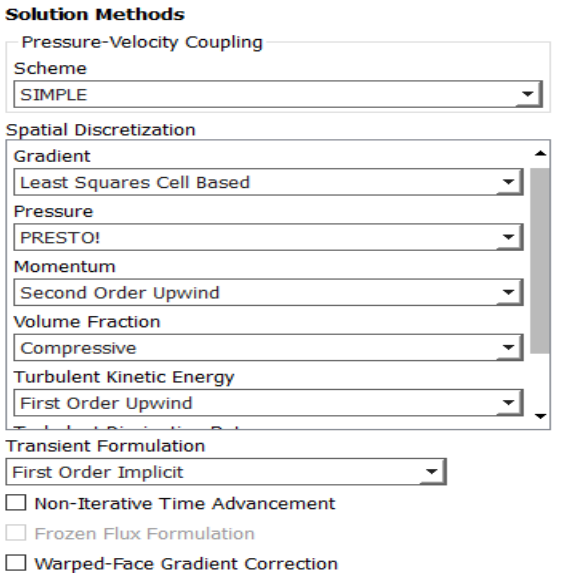


Figure 3.16. Fenêtre de sélection de l’algorithme de couplage et des schémas de discrétisation.

12.Initialisation : (solution → initialization→ hybrid initialization) voir figure (3.17) puis patch.

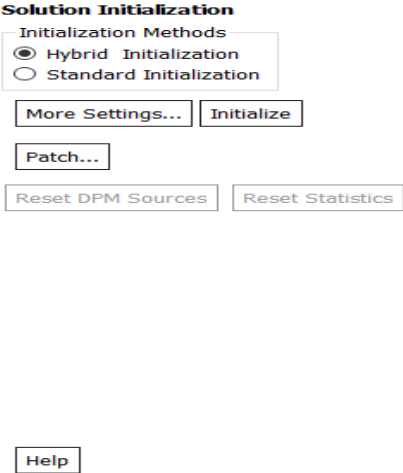


Figure 3.17. Fenêtre d’initialisation.

13. Lancement des calculs (solution → run calculation) voir figure 3.18.

**Figure 3.18.** Fenêtre de sélection de lancement des calculs.

### 3.4. Cas d'application de l'étude

L'objectif de cette partie consiste à l'étude numérique écoulements diphasiques air/eau dans un système de conduit constitué d'une conduite verticale figure (3.19) puis voir l'influence de la Jonction Té sur l'écoulement. Nous procédons à la validation des résultats de la simulation obtenue à l'aide du logiciel FLUENT en les comparant avec la carte de Weisman(1983).

Lors de la simulation numérique utilisant le code FLUENT, nous avons utilisé la méthode des volumes finis avec des volumes de contrôle quadrilatéraux pour la discrétisation des équations aux dérivées partielles énoncées au chapitre 2. L'algorithme SIMPLE développé par Spalding et Patankar (1981) est utilisé pour le couplage vitesse-pression.

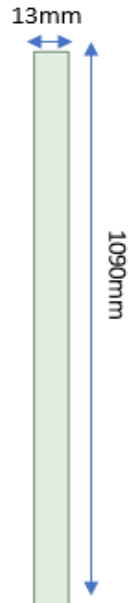
### 3.5. Procédure numérique

Ce paragraphe illustre la géométrie et les conditions de fonctionnement ainsi que la procédure numérique adaptée pour simuler la conduite de l'écoulement gaz-liquide en présence de la jonction Té.

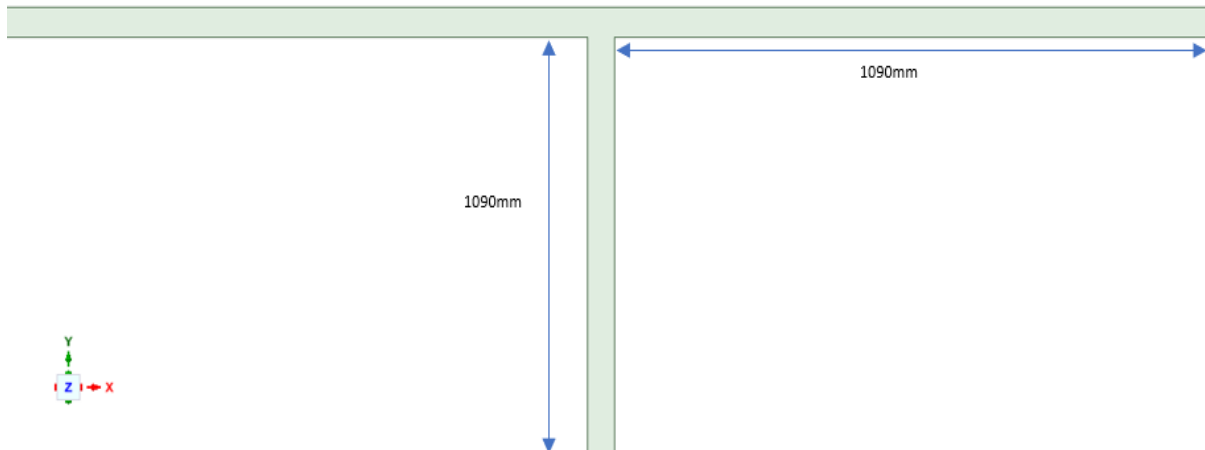
#### 3.5.1. Géométrie du problème

Le modèle physique de notre cas d'étude numérique est présenté sur la figure (3.20). Il s'agit d'une conduite verticale de longueur 1090mm et diamètre 13mm liée à deux conduites horizontales de même longueur et diamètre. Le système des conduites contient un liquide incompressible ( $\rho=999,98\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ , eau) et un gaz parfait ( $M=29\text{g}\cdot\text{mol}^{-1}$ ) dans des conditions isothermes. Ces deux fluides entrent dans le système avec deux injecteurs de 5mm de diamètre voire (figure 3.21). La présence d'un écoulement diphasique dans une telle géométrie donne

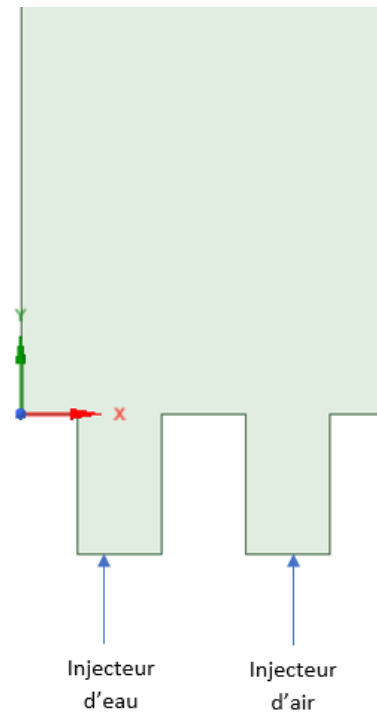
naissances à plusieurs configurations selon les couples de vitesses utilisées, on a comme régime annulaire et l'écoulement à bulles dans la partie verticale et le stratifié, l'ondulé dans la partie horizontale. Nous avons choisi d'étudier tout d'abord la partie verticale seule (figure 3.19) pour voir l'influence de la Jonction Té sur les différents régimes qui pourraient être apparaitre.



**Figure 3.19.** Géométrie conduite verticale.



**Figure 3.20.** Géométrie conduite verticale avec jonction Té.



**Figure 3.21.** injecteur d'eau et d'air.

### 3.5.2. Conditions aux limites opératoires

La résolution des équations de transport par une méthode analytique ou numérique nécessite la détermination des conditions initiales et limites.

- a) Pour le code Fluent les types disponibles des conditions aux limites sont classés comme suit:
  - Conditions d'entrée et de sortie de l'écoulement : pression d'entrée (pressure inlet), vitesse de l'entrée (velocity inlet), débit massique à l'entrée (mass flow inlet), admission (intake), pression de sortie (pressure outlet) ; sortie (outflow), champ de pression lointain (pressure far-field), échappement (exhaust)
- b) Mur et conditions du pôle : mur (wall), axe de symétrie (axis), conditions périodique, plan de symétrie (symétrie).
- c) Cellules des zones internes : fluide ou solide (de différent type).
- d) Condition des faces internes : ventilation, radiation, mur intérieur.

Les conditions associées à l'injection des phases gaz/liquide sont de type velocity-inlet, et à la sortie de type pressure outlet.

### 3.6. Conclusion

Pour étudier les différents paramètres de l'écoulement diphasique, il existe un certain nombre de codes tridimensionnels industriels, permettant la modélisation et la simulation d'écoulement de fluides et de bien comprendre son comportement.

Parmi le large éventail des codes de calcul de l'écoulement connus nous avons utilisé le code Fluent qui est un logiciel conçu pour la simulation des écoulements de fluide la résolution des équations de la mécanique des fluides. Il repose sur la résolution par une méthode de volumes finis.

Dans ce chapitre, nous avons également montré la procédure numérique utilisée pour la simulation d'un écoulement gaz-liquide en jonction dans une conduite verticale avec ou sans jonction T.

Les résultats de cette simulation numérique seront présentés dans le chapitre suivant et ils s'effectueront en deux parties, la première sera consacrée à la validation (maillage et simulation), la deuxième à l'étude de la variation des différents paramètres des écoulements diphasiques dans une telle géométrie.

# **Chapitre 4**

## **Résultats et discussions.**



## 4. Résultats et discussions

### 4.1 Introduction

Une alternative à l'étude expérimentale de l'écoulement diphasique gaz-liquide est l'approche par simulation numérique en utilisant la technique CFD. Si l'on prend en considération les progrès énormes des machines de calcul, on peut dire, que la simulation CFD est un bon choix pour étudier l'écoulement diphasique.

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de simulation numérique qui porte principalement sur l'étude de l'écoulement diphasique gaz-liquide dans deux géométries : la première est une conduite verticale et la deuxième, représente une conduite verticale relié à une jonction T.

Dans ce chapitre, nous présentons nos résultats numériques obtenus avec le logiciel FLUENT 19.0.

L'exploitation des résultats numérique généré pour chaque géométrie s'effectue en deux parties, l'une sera consacrée à l'étude du maillage et la validation, l'autre à l'étude la configuration d'écoulement ainsi qu'à l'étude des différents paramètres à l'instar de la pression, les lignes de courants ainsi que la vitesse.

### 4.2. Conduite verticale

#### 4.2.1. Étude de maillage et choix du modèle de turbulence

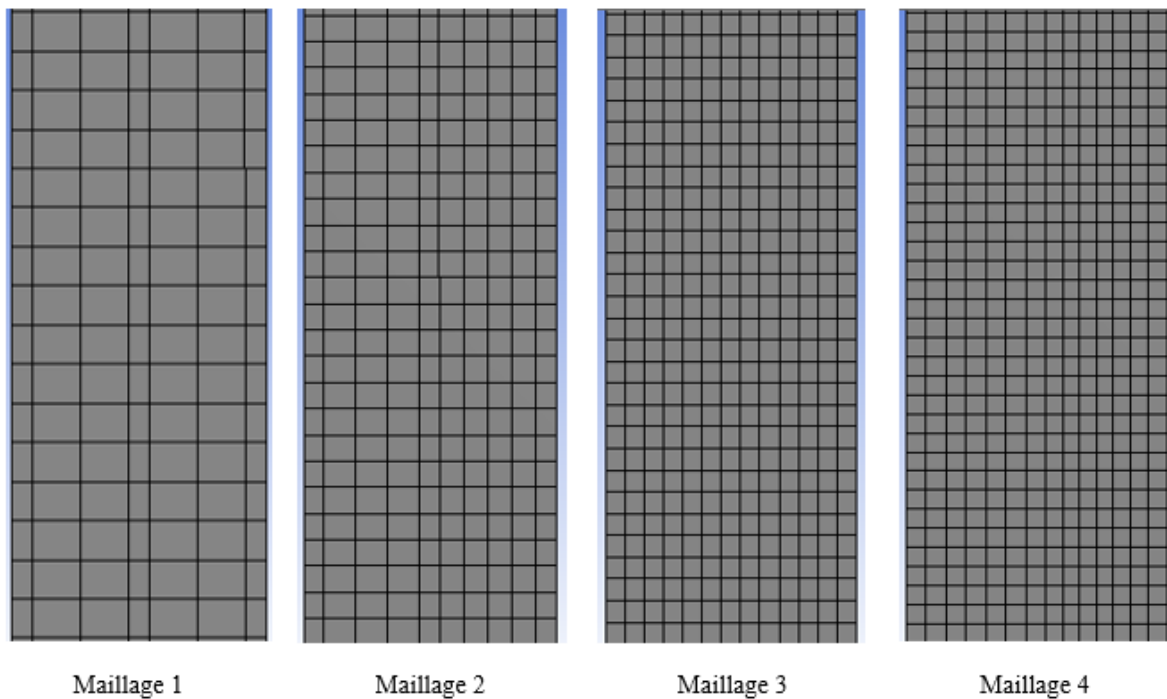
##### 4.2.1.1. Etude du maillage

Avant de présenter les résultats de simulation obtenus avec le code de calculs FLUENT, intéressons-nous tout d'abord au choix du maillage. Il est bien connu que la précision des résultats de simulation numérique peut dépendre fortement de la résolution du maillage. Ce dernier est une partie intégrante de la solution numérique et doit répondre à certains critères afin d'assurer une solution valable et, donc, précise. Ainsi, le choix de la finesse du maillage est une question essentielle dans la simulation : plus le maillage est fin, moins il contribue aux écarts entre simulation et réalité, mais plus le coût du calcul augmente. Dans le but de trouver la résolution du maillage adéquate pour la bonne conduite de nos calculs, nous avons réalisé un test simple en modifiant la résolution du maillage. Ce test consiste donc à procéder à des essais sur différentes tailles de mailles jusqu'à ce que la solution numérique converge. Quatre résolutions différentes du maillage ont été considérées, générant ainsi des maillages structurés uniformes quadratiques. Le nombre de mailles de chaque grille ainsi que la taille des éléments sont résumés dans le tableau 4.1.

**Tableau 4.1.** Caractéristiques des mailles.

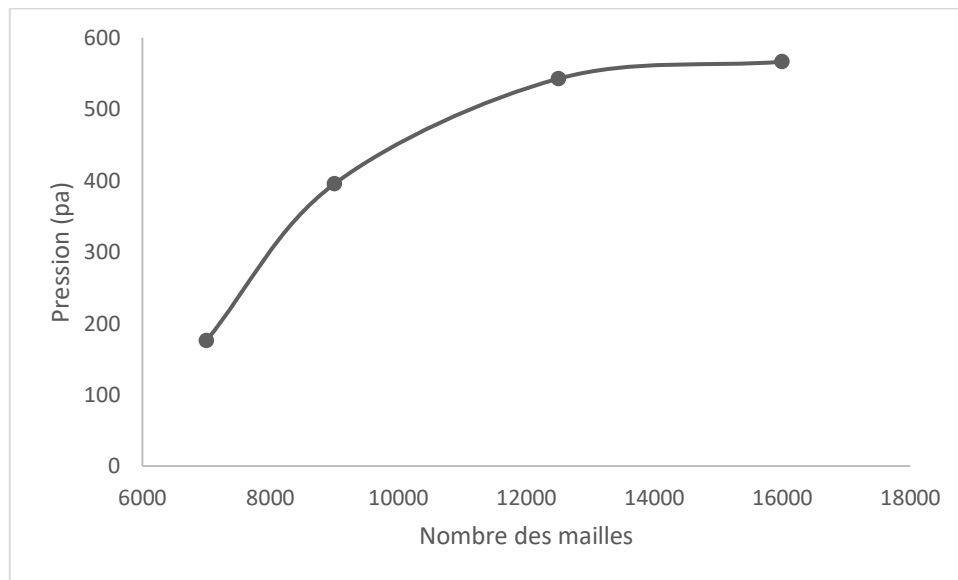
Maillages	Nombre des mailles	Taille de l'élément (m)
Maillage 1	7000	0,0015
Maillage 2	9000	0,00135
Maillage 3	12500	0,00125
Maillage 4	16000	0,00095

La distribution de pression dans la conduite verticale est le critère choisi pour vérifier le comportement de convergence. La figure (4.1) présente les mailles, tandis que la figure (4.2) illustre le comportement de convergence de la pression obtenue à une position particulière de la conduite en fonction du nombre de mailles choisis.

**Figure 4.1.** Les mailles de calcul pour la conduite verticale .

**Tableau 4.2.** Conditions opératoires de la simulation test.

Condition aux limites		Condition opératoire					
A l'entrée		A la sortie	Densité (kg/m <sup>3</sup> )		Viscosité (kg/ms)		Tension surfacique (N/m)
Jl (m/s)	Jg (m/s)	La pression (Pa)	Air	Eau	Air	Eau	0,072
0,1	1	Atmosphérique	1,1224	999,98	0,000018	0,001	



**Figure 4.2.** Convergence de la pression en fonction de maillage.

Les différents maillages ont par la suite été évalués sur la simulation test (voir tableau 4.2). Nous remarquons d'après la figure 4.2 que le meilleur maillage est le maillage N°4 avec 16 000 mailles.

#### 4.2.1.2. Modèle de turbulence

A cause du temps énorme des simulations, l'étude du choix de modèle de turbulence n'était pas possible. Pour cela on s'est basé sur la littérature pour identifier le modèle de turbulence nécessaire dans notre cas d'étude.

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).

### 4.2.1.3. Conditions opératoires

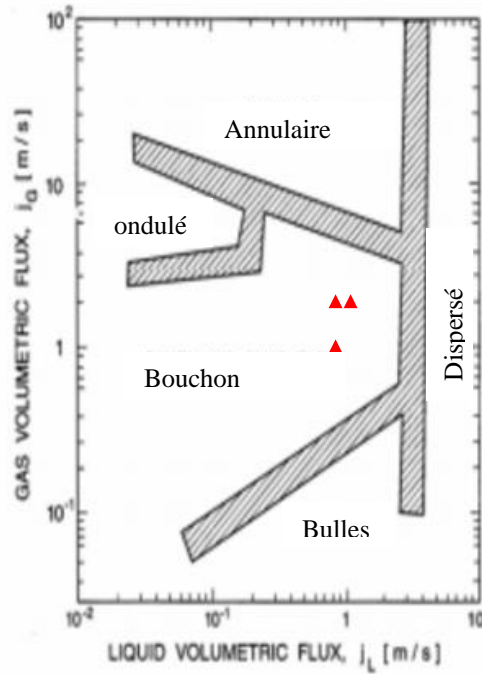
Dans cette étude les débits d'air et d'eau sont injectés à la section d'entrée du domaine de calcul (conduite), puis le mélange des deux phases s'écoule le long de la conduite et est finalement évacué par l'orifice de sortie à la pression atmosphérique. Les propriétés appropriées des deux fluides (air et eau) utilisés dans nos simulations sont répertoriées dans le tableau 4.3.

**Tableau 4.3.** Propriété des fluides.

Fluide	Densité (kg/m <sup>3</sup> )	Viscosité (kg/ms)	Tension surfacique (N/m)
Air	1,224	0,000018	0,072
Eau (liquide)	999,98	0,001	

### 4.2.2 Simulation du régime d'écoulement bouchon dans la conduite verticale

La première partie de notre travail numérique porte sur la simulation 2D de la configuration bouchon. Un élément essentiel des simulations CFD en termes de représentation de la configuration de l'écoulement diphasique à travers la conduite consiste en les vitesses d'injection des deux phases. Par conséquent, les conditions aux limites ont été choisies en fonction des gammes de présence dans la configuration bouchon observé par Weisman et al (1983). Pour des raisons de temps de calcul, trois cas correspondants chacun au régime bouchon ont été retenus pour les simulations numériques. Ces conditions sont représentées sur la carte d'écoulement de Weisman et al (1983) en rouge et résumées dans le tableau 4.4.



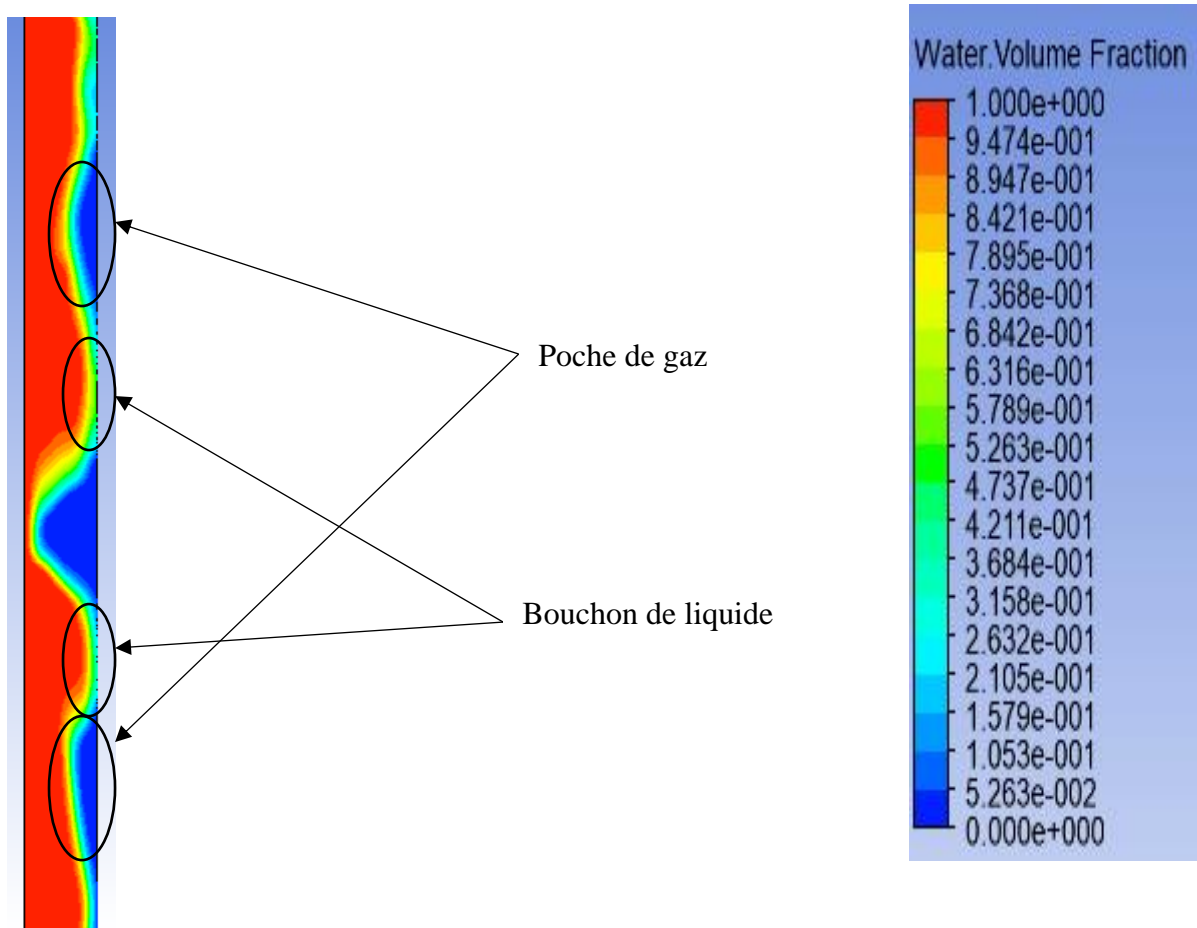
**Figure 4.3.** Représentation des conditions sur la carte de Weisman et al (1983).

**Tableau 4.4.** Tableau des conditions aux limites.

Couple	$J_l$ (m/s)	$J_g$ (m/s)
1	1	1
2	1	2
3	1,1	2

#### 4.2.2.1. Identification de la configuration d'écoulement diphasique bouchon dans la conduite verticale

Le résultat de simulation pour les conditions d'exploitation correspondant à un modèle d'écoulement bouchon ainsi que les différentes composantes de l'écoulement sont illustrés dans la figure 4.4. Pour ce régime, une onde est captée périodiquement par le gaz se déplaçant plus rapidement pour former un bouchon mousseux qui passe à travers le tube à une vitesse beaucoup plus élevée que la vitesse moyenne du liquide.

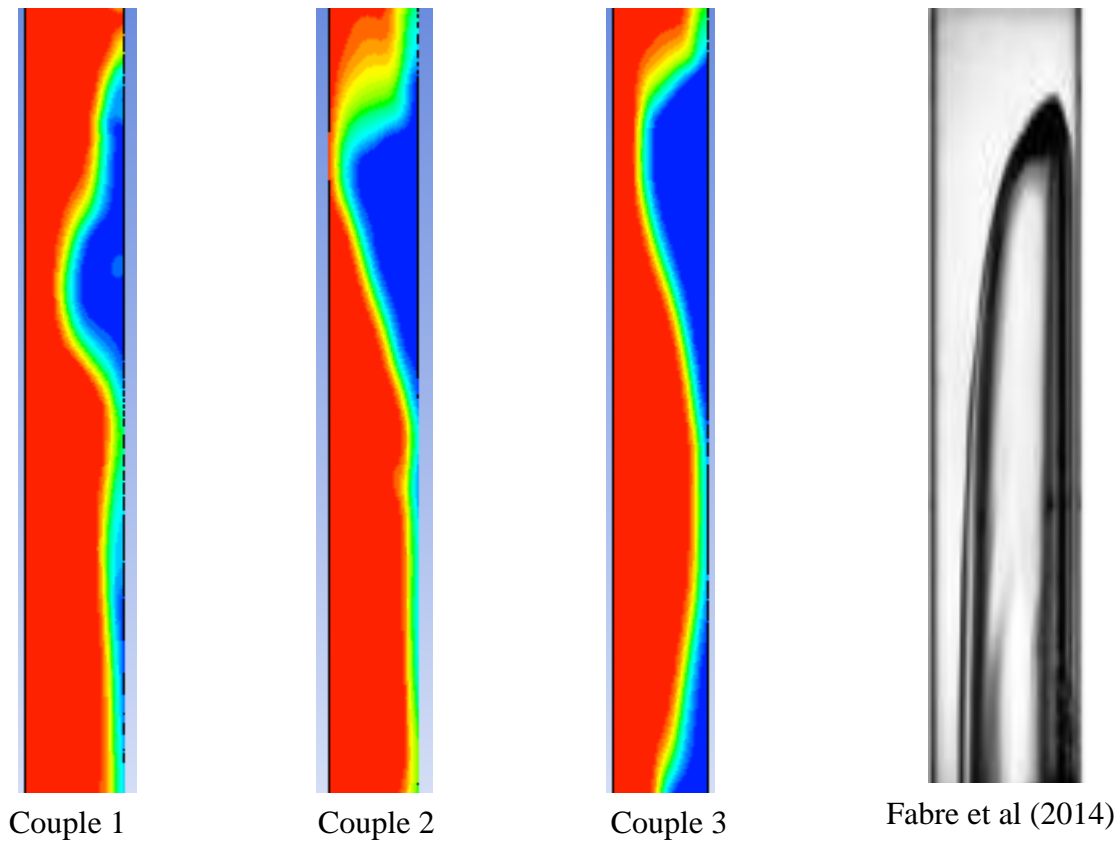


**Figure 4.4.** Composantes de l'écoulement bouchon.

#### 4.2.2.2. Validation

Pour la validation du résultat de simulation du régime d'écoulement bouchon observé dans notre conduite pour les trois couples de vitesse gaz et liquide sélectionnés on s'est basé sur deux méthodes de identifications, qui sont les suivantes :

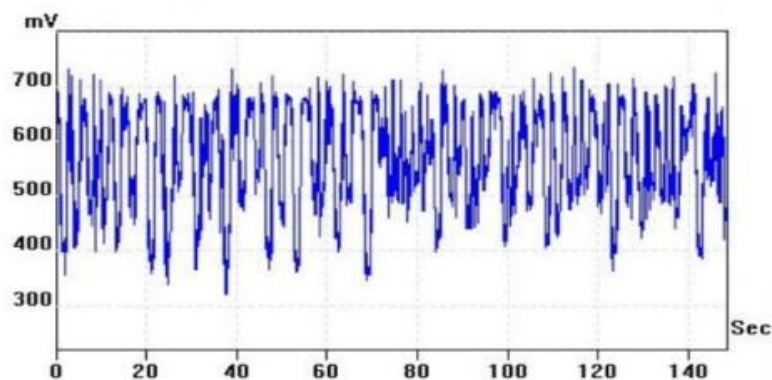
### a. Par visualisation



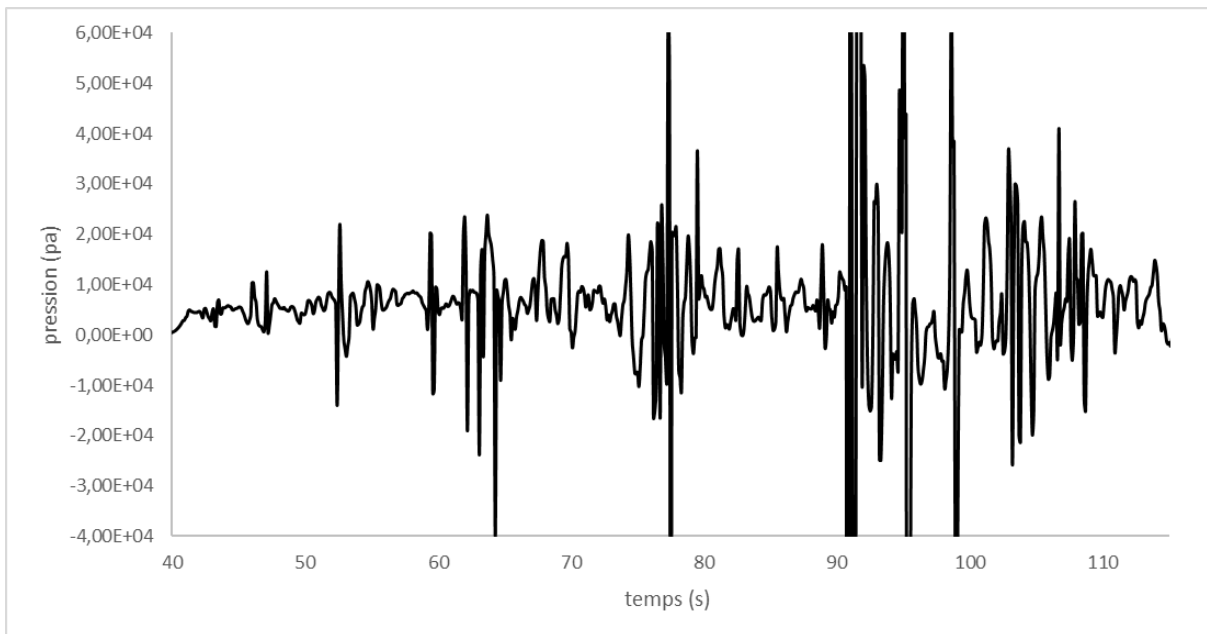
**Figure 4.5.** Identification de l'écoulement bouchon.

### b. Par les signaux de pression

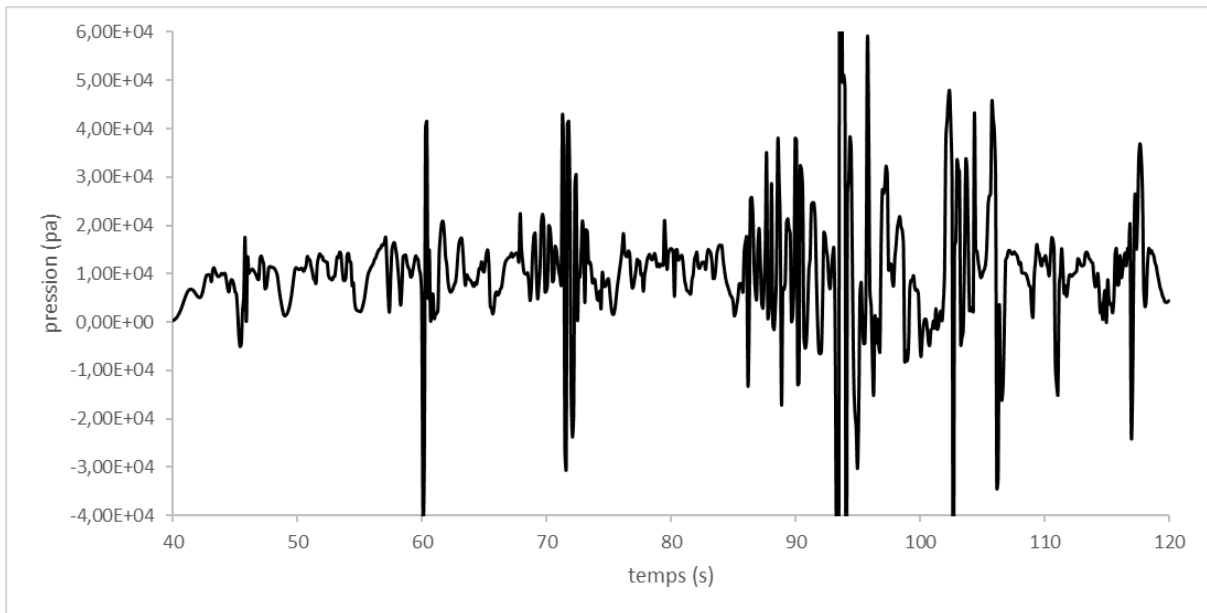
Les résultats donnés à travers les simulations numérique par FLUENT ANSYS 19.0 ont été comparé par ceux obtenues par (Belgacem et al,2013) lors de l'investigation expérimentale de la carte de bouchon. Dans Leur travaux, (Belgacem et al, 2013) ont déterminés le signal de pression qui correspond au régime bouchon illustré dans la figure 4.6.



**Figure 4.6.** Signal de pression correspondant au régime bouchon (Belgacem et al., 2013).

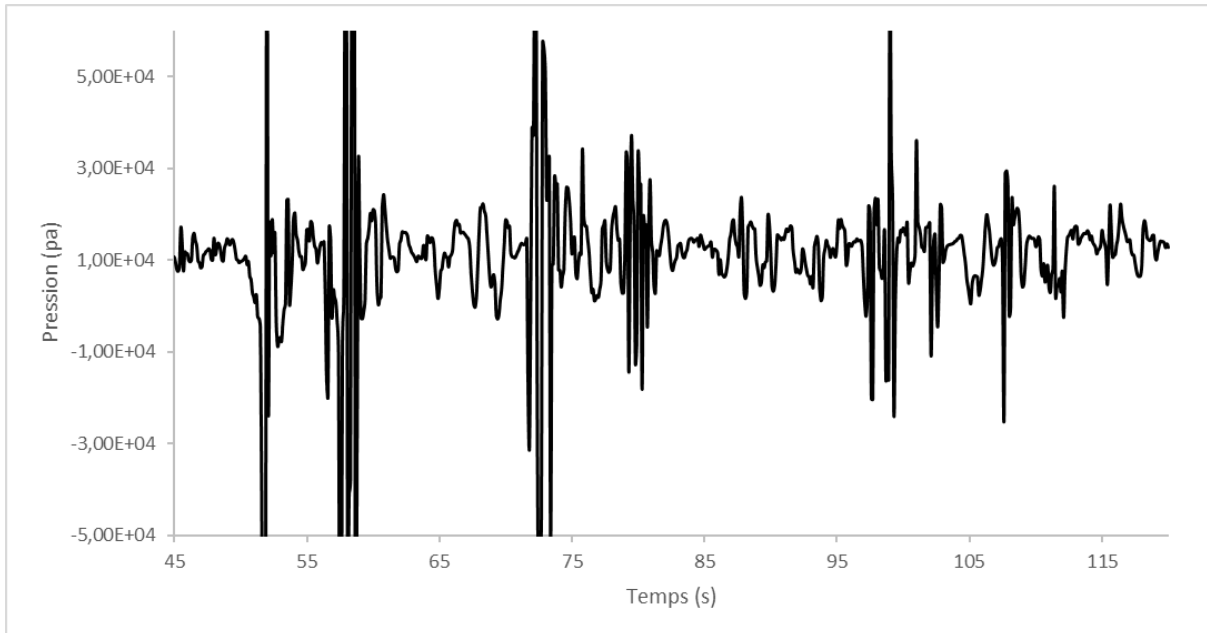


(a)  $J_g = 1\text{m/s}$  et  $J_l = 1\text{m/s}$ .



(b)  $J_g = 2\text{m/s}$  et  $J_l = 1\text{m/s}$ .



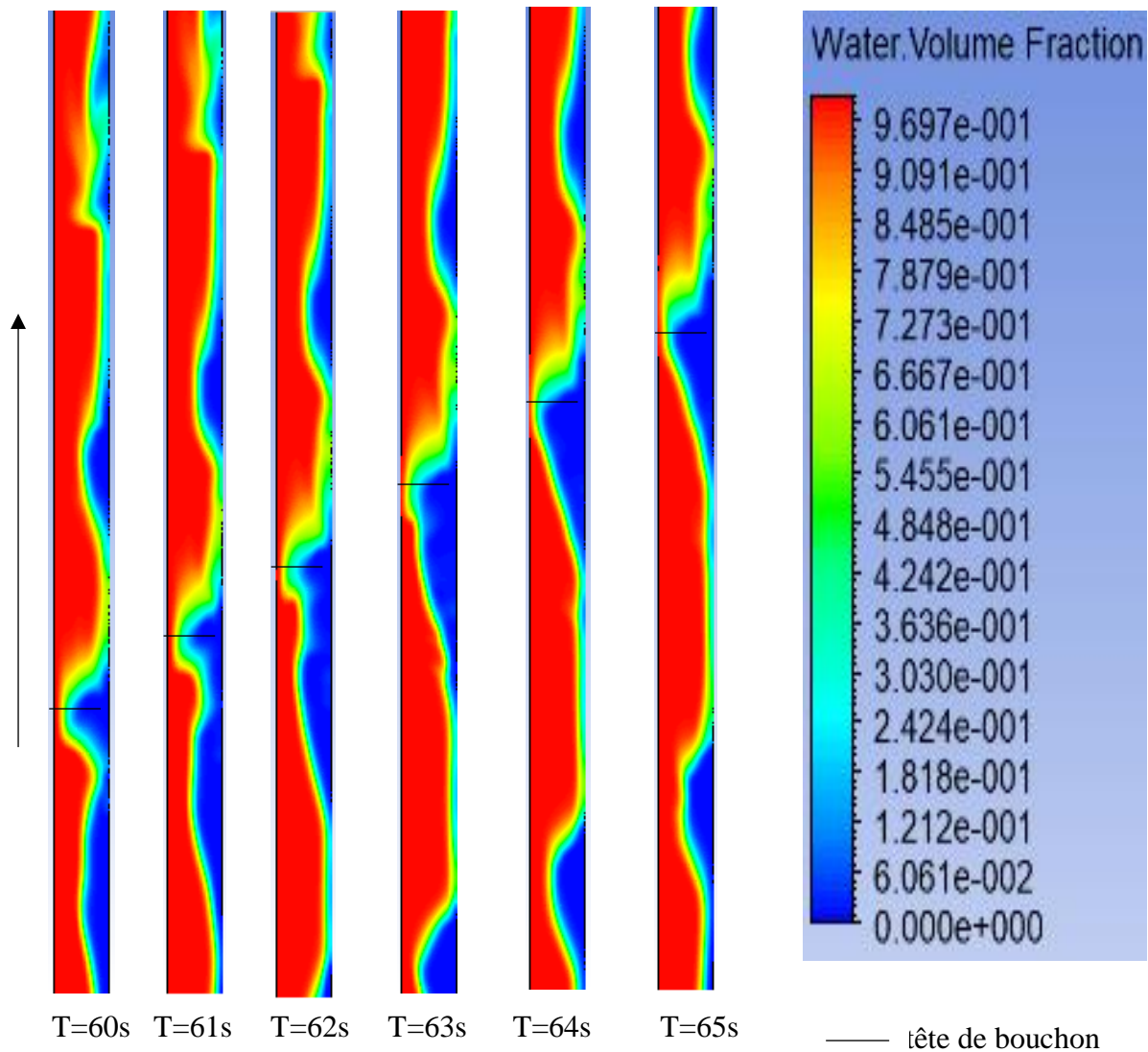
(c)  $J_g = 2\text{m/s}$  et  $J_l = 1.1\text{m/s}$ .**Figure 4.7.** Variation de la pression en fonction de temps (a), (b) et (c).

Les signaux de pression relatifs aux trois couples étudiés sont représentés sur la figure 4.7 [a,b,c], nous avons obtenus des signaux de pression au niveau du coude identique au signal bouchon donné par la figure 4.6 pour les trois couples étudiés.

#### 4.2.3. Evolutions du régime slug

Lors de notre étude, nous avons visualisé la formation et l'identification du bouchon liquide dans une conduite verticale.

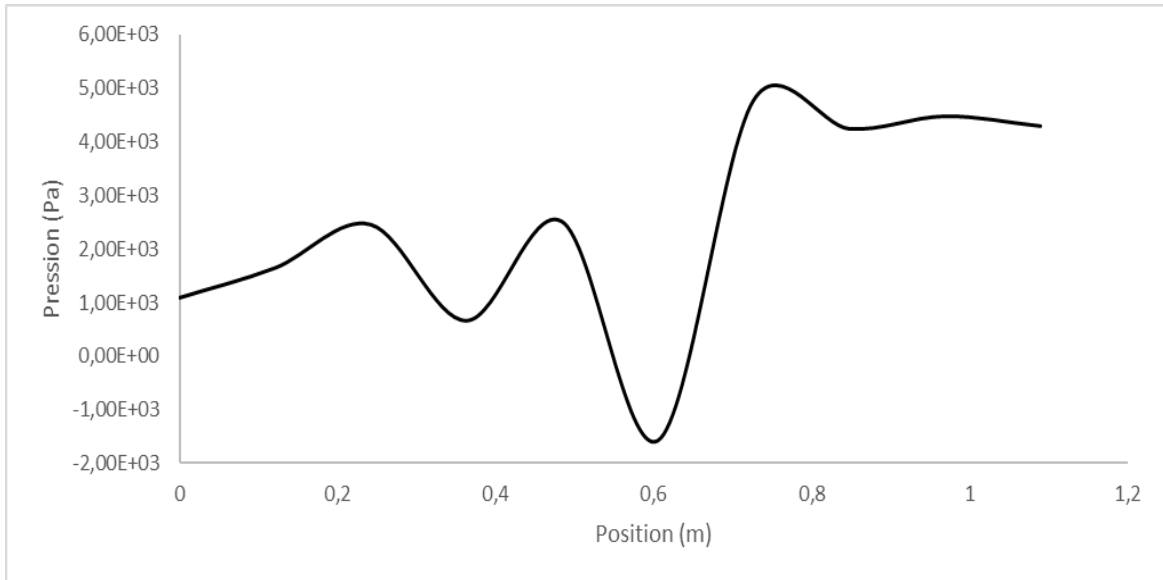
La figure 4.8 montre le comportement d'écoulement bouchon pour les différents instants on remarque qu'à  $t=60$  s dans la figure 4.8 le passage d'une poche de gaz de taille assez importante, suivi par le passage de succession de petit bouchon. On remarque par la suite la formation de grand bouchon comparé par ceux obtenus à  $t= 60$  s.



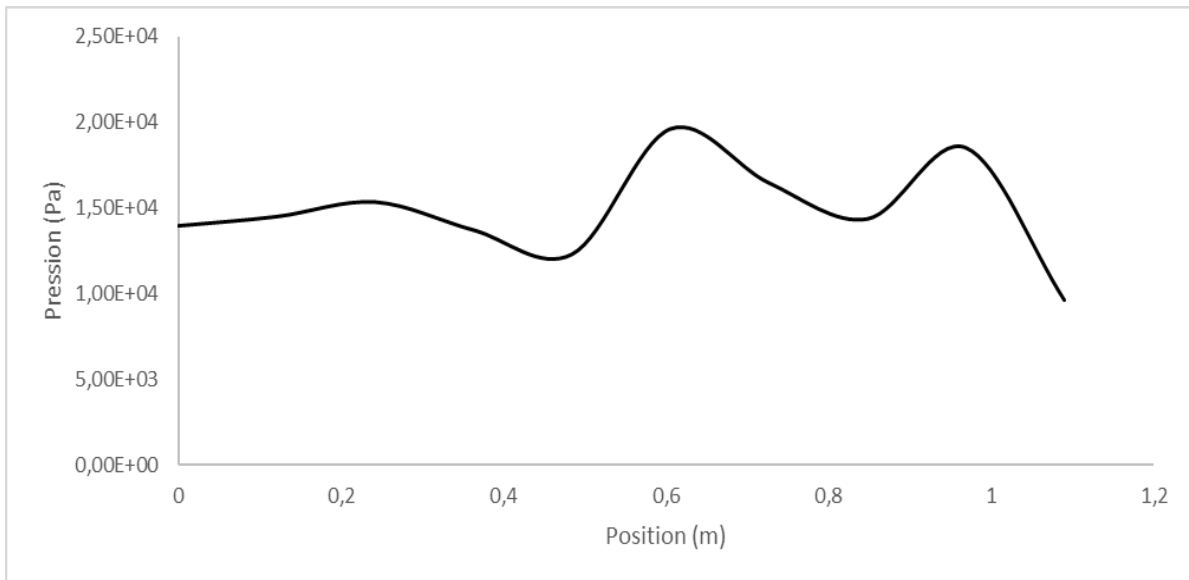
**Figure 4.8.** Le comportement d'écoulement bouchon.

#### 4.2.4. Évolutions de la pression au long de la conduite

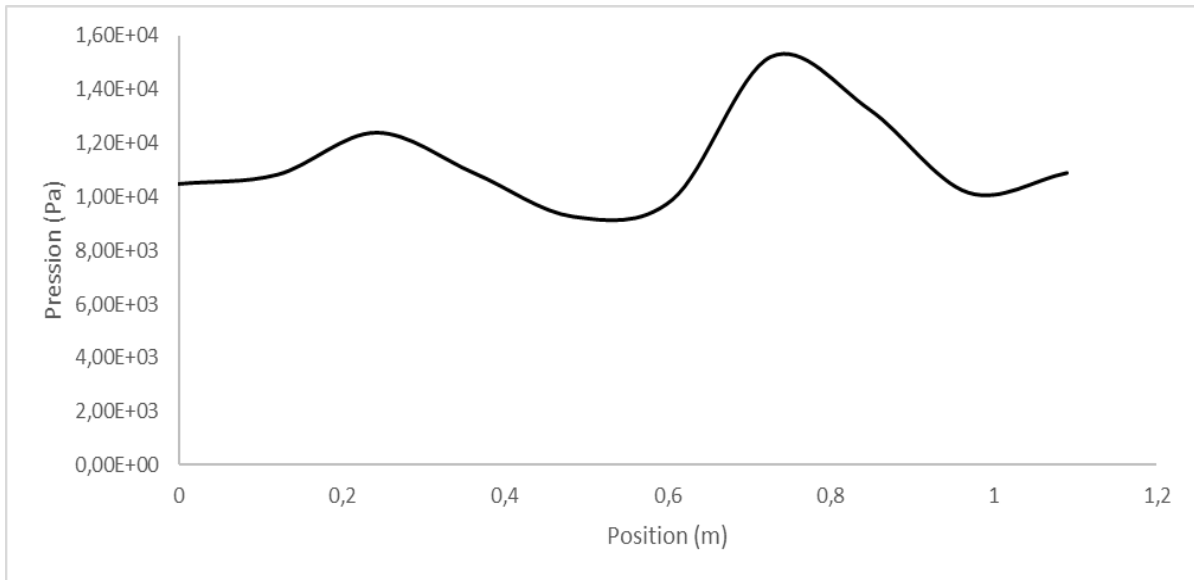
Le profil longitudinal de la pression au centre de la conduite, est tracé sur les figures (4.9.a ,4.9.b , 4.9.c) pour les différent couples étudiés , Nous avons remarqué que le profil de pression change de manière brusque , ceci est dû au passage des bouchons. C'est-à-dire la valeur de pression entre deux phases différentes, en l'occurrence la phase liquide et la phase gazeuse. Les résultats obtenus mettent en relief le comportement singulier de la zone de mélange, qui apparait lorsque le bouchon liquide est en plein développement. Le même résultat numérique a été reporté par Belgacem (2015) et Belgacem et al (2017, a et b, 2020).



(a)  $J_g = 1\text{m/s}$  et  $J_1 = 1\text{m/s}$ .

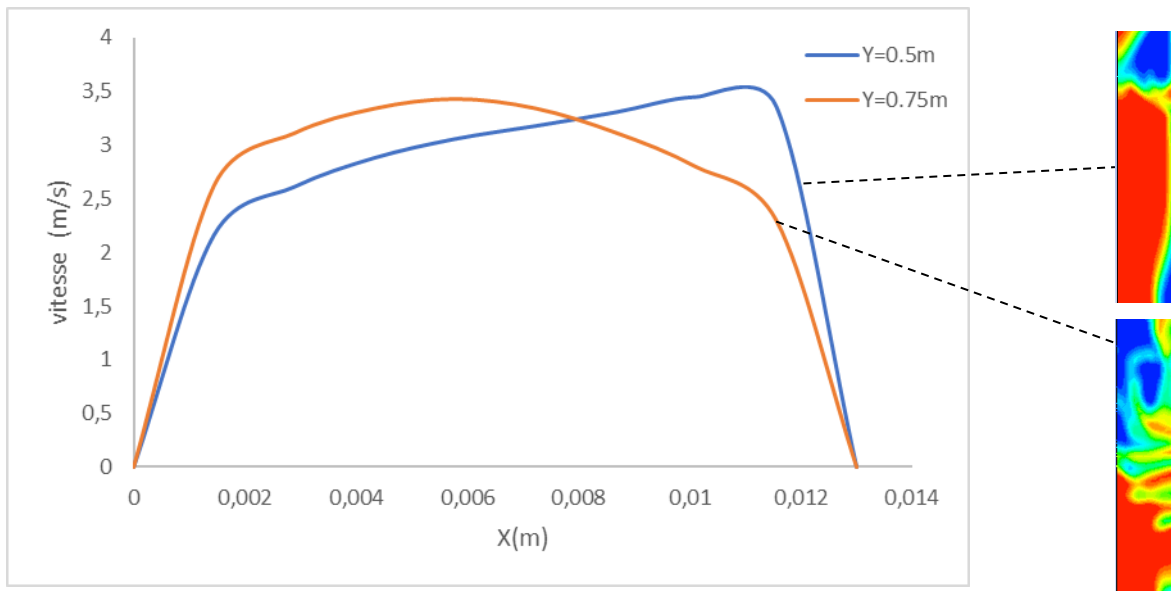


(b)  $J_g = 2\text{m/s}$  et  $J_1 = 1\text{m/s}$ .

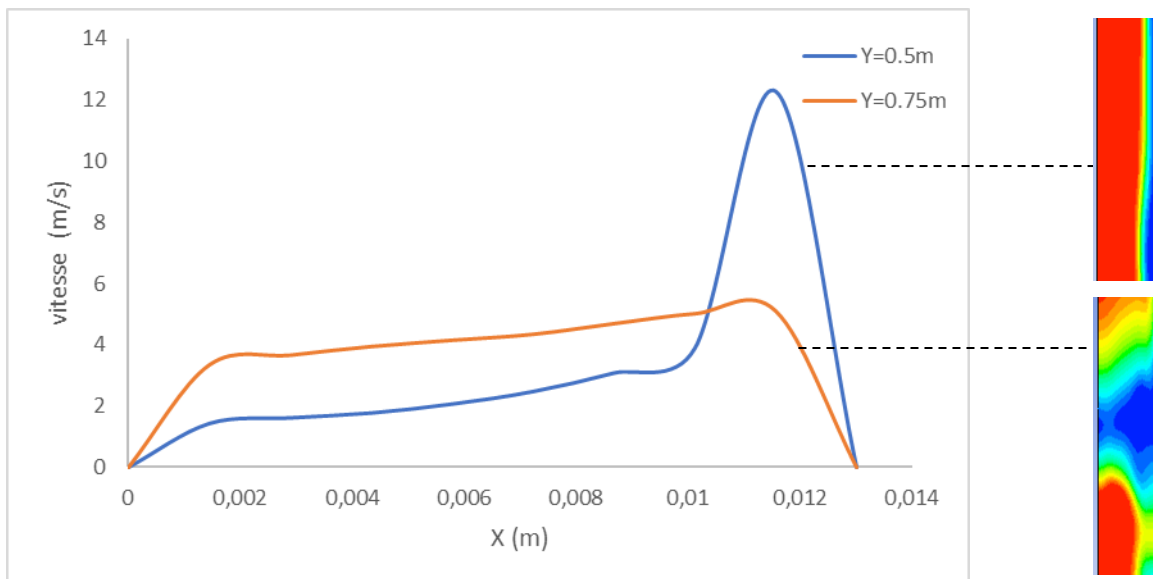
(c)  $J_g = 2\text{m/s}$  et  $J_l = 1.1\text{m/s}$ .**Figure 4.9.** Évolutions de la pression au long de la conduite (a), (b) et (c).

#### 4.2.5. Profil de vitesse

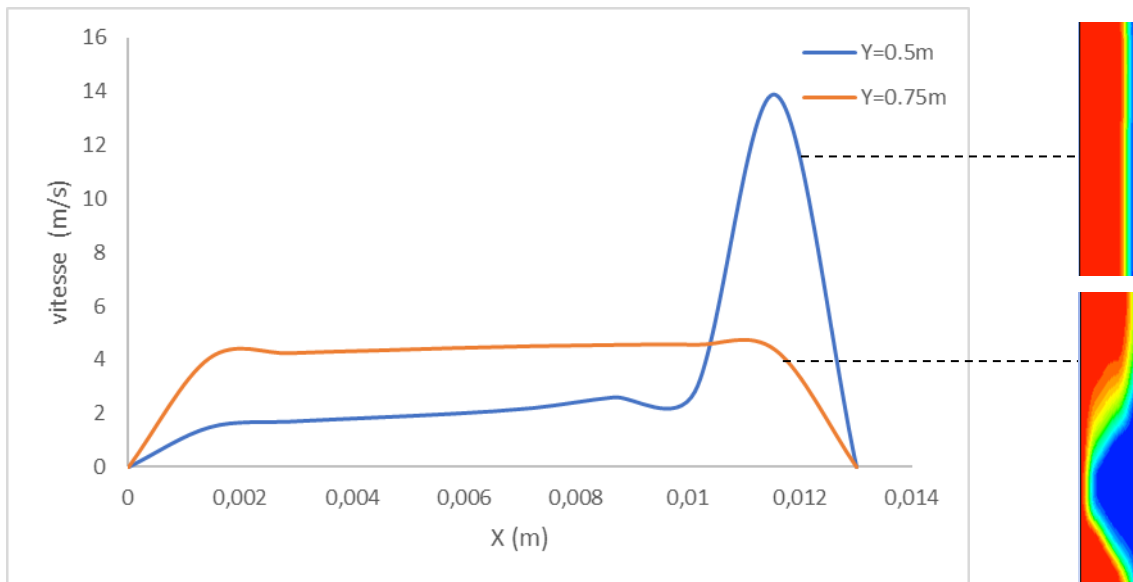
Les vitesses axiales prédites pour les trois cas sont présentées sur les figures 4.10 [a,b,c]. Pour deux positions de la conduite verticale soit  $Y=0.5\text{ m}$  et  $Y=0.75\text{m}$ . Les résultats obtenus mettent en relief le comportement singulier de l'écoulement bouchon. Ce comportement peut apparaître lorsque le bouchon liquide est en plein développement. On peut également initier un résonnement pour expliquer l'évolution de ces écoulements, en se basant sur l'analyse des profils de prédiction de vitesses obtenue dans notre étude. Ces profils montrent que dans la zone dispersée, l'écoulement se déplace à une vitesse approximativement égale à la vitesse du mélange donc l'écoulement, dans tous les cas, est porté par la phase gaz, et ce, pour les deux niveaux sélectionnés de la conduite. Ces résultats nous poussent également à conclure que les profils de vitesse ne dépendent pas de la position  $Y$  de la conduite. Aussi nous remarquons qu'ils sont uniquement dépendants des vitesses d'injection des deux phases.



(a)  $J_g = 1 \text{ m/s}$  et  $J_1 = 1 \text{ m/s}$ .



(b)  $J_g = 2 \text{ m/s}$  et  $J_1 = 1 \text{ m/s}$ .



(c)  $J_g = 2\text{m/s}$  et  $J_l = 1.1\text{m/s}$ .

**Figure 4.10.** Profils des vitesses (a), (b) et (c).

### 4.3. Conduite verticale en présence d'une jonction en T

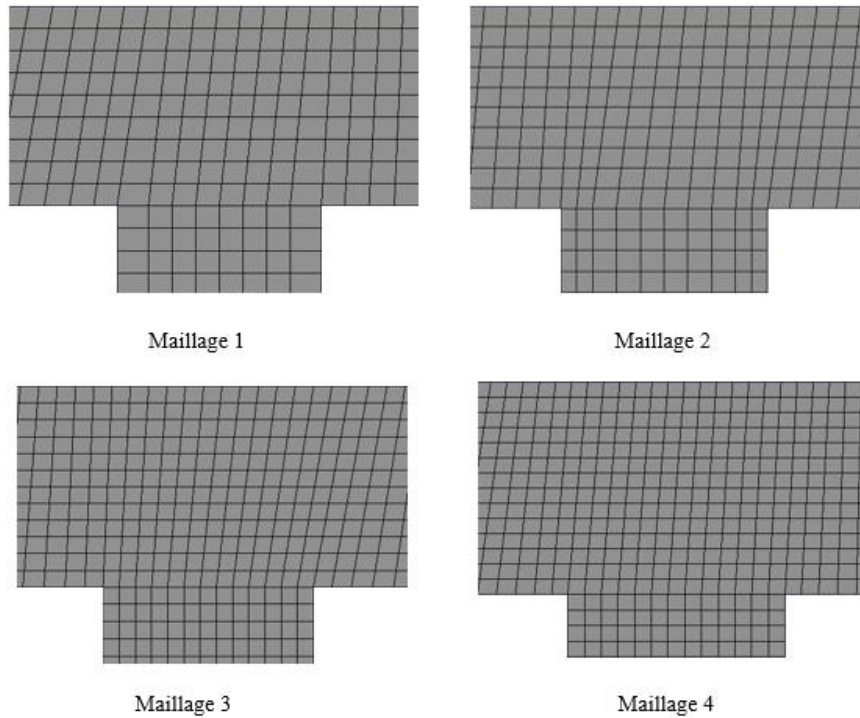
#### 4.3.1. Étude du maillage

Dans cette deuxième partie, nous avons utilisé le meilleur de fluent pour tester différents degrés de raffinement. Pour cela nous avons réalisé plusieurs maillages avec un nombre croissant de mailles quadrilatérales allant des plus grossiers (15000 mailles) au plus raffiné (40 000 éléments).

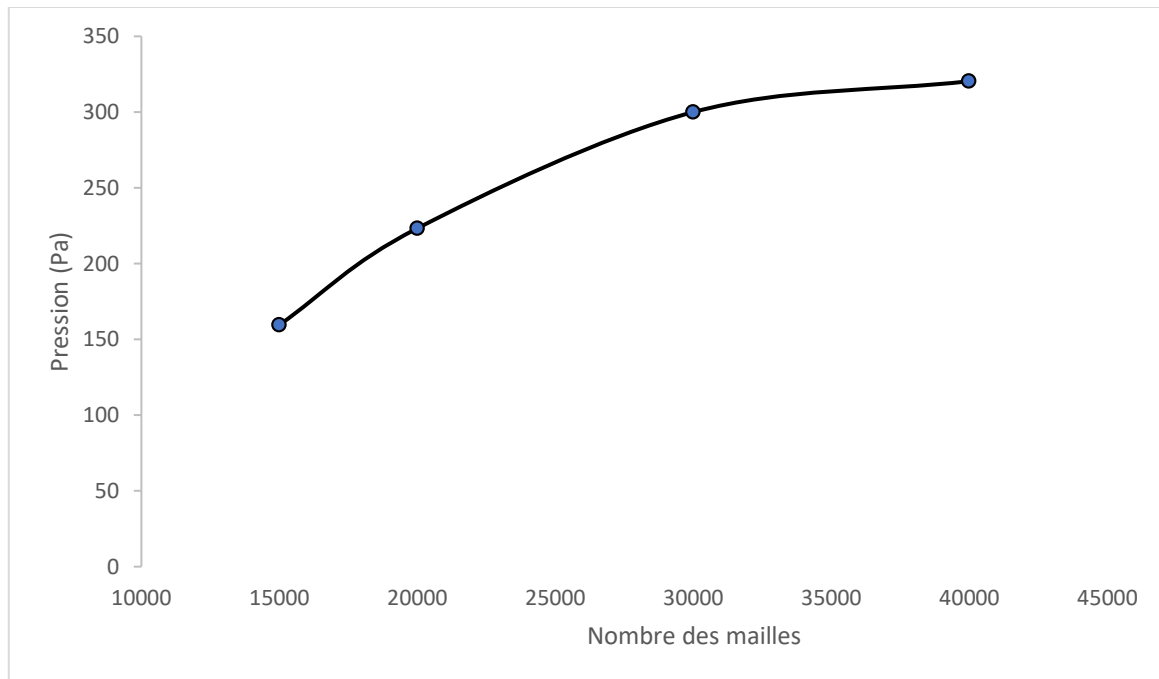
**Tableau 4.5.** Caractéristiques des mailles.

Maillages	Nombre des mailles	Taille de l'élément (m)
Maillage 1	15000	0.0015
Maillage 2	20000	0.00135
Maillage 3	30000	0.00125
Maillage 4	40000	0.00095

La distribution de pression dans la jonction Té est le critère choisi pour vérifier le comportement de convergence. La figure 4.11 présente les mailles de calcul de la jonction Té, tandis que la figure 4.12 illustre le comportement de convergence de pression à une position particulière de la jonction Té en fonction du nombre de mailles.



**Figure 4.11.** Les mailles de calcul de la jonction Té.



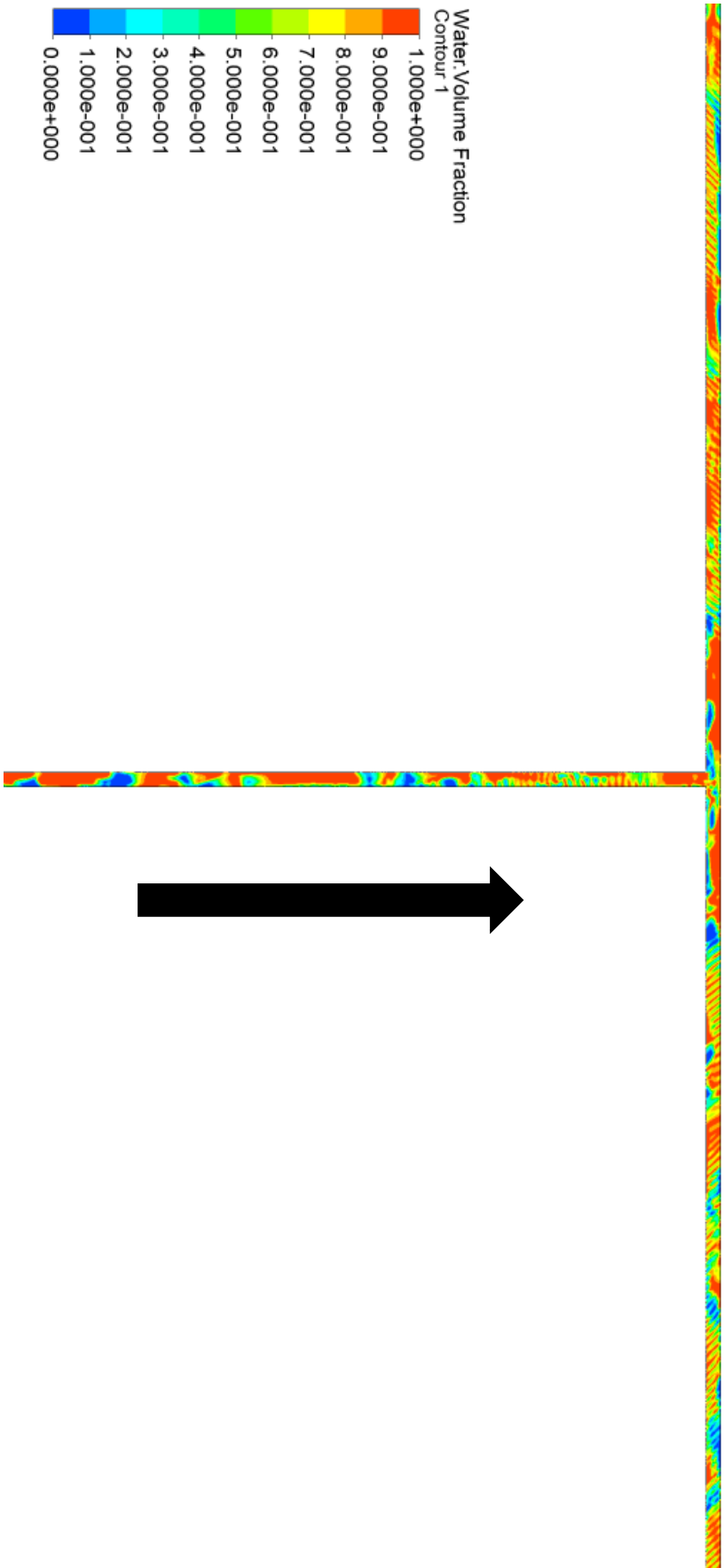
**Figure 4.12.** Evolution de la pression en fonction du maillage pour la deuxième géométrie (jonction T).

#### 4.3.2. L'influence de la jonction T sur les configurations d'écoulement diphasique

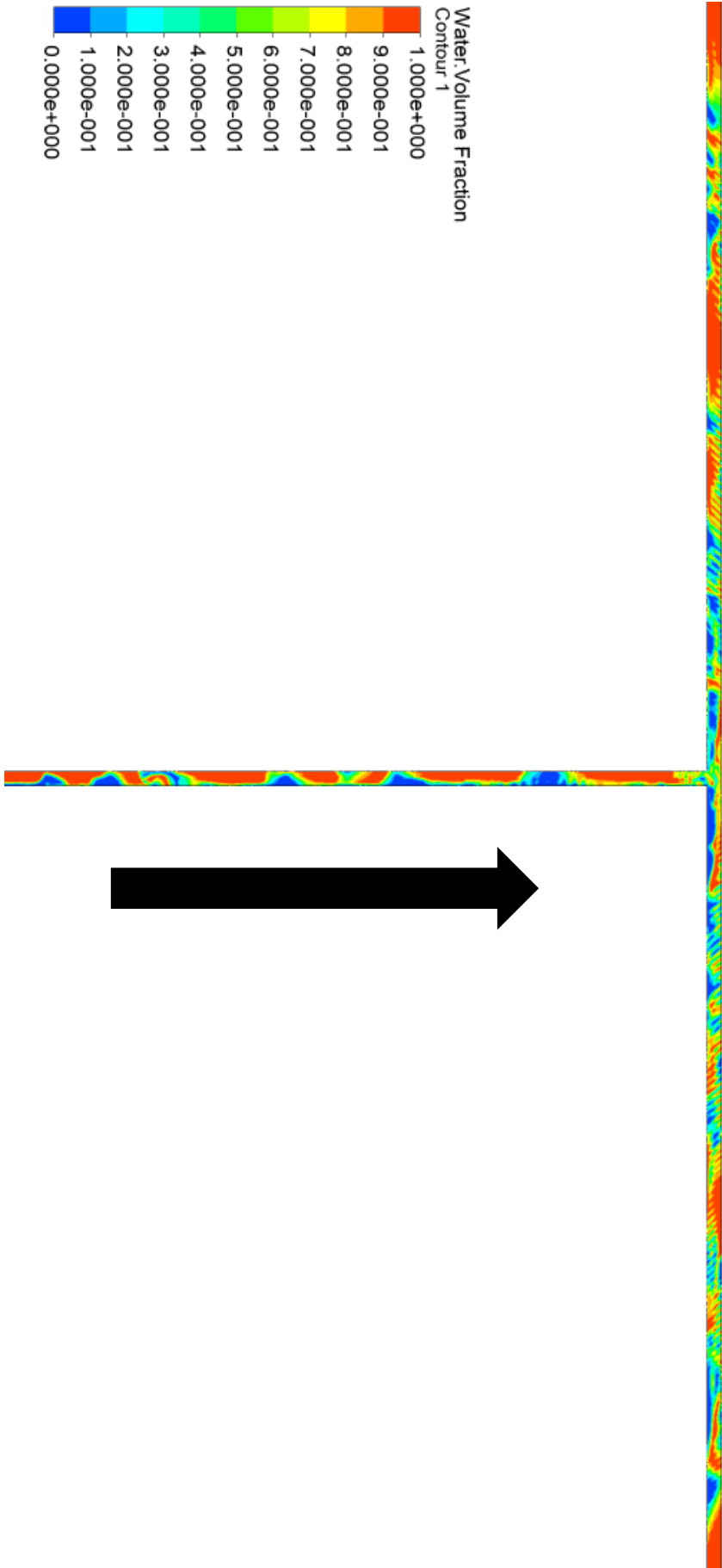
Pour cette deuxième partie d'étude, nous avons considéré les mêmes couples de vitesses sélectionnées pour la première partie de notre étude (cas de la conduite verticale) voir Tableau 4.4, et ce dans le but d'étudier l'influence de la jonction T sur la configuration diphasique bouchon.

Les figures 4.13, 4.14 et 4.15 illustrent les configurations d'écoulements diphasique dans la géométrie d'étude, pour les trois couples qui correspondent à la configuration bouchon dans le cas de la conduite verticale, nous avons remarqué que la structure bouchon est toujours présente au niveau de l'entrée de la conduite verticale et plus on se rapproche de la singularité plus on remarque la cassure des bouchons et la création du régime dispersé et persiste tout au long de la conduite horizontale, du fait de la ségrégation des phases, ce régime est caractérisé par l'existence d'un flux de gaz au travers de la surface de séparation liquide.





**Figure 4.13.** Capture du régime pour le couple 1.



**Figure 4.14.** Capture du régime pour le couple 2.

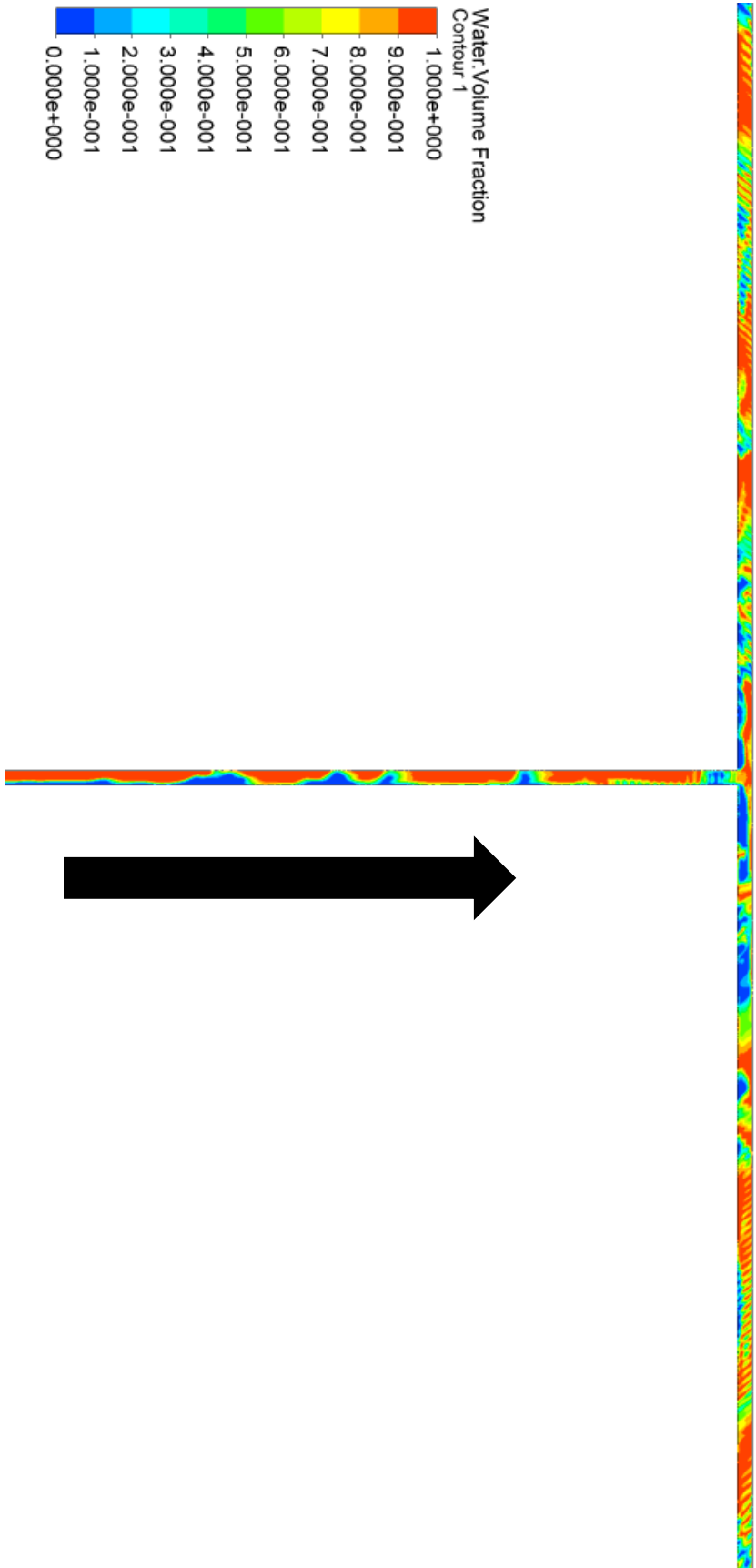


Figure 4.15. Capture du régime pour le couple 3.

### 4.3.3. Étude de la pression diphasique au niveau de la jonction Té

Les Figures 4.17, 4.18 et 4.19 montrent la distribution de la chute de pression le long de la géométrie. A l'amont de la jonction Té (branche 1) ou en son aval (branche 2 et 3) et suffisamment loin de la zone de recirculation, la chute de pression pour les trois couples étudiés, 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 chute de pression diminue plus rapidement qu'en écoulement pleinement développé. Elle atteint sa plus petite valeur locale au niveau de la jonction Té. Nos résultats sont en bon accord avec le profil théorique proposé par (Azopardi et al, 1999).

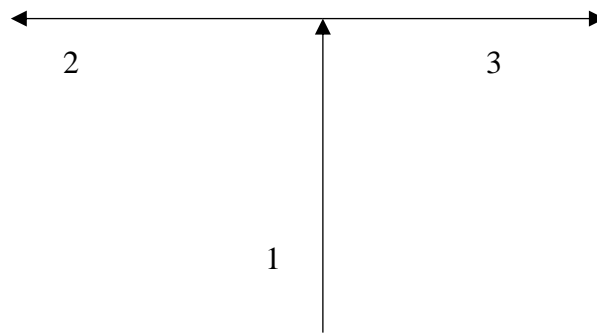


Figure 4.16. Les branches de la géométrie.

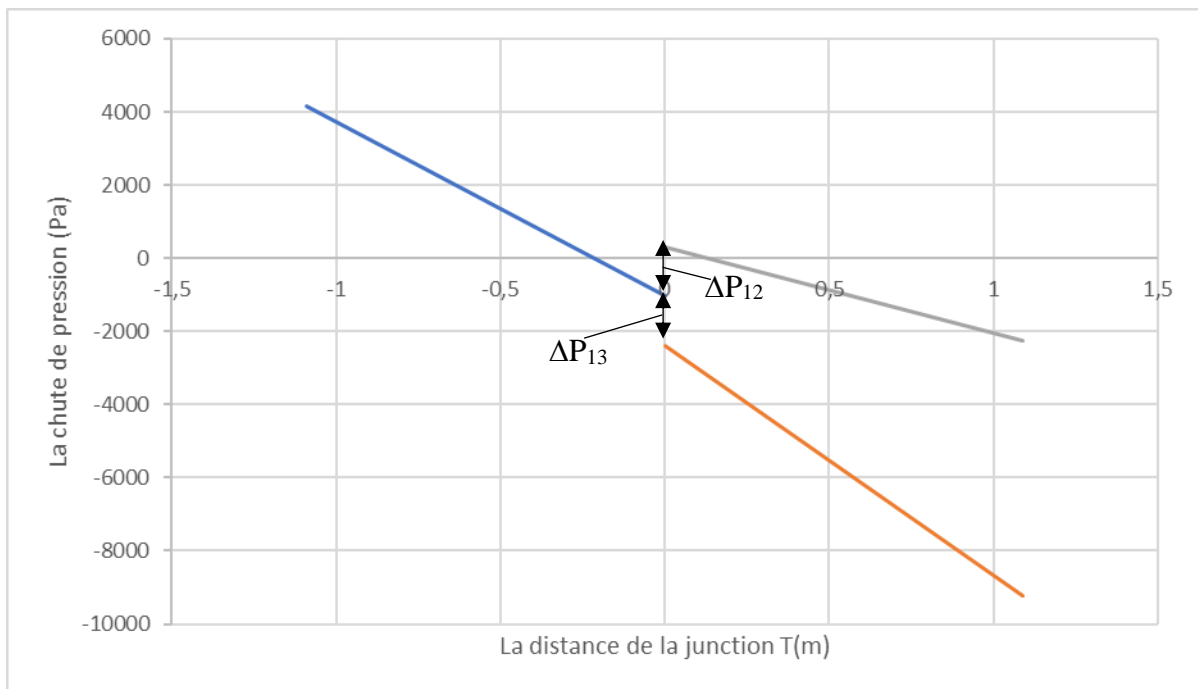
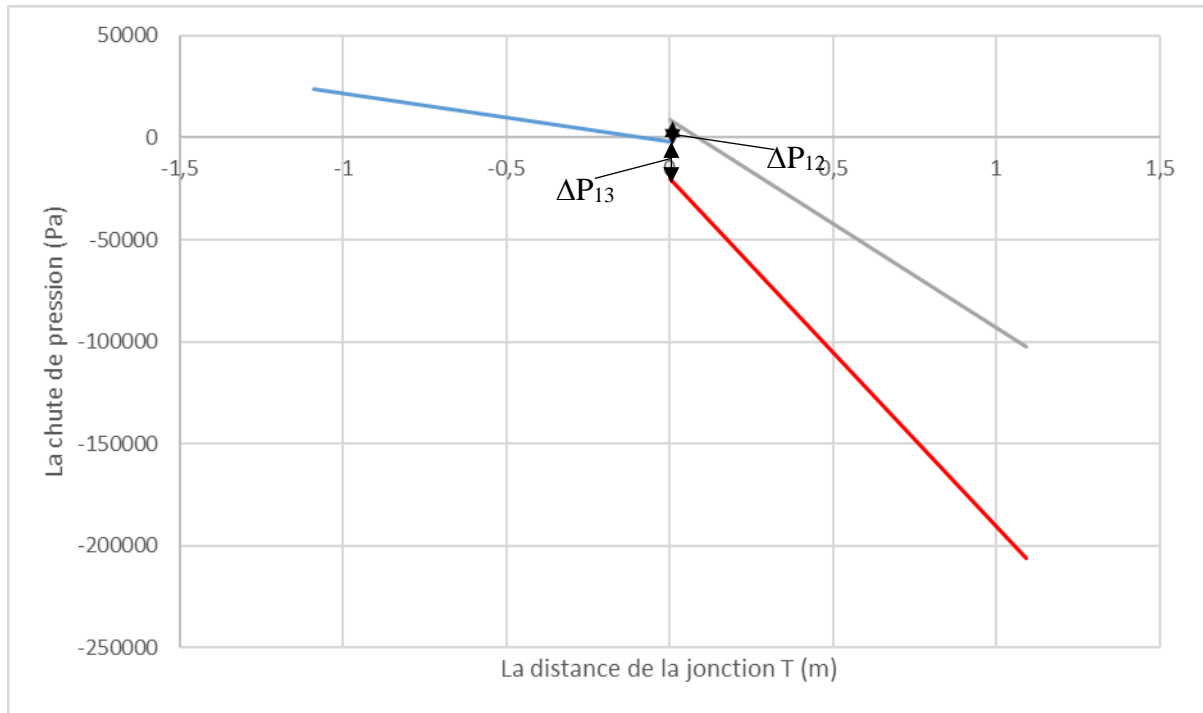
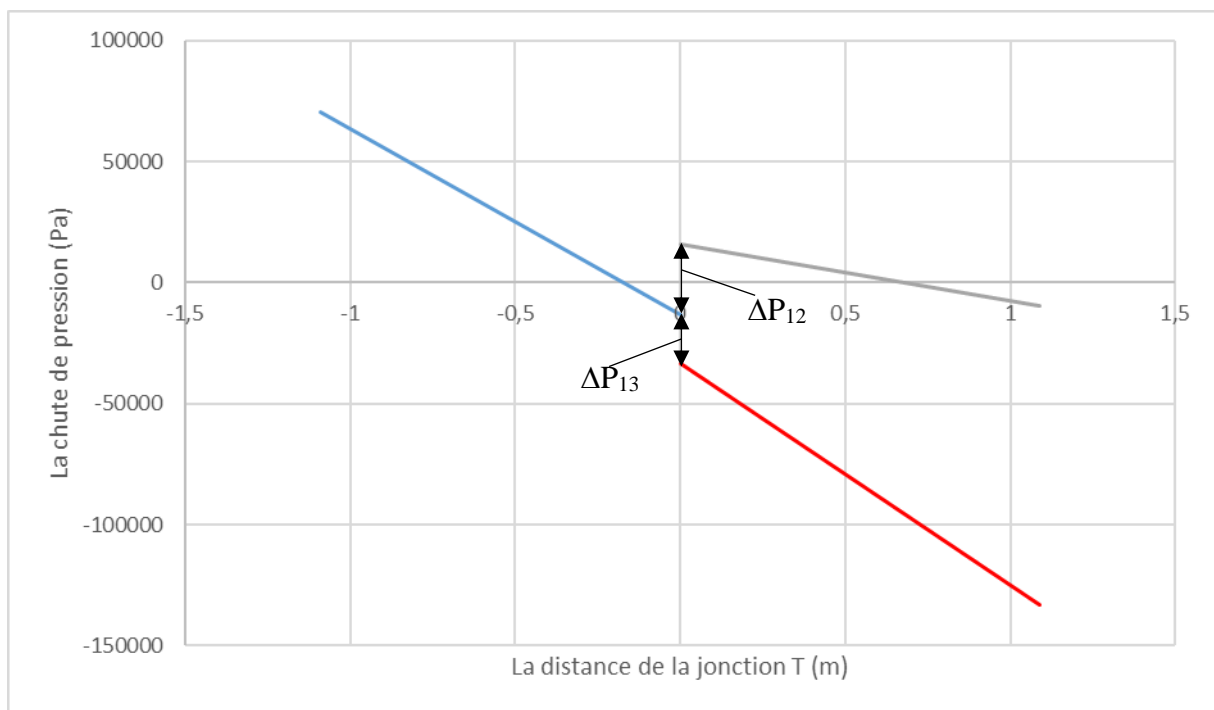


Figure 4.17. La distribution de la chute de pression pour le couple 1.



**Figure 4.18.** La distribution de la chute de pression pour le couple 2.

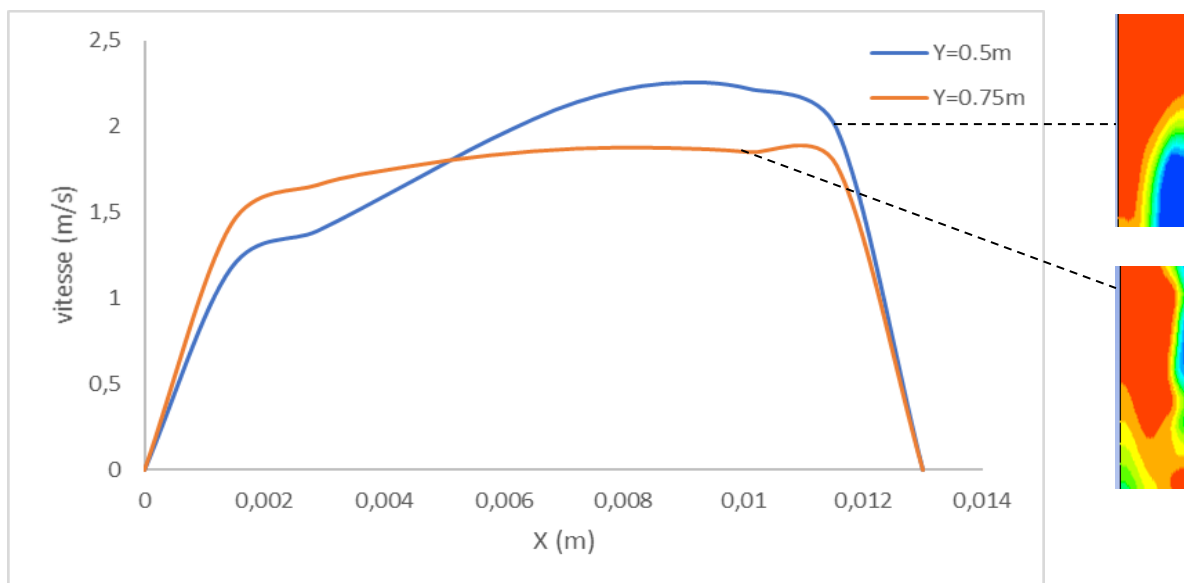


**Figure 4.19.** la distribution de la chute de pression pour le couple 3.

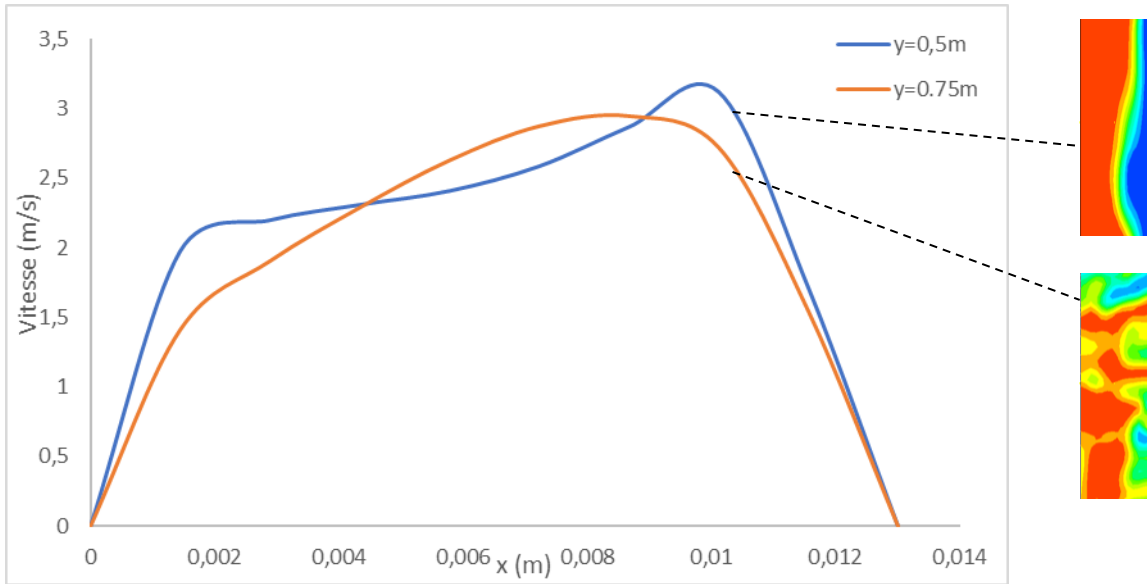
#### 4.3.4. Les vitesses dans les conduites

Les figures 4.20, 4.21 et 4.22 représentent l'évolution des profils numériques de la vitesse suivant différentes positions radiales  $Y$  en amont, et aussi des positions axiales  $X$  en aval de la jonction T $\acute{e}$  et ce pour les deux côté gauche et droit de la singularité, ces profils de vitesses sont également accompagnés des configurations d'écoulement qui apparaissent à ses conditions et pour les positions sélectionnées.

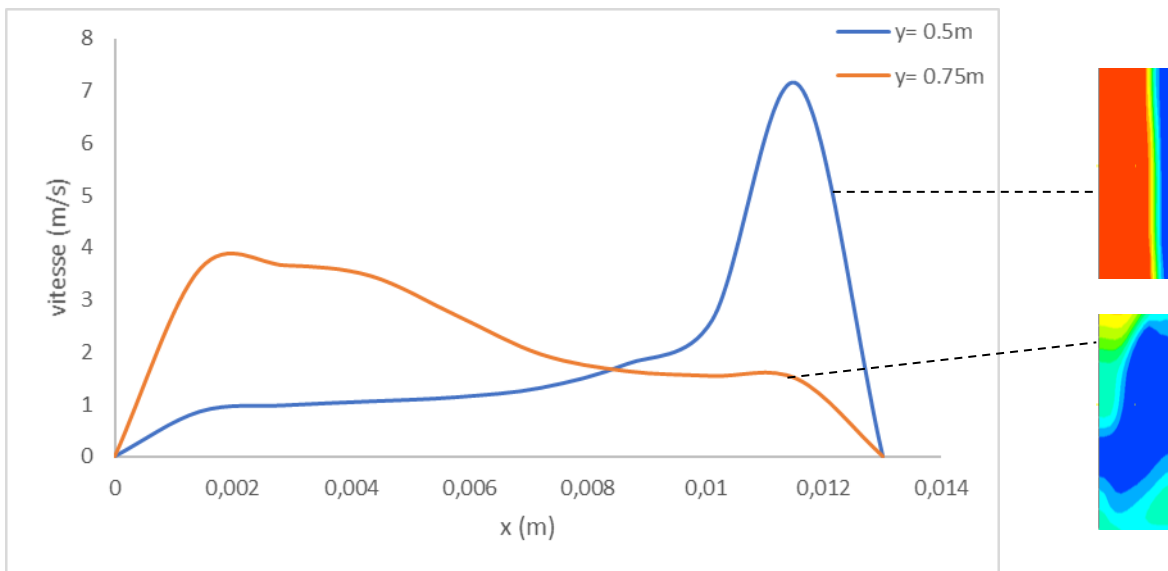
En aval de la singularité (les deux branches de la conduite horizontale), les profils de vitesse sont bien superposés. Les figures (4.21 et 4.22) mettent plus nettement que le profil de vitesse pour les positions aval présente une plus aplatie, contrairement aux positions amont qui sont plus paraboliques. Ces résultats sont analogues à ceux obtenus par Kaushik et al. (2012) dans le cas d'un écoulement annulaire liquide- liquide.



(a)  $J_g = 1\text{m/s}$  et  $J_l = 1\text{m/s}$ .

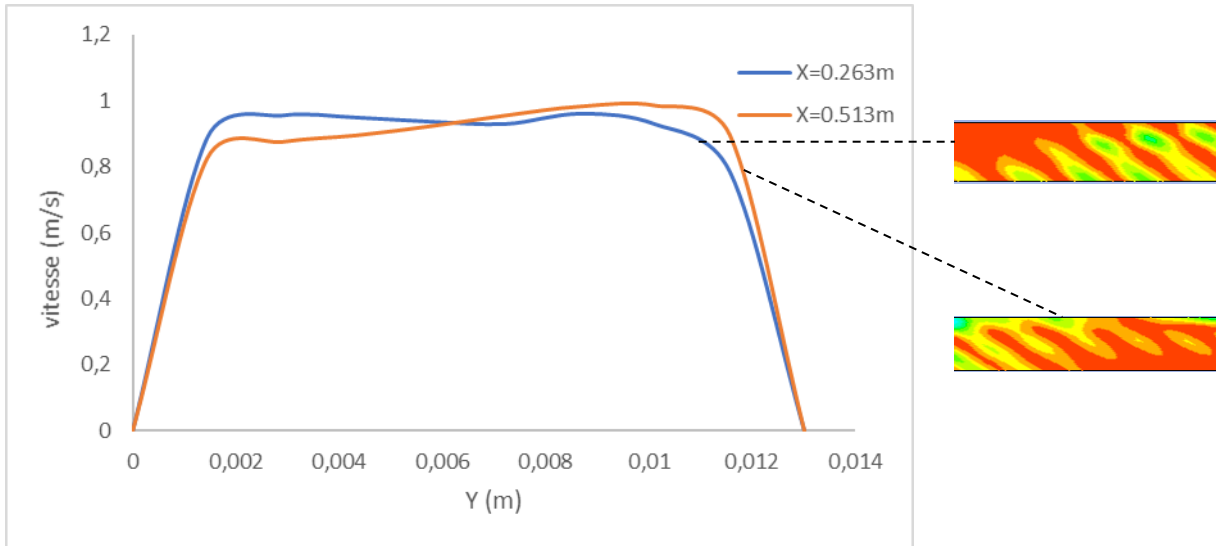


(b)  $J_g = 2\text{m/s}$  et  $J_1 = 1\text{m/s}$ .

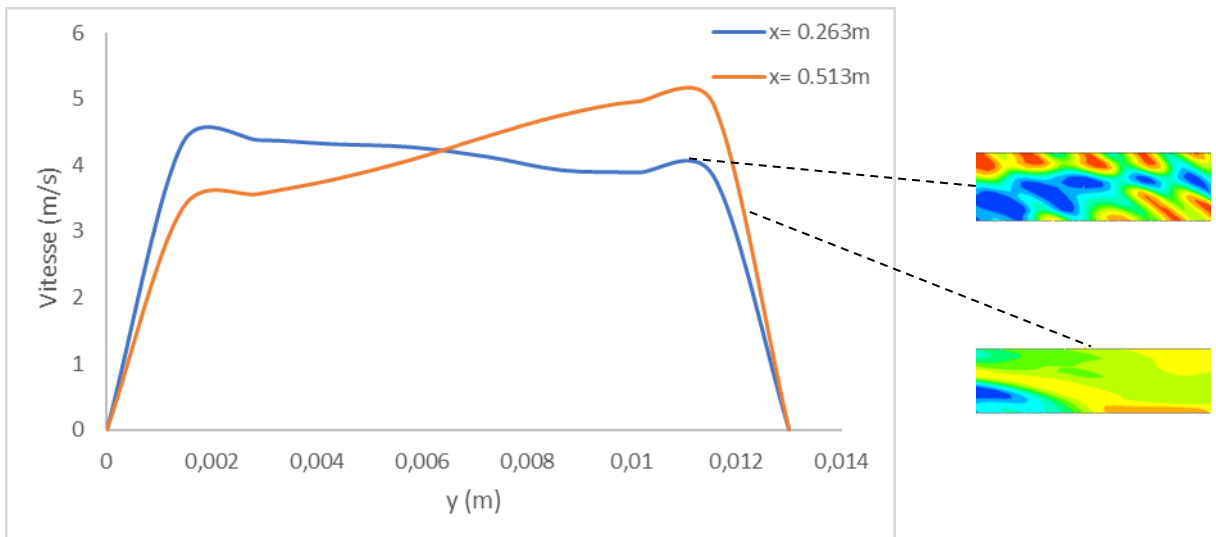


(c)  $J_g = 2\text{m/s}$  et  $J_1 = 1.1\text{m/s}$ .

**Figure 4.20.** Évolution des profils des vitesses suivant  $Y=0.5\text{m}$  et  $Y=0.75\text{m}$ .

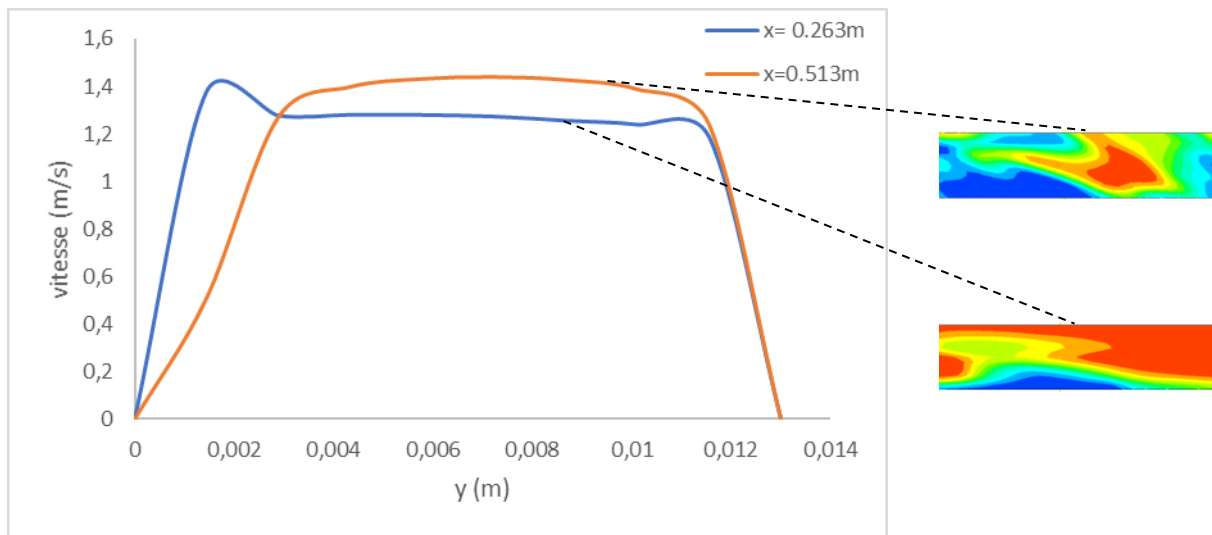


(a)  $J_g = 1\text{m/s}$  et  $J_l = 1\text{m/s}$ .



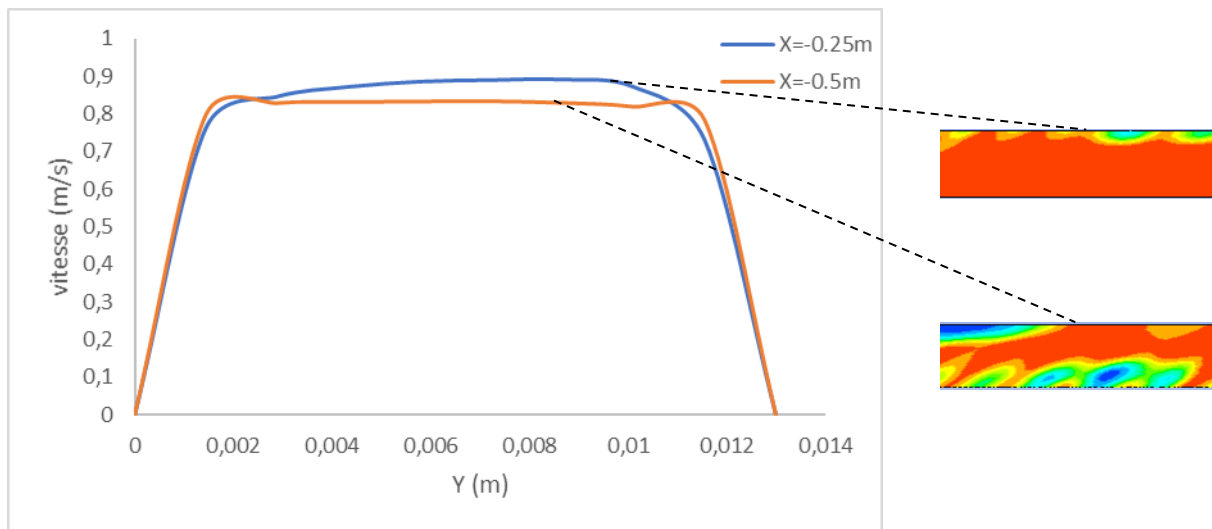
(b)  $J_g = 2\text{m/s}$  et  $J_l = 1\text{m/s}$ .



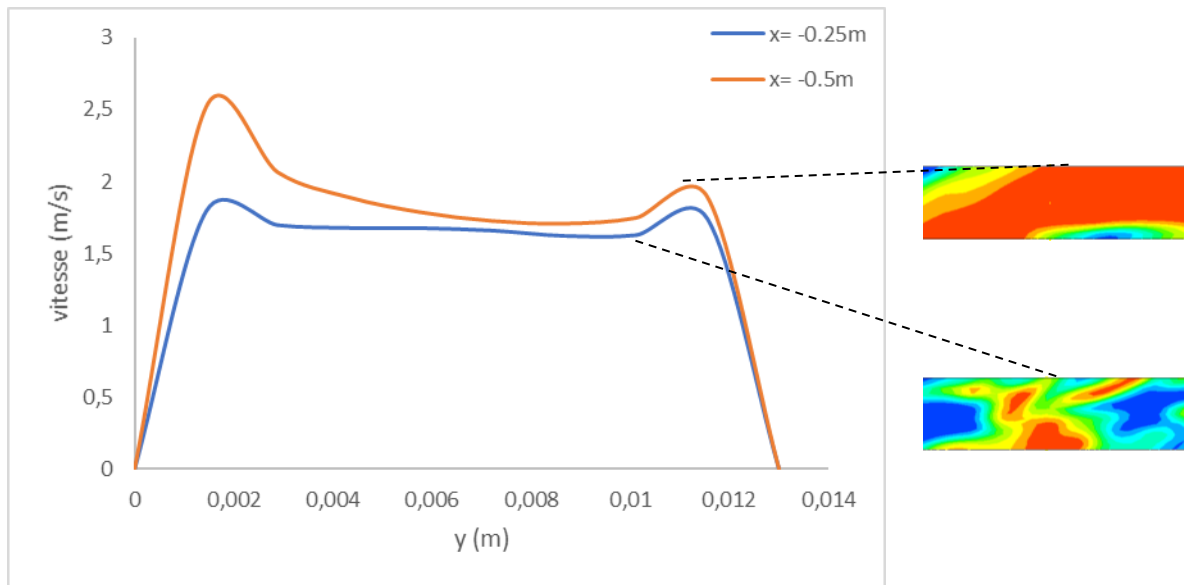


(c)  $J_g = 2\text{m/s}$  et  $J_l = 1.1\text{m/s}$ .

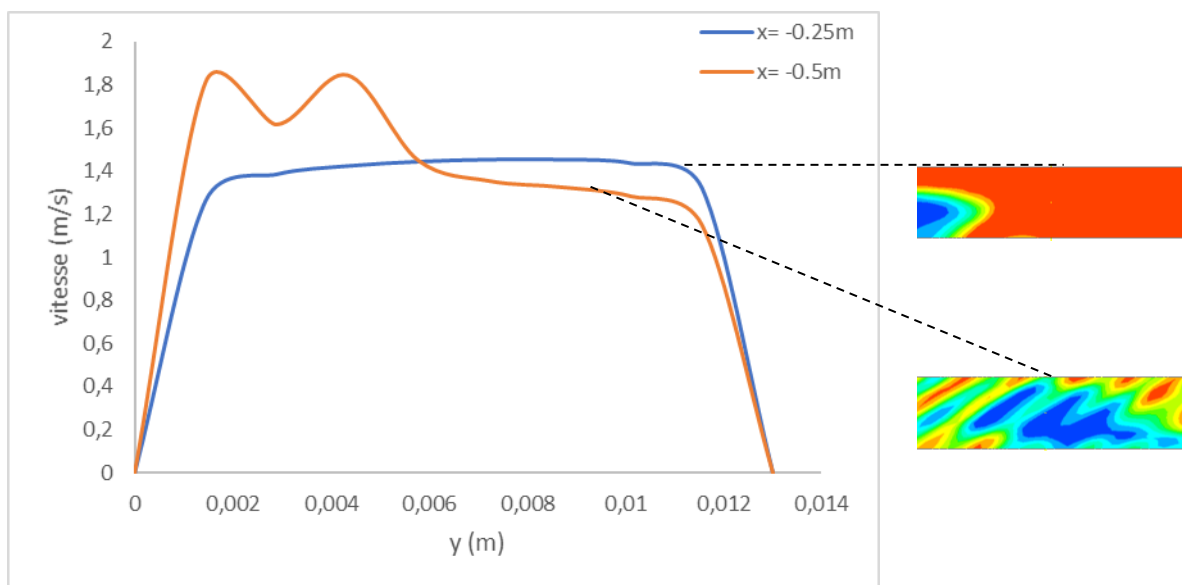
**Figure 4.21.** Évolution des profils des vitesses suivant  $X=0.263\text{m}$  et  $X=0.513\text{m}$ .



(a)  $J_g = 1\text{m/s}$  et  $J_l = 1\text{m/s}$ .



(b)  $J_g = 2\text{m/s}$  et  $J_1 = 1\text{m/s}$ .

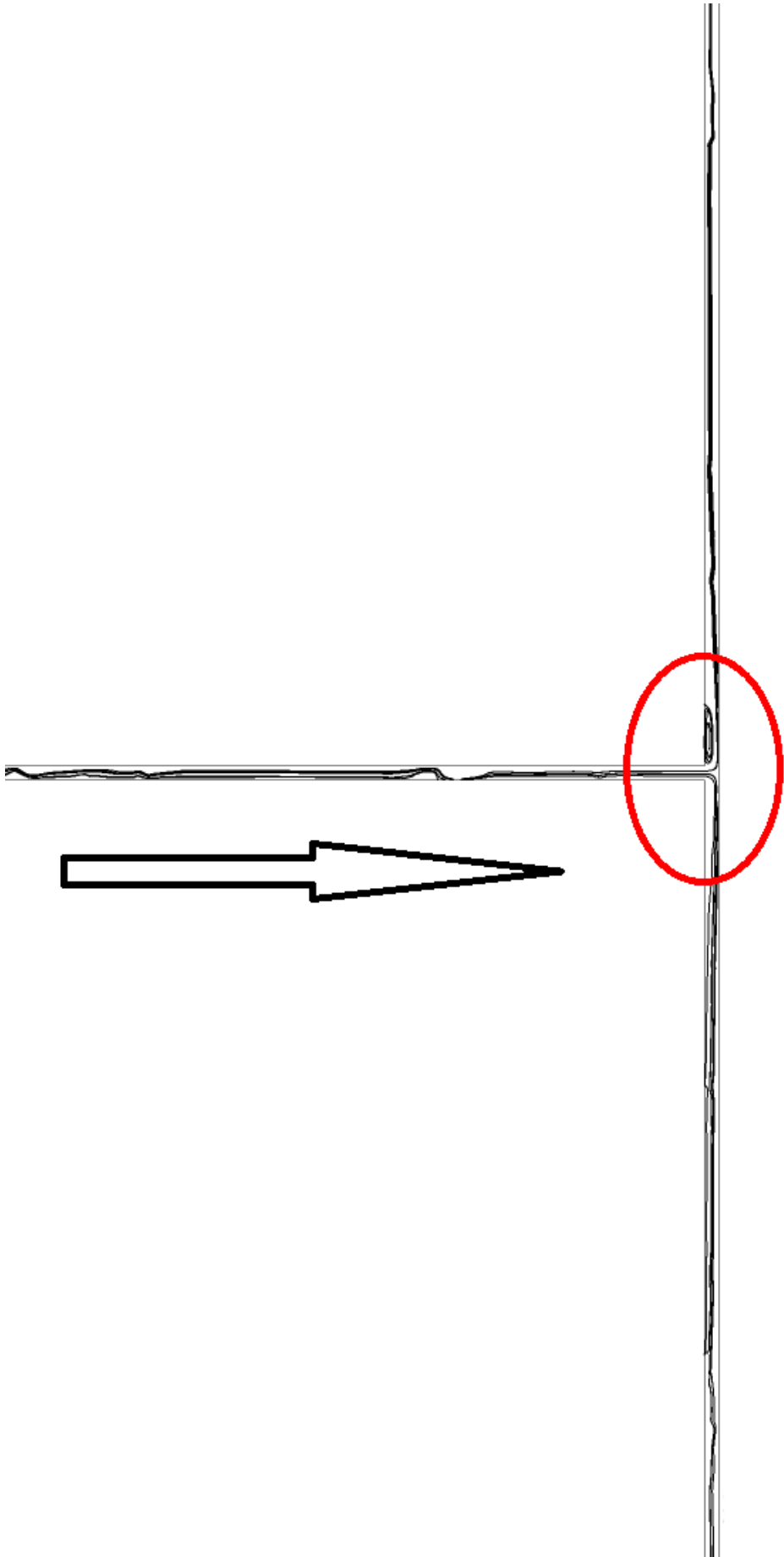


(c)  $J_g = 2\text{m/s}$  et  $J_1 = 1.1\text{m/s}$ .

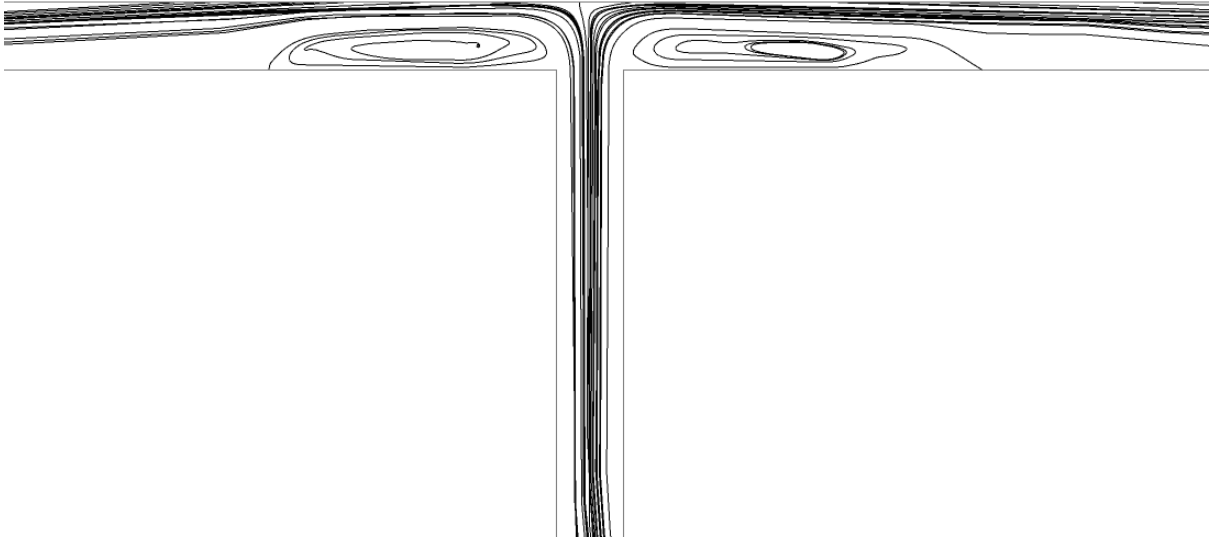
**Figure 4.22.** Évolution des profils des vitesses suivant  $X=-0.25\text{m}$  et  $X=-0.5\text{m}$ .

#### **4.3.5. Les lignes des courants**

Les figures (4.23, 4.24, 4.25, 4.26, 4.27, 4.28) dénotent le caractère complexe et asymétrique de l'écoulement diphasique en présence d'une jonction Té. Et révèlent également l'existence de zones de recirculation à l'amont et à l'aval de la singularité. Les tourbillons se formant à l'aval étant plus étendus voir figures 4.23, 4.25 et 4.27. La longueur de la zone de recirculation à l'aval de la jonction Té est plus étendue. Une grande zone de recirculation entraîne une décélération plus progressive de l'écoulement. Cependant, cette dernière amortit l'effet de la discontinuité de la géométrie.



**Figure 4.23.** Les lignes du courant pour le couple 1.



**Figure 4.24.** Zoom sur les lignes de courant pour couple 1.

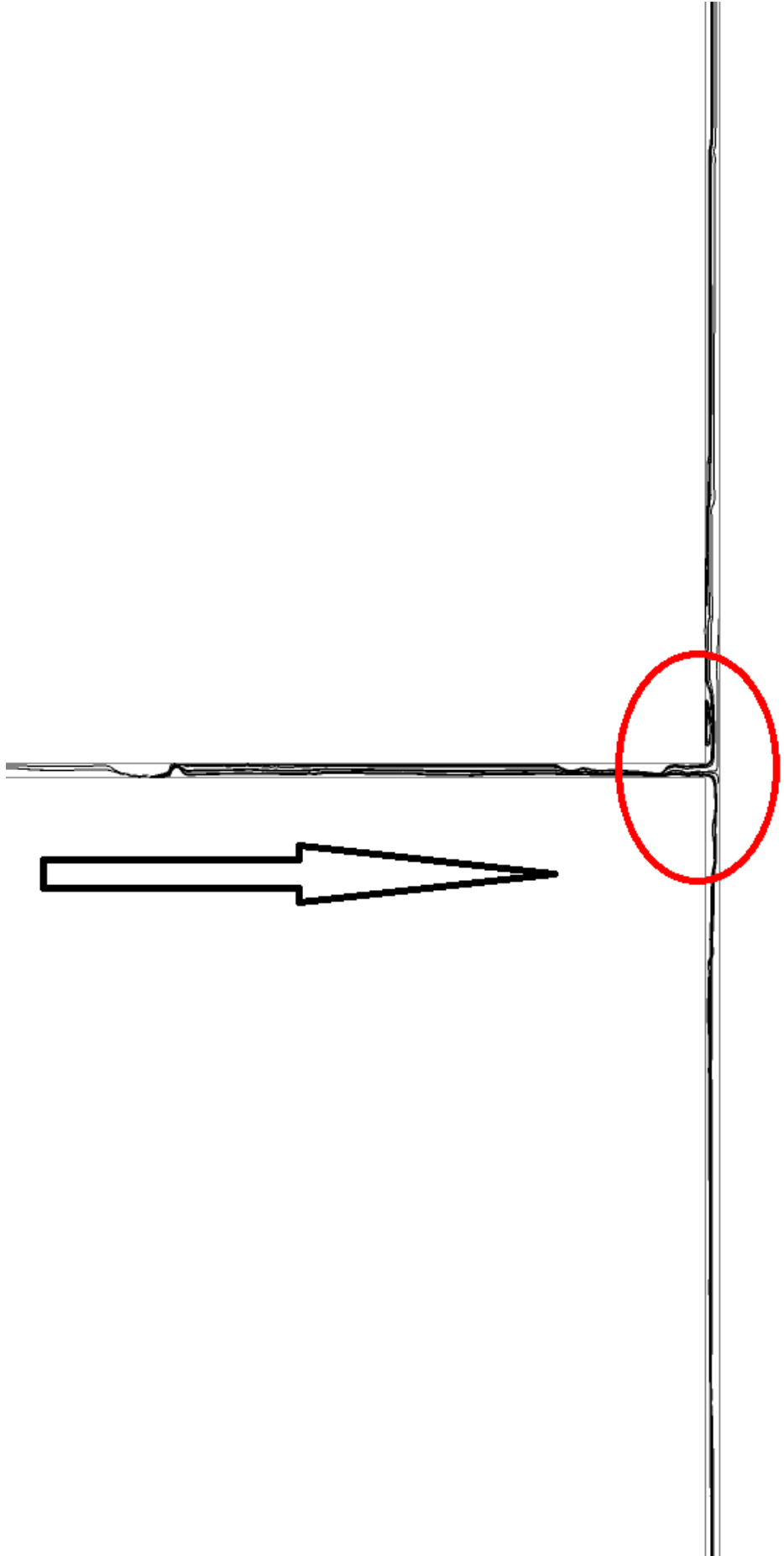
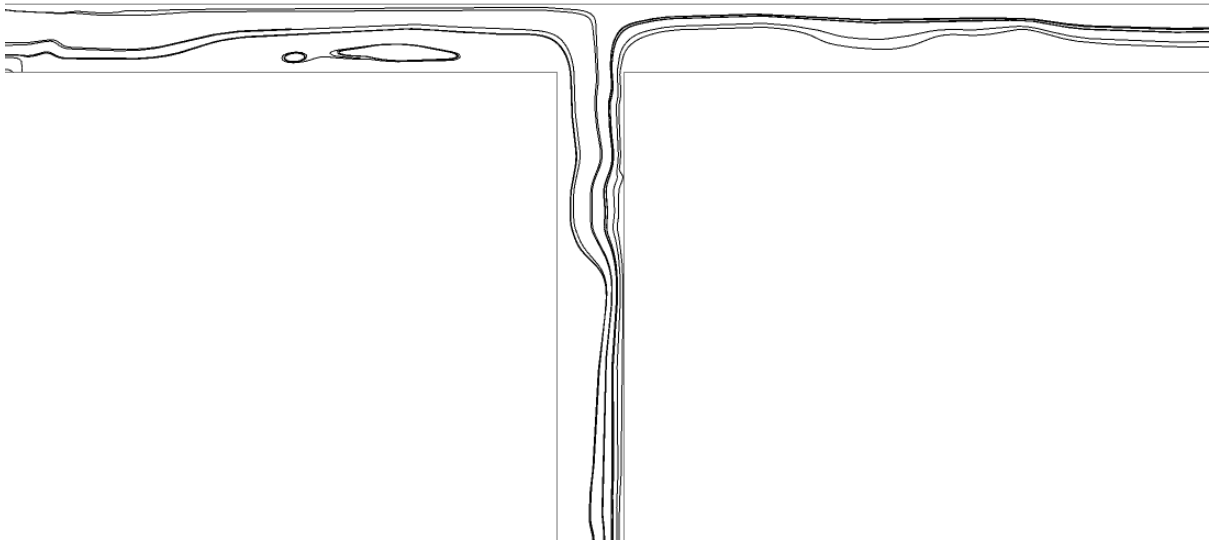
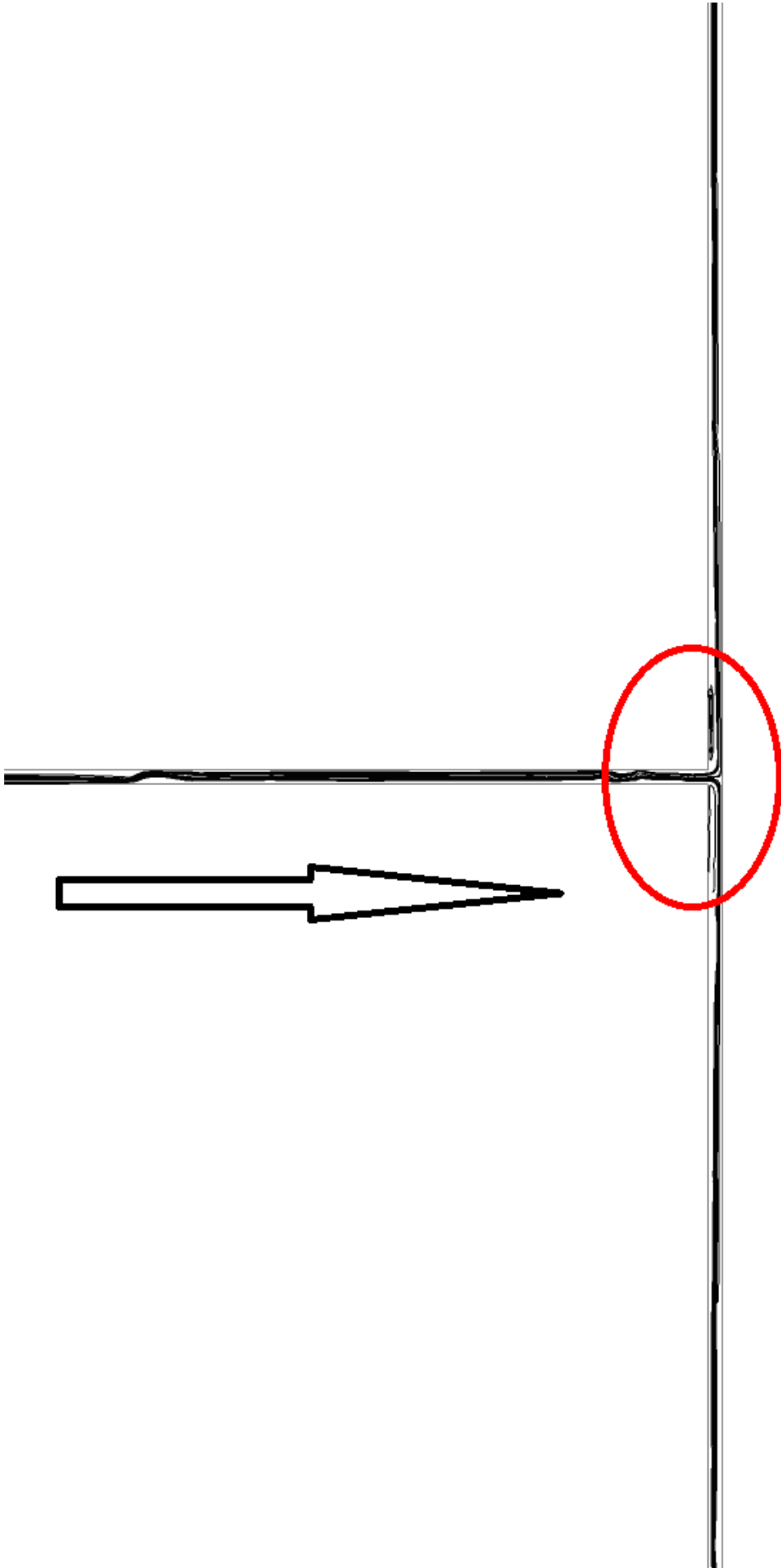


Figure 4.25. Les lignes du courant pour le couple 2.

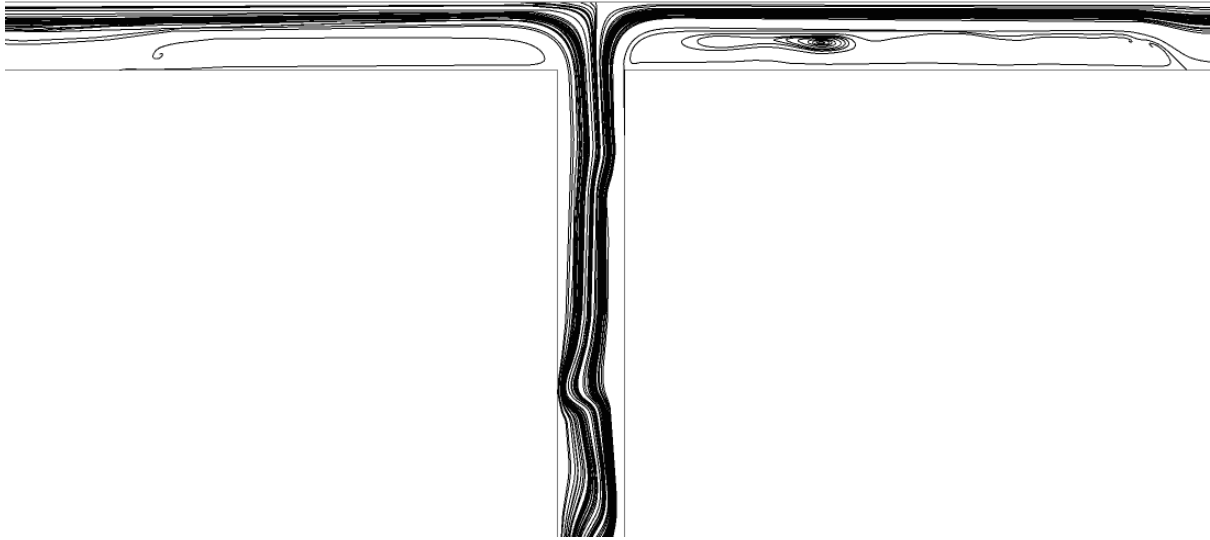


**Figure 4.26.** Zoom sur les lignes du courant pour le couple 2.



**Figure 4.27.** Les lignes du courant pour le couple 3.





**Figure 4.28.** Zoom sur les lignes de courant pour le couple 3.

#### **4.4. Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons présenté le modèle numérique que nous avons proposé pour la simulation d'un écoulement gaz-liquide de type bouchon, dans une conduite verticale avec ou sans jonction Té. Nous avons remarqué que dans le cas de la conduite verticale que le régime bouchon a été reproduit de façon satisfaisante, nous avons également constaté l'influence de la jonction Té et la cassure du régime bouchon pour donner naissance au régime dispersé. Nous avons également généré des informations sur la vitesses, pression et lignes de courant en présence de la jonction Té.

Les écoulements diphasiques se rencontrent dans une grande variété de situation allant de l'industrie aux phénomènes naturels. De ce fait ils font l'objet de plusieurs études numériques et expérimentales.

Cette étude se veut une contribution à l'étude du comportement de l'écoulement diphasique gaz liquide de type bouchon dans une conduite verticale avec ou sans jonction Té.

L'objectif de notre travail est d'analyser le comportement d'un écoulement diphasique gaz-liquide de type bouchon dans les deux géométries citées ci-dessus.

Afin de répondre à notre objectif nous avons réalisé une étude numérique à l'aide du code de calculé fluent 19.0.

A travers nos différents résultats, nous avons constaté que notre modèle numérique a réussi à reproduire le slug « l'écoulement bouchon » dans la conduite verticale que nous avons validé par deux méthodes, à savoir, la méthode de visualisation dans la quelle nos configurations ont été comparées avec ceux issus de l'expérimentale et pour la deuxième technique nous nous sommes basés sur les signaux pour confirmer qu'il s'agit d'un bouchon.

Dans un second temps, nous avons mis l'accent sur l'effet de la jonction Té et son influence sur la configuration diphasique bouchon, là nous avons remarqué la cassure des bouchons et l'apparition du régime dispersé et ce pour des conditions qui devaient donner naissance à un régime bouchon en l'absence du Té. Aussi, Les résultats de l'évolution de la pression le long du système, rejoignent les résultats trouvés par plusieurs chercheurs qui se sont intéressés à l'écoulement diphasiques en présence de singularité type jonction Té à l'instar de ceux rapportés par Azopardi et al (1999). Nous avons également représenté la vitesse ainsi que les lignes de courant pour les deux géométries.

Il est cependant difficile de trouver une tendance claire des résultats trouvés dans la littérature, vu l'absence de données expérimentale ou même numérique sur le comportement hydrodynamique de l'écoulement diphasique en présence de singularité type jonction Té. Il est clair que ces études préliminaires seront à développer ultérieurement afin de mieux comprendre le phénomène et notamment pour la validation des résultats, il serait donc nécessaire de procéder à une étude expérimentale pour la caractérisation du comportement hydrodynamique. Ces premières études laissent tout de même un champ de perspective et de possibilité intéressante pour de nouvelles études.

En guise de perspectives au présent travail, il est recommandé :

Cette étude comptait sur l'injection de différents couples de fluides, qui permettrait d'étudier l'influence des fluides sur les pertes de charge singulières et la réorganisation des phases.

Elargir la gamme de débit exploité dans le but d'étudier l'influence de la jonction Té sur les autres configurations diphasique à l'instar de l'écoulement à bulles et annulaire.

## Reference bibliographique

### A

A. K. Chandra, K. Kishor, P. K. Mishra, M. S. Alam, Numerical Investigations of Two-phase Flows through Enhanced Microchannels, *Chem. Biochem. Eng. Q.*, 30 (2) pp. 149–159, 2016.

A.M.F. El-Shaboury, H.M. Soliman, G.E. Sims, *Int. J. Multiphase Flow* 33 pp. 411 -431, 2007

Anderson, A. G.: Sedimentation. Sec. 18 of *Handbook of Fluid Dynamics*, Ed. V. L. Streeter, McGraw-Hill, New York, 1961.

Azzopardi, B. J. The effect of the side arm diameter on the two-phase flow split at a "t" junction. *Int. J. Multiphase Flow* Vol. 10, No. 4, pp. 509-512, 1984

Azzopardi, B. J. (1999, October). The effect of side arm diameter on phase split at T-junctions. In *SPE Annual Technical Conference and Exhibition*.

### B

Baker O, Simultaneous flow of oil and gas, *Oil Gas J.*, 53, pp. 185–190, 1954.

Baker G, Separation and control of gas-liquid flows at horizontal T-junctions. PhD dissertation, University of Nottingham, UK, 2003.

BELGACEM,I.,SALHI,Y.,SIHMED,E-K. On two-phase flow patterns prediction using CFD modeling in horizontal pipe: validation .*Proceeding of engineering and technology-PET.Vol17*, pp. 8-14, 2017.

I. BELGACEM, R. MEKHLOUF. Numerical simulation of two-phase flow within sudden expansion in horizontal channel pressure and velocity distribution. *Chemical Papers*, pp. 1-15, 2020.

BELGACEM, I., SALHI, Y., SI-AHMED, E.K., LEGRAND, J., ROSAN, J.M., .., Experimental investigation of slug pattern in a horizontal two-phase flow . *WIT Transactions on Engenering Sciences*. Volume 19, pp.423-434, 2013.

BELGACEM.I . Contribution à l'étude de l'écoulement diphasique gaz liquide co-courant dans une conduite horizontale avec ou sans singularité. *Thèse de Doctorat. U.S.T.H.B.* pp.96-121, 2015.

Belgacem ,I, Y. Salhi, E-K. Si-Ahmed, 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

BELGACEM.I,D.BAHNOUS, E-K SI-AHMED. Behind Multiphase Flow Assurance: Challenging Of Slug Parameter Prediction On Horizontal Pipeline 9ème JOURNEES SCIENTIFIQUES ET TECHNIQUES de SONATRACH ,16 au 19 avril 2018, Centre des conventions d'Oran, Algérie.

Belgacem, I., Mekhlouf, R. Numerical simulation of two-phase flow within sudden expansion in horizontal channel pressure and velocity distribution. *Chem. Pap.* 74, pp. 3111–3125,2020.

BENMAMAR.S, Turbulence en Mécanique des fluids:.Ecole nationale Polytechnique d'alger,2019.

Bertani C, Malandrone M, Panella B, Experimental Study on the Flow Patterns and the Two-Phase Pressure Drops in a Horizontal Impacting T-Junction, Dipartimento Energia, Politecnico di Torino, corso Duca degli Abruzzi 24, 10129 Torino, Italy 2014.

Bertani C, Malandrone M, Panella B, Experimental study on two-phase flow in a horizontal impacting T-Junction, XXX National Heat Transfer Conference UIT, Bologna 25 -27 June 2012.

Brodkey, R. S.: The Phenomena of Fluid Motions. Addison Wesley Publishing Co., Reading, Mass. 1967.

## **C**

C. Bertani, M. Malandrone and B. Panella, TWO-PHASE FLOW IN A HORIZONTAL T – JUNCTION: PRESSURE DROP AND PHASE SEPARATION, 5th Int. Conf. on Heat Trans., Sun City, South Africa ,2007.

COLLIER, J.G. and THOME, J.R. Convective boiling and condensation, 3rd Edition, Oxford Science Publications, Clarendon Press, Oxford, pp. 268-287,1994.

## **D**

DUKLER, A.E. and M.G. HUBBARD, 1975, A Model for gas-liquid slug flow in horizontal and near horizontal tubes, Ind. Engng Chem. Fundam. Vol. 14, pp. 337-347

DELHAY, J, M., GIOT, M. REITHMULLER, M.L. (1981.a).Thermohydraulics of two-phase systems for industrial design and nuclear engineering. Mc graw Hill, New York. pp, 356-401

## **E**

Elguerri.M, Experimental study of separation of two-phase flow gas-liquid. Journal of materials and environmental sciences, 2018, 9 (6), pp. 1787-1795. ISSN 2028-2508

## **F**

Peng, F., Shoukri, M., and Chan, A. M. C. Effect of Branch Orientation on Annular Two-Phase Flow in T-Junctions. ASME. J. Fluids Eng. March 1996; 118(1): 166–171, 1996.

Fabre, Jean and Figueroa-Espinoza, Bernardo Taylor bubble rising in a vertical pipe against laminar or turbulent downward flow: symmetric to asymmetric shape transition. (2014) Journal of Fluid Mechanics, vol. 755 . pp. 485-502. ISSN 0022-1120, 2014.

## **G**

Garstecki, P., Feuerstman, M., Stone, H. A., Whitesides, G. M., Formation of droplets and bubbles in a microfluidic T-junction: scaling and mechanism of breakup, Lab Chip 6 pp,400-437, 2006.

GOVIER, G.W. and AZIZ, K. The flow of complex mixtures in pipes, Van Nostrand Reinhold, New York, (4)503. pp. 602-623, 1972.

## **H**

Hewitt G.F., Roberts D.N, Studies of two-phase flow patterns by simultaneous X-ray and flash photography, Report AERE-M2159, Harwell, 1969.

Hirt CW, Nichols BD. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries - Journal of computational physics, 1981.

Hon L.T., William K.S. Pao. CFD simulation of Two-phase Slug Flow Liquid Carryover in T-junction Corresponds to Various Diameter Ratio. Mechanical Engineering Department, Universiti Teknologi Petronas, Bandar Seri Iskandar, Tronoh Perak, Malaysia, 2017.

## **J**

J. Li, P. Hrnjak, Visualization and quantification of separation of liquid-vapor two-phase flow in a vertical header at low inlet quality, *International Journal of Refrigeration* 85, pp. 144 – 156, 2018.

## **K**

Kashid, M. N., Experimental and modelling studies on liquid-liquid slug flow capillary microreactors, *Biochemical and Chemical Engineering*, Dortmund, University of Dortmund, Germany, pp 1–213, 2007.

Kashid, M. N., Platte, F., Agar, D. W., Turek, S., Computational modelling of slug flow in a capillary microreactor, *J. Comput. Appl. Math.* 203 ,pp 487, 2007.

Kattan N., Thome J. R., and Favrat D, Flow boiling in horizontal tubes: Part 1- Development of adiabatic two-phase flow pattern map, *J. Heat Transfer*, 120, pp. 140-147, 1998.

Kobayashi, I., Mukataka, S., Nakajima, M., Production of monodisperse oil-in-water emulsions using a large silicon straight through microchannel plate, *Ind. Eng. Chem. Res.* 44. 5852, 2005.

## **M**

Marble, F. E.: Dynamics of a gas containing small solid particles. *Proc. 5th AGARD Combustion and Propulsion Colloquim*, Pergamon Press, New York, pp. 175-215, 1963.

Marti, S., & Shoham, O. A unified model for stratified-wavy two-phase flow splitting at a reduced T-junction with an inclined branch arm. *International journal of multiphase flow*, 23(4), pp. 725-748, 1997.

McQuillan K. W., Whalley P. B, Flow patterns in vertical two-phase flow, *Int. J. Multiphase Flow*, 11, pp. 161-175, 1985.

Menter FR Two equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications - *AIAA journal*, 1994.

Mohamed, M.A., Soliman, H.M & Sims, G.E. Conditions for complete phase separation in a impacting tee junction at various inclinations of the outlet arms. *International Journal of Multiphase Flow*, 47, pp. 66-72, 2007.

Murray J. On the mathematics of fluidization. 1. Fundamental Equations and wave propagation. *Jour. Fluid Mech.* vol. 21, pp. 465-494, 1965.

## **N**

Nisisako, T., Torii, T., Higuchi, T., Droplet formation in a microchannel network, *Lab Chip* 2 24, 2002.

## O

O'Keefe, J. A. and Adams, E. W: Tektite structure and lunar ash flows. *Jour. Geophy. Res.* vol. 70, no. 16, pp. 3819-3829, 1965.

Okto Dinaryanto, Yosephus A.K.P., Akmal I.M, Akhmad Z.D., Yusnanda A.N, Adhika W., Indarto & Deendarlianto. Experimental investigation on the initiation and flow development of gas-liquid slug two-phase flow in a horizontal pipe. *Experimental Thermal and Fluid Science* 81, p. 93–108, 2016.

## P

Pai, S. 1.: *Magnetogasdynamics and Plasma Dynamics*. Springer Verlag, Vienna and New York, 1962.

Pai, S. I. and Powers, J. O.: Non-equilibrium effects on energy transfer in an ionized fluid flow. *Dynamics of Fluids and Plasmas*, Ed. by S. I. Pai, Academic Press, Inc. New York, pp.xl7i pp. 179-198,1966.

Pandey, S., Gupta, A., Chakrabarti, D. P., Das, G., & Ray, S. Liquid–Liquid Two Phase Flow Through a Horizontal T-Junction. *Chemical Engineering Research and Design*, 84(10), pp. 895-904, 2006.

Penmatcha, V. R., Ashton, P. J., & Shoham, O. Two-phase stratified flow splitting at a T-junction with an inclined branch arm. *International Journal of Multiphase Flow*, 22(6), pp. 1105-1122, 1996.

## R

Richardson, J. G.: Flow through porous media. Sec. 16, *Handbook of Fluid Dynamics*, Ed. by V. L. Streeter, McGraw-Hill, New York, 1961.

## S

Soo, S. L.: *Fluid Dynamics of Multiphase Systems*. Blaisdell Publishing Co. Waltham, Massachusetts, 1967.

Spalart P, Allmaras S. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows - 30th aerospace sciences meeting and exhibit, 1992.

Steiner D, Heat transfer to boiling saturated liquids, in: *VDIwarmeatlas (VDI Heat Atlas) Verein Deutscher Ingenieure (Ed.), VDI-Gessellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GCV), Dusseldorf, Germany, 1993.*

Suo M., Griffith P. Two-phase flow in capillary tubes, *J. Basic Eng.* 86, pp. 576-582, 1964.

## T

Taited Y., Dukler A. E. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow, *AIChE Journal*, 22, pp. 47-55, 1976.

Thome J. R., Hajal J. E., Two-phase flow pattern map for evaporation in horizontal tubes: latest version, *First International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*, 8-10 April, Kruger Park, South Africa, 2002.

Thorsen, T., Roberts, R. W., Arnold, F. H., Quake, S. R., Dynamic pattern formation in a vesicle-generating microfluidic device, *Phys. Rev. Lett.* 86, 2001.

Tice, J. D., Lyon, A. D., Ismagilov, R. F., Effects of viscosity on droplet formation and mixing in microfluidic channels, *Anal. Chim. Acta.* 507, 2007.

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

## **W**

Wallis, G. B.: *One-Dimensional Two-Phase Flow*. McGraw-Hill, New York, 1969

Wang, K., Lu, Y. C., Xu, J. H., Luo, G. S.; Determination of dynamic interfacial tension and its effect on droplet formation in the T-shaped microdispersion process, *Langmuir* 25, 2009.

Wilcox DC Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models - *AIAA journal*, 1998.

Wojtan L. Experimental and analytical investigation of void fraction and heat transfer during evaporation in horizontal tubes, Thesis, Swiss Federal Institute of Technology, Lausanne, Suisse, 2004.

Wren, E., & Azzopardi B.J. The phase separation capabilities of two T-junctions placed in series. *Chemical Engineering Research and Design*, 82 (A3), 364-371. J. Breckling, Ed., *The Analysis of Directional Time Series: Applications to Wind Speed and Direction*, ser. Lecture Notes in Statistics. Berlin, Germany: Springer, 1989, vol. 61, 2004.

## **X**

Xu, J. H., Luo, G. S., Li, S. W., Chen, G. G., Shear force induced monodisperse droplet formation in a microfluidic device by controlling wetting properties, *Lab Chip* 6, 2006.

## **Y**

Yakhot V, Orszag SA, Renormalization group analysis of turbulence. I. Basic theory - *Journal of scientific computin*, 1986..

Yong, Y., Yang, C., Jiang, Y., Joshi, A., Shi, Y., Yin, X., Numerical simulation of immiscible liquid-liquid flow in microchannels using lattice Boltzmann method, *Sci. China Chem.* 54, 2011.

## **Z**

Z. I. Al-Hashimy<sup>1</sup>, H. H. Al-Kayiem<sup>1</sup>, Z. K. Kadhim<sup>2</sup> & A. O. Mohammed<sup>1</sup>. Numerical simulation and pressure drop prediction of slug flow in oil/gas pipelines. *WIT Transactions on Engineering Sciences: Computational Methods in Multiphase Flow VIII*, Vol 89, pp. 57-65, 2015.

Zhao, Y. C., Chen, G. W., Yuan, Q., Liquid-liquid two-phase flow patterns in a rectangular microchannel, *AIChE J.* 52, 2006.

Zhao, Y. C., Chen, G. W., Yuan, Q., Liquid-liquid two-phase mass transfer in the T-junction microchannels, *AIChE J.* 53, 2007.

Zhao, Y. C., Ying, Y., Chen, G. W., Yuan, Q., Characterization of micromixing in T-shaped micromixer (in Chinese), *J. Chem. Ind. Eng.* 57, 2006.