

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 D'UN ECOULEMENT
DIPHASIQUE GAZ-LIQUIDE DE TYPE
BOUCHON DANS UNE CONDUITE
HORIZONALE**

AMOUR Amina

Sous la direction de

Dr Ibtissem BELGACEM

Présenté et soutenu publiquement le 07/07/2020

Composition du Jury:

Président	Pr Saâdia BENMAMAR	ENP
Promoteur	Dr Ibtissem BELGACEM	ENP
Examineur	M Salim BENZIADA	ENP
	M Rabie MESSAHLI	ENP
	Dr Ahcene BOUACH	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 D'UN ECOULEMENT
DIPHASIQUE GAZ-LIQUIDE DE TYPE
BOUCHON DANS UNE CONDUITE
HORIZONALE**

AMOUR Amina

Sous la direction de

Dr Ibtissem BELGACEM

Présenté et soutenu publiquement le 07/07/2020

Composition du Jury:

Président	Pr Saâdia BENMAMAR	ENP
Promoteur	Dr Ibtissem BELGACEM	ENP
Examineur	M Salim BENZIADA	ENP
	M Rabie MESSAHLI	ENP
	Dr Ahcene BOUACH	ENP

Dédicace

Je dédie ce modeste travail à mes chers parents qui m'ont toujours
poussée vers la réussite,

A ma sœur et mes frères,

Et à tous mes amis.

Remerciement

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à ma directrice de mémoire, Madame Belgacem Ibtissem. Je la remercie de m'avoir encadrée, orientée, aidée et conseillée.

J'adresse mes sincères remerciements à ma chère professeur et directrice de laboratoire de recherche de science de l'eau (LRSE) de l'école nationale polytechnique, madame Benmamar Saida, pour sa disponibilité et surtout ses judicieux conseils.

Je voudrais également remercier les membres du jury pour l'honneur qu'ils m'ont accordé en acceptant d'évaluer mon travail ainsi que toutes les personnes qui ont contribué au succès et le bon déroulement de mon mémoire.

Enfin, je présente mes remerciements, mon respect et ma gratitude, à tous mes chers professeurs qui ont assuré ma formation à l'école polytechnique d'Alger (ENP).

ملخص

تدفق السدادة هو نظام تدفق متقطع على مرحلتين متكرر للغاية في مجال البترول ، ويتميز هذا التدفق بتقلبات الضغط الكبيرة التي يمكن أن تشكل تهديداً كبيراً للاستغلال الفعال للنفط والغاز والتحسين الإنتاج من الاحتياطي العميقة. يمكن أن تصل خسارة الإنتاج إلى 50٪ ، مما سيؤثر على القدرة على تلبية الطلب المتزايد على الطاقة

من أجل فهم أفضل لسلوك هذا النوع من التدفق ، سنقوم من خلال هذا العمل بتحديد الظاهرة بشكل جيد وتقديم معلوماتها وهي الضغط والسرعة واحتجاز السائل. يعتمد عملنا على المحاكاة FLUENT 19.0 باستخدام برنامج مختلفة ، الحساب العددية

كلمات مفتاحية: تدفق على مرحلتين ، تدفق الانسدادي ، المحاكاة الرقمية.

ABSTRACT

Slug flow is an intermittent two-phase flow regime often encountered in the petroleum field, this flow is characterized by high pressure fluctuations which can affect the efficient exploitation of oil and gas and the optimization of production at from deep reserves.

In order to better understand the behavior of this type of flow, we will through this study define the phenomenon well and present its different parameters, namely, pressure, speed and liquid-holdup, based on numerical simulation with the calculation code FLUENT 19.0

Key words: Two-phase flow, Slug flow, FLUENT, numerical simulation.

RESUME

L'écoulement bouchon est un régime d'écoulements diphasique intermittent souvent rencontré dans le domaine pétrolier, cet écoulement se caractérise par d'importantes fluctuations de pression qui peuvent affecter l'exploitation efficace du pétrole et du gaz et l'optimisation de la production à partir de réserves profondes.

Dans le but de mieux comprendre le comportement de ce type d'écoulement, nous allons à travers cette étude bien définir le phénomène et présenter ses différents paramètres, à savoir, la pression, la vitesse et le liquid-holdup, en s'appuyant sur la simulation numérique avec le code de calcul FLUENT 19.0

Mots clés : Ecoulement diphasique, écoulement bouchon, FLUENT, simulation numérique.

SOMMAIRE

Liste des tableaux

Listes des figures

Nomenclature

Principales abréviations

Introduction générale.....	14
1 Généralités et notions de base sur les écoulements diphasiques.....	18
1.1. Introduction	18
1.2. Classification des écoulements diphasiques	18
1.2.1. Configurations d'écoulement diphasique.....	19
1.2.2. Cartographies des écoulements diphasiques	22
1.2.3. Les cartographies des régimes d'écoulement en conduite horizontale	22
1.2.4. Les cartographies des régimes d'écoulement en conduite verticale.....	26
1.3. Principaux paramètres des écoulements diphasiques	28
1.3.1. Les fractions de fluides	28
1.3.2. Les vitesses.....	28
1.3.3. Titre massique	29
1.3.4. Flux massique.....	29
1.4. Conclusion	29
2. L'écoulement slug : Modélisation de l'écoulement bouchon	32
2.1 Introduction	32
2.2 Structure de l'écoulement slug	32
2.3 Modélisation de l'écoulement bouchon.....	33
2.3.1 Pression du bouchon.....	33
2.3.2 Fréquence du bouchon	35
2.3.3 Vitesse du bouchon	39
2.3.4 Longueur du bouchon.....	41
2.3.5 Liquid holdup	41
2.4 Conclusion	43
3. Méthodes numériques appliquées aux écoulements diphasiques gaz-liquide.....	45
3.1. Introduction	45
3.2. La modélisation des écoulements diphasiques	45
3.2.1. Formulation mathématique	45

3.2.2.	Méthode de modélisation d'écoulement diphasique	48
3.3.	La modélisation de la turbulence	49
3.3.1.	Les équations de Navier-Stokes	50
3.3.2.	Les modèles de turbulence	51
3.3.3	Méthode numérique de résolution des équations	58
3.4.	Conclusion	62
4.	Etude Numérique de l'écoulement bouchon	64
4.1.	Introduction	64
4.2.	Présentation du logiciel FLUENT	64
4.2.1.	Méthodes numériques	65
Le logiciel FLUENT propose deux méthodes numériques :	65
4.3.	Cas d'application de l'étude	66
4.3.1.	Géométrie du problème	66
4.3.2.	Conditions aux limites opératoires	67
4.4.	Simulation numérique.....	68
4.4.1.	Modèle de turbulence.....	68
4.4.2.	Procédure numérique.....	68
4.4.3.	Configuration.....	68
5.	Résultats et discussions	84
5.1	Introduction	84
5.2	Etude de convergence du maillage	84
5.3	Résultats de la simulation	86
5.3.1	Identification du slug dans la conduite.....	87
5.3.2	Evolution du régime bouchon	89
5.3.3	La pression	94
5.3.4	Le liquid hold up	96
5.3.5	Profils de vitesse.....	98
5.4	Conclusion	100
Conclusion générale		102
Références bibliographiques		103

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1-1 Domaine de validité de la carte de Mandhane et al. (1974).

Tableau 1-2 Constantes des modèles de turbulence Spalart-Allmaras.

Tableau 1-3 Constantes des modèles de turbulence.

Tableau 1-4 Valeur des constantes du modèle RSM.

Tableau 1-5 Terme des équations généralisées.

Tableau 3-6 Constantes du modèle de turbulence Spalart-Allmaras.

Tableau 3-2 Constantes des modèles de turbulence.

Tableau 3-3 Valeur des constantes du modèle RSM.

Tableau 3-4 Terme des équations généralisées.

Tableau 1-1 Conditions aux limites (velocity inlet).

Tableau 1-2 Schéma de discrétisation.

Tableau 1-7 Nombre et taille des mailles pour chaque maillage.

Tableau 5-2 Conditions aux limites : coupes de vitesses superficielles.

LISTE DES FIGURES

- Figure 1.1** . Configurations d'écoulements diphasiques en conduite horizontale.
- Figure 1.2.** Configurations d'écoulements diphasiques en conduite Verticale.
- Figure 1.3.** Carte de Baker (1954).
- Figure 1.4.** Carte de Baker modifiée.
- Figure 1.5.** Carte de Suo et Griffith (1964).
- Figure 1.6.** Carte de Mandhane et al. (1974).
- Figure 1.7.** Carte de Belgacem et al. (2013).
- Figure 1.8.** Carte de Hewitt et Roberts (1969).
- Figure 1.9.** Carte de MacQuillan et Whalley (1985).
- Figure 1.5.** Présentation de l'écoulement bouchon (Belgacem 2015).
- Figure 1.2.** La chute de pression sur une unité de bouchon Dukler et Hubbard (1975).
- Figure 1.1.** Algorithme de la méthode découplée.
- Figure 1.2.** Géométrie de l'étude
- Figure 1.3.** Paramètres généraux.
- Figure 1.4.** Modèle multiphasique.
- Figure 1.5.** Base de données de Fluent des matériaux.
- Figure 1.6.** Nomination des phases par air et water.
- Figure 1.7.** Création de l'interaction entre les phases.
- Figure 1.8.** Choix du modèle de turbulence.
- Figure 1-9.** Conditions opératoires.
- Figure 1.10.** Sélection de la phase d'entré gazeuse.
- Figure 1.11.** Introduction de la vitesse d'entré de la phase gazeuse (l'air).
- Figure 1.12.** Sélection de la phase d'entré liquide.
- Figure 1.13.** Introduction de la vitesse d'entré de la phase liquide (l'eau).
- Figure 1.14.** Sélection de la phase d'entré liquide.
- Figure 1.15** Introduction de la fraction volumique de l'eau à l'entrée inferieur.

Figure 1.16 Algorithme de couplage et des schémas de discrétisation.

Figure 1.17 Initialisation.

Figure 1.18 Création de la région destinée à l'air.

Figure 1.19 Séparation de la région en deux parties.

Figure 1.20 Initialisation de toute la zone avec un volume fraction de l'eau égale à 1.

Figure 1.21 Initialisation de la zone supérieure avec un volume fraction de l'eau égale à 0.

Figure 1.22 Etat initiale de la simulation.

Figure 5.6. Illustration de maillages de différentes tailles.

Figure 5.2. Variation de la pression en fonction de nombre de mailles.

Figure 5.3. Carte de configuration d'écoulement pour le canal rectangulaire (Vallée et al. 2008).

Figure 5.4. (a) Identification de l'écoulement bouchon ; (b) observations expérimentales de vallée et al. 2008.

Figure 5.5. Signal typique de variation de pression correspondant au régime bouchon (Belgacem et al., 2013).

Figure 5.6. Variation de la pression en fonction de temps pour $J_l = 1$ m/s et $J_g = 5$ m/s.

Figure 5.7. Séquence d'images calculées pour $J_l = 1$ m/s et $J_g = 5$ m/s.

Figure 5.8. Séquence d'images mesurées à $J_l = 1$ m/s et $J_g = 5$ m/s.

Figure 5.9. Séquence d'images calculées pour $J_l = 2$ m/s et $J_g = 0.65$ m/s.

Figure 5.10. Séquence d'images calculées pour $J_l = 3$ m/s et $J_g = 0.95$ m/s.

Figure 5.11. Séquence d'images calculées pour $J_l = 3$ m/s et $J_g = 0.5$ m/s.

Figure 5.12. Variation de la pression en fonction de temps.

Figure 5.13. Le liquid Hold up.

Figure 5.14. Profil de vitesse radiale pour différents positions de la conduite.

NOMENCLATURE

A	Section totale (m ²)
Al	Surface totale occupée par le liquide (m ²)
Ag	Surface totale occupée par le gaz (m ²)
X	Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler(1976)
FA	Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler(1976)
T	Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler(1976)
Kc	Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler(1976)
TD	Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler(1976)
Gg	Flux massique gaz
Gl	Flux massique liquide
Hl	Liquid holdup dans les bouchons
ρ_{eau}	Masse volumique de l'eau (kg.m ⁻³)
ρ_{air}	Masse volumique de l'air (kg.m ⁻³)
μ_e	Viscosité cinématique de l'eau (kg/m s)
λ	No slip Hold up
ψ	Coefficients de correction dans le modèle de (Baker 1954)
σ_T	<i>eau</i> Tension superficielle de l'eau
F	Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler(1976)
h	le coefficient d'échange.
\dot{m}	Débit massique totale (kg/s)
\dot{m}_g	Débit massique de la phase gazeuse (kg/s)
\dot{m}_l	Débit massique de la phase liquide (kg/s)
St	Nombre de Strouha
L	Longueur (m)
g	Accélération de la pesanteur $m s^{-2}$
α_g	Taux de vide
α_l	Fraction de liquide

θ	L'inclinaison de la conduite par rapport à la verticale.
ΔPa	Chute de pression dans la zone bouchon
ΔPb	Chute de pression du bouchon
ΔPf	Chute de pression dans la zone du film
Cc	Vitesse superficielle totale
FrM	Nombre de Froude du mélange
Fr_{crit}	Nombre de Froude critique
fb	Fréquence du bouchon
Reb	Nombre de Reynolds liquide dans le bouchon
Jb	Vitesse bouchon Bo Nombre de Bond
$V m$	Vitesse de mélange (m/s)
\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)
$\tilde{S}f$	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{U}	Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler(1976)
ζ	Période des ondes précurseurs des bouchons α_k la fraction du volume de la phase k.
Γ_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.
τ_k	Le tenseur de contrainte visqueuse moyenne
τT_k	Le tenseur de contrainte turbulente
$u F_k$	La composante fluctuante de la vitesse
ρm	La masse volumique de mélange
ck	Fraction massique
$u M_k$	La vitesse de diffusion
k	L'énergie cinétique turbulente
νt	Viscosité turbulente
l_m	La longueur de mélange

Principales abréviations

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

Introduction générale

Les écoulements monophasiques, sont constitués, d'une seule phase (gaz, liquide ou solide), mais il existe un autre type d'écoulement où plusieurs phases sont transportées conjointement, appelé écoulement polyphasique. Nous nous intéresserons ici au plus simple des cas de ce type d'écoulement : l'écoulement diphasique qui fait intervenir deux phases.

Les écoulements diphasiques apparaissent très souvent dans les procédés industriels, tous les domaines sont concernés par le contrôle des mélanges non miscibles de gaz et de liquide, de plusieurs liquides, de solides et de fluides que ce soit la production de matières premières (mine, gaz, pétrole), le génie nucléaire où la connaissance approfondie de la thermo hydraulique des écoulements diphasiques est nécessaire pour prévoir le comportement des circuits de refroidissement des réacteurs nucléaires, l'environnement, la production d'énergie, le génie pharmaceutique ou l'agroalimentaire. Malgré la nature complexe de ces systèmes il est quand même possible de réaliser une modélisation physique du procédé à partir des équations de la mécanique des fluides.

L'écoulement diphasique est un type d'écoulement qui s'effectue en présence de deux phases, ce type d'écoulement est présent dans divers domaines industriels et sous forme de plusieurs configurations selon la distribution spatiale de l'interface (bulles, bouchon, annulaire, stratifié) qui dépend de plusieurs critères parmi lesquelles on peut citer la géométrie, le positionnement ainsi que des différents paramètres d'écoulement, chacune de ces configurations possède des caractéristiques spécifiques à elle.

L'un des écoulements diphasiques fréquemment rencontré dans l'industrie pétrolière est l'écoulement bouchon ou bien le slug flow. L'écoulement bouchon (Slug flow) est un régime d'écoulement diphasique intermittent, caractérisé par une succession de poches de gaz séparées périodiquement par des bouchons liquides se déplaçant à des vitesses alternées, dans lequel de grandes bulles de gaz s'écoulent en alternance avec des bouchons liquides à une fréquence fluctuant de manière aléatoire dans les pipelines. Cela apparaît lorsque la différence de vitesse entre le débit de gaz et le débit de liquide est suffisamment élevée, ce qui entraîne un comportement hydrodynamique instable généralement causé par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

En outre, il est intéressant d'assimiler et de comprendre le mécanisme général de dynamique des fluides conduisant à l'écoulement slug et de déterminer les paramètres critiques affectant

les principales propriétés de l'écoulement bouchon comme par exemple la longueur, la fréquence et la vitesse de propagation des bouchons ainsi que la chute de pression.

1 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 bouchon en présence de deux phases. Des simulations numériques ont été conduites en utilisant le code commercial FLUENT 19.0.

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

- Avoir une idée fondamentale sur les écoulements diphasiques et en cas particulier l'écoulement bouchon
- Pouvoir se familiariser avec la simulation numérique et le code de calculs Fluent
- Etudier le comportement d'un écoulement bouchon, son initiation et développement ainsi que ses différents paramètres dans une conduite horizontale.

2 Présentation du manuscrit

Cette étude se découpe en cinq 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.

Chapitre 2

Lors de ce deuxième chapitre, on s'intéresse à l'étude de la topologie de l'écoulement bouchon et ses différents types, ainsi qu'à la présentation des différents travaux concernant l'écoulement bouchon.

Chapitre 3

Le troisième chapitre est consacré principalement à 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 4

Dans ce chapitre est donnée une présentation de l'outil utilisé dans ce mémoire qui est le Code numérique Fluent 19.0, ainsi que les différentes étapes suivies lors des simulations de l'écoulement.

Chapitre 5

Dans ce chapitre les résultats de simulation sont présentés et accompagnés de discussions et d'interprétations.

La conclusion se veut d'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

Généralités et notions de base sur les écoulements diphasiques

1. Généralités et notions de base sur les écoulements diphasiques

1.1. Introduction

Un écoulement polyphasique est un écoulement dans lequel se trouvent plusieurs phases. Il peut s'agir d'un écoulement diphasique, triphasé ou même quadriphasé selon le nombre de phases existant dans le domaine de l'écoulement.

Lorsqu'un mélange diphasique s'écoule dans une conduite, de multiples géométries interfaciales peuvent être rencontrées telles que des bulles, des poches ou des films de liquide en paroi. Cependant, la description précise de ces configurations d'écoulements est une tâche complexe.

L'écoulement diphasique est plus délicat que l'écoulement monophasique, étant donné que pour ce dernier, les paramètres gouvernant l'hydrodynamique sont la vitesse u , la pression p et la température T . Alors que les paramètres qui participent à la modélisation des configurations des écoulements diphasiques sont les champs de vitesse des deux phases u_g et u_l , les forces, les débits volumiques Q_g et Q_l , les vitesses superficielles J_g et J_l , le titre massique x et le taux de vide α .

Aussi, certains paramètres qui vous seront présentés, seront des valeurs moyennées car ces écoulements diphasiques sont non uniformes et ont un caractère fluctuant dans le temps et l'espace. Pour toute la suite, les indices ' l ' et ' g ' désigneront respectivement la phase liquide et la phase gazeuse.

Ce premier chapitre présente les diverses structures envisageables lorsqu'un gaz et un liquide circulent simultanément dans une canalisation, et les variables qui les contrôlent.

1.2. Classification des écoulements diphasiques

Les écoulements diphasiques peuvent être classés selon les phases en présence (liquide, solide, gaz ou plasma (gaz ionisé)), on parle de type d'écoulement, ce qui donne les possibilités de combinaisons suivantes :

- Mélange de deux liquides non miscibles (échangeurs à contact direct).
- Mélange gaz-solide (transport pneumatique, fumées, poussières).
- Mélange solide-liquide (transport de boue).
- Mélange gaz-liquide (extraction pétrolière).
- Mélange plasma solide (synthèse de nanoparticule).

Pour notre étude, seuls les mélanges de fluide (gaz/liquide) sans transfert de masse entre les deux fluides (ni réaction chimique, ni changement de phase) nous concernent.

L'organisation que peuvent prendre les interfaces des phases est un autre moyen de classer les écoulements diphasiques. Ces distributions sont connues sous le nom de configuration d'écoulement.

L'interface entre différentes phases peut apparaître dans diverses configurations, appelées régimes d'écoulement. La définition de ces derniers est d'une grande importance pour la caractérisation de l'écoulement. La configuration d'écoulement est l'union des critères qui décrivent la structure et la forme de chacune des phases présente dans l'écoulement ; elle dépend du débit de chaque phase, la pression, le sens de l'écoulement (ascendant, descendant, co-courant, contre-courant), des propriétés du fluide et de la géométrie du système.

1.2.1. Configurations d'écoulement diphasique

Pour les écoulements gaz liquide dans une conduite, divers modèles d'écoulement ont été rapportés dans la littérature décrits par d'Alves (1954), Baker (1954) Govier et Omer (1962) Smissaert (1963) ainsi que Mandhane et al. (1974).

On considère deux cas importants : les écoulements horizontaux et les écoulements verticaux.

1.2.1.1. Configurations dans une conduite horizontale

Dans les écoulements diphasiques horizontaux, la distribution des phases est commandée par la tension superficielle, la pesanteur qui tire le liquide vers le bas et fait flotter la vapeur et le cisaillement interfacial qui résulte des différences entre les vitesses des phases.

L'augmentation du débit du gaz dans un écoulement diphasique horizontal, donne successivement les configurations suivantes :

- **Écoulement à bulles (Bubble flow)**

L'écoulement à bulles est observé à faible débit de gaz, il est caractérisé par la présence de bulles de taille relativement petite en comparaison avec le diamètre de la conduite, distribuées au sein d'une phase liquide continue (Figure 2.1.a).

- **Écoulement à bouchons (slug flow)**

Lorsque la vitesse du gaz augmente dans un écoulement à poches, le liquide forme des bouchons. L'écoulement est plus désordonné comparé à l'écoulement à poches et l'interface entre le gaz et le liquide n'est pas nettement définie (Figure 2.2.b).

- **Écoulement stratifié (stratified flow)**

L'écoulement en conduite horizontale est caractérisé par un régime appelé "régime stratifié". Ce dernier est causé principalement par la différence de masse volumique entre le gaz et le

liquide, provoquant leur séparation. En effet, cette différence de densité fait que le gaz circule dans la partie haute de la conduite au-dessus du liquide. L'interface est lisse (Figure 2.3.c).

– **Écoulement à vagues (wavy flow)**

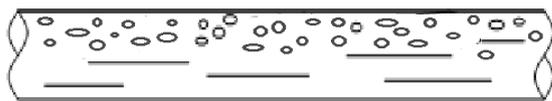
Pour des vitesses de gaz plus importantes, des ondulations se forment sur l'interface liquide gaz se déplaçant dans la direction de l'écoulement. L'amplitude des ondulations dépend de la vitesse relative entre les phases et les propriétés du fluide (Figure 2.4.d).

– **Écoulement annulaires (annular flow)**

Le gaz circule à grande vitesse au centre de la conduite et provoque la formation d'un film liquide ondulé à la paroi. Cette phase est aussi présente sous une forme dispersée (Figure 2.5.e).

– **Écoulement dispersés (spray flow)**

Cet écoulement se produit quand tout le liquide est entraîné par la vitesse élevée du gaz dans un noyau de gaz. La phase de vapeur est la phase continue et le liquide forme un brouillard dans le gaz (Figure 2.6.f).



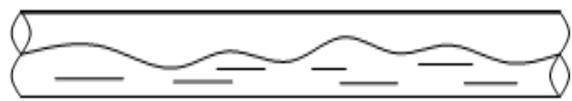
a) Écoulement à bulles



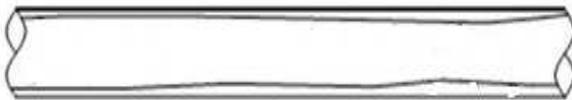
b) Écoulement à bouchons



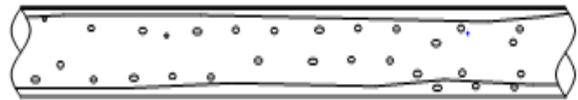
c) Écoulement stratifié



d) Écoulement ondulé



e) Écoulement annulaire



f) Écoulement dispersé

Figure 2.7 . Configurations d'écoulements diphasiques en conduite horizontale.

1.2.1.2. Configurations dans une conduite verticale

Il existe moins de configurations possibles en écoulement vertical qu'en écoulement horizontal. En effet, la pesanteur n'a plus d'influence sur les phases.

En augmentant la vitesse du gaz, on constate :

– **Écoulement à bulles (bubble flow)**

Les bulles peuvent avoir différentes formes et dimensions, elles ont tendance à se rassembler au centre du canal (Figure 2.8.a).

– **Écoulement à poche (slug flow)**

De grandes bulles, d'une taille semblable au diamètre du canal, appelées les bulles de Taylor, se forment dû à la fusion de petites bulles. Et les bulles de gaz sont séparées par des bouchons de liquide (Figure 2.9.b).

– **Écoulement à forte coalescence (churn flow)**

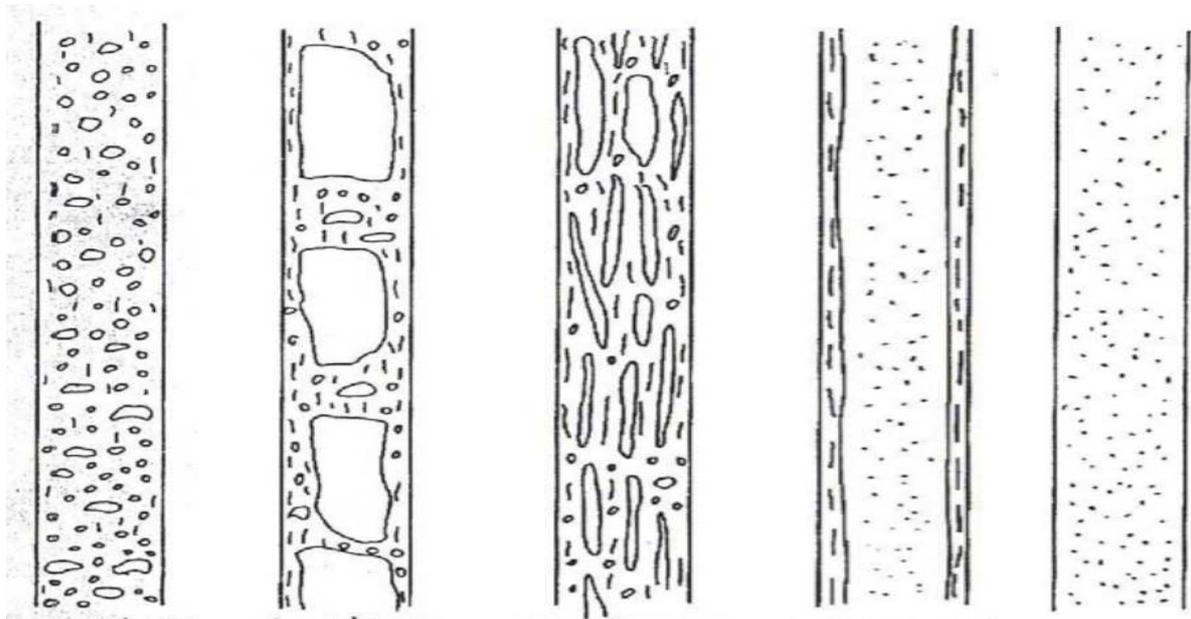
En augmentant la vitesse de l'écoulement, les bouchons se décomposent en un régime instable. C'est un régime entre l'écoulement bouchon et l'écoulement annulaire (Figure 2.10.c).

– **Écoulement annulaire (annular flow)**

La majeure partie du liquide s'écoule sous forme d'un film sur la paroi, et le gaz au centre du tube (Figure 2.11.d).

– **Écoulement dispersé (mist ou spray flow)**

L'écoulement est sous forme de brouillard (Figure 2.12.e).



a) Écoulement à Bulles b) Écoulement à Poches c) Écoulement à Forte coalescence d) Écoulement Annulaire e) Écoulement Dispersé

Figure 2.13. Configurations d'écoulements diphasiques en conduite Verticale.

1.2.2. Cartographies des écoulements diphasiques

L'écoulement de deux phases dans un milieu confiné se fait sous différentes configurations d'écoulement qui sont difficile à prédire. On utilise des cartes de régime d'écoulement qui représentent essentiellement un diagramme indiquant la gamme des différents paramètres pour lesquels un régime apparaît plutôt qu'un autre.

1.2.3. Les cartographies des régimes d'écoulement en conduite horizontale

Lors de l'étude d'un écoulement diphasique, il est impératif de pouvoir identifier les différentes configurations qui peuvent être rencontrées en pratique et qui représentent la propriété la plus importante d'un écoulement diphasique. Il faut donc étudier les paramètres qui influencent l'apparition des différentes configurations comme les débits, la géométrie du canal, les propriétés des fluides, la gravitation.

Dans l'optique de déterminer les domaines d'existence de différentes configurations, des cartes de régime d'écoulement dépendant généralement des vitesses superficielles du liquide et de gaz ont été établies.

La classification des régimes d'écoulements diphasiques se traduit graphiquement par des cartes de régimes d'écoulements. Une multitude de cartes de régimes existe dans la littérature pour différents fluides, différentes configurations (écoulements verticaux, horizontaux, inclinés,), tracées en fonctions de différents paramètres (vitesses superficielles, débits massiques, nombres adimensionnels, ...)

L'un des premiers à établir une carte des régimes d'écoulements horizontaux, fut Baker (1954). Plus tard, d'autres cartes ont été établies, celles de : Mandhane et al. (1974), Taitel et Dukler (1976), Weisman et al. (1979), Spedding et Nguyen (1980), Lin et Hanratty (1987b) et Kim et Ghajar (2002).

1.2.3.1. La carte de Baker (1954)

Baker (1954) a développé une carte de régimes d'écoulements diphasiques, à partir des travaux expérimentaux de Jenkins (1947), Kosterin (1949) et Alves (1954), cette carte est toujours utilisée de nos jours essentiellement dans l'industrie pétrolière, elle fonctionne bien pour les mélanges eau-air et huile-gaz dans les tubes de petits diamètres, $d \leq 50$ mm. En simplifiant le système de coordonnées utilisé par Baker, Bell et al. (1970) obtint une carte où G_g et G_l représentent les vitesses superficielles massiques du gaz et du liquide respectivement, λ et ψ sont des coefficients de correction qui tiennent compte de la masse volumique du fluide, de la tension superficielle et de la viscosité. Vu que les données collectées par Baker et al. (1954) concernent des boucles expérimentales utilisant l'air et l'eau, les facteurs de correction sont exprimés en fonction des propriétés de ces deux fluides.

$$\lambda = \left[\left(\frac{\rho_g}{\rho_{air}} \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_{eau}} \right) \right]^{1/2} \quad (2-1)$$

$$\psi = \left[\left(\frac{\mu_l}{\mu_{eau}} \right) \left(\frac{\rho_{eau}}{\rho_l} \right) \right]^{1/3} \left(\frac{\sigma_{TSeau}}{\sigma_{TS}} \right) \quad (2-2)$$

où: ρ_{air} est la masse volumique de l'air alors que ρ_{eau} , μ_{eau} et σ_{TSeau} représentent respectivement la masse volumique, la viscosité dynamique et la tension superficielle de l'eau.

Spedding et Spence (1993) relèvent que la carte de Baker est limitée par le fait que dans son établissement, ce dernier n'a pas tenu compte du diamètre de la conduite.

Troniewski et Ulbrich (1984) ont analysé 21 configurations pour des écoulements gaz-liquide en conduite horizontale. Ils proposent une version améliorée de la carte de Baker en plaçant le régime à bulles stratifiées au-dessous du régime stratifié. Cette modification de la carte est motivée par le fait qu'aux faibles vitesses de gaz, seul le déplacement du liquide est significatif, ce dernier remplissant la quasi-totalité de la conduite, la phase gazeuse ne se manifestant que sous forme de bulles. Néanmoins, ce raisonnement est basé sur des considérations qualitatives et non quantitatives. Spedding et Spence (1993) ont comparé leurs travaux expérimentaux avec ceux de Troniewski et Ulbrich (1984). De cette comparaison, il en résulte que la carte présentée par ces derniers n'en constitue nullement une amélioration de la carte de Baker ; le régime à bulles étant à la bonne place dans cette dernière.

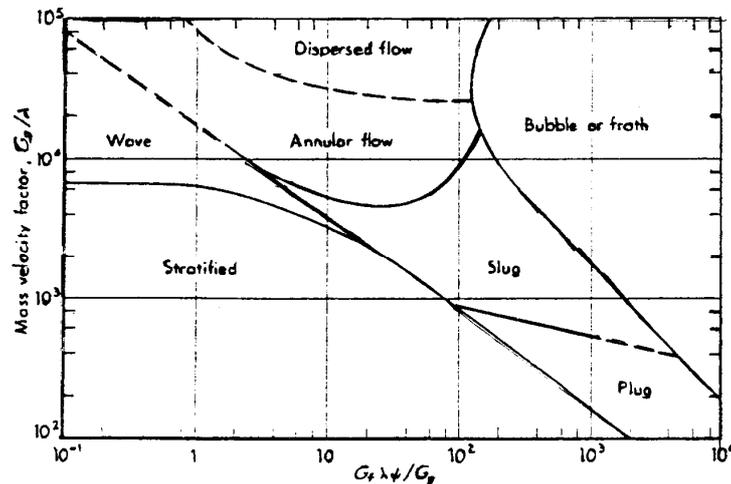


Figure 2.14. Carte de Baker (1954).

$$\lambda = \left[\left(\rho_g / 0,075 \right) \left(\rho_l / 62,3 \right) \right]^{1/2} ; \psi = \left[\left(73 / \sigma_{TS} \right) \mu_l \left(62,3 / \rho_l \right)^2 \right]^{1/3}$$

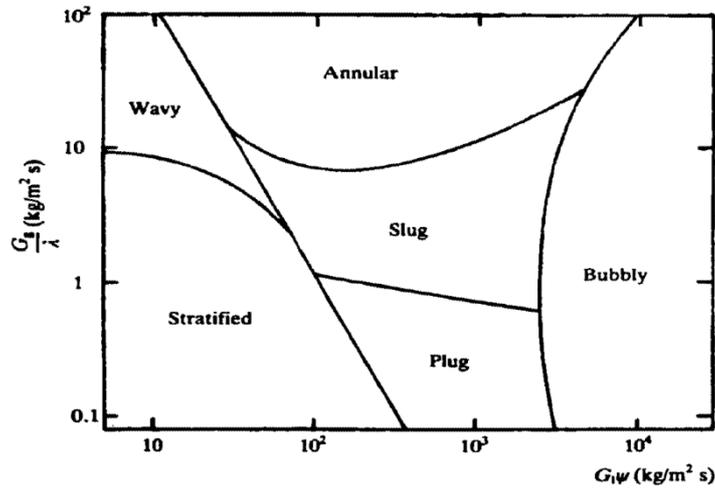


Figure 2.15. Carte de Baker modifiée.

1.2.3.2. Suo et Griffith (1964)

Parmi les premières études qui ont décrit les régimes d'écoulement dans les micros canaux, figure celle proposée par Suo et Griffith (1964). L'écoulement diphasique 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.

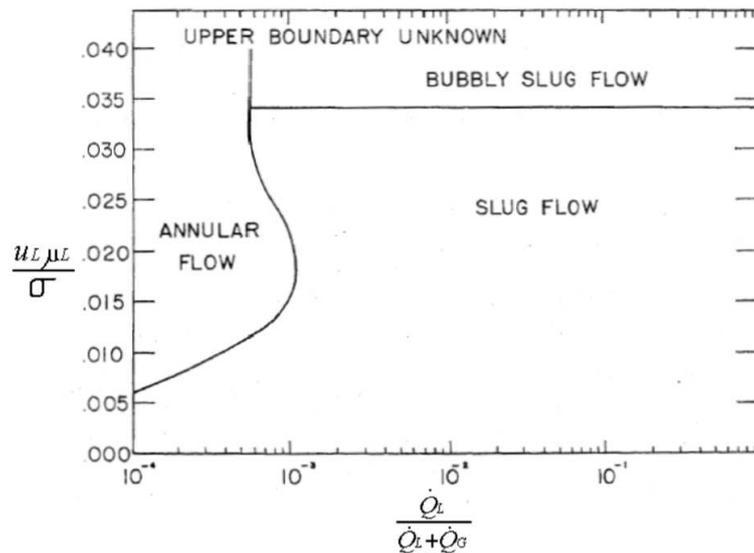


Figure.2.5. Carte de Suo et Griffith (1964).

1.2.3.3. 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 2-1 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 ³
Masse volumique du gaz	0,8-50,5	Kg/m ³
Viscosité du liquide	3,10 ⁻⁴ -9,10 ⁻²	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	0,1-730	cm/s
Vitesse apparente du gaz J_g	0,04-170	m/s

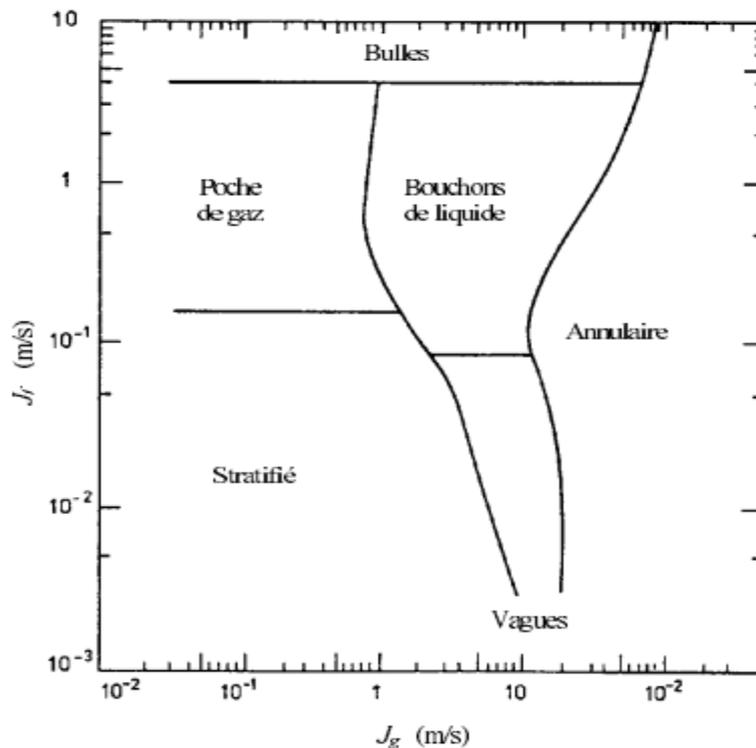


Figure 2.6. Carte de Mandhane et al. (1974).

1.2.3.4. La Carte de Belgacem et al. (2013)

Dans leur étude, Belgacem et al. (2013) ont développé une cartographie d'écoulement diphasique pour le cas d'une conduite horizontale, d'une longueur de 14 m et d'un diamètre de

4 cm, les fluides utilisés dans l'étude sont l'air et l'eau. Les méthodes utilisées pour l'identification des régimes sont la visualisations et les traitements des signaux de pression. Dans cette étude les régimes identifiés sont le stratifié, l'ondulé, les bulles allongées et slug flow. En analysant les signaux de pression, les auteurs ont conclu que chaque régime présente une signature particulière.

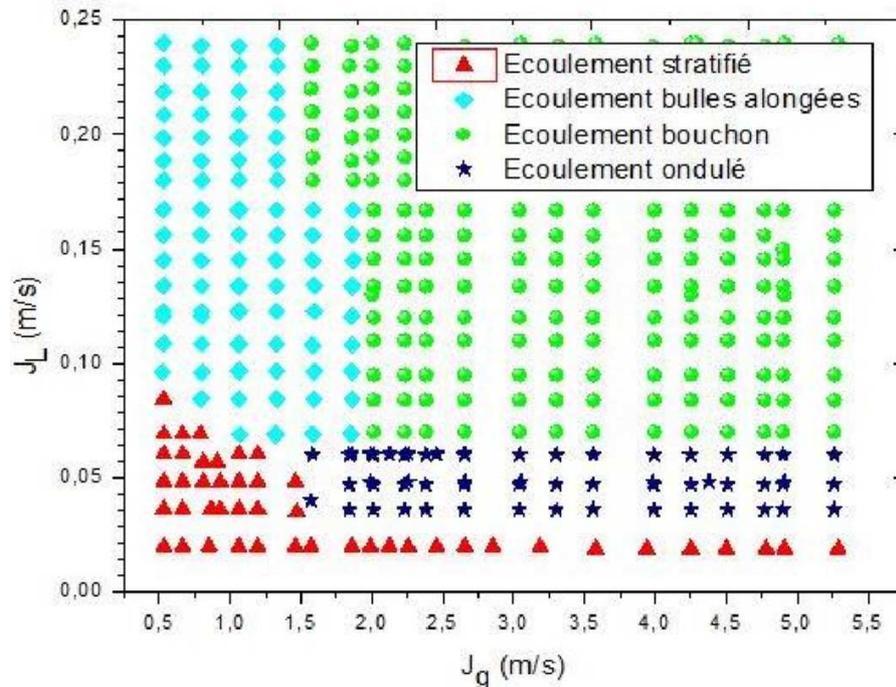


Figure 2.7. Carte de Belgacem et al. (2013).

1.2.4. Les cartographies des régimes d'écoulement en conduite verticale

Les cartes d'écoulement pour les tubes verticaux utilisant comme coordonnées les vitesses superficielles des phases liquide et vapeur sont établies depuis les années soixante et sont toujours produites à l'heure actuelle.

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

Une des premières cartes a été établie par Hewitt et Roberts (1969) pour un tube vertical. Les coordonnées utilisées sont les flux de quantité de mouvement, basés sur la vitesse superficielle du liquide et de la vapeur.

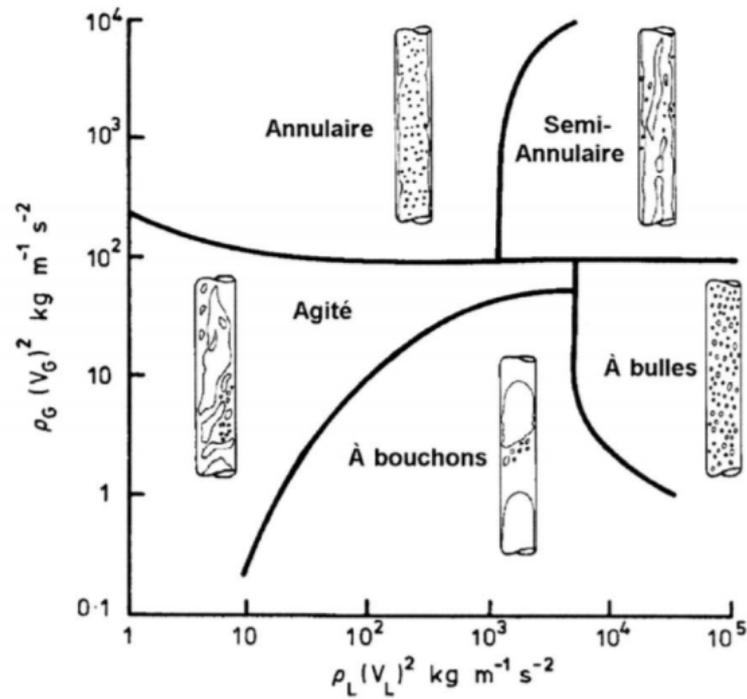


Figure 2.8. Carte de Hewitt et Roberts (1969)

1.2.4.2. La carte des configurations de MacQuillan et Whalley (1985)

Une autre carte largement utilisée est celle développée par MacQuillan et Whalley (1985) et qui permet de définir les différents régimes. Les auteurs ont convenablement défini les frontières des différentes zones de transition. Ces frontières sont généralement représentées à partir des relations analytiques adimensionnelles ou dimensionnelles, faisant intervenir les débits et les propriétés de chaque phase ainsi que les caractéristiques de l'installation expérimentale.

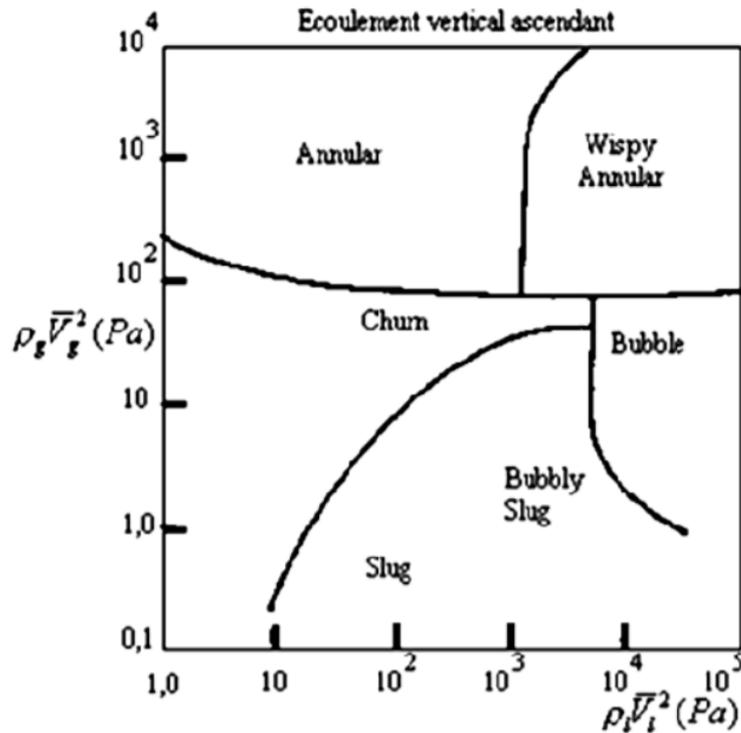


Figure 2.9. Carte de MacQuillan et Whalley (1985)

1.3. Principaux paramètres des écoulements diphasiques

Dans ce qui suit sont présentés les principaux paramètres qui décrivent les écoulements diphasiques.

1.3.1. Les fractions de fluides

Pour quantifier la présence des deux phases d'un écoulement diphasique gaz-liquide, on fait appel à ces paramètres suivants :

- Le taux du vide α_g qui est le rapport, dans une section plane perpendiculaire à l'écoulement, entre la surface occupée par le gaz et la surface totale de la section.

$$\alpha_g = \frac{A_g}{A} \quad (2-3)$$

- Liquide holdup α_l représentant la fraction occupé par le liquide dans le système.

$$\alpha_l = \frac{A_l}{A} \quad (2-4)$$

$$\alpha_l + \alpha_g = 1 \quad (2-5)$$

1.3.2. Les vitesses

Les vitesses de chaque phase sont obtenues par les expressions suivantes :

$$J_g = \frac{Q_g}{A_g} \quad (1-6)$$

$$J_l = \frac{Q_l}{A_l} \quad (2-7)$$

Où, J représente la vitesse, Q le débit et A et la surface occupée. Les indices g et l représentent respectivement la phase gazeuse et liquide.

Mais au vu de la variation continue des surfaces occupées par les phases, cette vitesse de phases est quelque peu compliquée à déterminer, cependant avec la simple connaissance du débit de chaque phase, on peut déterminer un autre paramètre qui est : la vitesse superficielle, calculée avec les relations suivantes :

$$J_{sg} = \frac{Q_g}{A} = \alpha_g J_g \quad (1-8)$$

$$J_{sl} = \frac{Q_l}{A} = \alpha_l J_l \quad (1-9)$$

J_s représente la vitesse superficielles , α_g et α_l sont respectivement le taux de vide et liquide holdup.

La somme de la vitesse des deux phases dans un écoulement diphasique donne la vitesse de mélange J_m

$$J_m = J_g + J_l \quad (2-10)$$

1.3.3. Titre massique

C'est le rapport du débit massique du gaz sur le Débit massique du mélange.

$$X = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}} \quad (2-11)$$

1.3.4. Flux massique

Le flux massique G par unité de section est :

$$G = \frac{\dot{m}}{A} \quad (2-12)$$

Le flux massique pour chaque phase sont définis par :

$$G_g = \frac{x \cdot \dot{m}}{A} = x \cdot G \quad (2-13)$$

$$G_l = \frac{(1-x) \cdot \dot{m}}{A} = (1 - x) \cdot G \quad (2-14)$$

1.4. Conclusion

Les flux diphasiques se produisent dans une large gamme applications, notamment : les systèmes nucléaires comme le traitement des déchets nucléaires, l'ébullition et la condensation

dans les réacteurs nucléaires, les processus chimiques et les industries pétrolières comme le traitement du pétrole, transport de pétrole et de gaz dans les pipelines.

L'écoulement diphasique est classé en fonction de la distribution des phases, l'identification des régimes d'écoulements rencontrés est donc un aspect important avant d'effectuer toute enquête sur l'écoulement. Ces schémas d'écoulements sont régis par les conditions aux limites imposées, la géométrie du système ainsi que les propriétés des fluides dont il s'agit.

Au vu de la complexité de la prédiction des régimes d'écoulement, un bon nombre de chercheurs comme Baker (1954), Mandhane et al. (1974), Taitel et Dukler (1976) ont développé des cartes afin d'identifier une configuration donnée pour des conditions d'écoulement données appelées carte de régime d'écoulement

Pour l'écoulement gaz-liquide dans les canalisations, l'un des schémas communs et complexes rencontrés dans l'écoulement diphasique est connu sous le nom d'écoulement bouchon (slug flow), qui est souvent rencontré dans les systèmes de production de pétrole et de gaz. Les problèmes de bouchage peuvent entraîner l'inondation des installations de traitement en aval, une forte corrosion des tuyaux et l'instabilité des pipelines et induire davantage les oscillations du débit du réservoir et sa mauvaise gestion. D'où la nécessité de maîtriser cet écoulement. Notre travail comportera donc essentiellement sur l'écoulement bouchon.

Chapitre 2

L'écoulement slug: Modélisation de l'écoulement Bouchon

2. L'écoulement slug : Modélisation de l'écoulement Bouchon

2.1 Introduction

Le schéma d'écoulement diphasique intermittent, qui est communément défini comme un écoulement bouchon, est fréquemment rencontré dans les applications industrielles. On le retrouve par exemple dans les lignes de production et de transport de pétrole / gaz et dans les tubes de chaudières et d'échangeurs de chaleur pour les usines de production d'énergie.

En raison de sa nature transitoire intrinsèque, les écoulements slug peuvent causer de graves problèmes dans les équipements de traitement et de transport en raison de la charge intermittente qu'elle impose aux structures. L'écoulement slug présente également des risques pour la sécurité dans les lignes de production d'hydrocarbures, où les fluides transportés peuvent contenir des agents corrosifs, en raison des dommages imposés aux parois des tuyaux. En effet les fortes fluctuations de la contrainte de cisaillement des parois produites par ce régime d'écoulement peuvent éliminer les produits protecteurs de la corrosion de la paroi du tuyau, facilitant les attaques corrosives-érosives. En raison de son importance, un effort de recherche continu a été fait pour prédire ce modèle d'écoulement complexe.

Le flux intermittent peut provenir d'un flux gaz-liquide stratifié lorsque les ondes d'interface se développent via une instabilité pour occuper toute la section transversale de la conduite, ou / et par l'accumulation de liquide dans les vallées de terrains irréguliers. La coalescence des vagues a également été observée comme un mécanisme important dans la formation des bouchons, en particulier à des débits de gaz élevés dans les tuyaux horizontaux.

Plusieurs travaux numériques et expérimentaux peuvent être trouvés dans la littérature visant à analyser les variables statistiques liées au modèle d'écoulement slug (Cook et Behnia, 2000 ; Issa et Kempf, 2003 ; Want et al., 2007 ; Fonseca Jr. et al., 2009). Les observations empiriques et les corrélations des principales propriétés de l'écoulement slug sont extrêmement importantes pour fermer les modèles et valider les résultats numériques.

2.2 Structure de l'écoulement slug

Le slugging est un schéma couramment observé dans les écoulements gaz – liquide horizontaux et presque horizontaux. Il se caractérise par l'apparition intermittente de masses aérées de liquide qui remplissent toute la section transversale d'un tuyau et se déplacent en aval à grande vitesse et à une fréquence variant de façon aléatoire

Cet écoulement se produit dans de nombreuses applications d'ingénierie telles que le transport de fluides hydrocarbonés dans les pipelines, l'écoulement liquide-vapeur dans les centrales électriques et l'équipement de fermentation entraîné par la flottabilité.

Les paramètres les plus importants pour caractériser un écoulement slug sont la distribution des phases gazeuse et liquide, la vitesse du liquide et sa fluctuation, la fréquence des bouchons et

les caractéristiques turbulentes de la masse, de l'impulsion et du transfert d'énergie à l'interface. En raison du caractère intermittent et irrégulier de l'écoulement, ces paramètres présentent des variations temporelles. La connaissance des valeurs moyennes dans le temps de ces quantités n'est pas toujours suffisante aux fins de la conception, et des informations statistiques peuvent être pertinentes. Par exemple, la conception des attrapeurs de slug doit être basée sur le bouchon le plus long possible et non sur le moyen. Selon Fabre et Liné (1992), la longueur moyenne des bouchons dans les tuyaux horizontaux varie de 15 à 40 diamètres, indépendamment des propriétés du fluide et des vitesses d'entrée. Barnea et Taitel (1993) ont mentionné que la distribution de la longueur des bouchons peut présenter une grande variance par rapport à la valeur moyenne.

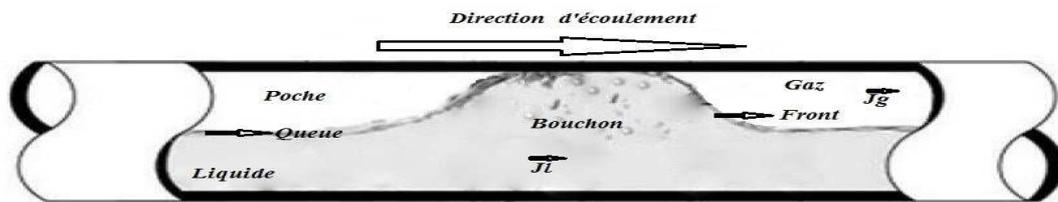


Figure 2.16. Présentation de l'écoulement bouchon (Belgacem, 2015).

2.3 Modélisation de l'écoulement bouchon

2.3.1 Pression du bouchon

Certaines des propriétés les plus pertinentes des écoulements slug seront examinées dans la présente sous-section, telles que la fréquence, la vitesse, la longueur du corps du bouchon, la pression et le liquid holdup du bouchon. Peu de méthodes théoriques sont disponibles pour leur prédiction. Au lieu de cela, ils sont généralement donnés par des relations graphiques ou empiriques basées sur des ensembles de données.

Différentes méthodes ont été établies permettant la description et la compréhension de l'écoulement bouchon en conduite horizontale. Le premier à proposer un tel modèle est Kordyban (1961) en mentionnant que le bouchon se déplace à la vitesse moyenne des bulles de gaz et des bouchons liquides.

Mais le modèle reconnu comme étant le modèle de base et comme référent pour l'étude des écoulements bouchons est celui de Dukler et Hubbard (1975). Ce modèle donne des prédictions détaillées du comportement hydrodynamique instable des bouchons.

Au fur et à mesure, partant du modèle de Dukler et Hubbard (1975), et en établissant certaines modifications, les chercheurs sont arrivés à dériver de nouveaux modèles et méthodes pour obtenir les paramètres qui décrivent de l'écoulement bouchon.

La chute de pression pour un écoulement diphasique est plus élevée que pour un écoulement monophasé pour le même débit massique. La densité plus faible conduit à une plus grande vitesse du fluide. Pour la même densité de fluide, un écoulement diphasique présente des turbulences plus importantes qu'un monophasé, conduisant à des pertes de pression dissipatives plus importantes que pour un écoulement monophasé.

La chute de pression le long des bouchons a été le sujet de maintes études théoriques et expérimentales. Le premier modèle fut celui de Grégory et Scotte (1969).

Dukler et Hubbard (1975) donnent une équation de la chute de pression qui prend comme base que la chute de pression dans la zone du film entre deux bouchons peut être négligée en la comparant à celle produite dans la zone de mélange qui contribue à environ 50% de la chute de pression dans l'unité du bouchon. Une telle caractéristique a été également rapportée par Ozawa et al. (1989) pour l'écoulement diphasique dans des conduites capillaires.

$$\Delta P_s = \Delta P_a + \Delta P_f \quad (2-3)$$

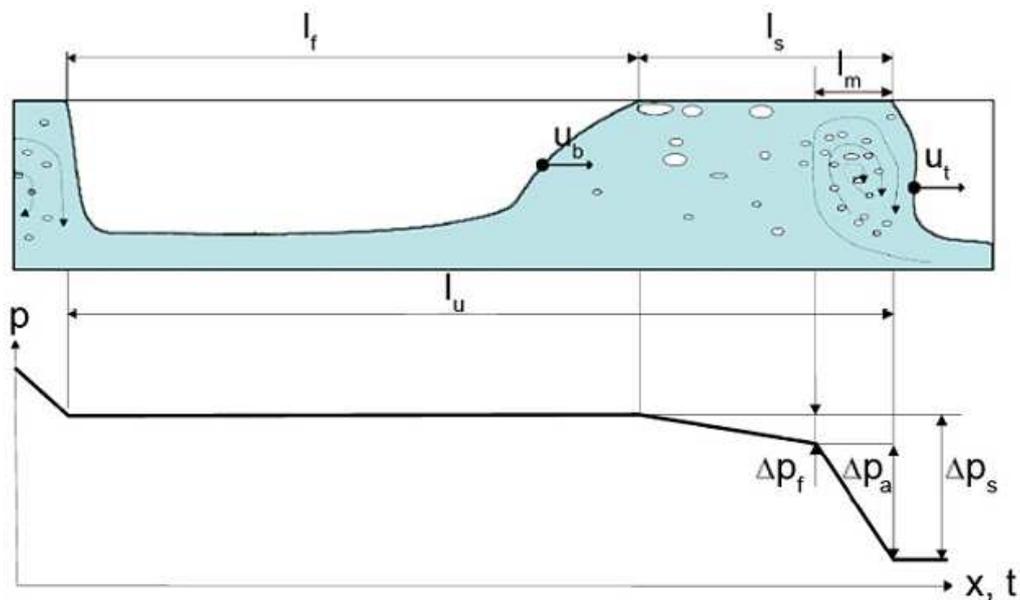


Figure 2.2. La chute de pression sur une unité de bouchon Dukler et Hubbard (1975).

Azzopardi et al. (1985) prouvent que le fait de connaître la fraction du vide de l'écoulement, influence grandement le degré de précision du modèle comme indiqué également par Beggs et Brill (1973).

Taitel et Barnea (1990) ont étudié la chute de pression d'une unité de bouchon au moyen d'un bilan global dans lequel seuls les termes de chute de pression hydrostatique et de frottement sont pris en compte dans toutes les régions de limaces et de films.

Rapportant que tous les modèles disponibles dans la littérature sous-estiment généralement les données expérimentales jusqu'à 30%, Andreussi et al. (1993) ont proposé le calcul du gradient

de pression comme la somme des termes de gravité, et l'accélération de frottement, sous-estimant les données expérimentales jusqu'à 15-20%.

De nombreux essais ont été tentés au fil du temps, pour trouver des corrélations pour le calcul de la pression du bouchon, ayant comme difficulté majeure le fondement des corrélations empiriques sur l'hypothèse que le gradient de pression est fonction seulement de la géométrie de la conduite, des débits et des propriétés physiques. Cependant, dans l'écoulement diphasique, les effets de l'évolution de l'écoulement sont considérables.

2.3.2 Fréquence du bouchon

La fréquence des bouchons est habituellement pensée comme un phénomène d'entrée, c'est à dire qu'il résulte de la fermeture de la section droite de la conduite par le liquide à l'entrée (Taitel et Dukler (1977)). Cependant, des observations plus précises de la fréquence et de la longueur des bouchons indiquent que les petits bouchons (fréquence élevée) se forment habituellement à l'entrée tout en étant instable. Le déversement du liquide à l'arrière du bouchon semble être plus important pour les petits bouchons. Par conséquent, ces derniers tendent à fusionner avec les bouchons qui les suivent. Durant ce processus, la poche située derrière le petit bouchon rattrape la poche située devant elle. Wang et al. (2007) ont constaté que la fréquence moyenne des bouchons augmente de façon significative avec l'augmentation de la vitesse superficielle du liquide. Par contre, elle ne dépend que faiblement de la vitesse superficielle du gaz. Une description de plusieurs corrélations est présentée ci-dessous.

2.3.2.1 Modèle de Gregory et Scott (1969)

Le travail expérimental de Gregory et Scott (1969) a été réalisé sur une conduite de 19 mm de diamètre intérieure, avec comme fluide du dioxyde de carbone et de l'eau. Par cette expérience, ils ont montré l'existence d'une proportionnalité entre la fréquence des bouchons et la vitesse superficielle du liquide. Ils soumettent la possibilité de lier la fréquence au nombre de Froude basé sur la vitesse superficielle du liquide ce qui a montré une très bonne concordance avec les données expérimentales. La corrélation proposée pour la fréquence (dans le système C.G.S) est donnée comme suit :

$$f_b = 0,0226 \left[\frac{J_{ls}}{g d} \left(\frac{19,75}{J_m} + J_m \right) \right]^{1,2} \quad (2-4)$$

2.3.2.2 Modèle de Greskovich et Shrier (1972)

Greskovich et Shrier (1972) ont travaillé sur un écoulement diphasique eau-air dans des conduites de 30mm et 38mm. Ils ont reformulé la corrélation slug-fréquence de Gregory et Scott (1969) en utilisant le nombre de Froude et le liquid holdup sans glissement :

$$f_b = 0,0226 \left[\lambda_l \left(\frac{2,02m}{D} + Fr_M \right) \right]^{1,2} \quad (2-5)$$

avec λ_l : no-slip holdup

$$\lambda_l = \frac{J_L}{J_M} \quad (2-6)$$

et Fr_M est défini comme le nombre de Froude du mélange donné par :

$$Fr_M = \frac{J_M^2}{gD} \quad (2-7)$$

2.3.2.3 Modèle de Taitel et Dukler (1977)

Taitel et Dukler (1977) ont proposé un modèle mécaniste pour la prédiction de la fréquence des bouchons dans les tuyaux horizontaux et quasi horizontaux. Ils ont affirmé que la formation de bouchons est un phénomène d'entrée et se produit à la suite d'ondes solitaires qui se développent sur des surfaces stratifiées gaz / liquide à l'équilibre instable. Ensuite, les vagues comblent la section du tuyau et bloquent le passage du gaz. Ils ont suggéré que la fréquence des bouchons est égale à l'inverse de l'intervalle de temps nécessaire pour reconstruire le niveau d'équilibre du film pour qu'un nouveau bouchon soit formé. Le modèle développé a été validé par rapport aux données prises par Dukler et Hubbard (1975) et a montré un bon accord. Cependant, la comparaison du modèle de fréquence des bouchons de Taitel et Dukler (1977) avec les données de Gregory et Scott (1969) et de Vermeulen et Ryan (1971) a donné un faible accord.

2.3.2.4 Modèle de Heywood et Richardson (1979)

Heywood et Richardson (1979) ont appliqué leur méthode sur un système fluide air / eau dans un canal horizontal de 42 mm de diamètre intérieur, et ont corrélié la fréquence moyenne des bouchons. Leur corrélation est similaire à celle de Gregory et Scott (1969) et est donnée en unités SI comme :

$$f_b = 0,0364 \lambda_l \left[\frac{2,02}{d} + \frac{v_m^2}{gd} \right]^{1,06} \quad (2-8)$$

$$\text{avec, } \lambda_l = \frac{J_l}{v_m} \quad (2-9)$$

2.3.2.5 Modèle de Nydal (1991)

Nydal et al. (1991) ont suggéré une corrélation basée uniquement sur le débit de liquide :

$$f_b = 0,088 \frac{(J_l + 1,5)^2}{g D} \quad (2-8)$$

2.3.2.6 Modèle de Hill et Wood (1990-1994)

Hill et Wood (1990) ont mis au point une corrélation fréquence-slug en fonction de la taille du niveau de liquide à l'équilibre et des vitesses relatives des phases gazeuse et liquide. Ils ont appliqué une approche plus mécaniste que les corrélations existantes. La rétention de liquide à l'équilibre est calculée à partir du modèle à écoulement stratifié de Taitel et Dukler (1976). Le débit est supposé stratifié et lisse dans un tuyau horizontal pour appliquer le modèle. Leur première tentative a été d'appliquer un ajustement exponentiel simple aux données extraites des gisements de pétrole de la mer du Nord :

$$\frac{f_b d}{V_m} = 0,275 * 10^{2,68 H_{le}} \quad (2-9)$$

Afin d'améliorer la base mécaniste de l'équation précédente, la vitesse de glissement a été utilisée pour remplacer la vitesse du mélange, et une condition de limite de fréquence de bouchon a été appliquée à la corrélation. La forme finale de la corrélation slug-fréquence en unités SI est :

$$\frac{f_b d}{(J_g - J_l)} = 2,74 * \frac{H_{le}}{1 - H_{le}} \quad (2-10)$$

2.3.2.7 Modèle de Manolis et al. (1995)

Manolis et al. (1995) ont étudié l'effet de la pression sur la fréquence des bouchons dans les tuyaux horizontaux. Leurs résultats expérimentaux ont révélé qu'il n'y avait pas d'effet significatif de la pression sur la fréquence des bouchons. Leur comparaison de la corrélation de Gregory et Scott (1969) avec les résultats expérimentaux de la fréquence des bouchons a donné un mauvais accord sauf aux basses fréquences. Sur la base de l'approche Gregory et Scott, la nouvelle corrélation en unités SI est :

$$f_b = 0,0037 \frac{J_l}{gd} \left(\frac{J_{m,min}^2 + J_m^2}{J_m} \right)^{1,8} \quad (2-11)$$

avec, $J_{m,min} = 5 \text{ m/s}$

2.3.2.8 Modèle de Zebaras (2000)

Zabararas (2000) a comparé diverses corrélations et modèles mécanistiques pour prédire la fréquence des bouchons dans les tuyaux horizontaux et inclinés par rapport aux données. L'ensemble de données comprenait à la fois ses résultats expérimentaux et les résultats publiés sur la fréquence des bouchons. Il a constaté que les performances des méthodes existantes n'étaient pas suffisamment précises pour un écoulement de limaces incliné. Il a modifié la corrélation de Gregory et Scott (1969) en tenant compte de l'effet de l'angle d'inclinaison. La corrélation en unités SI est donnée par :

$$f_b = 0,0226 \left[\frac{J_l}{gd} \left(\frac{212,6}{J_m} + J_m \right) \right]^{1,2} [0,836 + 2,7 \sin^{0,25}(\theta)] \quad (2-12)$$

2.3.2.9 Modèle de Fossa et al. (2003)

Fossa et al. (2003) ont suggéré que les fréquences obtenues expérimentalement peuvent être corrélées via des paramètres adimensionnels comme le nombre de Strouhal St et la fraction volumique du liquide :

$$St = \frac{f_b d}{J_g} \quad (2-13)$$

$$x_1 = \frac{J_l}{J_l + J_g} \quad (2-14)$$

$$St = \frac{0,05 x_1}{1 - 1,67 x_1 + 0,768 x_1^2} \quad (2-15)$$

2.3.2.10 Modèle de Shea et al. (2004)

Shea et al. (2004) ont constaté à partir des données de terrain que la fréquence des bouchons semble être une fonction importante de la longueur de la conduite. Ils ont donc développé une corrélation slug-fréquence tenant compte de cette longueur, qui n'a été prise en compte dans aucune autre corrélation slug-fréquence publiée, aboutissant au résultat suivant :

$$f_b = \frac{0,47 J_l^{0,75}}{d^{1,2} L_c^{0,55}} \quad (2-16)$$

2.3.2.11 Modèle de Kadri et al (2008)

Kadri et al. (2008) ont suggéré l'utilisation d'une corrélation basée sur celle de Nydal et al. (1991). La fréquence de bouchon est donnée comme suit :

$$f_b = 0,088 \frac{(J_l + 1,5)^2}{g D} \quad (2-17)$$

2.3.2.12 Modèle d'Al- Safran (2009)

Al-Safran (2009) a étudié expérimentalement la fréquence des bouchons pour un écoulement diphasique huile/air dans une conduite horizontale de diamètre intérieure $D = 0,0508\text{m}$ et d'une longueur $L = 42,7\text{ m}$. Le modèle proposé pour le calcul de la fréquence des bouchons a été validé par les données expérimentale de Roumazeilles et al. (1996) pour un écoulement air/kérosène dans une conduite horizontale de diamètre intérieure à 2inc. La corrélation proposée est donnée comme suit :

$$\ln(f_b) = 0,8 + 1,53 \ln(J_l) + 0,27 \frac{J_b}{J_m} - 34,1 (d) \quad (2-18)$$

$$J_l = \frac{J_{sl}}{H_{le}} \quad (2-19)$$

$$J_s = \frac{J_{sg}}{(1-H_{le})} - \frac{J_{sl}}{H_{le}} \quad (2-20)$$

$$J_m = J_{sl} + J_{sg} \quad (2-21)$$

$$0,084\text{m/s} < J_l < 2,82\text{m/s} \quad (2-22)$$

$$1,29\text{m/s} < J_b/J_m < 6,86\text{m/s} \quad (2-23)$$

$$0,025\text{m} < d < 2,203\text{m} \quad (2-24)$$

Comme on peut voir ci –dessus, il n'existe pas qu'une seule méthode qui peut être utilisée pour toutes les conditions. Néanmoins, certaines corrélations sont plus générales. D'autres méthodes sont plus simples mais sont moins précises. Inversement des modèles peuvent être plus précis, mais leur exploitation reste difficile pour l'estimation des paramètres indépendants.

Le seul modèle théorique qui est général et valide pour une variété de conditions, y compris l'écoulement diphasique en conduite inclinée est le modèle de Taitel et Dukler (1977).

2.3.3 Vitesse du bouchon

Il est bien établi que le bouchon se déplace à une vitesse supérieure à la vitesse totale du mélange, impliquant que le liquide est ramassé à l'avant du bouchon et versé à son extrémité

Plusieurs chercheurs suggèrent que l'écoulement intermittent est pleinement développé lorsque le taux de collecte de liquide au nez du bouchon qui avance est égal au taux de perte de liquide à sa queue. Lorsque cela se produit, la vitesse à l'avant du bouchon est égale à la vitesse à la queue du bouchon et la longueur des bouchons est alors constante. L'expression de la vitesse est donnée par :

$$J_b = (1 + C)J_{ls} = C_0 J_{ls} \quad (2-25)$$

C_0 représente un paramètre pondéré de distribution vitesse / fraction liquide

Gregory et Scott (1969) ont corrélié la vitesse de bouchon à la vitesse de mélange comme suit :

$$J_b = 1,35J_M \quad (2-26)$$

Dukler et Hubbard (1975) ont supposé un profil de vitesse turbulente dans le bouchon. Ils ont aussi mis en rapport la vitesse de translation au niveau du nez du bouchon et la vitesse du mélange:

$$J_f = (1 + C)J_M \quad (2-27)$$

La constante C est donnée par l'équation :

$$C = -0,021 \ln(\text{Re}_b) + 0,022 \quad (2-28)$$

Re_b est le nombre de Reynolds liquide dans le bouchon

$$Re_b = J_M D \frac{\alpha_{Gb} \rho_G + (1 - \alpha_{Gb}) \rho_L}{\alpha_{Gb} \mu_G + (1 - \alpha_{Gb}) \mu_L} \quad (2-29)$$

Nicholson et al. (1978) ont constaté que la vitesse de dérive était non négligeable et particulièrement importante dans les conduites de grand diamètre et également dans les tubes inclinés. La vitesse de translation moyenne d'un bouchon est alors donnée par la relation :

$$J_b = 1,196 J_{Is} + 0,27 \text{ m/s} = 1,196 J_M + 0,27 \text{ m/s} \text{ pour } D = 2,58 \text{ cm} \quad (2-30)$$

$$J_b = 1,128 J_{Is} + 0,28 \text{ m/s} = 1,128 J_M + 0,28 \text{ m/s} \text{ pour } D = 5,12 \text{ cm} \quad (2-31)$$

Ferré (1979) en utilisant, pour son enquête expérimentale, un tuyau de 45mm de diamètres intérieure et 50m de long, a pu trouver que la vitesse dépend du nombre de Froude critique :

$$J_b = 1,1 J_{Ib} + 0,45 J_d \text{ pour } Fr_{crit} < 2,0 \quad (2-32)$$

$$J_b = 1,31 J_{Ib} \text{ pour } 2 < Fr_{crit} < 8,0 \quad (2-33)$$

$$J_b = 1,02 J_{Ib} + 3 J_d \text{ pour } Fr_{crit} > 8,0 \quad (2-34)$$

Le nombre de Froude critique est donné par l'équation :

$$Fr_{crit} = \frac{J_{Ib}}{\sqrt{gD}} \quad (2-35)$$

Bendiksen (1984) a expliqué que la variation de vitesse était due à l'effet de différence d'élévation du liquide le long du nez de la bulle. En analysant le mouvement de bulles uniques dans un tuyau de 25 mm de diamètre intérieure, il a également remarqué qu'il y avait un nombre de Froude critique auquel les valeurs changent (suggérant l'influence secondaire de la tension superficielle):

$$J_b = 1,05 J_{Is} + 0,54 J_d \text{ pour } Fr_{crit} < 3,5 \quad (2-36)$$

$$J_b = 1,2 J_{Is} \text{ pour } Fr_{crit} \geq 3,5 \quad (2-37)$$

En calculant le coefficient Co , et obtenant des valeurs entre 1,2 et 1,3, Nydal et al. (1992) ont soumis le fait que les différences entre les valeurs de Co expérimentales et les valeurs rapportées par le rapport de la moyenne sur l'axe de l'écoulement pourraient être dues à :

- * L'existence de bulles de gaz dans le bouchon pouvant modifier les profils de vitesse à la queue du bouchon ;
- * Le taux de glissement entre les vitesses de phase dans le bouchon ;
- * La combinaison des petites bulles présentes dans le corps du bouchon avec le front, impliquant la modification de la vitesse de déplacement du front.

Cook et Behnia [1997], dans leurs expériences sur des tuyaux de 32 mm et 50 mm de diamètre intérieures, ont soutenu la relation linéaire entre la vitesse du bouchon à la vitesse du mélange, pour des valeurs entre 1m/s et 8m/s.

2.3.4 Longueur du bouchon

Puisque l'écoulement slug est un phénomène stochastique, la longueur du corps du bouchon est différente pour chaque bouchon se déplaçant le long de la conduite, étant largement dispersée autour de sa moyenne. Il est généralement admis que le processus de croissance ou de décomposition des bouchons dépend du processus de délestage par l'arrière et du ramassage du liquide à l'avant.

Des bouchons beaucoup plus longs ont été observés pour les pipelines longs et de grand diamètre. Taitel [1987] a suggéré que l'expansion du gaz due à la diminution de la pression dans les longs pipelines entraîne une croissance de la longueur des bouchons dans le flux gaz-liquide diphasique. Il a signalé que les effets de la pression d'entrée, du diamètre du tuyau et de l'angle d'inclinaison sont faibles.

Brill et al. (1981) ont étudié la distribution de la longueur des bouchons dans les lignes d'écoulement suggérant que la distribution suit un modèle log-normal. Nydal et al (1992) ont également abouti à la même conclusion pour un écoulement air-eau dans des tuyaux horizontaux de 53 et 90 mm de diamètre intérieur.

Barnea et Taitel (1993) ont suggéré un modèle pour la distribution de la longueur des bouchons basé sur le mécanisme de dépassement des bulles qui se produit lorsque les bouchons liquides sont plus courts que la longueur développée stable. Sur la base de ces travaux, Cook et Behnia (2000) ont proposé un modèle de prédiction de la longueur des bouchons pour les canalisations quasi horizontales. Le modèle utilise la corrélation pour l'effondrement des bouchons pour simuler l'évolution de la distribution de la longueur des bouchons loin de l'entrée. Cependant, les données expérimentales montrent systématiquement des longueurs de bouchons plus longs que la longueur maximale prévue de bouchons.

2.3.5 Liquid holdup

Le liquid holdup HL, est définie comme la fraction d'un élément de tuyau qui est occupée par du liquide au même instant.

Le liquid holdup peut être mesuré expérimentalement par plusieurs méthodes, telles que des sondes de résistivité ou de capacité ou en piégeant un segment du flux d'écoulement entre des vannes à fermeture rapide et en mesurant le volume de liquide piégé.

Plusieurs corrélations ont été publiées pour prédire le liquid holdup dans les conduites horizontales. La plupart de ces corrélations sont développées empiriquement à partir de données expérimentales. De plus, divers modèles théoriques avec différents degrés de complexité ont été proposés dans la littérature.

2.3.5.1 Modèle de Gregory et al. (1978)

Gregory et al. (1978) ont étudié le liquid holdup dans les bouchons avec comme fluide : le pétrole et l'eau dans des conduites de 25,8 et 51,2 mm de diamètre intérieure. Pour déterminer le liquid holdup, ils ont employé une sonde de fraction volumique liquide de capacité dactylographique et ont constaté que le liquid holdup dans les bouchons est corrélé à la vitesse du mélange :

$$H_l = \frac{1}{1 + \left[\frac{J_m}{8,66} \right]^{1,39}} \quad (2-38)$$

Avec, J_m : la vitesse de mélange du bouchon, elle est définie par :

$$J_m = J_g + J_l \quad (2-39)$$

2.3.5.2 Modèle de Malnes (1982)

Malnes (1982) a proposé une autre corrélation en se basant sur les données de Gregory et al. (1978) :

$$H_l = \frac{J_m}{J_m + C_c} \quad (2-40)$$

C_c est la vitesse superficielle totale, le coefficient dimensionnel C_c (m/s) est donné par :

$$C_c = 83 \left(\frac{g\sigma}{\rho_L} \right)^{1/4} \quad (2-41)$$

2.3.5.3 Modèle de Fershneider (1983)

Fershneider (1983) a développé une expression pour le liquid holdup dans les bouchons en fonction du nombre de Froude, Fr_M et du nombre de Bond, Bo . Il a également étudié le liquid holdup dans une canalisation de diamètre 0,146 m en utilisant une sonde optique. La pression varie entre 10 et 50 bars à température ambiante. La vitesse superficielle liquide s'est étendue de 0 à 3 m/s, et la vitesse de gaz superficiel variait de 0 à 7 m/s. Le modèle développé par Fershneider était conforme aux données de Gregory et autres (1978).

La corrélation proposée par Fershneider (1983) est donnée par l'équation :

$$H_l = \frac{1}{\left\{ 1 + \left[\frac{J_m}{\sqrt{\left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_L}\right)gD}} \right]^2 / \left(\frac{A}{Bo\beta}\right)^2 \right\}^2} \quad (2-42)$$

Bo est le nombre de Bond, il est donné par l'équation :

$$Bo = \frac{(\rho_L - \rho_g)gD^2}{\sigma} \quad (2-43)$$

2.3.5.4 Modèle d'Andreussi et Bendiksen (1989)

Andreussi et Bendiksen (1989) ont établi une corrélation du liquid holdup dans les canalisations horizontales et faiblement inclinées en utilisant l'air et l'eau, dans des conduites de 50 et 90 mm de diamètre intérieur, dans leur modèle ils ont employé le diamètre de la conduite, l'angle d'inclinaison et les propriétés des fluides mais également des coefficients empiriques qui n'ont pas été clairement définis.

La corrélation d'Andreussi et Bendiksen (1989) est donnée par l'équation :

$$H_l = \frac{J_m - J_{mf}}{(\beta J_m + J_{mo})^m} \quad (2-44)$$

$$m = 1 - n \frac{\rho_g}{\rho_L} \quad (2-45)$$

avec, $n = 3$

$$J_{mo} = \frac{240}{(C_o - 1)} \sqrt{\Sigma} \left(1 - \frac{1}{3} \sin \theta \right) \left(\frac{g \sigma \Delta \rho}{\rho_L^2} \right)^{1/4} + \frac{J_o}{C_o - 1} \quad (2-46)$$

Dans leurs calculs, Andreussi et Bendiksen (1989) ont négligé la valeur de J_o , tandis que C_o est supposée égale à 1.2.

2.3.5.5 Modèle de Jepson et Kouba (1987)

Jepson et Kouba (1987) ont fait leurs expériences sur une canalisation de 150 mm de diamètres et constatent que le liquid holdup diminue linéairement à mesure que le nombre de Froude augmente.

2.3.5.6 Modèle de Jepson et Taylor (1988)

Jepson et Taylor (1988) ont utilisé l'air et l'eau dans une conduite horizontale de 300 mm de diamètre. Ils en résultent que le liquid holdup dépend du diamètre de la conduite pour une vitesse superficielle de gaz au-dessus de 3 m/s.

2.4 Conclusion

L'écoulement slug est un phénomène non souhaité et indésirable, il est donc important de disposer d'un modèle dynamique multiphase capable de le représenter avec précision.

Dans ce chapitre, l'écoulement slug a été exposé plus profondément à travers les paramètres permettant de le déterminer et le décrire comme : la vitesse, la longueur et la fréquence des bouchons, la pression ou le liquid holdup.

Nous verrons dans le prochain chapitre les équations qui décrivent l'écoulement slug et les modèles de modélisation de ces écoulements.

Chapitre 3

**Méthodes numériques appliquées
aux écoulements diphasiques gaz-
liquide**

3. Méthodes numériques appliquées aux écoulements diphasiques gaz-liquide

3.1. Introduction

La turbulence est un mécanisme élémentaire de la dynamique des écoulements diphasiques étant donné qu'elle assure la dissipation d'énergie qui se produit dans ces écoulements. Un modèle numérique de ces écoulements doit donc modéliser la turbulence.

L'objet de ce chapitre est de montrer les divers modèles de turbulence qui peuvent être utilisés pour modéliser la turbulence, et également la description des modèles nécessaires pour l'application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide. Ces modèles de simulation peuvent être classés en deux différents groupes. Un groupe où le modèle suit l'interface, on parle de modèle lagrangien. Un deuxième groupe, où la position exacte de l'interface n'est pas suivie spécifiquement, c'est le modèle eulérien.

Pour qu'un modèle numérique soit capable de simuler avec fidélité les écoulements à interfaces, il doit répondre à un certain nombre de critères dont la conservation des quantités (la masse, la quantité de mouvement et l'énergie), la précision, la stabilité, l'efficacité.

La sélection des méthodes numériques à utiliser se rattache principalement au type et à la difficulté du problème à traiter : La nature du fluide, le comportement thermodynamique, la modélisation du milieu et si le problème est stationnaire ou instationnaire.

3.2. La modélisation des écoulements diphasiques

Les écoulements diphasiques sont un sujet qui suscite l'attention des chercheurs, étant donné leur présence dans de nombreux secteurs, et leur comportement difficile à déterminer, d'où l'intérêt porté à la mécanique des fluides pour les travaux sur ces écoulements.

3.2.1. Formulation mathématique

Les écoulements diphasiques obéissent à toutes les lois fondamentales de la mécanique des fluides. Les équations de Navier-Stokes sont valables dans chaque région. Cependant, la présence d'une interface gaz-liquide déformable conduit à un nombre illimité de configurations d'interface différentes. Par conséquent, les équations sont plus compliquées ou plus nombreuses que celles des écoulements monophasés.

Il y a deux façons principales d'approcher la modélisation des écoulements diphasiques : le modèle séparé et le modèle homogène.

➤ Le modèle séparé

Le modèle d'écoulement séparé tient compte des différentes vitesses et propriétés des phases. Pour cette approche, des équations distinctes de continuité, de quantité de mouvement et

d'énergie sont écrites pour chaque phase et résolues simultanément. Cependant, ces équations ne sont pas une description complète d'un flux polyphasique. Pour des raisons de fermeture, elles doivent être complétées par des relations constitutives appropriées, qui décrivent comment les phases interagissent entre elles.

○ **Equation de continuité**

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k) = \Gamma_k \quad (3-1)$$

○ **Equation de quantité de mouvement**

$$\frac{\partial (\alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k \mathbf{u}_k) = \alpha_k \nabla P_k + \nabla \cdot [\alpha_f (\boldsymbol{\tau}_{Tk} + \boldsymbol{\tau}_k)] + \alpha_k \rho_k \mathbf{g} + \mathbf{M}_k \quad (3-2)$$

$$\boldsymbol{\tau}_{Tk} = - \overline{\rho_{Ik} \mathbf{u}_{Fk} \mathbf{u}_{Fk}}$$

$$\mathbf{u}_{Fk} = \mathbf{u}_{Ik} - \mathbf{u}_k$$

avec:

α_k : Fraction du volume de la phase k ;

Γ_k : 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 ;

\mathbf{M}_k : Source moyenne du moment interfacial pour la phase k ;

$\boldsymbol{\tau}_k$: Tenseur de contrainte visqueuse moyenne ;

$\boldsymbol{\tau}_{Tk}$: Tenseur de contrainte turbulente ;

\mathbf{u}_{Fk} : Composante fluctuante de la vitesse.

➤ **Le modèle homogène**

Le modèle homogène considère le mélange diphasique comme un fluide unique aux pseudo-propriétés. Ces propriétés sont pondérées par la fraction volumétrique de chaque phase. Les propriétés moyennes normalement requises sont la vitesse, la température, la densité et la viscosité. Ces modèles ne prennent pas en compte les échanges de quantité de mouvement, de chaleur et de masse entre les phases. On suppose que ces processus se déroulent assez rapidement pour atteindre l'équilibre. C'est le cas lorsqu'une phase est finement dispersée dans l'autre. Dans de nombreux autres cas, l'utilisation d'une théorie homogène est évidemment inappropriée.

Le modèle de mélange dérive des équations de continuité et de quantité de mouvement écrites pour chaque phase dans un système multi-phase. Dans cette approche les équations générales sont représentées en termes de densité et de vitesse du mélange.

○ **Equation de continuité du mélange**

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}_m) = 0 \quad (3-3)$$

ρ_m : La masse volumique de mélange

$$\rho_m = \sum_{k=1}^n \alpha_k \rho_k \quad (3-4)$$

La vitesse est définie grâce à l'expression suivante

$$\mathbf{u}_m = \frac{1}{\rho_m} \sum_{k=1}^n \alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k = \sum_{k=1}^n c_k \mathbf{u}_k \quad (3-5)$$

La fraction massique de la phase k est définie comme suit :

$$c_k = \frac{\alpha_k \rho_k}{\rho_m} \quad (3-6)$$

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 :

$$\nabla \cdot \sum_{k=1}^n \alpha_k \mathbf{u}_k = \nabla \cdot \sum_{k=1}^n j_k = \nabla \cdot j_m = 0 \quad (3-7)$$

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**

$$\frac{\partial (\rho_m \mathbf{u}_m)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}_m \mathbf{u}_m) = \nabla P_m + \nabla \cdot [(\boldsymbol{\tau}_{Tm} + \boldsymbol{\tau}_m + \boldsymbol{\tau}_{Dm})] + \rho_m \mathbf{g} + \mathbf{M}_m \quad (3-8)$$

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

$$\boldsymbol{\tau}_{Tm} = - \sum_{k=1}^n \alpha_k \overline{\rho_{Ik} \mathbf{u}_{Fk} \mathbf{u}_{Fk}} \quad (3-9)$$

$$\boldsymbol{\tau}_m = \sum_{k=1}^n \alpha_k \boldsymbol{\tau}_k \quad (3-10)$$

$$\boldsymbol{\tau}_{Dm} = - \sum_{k=1}^n \alpha_k \rho_k \mathbf{u}_{Mk} \mathbf{u}_{Mk} \quad (3-11)$$

Où, \mathbf{u}_{Mk} est la vitesse de diffusion, c'est-à-dire la vitesse de phase par rapport au centre de la masse de mélange.

$$\mathbf{u}_{Mk} = \mathbf{u}_k - \mathbf{u}_m \quad (3-12)$$

La pression du mélange est définie par la relation :

$$\nabla P_m = \sum_{k=1}^n \alpha_k \nabla P_k \quad (3-13)$$

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.

$$\mathbf{M}_m = \sum_{k=1}^n \mathbf{M}_k \quad (3-14)$$

3.2.2. Méthode de modélisation d'écoulement diphasique

On distingue deux principales classes de méthodes de traitement d'interface : les méthodes lagrangiennes et les méthodes eulériennes (volume tracking). Le choix d'une méthode efficace et robuste pour prendre en compte l'interface dépend du problème physique que l'on souhaite étudier, car chaque méthode possède ses forces et faiblesses. La différence entre ces deux classes de méthodes réside dans la représentation de l'interface : explicite ou implicite. Dans les méthodes lagrangiennes l'interface est traquée explicitement. En effet, dans ces méthodes, le maillage s'adapte au cours du temps de façon à se confondre avec l'interface. Tandis que les méthodes eulériennes utilisent un maillage fixe, avec une interface qui n'est pas suivie explicitement mais reconstruite à partir d'une fonction indicatrice de phase ou fonction de couleur.

Dans les méthodes lagrangienne la phase dispersée est traitée d'un point de vue lagrangien dans lequel les particules sont suivies. Aucune modélisation n'est nécessaire pour définir l'interface ou ses effets sur l'écoulement. Cependant, ces méthodes ont besoin d'un remaillage à chaque pas de temps. Il faut noter que dans le cas de fortes distorsions de l'interface, le maillage peut être fortement altéré et non uniformément distribué, ce qui peut dégrader la précision des méthodes de résolution. Le principal inconvénient de ces méthodes réside dans leur difficulté à prendre en compte les changements topologiques et notamment les ruptures ou coalescence.

Les méthodes eulériennes que l'on appelle également fixed grid methods, front capturing methods ou encore volume tracking methods, nécessitent une modélisation ou des équations supplémentaires pour obtenir des informations sur la localisation des phases et des discontinuités. En effet à la différence des méthodes lagrangiennes, l'interface n'est pas traquée explicitement dans les méthodes eulériennes. Pour repérer les différentes phases et imposer les phénomènes interfaciaux, une fonction indicatrice de phase ou fonction de couleur est introduite. Cette fonction indicatrice de phase est définie sur l'ensemble du domaine de calcul et permet de localiser les différentes phases. A chaque pas de temps, l'interface peut être localisée et reconstruite à partir de cette fonction indicatrice de phase. Cette fonction permet de faire apparaître les conditions aux limites dans les équations régissant l'évolution de l'écoulement, mais ces conditions aux limites sont altérées. En effet dans ces méthodes l'interface est diffuse et d'épaisseur non nulle. Par conséquent les informations sur l'interface

sont lissées, amenant un étalement et la dispersion des informations. Les méthodes eulériennes présentent l'avantage de ne pas avoir besoin de procédures de remaillage. De plus, ces méthodes prennent en compte automatiquement les changements de topologie que ce soit la coalescence ou la fragmentation. Cependant à cause du lissage de l'interface, les phénomènes physiques liés à l'interface ne sont pas décrits précisément, l'interface n'étant pas explicitement représentée.

3.2.2.1. Volume de fluide VOF (Volume Of Fluid)

Introduite par Hirt et al. (1981) dans le code nommé SOLVA-VOF, la méthode VOF (Volume Of Fluid) est une technique numérique qu'on utilise afin de suivre et déterminer la position de la surface libre ou de l'interface fluide-fluide dans un maillage.

L'idée principale de la méthode VOF est d'utiliser une fonction indicatrice appelée fonction de couleur C représentant la fraction volumique d'un des fluides dans chaque volume de contrôle. Cette fonction varie donc entre 0 et 1 pour le fluide considéré. Si elle vaut 0, le volume de contrôle ne contiendra pas le fluide considéré. Si elle vaut 1 alors le volume ne contiendra que ce fluide. Si la valeur de C est entre ces deux bornes, le volume de contrôle contiendra donc un mélange des deux fluides et par suite la présence de l'interface.

Dans la méthode VOF les équations de transport (d'Euler ou de Navier-Stokes) sont résolues pour les propriétés du mélange ce qui signifie que toutes les variables de champ sont supposées être partagées entre les phases et cela en utilisant un schéma de différences finies ou de volumes finis. Les équations résolues dans la méthode VOF sont les suivantes :

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}) = 0 \quad (3-15)$$

$$\frac{\partial \rho_m \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla P + \nabla \tau + \rho_m \mathbf{g} + \mathbf{S} \quad (3-16)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \mathbf{u}) = 0 \quad (3-17)$$

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

3.3. La modélisation de la turbulence

Un écoulement turbulent se caractérise par une apparence chaotique imprévisible et l'existence de nombreuses échelles spatiales et temporelles. L'étude de la turbulence est une science très ancienne. La turbulence apparaît lorsque la source d'énergie cinétique qui met le fluide en mouvement est relativement intense devant les forces de viscosité du fluide. A l'inverse, on appelle laminaire le caractère d'un écoulement régulier où les forces de viscosité dominant. Afin de caractériser le régime d'écoulement d'un fluide (laminaire, transitoire ou turbulent), Reynolds a introduit en 1883 le nombre de Reynolds, qui représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. Pour illustrer la notion d'écoulement turbulent, la turbulence se présente comme la division des grands tourbillons en tourbillons plus petits

permettant un transfert d'énergie des grandes échelles vers les petites échelles. Ce transfert d'énergie s'effectue jusqu'à atteindre des tourbillons de tailles tellement petites que l'effet de dissipation moléculaire domine. Du fait de sa nature chaotique et des différentes échelles qu'elle met en jeu, la turbulence est un phénomène physique particulièrement sensible pour la simulation numérique en mécanique des fluides (CFD : Computational Fluid Dynamics). C'est pourquoi il existe une grande variété d'approches pour la prendre en compte.

3.3.1. Les équations de Navier-Stokes

Les équations de Navier–Stokes sont les équations fondamentales régissant le comportement d'un écoulement turbulent fluide newtonien compressible. Ces équations expriment :

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

3.3.1.1. Equation de continuité

L'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho U) = 0 \quad (3-18)$$

Ou bien :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0 \quad (3-19)$$

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 :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3-20)$$

3.3.1.2. Equations de conservation de quantité de mouvement

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

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + u \frac{\partial \vec{V}}{\partial x} + v \frac{\partial \vec{V}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \overrightarrow{\text{grad}P} + \nu \Delta \vec{V} \quad (3-21)$$

La projection de cette équation suivant les différents axes donne :

Suivant x :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (3-22)$$

Suivant y :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (3-23)$$

3.3.2. Les modèles de turbulence

3.3.2.1. Modèle à une équation

Les modèles de fermeture à une équation de transport permettent d'ôter le problème d'une viscosité turbulente nulle au milieu d'une couche de mélange. On présente dans la suite deux exemples de ces modèles à 1 équation.

- **Le modèle de Prandtl-Kolmogorov (1940)**

Prandtl et Kolmogorov proposent en 1940 une relation dans laquelle la viscosité turbulente est proportionnelle à la racine carrée de l'énergie cinétique turbulente et la longueur du mélange:

$$\nu_t = C_\mu \sqrt{k} l_m \quad (3-24)$$

avec C_μ : est une constante déterminée expérimentalement.

- **Le modèle de Spalart-Allmaras (1992,1994)**

Un des modèles de turbulence à 1 équation de transport est le modèle proposé par Spalart et Allmaras (1992, 1994). Ce modèle a été adapté à des configurations de couches de mélange 2D et de couches limites sur des plaques planes. Le modèle de turbulence proposé par Spalart et Allmaras est un modèle dit bas Reynolds, c'est à dire construit de telle sorte qu'il puisse être utilisé dans les régions de paroi. Ce modèle est performant pour des applications aéronautiques car les écoulements attachés et décollés sont très bien représentés.

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + \mathbf{u}_j \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} = C_{b1} [1 - f_{t2}] \tilde{S} \tilde{v} + \frac{1}{\sigma} \{ \nabla \cdot [(\mathbf{v} + \tilde{\mathbf{v}}) \nabla \tilde{v}] + C_{b2} (\nabla \tilde{v})^2 \} - \left[C_{\omega 1} f_\omega - \frac{C_{b1}}{k^2} f_{t2} \right] \left(\frac{\tilde{v}}{d} \right)^2 + f_{t1} \Delta U^2 \quad (3-25)$$

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

$$\mathbf{v}_t = \tilde{\nu} \mathbf{f}_{v1} \quad (3-26)$$

$$\tilde{\mathbf{S}} = \mathbf{S} + \frac{\tilde{\nu}}{k^2 d^2} \mathbf{f}_{v2} \quad (3-27)$$

Où, \mathbf{S} est une mesure scalaire du tenseur de déformation. Lors du développement de la formule, \mathbf{S} est supposé dépendant uniquement de l'ampleur du tourbillon et s'exprimait de la manière suivante :

$$\mathbf{S} = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} \quad (3-28)$$

avec Ω_{ij} est le tenseur de vitesse moyenne de rotation et est défini par :

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3-29)$$

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

$$f_{\omega} = g \left[\frac{1+C_{\omega3}^6}{g^6+C_{\omega3}^6} \right]^{1/6}; g = r + C_{\omega2}(r^6 - r); r = \frac{\tilde{\nu}}{Sk^2 d^2}$$

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

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

Tableau 3-2 : Constantes du modèle de turbulence de Spalart-Allmaras.

σ	C_{b1}	C_{b2}	C_{t1}	C_{t2}	C_{t3}	C_{t4}	K	$C_{\omega1}$	$C_{\omega2}$	$C_{\omega3}$	C_v
2/3	0,1355	0,622	1	2	1,1	2,0	0.4187	$\frac{C_{b1}}{k^2} + \frac{1 + C_{b2}}{\sigma}$	0,3	2,0	7,1

3.3.2.2. Modèle à deux équations

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

• **Modèle k- ε Standard (Launder et Spalding 1972)**

Ce modèle a été présenté au début des années 1970 par W.P. Jones et B.E. Launder, puis les constantes ont été déterminées par B.E. Launder et D. Spalding (1972). Un des avantages de cette méthode est la prise en compte de la variabilité spatiale de l'agitation turbulente, et sa simplicité de mise en œuvre. Il s'avère être un des modèles les plus répandus dans les applications pratiques à l'usage de l'ingénieur. Ce modèle n'est utilisable que dans les écoulements fortement turbulents, ce qui n'est plus avéré dans des régions proches des parois.

Le modèle k- ε est d'autre part basé sur une dépendance locale et surtout linéaire des tensions turbulentes vis à vis du champ moyen. De ce fait, le modèle a tendance à surestimer les contraintes turbulentes et la viscosité turbulente dans les zones de fort cisaillement (couche limite, couche de mélange). D'autre part, cette linéarité fait que ce modèle n'a quasiment aucune chance de bien reproduire des écoulements complexes, en particulier tridimensionnels.

Dans ce modèle la viscosité turbulente s'écrit :

$$\mu_t = \rho_G C\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3-30)$$

avec $C\mu = 0,09$.

Les équations du modèle k-ε standard sont:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_G k U_{Gj}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho_G \varepsilon \quad (3-31)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_G \varepsilon U_{Gj}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{\rho_G k} - \frac{C_\mu \rho_G \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (3-32)$$

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- ε standard sont indiquées dans le tableau (3-3).

• **Modèle k- ε Renormalization Group (RNG) (Yakhot et Orszag, 1986)**

Le modèle de turbulence RNG k- ε est obtenue à partir de l'équation instantanée de Navier-Stokes en utilisant une technique mathématique appelée "groupe de renormalisation" (RNG). Il s'agit donc d'un modèle standard amélioré. Ce modèle a pour intérêt majeur d'aboutir à des résultats plus réalistes dans des régions de fort gradient en ne produisant pas de diffusivité excessive qui faisait défaut au modèle k- ε standard.

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

$$d\left(\frac{\rho_G^2 k}{\sqrt{\varepsilon\mu_G}}\right) = 1.72 \frac{\mu_{eff}/\mu_G}{\sqrt{\mu_t^2 - 1 + 100}} d\mu_t \quad (3-33)$$

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

Les équations de ce modèle s'écrivent comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_G k U_{Gj}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho_G \varepsilon \quad (3-34)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_G \varepsilon U_{Gj}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{\rho_G k} - \frac{C_\mu \rho_G \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (3-35)$$

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 (3-4).

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

$$\left| \frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929} \right|^{0.6321} \left| \frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929} \right|^{0.3679} = \frac{\mu_G}{\mu_{eff}} \quad (3-36)$$

avec $\alpha_0 = 1,0$.

- **Modèle k- ε Realizable (Shih et al, 1995)**

La viscosité turbulente est donnée par la relation suivante :

$$\mu_t = \rho_G C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3-37)$$

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

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}} \quad (3-38)$$

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

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

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

$$A_0 = 4,04; A_s = \sqrt{6}\phi; \phi = \frac{1}{3}\cos^{-1}(\sqrt{6}W); W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\bar{S}}; \bar{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}}; S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial U_{Gj}}{\partial x_i} + \frac{\partial U_{Gi}}{\partial x_j}\right)$$

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

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_G k U_{Gj}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho_G \varepsilon \quad (3-39)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_G \varepsilon U_{Gj}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho_G C_1 S_\varepsilon - C_2 \rho_G \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b \quad (3-40)$$

$$\text{Avec, } C_1 = \max \left[0,43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right], \eta = S_m \frac{k}{\varepsilon} .$$

Les constantes de ce modèle sont mentionnées dans le tableau (3-5).

• Le modèle K- ω

Ce modèle a été proposé par Wilcox en 1988 et repose sur l'utilisation d'une échelle caractéristique des gros tourbillons, $\omega = \varepsilon / k$, et sur la même linéarité entre la viscosité turbulente et le cisaillement du champ moyen. L'intérêt principal de ce modèle est qu'il est intégrable jusqu'à la paroi. Il donne de meilleurs résultats que le modèle k- ε pour des écoulements caractérisés par des gradients de pression adverses en estimant mieux la position des décollements. D'autre part, l'équation de transport est indépendante de celle de k ce qui rend ce modèle intéressant numériquement. Par contre, ce modèle est très sensible au niveau de turbulence de l'écoulement externe à la couche limite, ce niveau étant fixé généralement de façon arbitraire par l'utilisateur. Tel quel, ce modèle ne peut pas être utilisé pour des écoulements externes. L'efficacité de ce modèle pour résoudre l'écoulement dans la région proche de la paroi a soulevé l'idée d'un mélange de deux modèles de turbulence, le modèle k- ω pour résoudre la région affectée par les effets visqueux, et le modèle k- ε pour résoudre l'écoulement dans des régions éloignées des parois. On parle alors de modèles hybrides, tel que le modèle SST k- ω .

- **Modèle k- ω Standard (Wilcox, 1998)**

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

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho_G k}{\omega} \quad (3-41)$$

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

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_G k U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k \quad (3-42)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_G \omega U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega \quad (3-43)$$

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

Les constantes du modèle k- ω standard sont données dans le tableau (3-6).

- **Modèle k- ω SST (Shear-Stress Transport) (Menter, 1994)**

Le modèle Shear Stress Transport k- ω , proposé par Menter en 1994 est un modèle hybride, c'est à dire utilisant des modèles de turbulence différents pour la région proche paroi et dans le reste de l'écoulement. La transition d'un modèle vers l'autre se fait progressivement à partir d'un "mélange". L'approche k- ω est utilisée pour prédire l'écoulement dans la région affectée par la viscosité, et possède l'avantage de ne pas nécessiter de fonction d'amortissement, alors que l'approche k- ε est utilisée pour l'autre partie de l'écoulement. Une fonction permet d'assurer la transition d'un modèle à l'autre. Les équations de transport du modèle SST k- ω sont similaires aux équations utilisées par le modèle k- ω standard.

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

$$\mu_t = \frac{\rho_G k}{\omega} \frac{1}{\max \left[\frac{1}{\alpha^*} \sqrt{\frac{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}F_2}{a_1\omega}} \right]} \quad (3-44)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_G k U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k \quad (3-45)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_G \omega U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega \quad (3-46)$$

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 3-7 Constantes des modèles de turbulence.

Modèle de turbulence	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	C_1	C_2	C_μ	σ_k	σ_ε	σ_ω
k- ε Standard	1,44	1,92	/	/	0,09	1,0	1,3	/
k- ε RNG	1,42	1,68	/	/	/	/	/	/
k- ε Réalisable	1,44	/	/	1,90	/	1,0	1,2	/
k- ω Standard	/	/	0,555	0,83	0,09	2,0	/	2,0

• **Modèle RSM**

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

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k \overline{u_i u_j})}_{C_{ij}=\text{Convection}} = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\rho \overline{u_i u_j u_k} + p(\delta_{kj} u_i + \delta_{ik} u_j) \right]}_{D_{T,ij}=\text{Diffusion turbulente}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_i u_j}) \right]}_{D_{l,ij}=\text{Diffusion moléculaire}} - \underbrace{\rho \left[\overline{u_i u_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right]}_{P_{ij}=\text{Production}} + \underbrace{p \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{\phi_{ij}=\text{Pression-taux de déformation}} - \underbrace{2\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}}_{\varepsilon_{ij}=\text{Dissipation}} \quad (3-47)$$

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

$$D_{T,ij} = C_s \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\rho k \frac{\overline{u_k u_l} \partial \overline{u_i u_j}}{\varepsilon \partial x_l} \right) \quad (3-48)$$

Pour des raisons 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.

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \right) \quad (3-49)$$

où $\sigma_k = 0,82$

D'après Gibson et Launder (1978) et Launder (1989), le terme Φ_{ij} peut être modélisé sous la forme de trois contributions distinctes :

$$\Phi_{ij} = \Phi_{ij,1} + \Phi_{ij,2} + \Phi_{ij,w} \quad (3-50)$$

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

$$\Phi_{ij,1} = -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) \quad (3-51)$$

Le deuxième 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.

$$\Phi_{ij,2} = -C_2 \left[\left(P_{ij} - C_{ij} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (P - C) \right] \quad (3-52)$$

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

$$\begin{aligned} \Phi_{ij,w} = & C'_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_k u_m} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u_i u_k} n_j n_k - \frac{3}{2} \overline{u_j u_k} n_i n_k \right) \frac{k^{3/2}}{C_1 \varepsilon d_p} \\ & + C'_2 \left(\Phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \Phi_{ik,2} n_j n_k - \frac{3}{2} \Phi_{jk,2} n_i n_k \right) \frac{k^{3/2}}{C_1 \varepsilon d_p} \end{aligned} \quad (3-53)$$

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

Tableau 3-8 Valeur des constantes du modèle RSM.

C_1	C_2	P	C	C_1''	C_2''	C_μ	k
1,8	0,6	1,68	0,7179	0,5	0,3	0,09	0,4187

3.3.3 Méthode numérique de résolution des équations

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

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U \phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\phi \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right] + S_\phi \quad (3-54)$$

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

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

S_ϕ : est le terme de source.

Les termes de l'équation généralisée sont regroupés dans le tableau (3-9) pour les différentes équations différentielles. A travers cette écriture générale des équations il est possible de construire une procédure numérique générale qui s'applique pour les différentes équations en considérant les conditions aux limites spécifiques à chaque équation.

Tableau 3-10 : Terme des équations généralisées

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

3.3.3.1 Discrétisation des équations différentielles

Les modèles mathématiques des sciences et des techniques se présentent très souvent sous la forme de systèmes d'équations différentielles, liant des fonctions inconnues à leurs dérivées partielles, avec des conditions initiales et des conditions limites qui complètent le modèle. Afin d'obtenir des informations pertinentes sur le phénomène physique modélisé, il est important de trouver la fonction satisfaisant l'équation différentielle et les conditions aux limites. La solution consiste à calculer une fonction approchée au moyen de méthodes numériques dont l'idée de base de rechercher que la valeur des fonctions inconnues en un grand nombre de points : il s'agit de la discrétisation. Au lieu de résoudre un problème différentiel ou problème continu, on résout un grand système algébrique qu'on appelle le problème discret.

Pour passer d'un problème exact continu régité par une équation différentielle au problème approché discret, il existe trois grandes familles de méthodes :

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

- **Méthode des différences finies**

La méthode des différences finies, présente une technique de résolution des équations aux dérivées partielles, par l'approximation de dérivées par des différences finies. Cette méthode consiste à subdiviser le domaine d'étude en un nombre déterminé de nœuds et à représenter la fonction recherchée en chacun des nœuds du domaine par un développement limité en série de Taylor. Ainsi, l'équation différentielle est transformée en équation algébrique pour chaque nœud. La résolution du système d'équations algébriques permet d'obtenir la distribution de la fonction étudiée dans le domaine d'étude. La méthode de différence finie ne permet pas la prise en compte des conditions de passage d'un milieu physique à un autre et des non-linéarités, cela nécessite un traitement spécifique. D'autre part, elle s'adapte mal aux objets de la géométrie complexe à cause de la rigidité du maillage.

$$\frac{df(x_0)}{dx} = \frac{f(x_0+\Delta x)-f(x_0-\Delta x)}{2\Delta x} \quad (3.55)$$

$$\frac{d^2f(x_0)}{dx^2} = \frac{f(x_0+\Delta x)+f(x_0-\Delta x)-2f(x_0)}{\Delta x^2} \quad (3.56)$$

- **Méthode des éléments finis**

Cette méthode consiste à transformer les équations différentielles sous des formes intégrales basées sur le concept de minimisation d'une quantité, conduisant à la solution exacte. Il s'agit donc de trouver une fonction globale représentant le modèle mathématique dans le domaine étudié. Le principe fondamental de la méthode des éléments finis consiste à subdiviser le domaine d'étude en régions élémentaires (Eléments Finis) et représenter la fonction inconnue sur chacun de ces éléments par une approximation polynomiale, construire les formes intégrales et minimiser l'intégrale, établir une organisation matricielle des calculs et résoudre le système algébrique.

La méthode des éléments finis présente l'avantage de pouvoir traiter les géométries complexes mais demande une mise en œuvre complexe, ainsi qu'un large temps de calcul et un certain espace de mémoire.

- **Méthode des volumes finis**

Dans cette méthode le domaine d'étude est subdivisé en volumes élémentaires de sorte que chaque volume entoure un nœud principal P. Chaque nœud principal P est limité par des nœuds voisins : (E, W) dans le cas monodimensionnel, (E,W,S,N) dans le cas bidimensionnel, et (E,W,S,N,T,B) dans le cas tridimensionnel. L'équation différentielle est intégrée dans chaque volume élémentaire finis. Le calcul de l'intégrale dans ce volume élémentaire se fait en représentant l'inconnue à l'aide d'une fonction d'approximation (linéaire, parabolique, exponentielle, de puissance etc.) entre deux nœuds consécutifs. Ensuite, la forme intégrale est discrétisée dans le domaine d'étude. Le résultat de discrétisation donne une équation algébrique

qui est constituée par les valeurs nodales. La méthode des volumes finis permet de traiter des géométries complexes avec des volumes de forme quelconque.

3.3.3.2 Méthode de Résolution

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

$$a_{Pi,j}\Phi_{i,j} = a_{Ni,j}\Phi_{i,j+1} + a_{Si,j}\Phi_{i,j-1} + a_{Ei,j}\Phi_{i+1,j} + a_{Wi,j}\Phi_{i-1,j} + b_{i,j} \quad (3-57)$$

Afin résoudre ce système d'équations, on fait appel à des méthodes itératives. Pour 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 (3-57) va s'écrire comme suit :

$$a_{Pi,j}\Phi_{i,j} = a_{Ni,j}\Phi_{i,j+1} + a_{Si,j}\Phi_{i,j-1} + a_{Ei,j}\Phi_{i+1,j}^* + a_{Wi,j}\Phi_{i-1,j}^* + b_{i,j} \quad (3-58)$$

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

L'équation (3-57) s'écrit aussi sous forme suivante :

$$A_{i,j}\Phi_{i,j} = B_{i,j}\Phi_{i,j+1} + C_{i,j}\Phi_{i,j-1} + D_{i,j} \quad (3-59)$$

avec :

$$A_{i,j} = a_{i,j} \quad (3-60)$$

$$B_{i,j} = a_{Ni,j} \quad (3-61)$$

$$C_{i,j} = a_{Si,j} \quad (3-62)$$

$$D_{i,j} = a_{Ei,j}\Phi_{i+1,j}^* + a_{Wi,j}\Phi_{i-1,j}^* + b_{i,j} \quad (3-63)$$

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

$$\Phi_{i,j} = P_{i,j}\Phi_{i,j+1} + Q_{i,j} \quad (3-64)$$

D'où :

$$\Phi_{i,j-1} = P_{i,j-1}\Phi_{i,j} + Q_{i,j-1} \quad (3-65)$$

En substituant l'équation algébrique discrétisée pour chaque nœud dans l'équation (3-59) on obtient :

$$\Phi_{i,j} = \left(\frac{B_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j}P_{i,j-1}} \right) \Phi_{i,j+1} + \left(\frac{C_{i,j}\Phi_{i,j-1} + D_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j}P_{i,j-1}} \right) \quad (3-66)$$

D'où :

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

3.4. Conclusion

Les équations mathématiques qui interviennent dans la reproduction numérique des écoulements diphasiques ont été présentés à travers ce chapitre, suivies des approches de la modélisation diphasique à savoir la méthode lagrangienne et la méthode eulérienne mais aussi des différents modèles de la turbulence

Notre choix s'est porté sur l'approche eulérienne VOF pour sa concordance avec l'écoulement bouchon et le modèle de turbulence k-ε pour être l'un des modèles les plus répandus, ainsi que pour sa prise en compte de l'instabilité spatiale et temporelle du mouvement turbulent.

Chapitre 4

Etude numérique de l'écoulement bouchon

4. Etude Numérique de l'écoulement bouchon

4.1. Introduction

Depuis quelques années, l'accroissement de la puissance des ordinateurs et le développement des méthodes numériques ont permis de conduire des calculs tridimensionnels de l'écoulement dans plusieurs configurations, tout en tenant compte de l'effet de la viscosité et de la turbulence. Ce progrès a fait de la modélisation numérique de l'écoulement ou CFD (Computational Fluid Dynamic) un outil de plus en plus important pour le développement et l'optimisation du dimensionnement de différents procédés industriels. Parmi le large éventail des codes de calcul de l'écoulement connus on peut citer : FLUENT, CFX, PHOENICS, STAR-CD, OLGA, COMSOL...

Afin d'étudier les différents paramètres de l'écoulement slug qui se produit dans de nombreuses applications d'ingénierie telles que le transport de fluides hydrocarbonés dans les pipelines, l'écoulement liquide-vapeur dans les centrales électriques et l'équipement de fermentation entraîné par la flottabilité, plusieurs outils de modélisation numérique ont été développés pour simuler cet écoulement dans différentes situations, dans le but de comprendre son comportement et de trouver des solutions rentables. Dans notre cas, nous avons choisi le code FLUENT 19.0 pour réaliser la recherche. Il s'agit d'un logiciel de simulation d'écoulement numérique basé sur la méthode des volumes finis.

4.2. Présentation du logiciel FLUENT

FLUENT est devenu l'un des logiciels commerciaux les plus utilisés dans les simulations dynamiques de fluides. Les domaines d'utilisation de FLUENT sont variés et vont de l'automobile au biomédical en passant par l'aérospatial, les procédés chimiques ou l'électronique. Ce code est un outil moderne qui offre un très large éventail de fonctionnalités pour modéliser les phénomènes physiques complexes tels que les écoulements multiphasiques, la turbulence, le transfert thermique, les réactions chimiques.

Ce logiciel présente une grande flexibilité des résultats et une adaptation avec n'importe quel type de maillage, il utilise des maillages non-structurés 2D (à maille triangulaire / quadrilatérale) ou 3D (à maille tétraédrique / hexaédrique / pyramide). Ce produit inclut également un véritable environnement CAO et un meilleur paramétrage de dernière génération, permettant de mettre en place, rapidement les modèles numériques ou de s'intégrer aux outils de conception déjà existants (SOLIDWORKS, CATIA, I-DEAS, Pro/E...). Le maillage peut être amélioré par lissage (grid smoothing) ou permutation des arêtes (grid swapping).

Ce code de calcul utilise la méthode des volumes finis pour simuler la dynamique des écoulements compressibles ou incompressibles. Les méthodes des volumes finis sont une classe

de schéma de discrétisation qui a prouvé son efficacité dans l'approximation de la solution de systèmes de lois de conservation. Elles sont très utilisées en mécanique des fluides et beaucoup d'autres domaines de l'ingénierie.

FLUENT est écrit en langage C, il emploie toute la flexibilité et la puissance qu'offre ce langage. Il est continuellement travaillé par les ingénieurs et il y a une amélioration significative à chaque nouvelle version.

FLUENT permet de simuler :

- Des écoulements dans des géométries 2D ou 3D en utilisant des maillages non structurés ;
- Ecoulements compressibles ou incompressibles ;
- Analyse stationnaire ou instationnaire ;
- Ecoulements non visqueux, laminaires ou turbulents ;
- Ecoulements Newtonien ou non Newtonien ;
- Transfert de chaleur par convection naturelle, forcée ou par rayonnement ;
- Transfert de chaleur couplée conduction / convection ;
- Repère de références inertielles (stationnaire) ou non inertielles (en rotation) ;
- Multiples repères de référence en mouvement, incluant des interfaces glissantes et des plans de mélange ;
- Mélange et réaction d'espèces chimiques, incluant des modèles de combustion et des réactions de surface.

4.2.1. Méthodes numériques

Le logiciel FLUENT propose deux méthodes numériques :

- La première résout de manière fortement couplée l'ensemble des équations de continuité, de quantité de mouvement, d'énergie et de transport.
- La seconde utilise les algorithmes de correction de pression décrits par Patankar (1980). Ces algorithmes aboutissent à des formulations où les champs de pression, vitesse, et énergie, à un instant (t) donné, sont estimés par des relaxations indépendantes, suivies de corrections introduisant un léger effet de couplage, d'où l'appellation : méthode « découplée ».

Dans les deux cas FLUENT résout les équations intégrales gouvernant la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, selon la procédure décrite ci-dessous :

- Division du domaine en volumes de contrôle discrets en utilisant un maillage de calcul ;
- Intégration des équations sur les volumes de contrôle individuels afin de construire des équations algébriques pour chaque variable discrète telle que la vitesse, la température

ou la pression, linéarisation des équations discrétisées et résolution du système linéaire résultant pour conduire à la mise à jour des valeurs des variables dépendantes.

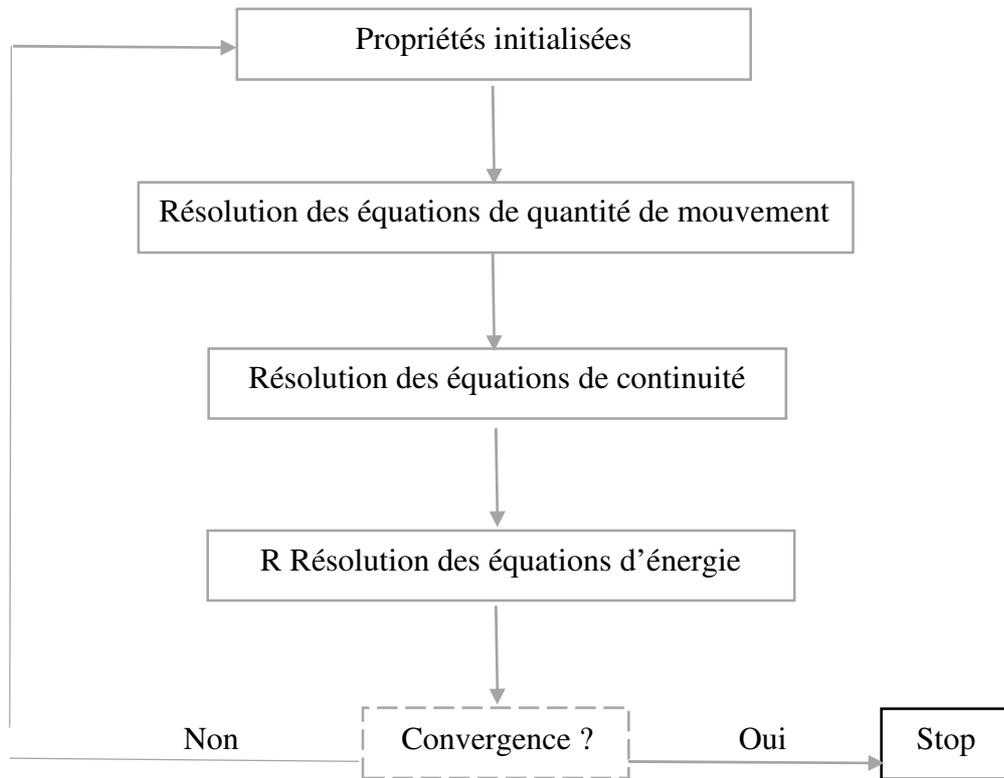


Figure 2.1. Algorithme de la méthode découplée.

4.3. Cas d'application de l'étude

La visée de ce projet est l'étude numérique des écoulements diphasiques air/eau type bouchon, dans une conduite horizontale avec injection séparée d'eau et d'air. La validation des résultats de la simulation obtenue à l'aide de FLUENT 19.0 se fait en les comparant aux résultats obtenus par Christophe Vallée et al. (2008).

Au cours de la simulation numérique à l'aide du code FLUENT 19.0, c'est la méthode des volumes finis avec des volumes de contrôle quadrilatéraux qui a été utilisée pour la discrétisation des équations aux dérivées partielles établies dans le chapitre 3. Le couplage vitesse-pression s'est effectué selon l'algorithme SIMPLE développé par Spalding et Patankar (1981).

4.3.1. Géométrie du problème

La géométrie considérée pour notre étude est un canal horizontal à section transversale rectangulaire, les dimensions du modèle sont de 1000 x 25 x 705 mm³ (longueur x hauteur x largeur), Dans la simulation, les deux phases (air/eau) ont été traitées comme isothermes et incompressibles. Le dispositif d'admission est conçu pour une injection séparée d'eau et d'air

dans le canal. L'air et l'eau entrent en contact au bord final d'une lame de 125 mm de long, donc l'entrée du modèle a été divisée en deux parties : dans les 50% inférieurs de la section transversale d'entrée, de l'eau est injectée et dans les 50% supérieurs de l'air. Un niveau d'eau initial de $y_0 = 12.5$ mm a été supposé pour toute la longueur du modèle.

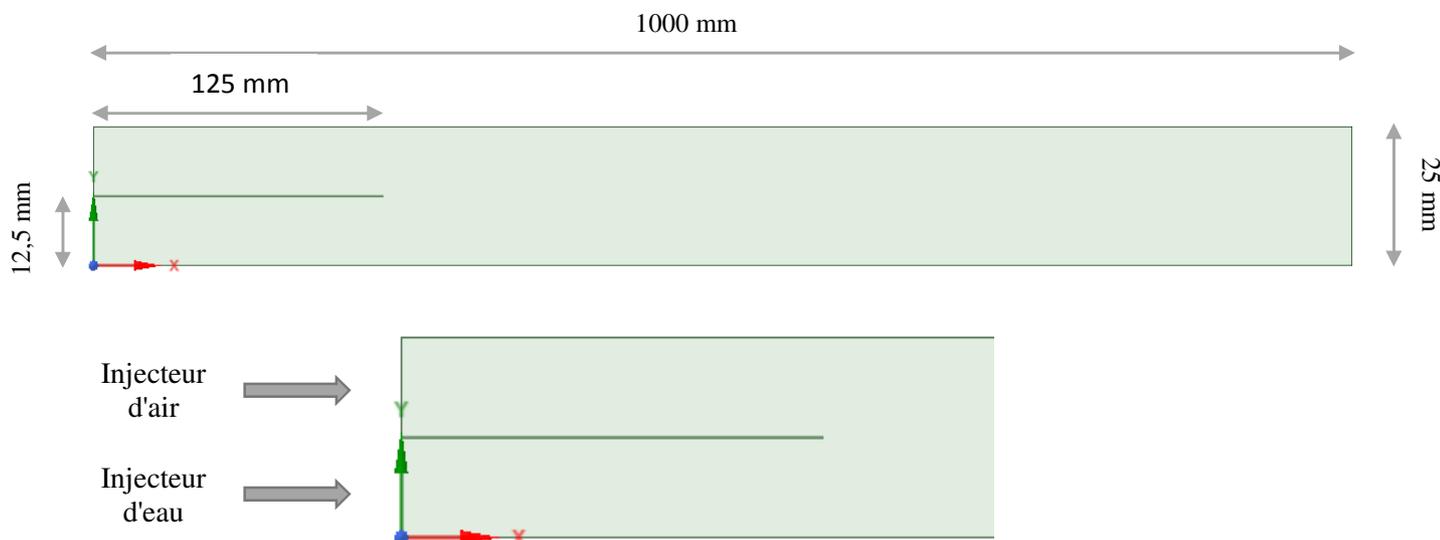


Figure 2.2. Géométrie de l'étude.

4.3.2. Conditions aux limites opératoires

Les conditions aux limites imposées dans les simulations sont les caractéristiques des propriétés d'écoulement sur les frontières numériques du domaine de calcul, ces conditions sont données dans le tableau (4-1).

Le logiciel FLUENT repartit les types de condition aux limites de la façon suivante :

- 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).
- Mur et conditions du pôle : mur (wall), axe de symétrie (axis), conditions périodique, plan de symétrie (symétrie).
- Cellules des zones internes : fluide ou solide (de différent type).
- Condition des faces internes : ventilation, radiation, mur intérieur.

Les conditions liées à l'injection des phases gaz/liquide sont de type velocity-inlet, et à la sortie, la condition de pression atmosphérique est appliquée et celle-ci est de type pressure outlet.

Tableau 4-1 : Conditions aux limites (velocity inlet).

J_{sg} (m/s)	1	2	3	3	4
J_{sl} (m/s)	1,00	0,65	0,95	0,50	0,50

4.4. Simulation numérique

4.4.1. Modèle de turbulence

Plusieurs modèles de turbulence existent et sont utilisés pour modéliser la turbulence d'un écoulement diphasique. Le modèle choisi pour cette étude est le modèle K- ϵ standard.

4.4.2. Procédure numérique

Les schémas de discrétisation des différentes variables sont donnés dans le tableau (4-2)

Tableau 2-2 Schéma de discrétisation.

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

4.4.3. Configuration

Une fois le maillage importé sur FLUENT 19.0, on cherche à diviser le domaine en deux parties distinctes : une partie remplie d'eau (partie basse du domaine) et une autre remplie d'air (partie haute du domaine).

Nous travaillerons ici en transitoire et non en régime permanent. Nous indiquons au logiciel "Transient" dans la partie "Général".

Nous introduisons l'accélération gravitationnelle, en mettant -9,81 dans la direction de Y.

Task Page

General

Mesh

Scale... Check Report Quality

Display...

Solver

Type

Pressure-Based Density-Based

Velocity Formulation

Absolute Relative

Time

Steady Transient

2D Space

Planar Axisymmetric Axisymmetric Swirl

Gravity Units...

Gravitational Acceleration

X (m/s²) 0 P

Y (m/s²) -9.81 P

Z (m/s²) 0 P

Figure 2.3. Paramètres généraux.

Il faut dans un premier temps, indiquer au logiciel que l'on veut deux fluides. On utilise donc la commande "Volume Of Fluid" (VOF). Cette commande se trouve dans "Models" > "Multiphase".

Le nombre de phases est de 2 pour l'eau et l'air. Et on sélectionne l'option " Implicite".

The image shows a dialog box for configuring a multiphase model. It is divided into several sections:

- Model:** Radio buttons for 'Off', 'Volume of Fluid' (selected), 'Mixture', 'Eulerian', and 'Wet Steam'.
- Number of Eulerian Phases:** A spinner box set to '2'.
- Coupled Level Set + VOF:** A checkbox for 'Level Set' which is unchecked.
- VOF Sub-Models:** Checkboxes for 'Open Channel Flow' and 'Open Channel Wave BC', both unchecked.
- Volume Fraction Parameters:**
 - Formulation:** Radio buttons for 'Explicit' and 'Implicit' (selected).
 - Volume Fraction Cutoff:** A text box containing '1e-06' and a 'Default' button.
- Options:**
 - Interface Modeling:** Radio buttons for 'Sharp' (selected), 'Sharp/Dispersed', and 'Dispersed'.
 - Interfacial Anti-Diffusion:** A checkbox which is unchecked.
- Body Force Formulation:** A checked checkbox for 'Implicit Body Force'.

At the bottom of the dialog are three buttons: 'OK' (highlighted in blue), 'Cancel', and 'Help'.

Figure 2.4. Modèle multiphasique.

Ensuite, on ajoute l'eau dans les fluides, en la récupérant directement dans la base de données :
 Materials > create/edit > Fluent Database > water-liquid > copy > close.

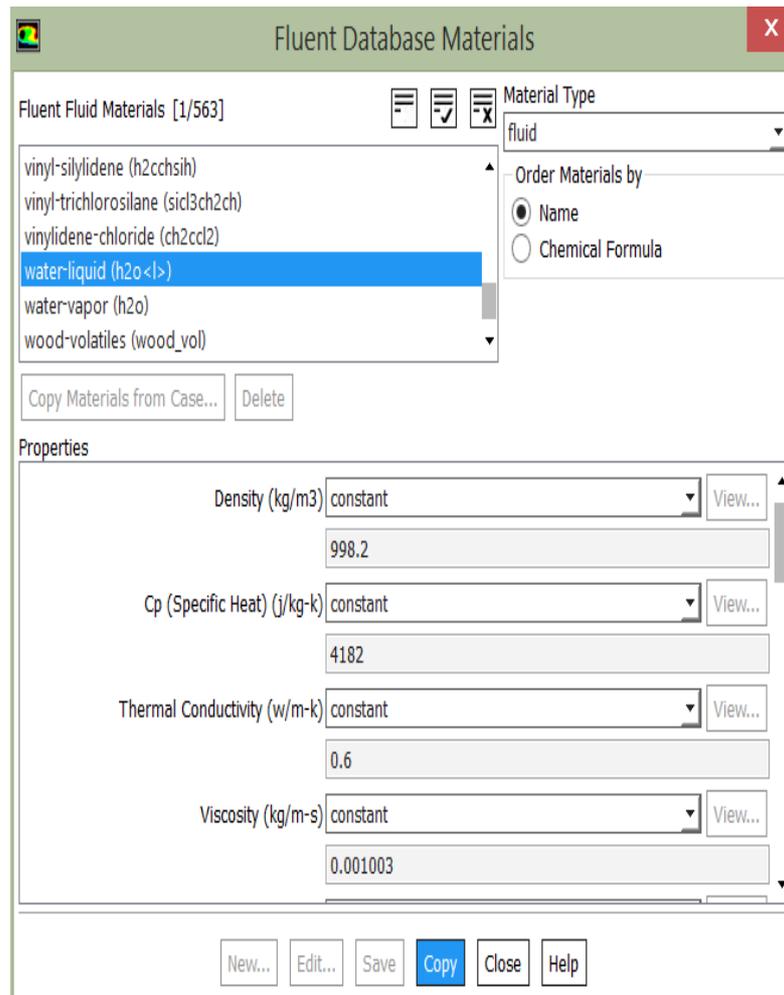


Figure 2.5. Base de données de Fluent des matériaux.

Une fois que les deux fluides sont mis en place, on les renomme dans : models > multi-phase > par "air" et "water" pour ensuite créer une phase d'interaction entre les deux fluides. La tension de surface entre l'eau et l'air vaut 0,072 N/m.

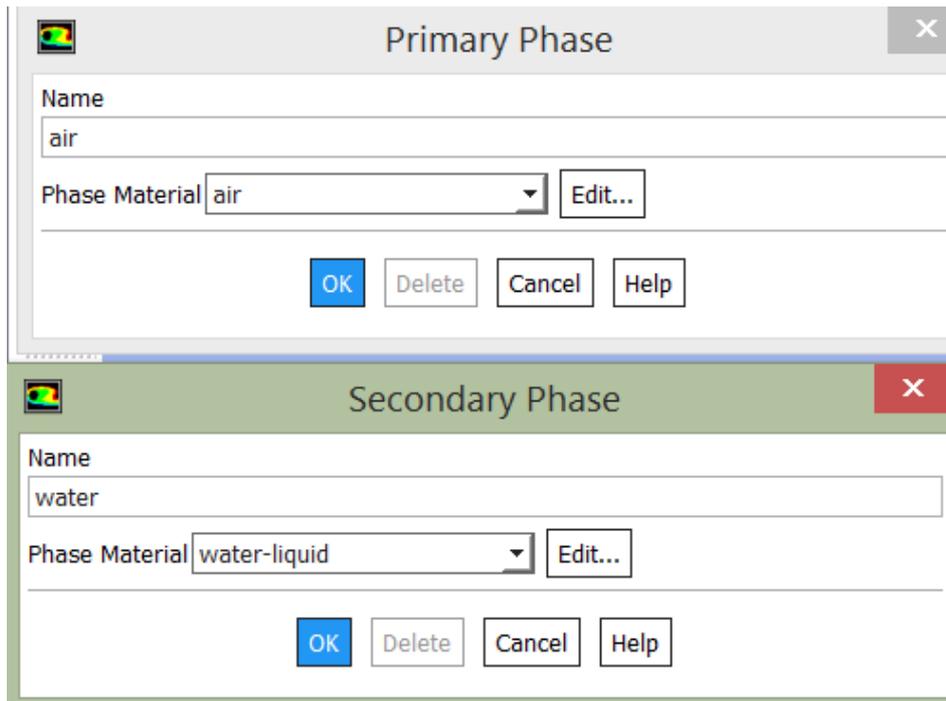


Figure 2.6. Nomination des phases par air et water.

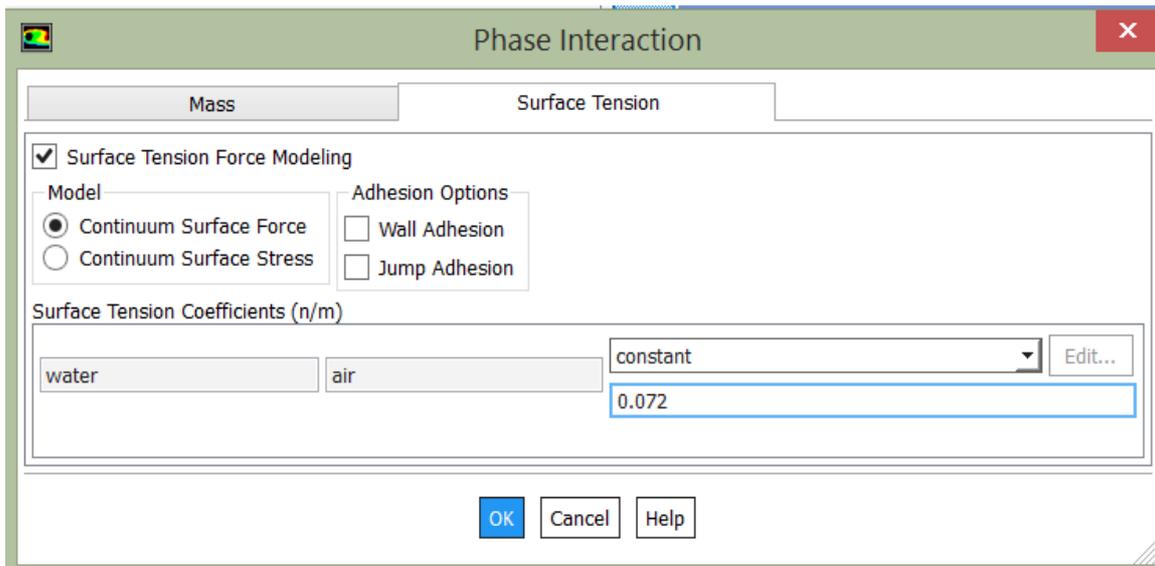


Figure 2.7. Création de l'interaction entre les phases.

Il ne faut pas oublier de changer le modèle laminaire pour opter pour un modèle turbulent, ici on choisit le modèle de turbulence standard k-ε.

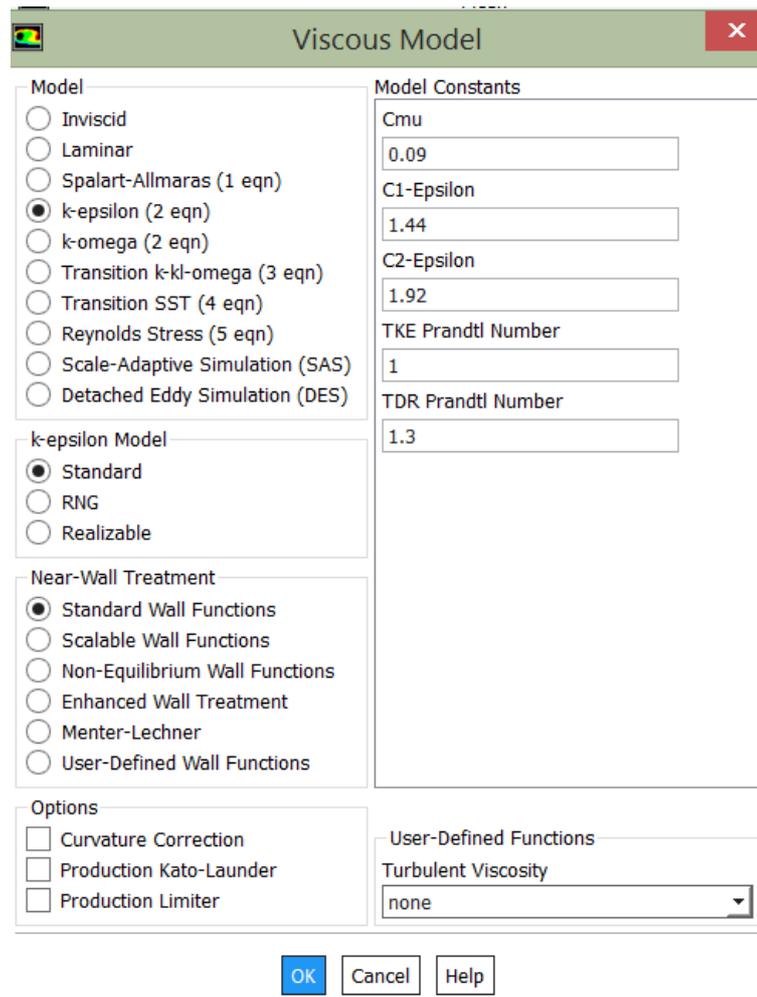


Figure 2.8. Choix du modèle de turbulence.

Le niveau de référence pour la pression est à $X = 0,0125$ et $Y = 1$.

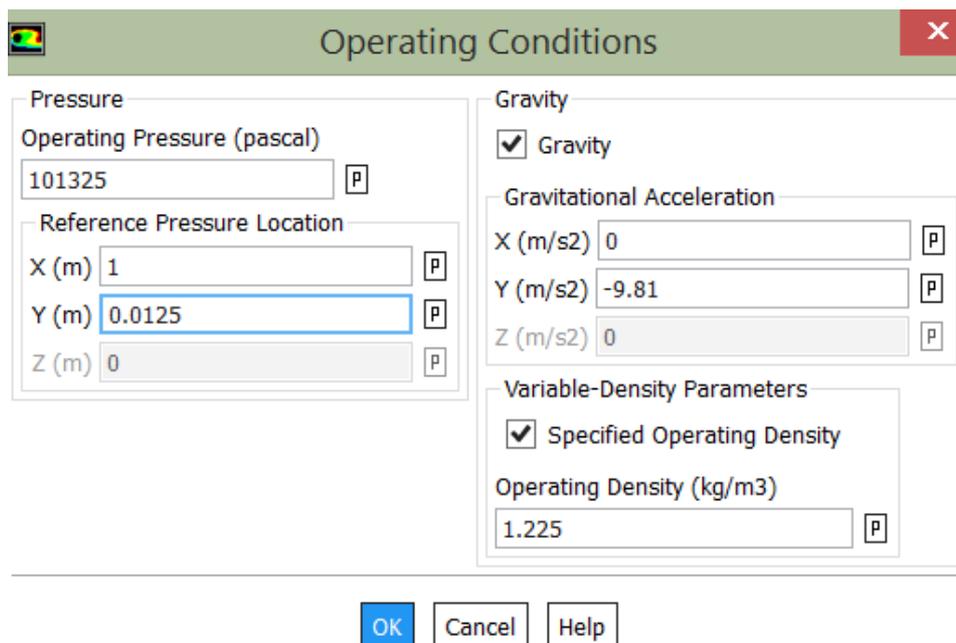


Figure 2.9. Conditions opératoires.

Pour les conditions aux limites : Boundary conditions > air-inlet > mixture > edit et on donne la vitesse de l'air.



Figure 2.10. Sélection de la phase d'entrée gazeuse.

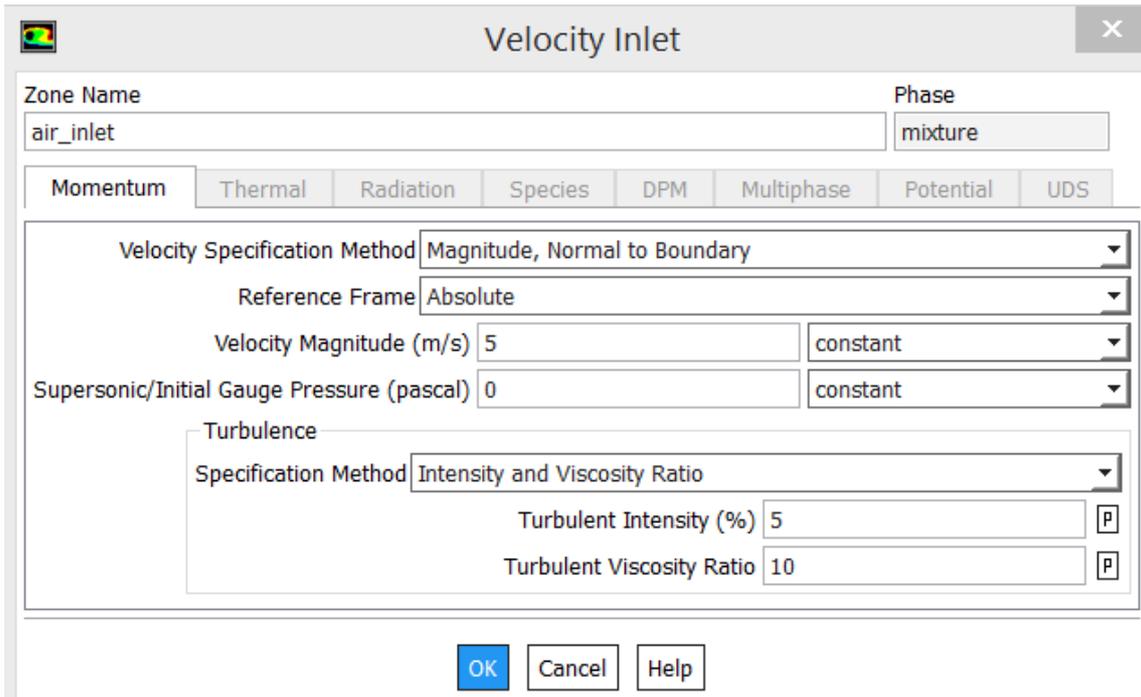


Figure 2.11. Introduction de la vitesse d'entrée de la phase gazeuse (l'air).

Même démarche pour l'eau : Boundary conditions > water-inlet > mixture > edit.

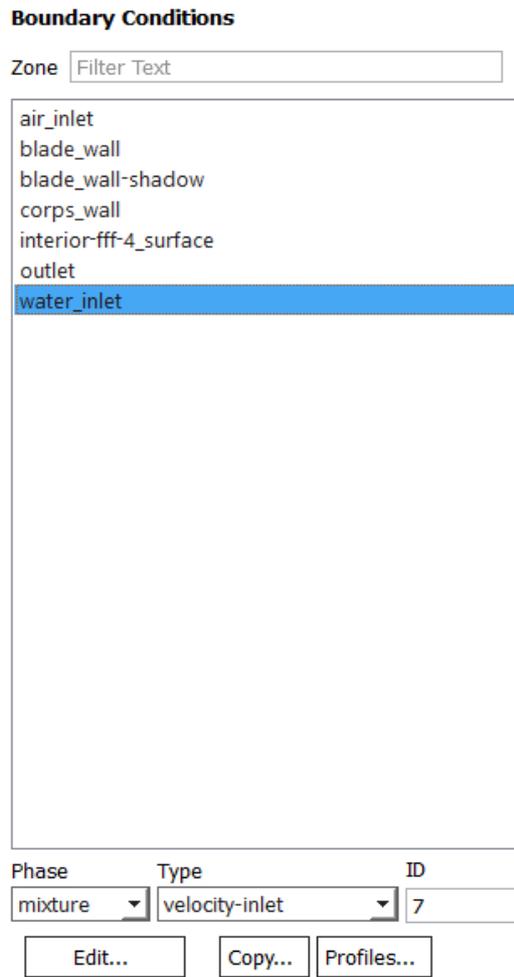
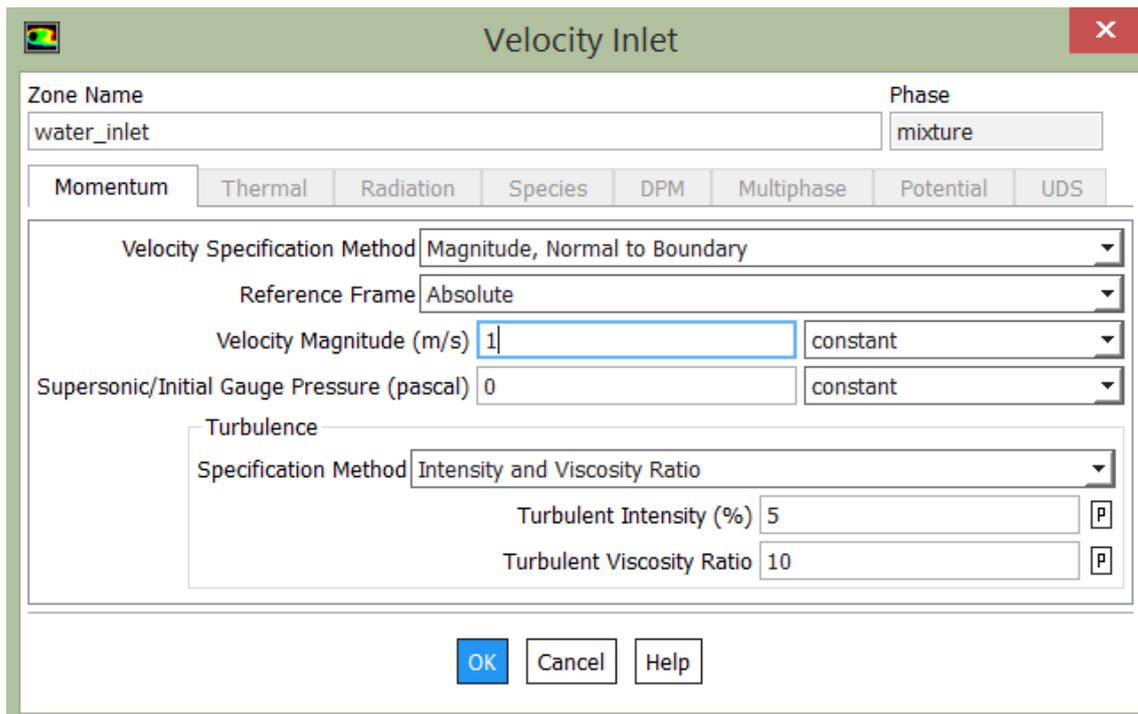


Figure 2.12. Sélection de la phase d'entrée liquide.**Figure 2.13.** Introduction de la vitesse d'entrée de la phase liquide (l'eau).

A l'entrée inférieure la fraction volumique de l'eau est égale à 1 : water-inlet > water > edit.

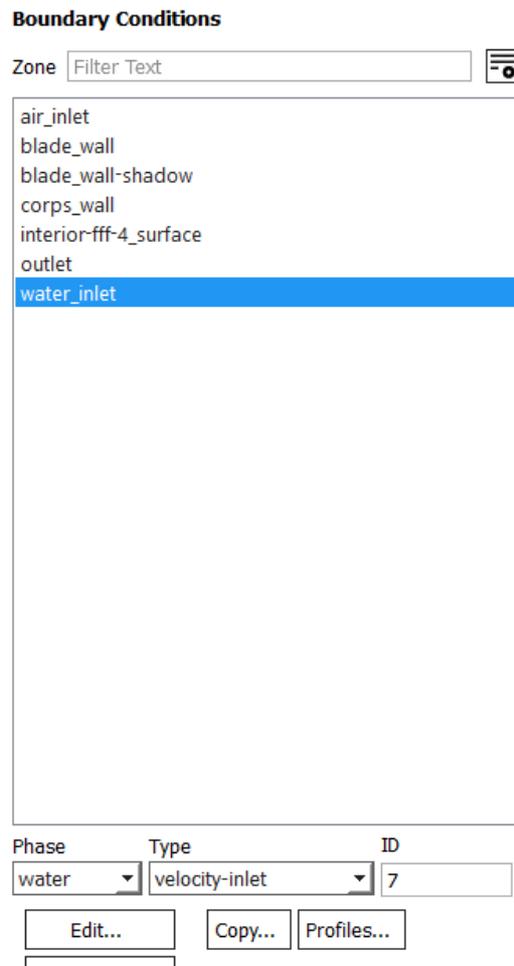


Figure 2.14. Sélection de la phase d'entrée liquide.

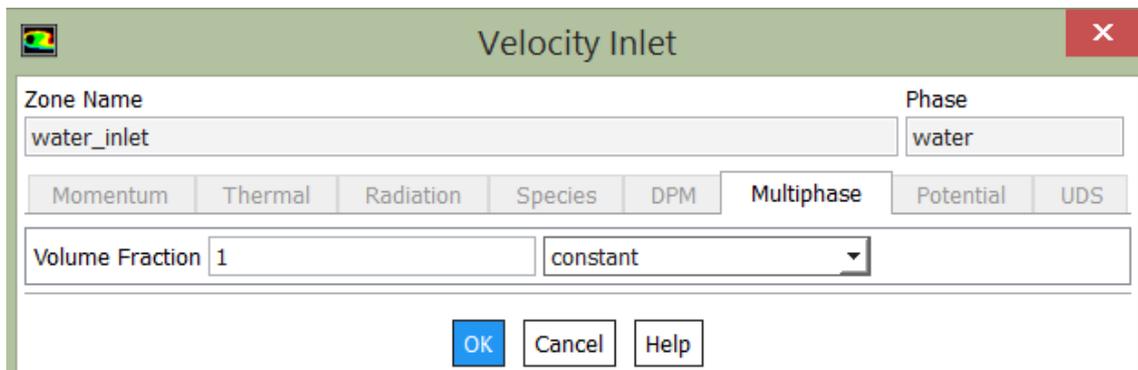


Figure 2.15. Introduction de la fraction volumique de l'eau à l'entrée inférieure.

Le choix de l'algorithme de couplage pression-vitesse et les divers schémas de discrétisation, se fait avec Solution > Methods.

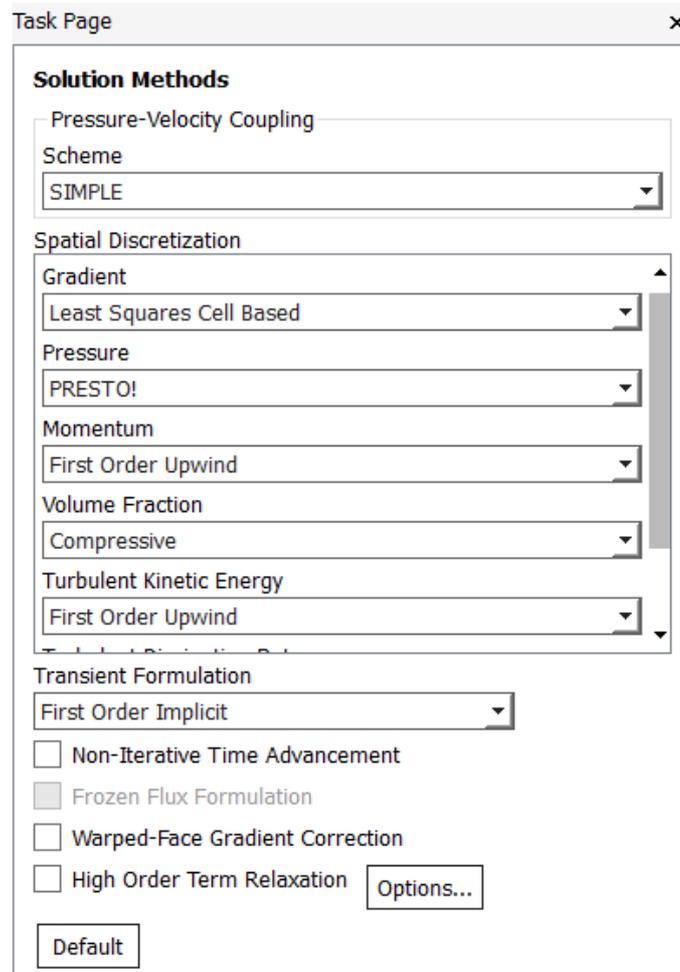


Figure 2.16. Algorithme de couplage et des schémas de discrétisation.

On passe à l'initialisation : Solution > Initialization > Initialize.

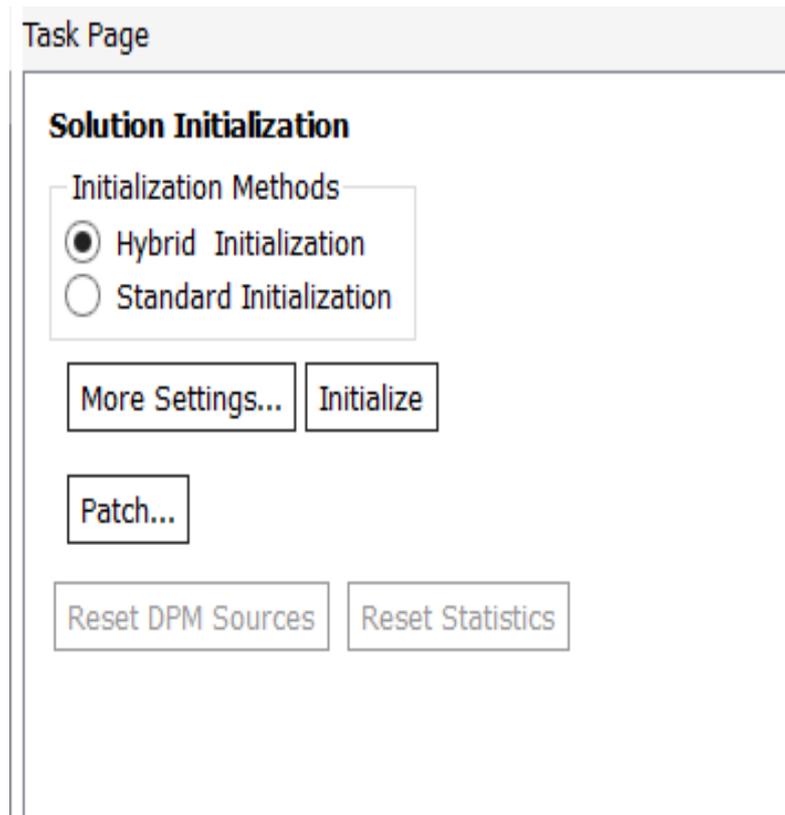


Figure 2.17. Initialisation.

Création ensuite d'une "Région" qui sera celle de l'air : Mark/Adpat Cells > Region. On indique la dimension de la région où l'on veut de l'air.

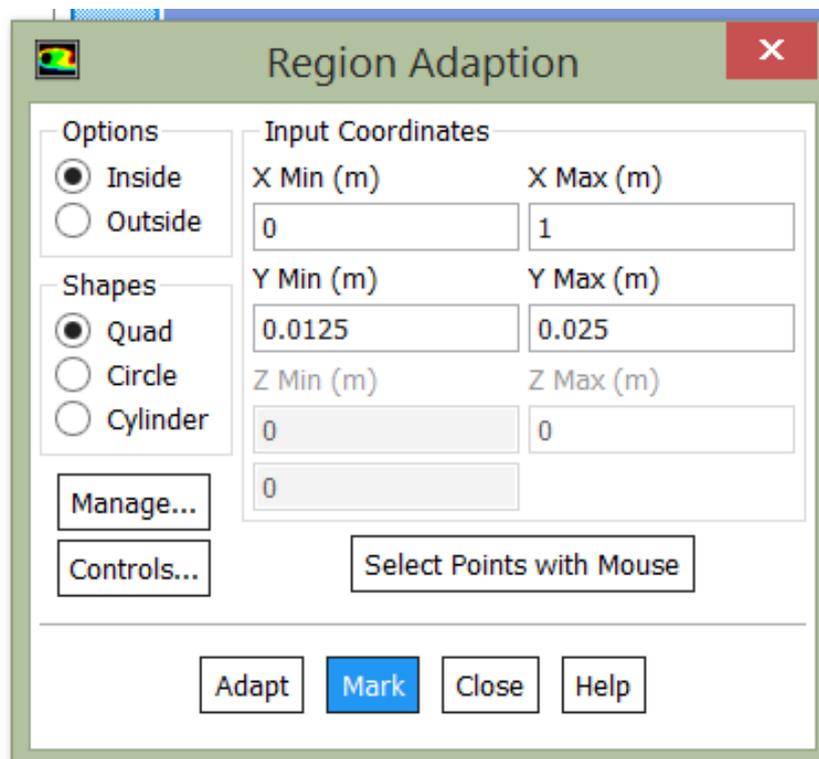


Figure 2.18. Création de la région destinée à l'air.

Ensuite, séparation de notre zone d'étude en 2 parties grâce à la région définie plus haut : Zones > Separate > Cells, nous devons sélectionner la région puis toute la zone étudiée.

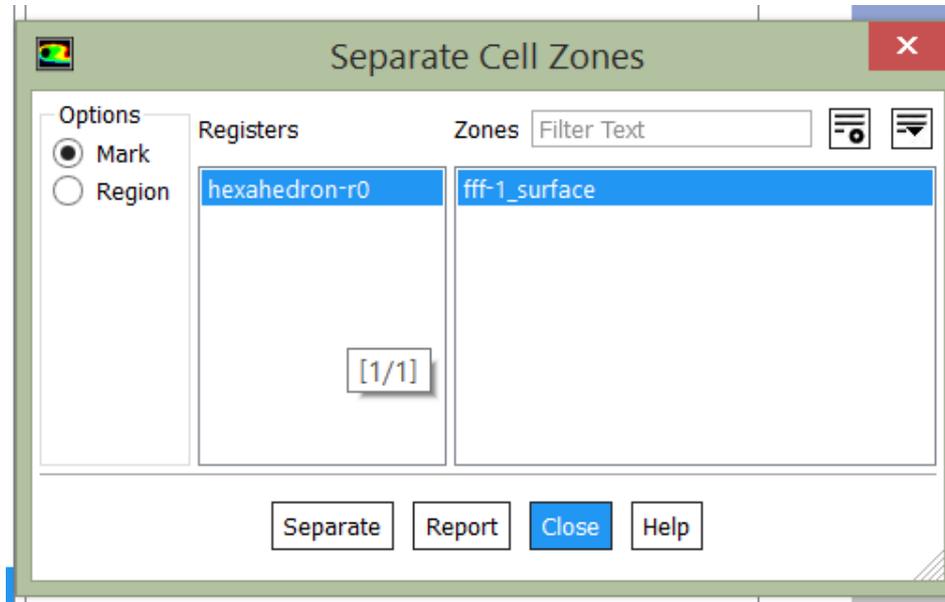


Figure 2.19. Séparation de la région en deux parties.

Par conséquent, nous avons créé et bien défini deux secteurs dans notre maillage de départ. Ce dernier n'a pas été transformé, il a seulement été marqué par 2 marquages.

Pour ensuite signaler au logiciel quel fluide nous souhaitons placer dans chaque partie marquée, le plus simple est d'initialiser l'ensemble de la zone d'étude avec de l'eau. Nous allons dans "Patch", pour initialiser la fraction volumique de l'eau à "1". Une fois l'initialisation réussie nous choisissons de mettre de l'eau avec une fraction volumique de "0" dans la zone de marquage supérieur.

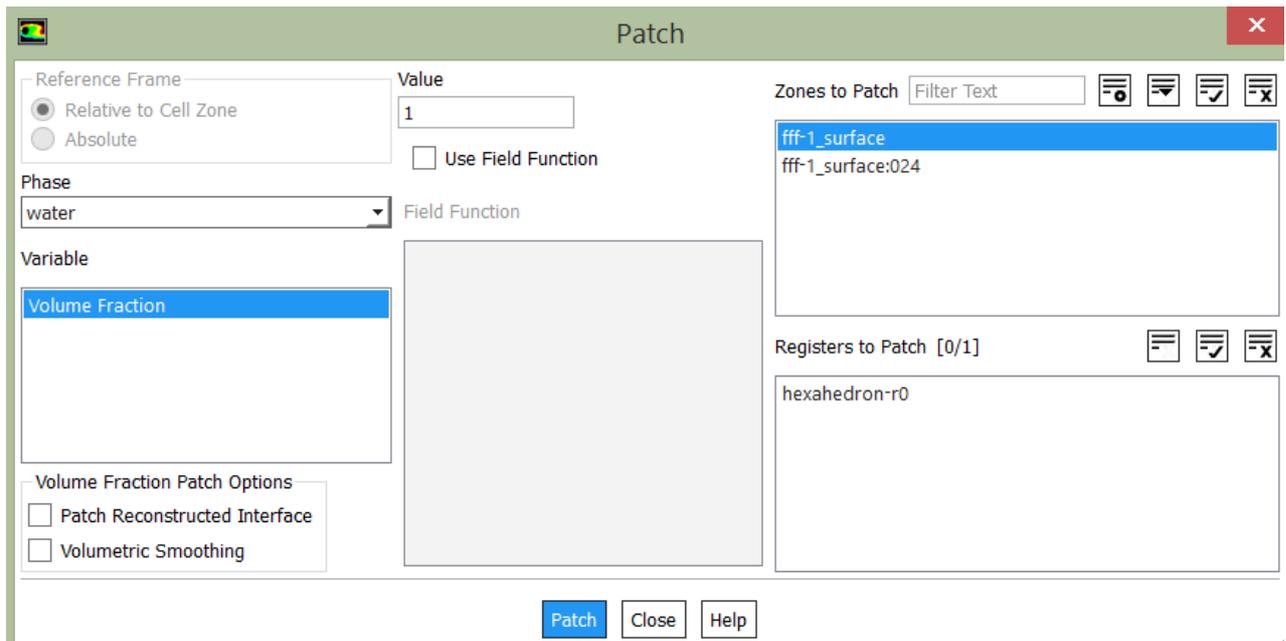


Figure 2.20. Initialisation de toute la zone avec un volume fraction de l'eau égale à 1.

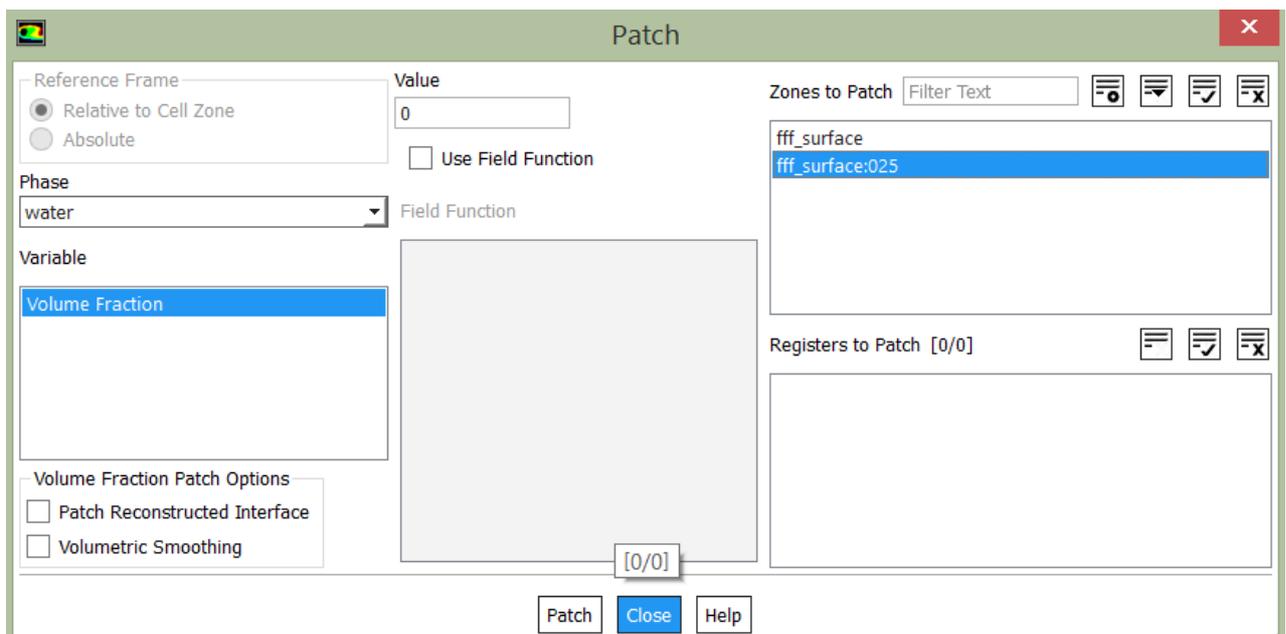


Figure 2.21. Initialisation de la zone supérieure avec un volume fraction de l'eau égale à 0.

Ainsi nous obtenons de l'air dans la zone supérieure et de l'eau dans la zone inférieure.

Le résultat obtenu à l'état initial est donné dans la figure 4.22 ci-dessous.

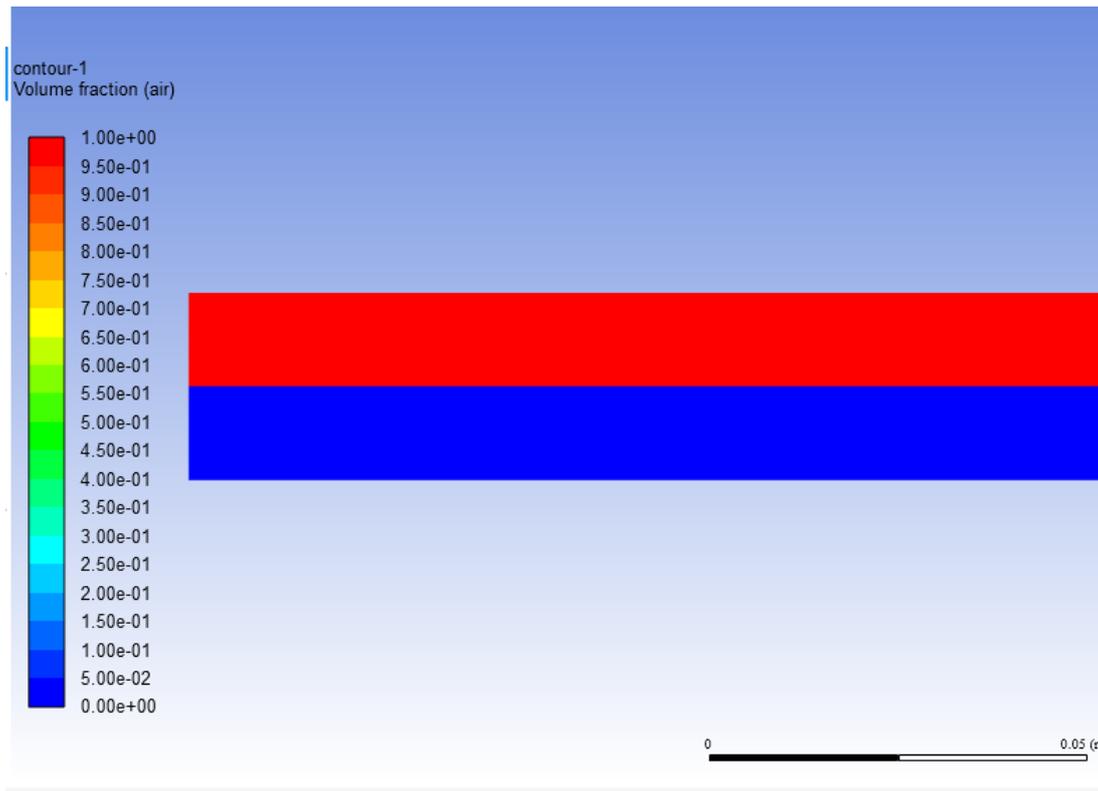


Figure 2.22. Etat initial de la simulation.

4.4. Conclusion

Le logiciel FLUENT est donc un code CFD qui permet la prédiction des écoulements fluides par résolution des équations de bilan en se basant sur la méthode des volumes finis. FLUENT étant bien réputé et connue pour sa précision a donc été choisi pour notre étude numérique.

Au cours de ce chapitre, le modèle physique de notre cas d'étude a été décrit et les conditions opératoires aux limites ont été définies, de plus nous avons illustré pas à pas les étapes suivies afin de procéder à la simulation de l'écoulement gaz liquide.

Les résultats issus de cette simulation numérique sont développés dans le chapitre qui suit, une partie est dédiée à la validation du maillage et la seconde à l'analyse du comportement des différents paramètres des écoulements diphasiques

Chapitre 5

Résultats et discussions

5. Résultats et discussions

5.1 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 notre travail, un outil classique de simulation décrivant la dynamique des fluides est utilisé, c'est le code industriel FLUENT 19.0. Les simulations ont été réalisées aux mêmes conditions et géométrie expérimentale que (Vallée et al.2008).

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de simulation numérique qui porte principalement sur l'étude de la configuration bouchon .Toutefois, l'examen de la littérature révèle que peu d'efforts ont été faits (au meilleur de notre connaissance) pour arriver à une simulation numérique de l'écoulement bouchon, seul l'étude de De Schepper et al. (2008), Belgacem et al (2017) ont permis de simuler, à l'aide de la méthode VOF les différents régimes diphasiques gaz-liquide en sélectionnant des paramètres relatifs à la carte de Baker (1954).

Les résultats présentés ici incluent la distribution de phase, l'évolution du bouchon, la vitesse ainsi que le liquid holdup.

Afin de pouvoir valider notre model numérique, nos résultats ont été comparés avec les résultats expérimentaux de (Vallée et al.2008). L'accord est jugé qualitativement bien situé.

5.2 Etude de convergence du maillage

Après avoir créé la géométrie, vient le moment de choisir le maillage adéquat pour traiter notre problème, c'est une étape incontournable de vérification numérique des résultats de simulation.

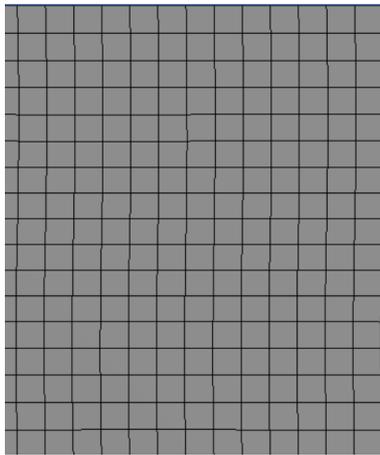
Il faut savoir que la précision des résultats de calcul est expressément liée à la finesse du maillage. Diminuer la taille des éléments permet en effet de réduire l'erreur de discrétisation et de se rapprocher de la réalité, au prix toutefois d'une augmentation de la taille du système résolu. Il y a donc un compromis à trouver entre la finesse du maillage utilisé pour décrire le problème traité et le temps de calcul nécessaire pour le résoudre. C'est l'objectif de l'étude de maillage.

Le principe est de commencer à lancer une simulation avec un maillage grossier et de relever une des grandeurs importantes pour l'étude. Puis, augmenter le nombre de mailles jusqu'à ce que les résultats convergent.

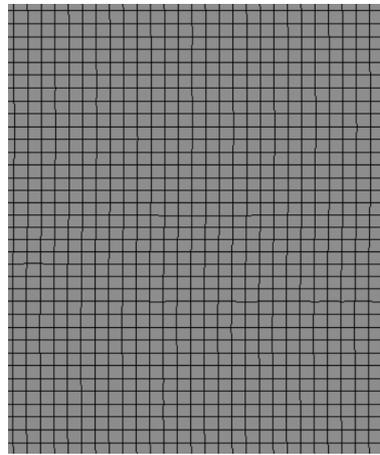
Pour cela nous avons réalisé sept simulations avec des maillages différents, et nous avons relevé pour chacune de ces configurations, la pression. Le nombre ainsi que la taille des éléments de chaque maillage sont résumés dans le tableau 5-1

Tableau 2-11 Nombre et taille des mailles pour chaque maillage.

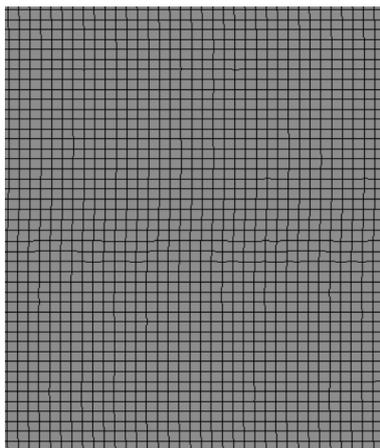
Maillage	Nombre des mailles	Taille de l'élément (m)
Maillage 1	10000	0.0015
Maillage 2	20000	0.0011
Maillage 3	50000	0.0007
Maillage 4	65000	0.0006
Maillage 5	80000	0.00055
Maillage 6	100000	0.0005
Maillage 7	120000	0.00045



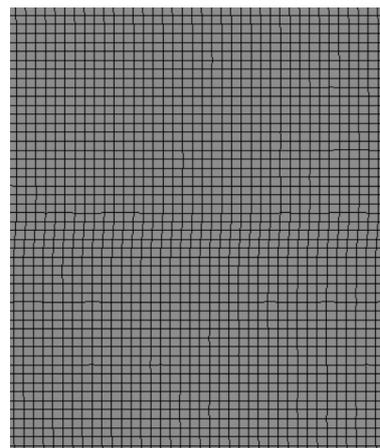
10000 éléments



50000 éléments



80000 éléments



100000 éléments

Figure 5.17. Illustration de maillages de différentes tailles.

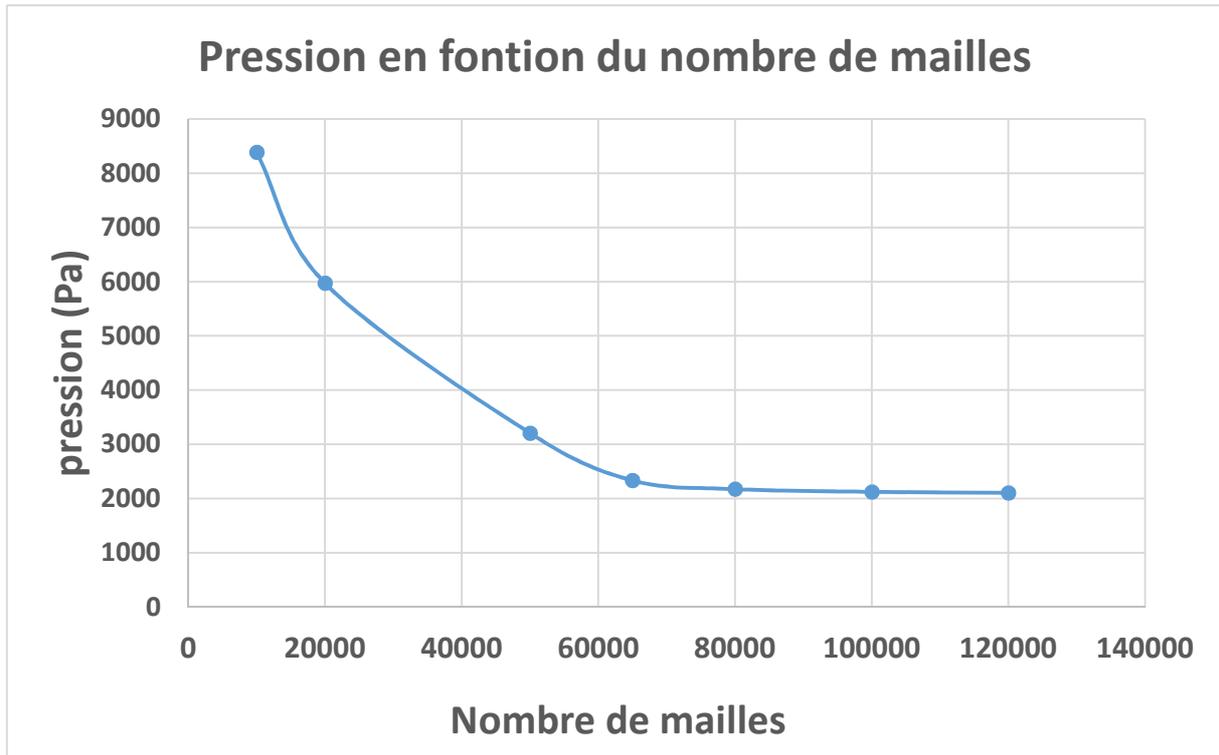


Figure 5.2. Variation de la pression en fonction de nombre de mailles.

Comme le montre la figure 5.2, la pression commence à converger à partir du maillage de 80000 éléments et se stabilise au maillage de 100 000 éléments, nous choisissons donc de prendre ce dernier pour effectuer nos simulations.

5.3 Résultats de la simulation

Parmi tous les résultats possibles, il a été décidé de se concentrer sur : l'évolution du slug, la variation de pression, le liquid hold up ainsi que le profil de vitesse.

Pour notre simulation nous avons pris, à partir de la carte de configuration d'écoulement pour le canal rectangulaire de Vallée et al. (2008) (figure 5.3), quatre couples de vitesses superficielles qui sont représentés dans le tableau 5-2.

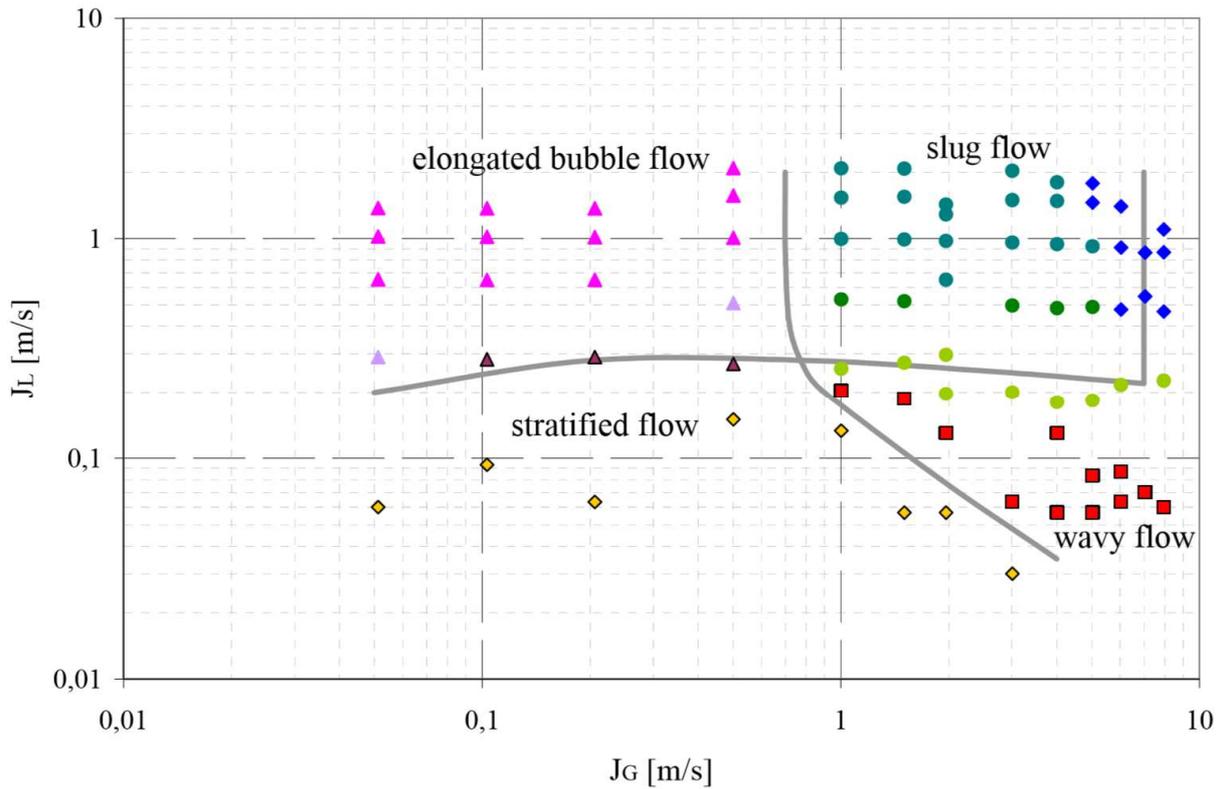


Figure 5.3. Carte de configuration d'écoulement pour le canal rectangulaire (Vallée et al. 2008).

Tableau 5-2 Conditions aux limites : coupes de vitesses superficielles.

J_{sg} (m/s)	2	3	3	5
J_{sl} (m/s)	0.65	0.95	0.5	1

5.3.1 Identification du slug dans la conduite

5.3.1.1. Par visualisation

Lors de la simulation de l'écoulement diphasique gaz-liquide (air-eau) dans une conduite horizontale à injecteur séparé, nous avons pu visualiser la configuration slug et cela pour différents couples de vitesse.

Le slug détecté numériquement pour une vitesse superficielle de liquide de 0.95 m/s et celle de gaz de 3 m/s est représenté sur la figure 5.4 (a) et comparé avec la figure du slug détectés expérimentalement (figure 5.4 (b)). La couleur bleue correspond à la phase liquide, tandis que la couleur rouge se réfère à la présence d'air, les deux phases sont séparées par une interface gaz-liquide.



Figure 5.4. (a) Identification de l'écoulement bouchon ; (b) observations expérimentales de vallée et al. 2008.

5.3.1.2. Par les signaux de pression

Les résultats obtenus des simulations numériques par FLUENT 19.0 ont été comparés avec ceux obtenus par (Belgacem et al. 2013) lors de l'étude expérimentale de l'écoulement bouchon dans une conduite horizontale. Leur travaux ont permis d'identifier le signal de pression qui correspond au régime bouchon, celui-ci est illustré dans la figure 5.5.

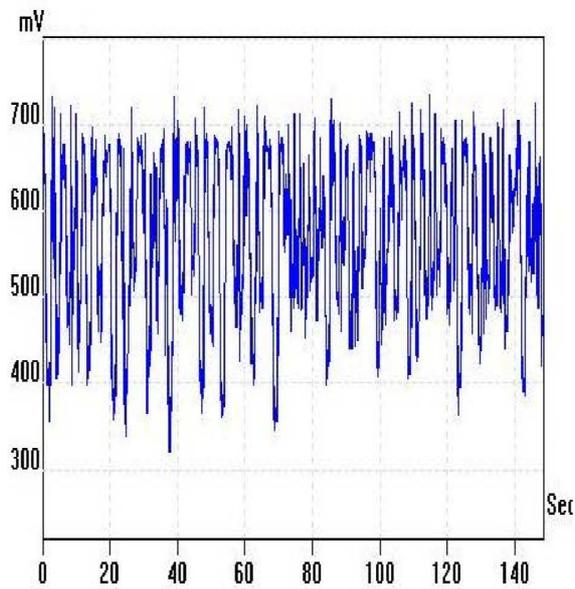


Figure 5.5. Signal typique de variation de pression correspondant au régime bouchon (Belgacem et al., 2013)

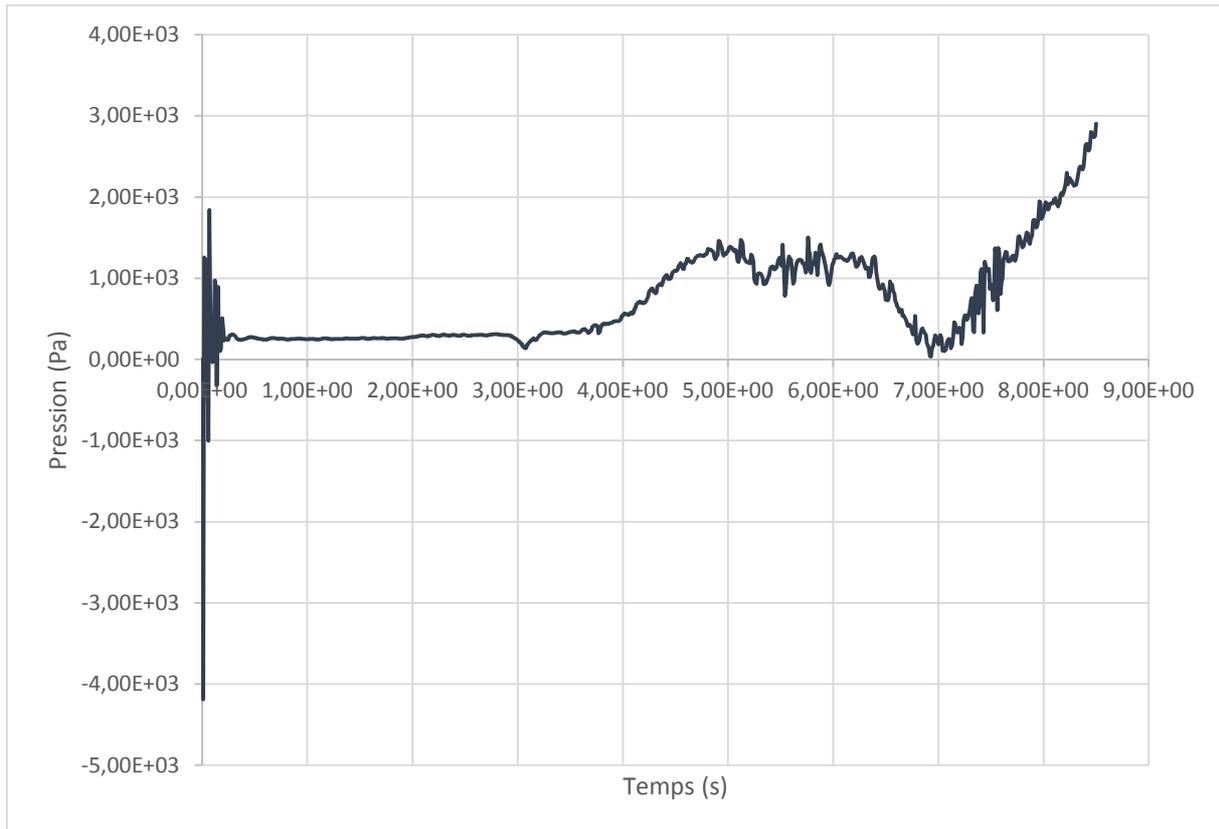


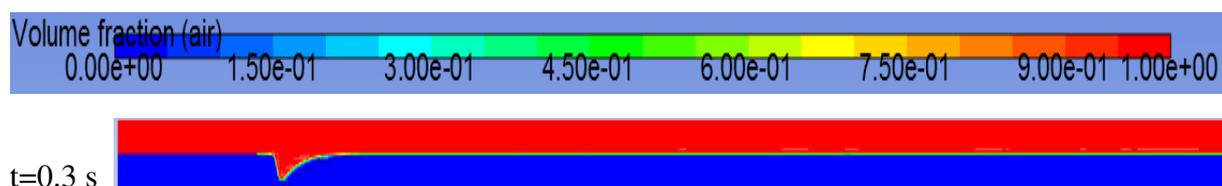
Figure 5.6. Variation de la pression en fonction de temps pour $J_g = 5\text{m/s}$ et $J_l = 1\text{m/s}$.

Les résultats sont conformes à ceux du signal de pression correspondant au régime bouchon (figure 5.5) et montrent que le modèle numérique prédit l'écoulement bouchon de façon convenable.

5.3.2 Evolution du régime bouchon

La comparaison des résultats numériques et expérimentaux permet d'estimer la validité du modèle numérique.

Dans les séquences d'images suivantes (Figure 5.7 et 5.8), une comparaison est présentée entre le calcul CFD et l'expérience (vallée et al. 2008) : la distribution de phase calculée est visualisée et des cadres de caméra comparables sont montrés. Dans les deux cas, un slug est généré. Les séquences montrent que le comportement qualitatif de la création et de la propagation de slug est similaire dans l'expérience et dans le calcul.



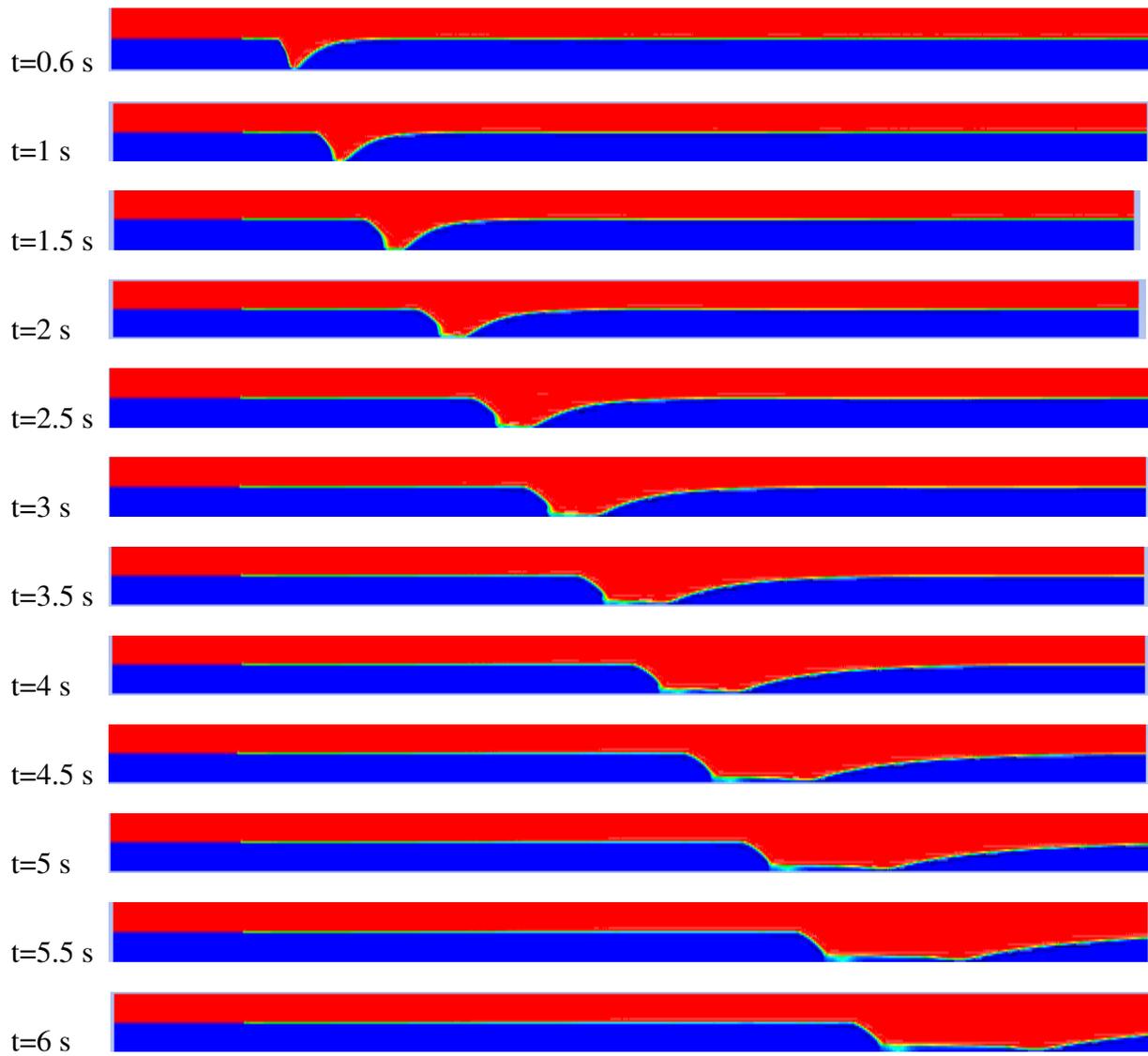


Figure 5.7. Séquence d'images calculées pour $Jl = 1 \text{ m/s}$ et $Jg = 5 \text{ m/s}$

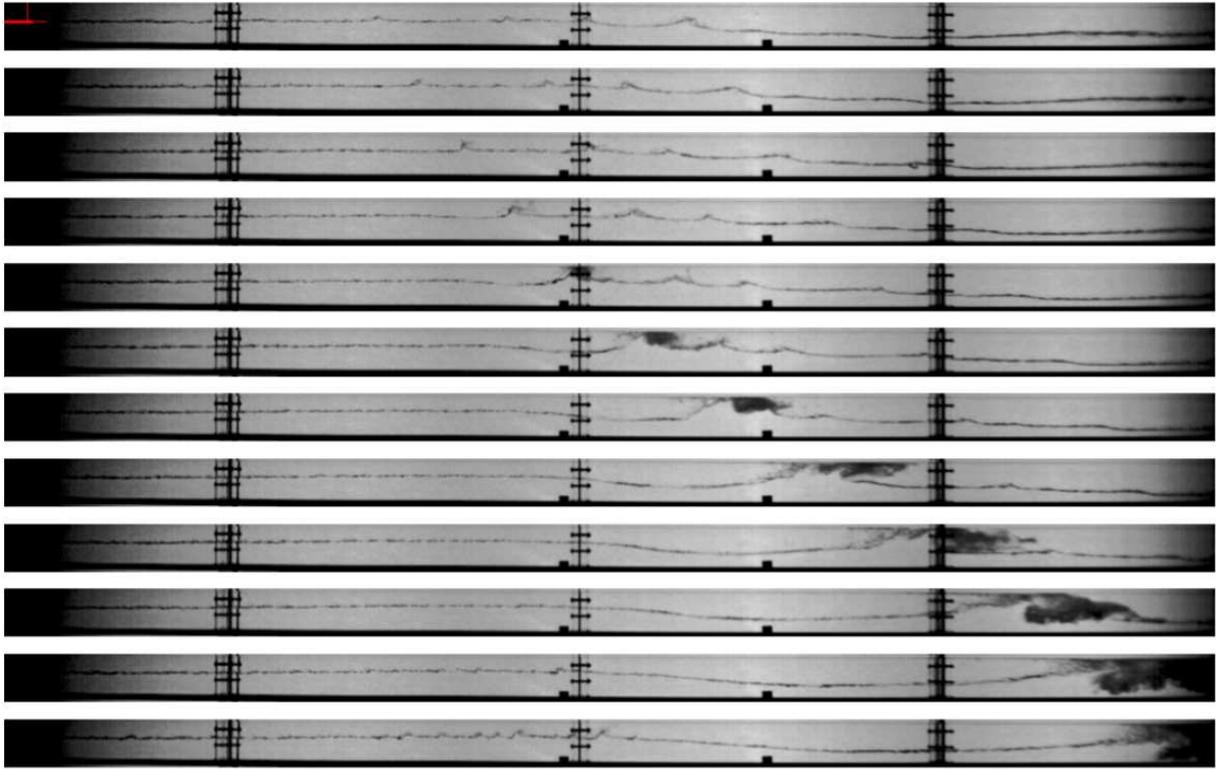
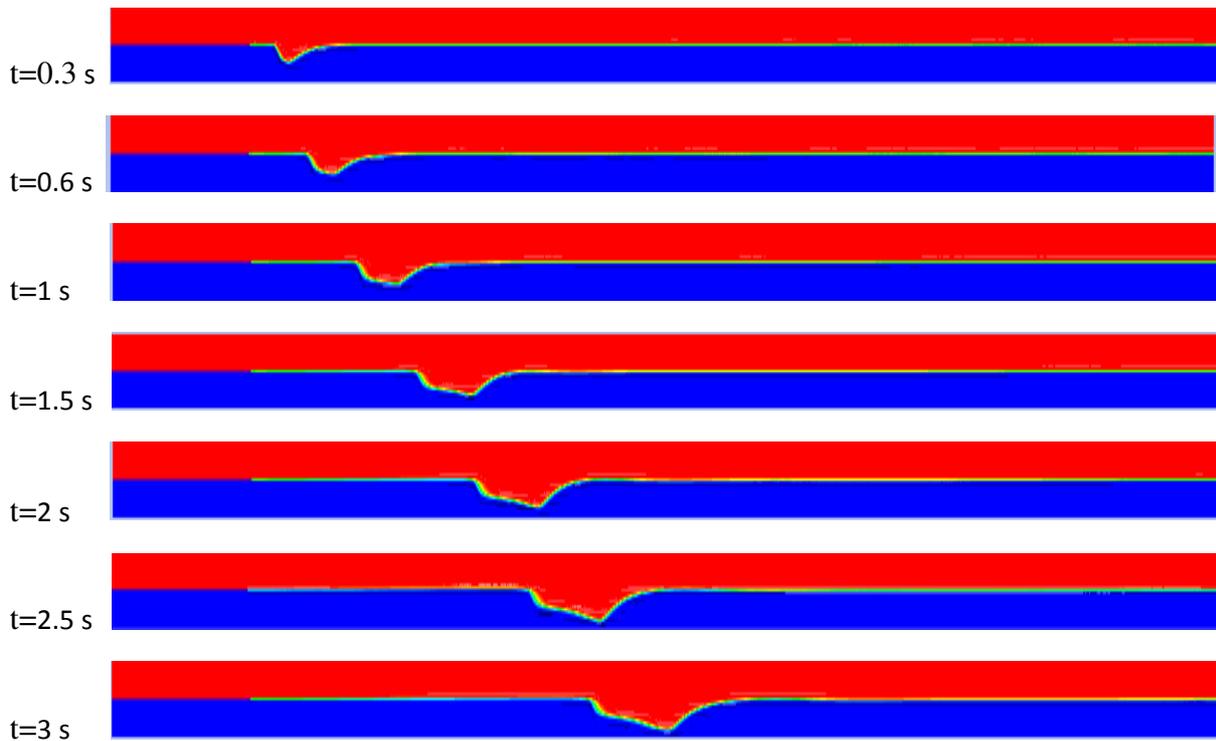


Figure 5.8. Séquence d'images mesurées à $J_l = 1$ m/s et $J_g = 5$ m/s.

Les résultats concernant l'évolution des slug pour les autres couples sont présentés dans les figures qui suivent (figures 5.9, 5.10 et 5.11).



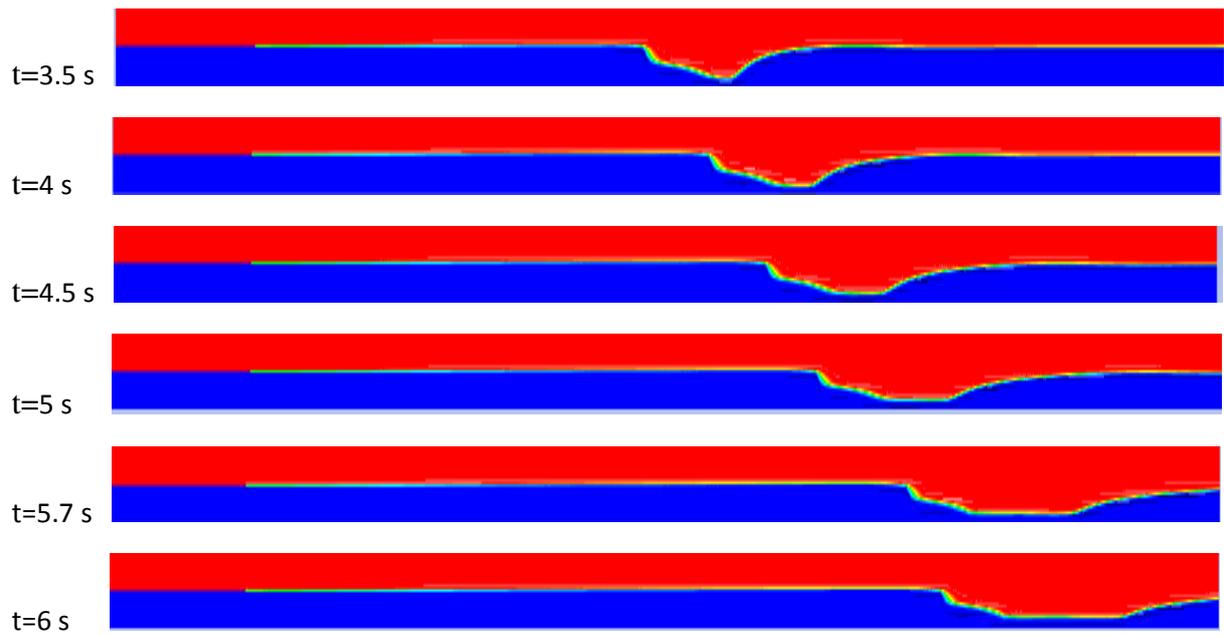
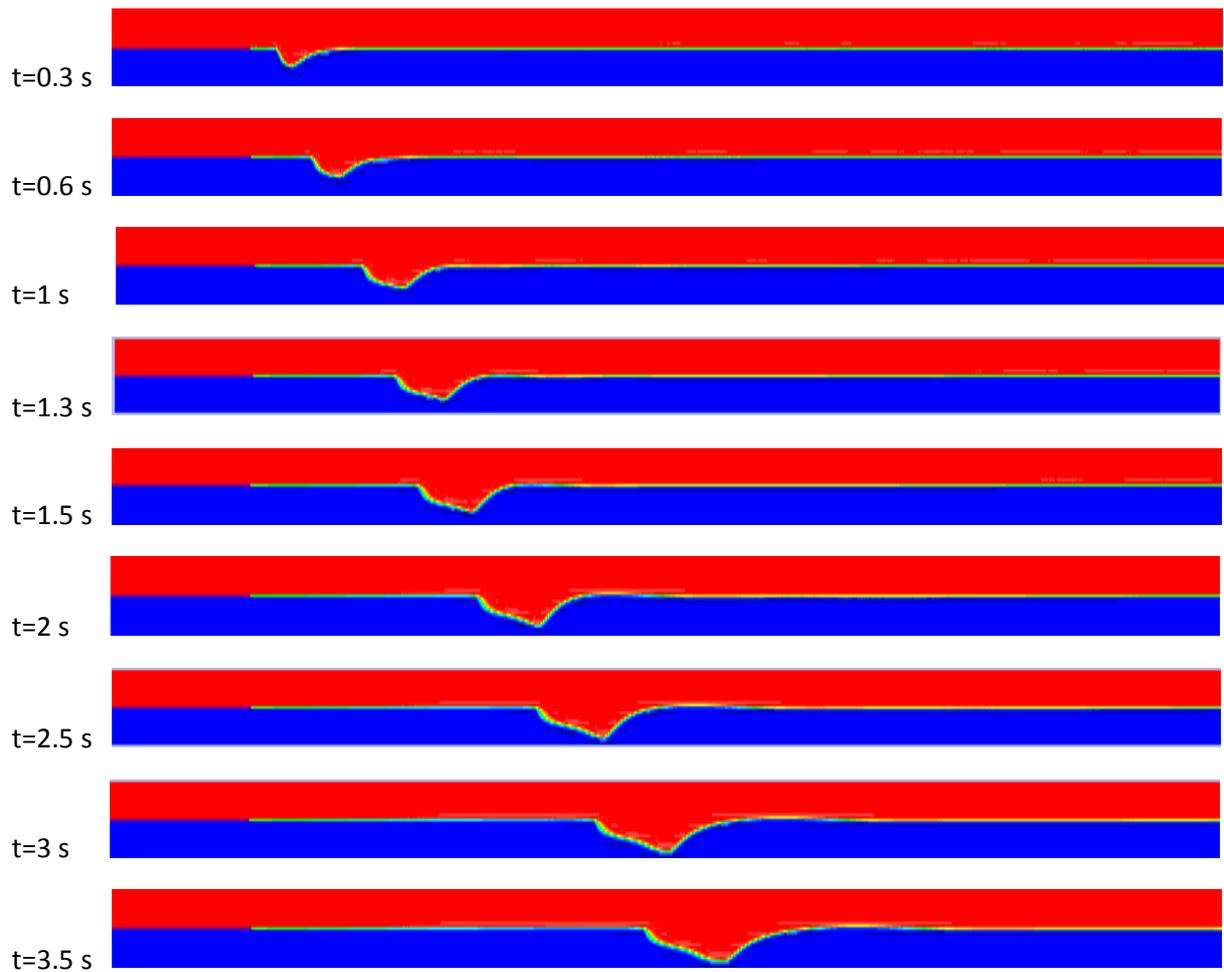


Figure 5.9. Séquence d'images calculées pour $J_l = 2 \text{ m/s}$ et $J_g = 0.65 \text{ m/s}$



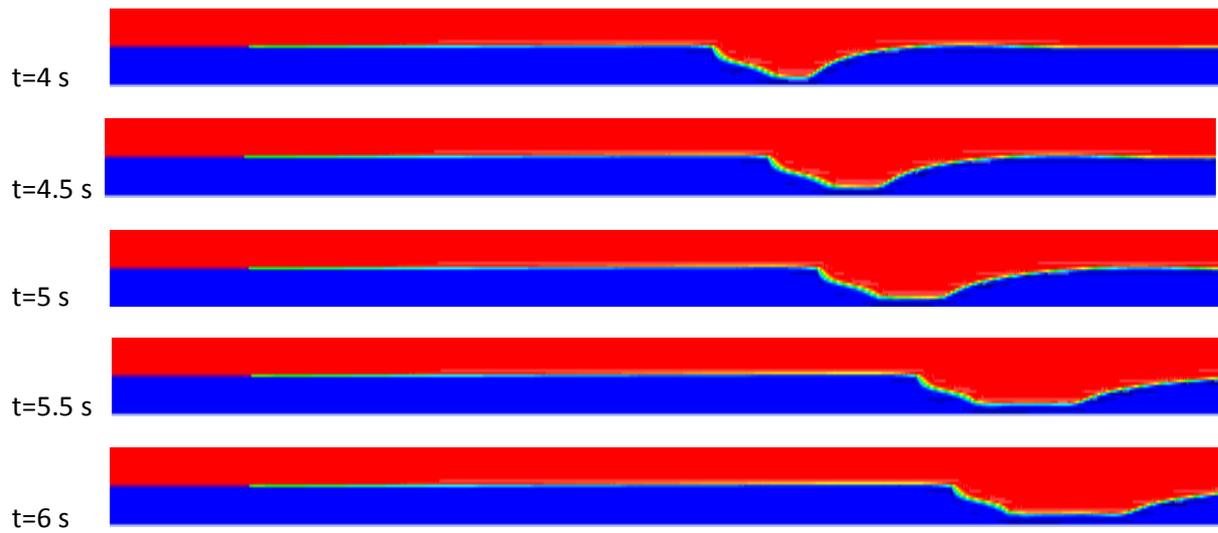
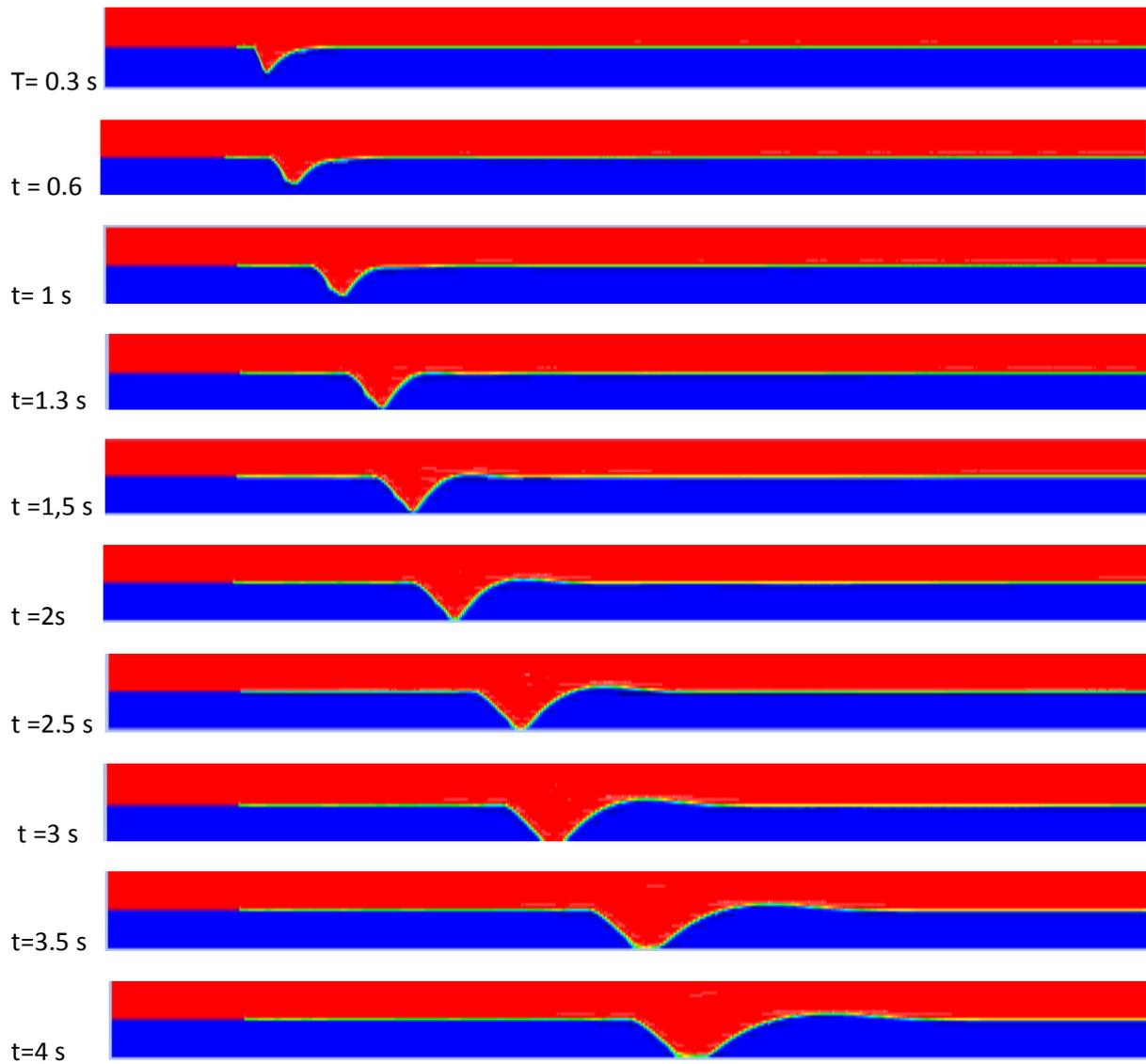


Figure 5.10...Séquence d'images calculées pour $Jl = 3 \text{ m/s}$ et $Jg = 0.95 \text{ m/s}$



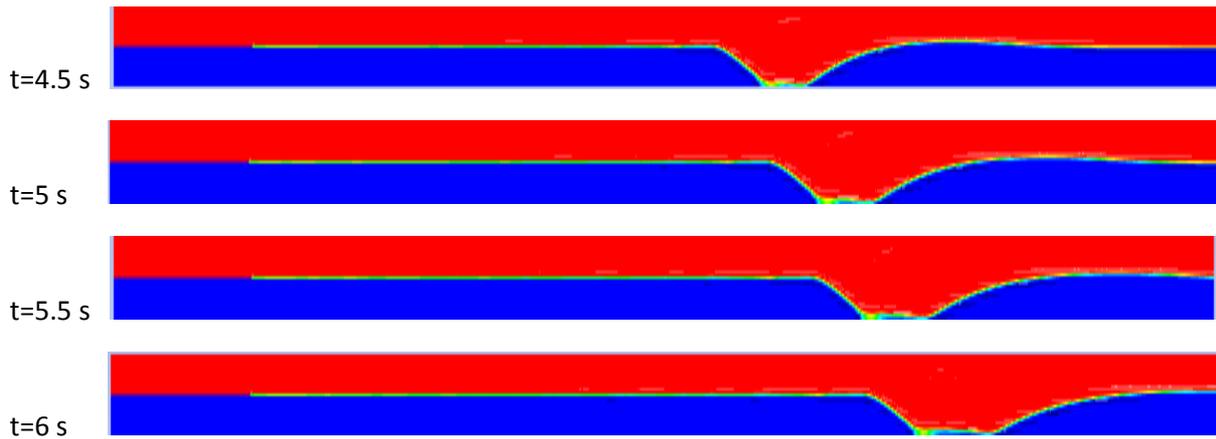
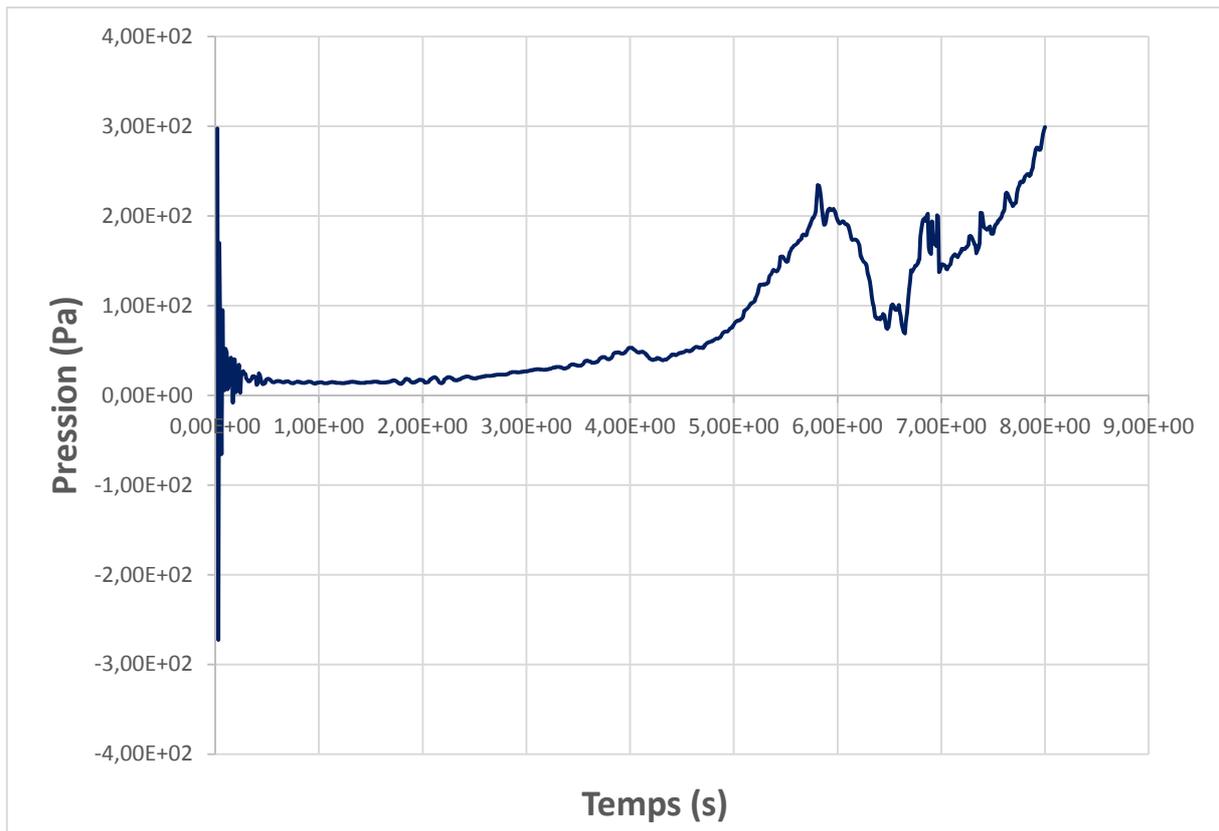


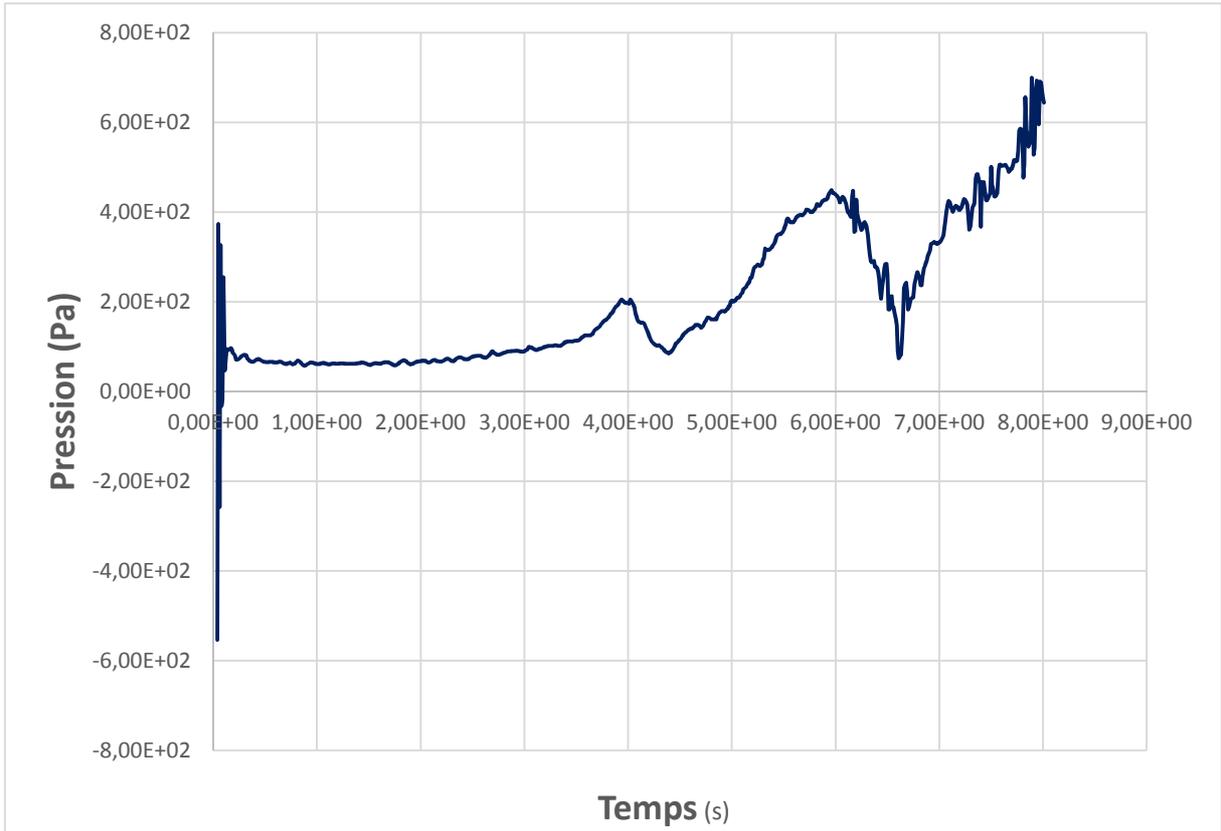
Figure 5.11. Séquence d'images calculées pour $Jl = 3 \text{ m/s}$ et $Jg = 0.5 \text{ m/s}$

5.3.3 La pression

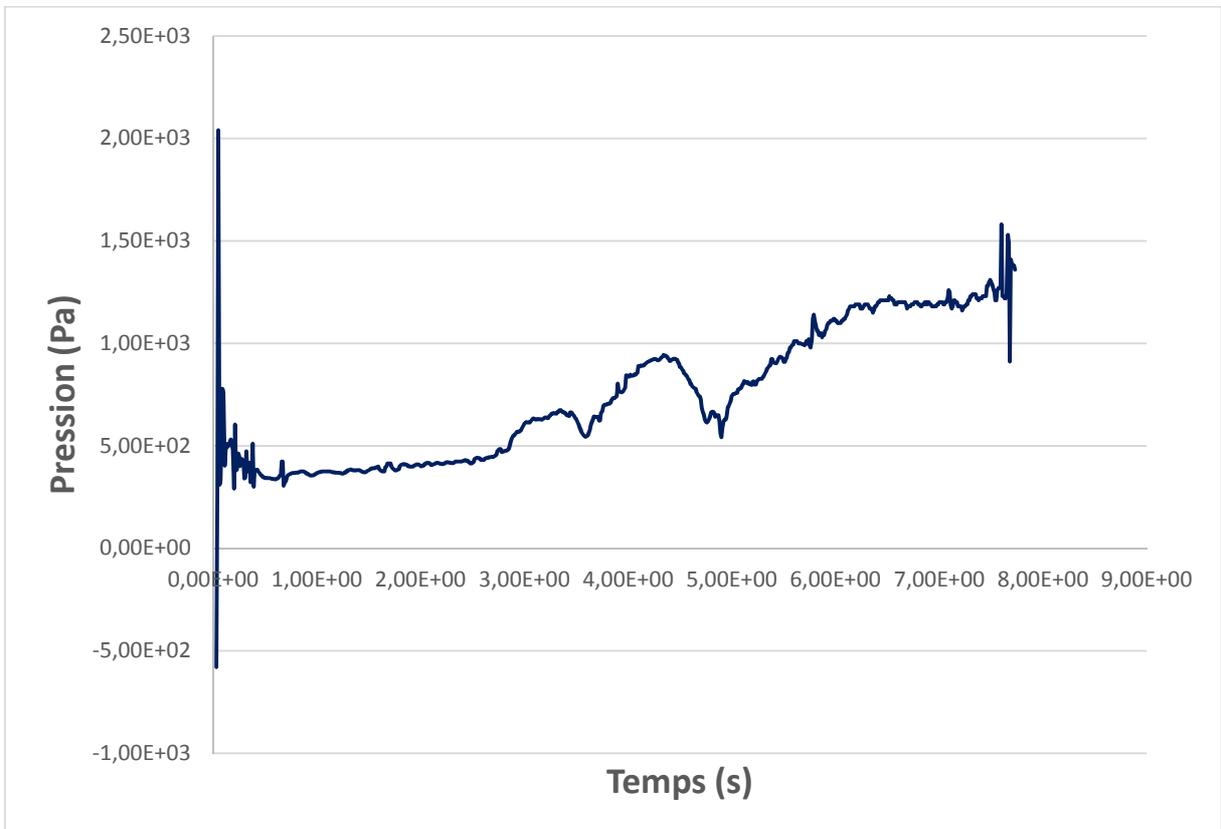
Les résultats des simulations numériques qui représentent la variation de pression en fonction du temps dans la conduite sont donnés dans la figure 5.12.



(a) $Jg = 2\text{m/s}$ et $Jl = 0.65\text{m/s}$



(b) $J_g = 3\text{m/s}$ et $J_l = 0.95\text{m/s}$

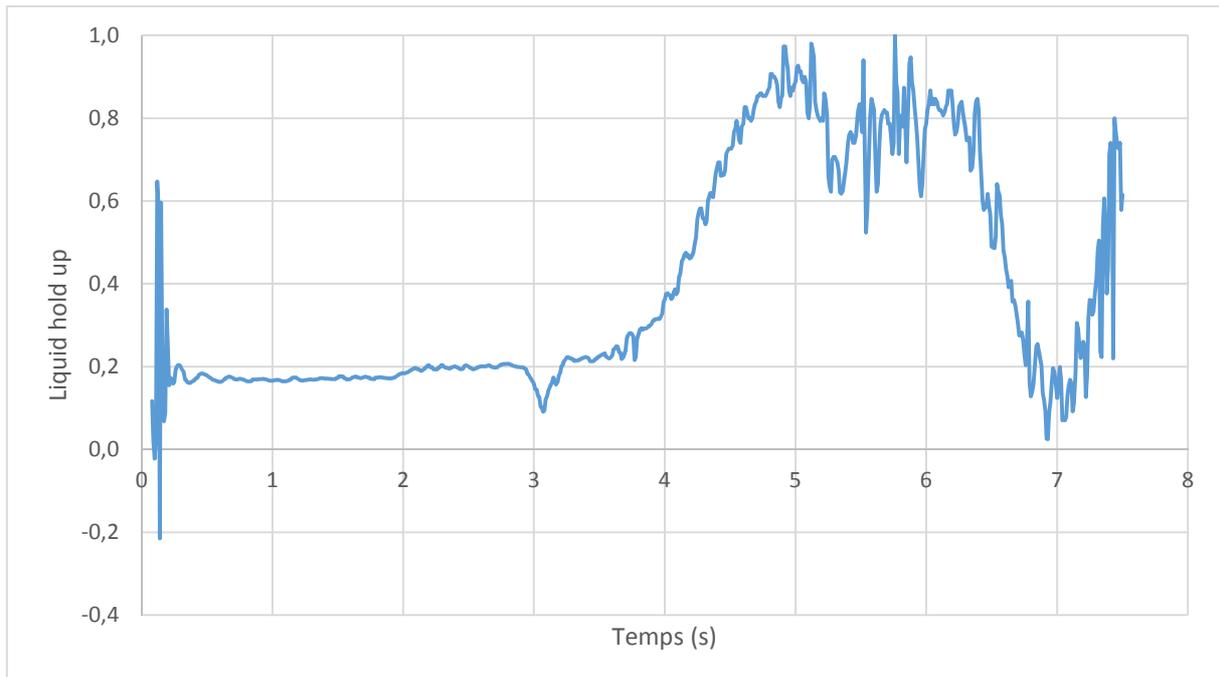


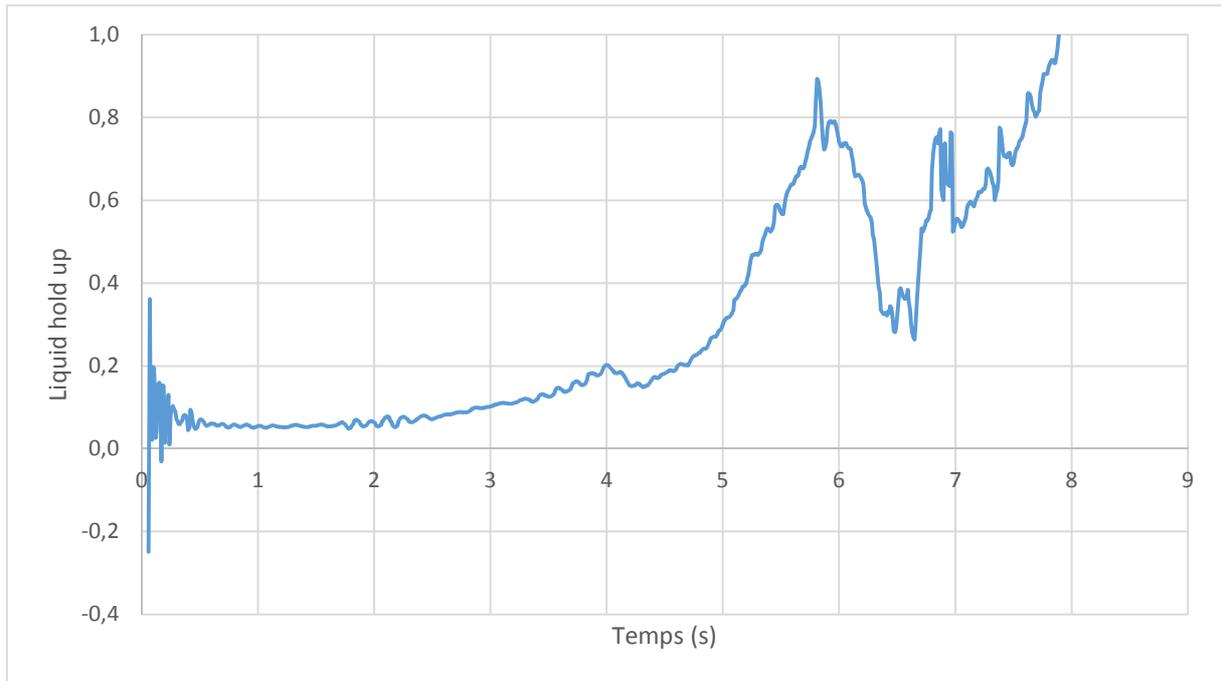
(c) $J_g = 3\text{m/s}$ et $J_l = 0.5\text{m/s}$

Figure 5.12. Variation de la pression en fonction de temps.

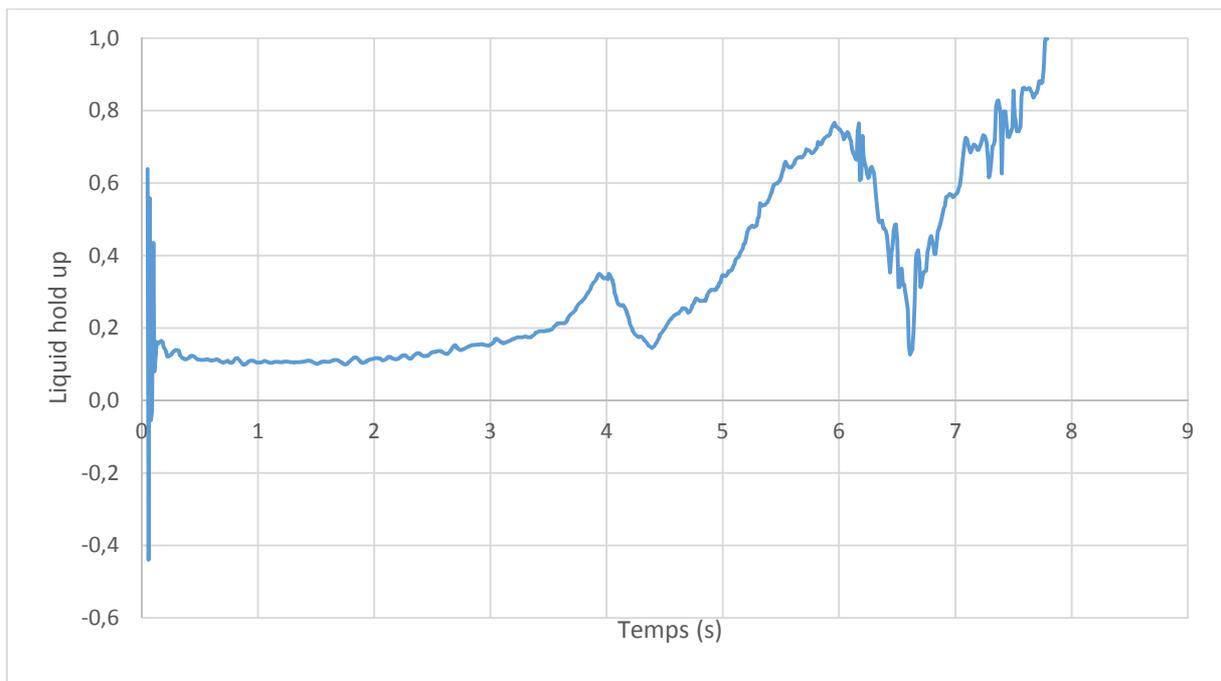
5.3.4 Le liquid hold up

Le liquid hold up est la fraction volumique que le liquide occupe dans une conduite lors d'un écoulement diphasique gaz-liquide, par exemple si la fraction volumique du liquide occupe la totalité de la section d'écoulement, la fraction du liquide aura la valeur 1. Dans les écoulements bouchon, le liquide-holdup est principalement affecté par les débits du gaz et du liquide, les propriétés du fluide et l'angle d'inclinaison de la conduite.

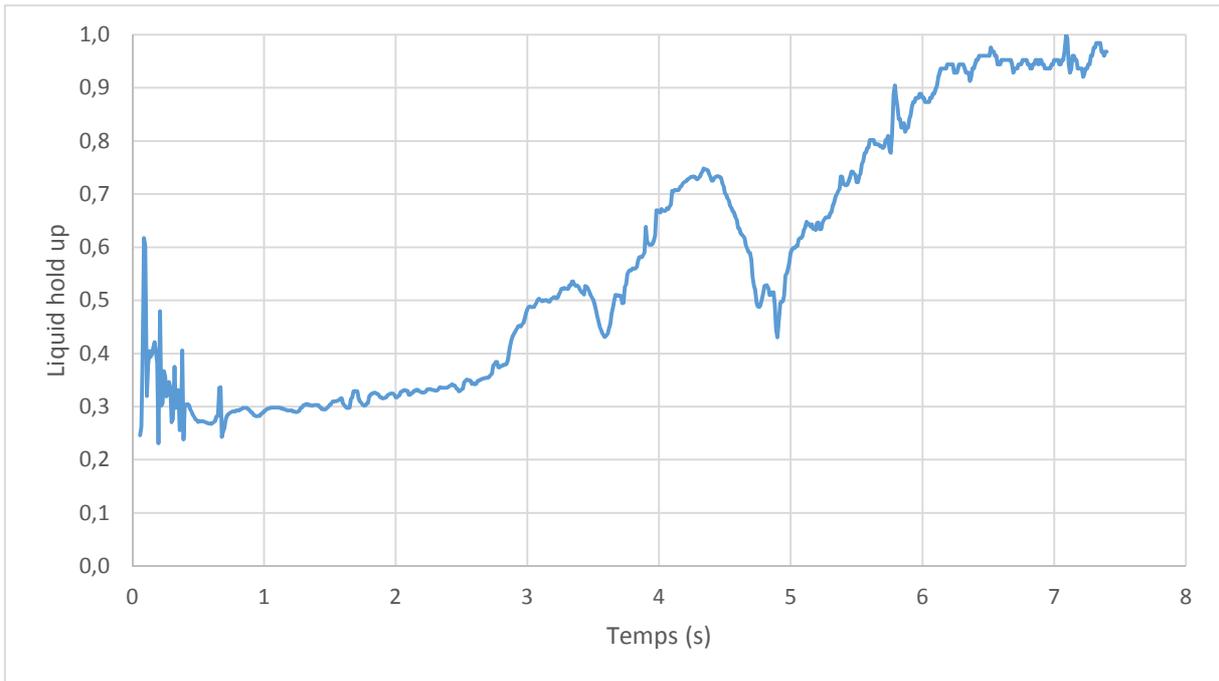
(a) $J_g = 5\text{m/s}$ et $J_l = 1\text{m/s}$



(b) $J_g = 2 \text{ m/s}$ et $J_l = 0.65 \text{ m/s}$



(c) $J_g = 3 \text{ m/s}$ et $J_l = 0.95 \text{ m/s}$

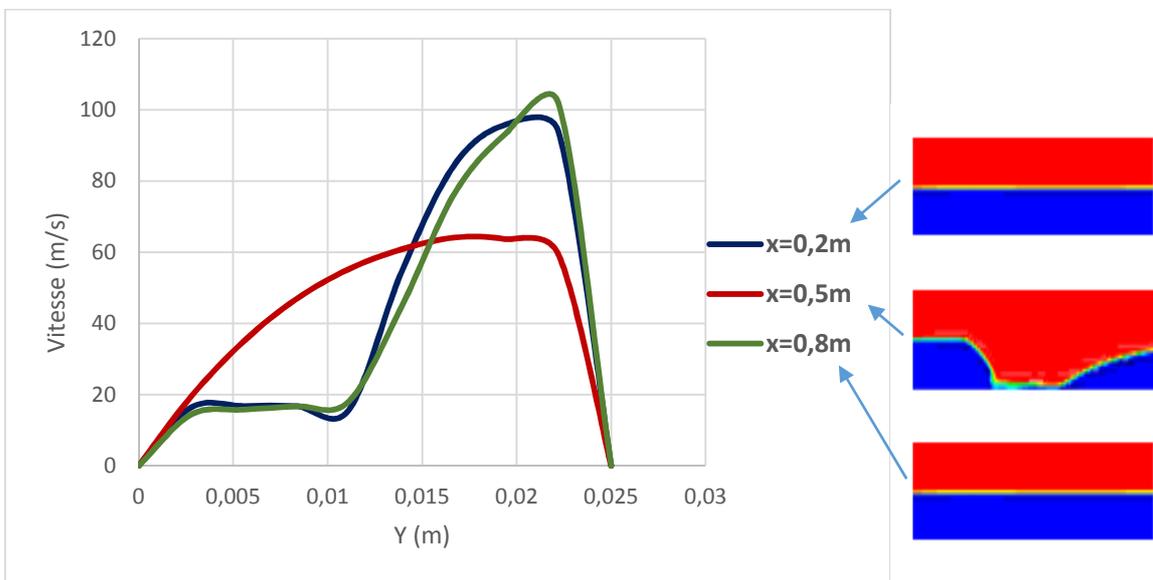


(d) $J_g = 3\text{m/s}$ et $J_l = 0.5\text{m/s}$

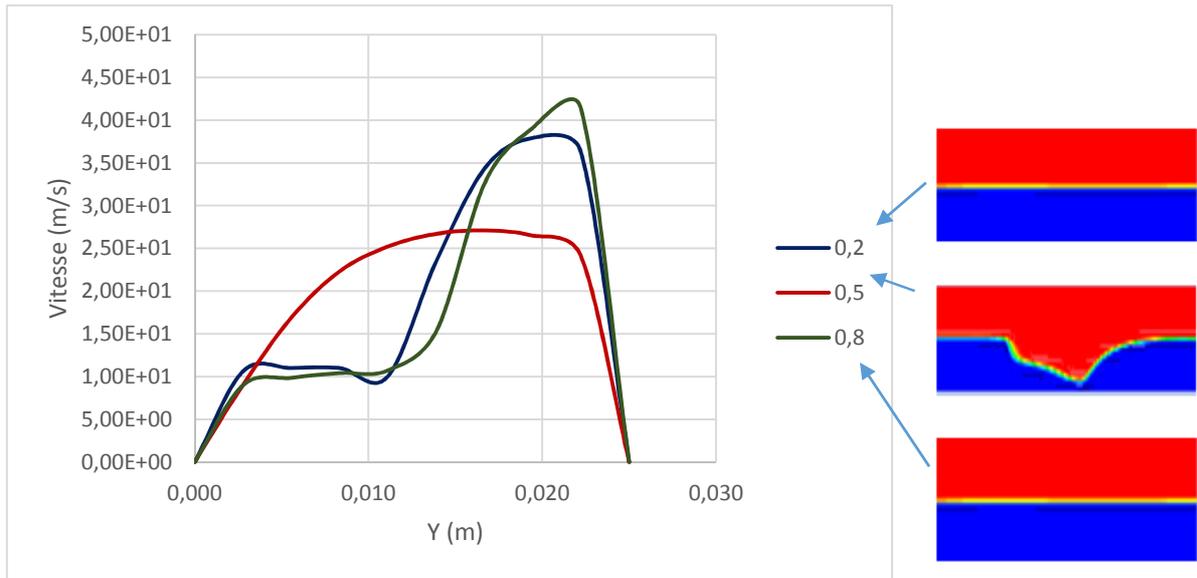
Figure 5.13. Le liquid Hold up

5.3.5 Profils de vitesse

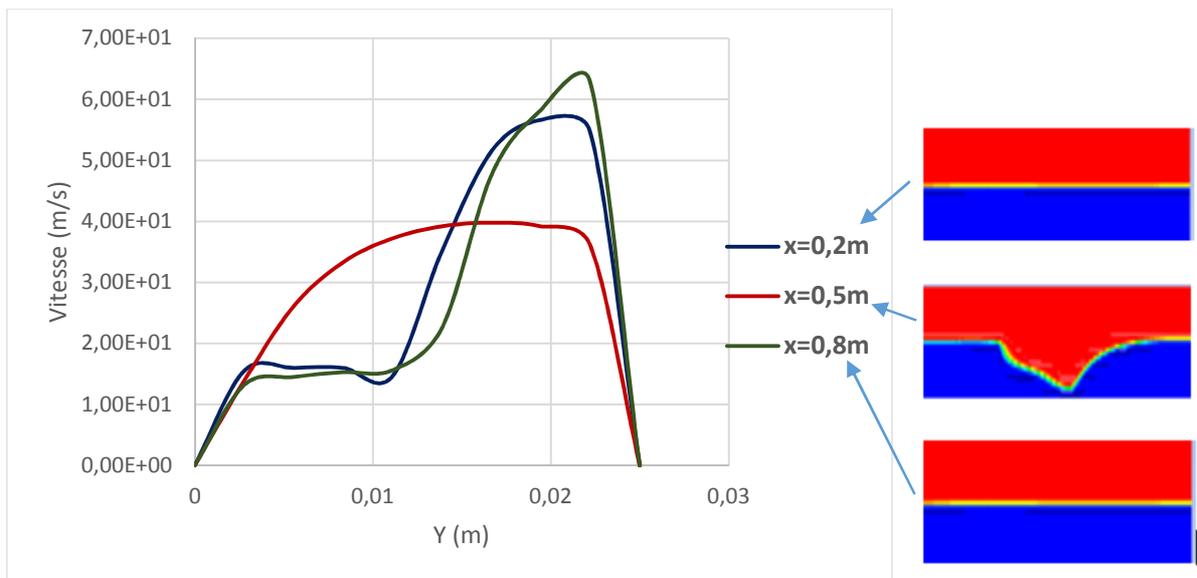
La figure 5.14 montre l'évolution des profils numériques de la vitesse suivant différentes positions axiales x pour différents couples de vitesses superficielles gaz-liquide.



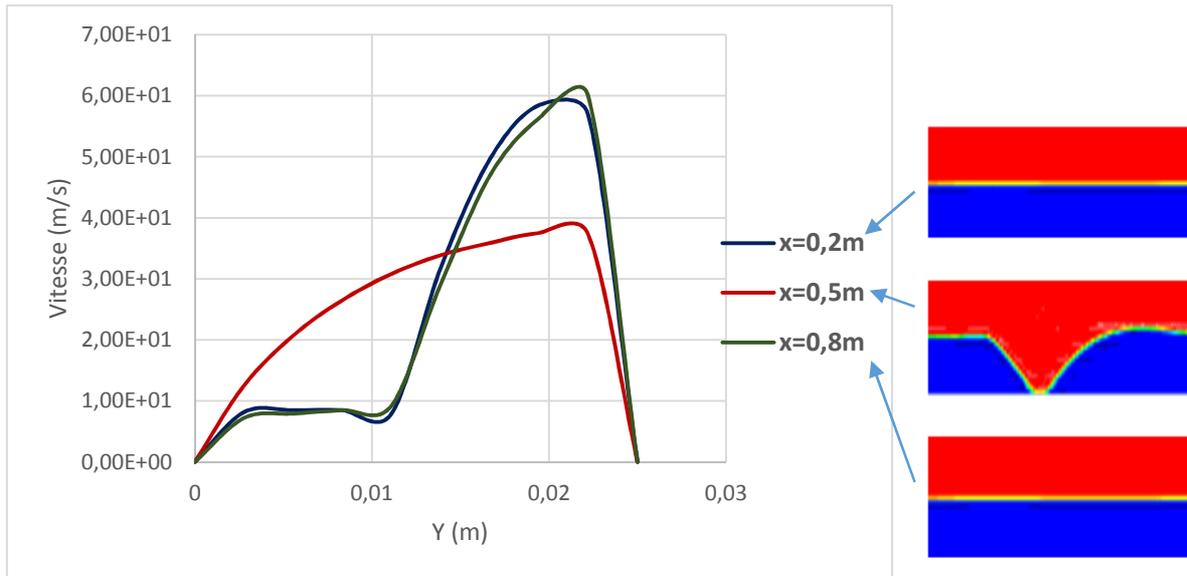
(a) $J_g = 5\text{m/s}$ et $J_l = 1\text{m/s}$



(b) $J_g = 2 \text{ m/s}$ et $J_l = 0.65 \text{ m/s}$



(c) $J_g = 3 \text{ m/s}$ et $J_l = 0.95 \text{ m/s}$

(d) $J_g = 3\text{m/s}$ et $J_l = 0.5\text{m/s}$ **Figure 5.14.** Profil de vitesse radiale pour différentes positions de la conduite.

On peut voir que lors du passage du slug, la courbe, représentant la vitesse radiale, prend une forme parabolique.

5.4 Conclusion

L'étude présentée dans ce chapitre a pour but d'analyser le comportement d'un écoulement diphasique gaz-liquide dans une conduite horizontale à injecteur séparé.

Dans cette optique, nous nous sommes intéressés à l'étude du régime bouchon à travers la mesure de quelques grandeurs telles que la pression, le liquid holdup et la vitesse. Afin de pouvoir valider notre modèle numérique Nos résultats ont été comparés aux résultats expérimentaux de vallée et al. 2008 et Belgacem et al. 2013.

Les résultats obtenus numériquement sont en bon accord avec les observations expérimentales. Ce qui nous fait dire que notre modèle numérique permet de prédire avec un bon niveau d'approximation l'écoulement bouchon.

Conclusion générale

Les écoulements diphasiques sont des écoulements présents sous plusieurs formes de configurations et dans divers secteurs, aussi bien dans différents systèmes d'ingénierie industriels que dans la nature. Cela fait de ces écoulements un sujet très vaste et d'actualité en mécanique des fluides.

Parmi les multiples régimes d'écoulements existants, l'écoulement bouchon « Slug flow » est fréquemment rencontré dans le domaine du génie pétrolier et représente une source de problèmes pour la conception, le dimensionnement et le fonctionnement des installations industrielles pétrolières.

L'objectif de notre travail était d'analyser et de comprendre le comportement d'un écoulement diphasique gaz-liquide de type bouchon dans une conduite horizontale à section transversale rectangulaire avec injection séparée d'eau et d'air. Le but était de développer un modèle permettant la simulation de cet écoulement et d'étudier ses différents paramètres.

Dans cette optique, et comme la simulation numérique reste un outil incontournable grâce aux nombreux avantages qu'elle offre, notre travail s'est basé sur la simulation numérique avec le code de calcul FLUENT 19.0.

Les résultats obtenus montrent que notre modèle numérique a réussi à générer le phénomène slug. La validation a été réalisée en comparant les résultats avec les données expérimentales et à cet effet un bon accord a été observé. L'identification de l'écoulement bouchon s'est faite par deux techniques. Dans un premier temps, nous nous sommes basés sur la méthode classique de visualisation en s'appuyant sur les photographies du régime bouchon disponibles dans la littérature (Vallée et al. 2008). La deuxième méthode utilisée est celle des signaux de pression (Belgacem 2013).

Nous avons caractérisé l'écoulement bouchon à travers l'étude de son évolution ainsi qu'aux mesures de quelques quantités physiques telles que la pression, le liquid holdup ainsi que la vitesse.

Comme perspectives, il serait opportun d'étudier l'influence de la nature des fluides sur le comportement de l'écoulement diphasique en injectant différents couples de fluides. Cela permettrait d'étudier les effets sur la réorganisation des phases.

Références bibliographiques

A

Al- Safran E (2009) Investigation and prediction of slug frequency in gas/liquid horizontal pipe flow - Journal of Petroleum Science and Engineering, pp.143-155.

Alves G.E (1954). Cocurrent liquid-gas flow in a pipe-line contactor- Chemical Engineering Progress.

Andreussi P, Bendiksen K (1989) An investigation of void fraction in liquid slugs for horizontal and inclined gas—liquid pipe flow - International Journal of Multiphase Flow, pp.937-946.

Andreussi P, Bendiksen KH, Nydal OJ (1993) Void distribution in slug flow - International Journal of Multiphase Flow, pp.817-828.

Azzopardi BJ, Govan AH, Hewitt GF (1985) Two-phase slug flow in horizontal pipes. Preprints Vol. 2, Symposium Pipelines. Institution of Chemical Engineers European Branch, Utrecht, pp.213–225.

B

Belgacem I, Salhi Y, SI-Ahmed EK, Legrand J (2013) Experimental investigation of slug pattern in a horizontal two-phase flow - WIT Transactions on Engineering Sciences. Volume 19, pp.423-434.

Belgacem I, Salhi Y, Hammoudi M, SI-Ahmed EK (2015) Development and statistical characterization of slug in two-phase flow along horizontal pipeline - Mechanics & Industry. Volume 16, Number 3, pp.334-343.

Belgacem I, Salhi Y, SI-Ahmed EK (2017) Hydrodynamic Study Using CFD Simulations in a Horizontal Two-Phase Flow Through Sudden Contraction - American Journal of Mechanical and Industrial. Vol. 2, No. 1, 2017, pp. 8-16.

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

Barnea Y, Taitel D (1993). A model for slug length distribution in gas-liquid slug flow - International Journal of Multiphase Flow, pp. 829-838

Beggs DH, Brill JP (1973). A study of two-phase flow in inclined pipes - Journal of Petroleum technology, 11 pages.

Brill JP, Schmidt Z, Coberly WA, Herring JD, Moore DW (1981) Analysis of two-phase tests in large-diameter flow lines in Prudhoe Bay field - Society of Petroleum Engineers Journal, 16 pages.

C

Cook M, Behnia M, (2000). Slug length prediction in near horizontal gas–liquid intermittent flow - Chemical Engineering Science.

D

Dukler AE, Hubbard MG (1975). A model for gas-liquid slug flow in horizontal and near horizontal tubes - *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*. Vol. 14, pp. 337-347.

F

Fabre et al. 1990. Severe slugging in pipeline/riser systems J Fabre, LL Peresson, J Corteville, R Odello... - *SPE Production Engineering*,5(3): pp.299–305. SPE-16846-PA.

Fabre J, Liné A (1992). Modeling of two-phase slug flow - *Annual review of fluid mechanics*.

Fershneider G (1983) Ecoulements diphasiques gaz-liquide à poches et à bouchons en conduites - *Revue de l'Institut Français du Pétrole*. Vol. 38, No. 2. pp 789-801.

G

Gregory GA, Nicholson MK, Aziz K (1978) Correlation of the liquid volume fraction in the slug for horizontal gas-liquid slug flow - *International Journal of Multiphase Flow*, 4, pp. 33-39.

Gregory GA, Scott DS (1969) Correlation of liquid slug velocity and frequency in horizontal cocurrent gas-liquid slug flow - *AIChE Journal* 42, pp. 901–907.

Greskovich EJ, Shrier AL (1972) Slug frequency in horizontal gas-liquid slug flow. *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, pp.317-318.

GW Govier, MM Omer (1962). The horizontal pipeline flow of air-water mixtures - *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, pp. 93-104.

H

Hewitt GF, Roberts DN (1969). Studies of two-phase flow patterns by simultaneous x-ray and fast photography, pp.1-26

Heywood NI, Richardson JF (1979) Slug flow of air—water mixtures in a horizontal pipe: Determination of liquid holdup by γ -ray absorption - *Chemical Engineering Science*, pp.17-30

Hill TJ, Wood DG (1990) A new approach to the prediction of slug frequency - *SPE Annual Technical Conference and Exhibition*, pp. 23-26.

Hill TJ, Wood DG (1994) Slug flow: Occurrence, consequences, and prediction - *University of Tulsa Centennial Petroleum Engineering*.

Hirt CW, Nichols BD (1981). Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries - *Journal of computational physics*, pp.201-225.

J

Jepson WP, Kouba GE (1987) The flow of slugs in horizontal, two-phase pipelines, pp. 20-24.

K

Kim D, Ghajar AJ (2002). Heat transfer measurements and correlations for air–water flow of different flow patterns in a horizontal pipe - *Experimental Thermal and Fluid Science*, pp.659-676.

Kordyban ES (1961). A flow model for two-phase slug flow in horizontal tubes, 83(4), pp.613-618.

Kosterin SI (1949). An investigation of the influence of the diameter and inclination of a tube on the hydraulic resistance and flow structure of gas–liquid mixtures - *Izvest. Akad.*, pp.1824-1830.

L

Lin PY, Hanratty TJ (1987). Effect of pipe diameter on flow patterns for air-water flow in horizontal pipes - *International journal of multiphase flow*, pp.549-563.

Lin PY, Hanratty TJ (1987). Detection of slug flow from pressure measurements - *International Journal of Multiphase Flow*, pp.13-21.

M

MacQuillan KW, Whalley PB (1985). Flow patterns in vertical two-phase flow - *International Journal of Multiphase Flow*, pp.161-175.

Malekzadeh R, Henkes R, Mudde RF (2012). Severe slugging in a long pipeline–riser system: Experiments and predictions - *International journal of multiphase flow*, vol. 46, pp. 9-21.

Malnes D (1982) “Slug flow in vertical, horizontal and inclined pipes”. Report IFE/KR/E-83/002, V. Inst. for Energy technology, Kjeller, Norway.

Mandhane JM, Gregory GA, Aziz K (1974). A flow pattern map for gas - liquid flow in horizontal pipes - *International Journal of Multiphase Flow*, pp.537-553.

Manolis IG, Mendes MA, Hewitt GF (1995) The effect of pressure on slug frequency in two-phase horizontal flow - *Multiphase Flow 1995*.

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

N

Nicholson MK, Aziz K, Gregory GA (1978) Intermittent two phase flow in horizontal pipes: predictive models - *The Canadian Journal of chemical engineering*, pp.653–663.

Nydal OJ, Andreussi P (1991) Gas entrainment in a long liquid slug advancing in a near horizontal pipe - *International Journal of Multiphase Flow*, pp 179-189.

Nydal OJ, Pintus S, Andreussi P (1992) Statistical characterization of slug flow in horizontal pipes - *International Journal of Multiphase Flow*, pp. 439–453.

O

Ozawa M, Akagawa K, Sakaguchi T (1989) Flow instabilities in parallel-channel flow systems of gas-liquid two-phase mixtures - International journal of multiphase flow, pp.639-657.

P

Patankar SV (1980) Numerical heat transfer and fluid flow, Hemisphere, Washington. DC, pp. 319-324.

S

Schmidt Z, Brill JP, Beggs HD (1980), Experimental study of severe slugging in a two-phase - flow pipeline-riser pipe system - Society of Petroleum Engineers Journal, pp. 407-414

Schmidt Z, Doty DR, Dutta-Roy K (1985). Severe slugging in offshore pipeline riser-pipe systems - Society of Petroleum Engineers Journal, pp. 27-38.

Smissaert GE (1963). Two-component two-phase flow parameters for low circulation rates

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

Spedding PL, Nguyen VT (1980). Regime maps for air water two phase flow - Chemical Engineering Science, pp.779-793.

Suo M, Griffith P (1964). Two-phase flow in capillary tubes, pp. 576-582

T

Taitel Y et Barnea D (1990) A consistent approach for calculating pressure drop in inclined slug flow - Chemical engineering science, pp.1199-1206.

Taitel Y, Dukler AE (1976). A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow - AIChE journal, pp.47-55.

Troniewski L, Ulbrich R (1984). Two-phase gas-liquid flow in rectangular channels - Chemical engineering science, pp.751-765.

V

Vallée C, Höhne T, Prasser HM, Sühnel T (2008) Experimental investigation and CFD simulation of horizontal stratified two-phase flow phenomena - Nuclear Engineering and Design, pp.637-646

W

Weisman J, Duncan D, Gibson J, Crawford T (1979). Effects of fluid properties and pipe diameter on two-phase flow patterns in horizontal lines - International Journal of Multiphase Flow, pp.437-462.

Wilcox DC (1988) Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models - AIAA journal.

Y

Yakhot V, Orszag SA (1986) Renormalization group analysis of turbulence. I. Basic theory - Journal of scientific computing, pp. 3–51.

Z

Zebaras G (2000). Prediction of slug frequency for gas/liquid flows. SPE 65093. SPE J. 5 (3).p633-642