

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université M'Hamed Bouguerra, BOUMERDES



**Faculté des Sciences de l'Ingénieur
Département Energétique**

***Simulation Numérique de l'Écoulement
Gaz-Liquide Ascendant à Poches
dans une Conduite Verticale.***

MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de Magister

en

Energétique

option : Thermique et Conversion d'Énergie

par

MERROUCHE Djemai

Soutenu le: 03/03/2003

devant le jury composé de :

Dr. BELAIDI A. Maître de Conférences UMBBoumerdès	Président
Dr. AISSANI S. Maître de Conférences UMBBoumerdès	Examinateur
Dr. BELAIDI I. Chargé de Cours UMBBoumerdès	Examinateur
Dr. BOUCHERIT M.N. Maître de Recherche CRNB/COMENA	Examinateur
Dr. MOHAMMEDI K. Maître de Conférences UMBBoumerdès	Encadreur

Remerciements

Ce travail n'aurait jamais vu le jour sans l'appui d'un certain nombre de personnes que j'aimerais remercier ici.

Je remercie Dr. BELAIDI Abderrahmane, Maître de Conférences à l'université de Boumerdès, d'avoir accepté de présider ce jury.

Je remercie Dr. AISSANI Slimane, Maître de Conférences à l'université de Boumerdès, Dr. BELAIDI Idir, Chargé de cours à l'université de Boumerdès et Dr. BOUCHERIT Mohamed Nadir, Maître de Recherches au CNRB/COMENA de Ain-Ouessara, d'avoir accepté de prendre le temps d'examiner ce travail et d'être membre de mon jury.

Je voudrais exprimer toute ma reconnaissance à mon directeur de mémoire, Dr. MOHAMMEDI Kamal, Maître de Conférences à l'université de Boumerdès, pour m'avoir proposé ce sujet passionnant, son soutien, ses précieux conseils et ses critiques constructives.

Je remercie le Professeur ZALESKI Stéphane (université Paris VI France) , Dr. LAKEHAL Djamel (Oberassistant à l'ETH Zürich-Suisse), M. CHALLALI M.O. (UMBB Département Génie Mécanique) et M. AIT-AMEUR M. (Thésard INSA Lyon) pour leurs conseils et leurs aide. Mes remerciements s'adressent aussi à Mr. A. DZANOUNI pour son aide dans la rédaction de ce manuscrit.

Un grand merci, enfin, à ma femme Ouarda qui m'a non seulement donné le soutien mais aussi le goût de la recherche scientifique, à mes deux mères Turkia et Kheira, à toute ma famille et à tous mes amis pour leur aide et le bonheur qu'ils m'apportent.

Table des matières

Remerciements
Résumé
Notations
Liste des Figures

INTRODUCTION	1
I GENERALITES ET MODELISATION DES ECOULEMENTS DIPHASIQUES	2
I-1 Généralités sur les écoulements diphasiques	2
I.1.1 Régimes d'écoulements dans les conduites verticales	2
I.1.2 Cartes d'écoulements	5
I.1.3 Principaux paramètres d'un écoulement diphasique	7
I-2 Modélisation des écoulements diphasiques	9
I.2.1 Equations de base d'un écoulement diphasique	9
I.2.2 Equations générales des écoulements diphasiques : forme généralisée des écritures locales.....	11
I.2.3 Modèles globaux utilisés en écoulements diphasiques.....	12
I.2.3.1 Modèle homogène	16
I.2.3.2 Modèle à deux fluides	17
I.2.3.3 Le modèle de diffusion (ou de mélange)	17
I.2.3.4 Modèle de Zuber & Findlay	19
II METHODES DE SUIVI ET DE CAPTURE D'INTERFACES DANS LES ECOULEMENTS DIPHASIQUES	21
II.1 Modélisation numérique des écoulements diphasiques	21
II.1.1 Bases de la modélisation numérique par les méthodes de suivi et de capture d'interface.....	22
II.1.2 Défis des méthodes de suivi et de capture d'interface.....	22
II.1.3 Choix des méthodes de suivi d'interface.....	22
II.1.4 Etude des méthodes lagrangiennes et eulériennes.....	23
II.1.4.1 Propriétés des méthodes lagrangiennes.....	24
II.1.4.2 Propriétés des méthodes eulériennes	24

II.2 Généralités sur la méthode volume de fluide VOF	26
II.2.1 Approximation de la variable densité pour la méthode VOF...	26
II.2.2 La théorie du modèle VOF	27
II.3 Evolution de la méthode VOF et principales versions	31
II.3.1 La méthode de Hirt-Nichols	31
II.3.2 La méthode SLIC	31
II.3.3 La méthode de Young	32
II.3.4 La méthode FCT-VOF	32
II.3.5 La méthode PLIC	32
II.4 Mise à jour de la méthode VOF	33
II.5 Modèles à création spontanée d'interfaces	34
II.5.1 La méthode de gaz sur réseau	35
II.5.2 La méthode gaz de Boltzmann sur réseau.....	35
III THEORIE ET MODELISATION DE L'ÉCOULEMENT A POCHEs DANS UNE CONDUITE VERTICALE	36
III-1 Théorie générale de l'écoulement à poches	36
III-2 Etat de l'art dans l'étude de l'écoulement vertical à poches	38
III-3 Modélisation de l'écoulement vertical à poches	39
III.3.1 Le modèle de la cellule équivalente	40
III.3.1.1 Définitions	40
III.3.1.2 Les équations de conservation de la masse	41
III.3.1.3 Les équations de la quantité de mouvement	42
III.3.1.4 Le problème de fermeture	43
III.3.2 Caractéristiques statistiques de l'écoulement à poches.....	43
III.3.3 Modèle multi-champs multidimensionnels.....	44

III-4 Caractéristiques et dynamique de l'écoulements vertical à poches	44
III.4.1 Caractéristiques de l'écoulement à poches.....	44
III.4.2 Hydrodynamique d'une bulle de Taylor	44
III.4.2.1 Vitesse de translation de la bulle de Taylor	46
III.4.2.2 Etudes expérimentales sur la bulle de Taylor	47
III.4.2.3 Le mouvement d'entraînement des bulles larges dans un liquide stagnant	48
III.4.2.4 Influence des propriétés du liquide	49
III.4.2.5 Fraction du vide dans les bulles larges	50
III.4.3 Le vide dans les bouchons du liquide	51
III.4.4 Dynamique et interaction des bulles de Taylor	51
III.4.5 Etude expérimentale de l'écoulement à poches	53
IV MODELISATION NUMERIQUE DE L'ECOULEMENT VERTICAL A POCHEES. RESULTATS ET DISCUSSION.	55
IV.1 Introduction	55
IV.2 Simulation numérique	55
IV.2.1 Le Modèle mécaniste des bulles de Taylor.....	56
IV.2.1.1 Paramètres hydrodynamiques de la bulle de Taylor complètement développée :.....	56
IV.2.1.2 Paramètres hydrodynamiques de la bulle de Taylor en développement:.....	58
IV.2.2 Le code SURFER	60
IV-3 Couplage du code surfer avec le modèle mécaniste.....	62
IV-4 Résultats et discussion.....	70
Conclusion Générale	71
Références Bibliographiques	72
Annexes	76

Notations

Symboles latins :

A	aire d'une section	(m ²)
C	vitesse d'ascension adimensionnelle	
D	diamètre	(m)
$E = e + \frac{1}{2} \vec{u} \cdot \vec{u}$	énergie totale	(J.m ⁻³)
e	énergie interne massique	(kJ/s.kg)
F	force de volume	(N.m ⁻³)
H	retenue de liquide	(m)
h	enthalpie massique	(kJ/s.kg)
\underline{I}	tenseur unité	
g	constante de gravité	(m/s ²)
k	phase	
L	longueur dynamique	(m)
M	point de l'espace	
m	débit massique	(kg/s)
P	pression	(Pa)
P_w	périmètre mouillé	(m)
Q	source volumique de chaleur	(W/m ³)
q	flux de chaleur	(W.m ⁻²)
R	fraction volumique	
r	rayon local	(m)
S	rapport de glissement	
T	température	(K)
t	temps	(s)
\vec{u}	champs de vitesse	
U	vitesse	(m/s)
V	vitesse	(m/s)
X^2	paramètre de Martinelli	
Z	élévation	(m)

Symboles grecs :

a	fraction volumique du gaz	
b	titre volumique	
c	titre massique	
d	épaisseur du film	(m)
∂	dérivée partielle	
ν	viscosité cinématique	(m ² /s)
μ	viscosité dynamique	(kg/m.s)
ρ	masse volumique	(kg/m ³)
σ	tension superficielle	(m ² /s)
$\underline{\tau}$	tenseur des contraintes	
Φ	flux volumique	
∇	gradient	

Δ Laplacien
 $(\nabla \vec{u})'$ transposé de $(\nabla \vec{u})$
 $\bar{\alpha}$ moyenne temporaire de la fraction du vide
 $\langle \alpha \rangle$ moyenne spatiale de la fraction du vide
 \mathbf{x} coordonnée dans le plan en mouvement

Indices :

C	tête de la bulle	G	gaz	L	liquide
d, D	en développement, dispersé	S	superficielle, poche	SU	unité de poche
LS	bouchon du liquide	TB	bulle de Taylor	W	paroi
m, M	mélange	H	mélange homogène		

Nombres adimensionnels :

Eo nombre d'Eötvös
 Fr nombre de Froude
 Re nombre de Reynolds
 N_f nombre de l'inverse de la viscosité
 F coefficient de frottement
 Y nombre dépendant de la tension de surface

Liste des figures

page :

Figure. I-1 Régimes d'écoulements dans une conduite verticale 2 [Petroleum Engineering Handbook, Editor in Chief: Howard B. Bradley, 1987].	2
Figure. I-2 Variation du régime d'écoulement avec l'augmentation de la vitesse superficielle de la phase gazeuse 5 [Economides, Hill, Economides. Petroleum Production Systems. Prentice Hall, 1994].	5
Figure. I-3 Exemple d'une carte d'écoulement expérimentale [2] 6	6
Figure. I-4 Exemple d'une carte mécaniste [2] 6	6
Figure. I-5 Etablissement des équations moyennées 10 [http://www.sciences.univ-nantes.fr/physique/perso/aloui/dea-diphasique/chap5-dea/ch5-dea.htm].	10
Figure. I-6 Etablissement des modèles globaux 13 [http://www.sciences.univ-nantes.fr/physique/perso/aloui/dea-diphasique/chap5-dea/ch5-dea.htm].	13
Figure. I-7 Etablissement du modèle de diffusion [6] 14	14
Figure. I-8 Etablissement du modèle à deux – fluides [6] 15	15
Figure. I-9 Schéma des profils de vitesse et de concentration [2] 19	19
Figure. I-10 Le modèle Drift-Flux dans l'écoulement vertical à poches [2] 20	20
Figure. II-1 Comparaison des deux catégories de méthodes pour suivre l'interface (a) méthode lagrangienne (b) méthode eulérienne [10] 23	23
Figure. II-2 La méthode de la ligne de niveau et la reconstruction de l'interface entre deux phases A et B 25	25
Figure. II-3 Calcul d'interface [14] 30	30
Figure. II-4 Reconstruction de l'interface d'une configuration actuelle d'un écoulement (a) par les versions : SLIC, Hirt-Nichols et Youngs [16] 31	31
Figure. III-1 Schéma de l'écoulement à poches – cellule équivalente [25] 37	37
Figure. III-2 Illustration du modèle multi-champs d'un écoulement diphasique [31] 45	45
Figure. III-3 Tête sphérique d'une bulle de Taylor 49	49

Figure. III-4 Différence de vitesse de 2 poches successives en fonction de la longueur du bouchon qui les sépare	52
[http://www.imft.fr/recherche/ancien_web/interface/WebInterface/Interactiondespoches.html].	
Figure. IV -1 Simulation d'une bulle de Taylor - A1 :BTD, A2 :BTCD [34]	58
Figure. IV -2 Maillage utilisé dans le code SURFER	60
Figure. IV.3- Configuration de l'écoulement à poches	63
Figure. IV.4- Variation de Caliq et Cagas	65
Figure. IV.5- Variation de la divergence	65
Figure. IV.6- Variation du CFL	66
Figure. IV.7 – Organigramme de Calcul du Modèle Couplé	67
Figure. IV.8 – Visualisation d'une bulle de Taylor	68
Figure. IV.9 – Champ de vitesse autour de la tête d'une bulle de Taylor	69
Figure. IV.10 – Champ de vitesse à l'aval d'une bulle de Taylor	70

Introduction

Les écoulements diphasiques en conduite sont riches de problèmes physiques encore mal résolus voir inexplorés. Parmi eux, ceux qui touchent à la structure de l'interface sont les plus attrayants, à cause de la diversité des topologies rencontrées et de la variété des phénomènes qu'elles sous-tendent. L'organisation de l'interface sous forme de bulles, de poches, de films, résulte en effet d'une compétition complexe entre forces d'inertie, de gravité, de viscosité et de tension superficielle. Depuis plusieurs années, un grand effort a été porté sur l'étude et la modélisation de ces écoulements et plus particulièrement sur l'écoulement intermittent. Il s'agit, rappelons-le, d'un écoulement dans lequel le gaz et le liquide s'écoulent sous la forme d'une succession spatio-temporelle de poches de gaz et de bouchons de liquide aérés par de petites bulles de gaz. C'est la raison pour laquelle il est appelé communément " écoulement à poches et bouchons ".

C'est précisément cette configuration d'écoulement qui intéresse plusieurs applications industrielles dont par exemple:

- les processus d'ébullition et de condensation dans les installations de production d'énergie ainsi que dans les installations chimiques et pétrochimiques ;
- les réacteurs chimiques ;
- le transport des fluides cryogéniques ;
- le refroidissement d'urgence d'un réacteur nucléaire, etc...

Nous aborderons dans ce mémoire un certain nombre de problèmes liés à la modélisation de l'écoulement à poches ascendant dans une conduite verticale.

La première partie de cette étude sera consacrée à la modélisation des écoulements diphasiques, plus particulièrement la modélisation numérique. On va essayer de dresser un panorama des méthodes de suivi et de capture d'interface destiné à la modélisation des écoulements diphasiques, en essayant de faire ressortir les domaines de validité de chacune d'entre elles, et les perspectives qui s'ouvrent à ce jour. Le but étant d'obtenir une synthèse bibliographique complète sur les techniques de modélisation.

La deuxième partie présentée concerne la modélisation de l'écoulement gaz-liquide à poches dans une conduite verticale. En effet, la complexité de l'écoulement à poches est le résultat de sa structure particulière non périodique dans l'espace et dans le temps. Cela impose que la formulation des équations de conservation doit prendre en considération la nature chaotique de l'écoulement. Parce que le gaz est principalement contenu dans de longues bulles, une attention spéciale doit être faite pour comprendre leur mouvement. La distribution des phases entre les longues bulles et les bouchons du liquide est le troisième aspect à prendre en compte. On s'intéressera aussi dans ce mémoire à l'aspect expérimental de l'écoulement.

Dans cette optique, ce mémoire sera consacré au développement d'un modèle numérique permettant la résolution de l'écoulement à poches. La formalisation de cette modélisation fera l'objet de la dernière partie de ce mémoire. Nous nous intéressons plus particulièrement au couplage entre la méthode VOF (Volume Of Fluid) et la modélisation mécaniste " déterministe".

Chapitre I

GENERALITES ET MODELISATION DES ECOULEMENTS DIPHASIQUES.

I.1 Généralités sur les écoulements diphasiques :

Les écoulements diphasiques peuvent être classés selon les phases en présence (liquide, solide, ou gaz) ou selon la distribution spatiale des interfaces.

Pour le premier cas, les combinaisons possibles sont les suivantes :

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

Concernant le second cas, on distingue les écoulements suivants :

- à phases dispersées
- à phases séparées
- de transition

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

I.1.1 Régimes d'écoulements dans les conduites verticales :

Lors d'un écoulement diphasique gaz liquide, l'interface entre les deux phase peut prendre plusieurs formes, cela dépend du débit, des propriétés du fluide et de la géométrie du système. Les configurations de l'écoulement sont utilisées dans la description de cette distribution.

La terminologie utilisée dans la définition de plusieurs régimes d'écoulements dépend de l'interprétation des expériences réalisées. La classification des régimes d'écoulement est valide seulement d'un point de vue qualitatif (Fig. I.1).

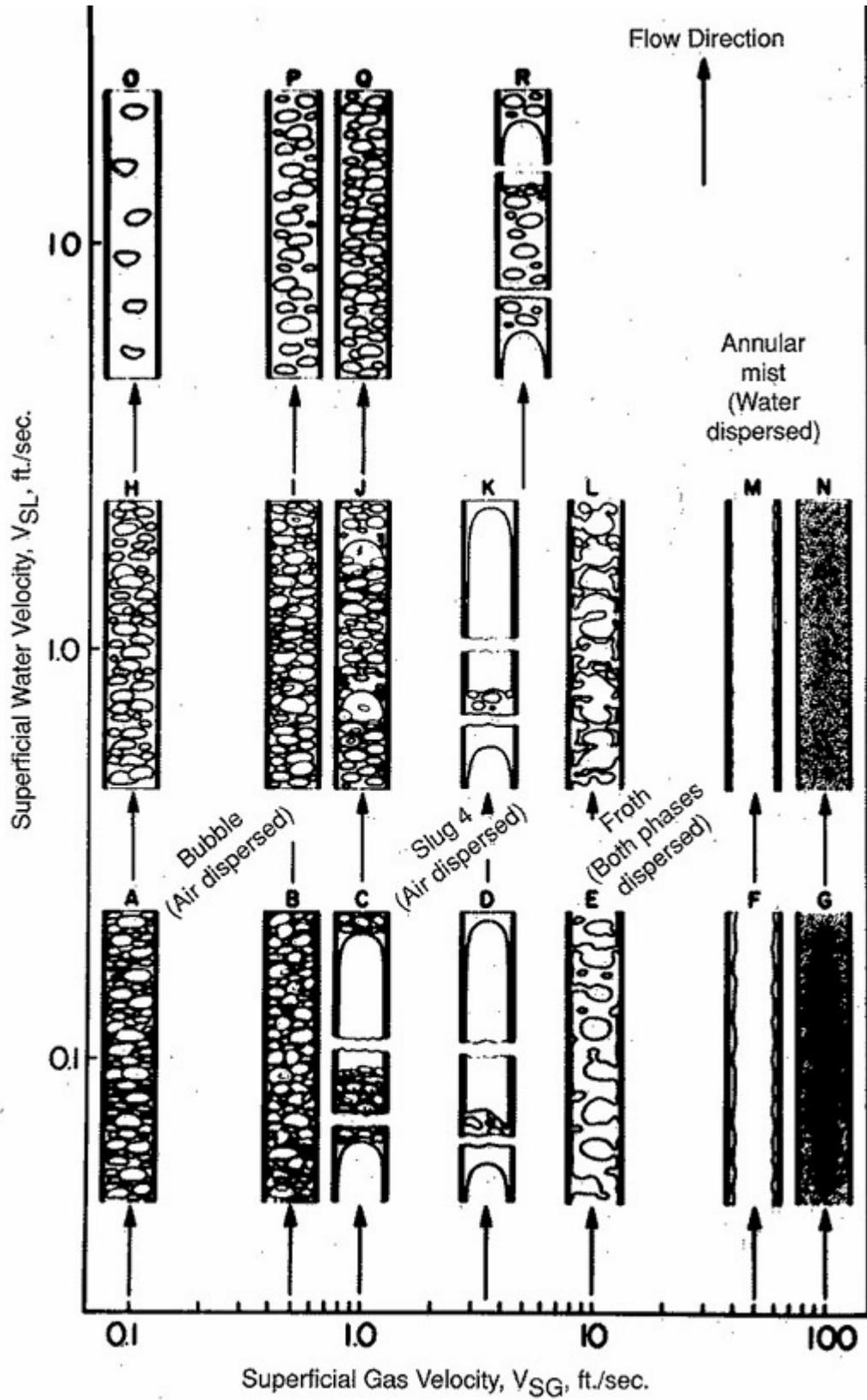


Fig. I.1 : Régimes d'écoulements dans une conduite verticale.

1. Ecoulement à bulles :

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

2. Ecoulement à poches :

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

3. Ecoulement à forte coalescence :

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

4. Ecoulement de transition :

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

5. Ecoulement annulaire :

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

6. Ecoulement dispersé :

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

La transition entre l'écoulement à bulles et l'écoulement à poches se produit à cause du processus de la coalescence de la bulle, mais les fluctuations dues à la turbulence augmentent avec le débit et conduisent à une forte probabilité de destruction des bulles. L'équilibre entre les deux processus définit pour chaque débit et chaque pression les conditions de la transition [1].

Il est supposé que la valeur critique de la fraction du vide pour que la coalescence prédomine est de 25% approximativement.

La transition vers l'écoulement annulaire est calculée en évaluant la vitesse minimale de la phase gazeuse capable de résister aux gouttelettes avec les dimensions admissibles maximales dans les conditions spécifiques. En fait, avec les valeurs faibles de la vitesse de la phase gazeuse, la coalescence des gouttes peut avoir lieu et mène vers l'écoulement à forte coalescence-poches.

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

Dans l'écoulement en conduite inclinée, différents régimes peuvent apparaître. La retenue du liquide (Liquid hold-up) devient un facteur très important de l'écoulement. Si la phase gazeuse circule à une vitesse superficielle importante, la retenue du liquide augmente. A une inclinaison supérieure à 30 degrés, il y a apparition de larges bouchons de liquide. Le digramme ci-dessous indique la variation du régime d'écoulement avec l'augmentation de la vitesse superficielle de la phase gazeuse. Il est très influencé par l'inclinaison de la conduite [1]. Le paramètre λ indique la fraction du liquide.

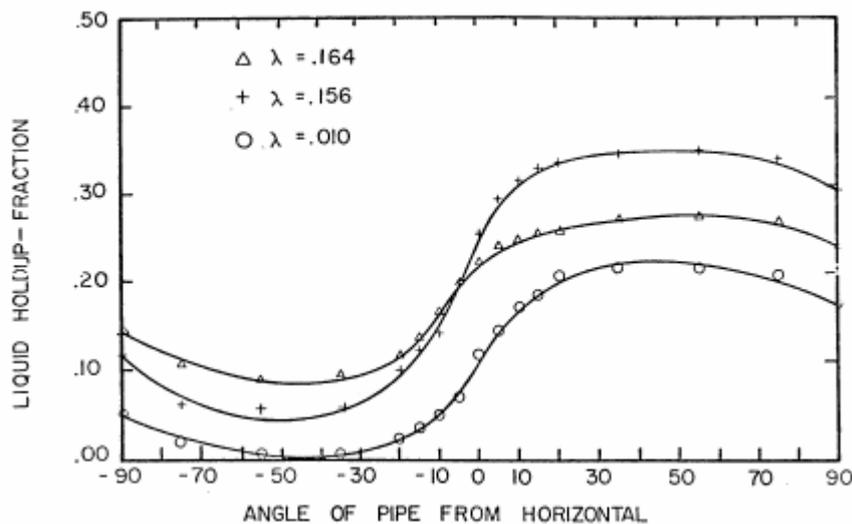


Fig. I.2 : - variation du régime d'écoulement avec l'augmentation de la vitesse superficielle de la phase gazeuse –

I.1.2 Cartes d'écoulements :

Une carte d'écoulement, comme son nom l'indique, est une représentation graphique bidimensionnelle des domaines d'existence des différents régimes. Les systèmes de coordonnées qui la définissent sont choisis parmi les variables de l'écoulement diphasique. Ces derniers sont différents selon les auteurs, et il n'existe pas de consensus sur le meilleur système. Les paramètres qui sont souvent employés sont ceux utilisés par l'expérimentateur pour contrôler l'écoulement ; à savoir les vitesses superficielles du liquide et du gaz, etc. Les frontières entre les différents régimes n'ont jamais été bien définies et les zones de transition sont relativement étendues, d'où le caractère subjectif de ces cartes d'écoulement [2].

La génération des cartes d'écoulements est de deux types. L'une est une carte expérimentale (Fig. I.3). Pour prendre en considération les effets des propriétés des fluides et du diamètre de la conduite, des corrélations additionnelles doivent être introduites.

Les cartes mécanistes sont par contre développées en analysant les mécanismes physiques de transition modélisés à travers les équations fondamentales (Fig. I.4). Les corrélations empiriques sont toujours utilisées dans les modèles mécanistes pour la fermeture du modèle [2].

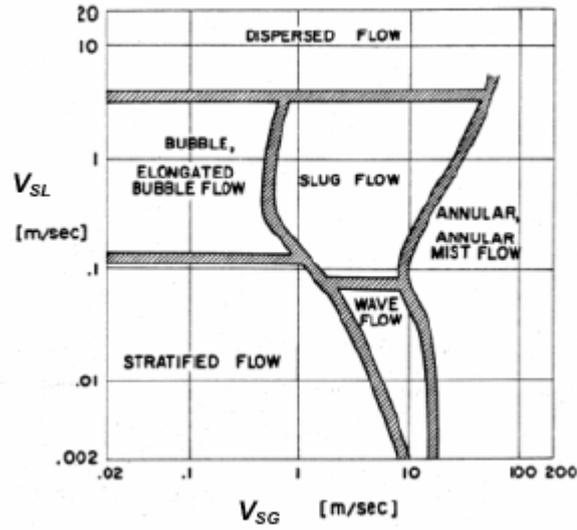


Fig. I.3 : exemple d'une carte d'écoulement expérimentale.

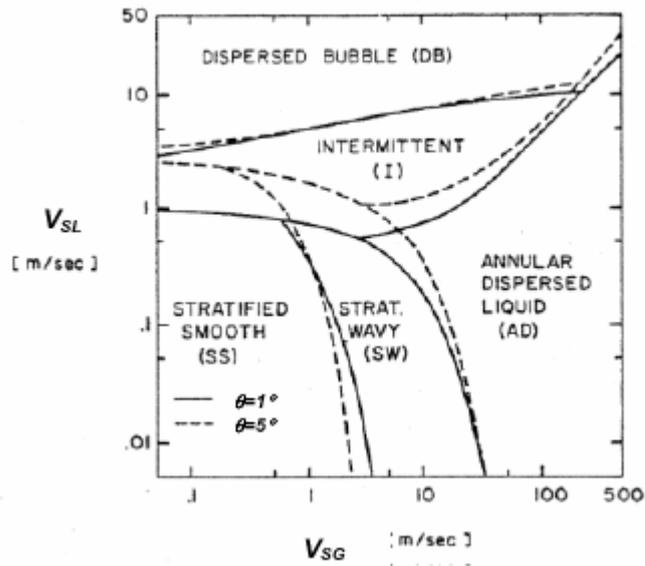


Fig. I.4 : exemple d'une carte mécaniste.

I.1.3 Principaux paramètres d'un écoulement diphasique :

Dans tout ce qui suit, l'indice "l" se rapporte à la phase liquide et l'indice "g" se rapporte à la phase gazeuse. Nous définissons les grandeurs utilisées en écoulement diphasique de la manière suivante :

- Le taux de vide local ou le taux de présence de gaz moyenné dans le temps en un point M quelconque de la conduite, est :

$$\overline{\mathbf{a}}(M) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T} \int_0^T X_g(M, t) dt \right) \quad (1.1)$$

où T est la durée de l'observation et $X_g(M, t)$ est la fonction de présence de gaz définie par :

$$X_g(M, t) = \begin{cases} 1 \Rightarrow M \in \text{gaz} \\ 0 \Rightarrow M \in \text{liquide} \end{cases} \quad (1.2)$$

- Si le gaz occupe la surface A_g dans la section A de la conduite, alors le taux de vide global sur cette dernière est défini par la moyenne spatiale $\langle \mathbf{a} \rangle$:

$$\langle \mathbf{a} \rangle = \frac{A_g}{A} = \frac{1}{A} \int_A \mathbf{a}(M) d\mathbf{a} \quad (1.3)$$

- Les titres volumique (β) et massique (χ) sont définis par :

$$\mathbf{b} = \frac{Q_g}{Q_g + Q_l} \quad (1.4)$$

$$x = \frac{m_g}{m_g + m_l} \quad (1.5)$$

où Q et m désignent respectivement les débits volumique et massique.

Cette définition n'est pas synonyme à la définition du taux de vide moyen car les masses volumiques des deux phases sont différentes $\rho_g \neq \rho_l$ et aussi à cause de la possibilité d'existence d'une vitesse relative entre les deux phases.

- Les vitesses débitantes (superficielles) du liquide et du gaz sont respectivement définies par :

$$u_{SL} = \frac{m_l}{\rho_l \cdot A} = \frac{Q_l}{A} \quad (1.6)$$

$$u_{SG} = \frac{m_g}{\rho_g \cdot A} = \frac{Q_g}{A} \quad (1.7)$$

- La vitesse massique totale est définie par :

$$G = \frac{m_g + m_l}{A_g + A_l} = \frac{m}{A} \quad (1.8)$$

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

$$G_l = \frac{G \cdot (1 - c)}{1 - \langle a \rangle} = r_l \cdot u_{SL} = \frac{m \cdot (1 - c)}{A \cdot (1 - \langle a \rangle)} \quad (1.9)$$

$$G_g = \frac{G \cdot c}{\langle a \rangle} = r_g \cdot u_{SG} \quad (1.10)$$

- Si \bar{u}_l et \bar{u}_g sont respectivement les vitesses locales des phases liquide et gazeuse moyennées sur les temps de résidence t_l et t_g en un point M donné de la conduite, la vitesse de glissement en ce point est donnée par :

$$\bar{u}_{gl} = \bar{u}_g - \bar{u}_l \quad (1.11)$$

- Le rapport de glissement S est le rapport entre les moyennes sur la section des vitesses réelles ramenées à chaque phase, c.-à-d.,

$$S = \frac{\langle u_G \rangle_G}{\langle u_L \rangle_L} = \frac{Q_G \langle 1 - a \rangle}{Q_L \langle a \rangle} \quad (1.12)$$

Le rapport de glissement (ou rapport de vitesse) peut prendre la forme suivante :

$$S = \frac{\langle u_G \rangle_G}{\langle u_L \rangle_L} = \frac{r_L}{r_G} \frac{c}{(1 - c)} \frac{\langle 1 - a \rangle}{\langle a \rangle} \quad (1.13)$$

à partir de cette relation on tire le taux de vide en fonction du rapport de vitesse et du titre :

$$\langle a \rangle = \frac{1}{\left[1 + \frac{\langle u_G \rangle_G}{\langle u_L \rangle_L} \frac{r_G}{r_L} \frac{(1 - c)}{c} \right]} \quad (1.14)$$

- Le Paramètre de Martinelli : Martinelli et al. (1944 - 1949) ont suggéré un modèle à écoulement séparé. Dans la formulation du modèle ils ont introduit le paramètre :

$$X^2 = \frac{(dp/dz)_{LP}}{(dp/dz)_{GP}} \quad (1.15)$$

où $(dp/dz)_{LP}$ est le gradient de pression du liquide ramené au débit du liquide seule. En réalité cette chute de pression est basée sur la vitesse superficielle du liquide. Le $(dp/dz)_{GP}$ à la même définition mais pour le cas de la phase gazeuse.

X^2 mesure le degré de proximité de la phase liquide $X^2 \gg 1$ ou de la phase gaz $X^2 \ll 1$. Le paramètre de Martinelli est utilisé pour décrire les régimes d'écoulement diphasique, le taux de vide et le gradient de pression [3].

I.2. Modélisation des écoulements diphasiques:

La complexité dans la conception des systèmes gaz-liquide est due à l'existence simultanée des phases liquide et gaz. L'interface entre les deux phases peut être sous plusieurs configurations. L'hydrodynamique et le mécanisme de l'écoulement changent d'une configuration à une autre.

Dans la solution des problèmes diphasiques, il y a plusieurs niveaux d'approches : les corrélations empiriques, les techniques de modélisation et la résolution numérique des équations de Navier-Stokes.

Les corrélations empiriques sont seulement valides pour un nombre de paramètres pour lesquelles elles sont générées.

La dynamique numérique des fluides est généralement utilisée pour le calcul de la chute de pression et des fractions du vide dans les écoulements gaz-liquide. Elle est applicable sur une large plage de conditions. Cependant, cette procédure fait appel à la résolution des équations de bilans pour les deux fluides et à la détermination de l'interface gaz-liquide ; en outre, ces techniques souffrent du problème de stabilité.

Les techniques de modélisation se situent entre les deux procédures précédentes. Elles simplifient le problème posé en considérant seulement le phénomène physique important et négligent les effets secondaires qui compliquent la résolution de manière à ne pas affecter la précision de la solution. Ces techniques incluent principalement la modélisation mécaniste de transition entre les différentes configurations de l'écoulement et le modèle drift-flux pour le calcul de la retenue du liquide [2].

I.2.1. Equations de base d'un écoulement diphasique :

Les équations régissant le comportement des écoulements diphasiques se composent d'un système d'équations pour chaque phase, d'un système pour l'interface, des équations constitutives et des équations d'état thermodynamique. Ces équations sont établies entre variables locales instantanées avec conditions aux limites multiples et interfaces à mouvement inconnu. Les difficultés de résolution d'un tel système peuvent être grandes, voir insurmontables. C'est pourquoi il faut transformer le système en un système aux valeurs moyennes éliminant les fluctuations locales.

Les équations de l'écoulement diphasique peuvent prendre les formes suivantes [4] :

- équations locales instantanées : constituent la base des différents modèles de l'écoulement diphasique. Elles sont utilisées directement, par exemple, dans l'étude de la dynamique des bulles ou sous forme moyennée, par exemple, l'étude des écoulements dans les conduites.

- équations instantanées moyennées dans l'espace.

- équations locales moyennées dans le temps.

- équations moyennées par une méthode hybride : Delhaye (1980) présente une méthode composée de deux moyennes ; soit en moyennant sur un intervalle de temps les équations instantanées déjà moyennées dans l'espace ou en moyennant sur l'espace les équations locales moyennées dans le temps [5].

Comme dans tout procédé de moyenne, on obtient des variables diphasiques globales qui ne décrivent plus l'écoulement dans tous ses détails (perte d'informations locales), mais qui permettent de mettre en évidence des paramètres qui peuvent être mesurables et qui présentent un intérêt pratique.

Ci-dessous, un schéma explicatif résume la manière d'établir les équations diphasiques gaz liquide pour l'obtentions à la fin des équation locales doublement moyennées.

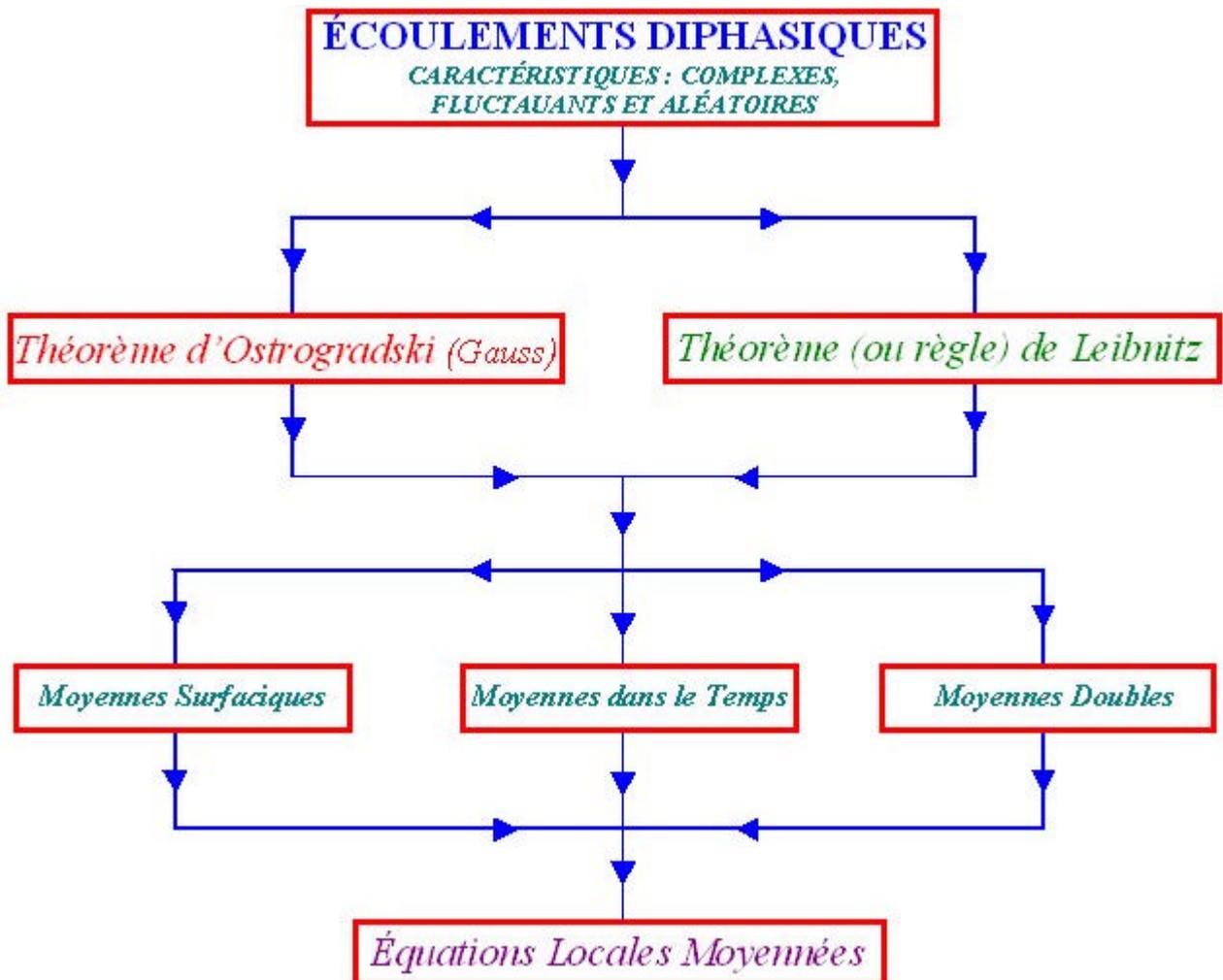


Fig. I.5 : Organigramme de l'établissement des équations moyennées

I.2.2. Equations générales des écoulements diphasiques ; forme généralisée des écritures locales :

Dans l'étude des écoulements diphasiques, les équations fondamentales reposent sur les équations de bilans. Ces bilans peuvent être écrits soit de façon simplifiée (globale) soit de façon locale.

A partir de l'écriture globale des bilans, le théorème de transport de Reynolds (Leibnitz) ainsi que le théorème de Gauss (Ostrogradski) permettent l'obtention des équations locales contenues dans l'intégrale de volume.

Quant aux équations locales contenues dans l'intégrale de surface, elle sont obtenues grâce aux conditions d'interface sur les grandeurs locales appartenant à chaque phase de part et d'autre de chaque interface [1].

$$\text{Equations locales } \mathbf{P} \quad \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{r}_k \mathbf{y}_k) + \nabla \cdot (\mathbf{r}_k \mathbf{y}_k \cdot \mathbf{v}_k) + \nabla \cdot \mathbf{J}_k - \mathbf{r}_k \cdot \Phi_k = 0 \quad (1.16)$$

$$\text{Conditions d'interface } \mathbf{P} \quad \left\{ \begin{array}{l} \sum_{k=1}^2 (\mathbf{m}_k \mathbf{y}_k + \mathbf{J}_k \cdot \hat{\mathbf{n}}_k + \Phi_i) = 0 \\ \mathbf{m}_k = \mathbf{r}_k \cdot (\mathbf{v}_k - \mathbf{v}_i) \cdot \hat{\mathbf{n}}_k \end{array} \right. \text{ avec} \quad (1.17)$$

	Ψ_k	J_k	Φ_k	Φ_i
<i>Bilan de masse</i>	1	0	0	0
<i>Bilan de quantité de mouvement</i>	\mathbf{v}_k	$-\overline{\overline{\mathbf{T}}}_k$	\mathbf{f}_k	0
<i>Bilan d'énergie</i>	$U_k + \mathbf{V}_k^2 / 2$	$q_k - \overline{\overline{\mathbf{T}}}_k \cdot \mathbf{v}_k$	$\mathbf{f}_k \cdot \mathbf{v}_k$	0
<i>Évolution de l'entropie</i>	S_k	q_k / T_k	Δ_k / ρ_k	Δ_i

Tab. I.1 :

$$\text{où :- } k \in \{1,2\} \rightarrow \begin{cases} k=1 \rightarrow \text{liquide} \\ k=0 \rightarrow \text{gaz} \end{cases}$$

- \mathbf{f}^{\times} → densité massique des forces extérieures exercées au point M

- $\overline{\overline{\mathbf{T}}}_k$ → tenseur de contraintes de la phase k

- Δ_i → entropie générée par les conditions de l'interface

- \vec{n} → normale à une facette contenant le point P
- T → température
- \vec{q} → flux de chaleur
- S → entropie du système
- S_c → entropie créée par le système

I.2.3. Modèles globaux utilisés en écoulements diphasiques :

Un « modèle » désigne un système d'équations décrivant une certaine image que l'on se donne d'un écoulement diphasique réel. Le modèle mathématique peut être à une ou deux variables d'espace indépendantes selon le type d'équations moyennées que l'on utilisera : moyenne surfacique instantanée ou moyenne temporelle locale.

Le choix d'une image de l'écoulement diphasique repose essentiellement sur le choix de propriétés géométriques (configuration axisymétrique, interfaces cylindriques, annulaires, etc.), de propriétés cinématiques (vitesses relatives entre les phases), ou de propriétés thermiques (conditions de saturation pour une ou deux phases). Ces deux dernières propriétés représentent les déséquilibres cinématiques et thermiques entre phases.

Un modèle global est un modèle qui ne prend pas en compte le type d'écoulement (par exemple : modèle homogène ou modèle à phases séparées). En revanche, les modèles particuliers tiennent compte du type d'écoulement. (voir les organigrammes d'établissement des différents modèles).

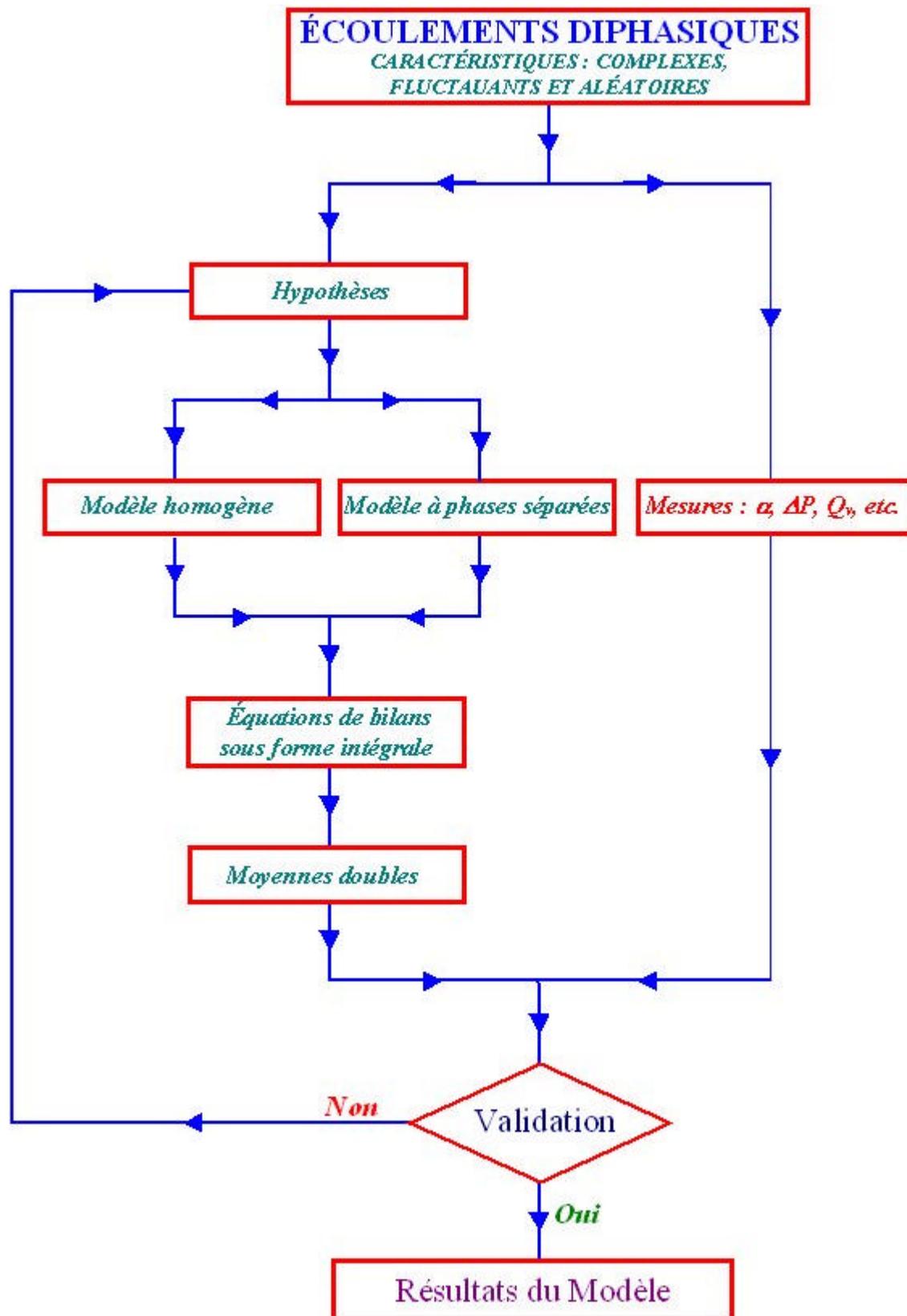


Fig. I.6 : Organigramme de l'établissement des modèles globaux.

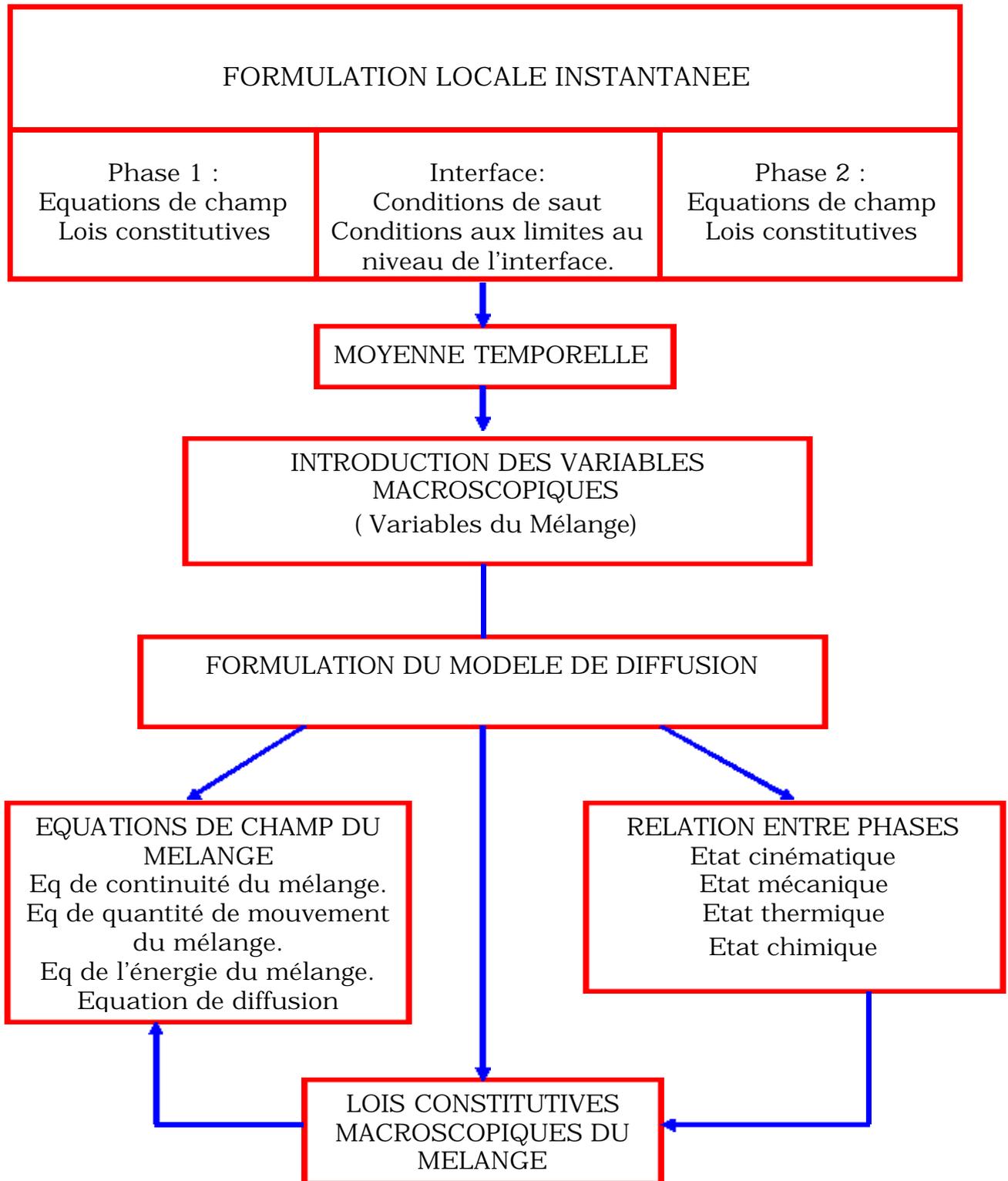


Fig. I.7 : Organigramme de l'établissement du modèle de diffusion.

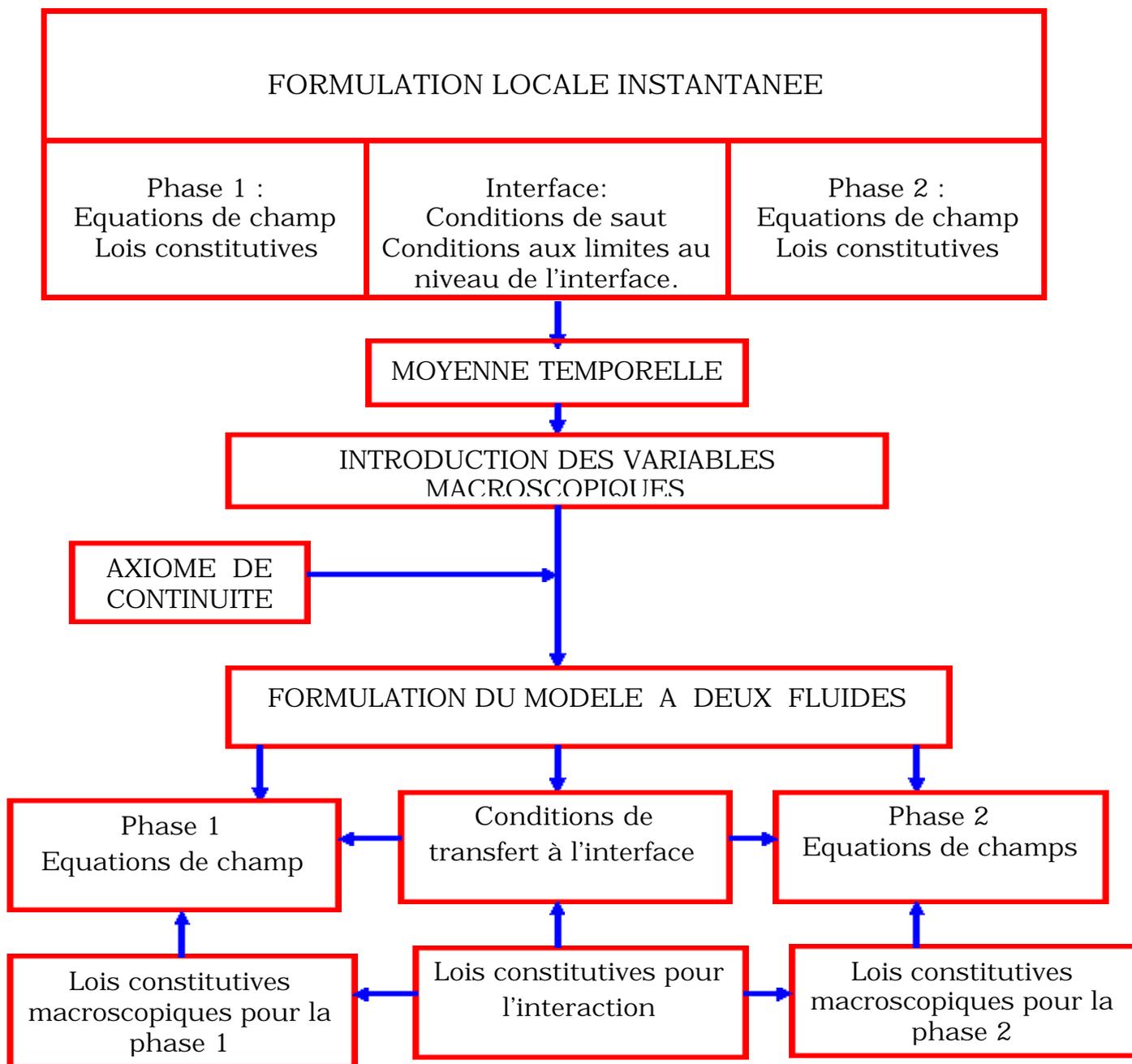


Fig. I.8 : Organigramme de l'établissement du modèle à deux-fluides.

I.2.3.1. Modèle homogène :

Dans le modèle global homogène, on remplace l'écoulement diphasique par un pseudo-fluide monophasique incompressible dont les propriétés (vitesse, température, masse volumique et viscosité) sont les moyennes du mélange obéissant aux lois d'un écoulement monophasique.

Les équations de bilans sont [3] :

$$\text{- Conservation de la masse} \quad \frac{\partial \rho_H}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_H \vec{u}^x) = 0 \quad (1.18)$$

$$\text{- Conservation de la quantité de mouvement} \quad \rho_H \left[\frac{\partial \vec{u}^x}{\partial t} + \vec{u}^x \cdot \nabla \vec{u}^x \right] = \nabla \cdot \underline{\underline{\tau}} + \rho_H \vec{F}^x \quad (1.19)$$

\vec{F}^x représente les force de volume (les forces de gravité incluses),
le tenseur de contrainte $\underline{\underline{\tau}}$ est de la forme

$$\underline{\underline{\tau}} = -P \underline{\underline{I}} + \mu_H \left[\nabla \vec{u}^x + (\nabla \vec{u}^x)^t \right] \quad (1.20)$$

$$\text{- Conservation de l'énergie} \quad \rho_H \left[\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot E \vec{u}^x \right] = -\nabla \cdot \vec{q}^x + \nabla \cdot \underline{\underline{\tau}} \cdot \vec{u}^x + \rho_H \vec{F}^x \cdot \vec{u}^x - \rho_H Q \quad (1.21)$$

Dans le modèle homogène, les deux phases sont supposées à la même vitesse, u . Ce modèle a longtemps été utilisé en génie pétrolier, dans la production de vapeur, dans les systèmes de réfrigération, etc. Plus les pressions et les vitesses sont élevées dans le mélange, plus ce modèle global représente d'autant mieux la réalité.

Puisque les vitesses des deux phases sont égales, l'équation qui relie le taux de vide avec le titre prend la forme simple :

$$\langle \mathbf{a} \rangle = \frac{1}{\left[1 + \frac{\mathbf{r}_G (1 - \mathbf{c})}{\mathbf{r}_L \mathbf{c}} \right]} \quad (1.22)$$

avec comme densité homogène :

$$\frac{1}{\rho_H} = \frac{\chi}{\rho_G} + \frac{1-\chi}{\rho_L} \quad (1.23)$$

Une autre propriété du mélange homogène est la viscosité. Cette dernière utilisée pour l'estimation des pertes de charge est exprimée sous différentes équations :

$$\mu_H = \chi\mu_G + (1-\chi)\mu_L \quad (1.24)$$

ou bien

$$\frac{1}{\mu_H} = \frac{\chi}{\mu_G} + \frac{(1-\chi)}{\mu_L} \quad (1.25)$$

I.2.3.2. Modèle à deux fluides :

Le modèle à deux fluides est formulé en considérant chaque phase séparément. Il est exprimé par deux systèmes d'équations de bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie dans chaque phase. Puisque les champs moyennés d'une phase ne sont pas indépendants de ceux de l'autre phase, on constate l'apparition des termes d'interactions dans ces équations de bilans (voir diagramme) [6].

La vraie importance du modèle à deux fluides est qu'il peut prendre en considération les interactions dynamiques entre les phases. Cela est accompli en utilisant dans le modèle les équations de la quantité de mouvement pour chaque phase et deux champs de vitesses indépendants.

Les équations de bilans du modèle se trouvent dans la section 2.2.

I.2.3.3. Le modèle de diffusion (ou de mélange) :

Le concept de base du modèle de diffusion est de considérer le mélange dans son ensemble plutôt que deux phases séparément. Il est évident que sa formulation mathématique sera plus simple que celle du modèle à deux fluides, mais quelques caractéristiques de l'écoulement diphasique seront perdus.

Dans la formulation du modèle de diffusion nous avons seulement quatre (04) équations de champ, c.-à-d., une équation d'énergie et une équation de la quantité de mouvement ont été éliminées des six équations originales de champ. Donc, le mouvement relatif et la différence d'énergie devraient être exprimées par des équations constitutives supplémentaires. En d'autres termes les relations de l'interaction dynamique sont remplacées par les lois constitutives [3, 5].

Le diagramme suivant résume l'établissement de la formulation du modèle de diffusion. Ici nous voyons l'importance spéciale des relations cinématiques, mécaniques et thermiques entre les deux phases. Il est évident que l'élimination d'une des deux équations de la quantité de mouvement du modèle exige une relation

cinématique entre les phases, c'est à dire, la vitesse relative devrait être donnée par une loi constitutive.

De la même façon en utilisant seulement l'équation d'énergie pour le mélange dans un écoulement diphasique, une relation thermique entre les phases devrait être donnée.

Les équations de conservation pour une phase peuvent être combinées deux à deux jusqu'à l'obtention des équations de conservation (correspondant au mélange des deux phases). En opérant ce modèle (mixture model) les termes d'échanges au niveau de l'interface s'annulent [3].

- Conservation de masse :

$$A \frac{\partial}{\partial t} \langle \rho \rangle + \frac{\partial}{\partial z} (mA) = 0 \quad (1.26)$$

où la densité du mélange est

$$\langle \mathbf{r} \rangle = \mathbf{r}_L \langle 1 - \mathbf{a} \rangle + \mathbf{r}_G \langle \mathbf{a} \rangle \quad (1.27)$$

et où le débit massique du mélange est donné par

$$m = \mathbf{r}_L U_L \langle 1 - \mathbf{a} \rangle + \mathbf{r}_G U_G \langle \mathbf{a} \rangle = m_L + m_G \quad (1.28)$$

- Conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t} m + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z} A [\mathbf{r}_L \langle 1 - \mathbf{a} \rangle \langle U_L^2 \rangle + \mathbf{r}_G \langle \mathbf{a} \rangle \langle U_G^2 \rangle] = -\frac{\partial p}{\partial z} + g \langle \mathbf{r} \rangle - \frac{\mathbf{t}_w P_w}{A} \quad (1.29)$$

- Conservation d'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t} [\mathbf{r}_L \langle h_L \rangle_L \langle 1 - \mathbf{a} \rangle + \mathbf{r}_G \langle h_G \rangle_G \langle \mathbf{a} \rangle] + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z} A [\mathbf{r}_L \langle 1 - \mathbf{a} \rangle \langle h_L^0 \rangle_L U_L + \mathbf{r}_G \langle \mathbf{a} \rangle \langle h_G^0 \rangle_G U_G] = q' + \frac{P_h q_w''}{A} + \frac{\partial P}{\partial z} \quad (1.30)$$

où

$$h_k^0 = h_k + \frac{u_k^2}{2} - g z \cos \theta \quad (1.31)$$

c'est à dire, l'énergie interne totale de la phase k , y compris l'enthalpie, l'énergie cinétique et l'énergie potentielle.

A partir de ce modèle on peut déduire tous les modèles à fluides séparés basés sur une ou plusieurs équations de mélange (de masse, de quantité de mouvement et d'énergie).

I.2.3.4. Modèle de Zuber & Findlay :

Le modèle de Zuber & Findlay peut être utilisé pour le calcul de la fraction du volume du gaz et interpréter la retenue de la phase liquide. Il relie la vitesse actuelle du gaz V_G et la vitesse du mélange V_M par :

$$V_G = \frac{V_{SG}}{a_G} = C_0 V_M + V_d \quad (1.32)$$

où C_0 est le paramètre de distribution ou du profil qui prend en compte les effets de la distribution non uniforme des profils de vitesse et de concentration (Fig. I9) [2]. Si les deux phases sont uniformément mélangées C_0 est égale à 1. V_d est connue comme la vitesse drift du gaz qui tient compte de la vitesse locale relative entre les deux phases. Si le liquide est stationnaire, V_d correspond à la vitesse de circulation du gaz dans le liquide au repos. Les figures ci-contre représentent des exemples du modèle drift-flux dans une conduite verticale pour un écoulement à poches (Fig. I10, R^2 est le carré du coefficient de corrélation). Pour l'écoulement à poches, les effets de non uniformité sont très accentués : $C_0 > 1$ [2].

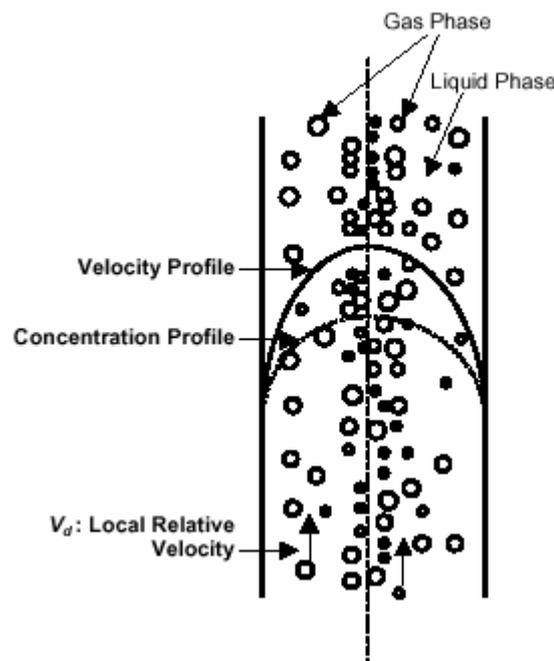


Fig. I.9 : Profils de vitesse et de concentration.

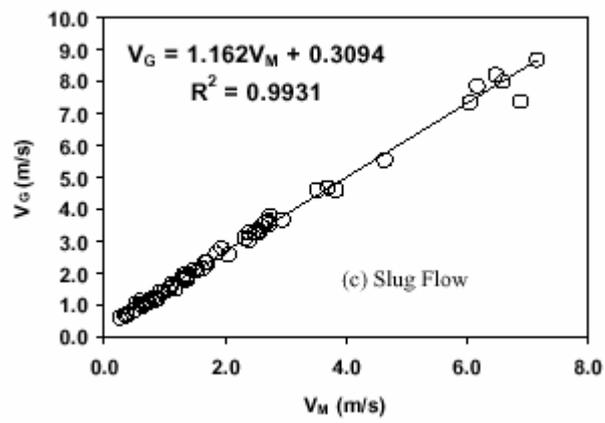


Fig. I.10 : Le modèle Drift-Flux dans l'écoulement vertical à poches.

Chapitre II

Méthodes de suivi et de capture d'interfaces dans les écoulements diphasiques.

II.1 - Modélisation numérique des écoulements diphasiques:

II.1.1- Bases de la modélisation numérique par les méthodes de suivi et de capture d'interface :

De manière générale, la résolution numérique de la dynamique des écoulements diphasiques se décompose en deux parties [7] :

- Le choix d'une technique de représentation et de détermination des champs hydrodynamiques à l'intérieur de chacune des phases ;
- Le couplage de la représentation hydrodynamique avec celle de l'interface et des conditions aux limites correspondantes.

Dans certains cas la représentation des champs hydrodynamiques peut être très simple. Les méthodes d'intégrales de frontière supposent ainsi que le champ de vitesse dérive d'un potentiel. On peut alors montrer que l'ensemble de la dynamique peut être ramenée à l'évolution de la valeur de sources placées uniquement sur l'interface. Dans ce cas seul le couplage évoqué dans le second point demeure [8]. Cette technique n'est possible que dans les cas limites de très forte ou très faible viscosité de chacun des fluides. Dans le cas général, la plupart des méthodes utilisent une discrétisation des champs hydrodynamiques sur le maillage. Le choix du type de maillage utilisé dépend essentiellement de la manière dont est effectué le couplage avec l'interface.

Les coordonnées eulérienne et lagrangienne ont été utilisées avec succès. Parce que chaque représentation a des avantages et des inconvénients, le choix entre les deux dépend des caractéristiques du problème à résoudre.

La représentation lagrangienne discrète d'un fluide est simple, car chaque zone d'une grille qui subdivise le fluide en éléments reste identifiée avec le même élément fluide au cours du temps. Les forces de surface et volumique de ces éléments sont facilement identifiables, donc il est relativement simple de calculer la réponse dynamique des éléments [7]. Dans la représentation eulérienne la grille reste fixe et l'identité des éléments fluide n'est pas maintenue. D'habitude, on considère le fluide dans une cellule eulérienne comme un élément fluide sur lequel les forces de surface et de volume peuvent être calculées d'une manière analogue au calcul lagrangien. Cependant, les deux méthodes diffèrent dans la manière de déplacement des éléments du fluide dans leurs nouvelles positions après calcul de leurs vitesses. Dans le cas lagrangien, la grille se déplace avec les vitesses calculées des éléments, alors que dans le cas d'un calcul eulérien ou lagrangien-eulérien arbitraire (ALE) il est nécessaire de calculer l'écoulement du fluide à travers le maillage. Cet

écoulement exige des propriétés moyennes de tous les éléments fluides se trouvant au cours du temps dans la cellule de calcul. Néanmoins, cette procédure des moyennes limite les méthodes eulériennes [8].

II.1.2. Défis des méthodes de suivi et de capture d'interface :

Une méthode de suivi de front place toujours dans le calcul les nœuds à l'interface en mouvement et ajuste le maillage au mouvement de ces nœuds. Une méthode de capture d'interface garde le maillage stationnaire et enregistre les cellules remplies, vides ou qui contiennent l'interface.

Les défis associés avec les méthodes de suivi d'interface incluent :

- une méthodologie de suivi d'interface robuste ;
- des algorithmes généraux pour la localisation et le déplacement des nœuds à l'interface ;
- l'ajustement du maillage de calcul loin de l'interface.

Les méthodes de capture d'interface bénéficieront de:

- L'augmentation de la précision sur la position de l'interface ;
- Le contrôle des erreurs dans la conservation de la masse ;
- raffinement de la grille à l'interface.

II.1.3. Choix des méthodes de suivi d'interface :

Deux approches sont utilisées pour suivre l'interface soit en ajoutant une dissipation artificielle ou une viscosité aux équations et résoudre le problème approché, soit en traitant la discontinuité et imposer les conditions de saut appropriées à travers cette limite.

Les meilleures méthodes de la dissipation artificielle sont aisées à mettre en œuvre et à exécuter pour une classe restreinte de problèmes. L'un des défauts de ces méthodes est qu'elles ne peuvent pas suivre une interface d'une matière interne en mouvement.

Les méthodes de suivi d'interface ne possèdent qu'une faible (ou aucune) dissipation artificielle près de l'interface car la singularité est calculée directement et traitée explicitement comme une discontinuité. Ces méthodes sont plus difficiles à implémenter.

L'algorithme de suivi d'interface doit remplir certaines conditions qui déterminent son niveau de précision à savoir [9] :

- il conserve la masse sur un niveau local ou global;
- il possède au moins une précision de deuxième ordre à l'échelle temporaire ou spatiale;
- il maintient la largeur de la discontinuité de l'interface;
- il résiste aux changements topologiques de l'interface;
- il peut être utilisé en trois dimensions;
- il peut être aménagé pour des grilles non-structurées;
- il peut être commode pour de nouveaux modèles physiques pour l'interface;

- il peut suivre les interfaces en multiphasiques ;
- il doit être robuste dans les calculs;
- il peut être programmé par de nouveaux programmeurs ;
- il doit être souple pour de nouvelles modifications ou augmentations.

II.1.4. Etude des méthodes lagrangiennes et euleriennes :

Lorsqu'on considère une méthode numérique pour résoudre les écoulements diphasiques à interface, la principale difficulté consiste à créer un schéma numérique suffisamment précis pour suivre l'interface et déterminer la position du domaine fluide au cours du temps. Deux grandes catégories sont utilisées : les méthodes lagrangiennes et les méthodes eulériennes.

Pour capturer les différentes positions de l'interface, la première catégorie de méthodes s'appuie sur le déplacement d'un système de coordonnées tandis que la seconde introduit une nouvelle inconnue φ dans le modèle, qui peut être la fonction caractéristique du domaine occupé par le fluide (Fig. II.1) [10].

Le choix de la méthode dépend clairement de la physique du problème et de ce que l'on cherche. Si l'on s'intéresse, à la position précise de l'interface, les méthodes lagrangiennes sont généralement les plus indiquées. Si les déformations de l'interface sont très importantes, les méthodes eulériennes sont généralement les plus efficaces. Il convient de réduire au maximum la diffusion sur la nouvelle inconnue pour capturer de manière la plus précise possible l'interface.

Ici nous rappelons brièvement les méthodes les plus utilisées dans la simulation des écoulements diphasiques à interfaces.

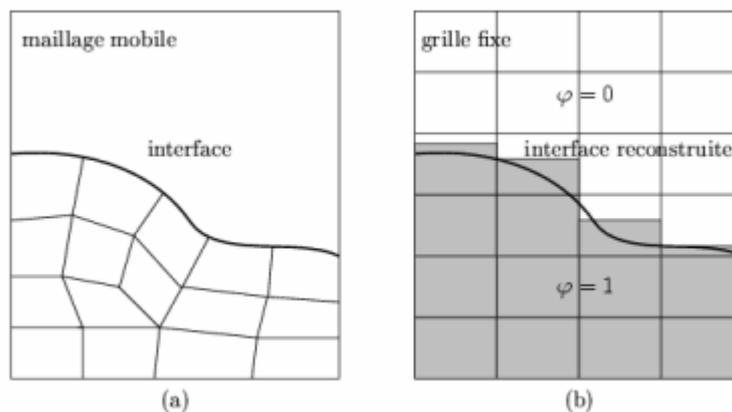


Fig. II.1 : Comparaison des deux catégories de méthodes pour suivre l'interface
(a) méthode lagrangienne (b) méthode eulérienne.

II.1.4.1. Propriétés des méthodes lagrangiennes :

Dans les méthodes lagrangiennes (surface tracking, déplacements de mailles), le maillage ou le système de coordonnées suit l'interface de façon à représenter à chaque instant sa position de manière précise sans modification du modèle.

La précision sur la position de cette interface permet de pouvoir y imposer facilement des conditions aux limites.

L'idée derrière l'utilisation de la formulation lagrangienne est de décrire l'interface par une courbe fermée donnée par une représentation paramétrique. D'où, le système de coordonnées se déplace avec l'interface, raison pour laquelle la nomination "formulation lagrangienne" est utilisée. La courbe donnée explicitement est discrétisée par des points marqueurs qui se déplacent à travers un maillage fixe. Ce dernier est utilisé pour le calcul du champ de vitesse. Puisque les points marqueurs sont suivis le long de leur chemin à travers un maillage fixe, ces méthodes sont appelées : méthodes de suivi du front (front tracking methods). Cette approche donne une grande précision pour un ordre élevé. Donc, elle permet d'éviter la diffusion numérique. Mais, cette méthode présente quelques inconvénients qui mènent à des méthodes numériques compliquées [11]:

- suivre le front de manière explicite est vraiment difficile pour une géométrie complexe de l'interface sous risque de trouver une représentation paramétrique.
- en plus du maillage utilisé pour le calcul du champ de vitesse, des éléments numériques (points marqueurs) pour la discrétisation de l'interface s'avère nécessaire.
- c'est difficile de poursuivre le suivi du front en présence des différentes singularités dans l'interface (c'est-à-dire) dans la paramétrisation) qui se produit dans le temps.
- au cours du changement de la structure topologique de l'écoulement, par exemple coalescence de deux bulles, les points marqueurs correspondants doivent être supprimés puisque l'interface a disparu. Le problème est donc d'avoir correctement assigné les points marqueurs à la bulle correcte.
- ces problèmes seront amplifiés si cette méthode est utilisée dans la simulation à trois dimensions.

II.1.4.2. Propriétés des méthodes eulériennes :

Dans les méthodes eulériennes, le maillage est fixe et on étudie la variation des inconnues du problème en chacun de ses nœuds. Il est alors nécessaire d'introduire une inconnue ϕ dans le modèle ou d'utiliser des marqueurs pour définir la position de l'interface. L'interface n'est donc pas suivie explicitement comme dans les méthodes lagrangiennes. Il est nécessaire de créer des schémas pour la reconstruire à partir de la nouvelle inconnue ou des marqueurs. L'utilisation des marqueurs a donné naissance aux premières méthodes eulériennes développées pour la simulation des écoulements à interfaces : les méthodes MAC (Marker and Cell).

Ces marqueurs sont définis comme des particules sans masse se déplaçant avec la vitesse du fluide. La position de l'interface est décrite par la distribution des marqueurs dans le domaine - divisé en régions de la 1^{ère} phase et en régions de la 2^{ème} phase distinguées par la présence ou l'absence de marqueurs -.

Ces simulations requièrent une importante place mémoire pour avoir des résultats précis (un grand nombre de marqueurs est nécessaire).

Pour les interfaces uniques, l'utilisation de la fonction hauteur dans laquelle la distance entre l'interface et un plan de référence est déterminée, offre une méthode simple et robuste pour la simulation en deux et trois dimensions. Cependant, le domaine de validité est très restreint à cause de la valeur unique de l'interface.

L'autre voie consiste à ajouter une inconnue supplémentaire ϕ qui représente dans le cas le plus fréquent la fraction volumique ainsi qu'une équation dans le modèle, caractérisant le transport de cette fonction par la vitesse du fluide.

La méthode la plus célèbre pour ce type de technique est la méthode Volume Of Fluid (VOF). Les valeurs de cette fonction ϕ sont zéro ou un et représentent respectivement l'absence ou la présence du fluide. La résolution de l'équation de transport de cette fonction discontinue produit de la diffusion numérique. Le front du liquide n'est donc plus représenté comme un front raide mais par une zone diffuse (un chapitre complet sur cette technique sera développé par la suite) [10].

Enfin nous mentionnons la méthode Level Set. Le modèle mathématique de cette méthode est différent puisque la fonction ϕ satisfait une équation d'Hamilton-Jacobi au lieu d'une simple équation de convection [12,13].

Cela veut dire que le niveau zéro de la fonction est défini suivant la disposition de l'interface.

Dans les méthodes eulériennes, l'imposition des conditions aux limites sur l'interface est un inconvénient puisque sa position n'est pas déterminée de manière précise. Pour éviter une reconstruction de l'interface, il est nécessaire de manipuler ces conditions afin de les rendre naturelles ou de les faire apparaître directement dans les équations (le cas de la tension superficielle, on utilise les modèles CSS ou CSF). Les changements de topologie inférieurs à la taille des mailles ne peuvent pas être pris en compte par les méthodes eulériennes.

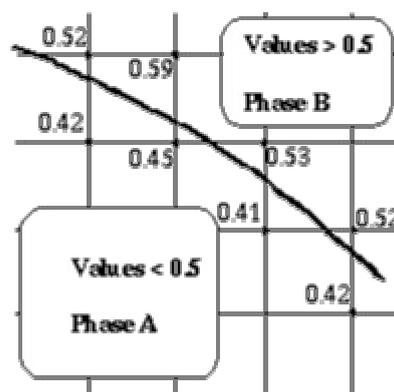


Fig. II.2 : La méthode de la ligne de niveau et la reconstruction de l'interface entre deux phases A et B.

II.2. Généralités sur la méthode volume de fluide VOF :

Cette méthode est différente des autres méthodes parce qu'elle ne décrit pas l'interface directement. Elle suit le mouvement dans la région considérée en attribuant à chaque cellule sur le maillage une fraction volumique du fluide. D'où, la dimension de la partie de chaque cellule qui appartient à la bulle sous considération est connue. Par conséquent, la méthode VOF a deux avantages majeurs :

- contrairement à la paramétrisation aucun élément de calcul supplémentaire est nécessaire. Le maillage utilisé pour calculer le champ de vitesse peut être utilisé pour une nouvelle application.
- Les topologies compliquées peuvent être traitées de manière simple.

Cependant, un inconvénient sérieux repose sur le fait qu'il est très difficile de calculer la courbure de l'interface à l'aide de ce type de formalisme. Par conséquent, il n'est pas simple d'appliquer cette approche aux problèmes présentant des courbures.

Un grand problème peut rencontrer la méthode VOF dans la génération des courants parasites lorsque l'interface est soumise à l'action des forces de la tension superficielle ou lorsqu'il existe des forces de volume et l'interface n'est pas alignée exactement avec les lignes du maillage. Ces problèmes ne contribuent pas à la perte de confiance dans l'application de la méthode VOF, mais à la réduction du pas du temps d'intégration et de ce fait engendrer des solutions inexactes [8].

II.2.1 Approximation de la variable densité pour la Méthode VOF :

L'application des conditions aux limites nécessitent un traitement spécial dans la méthode VOF. Comme l'interface évolue le long de la grille, les cellules remplis du fluide changent de valeur à leur tour, ce qui signifie que la solution de la région change.

Mettre à jour l'écoulement dans une région et application des conditions aux limites n'est pas une tâche triviale. Pour cette raison, quelques approximations ont été introduites sur la méthode VOF. Typiquement, cela est faisable en considérant l'écoulement à une seule phase avec une densité variable. La fonction F est utilisée pour définir cette densité. Puisque les équations de l'écoulement sont résolues pour les deux phases, il n'est pas utile d'avoir recours aux conditions limites à l'interface. Malheureusement, cette approche n'est pas praticable pour deux raisons [11]. En premier lieu, la sensibilité de la région gazeuse aux changements de la pression par rapport à la région liquide. La seconde raison est associée à la discontinuité de la composante tangentielle de la vitesse au niveau de l'interface. A cause de leurs différentes réponses aux variations de la pression, les vitesses de la phase liquide et de la phase gazeuse sont très différentes. Dans le modèle VOF à densité variable les interfaces sont déplacées à une vitesse moyenne, mais cela mène souvent à un mouvement illusoire des interfaces.

II.2.2 La théorie du modèle VOF :

La formulation VOF est basée sur le fait que deux ou plusieurs fluides (ou phases) sont non miscibles. Pour chaque phase supplémentaire que vous ajoutez au modèle, une variable est introduite: la fraction volumique de la phase. Dans chaque volume du contrôle, les fractions volumiques de toutes les phases sont égales à l'unité. Toutes les variables et propriétés sont partagés par les différentes phases et représentent des valeurs moyennes en volume, pourvu que la fraction volumique de chacune des phases soit connue le long d'une cellule de calcul. Donc les variables et les propriétés pour une cellule donnée sont représentatives pour une phase ou pour le mélange, ça dépend des valeurs de la fraction volumique [14].

En d'autres termes, si la fraction volumique du q -ième fluide dans une cellule de calcul est désignée par \mathbf{a}_q , trois conditions sont possibles:

$\mathbf{a}_q = 0$ la cellule est vide (du q -ième fluide)

$\mathbf{a}_q = 1$ la cellule est pleine (du q -ième fluide)

$0 < \mathbf{a}_q < 1$ la cellule contient l'interface entre les fluides.

Basé sur la valeur locale de \mathbf{a}_q , les propriétés et les variables appropriées seront assignées à chaque volume du contrôle dans le domaine.

- L'équation de la fraction volumique :

Le suivi de l'interface entre les phases est accompli par la solution de l'équation de la continuité pour la fraction volumique d'une (ou plus) phase(s). Pour la q -ième phase, cette équation a la forme suivante:

$$\frac{\partial \mathbf{a}_q}{\partial t} + u_i \frac{\partial \mathbf{a}_q}{\partial x_i} = 0 \quad (2.18)$$

La fraction volumique de la phase fondamentale sera calculé en se basant sur la condition:

$$\sum_{q=1}^n \mathbf{a}_q = 1 \quad (2.19)$$

- Les propriétés :

Les propriétés qui apparaissent dans les équations de transport sont déterminées à travers la présence des phases dans chaque volume du contrôle. Dans le cas d'un système diphasique, si les phases sont représentées par les indices 1 et 2, et si la fraction volumique de la seconde phase qui est suivie, la densité dans chaque cellule est donnée par :

$$\mathbf{r} = \mathbf{a}_2 \mathbf{r}_2 + (1 - \mathbf{a}_2) \mathbf{r}_1 \quad (2.20)$$

Dans le cas général, pour N - Phase, la densité prend la forme:

$$\mathbf{r} = \sum \mathbf{a}_q \mathbf{r}_q \quad (2.21)$$

il est de même pour les autres propriétés du fluide.

- Equation de la quantité de mouvement :

Une seule équation de la quantité de mouvement est résolue à travers tout le domaine, et le champ de vitesse résultant est partagé le long des phases.

L'équation de la quantité de mouvement dépend des fractions volumiques de toutes les phases à travers les propriétés \mathbf{r} et \mathbf{m} :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{r}u_j + \frac{\partial}{\partial x_i} \mathbf{r}u_i u_j \\ = -\frac{\partial P}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \mathbf{m} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \mathbf{r}g_j + F_j \end{aligned} \quad (2.22)$$

Dans le cas d'une grande différence de vitesse entre les phases, les vitesses calculées près de l'interface peuvent être affectées [14].

- Interpolation près de l'interface :

Il existe quatre discrétisations pour le calcul du flux des différentes faces pour le modèle VOF: reconstruction géométrique, donatrice-réceptrice, discrétisation d'Euler explicite, et d'Euler implicite (Fig. II-3).

1- La Reconstruction Géométrique :

La reconstruction géométrique représente l'interface entre fluides en utilisant une approche linéaire par morceaux. La reconstruction géométrique est généralisée pour les maillages non structurés (travail de Young). Il suppose que l'interface entre deux fluides a une inclinaison linéaire dans chaque cellule, et utilise cette forme linéaire pour le calcul de l'advection du fluide à travers les faces des cellules.

Le premier pas dans la reconstruction est le calcul de la position de l'interface linéaire relative au centre de chaque cellule partiellement remplie, en se basant sur la fraction volumique et ses dérivés. Le deuxième pas est le calcul du taux d'advection du fluide à travers chaque face en utilisant la représentation de l'interface linéaire calculée et les informations liées à la distribution normale et tangentielle de la vitesse sur la face. Le troisième pas est le calcul de la fraction volumique dans chaque cellule en utilisant le bilan des flux calculés auparavant.

2- La discrétisation donatrice-réceptrice :

Ce schéma identifie une cellule comme donatrice d'un taux de fluide d'une phase et une autre cellule voisine comme réceptrice de ce même taux de fluide. Cette discrétisation est utilisée pour éviter la diffusion numérique à l'interface. Le taux de fluide d'une phase qui peut être convecté à travers la frontière de la cellule est limité par le minimum des deux valeurs: Le volume rempli dans la cellule donatrice ou le volume libre dans la cellule réceptrice.

L'orientation de l'interface est aussi utilisée dans la détermination des flux de la face. Cette orientation est soit horizontale ou verticale, selon la direction du gradient de la fraction volumique de la q-ième phase dans la cellule, et de la cellule voisine qui partage la face en question. Selon l'orientation de l'interface et de son mouvement, les valeurs du flux sont obtenues par marche en avant, marche vers l'arrière ou par combinaison des deux.

3- Schéma explicite d'Euler :

Dans l'approche explicite d'Euler, on utilise l'interpolation à différences finies standard pour les valeurs de la fraction volumique calculées pour le pas du temps précédent.

$$\frac{\mathbf{a}_q^{n+1} - \mathbf{a}_q^n}{\Delta t} V + \Delta(U_f^n \mathbf{a}_{qf}^n) = 0 \quad (2.23)$$

où $n+1$ = indice du nouveau pas du temps
 n = indice du pas du temps antérieur
 \mathbf{a}_{qf} = valeur de la q-ième fraction volumique calculée à travers la face par une discrétisation du premier ou deuxième ordre du schéma d'avant.
 V = volume
 U_f = flux volumique à travers la face

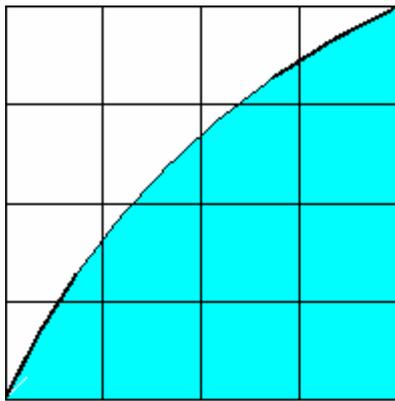
Cette formule n'exige pas une solution itérative de l'équation du transport comme dans la discrétisation implicite. Lorsqu'on utilise le schéma explicite, une solution en fonction du temps doit être calculée [14].

4- Schéma implicite d'Euler :

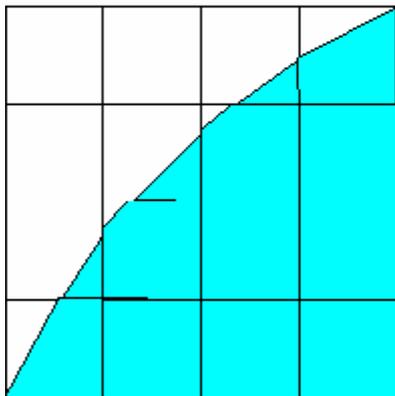
Dans l'approche implicite d'Euler, on utilise l'interpolation à différences finies standard pour calculer les valeurs du flux à travers les faces des différentes cellules notamment celles proches de l'interface..

$$\frac{\mathbf{a}_q^{n+1} - \mathbf{a}_q^n}{\Delta t} V + \Delta(U_f^{n+1} \mathbf{a}_{qf}^{n+1}) = 0 \quad (2.24)$$

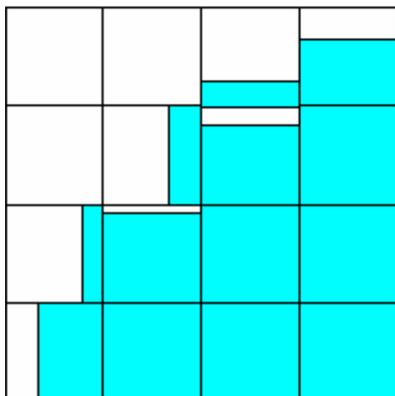
Puisque cette équation nécessite la connaissance des valeurs de la fraction volumique pour le pas actuel du temps (au contraire du schéma explicite), l'équation de transport est résolue par un processus itératif pour chaque fraction volumique de la phase secondaire et pour chaque pas du temps.



*Forme actuelle
de l'interface*



*forme de l'interface
représentée par une
reconstruction
géométrique
(piecewise-linear)*



*l'interface représentée
par le schéma
donateur-accepteur*

Fig. II.3 : Calcul d'interface

II.3 Evolution de la méthode VOF et principales versions :

Dans la méthode VOF, en premier lieu, la géométrie de l'interface (connue) est utilisée pour le calcul des fractions du volume fluide dans chaque cellule. Cette opération calcule le volume tronqué par l'interface du fluide. Les renseignements exacts de l'interface sont abandonnés en faveur des données discrètes de la fraction du volume. Les interfaces sont suivies par l'évolution des volumes de fluide dans le temps avec la solution d'une équation de la convection. Les fractions du volume résultent d'une normalisation des volumes de fluide. La position exacte de l'interface

n'est pas connue à tout moment, c'est à dire qu'une distribution des données de fractions de volume ne garantit pas une topologie d'interface unique [15]. La position de l'interface est dans ce cas reconstruite suivant les fractions de volume locales. Les positions de l'interface sont utilisées ensuite pour le calcul des flux du volume nécessaire pour le terme convective dans l'équation de l'évolution du volume. Pour advecter les fractions de volume, la méthode VOF doit localiser l'interface, par des algorithmes de 'suivi' à la place des algorithmes d'advection, car les algorithmes d'advection calcul les flux algébriquement, alors que les méthodes VOF les calculent géométriquement. La référence [15] comporte des commentaires sur la méthode VOF et ces variantes.

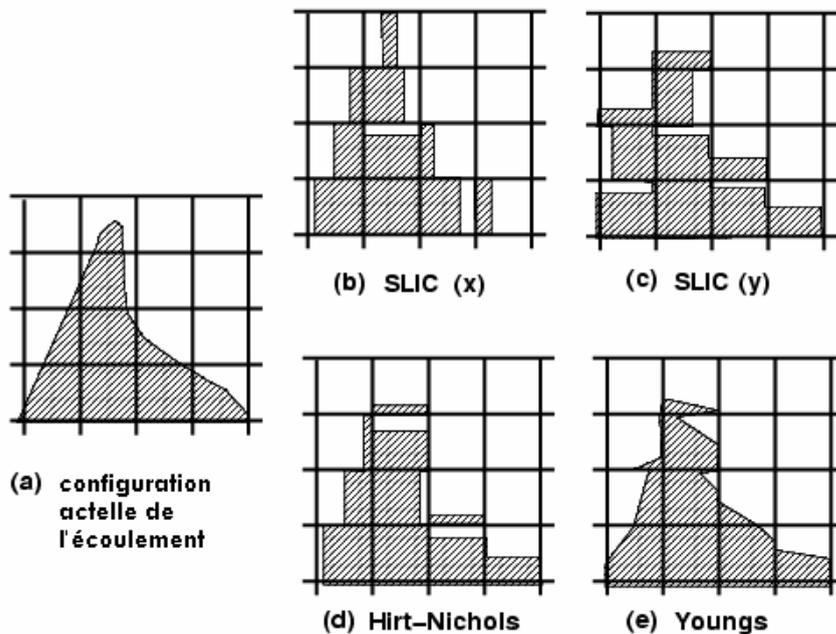


Fig. II.4 : reconstruction de l'interface d'une configuration actuelle d'un écoulement (a) par les versions : (b) et (c) SLIC, (d) Hirt-Nichols et (e) Youngs

II.3.1. La méthode de Hirt-Nichols :

La méthode VOF originale a été décrite par Hirt et Nichols. Elle utilise une reconstruction approximative de l'interface, dans une direction parallèle à l'un des axes de coordonnées. A l'opposé de la méthode SLIC, les cellules dans les neuf voisines sont utilisées pour estimer la normale à la surface, et l'interface peut être horizontale ou verticale selon la valeur algébrique de la normale. Pour les flux dans la direction parallèle à l'interface reconstruite, les flux d'avant sont utilisés. Pour une direction perpendiculaire à l'interface, les flux de la reconstruction donatrice-réceptrice sont utilisés.

II.3.2. La méthode SLIC :

Dans la méthode SLIC de Noh et Woodward, l'interface dans la cellule est reconstruite en utilisant une ligne parallèle à l'une des directions des coordonnées. C'est un algorithme de « splitting » en direction. Pour chaque direction de balayage, seules les cellules voisines sont choisies pour la reconstruction de l'interface. Une

fois l'interface reconstruite, le volume ou les flux de chaque phases sont calculés géométriquement.

II.3.3. La méthode de Young :

La méthode YVOF utilise une reconstruction d'interface plus précise que celles de Hirt et Nichols et de SLIC. Une première estimation est faite sur l'orientation β de l'interface ; celle-ci est reconstruite par une ligne de segment d'orientation β et coupe la cellule de manière que la fraction volumique est de c_{ij} . La géométrie du fluide "polygone" qui résulte de la reconstruction est utilisée pour déterminer les flux à travers n'importe quelle face où le vecteur vitesse est dirigé vers l'extérieur de la cellule. La méthode appartient aussi à la catégorie de splitting en direction.

II.3.4. La méthode FCT-VOF:

Les techniques d'advection régulière (éventuellement celles utilisant le concept FCT) diffusent l'interface sur au moins trois ou quatre cellules. Dans le schéma de Hirt et Nichols, une combinaison du premier ordre d'avant et d'arrière pour le flux sont utilisés pour advecter la fraction volumique.

Le schéma d'avant du premier ordre est instable et possède un terme de diffusion effective de coefficient égal à : $k_1 = 0.5(\mathbf{d}|U| - \mathbf{d}U^2)$

De même le schéma d'arrière est instable et il possède à lui aussi un coefficient de diffusion de : $k_2 = -0.5(\mathbf{d}|U| - \mathbf{d}U^2)$

Mais malgré l'instabilité, elle a l'avantage de maintenir l'interface nette. Donc, s'il y a combinaison des deux on élimine la diffusion du premier schéma et l'instabilité du second schéma [16].

II.3.5. La méthode PLIC:

Une autre technique existe pour le calcul d'interface : Calcul d'interface affine par morceaux CIAM (PLIC : Piecewise Linear Interface Curve).

La discrétisation conventionnelle MAC est employée : on représente l'interface en donnant les fractions volumétriques correspondantes.

La CIAM comporte deux parties : celle de reconstruction de l'interface et celle de son évolution.

Nous approchons l'interface par un segment dans chaque cellule. Une présentation idéale de l'interface pourrait être une série de segments qui se raccordent sur les bords des cellules, mais c'est une pratique difficilement réalisable car cela impose trop de contraintes sur la reconstruction [17]. En inspectant les fractions volumiques des cellules voisines, CIAM calcule d'abord une approximation de la direction normale n de l'interface. Nous ajustons alors la position du segment pour que la fraction volumique soit égale à la valeur prescrite.

Une fois l'interface reconstruite, celle-ci est advectée par une méthode lagrangienne, dans laquelle la vitesse sur l'interface est calculée par interpolation linéaire.

Le champ de fraction volumique est finalement recalculé à partir de ces nouvelles équations d'interfaces.

II.4. Mise à jour de la méthode VOF :

Plusieurs méthodes apparues les dernières années pour surmonter les difficultés de la méthode VOF et ses variantes classiques, surtout concernant le problème de la diffusion numérique. A travers une recherche bibliographique, on a pu faire ressortir les techniques suivantes considérées comme des mises à jour de la méthode VOF.

- Puisque les approches conventionnelles de la fraction du fluide dans une cellule utilisent une procédure donneuse-accepteuse pour le transport du volume du fluide comme SOLA-VOF, elles ne peuvent définir la forme de l'interface avec une précision suffisante. Un algorithme d'advection et de reconstruction de l'interface, nommé MARS (Multi-interfaces Advection And Reconstruction Solver) peut résoudre ce type de problème. Cette technique utilise le modèle CSF pour la tension superficielle et un algorithme pour la capture et la reconstruction des interfaces entre les cellules voisines (sloped line-segment algorithm).

Le code MARS permet d'avoir une variation des propriétés thermiques dans les équations de la quantité de mouvement [18].

- La faiblesse de la VOF réside dans le traitement des problèmes relatifs au mécanisme où la force de capillarité est dominante. Dans l'article [19], une nouvelle représentation des forces de volume qui élimine les courants parasites est établie. Dans cette méthode en plus de l'algorithme des forces de volume, il y a amélioration de la méthode de projection pour la résolution des équations du mouvement et un autre schéma d'advection d'ordre supérieure. La courbure au niveau de l'interface est estimée par un lissage optimal d'approximation quadratique sur un groupe de cellules liées à l'interface.

Au lieu de calculer la courbure par différences finies d'une fonction de volume dans les modèles CSF ou CSS, on utilise la méthode des moindres carrés d'une surface quadratique pour la fonction dans chaque cellule et de son voisinage.

- Une solution précise de l'équation de transport de la fraction de volume est la clé dans la préservation de la forme de l'interface. Dans l'objectif de minimiser les effets de la diffusion numérique, cette équation de transport est résolue par une procédure de marche dans le temps explicite "explicit-time marching procedure". Cette démarche peut avoir une précision de deuxième ordre si l'interface est reconstruite d'une manière conservative linéaire (par exemple, en utilisant la méthode PLIC).

Cette reconstruction d'ordre supérieur est utilisée pour la détermination du flux des différentes phases à travers les faces de chaque cellule par une approche géométrique.

Suite à la présence de la discontinuité du matériel, il y aurait peut être des sauts de pression ou de gradient de pression à travers l'interface. Dans les deux cas l'utilisation d'un seul point d'interpolation linéaire ou d'ordre élevé pour la

reconstruction de la pression dans la cellule mixte introduira des erreurs dans l'évaluation des pressions utilisées pour le calcul des flux dans le centre de la cellule et le centre de la face.

En permettant un saut de pression et de gradient de pression à travers l'interface en accord avec la reconstruction géométrique permet à la distribution de la pression une reconstruction consistante avec la géométrie de l'interface et élimine de cette façon les courants parasites [20].

- L'inconvénient majeur des algorithmes de suivi d'interface, et qu'ils sont utilisés tant que la densité de la grille locale permet le suivi en surface. Les modèles à deux fluides sont basés sur des équations de Navier-Stokes simplifiées où l'interface n'est pas calculée explicitement. Ils opèrent des quantités moyennées dans le temps et dans l'espace en utilisant des corrélations empiriques qui prennent en compte les effets de l'interface sur le mouvement du fluide. Cette approche est limitée à cause de l'utilisation de ces corrélations obtenues par l'expérience.

Le modèle proposé débute avec la méthode VOF jusqu'à ce que le traitement arrive à la taille de la grille, à ce moment on bascule vers le modèle à deux fluides. Le critère de basculement repose sur la bonne approximation de l'interface par la méthode VOF [21].

- Dans FLAIR, l'interface est supposée représentée par un ensemble de segments lissés à la limite de chaque deux cellules voisines. Un critère est développé pour identifier l'orientation du segment basé seulement sur les fractions du volume des deux cellules. Ce critère est développé en se rendant compte qu'il y a un nombre limité pour avoir un arrangement de deux cellules voisines. Après que l'orientation de l'interface est déterminée, une mise à jour du champ de la fraction volumique est calculée par le flux du fluide à travers chaque paire de cellules voisines.

Il est montré que le modèle FLAIR (flux line segment model for advection and interface reconstruction) est beaucoup plus précis dans l'advection de la fraction de volume que la technique donateur-accepteur [22].

- Unverdi et Tryggvason ont présenté une méthode de suivi de front (front tracking method) en marquant la limite entre les deux fluides par des points connectés. Les équations du mouvement fluide ont été résolues sur une grille fixe et les points se déplacent à des vitesses interpolées. La densité et la viscosité du fluide sont reconstruites en se basant sur l'emplacement du front. L'épaisseur de l'interface est de l'ordre de la dimension d'une maille, mais cette épaisseur reste constante au cours du temps et de cette manière on évite la diffusion numérique. Dans la formulation utilisée par Unverdi et Tryggvason où le système d'équations de la conservation est résolu sur une grille fixe, est très semblable à l'approche VOF (Hirt et Nichols) et la méthode Level Set (Sussman et al.), avec l'exception que Unverdi et Tryggvason suivent l'interface explicitement au lieu de le capturer avec une fonction du marqueur [23].

II.5. Modèles à création spontanée d'interfaces :

L'idée sous-jacente de ces méthodes est de résoudre les équations de Navier-Stokes indirectement à l'échelle moléculaire. Deux types de méthodes sont bien connues : la méthode de Lattice Gas Automata et la méthode de Lattice Boltzmann.

II.5.1. La méthode de gaz sur réseau (LGAM):

Au lieu de résoudre les équations de Navier-Stokes, nous construisons un modèle microscopique dont l'évolution à grande échelle est hydrodynamique. Seules les règles d'évolution microscopiques sont définies. Le comportement macroscopique qui en résulte n'est pas explicitement imposé au départ.

La méthode de gaz sur réseau offre plusieurs avantages pour simuler des écoulements multiphasiques. Tout d'abord, par construction, la masse et la quantité de mouvement sont automatiquement conservées. D'autre part, l'interface se forme spontanément ; il n'est pas nécessaire de savoir où se trouve l'interface pour faire évoluer le système et les règles d'évolution sont les mêmes en tout site. Enfin, le changement de topologie des interfaces (rupture, coalescence) s'effectuent spontanément et aucun traitement spécial n'est requis [24].

Les méthodes Gas Automata sont basées sur une simple dynamique de la particule qui permet seulement à une seule particule possédant une vitesse et une direction spécifique d'être sur un réseau donné. Le nombre d'états possibles pour une particule donnée est de 12 (6 directions, 1 ou 2 réseaux pour un pas du temps). Par conséquent un réseau particulier peut être représenté avec 12 bits. Le mouvement et la collision des particules dans ce système peuvent être calculées avec une arithmétique entière. La masse, la quantité de mouvement, et l'énergie sont intrinsèquement conservés et le calcul est stable et non conditionné.

II.5.2. La méthode gaz de Boltzmann sur réseau (BGLM):

Cette méthode (BGLM) modélise directement les particules du fluide et aboutit aux mêmes résultats comme les équations de Navier-Stokes qui décrivent la dynamique des fluides de manière continue.

La représentation de la dynamique de toutes les particules avec le BGLM est pratiquement coûteuse, par conséquent quelques simplifications sont utilisées à l'échelle microscopique. Les particules sont décrites en terme de composantes de la vitesse dans le domaine temporel, dans des volumes élémentaires cartésien s (réseau). Les particules se déplacent, entrent en collision et finalement retombent dans un autre réseau. La description entière de cette dynamique est accomplie à travers la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie [24].

Les Méthodes de Boltzmann remplacent les populations des particules entières avec des nombres à point flottant. Le nombre de bits exigé est au moins 32, par conséquent elles exigent une grande performance des machines de calcul. La conservation de la masse, de la quantité de mouvement, et de l'énergie sont maintenant limitées par la précision d'erreur du point flottant, ce qui conduit à des problèmes de stabilité.

Chapitre III

THEORIE ET MODELISATION DE L'ÉCOULEMENT A POCHE DANS UNE CONDUITE VERTICALE

III.1. Théorie générale de l'écoulement à poches :

L'écoulement à poches est probablement le phénomène non stationnaire le plus complexe existant en écoulement diphasique. Même si les conditions d'entrée sont stationnaires, l'écoulement est vu par un observateur comme un phénomène instable ; écoulement dispersé qui apparaît alternativement avec un écoulement séparé. Ces deux états se suivent d'une manière aléatoire, introduisant des fluctuations de pression et de vitesse. En écoulement vertical, les bulles sont caractérisées par leur front de forme ronde, suivi par un corps cylindrique se terminant presque par une base plate. Le liquide autour de la bulle circule en un film mince descendant accéléré par les forces de gravité. A la base de la bulle, le film retombant heurte le bouchon liquide causant la séparation de l'écoulement. Ce qui engendre l'apparition d'un vortex tourbillonnaire. Cette zone est connue sous le nom "région avale de la bulle". Dans le bouchon liquide, l'écoulement perturbé est graduellement rétabli séparément loin de la base de la bulle. Sous certaines conditions les petites bulles sont entraînées dans le bouchon. Elles peuvent se coaliser au niveau du front ou s'écouler dans le prochain film tombant. Lorsque la conduite n'est pas verticale, la symétrie des longues bulles est perdue. Même pour les petits angles d'inclinaison, la composante transversale de la gravité fait que l'interface des longues bulles évolue d'une structure annulaire à une configuration stratifiée. Pour la même raison, les petites bulles sont plus ou moins stratifiées dans les bouchons du liquide, sous les effets opposants de la poussée d'Archimède et de la turbulence.

Considérons la Figure III-1 qui représente une cellule équivalente. Un bouchon de liquide transportant des bulles dispersées sur une longueur L_D à une vitesse V , envahi par du liquide qui circule lentement dans le film séparé. Ce liquide est mélangé et accéléré à la vitesse du bouchon sur une distance L_M , au-delà de laquelle la vitesse et la distribution du vide dans le bouchon du liquide prend l'apparence d'un écoulement à bulles. Donc, la longueur totale d'un bouchon de liquide est composée d'une longueur de mélange L_M et d'une longueur de l'écoulement développé ($L_D - L_M$). Pendant l'écoulement à poches stable, le liquide est versé de l'arrière du bouchon au même taux que le liquide pris du front. En conséquence la longueur du bouchon reste constante le long de la conduite [25, 26].

Pour les conduites verticales le liquide forme un film annulaire descendant animé d'un mouvement accéléré en se déplaçant vers le bas. La section séparée qui contient la poche de gaz a une longueur L_S . La majorité du gaz est transportée dans ces poches.

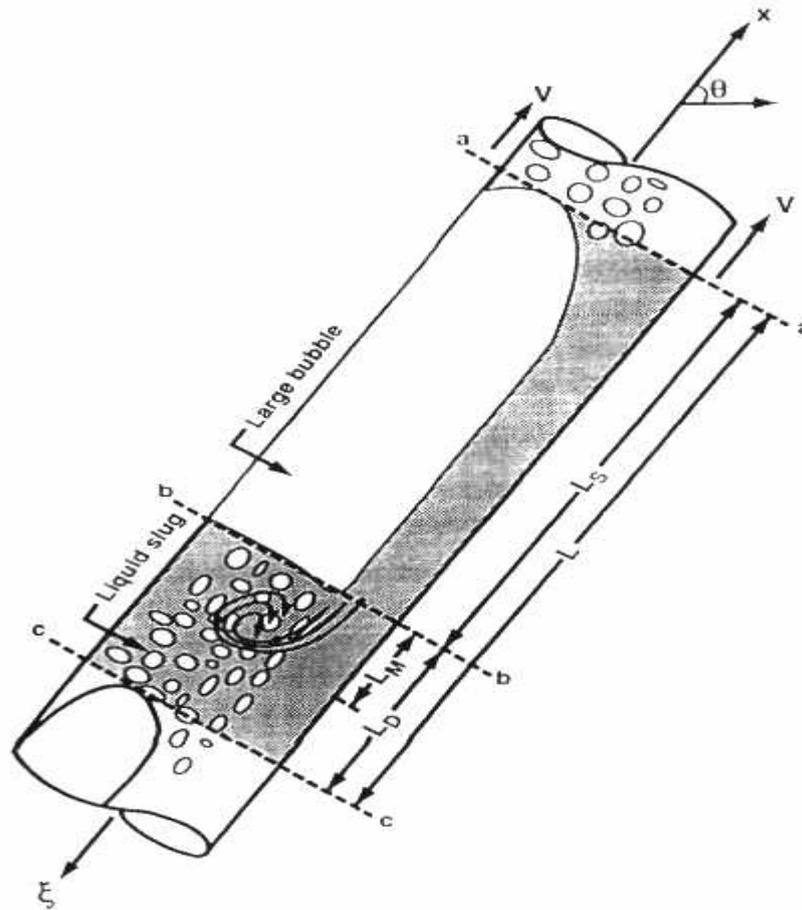


Fig. III.1 : schéma de l'écoulement à poches – cellule équivalente -.

- Que Voulons-nous savoir sur l'écoulement à poches et pourquoi ? [25]

Un modèle complet de l'écoulement à poches doit nous informer sur les données suivantes :

- Les longueurs caractéristiques : L_D , L_S , L_M , leur distribution et la distribution des dimensions de la bulle dans le bouchon du liquide; épaisseur du périmètre mouillé du film sur L_S .

- Les vitesses caractéristiques: V et les vitesses moyennes du liquide et du gaz dans chaque section comme une fonction de position le long de la cellule.
- Les taux de vide moyennés sur la section comme une fonction de la position le long de la cellule et la distribution radiale de ces taux dans le bouchon du liquide.
- Les tensions à la paroi et à l'interface comme une fonction de la position le long de la cellule.

Une variété de méthodes approximatives existe pour le calcul des paramètres hydrodynamiques de l'écoulement à poches. Les anciennes méthodes utilisées des corrélations expérimentales. Aujourd'hui, il y a une tendance vers l'adaptation des modèles approximatifs de modélisation [27].

Les méthodes susmentionnées traitent l'écoulement à poches avec une vitesse de translation constante. Cependant, les principales caractéristiques de l'écoulement sont l'intermittence et l'irrégularité. Donc, la connaissance des valeurs moyennées dans le temps des paramètres de l'écoulement n'est pas suffisante et le recours à la connaissance de la distribution en longueur est essentiel et plus particulièrement la longueur maximale du bouchon ; en outre, les transitions sont plus fréquentes et le développement de la distribution de la longueur du bouchon du liquide d'un écoulement non-développé vers le développement doit être pris en considération.

III.2. Etat de l'art dans l'étude de l'écoulement vertical à poches :

Le mouvement des bulles de Taylor et la mécanique des fluides de l'écoulement à poches ont été étudié par plusieurs chercheurs. La vitesse de montée des bulles de Taylor a été mesurée par Nicklin et al. (1962). White et Beardmore (1962) ont utilisé un grand nombre de données expérimentales et ils ont proposé une corrélation graphique générale pour la détermination de la vitesse de montée ; Ils ont identifié trois groupes adimensionnels (nombre de Froude, nombre de Eötvös et le nombre de Morton) utilisés dans la corrélation de la vitesse de montée.

La forme des bulles de Taylor a été déterminée analytiquement par Dumitrescu (1943), en utilisant la théorie de l'écoulement potentiel. Collins et al. (1978), Bendiksen (1985) et Nickens et Yanntiell (1987) ont étendu la théorie pour déterminer l'influence du liquide en circulation, la viscosité et la tension superficielle sur le mouvement de la bulle. Özgü et al. (1973) ont comparé leurs propres mesures avec la solution de l'écoulement potentiel et ils ont obtenu un film liquide épais autour de la bulle en comparaison avec le film trouvé par la théorie [28]. Leur résultats sont en accord avec les données de Davies et Taylor (1950) et ils ont indiqué que le rapport entre l'épaisseur théorique et l'épaisseur mesurée est de 2/3.

Récemment un progrès considérable a été fait pour l'étude du mouvement des bulles de Taylor. Kawaji et al. (1997) ont utilisé une méthode d'activation "photochromic dye activation" pour l'obtention du profile bidimensionnel de la vitesse du liquide autour de la bulle de Taylor. Pour la simulation numérique, ils ont utilisé la méthode VOF [28, 35].

La majorité des recherches ont été entreprise sur l'écoulement développé. Dans le but de déterminer la région où l'écoulement à poches est entièrement établis, des

efforts ont été menés pour déterminer la longueur du bouchon minimale stable, définie comme la longueur exigée pour rétablir un profil de vitesse entièrement développé en aval du bouchon du liquide et ainsi la bulle entraînée n'est pas affectée par l'arrière de celle qui la précède.

Des travaux théoriques (étude de la vitesse d'une série de bulles de Taylor dans des conduites verticales) ont été entrepris par Dukler et al.(1985) où ils ont développé un modèle qui stipule que la longueur minimale stable est déterminée par le rétablissement de l'épaisseur de la couche limite à la paroi à l'intérieure du bouchon du liquide. Ils ont supposé que le liquide au front du bouchon est bien mélangé, la couche limite à la paroi est déformée et un profil de vitesse uniforme est obtenu à une certaine distance de la bulle. La vitesse maximale est localisée au centre ; sa valeur augmente avec la distance à partir de la bulle en contradiction avec l'expérimentation. Ils déterminent la variation du nombre adimensionnel L_{stab}/D avec le nombre de Reynolds. La longueur moyenne du bouchon du liquide est plus grande que la longueur minimale stable prédite par la théorie. Ils déclarent que la géométrie de l'installation de l'essai affecte la distance nécessaire à la stabilisation du processus, la longueur de la région d'entrée et la distribution des longueurs des poches observées [27].

Barnea et Taitel (1993) ont développé un modèle simplifié pour la distribution de la longueur de la poche pour n'importe quelle position le long de la conduite. Le modèle suppose que des petits bouchons du liquide distribués aléatoirement sont générés à l'entrée de la conduite [29].

Dans les conduites larges, la formation spontanée des bouchons provient des instabilités locales de l'écoulement stratifié. Dans ce modèle, les bulles de Taylor ne se déforment pas au cours de leur mouvement dans la conduite et de ce fait la vitesse du front du bouchon du liquide est supposée égale à la vitesse en aval du bouchon qui le précède. Ils ont trouvé que l'évolution de la distribution de la longueur le long de la conduite, la distribution de l'écoulement complètement développé et la longueur maximale du bouchon ne sont pas sensibles à la distribution de la longueur du bouchon à l'entrée de la conduite.

III.3. Modélisation de l'écoulement vertical à poches :

Toute tentative de modélisation de l'écoulement à poches par une procédure classique de la moyenne temporaire, sans tenir compte de la nature de l'écoulement, est très restrictive. Dans l'écoulement à poches, l'occurrence dans l'espace-temps des longues bulles et des bouchons du liquide exige des modèles de fermeture pour les deux écoulements séparé et dispersé.

Deux approches ont été explorées ses dernières années. Initialement, les modèles basés sur des observations physiques ont été développés ; en réduisant l'intermittence de l'écoulement en une périodicité, la structure réelle complexe a été simplifiée à une cellule équivalente qui consiste en une longue bulle (la poche) et un bouchon de liquide. La longue bulle est approchée par une capsule cylindrique, pendant que le bouchon du liquide a été considéré comme une seule phase ou comme un écoulement homogène à bulles [25].

Dans la dernière décennie, un nouveau formalisme pour les propriétés physiques a été développé, on faisant la moyenne statistique de ces propriétés pour chaque

configuration d'écoulement, à savoir les régions à écoulement séparé et dispersé. La méthode conduit à la détermination des variables dépendantes dans chaque configuration de l'écoulement et des caractéristiques de l'intermittence à partir d'un modèle statistique cellulaire "statistical cellular model" basé sur la moyenne conditionnée des équations de conservations. Les premières tentatives ont été faites par Liné (1983) pour l'écoulement vertical [30].

En premier lieu, le concept de la cellule équivalente est présenté et les principes de conservation de la masse et de la quantité de mouvement sont développés sur cette cellule.

III.3.1. Le modèle de la cellule équivalente :

La modélisation de l'écoulement à poches exige une analyse détaillée comprenant le comportement intermittent. Une approche classique est utilisée pour réduire l'intermittence en une périodicité. De cette manière, la structure est simplifiée en une cellule équivalente qui contient la bulle large et un bouchon du liquide (Fig.10).

Le concept de la cellule équivalente a été introduit pour la première fois par Wallis (1969) qui l'utilisa pour la détermination du gradient de pression sous l'effet du bouchon du liquide, de l'aval de la bulle large, et de son corps. Ensuite il a été appliqué par Fernandes et al (1983) pour l'écoulement vertical.

Les conditions d'écoulement à l'entrée seront considérées comme constantes. Il doit être noté cependant que l'écoulement résultant est un écoulement transitoire [25]. Ces conditions à l'entrée sont spécifiées par les débits de masse de chaque phase :

$$m_k = \mathbf{r}_k U_{Sk} A \quad (3.1)$$

III.3.1.1. Définitions :

Le modèle débute par le principe que la phase k est distribuée en deux régions élémentaires :

- la région de la bulle large de volume V_S et de longueur L_S , entre les plans a-a et b-b où les phases sont séparées.
- la région du bouchon du liquide de volume V_D et de longueur L_D , entre les plans b-b et c-c où le gaz est dispersé.

L'utilisation de α_k comme la fraction de la phase k à travers la section de passage permet de définir les fractions le long de la cellule, de la région séparée et de la région dispersée:

$$R_k = \langle \mathbf{a}_k \rangle_V \quad R_k^S = \langle \mathbf{a}_k \rangle_{V_S} \quad R_k^D = \langle \mathbf{a}_k \rangle_{V_D}$$

Nous obtenons donc les relations volumétriques classiques:

$$R_L + R_G = 1 \quad (3.2)$$

$$R_L^S + R_G^S = 1 \quad (3.3)$$

$$R_L^D + R_G^D = 1 \quad (3.4)$$

La longueur ou le taux volumique β définie ci-dessous joue le rôle d'une quantité de pondération dans les équations de l'écoulement à poches :

$$\mathbf{b} = \frac{L_S}{L} = \frac{V_S}{V} \quad (3.5)$$

où L est la longueur de la cellule. C'est le rapport de la fraction de la phase sur la cellule et les fractions dans chaque partie de la cellule:

$$R_k = \mathbf{b}R_k^S + (1 - \mathbf{b})R_k^D \quad (3.6)$$

Cette équation peut être utilisée pour calculer β si la distribution du vide est connue:

$$\mathbf{b} = \frac{R_G - R_G^D}{R_G^S - R_G^D} \quad (3.7)$$

III.3.1.2. Les équations de conservation de la masse :

En supposons que l'écoulement est développé, le modèle de la cellule équivalente considère l'écoulement comme périodique dans l'espace et dans le temps [25]. Même si l'écoulement est instable dans un plan fixe, il existe un plan qui se déplace avec la cellule à la vitesse V où l'écoulement est considéré stable : la vitesse de la phase moyennée sur la section de passage de la conduite u_k est remplacée par $V - u_k$ dans le repère en mouvement. Suite à cet écoulement stationnaire, la quantité $\mathbf{a}_k(V - u_k)$ satisfait l'équation de continuité:

$$\frac{d}{d\xi}[\alpha_k(V - u_k)] = 0 \quad (3.8)$$

ou bien

$$\Phi_k = \mathbf{a}_k(V - u_k) \quad (3.9)$$

où \mathbf{a}_k et u_k varient le long de la cellule. Φ_k est le flux volumique de la phase k qui entre la région de la bulle large à travers le plan a-a, et se verse à partir du bouchon liquide à travers le plan c-c.

En moyennant ce flux sur V , V_S , V_D , on obtient les valeurs des vitesses moyennes suivantes U_k , U_k^S , U_k^D pour la phase k :

$$\Phi_k = R_k V - \langle \mathbf{a}_k u_k \rangle_V = R_k (V - U_k) \quad (3.10)$$

$$\Phi_k = R_k^S V - \langle \mathbf{a}_k u_k \rangle_{V_S} = R_k^S (V - U_k^S) \quad (3.11)$$

$$\Phi_k = R_k^D V - \langle \mathbf{a}_k u_k \rangle_{V_D} = R_k^D (V - U_k^D) \quad (3.12)$$

Une première équation de conservation de la masse est déduite. Elle relie le flux de la phase k entrant la bulle large à celui qui entre dans le bouchon du liquide :

$$\Phi_k = R_k^S (V - U_k^S) = R_k^D (V - U_k^D) \quad (3.13)$$

Une deuxième équation relie le flux de la phase k aux conditions d'entrée, c.-à-d., sa vitesse superficielle U_{Sk} . La conservation de la masse de la phase k entre l'entrée de la conduite et le plan a-a, donne :

$$\Phi_k = R_k V - U_{Sk} \quad (3.14)$$

III.3.1.3. Les équations de la quantité de mouvement :

L'équation de la quantité de mouvement de la phase k moyennée dans la direction x dans un repère en mouvement est :

$$\frac{d}{d\xi} [\rho_k \alpha_k (V - u_k)^2 + \alpha_k p_k] = -[A^{-1}(\tau_k^w S_k^w + \tau_k^i S_k^i) - \rho_k \alpha_k g \sin \theta] \quad (3.15)$$

où θ est la pente de la conduite, S le périmètre mouillé, p la pression moyenne sur la section de la phase k et τ la composante de la contrainte exercée sur la phase k par la paroi (w) ou par l'interface (i) dans la direction x .

L'équation (3.15) se simplifie en :

$$\mathbf{r}_k \Phi_k^2 \frac{d\mathbf{a}_k^{-1}}{d\mathbf{x}} + \frac{d\mathbf{a}_k p_k}{d\mathbf{x}} = -[A^{-1}(\mathbf{t}_k^w S_k^w + \mathbf{t}_k^i S_k^i) - \mathbf{r}_k \mathbf{a}_k g \sin \mathbf{q}] \quad (3.16)$$

contrairement aux équations de conservation de la masse qui peuvent être simplifiées par intégration sur les différentes parties de la cellule, les équations de la quantité de mouvement ne peuvent être conduites de la même manière à moins que $d\mathbf{a}_k/d\mathbf{x} = 0$ [25].

A l'aval de la bulle large, il existe une zone aérée de longueur L_M où l'écoulement est en développement. La fraction du vide diminue et le liquide décélère avec ξ , alors la fraction du vide et les vitesses des phases vont atteindre les valeurs d'équilibre déterminées par le bilan des forces entre la contrainte de cisaillement d'interface à la paroi et la force de gravité. Un développement similaire est observé à l'arrière du bouchon du liquide. Sur une longueur L_N du courant descendant au nez de la bulle, la fraction du vide augmente alors que le liquide accélère vers une région où le film du liquide atteint une épaisseur de développement complet.

L'ensemble des équations de masse et de quantité de mouvement (3.9) et (3.16) avec les conditions du saut de la pression et de la contrainte de cisaillement à l'interface, peut être résolu pour déterminer l'évolution spatiale des fractions et des vitesses de la phase. Cela nécessite des lois de fermeture supplémentaires qui expriment les contraintes de cisaillement à la paroi et à l'interface et une hypothèse supplémentaire qui stipule que la distribution transversale de la pression est hydrostatique. Ceci conduit au modèle à deux fluides dont la solution est restreinte à la région où $da_k/dx \ll a_k/D$.

Pour résoudre ce modèle à deux fluides, la connaissance de la vitesse de la bulle large est primordiale. De plus, on a besoin de connaître la longueur L_S de la bulle ou la longueur L_D du bouchon du liquide [25].

III.3.1.4. Le problème de fermeture :

Si on considère que les fractions du liquide sont données en fonction des fractions du gaz, et que R_G , U_G et U_L sont donnés, on peut identifier 14 variables inconnues:

- 9 variables principales: R_G^S , R_G^D , R_L^D , R_L^D , U_k^S , U_k^D , dP/dx , V , \mathbf{b}
- 5 variables secondaires exprimées en fonction des variables principales : \mathbf{t}_L^{wS} , \mathbf{t}_G^{wS} , \mathbf{t}_L^{wD} , \mathbf{t}_G^{wD} , Φ_k

Ces variables sont équilibrées par sept (07) équations :

- 04 équations (3.13)
- 02 équations (3.14)
- 01 équation exprimant le gradient de pression (3.16)

On a besoin donc de sept (07) lois de fermeture. Il existe plusieurs stratégies pour la fermeture du problème dont :

- 01 équation qui exprime la vitesse V de la bulle large (c'est la méthode retenue dans notre simulation),
- 01 équation pour la fraction du vide dans la bulle large R_G^S ,
- 01 équation pour la fraction du vide dans le bouchon du liquide R_G^D ,
- 01 équation pour la vitesse d'entraînement dans le bouchon du liquide $U_G^D - U_L^D$,
- 03 équations pour les contraintes de cisaillement à la paroi \mathbf{t}_L^{wS} , \mathbf{t}_G^{wS} , \mathbf{t}_L^{wD} .

III.3.2. Caractéristiques statistiques de l'écoulement à poches :

Il y a un besoin pratique pour connaître le temps caractéristique et l'échelle de la longueur de l'écoulement à poches. Les premières tentatives concernant l'estimation de la longueur de la poche (bouchon) ou de la fréquence à partir de l'enregistrement du temps de passage de chaque bouchon du liquide et de chaque bulle de Taylor t_{Di} , t_{Si} et la mesure de leur vitesse individuelle V_{Di} , V_{Si} . La longueur moyenne du bouchon et de la poche peut être définie par :

$$L_D = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n t_{Di} V_{Di} \quad (3.17)$$

$$L_S = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n t_{Si} V_{Si} \quad (3.18)$$

La longueur moyenne des bouchons du liquide a été estimée pour l'écoulement vertical dans la gamme de 8-25 fois le diamètre.

Pour l'écoulement vertical, Taitel et al (1980) ont suggéré que la longueur minimum stable du bouchon soit en rapport avec la distance nécessaire pour rétablir la distribution complète de la vitesse turbulente dans le bouchon du liquide après sa distribution par le film descendant et entrant à son front [25].

III.3.3. Modèle multi-champs multidimensionnels :

Le modèle multi-champs multidimensionnels de l'écoulement diphasique suppose que les champs individuels peuvent représenter des fluides ou des phases séparées ou bien des configurations géométriques distinctes d'un écoulement dans un fluide ou une phase donnée. Par exemple, un modèle à quatre champs (Fig. III.2) peut comprendre les champs suivants : un liquide continu (désigné par cl), de la vapeur dispersée en des petites bulles (dv), un gaz/vapeur continu (cv), et du liquide dispersé (gouttelettes, dl). Le concept de la modélisation multi-champs consiste en l'application de techniques de moyennes temporaire, spatiale ou d'ensemble dans les équations instantanées de conservation pour chaque champ. Les équations résultantes sont déterminées par rapport à un domaine physique et de calcul commun, et qui incluent les termes des interactions d'interface entre les champs.

Les lois de fermeture sont nécessaires pour fermer le système des équations. Ces conditions supplémentaires incluent: les forces d'interface, le transfert de chaleur, la turbulence, la contrainte à la paroi et le transfert thermique à la paroi. La force d'interface globale sur la phase k est la superposition de ces différentes contributions.

Un modèle complet de l'écoulement à poches doit comprendre au minimum les trois champs : le liquide continu, la vapeur dispersée et la vapeur continue (bulles de Taylor). Puisque les deux champs de la vapeur ne réagissent pas réciproquement l'un avec l'autre (à l'exception de la coalescence ou de la cassure de la bulle), les forces d'interface sont principalement entre le liquide continu et chacun des deux champs de la vapeur. Les interactions cl-dv sont semblables à ceux des écoulements à bulles dispersés. D'un autre côté, à cause de la taille, de la forme et de la position centrée des bulles de Taylor, une approche de modélisation différente doit être utilisée pour déterminer les modèles des différentes forces d'interface. Pour le cas de l'écoulement à poches, les opérations de la moyenne doivent inclure la moyenne volumique le long de la longueur de la cellule. Le développement des lois de fermeture pour le modèle multi-champs exige la connaissance des conditions locales de l'écoulement à l'extérieure et à l'intérieure de la bulle de Taylor (pour le développement du modèle voir la référence [31]).

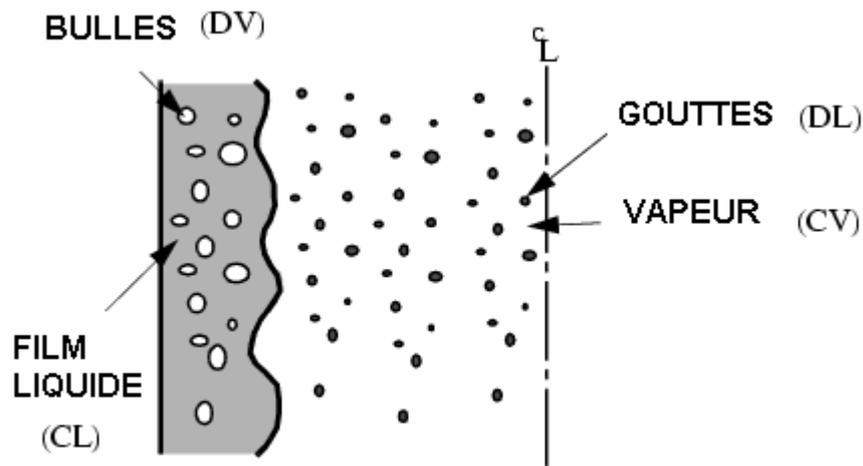


Fig. III.2 : illustration du modèle multi-champs d'un écoulement diphasique

III.4. Caractéristiques et dynamique de l'écoulements vertical à poches :

La première partie de cette étude portera sur la cinématique et l'hydrodynamique d'une bulle de Taylor. La deuxième partie concerne les investigations faites sur le phénomène de coalescence et le comportement de l'écoulement dans la région aval de la bulle. Enfin, une revue des différentes techniques expérimentales sur l'écoulement à poches est présentée.

III.4.1. Caractéristiques de l'écoulement à poches :

La caractéristique fondamentale de l'écoulement à poches est qu'il est non stationnaire. Dans la plupart des données disponibles, les bulles de Taylor ont des fractions de vide moyennées supérieures à 0,8. Les bouchons stables du liquide possèdent des fractions moyennes de vide entre 0,3 et 0,42.

Les bouchons du liquide sont tous similaires. Fréquemment une région à faible taux de vide existe au front du bouchon, la fraction du vide a tendance à augmenter d'une manière oscillatoire avec la longueur du bouchon, jusqu'à des valeurs maximales de 0,35 à 0,45 [32].

III.4.2. Hydrodynamique d'une bulle de Taylor :

Dans l'écoulement à poches, le gaz est principalement transporté par les longues bulles. Une modélisation fiable de l'écoulement repose sur une compréhension de leur mouvement. Pour donner une idée sur leur importance, la fraction du vide dans les bouchons du liquide dépasse rarement la valeur de 25% bien que sa valeur dans les longues bulles pourrait atteindre les 90%. La vitesse de ces longues bulles dépend de la gravité, du diamètre et de l'inclinaison de la conduite, les flux volumiques des deux phases et des propriétés du fluide : viscosité, densité, et tension superficielle. De plus, quelques paramètres internes peuvent être d'une grande importance dans le mécanisme d'interaction entre deux bulles consécutives: les longueurs de la poche et du bouchon, et la fraction du vide dans le bouchon du liquide [27].

III.4.2.1. Vitesse de translation de la bulle de Taylor :

L'objectif des différentes études sur l'hydrodynamique de la bulle de Taylor est l'estimation de sa vitesse de translation. Ce problème est à nos jours sujet d'investigation.

On entend généralement par la vitesse de translation de la bulle, la vitesse de propagation de son nez dans une conduite. Pour la bulle de Taylor, il existe un consensus entre les chercheurs qui stipule que la vitesse U_t peut être vue comme une superposition de sa vitesse de montée dans l'eau stagnante, ou bien drift U_∞ , avec une contribution additionnelle de la vitesse du mélange de l'écoulement U_m , avec $U_m = U_{SL} + U_{SG}$

$$\text{Alors, Nicklin et al. (1962) : } U_t = CU_m + U_\infty \quad (3.19)$$

La vitesse U_∞ est déterminée avec une précision suffisante dans les écoulements air-eau en considérant l'écoulement autour du nez de la bulle comme un écoulement potentiel et en négligeant les effets de la compressibilité :

$$U_\infty = K\sqrt{gD} \quad (3.20)$$

Les auteurs donnent des valeurs légèrement différentes pour le paramètre K . Dumitrescu (1943), utilisa la valeur 0.35 pour le cas du régime inertiel ; Davies et Taylor (1949) utilisèrent 0.346, Goldsmith et Mason (1962) 0.33-0.38, Clift et al (1978) 0.33-0.36 et Polonsky (1998) la valeur de 0.351.

Pour la contribution de la vitesse du mélange, il est généralement supposé que la vitesse de translation de la bulle suit la vitesse locale maximale au front du nez. Cependant, le paramètre C est déterminé en accord avec le profil de la vitesse en amont de la bulle. On utilise généralement :

$C=1.2$ pour le cas du régime turbulent et,
 $C=2.0$ pour le cas du régime laminaire complètement développé.

Les valeurs précédentes sont valides pour le cas où les effets d'interface sont négligeables. D'un autre côté, dues au gradient de la pression hydrostatique le long de la conduite, les mesures de la vitesse de translation doivent inclure l'effet d'expansion du gaz dans la bulle. Pour cela, un autre terme doit être ajouté à la corrélation de Nicklin.

Lorsqu'une bulle de volume V_g monte dans un tube vertical ouvert au niveau de sa partie supérieure, son taux d'expansion U_L peut être déterminé analytiquement. La vitesse du nez est donnée par Polonsky et al (1998) :

$$U_N(h) = C(U_L + u_L) + U_\infty = (CU_L + U_\infty) \left[1 - C \frac{\int_0^L r^2(x) dx}{R_G^2 \left[\frac{P_a}{\rho_l g} + h \right]} \right]^{-1} \quad (3.21)$$

où u_L est la vitesse du liquide induite due à l'expansion du gaz $\left(u_L = \frac{1}{A} \cdot \frac{dV_G}{dt}\right)$, $r(x)$

le rayon local de la bulle, L la longueur de la bulle et x est la coordonnée axiale mesurée à partir du nez, p_a est la pression atmosphérique à la sortie du tube, h la charge hydrostatique dans le tube au-dessus de la bulle et R_G est la constante du gaz pour l'air.

La vitesse de la base de la bulle est donnée par l'équation suivante :

$$U_B = U_N - \frac{dL}{dx} = U_N \left[1 - \frac{\int_0^L r^2(x) dx}{r^2(L) \left[\frac{P_a}{\rho_l g} + h \right]} \right] \quad (3.22)$$

III.4.2.2. Etudes expérimentales sur la bulle de Taylor :

Plusieurs recherches expérimentales et théoriques ont été menées pour la détermination de la forme précise d'une bulle de Taylor. Davies et Taylor (1949) ont obtenu sa forme en utilisant un microscope à propagation "traveling microscope". Les photos obtenues confirment que la forme du nez est sphérique et elle est indépendante de la longueur de la bulle. Nicklin et al (1962) ont mesuré le volume du liquide qui entoure les bulles de Taylor en les photographiant lorsqu'elles approchent la surface libre. Ils ont trouvé que 10.2% de l'aire de la section de passage est occupée par du liquide. Street et Tek (1963), ont pris en considération dans leur analyse les effets de la viscosité et de la tension superficielle sur l'écoulement dans le film liquide. Leur modèle estime correctement le forme de la bulle et il est en très bon accord avec les résultats expérimentaux de Nicklin [32].

Brown (1965) a mesuré la vitesse de montée dans des liquides de différentes viscosités. Il a proposé une valeur universelle pour le rayon de courbure du nez :

$$r_0 = 0.75 R_C \quad (3.23)$$

$$\text{où} \quad R_C = R_{pipe} - d_l \quad (3.24)$$

avec d_l est l'épaisseur du film liquide.

Enfin, Polonsky et al (1999) ont mené des mesures quantitatives sur la forme de la bulle de Taylor. En utilisant le traitement numérique de l'image "Digital Image Processing", ils ont obtenu des résultats précis concernant l'épaisseur du film liquide autour de la bulle de Taylor et les formes du nez et de la base. Leurs résultats montrent que l'épaisseur du film au nez augmente avec l'élévation de la vitesse du liquide mais l'effet devient faible et s'annule loin du nez. D'un autre côté, les expériences pour des bulles de différentes longueurs montrent que leur forme est indépendante de la longueur. Pour la forme moyennée de la base de la bulle, elle possède une structure moyennée concave et est essentiellement insensible à la vitesse du liquide et à la longueur de la bulle.

III.4.2.3. Mouvement d'entraînement des bulles larges dans un liquide stagnant:

Lorsque on injecte un grand volume de gaz dans la partie inférieure d'une conduite verticale remplie par de l'eau stagnante, on a la formation d'une bulle de Taylor dont sa vitesse de montée est fonction de la gravité g , du diamètre de la conduite D , de la viscosité du liquide \mathbf{m}_L , de la densité des deux phases \mathbf{r}_L et \mathbf{r}_G , et de la tension superficielle \mathbf{s} . Cette vitesse peut être exprimée en fonctions des nombres adimensionnels où le nombre de Froude $Fr = \frac{u}{\sqrt{gD}}$ est exprimé en fonction du

nombre de l'inverse de viscosité $N_f = D^{3/2} g^{*1/2} / \nu_L$ et du nombre dépendant de la tension superficielle $Y = \frac{g \mathbf{m}_L^4}{\mathbf{r}_L \mathbf{s}^3}$.

Pour les conduites de large diamètre, la vitesse de la bulle est indépendante des propriétés du liquide, c'est à dire, que le nombre de Froude ne dépend pas de N_f et de Y (les effets de viscosité et de l'interface sont négligeable). Ce régime contrôlé par l'inertie prend place pour $N_f > 300$ et d'un nombre de Eötvös :

$$Eo = \mathbf{r}_L g^* D^2 / \mathbf{s} = N_f^{3/4} \cdot Y^{1/3} > 100 \quad (3.25)$$

avec : $g^* = (\rho_L - \rho_G)g / \rho_L$, la force de gravité modifiée et qui inclut le poids et l'inertie.

Dans ce régime, la théorie de l'écoulement potentiel est applicable au front de la bulle. Le fluide est supposé non visqueux et l'écoulement irrotationnel.

La vitesse de montée peut être déterminée sans faire le bilan des forces, mais simplement à travers la forme de la bulle seule (Fig. III.3). De plus, elle est indépendante de la longueur de la bulle. Lorsque le rayon $R = D/2$ de la bulle n'est pas très petit, la tension superficielle peut être négliger et la pression dans le gaz et sur la tête sphérique est constante.

L'équation de Bernoulli sur la tête est :

$$-q_s^2 / 2 = g[R - r(\mathbf{q}) \cos(\mathbf{q})] \quad (3.26)$$

Pour l'écoulement potentiel sur la sphère

$$q_s^2 = 3/2 U \sin \mathbf{q} \quad (3.27)$$

En remarquant près du point de stagnation avec $r(\mathbf{q}) = R$, Taylor et Davies trouvent que :

$$V_\infty = C_\infty \sqrt{gD} \text{ et } C_\infty = \sqrt{2/3} \quad (3.28)$$

Batchelor note que la montée de la bulle de Taylor est similaire, mais un peu inférieure avec une valeur empirique C_∞ de 0.35.

La formule (4.10) indique que la vitesse de la bulle est indépendante de sa longueur et elle est indépendante de la densité et de la viscosité soit du gaz ou du liquide.

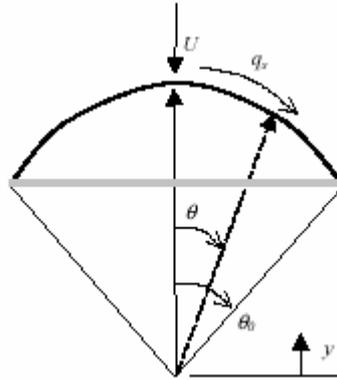


Fig. III.3 : tête sphérique d'une bulle de Taylor.

III.4.2.4. Influence des propriétés du liquide :

Les mesures de White et Breadmore (1961) sur la vitesse des bulles dans les tubes verticaux pour une variété de liquides avaient pour objectif la détermination des conditions sous lesquelles les effets des différentes forces en action (inertie, viscosité et d'interface) deviennent négligeables. Le résultat est une corrélation adimensionnelle présentée graphiquement : le nombre de Froude $Fr = \frac{u}{\sqrt{gD}}$ est tracé en fonction du nombre de Eötvös E_0 et du paramètre Y .

Bretherton (1961), par une analyse quantitative de la montée de la bulle a montré que lorsque le nombre de Eötvös, $E_0 > 3.37$, la formule suivante s'applique pour le calcul de la vitesse d'entraînement :

$$\frac{E_0 - 3.37}{4} = 1.25 \left(\frac{\mathbf{m}U_\infty}{\mathbf{s}} \right)^{2/9} + 2.24 \left(\frac{\mathbf{m}U_\infty}{\mathbf{s}} \right)^{1/3} \quad (3.29)$$

Pour les valeurs de $E_0 < 3.37$, l'écoulement de la bulle devient instable à cause de l'importance des effets de la tension superficielle.

Zukosky (1965) a analysé l'influence des propriétés du liquide sur la vitesse de la bulle de Taylor et il a proposé la relation :

$$V_\infty = C_\infty(N_f, E_0, \theta) \sqrt{g^* D} \quad (3.30)$$

avec : C_∞ , vitesse de montée adimensionnelle.

En écoulement visqueux où $N_f < 2$ ou bien $D < 1.6(\mathbf{m} \mathbf{r}^{-2} \mathbf{g}^{-1})^{1/3}$, Wallis (1969) a proposé une forme simple de la constante C_∞ comme une fonction de la viscosité (effets de la tension superficielle sont négligeable) : $C_\infty = 0.01 N_f$

Cette formule est en accord avec les observations de Zukoski concernant l'influence de la viscosité sur la vitesse de circulation des bulles de Taylor dans l'écoulement vertical à poches.

Bendiksen (1985) a affirmé que la tension superficielle réduit d'une façon monotone la vitesse de montée et il a proposé la formule suivante :

$$C_{\infty} = 0.344 \frac{1 - 0.96e^{-0.0165E_0}}{(1 - 0.052e^{-0.0165E_0})^{3/2}} \sqrt{1 + \frac{20}{E_0} \left(1 - \frac{6.8}{E_0}\right)} \quad \text{si } E_0 < 100 \quad (3.31)$$

Plusieurs études ont été conduites pour voir l'influence du liquide de viscosité μ , du diamètre de la conduite, de la densité et de la tension superficielle sur la vitesse des bulles de Taylor.

Les corrélations données par White et Beardmore 1962, et Brown 1965, donnent :

$$V_{\infty} = 0.35 \sqrt{gD} \left\{ 1 - \frac{(1 + ND)^{1/2} - 1}{ND/2} \right\}^{1/2} \quad (3.32)$$

$$\text{où } N = \left[14.5 \frac{\rho^2 g}{\mu} \right]^{1/3}$$

L'équation (3.32) donne de très bons résultats lorsque $ND > 120$ et se réduit à l'équation (3.28) lorsque le dernier terme est très inférieur à l'unité.

III.4.2.5. Fraction du vide dans les bulles larges :

La méthode générale utilisée pour la détermination de la fraction du vide R_L^S dans les grandes bulles démarre par la supposition que la zone de l'écoulement séparé entre le nez et l'aval est complètement développée. Cette supposition de l'écoulement complètement développée est valable seulement pour les grandes bulles et pour les bouchons du liquide de manière que la contribution des régions en développement soit négligeable. En d'autres termes, on néglige l'inertie [27].

Pour cette supposition la fraction de vide peut être estimée par l'équation de quantité de mouvement où la gravité et le frottement à la paroi et à l'interface sont en équilibre :

$$\left[\frac{S_G^{wS} \tau_G^{wS}}{R_G^S} + \frac{S^{iS} \tau_G^{iS}}{R_G^S R_L^S} - \frac{S_L^{wS} \tau_L^{wS}}{R_L^S} \right] + A \Delta \rho g \sin \theta = 0 \quad (3.33)$$

Dans l'équation précédente les contraintes de cisaillement à la paroi et à l'interface sont exprimées par :

$$\tau_k^{wS} = -f_k^{wS} \rho_k \frac{U_k^S |U_k^S|}{2} \quad (3.34)$$

$$\tau_G^{iS} = -f_G^{iS} \rho_G \frac{(U_G^S - U_L^S) |U_G^S - U_L^S|}{2} \quad (3.35)$$

Si la supposition de l'écoulement complètement développée simplifie la solution, souvent elle surestime la fraction du vide dans la région de l'écoulement séparée. Liné (1983) a évité l'utilisation de cette supposition par la résolution des équations (3.9) et (3.16) ensemble en supposant que la distribution transversale de la pression est hydrostatique. De plus, il a trouvé que les résultats obtenus sont plus exacts que ceux de la supposition de l'écoulement complètement développée.

III.4.3. Le vide dans les bouchons du liquide :

La solution des équations moyennées de la quantité de mouvement et de masse exige une méthode indépendante pour estimer la fraction du vide R_G^D moyennée sur le volume du bouchon. Les longueurs caractéristiques, chutes de pression et des vitesses sont des paramètres à calculer et qui sont fonction du vide moyenné.

Les données récentes sur la fraction du vide moyennée sur la longueur du bouchon du liquide sont celles de Barnea & Shemer (1989) et de Mao & Dukler (1989) obtenus avec un écoulement air/eau dans des tubes verticaux de 50 mm de diamètre interne.

Les données suggèrent que R_G^D dépende en premier lieu de la vitesse superficielle du gaz et non pas de la vitesse du mélange et que la tension à l'interface a un faible effet sur les fractions du vide. Par contre, il est possible que le vide mesuré dépend de la viscosité du liquide et la densité du gaz.

Deux modèles ont été proposés pour l'estimation de la valeur de R_G^D . Fernandes et al (1983) basent leur approche sur l'examen de la manière dont la phase gazeuse entre et quitte le bouchon du liquide. Barnea et Brauner (1985) proposent la notion du degré d'aération dans le bouchon et qui ne dépend que du niveau de la turbulence à l'intérieure de ce bouchon [25].

- Dimension et vitesse des bulles dans le bouchon du liquide :

La présence des petites bulles dans les bouchons résulte d'un couplage de phénomènes qui impliquent leur production par fragmentation de la queue de la bulle, leur entraînement en dehors du sillage de la bulle, et leur entraînement relativement à leur écoulement moyen. La difficulté majeure est d'isoler et de comprendre chacun de ces effets [27].

Les chemins par lesquels le gaz entre et quitte le bouchon paraissent être identifiés. Cependant les modèles nécessaires pour convertir ces idées dans des méthodes prédictives ne sont pas arrivés à terme. Le gaz entre le bouchon avec le film mince du liquide qui s'écoule à l'intérieur du bouchon dans un système de coordonnées fixé au front du bouchon. Le chemin par lequel une partie de vapeur retourne dans la bulle de Taylor au front du bouchon n'est pas encore identifié. Quelques données sur les longueurs cordales sont disponibles mais leur relation avec le diamètre n'est pas claire [25].

III.4.4. Dynamique et interaction des bulles de Taylor :

Le mécanisme d'interaction de deux poches successives contrôle la perte de mémoire, en provoquant la coalescence entre poches. En ce qui concerne la dynamique des poches isolées soumises à des conditions d'accélération de

l'écoulement, les résultats et les observations montrent qu'on ne peut pas faire l'économie de leur déformation si l'on veut rendre compte des effets d'inertie.

Pour ce qui est de l'interaction entre deux poches consécutives, l'expérience montre que leur différence de vitesse est bien une fonction décroissante de la longueur des bouchons lorsque celle-ci est faible ; elle est par contre une fonction croissante lorsqu'elle est grande (Figure III.4) :

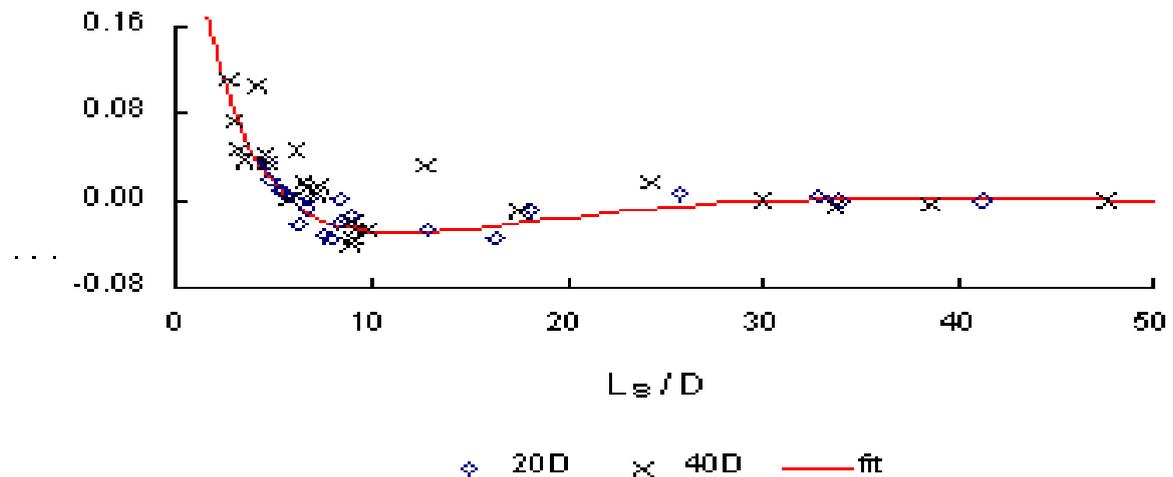


Fig. III.4 : Différence de vitesse de 2 poches successives en fonction de la longueur du bouchon qui les sépare.

Dans l'étude de l'interaction entre deux bulles de Taylor consécutives, il est essentiel de comprendre et de connaître le champ d'écoulement derrière la 1^{ère} bulle car ceci déterminera le mouvement de la bulle qui suit .

La vitesse de propagation de la bulle entraînée est en relation avec la vitesse maximale instantanée à son front. Les bulles derrière les bouchons courts circulent plus rapidement que les bulles derrière les bouchons larges. Par conséquent, les bulles entraînées plus rapides que les bulles en amont rattrapent ces dernières. Durant le processus de coalescence, les longueurs du bouchon du liquide et celle de la poche augmentent. Le processus d'agglomération des bulles prend fin lorsque les bouchons sont suffisamment larges que le profil de vitesse de l'aval est complètement développé et que toutes les bulles se propagent à la même vitesse. Différents modèles concernant la longueur du bouchon du liquide ont été établis pour déterminer la longueur minimale stable du bouchon [27].

La corrélation de Moissis et Griffith (1962) relie la vitesse U_t avec la distance de séparation l_s :

$$\frac{U_t}{U_\infty} = 1 + 8 \exp\left(-1.06 \frac{l_s}{D}\right) \quad (3.36)$$

ils ont observé que la bulle qui circule le long de la région avale d'une autre bulle perd sa forme ronde. Le nez est détruit et occupe alternativement des positions excentriques dans la section de passage.

A ce jour, deux approches différentes pour l'estimation de la longueur l_s sont adoptées. Dans la première approche, Taitel & al et Barnea & Brauner (1985), ont supposé un modèle à deux dimensions pour le film liquide et ils ont suggéré que la longueur minimale stable est équivalente à la distance nécessaire pour que le bouchon liquide absorbe et réduit la turbulence créée par le film descendant qui heurte la base de la bulle de Taylor. Dans la deuxième approche, Dukler et al (1985) ont considéré que la distance l_s est donnée par la distance nécessaire pour le développement d'une couche limite créée à l'aval de la bulle de Taylor. Elle correspond à la distance exigée pour rétablir le profil de vitesse dans le bouchon liquide.

Shemer & Barnea (1986) ont essayé d'expliquer le phénomène d'interaction entre les bulles. Ils ont relié la vitesse de la bulle de Taylor à la vitesse instantanée maximale du liquide à son amont :

$$U_{trailing} = U_{max} + 0.35\sqrt{gD} \quad (3.37)$$

La formule montre que la vitesse maximale juste au front du nez de la bulle U_{max} détermine la vitesse de translation de la bulle entraînée.

Pinto et Campos (1995) ont étudié la coalescence d'un couple de larges bulles circulant le long d'une colonne verticale remplie par du liquide. Ils ont proposé une formule décrivant la vitesse de la bulle entraînée en fonction de la distance de séparation d entre les bulles :

$$1. \text{ lorsque } \frac{d}{l_{min}} < 0.24 : \quad \frac{U_t}{U_\infty} = -11.4 \frac{d}{l_{min}} + 4.24 \quad (3.38)$$

$$2. \text{ lorsque } \frac{d}{l_{min}} > 0.24 : \quad \frac{U_t}{U_\infty} = 2.01 - 1.96 \frac{d}{l_{min}} + 0.95 \left(\frac{d}{l_{min}} \right)^2 \quad (3.39)$$

où l_{min} est la longueur minimale stable du bouchon liquide qui dépend de N .

En 1998, Pinto et al ont étudié la coalescence de deux bulles de Taylor circulant à co-courant avec le liquide. Leur résultats donnent [27] :

- Pour un régime turbulent et lorsque la distance de séparation est supérieure à $5D$, on n'a pas d'interaction entre les bulles.
- Pour un régime laminaire du liquide, si le rapport entre la vitesse moyennée dans le film complètement développé autour de la bulle de Taylor et la vitesse moyennée dans le liquide est supérieur à 25, on a coalescence des bulles de Taylor. alors la distance minimale au-dessus de laquelle aucune interaction n'est observée est de $10D$. Cependant, si le rapport des vitesses est inférieur à 25, la distance entre les bulles de Taylor augmente lorsque les bulles circulent le long de la conduite.

III.4.5. Etude expérimentale de l'écoulement à poches :

Plusieurs techniques expérimentales ont été utilisées pour caractériser les écoulements à poches verticaux. Parmi ces techniques on cite les principaux travaux.

Lors du passage de la bulle, White et Beardmore (1961) ont mesuré le temps qui s'écoule entre deux points marqués sur la conduite. Leur expérience visait la détermination des vitesses de translation dans des liquides différents.

Zukosky (1965) a mené des expériences en utilisant des conduites de matériaux différents et de diamètres variables. Les résultats confirment que le type du matériau n'a aucune influence sur l'écoulement lorsque le diamètre dépasse 2 cm. En d'autres termes, pour les conduites larges, les propriétés de surface de la paroi n'ont aucun rôle sur la vitesse de montée des bulles.

Mao et Dukler (1990) ont utilisé des sondes à conductances pour la détermination de l'épaisseur du film et de la vitesse de la bulle de Taylor, la méthode permet de mesurer une épaisseur du film de 1,5 mm avec une erreur inférieure à 5%.

Nakoyakov et al (1989) ont utilisé des sondes électrochimiques pour la mesure des contraintes de cisaillement à la paroi et des sondes de vitesse pour la détermination de la distribution des vitesses aux alentours de la bulle de Taylor. Leurs mesures ont permis la détection d'une zone à une certaine distance du nez de la bulle dans laquelle il y a inversion de l'écoulement dans le film descendant.

Van Hout et al (1992) ont utilisé des capteurs à fibres optiques, l'un placé dans la ligne centrale de la conduite et l'autre placé transversalement. Leurs résultats ont permis la détermination de la longueur moyenne de la bulle de Taylor, la longueur moyenne du bouchon liquide, les formes de la bulle de Taylor et la distribution bidimensionnelle de la fraction du vide dans le bouchon liquide.

Dans l'écoulement à poches développé, la majorité des études expérimentales sur la longueur du bouchon du liquide ont été consacrées à la détermination de la longueur moyenne du bouchon du liquide. Griffith et Wallis (1961) ont fait des mesures sur l'écoulement vertical développé pour une variété de conduites de $\frac{1}{2}$ " , $\frac{3}{4}$ " et 1" de diamètre. Ils trouvèrent que la longueur moyenne du bouchon du liquide est relativement indépendante des débits et dépend seulement du diamètre de la conduite.

Barnea & Schemer (1989) ont estimé expérimentalement la longueur moyenne du bouchon du liquide en utilisant une conduite en Plexiglas pour un écoulement vertical air/eau ($L=10m$, $D_{in}=5cm$) par l'utilisation des sondes électriques à conductivité. La longueur du bouchon est calculée par multiplication de la durée du bouchon liquide par la vitesse de translation déterminée par la corrélation de Nicklin et al. (1962) pour l'écoulement à poches développé. Ils trouvent une longueur moyenne du bouchon indépendante de la vitesse superficielle du gaz U_{gs} , et variable dans la plage : $10D - 15D$. Ces valeurs sont conformes à la longueur minimale stable dans les modèles de Taitel et al. (1980) et du Dukler et el. (1985). Cependant, comme cité auparavant, les modèles de la longueur minimale sous-estiment la longueur moyenne du bouchon du liquide qui doit être comprise entre la longueur minimale stable et deux fois la valeur de cette dernière.

Costigan et Whalley (1997) ont fait une étude expérimentale par utilisation de deux sondes à conductance à la paroi sur une conduite verticale. Ils ont utilisé une inter-corrélation pour déterminer la vitesse de translation à partir des signaux des deux sondes. En utilisant cette vitesse de translation, ils calculent la distribution de la longueur du bouchon – distribution normale -.

La longueur maximale du bouchon observée était de $15D$ alors que la longueur moyenne était aux alentours de $12D$ [27].

Chapitre IV

MODELISATION NUMERIQUE DE L'ÉCOULEMENT VERTICAL A POUCHES. RESULTATS ET DISCUSSION.

IV.1. Introduction :

Plusieurs simulations numériques ont été réalisées pour l'étude du mouvement des bulles de Taylor et de leur coalescence dans un liquide en mouvement. Parmi les résultats intéressants on cite :

- en 1990, Mao et Dukler ont identifié une zone de recirculation pour des taux de turbulence très élevés à l'arrière de la bulle de Taylor. (ce sont parmi les premiers à identifier l'intensité de formation des vortex dans la région aval de la bulle de Taylor).
- en 1998, Bugg et al par une simulation numérique ont étudié le champ d'écoulement autour d'une bulle en montée dans un liquide au repos par la résolution directe des équations de Navier-Stokes. l'étude de Bugg et al. couvre une large gamme de conditions et ne met aucune supposition a priori sur la forme de la queue précédente ou sur la vitesse finale. Ils ont utilisés la méthode VOF et un grand nombre de valeurs pour les nombres de Froude, Eötvös et Morton. Pour leur étude, ils ont négligé l'effet de la tension superficielle. Les informations obtenues sur les profils de vitesse en amont des bulles de Taylor montrent que le champ d'écoulement change de direction à plusieurs diamètres en amont de la bulle et continue son accélération à contre courant le long du film liquide [28].
- Li Chen et al en (1998) ont analysé la dynamique de coalescence des bulles par une simulation numérique qui prend en compte le changement topologique de l'interface des bulles durant la coalescence. En incluant les effets de la tension superficielle et de la viscosité, ils déclarent que : la viscosité joue un rôle important dans la coalescence des bulles, il y a une forte interaction entre deux bulles dans un liquide très visqueux et de ce fait une forte probabilité de collision ; cependant une forte tension superficielle empêche la coalescence [31].

IV.2 Simulation numérique :

La réponse à la question de comment et pourquoi une bulle de Taylor entraînée accélère et coalesce avec la bulle précédente n'a pas été arrivée à terme. Cela exige la compréhension de l'hydrodynamique du liquide entourant la bulle de Taylor, puisque les caractéristiques globales de l'écoulement tels que la vitesse de montée et la fraction du vide ont une relation très intime avec la nature de l'écoulement du liquide. Pour cette raison on a essayé de simuler numériquement l'écoulement en utilisant la technique VOF.

Ce travail est consacré à la validation du modèle "couplé" pour la prédiction numérique de l'écoulement diphasique gaz-liquide à poches dans une conduite verticale.

IV.2.1. Modèle mécaniste des bulles de Taylor

Le modèle mécaniste suivant est développé pour la simulation de l'écoulement des bulles de Taylor dans une conduite verticale. Deux régimes existent : le régime complètement développé et le régime en développement [34].

- Les conditions de l'écoulement développé pour la bulle de Taylor sont :

$$\mathbf{b} = L_{TB}/L_{SU}, L_{LS}/L_{SU} + \mathbf{b} = 1 \quad \text{et} \quad \mathbf{r}_{mTB} = \mathbf{r}_G.$$

- Par contre, pour l'écoulement en développement :

$$\mathbf{b} = L_{dTB}/L_{dSU} \quad \text{et} \quad \mathbf{r}_{mTB} = \mathbf{r}_L \cdot H_{LdTB} + \mathbf{r}_G \cdot (1 - H_{LdTB})$$

Pour les deux régimes : $u_{LTB} = u_{LdTB}$

- La retenue du liquide sur la cellule unitaire pour les deux conditions d'écoulements :

$$H_{LSU} = 1 - \frac{u_{SG} + (1 - H_{LLS}) \cdot (u_T - u_{GLS})}{u_T}$$

Considérons l'unité de l'écoulement à poches (Fig. IV-1 A1), la retenue du liquide peut être donnée par :

$$H_{LSU} = 1 - \left[\frac{L_{TB}}{L_{SU}} (1 - H_{LTB}) + \frac{L_{LS}}{L_{SU}} (1 - H_{LLS}) \right]$$

Le modèle Drift-Flux donne [2] :

$$\mathbf{a} = \frac{u_{SG}}{C_0 u_m + u_d}$$

$$C_0 = -0.404\mathbf{a} + 1.431$$

$$u_d = 0.163\mathbf{a} + 0.218$$

IV.2.1.1 Paramètres hydrodynamiques de la bulle de Taylor complètement développée pour le calcul de la chute de pression :

Les paramètres à déterminer sont: $L_{LS}, L_{TB}, u_T, u_{LLS}, u_{LTB}, H_{LLS}, H_{LTB}$.

- 1) sans aucune vitesse relative, les bulles de Taylor et les bouchons du liquide s'écoulent à la même vitesse de translation:

$$u_T = 1.2 u_m + 0.345 \left(\frac{g \cdot D \cdot (\mathbf{r}_L - \mathbf{r}_G)}{\mathbf{r}_L} \right)^{0.5}$$

avec : $u_m = \frac{Q_L + Q_G}{A}$, vitesse du mélange.

$$u_\infty = k \left(\frac{g D (\mathbf{r}_L - \mathbf{r}_G)}{\mathbf{r}_L} \right)^{0.5}, \text{ vitesse dans l'eau stagnante.}$$

- 2) pour un système de coordonnées en mouvement avec la vitesse de translation, les variables de l'écoulement sont indépendants du temps et varient seulement suivant l'espace. Alors, le bilan de masse du liquide du bouchon vers la bulle de Taylor donne :

$$(u_T - u_{LLS}) \cdot H_{LLS} = (u_T - u_{LTB}) \cdot H_{LTB}$$

- 3) un bilan complet du liquide sur la cellule unitaire donne :

$$u_{SL} = u_{LLS} \cdot H_{LLS} \cdot \frac{L_{LS}}{L_{SU}} + u_{LTB} \cdot H_{LTB} \cdot \frac{L_{TB}}{L_{SU}}$$

- 4) supposons que les deux phases dans le bouchon du liquide se comporte de la même manière dans le cas de l'écoulement à bulles complètement développé, alors :

$$u_{GLS} = C_0 u_m + \sqrt{H_{LLS}} \cdot u_\infty \quad (\text{Fernandes et al. pour l'écoulement vertical})$$

- 5) la retenue du liquide dans le bouchon est donné par :

$$H_{LLS} = \frac{1}{1 + \left(\frac{u_m}{8.66} \right)^{1.39}} \quad (\text{Gregory et al.})$$

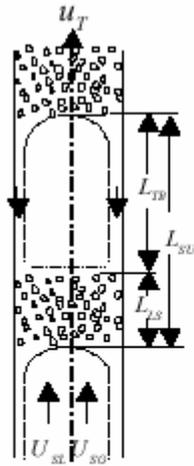


Fig. A1- BTCD

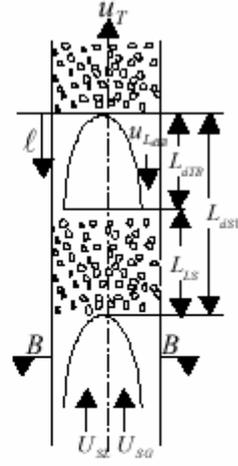


Fig. A2- BTB

- unité de simulation de l'écoulement à poches -

Fig. IV.1 Simulation d'une bulle de Taylor

IV.2.1.2 Paramètres hydrodynamiques de la bulle de Taylor en développement :

- La retenue du liquide est : $H_{LSU} = 1 - \frac{u_{SG} + (1 - H_{LLS})(u_T - u_{GLS})}{u_T}$
- Si la bulle de Taylor est constituée seulement de sa tête, l'épaisseur du film varie d'une façon continue le long de la zone du film. Donc, il est nécessaire de déterminer la longueur de cette tête L_C et de la comparée avec la longueur de la bulle L_{TB} dans l'écoulement complètement développé. Pour la détermination des paramètres nécessaires à la l'estimation de la perte de charge dans la conduite ($\mathbf{b}, \mathbf{r}_{mTB}, u_{LTB}, L_{dTB}$).
- La longueur de la tête de la bulle de Taylor s'étale du nez jusqu'à l'épaisseur du film du Nusselt :

$$\mathbf{d}_N = \left[\frac{3u_{LTB} \cdot A_{LTB} \cdot \mathbf{m}_L}{\rho \mathbf{D} g (\mathbf{r}_L - \mathbf{r}_G)} \right]^{1/3} \quad (4.1)$$

- une fois l'épaisseur du film se rétrécit à la valeur du film deNusselt alors,

$$A_{GTB} = \rho \left(\frac{D}{2} - \mathbf{d}_N \right)^2 \quad (4.2)$$

- un bilan massique du gaz est donné par :

$$(u_T - u_{GLS}) A_{GLS} = (u_T - u_{GTB}) A_{GTB} \quad (4.3)$$

- le débit volumique le long du plan B-B (Fig.IV A2) donne :

$$u_m \cdot A = u_{GTB} \cdot A_{GTB} + u_{LTB} \cdot A_{LTB} \quad (4.4)$$

avec :

$$A_{LTB} = A - A_{GTB}$$

numériquement de (4.1) à (4.4) on détermine la valeur de l'épaisseur d_N .

- L'équation de Bernoulli pour la région supérieure de la bulle de Taylor donne la vitesse du film liquide relatif au nez de la bulle :

$$u_{LTB}^R = u_T - u_{LTB} = \sqrt{2gl} \quad (4.5)$$

où l est la distance du nez au point concerné. En combinant (4.4) et (4.5), la longueur de la bulle de Taylor est obtenue par :

$$L_C = \frac{1}{2g} \left[u_T + \frac{u_{GTB} A_{GTB}}{A_{LTB}} - \frac{u_m A}{A_{LTB}} \right]^2 \quad (4.6)$$

Si $L_C \geq L_{TB}$, l'écoulement est en développement. Alors, les paramètres suivant sont nécessaire pour la détermination de la chute de pression : (L_{dTb} , u_{LdTb} , H_{LdTb} , L_{dSU})

- L'aire du gaz est donné par :

$$A_{GTB} = \left[1 - \frac{(u_T - u_{LLS}) \cdot H_{LLS}}{\sqrt{2gl}} \right] \cdot A \quad (4.7)$$

- Comme le volume du gaz dans une cellule en développement est égal au volume du gaz dans la bulle de Taylor en développement plus le volume du gaz dans le bouchon du liquide, alors le volume du gaz dans la bulle de Taylor en développement :

$$V_{GdTb} = u_{SG} \cdot A \cdot \left[\frac{L_{dTb} + L_{LS}}{u_T} \right] - u_{GLS} \cdot A \cdot (1 - H_{LLS}) \cdot \frac{L_{LS}}{u_T} \quad (4.8)$$

et puisque le volume du gaz dans la bulle de Taylor en développement est donné par :

$$V_{GdTb} = \int_0^{L_{dTb}} A_{GdTb} \cdot dl \quad (4.9)$$

la combinaison de (4.7)+(4.8)+(4.9) permet de calculer L_{dTb} .

- Ensuite on détermine la vitesse du liquide : $u_{LdTb} = \sqrt{2gL_{dTb}} - u_T$ (4.10)
- La retenue du liquide dans la bulle de Taylor en développement :

$$H_{L_{dTB}} = \frac{2(u_T - u_{LLS})H_{LLS}}{\sqrt{2gL_{dTB}}} \quad (4.11)$$

et enfin la longueur de la cellule est de : $L_{dTB} + L_{LS} = L_{dSU}$ (4.12)

IV.2.2. Le code SURFER :

IV.2.2.1 Description :

Le code SURFER résout les équations de Navier-Stokes pour des fluides incompressibles visqueux. Il est capable de simuler le comportement d'un mélange de fluides non-miscibles avec une tension superficielle non nulle.

En partant de la méthode VOF, S. Zaleski a proposé une version qui conserve exactement la masse et traite de façon symétrique les deux phases.

Le code SURFER est composé de trois parties : la méthode VOF pour le suivi d'interface basé sur la construction affine par morceaux CIAM [17], la méthode de projection pour la résolution des équations de Navier-Stokes sur une grille de type MAC et les techniques de modélisation de la tension superficielle.

Le maillage se présente comme suit :

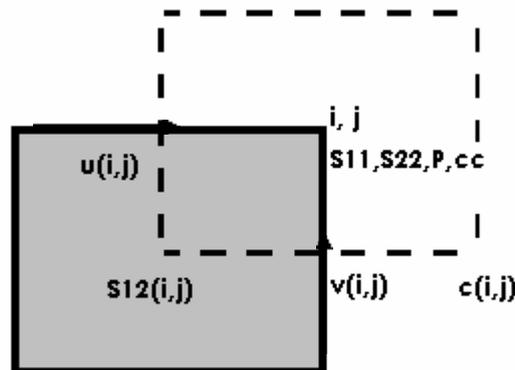


Fig. IV.2 Maillage utilisé dans le code SURFER

Au lieu d'introduire la tension superficielle au niveau des conditions aux limites sur l'interface sous forme de loi de Laplace, le code le fait apparaître dans les équations de conservation de la quantité de mouvement comme un tenseur de pression isotrope dans chacune des phases mais anisotrope sur l'interface.

Le code utilise l'approche multigrille pour résoudre la condition d'incompressibilité. Premièrement le code advecte une interface avec un champ de vitesse déterminé. Cette procédure est effectuée par transport du flux (fluxing) de la fraction volumique C d'une cellule vers son voisinage.

L'interface est localisée sur un manifold où la valeur de C change de 0 à 1 Ce manifold est supposé différentiel sur toutes les directions. Le mouvement de

l'interface est donnée par la condition que les composantes de la vitesse normale à l'interface elle même doit être égale à la vitesse du fluide $u.n$.

Les équations de Navier-Stokes sont résolues par la technique des différence finies. L'équation de Navier-Stokes pour un écoulement incompressible avec tension superficielle est [8] :

$$\mathbf{r} \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u.\nabla u \right) = -\nabla p + \nabla.\mathbf{ms} + F$$

avec S tenseur des contraintes visqueuses, F force de volume qui inclut la tension superficielle

$$F_s = \mathbf{s}k_s \mathbf{d}_s$$

avec : \mathbf{s} tension superficielle, \mathbf{k} courbure de l'interface, n_s normale à l'interface et \mathbf{d}_s

La méthode PLIC est utilisée pour reconstruire l'interface. L'approximation de la normale à l'interface n dans chaque cellule est égale au gradient du champ de la fraction volumique C :

$$n = \frac{\nabla C}{|\nabla C|}$$

L'étape finale de la méthode VOF est de faire évoluer le champ de la fraction volumique C . Au n -ième pas du temps, l'interface est reconstruite, la vitesse est linéairement interpolée et la nouvelle position de l'interface au $(n+1)$ -ième pas du temps est calculé par la méthode lagrangienne :

$$X^{n+1} = X^n + u(\Delta t)$$

Plusieurs formulations sont implémentées dans SURFER pour la modélisation de la tension superficielle. L'une des formulations est la méthode CSF (continuous surface force) dans laquelle :

$$f_s = \mathbf{s}k_s \quad \text{et} \quad F_s = f_s |\nabla C|$$

Le code dispose aussi de deux versions de la méthode CSF implémentées par les auteurs du code SURFER. La deuxième est la méthode CSS (continuous surface stress), avec :

$$F_s = \nabla.T = \mathbf{s}d_s \mathbf{k}_s \quad \text{et} \quad T = [(1 - n_s \otimes n_s) \mathbf{s}d_s]$$

IV.2.2.2 Données d'entrée pour le code SURFER :

Le code utilisent comme données :

1/ données générales :

- type de modélisation : bulle ou goutte (bubble =1).
- nombre de cellules dans les directions du plan : (nx) x(ny) x(nz) (18x258x1).
- nombre du pas du temps à utiliser (1×10^5).

2/ données de sortie :

- nombre des pas du temps d'impression à l'écran (tprint=5000).
- nombre des pas du temps d'impression dans les fichiers (tvelo=5000).
- nombre des pas du temps d'impression à l'écran de la divergence (printdiv=5000).
- pas du temps de sauvegarde dans le fichier save.dat (tsave=5000)
- pas du temps de sauvegarde dans le fichier des courants parasites (tspurious=500).

3/ données physiques :

- longueur de référence : pour notre cas c'est le rayon de la conduite (L-si=1.28e-2).
- la constante de la pesanteur (gravity-si=-9.81).
- composantes de la vitesse initiale de la bulle (xvel-si=0. , yvel-si=0.).
- propriétés du liquide et du gaz : masse volumique, viscosité et tension superficielle.

4/ données numériques :

- le pas du temps.
- la tolérance de la divergence (div_tolerance=1.e-8).
- le temps de relaxation (relaxfine=2).
- nombre de cycle de filtration de la fraction du vide (nfilter=3).
- méthodes de modélisation de la tension superficielle : CSS, CSF, algorithmes de Zaleski (capalg=2).
- l'algorithme de l'advection de la fraction du vide, pour notre cas c'est le modèle CIAM (cinalg=3).

IV.3 Couplage du code SURFER avec le modèle mécaniste :

L'effort a porté sur la simulation numérique de l'écoulement ascendant. Cependant pour l'écoulement étudié, "l'effet de l'écoulement gazeux est pratiquement négligeable". Les expériences tirées de la littérature ont été choisies afin de juger de la capacité du modèle. La configuration de l'écoulement à modéliser numériquement est représentée sur la figure (IV.3). Une bulle de Taylor de 3D de longueur circule dans un tube vertical de 25.6mm de diamètre intérieur en présence d'un liquide au repos et sous l'effet de la pesanteur 9.81 m/s. Les propriétés du liquide et du gaz sont groupés dans le tableau suivant :

Données à 20°C et 1atm (unité SI)	Masse volumique	Viscosité dynamique	Tension superficielle
Phase liquide	187,1	1,4e-3	6,01e-3
Phase gazeuse	1,205	1,82e-5	-

L'écoulement est simulé dans un repère en mouvement avec la bulle de Taylor. De cette manière, le liquide et la paroi sont tous les deux animés d'un mouvement descendant.

Les équations de mouvement sont résolues avec les conditions aux limites suivantes :

- sur l'axe de symétrie : $\frac{\partial v}{\partial y} = u = 0$
- à la paroi : $u = v = 0$
- à l'entrée de la section: gradient nul pour les deux composantes de vitesse (pas de variation axiale).
- à la sortie de la section : vitesse axiale imposée par le modèle mécaniste.

Le domaine de calcul est de longueur $8D$ dans la direction (Y) et de $1/2D$ dans la direction (X).

$$V = - Ut$$

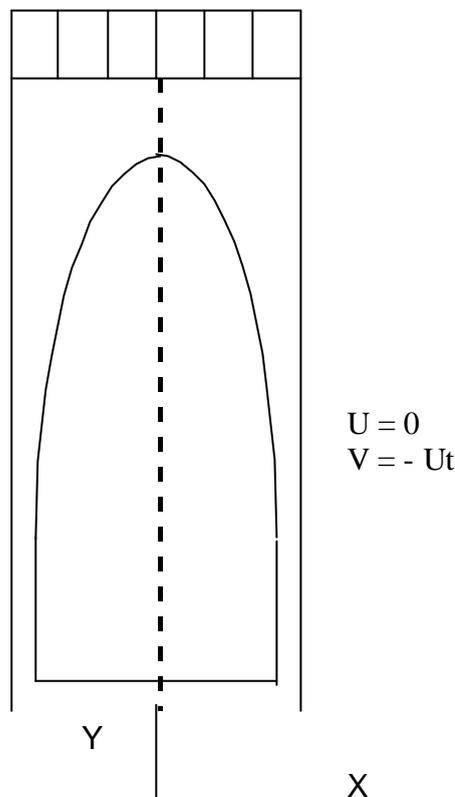


Fig. IV.3- Configuration de l'écoulement à poches étudié.

Pour les conditions initiales, la forme de la bulle ainsi que les vitesses dans l'unité de cellule de poche sont comme suit :

- vitesse nulle pour les deux phases liquide et gaz.
- vitesse nulle sur le mur.
- hold up du liquide égale à l'unité en dehors de la bulle de Taylor.
- la forme de la bulle est donnée par la solution de l'écoulement potentiel :

$$\mathbf{h} = \begin{cases} \sqrt{\mathbf{x}(3/2\mathbf{x})} & \mathbf{x} \leq 1/2 \\ \sqrt{1 - \frac{1}{2\sqrt{2\mathbf{x}}}} & \mathbf{x} > 1/2 \end{cases} \quad \text{où } \mathbf{h} = \frac{x}{R} \text{ est le rayon sans dimension, } \mathbf{x} = \frac{y}{R}$$

est la distance sans dimension à partir du nez de la bulle et R le rayon de la conduite.

IV.4. Résultats et discussion :

Pour la modélisation de la tension superficielle, le code dispose de plusieurs versions. Dans notre cas, on vérifie la limite de chaque version en qualité de la diffusion numérique et de la stabilité numérique. On a comparé les courants parasites engendrés par chaque version et le choix est fixé sur celle de Zaleski et al. nommée dans le code par Capalg2 (il faut signaler que Capalg4 et Capalg1 n'ont pas donné suite à cause de la divergence rapide du processus même avec l'amélioration de la convergence automatique par le code, le calcul est instable).

Pour cette technique, on rapporte sur la figure suivante la variation de caliq et du cagas au cours du temps de simulation de la bulle de Taylor.

Caliq et cagas sont définis dans le code SURFER par :

$$caliq = \frac{velspur \times \mathbf{m}_l}{\mathbf{S}}$$

$$cagas = \frac{velspur \times \mathbf{m}_g}{\mathbf{S}}$$

avec : $velspur = \frac{velmax \times h}{\mathbf{t}}$, \mathbf{t} pas de temps, h pas du réseau, $velmax$ est la deuxième vitesse maximale sans dimension. Cela veut dire que si u est la vitesse réelle, alors $u(1) = u \cdot \frac{timescaleSI}{lengthscale}$ est la première vitesse sans dimension et

$u(2) = u(1) \cdot \frac{\mathbf{t}}{h}$ est la deuxième vitesse sans dimension. ($timescaleSI$ et $lengthscale$ sont respectivement l'échelle du temps et de longueur dans le code).

Sur le graphe on remarque la variation faible de cagas ce qui montre que l'effet de la phase gazeuse dans l'écoulement est très faible. Pour la variation de caliq à l'approche du régime quasi-stationnaire on observe une diminution très rapide dans les valeurs de celle-ci. L'inspection de nouveau de la formule de caliq permet de voir le rôle du terme $velmax$ dans la création des courants parasites.

Avec la diminution du nombre de points du maillage dans la direction (X), on remarque des fréquences élevées de dégradation de la convergence. Ceci est dû probablement à la sensibilité du maillage. Mais puisque le code SURFER dispose d'un moyen pour l'amélioration de la convergence, cette divergence n'a aucune influence sur les résultats du pas de temps à suivre.

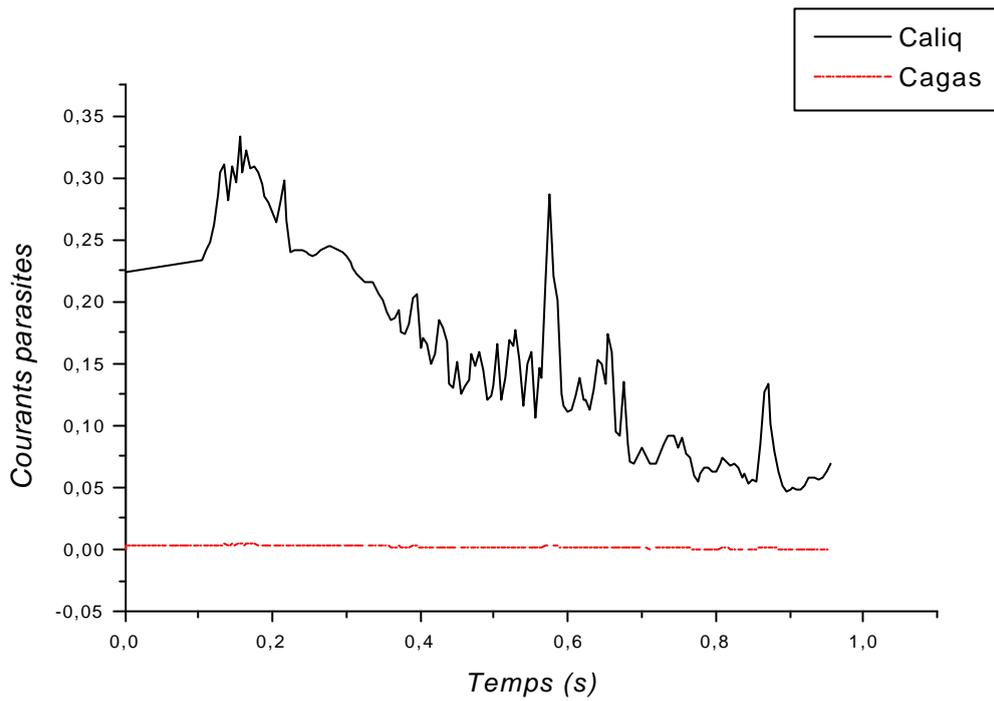


Fig. IV.4- Variation de Caliq et Cagas

Les deux figures qui suivent montrent l'évolution temporelle de la divergence et du CFL .

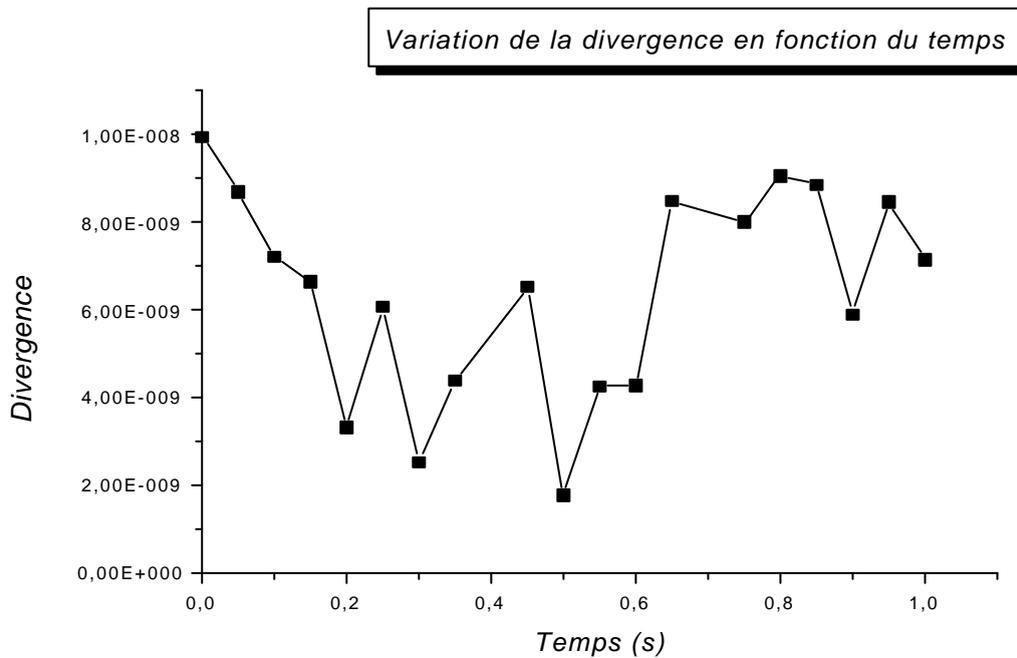


Fig. IV.5- Variation de la divergence

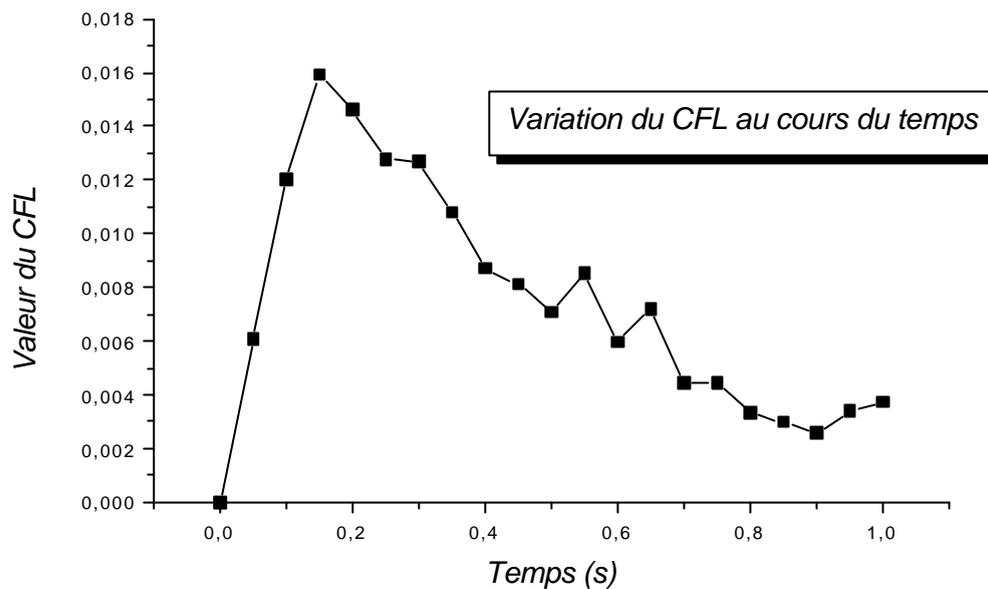


Fig. IV.6- Variation du CFL

A l'issue de cette étude, plusieurs points importants peuvent être dégagés. D'une part, les résultats obtenus montrent que le modèle donne des résultats globalement satisfaisants dans l'estimation des vitesses de la bulle de Taylor ainsi que dans le film liquide.

Pour ce qui concerne la vitesse de la bulle de Taylor, le modèle semble capable de prédire correctement cette vitesse.

La vitesse de montée de la bulle est presque constante et elle est en accord avec la vitesse donnée par le modèle mécaniste 17,00 cm/s. cela veut dire que la vitesse est dans le régime inertiel. Le nombre de Eötvös est de 200,15 et celui de Morton est de $9,28 \times 10^{-7}$. Le code donne un rayon de la bulle de 0,98mm, alors que l'expérience donne un rayon de 1mm, ce qui montre que le code estime avec précision le diamètre de la bulle [35].

Le modèle fait apparaître des petites bulles à l'aval de la bulle de Taylor. Le profil des vitesses dans la phase liquide montre que les résultats de calcul dans ce régime inertiel souffre de problème de stabilité. Dans tous les cas juste avant l'explosion numérique, on assiste à une évolution très rapide de la vitesse du liquide. Il est difficile à ce stade de trancher entre un problème de stabilité (le fait de baisser le pas de temps ou d'augmenter le maillage ne change rien au problème) et un problème d'origine physique (écoulement non stationnaire).

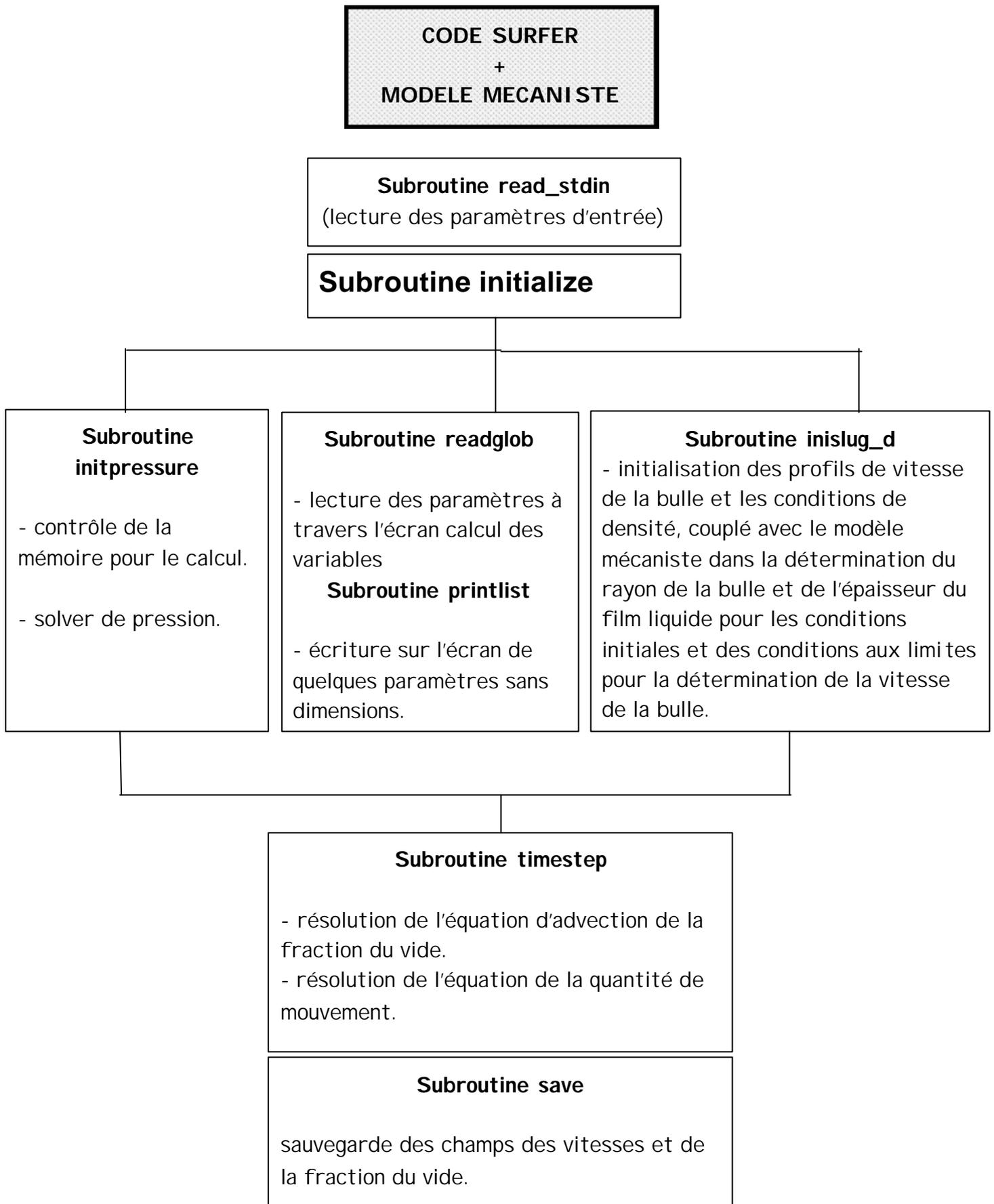
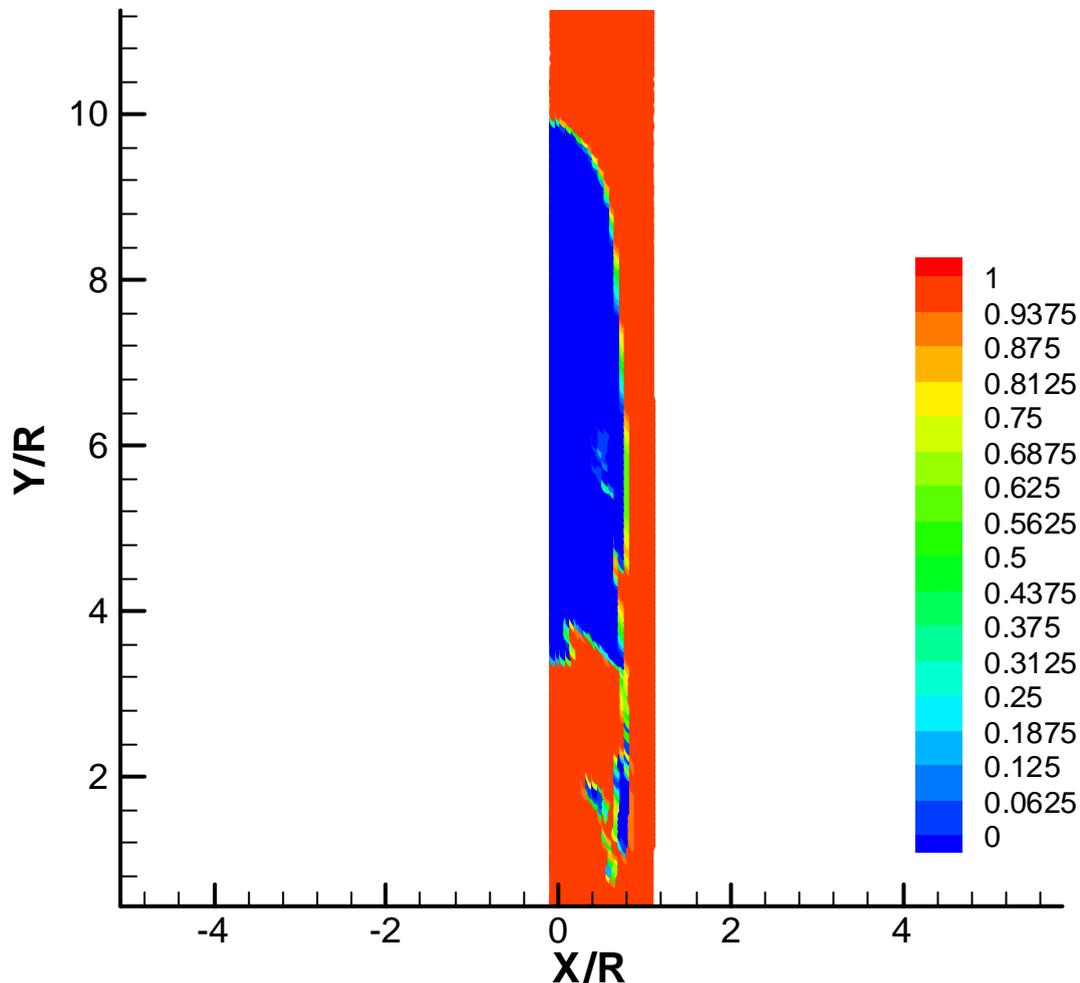


Fig. IV.7 - ORGANIGRAMME DE CALCUL DU MODELE COUPLE -

La figure IV-8 montre la forme de la bulle de Taylor et on remarque avec le temps, l'influence de l'instabilité numérique sur l'interface gaz-liquide près du film du liquide descendant. Tout comme on constate aussi l'apparition de petites bulles de gaz à la zone aval de la bulle de Taylor.



Forme d'une bulle de Taylor pour un temps de simulation de 0.2 seconde

Fig. IV.8- Visualisation d'une bulle de Taylor.

Les figures IV-9 et IV-10 montrent la représentation détaillée du champ de vitesses à l'amont et l'aval de la bulle de Taylor pour un temps de simulation de 0.2 seconde. Comme on observe, la vitesse axiale dans le film n'est pas fonction de la position radiale, cependant elle augmente avec la position axiale, jusqu'à obtention d'un film mince continu le long de la zone de la base de la bulle et qui circule sous forme d'un écoulement libre descendant.

Une zone de recirculation apparaît à l'aval de la bulle, suite au jet du liquide qui s'injecte à une grande vitesse en entrant la région au dessous de la bulle.

La viscosité est relativement sans effet d'où un profile linéaire dans le film liquide.

Le long de l'axe de symétrie à l'amont de la bulle, l'écoulement s'accélère de la valeur zéro de la vitesse de la bulle. Loin de l'axe de la conduite, on observe un écoulement radial qui se développe progressivement en un écoulement renversé sur la paroi et donc en un film liquide autour de la bulle.

La vitesse radiale augmente à l'approche de la bulle. Lors de la formation du film liquide on observe une diminution dans la vitesse radiale, puisque l'écoulement dans le film liquide devient unidirectionnel.

La vitesse du film liquide augmente au détriment de son épaisseur le long de la bulle.

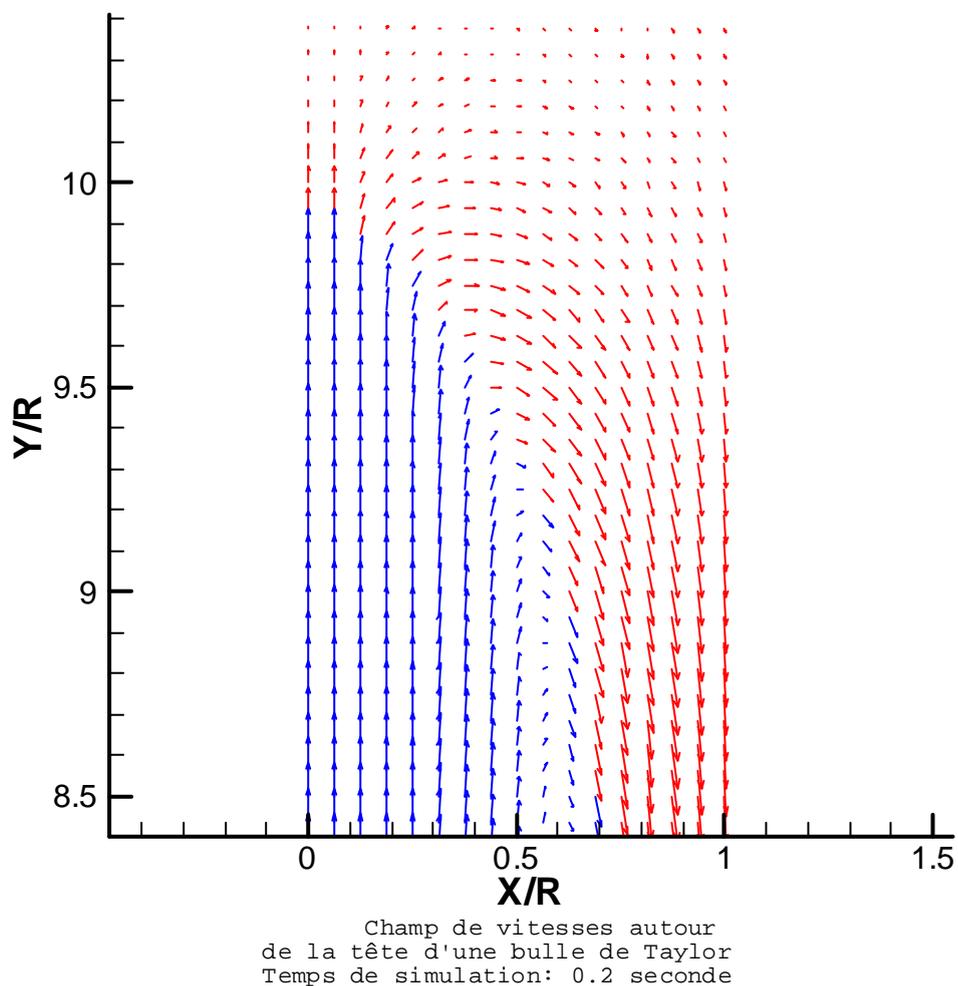
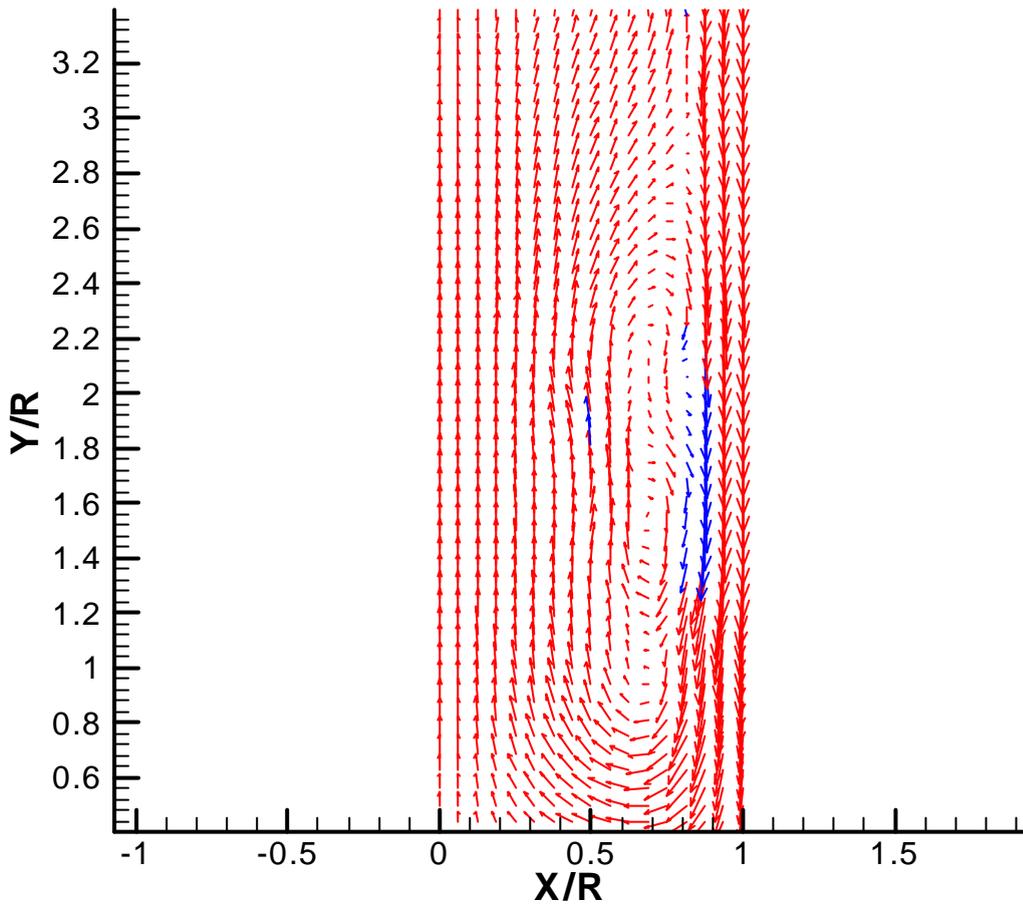


Fig. IV.9- Champ de vitesse autour de la tête d'une bulle de Taylor.



Champ de vitesses à l'aval d'une bulle de Taylor
 Temps de simulation: 0.2 seconde

Fig. IV.10- Champ de vitesse à l'aval d'une bulle de Taylor.

CONCLUSION GENERALE

Une étude bibliographique relative à tout type de modèle de l'écoulement à poches dans une conduite verticale à été effectuée. Tous les travaux effectués jusqu'à ce jour se sont situés dans un contexte bidimensionnel, à part quelques tentatives de simulation en trois dimensions.

Dans le dernier chapitre nous avons étudié numériquement ce phénomène mais en tenant compte du couplage entre le modèle déterministe (mécaniste) et la résolution numérique des équations de Navier-Stokes.

Notre première conclusion est que la solution souffre de l'instabilité numérique. En s'éloignant du seuil du régime quasi-stationnaire (un temps de simulation de l'ordre de $5 \cdot 10^{-1}$ seconde), il n'a pas été possible d'obtenir avec le code, des solutions au delà de cette stationnarité du fait d'explosions numériques et ceci malgré de nombreux tests sur le maillage, le pas de temps, le solveur de pression, et les perturbations initiales ainsi que le modèle choisis pour la simulation de la tension superficielle.

Quelle est l'origine de ces problèmes? phénomène physique ou stabilité numérique ?

Les tests à suivre qui s'effectueront sur un autre algorithme permettront sans doute de trancher.

Pour conclure, ce travail a donc permis d'examiner la validité de l'approche proposée pour la prédiction de l'écoulement vertical à poches. Le très fort déséquilibre observé en régime inertiel conduit à favoriser l'utilisation du modèle tout en tenant compte de l'influence de la phase gazeuse et d'avoir recours à un modèle robuste dans la simulation de la tension superficielle. Des étapes ultérieures de développement et de validation restent cependant nécessaires pour permettre l'application du modèle aux différentes conditions d'écoulements. Certaines consistent simplement dans la poursuite naturelle de l'approche actuelle comme par exemple : un traitement plus élaboré dans l'implémentation des conditions aux limites variables aux cours du temps pour simuler le cas du liquide et du gaz en mouvement, et les effets de viscosité et de tension interfaciale.

Par contre, une étape plus spécifique consiste dans le développement et la validation de la modélisation en trois dimensions. Modélisation qui pour l'instant reste très sommaire.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] **Hewitt G.F. and al.**, Multiphase Science and Technology, Volume 8, Two Phase Flow Fundamentals, Begell House Inc., 1994.
- [2] **Yuguang Chen**, Modeling gas-liquid flow in pipes : Flow pattern transitions and Drift-flux modeling, Stanford University, 2001 .
- [3] **Hestroni G.**, Multiphase Flow and Heat Transfer, Introduction & Basics, short course Zurich, 1996.
- [4] **Bergles A.E., Collier J.G., Delhaye J.M., Hewitt G.F., Mayinger F.**, Two-Phase Flow and Heat Transfer in the Power and Process Industries, Hemisphere Publishing Corporation, 1981.
- [5] **Delhaye J.M., Giot M., Riethmuller M.L.**, Thermohydraulics of Two-Phase Systems for Industrial Design and Nuclear Engineering, Hemisphere Publishing Corporation, 1981.
- [6] **Ishii M.**, Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow, Eyrolles, 1975.
- [7] **Puckett E.G., Rider W. J. and al.**, A High-Order Projection Method for Tracking Fluid Interfaces in Variable Density Incompressible Flows, Journal of Computational physics, 1996.
- [8] **Zaleski S. and al.**, Volume-of-Fluid Interface Tracking with Smoothed Surface stress Methods for Three-Dimensional Flows, Journal of Computational physics 152, 423-456 (1999).
- [9] **Rider W. J. and al.**, Accurate solution algorithms for incompressible multiphase flows, Los Alamos Laboratory, 1995.
- [10] **Maronivier V.**, Simulation numérique d'écoulements de fluides incompressibles avec surface libre, Thèse de doctorat , Lausanne, EPFL, 2000.
- [11] **Hirt C.W.**, Free surface modeling methods, Flow Science, Inc., 2001.
- [12] **Sethian J.A.**, Level Set Methods and Fast Marching Methods (chapter1), Combridge University Press, 1999.
- [13] **Sussman M. and al.**, An Adaptive Level Set Approach For Incompressible Two-Phase Flows, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, 1996.
- [14] **Fluent, Incorporated**, Tutorial manual, 2001.
- [15] **Kothe D. B. and Rider W. J.**, Comments on Modeling Interfacial Flows with Volume-of-Fluid Methods, Los Alamos Laboratory, 1995.

- [16] **Rudman M.**, Volume tracking methods for interface flow calculations, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, 1998.
- [17] **Jie Li**, Calcul d'Interfaces Affine par Morceaux , *C.R. Acad. Sci. Paris*, t.320, série lib, p.391-396, 1995.
- [18] **Tomoaki Kunugi**, MARS for Multiphase Calculation, Department of Nuclear Engineering, Kyoto university, Japan, 2000.
- [19] **Renardy Y. and Renardy M.**, PROST: a proper representation of surface tension for volume of fluid method, Department of Mathematics and ICAM, USA, 2001.
- [20] **Wang A., Bayyuk S. and Lowry S.A.**, A self-consistent, higher-order-accurate scheme for the VOF methodology for multi-phase flows, CFD Research Corporation, 1998.
- [21] **Cerne G., Detelin S. and Tiselj I.**, Upgrade of the VOF method for the simulation of the dispersed flow, *Proceedings of ASME FEDSM'00*, 2000.
- [22] **Ashgriz N. and Poo J.Y.**, FLAIR: Flux Line-Segment Model for Advection and Interface Reconstruction , *Journal of computational physics*, 93, 449-468 (1991).
- [23] **Qian J., Tryggvason G. and Law C.K.** , A Front Tracking Method for the Motion of Premixed Flames, *Journal of Computational Physics* 144, 52–69 (1998).
- [24] **Appert C.**, Les méthodes de simulation des systèmes fluides avec interfaces, Laboratoire de physique statistique, CNRS, URA, France, 1994.
- [25] **Duckler A.E. and Fabre J.**, Gas-Liquid Slug Flow: Knots and Loose Ends, *Multiphase Science And Technology*, 1994.
- [26] **Fabre J. and Liné A.**, Modeling of Two-Phase Slug Flow, *Annu. Rev. Fluid Mech*, 1992.
- [27] **Van Hout R.**, Investigation of the Hydrodynamic and Kinematic Parameters in Gas-Liquid Undeveloped Slug Flow, 1998.
- [28] **Anglart H. and Podowski M.Z.**, Fluid Mechanics of Taylor Bubbles And Slug Flows In Vertical Channels, *NURETH-9*, 1999.
- [29] **C. Aladjem Talvy, L. Shemer & D. Barnea**, On the interaction between two consecutive elongated bubbles in a vertical pipe. *Int. J. Multiphase Flow* 26, 1905-1923 (1999).
- [30] **Gopal, M., Jepson, W.P.**, Development of Digital Image Analysis Techniques for the Study of Velocity and Void Profiles in Slug Flow, *International Journal of Multiphase Flow* , Vol. 23, Nov. 5, pp. 945-965, 1997.

- [31] **Podowski M.Z.**, CFD Modeling of Two-Phase Flow And Heat Transfer, Center for Multiphase Research, Troy, NY 12180, USA, 2002.
- [32] **Costigan G. and Whalley P.B.**, Slug Flow Regime Identification From Dynamic Void Fraction Measurements In Vertical Air-Water Flows, *Int. J. Multiphase Flow*, 1997.
- [33] **Buggs J.D. and al.**, The Numerical Model of Taylor Bubbles Rising Through Stagnant Liquids In Vertical Tubes, *Int. J. Multiphase Flow*, 1998.
- [34] **Perez-Tellez C., Smith J.R., and Edwards J.K.**, A New Comprehensive, Mechanistic Model for Underbalanced Drilling Improves Wellbore Pressure Predictions, Society of Petroleum Engineers Inc, 2002.
- [35] **Kawaji M., DeJesus J.M. and Tudose G.**, Investigation of flow structures in vertical slug flow, *Nuclear Engineering and Design*, 1997.
- [36] **Kothe D. B. and al.**, A Second-order Accurate, linearity-preserving volume Tracking Algorithm For Free Surface Flows on 3-D Unstructured Meshes, *Proceedings of the 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference*, USA, 1999.
- [37] **Hyman J. M.**, Numerical Methods For tracking Interfaces, *Physica* 12D 396-407 (1984).
- [38] **Fraunié P. and al.**, Solitary wave breaking on sloping beaches : 2-D Two phase flow numerical simulation by SL-VOF method , *Eur.J.Mech.B-Fluids* 20 57-74 (2001).
- [39] **Hirt C.W. and Nichols B.D.**, Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries, *Journal of computational physics*, 39, 201-225 (1981).
- [40] **Jasak H. and Weller H.G.**, Interface Tracking Capabilities of the Inter-Gamma Differencing Scheme, Imperial College of Science Technology and Medicine, 1995.
- [41] **Sussman M. and Puckett E.G.**, A coupled Level Set and Volume of fluid Method for Computing 3d and axisymmetric Incompressible two-phase flows, Florida State University, 1998.
- [42] **Meier M., Yadigaroglu G. and Smith B. L.**, A Novel Technique for Including Surface tension in PLIC-VOF Methods, 2000.
- [43] **Kothe D.B.**, Perspective on Eulerian Finite Volume Methods For Incompressible Interfacial Flows, Los Alamos Laboratory, 1998.
- [44] **Kothe D. B. and al.**, Numerical recipes for mold filling simulation, Los Alamos Laboratory, 1998.
- [45] **Chippada S. and al.**, Numerical simulation of free boundary problems Department of Mechanical Engineering and Material Science Rice University, Houston, Texas, USA, 1996.

[46] Taitel Y., Sarica, C. & Brill J.P., Slug flow modeling for downward inclined pipe flow - theoretical considerations”, Int. J. Multiphase Flow, 26, 833-844 (2000).

[47] McCready M.J., Woods B.D., King M.R., Interfacial Wave Transitions in Liquid-Liquid Flows and Insight into Flow Regime Transition, Chemical Engineering University of Notre Dame, USA, 2000.

[48] Kubie J., Velocity of Long Bubbles In Horizontally Oscillating Vertical Pipes, Int. J. Multiphase Flow, 2000.

[49] Pedroso D.C., A New Statistical Method to Measure Local Interfacial Properties in Bubbly Flows, <http://www.fem.unicamp.br/~ffranca/daniel1.htm>.

ANNEXES

I- Configuration d'écoulement dans les conduites horizontales et inclinées:

Dans les conduites horizontales, toutes les conditions possibles (même dans l'absence d'une stratification complète) sont affectées par l'orthogonalité entre la direction de la force de gravité et la direction de l'écoulement.

Cela complique la configuration de l'écoulement possible du mélange. D'après la figure A2 on peut classer les régimes d'écoulement en :

1. Ecoulement à bulles (Bubble flow)- il correspond au même régime dans l'écoulement vertical, avec une plus grande concentration de bulles dans la plus haute partie du canal.
2. Ecoulement à bouchons (Plug flow) il est similaire à celui de l'écoulement vertical, avec les différences dans la couche liquide plus épaisse dans la partie inférieure du canal et d'une forme asymétrique des bulles. Les larges bulles de gaz s'écoulent le long de la partie supérieure de la conduite.
3. Ecoulement stratifié (Stratified smooth flow)- c'est une caractéristique des écoulements dans les conduites horizontales et inclinées. Une interface lisse et bien définie des deux phases se produit, avec le liquide dans la partie inférieure et le gaz dans la partie supérieure du conduit. On rencontre ce type d'écoulement à des débits relativement faibles pour les deux phases.
4. Ecoulement à vagues (stratified Wavy flow) c'est le même que le précédent mais avec une interface perturbée (présence de vagues de dimensions limitées). Cet écoulement apparaît à un débit élevé pour les deux phases.
5. Ecoulement à poches (Slug flow)- consiste à de larges poches liquides alternées par des bulles de gaz de grande vitesse et qui remplissent la totalité de la conduite.
6. Ecoulement annulaire (Anular flow)- c'est la même configuration que celle des conduites verticales, mais l'épaisseur du film liquide est plus grande dans la partie inférieure du canal.
Ce type d'écoulement apparaît pour une vitesse d'écoulement élevé pour la phase gazeuse et relativement à un débit élevé du liquide, il consiste à une phase liquide annulaire embrassant la paroi de la conduite et la phase gazeuse au centre de cet annulaire. Des gouttes liquides sont entraînées dans le gaz.
7. Ecoulement dispersé (Mist flow)- c'est semblable à celui du canal vertical. C'est un écoulement avec un débit gazeux élevé et avec un faible débit de la phase liquide et il consiste à un entraînement de gaz et des gouttes de liquide.

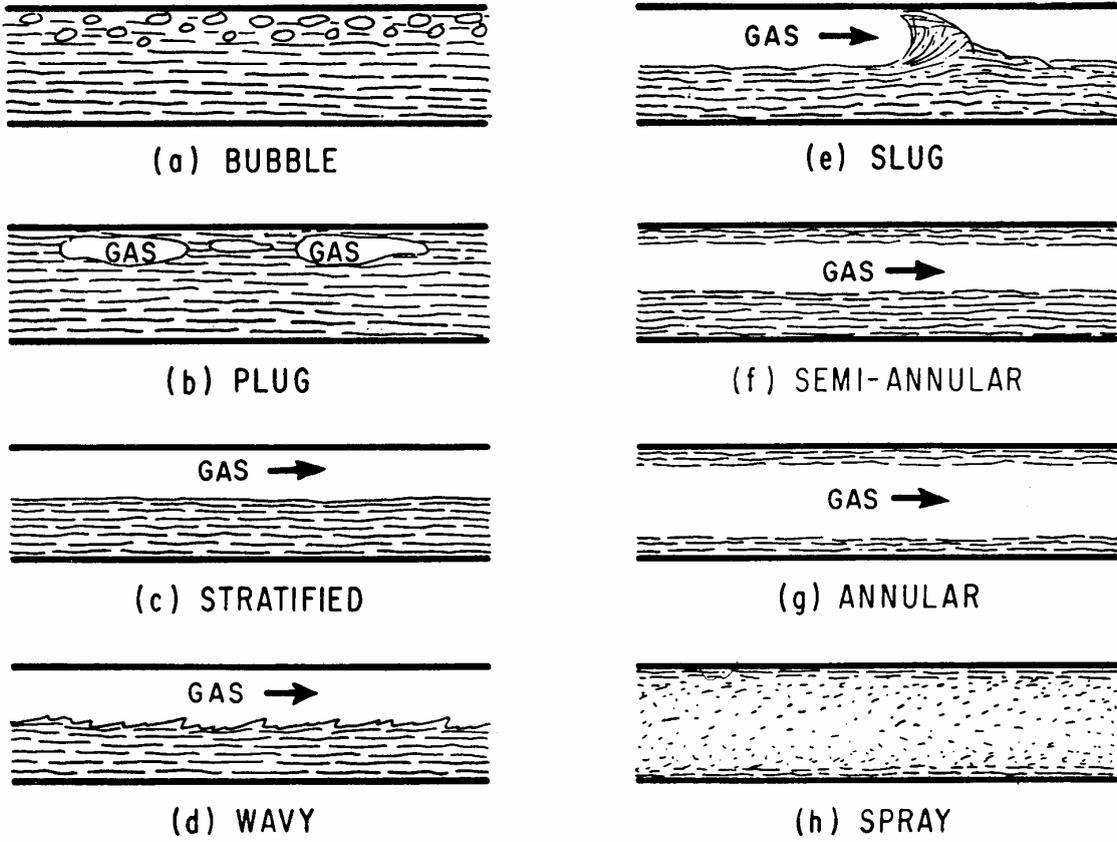
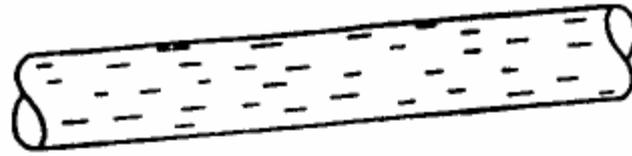
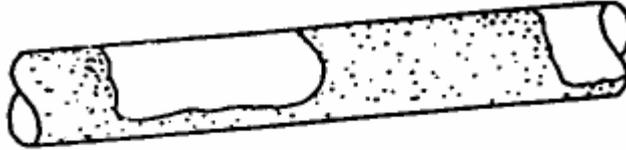


Figure A1: Régimes d'écoulement dans une conduite horizontale



Single Phase Liquid



Slug Flow at Low Gas Velocities



Protoslugs at Medium Gas Velocities



Pulsating Roll Waves at High Gas Velocities



Liquid Blowout

FigureA2 : régimes d'écoulement dans une conduite inclinée

ملخص:

تحتوي هذه المذكرة على دراسة و تحليل عددي لسيلان سائل/غاز ذو جيوب صاعد في أنبوب شاقولي. القسم الأول مخصص لتقديم المبادئ العامة لنماذج السيلان ذو طورين. أما في القسم الثاني عناية خاصة أعطيت لتقديم تقنيات متابعة و قبض الحد الفاصل ما بين سائلين و بالتدقيق تقنية حجم السائل "VOF". في القسم الأخير تم التطبيق و التعيد بعرض مساهمة لتمثيل عددي لسيلان ذو جيوب في أنبوب عمودي و تم التحليل الذي إعتد أساسا على إزدواج تقنية حجم السائل (VOF) لقاعة حساب "Surfer" و التمثيل الميكانيستي.

مفاتيح: السيلان ذو طورين، تقنية حجم السائل، قاعة حساب "Surfer"، التمثيل الميكانيستي

Résumé

Ce mémoire est consacré à l'étude et à la résolution numérique de l'écoulement gaz-liquide ascendant à poches dans une conduite verticale. Une première partie est consacrée à la présentation des principes généraux de la modélisation en écoulements diphasiques.

Une attention particulière est accordée aux techniques de suivi et de capture d'interface et plus précisément la méthode VOF (Volume of Fluid).

La modélisation est ensuite formalisée dans le cas de l'écoulement vertical à poches. Nous nous intéressons plus particulièrement au couplage entre la méthode VOF du code SURFER et la modélisation déterministe.

Mots clés : écoulements diphasiques – modèle déterministe – suivi d'interfaces – capture d'interfaces – méthode VOF – code surfer.

Abstract

This dissertation describes the study and the numerical modeling of gas-liquid slug flow in vertical pipes.

The first part is a presentation of the general principles in modeling two-phase flow. A particular attention is paid to interface tracking and capturing methods especially the VOF (Volume Of Fluid) technique. The model is formalised for the case of vertical slug flow. We investigate more particularly the coupling between the VOF method of SURFER code and the mechanistic model.

Key words: two-phase flow – mechanistic model – interface tracking – interface capturing – VOF method – surfer code.