

*République Algérienne Démocratique et Populaire*  
*وزارة التعليم العالي و البحث العلمي*  
*Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique*  
**UNIVERSITE D'ORAN DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE (USTO-MB)**



*Faculté de Physique*  
*Département de Physique énergétique*

*Spécialité : Physique*

*Option : Physique Energétique et Environnement*

**MEMOIRE**

**Présenté par:**

**Mr AOUAICHIA Hamza**

Pour l'obtention du diplôme de Magister en physique

**Thème**

**ETUDE THEORIQUE ET SIMULATION NUMERIQUE DE  
L'ASCENSION D'UNE BULLE DANS UN MILIEU CONTINU AU  
REPOS**

***Soutenance le 12/03/2015***

Devant la commission d'examen composée de :

<u>Qualité</u>	<u>Nom et Prénoms</u>	<u>Grade</u>	<u>Etablissement d'Origine</u>
Président	M <sup>f</sup> BENYETTOU Mohamed	Professeur	USTO
Rapporteur	M <sup>f</sup> ABDELOUAHAB Mohamed	Professeur	USTO
Examineur	M <sup>f</sup> LOUNIS Mourad	Professeur	Univ. Khemis Miliana
Examineur	M <sup>f</sup> BOUAMRANE Rachid	Professeur	USTO
Examineur	M <sup>f</sup> KAMECHE Mostefa	Professeur	USTO

***Année universitaire : 2014/2015***

# *Résumé*

## Résumé

Cette étude porte sur la dynamique instationnaire d'une bulle d'air dans un tube vertical en ascension dans l'eau au repos. Le schéma numérique est calculé par le logiciel fluent basé sur la méthode de volume de fluide (VOF). Ce logiciel utilise un algorithme de suivi d'interface. La simulation des écoulements à deux phases est effectuée à l'aide du calcul de la vitesse terminale et la vitesse instantanée. Le calcul a été réalisé sur des bulles d'air de différentes dimensions dont le diamètre équivalent varie de 1 à 30 mm. Une équation a été développée qui permet d'optimiser le pas entre les mailles en fonction du diamètre de la bulle afin d'obtenir des résultats convenables. Les résultats obtenus sont comparables avec une grande précision aux données expérimentales de **R. Clift et al(1978)[1]** et théoriques de **M.Simonnet (2005) [2]**.

**Mots clés** : bulle d'air, diamètre équivalent, vitesse terminale, écoulement diphasique, Fluent.

## المخلص

موضوع الرسالة يعنى بالدراسة للانسياب الزمني ثنائي الطور غاز- سائل لفقاعة هواء في أنبوب عمودي للماء الساكن البحث يعرض المبادئ والأسس العامة الخاصة بالانسياب ثنائية الطور. اهتمام خاص أعطي لتقنيات متابعة و التقاط الوصلة الفاصلة بين المائعين وخصوصا الطريقة المسماة الحجم الفراغي للمائع كذلك سنحاول سرد الأبحاث النظرية و التطبيقية الخاصة بحركة الفقاعات و خصوصا تلك المتعلقة بالسرعة النهائية والسرعة اللحظية . المحاكاة جرت على الفقاعات ذات الأقطار من 1ملم إلى 30ملم و تحصلنا على معادلة خطية على شكل كثير حدود لخطوة شبكة المحاكاة بدلالة قطر الفقاعة والتي تسمح لنا بالحصول على أحسن قيمة للخطوة مباشرة و التي توافق قطر الفقاعة المدروسة، وفي الأخير تحصلنا على توافق جد مقبول بين نتائجنا و النتائج التجريبية ل **R Clift et al[1]** (1978) و النظرية **[2] M. Simonnet** كلمات المفتاح: فقاعة الهواء-القطر المكافئ-السرعة النهائية-سريان ثنائي الطور-الفلوانت.

## Abstract

The present work deals with the motion of a rising bubble air in the stagnant water through vertical pipes. The numerical scheme of the model is based on the volume of fluid (VOF) method of the simulator fluent .These simulators use algorithm for the simulation of two-phase flows. Based on terminal velocity and instantaneous velocity, the simulation was conducted on beads of different size having an equivalent diameter ranging from 1 to 30mm. An equation was developed to optimize the spacing of grid to the diameter of the bubble in order to obtain suitable results. The results obtained are comparable with high precision of the experimental data of **R. Clift et al (1978) [1]** and theoretical **M. Simonnet (2005) [2]**.

**Mots clefs**: bubble air, equivalent diameter, terminal velocity, two-phase flow, Fluent.

# *Liste Des Figures*

# Liste des Figures

<i>Figure 1: Transfert de masse entre deux phases.</i> .....	3
<i>Figure 2: Classification de l'écoulement diphasique en conduite horizontale.</i> .....	7
<i>Figure 3: La bulle de Taylor dans un tube initialement rempli d'eau.</i> .....	8
<i>Figure 4: Vitesses terminales théoriques et expérimentales en fonction du diamètre équivalent E. Klaseboer (2011) [7]</i> .....	9
<i>Figure 5: La vitesse terminale en fonction du diamètre équivalent.</i> .....	9
<i>Figure 6: Mesures de la vitesse terminale <math>V_T</math> des bulles en mouvement d'ascension dans l'eau distillée.</i> .....	10
<i>Figure 7: La forme et la trajectoire d'une bulle d'air.</i> .....	13
<i>Figure 8: Géométrie de la surface de séparation entre deux fluides (1) et (2) permettant de définir les rayons de courbure principaux.</i> .....	15
<i>Figure 9: Représentation graphique d'un profil de vitesse typique à la traversée de l'interface en conséquence du respect de l'équilibre des forces visqueuses</i> .....	17
<i>Figure 10: Lignes de courant passant des bulles aux <math>Re = 0</math> (écoulement de Stokes), <math>Re_\infty</math> (écoulement potentiel) et <math>Re = 200</math> (résultats numériques). Les lignes de courant asymétriques dans l'image 3 sont beaucoup plus complexes que ceux pour les 2 autres cas.</i> .....	19
<i>Figure 11: Vitesse terminale de l'ascension des bulles en fonction du diamètre équivalent.</i> .....	20
<i>Figure 12: Le Maillage du domaine.</i> .....	22
<i>Figure 13: Les différents types d'ascension des bulles.</i> .....	23
<i>Figure 14: Vitesses terminales d'ascension des bulles d'air expérimentales en fonction du diamètre de bulle dans le diagramme de R. Clift et al (1978) [1].</i> .....	25
<i>Figure 15: Schéma du domaine de la simulation.</i> .....	27
<i>Figure 16: La vitesse terminale d'ascension de la bulle en fonction du diamètre équivalent.</i> .....	28
<i>Figure 17: Diagramme présente les régions de trois modèles.</i> .....	29
<i>Figure 18: Schéma de l'expérience.</i> .....	30
<i>Figure 19: Maillage curviligne orthogonal axisymétrique (l'axe de symétrie est horizontal)</i> .....	33
<i>Figure 20: Interface évoluant librement sur un maillage fixe.</i> .....	34
<i>Figure 21: Schématisation de la méthode des marqueurs de volume MAC J.E Welch (1965) [33]</i> .....	35
<i>Figure 22: Schématisation de la méthode des marqueurs de front</i> .....	36
<i>Figure 23: Schématisation de la méthode d'adaptation de maillage.</i> .....	37
<i>Figure 24: Le principe de la méthode VOF; (en haut) Interface réelle et fonction couleur associée ; (en bas à gauche) classe de méthodes SLIC pour reconstruire l'interface ; (en bas à droite) classe de méthodes PLIC pour reconstruire l'interface</i> .....	40
<i>Figure 25: Organigramme représente les procédures générales de CFD.</i> .....	47
<i>Figure 26: Fenêtre de sélection de la géométrie de domaine</i> .....	51
<i>Figure 27: Les trois types de maillages.</i> .....	52
<i>Figure 28: Les dimensions de la géométrie utilisée dans l'étude.</i> .....	54
<i>Figure 29: Menu principale de Gambit.</i> .....	57
<i>Figure 30: Fenêtre de sélection de la géométrie de domaine.</i> .....	58
<i>Figure 31: Exportation du maillage.</i> .....	58
<i>Figure 32: Conditions aux limites utilisées lors de la simulation et les forces agissantes sur la bulle.</i> .....	62

<i>Figure 33: Contour de la fraction de volume à (<math>t=3 \cdot 10^{-2}</math> s) d'une bulle d'air de diamètre équivalent égal à 2.4 cm .....</i>	<i>63</i>
<i>Figure 34: Contour de la fraction de volume à (<math>t=0.33</math> s) d'une bulle d'air de diamètre équivalent égal à 2.4 cm. ....</i>	<i>64</i>
<i>Figure 35: Contour de la fraction de volume à (<math>t=1.17</math> s) d'une bulle d'air de diamètre équivalent égal à 2.4 cm. ....</i>	<i>64</i>
<i>Figure 36: Contour de la fraction de volume à (<math>t=2.94</math> s) d'une bulle d'air de diamètre équivalent égal à 2 cm. ....</i>	<i>65</i>
<i>Figure 37: Contour de la vitesse à <math>t=1.2 \cdot 10^{-1}</math> s d'une bulle d'air de diamètre équivalent égal à 0.3 cm .....</i>	<i>66</i>
<i>Figure 38: Contour de la vitesse à <math>t=6 \cdot 10^{-1}</math> s d'une bulle d'air de diamètre équivalent égal à 0.3 cm. ...</i>	<i>67</i>
<i>Figure 39: Contour de la vitesse à <math>t=1.8</math> s d'une bulle d'air de diamètre équivalent égal à 0.3 cm. ...</i>	<i>67</i>
<i>Figure 40: Champ de vecteurs de vitesses à <math>t=2.7 \cdot 10^{-1}</math> s d'une bulle d'air de diamètre équivalent égal à 0.3 cm. ....</i>	<i>68</i>
<i>Figure 41: Champ de vecteurs de vitesses à <math>t=1.92</math> s d'une bulle de diamètre équivalent égal à 0.3 cm. ....</i>	<i>69</i>
<i>Figure 42: Comparaison entre les données expérimentales, les valeurs issues de la simulation, les valeurs calculées avec la formule semi-empirique de R. Clift et al (1978) [1] ainsi que les valeurs théoriques de la vitesse terminale des bulles d'air dans l'eau en fonction du diamètre équivalent. ....</i>	<i>71</i>
<i>Figure 43: L'évolution du nombre de Reynolds en fonction de diamètre équivalent .....</i>	<i>72</i>
<i>Figure 44: L'évolution du nombre de weber en fonction de diamètre équivalent .....</i>	<i>72</i>
<i>Figure 45: La vitesse instantanée d'ascension de la bulle d'air <math>d_b=10\text{mm}</math> ; <math>V_T=23.5\text{cm/s}</math>. ....</i>	<i>73</i>
<i>Figure 46: La vitesse instantanée d'ascension de la bulle d'air <math>d_b=18\text{mm}</math> ; <math>V_T=33\text{cm/s}</math>. ....</i>	<i>73</i>
<i>Figure 47: La vitesse instantanée d'ascension de la bulle d'air <math>d_b=20\text{mm}</math> ; <math>V_T=34\text{cm/s}</math>. ....</i>	<i>74</i>
<i>Figure 48: La vitesse instantanée d'ascension de la bulle d'air <math>d_b=25\text{mm}</math> ; <math>V_T=39\text{cm/s}</math>. ....</i>	<i>74</i>
<i>Figure 49: La vitesse instantanée d'une bulle d'air dans l'eau de diamètre équivalent de 2 cm en fonction de la hauteur.....</i>	<i>75</i>
<i>Figure 50: La hauteur terminale d'ascension d'une bulle d'air dans l'eau en fonction de diamètre équivalent .....</i>	<i>76</i>
<i>Figure 51: Courbe présentant le pas du maillage en fonction de diamètre équivalent de 0.1cm jusqu'à 3 cm. ....</i>	<i>77</i>

# *Nomenclature*

## Nomenclature

$d_e$	Diamètre équivalent.	$V_T$	vitesse terminal
$Q_G$	Débit de gaz	$V_{Texp}$	vitesse terminal expérimental.
$V_{Tth}$	vitesse terminal théorique.	$V_{Tnum}$	vitesse terminal numérique.
$V_L$	volume du liquide	$E_s$	L'énergie de l'interface.
$\sigma$	Tension superficielle	$v_p$	Le volume de la particule
$\rho_f$	La masse volumique du fluide.	$C_D$	Le coefficient de traînée (Drag Coefficient).
$u_f$	La vitesse instantanée.	$u_p$	La vitesse de la particule.
$A_p$	La surface projetée de l'inclusion.	Re	Le nombre de Reynolds.
Eu	Le nombre d'Euler.	Fr	Le nombre de Froude.
We	Le nombre de Weber.	Eo	Le nombre Eötvös.
$B_o$	Le nombre de bond	$\rho_e$	La masse volumique de l'eau
$\nu$	La viscosité cinématique du milieu	$\mathbf{V}$	Le champ de vitesse
P	La pression	N	Le nombre de phases
$\alpha_k$	La fraction volumique	$\Delta \rho$	La différence de masse volumique entre le gaz et le liquide
$D_{inj}$	Le diamètre de l'orifice de l'injecteur	$U_k$	La vitesse de la phase k et
$\Gamma_k$	Le tenseur des contraintes visqueuses de la phase k	$R_d$	Une dimension caractéristique de l'inclusion (le rayon dans le cas d'une sphère)
$\mu_c$	La viscosité dynamique de la phase continue	$C_L$	Le coefficient de portance

# *Table Des Matières*

<i>Résumé</i> .....	<i>i</i>
<i>Liste des Figures</i> .....	<i>ii</i>
<i>Nomenclature</i> .....	<i>iv</i>
<i>Introduction Generale</i> .....	<i>1</i>
<i>Chapitre I</i> .....	<i>1</i>
<i>I.1 Les écoulements diphasiques :</i> .....	<i>3</i>
<i>I.1.1 Transfert de masse diphasique :</i> .....	<i>3</i>
<i>I.1.2 Transfert de masse entre deux phases :</i> .....	<i>3</i>
<i>I.1.2.a Flux de masse local :</i> .....	<i>3</i>
<i>I.1.3 Les régimes d'écoulement diphasique :</i> .....	<i>4</i>
<i>I.1.3.a Les écoulements diphasiques selon les combinaisons des phases :</i> .....	<i>4</i>
<i>I.1.3.b Les écoulements diphasiques selon les structures d'interface :</i> .....	<i>4</i>
<i>I.2 Etude d'ascension de bulle d'air :</i> .....	<i>7</i>
<i>I.2.1 La forme:</i> .....	<i>7</i>
<i>I.2.2 La vitesse d'ascension :</i> .....	<i>8</i>
<i>I.2.2.a La vitesse instantanée :</i> .....	<i>8</i>
<i>I.2.2.b La vitesse terminale :</i> .....	<i>8</i>
<i>I.2.3 Collision des bulles :</i> .....	<i>10</i>
<i>I.2.3.a collision bulle-bulle :</i> .....	<i>10</i>
<i>I.2.3.b La collision air surface libre :</i> .....	<i>11</i>
<i>I.2.4 Le détachement des bulles :</i> .....	<i>12</i>
<i>I.3 Les forces fondamentales pour l'ascension d'une bulle d'air :</i> .....	<i>14</i>
<i>I.4 La tension superficielle ou la tension de surface:</i> .....	<i>15</i>
<i>I.4.1 Concept d'interface:</i> .....	<i>15</i>
<i>I.4.2 Capillarité :</i> .....	<i>15</i>
<i>I.4.3 L'interface en mouvement :</i> .....	<i>16</i>
<i>I.5 Nombres adimensionnels :</i> .....	<i>17</i>
<i>I.6 Ligne de courant :</i> .....	<i>18</i>
<i>I.7 Les travaux précédents :</i> .....	<i>20</i>
<i>Chapitre II</i> .....	<i>29</i>
<i>II.1 Critères de qualité</i> .....	<i>31</i>
<i>II.2 Les classes de méthodes</i> .....	<i>32</i>

<i>II.3 Les méthodes eulériennes lagrangiennes</i> .....	33
<i>II.3.1 Les méthodes lagrangiennes</i> : .....	34
<i>II.3.1.a Marqueurs de volume</i> : .....	34
<i>II.3.1.b Marqueurs de front</i> .....	36
<i>II.3.1.c Adaptation de maillage</i> .....	37
<i>II.3.2.a Méthode VOF</i> .....	38
<i>II.3.2.b Méthode Level-Set</i> : .....	43
<i>II.3.2.c Méthodes mixtes</i> : .....	43
<i>II.4 Initiation du CFD</i> : .....	45
<i>II.4.2 Avantage CFD et tableau auteurs</i> : .....	48
<i>II.5 La méthode des volumes finis</i> : .....	49
<i>III.6 Présentation du code de calcul</i> : .....	50
<i>II.6.1 Présentation du code de calcul FLUENT</i> : .....	50
<i>II.6.1.b FLUENT</i> : .....	52
<i>II.6.1.c Post-processeur</i> : .....	53
<i>Chapitre III</i> .....	52
<i>III.1 Etude du problème</i> .....	54
<i>III.1.1 La géométrie</i> .....	54
<i>III.1.2 Outil de simulation Gambit et fluent</i> : .....	55
<i>III.1.2.1 L'outil gambit</i> : .....	55
<i>III.1.2.2 L'outil Fluent</i> : .....	59
<i>Notice d'utilisation de fluent</i> : .....	59
<i>III.1.3 Paramètres de simulation</i> : .....	61
<i>III.1.3.1 Conditions initiales</i> : .....	61
<i>III.1.3.2 Conditions aux limites</i> : .....	62
<i>III.2 Résultats et Discussion</i> : .....	63
<i>III.2.1 Contour de phase</i> : .....	63
<i>III.2.2 Contour de la vitesse</i> : .....	65
<i>III.2.3 Champ des vecteurs de vitesses</i> : .....	68
<i>III.2.4 Les courbes des vitesses</i> : .....	69
<i>III.2.4.1 Vitesse terminale</i> : .....	69
<i>CONCLUSION GENERALE</i> .....	78
<i>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</i> .....	77



*Introduction*

*Générale*

## ***INTRODUCTION GENERALE***

Les écoulements diphasiques sont présents dans de multiples applications. Celles-ci concernent aussi bien les problèmes posés par le génie des procédés (agitation, mélange, séparation, flottation) que par la propulsion (injection, atomisation, cavitation) ou encore par les échanges océan-atmosphère (déferlement, production d'embruns). La complexité de ces écoulements est double: d'une part les interfaces peuvent se déformer, se casser ou se reconnecter, et leurs positions sont inconnues supplémentaire du problème. D'autre part ces interfaces peuvent évoluer à des échelles très variées allant de quelques microns dans le cas de la micro fluidique diphasique jusqu'à des échelles de quelques mètres dans le cas de vagues déferlantes. Par ailleurs ces interfaces sont le siège d'une physique propre où les effets capillaires, la contamination par les tensio-actifs et le changement de phase joue souvent un grand rôle.

L'expérience ne permet pas de répondre à toutes les questions qui se posent. La difficulté de mesurer les forces mises en jeu dans un écoulement ou d'obtenir des interfaces non-polluées sont des exemples de limitations de l'approche expérimentale. L'approche numérique du multiphasique présente elle aussi des difficultés intrinsèques. Les écoulements multiphasiques posent par principe des problèmes à frontière libre. Les conditions aux limites doivent donc être écrites sur une interface dont on ignore a priori la position. Dans les dernières décennies, des progrès considérables ont été réalisés pour développer des méthodes numériques appropriées. Il n'existe pas de méthode universelle, mais plutôt un ensemble d'approches parmi les quels on doit choisir celle qui semble la plus adaptée au problème considéré.

De point de vue technologique, de nombreuses opérations dans les industries chimiques par exemple impliquent des systèmes particule-fluide. La méthode la plus commune qui affecte le mélange gaz-liquide est d'introduire le gaz par un distributeur multi trou sous forme de très petites bulles. Les taux de transfert et de réactions chimiques sont essentiellement gouvernés par le champ d'écoulement établi autour des bulles de gaz en ascension. L'introduction d'un gaz inerte dans une piscine de liquide pour améliorer le mélange est un processus communément utilisé dans les industries chimiques et métallurgiques.

Pour atteindre notre objectif, ce travail s'articule en la présente introduction, en trois chapitres et une conclusion.

Le premier chapitre présente des notions théoriques de base des écoulements diphasiques et les équations fondamentales qui régissent l'écoulement diphasique des fluides. Et aussi une synthèse bibliographique des plusieurs travaux. La simulation numérique est le traitement sous Fluent feront l'objet du deuxième chapitre. On y abordera les différentes étapes passées pour simuler le problème diphasique, depuis la création de la géométrie sous «*GAMBIT*» en passant par les paramétrages sous «*FLUENT*» jusqu'à la résolution. Le troisième chapitre traite la simulation numérique du mouvement de l'ascension des bulles d'air dans l'eau (détermination de la vitesse terminale en fonction du diamètre équivalent, la vitesse instantanée en fonction du temps ou de la hauteur de chute ainsi que de la hauteur terminale en fonction du diamètre équivalent). Afin de valider les résultats obtenus, une comparaison avec des données expérimentales, théoriques et numériques extraites de la littérature est faite.

A la fin de ce mémoire, on fera une récapitulation de l'ensemble des résultats obtenus sous forme d'une conclusion générale regroupant les différentes analyses, en proposant aussi des perspectives à ce travail qui reste une modeste contribution dans le domaine de la dynamique des fluides diphasiques.

# ***Chapitre I***

## ***1.1 Les écoulements diphasiques :***

### ***1.1.1 Transfert de masse diphasique :***

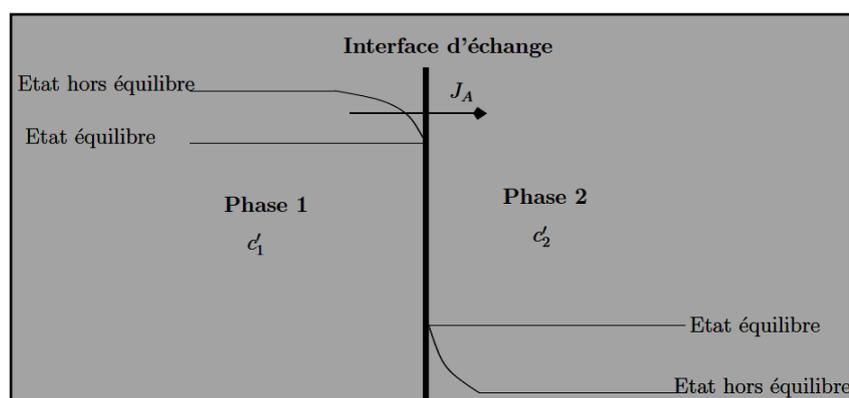
Le transfert d'un soluté d'une phase gazeuse vers une phase liquide est lié à des mécanismes qui sont :

1. le transport de ce soluté vers l'interface gaz-liquide ;
2. l'équilibre thermodynamique à l'interface gaz-liquide ;
3. le transport du soluté de l'interface gaz-liquide vers le cœur du liquide ;

### ***1.1.2 Transfert de masse entre deux phases :***

#### ***1.1.2.a Flux de masse local :***

Le profil de concentration d'un soluté au voisinage de l'interface gaz-liquide peut, de manière générale, être présenté comme sur la **Figure 1**. S'il y a un équilibre thermodynamique entre le cœur du liquide et le cœur du gaz, il n'y a pas de flux net de matière à travers l'interface. Par contre, si la concentration dans une des deux phases n'est pas celle de l'équilibre thermodynamique, il y aura un gradient de concentration entre le cœur de la phase considérée et l'interface qui, elle, est à l'équilibre. Le gradient de concentration est contrôlé par l'équation de diffusion-advection dans chaque phase. Le retour à l'état d'équilibre au cœur de chaque phase est limité par ces transports qui créent une résistance au transfert. Cette résistance est localisée dans une région de faible épaisseur appelée film.



**Figure 1:** Transfert de masse entre deux phases.

### ***1.1.3 Les régimes d'écoulement diphasique :***

Les écoulements diphasiques peuvent être classifiés selon les combinaisons des phases ou selon la distribution spatiale des interfaces.

#### ***1.1.3.a Les écoulements diphasiques selon les combinaisons des phases :***

Pour cette classification, les combinaisons possibles sont énumérées ci-dessous :

1. mélange de deux liquides non-miscibles (échangeurs de chaleur à contact direct par exemple),
2. mélange solide-liquide (transport de boue),
3. mélange gaz-solide (transport pneumatique),
4. mélange gaz-liquide (ébullition dans des réacteurs nucléaires),

#### ***1.1.3.b Les écoulements diphasiques selon les structures d'interface :***

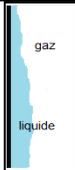
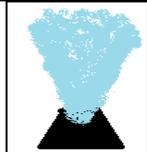
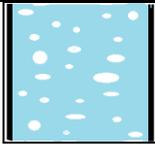
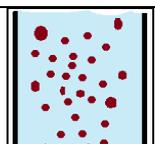
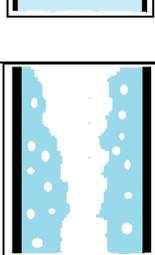
Un écoulement diphasique peut être classifié selon la distribution géométrique des phases appelée régime ou configuration d'écoulement. Différents régimes sont identifiés par inspection visuelle ou par analyse spectrale des fluctuations de la fraction volumique ou des pressions instables.

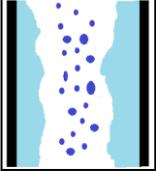
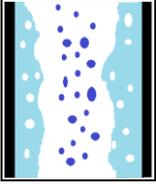
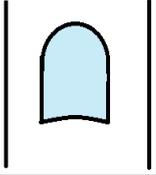
Dans les cartes d'écoulement, des configurations d'écoulement pour différents débits de phase sont présentées. Les débits utilisés dépendent de la hauteur et sont généralement le flux de la quantité de mouvement, le débit volumique, ou le débit massique. Dans une carte d'écoulements, les différentes topologies d'écoulement sont délimitées par des frontières correspondant aux zones de transition d'une configuration à l'autre. Il convient de noter que ces graphiques n'ont aucun caractère universel car donnés sous forme dimensionnelle et généralement pour un couple gaz-liquide donné. Ainsi, les transitions qui résultent d'une instabilité peuvent être affectées par les propriétés physiques des fluides, le diamètre de la conduite, la rugosité de la paroi ou encore les conditions d'entrée.

Les régimes d'écoulement ont été étudiés par plusieurs auteurs dont **G.B Wallis** (1969) [3] , **M. Ishii** (1971) [4] et **G.W Govier et K. Aziz** (1972) [5], etc.. Un résumé des configurations typiques d'écoulement est présenté par la suite :

**I.1.3.b.1 Ecoulement vertical :**

Les régimes d'écoulements verticaux sont généralement plus symétriques comparés aux écoulements horizontaux. Trois classes principales sont distinguées selon la distribution spatiale des interfaces :

Type d'écoulement	Definition	Modèle	Géométrie
<b>Écoulement séparé</b>	L'écoulement séparé comprend des régimes en jet Film liquide et annulaire. Dans ce type d'écoulement, deux phases circulent séparément sous la forme de jets parallèles.	<i>Film liquide</i>	
		<i>annulaire</i>	
		<i>Jet</i>	
<b>Écoulement dispersé</b>	Cette classe peut être divisée en plusieurs régimes selon la nature de la phase dispersée particule, gouttelette ou bulle. Dans ce type d'écoulement, la phase dispersée est largement distribuée sous forme des bulles, des gouttes ou des particules dans la phase continue.	Bulles dans un liquide	
		Gouttelettes dans un gaz	
		Particules dans un gaz ou un liquide	
	Pendant que la structure d'interface change graduellement, il existe une troisième classe qui est la combinaison de	Bulles dans le film	

<b>Ecoulement de transition</b>	<p>l'écoulement séparé et dispersé. La transition se produit souvent pendant le changement de phase dans des mélanges de liquide-vapeur.</p> <p>Quatre régimes peuvent être distingués: écoulement à poches ou pulsatile, écoulement annulaire à bulles, écoulement annulaire à gouttes et écoulement annulaire à gouttes et à bulles.</p>	Gouttes dans le cœur	
		Bulles dans le film et gouttes dans le cœur	
		Poche churn	

***1.1.3.b.2 Ecoulement incliné :***

Dans les tubes inclinés, les configurations d'écoulement se sont avérées être les mêmes que dans les tubes verticaux excepté la limitation voire la disparition du régime d'écoulement pulsé.

***1.1.3.b.3 Ecoulement horizontal :***

L'écoulement horizontal est caractérisé par une quatrième configuration appelée « le régime stratifié ». Généralement la plupart des régimes d'écoulement dans les tubes horizontaux montrent une structure dissymétrique ce qui est due aux effets de la pesanteur sur les fluides de densités différentes. Ceci entraîne une tendance à la stratification verticale où le liquide occupe la partie inférieure du tube et l'air ou la vapeur la partie supérieure **Figure 2**.

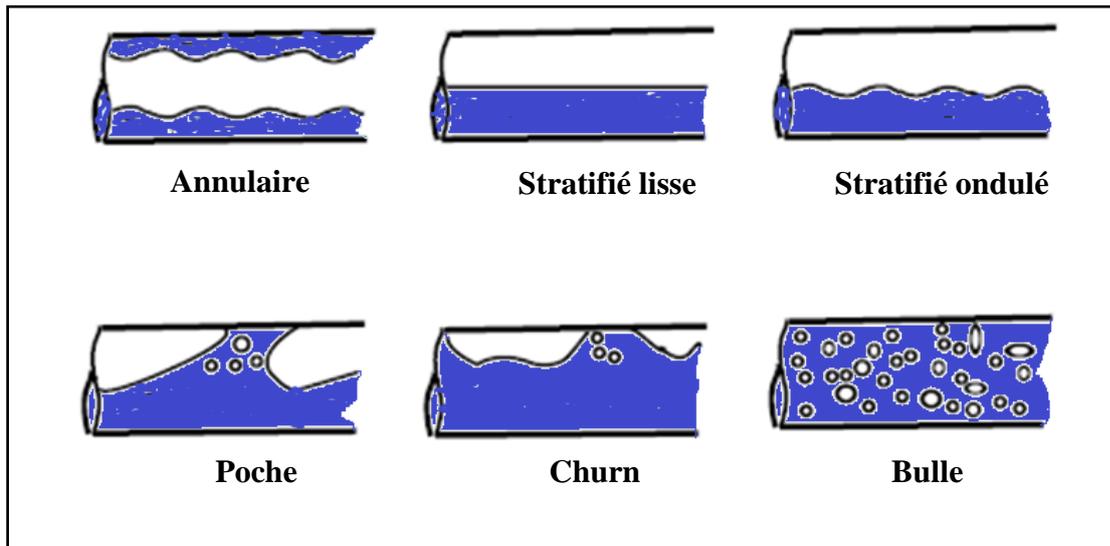


Figure 2: Classification de l'écoulement diphasique en conduite horizontale.

## 1.2 Etude d'ascension de bulle d'air :

### 1.2.1 La forme:

D'après la déformation des bulles pendant l'ascension on peut distinguer deux types de bulles :

- **Les bulles libres:** 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.
- **La bulle de Taylor:** Puisque la bulle est grande, elle prend une forme ovale et est désignée souvent sous le nom de la bulle de Taylor. La forme générale de la bulle de Taylor est une bulle dont la longueur est grande comme plusieurs fois le diamètre du tube et dont le bord d'attaque est arrondi. Le rebord arrière peut prendre une forme arrondie, dentelée, ou instable selon les propriétés d'état d'écoulement et liquides.

Cet écoulement est d'importance fondamentale dans les écoulements en deux phases gazeux-liquide dans les conduits circulaires et est particulièrement approprié au régime d'écoulement qui se produit aux fractions vides intermédiaires avec des débits d'écoulement relativement bas. L'écoulement de ce type se produit largement dans la production et le transport

d'hydrocarbure, les réacteurs chimiques et nucléaires, et les systèmes de transport de la chaleur où le changement de phase est très important **J.D Bugg (2002) [6]**



Figure 3: La bulle de Taylor dans un tube initialement rempli d'eau.

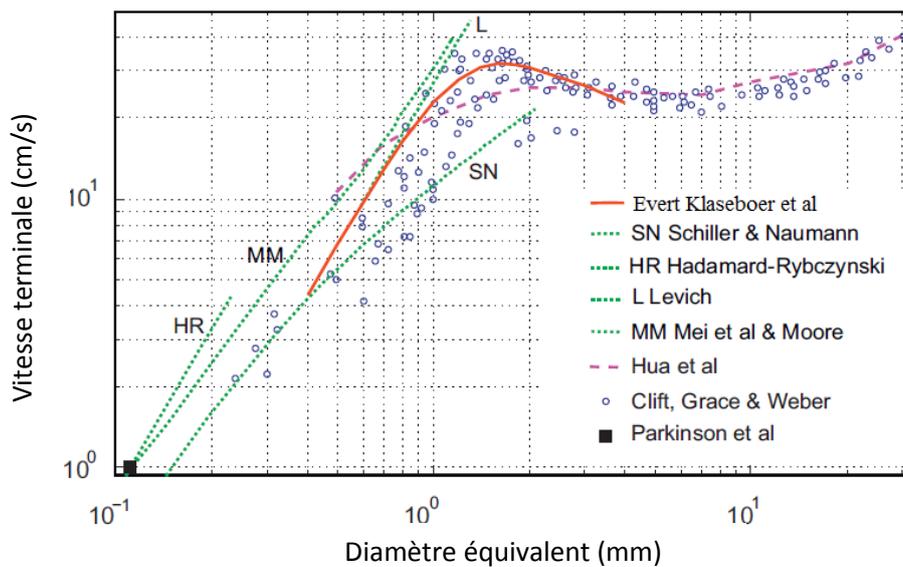
## ***1.2.2 La vitesse d'ascension :***

### ***1.2.2.a La vitesse instantanée :***

C'est la vitesse de la bulle à chaque instant, cette vitesse augmente d'une manière progressive jusqu'au moment où elle devient constante.

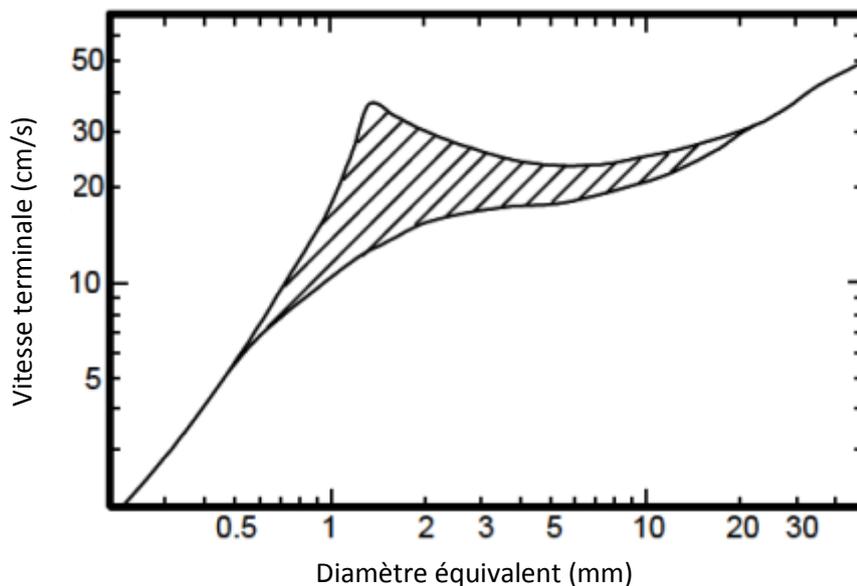
### ***1.2.2.b La vitesse terminale :***

La taille et la forme de la bulle, les densités et les viscosités du milieu liquide, la circulation interne, la température, et la présence de composés tensio-actifs sont la plupart des paramètres importants affectant la vitesse d'ascension de la bulle. Après sa formation à l'intérieur du liquide, la bulle d'air accélère immédiatement et à une certaine distance du point de sa formation elle atteint sa vitesse terminale, qui est déterminée par l'équilibre entre toutes les forces agissantes.



**Figure 4:** Vitesses terminales théoriques et expérimentales en fonction du diamètre équivalent **E. Klaseboer** (2011) [7]

La limite supérieure des données de la vitesse terminale correspond aux bulles dans un système pur et la présence d'une quantité subtile de contaminants tensio-actifs cause une augmentation énergétique de la résistance, qui a comme conséquence l'éparpillement de la vitesse terminale dans la région hachée de la **Figure 5**.

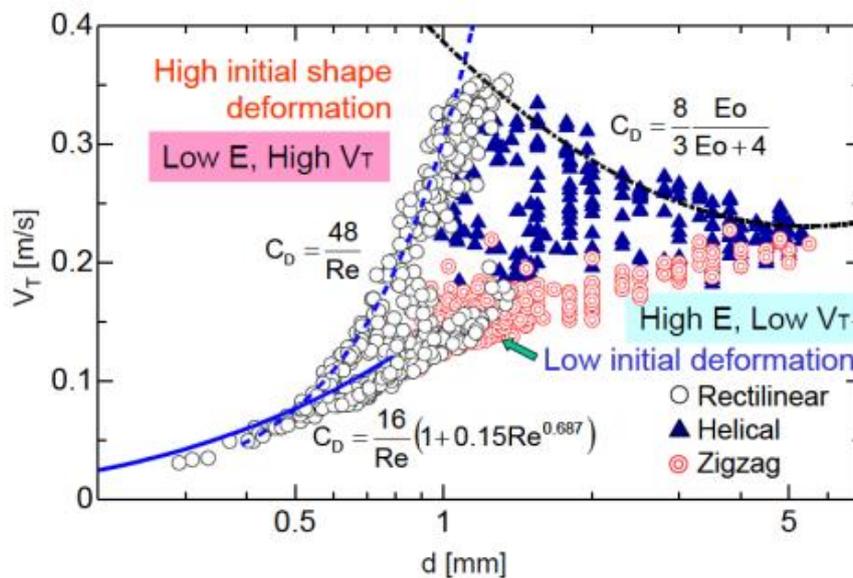


**Figure 5:** La vitesse terminale en fonction du diamètre équivalent

D'une part, **A.Tomiyama et al** (2002) [8] ont précisé que la cause principale de cette bifurcation n'est pas la présence des agents tensio-actifs mais d'une différence légère de la manière du dégagement de bulle, en d'autres termes, la différence dans la condition initiale,

c'est-à-dire quand une bulle est libérée d'un bec avec une petite déformation initiale de la forme de la bulle, la vitesse terminale prend une valeur basse (près de la limite inférieure de la région hachée), son mouvement est susceptible d'être rectiligne ou zigzag et son coefficient d'allongement  $E$  ( $E = \frac{b}{a}$ ) garde des valeurs élevées.

L'effet contraire est obtenu quand une bulle est libérée avec une grande déformation initiale, la vitesse terminale devient plus importante, le mouvement est susceptible d'être hélicoïdal ou rectiligne et le coefficient d'excentricité  $E$  prend une valeur plus basse (plus déformée). En conséquence, même en eau distillée, la vitesse terminale mesurée se disperse largement comme le montre la **Figure 6**. Les multiples conditions terminales observées dans la gamme de  $0.5 < d < 5$  mm pourraient résulter d'un certain genre de bifurcation provoqué par la non-linéarité des équations de Navier-Stokes et un lien non linéaire entre l'interface gazeuse liquide et le champ d'écoulement induits par la bulle elle-même.



**Figure 6:** Mesures de la vitesse terminale  $V_T$  des bulles en mouvement d'ascension dans l'eau distillée.

### 1.2.3 Collision des bulles :

#### 1.2.3.a collision bulle-bulle :

La collision entre deux bulles est due à la vitesse relative entre elles. **M.J Prince** (1990) [9] mentionnait trois mécanismes responsables de cette collision: la turbulence, la flottabilité et le cisaillement laminaire.

Le mouvement d'un tourbillon avec une échelle de longueur de l'ordre du diamètre de la bulle est responsable de la vitesse relative entre les bulles.

Les très petits tourbillons ne contiennent pas assez d'énergie pour affecter de manière significative le mouvement de la bulle, par contre des tourbillons plus larges (supérieure à la taille de la bulle) transportent le groupe de bulles sans conduire à un mouvement relatif.

La collision peut être aussi le résultat de la différence des vitesses des bulles de différente taille soumises à l'effet de flottabilité.

Dans le cas du cisaillement laminaire, la collision est le résultat du développement de grosse circulation, par exemple, dans une colonne à bulle pour des débits de gaz suffisamment élevés.

La collision peut aussi être le résultat de la différence des vitesses des bulles de différente taille soumises à l'effet de flottabilité.

La collision peut conduire à la coalescence et assure le contact des bulles pour une période de temps suffisante pour l'amincissement du film entre elles jusqu'à une valeur critique de rupture. Ce temps de contact est fonction de la taille de la bulle et de l'intensité de la turbulence.

### ***1.2.3.b La collision air surface libre :***

La collision entre les bulles d'ascension et la surface libre est un phénomène commun dans des écoulements des bulles.

En raison de la gamme étendue des applications technologiques comportant des écoulements des bulles, il y a une grande demande des industries concernant la modélisation de la physique des bulles.

Quand une bulle se déplace dans un liquide, la force de résistance compense la flottabilité à une vitesse terminale constante. Si la bulle approche la surface libre avec une vitesse plus haute qu'une certaine valeur critique, elle rebondit plusieurs fois avant que la coalescence se produise.

À chaque rebond une certaine quantité d'énergie de la bulle est perdu dans l'interaction avec la surface libre, et la vitesse d'approche de la bulle diminue jusqu'à une valeur critique à laquelle la coalescence se produit. En revanche, si la bulle est assez petite pour avoir une vitesse

terminale inférieure à un certain seuil, la bulle fusionne avec la surface libre dès qu'elle touchera l'interface, et aucun rebondissement n'a lieu.

Concernant la dynamique du processus de rebondissement, la collision des bulles avec les parois solides a été étudiée intensivement. Cependant, la collision d'une bulle avec une surface libre est sensiblement différente de celle avec un mur plein.

#### 1.2.4 Le détachement des bulles :

La taille des bulles générées en sortie d'un tube, généralement capillaire pour les diffuseurs produisant des petites et moyennes bulles, dépendent des conditions d'injection (pression dans la bulle), du type d'injecteur et des propriétés du fluide (tension superficielle, viscosité, densité...).

Lorsque l'injection se fait avec un faible débit de gaz, c'est la géométrie de l'injecteur, à travers le diamètre de l'orifice, qui contrôle la taille des bulles fixée par l'équilibre entre les forces de tension de surface et la flottabilité de la bulle :

$$d_b = \sqrt[5]{\frac{36Q_G^2}{\pi^2 g}} \quad (I.1)$$

Où  $d_b$  est le diamètre de la bulle (m),  $D_{inj}$  est le diamètre de l'orifice de l'injecteur (m),  $g$  est l'accélération de la pesanteur ( $m.s^{-2}$ ) et  $\Delta\rho$  la différence de masse volumique entre le gaz et le liquide ( $Kg.m^{-3}$ ).

Pour des débits de gaz élevés, le diamètre des bulles en sortie d'orifice est alors contrôlé par un équilibre entre les forces d'inertie et flottabilité, soit :

$$D = \sqrt[5]{\frac{36Q_G^2}{\pi^2 g}} \quad (I.2)$$

Avec  $Q_G$  débit de gaz injecté en ( $m^3.s^{-1}$ ). Un débit de gaz critique de transition, pour lequel les deux diamètres sont égaux, peut ainsi être défini:

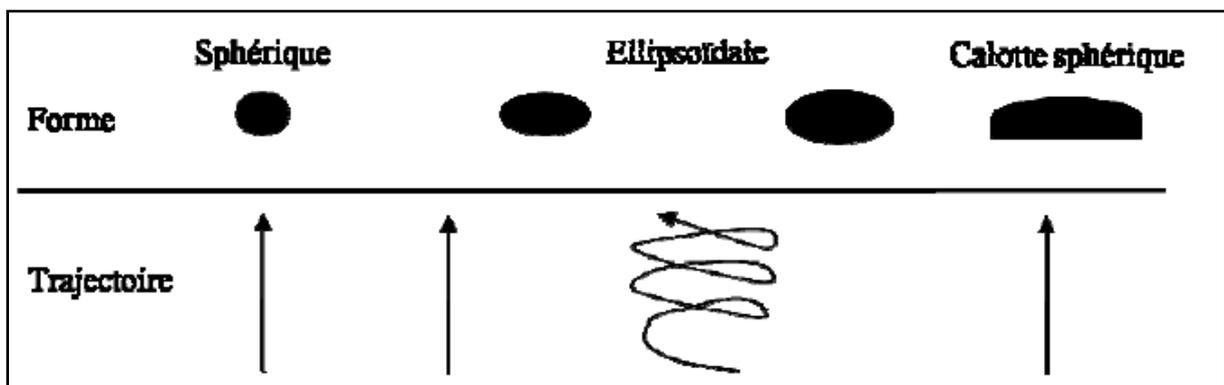
$$Q_{G_{critique}} = \frac{\pi}{6} g^{\frac{1}{2}} \sqrt[5]{\frac{6\sigma D_{inj}}{g \Delta\rho}} \quad (I.3)$$

La tension superficielle tend à stabiliser la forme sphérique des bulles au contraire des forces d'inertie, de viscosité et de gravité qui contribuent à leur déformation. On considère généralement trois domaines de forme de bulles selon les valeurs de critères adimensionnels de Reynolds ( $Re = \frac{\rho g d_b}{\mu}$ ) et de bond ( $Bo = \frac{\rho_L g d_b^2}{\sigma}$ ). Pour le mélange air-eau, se sont par exemple :

- $Re < 1$  et  $Bo < 1$ : forme sphérique des bulles, les forces de la tension de surface et les forces visqueuses gouvernent la forme des bulles qui dévient très peu de la forme sphérique. **R. Clift et al** (1978) [1], ont défini que les particules fluides avec un rapport d'axes majeur et mineur entre 0.9 et 1.1 (une distorsion de  $\pm 10\%$ ) sont considérées comme sphériques. Typiquement, La taille de la bulle est inférieure à 1mm.
- $1 < Re < 1000$  et  $1 < Bo < 50$ : forme ellipsoïdale des bulles. On appelle les bulles qui sont aplati avec une interface convexe (vu de l'intérieur) autour de la surface entière des bulles ellipsoïdales. Typiquement, le diamètre de la bulle varie de 1.5 à 15 mm. En pratique, les formes réelles diffèrent considérablement des vrais ellipsoïdes. En outre, il est connu que les bulles ellipsoïdales subissent une dilatation périodique ou un mouvement de rotation déséquilibré (*wobbling*) qui complique leur caractérisation.
- $Re > 1000$  et  $Bo > 50$ : bulles sous forme de calottes sphériques des bulles larges généralement avec des bases plate ou dentée. Leur diamètre est supérieur à 15 mm.

Enfin, le phénomène de coalescence des bulles pendant leur parcours peut être important en raison d'une forte probabilité de collision (rétention gazeuse élevée et hétérogénéité de mélange diphasique). Toutefois, la taille des bulles peut être limitée par l'énergie dissipée dans la turbulence locale au sein des phases.

Les bulles qui se détachent du système d'injection se déplacent dans le milieu diphasique et la structure de l'écoulement du gaz dépend de la forme des bulles et de l'intensité du bullage. Selon la forme d'une bulle isolée, sa trajectoire ascendante est différente **Figure 7**



**Figure 7:** La forme et la trajectoire d'une bulle d'air.

Dans le cas d'un générateur de bulles à plusieurs orifices, l'étude de **M.I Perieradias** (1999) [10] distingue trois régimes de bullage:

- Le régime de bullage unique qui correspond à de faibles débits de gaz: les bulles sont formées une à une à partir de l'orifice qui a le plus grand diamètre et le générateur de bulles fonctionne comme un générateur à un orifice.
- Le régime de bullage simultané qui correspond à des débits de gaz élevés: les bulles se forment à partir de tous les orifices de manière simultanée et un phénomène de coalescence apparaît si le temps de contact entre les bulles est plus long que le temps de drainage du film liquide.

### ***1.3 Les forces fondamentales pour l'ascension d'une bulle d'air :***

Les forces importantes pour un écoulement diphasique sont:

- La force de pression agit sur les éléments de surface et a tendance à accélérer le fluide dans la direction du gradient de pression.
- La force d'inertie est une force de volume qui agit de manière à maintenir la direction actuelle et l'intensité du mouvement inchangée.
- La force de résistance exercée par le liquide sur une bulle d'air en ascension est donnée par l'équation suivante.

$$F_d = -\frac{1}{2} \pi R_B^2 C_D \rho_L v_B^2 \quad (I.4)$$

- La force de la gravité a tendance à accélérer le fluide dans la direction du vecteur de la pesanteur. Si la bulle est placée dans le champ de gravitation terrestre, elle est tout d'abord soumise à son poids, qui agit vers le bas, dans la direction de la pesanteur

$$F_G = \rho_g g \frac{\pi d_b^3}{6} \quad (I.5)$$

- La force de la tension superficielle agit sur une ligne ou un élément de courbe et a tendance à minimiser l'aire de la surface de l'interface. La force de la tension de surface est spécifique aux écoulements gaz-liquide ou liquides liquide.

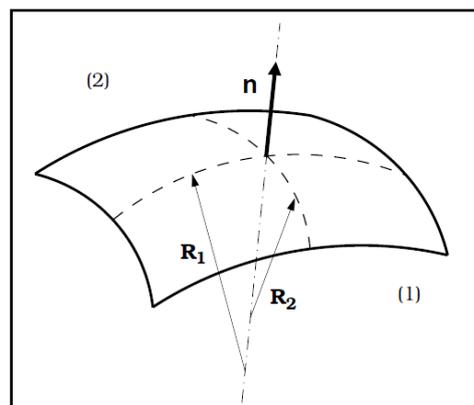
## 1.4 La tension superficielle ou la tension de surface:

### 1.4.1 Concept d'interface:

Nous faisons l'hypothèse de fluides immiscibles, c'est à dire qu'ils ne se mélangent pas. Dans ce cas, la zone de séparation se réduit à une zone de très faible épaisseur, de l'ordre de l'échelle de l'atome. Cette épaisseur est largement négligeable, d'autant plus que l'on travaille sous l'hypothèse de la particule fluide. La zone de séparation se résume alors à une surface à travers laquelle les propriétés des fluides changent brutalement. Mathématiquement, on appelle cette surface de séparation une interface. Pour un espace d'étude de dimension  $n+1$ , une interface est un objet de dimension  $n$  qui délimite l'espace en un nombre fini de sous-espaces. En utilisant ce concept d'interface, il nous est plus aisé d'exprimer les variations qui existent dans la zone de séparation entre deux fluides.

### 1.4.2 Capillarité :

Les molécules d'un fluide exercent les unes sur les autres des forces de type Van Der Walls pour assurer la cohésion du milieu. Les forces exercées par chaque molécule sont équilibrées par celles des molécules voisines. Chaque fluide possède sa propre énergie associée aux liaisons moléculaires. Lorsqu'on introduit une interface entre deux fluides, l'équilibre est rompu dans la direction de l'interface. Ce phénomène explique l'existence d'une force de surface pour assurer l'équilibre énergétique de cohésion moléculaire. Cette force de surface porte plusieurs noms : la force capillaire, la tension de surface ou encore la tension superficielle.



**Figure 8:** Géométrie de la surface de séparation entre deux fluides (1) et (2) permettant de définir les rayons de courbure principaux.

Cette force a pour effet de minimiser l'aire de l'interface afin de minimiser le déficit énergétique.

En l'absence de gravité, la forme sphérique d'une goutte est ainsi la surface minimale pour un volume de liquide donné. Si l'on considère une surface de séparation quelconque, la loi de Laplace s'écrit :

$$p_1 - p_2 = \sigma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \sigma k \quad (\text{I.6})$$

Où  $R_1$  et  $R_2$  sont les rayons de courbure principaux en un point considéré sur la surface **Figure 8**,  $k$  la courbure associée et  $\sigma$  le coefficient de tension de surface, dont la valeur est directement reliée à la différence énergétique des liaisons intermoléculaires entre deux fluides.

Cette loi traduit le fait que pour rétablir l'équilibre des forces, il existe une surpression du côté de la concavité de la surface, la tension de surface étant dans le sens opposé. Une goutte ou une bulle sont en surpression par rapport à l'environnement extérieur.

### I.4.3 L'interface en mouvement :

Lorsqu'une interface de type fluide/fluide est en mouvement, les conditions de saut diffèrent de la loi de Laplace car l'on doit tenir compte de l'action des forces surfaciques visqueuses dépendantes dans l'hypothèse des fluides newtoniens des contraintes de déformation. Le tenseur des contraintes  $T$  exprime l'ensemble des forces surfaciques,

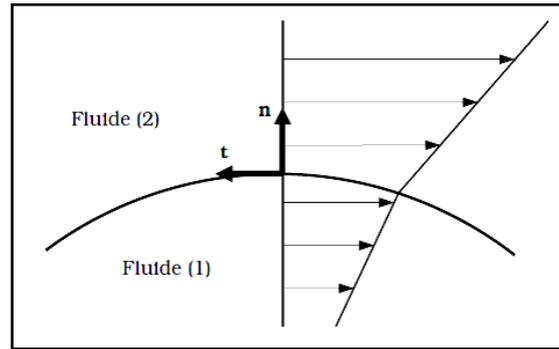
$$\vec{n} \cdot [T] \cdot \vec{n} = \sigma \vec{k} \quad (\text{I.7})$$

$$\vec{t} \cdot [T] \cdot \vec{n} = 0 \quad (\text{I.8})$$

Où  $[T] = T_1 - T_2$  exprime le saut entre les fluides numérotés (1) et (2), la normale  $\vec{n}$  étant orientée de (1) vers (2) (voir **Figure 8**). Dans le cas des fluides réels, les contraintes de viscosité interdisent le glissement d'un fluide par rapport à l'autre,  $[u]=0$  il est à noter la conséquence de la condition d'équilibre de la contrainte tangentielle s'exerçant sur l'interface. Dans le cas particulier de la **Figure 8** où la vitesse est localement parallèle à la tangente à l'interface et fonction de la normale, l'équilibre des forces visqueuses à l'interface s'exprime par la condition suivante,

$$\mu_1 \frac{\partial(u_1, t)}{\partial n} = \mu_2 \frac{\partial(u_2, t)}{\partial n} \quad (\text{I.9})$$

Comme il est schématisé sur la **Figure 9**, elle se traduit par une discontinuité sur la dérivée du profil de vitesse à la traversée de l'interface.



**Figure 9:** Représentation graphique d'un profil de vitesse typique à la traversée de l'interface en conséquence du respect de l'équilibre des forces visqueuses

### 1.5 Nombres adimensionnels :

Avant d'entamer une simulation numérique d'un écoulement diphasique, il est utile d'avoir une idée sur la grandeur des différentes forces impliquées. La voie la plus appropriée pour identifier les forces dominantes des forces qui peuvent être négligées est d'avoir recours aux nombres adimensionnels, qui expriment le rapport entre deux forces. A partir des forces fondamentales mentionnées ci-dessus, cinq groupes adimensionnels indépendants peuvent être tirés:

- Le nombre de Reynolds représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses.

$$Re = \frac{\rho V D}{\mu} \quad (\text{I.10})$$

- Le nombre d'Euler qui représente le rapport entre les forces de gradient de pression et d'inertie.

$$Eu = \frac{\Delta p}{\rho U^2} \quad (\text{I.11})$$

- Le nombre de Froude qui caractérise le rapport entre les forces de gravité et d'inertie.

$$Fr = \frac{U^2}{gL} \quad (\text{I.12})$$

- Le nombre de Weber qui représente le rapport entre les forces d'inertie et de La tension de surface.

$$We = \frac{\rho L U^2}{\sigma} \quad (\text{I.13})$$

- Le nombre Eötvös (Bond) qui est le rapport entre les forces de flottabilité et de la tension de surface.

$$Eo = \frac{\Delta\rho g L^2}{\sigma} \quad (I.14)$$

- On peut déduire d'autres nombres adimensionnels de ces cinq groupes, par exemple: le nombre de capillarité qui est le rapport entre les forces visqueuses et de tension superficielle. Un nombre utile pour les écoulements gaz-liquide et liquide-liquide est le nombre de Morton qui implique la densité et la viscosité de la phase continue. Il est défini par:

$$Mo = \frac{g \Delta\rho \mu_l^2}{\rho_l^2 \sigma^3} \quad (I.15)$$

Pour un écoulement diphasique incompressible et isotherme, le nombre de Morton est constant. Pour des fluides réels, sa valeur varie: de  $10^{-14}$  pour des bulles dans un liquide métallique et  $10^8$  pour le cas des bulles dans des huiles visqueuses. Pour le cas des bulles de gaz dans l'eau, le nombre de Morton est:  $Mo = 2.48 \cdot 10^{-11}$ . Deux autres nombres adimensionnels sont utilisés dans la simulation numérique, il s'agit des rapports de viscosité et de densité des deux phases. Le choix de la longueur caractéristique  $L$  et de la vitesse caractéristique  $U$  dépend du type d'écoulement à simuler. Par exemple: pour le cas du mouvement des particules rigide ou liquide sous l'action du champ de la pesanteur, la vitesse caractéristique est la vitesse terminal  $V_T$  de son ascension ou son impact. La longueur caractéristique souhaitable est le diamètre  $d_{eq}$  du volume équivalent. C'est le diamètre d'une sphère du même volume que la particule en question.

### ***1.6 Ligne de courant :***

Quand une bulle d'air se déplace dans un milieu non agité de suspension de particules, l'écoulement du liquide autour de la bulle, forme un nombre infini de lignes de courant qui peuvent être représentées mathématiquement par une fonction de courant.

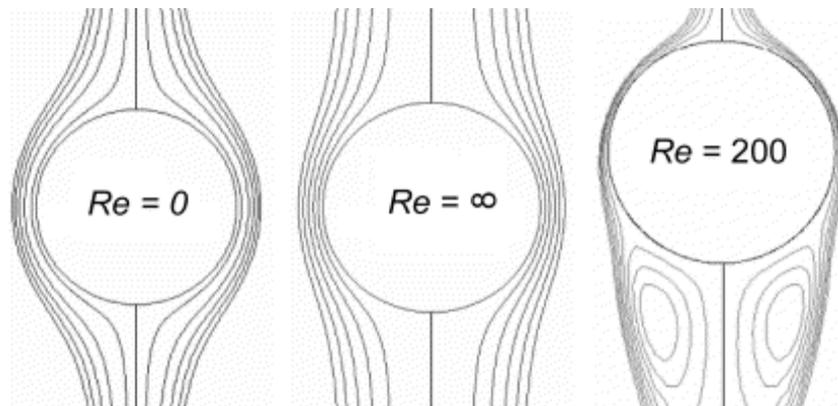
L'écoulement du liquide autour d'une bulle d'air est régi par l'équation de continuité de Navier Stokes. Des solutions exactes de ces équations peuvent être analytiquement dérivées quand le nombre de Reynolds est très faible (écoulement de Stokes) ou infiniment grand (écoulement potentiel). Pour des bulles ayant des nombres de Reynolds entre ces deux cas limites, l'équation de continuité de Navier Stokes est numériquement résolue **A.Tomiyama et**

al (2002) [11]. Les fonctions de courant de l'écoulement de Stokes et potentiel, sont données par :

$$\psi_{\text{stokes}} = \left[ \frac{1}{2} r^2 - \frac{3}{4} r + \frac{1}{4} \frac{1}{r} \right] \sin^2 \sin^2 \varnothing \quad (\text{I.16})$$

$$\psi_{\text{potenciel}} = \left[ \frac{1}{2} r^2 - \frac{1}{2} \frac{1}{r} \right] \sin^2 \sin^2 \varnothing \quad (\text{I.17})$$

Les deux champs de l'écoulement donnent un profil symétrique en fonction du plan équatorial de la bulle comme le montre la **Figure 10**. Cependant, dans la mesure où le nombre de Reynolds est très faible, le champ de l'écoulement du liquide autour de la bulle perd sa symétrie et devient de plus en plus asymétrique, avec les lignes de courant plus ou moins comprimées vers l'hémi surface de la bulle. Un modèle a été dérivé par **R.H Yoon** et **H.H Luttrell** (1989) [12] permettant de prévoir la fonction de courant pour un nombre de Reynolds intermédiaire en combinant l'écoulement potentiel et de Stokes **G. Tryggvason** (2001) [13].

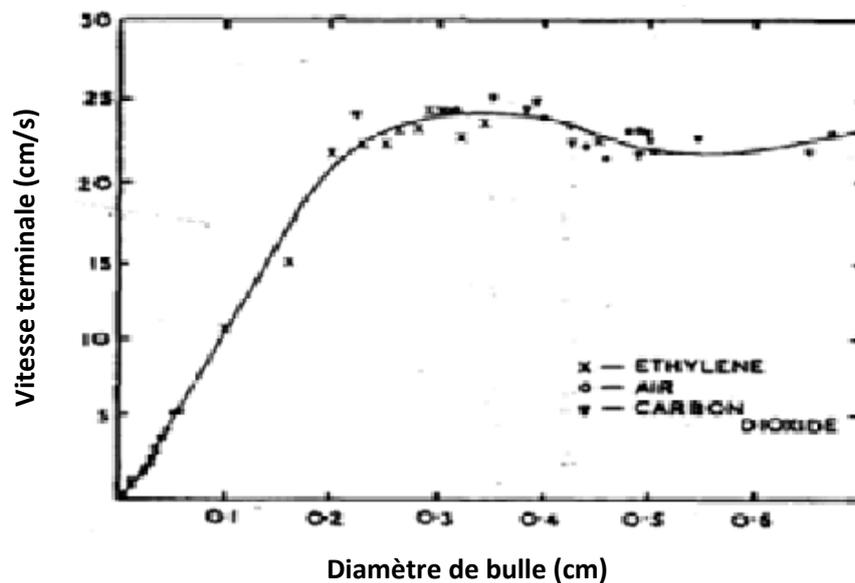


**Figure 10:** Lignes de courant passant des bulles aux  $Re = 0$  (écoulement de Stokes),  $Re \infty$  (écoulement potentiel) et  $Re = 200$  (résultats numériques). Les lignes de courant asymétriques dans l'image 3 sont beaucoup plus complexes que ceux pour les 2 autres cas.

### 1.7 Les travaux précédents :

Pour comprendre le problème de la dynamique des écoulements diphasiques notamment l'ascension d'une bulle dans un liquide au repos, nous présenterons par la suite une bibliographie des différents travaux expérimentaux, théoriques et simulations.

**D. HAMMERTON et al** (1954) [14] ont étudié par l'observation visuelle ou par des méthodes indirectes le mouvement des bulles gazeuses au cours de leur ascension. Pour des diamètres inférieurs à 0.03 cm, les bulles gazeuses se comportent dans l'eau comme des sphères rigides. Pour des diamètres plus grands, il s'établit un mouvement circulaire toroïdal qui persiste tout au cours de l'ascension.



**Figure 11:** Vitesse terminale de l'ascension des bulles en fonction du diamètre équivalent.

Les auteurs ont déterminé pour différents liquides le seuil de passage de l'état rigide à l'état circulatoire: ils ont trouvés que le diamètre critique de transition ne correspond pas aux valeurs déduites d'une formule proposée par Bond et Newton. Ils ont mesuré les vitesses des bulles dans l'eau et les écarts que présentent les différentes valeurs trouvées dans la littérature ont été examinés par rapport aux quatre facteurs: température, vitesse de déformation, effet de la paroi, contamination de la surface par des agents tensio-actifs.

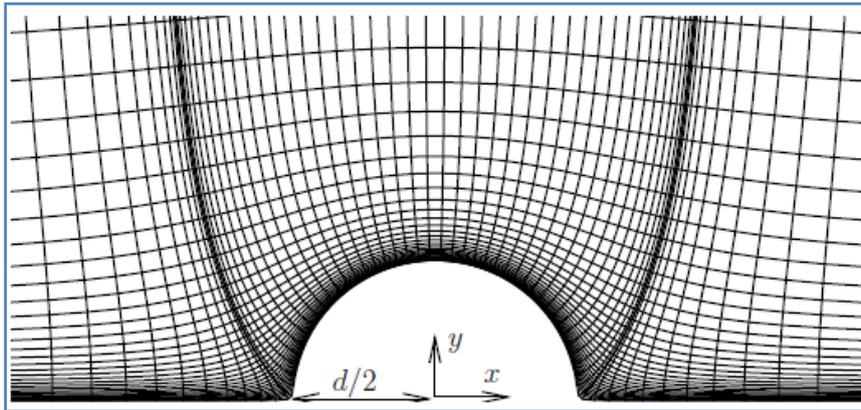
**D.J. Nicklin et al** (1962) [15] ont déterminé la forme des bulles de Taylor de diverses longueurs montant dans un tube en plexiglas de 2.6 cm de diamètre interne entouré par une boîte de plexiglas remplie avec de l'eau. Le volume du liquide qui entoure les poches de

longueurs différentes a été déterminé comme suit. Les poches ont été photographiées pendant qu'elles approchaient de la surface libre. La longueur de la poche et la position de la surface libre ont été enregistrées et quelque temps après que la poche ait cassé la surface le nouveau niveau a été mesurée. A partir de ces mesures, l'évolution du volume du liquide,  $v_L$  (en cm du tube) en fonction de la longueur de la poche  $l$  a été étudiée. Ils ont trouvé d'une part que la forme du cap est indépendante de sa longueur et d'autre part, 10.2 % de la section a été occupés par le liquide dans la plupart des cas. La tendance observée pour l'évolution du volume de liquide en fonction de la longueur a été confirmée par leur modèle théorique ( $v_L = 0.495 \cdot 10^{-3} L$  et  $l=2$  cm) uniquement pour les bulles suffisamment petites ( $l < 12$  cm).

**M.E Chandler** (1982) [16] a étudié expérimentalement l'ascension des petites bulles d'air (0.1 à 1.0 mm de diamètre) dans un fluide au repos. Des mesures locales de la vitesse d'ascension ont été obtenues en fonction de la hauteur au-dessus de tube de la source en utilisant le laser-Doppler. En outre, le diamètre de la bulle a été déterminé simultanément à partir des mêmes signaux optiques.

Les données sont présentées pour les différents diamètres et des espacements de bulles dans des colonnes à bulles à la fois de l'eau distillée et une solution diluée de polymère. Il a trouvé que la vitesse d'ascension de la bulle pour l'eau distillée atteint le maximum, avant de ralentir sa vitesse terminale due à l'accumulation de tensioactif à l'interface. La vitesse d'ascension maximale de polymère diluée a été beaucoup plus faible pour un même diamètre des bulles et a atteint sa vitesse terminale plus rapidement.

**M. Rivero** (1991) [17] a effectué des tests sur la sensibilité de l'hydrodynamique autour d'une bulle propre et d'une bulle complètement contaminée, aux maillages lignes de courant-équipotentiels *Figure 12* et polaire. Au-delà d'un certain nombre, l'augmentation du nombre de mailles sur la surface de la bulle n'a pas d'effet sur leurs résultats numériques.

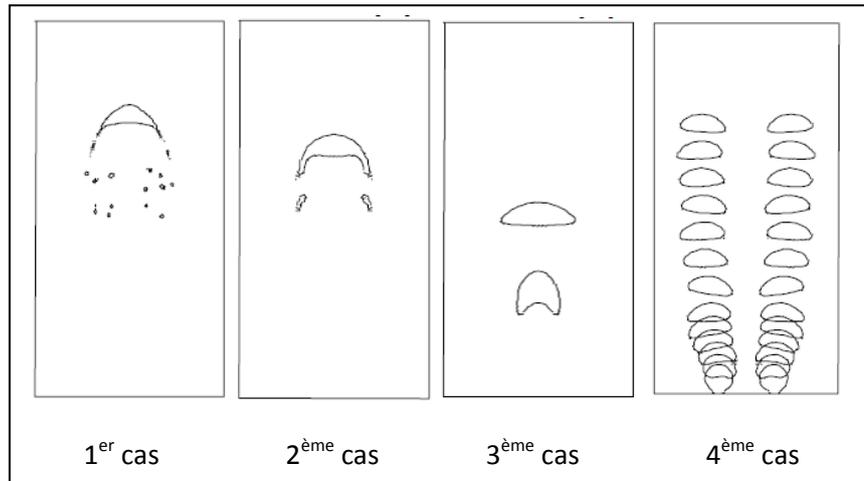


**Figure 12:** Le Maillage du domaine

Le maillage lignes de courant-équipotentiels,  $L_\infty/d = 80$  et 15 nœuds sur la surface de la bulle, a été utilisé pour l'ensemble de leurs simulations numériques (écoulement uniforme et écoulement uniforme à accélération constante autour d'une bulle propre et d'une bulle complètement contaminée).

**A. Sam et al** (1996) [18] ont fait des études expérimentales pour définir le profil de la vitesse axial d'une bulle dans la présence et l'absence du frother (Dowfroth 250, MIBC et huile de pin) (Isobutyl methyl carbinol EINECS No: 203-551-7 2-Methyl-4-pentanol 4-Methyl-2amyl alcoIsobutyl methyl carbinol Methylamyl alcohol ) dans une colonne d'eau, la température le long de la colonne était maintenu uniforme et constante à 30°C par un contrôleur de la température. Ils ont utilisé une gamme de diamètre (0.9, 1.5, 2.2 et 2.7 mm). Pour suivre la bulle pendant son ascension, une caméra vidéo soutenue sur une voie se déplacer verticalement. En l'absence du frother, les profils ont montré deux zones : au début la vitesse a augmenté rapidement et puis a diminué. En présence du frother, une autre zone est apparue, une vitesse (terminale) constante. La vitesse terminale ne dépendait pas de la concentration de frother mais, était une fonction de type de frother.

**E. Delnoij et al** (1998) [19] ont présenté un modèle de suivi de volume développé avec l'objectif spécifique de l'étude du comportement d'ascension des bulles dans un liquide au repos. Le modèle, basé sur le volume de Fluide (VOF), avec les équations incompressible de Navier - Stokes pour obtenir les champs d'écoulement de liquide et de gaz. Les résultats obtenus avec ce modèle pour quatre cas différents ont été examinés: quatre résultats typiques obtenus avec ce modèle seront discutés.



**Figure 13:** Les différents types d'ascension des bulles.

Les deux premières études de cas exploreront la capacité du modèle de suivi du volume de prédire avec précision la déformation et l'ascension d'une bulle calotte sphérique (**skirted**) bulle et d'une bulle sphérique plafonné, le troisième cas étudié l'ascension coaxiale, et la coalescence éventuelle, de deux bulles de gaz émanant du même orifice. Enfin, le quatrième cas étudié le comportement transitoire de deux bulles de gaz identiques émanant de deux orifices adjacents

**S. Polonsky et al (1999) [20]** ont effectué des mesures quantitatives de la forme de la bulle de Taylor en utilisant une technique expérimentale basée sur le traitement numérique d'une séquence continue d'images vidéo. Des bulles de longueur  $l$ , de  $l/D = 1$  à  $l/D = 20$ ,  $D$  étant le diamètre de tube, ont été étudiées. Les auteurs ont relié les fréquences d'oscillation de la queue de la bulle à la longueur de la bulle et ont montré que les variations instantanées de la forme de la queue de la bulle deviennent plus significatives lorsque la longueur de la bulle augmente. Pour les différents débits d'eau, des mesures d'épaisseur de film le long de la bulle ont été effectuées.

L'épaisseur de film au cap de la bulle tend à augmenter lorsque la vitesse du liquide augmente mais l'effet devient modéré et disparaît loin du nez de la bulle.

**G. Tryggvason (2001) [13]** a employé dans les deux modèles 2D VOF et suivi de front 3D pour étudier le comportement d'une bulle simple, les équations de Navier- Stokes

incompressible ont été résolues sur une maille cartésienne décalée suivant une méthode de « two-step projection-correction » pour obtenir le champ de la pression. Dans le modèle de suivi de front l'interface se compose d'un certain nombre de segments triangulaires reliés interconnectés dont les points de formation (nœuds) sont translétés avec la vitesse du fluide localement interpolée. Dans le modèle de VOF l'interface est reconstruite pour chaque cellule calculée avec une approximation de « piece wise linear interface (PLIC) ». A l'aide de l'orientation de l'interface reconstruite, le matériel traversant les faces des cellules est plus tard calculé utilisant l'advection géométrique.

**J.D Bugg et al (2002) [6]** ont étudiés l'ascension d'une bulle d'air dans une huile d'olive en utilisant la vélocimétrie d'images des particules (PIV), les mesures de PIV à haute résolution ont été faites autour de la bulle de Taylor dans un liquide stagnant. Une résolution spatiale de 0,152 mm a été atteinte dans la région au-dessus de la bulle, dans le film descendant, et dans le sillage. Le diamètre du tube est de 19 mm.

Pour les conditions testées, l'écoulement est laminaire. Le profil de vitesse dans la portion inférieure du film descendant est compatible avec la solution théorique pour un film descendant visqueux.

L'influence de la bulle sur le liquide environnant stagnant est vraiment très limitée. Les vitesses dans le liquide se réduisent à moins de 5% de la vitesse de la bulle à  $D/3$  devant la bulle.

A partir d'un modèle théorique vérifié par des expériences, **A. Tomiyama et al (2002) [11]** proposent, pour un milieu contaminé où les bulles sont dans un régime dominé par les forces de tension superficielle, avec une forme sphéroïde déformée ( $a$  = rayon horizontal,  $b$  = rayon vertical vers le haut de la bulle,  $\beta_b$  = rayon vertical vers le bas de la bulle) :

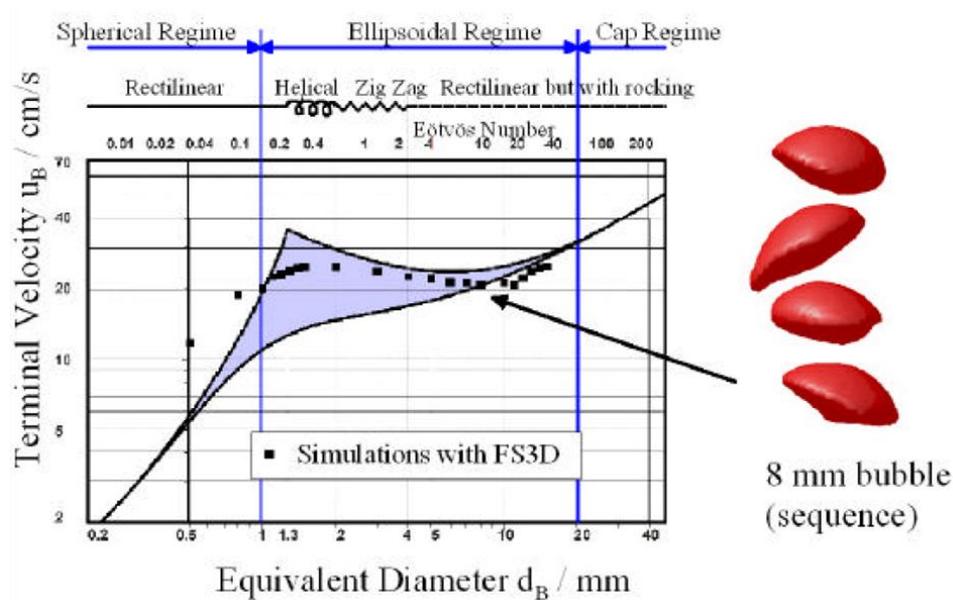
$$C_{D\infty} = \frac{2Eo}{\gamma E^{3/2} (1-\gamma^2) Eo + 16\gamma E^{4/3}} F(\gamma E)^{-2} \quad (\text{I.18})$$

Avec

$$E = \frac{b + \beta_b}{2a}, \gamma = \frac{2}{1 + \beta} \text{et } d_b = 2aE^{1/3} \quad (\text{I.19})$$

**M.K Warnecke et al (2003) [21]** ont effectué des simulations numériques directes de bulles d'air uniques et paire de bulles dans l'eau (avec  $\log Mo = -10.6$ ) avec un code

fortement parallélisé basé sur la méthode (VOF). Ils ont étudié numériquement la vitesse terminale des bulles s'étendant de 0.5 millimètre à 15 millimètres de diamètre ( $Re = 200 - 3750$ ). Ces résultats montrent une bonne concordance avec les données expérimentales de **R. Clift et al (1978) [1] Figure 14**. Les bulles de diamètre de 8 millimètres montrent de fortes déformations de surface extérieure. Les trajectoires de l'ascension des bulles dépendent fortement des conditions de frontière et de la distance à la paroi. Les petites distances aux parois réduisent les rayons de trajectoire des bulles menant à une augmentation de fréquence de sillage.



**Figure 14:** Vitesses terminales d'ascension des bulles d'air expérimentales en fonction du diamètre de bulle dans le diagramme de **R. Clift et al (1978) [1]**.

Les bulles aillant plus de 15 millimètres de diamètre tendent à se casser avant qu'elles atteignent leur vitesse terminale. Dans ces simulations, seulement les bulles ellipsoïdales s'étendant de 2 à 10 mm de diamètre donnent de bonnes résultats comparants aux données expérimentales.

**D.D Joseph (2003) [22]** applique la théorie de l'écoulement potentiel pour trouver la vitesse d'une calotte sphérique, en fonction de la déviation de la surface de la bulle par rapport à une parfaite sphéricité,  $s$ , à l'avant de la calotte ( $s$  est le rapport entre la dérivée seconde du rayon à l'avant de la bulle et son diamètre) :

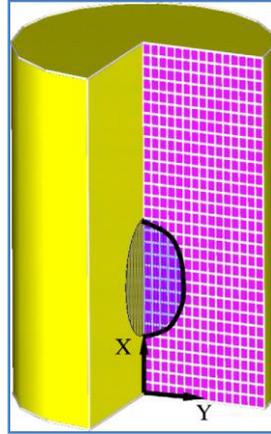
$$\frac{v_{\infty}}{\sqrt{gd_b}} = -\frac{8v_1(1+8s)}{3\sqrt{gd_b^3}} + \frac{\sqrt{2}}{3} \left( 1 - 2s - \frac{16s\sigma}{\rho_1gd_b^2} + \frac{32v_1^2}{gd_b^3}(1+8s)^2 \right)^{1/2} \quad (I.20)$$

En utilisant la méthode VOF, **Bothe et al** (2003) [23] ont fait des simulations numériques d'écoulement à deux phases avec un haut rapport de densité, en prenant en compte le transport de masse d'un composant soluble et de son transfert de masse interfacial avec des déformations de surface dynamique des bulles. Les changements discontinus dans les concentrations des espèces à l'interface sont modélisés au moyen de la loi de Henry, Le Transfert et transport de l'air est examiné en cas des bulles individuelles ainsi que chaînes à bulles dans des solutions aqueuses.

**W.E Dijkhuizen et al** (2005) [24] ont étudié numériquement (utilisant des techniques de simulation numérique directe) les fermetures des forces de trainé et de masse virtuelle agissant sur une bulle d'air unique ascendante dans l'eau pure initialement au repos. Un modèle de suivi de front 3D a été employé et les résultats ont été comparés aux résultats de simulation obtenus avec un modèle VOF 2D pour évaluer l'influence de la troisième dimension. Dans les simulations des valeurs réalistes ont été prises pour les propriétés physiques, c.-à-d., un rapport de densité de 800 pour différentes bulles d'air s'étendant de 1 à 10mm de diamètre équivalent. D'après les auteurs, son travail est le premier dont des résultats de simulation sont publiés pour de petites bulles ( $\sim 1\text{mm}$ ) utilisant les propriétés physiques réelles.

Les expériences ont montré une forte diminution du coefficient de trainé pour les diamètres de bulle très petits dans l'ordre de 1 mm. Il a été prouvé particulièrement difficile de simuler une bulle d'air dans l'eau du diamètre de 1mm avec des modèles de VOF ou de suivi de front, cela est due aux courants parasites ou aux pertes de volume inacceptables provoqués par le traitement de tension superficielle. Cependant avec des modifications appropriées concernant l'exécution des modèles de VOF et de suivi de front, ces codes pourraient simuler le mouvement de ces bulles très petites sans problèmes numériques.

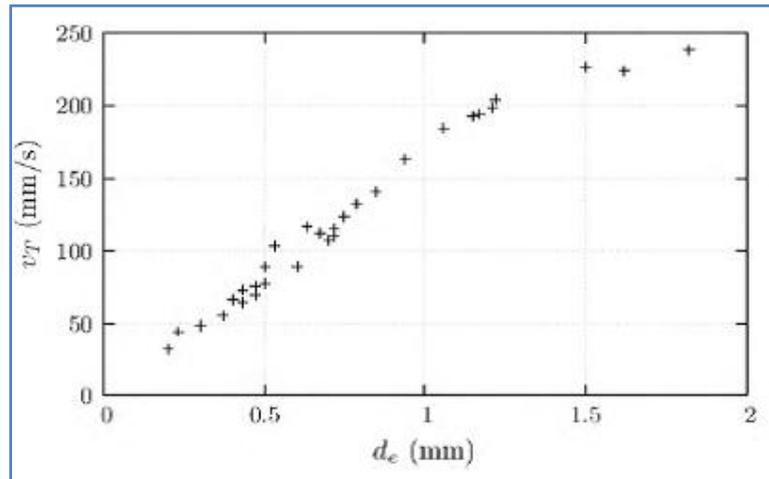
**J.L Jinsong Hua** (2007) [25] a découvert un algorithme numérique amélioré pour la méthode de **front tracking** pour simuler l'ascension d'une bulle dans un liquide visqueux au repos en raison de la flottabilité.



**Figure 15:** Schéma du domaine de la simulation.

Dans le nouvel algorithme numérique, correction de volume est introduit pour conserver le volume de la bulle tout en suivant l'ascension et la déformation de la bulle, l'algorithme simple est adopté pour résoudre l'équation de Navier-Stokes pour un écoulement de fluide en utilisant la méthode des volumes finis. Le nouvel algorithme de front tracking est systématiquement validé en simulant l'ascension d'une seule bulle et sa déformation dans un liquide visqueux au repos sous différents régimes d'écoulement, Les résultats des simulations montrent que le nouvel algorithme est robuste dans les régimes d'écoulement avec une grande gamme de nombre de Reynolds ( $Re < 200$ ), le nombre de bond ( $Bo < 200$ ), le taux de densité ( $\rho_l/\rho_b < 1000$ ) et le taux de viscosité ( $\mu_l/\mu_b < 500$ ).

**R.C FrancescSunol** (2010) [26] a étudié L'ascension des bulles de gaz dans l'éthanol expérimentalement. Le coefficient de traînée mesurée et la variation des formes des bulles ont montré un bon accord avec les prédictions théoriques disponibles. La Variation temporelle de la position de la bulle et de la vitesse a été mesurée.



**Figure 16:** La vitesse terminale d'ascension de la bulle en fonction du diamètre équivalent.

Le mouvement du centre de la bulle se trouve être semblable à celle d'un oscillateur amorti. Les Valeurs obtenues du temps de flottabilité augmentent de façon linéaire avec le nombre de Weber, et La fréquence des oscillations de la surface de la bulle provoquée par la collision avec la surface libre.

**A. Araujo et al** (2012) [27] Ont étudié l'ascension d'une bulle d'air dans un fluide newtonien au repos en régime d'écoulement laminaire, la méthode de CFD appliquée est basé à le volume de fluide (VOF), Les simulations effectuées couverts de larges gammes de diamètres de colonnes et de viscosités, correspondant aux numéros Morton et Eötvös dans les intervalles de  $4,72 \times 10^{-5}$  à 104 et de 6 à 900, respectivement.

Pour l'étude de **T. Qin et al** (2013) [28], les simulations numériques ont été effectuées en utilisant une méthode arbitraire Lagrange - Euler afin d'étudier l'interaction entre une bulle déformable et une paroi rigide et à clarifier la déformation de la bulle à l'approche de la paroi rigide.

Il se trouve qu'il existe trois modes d'interaction de bulles-paroi rigide comme  $Bo$  change à un  $Mo$  modérée ( $6,5 \times 10^{-6} < Mo < 0,1$ )

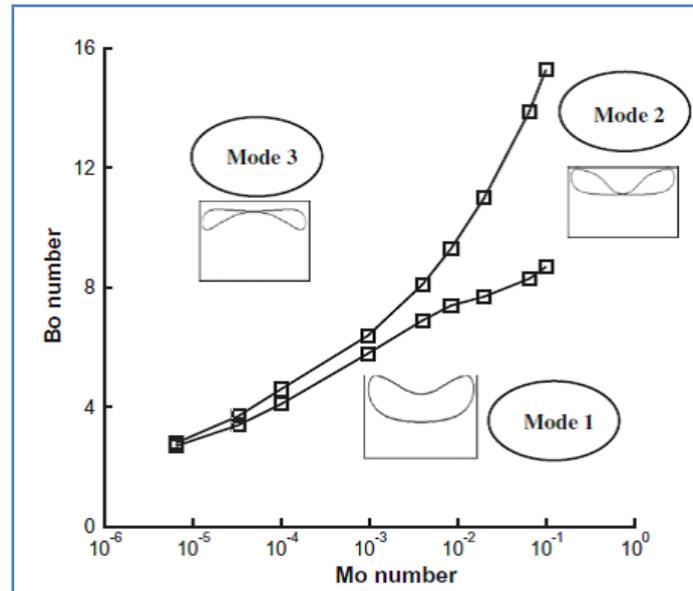


Figure 17: Diagramme présente les régions de trois modèles.

Le premier mode est majoritaire au petit Bo où la déformation de la bulle est petite. Pour ce mode, la bulle est difficile à éclater et va rebondir et finalement fixer à la paroi rigide. Dans le second mode, la bulle peut éclater après collision avec la paroi rigide. Dans le troisième mode, qui prévaut à haute Bo, la bulle éclate à cause que la surface de fond rattrape la surface supérieure lors de l'interaction avec une paroi rigide. Ils ont également constaté que les trois modes sont faciles à distinguer quand Mo est grand. Lorsque Mo est petit, la région du second mode diminue et finalement disparaît.

**G. Keshavarzi et al (2014) [29]** Ont étudié la forme et la déformation 2D des bulles en ascension avec l'expérience et la simulation (VOF et de CLSVOF), les images ont été capturées expérimentalement et analysées en détail en utilisant traitement d'images.

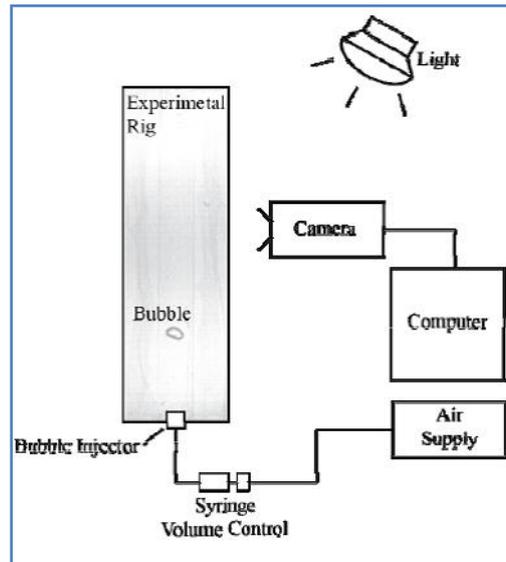


Figure 18: Schéma de l'expérience.

Ces résultats sont alors comparés aux résultats correspondants de VOF et de CLSVOF, démontrant l'utilité de l'ensemble de données expérimental comme outil de validation.

D'après les résultats numériques obtenues, la méthode de CLSVOF montre une meilleure représentation par rapport à la méthode VOF, en ce qui concerne le comportement dynamique de l'interface pour les propriétés cinématiques de la bulle, le calcul de la CLSVOF de l'interface serait donc beaucoup plus applicable pour les systèmes de transfert de chaleur et chimiques.

Un modèle numérique mise en œuvre de la méthode PLIC dans des géométries axisymétriques a été développé par **J. Dai** (2009) [30] pour simuler le problème d'une bulle d'air ascendant dans l'eau de quatre diamètres différent (1.8, 3, 6, 12, 24 mm) en utilisant CFX4.

Les résultats sont en bon accord avec les données expérimentales et les résultats théoriques **R. Clift et al.** (1978) [1] la forme non linéaire et la vitesse terminale oscillations est observés pour des tailles de bulles de plus de 3 mm, ce qui pourrait fournir une base pour de futures études des modes de vibration de bulles à nombres de Reynolds élevés. La comparaison entre le PLIC et méthodes SLIC pour un diamètre de la bulle de 3 mm montre que PLIC fournit une prédiction plus précise de la forme de la bulle.

# ***Chapitre II***

L'étude des écoulements diphasiques ou multiphasiques est à l'heure actuelle un sujet de recherche très ouvert en mécanique des fluides et de fait en CFD. Deux points de vue coexistent, selon que l'on s'attache à observer ce qui se passe en un point de l'espace (approche Eulérienne) ou que l'on suive le parcours d'une particule fluide (approche Lagrangienne). Ces deux approches amènent le physicien numéricien à se positionner par rapport au problème à résoudre, chaque méthode ayant ses avantages et ses limites qui la rendent plus ou moins adaptée à chaque situation.

#### II.1 Critères de qualité

Avant de présenter les principales méthodes de suivi d'interface, nous allons exposer les multiples problèmes auxquels nous sommes confrontés lorsqu'on cherche à localiser et à suivre une interface sur un maillage quelconque **D.B Kothe** (1999) [31] .

- En tout premier lieu, l'interface est totalement arbitraire, sa topologie peut être plus ou moins complexe. Une méthode doit posséder la faculté de localiser le plus finement possible l'interface sur un maillage quelconque donné, et en particulier en dessous de l'échelle de la maille car c'est à cette échelle que se mesure la qualité d'une méthode. Cette capacité est fondamentale pour imposer précisément à une solution discrète des conditions de saut sur la grille de calcul.
- Non seulement l'interface peut avoir une topologie complexe, mais elle peut être également en mouvement. La nécessité de la suivre dans le temps est le caractère qui pose le plus de difficultés. En effet, cette dynamique implique que sous certaines conditions l'interface peut subir dans le temps de multiples connexions et ruptures, le nombre de sous-espaces peut très largement évoluer au cours du temps. La gestion de ces phénomènes n'est pas évidente à réaliser et nécessite dans la majorité des cas l'emploi d'une méthode dite eulérienne comme nous le verrons par la suite.
- Une autre conséquence directe et purement numérique du suivi de l'interface est la conservation de la masse. Si l'on commet des erreurs sur le mouvement local de l'interface, les répercussions peuvent être globales puisque l'on peut perdre ou gagner sur la taille initiale d'un sous-espace qui théoriquement doit rester fixe.
- Ensuite, nous devons pouvoir calculer le plus facilement et le plus précisément possible les propriétés géométriques de l'interface, comme la normale ou la courbure. Le calcul de ces propriétés est dans bien des cas indispensable voir fondamental, comme lorsqu'on veut imposer une condition de saut suivant la normale à l'interface.

- Enfin, la méthodologie, qui est généralement initialement développée pour un espace bidimensionnel, doit être facilement extensible au cas tridimensionnel, ce qui est loin d'être toujours le cas.
- Nous pouvons également rapidement évoquer la capacité de garder strict le concept d'interface (pas de diffusion de celle-ci), la capacité de s'adapter facilement à tout type de maillage, la possibilité de pouvoir localiser et suivre plus de deux fluides sans complications majeures, d'être novices et d'être performante en terme de coût de calcul, ou encore pour finir le potentiel de la méthode quant à de futures extensions au modèle et améliorations de la performance.

Pour les écoulements diphasiques, il est important de souligner le caractère rétroactif de l'interface et des conditions de saut associées sur l'écoulement. De la qualité du suivi de l'interface et de la capacité à imposer le plus finement possible les conditions de saut dépendra la qualité de la simulation de l'écoulement diphasique, donc de l'ensemble des critères que nous venons d'exposer.

## II.2 Les classes de méthodes

On distingue deux grandes classes de méthodes pour la capture spatio-temporelle des interfaces, les méthodes dites lagrangiennes, et les méthodes dites eulériennes.

Pour les méthodes lagrangiennes, des marqueurs ou particules sans masse sont advectés passivement par le champ de vitesse local suivant l'équation suivante,

$$\frac{dx_i}{dt} = u_i \quad (\text{II.1})$$

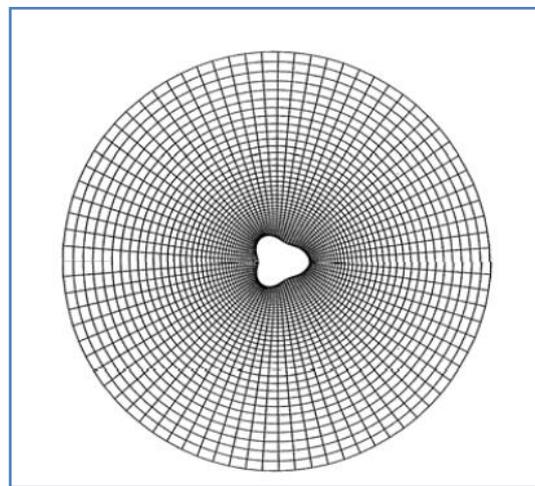
Où  $x_i$  est le vecteur définissant la position du  $i$ ème marqueur et  $u_i$  la vitesse de l'écoulement en ce même point (vitesse qui est interpolée sur un maillage). Ces marqueurs servent à la localisation de l'interface et la manière dont est réalisée cette opération distingue les méthodes appartenant à cette classe. Grossièrement, soit ils indiquent la présence ou non d'un fluide au point  $x_i$ , soit une chaîne les reliant l'un à l'autre par des droites ou des morceaux de courbes définit l'interface elle-même. L'interface est dans ce cas explicitement capturée.

Pour les méthodes eulériennes, plutôt que de transporter des marqueurs, on s'intéresse à une quantité scalaire discrète. De la même manière, ce scalaire est transporté par le champ de vitesse local. La capture est cette fois implicite puisque l'interface est reconstruite à partir de ce scalaire.

### II.3 Les méthodes eulériennes lagrangiennes

De la même façon qu'une particule fluide peut être regardée d'un point de vue lagrangien (on la suit au cours du temps) ou d'un point de vue eulérien (on regarde les particules fluides qui passent en un point donné de l'écoulement), il est possible de suivre une interface sous ces deux points de vue.

Dans les méthodes lagrangiennes, l'interface constitue l'une des frontières d'un maillage mobile adaptatif. Ce maillage est remis à jour à chaque pas de temps. La **Figure 19** montre un exemple de maillage adaptatif utilisé par *Blanco 1995* pour étudier les modes d'oscillation d'une bulle soumise à un champ acoustique.



**Figure 19:** Maillage curviligne orthogonal axisymétrique (l'axe de symétrie est horizontal)

Avec les méthodes lagrangiennes, il est possible d'accéder à tous les détails de l'hydrodynamique de l'écoulement étudié et les interfaces peuvent être suivies avec précision, tant que le nombre de ces interfaces reste figé. Cependant, la possibilité d'employer ces méthodes est fortement remise en cause quand il s'agit de traiter des problèmes physiques où interviennent la rupture et la reconnections d'interfaces (cas de la majorité des écoulements à interfaces déformables). Dans de tels cas, non seulement il faut remettre à jour le maillage utilisé mais il faut aussi tenir compte des interfaces qui apparaissent à la suite d'une rupture et de celles qui disparaissent à la suite d'une reconnections. La tâche est rendue encore plus difficile par la large gamme dans laquelle peut varier la taille des interfaces. Dans ces situations on se trouve dans l'obligation de s'orienter vers des méthodes utilisant une grille fixe sur laquelle se déplacent les interfaces : ces méthodes sont appelées « eulériennes » voir

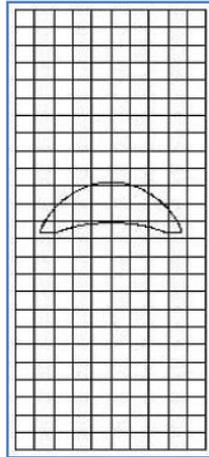


Figure 20: Interface évoluant librement sur un maillage fixe.

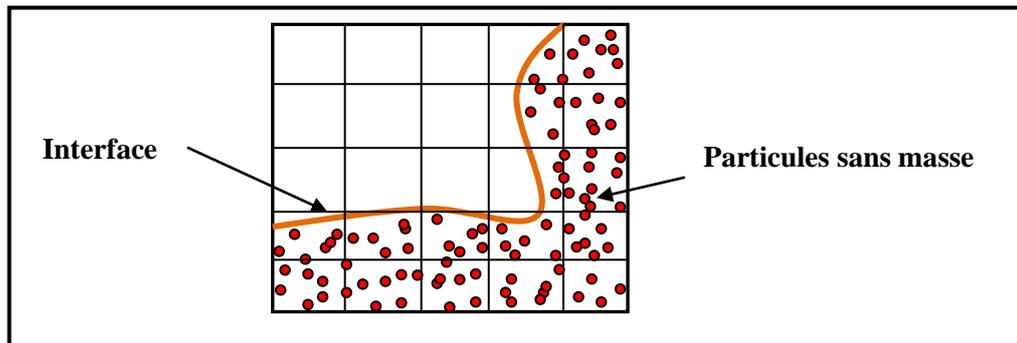
Avec les méthodes eulériennes, on ne peut utiliser directement les équations de bilan locales et instantanées car une cellule de calcul peut contenir simultanément plusieurs fluides. C'est donc réellement un milieu multiphasique qu'il faut localement représenter et non plus la juxtaposition de plusieurs écoulements monophasiques. Il est alors indispensable d'utiliser une autre formulation des équations de conservation qui ne peut être que moins fine que celle issue directement de la mécanique des milieux continus, mais qui permet de simuler les écoulements multiphasiques à topologie variable. On ne considère plus dans ce cadre les différentes phases fluides de façon séparée, mais un seul mélange fluide dont les propriétés physiques (densité, viscosité) peuvent varier très fortement en fonction de la concentration en chacun des fluides « purs »

### II.3.1 Les méthodes lagrangiennes :

#### II.3.1.a Marqueurs de volume :

Dans le milieu des années 60, **F.H Harlow** et **J.E Welsch** (1965) [32] ont introduit pour la toute première fois une méthode capable de suivre dans le temps une interface, c'est la méthode **MAC** pour "Marker and Cells».

La méthode était limitée aux écoulements à surface libre, ce qui limite le champ d'investigation au mouvement d'une seule phase, le mouvement de la seconde étant considéré comme négligeable. Cependant, le concept était tout à fait novateur.



**Figure 21:** Schématisation de la méthode des marqueurs de volume MAC **J.E Welch** (1965) [33]

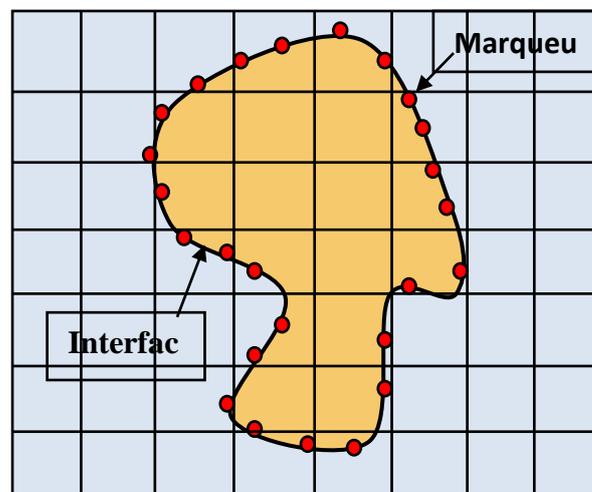
Une grille fixe est utilisée pour simuler le mouvement d'un fluide qui n'en occupe qu'une partie, partie délimitée par la surface libre. Des marqueurs sont distribués uniformément dans la phase dont l'on veut suivre le mouvement comme sur la **Figure 21**. Ces marqueurs sont transportés par le champ de vitesse local interpolé. La localisation de l'interface sur la grille est limitée à la présence ou non de marqueurs d'une cellule à l'autre du maillage. L'extension de cette méthode MAC aux écoulements diphasiques a été réalisée par **B. J. Daly** (1967) [34]. Il a ainsi pu simuler l'instabilité de Rayleigh-Taylor, simulation que nous avons réalisée et que nous verrons un peu plus tard dans ce mémoire.

La gestion dans le temps des ruptures et reconnections de l'interface est correcte avec cette méthode, tout comme la conservation de la masse. Cependant, elle nécessite un très grand nombre de marqueurs en comparaison du nombre de points de discrétisation du champ hydrodynamique, ce qui peut être pénalisant en terme de temps de calcul (le stockage en mémoire étant tout de même aujourd'hui moins gênant que le temps de calcul). Ils doivent cependant être régulièrement redistribués pour assurer un minimum d'homogénéité, c'est là où commencent les difficultés. Il n'est pas du tout rare que l'écoulement tende à fortement concentrer les marqueurs, ou au contraire à les disperser en des zones bien précises. Enfin, le principal inconvénient de cette méthode est de taille puisque la localisation de l'interface n'est pas connue avec précision, l'accès aux propriétés géométriques locales de l'interface est plus que délicat. La qualité de la discrétisation des sauts à l'interface en est forcément affectée. En conclusion, si le concept était novateur, cette méthode est aujourd'hui quasiment obsolète car elle est peu performante sur bien des points.

### II.3.1.b Marqueurs de front

Après avoir développé l'extension de la méthode MAC pour traiter les écoulements diphasiques, Daly a continué ses travaux imaginatifs en proposant de distribuer les marqueurs non pas dans le fluide mais sur l'interface elle-même.

Les marqueurs sont ici connectés entre eux par des segments de droite ou des polynômes dits "splines" qui peuvent être de degré plus ou moins important en fonction de la finesse de description que l'on désire. Ils forment ainsi une ou des chaînes de marqueurs qui peuvent être fermées ou pas, comme schématisé *Figure 22*.



*Figure 22: Schématisation de la méthode des marqueurs de front*

L'énorme avantage de cette méthode est que la position de l'interface est connue instantanément et avec précision puisque bien en dessous de l'échelle de la maille associée au champ hydrodynamique. La finesse de la localisation de l'interface sur un maillage qui peut être tout à fait quelconque permet ainsi de construire une discrétisation précise des conditions de saut à l'interface.

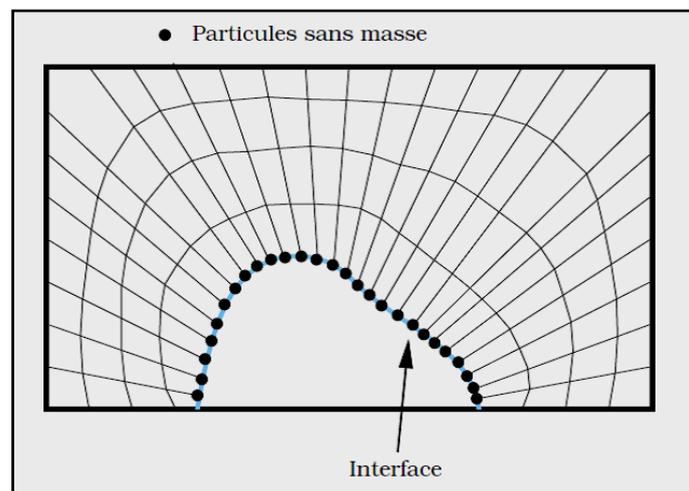
Cette technique pose malheureusement plusieurs problèmes. Tout comme les marqueurs de volume, une redistribution régulière est nécessaire afin d'assurer une bonne répartition en chaque instant des marqueurs sur l'interface. Le problème le plus épineux reste que les connexions et ruptures de l'interface ne se font pas naturellement et nécessitent l'intervention d'algorithmes complexes, coûteux et relativement arbitraires.

Enfin, l'extension au cas tridimensionnel n'est pas immédiate. Partant du constat que les marqueurs connectés entre eux constituent un maillage de l'interface indépendant de celui du

champ hydrodynamique, **G. Tryggvason et al (2001) [13]**, Ont développé une méthode de marqueurs de front dans le cas tridimensionnel. Les marqueurs ne sont plus connectés par des polynômes mais définissent un maillage bidimensionnel constitué de triangles.

### II.3.1.c Adaptation de maillage

Dans le cas des marqueurs de front, les marqueurs distribués sur l'interface définissent un maillage qui diffère de celui du champ hydrodynamique. Il peut paraître judicieux de faire coïncider les deux maillages. Les sauts à l'interface coïncideraient ainsi avec les frontières de la maille. Les valeurs discrètes de la solution recherchée sont définies directement sur l'interface, permettant une prise en compte très précise des conditions de sauts.



**Figure 23:** Schématisation de la méthode d'adaptation de maillage

Cependant, l'interface étant en mouvement, il est nécessaire d'utiliser un maillage mobile, ce qui peut s'avérer complexe et coûteux, spécialement lorsque l'interface subit des déformations importantes. De plus, on garde l'inconvénient des marqueurs de front, pour ne pas dire les amplifier bien plus encore, de gestion de l'homogénéité de répartition des marqueurs sur l'interface (et donc des points du maillage hydrodynamique) ainsi que de gestion des ruptures et connexions.

### II.3.2 Les méthodes eulériennes

#### II.3.2.a Méthode VOF

La méthode VOF pour "Volume of Fluid" est la première méthode de suivi d'interface utilisant le concept de transport d'un champ scalaire qui ait été développée. Durant la fin des années 70 et le début des années 80, une série de travaux pionniers a jeté les bases de la méthode.

On peut notamment citer les travaux de **W.F Woodward et al** (1976) [35] , De nombreuses améliorations ont depuis été apportées, une large synthèse a été réalisée par Pilliod et Puckett. L'idée originale et fondatrice est d'utiliser un champ scalaire dans le but d'assurer convenablement et sans complications majeures le traitement des ruptures et connexions de l'interface. Un scalaire est capable de respecter facilement cette propriété du fait de sa nature implicite vis à vis de l'interface.

Les équations résolues dans le modèle de VOF sont comme suit:

L'équation de fraction de volume pour la phase :

$$\frac{\partial \alpha_q}{\partial t} + \bar{v} \cdot \nabla \alpha_q = \frac{S_{\alpha_q}}{\rho_q} \quad (\text{II.2})$$

Une équation de quantité de mouvement est résolue dans tout le domaine, et le champ de vitesse résultant est mis en commun entre les phases:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{v}) + \nabla \cdot (\rho \bar{v} \bar{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu (\nabla \bar{v} + \nabla \bar{v}^T)] + \rho \bar{g} + \bar{F} \quad (\text{II.3})$$

La masse volumique  $\rho$  et la viscosité dynamique  $\mu$  dans cette équation Dépendent de la fraction volumique des phases:

$$\rho = \sum \alpha_q \rho_q \quad (\text{II.4})$$

$$\mu = \sum \alpha_q \mu_q \quad (\text{II.5})$$

L'équation d'énergie est également mise en commun entre les phases:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot [\bar{v}(\rho E + p)] = \nabla \cdot (k_{\text{eff}} \nabla T) + S_h \quad (\text{II.6})$$

Le modèle de VOF traite l'énergie,  $E$ , et température,  $T$ , en tant que variables des variables statistiques moyennées:

$$E = \frac{\sum_{q=1}^n \alpha_q \rho_q E_q}{\sum_{q=1}^n \alpha_q \rho_q} \quad (\text{II.7})$$

Où l'équation pour chaque phase est basé sur la chaleur spécifique de cette phase et de la température partagée. La conductivité thermique effective  $k_{\text{eff}}$  est également partagée par les phases. Le terme source,  $Sh$ , contient des contributions provenant du rayonnement, ainsi que toute autre source de chaleur volumétrique. Près de l'interface, FLUENT 6.3.26 utilise l'un des quatre schémas suivants: le programme de reconstruction géométrique (schéma linéaire par morceaux), schéma « donneur-accepteur », schéma d'Euler explicite, et schéma implicite. Le modèle VOF peut également inclure les effets de tension superficielle à l'interface entre chaque paire de phases (le modèle Continuum - surface Force : CSF) et les angles de contact entre les phases et les murs peuvent être également précisés.

### II.3.2.a.1 La fonction couleur

Il est possible de définir de façon triviale une fonction caractéristique continue afin de déterminer la position d'une interface dans le temps. Dans le cas de méthode VOF, elle est définie comme suit : elle vaut 1 dans un fluide et 0 dans l'autre, nous la noterons. Tout comme les marqueurs, elle est advectée passivement par le champ de vitesse local, elle est solution d'une équation de transport équivalente à l'équation de conservation de la masse,

$$\partial_t X + u \nabla_x X = 0 \quad (\text{II.8})$$

Le lieu de la discontinuité détermine la position de l'interface. Si l'on considère un maillage cartésien uniforme bidimensionnel de pas  $\Delta x$  et  $\Delta y$ , nous pouvons définir l'équivalent discret de la fonction caractéristique  $X$  que nous noterons  $C$  pour fonction couleur tel que,

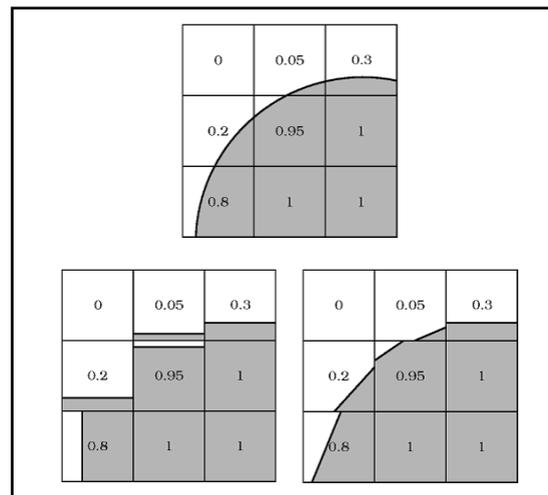
$$C_{ij} = \frac{1}{\Delta x \Delta y} \iint_{(i,j)} X(x, y) dx dy \quad (\text{II.9})$$

Si le champ de vitesse est à divergence nulle, nous obtenons immédiatement la formulation conservative de l'équation de transport de la fonction couleur,

$$\partial_t C_{ij} + \nabla \cdot (u C_{ij}) = 0 \quad (\text{II.10})$$

Lorsque l'interface coupe une cellule, la valeur de  $C_{i,j}$  est telle que  $0 < C_{i,j} < 1$ . En haut de la **Figure 24** est donné un exemple de fonction couleur, elle correspond à une interface représentant une portion de cercle. L'équation (II.9) de transport de la fonction couleur est une loi de conservation hyperbolique, on peut se référer ou vaste nombre de schémas qui ont été développés pour discrétiser ce type d'équation. En particulier, une discrétisation conservative de l'équation permet d'assurer la conservation de la masse, sous réserve d'imposer la contrainte  $0 < C_{i,j} < 1$ .

Toutefois, dans la majorité des cas, l'équation (II.10) n'est pas discrétisée directement car la fonction couleur est discontinue et le traitement numérique de l'advection d'une discontinuité est un problème délicat en plus des problèmes éventuels de conservation de la masse. Sous l'effet de la diffusion numérique, la discontinuité se lisse avec le temps.



**Figure 24:** Le principe de la méthode VOF; (en haut) Interface réelle et fonction couleur associée ; (en bas à gauche) classe de méthodes SLIC pour reconstruire l'interface ; (en bas à droite) classe de méthodes PLIC pour reconstruire l'interface

Pour contourner ce problème, on préfère souvent reconstruire l'interface afin de construire des flux numériques grâce à des considérations géométriques locales assurant ainsi la conservation de la masse. Au-delà de ce choix, il est de toute manière nécessaire dans bien des situations de calculer la normale à l'interface pour appliquer des conditions de saut dans le système de coordonnées associé. Les algorithmes de reconstruction approchent l'interface de manière linéaire, à l'intérieur de chaque cellule. L'interface est représentée par un segment de droite, ces algorithmes sont donc équivalents à trouver la normale. On s'assure dans tous

les cas que le volume défini par le segment de droite correspond au volume donné par la fonction couleur. Les algorithmes de reconstruction de l'interface ont fait l'objet d'améliorations successives au fil des deux dernières décennies de développement des méthodes VOF. Les algorithmes initiaux étaient relativement rudimentaires, comme **W.F Woodward et al** (1976) [35], les plus récents sont plus sophistiqués et beaucoup plus précis, comme la méthode ELVIRA. De la qualité de la reconstruction associée à une discrétisation conservative de l'équation d'advection dépendra la qualité de la méthode.

### ***II.3.2.a.2 Les algorithmes de reconstruction***

Pour la classe de méthodes SLIC pour "Simple Line Interface Calculation", l'interface est reconstruite dans chaque cellule par un segment de droite parallèle à l'une des directions du maillage comme en bas à gauche de la **Figure 24**. Il existe plusieurs variantes qui peuvent dépendre du nombre de cellules voisines que l'on utilise dans les opérateurs de différenciation, **W.F Woodward et al** (1976) [35] utilisent un bloc 3x1.

La méthode SLIC s'avère malheureusement insuffisante dans la pratique, il est préférable de représenter l'interface par un segment de droite non nécessairement parallèle au maillage, comme en bas à droite de la **Figure 24**, en étroite relation avec le calcul la normale à l'interface.

C'est ce que l'on appelle la classe de méthodes PLIC, elles sont utilisées dans les solveurs VOF modernes. Il existe un grand nombre d'algorithmes permettant de déterminer la pente du segment de droite. Elles utilisent toutes un bloc 3x3 de cellules voisines pour déterminer la normale en son centre. Pour la méthode "center of mass", on détermine le centre de masse en considérant que les fluides ont une densité respective de 0 et de 1, la normale  $n$  pointe du centre de la cellule vers le centre de masse. Les méthodes ELVIRA **J.E Pilliod et al** (1992) [36] sont plus originales, une norme de l'erreur, en général L2, entre la fonction couleur et l'interface reconstruite est minimisée. Il est démontré que la méthode ELVIRA est strictement du second ordre pour la reconstruction de l'interface, à la différence des autres qui sont seulement au premier ordre. Cependant, la méthode de Young et Parker est dans la pratique plus précise sur un maillage grossier.

### II.3.2.a.3 Les algorithmes d'advection

Une fois que l'interface est reconstruite à partir de la fonction taux de présence, il est nécessaire de modéliser le transport de l'interface par un algorithme d'advection. Il existe à cet effet plusieurs techniques. La première et la plus simple est de découpler le calcul des flux issus de l'équation d'advection de la fonction couleur équation (II.11),

$$C_{ij}^{n+1} = C_{ij}^n + \frac{\Delta t}{\Delta x} \left( F_{i-\frac{1}{2}j}^n - F_{i+\frac{1}{2}j}^n \right) + \frac{\Delta t}{\Delta y} \left( C_{i,j-\frac{1}{2}}^n - C_{i,j+\frac{1}{2}}^n \right) \quad (\text{II.11})$$

Où  $F_{i+\frac{1}{2}j}^n = (Cu)_{i+\frac{1}{2}j}^n$  dénote le flux dans la direction  $x$  et  $C_{i,j+\frac{1}{2}}^n = (Cu)_{i,j+\frac{1}{2}}^n$  le flux dans la direction  $y$ . Le calcul de ces flux est réalisé par interpolation géométrique à l'aide de la fonction couleur et de la reconstruction de l'interface par l'une des méthodes présentées dans le dernier paragraphe. Une telle procédure permet d'assurer la conservation de la masse explicitement, représentant ainsi son principal intérêt.

Si la technique de découplage des flux donne des résultats satisfaisants, elle peut dans certaines situations distordre l'interface (les phénomènes de "push-pull" et "staircase"). Il est dans ce cas préférable d'utiliser un algorithme où le calcul des flux n'est plus dissocié en tenant compte des flux diagonaux.

En résumé, la méthode VOF permet de gérer naturellement les changements de topologie de l'interface, les ruptures et connexions. Sous quelques réserves préliminaires, la résolution numérique de l'équation d'advection possède la propriété très intéressante de conserver la masse.

Cependant, même si les algorithmes de reconstruction peuvent s'avérer efficaces pour calculer la normale et assurer la conservation de la masse, la position de l'interface n'est pas connue de manière très précise. Cela peut être pénalisant lorsqu'on couple la méthode à un solveur des équations de Navier-Stokes et qu'on cherche à discrétiser les conditions de saut. On peut également souligner que le passage d'un espace bidimensionnel à un espace tridimensionnel n'est pas immédiat, la géométrie de la reconstruction de l'interface n'étant plus la même. Il reste que la méthode est relativement peu coûteuse et massivement parallélisable.

### II.3.2.b Méthode Level-Set:

La méthode Level-Set a été originellement développée pour capter les mouvements d'une interface dont la vitesse est dépendante de la courbure locale. Partant du constat que la méthode VOF-SLIC était déficiente pour calculer correctement la courbure, ils ont développé une nouvelle classe d'algorithmes appelée PSC pour "Propagating Surface under Courbature". Partant de considérations géométriques, on remarque que représenter une interface par une ligne de niveau d'une fonction peut être intéressant pour calculer facilement cette courbure (c'est à dire une ligne tel que pour tout point  $(x, y)$  de la ligne  $\varphi(x, y) = c$ ).

C'est ainsi qu'on définit la fonction Level-Set pour localiser l'interface, par la ligne de niveau zéro d'une fonction a priori quelconque  $(x, y)$ . En général, pour les points n'appartenant pas à l'interface, la Level-Set est définie telle qu'elle soit hyper régulière, c'est à dire telle que  $k = 1$  équivalent à la définition d'une fonction distance. L'ensemble des lignes de niveau qui composent la Level-Set sont advectées de la même manière par le champ de vitesse local, ce qui revient à formuler l'équation de transport suivante,

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + u \cdot \nabla \varphi = 0 \quad (\text{II.12})$$

La définition mathématique de la Level-Set est élégante mais ce n'est pas pour autant qu'elle a connu un succès immédiat pour les écoulements diphasiques. Cela est dû au fait que la méthode nécessite l'utilisation d'un algorithme dit de redistanciation. Il est en effet nécessaire d'utiliser un tel algorithme afin de garder la propriété de fonction distance d'un pas de temps à l'autre car cette propriété est perdue lorsqu'on advecte la Level-Set sauf cas particulier, et ce phénomène n'est certainement pas numérique mais bien mathématique. En plus des erreurs de discrétisation de l'équation d'advection, l'algorithme de redistanciation engendre des pertes de masse par déplacement artificiel de l'interface et une diffusion numérique accrue, ce qui constitue un défaut majeur de la méthode. Aujourd'hui, l'utilisation de schémas d'ordre élevé résout en parti ce problème. Pour plus de détails, le chapitre suivant est entièrement consacré à cette méthode.

### II.3.2.c Méthodes mixtes :

Les méthodes mixtes représentent sans doute le meilleur choix en termes de précision pour la modélisation d'une interface dans un écoulement diphasique. Ce type de méthode permet de combiner la finesse de résolution des méthodes Lagrangiennes avec la robustesse des méthodes Eulériennes.

En effet, les méthodes Lagrangiennes sont de loin les plus précises puisque elles bénéficient d'une résolution inférieure à la maille. De leur côté, les méthodes Eulériennes effectuent le traitement de changements topologiques naturellement (méthode Level-Set).

À l'heure actuelle il existe plusieurs variantes de couplage parmi les différentes méthodes. Cependant, nous ne présentons dans cette partie du manuscrit que les méthodes qui nous semblent les plus prometteuses.

### ***II.3.2.c.1 Volume-of-Fluid Sub-Mesh (VOF-SM) method:***

**C.W Shu et al** (1997) [37] Proposent une nouvelle méthode de suivi d'interface dite Volume-of-FluidSub-Mesh (VOF-SM) capable de décrire des géométries très complexes tout en assurant une précision de calcul satisfaisante lorsque l'interface subit de fortes déformations (étirement et rupture). Les objectifs de cette méthode sont de généraliser le couplage entre les approches Eulérienne et Lagrangienne, d'être applicable aux grilles structurées curvilignes et d'optimiser la redistribution des marqueurs (particules) ainsi que la conservation de la masse.

Les résultats présentés par **C.W Shu et al** (1997) [37] montrent que la description de l'interface avec la méthode VOF-SM est une à deux fois meilleure que les autres méthodes VOF classiques mentionnées dans la littérature. De plus la méthode VOFSM a été validée quant à sa capacité à simuler des écoulements à surface libre ainsi que des écoulements avec obstacles.

L'avantage de cette méthode est qu'elle n'engendre pas de diffusion numérique et assure la conservation de la masse d'un point de vue Lagrangien. Enfin, VOF-SM décrit l'écoulement multiphasique à plus petite échelle que les méthodes basées sur l'utilisation d'une approche totalement Eulérienne. Cependant, cette méthode peut exiger un coût important en mémoire et en temps de calcul.

### **II.3.2.c.2 Hybrid particle Level-Set method**

La méthode "Hybrid particle Level-Set", proposée par Enright & al. En 2002 est une méthode de couplage qui combine les meilleures propriétés des méthodes Eulérienne et Lagrangienne.

L'idée de base est simple : il s'agit de corriger les erreurs numériques dues à la description Eulérienne de l'interface à l'aide d'un solveur Lagrangien qui est naturellement plus précis.

La méthode "Hybrid particle Level-Set" consiste à placer un certain nombre de marqueurs (particules) près de l'interface (définie par le niveau zéro) et de les advecter par la vitesse de l'écoulement. Les particules ne sont pas censées traverser l'interface, à moins que cette dernière n'ait pas été correctement localisée. Ainsi, si un marqueur initialement placé d'un côté de l'interface est détecté du côté opposé, cela signifie que la méthode Level-Set a engendré une erreur de capture de l'interface.

La détection de cette erreur permet alors d'envisager sa correction par la reconstruction locale de l'interface en exploitant les informations données par les marqueurs "échappés". Ceci permet d'obtenir avec la méthode Level-Set une précision d'échelle inférieure à la taille de la maille et donc de neutraliser le problème de conservation de la masse. Exactement de la même façon que pour la méthode Level-Set classique la méthode "Particle Level-Set" garantit l'accès direct aux propriétés géométriques grâce à la fonction Level-Set.

Malheureusement, la méthode "Particle L-Set" est difficile à mettre en œuvre (surtout en 3D).

L'un des inconvénients principaux des méthodes Lagrangiennes en général et de la méthode "Particle Level-Set" en particulier est l'optimisation de la distribution des marqueurs.

### **II.4 Initiation du CFD :**

Pour exécuter les simulations bidimensionnelles on utilise le logiciel commercial FLUENT 6.3.26. Le logiciel GAMBIT a été employé pour établir la géométrie de domaine et créer le maillage, alors que les spécifications d'écoulement, résolvant et post-processing étaient toutes exécutées par FLUENT

### II.4.1 Les procédures de CFD (Computational Fluid dynamic) :

- **Pensée initiale :** Il est très important de comprendre autant que possible au sujet du problème étant simulé afin de le définir exactement.
- **Création de la géométrie :** La géométrie du domaine d'écoulement est créée utiliser le logiciel de dessin spécialisé **GAMBIT**
- **Génération de maillage :** L'espace continu du domaine d'écoulement est divisé en cellules discrètes suffisamment petites, la distribution dont déterminent les positions où les variables d'écoulement doivent être calculé et stocké
- **Spécifications d'écoulement :** Les spécifications d'écoulement impliquent de définir les propriétés physiques liquides, les modèles d'écoulement, les conditions aux limites, et les conditions d'écoulement initiaux
- **Calcul de la solution numérique :** Quand toute l'information exigée pour la simulation a été spécifiée, le logiciel de CFD exécute des calculs itératifs pour arriver à une solution aux équations numériques représentant l'écoulement.
- **Analyse les résultats :** Après avoir obtenu la solution, l'utilisateur peut alors analyser les résultats afin de vérifier que la solution est satisfaisante et déterminer les données d'écoulement. Si les résultats obtenus sont insuffisants, la source d'erreur possible doit être identifiée, qui peut être des spécifications d'écoulement incorrectes, une qualité pauvre de maillage, ou une erreur conceptuelle dans la formulation du problème

**On peut représenter les procédures du CFD suivant l'organigramme :**

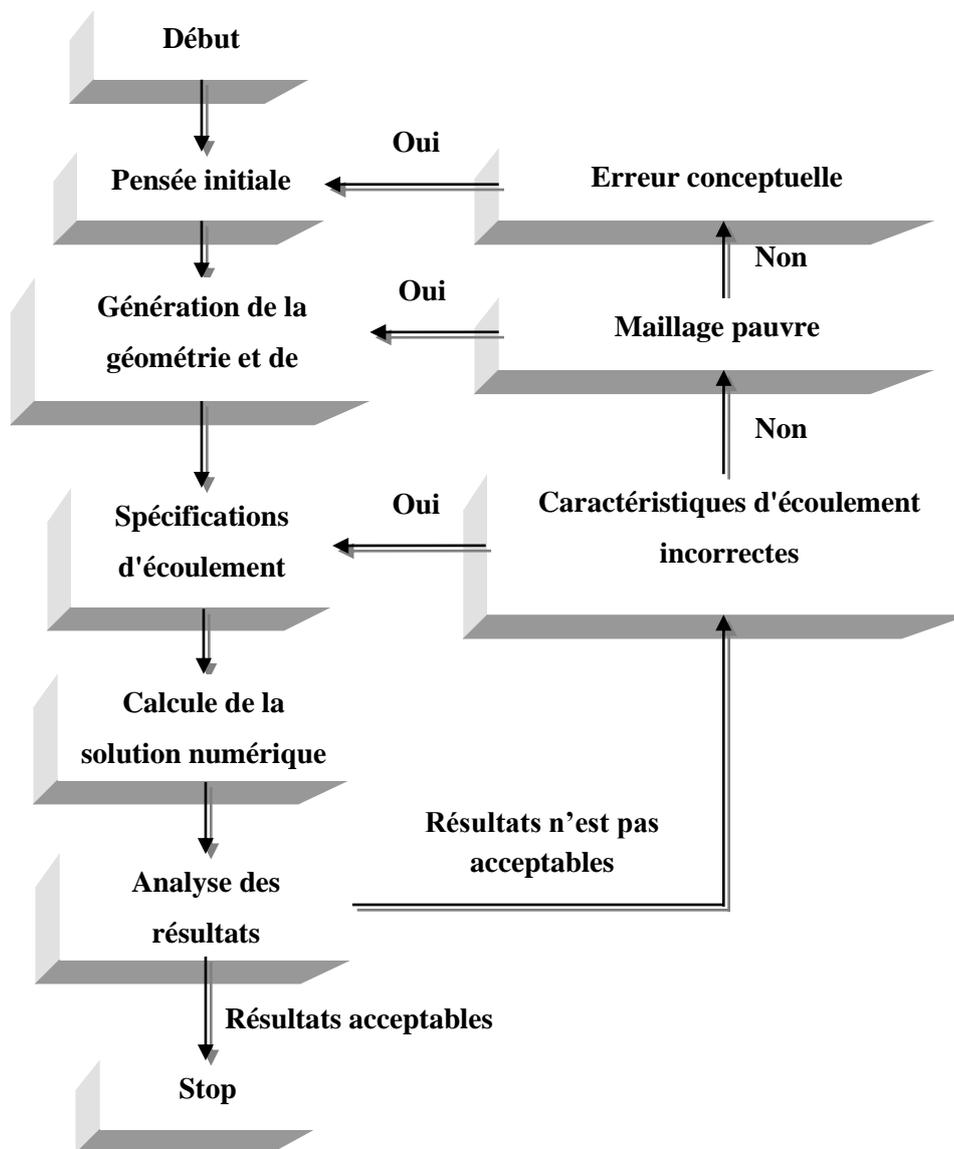


Figure 25: Organigramme représente les procédures générales de CFD.

### II.4.2 Avantage CFD et tableau auteurs :

Le CFD est l'une des branches de la mécanique des fluides qui utilise des méthodes et des algorithmes numériques pour résoudre et analyser les problèmes qui comportent les flux de fluide. Les ordinateurs sont utilisés pour exécuter des millions de calculs exigés pour simuler l'interaction des fluides et des gaz avec les surfaces complexes utilisées dans la technologie. Cependant, même avec des équations simplifiées et des ordinateurs géants à grande vitesse, seulement des solutions approximatives peuvent être réalisées dans beaucoup de cas. Des codes plus précis qui peuvent exactement et rapidement simuler même les cas complexes tels que des écoulements supersoniques ou turbulents sont un domaine de recherche continu

Le résultat de l'analyse de CFD est des données appropriées de technologie qui sont employées dans des études conceptuelles de nouveaux designs, développement de produit de détail, dépannage et conception. Les divers paquets de CFD d'usage universel sont *FLUENTS*, *CFX*, *STAR-CD*, *PHONIX*, *FLOW3D* etc. La plupart de ces paquets sont basées sur la méthode de volume finie et sont employées pour résoudre des problèmes de flux de fluide et de transfert de masse.

#### Avantage

Ces dernières années, les programmeurs de logiciel informatiques de dynamique des fluides (CFD) se sont concentrés sur ce secteur pour développer les nouvelles méthodes de modélisation qui peuvent simuler des écoulements gaz-liquide à beaucoup plus de fiabilité

En conséquence, les processus d'industrie commencent à utiliser ces méthodes pour apporter des améliorations importantes, Pendant les dernières décennies, le CFD a été employé pour améliorer la conception de processus en permettant à des ingénieurs de simuler l'exécution des configurations alternatives, éliminant la conjecture qui serait normalement employée pour établir la géométrie d'équipement et des conditions de traitement

L'utilisation du CFD permet à des ingénieurs d'obtenir des solutions pour des problèmes avec des géométries complexes et des conditions aux limites.

les avantages du CFD peuvent être récapitulés comme :

- Il donne la flexibilité de changer des paramètres de conception sans dépenses des changements de matériel. Il coûte donc moins que le laboratoire ou les expériences sur le terrain, permettant à des ingénieurs d'essayer plus de conceptions alternatives qu'être faisable autrement.
- Il a un temps de rotation plus rapide que des expériences

- Il guide l'ingénieur à la racine des problèmes, et est donc bien adapté pour le dépannage.
- Il fournit des informations complètes au sujet d'un champ d'écoulement, particulièrement dans les régions où il est impossible difficile ou à obtenir des mesures.

La discrétisation des équations présentées dans le chapitre précédent traduisant l'écoulement sont des équations différentielles aux dérivées partielles non linéaires, et l'objectif principale est de transformer ces équations en un système d'équations algébriques. Plusieurs méthodes de discrétisation spatiale efficaces pour la résolution de systèmes d'équations différentielles non linéaires sont utilisées actuellement telles que : la méthode des volumes finis (utilisée par Fluent), des différences finis et des éléments finis. Les méthodes de volumes finis et des différences finis sont des techniques très puissantes pour obtenir des solutions à des équations différentielles aux dérivées partielles qui gouvernent des problèmes des écoulements de fluide. Cependant, afin d'employer ces méthodes, il est nécessaire de remplacer le domaine spatial du problème par un nombre fini de points discrets ou de volumes élémentaires (cellules) connus sous le nom de *points de maillage*.

#### **II.5 La méthode des volumes finis :**

Parmi les méthodes numériques utilisées, on cite la méthode des différences finis, la méthode des éléments finis et la méthode des volumes finis, ce dernier reste la plus utilisée dans la plupart des codes de calcul CFD (Computational Fluid dynamic).

La méthode des volumes finis est une méthode de discrétisation qui est bien adaptée pour la simulation numérique de divers types (elliptique, parabolique ou hyperbolique, par exemple) de lois de conservation, elle a été intensivement employée dans plusieurs domaines de technologie, tels que la mécanique des fluides, le transfert de la chaleur et de la masse, la technologie de pétrole ou la rhéologie.

### **III.6 Présentation du code de calcul :**

Le code de calcul Fluent utilisé dans notre étude est commercialisé par le groupe FLUENT. Ce groupe est actuellement l'un des pôles de compétence en mécanique des fluides numérique les plus importants. Il développe et commercialise une solution complète sous forme de logiciels de CFD (Computational Fluid Dynamic) généralistes qui simulent tous les écoulements fluides, compressibles ou incompressibles, impliquant des phénomènes physiques complexes tels que la turbulence, le transfert thermique, les réactions chimiques, les écoulements multiphasiques pour toute l'industrie. Les produits et services proposés par le groupe FLUENT aident les ingénieurs à développer leurs produits, à optimiser leur conception et à réduire leurs risques.

Ce code est largement utilisé dans l'industrie aéronautique, automobile et offre une interface sophistiquée qui facilite son utilisation. Le logiciel Fluent modélise par la méthode des volumes finis des écoulements très variés dans des configurations plus ou moins complexes. Il est composé, comme tout logiciel de type CFD, de trois éléments clés qui sont : le préprocesseur, le solveur et le post processeur. Nous détaillons ci-dessous ces trois éléments.

CHAPITRE III : Présentation et Utilisation De Gambit et Fluent

#### **II.6.1 Présentation du code de calcul FLUENT :**

Le code de calcul Fluent est un ensemble de programmes (préprocesseur, processeur, Post- processeur). La réalisation de la simulation numérique s'effectue en deux étapes:

Dans un premier temps, il faut créer la géométrie avec le maillage adéquat et définir les conditions aux limites. Ces opérations s'effectuent à l'aide d'un mailleur. Dans le cadre de cette étude, le mailleur utilisé est **Gambit**.

### II.6.1.a Le préprocesseur GAMBIT :

Après avoir lancé le logiciel, l'interface d'utilisation apparaît.

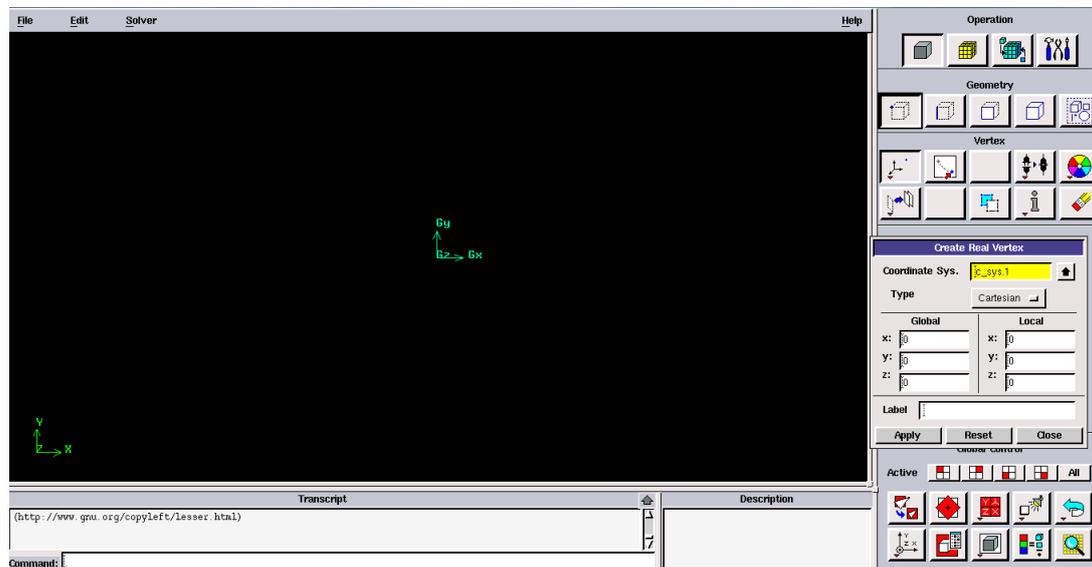
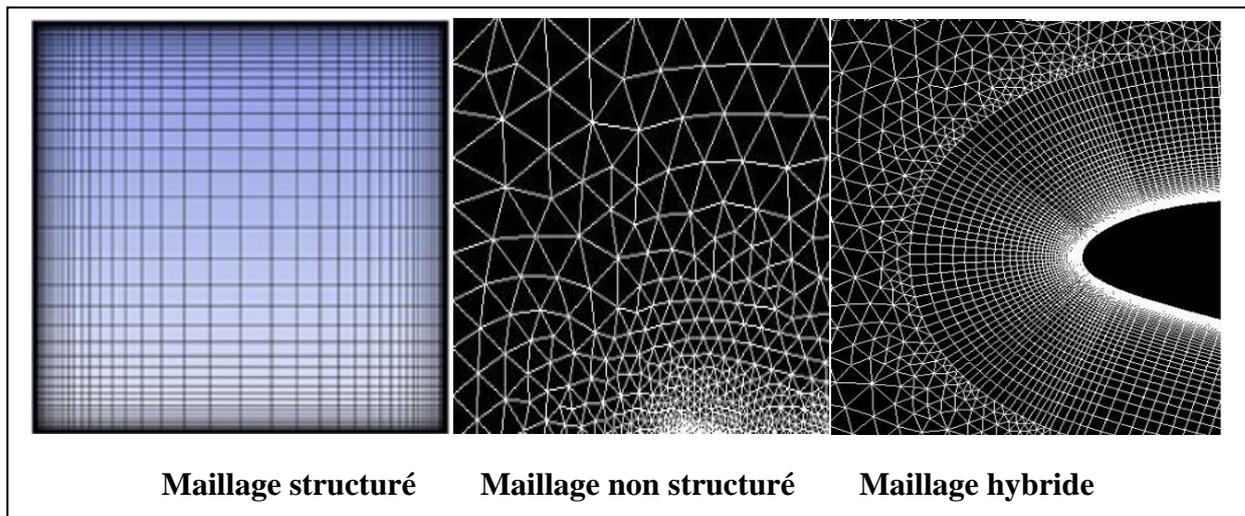


Figure 26: Fenêtre de sélection de la géométrie de domaine

Il permet à l'utilisateur de construire la géométrie du domaine de calcul et de subdiviser ce dernier en petits volumes de contrôle ou cellules de calcul. L'ensemble de ces volumes élémentaires constitue le maillage. La définition des conditions aux limites appropriées, au niveau des cellules qui coïncident ou touchent la frontière du domaine de calcul, se fait également à ce niveau.

Le maillage est l'une des étapes importantes de la modélisation numérique. En effet, du type de maillage et de son affinement dépendront la précision des résultats et le temps de calcul. Sous Gambit, on peut utiliser plusieurs types de maillages

- maillage structuré.
- maillage non structuré.
- maillage hybride.



*Figure 27: Les trois types de maillages.*

Un maillage structuré est généralement composé de mailles quadrilatérales en deux dimensions (2D ou maillage surfacique) et hexaédriques en trois dimensions (3D ou maillage volumique), tandis qu'un maillage non-structuré va être composé de mailles quadrilatérales ou triangulaires en 2D et hexaédriques ou tétraédriques en 3D.

Dans un maillage hybride, les mailles proches des parois sont des quadrilatères en 2D et des hexaèdres en 3D et les mailles du reste du domaine sont des triangles en 2D et des tétraèdres en 3D. Près de la paroi, il est nécessaire d'avoir des mailles de très petites tailles pour bien modéliser les écoulements à cet endroit, cette particularité est d'autant plus importante en régime turbulent, on l'appelle "l'inflation".

En 3D, les mailles qui font les liaisons entre les hexaèdres et les tétraèdres sont des prismes ou des pyramides. La **Figure 27** représente ces trois types de maillage.

### **II.6.1.b FLUENT :**

Le solveur FLUENT accumule une base de données pour stocker toute les informations (la géométrie, maillage, physique, et méthodes numériques), pour spécifier la nature de l'écoulement (permanent ou transitoire, laminaire ou turbulent et incompressible ou compressible), aussi le Transfert de chaleur (Conduction, convection et rayonnement...etc).

Et pour introduire les conditions initiales et aux limites du problème étudié ainsi que les paramètres de convergence (nombre d'itérations et la tolérance d'erreur)

***II.6.1.c Post-processeur :***

Permet de visualiser les différents résultats obtenus par le Solveur fluent- à l'écran, Il dispose d'outils graphiques permettant la présentation et l'analyse des résultats en forme de Lignes de courant, Champ de vitesse, contours.

# *Chapitre III*

### III.1 Etude du problème

#### III.1.1 La géométrie

Nous avons préféré étudier le problème en 2D en raison du temps de calcul et évité les possibilités de l'axisymétrie car on aurait bloqué les possibilités de sillage des bulles. Le modèle est un simple tube qui simule notre tube d'expérience mais qui n'a pas exactement les mêmes dimensions et ceci dans le but de simplifier les calculs et surtout de réduire le temps de calcul au cours des itérations. Dans cette étude, il s'agit de simuler l'ascension d'une bulle d'air dans un tube cylindrique rempli d'eau. Les dimensions et les paramètres du modèle sont les suivants :

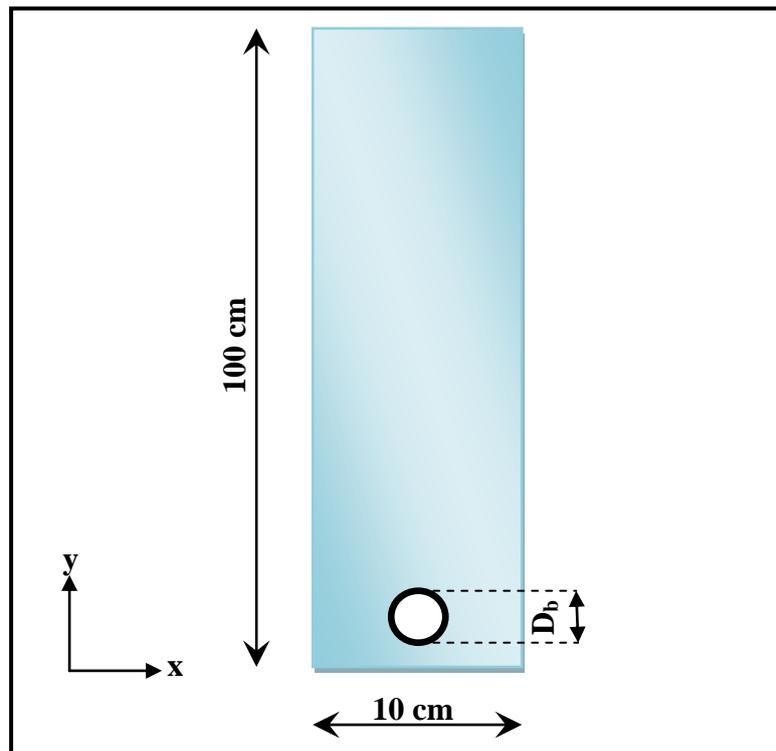


Figure 28: Les dimensions de la géométrie utilisée dans l'étude.

Le cylindre est verticale et de hauteur 1 m et de diamètre 0.1 m.

Le cylindre est ouvert à l'extrémité supérieure et communique avec l'atmosphère;

On utilise de l'eau comme milieu continu et l'air pour les bulles aux conditions normales.

L'analyse de la géométrie et du maillage pour le présent travail a été effectuée par la réalisation d'une série de simulations pour différents niveaux de maillages et de dimensions par rapport à la taille de la colonne et les diamètres des bulles. Néanmoins, cette analyse manque d'exhaustivité et de précision. Cela est dû au temps de calcul très important (quelques calculs durent plus de deux mois), en outre, la nature du maillage et de la géométrie employée ici (colonne rectangulaire bidimensionnelle avec une grille quadratique structurée et uniforme) justifie la satisfaction des résultats obtenus.

### **III.1.2 Outil de simulation Gambit et fluent :**

#### **III.1.2.1 L'outil gambit :**

**GAMBIT** est un logiciel qui permet de créer des maillages pouvant être utilisés en particulier sous **FLUENT**. Le mailleur permet de générer un maillage structuré ou non structuré en coordonnées cartésiennes, polaires, cylindriques ou axisymétriques. Il peut réaliser des maillages complexes en deux ou trois dimensions avec des mailles de type rectangle ou triangle.

#### **Construction d'un maillage :**

Pour construire un maillage, il est bon de suivre la démarche suivante:

- définir la géométrie.
- réaliser le maillage.
- définir les paramètres des zones de calcul.

La géométrie comprend les positions physiques de points caractéristiques définissent la zone que l'on a à mailler: coordonnées spatiales des quatre sommets d'un carré; du point de départ et du point d'arrivée d'une ligne; du centre et de l'ouverture angulaire d'un arc de cercle. Il faut pouvoir représenter la zone à étudier par un ensemble de figures géométriques simples raccordées les unes aux autres.

Pour des maillages structurés, on peut faire la liaison entre la géométrie et le maillage. Aussi, avant de réaliser le maillage, il faut spécifier par écrit d'une part la géométrie adoptée pour définir la zone à mailler, d'autre part les numéros des mailles correspondant aux points caractéristiques de la géométrie. Un nœud pourra alors être repéré par ces coordonnées physiques x et y ou indices I et J.

Par ailleurs, il peut être avantageux de définir des points intermédiaires qui ne sont pas indispensables à la définition de la géométrie mais qui permettent de délimiter les zones dans

lesquelles les mailles seront adaptées pour raffiner le maillage près des parois par exemple ou bien pour épouser au mieux la forme des obstacles, parois ou autres... épouser

#### **Utilisation de gambit :**

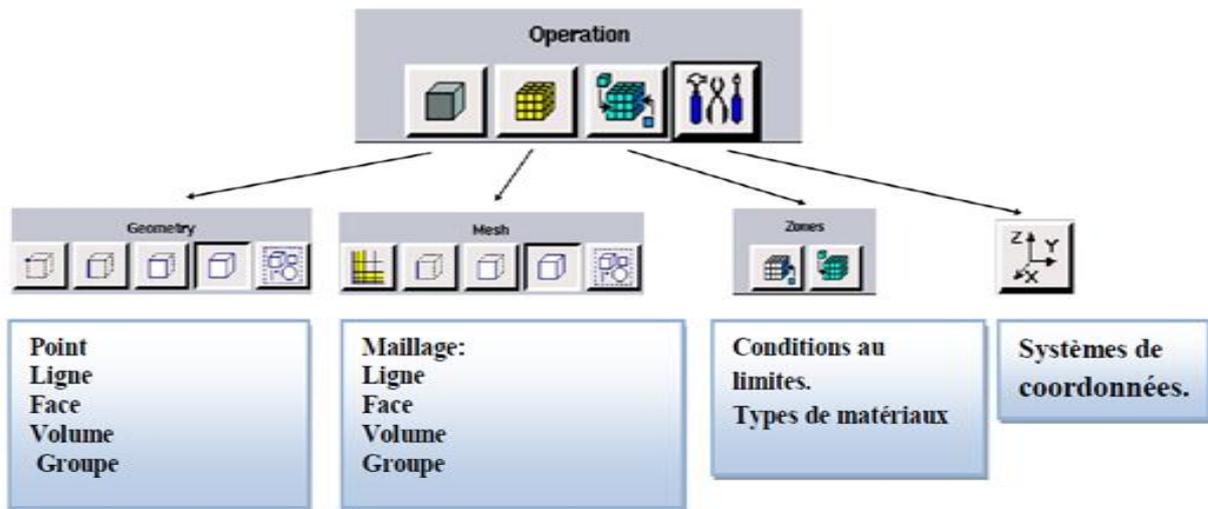
Ce logiciel est utilisé pour définir et créer le modèle d'étude (surface ou volume) et de le mailler suivant le bon vouloir de l'utilisateur. Les différentes étapes d'utilisation de **GAMBIT** sont définies dans la notice suivante.

La première chose à faire quand on entre sur Gambit est de nommer le système qu'on va construire de telle manière de ne pas le perdre.

L'utilisation de Gambit est simple : principalement il faut prendre les menus en haut à droite et effectuer les tâches en partant du menu de gauche pour aller jusqu'à celui de droite (où normalement on doit avoir fini notre maillage).

Important : Avant même de créer la géométrie il faut choisir le type de solver ; c'est-à-dire le type de logiciel (ici fluent) qu'on va utiliser par la suite (choisir la bonne version du logiciel dans notre cas choisir Fluent (6.3.26). le moment de créer la géométrie à étudier deux possibilités se présentent :

- Créer point par point (extrémités) le système, ligne, face, volume (conseillé pour des géométries complexes).
- Créer des surfaces simples existantes (cube, cylindre, sphère...) puis extruder pour obtenir les volumes ou les surfaces voulu

**Détail des principaux menus:***Figure 29: Menu principale de Gambit***Définir la géométrie :**

Notre géométrie est construite sur Gambit en 3D, vu sa complexité on a choisi de l'établir point par point, relier entre eux dans différentes directions les lignes sont créés, ensuite les faces sont formées, pour obtenir en dernier les volumes, qu'on a regroupé sous trois groupes.

En d'autres termes, on a au final 3 domaines de calcul numérique,

- Groupe 1 : Domaine de calcul du fluide caloporteur.
- Groupe 2 : Domaine de calcul du matériau de remplissage qui est le béton.
- Groupe 3 : Domaine de calcul du sous-sol qui est la terre.

Cette géométrie est mise au point en partant de l'intérieur vers l'extérieur, la première chose faite est de modéliser le tube en U en commençant par la partie la plus difficile qui est le coude ensuite le volume de béton qui entoure le tube est finalement la terre qui entoure tous l'ensemble.

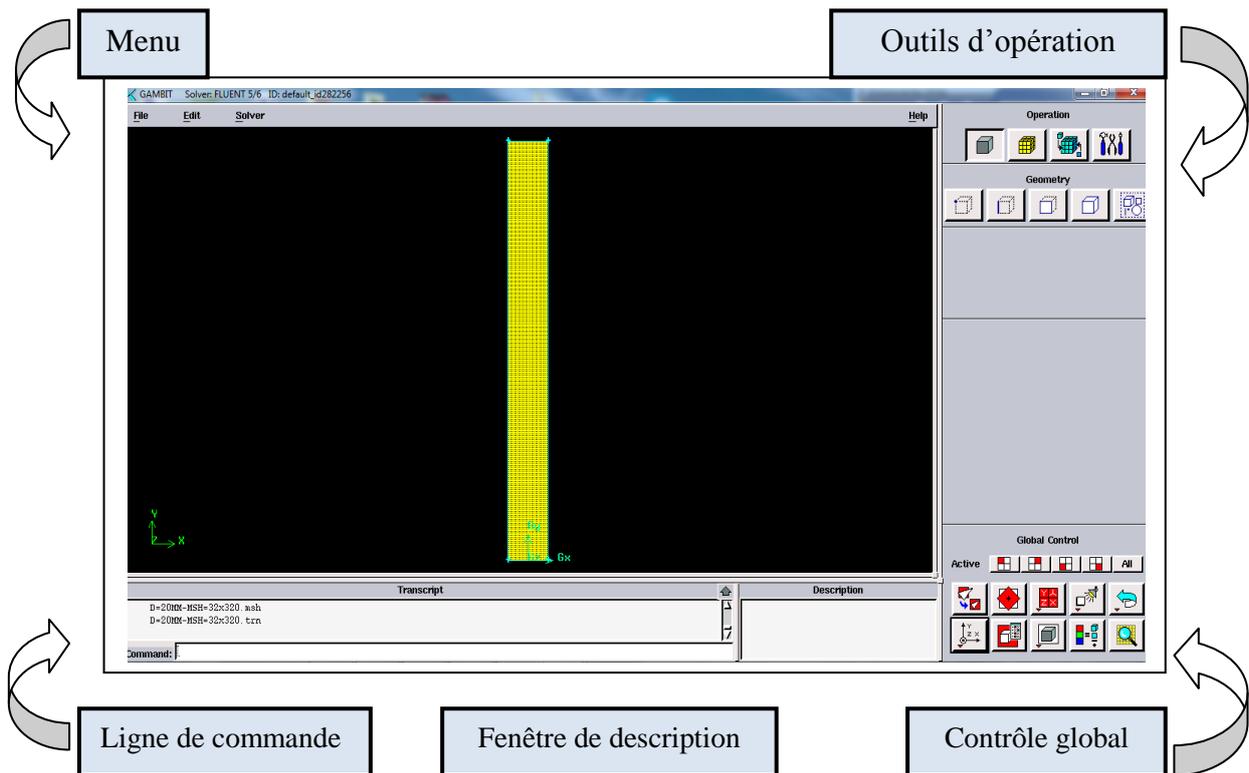


Figure 30: Fenêtre de sélection de la géométrie de domaine.

**Exportation du maillage de gambit :**

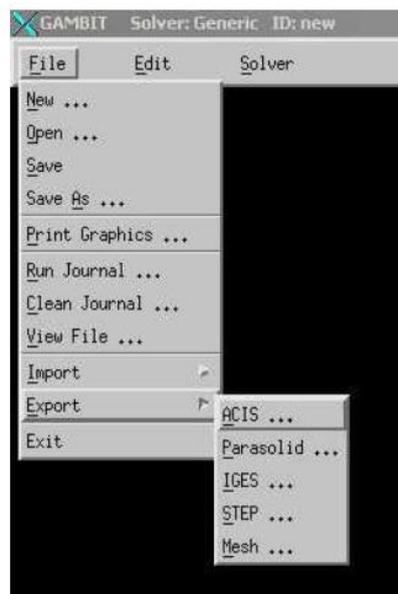


Figure 31: Exportation du maillage.

Une fois que la géométrie a été créée, que les conditions aux limites ont été définies, il faut exporter le maillage, en point. msh (mesh = maillage en anglais) pour que Fluent soit capable de le lire et de l'utiliser.

On peut ensuite fermer Gambit en sauvegardant la session (si on souhaite l'ouvrir) et lancer Fluent.

### **III.1.2.2 L'outil Fluent :**

La simulation en Mécanique des Fluides Numérique (Computational Fluid Dynamics : CFD), est utilisée pour la modélisation, la visualisation et l'analyse des écoulements fluides et transferts thermiques. Elle permet aux utilisateurs d'optimiser les performances des nouveaux concepts, tout en réduisant le cycle de commercialisation, les risques associés et les coûts.

Depuis plus de 10 ans, Fluent, leader mondial en Simulation numérique des écoulements Fluides logiciels et services. S'emploie à offrir la solution de simulation la plus adaptée, que ce soit pour l'ensemble de l'industrie, la recherche ou la formation des ingénieurs de demain. Cette solution passe par des services d'assistance technique, d'études à façon, et par des formations personnalisées.

Le siège du groupe Fluent est situé à Lebanon, New Hampshire, USA, et compte des filiales en Belgique, Angleterre, France, Allemagne, Inde, Italie, Japon et Suède. Ses logiciels sont aussi vendus à travers le monde grâce à des joint-ventures, des partenariats et des distributeurs en Corée, Australie, Brésil, Chine, Taïwan, République Tchèque, Moyen Orient et dans la plupart des pays européens.

### **Notice d'utilisation de fluent :**

Fluent est un code CFD commercial très utilisé dans l'industrie. Il permet de résoudre les écoulements fluides (champs de vitesses, de température...), c'est la raison pour laquelle on la choisi pour réaliser notre simulation.

Ensuite l'utilisation de Fluent est simple, il suffit de suivre l'ordre des menus en partant de la gauche pour aller vers la droite. Le premier menu que nous allons étudier est le menu **Grid**. La première chose à faire est d'utiliser l'option check afin de vérifier si le maillage importé comporte des anomalies comme des problèmes de jointure entre les différentes surfaces du maillage. Pour choisir l'échelle d'étude du maillage et par conséquent réfléchir en nombres adimensionnels, il faut utiliser l'option **Scale** (choix est très important car souvent suivant les dimensions du domaine, les phénomènes mis en jeu ne sont pas les même).

**Remarque:**

il est possible de vérifier tout de suite la forme de la grille en cliquant sur **Display** et ensuite sur **Grid**. On peut de cette façon vérifier que la géométrie correspond bien à ce que l'on veut.

Le second menu que l'on va utiliser est le menu **Define**. La démarche à suivre est de partir des options du haut du menu secondaire et de descendre au fur et à mesure. Nous trouvons donc l'option **Models** qui se décompose aussi en un autre menu. **Solver** permet de choisir le type de **Solver** que l'on souhaite utiliser (implicite, explicite, stationnaire, 2D...). **Viscous** permet de choisir le modèle de turbulence que l'on va prendre pour résoudre le problème (laminaire, k- $\epsilon$ , k- $\omega$ , LES...). **Energy** permet de choisir si oui ou non on doit faire intervenir l'équation de l'énergie dans la résolution du système (dès qu'un gradient de température intervient dans les phénomènes il faut utiliser cette équation pour d'une part observer une solution réaliste mais aussi souvent pour faciliter la convergence).

Dans le menu **Models** radiation qui sont à utiliser en fonction de l'énoncé du problème. Vient ensuite le sous menu **Materials** qui permet de choisir le fluide **Gravity** et entrer la valeur voulue de la gravité. On peut aussi entrer, et cela est souhaitable, la valeur initiale de la densité et lui donner une valeur sous Fluent (ceci montre que même si l'on a fait une erreur de condition sous Gambit, on peut encore tout modifier sous Fluent).

Pour une entrée de fluide, on fixe la vitesse ainsi que le niveau de turbulence ; pour un mur on peut fixer soit un flux constant, soit une température constante et bien d'autres possibilités (telles que la rugosité du mur par exemple).

Maintenant que la géométrie est en place, nous pouvons paramétrer et initialiser le solveur de Fluent dans le menu suivant : le menu **Solve**. Le premier sous-menu est le menu Control qui comprend tout d'abord l'option solution. C'est grâce à cette option que l'on va pouvoir entrer les différents facteurs de sous-relaxation du système : pression, température etc.... Ces facteurs peuvent être modifiés au cours de la résolution. Leur principal intérêt est de forcer la solution à converger : en les baissant, on diminue la vitesse de convergence mais on l'améliore (encore que ces constatations soient valables en générales, mais pas nécessairement dans tous les cas).

Dans ce menu, on peut discrétiser chaque variable (pression, moment...). D'autre sous-menu de **Solve** est Initialisé. Ce menu permet de fixer les conditions initiales du système d'itérations que l'on veut faire pour résoudre le système et aussi la valeur limite des résidus que l'on veut se fixer.

Une fois que l'on estime que la convergence est atteinte, on peut visualiser les résultats grâce au post-traitement de Fluent. Principalement, on utilise le menu **Display** et les sous-menus **Contours** et **Velocity Vectors**. Dans le premier, on observe les variations des variables (vitesse, température...) avec les iso-surfaces. Dans le second, les valeurs sont traduites par des vecteurs ; ceci est surtout utile pour la visualisation des vecteurs de vitesses. Il est également possible dans ces menus d'observer les résultats sur les faces de la géométrie et pour les vecteurs de faire des projections.

Pour visualiser des zones précises du maillage (lignes, plans...), le menu **Surface** permet de créer des lignes ou de plans dans la géométrie à partir de points. Ensuite on peut pour les plans, les choisir pour visualiser les contours ou les vecteurs, et pour les lignes, on utilise le menu **Plot**, qui offre la possibilité de faire des graphes en 2D de toutes les variables sur les lignes créées par l'utilisateur. Pour exporter des images, on peut, soit faire une copie d'écran (de loin le plus simple), soit cliquer dans **File**, hard copy et choisir **Tiff** pour créer une image **Tiff** de la fenêtre actuellement affichée (l'utilisateur peut choisir diverse options comme couleur ou noir et blanc...).

### **III.1.3 Paramètres de simulation :**

Nous présentons ici l'ensemble des paramètres de simulation nécessaires à l'exécution et au contrôle du calcul numérique.

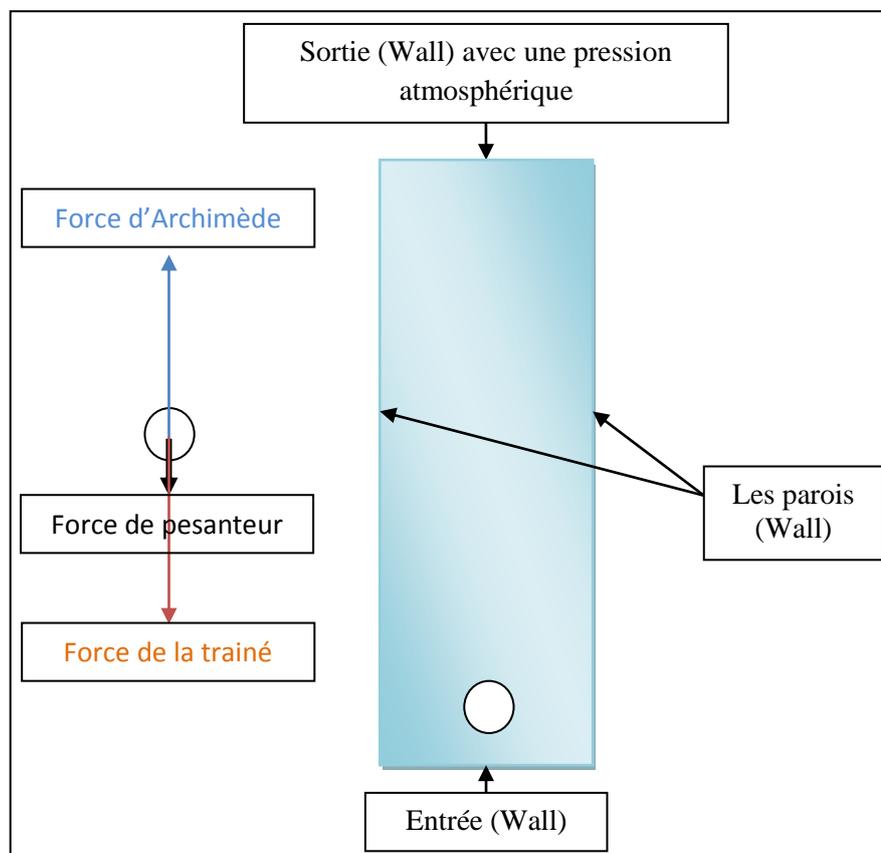
#### **III.1.3.1 Conditions initiales :**

Les valeurs de la vitesse des fluides ainsi que la fraction volumique sont initialisées et aucune valeur n'est imposée pour les deux phases car la bulle est injectée avec une vitesse initiale nulle ainsi que le milieu continu (eau) qui est au repos. Donc:

- La vitesse initiale  $V_{bulle} = V_{eau} = 0$  Pour le milieu continu est nulle.
- La forme de bulle est sphérique.
- A l'extrémité supérieure du tube, c'est la pression atmosphérique qui est considérée (101325 pascal).
- La tension interfaciales est de  $0.072 \text{ N.m}^{-1}$
- L'écoulement est soumis à une gravité  $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ .

**III.1.3.2 Conditions aux limites:**

- la condition d'entrée: qui simule la paroi inférieure est Wall
- les parois latérales sont de type Wall.
- la condition de sortie: qui simule la paroi supérieure est Wall avec une pression atmosphérique.

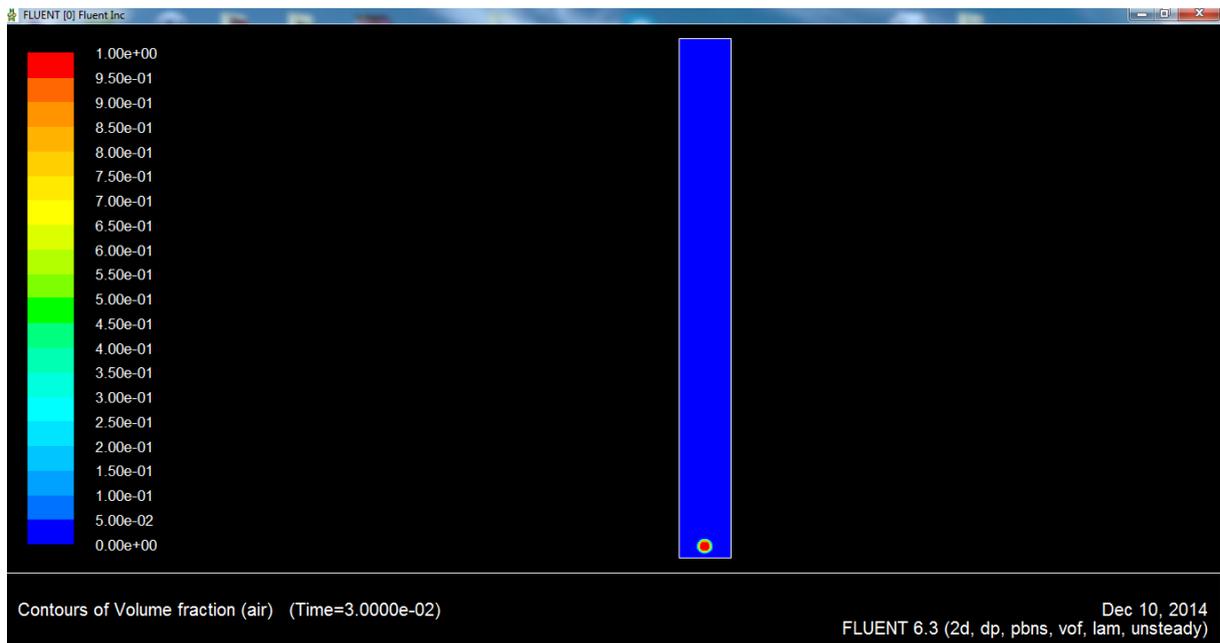


**Figure 32:** Conditions aux limites utilisées lors de la simulation et les forces agissantes sur la bulle.

### III.2 Résultats et Discussion :

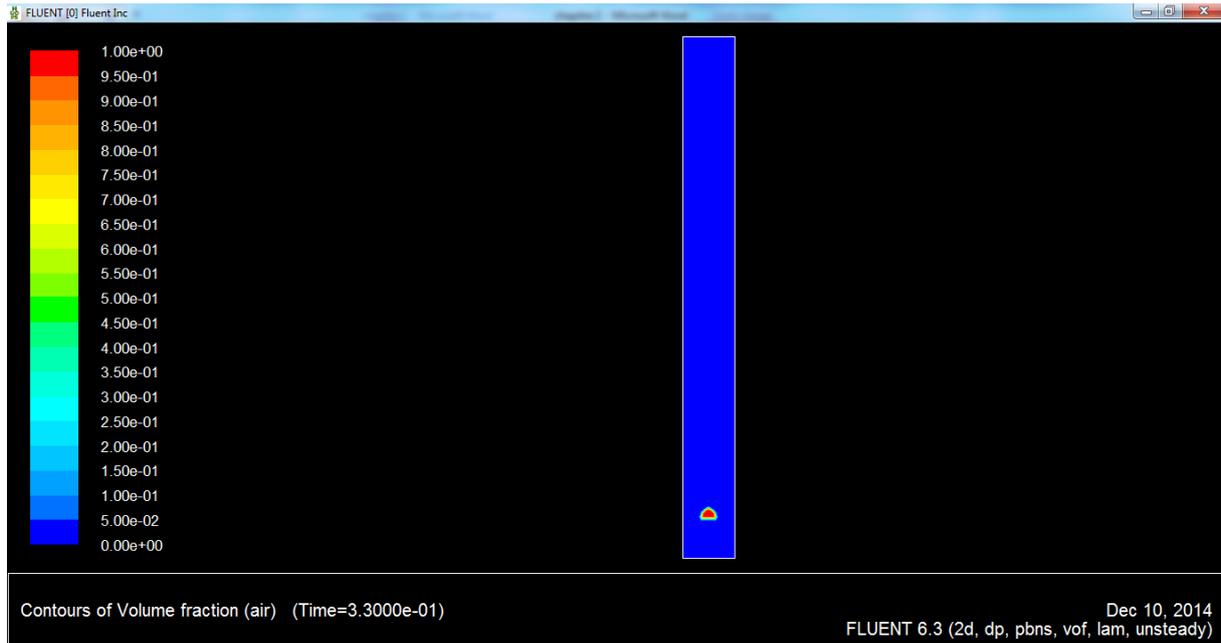
#### III.2.1 Contour de phase :

Après avoir obtenu les bons réglages sous Fluent, on procédera maintenant à l'analyse des résultats des simulations. La figure suivante représente l'aspect initial de la densité volumique des deux phases après la fixation d'une zone de gaz de la bulle d'air dans le milieu continu contenant de l'eau. Le diamètre des bulles varie entre 0.1 cm jusqu'à 3 cm.

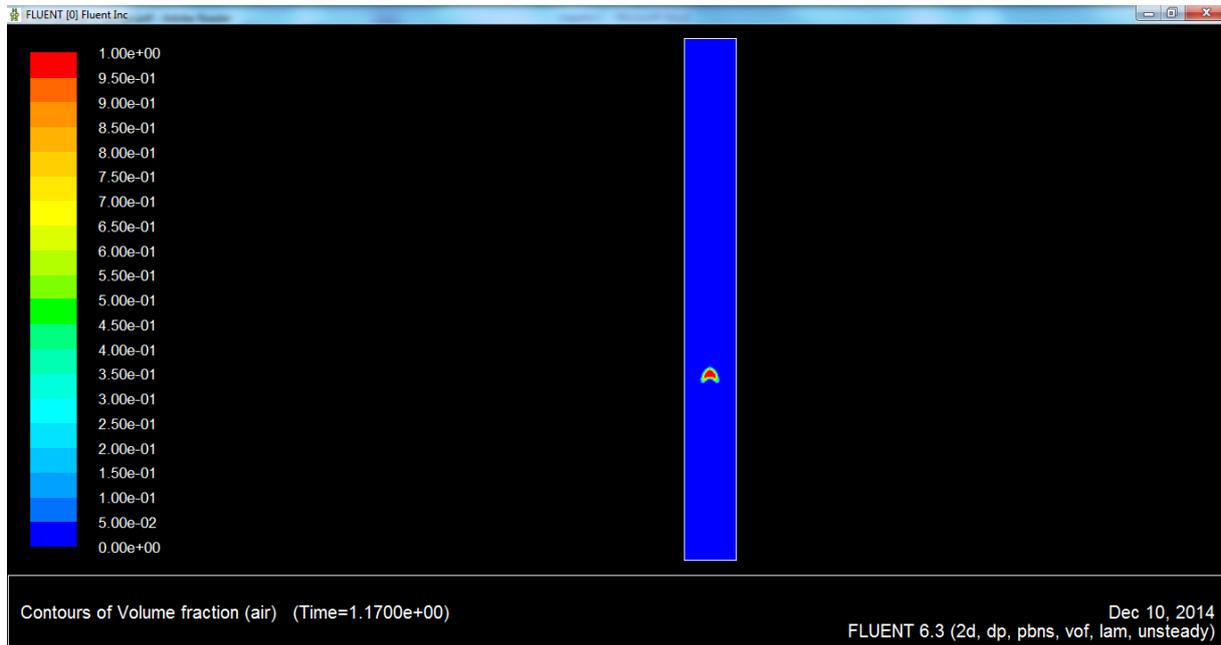


**Figure 33:** Contour de la fraction de volume à  $(t=3 \cdot 10^{-2} \text{ s})$  d'une bulle d'air de diamètre équivalent égal à 2.4 cm

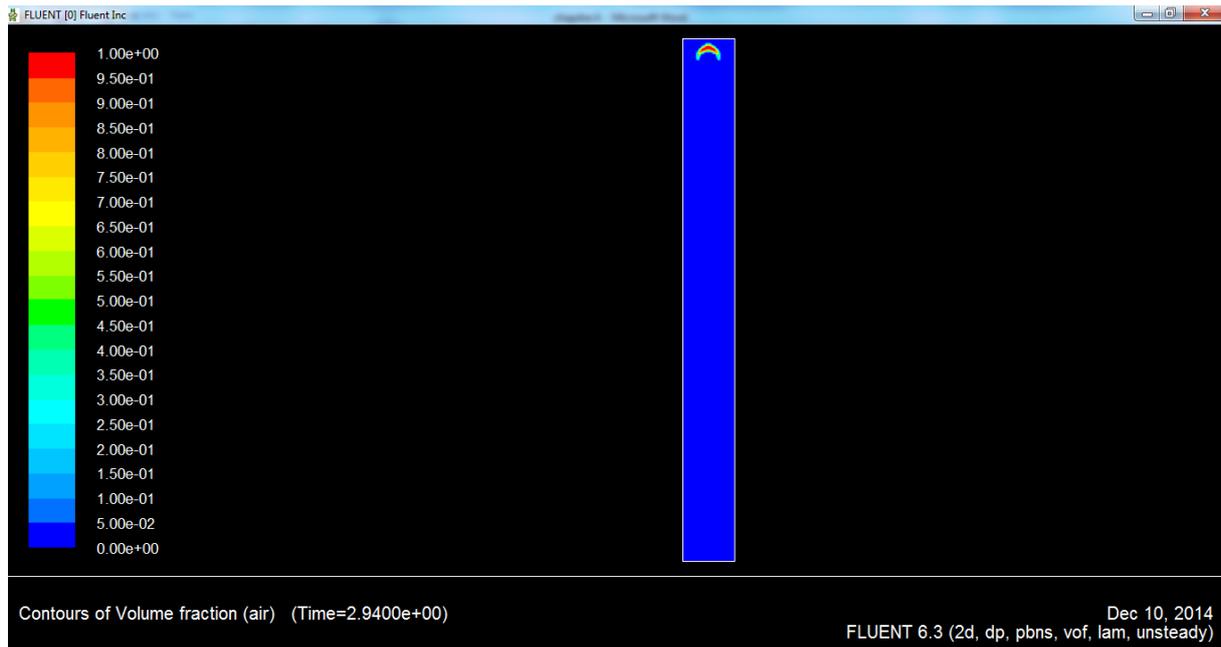
Ces figures montrent le comportement et l'évolution de la forme d'une bulle d'air de 2.4 cm de diamètre équivalent pendant son mouvement d'ascension



**Figure 34:** Contour de la fraction de volume à ( $t=0.33$  s) d'une bulle d'air de diamètre équivalent égal à 2.4 cm.



**Figure 35:** Contour de la fraction de volume à ( $t=1.17$  s) d'une bulle d'air de diamètre équivalent égal à 2.4 cm.

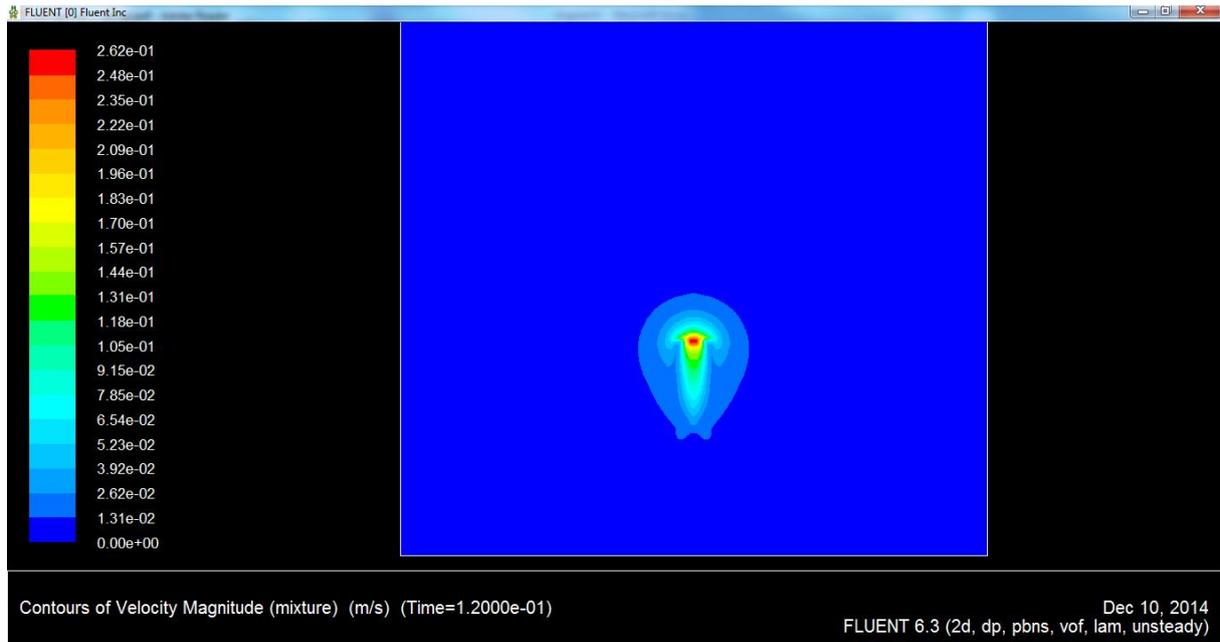


**Figure 36:** Contour de la fraction de volume à ( $t=2.94$  s) d'une bulle d'air de diamètre équivalent égal à 2 cm.

On constate que la bulle passe de la forme sphérique **Figure 33** à la forme d'une bulle calotte sphérique (skirted) **Figure 34** en passant par la forme sphérique cap **Figure 35** et calotte sphérique (skirted) **Figure 36**. Après quelques itérations la forme de la bulle change à cause des forces qui agissent sur elle pendant l'écoulement tel que les forces de pressions, la force de tension de surface, la force de trainée et la poussée d'Archimède. Ces forces se compensent entre elles pour empêcher l'éclatement de la bulle pendant l'ascension dans l'eau tant que celle-ci n'a pas une dimension critique.

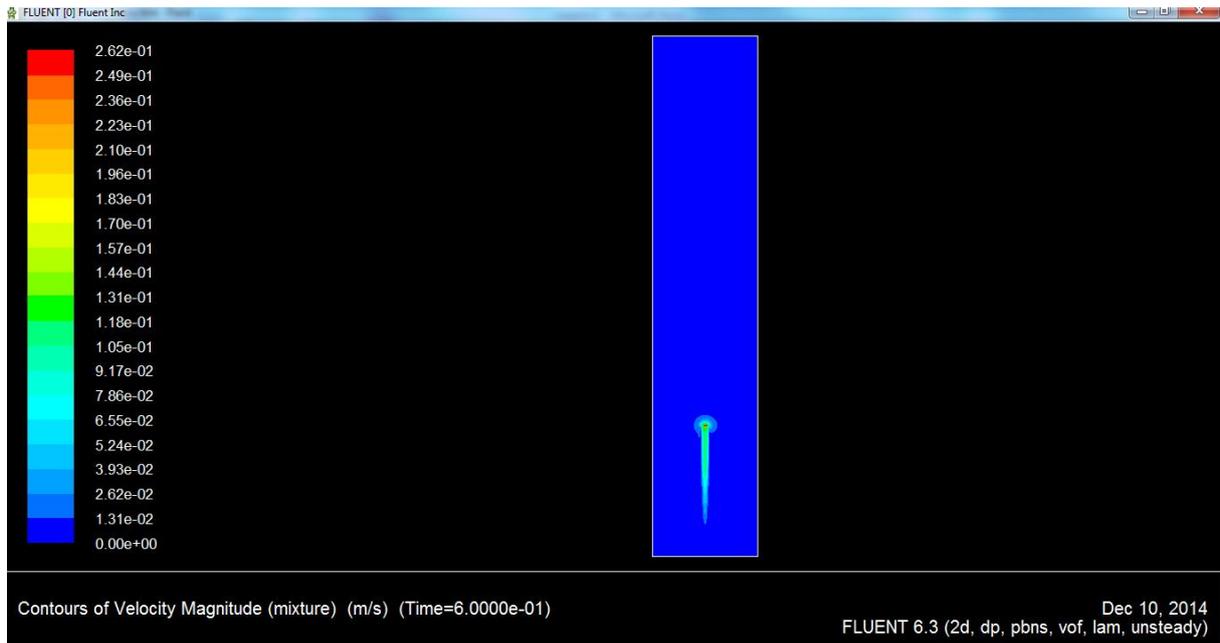
### III.2.2 Contour de la vitesse :

La **Figure 37** montre le contour du champ de vitesse à  $t=1.2 \cdot 10^{-1}$  s d'une bulle d'air de 0.3 cm de diamètre équivalent et le changement de la vitesse en fonction du temps et de la déformation de la bulle au cours d'écoulement. On remarque qu'il y a une propagation de la vitesse vers le milieu continu c'est-à-dire que le milieu continu autour de la particule commence lui aussi à bouger. Nous voyons donc qu'il existe des régions qui bougent avec une certaine vitesse aux alentours de la bulle et au voisinage très proche de celle-ci. Cette vitesse diminue et s'annule aux endroits qui sont loin de la bulle.

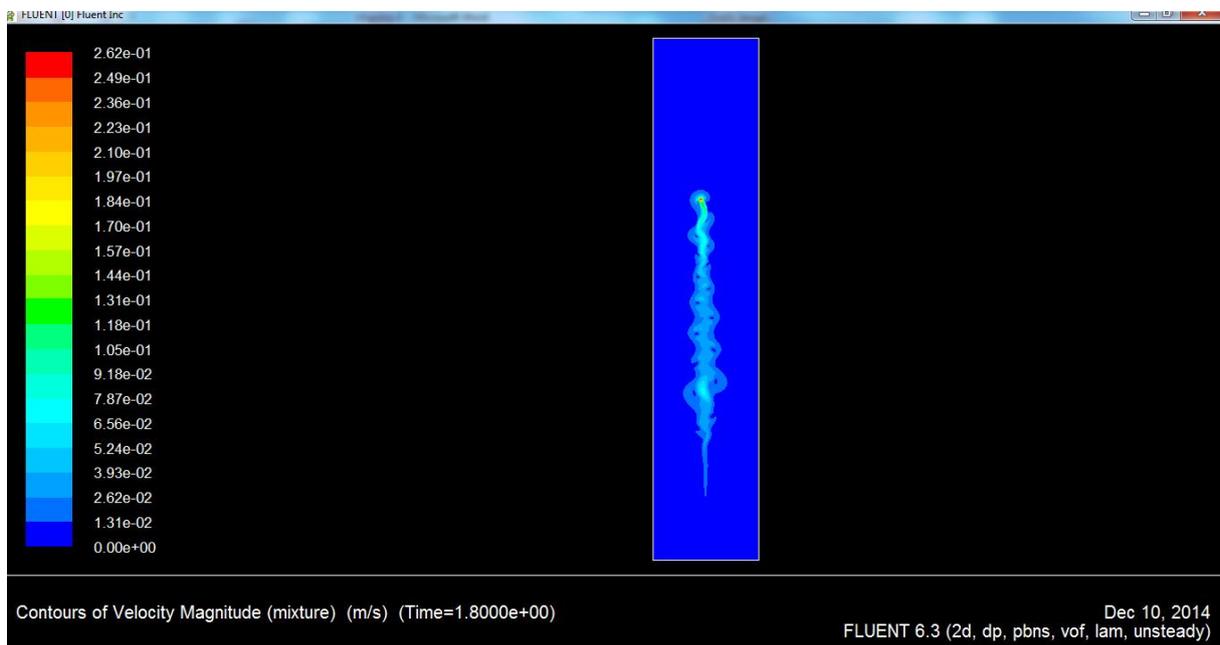


**Figure 37:** Contour de la vitesse à  $t=1.2 \cdot 10^{-1}$  s d'une bulle d'air de diamètre équivalent égal à 0.3 cm

Comme le montre les **Figure 37**, **Figure 38** et **Figure 39**, le champ du mouvement du milieu continu s'élargit graduellement suivant la largeur du tube. Ceci est dû, à l'augmentation graduelle de la vitesse. A travers ces figures, on se rend compte que la vitesse de la bulle augmente jusqu'à ce qu'elle atteigne une vitesse maximale qui restera constante pour le reste du trajet. Cette dernière est la vitesse terminale et comme nous l'avons vu sur les résultats théoriques et expérimentaux **Figure 39**, à  $t=1.8$  s la vitesse de la bulle est d'environ 26.2 cm/s.

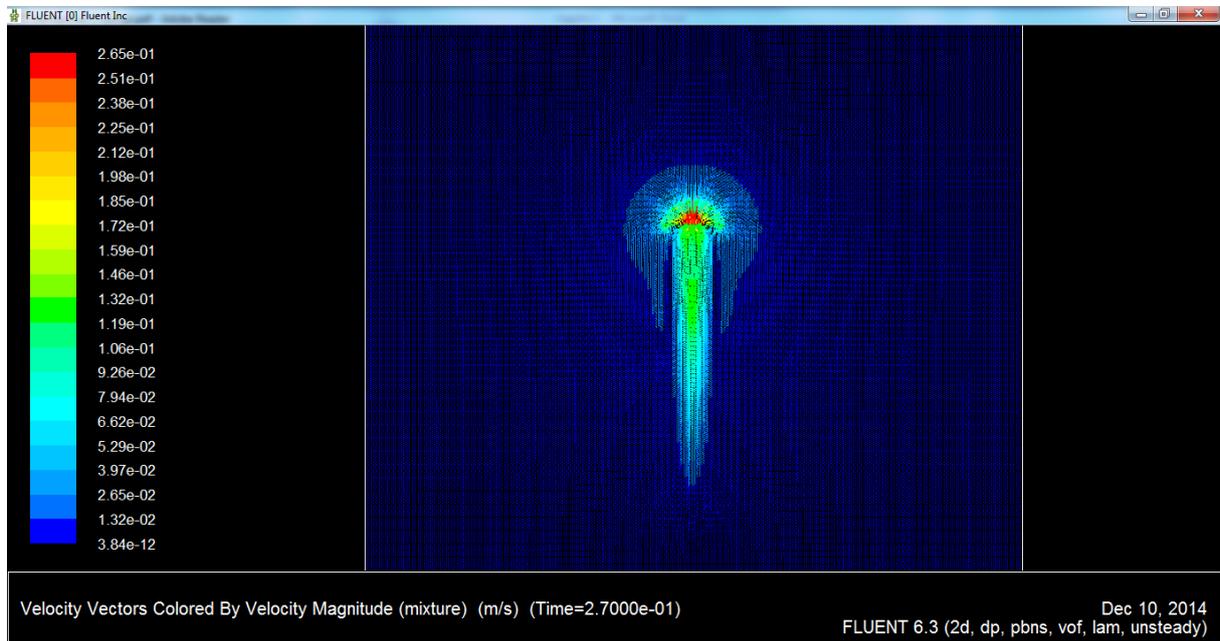


**Figure 38:** Contour de la vitesse à  $t=6 \cdot 10^{-1}$  d'une bulle d'air de diamètre équivalent égal à 0.3 cm.



**Figure 39:** Contour de la vitesse à  $t=1.8$  s d'une bulle d'air de diamètre équivalent égal à 0.3 cm.

### III.2.3 Champ des vecteurs de vitesses :



**Figure 40:** Champ de vecteurs de vitesses à  $t=2.7 e^{-01} s$  d'une bulle d'air de diamètre équivalent égal à 0.3 cm.

Les **Figure 40** et **Figure 41** montrent le champ des vecteurs de vitesse et son évolution autour d'une bulle d'air dans l'eau. On constate comme il a été dit plus haut, une expansion régulière du champ des vecteurs de vitesses autour de la bulle jusqu'à occuper presque tout l'espace. La dégradation de la couleur montre l'augmentation de la vitesse d'ascension et on remarque que la bulle atteint une valeur maximale de la vitesse représentée en rouge et qui correspond à la vitesse terminale. Elle est de l'ordre de 26.5 cm/s l'indique l'échelle de couleur.

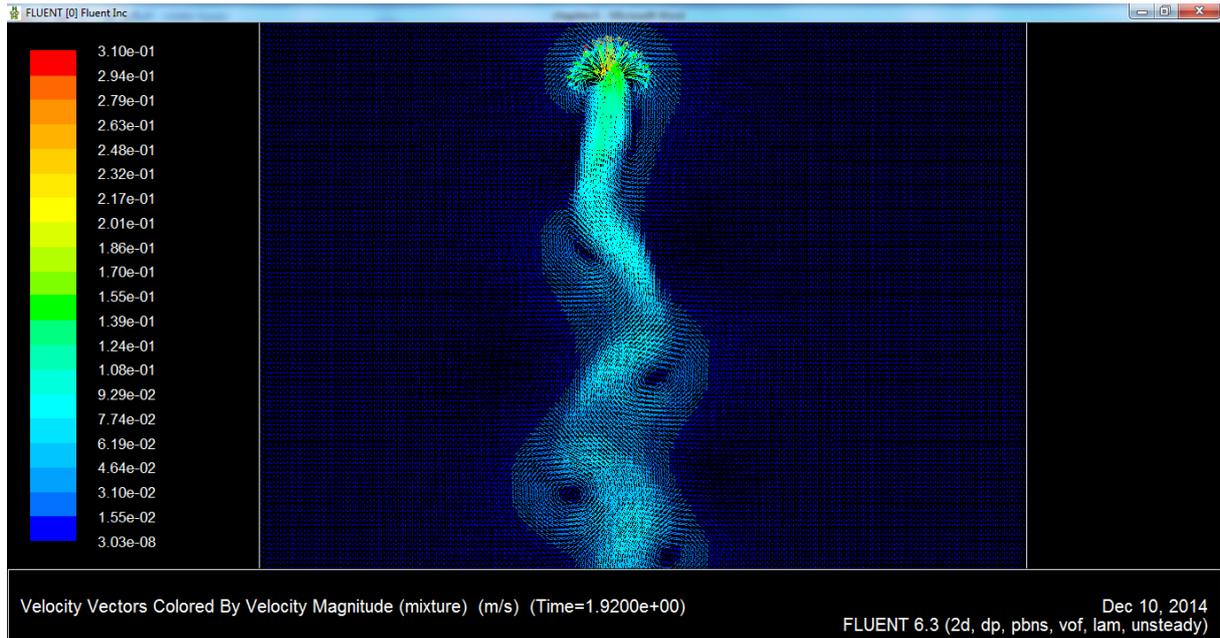


Figure 41: Champ de vecteurs de vitesses à  $t=1.92$  s d'une bulle de diamètre équivalent égal à 0.3 cm.

### III.2.4 Les courbes des vitesses :

#### III.2.4.1 Vitesse terminale :

Afin de comparer nos valeurs numériques de la vitesse terminale issues de la simulation, nous utiliserons les corrélations (III.1) et (III.2) de **M. Simonnet** (2005) [2] ainsi que l'équation semi-empirique (III.3) de **R. Clift al.** (1978) [1]

Pour  $d_b < 7,2$  mm :

$$V_{\infty} = 1.91 \rho_l^{-\frac{1}{2}} \sigma^{\frac{1}{2}} d_b^{-\frac{1}{2}} \quad (III.1)$$

Pour  $d_b > 7,2$  mm :

$$V_{\infty} = 0.715 g^{1/2} d_b^{1/2} \quad (III.2)$$

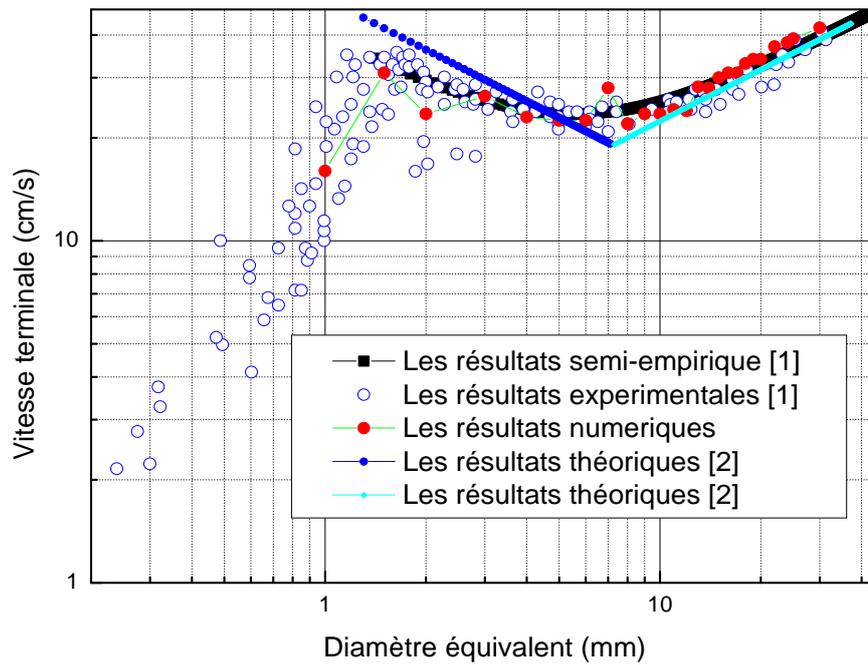
$$v_T = \sqrt{\frac{2.14\sigma}{\rho_L d_e} + 0.505 g d_e} \quad (III.3)$$

## Tableaux de résultat:

$d_b$ (cm)	$V_{Tnum}$ (cm/s)	$V_{Texp}(cm/s)$ Eq.(III.3) [1]	$V_{Tth}$ (cm/s) [2]	$V_{Tnum}$ (cm/s) [30]	$d_b$ (cm)	$V_{Tnum}$ (cm/s)	$V_{Texp}(cm/s)$ Eq.(III.3) [1]	$V_{Tth}$ (cm/s) [2]	$V_{Tnum}$ (cm/s) [30]
0.1	16	18.87	25.80		1.3	28.2	27.61	25.53	
0.15	31	33.19	41.84		1.4	28	28.35	26.49	
0.2	23.5	29.48	36.23		1.5	30	29.08	27.42	
0.3	26.5	25.74	29.58	23.4	1.6	31	29.81	28.32	
0.4	23	24.15	25.62		1.7	31	30.54	29.19	
0.5	22.5	23.58	22.92		1.8	33	31.26	30.05	
0.6	22.5	23.59	20.92	21.1	1.9	34	31.97	30.86	
0.7	28	23.81	19.37		2	34	32.68	31.67	
0.8	22	24.27	20.03		2.2	37	34.06	33.21	
0.9	23.5	24.84	21.24		2.4	38	35.40	34.69	36
1	23.5	25.48	22.39		2.5	39	36.06	35.4	
1.1	24.2	26.173	23.48		2.8	41	37.98	37.47	
1.2	24	26.89	24.63	24	3	42	39.21	38.78	

*Tableau III-1 : Le tableau suivant montre une étude comparative entre nos valeurs numérique (FLUENT) et les valeurs expérimentales [1], théoriques [2] et numérique(CFX) [30] de la vitesse terminale pour des bulles d'air dans l'eau.*

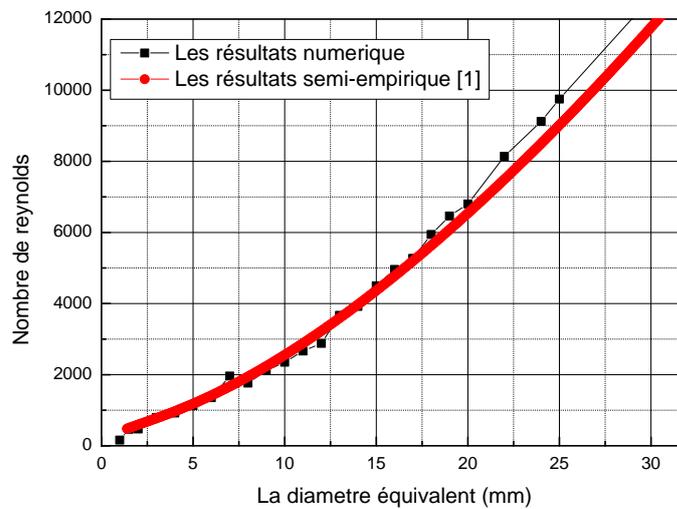
Le *Tableau III-1* compare nos valeurs de la vitesse terminale pour différents diamètres de la bulle issues de la simulation numérique et comparées aux données expérimentales de **R. Clift et al** (1978) [1], aux valeurs théoriques issues des équations (III.1) et (III.2) de **M. Simonnet** (2005) [2] et les valeurs numériques de **J. Dai et al** (2009) [30]. Comme on peut le remarquer sur le tableau, toutes ces valeurs sont comparables les unes des autres avec très bonne précision, ce qui valide notre modèle.



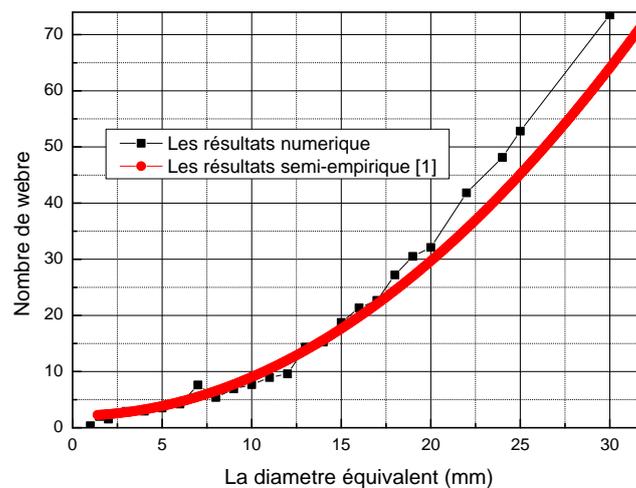
**Figure 42:** Comparaison entre les données expérimentales, les valeurs issues de la simulation, les valeurs calculées avec la formule semi-empirique de **R. Clift et al** (1978) [1] ainsi que les valeurs théoriques de la vitesse terminale des bulles d'air dans l'eau en fonction du diamètre équivalent.

### Les nombres adimensionnels :

Nous présentons dans cette partie l'évolution du nombre de Reynolds et le nombre de Weber en fonction du diamètre équivalent de la bulle. Comme nous pouvons le constater sur la **Figure 43** et sur la **Figure 44**, les valeurs issues de la simulation épousent avec une grande précision la courbe construite avec la formule semi-empirique (III.3) de la vitesse terminale de **R. Clift et al** (1978) [1].



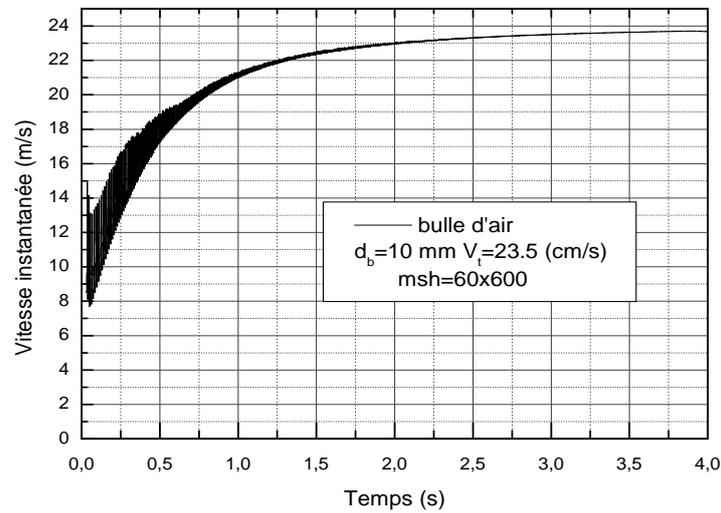
**Figure 43:** L'évolution du nombre de Reynolds en fonction de diamètre équivalent



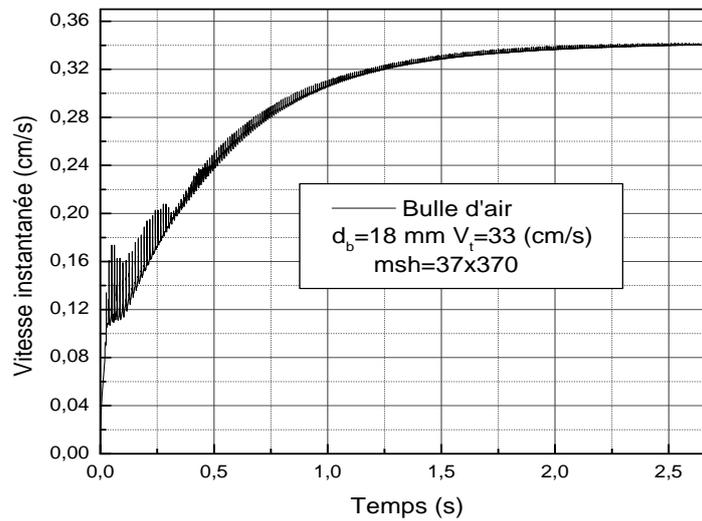
**Figure 44:** L'évolution du nombre de weber en fonction de diamètre équivalent.

### III.2.4.2 Vitesse instantanée :

Après plusieurs calculs des simulations nous avons validé la courbe de la vitesse terminale



**Figure 45:** La vitesse instantanée d'ascension de la bulle d'air  $d_b=10\text{mm}$  ;  $V_T=23.5\text{cm/s}$ .



**Figure 46:** La vitesse instantanée d'ascension de la bulle d'air  $d_b=18\text{mm}$  ;  $V_T=33\text{cm/s}$ .

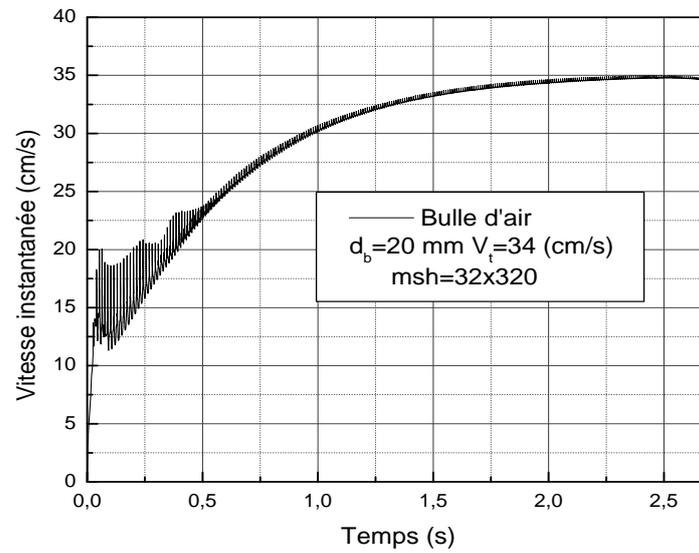


Figure 47: La vitesse instantanée d'ascension de la bulle d'air  $d_b=20\text{mm}$  ;  $V_T=34\text{cm/s}$ .

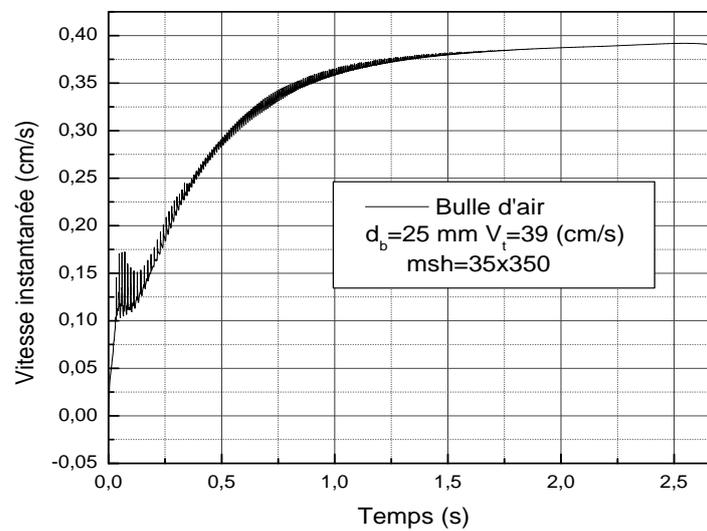
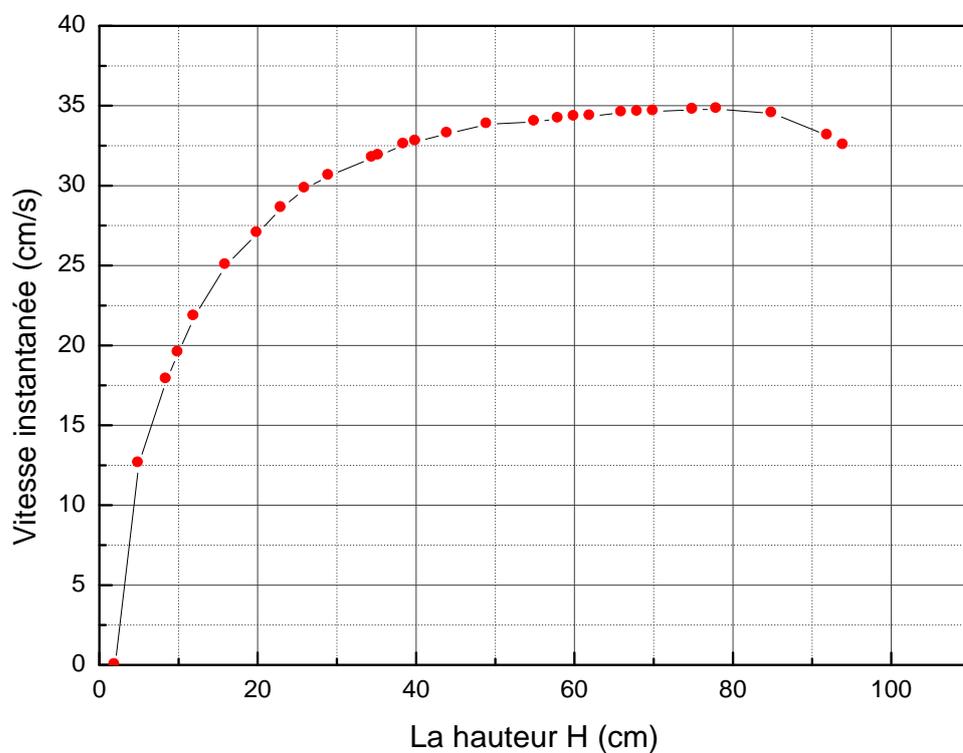


Figure 48: La vitesse instantanée d'ascension de la bulle d'air  $d_b=25\text{mm}$  ;  $V_T=39\text{cm/s}$ .

Les **Figure 45** à **Figure 48** montrent l'évolution de la vitesse instantanée en fonction du temps pour une bulle d'air dans l'eau de diamètre équivalent différent. Sur la **Figure 48**, on remarque que la vitesse de la bulle augmente très rapidement de  $t=0$  à  $t=0.75$  s puis augmente très doucement tout en fluctuant entre une valeur maximale de la vitesse et une valeur minimale.

Nous avons tracé la vitesse instantanée en fonction de la hauteur d'une bulle d'air pour un diamètre équivalent est égal 2 cm.



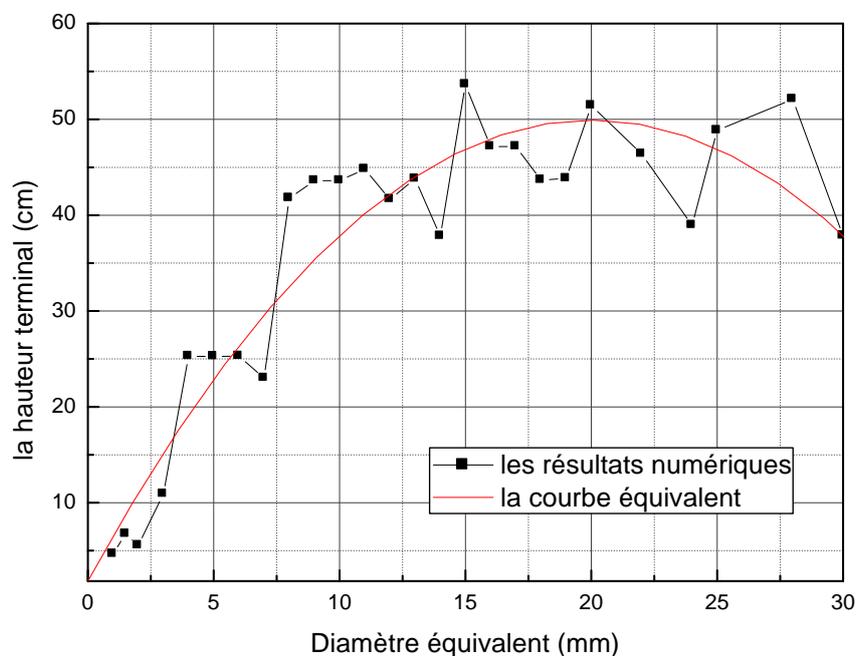
**Figure 49:** La vitesse instantanée d'une bulle d'air dans l'eau de diamètre équivalent de 2 cm en fonction de la hauteur.

On constate que la vitesse augmente en fonction de la hauteur d'ascension, c'est-à-dire que la bulle a un mouvement accéléré puis devient constante lorsqu'elle atteint sa vitesse terminale qui est de 34 cm/s au bout d'une hauteur moyenne égale à 51.44 cm à peu près.

La **Figure 50** montre l'évolution de la hauteur d'ascension en fonction du diamètre équivalent de la bulle d'air. En effet, on peut connaître approximativement mais avec une précision convenable la hauteur minimale pour laquelle la bulle atteint sa vitesse terminale. On peut trouver une équation ajustant toutes ces valeurs numériques. Dans cette équation, les coefficients d'ajustements doivent être fonction des paramètres physiques de la bulle et du milieu continu.

L'équation est représentée comme suit :

$$H(d_b) = -0,1202d_b^2 + 4,8096d_b + 1,8181 \quad (III.4)$$

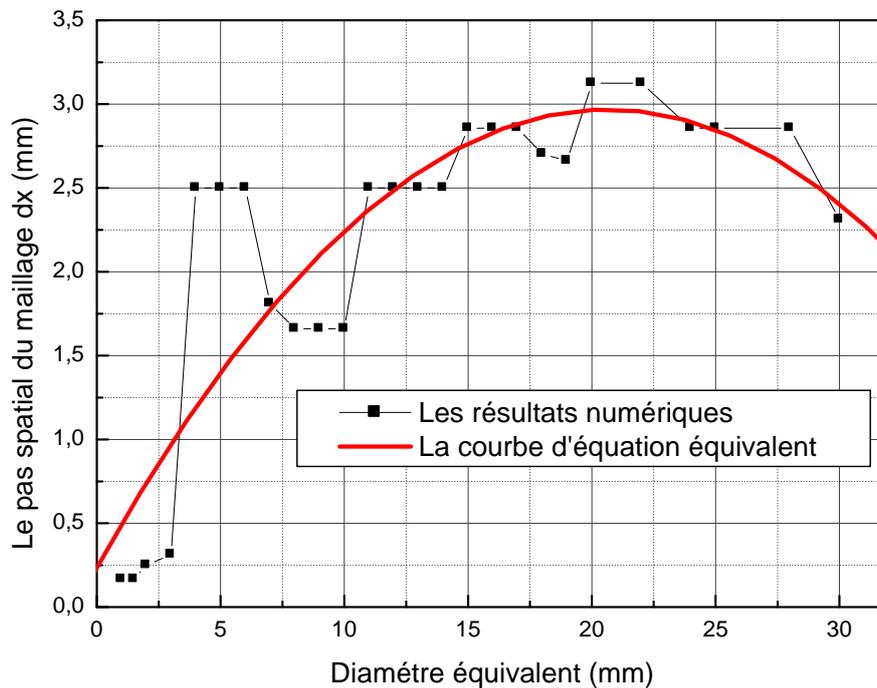


**Figure 50:** La hauteur terminale d'ascension d'une bulle d'air dans l'eau en fonction de diamètre équivalent

Comme il a été dit précédemment, plusieurs essais de simulation sur la même bulle ont été effectués. On a remarqué une amélioration de la vitesse à chaque augmentation du nombre de mailles. On a constaté aussi que cette augmentation n'est pas infinie et peut conduire à un effet inverse. C'est-à-dire que la précision risque d'être altérée. Les valeurs optimales de ces essais ont été reportées sur la **Figure 51**. L'ajustement de ces données est représenté par l'équation ci-dessous et est illustrée par la courbe pleine sur la **Figure 51**

$$\Delta x (d_b) = -0,0064d_b^2 + 0,2650d_b + 0.2344 \quad (III.5)$$

Pour une bulle ayant un diamètre équivalent donné, l'équation (III.5) nous permet de connaître le pas optimal du maillage que doit avoir cette dernière quel que soit la hauteur du domaine avec un diamètre de 10 cm de colonne. La méthode a été utilisée à des bulles de dimensions différentes en ascension dans l'eau et les résultats obtenus sont convenables aux données expérimentales avec une très bonne précision.



**Figure 51:** Courbe présentant le pas du maillage en fonction de diamètre équivalent de 0.1cm jusqu'à 3 cm.

D'après la figure précédente on peut remarquer que l'évolution des valeurs du pas varie d'une manière progressive dans le domaine entre 0.1 cm et 2 cm, puis elle diminue en proportion inverse avec le diamètre équivalent.

*Conclusion*  
*Générale*

## **CONCLUSION GENERALE**

Le travail présenté dans ce mémoire est centré essentiellement sur l'étude du mouvement des bulles d'air dans l'eau. Le but est de déterminer numériquement la vitesse instantanée en fonction du temps et de la vitesse terminale en fonction du diamètre équivalent. Plusieurs essais de simulation ont été faits. A chaque fois que nous avons fait augmenter le nombre de mailles pour le même diamètre équivalent de la bulle et pour un diamètre constant de la conduite de 10 cm, on a remarqué une amélioration dans la valeur de la vitesse. Mais on a remarqué aussi que cette augmentation n'est pas infinie car au-delà d'une certaine valeur du nombre de mailles, la valeur de la vitesse devient erronée. Un deuxième facteur, responsable de l'amélioration de la valeur de la vitesse est le facteur pas de temps. A l'issue de tous ces essais, et pour un souci d'optimisation, une relation a été établie entre le pas de mailles et le diamètre équivalent de la bulle. La comparaison des résultats obtenus par la simulation avec les données expérimentales extraites de la littérature a montré une très bonne concordance.

Ce travail reste une contribution modeste dans le domaine de la compréhension des phénomènes et la caractérisation des paramètres physique liés au bulle, il présente de multiples perspectives qu'il serait intéressant de développer et dont on cite quelque unes d'entre elles:

- L'étude du comportement dynamique des bulles d'air dans un fluide non newtonien.
- L'étude du glissement des bulles sur une surface verticale ou inclinée.
- L'étude du comportement des bulles soumises à un champ électrique ou magnétique.
- L'étude du mouvement des bulles en trois dimensions avec le code de calcul commercial.
- L'étude de l'interaction bulle paroi (cavitation)
- L'effet de la température sur la dynamique de la bulle.

*Référence*  
*Bibliographique*

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

1. Clift R, G.J., Weber ME, *Bubbles, drops and particles*. 1978.
2. Simonnet, M., *Etude expérimentale du mouvement de bulles en essaim-Application à la simulation numérique de colonnes à bulles*. 2005.
3. Wallis, G.B., *One Dimensional Two-Phase Flow*. McGraw-Hill Inc., New York, 1969.
4. M, I., *thermo-Fluid Dynamic Theory of two-phase Flow*. Eyrolles,Paris., 1975.
5. Govier, G.W., Aziz, K., *The Flow of Complex Mixtures in Pipes*. Van Nostrand-Reinhold Co., New York, 1972.
6. J.D. Bugg \*, G.A.S., *velocity field around a Taylor bubble rising in a stagnant viscous fluid*. Multiphase Flow 2002.
7. Klaseboer, E., *BEM simulations of potential flow with viscous effects as applied to a rising bubble*. 2011.
8. Tomiyama, A., *single bubbles in stagnant liquids and in linear shear flows*
9. Prince, M.J., & Blanch, H. W, *Bubble coalescence and break-up in air-sparged bubble columns*. A.I.Ch.E, 1990. **36(10), 1485–1499**.
10. I, P.D.M., *Bubble formation at a multiple orifice plate submerged in quiescent liquid* University Libre de Bruxelles Faculté des Sciences Appliquées 1999.
11. A. Tomiyama, G.P.C., S. Hosokawa, and S. Yoshida, *Terminal velocity of single bubbles in surface tension force dominant regime*. Multiphase Flow 2002.
12. Yoon, R.H., Luttrell, H.H, *The effect of bubble size on fine particle flotation*. Mineral Processing and Extractive Metallurgy Review, 1989.
13. G. Tryggvason, B.B.B., A. Esmaeeli, D. Juric, N. Al-Rawahi, W. Tauber, J. Han, S. Nas, and Y.J. Jan, *A front-tracking method for the computations of multiphase flow*. Comput. Phys, 2001.
14. F. H. GARNER , D.H., *Circulation inside gas bubbles* Chem. Eng. Science, 1954.
15. D.J. Nicklin, J.O.W.e.J.F.D., *Two-phase flow in vertical tubes*. 1962.
16. Chandler, M.e., 1982.
17. Rivero, M., *Etude par simulation numérique des forces exercées sur une inclusion sphérique par un écoulement accélérée*. 1991.
18. A. Sam, C.O.G., J.A, *Axial velocity profiles of single bubbles in water/frother solutions*. 1996.
19. Delnoij, E., Kuipers, J. A. M. & van Swaaij, W. P. M, *numerical simulation of bubble coalescence using a volume of fluid (vof) model*. Third International Conference on Multiphase Flow, ICMF'98' Lyon, France, 1998.
20. S. Polonsky, D.B.e.L.S., *Dependence of slug rise velocity on tube Reynolds number in vertical gas-liquid flow*. Multiphase Flow, 1999.
21. Warnecke, M.K.D.B.J.P.H.-J., *3D direct numerical simulation of air bubbles in water at high Reynolds number*. 2002.
22. Joseph, D.D., *Rise velocity of a spherical cap bubble*. Fluid Mech, 2003. **488**: p. 213–223.
23. D. Bothe, H.-J.W., *'vof-simulation of rising air bubbles with mass transfer to the ambient liquid*. 4th ASME Joint U.S.-European Fluids Eng. Conf., Honolulu, USA, ASME 2003.
24. W. Dijkhuizen, E.I.V.v.d.H., N.G. Deen, M. van SintAnnaland, J.A.M. Kuipers, *Numerical investigation of closures for interface forces acting on single air-bubbles in water using Volume of Fluid and Front Tracking models*. Chemical Engineering Science 2005.
25. Jinsong Hua , J.L., *Numerical simulation of bubble rising in viscous liquid*. Computational Physics 2007.

26. FrancescSunol, R.-C., *bouncing and coalescence of bubbles impacting at a free surface* 'Colloids and Surfaces A. Physicochem. Eng, 2010.
27. Araujo, al'Wide-ranging survey on the laminar flow of individual Taylor bubbles rising through stagnant Newtonian liquids. *Multiphase Flow* 2012.
28. Qin, T., *Axisymmetric simulation of the interaction of a rising bubble with a rigid surface in viscous flow*. *Multiphase Flow* 2013.
29. Keshavarzi, G., *transient analysis of a single rising bubble used for numerical validation for multiphase flow*. 2014.
30. J.Dai, J.D.S.e.A.N., *Numerical simulation of air bubbles rising in water using an axisymmetric VOF method*' *Physics of Fluids*, 2009.
31. Kothe, D., *Perspective on eulerian finite volume methods for incompressible interfacial flows*. 1999.
32. .H. Harlow, J.E.W., *Phys. Fluids* 1965: p. 2182.
33. Welch, F.H.a.J., *Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface*. *Physics of Fluids*, 1965.
34. Daly, B.J., 1967.
35. Woodward, W.F.N.a.P.R., *Proceedings of the Fifth International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics Springer*. 1976.
36. Pilliod, J.E., *An analysis of piecewise linear interface reconstruction algorithms for volume of-fluid methods*. 1992.
37. Shu, C.W., *ENO and WENO schemes for hyperbolic conservation laws*. 1997.