



HAL
open science

Etude expérimentale du mouvement de bulles en essaim : application à la simulation numérique de colonnes à bulles

Marie Simonnet

► **To cite this version:**

Marie Simonnet. Etude expérimentale du mouvement de bulles en essaim : application à la simulation numérique de colonnes à bulles. Autre. Institut National Polytechnique de Lorraine, 2005. Français. NNT : 2005INPL066N . tel-01752499

HAL Id: tel-01752499

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01752499>

Submitted on 29 Mar 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE (INPL)

ÉCOLE SUPÉRIEURE DES INDUSTRIES CHIMIQUES (ENSIC)

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET INGÉNIERIE DES RESSOURCES PROCÉDÉS
PRODUITS ENVIRONNEMENT (RP2E)

LABORATOIRE DES SCIENCES DU GÉNIE CHIMIQUE (LSGC)

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'INPL

Discipline : Génie des Procédés et des Produits

par :

Marie SIMONNET

Ingénieur de l'École Supérieure des Sciences et Technologies de l'Ingénieur de Nancy

Titre :

**ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU MOUVEMENT DE
BULLES EN ESSAIM – APPLICATION À LA
SIMULATION NUMÉRIQUE DE COLONNES À BULLES**

Soutenue publiquement le 14 décembre 2005

Membres du jury

Président	G. WILD (DCPR, Nancy)
Rapporteurs	V. HALLOIN (ULB, Bruxelles) A. LINÉ (INSA, Toulouse)
Examineurs	A.M. BILLET (ENSIACET, Toulouse) C. GENTRIC (Co-Directeur des travaux de recherche, ENSIC, Nancy) N. MIDOUX (Directeur des travaux de recherche, ENSIC, Nancy) É. OLMOS (ENSAIA, Nancy)

Remerciements

Pour commencer, je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à mes directeurs de thèse, Caroline GENTRIC, Noël MIDOUX et Éric OLMOS. Merci Caroline d'avoir été si patiente avec moi, de m'avoir expliqué tant de choses et d'avoir toujours été aussi disponible pour répondre à mes nombreuses interrogations! Merci M. MIDOUX de m'avoir éclairée sur les phénomènes physiques (qui se camouflaient si bien à mes yeux...) relatifs aux résultats expérimentaux que j'ai obtenus, merci pour votre encadrement, vos explications et votre indulgence... Et merci Éric pour tant de choses... pour ton soutien psychologique dans mes moments de panique, pour toutes les discussions fructueuses que nous avons pu échanger, pour ton aide dans la résolution de mes problèmes expérimentaux ainsi que pour mon initiation aux subtilités de la vélocimétrie laser Doppler et de *CharlyRobot!*

Je remercie également chaleureusement tous les membres de mon jury. Particulièrement, un grand merci aux rapporteurs de ce manuscrit, Alain LINÉ et Véronique HALLOIN pour toutes leurs remarques enrichissantes dont j'ai essayé de tenir compte pour la version finale. Merci M. LINÉ d'avoir fait le déplacement depuis Toulouse pour assister à ma soutenance et pour la discussion qui a suivi mon exposé de soutenance. Je suis très reconnaissante à Gabriel WILD d'avoir accepté d'être Président de mon jury. Enfin, je remercie très vivement Anne-Marie BILLET tout d'abord pour avoir fait le déplacement jusqu'à Nancy afin d'assister à ma soutenance et ensuite et surtout pour vos nombreuses qualités humaines. Je pense vraiment que vous êtes la gentillesse incarnée, merci de m'avoir soutenue les quelques jours précédents la soutenance, d'avoir trouvé les mots justes pour me rassurer! Merci également d'avoir abordé avec moi les aspects expérimentaux de mon travail et notamment d'avoir soulevé les problèmes concernant la sonde optique.

J'exprime ma gratitude aux membres du groupe SYSPOL du Laboratoire des Sciences du Génie Chimique: François LAPICQUE, Xavier FRAMBOISIER, Caroline BONNET ainsi que Souhila PONCIN et Huai-Zhi LI pour m'avoir aidée à démarrer mes travaux de thèse en me donnant de nombreux conseils pour la conception du dispositif expérimental et en acceptant de discuter avec moi des problèmes expérimentaux dès que j'en ressentais le besoin, tout au long de ces trois années. Merci également aux doctorants (ou assimilés!) *Syspoliens*: Christophe, Mathieu,

Momo, Akrama et Reda.

Je tiens aussi à remercier *mes amis de DEA*, Ophélie CABALLINA et Mathieu JENNY, ainsi qu'Éric CLIMENT pour m'avoir mise en contact avec le LSGC, pour m'avoir encadrée pendant les premiers mois de ma thèse et aussi pour m'avoir suivie tout au long de cette dernière.

Beaucoup de personnes du LSGC sont également impliquées dans le bon déroulement de ma thèse : merci à « Super Gégé » pour toute ton aide informatique, que ce soit pour mes problèmes *Linuxiens* quotidiens, ou pour le programme que tu as réalisé, si bien et si rapidement, pour identifier les bulles sur des photographies. Merci à Marie-Noëlle PONS pour son programme de traitement d'images. Merci à Richard LAINÉ d'avoir toujours été disponible pour résoudre mes problèmes d'utilisation de la vélocimétrie laser Doppler, ainsi que de nombreux autres problèmes techniques... Merci à Mathieu WEBER d'avoir fait revivre la double sonde optique! Enfin, un grand, grand merci à tous les membres de l'atelier, Pascal BEAURAIN, Alain CHÉRÈQUE, Christian BLANCHARD, Yann NIEDERGANG, Patrick LOUIS et Gilbert SIFFERT pour la construction de la colonne et son entretien, même si les 133 capillaires vous ont donné du fil à retordre (n'est-ce-pas, Alain?!). Et merci de m'avoir aidée à résoudre tous mes petits soucis quotidiens, de la réparation de mes ceintures à mes problèmes de joints de lave-vaisselle!

Je remercie mes parents, Nadège, Arthur et Jo, ainsi que ma grand-mère et toute ma famille pour leur soutien, leur gentillesse, et surtout pour la patience dont ils ont fait preuve en me supportant jusqu'au bout! Je suis extrêmement reconnaissante envers mes parents et ma soeur pour tout ce qu'ils m'ont apporté jusqu'à maintenant, pour toujours avoir accepté mes choix, pour leur éducation, pour leurs conseils avisés et simplement pour leur présence de chaque jour à mes côtés!

Merci à mes amis de longue date (Tiph, Ludo, Gégé, Armand), à mes amis de l'ESSTIN (Marie-Claude, Grég, TapTap, Keuss, Junior, Hélo, John, Doc, Aurél, Gwen, Chop). Un merci particulier à Vincent.

Enfin, ma plus vive reconnaissance va à mes amis du labo (Delph, Fréd BB, Guillain, Cédric, Mamar, JeanJean, Toutie, Séb) pour m'avoir accueillie si gentiment parmi eux. Merci aussi aux *LCPMistes* (Chrystel, Chnico, Oliv, Marc, Auré, Fréd) pour leur bonne humeur journalière. Finalement, je ne sais quels mots utiliser pour remercier mes amies : Annsouf (aussi connue sous le pseudonyme de Pepette!), Steff et Maud. Si j'ai réussi à terminer cette thèse c'est grâce à vous, merci pour tout, pour votre soutien psychologique, pour avoir supporté mes plaintes et mes moments de déprime... et pour avoir toujours su me remonter le moral et me remotiver dans les moments où j'en avais besoin! Et merci aussi aux organisatrices du pot de thèse (Annsouf, Steff, Caroline, Chrystel et Nadège).

Pour terminer, je remercie aussi toutes les personnes que j'ai oubliées (je suis sûre qu'il y en a...) et qui penseraient le mériter!

À mon grand-père,

Table des matières

Introduction Générale	21
Partie 1 – De la bulle unique aux écoulements à bulles	29
1 La bulle unique en milieu infini	31
1.1 Forces agissant sur une bulle unique	31
1.1.1 Le poids de la bulle	31
1.1.2 La poussée d’Archimède	32
1.1.3 La force de traînée	32
1.1.4 La force de portance	33
1.1.5 La force de masse ajoutée	35
1.1.6 La force d’histoire	36
1.2 Forme, trajectoire et sillage de la bulle unique	37
1.2.1 Forme et trajectoire de la bulle unique	37
1.2.2 Sillage d’une bulle unique	39
1.3 Vitesse terminale ascensionnelle et coefficient de traînée d’une bulle unique	40
1.3.1 Bulles dans de l’eau pure	41
1.3.2 Bulles dans de l’eau contaminée	45
2 Les écoulements en colonnes à bulles : caractéristiques et modélisation	49
2.1 Les régimes d’écoulements en colonnes à bulles	49
2.1.1 Le régime homogène	51
2.1.2 La transition	52
2.1.3 Le régime hétérogène	54
2.1.4 Détermination de la transition entre les régimes homogène et hétérogène	55
2.2 La simulation numérique des écoulements à bulles	59
2.2.1 Les approches Eulérienne et Lagrangienne	60
2.2.2 Les approches locales : quelques notions	72

3	Influence de l'environnement de la bulle sur son mouvement relatif:	
	synthèse bibliographique	79
3.1	Détermination expérimentale	80
3.1.1	Premières études de vitesses de bulles	81
3.1.2	Études actuelles	82
3.2	Détermination par des approches numériques directes	87
3.3	Formulation du coefficient de traînée :	
	Conséquences sur les résultats obtenus par simulation numérique	90
3.4	Synthèse	91
 Partie 2 – Étude expérimentale		 95
4	Dispositif expérimental	97
4.1	Pilote d'expérimentation	97
4.1.1	Configuration expérimentale pour la phase liquide	97
4.1.2	Configuration expérimentale pour la phase gazeuse	100
4.2	Les techniques de mesures utilisées	103
4.2.1	Mesure des caractéristiques de la phase liquide	103
4.2.2	Mesure des caractéristiques de la phase gazeuse	109
4.3	Validation des outils de mesures	122
4.3.1	Diamètres de bulles	122
4.3.2	Taux de vide	125
4.3.3	Vitesses de bulles	126
5	Étude du mouvement relatif de bulles en essais	131
5.1	Étude du mouvement relatif (distribution en air totale : 133 capillaires ali- mentés)	131
5.1.1	Taux de vide local	131
5.1.2	Évolution des diamètres moyens de bulles avec le taux de vide local	133
5.1.3	Profils horizontaux	135
5.1.4	Évolution de la vitesse relative des bulles avec le taux de vide local	137
5.1.5	Influence des propriétés physico-chimiques de la phase liquide sur la vitesse relative	145
5.2	Influence de la distribution du gaz sur le mouvement des bulles	148
5.2.1	Méthode expérimentale	148
5.2.2	Diamètres de bulles	149

5.2.3	Mouvement relatif des bulles avec diamètres contrôlés	150
6	Le coefficient de traînée – Détermination d’une corrélation	155
6.1	Mouvement relatif des bulles – Comparaison aux corrélations existantes . .	155
6.1.1	Comparaison de la vitesse relative aux corrélations existantes	155
6.1.2	Comparaison du coefficient de traînée aux corrélations existantes . .	160
6.2	Proposition de corrélation	162
Partie 3	– Étude numérique d’une colonne plane	167
7	Simulation numérique tridimensionnelle d’un écoulement à bulles	169
7.1	Les approches Euler–Euler et Euler–Lagrange	169
7.1.1	Modèles de fermeture : forces d’interactions et modèles de turbulence choisis	170
7.1.2	Méthodes numériques	174
7.2	Système simulé	178
7.2.1	Géométrie et maillage	178
7.2.2	Conditions aux limites	180
8	Simulation numérique d’une colonne à bulles par une approche Euler– Euler	183
8.1	Approche Eulérienne avec un diamètre de bulles constant	183
8.1.1	Utilisation d’un coefficient de traînée empirique	184
8.1.2	Utilisation d’un coefficient de traînée fonction du taux de vide local	187
8.2	Approche Eulérienne avec un diamètre de bulles moyen fonction de la vi- tesse superficielle de gaz	188
8.2.1	Diamètres des bulles considérés	188
8.2.2	Coefficient de portance	188
8.2.3	Utilisation d’un coefficient de traînée empirique de bulle unique . .	190
8.2.4	Utilisation d’un coefficient de traînée fonction du taux de vide local	191
8.3	Taux de vide global	192
8.4	Phénomènes transitoires	193
9	Simulation numérique d’une colonne à bulles par une approche Euler– Lagrange	197
9.1	Simulations avec trois populations de bulles	197
9.1.1	Influence de la formulation de la force de traînée	198

9.1.2	Influence des forces de portance et de masse ajoutée	206
9.2	Simulations avec une population de bulles de diamètre moyen fonction de la vitesse superficielle de gaz	210
Conclusions et perspectives		215
Bibliographie		220
Annexes		239
Annexe 1 – Principales corrélations de vitesse terminale ascensionnelle d’une bulle isolée en milieu infini		239
Annexe 2 – Validation des mesures de vitesse de liquide par LDV		247
Annexe 3 – Mouvement relatif en bas de colonne		251

Nomenclature

Caractères latins

a	distance entre deux faisceaux incidents (LDV)	m
A	surface de la bulle	m ²
A_{col}	surface de la colonne à section carrée	= 0,01 m ²
AF, SF	facteurs d'échelle et d'aspiration (équations 3.13 et 9.20)	–
c	célérité du son	m.s ⁻¹
$\mathbf{c}(\mathbf{r}, t)$	vitesse de la particule (LB)	m.s ⁻¹
C_D	coefficient de traînée	–
C_L	coefficient de lift	–
C_{MA}	coefficient de masse ajoutée	–
$C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, C_\mu$	constantes du modèle $k-\varepsilon$ (tableau 7.1)	–
C_k, C_ε	constantes du modèle BIT (équations 7.5 et 7.6)	–
d	distance entre les 2 optrodes	= 1 mm
d_b	diamètre équivalent de la bulle	m
d_{cap}	diamètre interne des capillaires	= 0,44 mm
d_{hor}	corde horizontale maximale de la bulle	m
d_p	diamètre équivalent d'une particule solide	m
d_{sonde}	corde verticale moyenne de la bulle	m
d_{vert}	corde verticale minimale de la bulle	m
d_0	diamètre d'un orifice	m
D	diamètre d'une colonne cylindrique	m
E	rapport de forme de la bulle (= $d_{\text{vert}}/d_{\text{hor}}$)	–
f_b	fréquence d'interférence entre la sonde et les bulles	s ⁻¹
f_D	fréquence Doppler	s ⁻¹
f_{inc}	fréquence d'une onde incidente	s ⁻¹
$f_{\text{réf}}$	fréquence d'une onde réfléchie	s ⁻¹
$f(\mathbf{r}, \mathbf{c}, t) \, d\mathbf{r}d\mathbf{c}$	nombre de molécules (LB)	–
$f(\alpha_{\text{loc}}, \chi)$	fonction définie par l'équation 3.25	–
F	proportion de liquide (méthodes VOF)	–
\mathbf{F}	somme des forces s'exerçant sur une bulle	N
\mathbf{F}_B	force de flottabilité	N
\mathbf{F}_D	force de traînée	N
\mathbf{F}_G	poids de la bulle	N
\mathbf{F}_H	force d'histoire	N
\mathbf{F}_{kj}	terme de transfert interfacial entre les phases k et j	N
\mathbf{F}_L	force de lift	N
\mathbf{F}_{MA}	force de masse ajoutée	N
\mathbf{F}_P	poussée d'Archimède	N
F_{maxi}	diamètre de Féret maximal de la bulle	m
F_{mini}	diamètre de Féret minimal de la bulle	m
\mathbf{g}	accélération de la gravité	m.s ⁻²
h_b	distance verticale entre 2 bulles successives	m
h	hauteur de la colonne à section carrée	= 1 m

H	hauteur d'une colonne cylindrique	m
i	interfrange	m
\mathbf{I}	tenseur identité	–
J	vitesse superficielle	m.s^{-1}
J_{gl}	densité de flux de glissement	m.s^{-1}
k	énergie cinétique turbulente	$\text{m}^2.\text{s}^{-2}$
l	distance focale de la lentille convergente (LDV)	m
l_{cap}	longueur des capillaires	= 18 cm
l_{turb}	longueur caractéristique d'un tourbillon (équation 7.14)	m
L	largeur de la colonne à section carrée	= 0.1 m
m	exposant de la corrélation 6.9	–
n	exposant de Richardson et Zaki (1954) (équation 3.1)	–
$n_{\text{réfr}}$	indice de réfraction d'un milieu	–
n_{bulles}	nombre de bulles acquises par la sonde optique	–
N	nombre de pixels contenus dans une bulle (VNR)	–
P	pression	Pa
P_0	pression dans la chambre d'alimentation d'un orifice	Pa
P_{ij}	tenseur des taux moyens de déformation	s^{-1}
$P(r)$ et $P(y)$	probabilités (équation 4.12)	–
r	direction radiale	m
Q	débit volumique de gaz au travers d'un orifice	$\text{m}^3.\text{s}^{-1}$
\mathbf{r}	vecteur position de la particule sur le réseau (LB)	m
\mathbf{R}	tenseur de Reynolds	N.m^{-2}
s	distance inter-bulles	m
S	terme source dans l'équation de continuité	$\text{kg.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$
S_k	terme source (défini par l'équation 7.8)	$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-3}$
t	temps	s
t_i	temps de passage d'une bulle sur une optrode	s
T	temps d'acquisition de la sonde optique	s
u, v, w	composantes instantanées du vecteur vitesse	m.s^{-1}
u', v', w'	composantes fluctuantes du vecteur vitesse	m.s^{-1}
U, V, W	composantes moyennes du vecteur vitesse	m.s^{-1}
v_p	vitesse des particules d'ensemencement (LDV)	m.s^{-1}
V_b	volume de la bulle	m^3
V_{b1}	vitesse de la bulle unique en régime visqueux	m.s^{-1}
V_{b2}	vitesse de la bulle unique en régime ellipsoïdal	m.s^{-1}
V_{cy1}	volume d'un cylindre de diamètre d_b et de hauteur h_b	m^3
V_0	volume de la chambre d'alimentation d'un orifice	m^3
\mathbf{v}	vecteur vitesse	m.s^{-1}
\mathbf{V}	partie moyenne du vecteur vitesse	m.s^{-1}
\mathbf{v}'	partie fluctuante du vecteur vitesse	m.s^{-1}
\mathbf{x}	vecteur position	m
x, y, z	axes des coordonnées du système expérimental	m
$Z(\chi)$	fonction de l'excentricité définie par l'équation 2.20	–

Caractères grecs

α	taux de vide	–
β	angle d'intersection des faisceaux laser (LDV)	–
χ	excentricité de la bulle (= E^{-1})	–
Δh	différence de hauteurs	m
$\Delta \rho$	différence des masses volumiques = $\rho_l - \rho_g$	kg.m ⁻³
ΔP	différence de pressions	Pa
Δt	pas de temps de la phase continue	s
Δt_c	pas de temps cellulaire de la bulle (équation 7.11)	s
Δt_g	pas de temps de la phase gazeuse	s
Δt_M	temps de relaxation de la quantité de mouvement (équation 7.12)	s
Δt_t	temps caractéristique d'un tourbillon (équation 7.13)	s
ε	taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	m ² .s ⁻³
Θ	paramètre défini par l'équation 3.19	–
κ	rapport des viscosités = μ_g/μ_l	–
λ_0	longueur d'onde du rayon laser (LDV)	m
λ_1, λ_2	constantes utilisées dans l'équation 3.10	–
μ	viscosité dynamique	Pa.s
μ_{eff}	viscosité effective	Pa.s
ν	viscosité cinématique	m ² .s ⁻¹
ν	viscosité cinématique	m ² .s ⁻¹
ρ	masse volumique	kg.m ⁻³
σ	tension superficielle de la phase liquide	N.m ⁻¹
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	constantes du modèle $k-\varepsilon$ (tableau 7.1)	–
σ_{lag}	déviations du modèle de dispersion turbulente des bulles (équation 7.7)	m.s ⁻¹
τ	temps de transit entre les 2 optrodes	s
$\boldsymbol{\tau}$	tenseur des contraintes visqueuses	N.m ⁻²
ψ	constante caractérisant la dispersion du gaz dans la colonne (équation 2.5)	–
Ω	opérateur de collision entre les molécules (LB)	–
$\boldsymbol{\Omega}$	rotationnel du vecteur vitesse de liquide	s ⁻¹

Opérateurs

$\langle \rangle$	moyenne spatiale
D	opérateur dérivée particulière
∂	opérateur dérivée partielle
∇	opérateur nabla
T	transposée d'un tenseur

Indices et exposants

cg	caractérise le barycentre de la bulle (VNR)
$crit$	critique
g	se réfère à la phase gazeuse
g_n	se réfère à la n ^{ième} phase gazeuse
$glob$	global
i	caractérise les liens du réseau (LB)
∞	se réfère à une bulle isolée en milieu infini
j	caractérise un pixel (VNR)
k	se réfère à une phase ($k = g$ ou l)
l	se réfère à la phase liquide
loc	local
m	mélange
p	se réfère à une particule solide
rel	mouvement relatif de la bulle par rapport au liquide
$trans$	caractérise la transition entre les régimes homogène et hétérogène
$turb$	caractérise une propriété turbulente

Nombres adimensionnels

C_D^*	coefficient de traînée normé	$C_D^* = C_D / C_{D\infty}$
$E\ddot{o}$	nombre d'Eötvos	$E\ddot{o} = \frac{gd_b^2 \Delta\rho}{\sigma}$
$E\ddot{o}_d$	nombre d'Eötvos modifié	$E\ddot{o}_d = \frac{gd_{hor}^2 \Delta\rho}{\sigma}$
Fr	nombre de Froude	$Fr = \frac{V_{rel}^2}{gd_b}$
Mo	nombre de Morton	$Mo = \frac{g\mu_1^4 \Delta\rho}{\sigma^3 \rho_1^2}$
N_c	nombre de chambre	$N_C = \frac{4g\Delta\rho V_0}{\pi d_0^2 P_0}$
P	nombre de Poussée	$P = \frac{\rho_1^2 \sigma^3}{g\mu_1^4 (\rho_1 - \rho_g)}$
Re_b	nombre de Reynolds particulaire	$Re_b = \frac{\rho_1 d_b V_{rel}}{\mu_1}$
Re_m	nombre de Reynolds basé sur μ_m	$Re_m = \frac{\mu_m}{\rho_1 d_b V_{rel}}$
V^*	vitesse relative normée	$V^* = V_{rel} / V_\infty$
We	nombre de Weber	$We = \frac{\rho_1 V_{rel}^2 d_b}{\sigma}$

Abréviations

BIT	Bubble Induced Turbulence
DNS	Direct Numerical Simulation
DGD	Dynamic Gas Disengagement
DKT	Drafting, Kissing, Tumbling
FFT	Fast Fourier Transform
FT	Front Tracking
LB	Lattice Boltzmann
LDV	Laser Doppler Velocimetry
LES	Large Eddy Simulation
LS	Level Set
MARS	Monotone Advection and Reconstruction Scheme
PF	Phase Field
PISO	Pressure Implicit with Splitting of Operators
PLIC	Piecewise Linear Interface Calculation (VOF)
RANS	Reynolds Averaged Navier–Stokes
R–Z	Richardson et Zaki (1954)
SLIC	Simple Line Interface Calculation (VOF)
TVD	Total Variation Diminishing
US	Ultrasons
VNR	Vidéo Numérique Rapide
VOF	Volume Of Fluid

Introduction Générale

Depuis plusieurs décennies, les écoulements en colonnes à bulles sont l'objet de nombreuses études expérimentales et numériques. Leurs diverses utilisations industrielles sont une des explications à une recherche si approfondie. En effet, tant dans le domaine des industries chimiques que dans celui des industries agro-alimentaires, biotechnologiques ou encore du traitement des eaux, les colonnes à bulles sont très souvent utilisées comme contacteurs gaz-liquide. Elles possèdent de nombreux avantages tels qu'une conception mécanique simple liée à l'absence de pièces internes mobiles, un entretien aisé et d'excellentes capacités de mélange et de transfert grâce à une aire interfaciale importante. C'est pourquoi elles sont largement analysées en génie chimique. Jusqu'à une période récente, l'approche utilisée était souvent une approche systémique et globale, et l'influence des différents paramètres opératoires était souvent décrite sous forme de corrélations empiriques (Deckwer, 1992). Depuis une dizaine d'années, les progrès des techniques de mesure locale et de la mécanique des fluides numérique (ou *CFD* : Computational Fluid Dynamics) ont amené de nombreuses équipes de recherche à utiliser ces approches pour une meilleure compréhension de l'hydrodynamique des colonnes à bulles. La colonne à bulles est, parmi les réacteurs polyphasiques, un objet d'étude privilégié pour tester et valider ces techniques car la mise en œuvre de ces dernières y est relativement aisée. Ce phénomène est illustré par la figure 1 sur laquelle le nombre de publications, contenant le terme « colonne à bulles » dans leur titre, parues depuis ces dix dernières années est représenté, d'après le site de collections de papiers scientifiques SCIENCE DIRECT (<http://www.sciencedirect.com>).

L'objet de notre étude est un apport à la fois expérimental et numérique à la compréhension des écoulements gaz-liquide qui se développent au sein des colonnes à bulles. Plus particulièrement, une étude fine du mouvement de bulles en essaim sera entreprise. Le besoin dans ce domaine est devenu grandissant en raison du développement des outils de simulation numérique. En effet, à l'heure actuelle, les approches numériques sont de plus en plus employées pour tenter de décrire l'hydrodynamique des colonnes à bulles, et des écoulements gaz-liquide en général. À terme, elles devraient permettre leur dimensionnement sans construction de pilotes expérimentaux. Ces approches sont globalement de deux types : la simulation numérique des échelles moyennes de l'écoulement, telles que les approches Euler-Euler et Euler-Lagrange et la simulation numérique directe. Ces deux catégories possèdent le point commun de résoudre les équations de Navier-Stokes sur des *volumes de contrôle*, éléments du maillage. La première catégorie d'approches permet la simulation du réacteur dans son ensemble, mais nécessite en contre-partie des termes de fermeture qui modélisent les phénomènes rencontrés aux échelles inférieures à celle du maillage utilisé. La seconde catégorie, grâce à un maillage plus fin, permet

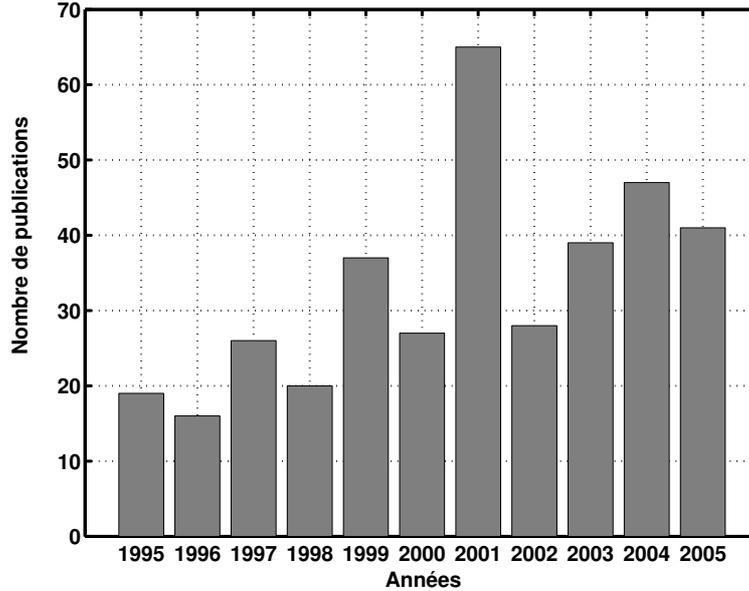


FIG. 1 – *Nombres de publications parues dans SCIENCE DIRECT contenant le terme « colonne à bulle » dans leur titre, depuis 10 ans*

l'étude de phénomènes agissant à l'échelle de la bulle, tels que les interactions entre phases (phénomènes de sillages), la déformation d'une bulle ou la coalescence de deux bulles. Cette dernière approche est plus simple à utiliser (et non à mettre en œuvre!) que la précédente car elle ne nécessite pas de modélisation particulière, étant donné que la taille des mailles permet de résoudre *de fait* les plus petites échelles de l'écoulement. Cependant, elle présente l'inconvénient d'être limitée à de faibles nombres de bulles en raison d'une demande importante en moyens de calcul. Les approches Eulérienne et Lagrangienne restent donc, dans l'état actuel de la technologie informatique, les seules à pouvoir simuler un écoulement à l'échelle du réacteur.

Parmi les termes de modélisation nécessaires à ces approches, nous pouvons distinguer deux catégories : les termes de turbulence et les termes d'interaction entre phase liquide et phase gazeuse. L'étude expérimentale du mouvement de bulles en essaim menée ici intervient à ce niveau. En effet, la connaissance de ce mouvement relatif à la phase liquide permet la détermination de *la force de traînée*. Sa formulation influe de manière importante sur les résultats obtenus par simulation numérique (Jakobsen et al., 1997; Jakobsen et al., 2001; Delnoij et al., 1997a, Oey et al., 2003). Plus fondamentalement, notre étude devrait permettre de mieux comprendre les interactions complexes entre les bulles. Elles sont étudiées depuis de nombreuses années, que ce soit pour les bulles (Ishii et Zuber, 1979) ou pour les particules solides (Richardson et Zaki, 1954) : il est maintenant bien connu que lorsque le taux de vide augmente autour d'une particule, sa vitesse diminue et ce en

raison de la *gêne stérique* induite par la présence des autres particules. La quantification de ce phénomène reste cependant très délicate et de nombreuses contradictions peuvent être trouvées dans la littérature. En effet, selon les conditions opératoires telles que la nature des fluides ou les tailles des bulles, certains auteurs ont pu mettre en évidence une augmentation de la vitesse relative avec le taux de vide. De manière originale, nous proposons dans notre étude expérimentale d'élaborer avec précision dans quelles conditions la vitesse relative diminue ou augmente avec le taux de vide local.

La première partie de ce mémoire constitue une synthèse bibliographique de sujets s'étendant de la bulle unique aux essaims de bulles. En particulier, le chapitre 1 sera dédié à la caractérisation de la bulle isolée en milieu infini constitué par un fluide newtonien. Ainsi, les résultats issus de la littérature concernant les forces d'interaction entre une bulle unique et un liquide seront présentés. La trajectoire de la bulle et son sillage seront ensuite détaillés, en fonction des grandeurs adimensionnelles déterminantes. Puis, les principales corrélations permettant le calcul de la vitesse terminale ascensionnelle de la bulle isolée et celui de son coefficient de traînée, seront discutées.

Dans le chapitre 2, nous détaillerons les résultats bibliographiques les plus notoires concernant les écoulements à bulles à l'échelle du réacteur, comme par exemple l'existence des régimes de fonctionnement. La suite du chapitre sera constituée de l'état de l'art en matière de simulation numérique des écoulements diphasiques. Cette étude s'étendra de l'échelle des approches Eulérienne ou Lagrangienne à celles des approches de simulation numérique directe.

L'intérêt de ces dernières approches sera mis en évidence au chapitre suivant, dans lequel une revue bibliographique détaillée des études concernant la connaissance actuelle du mouvement de bulles en essaim sera faite. Les lacunes en la matière seront notamment soulignées, mettant en évidence le besoin de l'étude expérimentale qui suivra.

La seconde partie de ce mémoire concerne l'étude expérimentale du mouvement collectif de bulles. Dans le chapitre 4, nous présenterons le dispositif expérimental retenu. Dans notre colonne à bulles de section carrée, les bulles d'air sont formées par un réseau régulier de 133 capillaires et la phase liquide (eau déminéralisée), pourra être mise en mouvement par l'intermédiaire d'une pompe. La Vélocimétrie Laser Doppler (*LDV*) sera utilisée afin de caractériser la phase liquide (vitesse moyenne et fluctuations) et une double sonde optique permettra la détermination du taux de vide local, des vitesses et tailles de bulles. Cette dernière technique de mesure, délicate à mettre en oeuvre, sera validée en la comparant à d'autres méthodes, telles qu'une caméra rapide, des capteurs de pression et

une sonde à ultrasons. Les mesures par LDV ont quant à elles été validées par des bilans de matière sur la phase liquide.

Dans le chapitre 5, l'évolution de la vitesse relative avec le taux de vide local sera déterminée pour diverses configurations expérimentales. Tout d'abord, pour une dispersion eau pure/air, et une alimentation complète des 133 capillaires, la différence entre les vitesses verticales moyennes de gaz et de liquide permettra la détermination de la vitesse relative des bulles. Ensuite, les influences des propriétés physico-chimiques de la phase liquide (par l'ajout de tensio-actifs) et de la distribution en gaz seront étudiées.

Les résultats obtenus seront, au cours du chapitre 6, comparés avec ceux de la littérature et une corrélation décrivant la variation du coefficient de traînée sera proposée. Cette corrélation, valable dans une gamme expérimentalement déterminée de taux de vide et de diamètres de bulles, présente l'originalité de tenir compte à la fois des phénomènes de gêne stérique entre les bulles (augmentation du coefficient de traînée) et de leur montée coopérative (diminution du coefficient de traînée).

Enfin, dans la troisième et dernière partie de ce mémoire, l'étude numérique d'une colonne à bulles quasi-bidimensionnelle sera menée. Le choix de cette configuration pour la simulation, par rapport au système expérimental étudié dans la seconde partie, s'est fait pour deux raisons principales: d'une part, ce type de réacteur a souvent été pris comme référence expérimentale pour la comparaison de résultats issus des simulations numériques (Sokolichin et Eigenberger, 1994; Becker et al., 1994; Lapin et Lübbert, 1994; Delnoij et al., 1997a). D'autre part, l'injection de gaz en bas de colonne est réalisée sur toute la section (ce qui n'est pas le cas pour notre système expérimental comme nous le verrons lors du chapitre 4), rapprochant ainsi son comportement hydrodynamique de celui des écoulements observés classiquement en colonnes à bulles industrielles.

Dans le chapitre 7, nous choisirons les termes de fermeture nécessaires aux approches Euler-Euler et Euler-Lagrange. Le modèle de turbulence et les méthodes de résolution numérique utilisés seront ensuite décrits. Puis nous présenterons les caractéristiques géométriques du système simulé et les conditions aux limites pour les phases liquide et gazeuse dans chaque approche.

Ensuite, dans les chapitres 8 et 9, les résultats numériques obtenus respectivement par des approches Eulérienne et Lagrangienne seront présentés. Les comparaisons entre les grandeurs expérimentales et numériques seront essentiellement basées sur l'évolution du taux de vide global avec la vitesse superficielle de gaz et les profils radiaux de vitesse verticale moyenne de liquide. Ainsi, l'influence de la corrélation de traînée obtenue expérimentalement sera testée et les conséquences sur la qualité des résultats issus des

simulations numériques seront discutées. La formulation des coefficients de portance et de masse ajoutée sera également testée.

Ce travail se terminera enfin par une conclusion rappelant les résultats importants obtenus par les études expérimentale et numérique, ainsi que des perspectives sur les ouvertures et les extensions possibles de ces travaux de thèse.

Partie 1 – De la bulle unique aux écoulements à bulles

Introduction

Depuis plusieurs décennies d'études d'écoulements à bulles en laboratoire, certaines de leurs caractéristiques sont maintenant bien connues. Dans cette première partie, une étude bibliographique sur ce sujet sera menée.

Dans le premier chapitre, les caractéristiques de la bulle unique en milieu infini seront résumées. Plus précisément, les forces s'exerçant sur une bulle lorsqu'elle est en mouvement dans une phase continue liquide seront détaillées. Ensuite, les résultats obtenus, tout d'abord expérimentalement puis vérifiés par des méthodes de simulation numérique directe des bulles plus récemment, concernant la forme, la trajectoire de la bulle et le sillage créé derrière elle, seront détaillés. Suivront les corrélations empiriques caractérisant le mouvement de la bulle unique : sa vitesse terminale ascensionnelle et son coefficient de traînée.

Dans un second chapitre, les résultats de la littérature concernant les écoulements en colonnes à bulles seront succinctement présentés. Parmi ces résultats, nous pouvons notamment citer les régimes de fonctionnement des colonnes à bulles et leurs propriétés. Puis, les méthodes de simulation numérique des écoulements gaz-liquide seront développées, selon l'échelle qu'elles permettent d'atteindre :

- les approches « moyennes » que sont les approches Eulériennes et Lagrangiennes. Dans ces approches, les équations de Navier–Stokes modifiées pour tenir compte de la présence de deux phases dans l'écoulement, sont résolues ;
- les approches de simulation numérique directe des bulles (*Volume Of Fluid* ou *Level Set*, par exemple). Ces simulations permettent de résoudre une échelle atteignant l'interface entre la phase dispersée et la phase continue.

Enfin, dans le dernier chapitre de cette partie, une synthèse bibliographique précise sur le mouvement relatif de bulles en essaims sera réalisée. Ce sujet est particulièrement important puisqu'il permet de comprendre, fondamentalement, le mouvement collectif de bulles et, à terme, de conduire à la modélisation d'un terme de fermeture nécessaire aux simulations « moyennes » citées ci-dessus.

Chapitre 1

La bulle unique en milieu infini

La caractérisation de la bulle unique est importante pour les écoulements gaz-liquide car c'est l'ascension de chaque bulle qui est à l'origine de l'hydrodynamique globale de la colonne à bulles. Il est donc nécessaire d'avoir une bonne connaissance de son comportement dans un milieu infini, avant d'étudier un écoulement à bulles complet. Nous rappellerons dans ce chapitre des résultats issus de la littérature concernant les forces agissant sur la bulle dans une première section. La seconde section sera consacrée à la forme et la trajectoire de la bulle isolée en milieu infini. Enfin, la troisième partie de ce chapitre concernera la vitesse terminale ascensionnelle et le coefficient de traînée correspondant de la bulle unique, en fonction des nombres adimensionnels déterminants, pour un système eau/air.

1.1 Forces agissant sur une bulle unique

Nous allons étudier succinctement dans cette partie les forces qui s'exercent sur une bulle lorsqu'elle est en mouvement dans un milieu liquide. Pour plus de détails concernant ces forces, le lecteur intéressé pourra se référer à la revue de Magnaudet (1997) qui constitue un état de l'art sur la connaissance de chacune des forces et détaille leurs origines.

1.1.1 Le poids de la bulle

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 :

$$\mathbf{F}_G = \rho_g \mathbf{g} \frac{\pi d_b^3}{6} \quad (1.1)$$

où ρ est la masse volumique, d_b est le diamètre équivalent de la bulle (c'est-à-dire le diamètre de la sphère occupant le même volume), l'indice g désigne la phase gazeuse.

1.1.2 La poussée d'Archimède

La force de poussée est liée au gradient de pression hydrostatique qui s'exerce autour de la bulle :

$$\mathbf{F}_P = -\rho_l \mathbf{g} \frac{\pi d_b^3}{6} \quad (1.2)$$

où l'indice l désigne la phase liquide. La poussée d'Archimède agit dans un sens opposé à son poids (c'est-à-dire vers le haut).

La somme des deux forces précédentes est généralement appelée *force de flottabilité*. Elle est responsable de l'ascension des bulles dans un liquide au repos :

$$\mathbf{F}_B = (\rho_g - \rho_l) \mathbf{g} \frac{\pi d_b^3}{6} \quad (1.3)$$

Dans le cas de bulles d'air dans l'eau ($\rho_l \gg \rho_g$), la flottabilité est dirigée vers le haut.

1.1.3 La force de traînée

Cette force, dont le sens est opposé à celui du mouvement de la particule, est composée des forces de frottement tangentielles liées à la viscosité du fluide d'une part et des forces de pression liées au champ de pression non hydrostatique autour de la bulle d'autre part. Son expression rassemble donc les contributions combinées de la traînée visqueuse et de la traînée de forme :

$$\mathbf{F}_D = -C_D \frac{\pi d_b^2}{8} \rho_l |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_l| (\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_l) \quad (1.4)$$

où C_D est le coefficient de traînée et \mathbf{v} désigne le vecteur vitesse. La différence $(\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_l)$, vitesse relative de la bulle par rapport au liquide (ou vitesse de glissement de la bulle), est notée \mathbf{v}_{rel} . C_D est généralement une fonction du nombre de Reynolds particulaire :

$$Re_{b/p} = \frac{\rho_l V_{\text{rel}} d_{b/p}}{\mu_l} \quad (1.5)$$

où μ est la viscosité dynamique et V est la composante verticale de la vitesse. Le nombre de Reynolds particulaire sera indicé p lorsqu'il se référera à des particules solides (de diamètre d_p) et b dans le cas des bulles. Le coefficient de traînée a été déterminé dans

le cas des écoulements rampants ($Re_{b/p} \ll 1$). Ainsi, Stokes (1851) propose pour des particules solides :

$$C_D = \frac{24}{Re_p} \quad (1.6)$$

Cette expression a été étendue par Ribczynski (1911) et Hadamard (1911) pour tenir compte de la rigidité de l'interface :

$$C_D = \frac{24}{Re_{b/p}} \frac{2 + 3\kappa}{3 + 3\kappa} \quad (1.7)$$

où κ est le rapport entre la viscosité de la phase dispersée et celle de la phase continue. Ainsi, pour des particules solides avec une interface rigide ($\kappa \gg 1$), l'expression 1.6 est retrouvée alors que dans le cas de bulles avec une interface déformable ($\kappa \ll 1$), le coefficient de traînée devient :

$$C_D = \frac{16}{Re_b} \quad (1.8)$$

Pour $Re_b > 1$, la détermination directe de la force de traînée nécessiterait l'intégration des contraintes normales sur la surface de la bulle mais ce problème n'a de solution analytique qu'en régime de Stokes ($Re_{b/p} \ll 1$). Pour contourner cette difficulté, on suppose réalisé l'équilibre entre la force de flottabilité et celle de traînée dans la direction axiale, pour une bulle unique en milieu infini. Cette hypothèse conduit à la formulation suivante du coefficient de traînée :

$$C_D = \frac{4}{3} \frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_l} \frac{gd_b}{(V_g - V_l)^2} \quad (1.9)$$

Ainsi, le coefficient de traînée peut être déterminé expérimentalement à partir des mesures de la vitesse relative de la bulle par rapport au liquide et de son diamètre.

L'expression du coefficient de traînée d'une bulle unique, en fonction de sa taille, sera détaillée au paragraphe 1.3, parallèlement à la formulation de la vitesse terminale ascensionnelle de laquelle il dépend.

1.1.4 La force de portance

La force de portance (ou force de *lift*) est une force orthogonale à la direction de déplacement d'une bulle dans un liquide. Elle est définie par la relation 1.10.

$$\mathbf{F}_L = -C_L \rho_l \frac{\pi d_b^3}{6} (\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_l) \wedge \boldsymbol{\Omega} \quad (1.10)$$

où C_L est le coefficient de portance et $\boldsymbol{\Omega}$ est soit la vitesse angulaire de la bulle, dans le cas de la force de Magnus, soit le rotationnel de la vitesse du liquide, dans le cas de la

force de Saffman (ces deux forces sont détaillées ci-dessous) :

$$\boldsymbol{\Omega} = \mathbf{rot}(\mathbf{v}_1) \quad (1.11)$$

Cette force de portance a deux origines principales (Jakobsen et al., 1997; Jakobsen, 2001) :

- *la rotation de la particule* : une particule en rotation crée un gradient de vitesse autour d'elle. Ce gradient, qui induit une distribution asymétrique de pression (à cause des effets visqueux près de l'interface), résulte en une force transversale, appelée *force de Magnus* ;
- *la force de Saffman* traduit le fait que des particules qui ne sont pas en rotation subissent la même migration latérale que des particules en rotation lorsqu'un cisaillement dans la phase liquide existe. Ainsi la rotation n'est pas la seule explication à la dérive latérale des particules, le *cisaillement* en est une autre. Par exemple, une particule en rotation dans un champ cisailé peut subir une force latérale due au cisaillement d'un ordre plus grand que celle due à la rotation (à condition que l'ordre de grandeur du taux de cisaillement soit supérieur à la vitesse de rotation de la particule). La force de Saffman dépend de la taille de la particule et il a été montré qu'elle pouvait agir dans une direction opposée à la force de Magnus « classique » pour des grands nombres de Reynolds.

Dans un premier temps, Auton (1987) a déterminé une valeur de 1/2 pour le coefficient de portance d'une particule sphérique évoluant dans un écoulement faiblement rotationnel de fluide parfait. Par la suite, d'autres auteurs ont affirmé que les bulles subissent une force de portance dont le coefficient dépend du diamètre de la bulle :

- Tomiyama et al. (2002) ont étudié la trajectoire de bulles uniques dans une solution d'eau-glycérol dans un écoulement cisailé simple. Ils obtiennent ainsi un coefficient de portance total, prenant en compte la portance due au cisaillement et au sillage de la bulle. Ce coefficient est donné par :

$$\text{pour } E\ddot{o}_d < 4 \quad : \quad C_L = \min(0,288 \tanh(0,121Re_b); f(E\ddot{o}_d)) \quad (1.12)$$

$$\text{pour } 4 \leq E\ddot{o}_d \leq 10,7 \quad : \quad C_L = f(E\ddot{o}_d) \quad (1.13)$$

Avec

$$f(E\ddot{o}_d) = 0,00105E\ddot{o}_d^3 - 0,0159E\ddot{o}_d^2 - 0,0204E\ddot{o}_d + 0,474$$

$E\ddot{o}_d$ est un nombre d'Eötvös modifié, basé sur la dimension horizontale maximale de la bulle ($E\ddot{o}_d = gd_{\text{hor}}^2\Delta\rho/\sigma$; σ est la tension superficielle de la phase liquide et $\Delta\rho$ est la différence entre les masses volumiques de la phase liquide et de la phase gazeuse). Ainsi, d'après ces auteurs, il existe trois régimes pour caractériser la migration latérale des bulles dans une colonne à bulles :

- ▷ *Le régime neutre ou intermédiaire* pour les très petites bulles, dans lequel la migration latérale des bulles est affectée par des facteurs tels que la turbulence du liquide ;
 - ▷ *Le régime de paroi* pour $d_b < 5,8$ mm dans lequel C_L prend de grandes valeurs positives, tendant à déplacer les bulles vers les parois de la colonne ;
 - ▷ *Le régime de centre* pour $d_b > 5,8$ mm dans lequel C_L devient négatif en raison de la déformation de la bulle qui crée une circulation de liquide autour d'elle. Dans une colonne à bulles, les bulles auront alors tendance à migrer vers le centre du réacteur.
- Magnaudet et Legendre (1998) ont étudié la force de portance s'exerçant sur une bulle (par la résolution des équations complètes de Navier-Stokes), pour une large gamme de Re_b et des taux de cisaillement faibles à moyens.

Pour un écoulement purement cisailé, l'évolution de C_L dépend de Re_b :

- ▷ Pour $Re_b \leq 5$: C_L dépend fortement du taux de cisaillement et diminue avec Re_b jusqu'à atteindre une valeur minimale de l'ordre de 0,3 ;
- ▷ Pour $Re_b > 5$: C_L est indépendant du cisaillement et augmente lentement avec Re_b , de la valeur 0,3 à la valeur 0,5.

Leurs simulations numériques directes ont par ailleurs mis en évidence que le cisaillement était le facteur principal de la dérive latérale des bulles, devant leur rotation.

1.1.5 La force de masse ajoutée

Le mouvement instationnaire d'une particule induit un écoulement également instationnaire du milieu continu qui l'entoure. Il y a ainsi production d'énergie cinétique dans le fluide représentée par le travail d'une force, la force de masse ajoutée ou masse virtuelle (caractérisée par le coefficient de masse ajoutée C_{MA}) que doit fournir la bulle. Elle s'exprime sous la forme :

$$\mathbf{F}_{\text{MA}} = \rho_l \frac{\pi d_b^3}{6} C_{\text{MA}} \left(\frac{D\mathbf{v}_l}{Dt} - \frac{D\mathbf{v}_g}{Dt} \right) \quad (1.14)$$

De nombreuses études numériques (Rivero et al., 1991; Legendre et Magnaudet, 1998) ont montré que C_{MA} a une valeur de 0,5, indépendamment du nombre de Reynolds ou de l'amplitude de l'accélération, ce qui correspond à la valeur prévue par la théorie non-visqueuse (Maxey et Riley, 1983). Sokolichin et Eigenberger (1994) ont néanmoins préconisé une valeur de 0,25 pour les bulles et une valeur de 0,5 uniquement pour des particules rigides.

1.1.6 La force d'histoire

Cette force, également appelée *force de Basset*, résulte du retard de l'écoulement par rapport aux changements de conditions aux limites : en effet, lorsqu'une particule est soumise à une accélération, elle produit une vorticité qui requiert un temps fini pour diffuser dans le fluide environnant (  cause de la viscosité qui impose un temps d'adaptation non-nul à l'écoulement). Cette force instationnaire vaut :

$$\mathbf{F}_H(t) = 4\pi\mu_l d_b \int_0^t e^{-\frac{36\nu_l(t-\tau)}{d_b^2}} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{36\nu_l(t-\tau)}{d_b^2}} \right) \frac{d(\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_l)}{d\tau} d\tau \quad (1.15)$$

où ν est la viscosité cinématique et t le temps. Cependant, des simulations numériques directes (Rivero et al., 1991) ont montré que cette force, due à l'instationnarité de l'écoulement, est pour la plupart des mouvements négligeable pour des bulles, sauf par exemple lorsqu'un échelon de vitesse est appliqué à l'écoulement. Takagi et Matsumoto (1996), par la même approche, ont également montré que la force d'histoire devient négligeable pour $Re_b > 50$. Par conséquent, cette force sera négligée dans la suite de cette étude.

D'autres forces sont parfois prises en compte lors des simulations numériques des écoulements à bulles, telles que la force de dispersion turbulente, la force due à la présence des parois de la colonne, la force de tension superficielle pour tenir compte de la différence de pression entre le liquide et le gaz, la correction de Faxen qui inclut les effets de courbure sur les expressions de la force de traînée et des forces instationnaires (masse virtuelle, Basset) ou d'autres forces thermodynamiques... Ces forces s'appliquant dans des cas d'écoulements particuliers, elles ne sont pas décrites ici et ne seront pas utilisées dans la troisième partie de ce mémoire consacré à la simulation numérique d'une colonne à bulles plane.

Les forces, détaillées précédemment et prises en compte dans la suite de notre étude,

ont toutes en commun de dépendre de la taille de la bulle. Grâce à de nombreuses expériences présentées dans la littérature, la forme de la bulle unique, son sillage ainsi que sa vitesse sont maintenant bien connus. Nous allons détailler dans la section suivante les caractéristiques morphologiques de la bulle unique.

1.2 Forme, trajectoire et sillage de la bulle unique

1.2.1 Forme et trajectoire de la bulle unique

Généralement, la forme de la bulle unique est stable pour les faibles nombres de Weber ($We = \rho_1 V_{\text{rel}}^2 d_b / \sigma$) et devient oscillante, ou instable, au-delà d'un nombre de Weber critique de l'ordre de 3. Cette valeur critique dépend de la nature du fluide dans lequel la bulle se trouve, et des expériences ont mis en évidence sa diminution lorsque le nombre de Morton diminue (Duineveld, 1994). Tsuge et Hibino (1977) ont proposé une corrélation pour la déterminer :

$$We_{\text{crit}} = 10,64 Mo^{0,0554} \quad (1.16)$$

où Mo est le nombre de Morton, inverse du nombre de Poussée P :

$$\frac{1}{Mo} = P = \frac{\sigma^3 \rho_1^2}{g \mu_1^4 \Delta \rho} = 3,8 \cdot 10^{10} \text{ dans le cas d'un système eau/air} \quad (1.17)$$

De manière plus précise, la forme d'une bulle unique en milieu infini dépend de son diamètre équivalent, et par conséquent du nombre de Reynolds particulaire (figure 1.1).

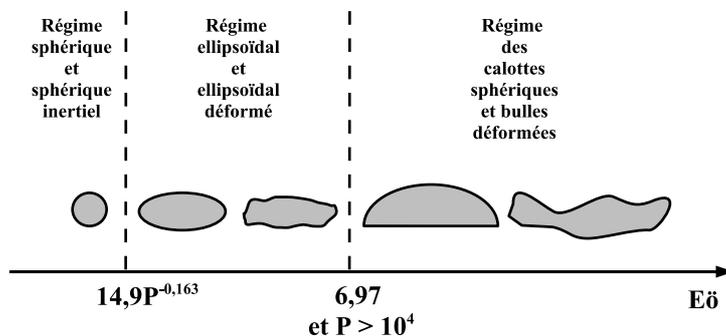


FIG. 1.1 – Conformations de la bulle unique

a. Régime de Stokes

Le régime de Stokes est obtenu pour $Re_b \ll 1$. Les bulles ont alors une forme sphérique, on parle aussi de régime sphérique. Dans ce domaine, ce sont les forces de viscosité et de tension de surface qui sont dominantes. L'interface de la bulle peut être considérée comme rigide. Le mouvement de la bulle dans ce régime est stationnaire et purement vertical.

b. Régime sphérique inertiel

Dans le régime sphérique inertiel, obtenu pour $1 < Re_b < 600$, les bulles sont toujours de forme sphérique, mais les forces de tension superficielle et celles d'inertie sont prépondérantes devant les forces de viscosité. Le mouvement de la bulle dans ce domaine reste rectiligne.

c. Régime ellipsoïdal

Pour $Re_b > 600$, la bulle prend une forme d'ellipsoïde, d'abord stable puis oscillante lorsque la bulle grossit. La trajectoire de la bulle est déterminée par une compétition entre les forces de tension superficielle et les forces d'inertie. Saffman (1956) a observé un mouvement uniquement en zigzag (sinusoïdal plan) pour d_b entre 1,4 et 2 mm, même si elles sont injectées avec un mouvement hélicoïdal. Au-delà, les bulles peuvent avoir une trajectoire en zigzag ou hélicoïdale. De Vries (2001) a obtenu la transition pour $d_b = 1,62$ mm ($Re_b = 740$) et précise que c'est le maximum local de la vitesse terminale de la bulle unique qui détermine le passage entre la trajectoire rectiligne et les mouvements oscillatoires de la bulle.

d. Régime des calottes sphériques et des bulles déformées

Enfin, pour $Re_b > 1360$, les forces de tension superficielle deviennent négligeables et ce sont les forces d'inertie et de poussée qui déterminent le mouvement de la bulle. Dans ce cas, la bulle atteint une forme de calotte sphérique et lorsque le diamètre devient encore plus important, elle peut ne plus avoir de forme bien précise (bulle dite *déformée*). Les calottes sphériques ont une trajectoire verticale, alors que les bulles déformées ont un mouvement qui peut être comme précédemment sous forme de zigzag ou de spirale. On parle de mouvement de *balancement* (« rocking motion »).

Sur la figure 1.2, nous avons représenté des exemples de formes de bulles obtenues par une approche bidimensionnelle de type Level-Set (méthode de capture d'interface détaillée au

paragraphe 2.2.2), d'après Smolianski et al. (2003). De gauche à droite, les bulles simulées ont les caractéristiques suivantes :

- bulle sphérique avec $Re_b = 1$ et $E\ddot{o} = 0,6$;
- bulle ellipsoïdale avec $Re_b = 20$ et $E\ddot{o} = 1,2$;
- calotte ellipsoïdale « bosselée » avec $Re_b = 35$ et $E\ddot{o} = 125$;
- calotte ellipsoïdale avec $Re_b = 55$ et $E\ddot{o} = 875$;
- calotte sphérique avec $Re_b = 94$ et $E\ddot{o} = 115$;
- calotte sphérique oscillante avec $Re_b = 1100$ et $E\ddot{o} = 3$;

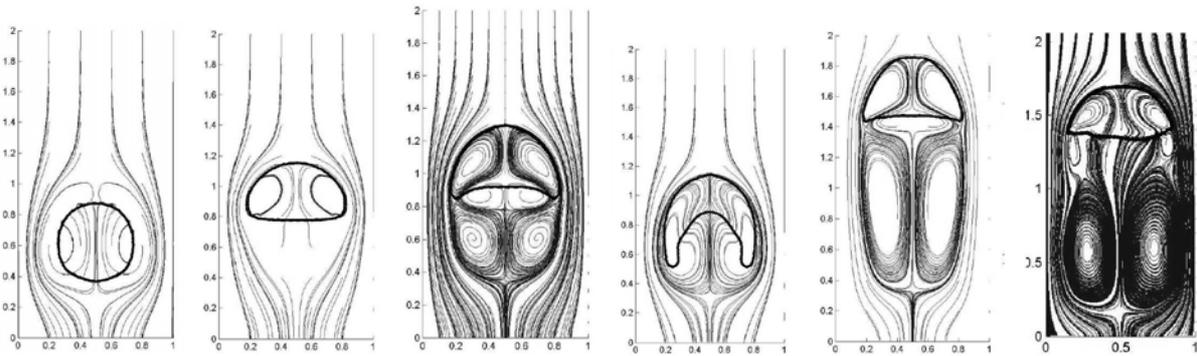


FIG. 1.2 – *Formes de bulles obtenues numériquement par Smolianski et al. (2003)*

1.2.2 Sillage d'une bulle unique

Le champ d'écoulement liquide situé directement à l'arrière de la bulle est appelé *sillage* de la bulle. Ce sillage est primordial dans le cas de la bulle unique car il influe sur son mouvement ; nous verrons par la suite que son rôle est également déterminant dans le mouvement de bulles en essaim.

Pour les plus faibles nombres de Reynolds, un sillage stable composé d'un seul filet est présent derrière la bulle. Lorsque le diamètre de la bulle sphérique augmente, la longueur de ce sillage augmente.

L'étude expérimentale de De Vries (2001) a permis de déterminer avec précision les formes du sillage des bulles uniques ellipsoïdales présentées dans la suite. Lorsque la bulle est ellipsoïdale et que son mouvement devient zigzagant, le sillage se compose de deux filets qui peuvent interagir loin derrière la bulle. Ces deux filets peuvent cependant se confondre et ne former qu'un unique filet, lorsque la bulle passe dans le plan médian de sa trajectoire, c'est-à-dire quand la courbure de la trajectoire devient nulle, ce qui est cohérent avec

les résultats obtenus lorsque la trajectoire de la bulle est rectiligne. Ensuite, lorsque la trajectoire de la bulle devient hélicoïdale, le sillage reste toujours composé de deux filets, qui peuvent être très instables dans la région située près de la bulle, si elle possède un important rapport de forme. La bulle possède une forme fixe, mais son orientation change lors du mouvement, afin que le petit axe soit aligné avec sa trajectoire.

Enfin, pour les calottes sphériques, trois domaines ont été observés pour la conformation du sillage (Komasawa et al., 1980) :

- $Re_b < 90$: le sillage est laminaire et constitué de vortex toroïdaux symétriques ;
- $90 < Re_b < 500$: le vortex perd sa stabilité et une dissymétrie apparaît. Lorsque $Re_b > 300$, plusieurs vortex peuvent être présents dans le sillage de la calotte ;
- $Re_b > 500$: le sillage devient turbulent. Des petits vortex naissent puis disparaissent dans le sillage de la bulle ; on est toujours dans cette situation pour des calottes sphériques d'air dans de l'eau pure.

Sur la figure 1.3, les sillages de calottes sphériques sont représentées d'après un projet numérique (Two-Fluid Interfacial Flow Project) mené en Finlande (Applied Mathematics Laboratory, Lappeenranta University of Technology). Les propriétés de ces calottes sont de gauche à droite :

- $Re_b = 900$ et $E\ddot{o} = 3$;
- $Re_b = 1100$ et $E\ddot{o} = 3$;
- $Re_b = 5500$ et $E\ddot{o} = 600$.

1.3 Vitesse terminale ascensionnelle et coefficient de traînée d'une bulle unique

De très nombreuses corrélations donnant la vitesse terminale ascensionnelle d'une bulle unique en milieu liquide infini existent dans la littérature. Nous ne citerons dans ce paragraphe que quelques unes d'entre elles. Une liste (non exhaustive!) des corrélations existantes est fournie en Annexe 1.

Il est important de rappeler ici que, pour une bulle unique, connaître le coefficient de traînée est équivalent à connaître la vitesse terminale ascensionnelle de la bulle ; le passage d'une forme à l'autre se faisant par l'équation 1.9.

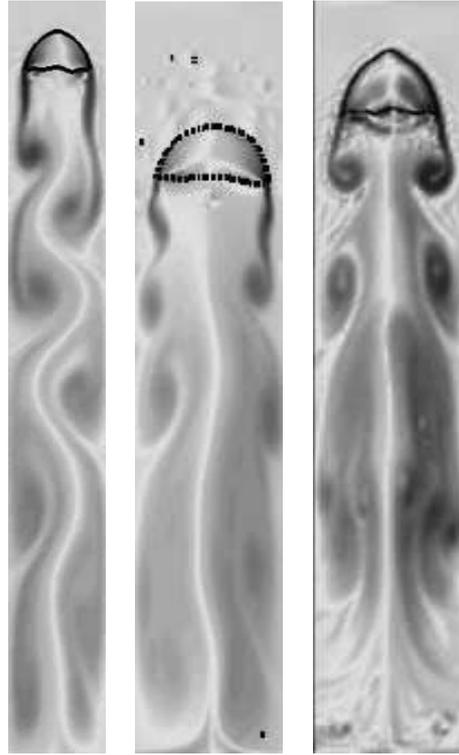


FIG. 1.3 – *Sillages de calottes sphériques obtenus numériquement*
 (<http://www.it.lut.fi/project/gasliq/>)

1.3.1 Bulles dans de l'eau pure

La vitesse de la bulle dépend du régime dans laquelle elle se trouve, c'est-à-dire de sa taille. Nous allons présenter dans ce paragraphe les résultats relatifs au mouvement d'une bulle unique d'air dans de l'eau pure (Midoux, 2002).

a. Bulles sphériques

En régime de Stokes ($Re_b \ll 1$), pour des bulles avec une interface déformable, l'équation 1.7 donne le coefficient de traînée suivant :

$$C_{D\infty} = \frac{16}{Re_b} \quad (1.18)$$

La vitesse terminale ascensionnelle de bulle correspondante est donnée par l'équation 1.19.

$$V_\infty = \frac{g\rho_1}{12\mu_1} d_b^2 \quad (1.19)$$

Ces corrélations sont valables en régime de Stokes, soit pour $Re_b \ll 1$ ou $Eö \leq 6,6P^{-1/3}$, ou un diamètre de bulle $d_b \leq 0,12$ mm.

b. Bulles sphériques avec inertie

Les bulles peuvent rester sphériques, au-delà d'un nombre de Reynolds de l'ordre de l'unité. Dans le domaine où $Re_b \leq 600$, soit $E\ddot{o} \leq 14,6P^{-0,163}$ ou $d_b \leq 1,4$ mm, la corrélation précédente n'est plus valable, en raison de l'importance des phénomènes d'inertie. Dans ce cas, la trajectoire de la particule peut commencer à osciller et le coefficient de traînée peut être calculé d'après (Rivkind et Ryskin, 1976) :

$$C_{D\infty} = \frac{14,9}{Re_b^{0,78}} \quad (1.20)$$

correspondant à la vitesse terminale ascensionnelle suivante :

$$V_\infty = \frac{0,138\rho_1^{0,64}g^{0,82}}{\mu_1^{0,64}}d_b^{1,46} \quad (1.21)$$

c. Bulles ellipsoïdales

Lorsque la bulle devient ellipsoïdale, sa trajectoire peut commencer à devenir hélicoïdale ou zigzagante. Dans ce cas, le coefficient de traînée est déterminé par (Peebles et Garber, 1953) :

$$C_{D\infty} = 0,0275\frac{Re_b^4}{P} \quad (1.22)$$

La vitesse de bulle vaut alors :

$$V_\infty = 1,91\rho_1^{-1/2}\sigma^{1/2}d_b^{-1/2} \quad (1.23)$$

Ce régime est observé pour $E\ddot{o} \leq 6,97$, soit $d_b < 7,2$ mm.

d. Bulles déformées – Calottes sphériques

Dans le cas des grosses bulles ($E\ddot{o} > 6,97$ et $P > 10^4$, soit $d_b > 7,2$ mm pour un système eau-air), le coefficient de traînée devient constant :

$$C_{D\infty} = \frac{8}{3} \quad (1.24)$$

Ce qui correspond à la vitesse de bulle suivante :

$$V_\infty = 0,715g^{1/2}d_b^{1/2} \quad (1.25)$$

Tous les résultats précédents concernant la bulle unique sont regroupés dans le tableau 1.1.

Afin de simplifier l'utilisation des équations précédentes, des auteurs ont essayé de généraliser leurs expressions pour obtenir une corrélation unique. C'est le cas de la corrélation obtenue expérimentalement par Jamialahmadi et al. (1994) :

$$V_{\infty} = \frac{V_{b1}V_{b2}}{\sqrt{V_{b1}^2 + V_{b2}^2}} \quad (1.26)$$

$$\text{avec } V_{b1} = \frac{1}{18} \frac{\Delta\rho}{\mu_1} g d_b^2 \frac{3\mu_1 + 3\mu_g}{3\mu_g + 2\mu_1}$$

$$\text{et } V_{b2} = \sqrt{\frac{2\sigma}{d_b(\rho_1 + \rho_g)} + \frac{g d_b}{2}}$$

Cette corrélation est valable dans les domaines suivants :

$$\begin{aligned} \rho_1 &= 720 - 1040 \text{ kg.m}^{-3} \\ \mu_1 &= 2,33 \cdot 10^{-4} - 5,9 \cdot 10^{-2} \text{ Pa.s} \\ \sigma &= 72,5 - 22 \text{ mN.m}^{-1} \end{aligned} \quad (1.27)$$

La partie V_{b1} correspond à la vitesse infinie de la bulle unique dans la régime visqueux (équation 1.19 dans laquelle on a supposé $\mu_g \ll \mu_1$). La seconde partie V_{b2} correspond à la vitesse obtenue par Mendelson (1967) pour des bulles ellipsoïdales ou déformées. Sur la figure 1.4 les équations 1.19, 1.21, 1.23 et 1.25 sont représentées en fonction du diamètre des bulles, ainsi que cette dernière corrélation.

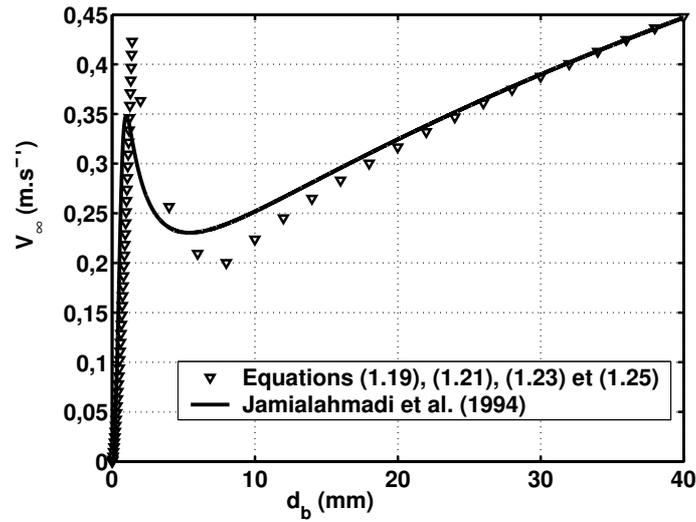


FIG. 1.4 – Vitesse terminale ascensionnelle d'une bulle unique en fonction de son diamètre

Régimes	Re_b	$Eö$	d_b (mm)	Forme	Sillage	V_∞ (m.s ⁻¹)	Trajectoire
Stokes	$\ll 1$	$\leq 6,6P^{-1/3}$	$< 0,12$	sphérique	filet mince	$\frac{g\rho_1}{12\mu_1}d_b^2$	rectiligne
Sphérique inertiel	< 600	$\leq 14,6P^{-0,163}$	$< 1,4$	sphérique	filet grandissant	$\frac{0,138\rho_1^{0,64}g^{0,82}}{\mu_1^{0,64}}d_b^{1,46}$	rectiligne
Ellipsoïdal	< 1360	$\leq 6,97$	$< 7,2$	ellipsoïdale	deux filets	$1,91\rho_1^{-1/2}\sigma^{1/2}d_b^{-1/2}$	en zigzag ou hélicoïdale
Calottes sphériques	> 1360	$> 6,97$	$> 7,2$	calotte sphérique	turbulent	$0,715g^{1/2}d_b^{1/2}$	en zigzag, hélicoïdale ou linéaire

TAB. 1.1 – *Caractéristiques d'une bulle unique pour un système eau pure/air.*

La corrélation 1.26 possède l'avantage, en plus d'être valable dans tous les régimes que rencontre la bulle quand sa taille augmente, d'être applicable pour des phases continues de différentes tensions superficielles : σ apparaît dans le calcul de V_∞ et la validation de la corrélation 1.26 a été réalisée non seulement pour de l'eau pure, mais aussi pour de l'eau pure avec ajout de butanol, de méthanol et d'éthanol (Jamialahmadi et Müller-Steinhagen, 1992). La relation de Jamialahmadi et al. (1994) sera donc utilisée, dans toute la suite de cette étude, dès que la vitesse terminale ascensionnelle d'une bulle unique sera calculée.

Sur la figure 1.5, les coefficients de traînée, correspondant aux vitesses terminales ascensionnelles tracées sur la figure 1.4, sont représentés comme fonction du nombre de Reynolds particulaire. La corrélation de Jamialahmadi et al. (1994) de vitesse infinie est transformée en coefficient de traînée par l'intermédiaire de la relation 1.9. Une autre corrélation de coefficient de traînée est tracée, il s'agit de la relation de Schiller et Naumann (1933) très répandue dans les codes commerciaux de mécanique des fluides numérique (voir Annexe 1). Cette dernière relation n'est cependant valable que pour des particules sphériques rigides, c'est pour cette raison qu'elle diffère des autres corrélations, valables pour des bulles dont la forme évolue, aux grands nombres de Reynolds.

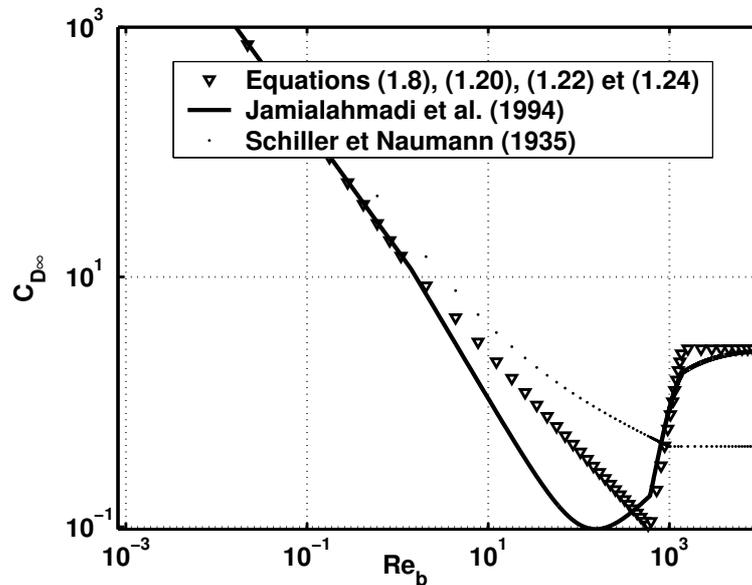


FIG. 1.5 – Coefficient de traînée d'une bulle unique en fonction de son nombre de Reynolds

1.3.2 Bulles dans de l'eau contaminée

Si la phase liquide est contaminée par des tensio-actifs, le comportement de la bulle peut être profondément modifié. L'ajout de tensio-actifs dans l'eau pure permet notam-

ment de diminuer sa tension superficielle et ainsi d'inhiber la coalescence entre les bulles, conduisant donc à des bulles de tailles plus petites qu'en milieu pur. L'évolution de la vitesse terminale ascensionnelle de la bulle unique en fonction de sa taille, en présence de tensio-actifs, connaît principalement trois régimes (Tomiya et al., 2002) :

- pour les petites bulles sphériques, le régime est dominé par *les forces visqueuses*. Dans ce domaine, les surfactants glissent autour de la bulle jusqu'au point de stagnation arrière de la bulle, donnant naissance à un gradient de concentration en surfactants autour de la bulle. Ce phénomène, connu sous le nom d'*effet Marangoni*, ralentit le mouvement de l'arrière de la bulle et induit donc une augmentation de la traînée (Magnaudet, 1997) et par conséquent une vitesse limite plus faible que dans un milieu pur ;
- pour les bulles de taille intermédiaire (ellipsoïdes et bulles déformées), le régime est dominé par *les forces de tension superficielle*. Ces forces diminuent les oscillations de forme de la bulle ce qui conduit à un rapport de forme de la bulle ($E = d_{\text{vert}} / d_{\text{hor}}$) plus grand et une vitesse de bulle plus petite qu'en milieu pur. C'est dans ce domaine que l'équation 9.17 de l'Annexe 1 s'applique et que la plus grande différence par rapport à la vitesse d'une bulle en milieu pur est observée ;
- enfin, pour les plus grosses bulles (calottes sphériques), le régime est dominé par *les forces d'inertie*. Dans ce domaine, les forces de tension superficielle n'ont plus un rôle prépondérant, par rapport aux forces d'inertie, sur le mouvement et la forme de la bulle. Ainsi, la vitesse relative en milieu contaminé devient la même que celle en milieu pur.

Pour un diamètre de bulles compris entre 0,5 et 20 mm, la courbe de vitesse terminale ascensionnelle de la bulle unique en milieu contaminé est différente de celle en milieu pur, comme on peut le constater sur la figure 1.6 sur laquelle la corrélation 1.26 est représentée pour une valeur de la tension superficielle correspondant à un milieu pur ($\sigma = 72.10^{-3} \text{ N.m}^{-1}$) et une autre plus petite pour un milieu contaminé par des tensio-actifs ($\sigma = 30.10^{-3} \text{ N.m}^{-1}$).

Comme nous l'avons montré, le comportement de la bulle unique a été très étudié, à la fois expérimentalement et numériquement. Cependant les caractéristiques de la bulle unique changent lorsque la bulle n'est plus isolée, comme c'est le cas par exemple dans les colonnes à bulles : en présence de nombreuses bulles, l'hydrodynamique de l'écoulement devient très complexe. Le chapitre suivant décrit l'état de l'art dans la connaissance globale des écoulements gaz-liquide d'une part et les moyens numériques disponibles actuellement

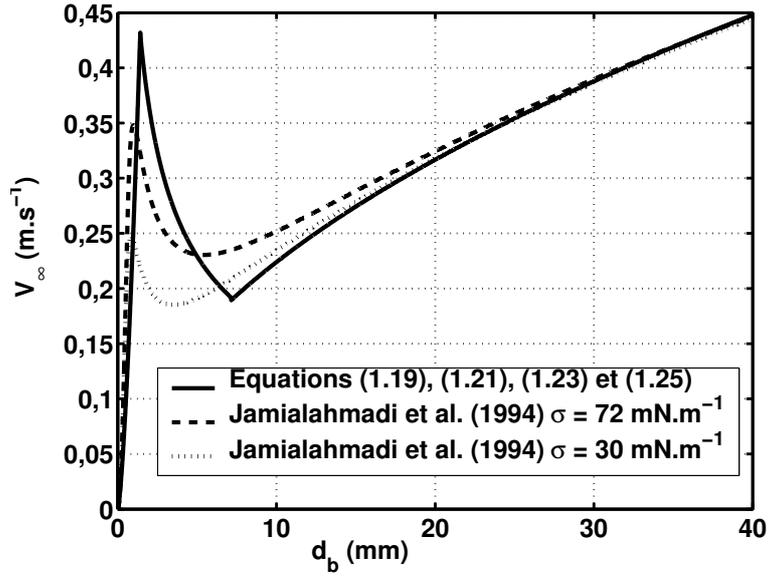


FIG. 1.6 – *Vitesse terminale ascensionnelle d'une bulle unique en milieu infini en fonction de son diamètre - Influence de la contamination du milieu*

pour simuler les écoulements diphasiques d'autre part.

Chapitre 2

Les écoulements en colonnes à bulles : caractéristiques et modélisation

D'une manière générale, une colonne à bulles est un dispositif permettant la mise en contact entre une phase gazeuse sous forme de bulles et une phase continue liquide. En raison de l'étendue de leurs applications, elles sont très étudiées depuis plusieurs dizaines d'années et certains résultats importants sont maintenant bien connus : c'est le cas des régimes de fonctionnement dont l'existence a été mise en évidence par Shah et al. (1982). Ces régimes dépendent principalement de la vitesse superficielle de gaz imposée à l'entrée de la colonne (J_g) et d'autres paramètres tels que le rapport d'aspect de la colonne, la vitesse superficielle de liquide ou la nature de la phase continue... La description des régimes et l'influence des paramètres les plus importants sur les transitions sera expliquée dans la première partie de ce chapitre. Dans la seconde, nous verrons les principales approches de mécanique des fluides numérique utilisées à l'heure actuelle pour la simulation de l'hydrodynamique des colonnes à bulles.

2.1 Les régimes d'écoulements en colonnes à bulles

Nous allons détailler dans ce paragraphe, les caractéristiques principales des trois régimes de fonctionnement d'une colonne à bulles, classiquement observés pour une alimentation uniforme en gaz (Shah et al., 1982; Deckwer, 1992). Ces régimes sont schématiquement représentés sur la figure 2.1 (Chen et al., 1994).

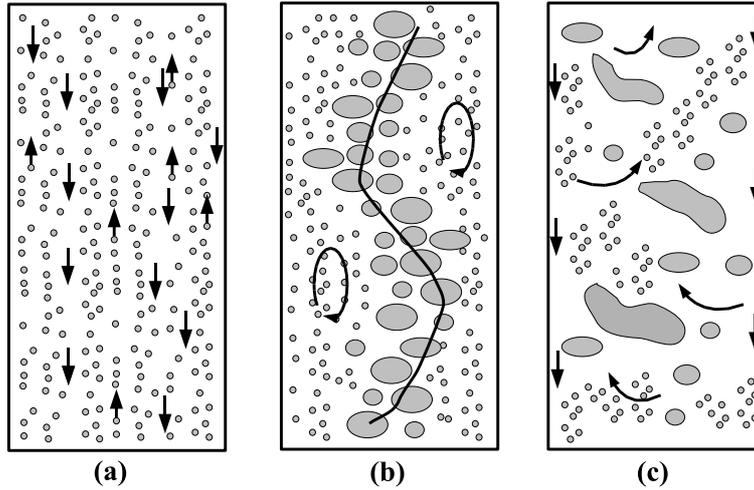


FIG. 2.1 – Régimes de fonctionnement d'une colonne à bulles d'après Chen et al. (1994) :

- (a) Régime homogène
- (b) Régime de transition
- (c) Régime hétérogène

La prédiction du régime de fonctionnement d'un réacteur est primordiale pour son utilisation industrielle car le comportement hydrodynamique et les caractéristiques de transfert et de mélange sont très différentes selon les régimes. L'évolution du taux global de rétention gazeuse (α_{glob}) en fonction de la vitesse superficielle de gaz (figure 2.2) est un moyen de déterminer les transitions entre les régimes en colonnes à bulles, caractérisées par des changements de pente dans la courbe.

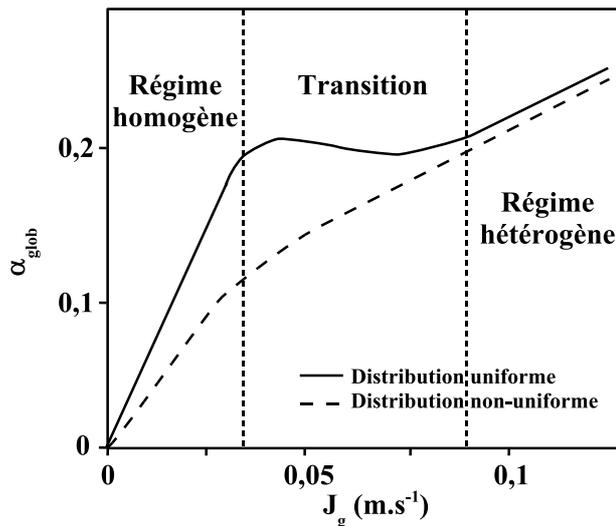


FIG. 2.2 – Évolution du taux de vide global avec la vitesse superficielle de gaz en colonnes à bulles pour une dispersion eau/air (Deckwer, 1992)

2.1.1 Le régime homogène

Aux plus petites vitesses superficielles de gaz, et lorsque le gaz est injecté uniformément dans la colonne, le régime d'écoulement est *homogène* (figure 2.3). Il est caractérisé par une population uniforme de petites bulles qui montent verticalement dans la colonne, sans interagir entre elles et avec une faible dispersion axiale (Zahradnik et al., 1997). Le profil radial de taux de vide est plat et on ne note pas d'effets des sillages à l'arrière des bulles. Le liquide entraîné vers le haut par les bulles, redescend entre elles. L'écoulement moyen de liquide se présente sous la forme d'une structure convective avec une redescente de liquide près des parois. Dans ce régime, les phénomènes de coalescence et de rupture sont négligeables et le taux de vide est déterminé par la configuration du distributeur et les propriétés physico-chimiques de la dispersion. Il peut être approximativement déterminé par un modèle uni-dimensionnel de flux de glissement, en supposant que toutes les bulles montent verticalement à leur vitesse infinie, selon :

$$\alpha_{\text{glob}} = \frac{J_g}{V_\infty} \quad (2.1)$$

Le régime homogène correspond ainsi à la première partie de la courbe $\alpha_{\text{glob}} = f(J_g)$ de la figure 2.2 dans laquelle la rétention gazeuse augmente effectivement linéairement avec le débit de gaz injecté.

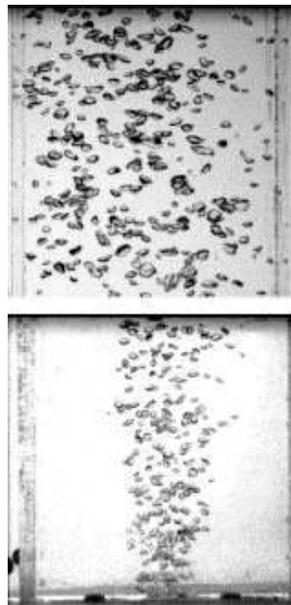


FIG. 2.3 – Photo d'une colonne à bulles fonctionnant en régime homogène près de l'injecteur (photo du bas) et en milieu de colonne (photo du haut) d'après Mouza et al. (2005)

2.1.2 La transition

Lorsque la vitesse superficielle de gaz augmente, toujours dans le cas d'une aération uniforme en gaz, le *régime de transition* apparaît. Il est caractérisé par l'apparition d'agrégats de bulles, appelés *clusters*, et par la naissance d'une population polydisperse de bulles, liée à l'apparition de phénomènes de coalescence et de rupture. Les plus grosses bulles se concentrent au centre de la colonne créant ainsi un profil radial de taux de vide. Des macrostructures pour l'écoulement liquide apparaissent. Dans ce régime, le taux de vide global cesse d'augmenter avec la vitesse superficielle de gaz, et peut parfois même diminuer par suite de l'évolution de la vitesse relative des bulles (figure 2.2). La transition entre les régimes homogène et hétérogène intervient au-delà d'une vitesse superficielle de gaz qui dépend de la géométrie du réacteur et d'autres paramètres, tels que le type de distributeur de gaz, la vitesse de liquide imposée dans la colonne, la présence de tensio-actifs, la viscosité de la phase liquide, les pressions et températures opératoires. L'impact de ces divers paramètres sur l'apparition de la transition a été étudié notamment par Zahradnik et al. (1997) et plus récemment par Thorat et Joshi (2004) :

– LA DISTRIBUTION DE GAZ :

La stabilité du régime homogène est améliorée en diminuant la taille des orifices de formation des bulles du distributeur. L'augmentation du nombre d'orifices a également un effet favorable sur la durée du régime homogène et permet d'augmenter la valeur maximale du taux de vide en régime homogène.

– LA GÉOMÉTRIE DU RÉACTEUR :

En diminuant le rapport hauteur H sur diamètre D d'une colonne à bulles, le régime homogène est favorisé et la vitesse superficielle de gaz marquant la transition devient plus grande. Ainsi, le taux de vide critique à la transition peut augmenter de 15 à 30 % lorsque la hauteur de la dispersion est divisée par 10 (Ruzicka et al., 2001). Cependant, pour un système de distribution ne permettant que l'existence du régime hétérogène dans la colonne (un seul large orifice par exemple), la diminution du rapport H/D n'a aucune influence sur le régime, ce qui met bien en évidence le caractère « robuste » du régime hétérogène. D'autre part, pour $H/D > 5$, l'influence de la hauteur de la colonne peut être négligée.

Lorsque seul le diamètre de la colonne est augmenté, il a une influence négative sur la stabilité du régime homogène. Ceci peut s'expliquer d'une part par l'effet stabilisant des parois et d'autre part par le fait que la macroéchelle de turbulence est, en régime hétérogène, proportionnelle au diamètre de la colonne et augmente donc

avec D .

– L’AJOUT DE TENSIO-ACTIFS :

L’ajout de tensio-actifs (du butanol ou de l’éthanol par exemple) dans la phase liquide retarde l’apparition du régime hétérogène et augmente fortement le taux de vide maximal obtenu en régime homogène. Ainsi, Zahradnik et al. (1997) ont mesuré un taux de vide caractéristique de la transition qui peut passer de 20 % pour une phase continue constituée d’eau distillée à 40 % pour de l’eau distillée à laquelle du sulfate de sodium ou du chlorure de calcium a été ajouté. Comme nous l’avons vu au paragraphe 1.3.2, l’ajout de tensio-actifs inhibe les phénomènes de coalescence en rigidifiant les interfaces, permettant donc l’existence de petites bulles, même pour de fortes vitesses superficielles de gaz. Ces bulles qui restent petites retardent donc l’apparition du régime hétérogène, caractérisé (et provoqué) par l’existence de grosses bulles. Au-delà d’une certaine concentration critique cependant, l’ajout de tensio-actifs ne change plus rien au taux de vide (saturation des interfaces).

– LA VISCOSITÉ DE LA PHASE CONTINUE :

L’augmentation de la viscosité de la phase liquide a un effet défavorable sur le régime homogène car elle favorise la coalescence des bulles dans la région proche du distributeur. Ainsi, lorsque la viscosité de la phase continue est multipliée par un facteur 100, le taux de vide caractéristique de la transition peut être divisé par 2 (Zahradnik et al., 1997).

– LA PRÉSENCE DE PARTICULES SOLIDES :

L’étude expérimentale que menèrent Mena et al. (2005) a mis en évidence un effet stabilisant sur le régime homogène de la présence de particules solides, de 1,2 mm de diamètre, pour de très faibles concentrations en solide (le diamètre moyen des bulles est d’environ 4–5 mm). Cette stabilisation est liée à une augmentation de la dissipation visqueuse en raison de l’augmentation de la viscosité apparente de la phase continue par la présence de particules solides. Ainsi, la vitesse de montée des bulles sera diminuée et le régime homogène favorisé. Au-delà d’une concentration volumique critique en solide toutefois (de l’ordre de 3 %), l’apparition du régime hétérogène se fait pour un taux de vide critique plus faible qu’en l’absence de particules solides. Les auteurs relient ce phénomène au fait que les particules solides gênent la montée des bulles, et conduisent ces dernières à se rapprocher et à coalescer plus facilement, provoquant l’apparition du régime hétérogène. L’influence des

particules solides sur la transition entre les régimes de fonctionnement est toutefois encore étudiée à l’heure actuelle, et une tendance générale sur cette dernière reste difficile à déterminer.

2.1.3 Le régime hétérogène

Pour les plus fortes vitesses superficielles de gaz, un écoulement instable apparaît, c’est le *régime hétérogène* (figure 2.4). Dans le cas d’une distribution non uniforme en gaz, telle qu’une aération centrée, le régime hétérogène s’établit dans la colonne, quelle que soit J_g . Il est caractérisé par une large distribution de tailles de bulles et l’existence d’un profil parabolique de taux de vide, les grosses bulles s’accumulant au centre de la colonne. Dans le cas d’une distribution centrée, le profil parabolique de taux de vide est plus prononcé dans la région proche du distributeur (Dhotre et al., 2004). La recirculation de liquide observée en régime de transition disparaît et la macro-échelle de la turbulence mesurée dans la phase liquide est de l’ordre du diamètre de la colonne (Zahradnik et al., 1997). Le régime hétérogène est caractérisé par le taux de vide global qui augmente de nouveau avec la vitesse superficielle de gaz, avec une pente toutefois inférieure à celle obtenue en régime homogène.

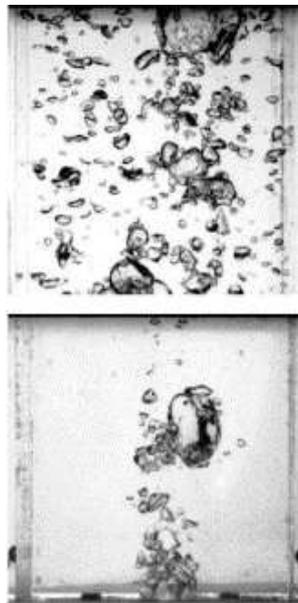


FIG. 2.4 – Photo d’une colonne à bulles fonctionnant en régime hétérogène près de l’injecteur (photo du bas) et en milieu de colonne (photo du haut) d’après Mouza et al. (2005)

2.1.4 Détermination de la transition entre les régimes homogène et hétérogène

La détermination de la transition entre les régimes homogène et hétérogène a été l'objet de nombreuses études et du développement de diverses méthodes. Parmi ces approches, nous pouvons citer :

a. L'estimation approximative (Mena et al., 2005)

Cette méthode est une approche simpliste et qualitative qui offre un ordre de grandeur des vitesses superficielles de gaz auxquelles les transitions de régimes s'opèrent. En effet, pour un système eau/air classique avec une aération uniforme de gaz, le régime homogène est classiquement obtenu pour J_g inférieure à environ $0,03 \text{ m.s}^{-1}$ et le régime hétérogène s'établit au delà de $0,1 \text{ m.s}^{-1}$. Elle permet donc une connaissance approximative du régime de fonctionnement d'une colonne.

b. La méthode du flux de glissement

Cette méthode globale, considère les deux fluides comme un mélange, plutôt que comme deux phases séparées. Elle est applicable dans les cas où les écoulements des deux phases sont fortement couplés. Le flux de glissement (ou de dispersion), également appelé densité de flux, est défini comme le flux volumétrique de chaque phase par rapport à une surface se déplaçant à la vitesse volumique moyenne. Il s'exprime sous la forme :

$$J_{gl} = (1 - \alpha_{glob}) J_g - \alpha_{glob} J_l \quad (2.2)$$

où J_l est la vitesse superficielle de liquide. En colonne à bulles, l'exploitation du tracé du flux de dispersion J_{gl} en fonction de α_{glob} (figure 2.5 pour $J_l = 0$) montre l'existence des régimes de manière plus évidente que la courbe classique de la figure 2.2, car les ruptures de pente sont plus fortes lors des transitions entre les régimes. Ainsi, l'exploitation de cette courbe permet de déterminer précisément les vitesses superficielles de gaz pour lesquelles les changements de régimes se produisent. Cette approche permet de plus la prédiction du taux de présence de la phase gazeuse.

Différentes variantes de ce modèle ont été proposées (Wallis, 1969). Par exemple, Zuber et Findlay (1965) ont étendu la relation 2.2, en tenant compte de la variation radiale de taux de vide et de vitesse, afin de la rendre notamment applicable en régime hétérogène.

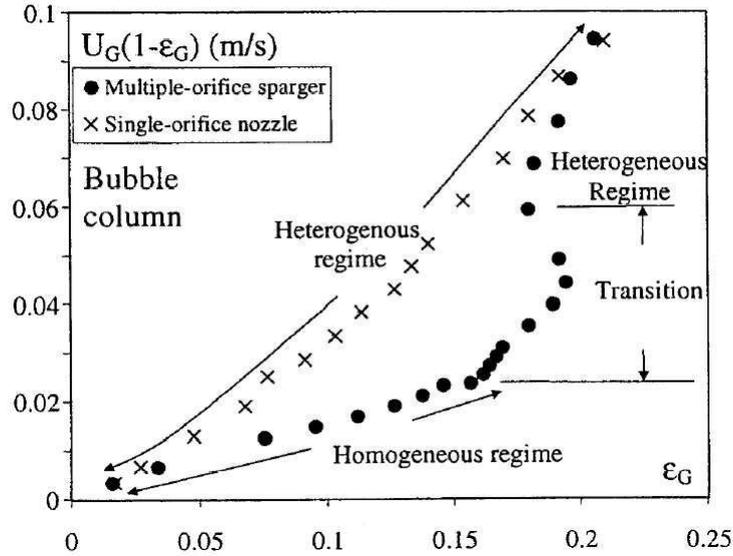


FIG. 2.5 – Allure générale du flux de dispersion en fonction du taux de vide global : identification des régimes (Vial et al., 2001)

c. Corrélations empiriques et semi-empiriques

De nombreuses études expérimentales ont été conduites sur différents types de colonnes à bulles et de systèmes gaz-liquide afin de déterminer à quelle valeur du taux de vide global apparaissait la transition entre les régimes. Conscients du problème lié au fait que les corrélations prédisant la transition en colonnes à bulles sont dépendantes du système étudié et manquent par conséquent d'universalité, Krishna et al. (1999) ont testé deux corrélations existantes, en faisant varier divers paramètres. Les corrélations testées sont les corrélations dimensionnelles de Reilly et al. (1994) :

$$\alpha_{\text{glob-trans}} = 4,46 \sqrt{\frac{\rho_g^{0,96}}{\rho_l}} \sigma^{0,12}$$

$$\text{et } J_{\text{g-trans}} = \frac{1}{2,84} \frac{1}{\rho_g^{0,04}} \sigma^{0,12} \alpha_{\text{glob-trans}} (1 - \alpha_{\text{glob-trans}}) \quad (2.3)$$

et de Wilkinson et al. (1992) :

$$\alpha_{\text{glob-trans}} = 0,5e^{-193\rho_g^{-0,61} \mu_l^{0,5} \sigma^{0,11}}$$

$$\text{et } J_{\text{g-trans}} = \alpha_{\text{glob-trans}} \frac{2,25\sigma}{\mu_l} \left(\frac{\sigma^3 \rho_l}{g \mu_l^4} \right)^{-0,273} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0,03} \quad (2.4)$$

Pour un système eau/air donné, la transition est bien décrite par la corrélation 2.3, par contre la corrélation 2.4 conduit à une importante sous-estimation des données

caractéristiques de la transition (Krishna et Ellenberger, 1996). Si une petite quantité d'éthanol, ou si des particules de catalyseur sont ajoutées dans la phase liquide, aucune des deux corrélations 2.3 ou 2.4 n'est capable de prédire correctement la transition.

d. Le traitement du signal

Le traitement du signal est également appliqué avec succès pour la détermination de la transition entre les régimes. En effet, les caractéristiques instationnaires de diverses grandeurs mesurées en colonnes à bulles montrent l'apparition de la transition. Par exemple, en régime hétérogène les fluctuations de pression ont un ordre de grandeur supérieur à celui des fluctuations mesurées en régime homogène (Drahoš et al., 1991). Sur la figure 2.6, ce phénomène est mis en évidence par l'évolution de la densité spectrale de puissance contenue dans le signal temporel de pression en fonction de la fréquence, pour chaque régime (Vial et al., 2001). En effet, en régime homogène le spectre est caractérisé par un pic de faible fréquence (environ 0,1 Hz), le régime hétérogène par un pic de haute fréquence (comprise entre 3 et 5 Hz), et le régime de transition peut être repéré par la présence simultanée des deux pics. L'approche fractale appliquée au signal de pression

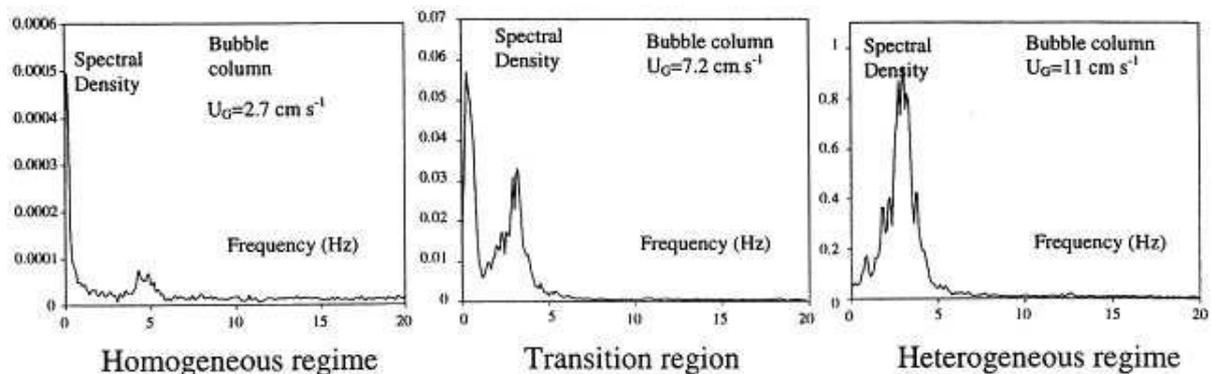


FIG. 2.6 – Identification des régimes par le traitement du signal temporel de pression pour une colonne à bulles uniformément aérée (Vial et al., 2001)

peut aussi servir à identifier les régimes, par l'étude de la variation de l'exposant de Hurst avec la vitesse superficielle de gaz par exemple (Drahoš et al., 1992; Vial et al., 2001). Ainsi, sur la figure 2.7 l'exposant de Hurst est représenté en fonction de J_g . L'apparition du régime hétérogène est, dans le cas de l'alimentation uniforme en gaz, identifiable par une chute de l'exposant de Hurst de la valeur de 0,9 à la valeur de 0,5 (Vial et al., 2001). L'approche temps-fréquence par transformée d'ondelettes sur des signaux de vitesse de la phase liquide permet également la mise en évidence de la transition (Olmos et al., 2003a). Ces méthodes de traitement du signal ne peuvent cependant pas servir à la prédiction des

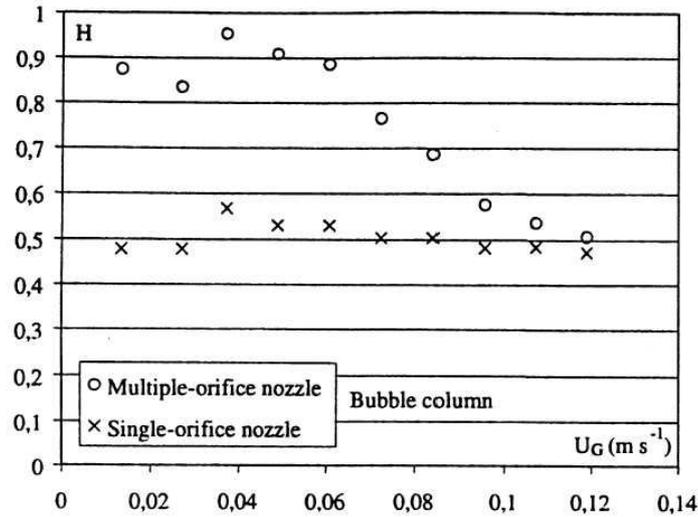


FIG. 2.7 – Identification des régimes par l'étude de l'exposant de Hurst en fonction de la vitesse superficielle de gaz (Vial et al., 2001)

régimes puisqu'elles nécessitent la mesure de signaux temporels (de vitesse ou de pression) dans le réacteur.

e. L'analyse de stabilité

La transition entre les régimes peut également être prédite d'après une analyse de stabilité de l'écoulement. En étudiant la propagation d'ondes cinématiques (de taux de vide) ou dynamiques (de taux de vide et de vitesses de gaz et de liquide) dans un écoulement, León-Becerril (2001) a prédit la transition : la perturbation introduite est amortie en régime homogène (stabilité) et amplifiée en régime hétérogène (instabilité). Plus récemment, les travaux de Thorat et Joshi (2004) et Bhole et Joshi (2005) d'analyse de stabilité ont permis la formulation d'un critère de transition, à partir des équations de Navier–Stokes, moyennées, puis linéarisées dans lesquelles une perturbation de taux de vide a été introduite. À partir de l'évolution de la perturbation, le régime a pu être, comme précédemment, identifié et le taux de vide global caractéristique de la transition calculé. Le critère de détermination du taux de vide global caractéristique de la transition ($\alpha_{\text{glob-trans}}$) ainsi obtenu est le suivant :

$$\frac{V_{\infty}}{\sqrt{gd_b}} = \frac{1}{(1 - \alpha_{\text{glob-trans}})^{n-1}} \sqrt{\frac{\psi(1 - \alpha_{\text{glob-trans}})}{C_{MA}(1 + 2\alpha_{\text{glob-trans}}) + (1 - \alpha_{\text{glob-trans}})^2}} \quad (2.5)$$

où n représente l'indice de Richardson et Zaki (1954) (explicité au chapitre 3) qui varie entre 1,0 et 1,4; ψ est une constante caractéristique de la dispersion de la phase gazeuse ($= 3$).

f. Le bilan de population

Le bilan de population consiste à résoudre une équation de transport qui décrit la distribution des tailles de la phase dispersée dans un écoulement diphasique, en tenant compte des phénomènes de rupture et de coalescence. En se basant de plus sur le fait que le régime hétérogène est caractérisé par une distribution de tailles de bulles beaucoup plus large que le régime homogène et avec un taux de présence de grosses bulles plus important, il est alors possible de déterminer l'apparition de la transition. Wang et al. (2005) ont ainsi pu déterminer, en résolvant un bilan de population associé à une simulation numérique Eulérienne de l'écoulement, la transition dans une colonne à bulles cylindrique, en repérant la vitesse superficielle de gaz à partir de laquelle la fraction volumique des petites bulles commençait à diminuer. Cette méthode permet donc de prévoir les régimes d'écoulements d'un réacteur, mais présente l'inconvénient d'être relativement coûteuse en temps de calcul. De plus, les lois de coalescence et de rupture restent encore délicates à déterminer.

2.2 La simulation numérique des écoulements à bulles

Afin de simuler les écoulements gaz-liquide et de décrire ainsi complètement l'hydrodynamique du réacteur, la résolution des équations de Navier-Stokes est nécessaire pour la phase liquide et pour la phase gazeuse et ceci à toutes les échelles de l'écoulement. Cependant, étant donné l'importance de cette gamme d'échelles, des approches *moyennes* se sont développées et permettent de résoudre les équations nécessaires à l'échelle du réacteur. Ces méthodes nécessitent donc la modélisation des échelles qui ne sont pas résolues et la détermination des termes de fermeture des équations. Ces termes de fermeture sont globalement de deux natures: les termes de turbulence et les termes d'interactions entre chaque phase. À l'heure actuelle, cette méthode de simulation est la seule à pouvoir décrire l'écoulement à l'échelle du réacteur. Elle sera décrite sommairement dans un premier paragraphe et les détails numériques seront explicités dans la troisième partie de cette thèse, pour laquelle cette méthode a été utilisée.

Devant le problème de la détermination de termes de fermeture pour les équations de Navier-Stokes, des méthodes de simulation numérique directe des écoulements à bulles se sont développées ces dernières années. Ces approches utilisent un maillage beaucoup plus

fin que les approches précédentes et sont donc plus coûteuses en temps de calcul mais ne nécessitent pas la modélisation des termes d'interactions entre les phases. Parmi ces méthodes se trouvent l'approche Lattice Boltzman (LB) qui résout l'écoulement à l'échelle mésoscopique ainsi que les méthodes qualifiées de *suivi* ou *capture d'interfaces* qui sont associées à une description des fluides et de l'interface à l'échelle de la bulle.

Sur la figure 2.8, une synthèse des méthodes de simulation numérique des écoulements qui sont présentées dans ce chapitre est réalisée, avec un rappel des avantages et des inconvénients de chacune, ainsi que les échelles de l'écoulement qu'elles permettent d'atteindre.

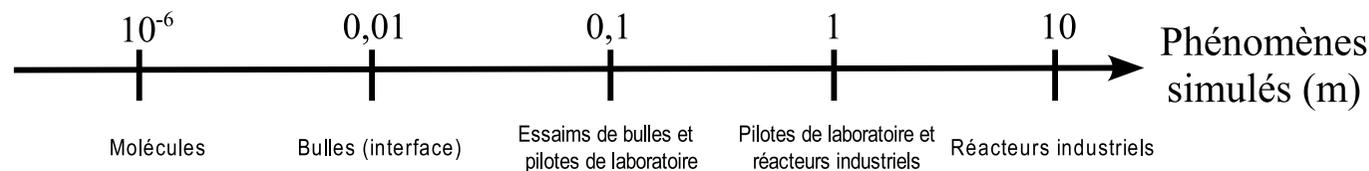
2.2.1 Les approches Eulérienne et Lagrangienne

Dans les approches de simulation numérique Eulérienne et Lagrangienne, les équations de Navier–Stokes doivent être résolues. Elles sont modifiées par rapport aux équations de Navier–Stokes *monophasiques* pour tenir compte de la fraction volumique occupée par la phase gazeuse et surtout des interactions entre les phases. Ces méthodes se divisent principalement en deux groupes (figure 2.9).

Dans l'approche Euler-Euler ou Eulérienne, la phase gazeuse est considérée comme une phase pseudo-continue et les équations de Navier-Stokes doivent donc être résolues pour la phase liquide et la phase gazeuse.

Dans l'approche Euler-Lagrange ou Lagrangienne, les équations de Navier–Stokes sont résolues pour la phase liquide alors que chaque bulle est considérée individuellement par application du principe fondamental de la dynamique.

Nous allons dans la suite expliciter plus en détails les équations résolues pour chaque phase et les différences majeures entre les deux approches. Les transferts de chaleur n'étant pas pris en compte dans cette étude, l'équation de conservation de l'énergie ne sera donc pas considérée.



	Approche Lattice Boltzmann	Approches locales: VOF, LS, MP, FT, PF	Approche Euler – Lagrange	Approche Euler – Euler	Modèle Global
AVANTAGES	<ul style="list-style-type: none"> - Capable de prédire des phénomènes à l'échelle moléculaire (changement de phase par exemple) - Ne nécessitent pas d'hypothèse sur la forme des bulles, ni sur les forces d'interactions entre la phase gazeuse et la phase liquide 	<ul style="list-style-type: none"> - Permet la détermination des interactions entre les bulles - Accessible dans les codes de calculs commerciaux 	<ul style="list-style-type: none"> - Traite chaque bulle individuellement: le mouvement de chaque particule est connu - Prend en compte les interactions entre bulles aisément - Permet la considération d'une distribution de tailles de bulles facilement 	<ul style="list-style-type: none"> - Moins coûteuse en temps de calculs que l'approche Euler-Lagrange - Offre la possibilité de simuler des réacteurs de taille industrielle 	<ul style="list-style-type: none"> - Rapide - Permet la détermination de la transition et de grandeurs globales (taux de vide global par exemple)
INCONVENIENTS	<ul style="list-style-type: none"> - Instable numériquement si le gradient de densité à l'interface est trop important - Encore au stade de développement dans les laboratoires et non implantée dans les codes de calculs commerciaux - Coûteuses en temps de calcul et simulation à l'échelle de l'essaim de bulles encore délicate 	<ul style="list-style-type: none"> - LS -> conservation de la matière non vérifiée - VOF -> difficile à étendre au cas 3D et coalescence systématique de 2 bulles trop proches - FT -> ajout ou retrait de particules traceurs en cours du calcul si les interfaces sont trop déformées 	<ul style="list-style-type: none"> - Coûteuse en temps de calcul pour les forts taux de vide ou les géométries importantes - Nécessitent des termes de fermeture pour la modélisation des interactions entre la phase liquide et la phase continue et pour la modélisation de la turbulence 	<ul style="list-style-type: none"> - La position de chaque bulle ne peut pas être connue, seul le taux de vide dans chaque cellule du maillage est calculé - Rend difficile la prise en compte d'une distribution de tailles de bulles 	<ul style="list-style-type: none"> - Non prédictif - Ne donne pas accès à l'hydrodynamique locale de l'écoulement

FIG. 2.8 – Synthèse des approches numériques utilisées à l'heure actuelle pour la simulation et la modélisation des écoulements gaz-liquide

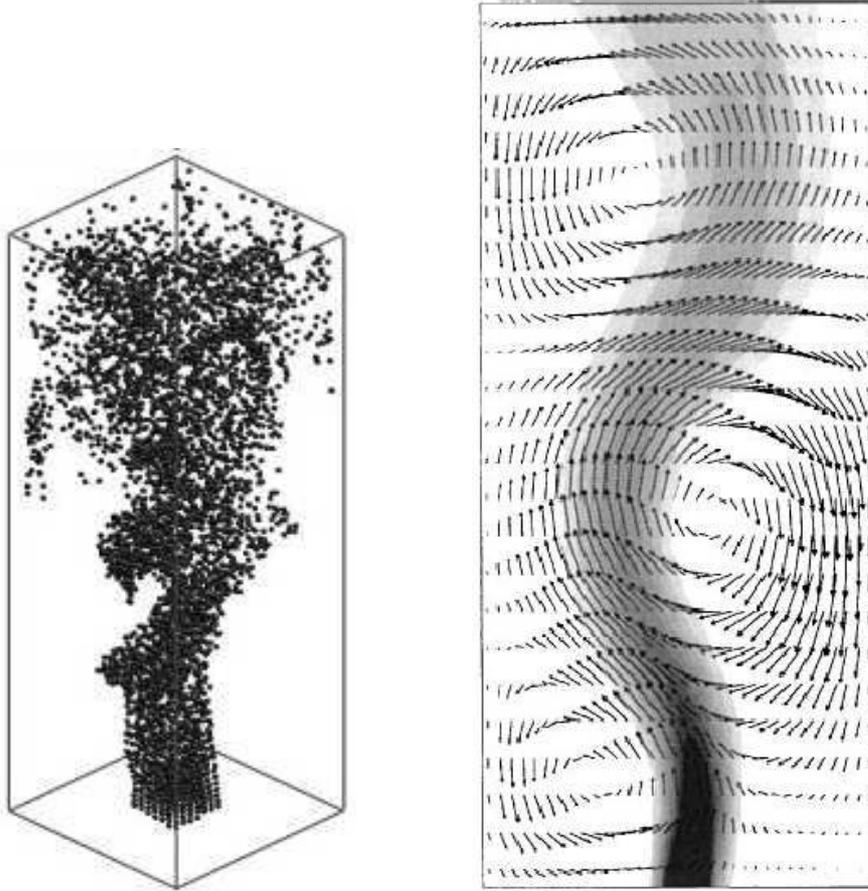


FIG. 2.9 – Résultats obtenus par des méthodes moyennes de simulation numérique : positions des bulles par une approche Lagrangienne d'après Darmana et al. (2005) (à gauche) et taux de vide superposé aux vecteurs de vitesse de la phase liquide par une approche Eulérienne d'après Pfleger et al. (1999) (à droite)

a. L'approche Euler–Euler

Dans le modèle Eulérien, les deux fluides sont supposés constituer des milieux continus qui coexistent et interagissent (pour cette raison il est souvent appelé *modèle à deux fluides*). Les équations de Navier–Stokes instationnaires doivent être résolues pour chaque phase, les termes sources prenant en compte les interactions. Il est de plus possible de traiter plusieurs phases gazeuses avec cette méthode, par exemple pour des classes de bulles de tailles différentes, en résolvant un système d'équations pour chaque phase gazeuse considérée. En supposant le fluide newtonien, les équations s'écrivent :

ÉQUATION DE CONTINUITÉ :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{v}_k) = S_k \quad (2.6)$$

où l'indice k peut désigner la phase liquide (l) et la (ou les) phase(s) gazeuse(s) ($k = g_1 \dots g_n$ pour les g_n phases gazeuses). Le terme S_k représente les termes sources liés au transfert de matière entre phases. De plus, les conservations de l'espace et de la matière impliquent :

$$\begin{aligned} \sum_{k=1}^n \alpha_k &= 1 \\ \sum_{k=1}^n S_k &= 0 \end{aligned} \quad (2.7)$$

ÉQUATION DE CONSERVATION DE LA QUANTITÉ DE MOUVEMENT :

$$\alpha_k \rho_k \left[\frac{\partial \mathbf{v}_k}{\partial t} + (\mathbf{v}_k \cdot \nabla) \mathbf{v}_k \right] = -\alpha_k \nabla P_k + \nabla \cdot (\alpha_k \boldsymbol{\tau}_k) + \alpha_k \rho_k \mathbf{g} + \mathbf{F}_{kj} \quad (2.8)$$

$\boldsymbol{\tau}_k$ est le tenseur des contraintes visqueuses, son expression est la suivante :

$$\boldsymbol{\tau}_k = -\mu_k (\nabla \mathbf{v}_k + \nabla^T \mathbf{v}_k) \quad (2.9)$$

Le terme \mathbf{F}_{kj} rend compte du transfert de quantité de mouvement entre les phases. Pour les écoulements à bulles, on le représente généralement comme le produit de la densité en nombre de bulles par la somme des forces hydrodynamiques \mathbf{F} qui s'exercent sur une inclusion sphérique équivalente. Ainsi dans le cas où l'influence de la phase liquide sur la phase gazeuse est considérée, il devient :

$$\mathbf{F}_{gl} = \frac{6\alpha_k}{\pi d_b^3} \mathbf{F} = \frac{6\alpha_k}{\pi d_b^3} (\mathbf{F}_D + \mathbf{F}_L + \mathbf{F}_{MA} + \mathbf{F}_{autres}) \quad (2.10)$$

De plus, d'après le principe d'action-réaction (3^{ème} loi de Newton) :

$$\mathbf{F}_{gl} = -\mathbf{F}_{lg} \quad (2.11)$$

Les formulations des forces habituellement utilisées pour la simulation numérique des colonnes à bulles seront discutées à la fin de ce paragraphe dans la partie concernant les termes de fermeture des équations. Finalement, il est important de noter que dans l'approche Eulérienne, les pressions des phases liquide et gazeuse sont considérées comme égales :

$$P_k = P, \forall k \quad (2.12)$$

b. L'approche Euler–Lagrange

Dans l'approche Lagrangienne, un traitement Eulérien de la phase liquide est réalisé alors que chaque particule de la phase gazeuse est traitée individuellement.

PHASE LIQUIDE :

Les équations résolues pour la phase liquide sont donc les équations de conservation de la matière et de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 \alpha_1) + \nabla \cdot (\alpha_1 \rho_1 \mathbf{v}_1) = 0 \quad (2.13)$$

$$\alpha_1 \rho_1 \left[\frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} + (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) \mathbf{v}_1 \right] = -\alpha_1 \nabla P + \nabla \cdot (\alpha_1 \boldsymbol{\tau}_1) + \alpha_1 \rho_1 \mathbf{g} + \mathbf{F}_{lg} \quad (2.14)$$

PHASE GAZEUSE :

Le premier principe de Newton (principe d'inertie) est appliqué à chaque bulle (\mathbf{x}_g désigne la position de la bulle) :

$$\rho_g \frac{\pi d_b^3}{6} \frac{d\mathbf{v}_g}{dt} = \mathbf{F} + \mathbf{F}_B \quad (2.15)$$

$$\mathbf{v}_g = \frac{d\mathbf{x}_g}{dt} \quad (2.16)$$

Afin de réduire les temps de calcul nécessaires à la simulation Lagrangienne d'une colonne à bulles, chaque bulle calculée peut représenter en réalité un cluster de bulles de même taille, et de même vitesse de glissement (Lapin et Lübbert, 1994).

c. Les termes de fermeture

Les systèmes précédents possédant plus de variables inconnues que d'équations, des données supplémentaires doivent être introduites pour que le système puisse être résolu. Parmi les termes de fermeture nécessaires à la résolution, nous pouvons distinguer deux groupes. Le premier est constitué des termes d'interaction et plus particulièrement des coefficients des forces qui s'appliquent sur la bulle quand elle est en mouvement dans un milieu liquide (première partie de ce paragraphe). Le second groupe englobe les termes de turbulence pour la phase liquide et éventuellement pour la phase gazeuse. Cette dernière s'appliquant sur une large gamme d'échelles, sa simulation nécessite par conséquent un nombre de mailles très important (qui peut atteindre 10^5 pour simuler 1 cm^3 du domaine de l'écoulement!); c'est pour cette raison qu'elle est souvent modélisée (seconde partie de ce paragraphe).

(i) Les termes d'interaction

Comme nous l'avons vu lors du chapitre 1, les forces d'interaction entre la bulle et la phase liquide, dans laquelle elle évolue, dépendent de coefficients (traînée, portance et masse virtuelle). Leurs valeurs sont maintenant bien connues pour une bulle unique en milieu infini grâce à de nombreuses études de la littérature. Cependant, le mouvement de la bulle étant très sensible à son environnement, les corrélations applicables à une bulle isolée sont différentes de celles obtenues pour une bulle en essaim ; c'est ce que nous allons développer ci-après.

– LE COEFFICIENT DE TRAÎNÉE :

Le coefficient de traînée apparaissant dans l'équation 1.4 dépend fortement du taux de vide local autour de la bulle (Jakobsen, 2001; Jakobsen et al., 1997) et sa formulation est déterminante pour obtenir des résultats numériques en accord avec les expériences (Talvy, 2003; León-Becerril, 2001). Devant l'importance de l'influence du milieu environnant la bulle sur son mouvement relatif, une synthèse bibliographique détaillée lui sera consacrée au chapitre 3.

– LE COEFFICIENT DE PORTANCE :

Le coefficient de portance apparaissant dans l'équation 1.10 dépend également de la présence d'autres bulles autour de la bulle. Magnaudet et Legendre (1998) ont étudié, par simulation numérique directe, la montée de deux bulles, de même taille, côte à côte dans un écoulement initialement au repos et obtiennent une répulsion des deux bulles pour une distance inter-bulles inférieure à une valeur critique et une attraction au-delà. Le changement de signe de la force de portance est lié à la vorticité. En effet, la vorticité cr e e à la surface de la bulle est diffusée dans la couche limite autour de la bulle jusqu'à son sillage. La présence de la seconde bulle dévie ce sillage, le rend asymétrique et contribue ainsi à l'apparition d'une composante supplémentaire de vorticité dans la force de portance. Cette conclusion étant valide pour une taille de bulles fixée, Legendre et al. (2003) ont balayée une large gamme de nombres de Reynolds particuliers, et obtenu une répulsion quand Re_b est inférieur à une certaine valeur critique. Au-delà de cette valeur, l'attraction entre les bulles peut apparaître, notamment lorsque les bulles sont séparées par de grandes distances (s est la distance entre deux bulles normée par le rayon de la bulle). Ils ont proposé, pour $Re_b > Re_{crit}$ (de l'ordre de 28) et $s > 3$:

$$C_L(Re_b, s) = -6s^{-4} \left[\left(1 - \frac{40}{Re_b} + O\left(Re_b^{-3/2}\right) \right) + s^{-3} + O\left(Re_b^{-1}s^{-2}, s^{-5}\right) \right] \quad (2.17)$$

Le coefficient de portance est donc une fonction complexe du taux de vide local (calculable par une distance inter-bulles) et du nombre de Reynolds particulaire.

– LE COEFFICIENT DE MASSE AJOUTÉE :

Le coefficient de masse ajoutée, apparaissant dans l'équation 1.14, résulte de l'accélération du fluide déplacé dans le voisinage de la bulle et dépend par conséquent du milieu environnant la bulle. Homsy et al. (1980) ont proposé une loi de variation de C_{MA} avec le taux de vide selon :

$$C_{MA} = \frac{1 + 2\alpha_{glob}}{2(1 - \alpha_{glob})} \quad (2.18)$$

D'autres auteurs ont cependant mesuré un coefficient de masse ajoutée qui diminue avec le taux de vide et qui peut atteindre une valeur de l'ordre de 0,001 pour les plus forts taux de vide (Jakobsen et al., 1997; Jakobsen, 2001).

Méndez et al. (2005) ont montré, par simulation numérique, que le coefficient de masse ajoutée devait être pris en compte uniquement dans la région proche de l'injecteur. Cependant, des simulations numériques Eulériennes (León-Becerril et al., 2002; Mudde et Simonin, 1999) ont montré que le coefficient de masse ajoutée doit être pris en compte afin de reproduire les caractéristiques instationnaires d'un panache de bulles (en raison des oscillations de haute fréquence le long de la trajectoire de la bulle). León-Becerril et al. (2002) ont utilisé un coefficient de masse ajoutée dépendant non seulement du taux de vide mais aussi de la taille et de la déformation des bulles pour obtenir des résultats en accord avec les expériences (Pauchon et Smerka, 1992) :

$$\begin{aligned} \text{Bulle sphérique isolée :} & \quad C_{MA} = \frac{1}{2} \\ \text{Bulle sphérique non-isolée :} & \quad C_{MA}(\alpha_{loc}) = \frac{1}{2} \frac{1 + 2\alpha_{loc}}{1 - \alpha_{loc}} \\ \text{Bulle ellipsoïdale non-isolée :} & \quad C_{MA}(\alpha_{loc}, \chi) = \frac{1}{2} Z(\chi) \left[1 + \left(1 + \frac{2}{Z(\chi)} \right) \alpha_{loc} \right] \end{aligned} \quad (2.19)$$

Où l'excentricité de la bulle est définie comme :

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{d_{hor}}{d_{vert}} = \frac{1}{E} \\ \text{Et } Z(\chi) &= 2 \frac{(\chi^2 - 1)^{1/2} - \cos^{-1} \chi^{-1}}{\cos^{-1} \chi^{-1} - (\chi^2 - 1)^{1/2} / \chi^2} \end{aligned} \quad (2.20)$$

(ii) La turbulence

Afin de rendre compte de la turbulence qui existe dans la phase liquide en écoulement monophasique, plusieurs approches sont généralement utilisées :

 ▷ LES MODÈLES RANS (*Reynolds Averaged Navier–Stokes*) :

Afin de simplifier les équations, nous allons, dans un premier temps, détailler les principales étapes des modèles RANS pour un écoulement *monophasique* d'un fluide de propriétés ρ , ν et μ . Les modifications à apporter à cette démarche pour tenir compte de la présence de plusieurs phases seront données à la fin de ce paragraphe. Pour un vecteur vitesse de liquide \mathbf{v} (composantes u , v et w), les équations de Navier–Stokes instantanées doivent être vérifiées (l'écoulement est supposé incompressible) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + \nabla \cdot (u\mathbf{v}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \nabla \cdot (\nabla u) + g_x \\ \frac{\partial v}{\partial t} + \nabla \cdot (v\mathbf{v}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \nabla \cdot (\nabla v) + g_y \\ \frac{\partial w}{\partial t} + \nabla \cdot (w\mathbf{v}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \nabla \cdot (\nabla w) + g_z \end{array} \right.$$

où g_x , g_y et g_z sont les composantes du vecteur accélération de la gravité \mathbf{g} .

Dans les méthodes RANS, on introduit tout d'abord la décomposition de Reynolds dans les équations instantanées de Navier–Stokes, c'est-à-dire que le vecteur vitesse instantané de liquide est supposé égal à la somme d'un vecteur vitesse moyenne de liquide (\mathbf{V} de composantes U , V et W) et d'un vecteur vitesse fluctuante de liquide (\mathbf{v}' de composantes u' , v' et w') :

$$\left\{ \begin{array}{l} u = U + u' \\ v = V + v' \\ w = W + w' \end{array} \right.$$

En moyennant ensuite les équations de Navier–Stokes au sens de Reynolds, on obtient des équations, vérifiées par les quantités moyennes, a priori plus faciles à résoudre que les équations instantanées :

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \\ \frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot (U\mathbf{V}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \nabla \cdot (\nabla U) - \nabla \cdot (\overline{u'\mathbf{v}'}) + g_x \\ \frac{\partial V}{\partial t} + \nabla \cdot (V\mathbf{V}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \nabla \cdot (\nabla V) - \nabla \cdot (\overline{v'\mathbf{v}'}) + g_y \\ \frac{\partial W}{\partial t} + \nabla \cdot (W\mathbf{V}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \nabla \cdot (\nabla W) - \nabla \cdot (\overline{w'\mathbf{v}'}) + g_z \end{array} \right.$$

Les fluctuations de vitesse apparaissent sous la forme des composantes d'un tenseur symétrique, appelé *tenseur de Reynolds* par analogie avec le tenseur des contraintes visqueuses :

$$\mathbf{R} = -\rho \begin{pmatrix} \overline{u'u'} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{v'u'} & \overline{v'v'} & \overline{v'w'} \\ \overline{w'u'} & \overline{w'v'} & \overline{w'w'} \end{pmatrix}$$

Ainsi, 6 inconnues supplémentaires doivent être déterminées pour fermer le système. On distingue deux grandes catégories de modélisation des contraintes de Reynolds :

↔ Les modèles *du 1^{er} ordre* ou modèles à viscosité turbulente. Les contraintes de Reynolds sont directement reliées au champ moyen de vitesse par une viscosité turbulente (hypothèse de Boussinesq), comme le tenseur des contraintes visqueuses est lui-même relié au champ instantané par la viscosité dynamique (équation 2.9) :

$$\mathbf{R} = \mu^{\text{turb}} (\nabla \mathbf{V} + \nabla^T \mathbf{V}) \quad (2.21)$$

Les modèles de ce type supposent une isotropie de la turbulence et de ses caractéristiques. Une autre distinction est faite parmi ces modèles du 1^{er} ordre, en fonction du nombre d'équations de transport supplémentaires du modèle pour déterminer la viscosité turbulente :

- modèles à 0 équation de transport : la viscosité turbulente est liée à une échelle dimensionnelle qui dépend en général de la localisation du point étudié et qui est elle-même liée à l'échelle de la turbulence en ce point. Elle est déterminée à partir de données empiriques ou expérimentales ; il s'agit du *modèle de longueur de mélange* ;
- modèles à 1 équation de transport : toujours dans le cadre de l'hypothèse de Boussinesq, la viscosité turbulente est reliée au transport de l'énergie cinétique turbulente k :

$$k = \frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}}{2} \quad (2.22)$$

La résolution de l'équation de transport de k permettra la fermeture du système ;

- modèles à 2 équations de transport : les variables turbulentes sont obtenues à partir de 2 équations de transport supplémentaires (une pour k et l'autre pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε) ; il s'agit du modèle $k-\varepsilon$. Ce type de modélisation sera utilisé dans la partie numérique de ce travail et il sera détaillé au moment de son utilisation (3^{ème} partie du mémoire).

↔ Les modèles du 2nd ordre ont été développés afin de couvrir les lacunes des modèles du 1^{er} ordre, notamment pour améliorer l'hypothèse de Boussinesq qui suppose une isotropie de la turbulence, non respectée dans certains écoulements (écoulements avec décollements, recirculations...) Dans ces modèles, on tente de résoudre chacune des six équations vérifiées par les six contraintes de Reynolds. Certains termes de ces équations (moments du 2nd ordre) sont modélisés. Les modèles *RSM* (*Reynolds Stress Model*) ou *ASM* (*Algebraic Stress Model*) appartiennent à cette catégorie.

REMARQUE :

L'hypothèse de Boussinesq est souvent modifiée, afin d'éviter le résultat non réaliste qu'elle produit lorsque l'écoulement est supposé incompressible ($k = 0$). Ainsi, on retranche couramment la trace du tenseur de l'énergie cinétique turbulente au tenseur de Reynolds :

$$\mathbf{R} = \mu^{\text{turb}} (\nabla \mathbf{V} + \nabla^T \mathbf{V}) - \frac{2}{3} \rho k \mathbf{I} \quad (2.23)$$

Les équations précédentes ayant été obtenues pour des écoulements monophasiques, quelques modifications leur sont apportées dans le cas d'écoulements polyphasiques.

En effet, la turbulence est souvent considérée comme étant une propriété propre à la phase liquide mais l'influence de la présence des bulles sur la turbulence de la phase liquide, dont il a été montré expérimentalement qu'elle est très importante (Lance et Bataille, 1991), peut être modélisée de différentes manières (Sokolichin et al., 2004) :

- la méthode la plus simple est l'ajout d'une viscosité turbulente induite par les bulles (Sato et Sekoguchi, 1975) à la viscosité turbulente monophasique.

Cependant ce modèle sous-estime la turbulence créée par les bulles (Zaruba et al., 2005) car il ne tient pas compte des gradients de vitesse de la phase liquide, induits par la présence des bulles, qui créent une turbulence locale supplémentaire ;

- une autre méthode consiste à ajouter des termes sources dans les équations de transport de k et de ε (Kataoka et Serizawa, 1989), c'est-à-dire en superposant linéairement l'effet de l'énergie cinétique turbulente liée au cisaillement dans la phase liquide à l'effet de la perturbation induite par le mouvement relatif des bulles, appelée *Bubble Induced Turbulence (BIT)* ou *pseudo-turbulence* (Lance et Bataille, 1991) ;
- enfin, une troisième méthode consiste en l'ajout d'un terme lors de la modélisation du tenseur de Reynolds pour tenir compte de la pseudo-turbulence directement au niveau des fluctuations de vitesse du liquide (Arnold et al., 1989; Lopez De Bertolano et al., 1994).

Enfin, l'influence de la turbulence du liquide sur les bulles peut être prise en compte de différentes manières selon l'approche utilisée. Ainsi, dans l'approche Eulérienne, une force de dispersion turbulente, fonction de k , est parfois ajoutée aux autres forces s'exerçant sur une bulle en mouvement dans un liquide (Kurul et Podowski, 1991). Une autre méthode, adoptée par Mudde et Simonin (1999) dans un modèle Euler-Euler, consiste à ajouter une composante de dérive à la vitesse relative de la bulle apparaissant dans la force de traînée pour modéliser les interactions entre les bulles et les mouvements turbulents du fluide. Cette vitesse de dérive représente donc la dispersion des bulles due au transport par la turbulence de la phase continue et dépend des fluctuations turbulentes des vitesses des deux phases ainsi que du taux de présence de chaque phase. Dans les méthodes de simulation Lagrangiennes, on modélise l'effet de la turbulence liquide par une approche stochastique (Gosman et Ioannides, 1981). Une perturbation aléatoire (calculée d'après une fonction de probabilité gaussienne ayant une valeur moyenne nulle et un écart type dépendant de k) est ajoutée à la vitesse de fluide à laquelle la bulle est soumise.

Les modèles RANS sont souvent utilisés dans le cadre industriel car ils s'appliquent facilement à une grande gamme d'écoulements. Ils ne permettent cependant que l'évaluation de l'écoulement moyen et ne donnent accès qu'aux caractéristiques statistiques des fluctuations.

▷ LA SIMULATION NUMÉRIQUE DIRECTE :

La simulation numérique directe (*DNS*, comme *Direct Numerical Simulation*) résout directement les équations de Navier–Stokes de façon instationnaire, pour toutes les échelles d’espace grâce à un maillage dont la taille atteint les plus petites échelles de la turbulence (échelle de Kolmogorov). Elle ne nécessite pas de modélisation de la turbulence et donne accès à toutes les informations physiques de l’écoulement. Cependant elle nécessite des schémas numériques d’ordres élevés ainsi qu’une résolution très fine, donc des maillages très denses. Elle reste ainsi limitée au cadre d’études fondamentales sur des très petits domaines spatio-temporels et n’est pas, à l’heure actuelle, applicable aux écoulements industriels. Bunner et Tryggvason (1999) ont réalisé une des premières études de simulation numérique directe (par une approche *Front–Tracking*, qui sera expliquée dans la suite de ce chapitre) pour un écoulement polyphasique. Ils ont simulé un essaim de 91 bulles ($\alpha_{\text{glob}} \approx 6\%$ et $Re_b \approx 25$) et réussissent à observer l’aspiration de bulles dans les sillages d’autres bulles.

▷ LA SIMULATION DES GRANDES ÉCHELLES :

La simulation des grandes échelles de la turbulence (*LES*, abréviation de *Large Eddy Simulation*) est un bon compromis entre les modèles RANS et la DNS : elle résout directement les plus grandes échelles spatiales (ainsi les fluctuations temporelles des grandes structures sont directement prises en compte), mais modélise les plus petites à l’aide de modèles dits de *sous-maillages*. Elle repose sur deux principes : les grandes échelles portent la plus grande partie de l’énergie et sont donc déterminantes pour l’écoulement alors que les plus petites en portant moins peuvent être modélisées. Ainsi les équations de Navier–Stokes sont filtrées pour séparer les échelles qui seront résolues de celles qui seront modélisées. Cette méthode prend en compte l’instationnarité de l’écoulement et s’est révélée être une technique très fiable, offrant de bons résultats. Le maillage requis doit rester cependant suffisamment fin, donc le coût du calcul est souvent élevé. De plus, son adaptation à des géométries complexes est délicate.

Cette partie concernant les termes de fermeture nécessaires à la résolution des équations de Navier–Stokes est restée volontairement très générale. Les détails numériques ainsi que les approches choisies, parmi les variantes proposées, pour la simulation numérique d’une colonne à bulles parallélépipédique effectuée dans cette étude, seront détaillés dans la troisième partie du mémoire.

d. Comparaison entre les deux approches

Les approches Euler–Euler et Euler–Lagrange sont actuellement les deux seules approches possibles permettant de simuler le comportement hydrodynamique d’un écoulement gaz–liquide à l’échelle du réacteur. La seconde est cependant plus fine que la première puisqu’elle traite chaque bulle individuellement. L’approche Lagrangienne donne par conséquent des informations plus détaillées sur les trajectoires et les temps de résidence des bulles et une meilleure prédiction des écoulements dans lesquels les gradients des vitesses de bulles sont importants (Durst et al., 1984). De plus, elle permet, de manière plus aisée que dans l’approche Eulérienne, la prise en compte de phénomènes chimiques, tels que la vaporisation ou la combustion ainsi que la considération des effets dus aux interactions bulles–bulles et bulles–liquide car la taille de chaque bulle peut être fixée et donc changée individuellement, ce qui est particulièrement utile lors de l’étude des phénomènes de coalescence et de rupture par exemple. Elle reste toutefois limitée aux écoulements à faibles taux de vide (nombre de bulles inférieur à 10^5) puisque, pour chaque bulle, une équation de mouvement doit être résolue, ce qui peut conduire à des temps de calcul très importants. La mauvaise connaissance des termes de fermeture rendent, encore de nos jours, l’utilisation de ces deux approches très délicate, notamment concernant la définition d’un modèle de turbulence adéquat. Afin de les rendre applicables au niveau industriel, des études expérimentales combinées à des études numériques doivent encore être menées. À l’heure actuelle et d’un point de vue industriel, la simulation par une méthode Euler–Euler semble toutefois plus attractive que par une approche Euler–Lagrange en raison de coûts en temps de calculs plus accessibles, pour l’obtention de résultats quasiment similaires.

2.2.2 Les approches locales : quelques notions

Depuis quelques années, des approches plus précises que les approches Lagrangienne ou Eulérienne, décrites précédemment, se développent. Nous ferons, dans ce paragraphe, une présentation relativement succincte de ces méthodes de simulation numérique directe des écoulements gaz–liquide. Principalement, trois approches sont actuellement en développement :

- *l’approche Lattice-Boltzmann* qui est une approche mésoscopique basée sur la résolution de l’équation de Boltzmann ;
- *les méthodes de suivi et de capture d’interface* basées sur les équations de conservation de la matière et de la quantité de mouvement pour le mélange des phases et sur la résolution des interfaces ;

- *la méthode de suivi de bulles* basée également sur les équations de Navier–Stokes et permettant de résoudre l’écoulement dans lequel des bulles de tailles très différentes se déplacent.

a. L’approche Lattice–Boltzmann (LB)

L’approche LB est une méthode de résolution de l’équation de Boltzmann à l’échelle mésoscopique (comprise entre la dynamique moléculaire microscopique et l’échelle macroscopique des équations de Navier–Stokes). Au lieu de suivre chaque molécule individuellement, la méthode LB suit une fonction de distribution (la probabilité de trouver une molécule à un endroit donné à un instant donné). En utilisant un réseau de sites dont la géométrie est variable (mailles triangulaires par exemple) et en discrétisant le domaine temporel, l’évolution de cette fonction de distribution peut être obtenue d’après l’équation de Boltzmann :

$$f_i(\mathbf{r} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) - f_i(\mathbf{r}, t) = \Omega(f_i) \quad (2.24)$$

dans laquelle \mathbf{r} est le vecteur position de la particule sur le réseau, $\mathbf{c}(\mathbf{r}, t)$ est la vitesse de la particule et $f(\mathbf{r}, \mathbf{c}, t)$ est définie de telle sorte que $f(\mathbf{r}, \mathbf{c}, t) d\mathbf{r} d\mathbf{c}$ est le nombre de molécules à l’instant t positionnées entre \mathbf{r} et $\mathbf{r} + d\mathbf{r}$ et qui ont une vitesse dans la gamme \mathbf{c} et $\mathbf{c} + d\mathbf{c}$. L’indice i caractérise les liens entre les sites du réseau (le nombre de sites du réseau peut atteindre la valeur de 25 lorsqu’une géométrie tridimensionnelle est choisie) et Ω est l’opérateur de collision entre les molécules. Nous ne donnerons ici pas plus d’informations sur cette approche ; mais des travaux de la littérature (Házi et al., 2002; Takada et al., 2000) l’abordent plus en détails. En écoulement monophasique, l’approche LB a déjà montré son efficacité et sa précision (voir par exemple l’article de Barrios et al. (2005) dans lequel les caractéristiques expérimentales d’un écoulement liquide induit par une convection naturelle sont reproduits par cette méthode). Pour les écoulements multiphasiques, elle présentait l’inconvénient de nécessiter un faible rapport de viscosité entre les phases pour être stable. Ce problème a cependant pu être contourné en introduisant une interface relativement « épaisse » entre les phases. Cette méthode de simulation est actuellement en cours de développement, mais elle a déjà fourni des résultats encourageants, notamment dans le domaine de la simulation diphasique. Ainsi, la sédimentation de particules sphériques dans des écoulements à nombre de Reynolds finis a déjà été étudiée avec succès (Qi, 1999; Van Der Hoef et al., 2005). Pour les écoulements gaz–liquide, sa capacité à décrire les caractéristiques de trajectoire et de forme de la bulle unique, à prédire la coalescence et la déformation de deux bulles (Inamuro et al., 2002) ou encore à prévoir le comportement d’un essaim formé de bulles (jusqu’à 24 dans le cas de Inamuro et al. (2004)) lui assure un avenir très prometteur.

b. Les méthodes de suivi et de capture d'interface

Dans les méthodes de suivi et de capture d'interfaces, les équations de Navier–Stokes sont résolues pour le mélange des phases (conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie). Des précautions spéciales doivent être prises pour tenir compte de la force de tension superficielle entre les phases qui, à cette échelle, est déterminante pour le mouvement relatif des phases. Le type de modélisation de l'interface fait apparaître deux procédures principales (Chen et Fan, 2004) :

- la méthode Lagrangienne (*suivi d'interface*) dans laquelle le maillage se déplace avec l'interface. Le système est considéré comme deux écoulements séparés par une surface. Lorsque l'interface subit de larges déformations, la grille doit être remaillée et cette étape, qui peut être très compliquée, rend cette méthode de suivi d'interface peu utilisée par rapport à la méthode suivante. Pour cette raison, elle ne sera pas développée ici ;
- la méthode Eulérienne ou *méthode de capture d'interface* (*interface* ou *surface tracking method*) qui utilise une grille fixe (grille « Eulérienne »), indépendamment de la manière dont l'interface se déforme. Les méthodes *Marker Particle* (MP), *Front Tracking* (FT), *Volume Of Fluid* (VOF), *Level Set* (LS), et *Phase Field* (PF) sont de ce type. Dans certaines de ces approches, une grille « Lagrangienne » peut être utilisée pour la résolution des équations relatives à l'interface (lorsqu'elle est représentée par des marqueurs).

La description qui va suivre, fortement inspirée de la revue récente de Van Sint Annaland et al. (2005), est relative aux principales approches utilisées dans les méthodes de capture d'interface.

(i) Méthode MP :

Dans la méthode Eulérienne de marquage de particules (*Marker Particle Method*), le fluide est représenté par une série de marqueurs qui suivent son mouvement et par conséquent son interface avec une autre phase. À partir des positions instantanées des particules, les propriétés Eulériennes du fluide nécessaires à la résolution des équations de Navier-Stokes sont obtenues. Ces méthodes sont robustes et précises, même en présence de vorticités ou de cisaillement importants, et ne créent pas de diffusion numérique. Elles présentent les inconvénients d'être difficiles à programmer, coûteuses en temps de calculs (la position de chaque marqueur doit être mise en mémoire à chaque itération) et peuvent nécessiter l'injection de nouvelles particules traceurs au cours de la simulation si une interface est étirée et n'est plus représentée par un nombre suffisant de points.

(ii) Méthode FT :

L’approche Front Tracking utilise, comme la méthode MP, des marqueurs qui suivent dans ce cas l’interface entre deux fluides et une grille fixe pour résoudre les équations de Navier-Stokes (Tryggvason et al., 2001; Unverdi et Tryggvason, 1992). Elle est précise mais difficile à utiliser en raison de la nécessité de transformer des données de la grille Lagrangienne pour les utiliser sur la grille Eulérienne. La tension de surface est représentée par une distribution de singularités situées sur le front de l’interface. L’avantage principal provient justement de l’utilisation de deux maillages différents, qui ne conduit donc pas à la coalescence systématique de deux bulles trop proches, comme c’est le cas avec les approches de type VOF.

(iii) Méthode LS :

Dans les méthodes Level Set, l’interface est définie comme le niveau zéro d’une fonction F , qui représente la distance à l’interface. Cette fonction continue est négative dans une phase, positive dans l’autre et est donc nulle à l’interface. Etant donné que l’interface est déplacée à la vitesse locale du fluide, la fonction respecte l’équation :

$$\frac{DF}{Dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla F) = 0 \quad (2.25)$$

Les méthodes LS sont relativement simples à programmer, et offrent de bons résultats quand l’interface se déplace parallèlement à un des axes de coordonnées. Toutefois, ces méthodes sont difficilement utilisables pour les cas de forts gradients de masse volumique ou de viscosité, ou lorsque l’interface est fortement déformée car la conservation de la matière n’est parfois pas respectée. Sur les figures 2.10 et 2.11, des exemples de phénomènes de coalescence et de rupture obtenus par ce type d’approche (Smolianski et al., 2004) sont présentés.

(iv) Méthode VOF :

L’approche Volume Of Fluid repose sur la définition d’une fonction de couleur, dépendant du temps et de la position, qui indique la proportion de fluide présent dans une cellule. Cette fonction, comme dans les méthode LS, suit une équation de transport dépendant de la vitesse du fluide (équation 2.25). L’orientation de l’interface est connue d’après le gradient de la fonction de couleur. Selon la méthode de reconstruction de l’interface, deux méthodes peuvent être distinguées (figure 2.12) :

↔ *Simple Line Interface Calculation* (SLIC). Dans cette méthode de reconstruction de l’interface, utilisée dans les premières études VOF, les interfaces fluides sont représentées par des segments horizontaux ou verticaux, qui tronquent les cellules

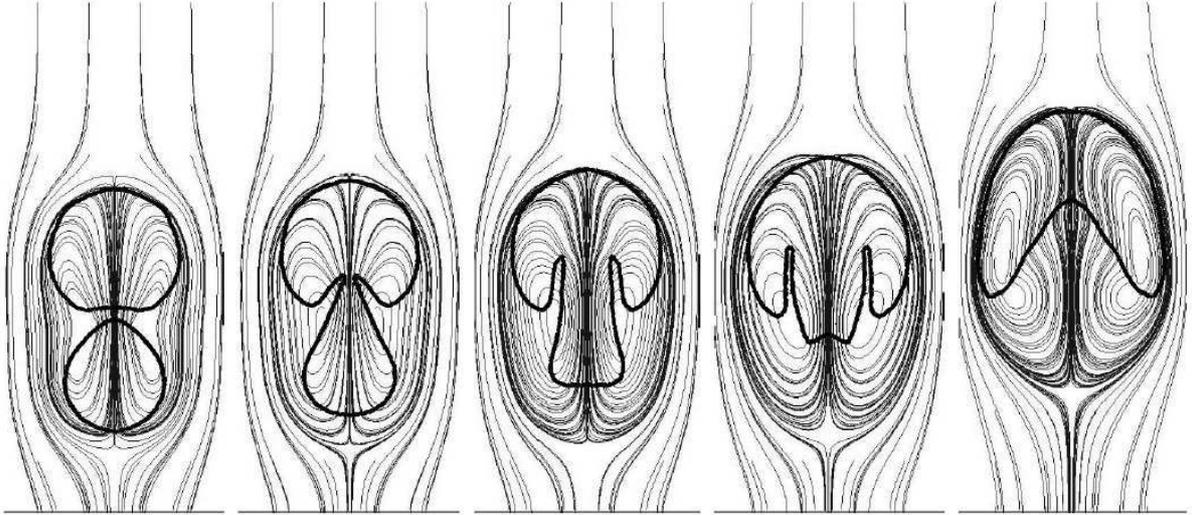


FIG. 2.10 – Coalescence de deux bulles ($Re_b = 700$ et $Eö = 125$) obtenue par une approche de type *Level-Set* (Smolianski et al., 2004)

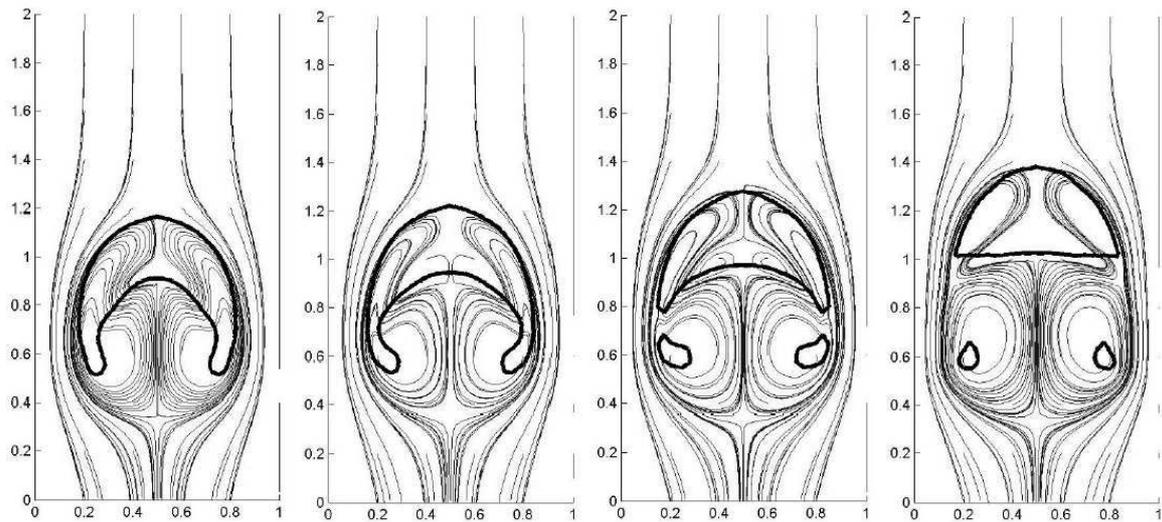


FIG. 2.11 – Rupture d'une bulle ($Re_b = 35$ et $Eö = 60$) obtenue par une approche de type *Level-Set* (Smolianski et al., 2004)

avec un volume égal au volume occupé par la partie fluide dans la cellule ;

↔ *Piecewise Linear Interface Calculation* (PLIC). Dans cette approche, utilisée plus récemment que la précédente, les interfaces sont reconstruites à partir de segments horizontaux, verticaux ou obliques dans chaque cellule. Elle présente donc l'avantage d'allouer les propriétés du fluide plus précisément que la méthode *SLIC* et la surface interfaciale est par conséquent reconstruite plus finement, ce qui permet une prise en compte réaliste des modèles de tension de surface et de transfert de matière

(Lakehal et al., 2002).

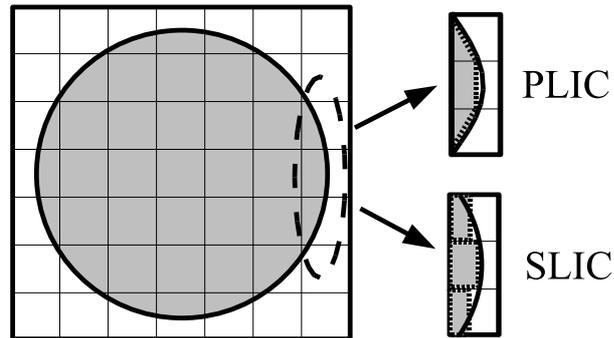


FIG. 2.12 – Méthodes de reconstruction de l'interface dans l'approche *Volume Of Fluid*

La prise en compte des effets de tension superficielle est réalisée par l'ajout d'un terme source supplémentaire dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Cette méthode permet la détermination des caractéristiques des bulles isolées : Van Sint Annaland et al. (2005); Krishna et Van Baten (2001); Van Wachem et Schouten (2002) ont ainsi réussi à reproduire les vitesses terminales et formes expérimentales de calottes sphériques. Elle est également appliquée avec succès, à l'étude des interactions entre bulles (Van Sint Annaland et al., 2005; Krishna et al., 1999), et permet en particulier la détermination de termes de fermeture (coefficient de traînée ou de portance) nécessaires aux approches Lagrangiennes ou Eulériennes.

Cette approche possède l'avantage d'être relativement efficace et économique mais peut mener à une coalescence automatique des bulles quand la distance les séparant devient inférieure à la taille d'une cellule de maillage. De plus, même si les simulations bi-dimensionnelles peuvent donner des résultats en accord qualitatif avec l'expérience, les simulations tri-dimensionnelles ou axi-symétriques sont nécessaires pour obtenir un accord quantitatif (Dijkhuizen et al., 2005).

c. La méthode de suivi de bulles

Conscients du fossé d'échelles entre les approches classiques Euler–Euler ou Euler–Lagrange (échelle du réacteur) et les approches précédentes (échelle de grandeur précisément définie : celle de la bulle), Tomiyama et al. (1997) ont créé un modèle de transition entre ces différentes approches, basé sur l'introduction dans les équations de Navier–Stokes d'une grandeur adimensionnelle représentant le rapport entre le diamètre de la bulle et la taille de la maille. Ainsi, en choisissant un maillage constitué de cellules de taille plus petite que celle de la bulle, les auteurs ont réussi à reproduire les champs de vitesse de

liquide induits par les bulles obtenus par une méthode de capture d'interface.

Toutes ces approches de simulation numérique directe des écoulements à bulles sont prometteuses, et ont déjà amélioré significativement notre compréhension de phénomènes fondamentaux, tels que les instabilités interfaciales, la coalescence et la rupture des bulles ainsi que la structure du sillage développé derrière une bulle. À terme, elles devraient constituer une alternative aux expérimentations, soit par leur utilisation directe (si les coûts en temps de calculs le permettent), soit par la détermination des termes de fermeture nécessaires dans des modèles de simulation à l'échelle du réacteur : la détermination des coefficients relatifs aux forces d'interaction (Dijkhuizen et al., 2005; Van Der Hoef et al., 2004) ou celle de la turbulence induite par les bulles (Kawamura, 2002).

Au cours du chapitre suivant, dans lequel une synthèse bibliographique sur le mouvement relatif des bulles en essaims est réalisée, l'utilité et la précision de ces méthodes de simulation numérique directe seront démontrées.

Chapitre 3

Influence de l'environnement de la bulle sur son mouvement relatif : synthèse bibliographique

Nous présentons dans ce chapitre une synthèse bibliographique détaillée de l'influence du taux de vide sur le mouvement relatif d'une bulle par rapport au liquide. Nous choisissons de décrire ce mouvement par l'intermédiaire soit du coefficient de traînée C_D , soit de la vitesse relative V_{rel} , soit du nombre de Reynolds particulière Re_b , selon le choix des auteurs cités, tout en gardant à l'esprit que la connaissance de l'une des trois grandeurs permet la détermination des deux autres (section 6.1.2).

Plusieurs approches sont rencontrées dans la littérature pour étudier l'influence de l'environnement de la bulle sur son mouvement :

- la détermination expérimentale : c'est cette approche qui a été utilisée dans notre étude. Elle consiste à mesurer les caractéristiques du liquide et des bulles en fonction du taux de vide global ou local ;
- la détermination numérique : l'utilisation des méthodes de simulation numérique directe présentées au paragraphe 2.2.2 permet l'étude du mouvement des bulles en fonction de leur environnement ;
- l'utilisation de corrélations dans des codes de mécanique des fluides numérique : cette méthode est utilisée pour tester l'influence de la formulation du coefficient de traînée sur les résultats numériques de simulation de colonnes à bulles. Son rôle n'est donc pas de prédire mais de vérifier les corrélations décrivant le mouvement relatif des bulles en essaim.

3.1 Détermination expérimentale

La détermination expérimentale des caractéristiques des écoulements gaz–liquide s’est développée ces dernières années grâce à l’amélioration des techniques de mesure, notamment par l’apparition des méthodes non–intrusives de mesures de vitesses de la phase liquide (vélocimétrie laser Doppler ou à images de particules) et par le développement des techniques locales de mesure des tailles et vitesses de bulles et de taux de vide (par sonde optique, sonde à ultrasons, sonde électro–conductive, caméra rapide, technique à transmission de neutrons). Ainsi de nombreuses équipes de recherche se sont penchées sur l’étude expérimentale de l’influence de l’environnement de la bulle sur son comportement, motivées par les résultats concernant la sédimentation de particules solides. En effet, l’étude de la vitesse de chute de particules solides a pu être réalisée plus tôt que celle de montée de bulles, en raison de l’absence du problème de la détermination des diamètres des particules solides, non déformables, contrairement aux bulles. C’est pour cette raison que Richardson et Zaki (1954) étudiaient déjà la sédimentation de particules et la fluidisation et découvraient une relation pionnière de l’effet des interactions entre particules sur leur vitesse relative de la forme :

$$V_{\text{rel}} = V_{\infty} (1 - \alpha_{\text{glob}})^{n-1} \quad (3.1)$$

et l’exposant n , appelé dans la suite indice de Richardson et Zaki (R-Z), dépend du nombre de Reynolds de la particule :

$$\begin{aligned} Re_p < 0,2 & : n = 4,65 + 19,5 \frac{d_b}{D} \\ 0,2 < Re_p < 1 & : n = \left(4,35 + 17,5 \frac{d_b}{D} \right) Re_p^{-0,03} \\ 1 < Re_p < 200 & : n = \left(4,45 + 18 \frac{d_b}{D} \right) Re_p^{-0,1} \\ 200 < Re_p < 500 & : n = 4,45 Re_p^{-0,1} \\ Re_p > 500 & : n = 2,39 \end{aligned} \quad (3.2)$$

Cette corrélation a mis en évidence la diminution de vitesse relative de particules solides par *gêne stérique* (son origine sera détaillée plus loin dans ce chapitre).

Depuis cette relation, d’autres auteurs (Di Felice, 1999; Di Felice et Pagliai, 2003) ont confirmé la forte dépendance de la vitesse de chute de particules solides (ou de la vitesse de liquide nécessaire pour maintenir les particules en équilibre dans le cas de la fluidisation) envers le taux de présence global de particules.

À la suite de ces travaux sur les particules solides, et devant les points communs déjà mis en évidence entre la vitesse terminale de chute d'une particule solide et la vitesse terminale ascensionnelle d'une bulle unique de gaz (de petite taille car la déformation de la bulle, lorsqu'elle grossit, va avoir une influence importante sur son comportement), la mesure expérimentale des interactions entre les bulles a été réalisée.

3.1.1 Premières études de vitesses de bulles

Dans les années 60, les premières études d'interactions en milieu gaz-liquide ont été réalisées. Il s'agissait d'études basées sur la mesure des caractéristiques globales du système. Les résultats obtenus montraient également une forte dépendance des vitesses de bulles avec le taux de vide *global*, et notamment une diminution de la vitesse relative avec l'augmentation du taux de présence des bulles. Parmi ces études, nous pouvons noter celle de Griffith et Wallis (1961) concernant le mouvement de slugs, dans laquelle la vitesse de la phase gazeuse est mesurée par un chronomètre, les tailles de bulles par des photographies et la vitesse de liquide par empotage :

$$V_{\text{rel}} = V_{\infty} (1 - \alpha_{\text{glob}}) \quad (3.3)$$

Bridge et al. (1964) vérifient, pour un système gaz-liquide à contre-courant, l'équation 3.1 de Richardson et Zaki (1954) :

$$V_{\text{rel}} = V_{\infty} (1 - \alpha_{\text{glob}})^{1,39} \quad (3.4)$$

Marrucci (1965) a obtenu, par un modèle de cellule sphérique, pour $1 \ll Re_b < 300$ et en supposant les bulles sphériques :

$$V_{\text{rel}} = \frac{V_{\infty} (1 - \alpha_{\text{glob}})}{(1 - \alpha_{\text{glob}}^{5/3})} \quad (3.5)$$

Sur la figure 3.1, les corrélations 3.1 pour $Re_p > 500$, 3.3 et 3.5 sont représentées en fonction du taux de vide global. V^* est la vitesse relative normée par la vitesse terminale ascensionnelle d'une bulle unique (ou vitesse terminale de chute d'une particule solide) :

$$V^* = \frac{V_{\text{rel}}}{V_{\infty}} \quad (3.6)$$

Ainsi les trois corrélations tracées montrent que la gêne stérique subie par les bulles est caractérisée par une diminution de vitesse relative avec le taux de vide global, plus

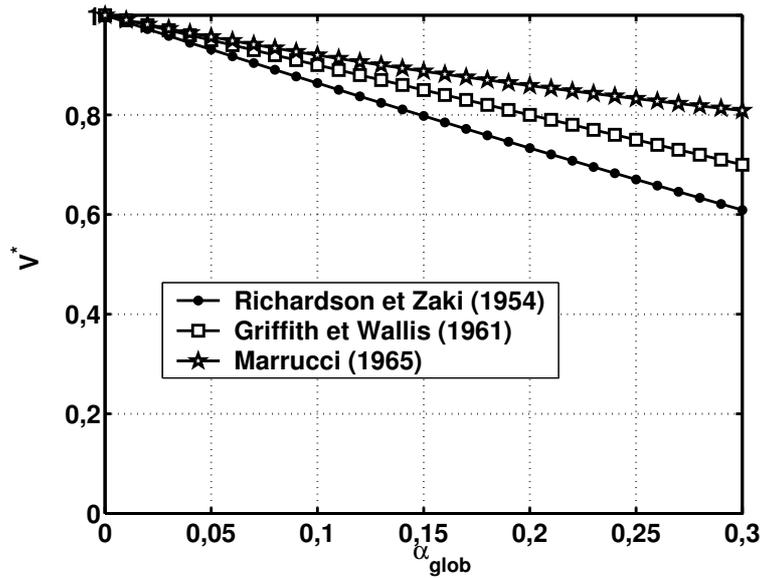


FIG. 3.1 – Corrélations de la fonction de gêne stérique en fonction du taux de vide global

ou moins prononcée selon les configurations expérimentales. Il est de plus intéressant de constater que la corrélation de Richardson et Zaki (1954), valable pour des particules solides, montre une diminution de vitesse relative plus prononcée que celle mesurée pour des bulles, qui sont en effet capables de se déformer et ainsi d'atténuer les contraintes issues de la gêne stérique auxquelles elles sont soumises.

3.1.2 Études actuelles

À l'heure actuelle, avec le développement des techniques présenté ci-dessus, de nouvelles études sont menées plus particulièrement sur l'effet du taux de vide *local* sur le mouvement relatif de bulles en essaims. En effet, les phénomènes locaux pouvant être très différents des phénomènes globaux, notamment en régime hétérogène, le mouvement de la bulle est influencé de manière forte par son entourage proche et donc plus par le taux de vide local que par le taux de vide global. Les études citées plus haut faisant apparaître une dépendance de la vitesse relative envers le taux de vide global, ne sont pas pour autant à négliger : elles restent valables lorsque le taux de vide local et le taux de vide global sont proches, comme c'est le cas en régime homogène (d'une colonne à bulles).

Pour essayer de classer les études existantes, nous pouvons commencer par citer les études expérimentales *descriptives*. Par exemple, Vassalo et Kumar (1999) ont observé une vitesse relative qui diminue avec le taux de vide local pour les « petites » bulles ($d_b < 1$ mm) et un effet contraire pour les « grosses » bulles ($1 < d_b < 2$ mm et slugs), et ceci jusqu'à

un taux de vide local pouvant atteindre 30 %. Magaud et al. (2001) ont observé, quant à eux, une diminution de la vitesse relative au moins jusque $\alpha_{loc} = 18 \%$, pour $d_b < 5$ mm.

a. Influence du taux de vide local

Ensuite, certaines études proposent des corrélations de dépendance du mouvement relatif mesuré avec le taux de vide :

- Garnier et al. (2002) ont mesuré le mouvement relatif d'un essaim de bulles, dans une colonne à bulles, en l'absence de gradients transverses de taux de vide et de vitesse de liquide. Les caractéristiques de la phase liquide sont obtenues par un système d'anémométrie à fil chaud et celles de la phase gazeuse par une double sonde optique (en supposant que le taux de présence des bulles sur une pointe est égal au taux de vide local). Grâce à une injection d'air réalisée par un grand nombre de capillaires, ils forment des bulles de diamètre inférieur à 5,5 mm et observent une diminution de la vitesse relative des bulles jusque $\alpha_{loc} = 35 \%$ selon la loi :

$$V_{rel} = V_{\infty} \left(1 - \alpha_{loc}^{1/3}\right) \quad (3.7)$$

Cette relation a été vérifiée pour un autre système expérimental, jusqu'à un taux de vide local de 20 %, tant que d_b reste inférieur à 6 mm (Guet et al., 2004). La corrélation expérimentale de vitesse de glissement des bulles 3.7 fait donc apparaître une dépendance en $\alpha_{loc}^{1/3}$. Cette dépendance met en évidence de fortes interactions entre les bulles dans l'écoulement, résultant en une distribution ordonnée des bulles dans l'espace, avec une distance inter-bulles la plus probable proportionnelle au produit $d_b \cdot \alpha_{loc}^{-1/3}$ (Davis et Acrivos, 1985; Gal-Or et Waslo, 1968).

- Zenit et al. (2001) ont proposé, pour une population de bulles de taille homogène ($d_b \approx 1,4$ mm) et un taux de vide global entre 0 et 20 % :

$$V_{rel} = V_{\infty} (1 - \alpha_{glob})^{2,796} \quad (3.8)$$

Leurs mesures sont également réalisées grâce à l'anémométrie à fil chaud pour le liquide et par une sonde double à impédance pour le gaz.

- Lockett et Kirkpatrick (1975) ont étudié un essaim de bulles ($d_b = 5$ mm) rendues immobiles par une circulation de liquide à contre-courant. Le taux de vide

est déterminé par une méthode d'atténuation de rayons Γ . Leurs mesures sont bien corrélées par l'équation de Richardson et Zaki (1954) modifiée pour tenir compte de la déformation des bulles qui n'existe pas pour des particules solides sphériques :

$$V_{\text{rel}} = V_{\infty} (1 - \alpha_{\text{loc}})^{1,39} (1 + 2,55\alpha_{\text{loc}}^3) \quad (3.9)$$

- Hartevelde et al. (2003) ont vérifié, jusque $\alpha_{\text{loc}} = 15$ %, la corrélation de Richardson et Zaki (1954) avec $n = 2,39$, pour différents systèmes d'injection d'air, et des bulles de tailles inférieure à 5 mm, en utilisant la vélocimétrie laser Doppler et une sonde optique.
- Enfin, Morchain (2001), d'après une régression linéaire de résultats expérimentaux (Larue De Tournemine, 2001) obtenus par une sonde optique et un anémomètre à fil chaud, a proposé, pour $\alpha_{\text{loc}} < 15$ % :

$$C_D = C_{D\infty} \lambda_1 (1 - \alpha_{\text{loc}}) e^{\lambda_2 \alpha_{\text{loc}}} \quad (3.10)$$

avec les constantes $\lambda_1 = 3,06$ et $\lambda_2 = 9,56$.

b. Influences combinées du taux de vide local et des diamètres de bulles

D'autres études ont pour but, en plus de la détermination de l'influence du taux de vide sur la vitesse relative des bulles, de déterminer le rôle joué par le diamètre des bulles dans cette évolution. Des effets, non pris en compte dans la vitesse terminale ascensionnelle de la bulle unique (par exemple, l'existence d'un sillage derrière la bulle), mais dépendant de son diamètre peuvent en effet influencer son mouvement relatif. On peut ainsi penser à un couplage entre l'influence du diamètre des bulles et celui du taux de vide local, qui a été mis en évidence par des travaux de la littérature :

- Guet et al. (2004) ont ainsi obtenu, pour $d_b > 6$ mm, une vitesse relative différente de celle mesurée pour $d_b < 6$ mm (équation 3.7) : ils mesurent une vitesse relative qui diminue de façon moins marquée que les petites bulles, et obtiennent même une indépendance totale vis-à-vis du taux de vide pour $d_b > 12$ mm.
- Lain et al. (1999) ont mesuré, pour $d_b < 1,2$ mm (en ajoutant des tensio-actifs au milieu liquide), une vitesse relative de bulles qui augmente avec le taux de vide global (en étant largement supérieure à V_{∞}). Les vitesses de bulles et de liquide sont obtenues par un anémomètre laser Doppler, en utilisant ou non un filtre optique

qui bloque la lumière réfléchiée par les bulles. Quand d_b augmente de 1,2 à 1,5 mm, la vitesse diminue jusque V_∞ et devient totalement indépendante du taux de vide global pour $d_b > 1,5$ mm (toutes les mesures ont été réalisées pour $\alpha_{\text{glob}} < 3\%$). Ces phénomènes sont expliqués par le fait que les interactions hydrodynamiques entre les bulles font que les petites sont aspirées par les grosses bulles alors que les grosses ne sont pas influencées par les petites bulles.

- Kendoush et al. (2004) ont également obtenu une évolution du mouvement relatif des bulles, dépendant du nombre de Reynolds particulière : pour $Re_b \approx 30$, la vitesse relative diminue avec le taux de vide alors qu'elle augmente pour $Re_b \approx 300$.
- Krishna et al. (1999) ont déterminé expérimentalement l'influence de la présence d'autres bulles sur le mouvement de calottes sphériques, en introduisant un facteur d'accélération AF dans l'équation de vitesse terminale ascensionnelle d'une calotte sphérique (Davies et Taylor, 1950), pour tenir compte de la présence du sillage des autres bulles (aspiration) :

$$V_g = \sqrt{\frac{gd_b}{2}}(SF)(AF) \quad (3.11)$$

où SF est un facteur d'échelle qui prend en compte l'influence des parois de la colonne :

$$\begin{aligned} \text{Pour } \frac{d_b}{D} < 0,125 & : SF = 1 \\ \text{Pour } 0,125 < \frac{d_b}{D} < 0,6 & : SF = 1,13 \cdot e^{-d_b/D} \\ \text{Pour } \frac{d_b}{D} > 0,6 & : SF = 0,496 \sqrt{\frac{d_b}{D}} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Le facteur AF dépend, quant à lui, de la vitesse superficielle de gaz dans la colonne :

$$AF = 2,73 + 4,505 (J_g - J_{g\text{-trans}}) \quad (3.13)$$

où $J_{g\text{-trans}}$ est la vitesse superficielle de gaz caractéristique de la transition entre le régime homogène et le régime hétérogène.

Il semble donc que le mouvement relatif des bulles soit une fonction complexe du taux de vide et du diamètre des bulles.

c. Influences combinées du taux de vide local et de la vitesse superficielle de liquide

Enfin, d'autres études expérimentales ont mis en évidence le rôle joué par la vitesse superficielle de liquide dans l'évolution de la vitesse relative avec le taux de vide :

- La corrélation proposée par Garnier et al. (2002) (équation 3.7) est respectée pour une vitesse de liquide entre 3,3 et 6,2 cm.s⁻¹ ; par contre, pour une vitesse de liquide plus petite, les vitesses relatives mesurées sont plus faibles, en raison de l'apparition de grosses structures d'écoulement et de mouvement descendant des bulles à la surface libre.
- Kashinsky et Timkin (1999), pour un essaim de bulles de $Re_b = 32$ ou $Re_b = 100$ et pour $\alpha_{loc} < 15$ %, ont obtenu une fonction de gêne, complètement indépendante de la vitesse superficielle de gaz, pour J_1 entre 10 et 20 cm.s⁻¹ :

$$V_{rel} = V_{\infty} \left(1 - 0,75\alpha_{loc}^{1/3} \right) \quad (3.14)$$

Par contre, pour $J_1 = 45$ cm.s⁻¹, ils mesurent une diminution de la vitesse relative plus importante que pour une vitesse superficielle de liquide plus petite, en raison de l'importance du champ turbulent présent dans la phase liquide, dont l'intensité peut atteindre la vitesse relative des bulles et qui induit une augmentation de la force de traînée à laquelle la bulle est soumise.

- Enfin, Spicka et al. (2001) ont également mesuré une diminution de la vitesse relative avec le taux de vide d'autant plus prononcée que la vitesse superficielle de liquide est importante. Ils proposent donc une corrélation de vitesse relative en fonction de α_{glob} (0 – 10 %), J_1 (0 – 20 cm.s⁻¹) et V_{∞} (Davies et Taylor (1950), équation 9.18) :

$$V_{rel} = \frac{0,63}{1 - \alpha_{glob}} \sqrt{\frac{d_b g \Delta \rho}{\rho_1}} (1 - 2,94 J_1) \quad (3.15)$$

On ne retiendra de ces études qu'une tendance générale de diminution de la vitesse relative avec le taux de vide local (figure 3.2) dont l'importance dépend du système expérimental choisi (type d'alimentation en gaz, taille de la colonne...) et donc du diamètre des bulles et de l'arrangement géométrique des bulles (Garnier et al., 2002). Cependant, pour des conditions particulières d'écoulement (grosses bulles), certains auteurs ont obtenu une augmentation de la vitesse relative avec le taux de vide (Krishna et al., 1999; Kendoush et al., 2004). Afin d'améliorer l'estimation de V^* , des simulations numériques de type suivi d'interfaces se sont développées. Ce type d'approches offre la possibilité de pouvoir connaître aisément toutes les caractéristiques de l'écoulement autour de la bulle ; ce qui

n'est pas le cas lors des expérimentations.

3.2 Détermination par des approches numériques directes

Des études VOF ont permis d'étudier plus précisément le comportement de bulles en essaim. Ainsi, le travail de Bertola et al. (2004) a mis en évidence l'importance de la taille des bulles : pour un essaim de bulles de $d_b = 5$ mm, la vitesse relative des bulles diminue avec le taux de vide. Cette diminution est attribuée à la diminution de la force de flottabilité à cause de la diminution de la densité moyenne de fluide autour de la bulle. Au contraire, pour des bulles de $d_b = 7$ mm, la vitesse relative augmente dans la même gamme de taux de vide (0 – 5 %), indiquant que la réduction de traînée due à l'effet de sillage des autres bulles est maintenant prépondérante par rapport à la diminution de la force de flottabilité. D'une manière générale ($d_b = 5$ ou 7 mm), les auteurs ont mis en évidence un effet stabilisant de l'essaim sur les bulles, en diminuant les déviations horizontales de leur trajectoire.

Legendre et al. (2003) ont utilisé la simulation numérique directe pour étudier les interactions hydrodynamiques entre deux bulles sphériques montant côte à côte. Pour $Re_b < 10$, le coefficient de traînée diminue quand la distance inter-bulles s diminue (et donc le taux de vide augmente). Pour $10 < Re_b < 1000$, ils obtiennent le phénomène contraire :

$$C_D(Re_b, s) = \frac{48}{Re_b} \left(1 + g(s) - (1 + s^{-3}) \frac{2,211}{Re_b^{1/2}} + O(Re_b^{-5/6}) \right) \quad (3.16)$$

$$\text{avec } g(s) = s^{-3} + \frac{3}{4}s^{-6} + \frac{11}{3}s^{-8} + \frac{1}{2}s^{-9} + \frac{39}{4}s^{-10} + O(s^{-11}) \quad (3.17)$$

Sugiyama et al. (2001) ont obtenu, également par DNS, un résultat en accord partiel avec les remarques précédentes (celles obtenues pour $Re_b > 10$) : pour $1 < Re_b < 150$, et en faisant une hypothèse de sphéricité des bulles et d'un milieu liquide contaminé, ils mesurent un coefficient de traînée qui augmente avec le taux de vide (jusque 10 %).

Les approches de type Lattice Boltzmann sont également un moyen d'étudier les interactions entre les bulles. Par exemple, Sankaranarayanan et al. (2002) ont trouvé deux effets opposés du taux de vide sur le mouvement relatif des bulles, selon leur taille. Ainsi, pour $\alpha_{\text{glob}} < 20$ % et un arrangement cubique de bulles sphériques ou ellipsoïdales, la vitesse

des bulles diminue avec le taux de vide selon :

$$Re_b = Re_{b\infty} (1 - \alpha_{\text{glob}})^{n-1} \quad (3.18)$$

$$\text{avec } n = \begin{cases} 3,3 - 1,7 \log \left(\frac{\Theta}{1,3} \right) & \text{si } \Theta < 1,3 \\ 3,3 - 51 \log \left(\frac{\Theta}{1,3} \right) & \text{si } \Theta \geq 1,3 \end{cases}$$

$$\text{et } \Theta = Re_{b\infty} Mo^{1/4} E\ddot{o}^{-1/2} \quad (3.19)$$

où $Re_{b\infty}$ est le nombre de Reynolds particulière d'une bulle unique de même diamètre que les bulles de l'essaim. Pour des calottes sphériques, ils obtiennent un indice n inférieur à 1, ce qui met en évidence que quelle que soit la valeur du taux de vide, la vitesse des bulles sera plus grande que la vitesse limite d'une bulle isolée en milieu infini.

Enfin diverses approches mathématiques ont été utilisées à cet escient. Le travail pionnier d'Ishii et Zuber (1979) reposait sur le développement de corrélations de coefficient de traînée et de mouvement relatif des bulles pour des écoulements gaz-liquide, à partir d'un modèle à viscosité de mélange et des données expérimentales collectées dans la littérature. Ainsi, dans le tableau 3.1, les corrélations du coefficient de traînée obtenu sont rassemblées, en fonction du régime. Le nombre de Reynolds est basé sur la viscosité du mélange μ_m :

$$Re_m = \frac{\rho_l V_{\text{rel}} d_b}{\mu_m} \quad (3.20)$$

et la viscosité du mélange est définie comme :

$$\mu_m = \mu_l (1 - \alpha_{\text{loc}})^{-2,5\alpha_{\text{loc}} \frac{\mu_g + 0,4\mu_l}{\mu_g + \mu_l}} \quad (3.21)$$

La différence de masse volumique est, uniquement dans ce cas, définie comme :

$$\Delta\rho = \rho_m - \rho_g = (1 - \alpha_{\text{loc}}) (\rho_l - \rho_g) \quad (3.22)$$

Gal-Or et Waslo (1968) ont obtenu, par la résolution des équations de Navier–Stokes dans le cas d'un écoulement rampant, la vitesse de montée d'un essaim de bulles régulièrement espacées selon :

$$V_g = \frac{1}{18} \frac{(\rho_g - \rho_l) g d_b^2}{\mu_l} \frac{3\mu_l \left(1 - \alpha_{\text{loc}}^{1/3}\right) \left(1 - \alpha_{\text{loc}}^{5/3}\right) + \mu_g \left(3 - 4,5\alpha_{\text{loc}}^{1/3} + 4,5\alpha_{\text{loc}}^{5/3} - 3\alpha_{\text{loc}}^2\right)}{2\mu_l \left(1 - \alpha_{\text{loc}}^{5/3}\right) + \mu_g \left(3 + 2\alpha_{\text{loc}}^{5/3}\right)} \quad (3.23)$$

Régime	Condition	Coefficient de traînée
Stokes	$d_b < 0,12 \text{ mm}$	$C_D = \frac{24}{Re_m}$
Sphérique inertiel	$d_b < 1,6 \text{ mm}$	$C_D = \frac{24}{Re_m} (1 + 0,1Re_m^{0,75})$
Particules déformées	$d_b < 7,2 \text{ mm}$ et $\alpha_{loc} < 30 \%$	$C_D = \frac{4}{3} \left(\frac{\Delta\rho g d_b^2}{\sigma} \right)^{0,5} (1 - \alpha_{loc})^{-0,5}$
Turbulent	$\alpha_{loc} > 30 \%$	$C_D = \frac{8}{3} (1 - \alpha_{loc})^2$

TAB. 3.1 – Coefficients de traînée de bulles en essaim selon Ishii et Zuber (1979)

Il est intéressant de remarquer que cette équation se réduit à la relation 3.7, proposée par Garnier et al. (2002), dans le cas où $\mu_g \ll \mu_l$, alors que les conditions d'obtention des deux corrélations sont très différentes.

Enfin, Zhang et Fan (2003), par la résolution de l'équation de mouvement dans la direction axiale de bulles montant en ligne, ont mis en évidence la prépondérance de la force de traînée par rapport aux forces de Basset et de masse ajoutée. Ils ont également montré la diminution du coefficient de traînée d'une bulle lorsqu'elle se rapproche d'une bulle située plus haut.

La figure 3.2 met en évidence les disparités dans les résultats de la littérature concernant le mouvement relatif de bulles en essaims. En effet, des différences importantes peuvent être remarquées entre les corrélations, notamment pour les grosses bulles (avec la corrélation de Sankaranarayanan et al. (2002) qui prédit une augmentation de la vitesse relative avec le taux de vide local).

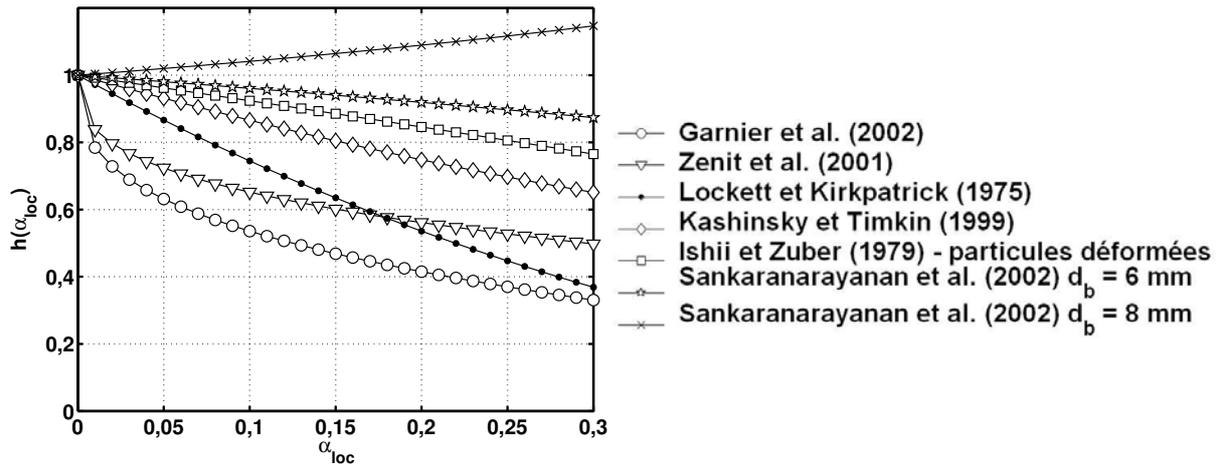


FIG. 3.2 – Corrélations de la fonction de gêne stérique en fonction du taux de vide local – Études expérimentales et numériques

3.3 Formulation du coefficient de traînée : Conséquences sur les résultats obtenus par simulation numérique

Enfin, certains travaux bibliographiques se reportent à l'étude de l'influence du taux de vide sur la vitesse relative des bulles, par l'utilisation des coefficients de traînée cités précédemment dans des codes de simulation numérique de type Lagrangien ou Eulérien. La principale difficulté rencontrée avec ces approches numériques concerne la compréhension de l'influence réelle du coefficient de traînée sur l'amélioration des résultats obtenus. Par exemple, Behzadi et al. (2004) ont comparé des simulations Eulériennes réalisées avec des termes de fermeture *classiques* (basés sur les relations empiriques obtenues pour une bulle isolée) et d'autres dans lesquelles les termes de fermeture (le coefficient de portance, le coefficient de réponse turbulente et le coefficient de traînée) dépendent du taux de vide. La qualité des prédictions de la vitesse de liquide, du taux de vide et de l'énergie cinétique turbulente est meilleure avec le second modèle, en raison de la prise en compte du taux de vide dans chaque coefficient, mais comment déterminer le rôle joué par le coefficient de traînée seul dans cette performance? Le même problème est rencontré dans l'étude de León-Becerril (2001) qui a déterminé la transition entre les régimes, par une analyse de stabilité, dans une simulation numérique pour laquelle, entre autres coefficients, le coefficient de traînée dépendait du taux de vide et de la déformation des bulles

(Van Wijngaarden, 1991) :

$$C_D = C_{D\infty} \cdot [f(\alpha_{\text{loc}}, \chi)]^{-2} \quad (3.24)$$

$$\text{Avec } f(\alpha_{\text{loc}}, \chi) = 1 - \frac{1,43(2 + Z(\chi))}{3} \alpha_{\text{loc}} \quad (3.25)$$

Et la fonction $Z(\chi)$ est définie par l'équation 2.20.

3.4 Synthèse

Ce chapitre a montré l'étendue des recherches déjà réalisées concernant l'influence du taux de vide local sur le mouvement relatif des bulles. Dégager un consensus de toutes ces études n'est pas évident, puisque certaines ne s'accordent pas (figures 3.1 et 3.2). D'autres affirment même que le taux de vide n'a aucune influence sur le comportement des bulles (Sheng et Irons, 1992). Ce qu'il est possible d'affirmer à l'heure actuelle, c'est que le diamètre des bulles se combine au taux de vide pour influencer la vitesse des bulles. D'autre part, trois domaines de taux de vide semblent se dégager :

- Pour le cas très particulier des très petits taux de vide ($\alpha_{\text{loc}} \ll 1\%$) et des petites bulles, certains auteurs ont réussi à observer une augmentation de la vitesse relative avec α_{loc} (Lain et al., 1999).
- Cependant, la plupart des auteurs, ne travaillant pas dans cette gamme très restreinte de taux de vide, observe plutôt une vitesse relative des bulles qui diminue lorsque le taux de vide augmente (cette tendance semble être limitée à des bulles de diamètre inférieur à 5 mm). La diminution de vitesse relative est attribuée à la gêne stérique liée à la présence de bulles dans le fluide environnant (Magaud et al., 2001; Garnier et al., 2002; Zenit et al., 2001; Lockett et Kirkpatrick, 1975; Morchain, 2001; Gal-Or et Waslo, 1968; Ishii et Zuber, 1979; Harteveld et al., 2003; Sankaranarayanan et al., 2002; Guet et al., 2004; Sugiyama et al., 2001; Kendoush et al., 2004; Kashinsky et Timkin, 1999; Spicka et al., 2001; Vassalo et Kumar, 1999). En effet, cette gêne stérique resserre les sillages des bulles, ce qui induit de forts gradients de vitesse autour des bulles. Ainsi l'augmentation du champ des contraintes visqueuses provoquera celle de la force de traînée. D'autre part, la présence de bulles provoque une diminution de la densité apparente du liquide autour de la bulle et par conséquent une modification de la pression statique et donc une diminution de la force de flottabilité qui va avoir tendance à ralentir la bulle (Bertola et al., 2004).

- Pour les taux de vide les plus importants ou les essaims de grosses bulles, la vitesse relative des bulles augmente avec le taux de vide. Cette augmentation est liée à une modification dynamique du champ des pressions par l’extension des sillages des grosses bulles, qui provoque l’entraînement des bulles suivantes (Kendoush et al., 2004; Vassalo et Kumar, 1999; Sankaranarayanan et al., 2002; Ishii et Zuber, 1979; Krishna et al., 1999). Okawa et al. (1999) ont ainsi pu mesurer une vitesse de liquide dans le sillage d’une bulle qui atteint le double de la vitesse relative de la bulle. La conséquence de l’augmentation de la vitesse de liquide est l’augmentation de la vitesse des bulles suivantes, par exemple Tsuge et Hibino (1972) ont mesuré des vitesses de bulles en trains qui peuvent atteindre le double de la vitesse d’une bulle unique de même taille (cet effet de sillage est d’ailleurs d’autant plus important que les bulles sont grosses).

Dans tous les cas, les interactions entre les bulles déterminent leur comportement. Le but de notre étude n’est pas d’ajouter une $n^{\text{ième}}$ corrélation à la liste précédente mais plutôt d’essayer de comprendre, par un pilote d’expérimentation, les rôles joués par le diamètre et le taux de vide dans le mouvement des bulles, ainsi que l’influence de divers paramètres, tels que la vitesse superficielle de liquide imposée ou la tension superficielle de la phase continue. La seconde partie de ce mémoire sera consacrée à cette étude expérimentale. Finalement, dans la troisième partie, l’influence du taux de vide, et plus particulièrement des résultats obtenus expérimentalement, sur la simulation numérique d’une colonne à bulles sera testée.

Partie 2 – Étude expérimentale

Introduction

Devant le constat réalisé au chapitre précédent, concernant les désaccords entre les corrélations décrivant le mouvement relatif de bulles en essaim, nous avons décidé de réaliser une étude expérimentale afin de déterminer les paramètres déterminant ce mouvement. Ainsi, dans cette seconde partie, nous présenterons tout d'abord, au cours du chapitre 4, le dispositif utilisé. Le système expérimental est constitué d'une colonne à bulles de section carrée dont l'alimentation en air est réalisée par un réseau de capillaires. Cette configuration, associée à l'imposition d'une vitesse superficielle de liquide, assure l'existence d'un écoulement homogène de la dispersion, sans la présence de structure locale de recirculation de liquide, et permet la mesure de l'influence du taux de vide seul sur le mouvement relatif des bulles. Les techniques de mesure des caractéristiques de la phase liquide et de la phase gazeuse seront ensuite présentées. Nous avons fait le choix de ne développer que les techniques utilisées au cours de ce travail, le but n'étant pas de faire un état de l'art des techniques de mesure des écoulements gaz-liquide disponibles à l'heure actuelle. Le chapitre 5 présentera tout d'abord les études préliminaires réalisées afin de s'assurer de l'homogénéité de l'écoulement présent dans la colonne à bulles.

Puis, d'importants phénomènes liés au mouvement relatif des bulles en essaim seront mis en évidence par des mesures expérimentales.

Ces phénomènes seront mis en relation avec les résultats déjà publiés sur ce sujet et des éclaircissements seront apportés par rapport aux conditions d'application des corrélations bibliographiques données au chapitre 3.

Enfin, dans le dernier chapitre de cette partie, l'évolution du coefficient de traînée des bulles avec le taux de vide sera discutée et une corrélation, utilisable dans les codes de mécanique des fluides numérique, en sera extraite. Cette corrélation sera finalement utilisée dans la troisième partie de ce mémoire.

Chapitre 4

Dispositif expérimental

4.1 Pilote d'expérimentation

Le dispositif expérimental étudié est une colonne à bulles de section carrée ($L = 0,1$ m). Sa hauteur totale, déversoir compris est de $h = 1$ m. Le système cartésien de coordonnées (x, y, z) choisi a comme origine le point O $(0, 0, 0)$ situé au centre du plan carré dont la position verticale est l'extrémité des capillaires (figure 4.1). Les composantes de vitesse dans ce repère sont notées U (composante *horizontale* suivant x), V (composante *verticale* suivant y) et W (composante suivant z). Une photographie de l'ensemble de l'installation est représentée sur la figure 4.2. Une vérification de la verticalité de la colonne a été réalisée grâce à un niveau à bulles.

4.1.1 Configuration expérimentale pour la phase liquide

La colonne est alimentée en liquide par un réservoir de 120 L rempli d'eau déminéralisée. L'eau peut soit rester immobile dans la colonne si toutes les vannes d'arrivée sont fermées (fonctionnement en colonne à bulles fermée au liquide), soit être mise en mouvement en circuit fermé, par l'intermédiaire d'une pompe, d'un déversoir, qui permet d'éviter le retour du liquide dans la colonne, et d'une jambe de retour (fonctionnement en colonne ouverte au liquide).

L'eau passe, avant d'atteindre la section de la colonne où les mesures seront réalisées, par un convergent et deux grilles afin de réduire les structures de turbulence créées lors de sa mise en mouvement. Ce passage permet d'obtenir une turbulence quasiment homogène et isotrope dans la colonne, comme nous le verrons au paragraphe 4.2.1.

Le contrôle du débit de liquide est réalisé par des rotamètres préalablement étalonnés et la pompe utilisée assure une vitesse superficielle de liquide comprise entre 0 et 10 cm.s^{-1} .

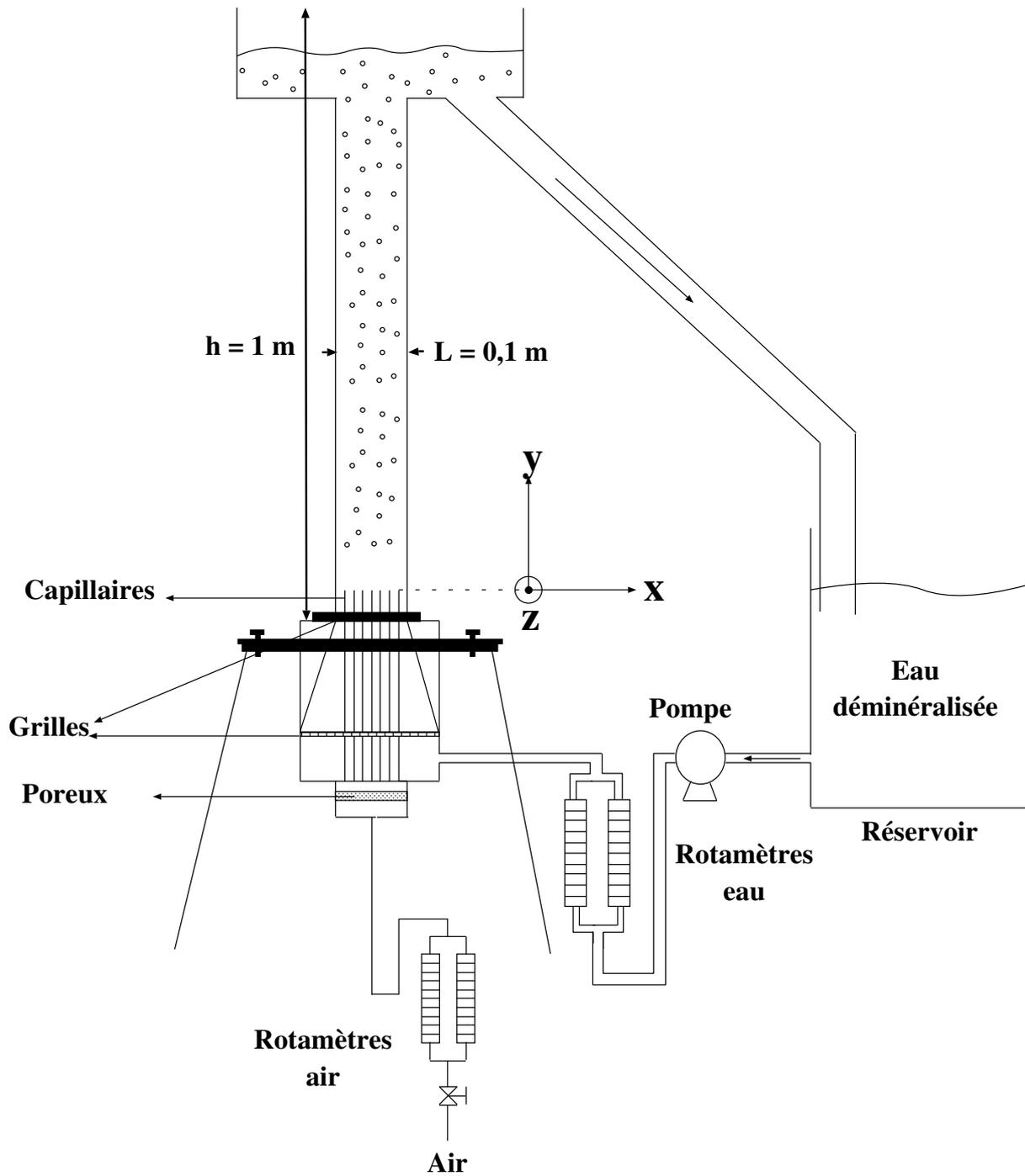


FIG. 4.1 – Schéma du dispositif expérimental

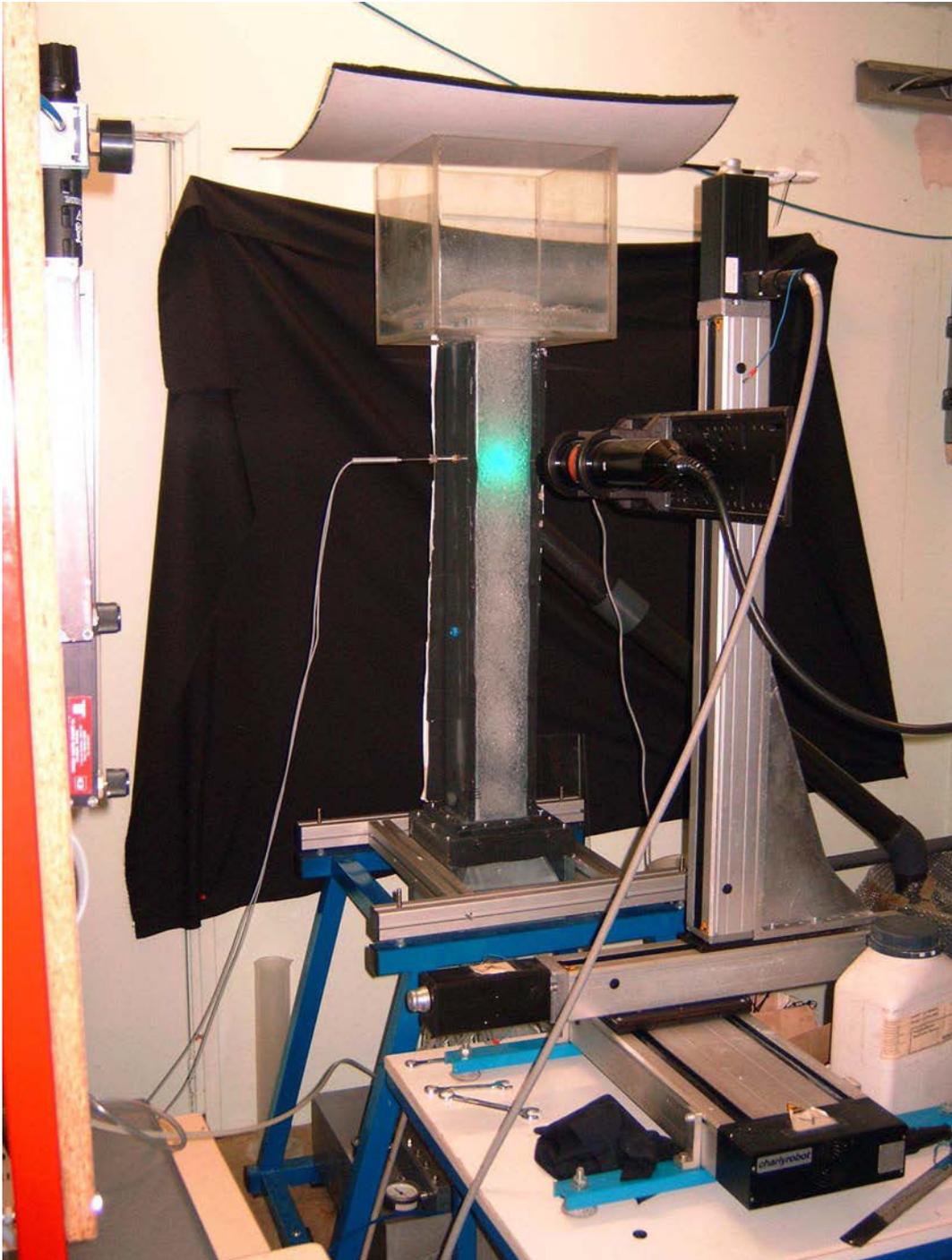


FIG. 4.2 – Photographie du dispositif expérimental

4.1.2 Configuration expérimentale pour la phase gazeuse

L'alimentation en air de la colonne est assurée par le réseau d'air comprimé du laboratoire, via un détendeur associé à un filtre pour enlever les impuretés (résidus d'huile). L'injection d'air se fait par 133 capillaires de longueur $l_{\text{cap}} = 18$ cm et de diamètre interne $d_{\text{cap}} = 0,44$ mm, qui sont eux-mêmes alimentés dans une *chambre d'uniformisation* dans laquelle un plateau poreux a été inséré afin de répartir l'air uniformément en amont des capillaires. Pour des raisons d'opacité de l'écoulement mais aussi de difficulté de mise en œuvre, les capillaires ne sont pas implantés sur toute la surface de la colonne mais seulement sur une profondeur de 3 cm (figure 4.3).

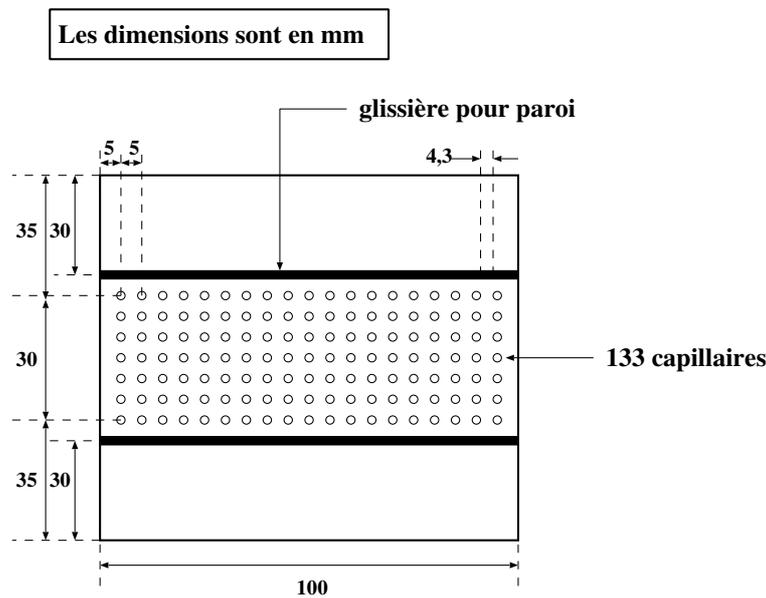


FIG. 4.3 – Le système d'injection de l'air

Cette configuration d'injection a été choisie principalement pour deux raisons :

- ▷ la présence de la chambre d'uniformisation en amont des capillaires permet l'équipartition de l'air dans tous les capillaires et l'alimentation par une distribution homogène de tailles de bulles (Garnier et al., 2002) ;
- ▷ la taille des bulles formées est bien contrôlée par le débit d'air qui traverse le capillaire, et donc par la vitesse superficielle de gaz J_g imposée. En effet, plus le débit d'air en entrée d'un capillaire est grand, et plus les bulles en sortie sont grosses (et rapprochées).

La vitesse superficielle de gaz est réglée par l'intermédiaire de rotamètres et peut varier entre 0 et 8 cm.s^{-1} , ce qui permet d'obtenir un taux de vide compris entre 0 et 35 %

environ.

Nous avons alors considéré deux modes de fonctionnement :

- ▷ système d'injection 1. Les capillaires sont alimentés directement dans la chambre d'uniformisation de l'air (figure 4.4). Le problème qui a été rencontré avec cet injecteur est qu'il est difficile, voire impossible, de fixer le comportement des capillaires individuellement, ce qui nous a pénalisé pour parfaire notre étude expérimentale (paragraphe 5.2.1). C'est pourquoi le système d'alimentation suivant a été utilisé ;
- ▷ système d'injection 2. Les capillaires sont reliés individuellement à des tuyaux souples qui sont eux-mêmes branchés sur la chambre d'uniformisation (figure 4.5). Dans cette configuration, chaque capillaire peut être alimenté ou bouché, en obstruant par une pièce métallique le tuyau souple auquel il est relié. Pour permettre une alimentation uniforme de tous les capillaires, les tuyaux souples sont tous de même longueur. Une photographie de cet injecteur se trouve sur la figure 4.6.

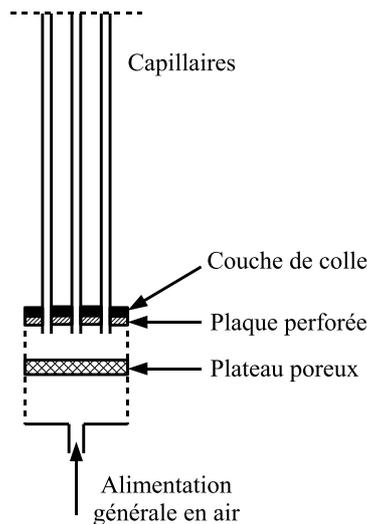


FIG. 4.4 – *Système d'injection 1 : Capillaires directement reliés à la chambre d'uniformisation*

À partir de ce système expérimental, afin d'obtenir les renseignements nécessaires à la détermination du mouvement des bulles en essais, différentes techniques de mesure ont été utilisées, elles sont présentées dans la section suivante.

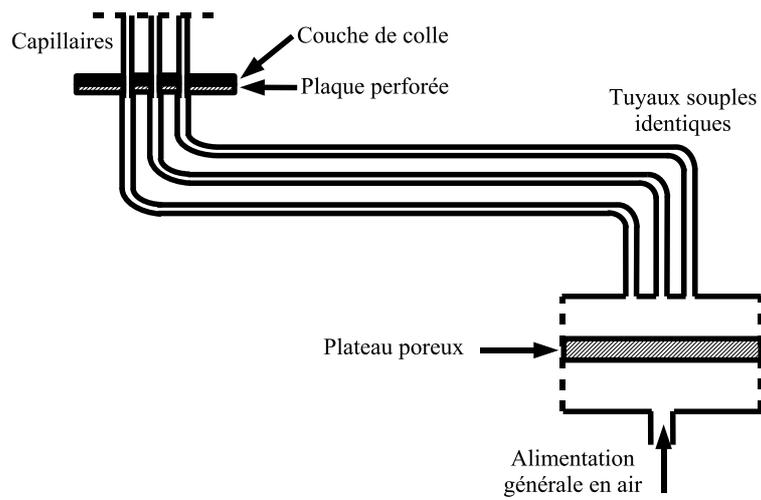


FIG. 4.5 – *Système d'injection 2 : Capillaires reliés à la chambre d'uniformisation par des tuyaux flexibles*

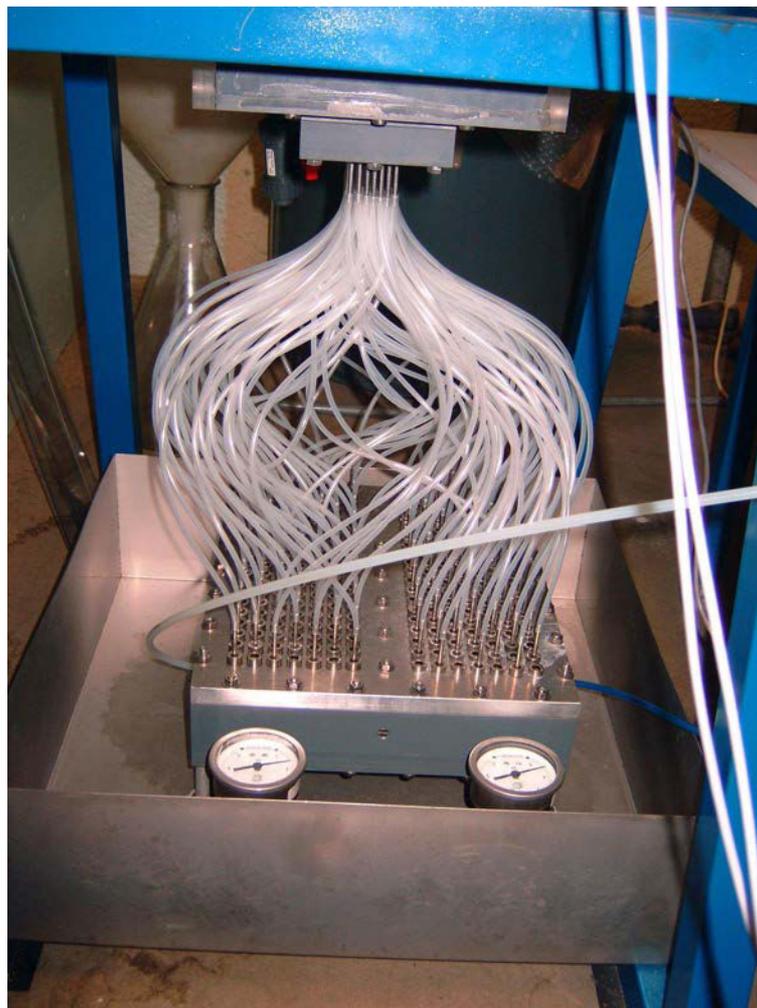


FIG. 4.6 – *Le système d'injection final de l'air*

4.2 Les techniques de mesures utilisées

4.2.1 Mesure des caractéristiques de la phase liquide

a. Description de la technique

Pour mesurer les caractéristiques de la phase liquide (valeur moyenne de la vitesse et fluctuations en un point), la vélocimétrie Laser Doppler (souvent appelée *LDV* comme *Laser Doppler Velocimetry*) est utilisée. Depuis les premiers tests expérimentaux de Yeh et Cummins (1964), cette technique de mesure sert à déterminer les vitesses dans les écoulements monophasiques. Elle a été ensuite étendue aux écoulements diphasiques, que ce soit pour déterminer les vitesses de la phase continue (Groen et al., 1996, 1999; Mudde et al., 1997, 1998) ou celles de la phase gazeuse (Vassalo et Kumar, 1999; Kashinsky et Timkin, 1999) et également le taux de vide (Kulkarni et al., 2001) ou les distributions de taille de bulles (Kulkarni et al., 2004). La LDV possède de nombreux avantages :

- elle est non intrusive et ne perturbe donc pas l'écoulement dans lequel les mesures sont réalisées ;
- elle ne nécessite aucun étalonnage préalable ;
- elle présente de hautes résolutions spatiales et temporelles ;
- enfin, elle permet la mesure simultanée de plusieurs composantes de la vitesse (que ce soit les moyennes ou les fluctuations).

Le principe de mesure de la LDV est le suivant (Mayering, 2001) : une lentille convergente permet le croisement de deux faisceaux laser monochromatiques et cohérents. Un réseau composé alternativement de franges destructives et de franges constructives se forme alors. Lorsqu'une particule d'ensemencement traverse l'intersection de ces faisceaux (appelée *volume de mesure*), la lumière diffusée par cette particule présente une succession de maxima et de minima qui correspondent au passage de la particule dans les franges brillantes et les franges sombres. Le décalage de fréquence entre l'onde incidente et l'onde réfléchie, après diffusion par la particule, est appelée fréquence Doppler ($f_D = f_{inc} - f_{réf}$). Elle est récupérée par un photomultiplicateur, et se présente sous la forme de bouffées Doppler ou *bursts*, composées par la ligne de base gaussienne du faisceau laser et par la modulation Doppler due à la particule (figure 4.7). À partir de la mesure de la fréquence Doppler, on

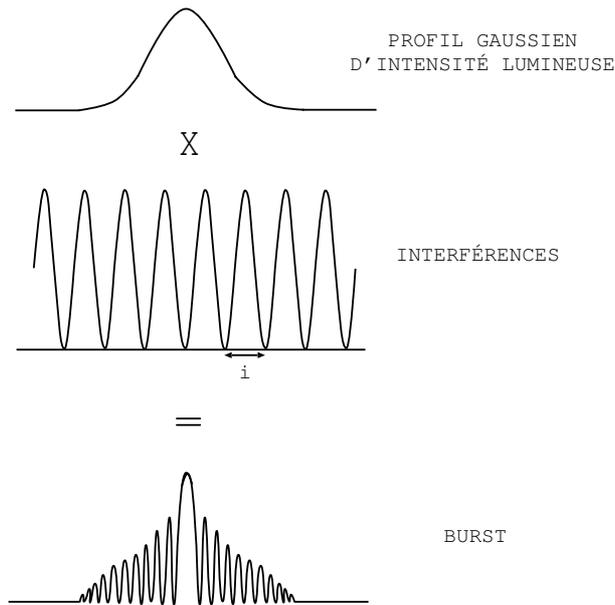


FIG. 4.7 – Décomposition du signal issu du photomultiplicateur

peut obtenir la vitesse de la particule traversant le volume de mesure par :

$$v_p = \frac{f_D}{i} \quad (4.1)$$

$$\text{et } i = \frac{\lambda_0 l}{a} = \frac{\lambda_0}{2 \sin \frac{\beta}{2}} \quad (4.2)$$

$$\text{d'où } v_p = \frac{\lambda_0 f_D}{2 \sin \frac{\beta}{2}} \quad (4.3)$$

où i est l'interfrange, λ_0 est la longueur d'onde du rayon laser incident, a est la distance entre les 2 faisceaux incidents, l est la distance focale de la lentille convergente et β est l'angle d'intersection des faisceaux (voir Figure 4.8).

L'expression 4.3 montre que 2 particules traversant le volume de mesure avec le même

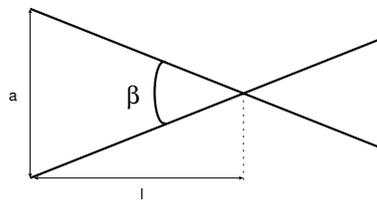


FIG. 4.8 – Chemin optique des faisceaux

module de vitesse, mais de signe contraire, génèrent un signal de même fréquence. Pour déterminer le signe de la vitesse, une solution consiste à décaler légèrement la fréquence de l'un des faisceaux par rapport à l'autre en l'excitant à l'aide d'une cellule de Bragg. Ainsi

une particule se déplaçant avec une vitesse positive induira des bouffées Doppler de plus grande fréquence que le décalage de fréquence, alors qu'une particule ayant une vitesse négative causera une fréquence plus faible que le décalage. Ainsi si f_0 est le décalage de fréquence du faisceau incident, causé par la cellule de Bragg, l'expression 4.3 devient :

$$v_p = \frac{\lambda_0 (f_D - f_0)}{2 \sin \frac{\beta}{2}} \quad (4.4)$$

La composante de vitesse, mesurée par le couple de faisceaux, est perpendiculaire au système de franges. Un schéma général de l'installation du vélocimètre est représenté sur la figure 4.9. Le vélocimètre utilisé est de marque AEROMETRICS équipé d'un laser Ar^+ SPECTRA-PHYSICS d'une puissance maximale de 4 W fournissant deux faisceaux de longueurs d'onde différentes (un vert de longueur d'onde 514,5 nm et un bleu à 488 nm) rendant ainsi la mesure simultanée de deux composantes de vitesse de la phase liquide possible. Un banc de déplacement (CHARLYROBOT) permet de plus un positionnement tridimensionnel précis de la tête du laser. Lors de chaque mesure réalisée par LDV, les

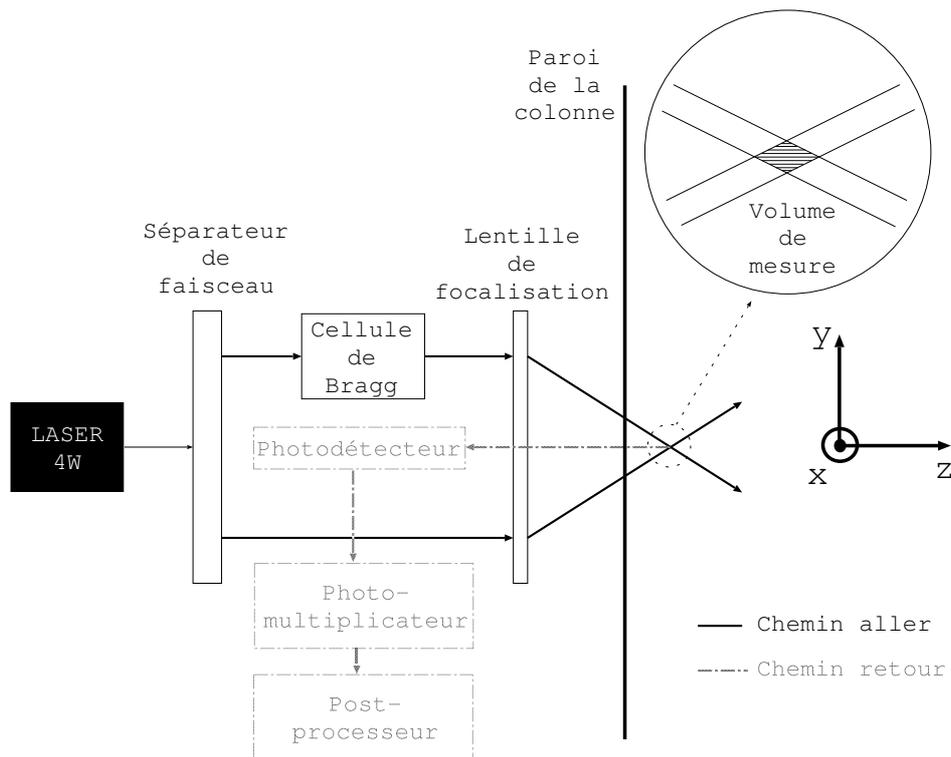


FIG. 4.9 – Montage optique de la Vélocimétrie Laser Doppler

grandeurs suivantes sont obtenues :

- les composantes de \mathbf{v}_1 (vitesse instantanée) : u_1 selon x et v_1 selon y ;
- les composantes de \mathbf{V}_1 (vitesse moyenne) : U_1 selon x et V_1 selon y ;

- les composantes du tenseur de Reynolds : $\overline{u'_1 u'_1}$ selon x et $\overline{v'_1 v'_1}$ selon y , ainsi que $\overline{u'_1 v'_1}$

b. Applicabilité aux écoulements gaz–liquide

Deux systèmes de fonctionnement de la LDV peuvent se distinguer, en fonction de la position relative du système d'émission et du système de réception :

- le mode avant : le système de détection est situé en face de la tête du laser ;
- le mode arrière : la tête du laser sert à la fois de système émetteur et de système récepteur.

Le mode avant, contrairement au mode arrière, ne nécessite pas un laser de puissance particulièrement forte, car l'intensité de la lumière diffusée est élevée. Il est cependant restreint à l'étude de systèmes très dilués si les mesures sont réalisées au sein d'écoulements gaz–liquide. Ainsi pour de forts taux de présence des bulles, comme cela va être le cas dans cette étude, le mode arrière est préférable, même si la fréquence d'acquisition diminue fortement avec l'opacité du système, en raison de la faible probabilité de pénétration simultanée des deux faisceaux à travers le milieu (Mudde et al., 1998) et des coupures dans le signal dus au passage des bulles dans le volume de mesure (Groen et al., 1999). C'est donc pour cette raison que le laser acheté par le laboratoire fonctionne en mode arrière. L'ensemencement est réalisé par des particules d'*Iriodine 110 Fine Satin* (MERCK) qui suivent l'écoulement de l'eau dans lequel elles se trouvent (faible diamètre et densité proche de celle de l'eau).

De nombreuses études ont porté sur l'utilisation de la vélocimétrie laser Doppler dans les écoulements à bulles. Ainsi Ellingsen et al. (1997) comparent les signaux temporels de vitesse obtenus par LDV et par vélocimétrie à fil chaud dans un écoulement à bulles, où le taux de vide reste inférieur à 2 %. Ils obtiennent des résultats très cohérents à condition d'utiliser de bonnes fonctions de filtrage du bruit des signaux.

Les études de Groen et al. (1996, 1999) et Mudde et al. (1997, 1998) démontrent l'utilisation possible de la LDV dans une colonne à bulles jusqu'à des taux de vide globaux de 30 %. En effet, des mesures réalisées dans l'écoulement généré par un simple train de bulles ont montré qu'aucun signal n'est obtenu lorsqu'une bulle traverse le volume de mesure, mais que le sillage de la bulle peut être observé pendant une courte période car il crée une grande vitesse de liquide derrière la bulle. Ainsi, la LDV mesure principalement les caractéristiques de la phase liquide. Guet et al. (2002) ont montré l'applicabilité des mesures LDV dans une colonne à bulles jusqu'à un taux de vide de 20 % pour une couche

de bulles de 3 cm d'épaisseur et 10 % pour une couche de 5 cm avec un laser fonctionnant en mode arrière.

c. Mesures préliminaires

Une étude préliminaire, réalisée dans la colonne à bulles présentée dans la section précédente, a permis de démontrer la faible contribution des bulles sur les mesures réalisées par LDV. Sur la figure 4.10 les taux d'acquisition dans la direction axiale, en fonction de la vitesse superficielle de gaz, avec et sans particules d'ensemencement sont représentés.

On se rend donc compte que sans Iriodine, quelles que soient les vitesses superficielles de

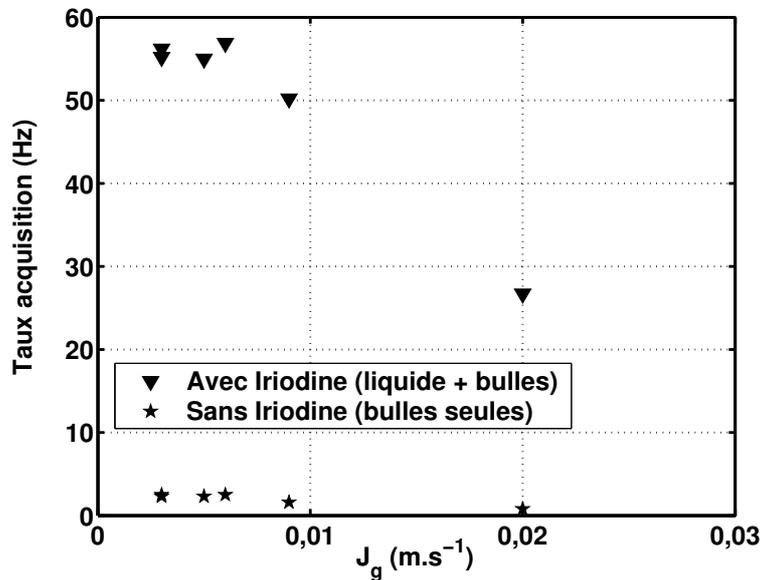


FIG. 4.10 – Taux d'acquisition de la vitesse axiale de la LDV en fonction de J_g

gaz, les taux d'acquisition sont très faibles. Ils ne sont toutefois pas nuls, en raison d'une faible diffraction des rayons liée à la présence des bulles. Cependant le rapport entre les taux d'acquisition avec et sans ensemencement étant très élevé, on peut en déduire que c'est bien la vitesse des particules d'Iriodine, et donc celle de la phase liquide, qui sera mesurée par la LDV (Vial et al., 2001). Cette hypothèse a été vérifiée par des bilans de matière sur la phase liquide et par la visualisation des signaux temporels de la vitesse de liquide (Annexe 2). Il faudra toutefois être prudents dans l'utilisation des mesures issues de la vélocimétrie laser Doppler pour les forts taux de vide qui provoquent l'opacité du système et la chute du taux d'acquisition.

Les profils de vitesses moyennes axiales (pour différentes vitesses superficielles de liquide J_1) et de fluctuations horizontales et verticales de liquide (pour $J_1 = 9,7 \text{ cm.s}^{-1}$) sont

respectivement représentés sur les figures 4.11 et 4.12, en l'absence de bulles et à mi-hauteur de la colonne.

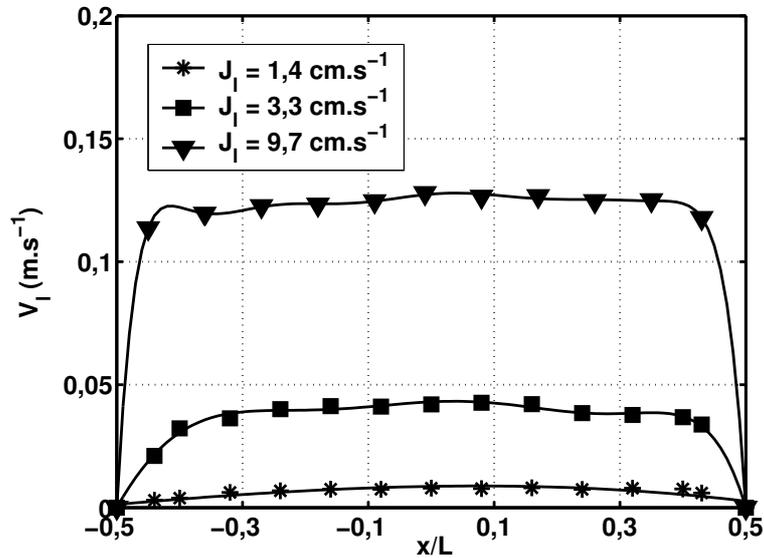


FIG. 4.11 – Profil horizontal de vitesse axiale moyenne de liquide en écoulement monophasique – $y/h = 0,32$

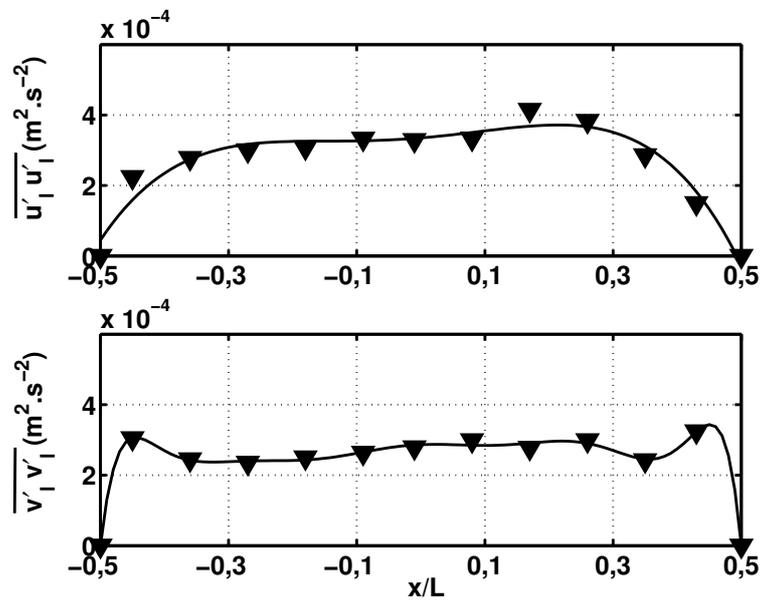


FIG. 4.12 – Profil horizontal des contraintes normales du tenseur de Reynolds en écoulement monophasique – $J_1 = 9,7 \text{ cm.s}^{-1}$ et $y/h = 0,32$

Les profils plats de vitesse axiale moyenne de liquide et le même ordre de grandeur entre les fluctuations de vitesse radiale et de vitesse axiale ($\overline{u'_1 u'_1} \approx \overline{v'_1 v'_1}$) mettent en évidence

l'homogénéité et l'isotropie de la turbulence, obtenues grâce à la section convergente et aux grilles.

4.2.2 Mesure des caractéristiques de la phase gazeuse

a. Double sonde optique

Le principal outil de mesure utilisé dans ce travail pour caractériser la phase gazeuse (taux de vide local, diamètre et vitesse des bulles) est une double sonde optique (commercialisée par la société RBI). La chaîne de mesure est composée du capteur (la double sonde optique) et du système d'acquisition et de traitement (la carte d'acquisition et le logiciel VIN 2.0).

La sonde et la carte d'acquisition sont reliées par un module opto-électronique. La fréquence d'échantillonnage de la carte d'acquisition est de l'ordre de 8 MHz.

(i) Description des sondes

La sonde optique est composée de deux fibres optiques de verre entourées d'une tige de métal sauf à leurs extrémités. Les deux pointes (*optrodes*) de $40\ \mu\text{m}$ de diamètre, de forme pyramidale et séparées d'une distance de 1 mm sont les zones sensibles de la sonde (Figure 4.13).

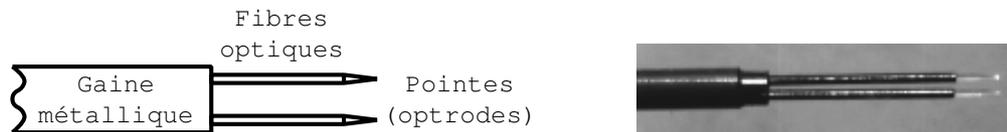


FIG. 4.13 – La double sonde optique

(ii) Principe de fonctionnement et traitement du signal

C'est une diode électroluminescente au sein du module opto-électronique qui génère une lumière infrarouge. Cette dernière est ensuite transmise aux éléments sensibles du système par les fibres optiques.

En fonction du milieu dans lequel les sondes se trouvent, la lumière infrarouge n'aura pas le même comportement : si les pointes sont immergées dans un liquide (indice de réfraction $n_{\text{réf}}$ de 1,33 pour l'eau, supérieur à celui de la sonde optique), le faisceau lumineux sera diffusé dans la dispersion (Figure 4.14) alors que si elles se trouvent dans l'air (indice de réfraction de 1, inférieur à celui de la sonde optique), le faisceau sera réfléchi dans la fibre (Figure 4.15) vers un photo-détecteur (la discrimination entre le

faisceau transmis et le faisceau réfléchi est réalisée par une lame semi-transparente: le coupleur). Cet élément sensible transforme alors le signal optique (quantité de lumière réfléchi) en signal analogique.

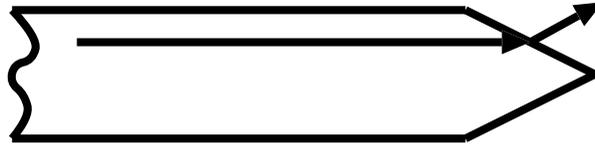


FIG. 4.14 – Faisceau lumineux transmis pour $n_{réfr} > 1,15$, cas de l'eau

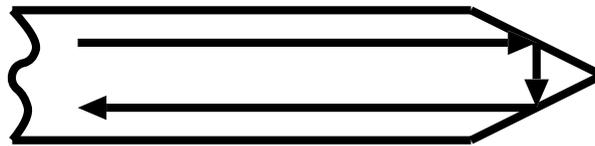


FIG. 4.15 – Faisceau lumineux réfléchi pour $n_{réfr} < 1,15$, cas de l'air

Par une méthode de seuillage, le signal analogique obtenu est ensuite transformé en signal digitalisé, sous forme de créneaux, qui vaut +5V en présence d'air et 0V en présence de liquide. C'est l'utilisateur qui doit choisir les niveaux de seuils pour rendre le signal mis en forme aussi représentatif que possible du signal brut (figure 4.16).

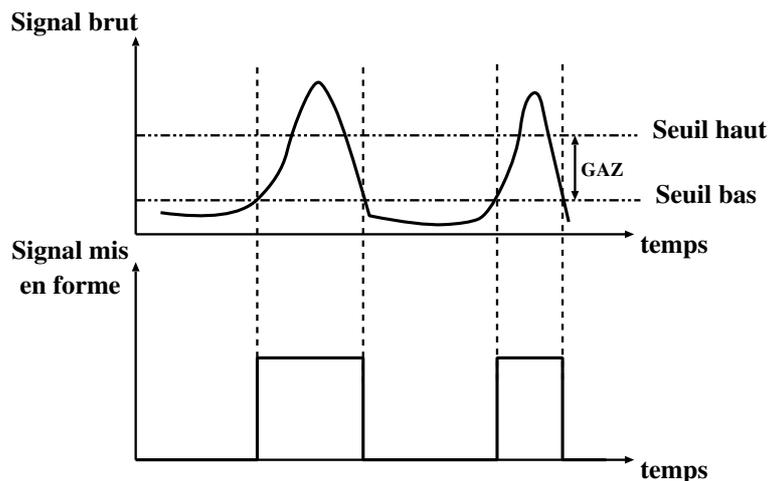


FIG. 4.16 – Mise en forme du signal

Ce signal est ensuite envoyé vers l'ordinateur via une carte d'acquisition. Les mesures réalisées par la sonde optique sont une moyenne sur le nombre de bulles interceptées par

les optrodes, fixé pour correspondre au temps d'acquisition de 300 s des mesures faites avec la vélocimétrie laser Doppler pour la phase liquide. Ainsi, selon la vitesse superficielle de gaz, entre 500 et 10000 bulles sont traitées à chaque mesure.

La double sonde optique permet la mesure locale des caractéristiques moyennes de bulles : taux de vide, diamètre et vitesse. Elle a déjà été utilisée avec succès dans de nombreuses études (Chaumat et al., 2005; Kiambi et al., 2003; Hong et al., 2004; Garnier et al., 2002). Magaud et al. (2001) reportent une précision de l'ordre de 5 % pour la mesure de taux de vide local par sonde optique, 15 % pour la vitesse et 25 % pour les cordes moyennes de bulles. Certaines études réalisées avec une sonde à quatre pointes permettent également la détermination des petits et grands axes de la bulle (Guét et al., 2005; Luther et al., 2004) avec une précision de 20 %.

(iii) Résultats d'une mesure :

Le logiciel fourni avec les sondes optiques nous permet de récupérer différentes grandeurs caractéristiques de la phase gazeuse :

▷ Le taux de vide :

Le taux de présence de la phase gazeuse α_g est directement obtenu en ramenant le temps total de présence de la phase gazeuse au contact de la pointe sensible de la sonde optique, au temps complet d'acquisition (T) :

$$\alpha_g = \frac{\sum_{i=1}^{n_{\text{bulles}}} t_i}{T} \quad (4.5)$$

où t_i est le temps de passage de la bulle i sur une des deux pointes et n_{bulles} le nombre de bulles détectées. Le taux de présence de la phase gazeuse est, dans la suite, supposé égal à la valeur du taux de vide local moyen α_{loc} . Cette hypothèse sera vérifiée par une comparaison avec d'autres techniques de mesure.

Le taux de présence de la phase gazeuse peut être calculé pour chaque pointe, mais celui obtenu par l'optrode la plus haute sera inférieur à l'autre car la première optrode va avoir tendance à dévier la trajectoire de la bulle et donc l'empêcher d'atteindre la seconde pointe (figure 4.17). Ce sera donc le temps de présence calculé sur le signal de la sonde inférieure (c'est-à-dire celle située le plus bas) qui sera systématiquement utilisé.

▷ La vitesse des bulles :

La détermination de la vitesse moyenne des bulles dans la direction axiale (V_g) est obtenue par inter-corrélation entre le signal obtenu sur la première pointe est celui obtenu sur la seconde. Le maximum de la fonction d'inter-corrélation indique

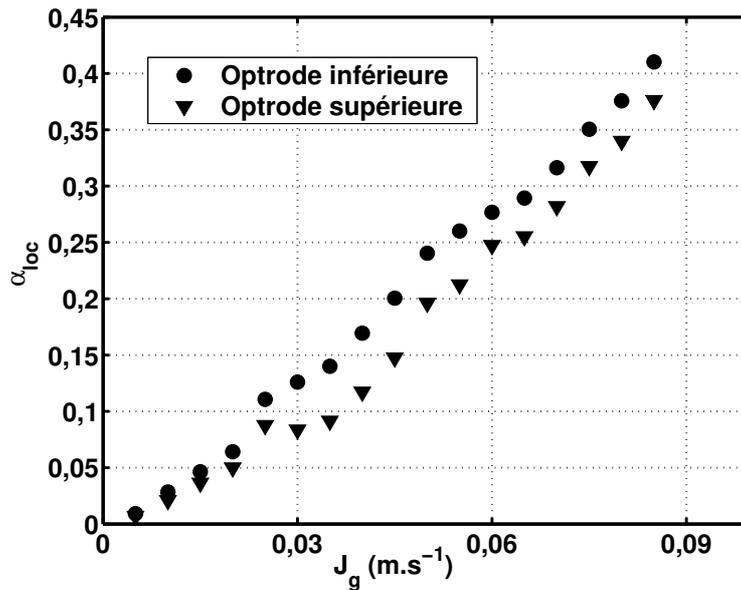


FIG. 4.17 – Taux de présence de la phase gazeuse calculé pour les deux éléments de la sonde

le temps de transit le plus probable entre les deux éléments. La vitesse verticale de la bulle est ensuite obtenue par :

$$V_g = \frac{d}{\tau} \quad (4.6)$$

où d est la distance entre les deux pointes de la sonde (1 mm dans notre cas) et τ le temps de décalage entre les signaux des deux pointes obtenu par inter-corrélation. La valeur du coefficient de corrélation est un indicateur de la qualité du calcul.

Remarque :

Le seuil haut, fixé lors de l'étape préliminaire de réglage de la sonde optique, peut servir à la détermination de la corde des bulles, par le calcul du temps de « mouillage » de l'optrode par la bulle. Cependant, cette méthode n'étant pas utilisée dans notre étude, elle ne sera pas détaillée ici.

▷ Granulométrie :

Le logiciel nous fournit également une estimation du diamètre de Sauter des bulles d_{sonde} et de la concentration d'aire interfaciale. Cette dernière n'étant pas exploitée dans ce travail, son calcul ne sera pas expliqué. Nous allons détailler et discuter ici le calcul réalisé par le logiciel pour nous fournir le diamètre de Sauter des bulles (il est important de souligner que le logiciel utilisé, fourni avec la double sonde optique, ne nous donne accès qu'à une estimation du diamètre moyen des bulles, sur un nombre de bulles choisi, et non pas à une distribution des tailles de ces bulles).

À partir de la connaissance du taux de vide local et de la vitesse des bulles, le calcul du diamètre équivalent moyen des bulles peut être effectué, sous réserve de plusieurs hypothèses :

- sphéricité des bulles ;
- homogénéité de la répartition des bulles dans l'espace étudié ;
- déplacement purement vertical des bulles ;
- « perçage » de la bulle par la sonde en son centre.

Le taux de vide local peut alors s'exprimer sous la forme :

$$\alpha_{loc} = \frac{V_b}{V_{cyl}} \quad (4.7)$$

avec V_b le volume de la bulle et V_{cyl} le volume du cylindre dont la hauteur correspond à la distance verticale entre deux bulles (h_b) consécutives et la section à l'aire d'une bulle (Figure 4.18).

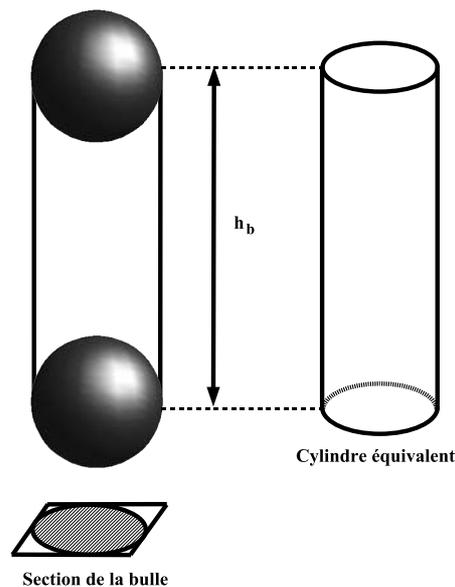


FIG. 4.18 – *Éléments utiles pour le calcul du diamètre de Sauter des bulles*

Si on suppose que les bulles sont sphériques, on a alors :

$$V_b = \frac{\pi d_{sonde}^3}{6} \quad (4.8)$$

$$V_{cyl} = h_b \frac{\pi d_{sonde}^2}{4} \quad (4.9)$$

$$h_b = \frac{V_g}{f_b} \quad (4.10)$$

où f_b est la fréquence d'interférence entre la sonde et les bulles (en nombre de bulles/seconde).

On obtient finalement :

$$d_{\text{sonde}} = \frac{3 V_g \alpha_{\text{loc}}}{2 f_b} \quad (4.11)$$

C'est sur cette formule que le logiciel se repose dans son calcul de diamètre de Sauter des bulles.

MODIFICATIONS DE L'ÉQUATION 4.11 :

Les études déjà publiées sur cette technique procèdent de différentes manières pour calculer les diamètres moyens des bulles à partir de la mesure de longueur de corde par la sonde. Ainsi, certains auteurs préconisent l'utilisation de la longueur de corde percée comme le diamètre équivalent de la bulle (Murzyn et al., 2005; Tang et al., 2005). Les bulles ellipsoïdales montant dans une direction parallèle à leur petit axe (Lunde et Perkins, 1998; Ellingsen et Risso, 1998), la valeur numérique obtenue par la sonde optique est en fait une mesure de l'axe moyen de la bulle selon la direction verticale : d_{sonde} sur la figure 4.19 (Mainland et Welty, 1995).

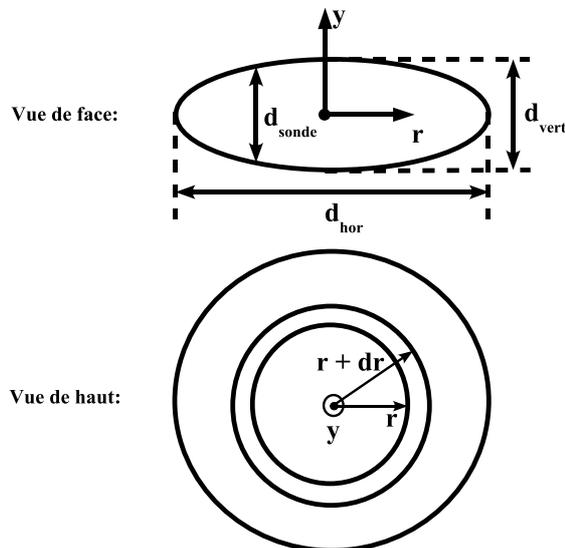


FIG. 4.19 – Calcul du diamètre le plus probable mesuré par la sonde optique

Pour déterminer le diamètre équivalent de la bulle à partir de la mesure de d_{sonde} , la méthode décrite ci-dessous a été employée.

La probabilité que la sonde intercepte la bulle au point repéré par les positions r et

y sur la figure 4.19 est donnée par :

$$P(r)dr = \frac{8r}{d_{\text{hor}}^2}dr \quad (4.12)$$

où d_{hor} est la corde horizontale maximale de la bulle (d_{vert} est son équivalent dans la direction verticale). Or l'équation de l'ellipse de petit axe d_{vert} et de grand axe d_{hor} est donnée par :

$$\frac{r^2}{d_{\text{hor}}^2/4} + \frac{y^2}{d_{\text{vert}}^2/4} = 1 \quad (4.13)$$

La relation 4.13 conduit à :

$$P(r)dr = P(y)dy \quad (4.14)$$

En supposant que la corde de bulle mesurée par la sonde est une corde moyenne dans la direction verticale, nous avons :

$$d_{\text{sonde}} = \int_{-d_{\text{vert}}/2}^{d_{\text{vert}}/2} yP(y)dy \quad (4.15)$$

Nous obtenons finalement :

$$d_{\text{sonde}} = \frac{2}{3}d_{\text{vert}} \quad (4.16)$$

Des mesures du rapport de forme des bulles par caméra rapide (voir paragraphe 4.2.2 pour les détails de fonctionnement de cette technique de mesure) ont permis de déterminer le rapport de forme moyen E des bulles, en fonction de leur diamètre équivalent. Sur la figure 4.20, les résultats obtenus sont représentés. Chaque point expérimental représente une moyenne réalisée sur un nombre de bulles variant entre 30 et 6500, selon les diamètres équivalents.

Les résultats expérimentaux rapportés par Clift et al. (1978) sont également tracés. Les rapports de forme dans l'eau pure correspondent directement à des points expérimentaux menant à $E = 0,24$ pour les calottes sphériques. Ceux dans l'eau contaminée proviennent de la corrélation suivante :

$$E = \frac{1}{1 + 0,163E\ddot{o}^{0,757}} \quad (4.17)$$

valide pour $E\ddot{o} \leq 40$ et $Mo \leq 10^{-6}$.

Les mesures expérimentales du rapport de forme des bulles dans notre configuration sont donc comprises entre les valeurs de E , reportées par Clift et al. (1978),

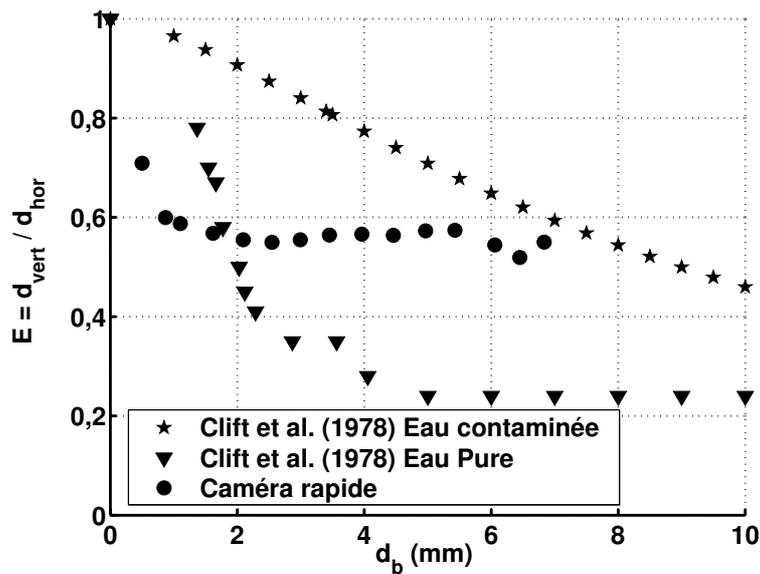


FIG. 4.20 – Rapport de forme des bulles en fonction de leur diamètre équivalent

pour l'eau pure et pour l'eau contaminée. Nous pouvons expliquer cette constatation par la présence d'Iode (nécessaire pour réaliser les mesures par LDV) dans l'eau pure où les mesures ont été réalisées. En effet, ces petites particules solides peuvent s'accumuler à l'interface entre la bulle et la phase continue et ainsi la rigidifier. Cette présence d'Iode rend alors les bulles plus sphériques et rapproche leur rapport de forme de celui obtenu dans un milieu continu contaminé. Ainsi, étant donné qu'aucun des deux résultats dans l'eau pure ou contaminée, ne correspond aux mesures expérimentales réalisées par caméra rapide, nous avons choisi, pour toute la suite de cette étude, un rapport de forme constant $E = 0,6$ mesuré pour nos bulles, afin de déterminer le diamètre équivalent des bulles.

Pour résumer la méthode de mesure de d_b :

- mesure de d_{sonde} par la sonde optique, d'après l'équation 4.11 ;
- calcul du diamètre vertical moyen de la bulle, d'après l'équation 4.16 ;
- finalement détermination du diamètre équivalent moyen de la bulle d'après :

$$d_b = d_{\text{vert}} E^{-2/3} \quad (4.18)$$

avec $E = 0,6$, soit :

$$d_b = 1,41 \cdot d_{\text{vert}} \quad (4.19)$$

Dans la section 4.3, la validation des mesures par sonde optique sera réalisée, par comparaison avec d'autres techniques expérimentales (caméra rapide, capteurs de pression, sonde à ultrasons).

b. Caméra rapide

Une caméra rapide a également été utilisée pour déterminer les caractéristiques des bulles (vitesse, taille et morphologie). Afin de pouvoir réaliser le traitement des images acquises par la caméra, peu de bulles doivent être présentes dans la fenêtre d'acquisition de la caméra. Il est en effet nécessaire d'identifier une bulle d'une image à l'autre pour connaître sa position et ainsi calculer sa vitesse. Dans un premier temps, une bulle unique est étudiée. Ensuite, un seul capillaire a été alimenté, permettant d'obtenir un train de bulles suffisamment espacées pour une bonne identification des bulles par la caméra rapide mais aussi suffisamment nombreuses pour que la probabilité de rencontrer la sonde optique soit suffisante et ainsi comparer les deux méthodes (voir section 4.3).

La vidéo numérique rapide (VNR) utilisée est le modèle 950 de chez SYSMAT Industrie. Elle permet l'acquisition de séquences vidéo monochrome jusqu'à une fréquence de 950 images/s avec une résolution de 256 x 256 pixels. Une lampe halogène de puissance variable jusqu'à 800 W sert à l'éclairage de la section de mesure, cette lampe est positionnée à l'arrière de la colonne afin d'obtenir davantage de contraste entre les bulles et le liquide et de déterminer plus précisément les contours des bulles.

(i) Bulle unique :

Sur la figure 4.21 la trajectoire d'une bulle obtenue par VNR est représentée. Le temps séparant deux positions successives de la bulle est de 10 ms. C'est à partir de la décomposition de la vidéo en séquence d'images, que les caractéristiques de la bulle sont calculées.

- ▷ Traitement des images : Pour chaque image, contenant une bulle unique, le logiciel VISILOG (Noesis) analyse le contenu de l'image par une succession d'opérations :
 - normalisation de l'image (cette étape consiste à ajuster l'intensité des pixels constituant le fond de l'image) ;
 - ajustement des seuils de visualisation pour séparer la bulle du fond de l'image. Après cette étape, l'image devient binaire ;
 - remplissage de l'intérieur des bulles ;
 - élimination des bulles en contact avec le bord de l'image ;

- détermination des caractéristiques des bulles identifiées.

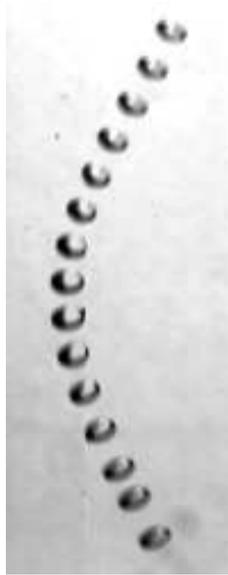


FIG. 4.21 – Trajectoire d'une bulle filmée par caméra rapide (les images successives sont superposées)

- ▷ Détermination des grandeurs caractéristiques des bulles: Le traitement précédent des images aboutit à l'obtention des grandeurs caractéristiques des bulles suivantes :

- La position du centre de gravité de la bulle :

Si x_j et y_j sont les coordonnées d'un pixel contenu dans le contour de la bulle et N le nombre de pixels contenus dans la bulle, alors les coordonnées x_{cg} et y_{cg} du centre de gravité sont obtenues par :

$$\begin{aligned} x_{cg} &= \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N x_j \\ y_{cg} &= \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N y_j \end{aligned} \quad (4.20)$$

- La surface de la bulle :

Elle est calculée par le nombre de pixels présents à l'intérieur du contour de la bulle :

$$A = N \quad (4.21)$$

- Le diamètre équivalent de la bulle :

C'est le diamètre d'un disque de même surface que la bulle :

$$d_b = 2\sqrt{\frac{A}{\pi}} \quad (4.22)$$

– Les diamètres de F eret :

Ils correspondent à la distance entre 2 tangentes à l'objet. Les diamètres de F eret maximum et minimum sont retenus. Pour une bulle ellipsoïdale montant selon son plus petit axe, F_{maxi} représente la dimension horizontale de la bulle et F_{mini} sa dimension verticale.

– La vitesse des bulles :

La vitesse des bulles peut être calculée à partir de la distance séparant les positions du barycentre de la bulle entre 2 images successives (i et $i + 1$) et la vitesse d'acquisition de la caméra :

$$\begin{aligned} U_{cg} &= \frac{x_{cg}^{i+1} - x_{cg}^i}{\Delta t_{i \rightarrow i+1}} \\ V_{cg} &= \frac{y_{cg}^{i+1} - y_{cg}^i}{\Delta t_{i \rightarrow i+1}} \end{aligned} \quad (4.23)$$

Ensuite la vitesse moyenne de la bulle peut-être calculée sur la fenêtre d'acquisition en faisant la moyenne sur toutes les images de la séquence.

Les grandeurs obtenues en pixels sont ensuite converties en mètres grâce à un étalonnage préalable qui a permis de mesurer la taille réelle d'un pixel.

(ii) Essaim de bulles :

Quand un seul capillaire est alimenté, avec une faible vitesse superficielle de gaz, le nombre de bulles présentes dans la fenêtre d'acquisition est suffisamment faible pour qu'un traitement d'images puisse être réalisé. Lorsqu'un essaim de bulles est film  (fig. 4.22), le traitement des images est le même que celui réalisé pour une bulle unique. Les caractéristiques obtenues sont également les mêmes mais un programme est utilisé pour calculer les vitesses, car il serait trop fastidieux d'essayer de reconnaître chaque bulle d'une image à l'autre. Ainsi un programme en PERL charge les fichiers de sortie du programme de traitement des images VISILOG et, à partir de la connaissance des positions des barycentres des bulles pour chaque image, en déduit la vitesse moyenne pour chaque bulle. Pour reconnaître une bulle d'une image à la suivante, les distances entre les barycentres des bulles entre 2 images successives sont calculées, et les 2 bulles

présentant la distance la plus faible entre 2 images sont considérées comme étant la même bulle.

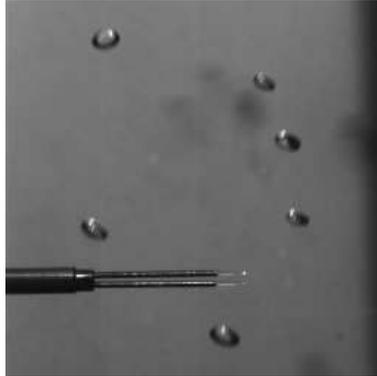


FIG. 4.22 – *Plusieurs bulles filmées par VNR*

c. Sonde à ultrasons

Le principe général de fonctionnement des sondes à ultrasons (US) repose, comme la LDV, sur les différences de fréquence entre l'onde incidente et l'onde réfléchiée par une particule animée d'une certaine vitesse (Bröring et al., 1991). Si un rayon ultrason est transmis dans une dispersion où des bulles montent dans une phase continue liquide, l'onde sera presque parfaitement réfléchiée à la surface des bulles car les interfaces gaz-liquide sont d'excellents réflecteurs d'ultrasons (figure 4.23). La fréquence de l'onde réfléchiée, comme dans le système de la vélocimétrie laser Doppler, sera modulée par effet Doppler. Ce décalage de fréquence est directement lié à la vitesse de la bulle selon :

$$f_D = 2f_{\text{inc}} \frac{V_g}{c} \quad (4.24)$$

où c est la célérité du son dans la phase liquide où les bulles évoluent et V_g la composante de la vitesse de la bulle parallèle au chemin de l'onde ultrason (figure 4.23). La sonde à ultrasons utilisée est une sonde unique, c'est-à-dire qu'elle fonctionne alternativement en élément émetteur puis en élément récepteur. Il est donc nécessaire de fixer une distance entre le volume de mesure et la sonde, lors d'une acquisition, qui déterminera le temps nécessaire aux ondes ultrasonores pour se propager de l'émetteur vers le point de mesure et faire le chemin de retour. Cette distance pourra être diminuée pour de fortes vitesses superficielles de gaz puisque les ultrasons sont atténués s'ils traversent des volumes de gaz. Il est préférable d'éviter de faire des mesures trop près de la sonde car les bulles sont alors perturbées par sa présence. Une sonde à US présente divers avantages : elle ne nécessite pas d'étalonnage préalable, elle donne accès à la distribution de vitesse (valeur

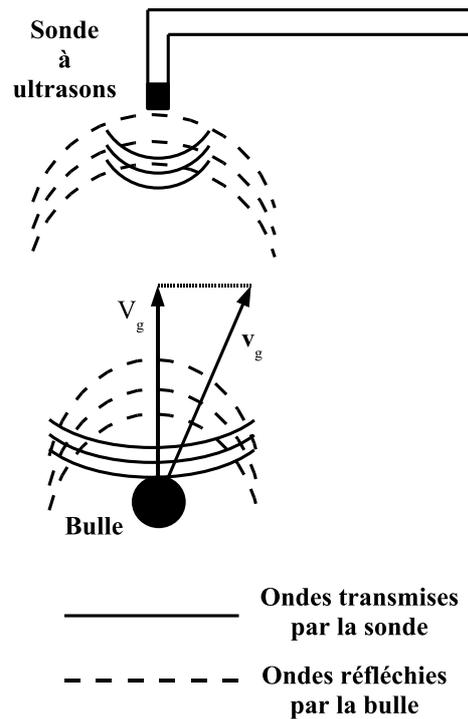


FIG. 4.23 – Fonctionnement de la sonde à ultrasons

moyenne et écart-type), et aussi aux différentes composantes de la vitesse des bulles selon l'orientation de la sonde. Mais elle présente des inconvénients tels que la limitation à des mesures de vitesses de bulles inférieures à 1 m.s^{-1} et la nécessité de présence d'une seule bulle dans le volume de mesure, rendant donc difficiles les mesures à forts débits de gaz.

d. Capteurs de pression

Des capteurs de pression peuvent être utilisés afin de déterminer le taux de vide global dans la colonne. Leur principe de fonctionnement est basé sur le gradient de pression appliqué de part et d'autre d'une membrane. Celui-ci induit une variation de tension proportionnelle à la déformation de la membrane. Les membranes sont destinées à une gamme de pression bien précise, ainsi le capteur de pression situé en bas de colonne a une gamme de 0 à 500 mbar et celui situé en haut de colonne de 0 à 150 mbar. Connaissant la différence de pression hydrostatique ΔP entre 2 points de la colonne ainsi que la distance les séparant Δh , il est aisé de revenir à la valeur du taux de vide global d'après :

$$\Delta P = \rho_m g \Delta h = (\alpha_{\text{glob}} \rho_g + (1 - \alpha_{\text{glob}}) \rho_l) g h$$

$$\text{d'où avec } \rho_l \gg \rho_g : \alpha_{\text{glob}} = 1 - \frac{\Delta P}{\rho_l g \Delta h} \quad (4.25)$$

Cette formule est basée sur l'hypothèse que la diminution de pression entre le bas et le haut de la colonne est due uniquement à la présence de gaz entre les 2 points, et les pertes de charge par frottements ainsi que les forces d'inertie sont négligeables. Ces suppositions sont valables dans notre système où les gradients axiaux de vitesse restent faibles.

4.3 Validation des outils de mesures

4.3.1 Diamètres de bulles

a. Étude théorique de la taille des bulles formées par un orifice ou un tube capillaire

Comme nous allons le constater, beaucoup d'auteurs se sont déjà penchés sur la détermination de la taille d'une bulle formée à un orifice immergé. En choisissant un système d'injection formé de capillaires alimentés par une chambre, deux paramètres vont fixer la taille des bulles formées : le volume de la chambre d'uniformisation et la géométrie du tube capillaire.

(i) Formation de bulles par un orifice :

Dans le cas où un orifice (diamètre d_0) est immergé dans une phase liquide et alimenté en continu par une chambre de volume V_0 dans laquelle règne une pression P_0 (figure 4.24), le régime de formation des bulles va dépendre du nombre de chambre défini par :

$$N_c = \frac{4g\Delta\rho V_0}{\pi d_0^2 P_0} \quad (4.26)$$

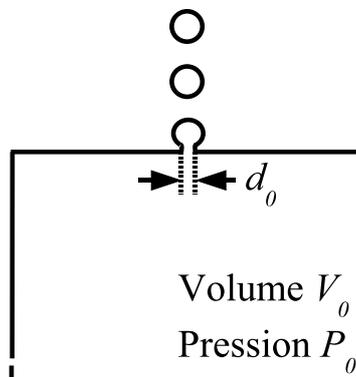


FIG. 4.24 – Formation d'une bulle à un orifice submergé

Selon les régimes de fonctionnement, c'est-à-dire la valeur de N_c , le diamètre des bulles

formées va varier et son expression est développée dans le tableau 4.3.1, d'après Miyahara et al. (1988). De plus, pour chacun des régimes, le volume de gaz arrivant dans l'orifice

Régime	N_c	d_b
Régime à volume constant	< 1	$d_b = 1,82 \left(\frac{g\rho_l}{\sigma d_0} \right)^{-1/3}$
Régime de transition (fluctuations de pression dans la chambre)	$1 - 9$	$d_b = 1,82 N_c^{1/3} \left(\frac{g\rho_l}{\sigma d_0} \right)^{-1/3}$
Régime à pression constant	> 9	$d_b = 3,8 \left(\frac{g\rho_l}{\sigma d_0} \right)^{-1/3}$

TAB. 4.1 – *Les régimes de bulles d'après Miyahara et al. (1988)*

détermine la fréquence de formation des bulles. Les diamètres donnés dans le tableau 4.3.1 sont valables pour le *régime à bulles séparées*, obtenu pour les faibles débits de gaz. Au-delà d'un débit de gaz critique, deux bulles se formant à la suite vont interagir et pourront coalescer, le régime à bulles séparées se transformera tout d'abord en *régime de chaînes de bulles* puis en *régime de jet*. Cependant les modèles théoriques applicables pour les orifices immergés ne sont pas applicables à notre configuration dans laquelle la longueur du capillaire aura un effet prédominant sur la taille des bulles formées par rapport au volume de la chambre. La chambre d'uniformisation utilisée sert en effet principalement à alimenter chaque capillaire équitablement.

(ii) Formation de bulles par un tube capillaire :

Le modèle théorique d'Oğuz et Prosperetti (1993) permet la détermination de la taille de bulles formées par un capillaire immergé et met en évidence l'existence de 2 régimes de formation selon que le débit de gaz est inférieur ou supérieur à une valeur critique. Les hypothèses sur lesquelles repose le modèle sont les suivantes :

- La bulle formée est sphérique ;
- La pression dans la chambre d'alimentation est constante ;
- Les effets de tension de surface sont négligés car ils sont très rapides ;
- La longueur du capillaire est très grande devant son rayon.

Lorsque la bulle se forme, elle est sujette aux forces hydrodynamiques d'interactions et à la force de flottabilité. En négligeant la force de traînée, seule la force de masse ajoutée s'oppose au mouvement de la bulle. En supposant de plus que cette dernière se détache lorsqu'elle a parcouru une distance égale à son rayon au-dessus de l'extrémité du capillaire, le diamètre moyen de la bulle formée est obtenu selon :

$$\frac{Q^2}{gd_b^5} = \frac{36}{\pi^2} \quad (4.27)$$

où Q est le débit volumique de gaz au travers de l'orifice. L'expression 4.27 est valable pour Q supérieur à une valeur critique, au-dessous de laquelle les bulles formées auront toutes le même diamètre dépendant uniquement des paramètres géométriques du capillaire et des propriétés de la phase liquide, définie par :

$$Q_{\text{crit}} = \pi \left(\frac{16}{3g^2} \right)^{1/6} \left(\frac{\sigma d_0}{2\rho_l} \right)^{5/6} = 0,61 \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \text{ par capillaire, dans notre cas} \quad (4.28)$$

Ce modèle simple, supposant la sphéricité des bulles formées à l'orifice, a été comparé, par les auteurs, à un modèle numérique plus complexe, tenant compte de la forme des bulles créées. Les résultats obtenus par les deux modèles ont montré un très bon accord pour une gamme de diamètres de bulles s'étendant jusqu'à 15 mm. Pour cette raison, nous avons donc choisi de comparer nos résultats expérimentaux au modèle décrit précédemment.

Dans la gamme de vitesse superficielle étudiée, et en tenant compte de la présence des 133 capillaires pour l'injection du gaz, la condition $Q > Q_{\text{crit}}$ sera toujours vérifiée.

Sur la figure 4.25, les diamètres de bulles mesurés à 2 cm au-dessus de l'injecteur par la sonde optique sont représentés en fonction de la vitesse superficielle de gaz. Les résultats expérimentaux montrent un bon accord avec le modèle théorique décrit précédemment (équation 4.27). Nous considérerons donc validées les mesures effectuées par la sonde optique ainsi que la démarche employée pour identifier le diamètre équivalent des bulles, à partir des signaux délivrés par la sonde optique, tout en gardant à l'esprit que le diamètre caractéristique des bulles est une valeur moyenne, ne tenant pas compte de la polydispersité réelle de leurs tailles.

b. Comparaison des diamètres mesurés par la sonde optique avec ceux mesurés par la caméra rapide

La comparaison entre les tailles de bulles obtenues par la sonde optique et celles obtenues par VNR montre une surestimation d'environ 40 % du diamètre des bulles par la sonde optique. Ces mesures ont été réalisées pour des très petits débits de gaz

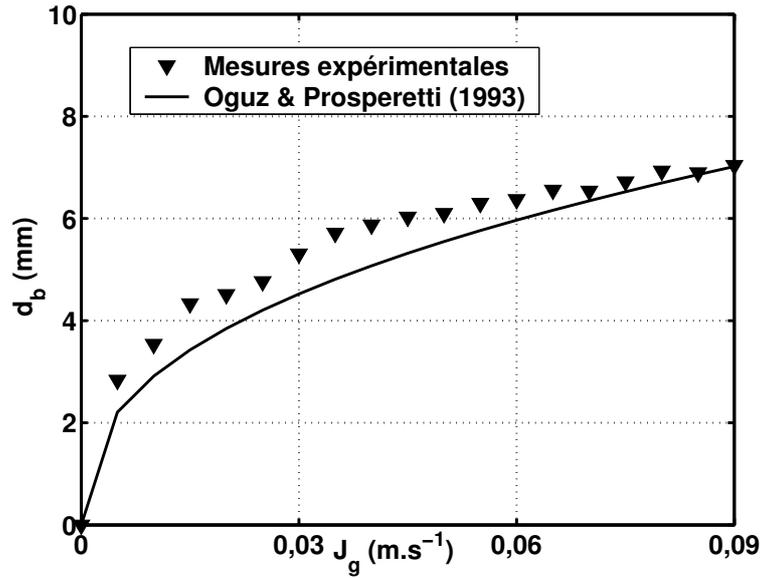


FIG. 4.25 – Diamètre des bulles en bas de colonne ($y/h = 0,02$) - Comparaison avec le modèle théorique d'Oguz et Prosperetti (1993)

($J_g < 0,5 \text{ mm.s}^{-1}$) afin de rendre l'analyse des images issues de la caméra possible. Mais cette condition implique un faible nombre de bulles interceptées par la sonde optique et rend donc les résultats obtenus par cette technique de mesure peu représentatif de la population de bulles traitée par caméra rapide.

4.3.2 Taux de vide

La validation du taux de vide local mesuré par la sonde optique s'est faite par comparaison avec les mesures de taux de vide global réalisées grâce aux capteurs de pression. Les capteurs de pression permettent la mesure du taux de vide global entre les deux positions des sondes. La sonde optique mesure, quant à elle, le taux de vide local en milieu de colonne. Afin de pouvoir comparer ces valeurs, nous avons intégré les valeurs du taux de vide local, mesurées par la double sonde optique, sur une section de la colonne (une série de points a été choisie pour x/L dans la gamme $-0,5-0,5$ et pour $y/h = 0,32$ et $z/L = 0$):

$$\langle \alpha_{\text{loc}} \rangle = \frac{1}{A_{\text{col}}} \iint_0^{A_{\text{col}}} \alpha_{\text{loc}} dA \quad (4.29)$$

où A_{col} est la section de la colonne. Ainsi $\langle \alpha_{\text{loc}} \rangle$ peut être comparé avec la mesure de taux de vide global (figure 4.26).

Pour $J_1 = 10 \text{ cm.s}^{-1}$, l'intégration du taux de vide local sur la section de la colonne présente un bon accord avec les mesures du taux de vide global. Cet accord est meilleur

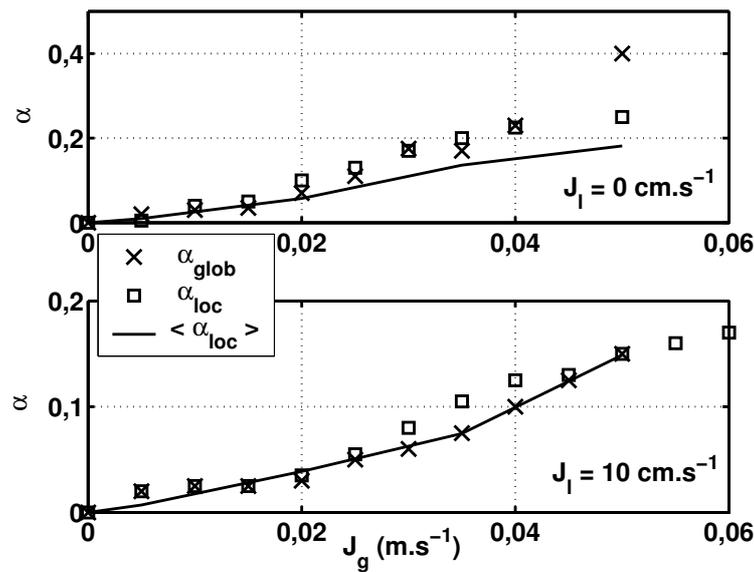


FIG. 4.26 – Comparaison entre le taux de vide local (sonde optique) et le taux de vide global (sondes de pression)

que la comparaison directe entre le taux de vide local en milieu de colonne et le taux de vide global. Pour $J_1 = 0 \text{ cm.s}^{-1}$ cependant, le taux de vide local est plus proche de la valeur du taux de vide global que son intégration sur une section. Cette constatation peut s'expliquer par le fait que, lorsqu'aucune vitesse superficielle de liquide n'est imposée dans la colonne, des recirculations de liquide apparaissent dans la colonne et faussent les mesures réalisées par la sonde optique, notamment en région de proche paroi. Cette comparaison entre les mesures de taux de vide par sonde optique et par capteurs de pression permet de valider l'utilisation de la sonde optique pour la mesure du taux de vide local et la sous-estimation systématique du taux de vide local mesuré par sonde optique (Kiambi, 2003) n'est pas observée dans notre cas. Ces conclusions justifient de plus l'hypothèse selon laquelle le taux de présence, rapport entre le temps de présence des bulles et le temps total d'acquisition, est égal au taux de vide local moyen, rapport entre le volume de gaz et le volume total de fluide.

4.3.3 Vitesses de bulles

a. Comparaison sonde optique / bilan de matière

Par un bilan de matière sur la phase gazeuse, il est possible de comparer les vitesses de bulles mesurées par la sonde optique et celles prédites par la vitesse superficielle de gaz imposée en entrée de colonne. En effet la conservation de la matière implique que la vitesse superficielle de gaz injecté en bas de colonne est égale à l'intégration de la vitesse

des bulles sur une section de la colonne, soit :

$$\langle J_g \rangle = \frac{1}{A_{\text{col}}} \iint_0^{A_{\text{col}}} \alpha_{\text{loc}} V_g dA \quad (4.30)$$

La comparaison entre J_g et $\langle J_g \rangle$ sur la figure 4.27 montre un accord satisfaisant, notamment pour une vitesse superficielle de liquide de 10 cm.s^{-1} . L'écart important obtenu

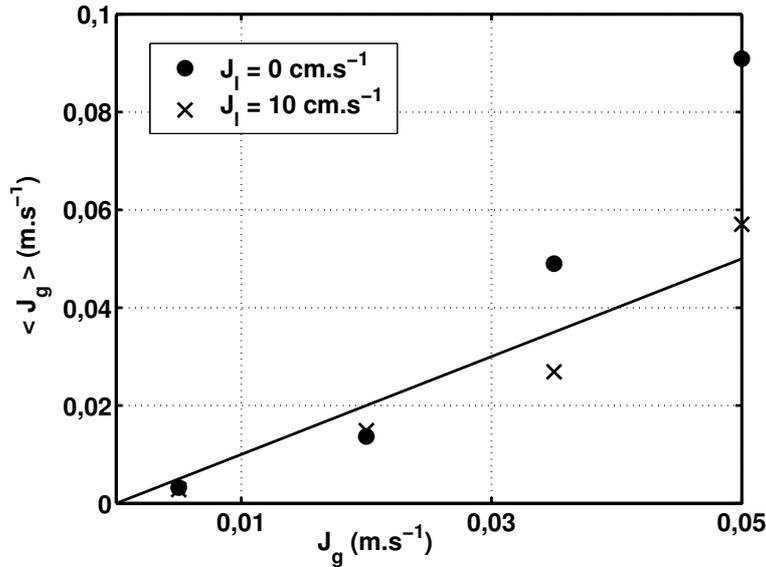


FIG. 4.27 – Comparaison entre l'intégration de la vitesse des bulles (mesurée par sonde optique) sur une section et la vitesse superficielle de gaz

pour la plus grande vitesse superficielle de gaz et $J_1 = 0 \text{ cm.s}^{-1}$ peut là encore s'expliquer par l'influence des recirculations locales de liquide.

Ce moyen simple constitue toutefois une première validation des mesures de vitesses de bulles par sonde optique.

b. Comparaison sonde optique / sonde à ultrasons

Sur la figure 4.28, les vitesses locales moyennes de bulles mesurées par sonde optique et par sonde à ultrasons sont représentées en fonction de la vitesse superficielle de gaz. Pour la sonde à ultrasons, l'écart-type sur la mesure des vitesses de gaz est également représentée.

Pour les faibles vitesses superficielles de gaz, un accord satisfaisant entre les vitesses de bulles mesurées par sonde optique et par sonde à ultrasons est obtenu. Pour les plus forts taux de vide, la sonde à ultrasons sous-estime fortement la vitesse des bulles par rapport à la sonde optique. Dans ces conditions, l'écart-type obtenu est très grand et les mesures

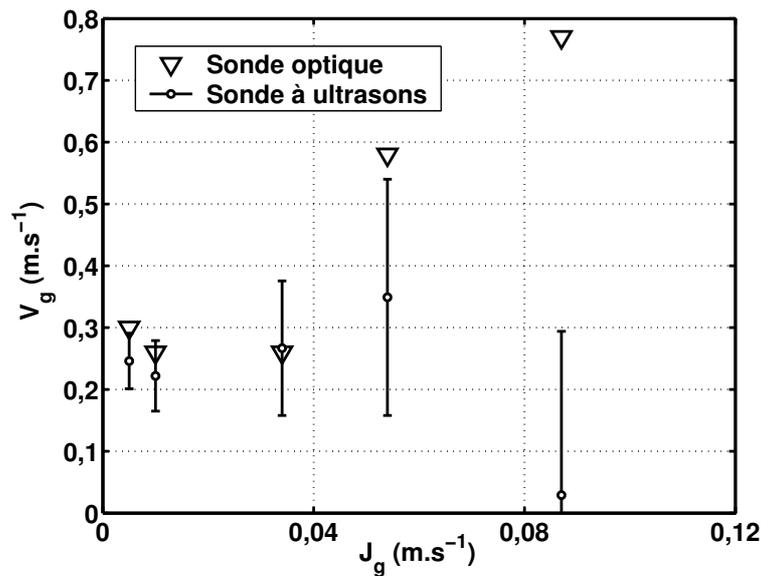


FIG. 4.28 – Comparaison entre les vitesses de bulles mesurées par sonde optique et par sonde à ultrasons

de vitesse de bulles aberrantes, sans doute à cause de la présence de bulles entre la sonde et le volume de mesure déviant les ondes ultrasons. La sonde à ultrasons n'est donc pas un outil de mesure adapté à la caractérisation de la phase gazeuse dans les écoulements où la présence des bulles est importante.

c. Comparaison sonde optique / caméra rapide

La comparaison entre les vitesses de bulles mesurées par sonde optique et par la caméra rapide (figure 4.29) montre une surestimation des résultats obtenus par la sonde optique par rapport à la VNR. La comparaison avec la VNR est faite pour de très faibles vitesses superficielles de gaz, afin de pouvoir réaliser le traitement d'images. Mais pour les plus petits taux de vide, le nombre de bulles intercepté par la sonde optique est faible (inférieur à 500) et le traitement statistique réalisé peut contenir des erreurs et ne pas être représentatif de l'ensemble de la population de bulles. Un bon accord entre la sonde optique et la VNR (qui est la méthode la plus précise parmi les techniques de mesure des caractéristiques des bulles utilisées dans cette étude) est tout de même obtenu.

Dans ce chapitre, les différentes techniques de mesure, disponibles au laboratoire, ont été présentées. La vélocimétrie laser Doppler a été retenue pour la caractérisation de la phase liquide. La sonde optique, assez délicate à mettre en oeuvre en raison de sa fragilité, a été validée par des comparaisons avec d'autres techniques, telles que les capteurs

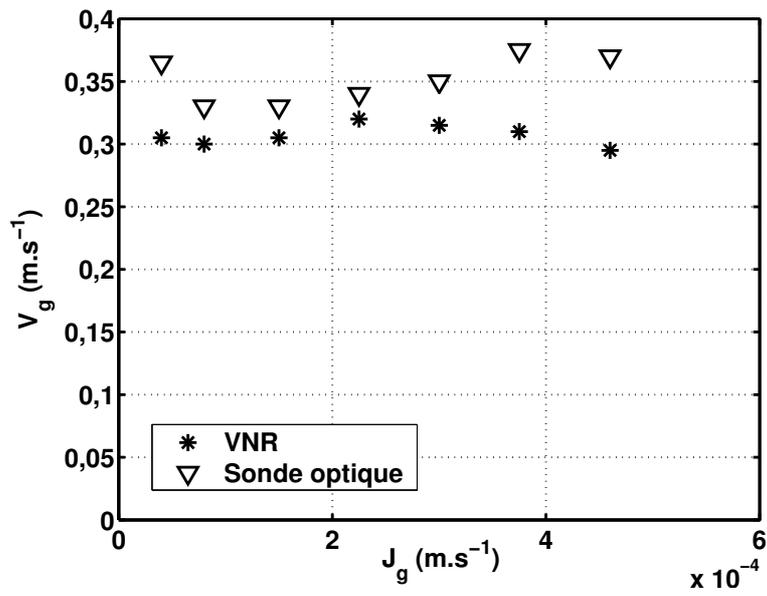


FIG. 4.29 – *Comparaison entre la vitesse de bulle mesurée par caméra rapide et par sonde optique*

de pression, la sonde à ultrasons ou la caméra rapide. Un accord satisfaisant ayant été obtenu pour le taux de vide, les diamètres et les vitesses de bulles, la sonde optique a été choisie pour la suite de cette étude.

Chapitre 5

Étude du mouvement relatif de bulles en essaims

Dans ce chapitre, l'étude du mouvement relatif de bulles en essaims est menée (le dispositif expérimental ainsi que les techniques de mesure utilisées ont été décrits au chapitre 4: la vélocimétrie laser Doppler permettra la mesure des caractéristiques de la phase liquide et la double sonde optique celles de la phase gazeuse). Le chapitre est divisé en deux sections. Dans la première, les mesures réalisées en milieu de colonne, pour une distribution en air totale (lorsque les 133 capillaires du système d'injection sont alimentés) seront présentées. Ainsi, les variations de diverses grandeurs, telles que le diamètre ou la vitesse relative des bulles, en fonction du taux de vide local seront décrites et discutées. L'influence de l'ajout de tensio-actifs sur ces résultats sera également testée. Dans la seconde partie du chapitre, le nombre de capillaires alimentés par le distributeur sera modifié et les mesures seront comparées avec celles obtenues dans le cas de la distribution initiale en gaz (uniforme).

Remarque :

Dans ce chapitre, la position du point de mesure ne sera pas précisée lorsqu'il sera situé en milieu de colonne ($x/L = z/L = 0$ et $y/h = 0,32$).

5.1 Étude du mouvement relatif (distribution en air totale : 133 capillaires alimentés)

5.1.1 Taux de vide local

Sur la figure 5.1, l'évolution du taux de vide local avec la vitesse superficielle de gaz est tracée pour notre système de distribution complètement alimenté. L'influence de la

vitesse superficielle de liquide sur cette évolution est également représentée.

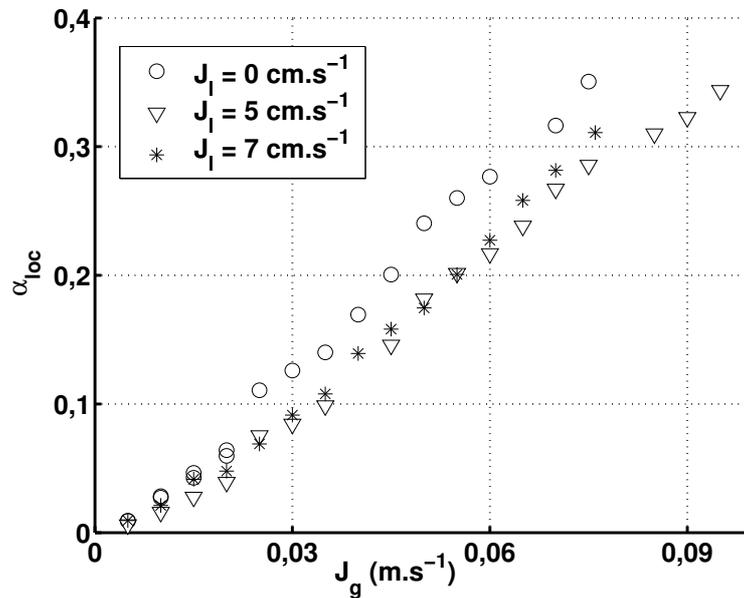


FIG. 5.1 – Taux de vide local en fonction de la vitesse superficielle de gaz - Influence de J_l

a. Allure générale

La courbe de α_{glob} en fonction de J_g typiquement obtenue en colonnes à bulles uniformément aérée (figure 2.2), et faisant apparaître les transitions entre les régimes par des ruptures de pente, n'est pas observée ici. Deux raisons principales peuvent expliquer ce phénomène :

- le taux de vide *local* (en milieu de colonne) et non *global* est représenté sur la figure 5.1. En régime homogène, les deux variables se confondent mais pas en régime hétérogène en raison de la présence de recirculations de liquide influençant le taux de vide local. Ainsi, dans ce régime, le profil de taux de vide local devient parabolique et en centre de colonne, sa valeur est beaucoup plus élevée que celle du taux de vide global ;
- la colonne à bulles étudiée dans ce travail possède une distribution de gaz un peu particulière par rapport aux réacteurs classiquement étudiés. En effet, la distribution de gaz n'est pas effectuée sur toute la surface de la colonne mais seulement sur sa moitié (figure 4.3). Ainsi, à partir de leur site de formation, les bulles peuvent ensuite se répartir dans tout le volume libre de la colonne.

b. Commentaires sur l'influence de la vitesse superficielle de liquide

Dans le cas où $J_l = 0 \text{ cm.s}^{-1}$, nous pouvons remarquer que le taux de vide local est légèrement supérieur à celui mesuré pour les autres vitesses superficielles de liquide, notamment aux forts débits de gaz. Cette augmentation est liée aux profils paraboliques de taux de vide dont nous venons de parler. Ces profils sont en effet d'autant plus marqués que la vitesse superficielle de liquide est faible et provoquent une valeur de taux de vide local en centre de colonne importante. Cependant, elle ne change rien à l'allure de la courbe du taux de présence local avec la vitesse superficielle de gaz : la variation est toujours quasiment linéaire et de même pente. Ainsi, connaître α_{loc} est équivalent à connaître J_g . C'est pour cette raison que, dans la suite, nous représenterons les évolutions des grandeurs mesurées avec le taux de vide local, plutôt qu'avec J_g , car il est représentatif de la présence locale de la phase gazeuse dans la colonne et il est sans dimension.

5.1.2 Évolution des diamètres moyens de bulles avec le taux de vide local

L'évolution du diamètre des bulles en fonction du taux de vide local, pour une alimentation totale, est représentée sur la figure 5.2.

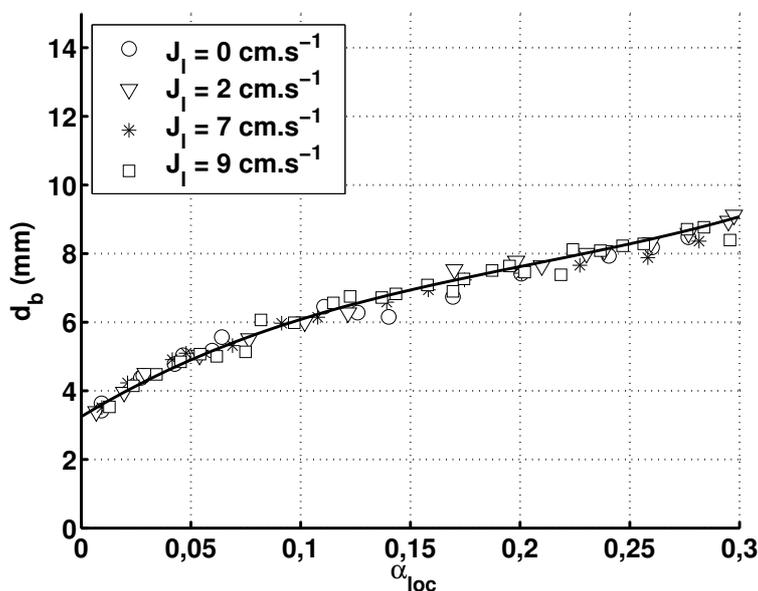


FIG. 5.2 – Diamètre des bulles en fonction du taux de vide local – Influence de J_l

Les diamètres équivalents de bulles varient donc entre 3 et 9 mm, selon le débit de gaz imposé. Les bulles sont donc de forme ellipsoïdale puis ellipsoïdale déformée (paragraphe 1.2.1). Nous pouvons aussi remarquer que, si la vitesse superficielle de liquide a une légère

influence sur le taux de vide local, elle n'en a aucune sur les diamètres de bulles à taux de vide donné. Cette observation n'est pas pour autant en contradiction avec les modèles de formation des bulles par un capillaire qui prédisent un diamètre de bulles d'autant plus petit que la vitesse de liquide autour du capillaire est grande en raison de l'arrachement plus facile du volume d'air à son extrémité (paragraphe 4.3.1). En effet, la gamme de vitesse superficielle de liquide balayée dans notre cas n'est probablement pas assez grande pour rendre la mesure de ce phénomène possible. En revanche, la taille des bulles formées dépend de la vitesse superficielle de gaz et donc du taux de vide. Cette dépendance est liée à l'alimentation en gaz par des capillaires d'une part (équation 4.27) et aux phénomènes de coalescence et de rupture des bulles qui conduisent à une distribution de tailles de bulles plus large à fort taux de vide. L'existence de ces phénomènes est mise en évidence sur la figure 5.3 sur laquelle l'influence de la hauteur des mesures sur les diamètres moyens des bulles est représentée.

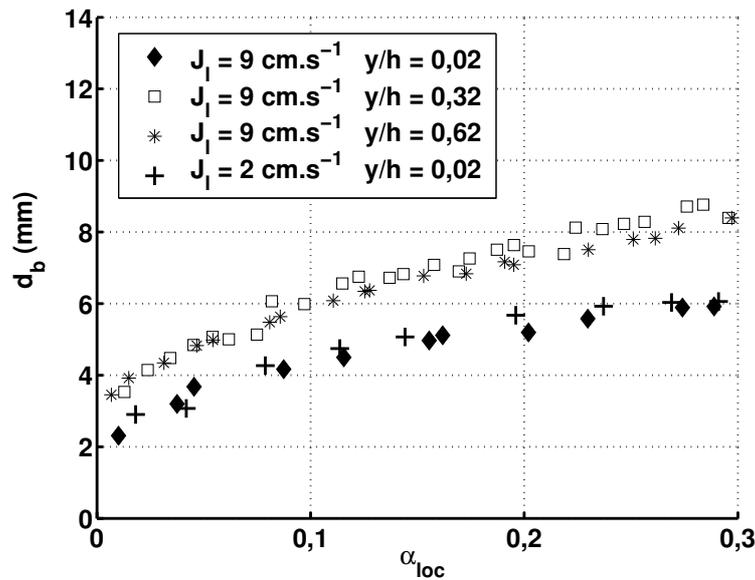


FIG. 5.3 – Diamètre des bulles en fonction du taux de vide local – Influence de la hauteur des mesures ($x/L = z/L = 0$) et de J_1

Le fait que les diamètres de bulles en milieu de colonne ($y/h = 0,32$) soient supérieurs à ceux mesurés dans le voisinage du distributeur ($y/h = 0,02$) montre bien que ce n'est pas uniquement l'injection de gaz par le distributeur qui implique une augmentation des diamètres avec le taux de vide, mais que les phénomènes de coalescence et de rupture jouent un rôle important dans cette évolution. Ce sont particulièrement les phénomènes de coalescence qui font augmenter les diamètres moyens des bulles car ils augmentent proportionnellement à α_{loc}^2 alors que ceux de rupture augmentent en α_{loc} (Prince et Blanch, 1990). Un équilibre entre ces phénomènes est toutefois obtenu (Olmos et al., 2001; Dhotre

et al., 2004), étant donné que le diamètre moyen des bulles devient constant, à taux de vide fixé, au-delà du milieu de la colonne (les courbes pour $y/h = 0,32$ et $y/h = 0,62$ sont confondues). Pour cette raison, les mesures suivantes ont été réalisées en un point de hauteur $y/h = 0,32$; position à partir de laquelle le diamètre des bulles a déjà atteint une valeur d'équilibre.

5.1.3 Profils horizontaux

Nous avons tout d'abord jugé important de vérifier que seul l'effet du taux de vide sur la vitesse relative allait être mesuré, et de s'affranchir des effets potentiels de recirculations locales de liquide. Ainsi, une étude préliminaire des profils horizontaux (suivant x) de diverses grandeurs a été menée.

a. Sans vitesse superficielle de liquide

Sur la figure 5.4, les profils horizontaux de taux de vide local pour différentes vitesses superficielles de gaz et sans vitesse superficielle de liquide, sont représentés.

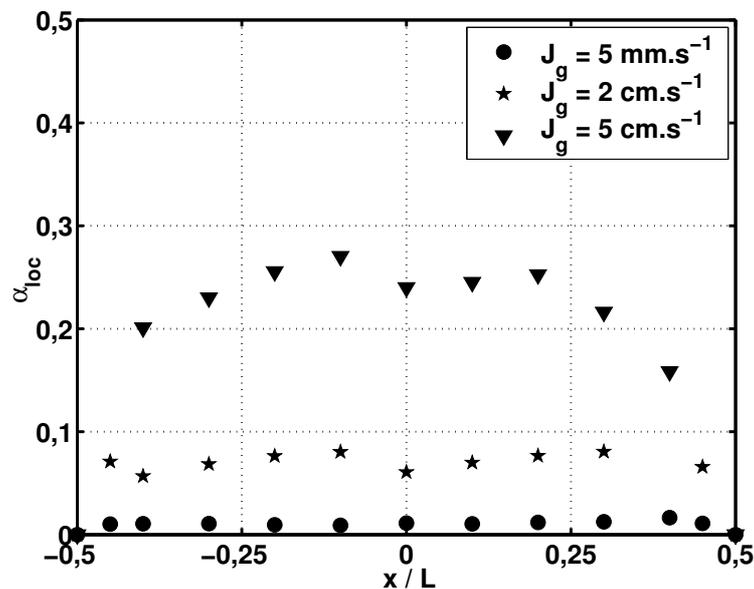


FIG. 5.4 – Profils de taux de vide local – $J_l = 0 \text{ cm.s}^{-1}$

On peut donc remarquer la tendance (caractéristique des écoulements en colonnes à bulles) du taux de vide à devenir parabolique pour les plus fortes vitesses superficielles de gaz. Comme attendu, les profils sont symétriques selon x et seront dorénavant représentés pour la moitié de la colonne. Ainsi, sur la figure 5.5, les profils de vitesse de liquide verticale moyenne sont représentés. Une fois encore, pour la plus forte vitesse superficielle de gaz,

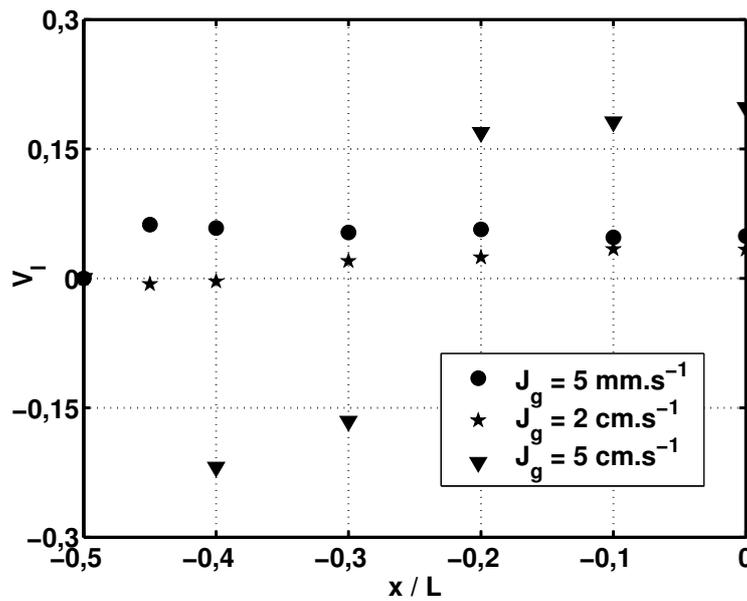


FIG. 5.5 – Profils de vitesse de liquide verticale – $J_l = 0 \text{ cm.s}^{-1}$

une caractéristique des écoulements en colonnes à bulles est mise en évidence : le profil de vitesse de liquide montre un écoulement moyen de liquide ascensionnel au centre de la colonne et des redescentes de liquide à proximité de chaque paroi ($V_l < 0 \text{ cm.s}^{-1}$).

Les gradients transverses de vitesse de liquide et de taux de vide local influençant le mouvement des bulles, ils ont été atténués en imposant une vitesse superficielle de liquide dans la colonne.

b. Avec une vitesse superficielle de liquide

Comme le montre la figure 5.6, imposer une vitesse superficielle de liquide $J_l = 9 \text{ cm.s}^{-1}$ dans la colonne permet d'aplanir les profils de taux de vide local et de vitesse verticale de liquide. En effet, pour $J_g = 5 \text{ cm.s}^{-1}$, le profil parabolique de taux de vide obtenu sans vitesse superficielle de liquide (figure 5.4) est devenu plat pour $J_l = 9 \text{ cm.s}^{-1}$. De même la redescente de liquide près des parois, obtenue sans vitesse superficielle de liquide (figure 5.5), a disparu lorsque $J_l = 9 \text{ cm.s}^{-1}$.

Afin de s'affranchir de l'influence des parois sur la vitesse relative des bulles, les mesures seront réalisées en milieu de colonne ($x/L = z/L = 0$). Cette localisation du point de mesure permet en outre d'assurer que seules des bulles ascendantes seront traitées par la sonde optique. En effet, cette dernière requiert, lors de son calcul de vitesse de bulles (paragraphe 4.2.2), que le mouvement des bulles entre les deux optrodes soit toujours le même (soit ascendant, soit descendant). De plus, pour éviter que leur mouvement ne

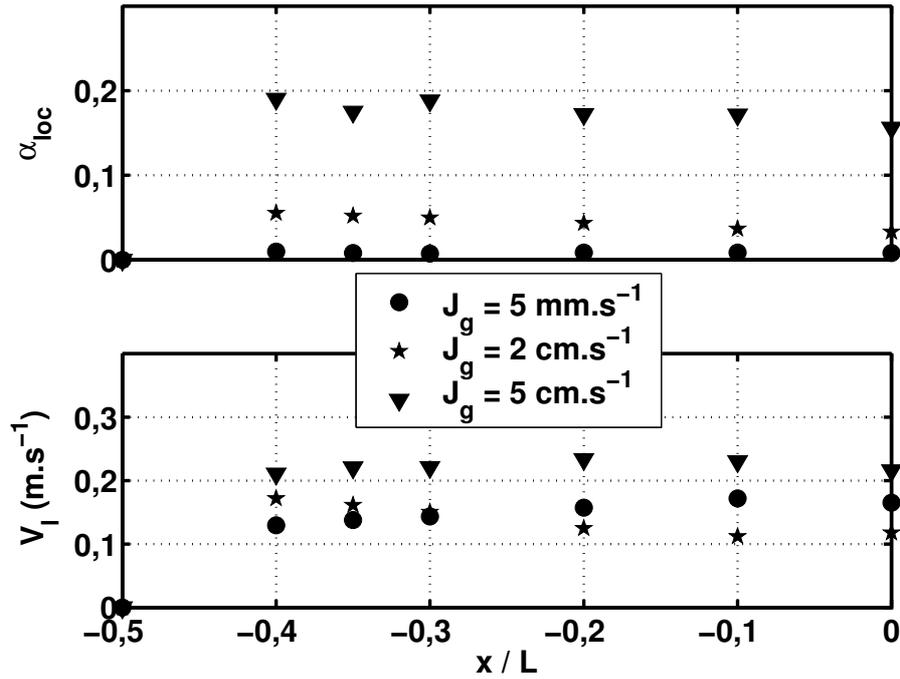


FIG. 5.6 – Profils de taux de vide local (en haut) et de vitesse de liquide verticale (en bas) – $J_l = 9 \text{ cm} \cdot s^{-1}$

soit perturbé par les gradients de vitesse de liquide ou de taux de vide local obtenus sans vitesse superficielle de liquide, les bulles ont été étudiées pour $J_l = 9 \text{ cm} \cdot s^{-1}$ dans un premier temps.

5.1.4 Évolution de la vitesse relative des bulles avec le taux de vide local

a. Détermination de la vitesse relative

Le terme *vitesse relative* représente, dans notre étude, la composante verticale de la vitesse des bulles par rapport au liquide :

$$V_{rel} = V_g - V_l \quad (5.1)$$

Les mesures de V_g et V_l sont effectuées au même endroit, et représentent des moyennes temporelles sur environ 200 s. La vitesse relative des bulles par rapport au liquide est donc une valeur locale moyennée dans le temps.

b. Variation de la vitesse relative avec le taux de vide local

Sur la figure 5.7, l'évolution de la vitesse relative moyenne des bulles est représentée en fonction du taux de vide local, pour une vitesse superficielle de liquide de 9 cm.s^{-1} . Les contributions de la vitesse absolue des bulles et du liquide sont également indiquées. Cette figure met en évidence la nette dépendance du mouvement relatif des bulles envers le taux de vide local, et particulièrement une zone dans laquelle la vitesse relative diminue avec α_{loc} et une autre où elle augmente. Les origines potentielles de ces phénomènes seront discutées ci-dessous.

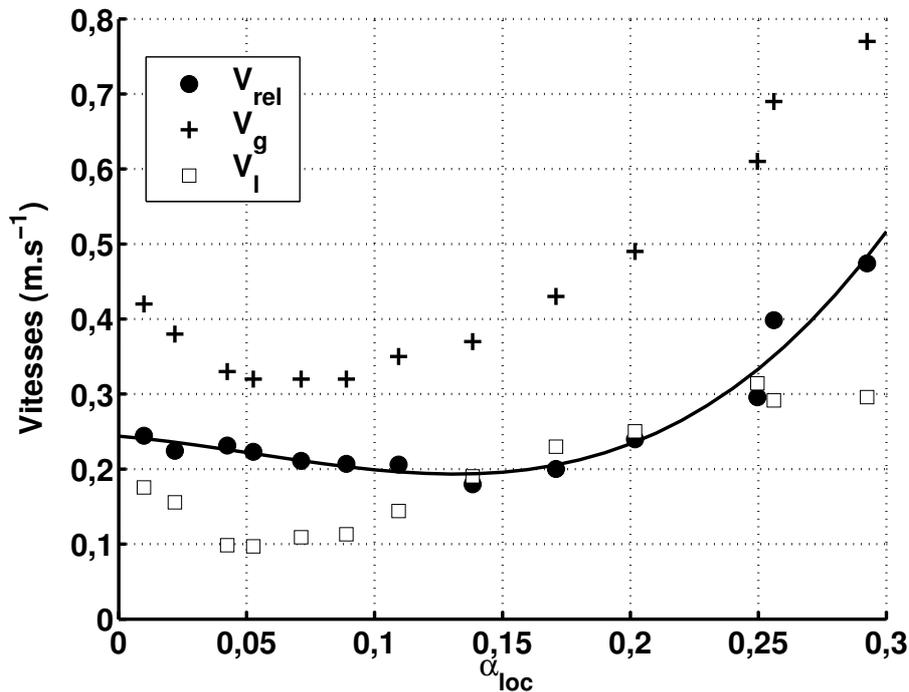


FIG. 5.7 – Vitesse relative en fonction du taux de vide local – $J_l = 9 \text{ cm.s}^{-1}$

L'influence de la vitesse superficielle de liquide sur cette évolution est mise en évidence sur la figure 5.8 où la vitesse relative est tracée en fonction du taux de vide local pour J_l entre 0 et 9 cm.s^{-1} . On peut remarquer que, dans la gamme de vitesse superficielle de liquide considérée, J_l n'a aucune influence sur le mouvement relatif des bulles. Cette conclusion n'est pas en désaccord avec les travaux de la littérature reportés au chapitre 3 (Kashinsky et Timkin, 1999; Spicka et al., 2001) qui montrent une diminution de la vitesse relative d'autant plus prononcée que J_l augmente. En effet, la pompe utilisée dans notre étude ne permet pas d'atteindre les vitesses superficielles de liquide auxquelles ces résultats ont été obtenus. La courbe obtenue sans vitesse superficielle de liquide se démarque cependant légèrement des autres aux plus fortes vitesses superficielles de gaz, mais dans ce domaine, les incertitudes de mesure sont trop importantes pour qu'une conclusion puisse

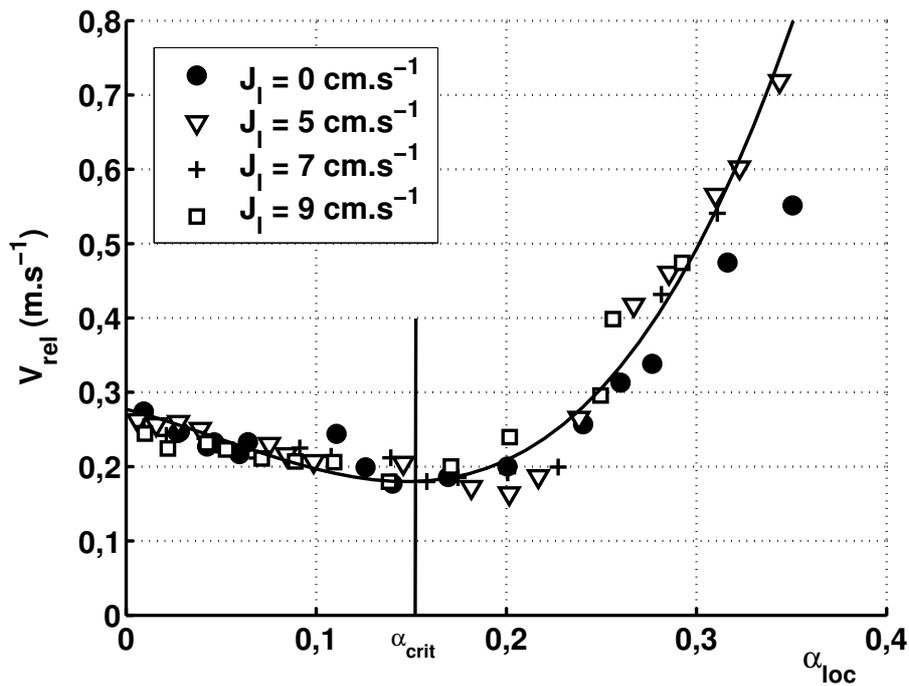


FIG. 5.8 – Vitesse relative en fonction du taux de vide local – Influence de la vitesse superficielle de liquide

être donnée.

Ainsi, l'évolution de la vitesse relative étudiée, de part son indépendance envers J_1 , n'est pas influencée par la présence locale de zones de recirculation du liquide.

c. Discussion sur l'évolution de la vitesse relative

(i) $\alpha_{loc} < \alpha_{crit}$: diminution de la vitesse relative

Pour un taux de vide local inférieur à une valeur critique (α_{crit} de l'ordre de 15 %), la vitesse relative des bulles diminue avec le taux de vide. Cette diminution, déjà bien connue et mise en évidence dans de nombreuses études (Ishii et Zuber, 1979; Kashinsky et Timkin, 1999; Zenit et al., 2001; Garnier et al., 2002; Guet et al., 2004), est généralement attribuée à la gêne stérique entre les bulles qui provoque une modification du champ des contraintes visqueuses autour des bulles et par conséquent une augmentation de la force de traînée à laquelle elles sont soumises (chapitre 3). La diminution de masse volumique apparente autour de la bulle, qui provoque une diminution de la force de flottabilité qui s'exerce sur la bulle, peut également expliquer cette diminution de la vitesse relative (Bertola et al., 2004).

La turbulence semble également jouer un rôle important dans le mouvement relatif des

bulles. En effet, il a été mis en évidence numériquement (Spelt et Bieheusvel, 1997) et expérimentalement (Poorte et Biesheuvel, 2002) que le mouvement relatif d'une bulle unique de forme sphérique dans un champ de turbulence homogène et isotrope était fortement ralenti par rapport à celui d'une bulle unique de même taille en milieu initialement au repos : sa vitesse relative peut diminuer jusqu'à atteindre 50 % de sa vitesse terminale ascensionnelle lorsque l'intensité turbulente présente dans la phase liquide augmente. Cette diminution est attribuée au piégeage des bulles dans les structures tourbillonnaires. Ces conclusions sont applicables dans notre cas, étant donné que l'intensité turbulente, présente dans la phase liquide augmente avec le taux de vide. En effet, la turbulence présente dans la phase liquide est majoritairement induite par la présence des bulles puisque les fluctuations de vitesse de liquide en écoulement monophasique (figure 4.12) ont des valeurs beaucoup plus petites que celles mesurées en écoulement diphasique. Pour illustration, la figure 5.9 montre l'évolution de la vitesse relative et des fluctuations axiales de liquide en fonction du taux de vide local, pour différentes vitesses superficielles de liquide. Le fait que les fluctuations de vitesse obtenues pour $J_1 = 0 \text{ cm.s}^{-1}$ soient du même ordre que celles obtenues pour d'autres vitesses superficielles de liquide montre également que la turbulence présente dans la phase liquide provient essentiellement de la *pseudo-turbulence* créée par les bulles et plus particulièrement par les interactions hydrodynamiques entre les bulles (Lance et Bataille, 1991).

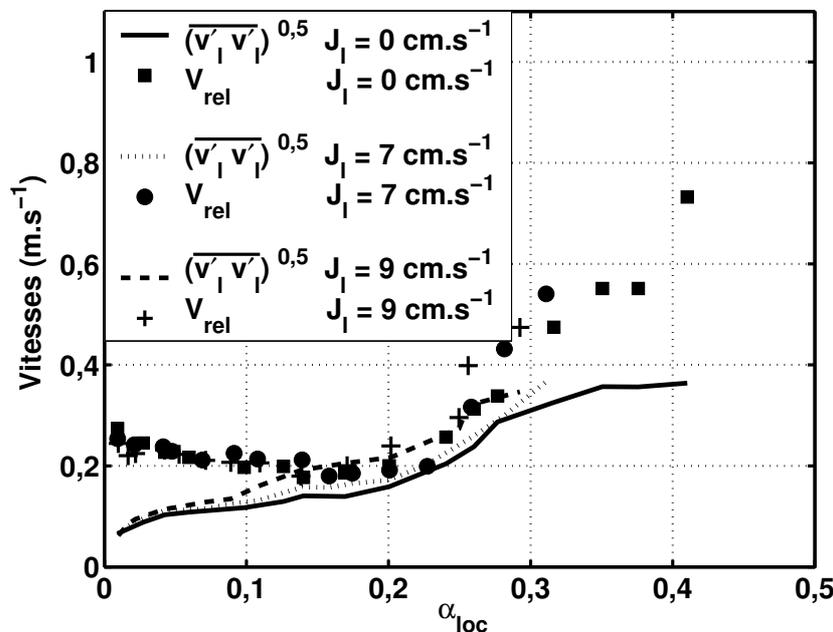


FIG. 5.9 – Fluctuations de vitesse de liquide verticale et vitesse relative des bulles en fonction du taux de vide local

Ainsi, la gêne stérique et la turbulence peuvent expliquer la diminution de vitesse relative

mesurée avec l’augmentation du taux de vide local.

(ii) $\alpha_{\text{loc}} = \alpha_{\text{crit}}$: inversion du mouvement relatif

Lorsque le taux de vide local atteint une valeur critique de l’ordre de 15 %, la vitesse relative cesse de diminuer, reste constante sur une courte gamme de taux de vide puis augmente fortement quand le taux de vide local augmente. Cette valeur critique correspond à un diamètre de bulles d’environ 7 mm (figure 5.2). Bertola et al. (2004) ont également obtenu une augmentation de la vitesse relative des bulles avec le taux de vide, pour $d_b = 7$ mm.

D’autre part, nous pouvons constater que ce taux de vide critique est caractérisé par le fait que l’ordre de grandeur des fluctuations de vitesse axiale de liquide atteint approximativement la valeur de la vitesse relative de la bulle (figure 5.9). Spelt et Bieheusvel (1997) ont également obtenu un arrêt dans la diminution de vitesse relative d’une bulle unique en écoulement homogène et isotrope, lorsque les fluctuations de vitesse axiale atteignent environ 0,2 fois la vitesse terminale ascensionnelle de la bulle unique. La turbulence ne peut pas être la seule explication du changement dans l’évolution de la vitesse relative puisque dans notre cas elle s’effectue pour $\overline{v_1'v_1'}^{0,5} \approx V_{\text{rel}}$, soit plus tard que dans le cas de la bulle seule en écoulement turbulent. Ce sont donc les contributions combinées de la turbulence, de la taille des bulles et du taux de vide local qui modifient le mouvement relatif des bulles en essaim, et plus particulièrement qui font passer la vitesse relative d’une fonction décroissante vers une fonction croissante lorsque le taux de vide augmente.

(iii) $\alpha_{\text{loc}} > \alpha_{\text{crit}}$: augmentation de la vitesse relative Au-delà de α_{crit} , la vitesse relative augmente fortement avec le taux de vide local. Cette augmentation peut être attribuée principalement à trois effets :

- L’*augmentation* de la taille des bulles :

Dans ce domaine de taille de bulles, si le diamètre augmente, alors la vitesse terminale ascensionnelle de la bulle unique augmente aussi (figure 1.4). Pour s’affranchir de ce phénomène, la vitesse relative normée par la vitesse terminale ascensionnelle d’une bulle unique (équation 1.26), définie au chapitre 3, est tracée en fonction du taux de vide local (figure 5.10).

Ainsi, même lorsque cette vitesse adimensionnelle est représentée en fonction du taux de vide local, une forte augmentation est visible pour $\alpha_{\text{loc}} > \alpha_{\text{crit}}$. Donc l’augmentation de la vitesse terminale ascensionnelle des bulles avec le diamètre n’est pas la seule explication possible à la brutale augmentation de la vitesse relative.

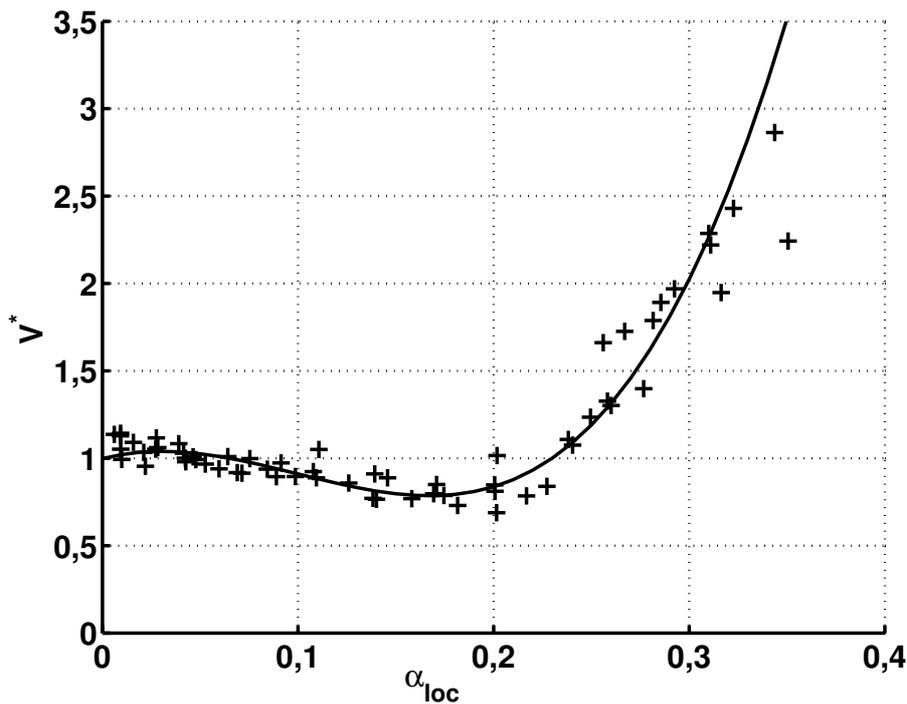


FIG. 5.10 – Vitesse relative normée par la vitesse terminale ascensionnelle des bulles en fonction du taux de vide local

- L'*aspiration* des bulles dans le sillage d'autres bulles :

L'entrée d'une bulle dans le sillage d'une autre bulle peut provoquer une rapide accélération de celle-ci car elle subit alors une diminution de traînée et est aspirée (Ishii et Zuber, 1979; Bertola et al., 2004). Okawa et al. (1999) ont réussi à quantifier ce phénomène : dans le sillage d'une bulle, la vitesse verticale de liquide sur une ligne passant par le centre de la bulle peut atteindre le double de sa vitesse relative. Ce phénomène a été mesuré dans une gamme de diamètres de bulles s'étendant de 3 à 10 mm. Krishna et al. (1999) ont également mesuré un facteur d'accélération entre des calottes sphériques en essaim et une calotte sphérique isolée qui pouvait s'étendre dans une gamme de 3 à 6. Cette augmentation a été observée qualitativement par Vassalo et Kumar (1999) pour de grosses bulles.

- La *turbulence* créée par les bulles :

L'intensité turbulente, au-delà d'un seuil critique a tendance à augmenter la vitesse d'une bulle unique jusqu'à ce qu'elle atteigne sa vitesse terminale ascensionnelle (Spelt et Bieheusvel, 1997). Ce phénomène est attribué au fait que, pour une turbulence suffisante, les bulles ne sont plus piégées par les structures tourbillonnaires, mais au contraire « éjectées » en dehors des tourbillons (Simonnet, 2002) où elles

sont soumises à de fortes vitesses de liquide, qui peuvent provoquer leur accélération. La turbulence peut donc également être une raison à l'augmentation de la vitesse relative.

Les trois effets précédents sont toutefois liés. En effet, lorsque le taux de vide augmente, la pseudo-turbulence et le diamètre des bulles augmentent, provoquant une extension du sillage des bulles. Une analogie entre cette augmentation de vitesse relative et le comportement de particules solides en sédimentation peut être fait. En effet, une importante caractéristique des suspensions dans des écoulements à nombres de Reynolds finis est le *Drafting, Kissing, Tumbling* (DKT), mis en évidence expérimentalement par Joseph et al. (1987). Le DKT décrit les trois étapes du comportement de deux particules solides qui sédimentent sous l'effet de la gravité :

1. le *drafting* est l'étape pendant laquelle la particule *suiveuse* se rapproche de la particule de tête (*meneuse*) en raison de la dépression présente dans le sillage de la particule meneuse ;
2. lors de l'étape de *kissing*, la particule suiveuse est accélérée et rapidement aspirée dans le sillage de la particule meneuse. À ce moment, les deux particules entrent en contact ;
3. enfin l'étape de *tumbling* au cours de laquelle la particule suiveuse « pousse » la particule meneuse sur le côté pour prendre sa place et les particules sont à nouveau séparées.

Ce comportement caractéristique de particules solides peut toutefois s'étendre à celui de bulles. En effet, l'accélération de la bulle lors de l'aspiration dans un sillage provoque une augmentation de sa vitesse relative. À partir de la seconde étape cependant, les bulles pourraient soit suivre le même comportement que les particules solides, soit coalescer ; mais dans chaque cas, la bulle suiveuse aurait eu une vitesse plus grande lors de son passage dans le sillage de la bulle meneuse. De tels phénomènes en chaîne peuvent provoquer l'augmentation de vitesse relative avec le taux de vide, telle qu'elle a été mise en évidence dans notre cas.

Cependant la question qui reste en suspend est :

Est-ce parce que le sillage des bulles atteint une intensité suffisante que la vitesse relative augmente soudainement ou est-ce parce que les bulles deviennent suffisamment proches pour que leurs sillages puissent interagir? En d'autres termes, est-ce l'augmentation du diamètre moyen des bulles ou l'augmentation du taux de vide local qui provoque l'augmentation de la vitesse relative des bulles?

Les études de la littérature peuvent répondre partiellement à cette question puisque la diminution de vitesse relative a été mesurée pour de plus grands taux de vide que la valeur de 15 % obtenue ici. Par exemple, Garnier et al. (2002) obtiennent une réduction de vitesse relative jusqu'à des taux de vide locaux de l'ordre de 35 % pour des petites bulles ($d_b < 5$ mm), ce qui met en évidence que ce n'est pas uniquement la distance inter-bulles qui va déterminer leur mouvement, mais bien aussi le sillage derrière les bulles. L'étude VOF de Bertola et al. (2004) qui montre que la vitesse relative diminue pour des bulles de petits diamètres ($d_b = 5$ mm) mais augmente pour des bulles de plus grands diamètres ($d_b = 7$ mm), et ce dans la même gamme de taux de vide. Elle prouve également que la taille des bulles joue un rôle aussi important que α_{loc} dans leur mouvement.

D'autre part, l'étude numérique de Sankaranarayanan et al. (2002) montre que, pour des bulles d'Eötvös suffisamment grands (c'est-à-dire pour des bulles qui sont fortement déformées), la fraction volumique occupée par le sillage des bulles s'étend jusqu'aux bulles voisines quand le taux de vide augmente, provoquant leur aspiration, pour des essais de bulles de diamètre constant. L'aspiration existe bien évidemment quel que soit le diamètre des bulles et un couplage très fort entre le diamètre des bulles et le taux de vide permet d'obtenir les conditions critiques d'aspiration. Cependant, pour les très petites bulles, les forces de viscosité peuvent inhiber l'aspiration. Ce n'est que lorsque l'inertie et la turbulence deviennent suffisantes que le phénomène devient clairement visible. Les résultats expérimentaux de Kendoush et al. (2004) montrent également l'importance du diamètre des bulles dans leur mouvement relatif, étant donné que le taux de vide ralentit le mouvement relatif pour des bulles avec Re_b de l'ordre de 30 et que l'effet contraire est obtenu pour Re_b de l'ordre de 300. Il semble donc que deux conditions doivent être réunies pour observer l'augmentation de la vitesse relative :

- les bulles doivent avoir un diamètre suffisant grand ;
- le taux de vide doit être supérieur à une valeur critique, éventuellement fonction du diamètre.

Pour obtenir une réponse claire à la question précédente, nous avons, dans la suite de cette étude, gardé les diamètres de bulles constants alors que le taux de vide varie. Cette configuration a pu être obtenue de deux manières : soit par l'ajout de tensio-actifs à la phase liquide, soit par la modification du nombre de capillaires alimentés en air.

5.1.5 Influence des propriétés physico–chimiques de la phase liquide sur la vitesse relative

L'ajout de tensio–actifs dans l'eau pure fait diminuer sa tension superficielle, et rend les bulles sphériques (Jamialahmadi et Müller-Steinhagen, 1992). Cette sphéricité a été vérifiée, dans le cas où du butanol est ajouté à l'eau pure à une concentration volumique de 0,04 %, en prenant des photographies des bulles (figure 5.11).

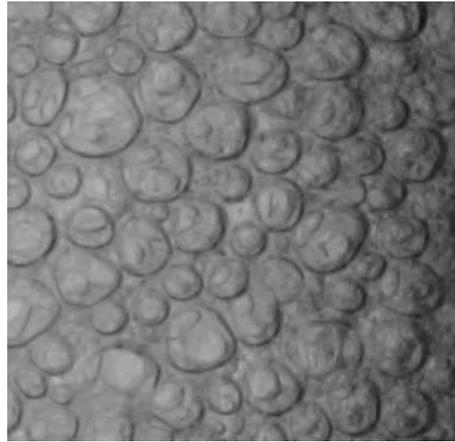


FIG. 5.11 – *Bulles en présence de butanol (taille réelle : $3 \times 3 \text{ cm}^2$)*

Sous cette hypothèse de sphéricité, le rapport de forme qui était utilisé dans le cas de bulles ellipsoïdales, ne doit plus être pris en considération (paragraphe 4.2.2). Ainsi, à partir de la mesure de la corde verticale moyenne de bulle effectuée avec la sonde optique, le diamètre équivalent des bulles sera simplement calculé par :

$$d_b = \frac{3}{2}d_{\text{sonde}} \quad (5.2)$$

L'ajout de tensio–actifs a aussi l'avantage d'inhiber les phénomènes de coalescence entre les bulles, en raison de la diminution de tension superficielle (Clift et al., 1978). Ainsi, en ajoutant du butanol à l'eau déminéralisée avec une concentration volumique de 0,04 %, il a été possible d'obtenir des essais de bulles de $d_b < 6 \text{ mm}$, jusqu'à des taux de vide de 30 % (figure 5.12). Avec cette concentration, la tension superficielle de liquide mesurée par tensiomètre à bulles (méthode de la bulle pendante) était alors de $\sigma = 45 \text{ mN.m}^{-1}$. Sur la figure 5.13, le taux de vide local obtenu en présence de butanol est représenté avec et sans vitesse superficielle de liquide.

Lorsque $J_1 = 9 \text{ cm.s}^{-1}$, les taux de vide locaux mesurés avec et sans butanol sont quasiment égaux. Sans vitesse superficielle de liquide et avec du butanol, il a été possible d'obtenir de très forts taux de vide, plus importants que dans l'eau pure en raison de

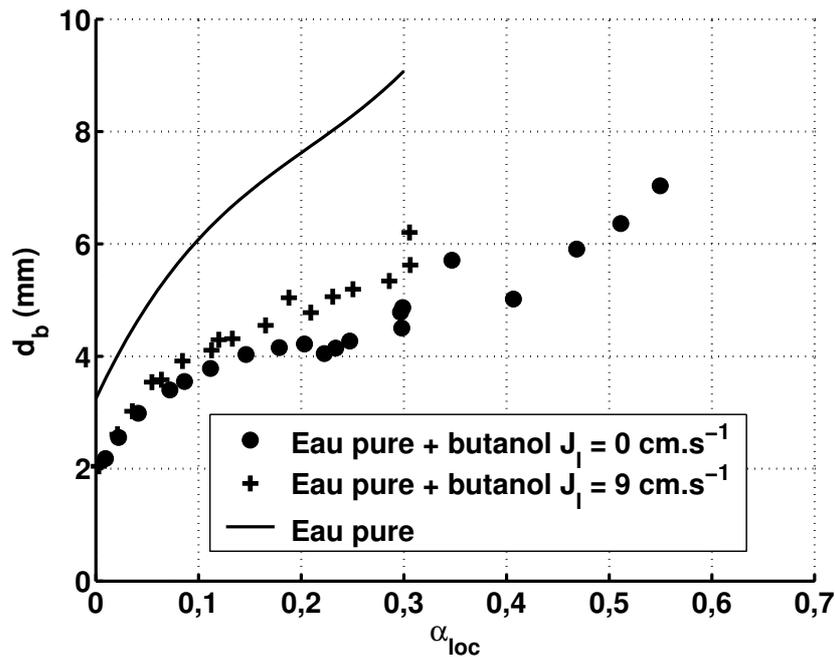


FIG. 5.12 – Influence de l'ajout de tensio-actif sur les diamètres de bulles

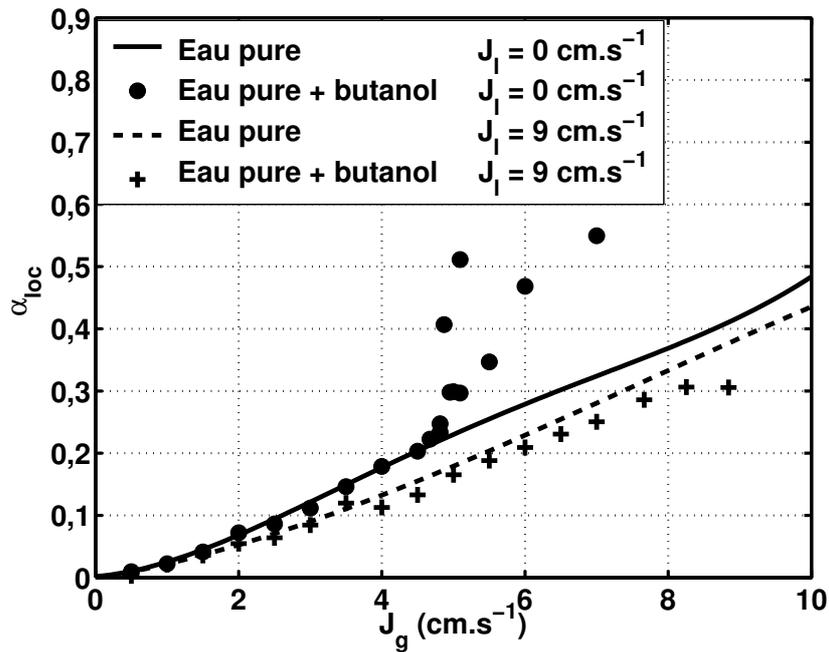


FIG. 5.13 – Influence de l'ajout de tensio-actifs sur le taux de vide local

la vitesse très faible des bulles dans la colonne (figure 5.14). L'écoulement ressemblait, dans ces conditions, plus à une émulsion qu'à celui à bulles dispersées, habituellement observé en colonne à bulles. L'objectif de conserver des diamètres de bulles quasiment constants, alors que le taux de vide local augmente, est donc atteint. Sur la figure 5.14,

la vitesse relative des bulles mesurée en présence de butanol est tracée en fonction du taux de vide local. L'évolution générale de la vitesse relative est similaire à celle obtenue

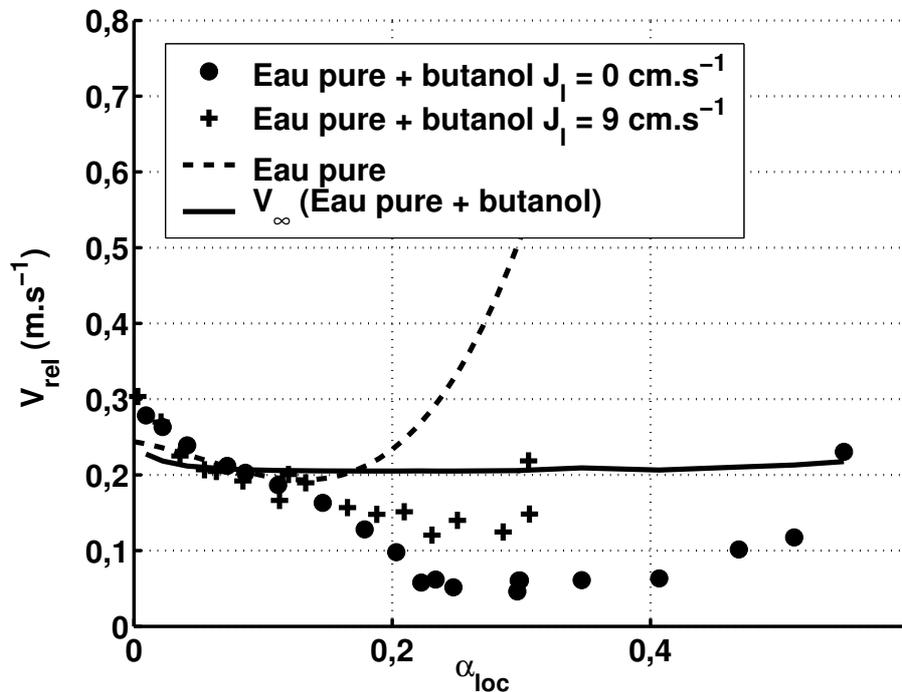


FIG. 5.14 – Vitesse relative en fonction du taux de vide local en présence de butanol

en l'absence de butanol, c'est-à-dire que, pour les faibles taux de présence de gaz, elle diminue et au-delà d'un taux de vide critique, elle augmente. C'est la valeur critique entre ces deux évolutions qui diffère selon la présence ou l'absence de butanol. Alors que dans l'eau pure elle était de l'ordre de 15 %, quelle que soit la vitesse superficielle de liquide, elle atteint une valeur d'environ 30 % en présence de butanol avec $J_l = 9 \text{ cm.s}^{-1}$ et même de 40 %, sans vitesse superficielle de liquide. Le fait que cette valeur critique ne soit pas fixe, quelles que soient les configurations d'écoulements, met donc bien en évidence que la transition entre les deux évolutions observées, dépend de la taille et de la forme des bulles ainsi que de leur sillage. De plus, en présence de butanol, la diminution de vitesse relative pour $\alpha_{loc} < \alpha_{crit}$ est plus prononcée que dans l'eau pure. Quant à son augmentation, il est difficile de faire des comparaisons avec le cas de l'eau pure, puisqu'elle apparaît pour des taux de vide très importants et que l'incertitude des mesures effectuées dans cette situation devient plus grande. Cependant, les résultats obtenus en présence de butanol indiquent que l'évolution de la vitesse relative est non seulement liée au taux de vide local mais aussi aux diamètres de bulles. Le taux de vide caractéristique de la transition entre la gêne stérique et l'aspiration dans les sillages semble dépendre principalement du diamètre des bulles. C'est donc l'intensité du sillage des bulles (leur taille et les vitesses

de liquide qui y sont générées) qui va provoquer l'aspiration des autres bulles.

Les mesures en présence de butanol ont mis en évidence l'importance du rôle joué par la taille des bulles sur leur mouvement relatif en essaim et ont montré que le taux de vide seul n'était pas suffisant pour expliquer l'augmentation de la vitesse relative. Pour approfondir et affiner ce point que nous avons jugé important, le système d'injection de l'air a été modifié. Ainsi des mesures, dans un système eau pure/air permettant de maintenir les tailles de bulles constantes sur une large gamme de taux de vide, ont été autorisées.

5.2 Influence de la distribution du gaz sur le mouvement des bulles

5.2.1 Méthode expérimentale

En faisant varier le nombre de capillaires alimentés et la vitesse superficielle de gaz, il a été possible de former des bulles de même diamètre et ce pour différents taux de vide, dans le cas du système eau pure/air. Par exemple, sur la figure 5.15¹, deux configurations d'injection en air sont représentées, pour deux nombres de capillaires alimentés, et deux vitesses superficielles de gaz.

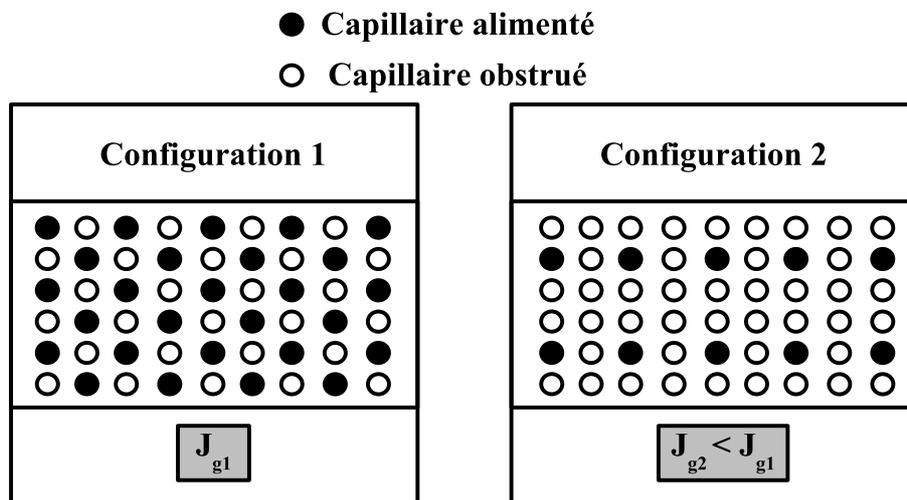


FIG. 5.15 – Distribution modifiée de l'air

Si le nombre de capillaires alimentés dans la configuration 1 est supérieur à celui de la configuration 2, et en choisissant judicieusement $J_{g1} > J_{g2}$, il sera possible d'obtenir

1. La figure 5.15 sert uniquement d'illustration pour une meilleure compréhension de la méthode employée ici, en particulier les 133 capillaires ne sont pas tous représentés

une population de même taille dans les deux configurations, mais avec un taux de vide supérieur dans le cas 1 par rapport au cas 2.

5.2.2 Diamètres de bulles

En faisant varier le nombre de capillaires entre 9 et 133, et la vitesse superficielle de gaz entre 0 et 10 cm.s^{-1} , des essais de bulles de diamètre moyen compris entre 5 et 10 mm ont pu être obtenus, avec une gamme de taux de vide plus ou moins étendue selon les diamètres (figure 5.16 pour $J_1 = 9 \text{ cm.s}^{-1}$). Le tableau 5.1 indique la gamme de taux de vide local accessible pour chaque classe de bulles, en fonction de la vitesse superficielle de liquide.

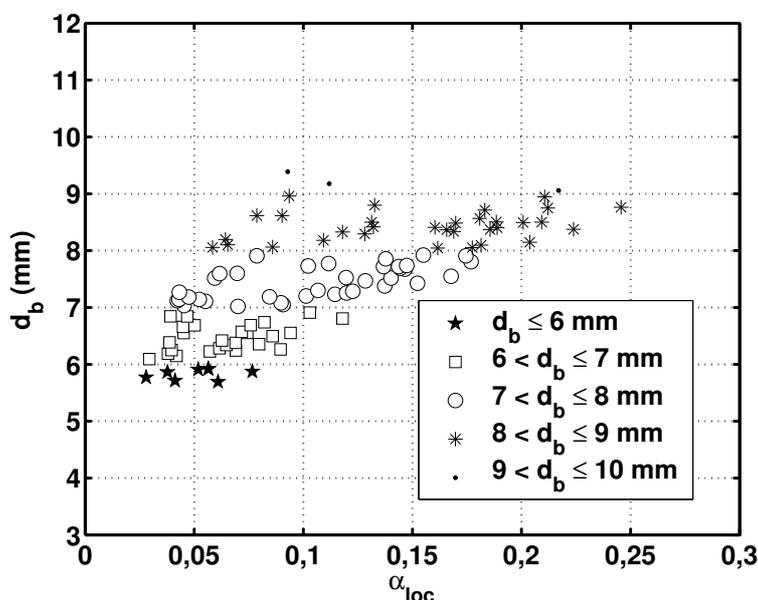


FIG. 5.16 – Diamètres de bulles en fonction du taux de vide – Modification de la distribution d'air pour $J_1 = 9 \text{ cm.s}^{-1}$

Ainsi, pour des classes de bulles de taille supérieure à 7 mm, il a été possible de faire varier le taux de vide de part et d'autre de la zone critique de 15 %, obtenue pour un système eau pure/air avec une alimentation en gaz uniforme. Cependant, pour les plus petits diamètres, l'obtention de grands taux de vide n'a pas été réalisable, en raison du nombre maximum de capillaires alimentés de 133. Il aurait en effet fallu disposer d'un distributeur avec un nombre de capillaires supérieur à 133 pour obtenir des petites bulles avec de forts taux de vide.

Étant donné le peu d'influence des gradients de vitesse de liquide et de taux de vide sur la vitesse relative des bulles (paragraphe 5.1.4), et que, dorénavant, le diamètre moyen

d_b (mm)	α_{loc} (%) pour $J_1 = 0 \text{ cm.s}^{-1}$	α_{loc} (%) pour $J_1 = 9 \text{ cm.s}^{-1}$
≤ 6	1–8	2–7
6–7	2–15	2–12
7–8	6–22	4–17
8–9	8–25	6–25
9–10	10–20	7–22

TAB. 5.1 – Gamme de taux de vide local obtenue pour chaque classe de bulles et différentes vitesses superficielles de liquide

des bulles reste constant, le taux de vide local sera donc le seul paramètre à influencer la vitesse relative.

5.2.3 Mouvement relatif des bulles avec diamètres contrôlés

Sur la figure 5.17, la variation de la vitesse relative des bulles, normée par V_∞ , en fonction du taux de vide local, pour $J_1 = 9 \text{ cm.s}^{-1}$, et pour chaque classe de bulles, est représentée. Une discrimination sur le diamètre moyen des bulles permet de classifier les évolutions rencontrées.

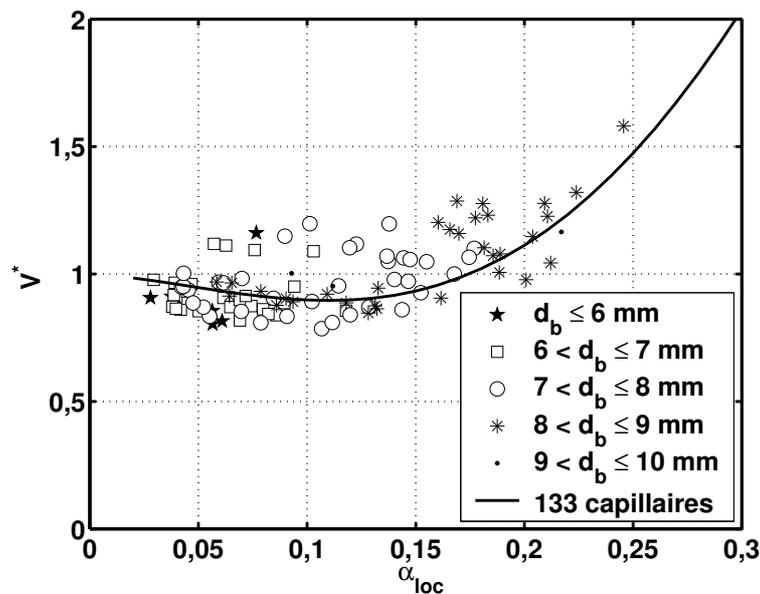


FIG. 5.17 – Vitesse relative des bulles en fonction du taux de vide – Modification de la distribution d'air pour $J_1 = 9 \text{ cm.s}^{-1}$

a. $d_b \leq 7$ mm :

Cette figure met en évidence que pour un essaim de bulles de diamètre moyen inférieur à 7 mm, la vitesse relative diminue toujours avec le taux de vide. Il est de plus intéressant de constater que, quelle que soit la valeur du diamètre moyen (entre 6 et 10 mm), l'intensité de la diminution de la vitesse relative est toujours la même. L'évolution de la vitesse relative au-delà du taux de vide critique n'est pas observée dans ce cas, en raison de la limitation imposée par le distributeur qui ne permet pas d'atteindre α_{crit} dans cette gamme de diamètres. Toutefois, ce cas a déjà été étudié en présence de butanol dans la section précédente et plusieurs études de la littérature, déjà citées précédemment, ont démontré l'effet du taux de vide sur des essaims de petites bulles. On supposera donc que, s'il avait été possible de former des essaims de petites bulles pour des taux de vide supérieurs à α_{crit} , alors la diminution de vitesse relative aurait probablement pu être prolongée, tant que le critère $d_b < 7$ mm était respecté.

b. $d_b > 7$ mm :

Dans le cas d'essaims de bulles de diamètre moyen constant et supérieur à 7 mm, les deux évolutions de la vitesse relative autour du taux de vide critique sont retrouvées : sa diminution pour $\alpha_{\text{loc}} < \alpha_{\text{crit}}$ (avec la même pente que dans le cas où $d_b \leq 7$ mm) et son augmentation au-delà. Cette constatation met donc en évidence que le sillage des bulles n'est pas le seul responsable de l'augmentation de la vitesse relative : un taux de vide supérieur à une valeur critique est nécessaire. En effet, les bulles de même diamètre sont supposées avoir le même sillage, quel que soit le taux de vide. Cependant au-delà d'un taux de vide critique, les bulles sont suffisamment proches pour que certaines soient aspirées dans le sillage d'autres situées plus haut ; c'est donc à partir de ce moment que les sillages commencent à interagir.

Sur la figure 5.18, les diamètres de bulles formées, sans vitesse superficielle de liquide, sont tracés en fonction du taux de vide local.

Le mouvement relatif de bulles de même diamètre est représenté en fonction du taux de vide local, pour $J_1 = 0$ cm.s⁻¹, sur la figure 5.19 (la discrimination par rapport à la valeur $d_b = 7$ mm a directement été réalisée). Les résultats, obtenus sans vitesse superficielle de liquide, sont donc en accord avec les mesures réalisées avec $J_1 = 9$ cm.s⁻¹.

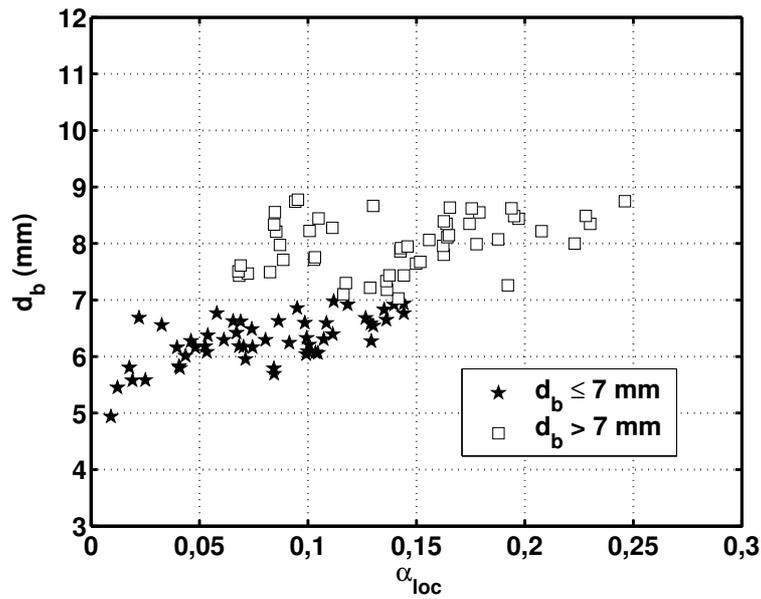


FIG. 5.18 – Diamètres de bulles en fonction du taux de vide – Modification de la distribution d'air pour $J_l = 0 \text{ cm.s}^{-1}$

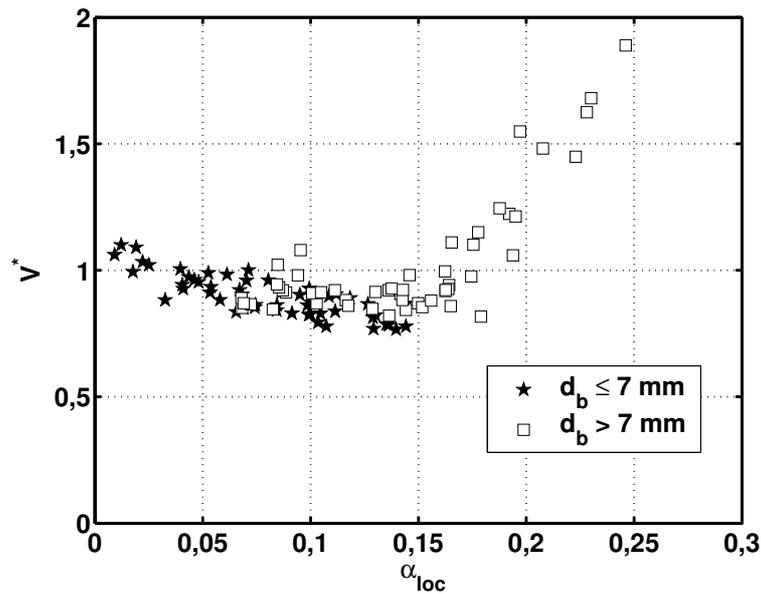


FIG. 5.19 – Vitesse relative des bulles en fonction du taux de vide – Modification de la distribution d'air pour $J_l = 0 \text{ cm.s}^{-1}$

Pour conclure sur l'étude expérimentale du mouvement relatif de bulles en essaims, nous pouvons affirmer que le diamètre des bulles et le taux de vide local sont *tous les deux* déterminants. L'influence de la vitesse superficielle de liquide, quant à elle, est négligeable dans la gamme considérée ($0 - 9 \text{ cm.s}^{-1}$). Les différentes évolutions de la vitesse rela-

tive peuvent être regroupées, selon les diamètres moyens de bulles (voir aussi le tableau récapitulatif 5.2) :

- $d_b < 7 \text{ mm}$: Dans ce cas, la vitesse relative diminue avec le taux de vide au moins jusque 15 % pour notre système. L'extension de résultats bibliographiques et de mesures réalisées en présence de tensio-actifs semble indiquer que, quel que soit le taux de vide local, la vitesse relative diminuera tant que la condition d'un diamètre inférieur à 7 mm sera respectée ;
- $d_b \geq 7 \text{ mm}$: Pour des grosses bulles, la vitesse relative diminue tant que le taux de vide n'a pas atteint une valeur critique (15 % pour notre colonne). Au-delà, la vitesse relative augmente rapidement.

Il a aussi été mis en évidence que, quel que soit le diamètre moyen des bulles (entre 4 et 10 mm) dans le cas d'une dispersion eau pure/air, la diminution de vitesse relative avec le taux de vide local se fait toujours avec la même pente. De plus, nous avons montré que l'influence des recirculations locales de liquide est négligeable en centre de colonne par rapport à celles du taux de vide ou du diamètre des bulles. Ces conclusions sont valables pour notre système expérimental et leur validité dans d'autres configurations mériterait d'être testée. Elles ont été confirmées par l'exploitation des mesures réalisées en bas de colonne (Annexe 2), où les diamètres moyens des bulles sont inférieurs à ceux obtenus en milieu de colonne, car les phénomènes de coalescence et de rupture n'ont pas encore pu se développer.

d_b (mm)	Évolution de la vitesse relative	Spécificités	Commentaires	Explications
< 7	Diminution jusque $\alpha_{loc} \approx 15\%$	Système eau pure/air	Extension à de plus grands taux de vide d'après les résultats de la littérature	<ul style="list-style-type: none"> – Gêne stérique – Diminution de la force de flottabilité – Effet stabilisant de l'essaim – Turbulence
< 7	Diminution jusque $\alpha_{loc} \approx 35\%$	Système eau pure + butanol/air	Diminution plus prononcée que pour un système eau pure/air	
≥ 7	Diminution jusque $\alpha_{loc} \approx 15\%$	Système eau pure/air		
≥ 7	Augmentation pour $\alpha_{loc} > 15\%$	Système eau pure/air		<ul style="list-style-type: none"> – Aspiration dans les sillages – Turbulence

TAB. 5.2 – Principaux résultats expérimentaux

Chapitre 6

Le coefficient de traînée – Détermination d’une corrélation

Pour compléter l’étude fondamentale de l’effet de l’environnement d’une bulle sur son mouvement, nous avons, dans ce chapitre, établi une corrélation reliant le coefficient de traînée au taux de vide local. Le but pragmatique est son utilisation dans des codes de simulation numérique des écoulements gaz–liquide.

Nous allons dans la première section comparer les résultats expérimentaux obtenus dans le chapitre précédent aux corrélations de la littérature. Dans une seconde section, nous proposerons une formulation de traînée corrélant toute la gamme de taux de vide étudiée (sous réserve qu’une condition particulière sur le diamètre des bulles soit respectée) et valable dans le cas d’une dispersion eau pure/air. Cette corrélation sera enfin testée dans la dernière partie de ce mémoire où la simulation numérique d’une colonne à bulles est menée.

6.1 Mouvement relatif des bulles – Comparaison aux corrélations existantes

6.1.1 Comparaison de la vitesse relative aux corrélations existantes

L’évolution de vitesse relative avec le taux de vide local, obtenue au chapitre 5, est comparée aux résultats de la littérature. Pour la diminution de vitesse relative lorsque le taux de rétention gazeuse augmente, nombreuses sont les corrélations qui tentent de la quantifier. En effet, comme il a été rappelé au chapitre 3, beaucoup d’auteurs ont déjà mesuré et corrélé la gêne stérique entre les bulles.

a. Diminution de la vitesse relative

(i) Eau pure

Sur la figure 6.1, la vitesse relative adimensionnelle des bulles obtenue expérimentalement est représentée en fonction du taux de vide local. Les points représentés proviennent de l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus pour la dispersion eau pure/air, c'est-à-dire de :

- toutes les mesures réalisées avec différentes vitesses superficielles de liquide entre 0 et 10 cm.s^{-1} ;
- toutes les distributions en gaz (le nombre de capillaires alimentés a varié entre 1 et 133).

Ainsi, chaque point de la figure 6.1 est une moyenne réalisée sur environ 10 points expérimentaux, issus de différentes conditions opératoires. Nous avons mis en évidence, dans le chapitre précédent, l'indépendance de la gêne stérique envers le diamètre moyen des bulles pour une dispersion eau pure/air, l'influence de ce paramètre n'est donc pas représentée sur la courbe. Certaines des corrélations expérimentales présentées au chapitre 3 sont également représentées sur cette figure : les équations 3.7 de Garnier et al. (2002), 3.8 de Zenit et al. (2001), 3.9 de Lockett et Kirkpatrick (1975) et 3.14 de Kashinsky et Timkin (1999).

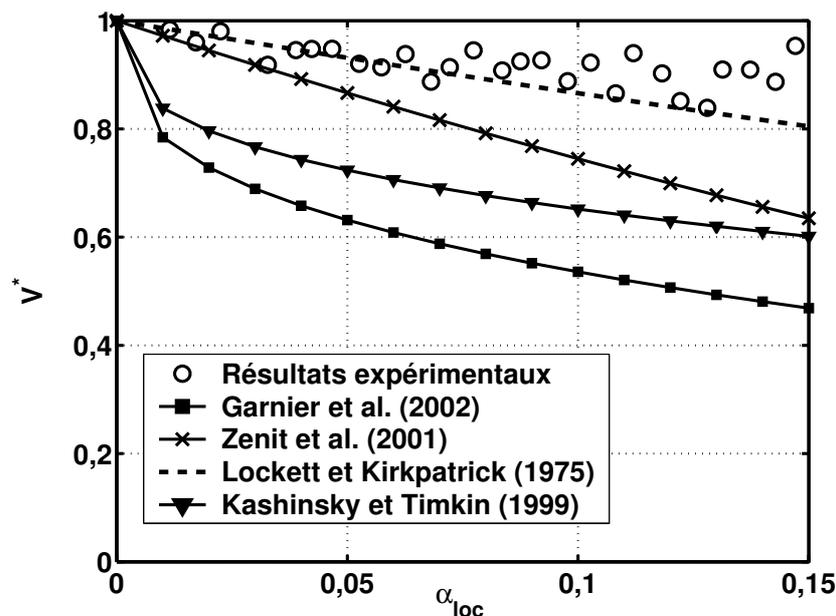


FIG. 6.1 – Vitesse adimensionnelle relative en fonction du taux de vide local – Comparaison aux corrélations expérimentales de la littérature

Il est évident que la diminution de vitesse relative mesurée dans notre colonne est beaucoup moins marquée que pour trois des corrélations citées précédemment : celles de Garnier et al. (2002); Zenit et al. (2001); Kashinsky et Timkin (1999). Ce phénomène ne peut être exclusivement lié à une différence de la taille des bulles entre nos résultats expérimentaux et ceux de la littérature. En effet, même si les trois corrélations précédentes sont valables pour des diamètres de bulles de l'ordre de 5 mm ou moins, nous avons mis en évidence l'indépendance de la diminution de la vitesse relative envers le diamètre des bulles, pour $3 < d_b < 10$ mm. Les configurations expérimentales peuvent expliquer les différences entre les corrélations présentées et nos mesures. La polydispersité de la taille des bulles, leur arrangement spatial plus ou moins régulier ou la géométrie de la colonne (proximité des parois et turbulence) pourraient notamment être des facteurs influençant sensiblement le mouvement collectif des bulles.

Sur la figure 6.2, les résultats numériques de Sankaranarayanan et al. (2002) (équation 3.18) et de Ishii et Zuber (1979) (tableau 3.1) sont représentés, ainsi que les résultats expérimentaux de notre étude.

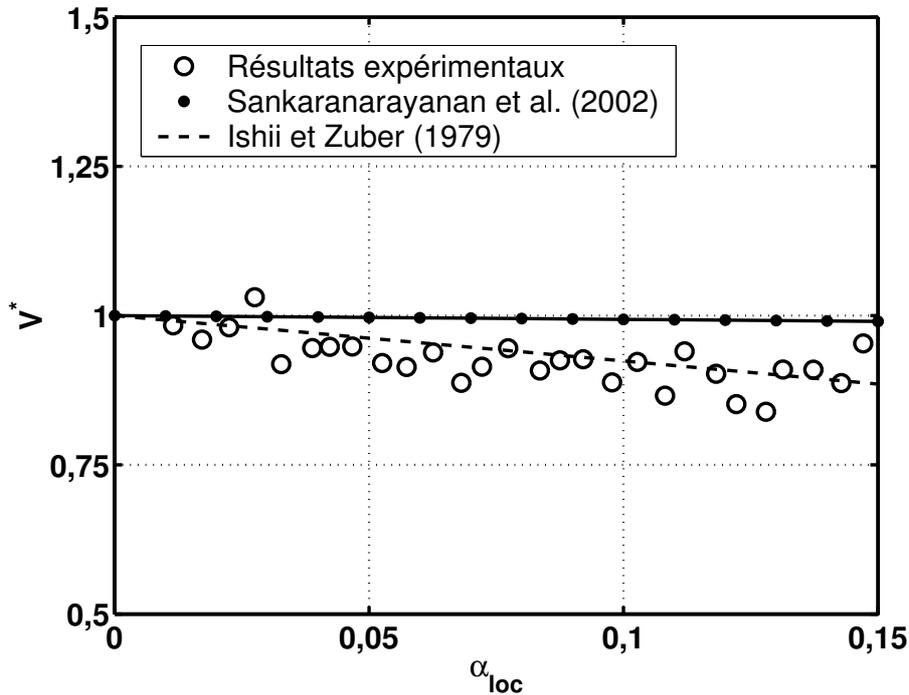


FIG. 6.2 – Vitesse adimensionnelle relative en fonction du taux de vide local – Comparaison aux corrélations numériques de la littérature

L'équation de Ishii et Zuber (1979) corrèle parfaitement nos résultats, et possède la caractéristique de tenir compte du diamètre des bulles. En effet, elle est valable pour des

bulles déformées. Celle de Sankaranarayanan et al. (2002) tient également compte du diamètre des bulles par l'exposant n de Richardson et Zaki (1954), mais est issue d'une simulation numérique directe dans laquelle les bulles sont supposées être réparties sous la forme d'un réseau cubique, ce qui n'est bien évidemment pas le cas expérimentalement. Ainsi, il est nécessaire de tenir compte du diamètre des bulles dans la corrélation de gêne stérique, et pas uniquement dans la vitesse terminale ascensionnelle de la bulle unique de même diamètre, soit directement par une corrélation dépendant du diamètre moyen des bulles (Sankaranarayanan et al., 2002), soit par une discrimination des corrélations en fonction de la gamme de diamètres étudiés (Ishii et Zuber, 1979). Il est également important de souligner qu'une unique corrélation ne peut décrire le mouvement de bulles en essaims, quelle que soit la configuration expérimentale. Pour illustration, pour une même gamme de diamètres et de taux de vide, plusieurs corrélations ne s'accordent pas. Il semble donc que des paramètres, autres que le taux de vide et le diamètre des bulles interviennent, tels que la distribution initiale de gaz, la turbulence ou la présence des parois de la colonne. D'autres études expérimentales pourraient contribuer à une meilleure compréhension du mouvement collectif de bulles, par la détermination de l'effet des paramètres cités précédemment. Les récents progrès dans le domaine de la simulation numérique directe des écoulements gaz-liquide devraient aussi permettre un éclaircissement sur les phénomènes complexes qui régissent les interactions entre bulles.

(ii) Eau contaminée

Lorsque du butanol est ajouté avec une concentration volumique de 0,04 % à l'eau pure, la diminution de vitesse relative est beaucoup plus prononcée que dans le cas de l'eau pure (paragraphe 5.1.5).

La figure 6.3 montre que, lorsque du butanol est ajouté à la phase continue avec une concentration volumique de 0,04 %, la corrélation de Garnier et al. (2002) reproduit correctement l'évolution de la vitesse relative mesurée avec le taux de vide local. Cette constatation conforte les conclusions précédentes sur l'importance de tenir compte de la taille des bulles (diamètre et/ou forme) lorsqu'une corrélation de mouvement relatif des bulles est proposée, puisque dans notre cas, la corrélation de Garnier et al. (2002) est applicable pour des petites bulles sphériques (avec du tensio-actifs dans la phase continue), mais pas lorsque des bulles de d_b entre 5 et 10 mm sont formées, et ceci pour la même configuration expérimentale.

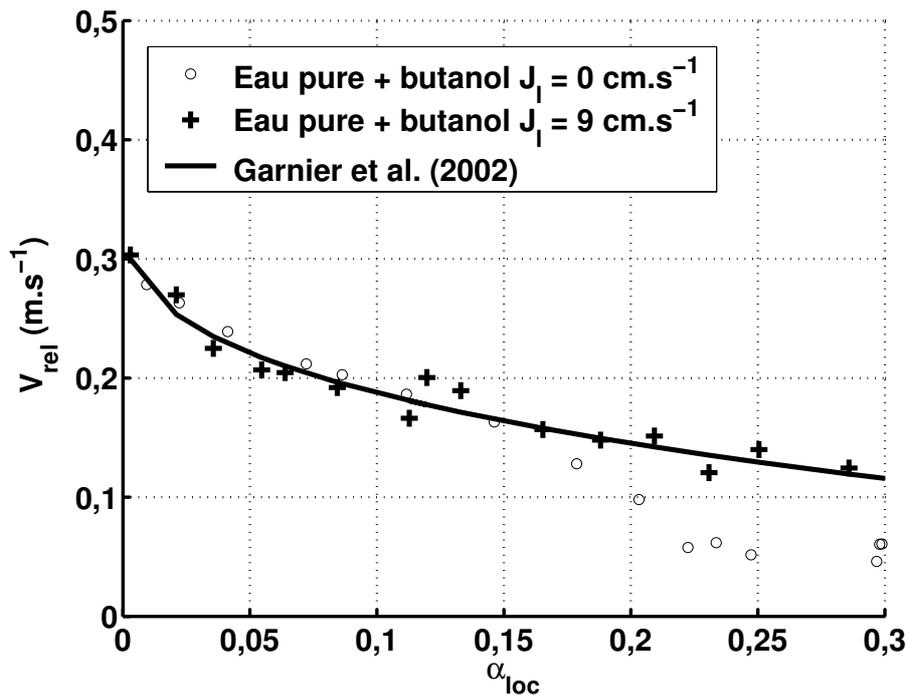


FIG. 6.3 – Vitesse relative en fonction du taux de vide local pour un milieu contaminé – Comparaison aux corrélations de la littérature

b. Augmentation de la vitesse relative

Les deux seules corrélations, à notre connaissance, qui soient capables de prédire l'augmentation de vitesse relative avec le taux de vide sont celles de Ishii et Zuber (1979) (pour le régime turbulent, tableau 3.1) et de Sankaranarayanan et al. (2002) (équation 3.18), car elles tiennent compte du diamètre des bulles. Elles sont représentées, pour $\alpha_{loc} > \alpha_{crit}$ sur la figure 6.4.

Jusqu'à un taux de vide local de l'ordre de 25 %, les corrélations représentées sont en accord avec nos résultats expérimentaux et mettent en évidence que l'aspiration dans les sillages des bulles peut être observée dans certaines conditions. L'augmentation de vitesse relative plus prononcée, dans notre cas, au-delà de $\alpha_{loc} = 25$ % est délicate à analyser car dans ce domaine de taux de vide, les incertitudes de mesure, notamment par l'utilisation de la LDV pour la détermination de la vitesse de liquide, sont très grandes. Elle est tout de même en accord avec les résultats expérimentaux de Krishna et al. (1999), qui a mesuré des vitesses de calottes sphériques 3 à 6 fois plus grande que leur vitesse terminale ascensionnelle lorsqu'elles sont aspirées dans les sillages d'autres bulles.

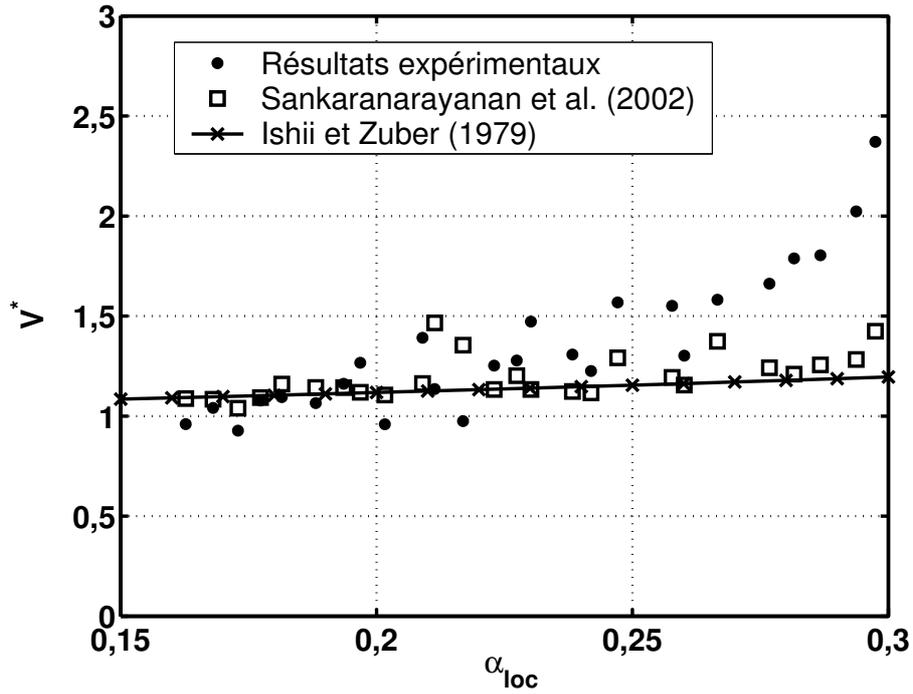


FIG. 6.4 – Vitesse relative en fonction du taux de vide local pour $\alpha_{loc} > \alpha_{crit}$ – Comparaison aux corrélations de la littérature

6.1.2 Comparaison du coefficient de traînée aux corrélations existantes

a. Identification

L'équation 2.8 de conservation de la quantité de mouvement, valable pour une approche Eulérienne, écrite dans la direction axiale, en supposant un écoulement permanent et une égalité de pression dans les deux phases en présence, devient (Ishii et Zuber, 1979) :

$$0 = -\alpha_k \frac{dP}{dz} - \alpha_k \rho_k g + F_{kj} \quad (6.1)$$

En faisant l'hypothèse supplémentaire que seule la force de traînée s'exerce sur la phase gazeuse dans la direction axiale, on obtient les équations 6.2 et 6.3, respectivement pour la phase gazeuse et la phase liquide.

$$0 = -\alpha_{loc} \frac{dP}{dz} - \alpha_{loc} \rho_g g + \frac{6\alpha_{loc}}{\pi d_b^3} |\mathbf{F}_D| \quad (6.2)$$

$$0 = -(1 - \alpha_{loc}) \frac{dP}{dz} - (1 - \alpha_{loc}) \rho_l g - \frac{6\alpha_{loc}}{\pi d_b^3} |\mathbf{F}_D| \quad (6.3)$$

En additionnant ces deux équations, on a alors :

$$\frac{dP}{dz} = -\rho_m g \quad (6.4)$$

Enfin, en utilisant la relation 1.9 liant \mathbf{F}_D à C_D , le coefficient caractéristique de la force de traînée s’exercant sur une bulle dont l’environnement est constitué d’autres bulles s’écrit :

$$C_D = \frac{4}{3} \frac{g d_b \Delta \rho}{\rho_l} \frac{1}{V_{\text{rel}}^2} (1 - \alpha_{\text{loc}}) \quad (6.5)$$

Dans le cas de l’approche Lagrangienne, une expression similaire peut être obtenue. En effet, la force de traînée s’appliquant sur une bulle isolée en milieu infini est décrite par l’équation 1.4. C’est sur cette formulation que sont basés les codes de calcul commerciaux, qui ne tiennent par conséquent pas compte de l’influence de l’environnement de la bulle sur la force de traînée à laquelle elle est soumise. Or, la force de flottabilité, basée sur le gradient de pression autour de la bulle, prend en compte cette modification. Il est donc nécessaire de modifier *artificiellement* la force de traînée de la bulle lorsque des simulations sont menées, en remplaçant la masse volumique de la phase liquide par sa masse volumique apparente :

$$\rho_l \rightarrow (1 - \alpha_{\text{loc}}) \rho_l \quad (6.6)$$

Dans ce cas, l’équilibre entre la force de flottabilité et la force de traînée dans la direction axiale conduit également à l’équation 6.5 du coefficient de traînée.

Ainsi, les mesures de diamètre, vitesse relative de bulles et taux de vide local, effectuées au chapitre 5, vont permettre l’identification du coefficient de traînée. De plus, la formulation 6.5 est appropriée pour l’implantation dans les codes de mécanique des fluides permettant la simulation à l’échelle du réacteur (par les approches Eulérienne et Lagrangienne), basés sur les équations moyennes de Navier–Stokes, car elle est issue de mesures réalisées localement sur un intervalle de temps donné.

b. Variation du coefficient de traînée avec le taux de vide local

Sur la figure 6.5, le coefficient de traînée expérimental, calculé par la relation 6.5, est tracé en fonction du taux de vide local. Comme pour la figure 6.1, les points représentés sont issus de différentes configurations expérimentales : pour un taux de vide local donné, des bulles de différentes tailles ont pu être formées. L’évolution du coefficient de traînée avec le taux de vide local est donc l’opposée de celle de la vitesse relative : C_D augmente jusqu’à une valeur de 2 pour $\alpha_{\text{loc}} = \alpha_{\text{crit}}$ puis diminue jusqu’à la valeur de 0,2 pour les plus forts taux de vide. C’est donc bien le poids de la vitesse relative qui est le plus important

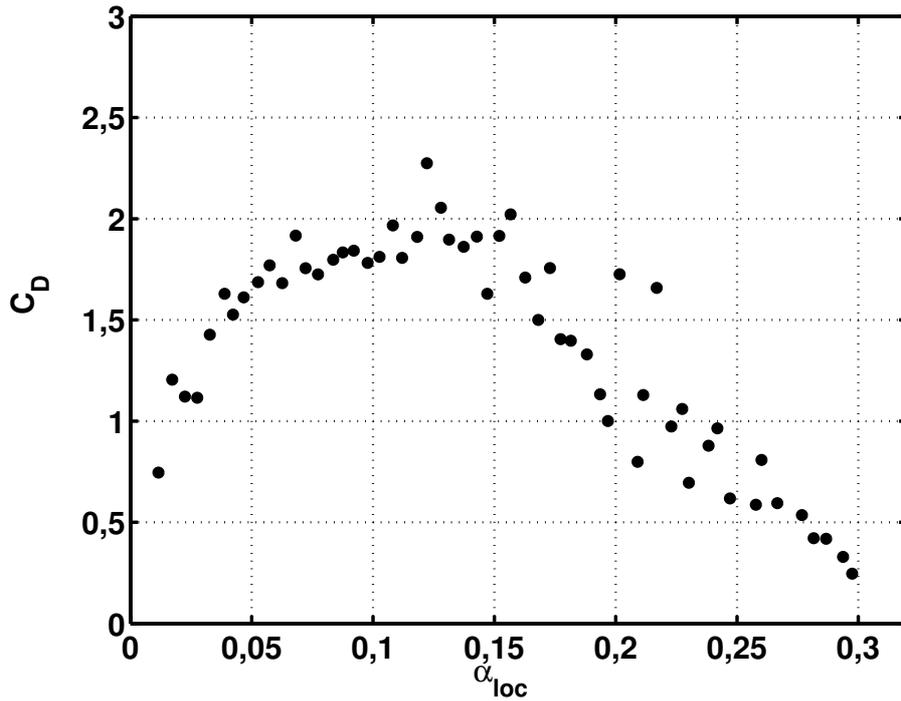


FIG. 6.5 – Coefficient de traînée expérimental en fonction du taux de vide local

dans la relation 6.5 au détriment de la diminution provoquée par le terme $(1-\alpha_{loc})$, pour $\alpha_{loc} < \alpha_{crit}$ ou de l'augmentation du diamètre moyen des bulles pour $\alpha_{loc} > \alpha_{crit}$. Cette figure met donc en évidence le rôle prépondérant joué par le taux de vide dans l'évolution du coefficient de traînée et la nécessité d'en tenir compte dans les calculs effectués lors des simulations numériques des écoulements gaz-liquide. Nous nous proposons donc d'établir une relation donnant le coefficient de traînée en fonction du taux de vide.

6.2 Proposition de corrélation

Sur la figure 6.6, le coefficient de traînée expérimental normé par le coefficient de traînée d'une bulle unique, de même diamètre, en milieu infini ($C_D^* = C_D/C_{D\infty}$) est représenté en fonction du taux de vide local. La corrélation tracée sur la figure 6.6, obtenue à partir des résultats expérimentaux présentés précédemment, est de la forme :

$$\text{Pour } \alpha_{loc} \leq 15 \% \text{ (terme 1)} : C_D^* = \frac{1}{1 - \alpha_{loc}} \quad (6.7)$$

$$\text{Pour } \alpha_{loc} > 15 \% \text{ (terme 2)} : C_D^* = \frac{1}{23} \frac{(1 - \alpha_{loc})^3}{\alpha_{loc}^2} \quad (6.8)$$

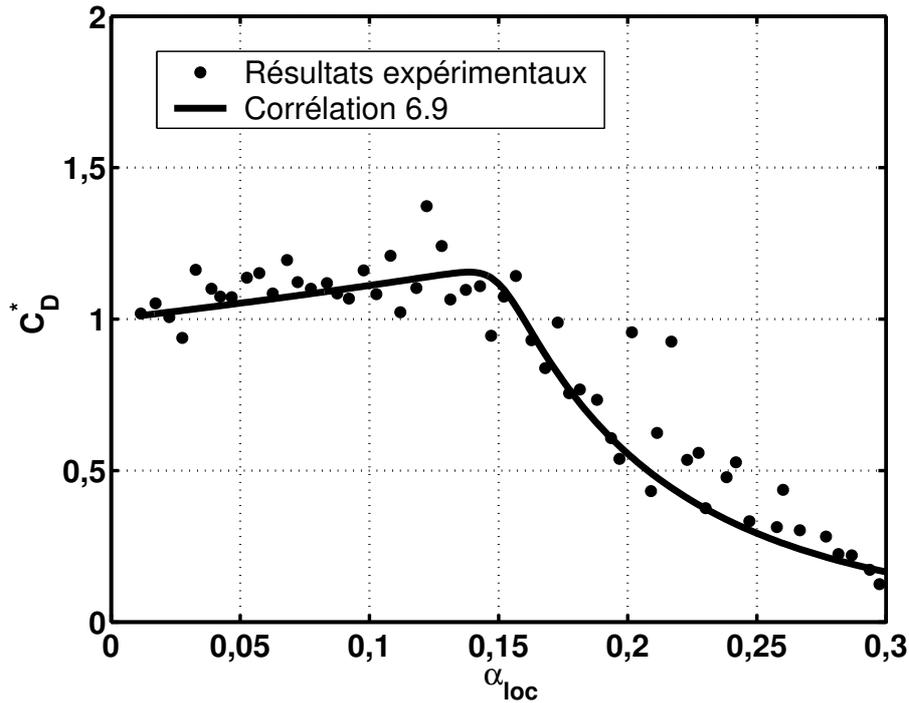


FIG. 6.6 – Coefficient de traînée adimensionnel en fonction du taux de vide local

Elle peut se mettre plus généralement sous la forme :

$$C_D^* = (1 - \alpha_{\text{loc}}) \left[\underbrace{(1 - \alpha_{\text{loc}})^m}_{\text{terme 1}} + \underbrace{\left(4,8 \frac{\alpha_{\text{loc}}}{1 - \alpha_{\text{loc}}}\right)^m}_{\text{terme 2}} \right]^{-2/m} \quad (6.9)$$

L'exposant m assure la transition entre le terme 1 et le terme 2 de l'équation pour $\alpha_{\text{loc}} = \alpha_{\text{crit}}$ (la figure 6.6 a été représentée avec $m = 25$). Le terme 1 représente donc l'augmentation du coefficient de traînée pour $\alpha_{\text{loc}} < \alpha_{\text{crit}}$ (et respectivement la diminution de vitesse relative) alors que le terme 2 assure la diminution de coefficient de traînée pour $\alpha_{\text{loc}} > \alpha_{\text{crit}}$ (et l'augmentation de la vitesse relative). Cette corrélation est valable dans notre cas, à la condition que pour un taux de vide supérieur à α_{crit} , le diamètre moyen des bulles soit supérieur à 7 mm. En effet, comme nous l'avons montré au chapitre précédent, nous n'avons pas pu mesurer le comportement collectif de bulles ayant un diamètre inférieur à 7 mm, pour $\alpha_{\text{loc}} > \alpha_{\text{crit}}$ et une dispersion eau pure/air.

Cette corrélation de coefficient de traînée correspond à la corrélation suivante pour la

vitesse relative (figure 6.7) :

$$V^* = \left[(1 - \alpha_{\text{loc}})^m + \left(4,8 \frac{\alpha_{\text{loc}}}{1 - \alpha_{\text{loc}}} \right)^m \right]^{1/m} \quad (6.10)$$

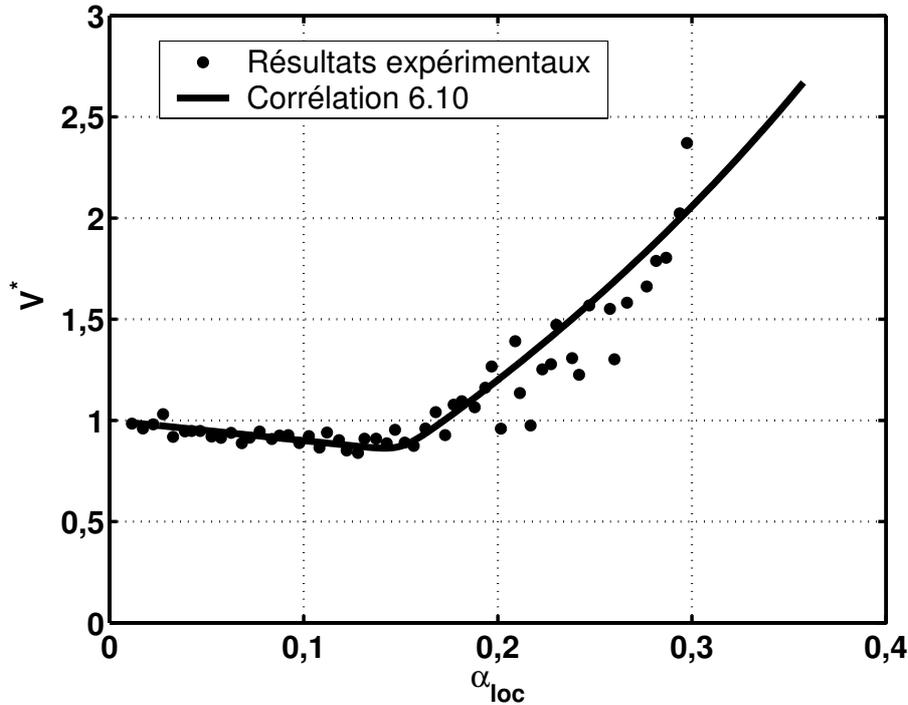


FIG. 6.7 – Vitesse relative adimensionnelle en fonction du taux de vide local

Une corrélation décrivant le mouvement relatif de bulles en essaim a ainsi pu être obtenue et sa validité vérifiée, en supposant une dispersion eau pure/air, et des diamètres de bulles supérieurs à 7 mm, pour un taux de vide supérieur à 15 %, ce qui est souvent le cas avec les distributeurs « classiques ». Pour obtenir une corrélation plus complète et couvrant une plus large gamme de taux de vide, la conception d'un nouveau distributeur en air est nécessaire. Cependant, l'apport de cette étude sur notre connaissance du mouvement de bulles en essaim est déjà important puisque les hypothèses sur lesquelles repose la corrélation proposée sont souvent réalisées, que ce soit pour des pilotes de laboratoires, ou des conditions industrielles réelles. Dans la partie suivante, nous allons tester la corrélation proposée par son utilisation dans la simulation d'une colonne à bulles. Son influence sur le comportement hydrodynamique du réacteur sera plus particulièrement discutée.

Partie 3 – Étude numérique d'une colonne plane

Introduction

Dans cette troisième et dernière partie, nous allons utiliser un logiciel commercial de mécanique des fluides numérique (STAR-CD de *CD-Adapco*) afin de simuler le comportement hydrodynamique d'une colonne à bulles quasi-bidimensionnelle. Le choix de cette configuration, plutôt que celle étudiée dans la partie précédente, s'est fait pour plusieurs raisons.

D'une part, au moment où nous avons commencé les simulations numériques, les résultats du chapitre 5 n'étaient pas encore obtenus. Pour valider expérimentalement nos résultats numériques, notre choix s'est orienté vers la configuration expérimentale d'Olmos (2002) pour laquelle les mesures avaient déjà été réalisées.

D'autre part, ce type de colonne à bulles a déjà été largement étudié dans la littérature expérimentalement et numériquement car les mesures peuvent y être réalisées facilement et des simulations bidimensionnelles de cette géométrie ont pu être menées, lorsque les moyens de calculs étaient plus limités qu'actuellement (Sokolichin et Eigenberger, 1994; Becker et al., 1994; Lapin et Lübbert, 1994; Delnoij et al., 1997a; Delnoij et al., 1997b). De plus, cette colonne étant pleinement aérée, sa simulation est plus complexe, notamment en raison de l'existence des régimes homogène et hétérogène. La transition entre ces régimes est rarement décrite numériquement et les améliorations apportées par notre étude pourront, par conséquent, être aisément mises en évidence. Enfin, la configuration expérimentale de notre travail a été conçue dans le but d'étudier le mouvement relatif de bulles en essaim; son comportement hydrodynamique peut ainsi être éloigné de celui des colonnes à bulles rencontrées dans l'industrie, notamment en raison de son distributeur et de sa faible taille.

Dans le chapitre 7, nous allons préciser les termes de fermeture nécessaires à la résolution des équations. Les méthodes numériques seront ensuite présentées pour les deux approches choisies: l'approche Euler-Euler et l'approche Euler-Lagrange. Le système simulé, ainsi que le maillage utilisé seront ensuite décrits.

Dans les chapitres 8 et 9, nous détaillerons les résultats obtenus par les simulations respectivement Eulérienne et Lagrangienne. Ainsi, l'influence des forces d'interaction et no-

tamment de la corrélation proposée au chapitre 6, sera discutée.

Chapitre 7

Simulation numérique tridimensionnelle d'un écoulement à bulles

7.1 Les approches Euler–Euler et Euler–Lagrange

Les équations à résoudre pour simuler le comportement d'un écoulement à bulles sont les équations de Navier–Stokes (conservation de la masse et de la quantité de mouvement) modifiées pour tenir compte de la présence des deux phases. Devant le caractère instationnaire des écoulements en colonnes à bulles et étant donné que de nombreuses études ont montré que l'hypothèse d'un régime permanent menait à des résultats moins précis (Jakobsen et al., 1997; Sokolichin et Eigenberger, 1999), nous avons choisi d'effectuer une simulation de type transitoire. Les équations à résoudre ont déjà été écrites au chapitre 2; elles ne seront donc pas répétées ici. Ces équations sont résolues par la méthode des volumes finis, qui consiste à intégrer les équations de transport de chaque variable sur un volume de contrôle afin d'obtenir des équations discrétisées. L'utilisation d'un maillage décalé, où les vitesses sont calculées sur les faces des volumes de contrôle et la pression au centre de ces derniers, facilite le calcul des flux sur les faces, nécessaire lors de l'étape de discrétisation.

Nous allons présenter dans cette section les termes de fermeture nécessaires à la résolution des équations. Les schémas de discrétisation des termes convectifs et de discrétisation temporelle, ainsi que le traitement du couplage entre la vitesse et la pression sont primordiaux pour la stabilité et la convergence des calculs. Ils seront ensuite décrits.

7.1.1 Modèles de fermeture :

forces d'interactions et modèles de turbulence choisis

a. Forces d'interactions

(i) Force de traînée

Le coefficient de traînée apparaissant dans la force de traînée (équation 1.4) est un des termes de fermeture nécessaires à la résolution des équations discrétisées. L'objectif de cette étude numérique étant de comprendre l'influence de la formulation de traînée sur le comportement hydrodynamique d'une colonne à bulles, deux formes possibles de ce coefficient ont été testées :

- Un coefficient de traînée empirique, reposant sur des données obtenues pour une bulle unique et fonction du diamètre de la bulle considérée. La corrélation de vitesse terminale ascensionnelle choisie est celle de Jamialahmadi et al. (1994) (équation 1.26). Elle est transformée en coefficient de traînée par l'intermédiaire de l'équation 1.9. Ce dernier est représenté en fonction du diamètre des bulles, sur la figure 7.1.

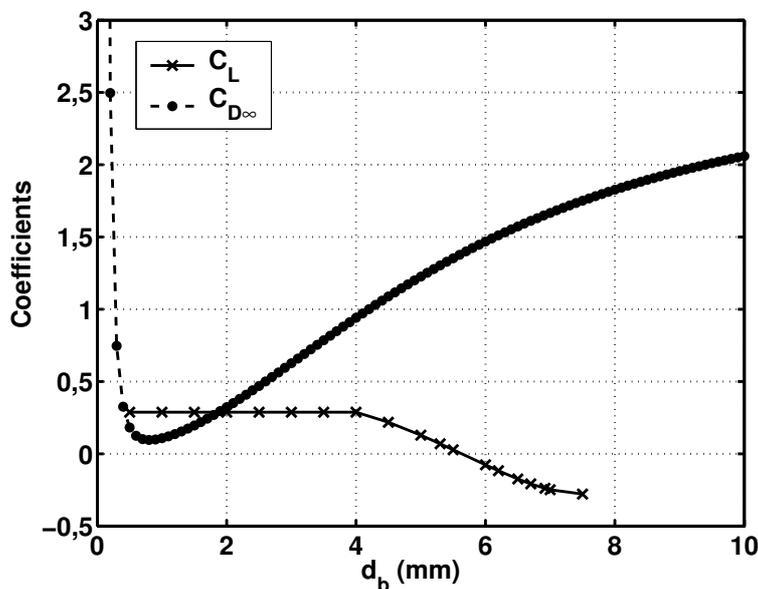


FIG. 7.1 – Coefficient de traînée (Jamialahmadi et al., 1994) et de portance (Tomiyama et al., 2002) d'une bulle isolée, en fonction de son diamètre

- Un coefficient de traînée fonction du taux de vide local, obtenu au chapitre 6 (équation 6.9) et représenté sur la figure 6.7. Le coefficient de traînée de la bulle isolée apparaissant dans cette corrélation sera calculé comme précédemment, à partir de

la relation de Jamialahmadi et al. (1994). Le taux de vide *local* est calculé sur les 18 cellules entourant la cellule dans laquelle la bulle se trouve (figure 7.2). Selon l’approche utilisée, une cellule sera un cube de 1 cm (approche Lagrangienne) ou de 0,5 cm (approche Eulérienne) d’arête (paragraphe 7.2.1).

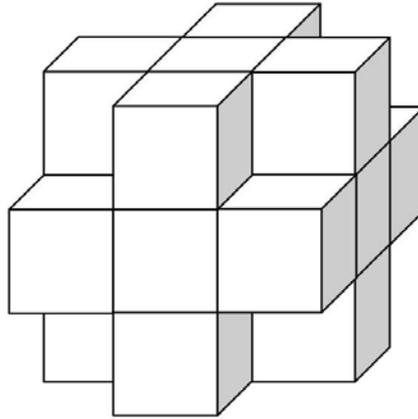


FIG. 7.2 – Cellules voisines de la cellule dans laquelle se trouve la bulle (dans ce cas, elle est au centre de la géométrie)

(ii) Force de masse ajoutée

Le coefficient de masse ajoutée est également un terme de fermeture nécessaire à la résolution des équations. La force de masse ajoutée permet de reproduire les caractéristiques instationnaires d’un écoulement à bulles (Mudde et Simonin, 1999; León-Becerril et al., 2002). Nous montrerons par la suite qu’elle est primordiale pour la convergence des calculs effectués par une approche Eulérienne. Le coefficient de masse ajoutée, lorsqu’il sera considéré, sera fixé à la valeur empirique $C_{MA} = 0,5$ puisqu’aucun consensus sur sa dépendance envers le taux de vide n’a été obtenu dans la littérature (paragraphe 2.2.1).

(iii) Force de portance

Concernant la force de portance, de nombreux auteurs soulignent en particulier que le coefficient de portance doit dépendre du diamètre des bulles, pour pouvoir simuler la dispersion radiale des bulles et notamment le comportement de grosses bulles qui se concentrent au centre de la colonne en régime hétérogène (Krepper et al., 2005; Lucas et al., 2005). Cette dépendance envers le diamètre des bulles traduit le fait que le coefficient de portance dépend du sillage de la bulle, et du taux de cisaillement autour d’elle (Sankaranarayanan et Sundaresan, 2002; Magnaudet et Legendre, 1998). Si le coefficient de portance est choisi constant, il est nécessaire d’implanter une force radiale

supplémentaire pour décrire la migration des bulles (Zboray et De Cachard, 2005). C'est pourquoi nous avons opté pour la corrélation de portance de Tomiyama et al. (2002) (équations 1.12 et 1.13) dans laquelle C_L dépend du diamètre des bulles (figure 7.1).

b. Modèle de turbulence

L'importance de la prise en compte d'un modèle de turbulence a été mise en évidence par divers travaux de la littérature. Par exemple, Pflieger et al. (1999), Sokolichin et Eigenberger (1999) ou Borchers et al. (1999) ont démontré les possibilités offertes par des simulations couplées à un modèle $k-\varepsilon$, par rapport à une étude laminaire, dans laquelle les solutions dépendent du maillage puisque plus le nombre de mailles augmente, plus le nombre de structures tourbillonnaires caractéristiques de la turbulence pris en compte est important.

Dans les deux approches de simulation, le modèle de turbulence choisi est un modèle du 1^{er} ordre basé sur l'hypothèse de Boussinesq (équation 2.21) : le modèle $k-\varepsilon$. Il consiste à modéliser directement les contraintes de Reynolds, à l'aide d'une viscosité turbulente μ_1^{turb} (voir paragraphe 2.2.1). Nous allons décrire, dans ce paragraphe, ce modèle ainsi que l'influence de la présence des bulles sur la turbulence, pour chaque approche.

(i) Le modèle $k-\varepsilon$ dans l'approche Lagrangienne

Le modèle de turbulence choisi introduit deux équations de transport supplémentaires aux équations de Navier–Stokes moyennées : une pour l'énergie cinétique turbulente k (équation 7.1) et une pour le taux de dissipation de la turbulence ε (équation 7.2).

$$\frac{\partial(\rho_1 k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_1 k \mathbf{v}_1) = \nabla \cdot \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \nabla k \right) + 2\mu_1^{\text{turb}} P_{ij} \cdot P_{ij} - \rho_1 \varepsilon \quad (7.1)$$

$$\frac{\partial(\rho_1 \varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_1 \varepsilon \mathbf{v}_1) = \nabla \cdot \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_1^{\text{turb}} P_{ij} \cdot P_{ij} - C_{2\varepsilon} \rho_1 \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (7.2)$$

$$\text{avec } P_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_{1i}}{\partial x_j} + \frac{\partial V_{1j}}{\partial x_i} \right) \quad (7.3)$$

La viscosité turbulente de la phase liquide est calculée d'après l'équation 7.4.

$$\mu_1^{\text{turb}} = C_\mu \rho_l \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (7.4)$$

Les valeurs des constantes utilisées par le modèle sont regroupées dans le tableau 7.1. Pour notre simulation Lagrangienne, l'influence de la présence de la phase gazeuse sur la turbulence de la phase liquide (*Bubble Induced Turbulence*) est prise en compte par

$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	C_μ	σ_k	σ_ε
1,44	1,92	0,09	1	1,3

 TAB. 7.1 – Constantes standards utilisées dans le modèle de turbulence k - ε

le modèle de Kataoka et Serizawa (1989), dont nous avons tracé les grandes lignes dans le second chapitre. Ce modèle a déjà été validé par des études numériques de simulation d’écoulement en colonnes à bulles (Olmos et al., 2003b; Pflieger et Becker, 2001). Il consiste à superposer aux termes de création d’énergie cinétique turbulente et de taux de dissipation de la turbulence due au cisaillement une correction tenant compte de la production ou de la dissipation de turbulence dans les sillages des bulles, fonction de la force de traînée. Ainsi les modifications suivantes sont apportées aux équations 7.1 et 7.2 :

$$2\mu_1^{\text{turb}} P_{ij} \cdot P_{ij} \rightarrow 2\mu_1^{\text{turb}} P_{ij} \cdot P_{ij} + C_k |\mathbf{F}_D| |\mathbf{v}_{\text{rel}}| \text{ pour l'équation 7.1} \quad (7.5)$$

$$2\mu_1^{\text{turb}} P_{ij} \cdot P_{ij} \rightarrow 2\mu_1^{\text{turb}} P_{ij} \cdot P_{ij} + C_\varepsilon |\mathbf{F}_D| |\mathbf{v}_{\text{rel}}| \text{ pour l'équation 7.2} \quad (7.6)$$

où les constantes C_k et C_ε doivent être déterminées. Certains auteurs préconisent respectivement les valeurs de 1,44 et 1,92 (Olmos, 2002), mais d’autres recommandent des valeurs dépendant de la vitesse superficielle de gaz (Sokolichin et al., 2004). Une étude numérique préliminaire a montré que, dans notre cas, les résultats obtenus avec $C_k = 1,44$ et $C_\varepsilon = 1,92$ étaient proches des résultats expérimentaux et que changer leur valeur n’apportait pas d’amélioration à la solution. Elles seront donc fixées à ces valeurs par la suite pour l’approche Euler–Lagrange.

De plus, comme mentionné au chapitre 2, il est nécessaire de modéliser la dispersion turbulente des bulles sous l’effet de la turbulence présente dans la phase liquide. Dans l’approche Lagrangienne de notre étude, une composante fluctuante est par conséquent ajoutée à la vitesse moyenne de liquide à laquelle la bulle est soumise. Ce modèle stochastique suppose que lorsque la bulle traverse un champ turbulent, elle interagit avec une séquence de structures tourbillonnaires, dans lesquelles la vitesse fluctuante isotropique obéit à une fonction de densité de probabilité gaussienne de moyenne nulle et de déviation standard donnée par l’équation 7.7.

$$\sigma_{\text{lag}} = \sqrt{\frac{2k}{3}} \quad (7.7)$$

(ii) Le modèle k - ε dans l'approche Eulérienne

Dans le modèle k - ε de l'approche Eulérienne, les équations de transport des grandeurs k et ε sont celles de l'approche Lagrangienne (équations 7.1 et 7.2) multipliées par le taux de présence de la phase liquide. L'influence de la présence des bulles sur la turbulence est prise en compte par l'ajout d'un terme source, fonction de la force de traînée, dans l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente. Il s'exprime sous la forme :

$$S_k = -\frac{3}{4} \frac{\rho_l C_D \nu_1^{\text{turb}}}{d_b (1 - \alpha_{\text{loc}})} |\mathbf{v}_{\text{rel}}| \mathbf{v}_{\text{rel}} \cdot \nabla \alpha_{\text{loc}} \quad (7.8)$$

Concernant la modélisation de la diffusion des bulles due aux fluctuations turbulentes, des études de la littérature proposent l'ajout d'un terme de dispersion turbulente à l'équation de continuité de la phase gazeuse (Grienberger et Hofmann, 1992; Sokolichin et Eigenberger, 1999; Sokolichin et al., 2004; Boisson et Malin, 1996). Cependant il a été montré que ce terme n'influe pas de manière importante sur les résultats (Pfleger et al., 1999) et pouvait même diminuer la précision des résultats numériques (Buwa et Ranade, 2002). Pour ces raisons, il ne sera donc pas considéré dans notre approche Eulérienne. Nous opterons plutôt pour une modification de la viscosité de la phase gazeuse, par analogie avec la viscosité turbulente de la phase liquide (Buwa et Ranade, 2002; Jakobsen et al., 1997) :

$$\mu_g^{\text{turb}} = \frac{\rho_g}{\rho_l} \mu_l^{\text{turb}} \quad (7.9)$$

7.1.2 Méthodes numériques

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les différents schémas de discrétisation utilisés dans notre simulation (les détails numériques proviennent essentiellement du livre de Versteeg et Malalasekera (1995)).

a. Discrétisation des termes de convection

Les termes de convection sont, dans l'approche Eulérienne, discrétisés par un schéma de type UPWIND. Dans l'approche Lagrangienne, les variables de l'écoulement sont traitées par un schéma de type MARS, alors que les variables caractéristiques de la turbulence (k et ε) sont discrétisées par un schéma UPWIND. Nous allons ici décrire les principales caractéristiques de ces deux schémas.

(i) Le schéma UPWIND

Un schéma de type UPWIND possède comme avantage, par rapport à d'autres schémas tels que le schéma à DIFFÉRENCES CENTRÉES, de prendre en compte la direction de

l’écoulement. En effet, dans un écoulement fortement convectif par exemple, la valeur d’une propriété sur une face dépendra plus de sa valeur en un point situé en amont par rapport à l’écoulement que de sa valeur en un point situé en aval. Ainsi, en connaissant la direction de l’écoulement, la valeur de la propriété concernée sur la face du volume de contrôle sera directement prise égale à sa valeur au point amont dans le schéma UPWIND. Ce schéma possède une précision du 1^{er} ordre et en raison de sa simplicité, il est très largement utilisé en mécanique des fluides numérique. Cependant, il a le désavantage de mener à une *diffusion numérique* lorsque la direction de l’écoulement n’est pas alignée avec le maillage.

(ii) Le schéma MARS

Le schéma MARS (Monotone Advection and Reconstruction Scheme) est un schéma de discrétisation précis au 2nd ordre, qui agit en deux étapes (Star-CD, 2001) :

- *Reconstruction* : un ensemble de gradients monotones est calculé en utilisant un schéma TVD (Total Variation Diminishing) à plusieurs dimensions. Les propriétés de l’écoulement et des gradients sur le volume de contrôle définissent complètement une discrétisation spatiale d’ordre 2 ;
- *Advection* : les propriétés de l’écoulement reconstruites sur les faces d’une cellule sont utilisées pour calculer les flux faciaux de toutes les propriétés transportées.

Le schéma TVD est une méthode hybride qui utilise des flux de second ordre dans les régions « lisses » mais inclut une limitation sur le gradient de la solution (la variation totale de toute solution admissible physiquement ne doit pas augmenter avec le temps) de telle sorte que près des régions de discontinuité, il se réduit à un schéma de type UPWIND (Sokolichin et al., 1997). Il est plus coûteux en temps de calcul que les schémas du 1^{er} ordre, mais sa précision est plus grande (Sokolichin et al., 2004; Olmos, 2002).

b. Discrétisation temporelle

Pour les calculs instationnaires, l’intégration temporelle des équations permet de passer d’un temps t à un temps $t + \Delta t$ où Δt est le pas de temps choisi par l’utilisateur. Deux types de schémas sont utilisés pour la discrétisation temporelle des équations : un schéma de type IMPLICITE dans l’approche à 2 fluides et un autre de type CRANK–NICOLSON dans l’approche Lagrangienne.

(i) Le schéma IMPLICITE

Dans un schéma de type IMPLICITE, les flux, pendant un intervalle de temps, sont calculés d’après les valeurs inconnues des variables au nouveau pas de temps. Sa précision

est du 1^{er} ordre. Il permet l'utilisation de pas de temps relativement importants car le schéma reste stable, même si des solutions numériquement oscillatoires peuvent apparaître. Sa précision est suffisante dans le cas de la simulation numérique de colonnes à bulles car les fréquences d'oscillations des essaims de bulles sont petites devant le pas de temps utilisé (Sokolichin et al., 2004). L'inconvénient de cette méthode est de devoir résoudre un ensemble d'équations fortement couplées à chaque pas de temps. Le pas de temps imposé dans l'approche Eulérienne est $\Delta t = 5$ ms.

(ii) Le schéma CRANK–NICOLSON

Le schéma semi-implicite de type CRANK–NICOLSON permet une précision d'ordre 2. C'est une approche basée sur un schéma temporel à différences centrées (intermédiaire entre les méthodes implicite et explicite). Si des pas de temps suffisamment petits sont employés, il conduit à des résultats d'une précision beaucoup plus grande que ceux obtenus par une méthode explicite. Il est inconditionnellement stable, même s'il peut produire des solutions oscillatoires, notamment pour les grands pas de temps. Un pas de temps $\Delta t = 5$ ms a été fixé dans l'approche Lagrangienne, les simulations réalisées avec un pas de temps plus petit ayant montré une invariance des résultats.

c. Couplage entre la pression et la vitesse

La détermination du champ de pression est une réelle difficulté pour le calcul de l'écoulement. Le champ de pression forme en effet un terme source dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement mais il n'y a pas d'équation évidente pour obtenir la pression (Patankar, 1980). Quelle que soit l'approche choisie, le solveur utilisé pour la résolution des équations de Navier–Stokes instationnaires ne permet qu'une unique méthode numérique pour le couplage entre la pression et la vitesse : l'algorithme PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operators). Cet algorithme est une extension de l'algorithme SIMPLE avec une étape de correction supplémentaire, il inclut donc une étape de prédiction et deux étapes de correction :

- *étape de prédiction* : lors de cette étape, une valeur du champ de pression est supposée. Les équations de conservation de la quantité de mouvement sont ensuite résolues en utilisant cette valeur hypothétique et aboutissent à un champ de vitesse ;
- *étapes de correction* : un champ de vitesse corrigé par rapport au champ obtenu dans la précédente étape est introduit dans l'équation de continuité et permet la détermination d'un champ de pression respectant cette dernière. Dans la seconde étape de correction, un champ de vitesse doublement corrigé est obtenu en résolvant

l'équation de conservation de la quantité de mouvement, et est ensuite introduit dans l'équation de continuité pour déterminer le champ de pression.

Cette méthode conduit à des résultats précis si des pas de temps suffisamment petits sont utilisés (Issa, 1986). Par rapport à un algorithme SIMPLE par exemple, elle est recommandée dans le cas des simulations instationnaires car elle est moins coûteuse en temps de calcul. L'algorithme complet PISO en écoulement instationnaire peut être obtenu dans la publication de Versteeg et Malalasekera (1995).

d. Discrétisation de l'équation de mouvement de la bulle dans le cas de l'approche Lagrangienne

Le principe fondamental de la dynamique appliqué à la bulle (équation 2.15), propre à l'approche Euler–Lagrange, est intégré sur le volume de contrôle par un schéma implicite d'EULER du 1^{er} ordre. Ce schéma suppose simplement que la dérivée de la vitesse de la bulle par rapport au temps est la différence entre la vitesse au nouveau pas de temps et celle au pas de temps précédent, la somme des forces à laquelle cette dérivée est proportionnelle étant évaluée au nouveau pas de temps. Un pas de temps suffisamment petit doit être choisi pour assurer la stabilité de ce schéma. Il a été montré qu'une approche semi-analytique (en supposant que sur des pas de temps courts, le temps de relaxation de la bulle et la vitesse de la phase continue sont constants) représente le moyen le plus direct et le plus stable et donc le moins coûteux en temps de calcul pour résoudre l'équation du mouvement de la bulle (Göz et al., 2004). Cependant, l'approche implicite d'Euler est imposée par défaut dans le solveur et sera donc utilisée dans notre étude.

Le pas de temps relatif à la phase dispersée est calculé automatiquement d'après :

$$\Delta t_g = \min(\Delta t, \Delta t_c, \Delta t_M, \Delta t_t) \quad (7.10)$$

où Δt est le pas de temps choisi pour la phase continue, Δt_c est le pas de temps cellulaire de la bulle, c'est-à-dire le temps nécessaire à la bulle pour traverser une fraction C d'une cellule de longueur caractéristique l :

$$\Delta t_c = C \frac{l}{|\mathbf{v}_g|} \quad (7.11)$$

C est appelé le nombre de Courant de la bulle et fixé à 0,35.

Δt_M est le temps de relaxation de la quantité de mouvement. Il est défini par l'équation 7.12.

$$\Delta t_M = \rho_g \frac{\pi d_b^3}{6} \frac{|\mathbf{v}_{rel}|}{|\mathbf{F}|} \quad (7.12)$$

\mathbf{F} est la résultante des forces hydrodynamiques qui s'exercent sur la bulle (équation 2.10). Enfin, Δt_t est le temps que requiert la bulle pour traverser un tourbillon dont l'échelle de turbulence est noté l_{turb} :

$$\Delta t_t = \frac{l_{\text{turb}}}{|\mathbf{v}_{\text{rel}}|} \quad (7.13)$$

$$l_{\text{turb}} = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (7.14)$$

7.2 Système simulé

7.2.1 Géométrie et maillage

a. Dispositif expérimental

Le système simulé est une colonne à bulles quasi-bidimensionnelle, de largeur 20 cm, de profondeur 4 cm et de hauteur 120 cm (Olmos, 2002). L'injection expérimentale de l'air est réalisée par l'intermédiaire de 31 trous possédant un diamètre interne de 0,3 mm, uniformément répartis sur sa surface de base. La colonne est remplie d'eau déminéralisée jusqu'à une hauteur de 100 cm (figure 7.3). Le taux de vide global est mesuré par une

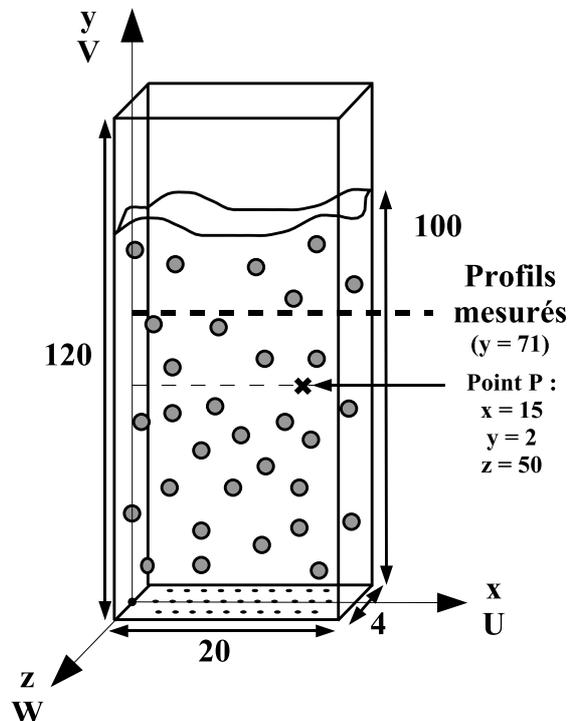


FIG. 7.3 – Dispositif expérimental simulé (les dimensions sont en centimètres)

différence de hauteur de liquide en présence et en absence de gaz dans le réacteur. Des mesures par LDV ont par ailleurs permis la détermination des profils radiaux (selon x) de vitesse moyenne et des fluctuations de la phase liquide, à une hauteur de 71 cm. Ces grandeurs serviront de référence pour la comparaison avec les résultats numériques obtenus dans notre étude.

b. Dispositif numérique

La colonne simulée a les mêmes caractéristiques géométriques que le réacteur expérimental précédent, sauf la hauteur qui est, dans la simulation, prise égale à la hauteur de liquide clair expérimentale, c’est-à-dire 100 cm. Les choix d’une simulation tridimensionnelle, ainsi que d’un calcul instationnaire, ont été motivés par les résultats de la bibliographie montrant que ces approches offrent la possibilité d’obtenir des structures d’écoulement complexes et proches de l’expérience (Delnoij et al., 1999; Jakobsen et al., 1997; Borchers et al., 1999; Sokolichin et Eigenberger, 1999). Le maillage utilisé dans les simulations a été réalisé avec GAMBIT. Le nombre de cellules qui le composent dépend de l’approche choisie :

(i) Maillage pour l’approche Lagrangienne

Dans l’approche Lagrangienne, le maillage est régulier et les 8000 cellules sont toutes identiques : des cubes de 1 cm d’arête (figure 7.4). Des tests préliminaires ont montré

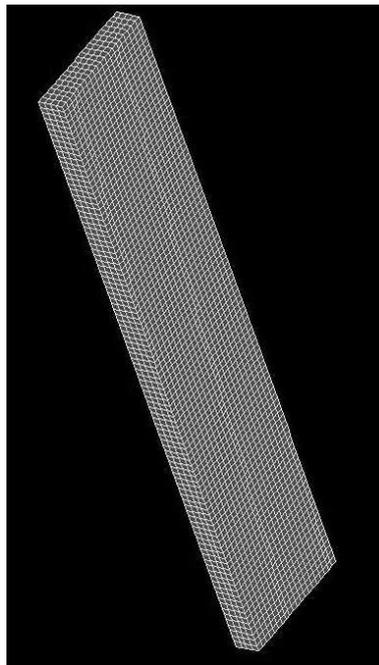


FIG. 7.4 – Maillage utilisé pour l’approche Lagrangienne

l'insensibilité de la solution à la taille du maillage, dans la gamme de taille de cellules considérée. Notamment, les résultats obtenus avec un maillage comportant 18000 cellules n'ont pas montré de nettes différences par rapport à ceux obtenus avec 8000 cellules. Pour cette raison, le maillage composé de 8000 cellules a été choisi, dans l'approche Lagrangienne, car il permet une réduction significative des temps de calcul par rapport à un maillage de 18000 cellules.

(ii) Maillage pour l'approche Eulérienne

Dans l'approche Eulérienne, un maillage régulier de 64000 cellules de forme cubique (arête de 0,5 cm) est utilisé. Le choix de ce plus grand nombre de cellules a pu être fait grâce à des temps de calcul moins importants que ceux de l'approche Lagrangienne.

7.2.2 Conditions aux limites

a. Approche Lagrangienne

(i) Conditions aux limites pour la phase gazeuse

Dans l'approche Euler-Lagrange, les bulles sont injectées en entrée avec une vitesse nulle et un diamètre fixé dont l'influence sera testée dans le chapitre suivant. Un débit massique de gaz est également imposé en bas de colonne afin d'atteindre la vitesse superficielle de gaz désirée. De plus, chaque bulle représente en réalité un essaim de bulles de même taille et même vitesse relative, afin de diminuer les temps de simulation (Lapin et Lübbert, 1994). Chaque bulle représentera ainsi, en fonction du débit de gaz, entre 1 et 12 bulles. Aux parois, les bulles rebondissent de manière parfaitement élastique. Enfin, une condition de sortie est imposée pour la phase gazeuse en haut de colonne : les bulles sont retirées du calcul lorsqu'elles atteignent la frontière.

(ii) Conditions aux limites pour la phase liquide

En entrée, une condition de type Dirichlet est imposée pour la phase liquide. Ainsi les variables relatives à la phase liquide sont fixées à 0, de même que les caractéristiques de la turbulence.

Sur les murs, une condition de non-glissement est normalement imposée pour la phase liquide. Cependant, pour le modèle de turbulence $k-\varepsilon$, des « fonctions de parois » doivent être définies car ce modèle n'est plus valable dans la couche limite qui se développe le long des parois. Ainsi, lorsque le maillage est suffisamment fin, la vitesse de la phase continue est définie comme une fonction de la distance au mur dans la sous-couche limite laminaire

et comme une fonction de la distance à la paroi et de la rugosité (la paroi est dans notre étude considéré comme lisse) dans la sous-couche limite turbulente.

Finalement, en sortie, une condition de type Neumann est définie : les variables sont calculées de façon à ce que leurs gradients soient nuls sur les lignes de courant interceptant la frontière.

b. Approche Eulérienne

Dans l’approche Eulérienne, la phase liquide est soumise à la même condition que dans la simulation Lagrangienne en entrée de colonne. Pour la phase gazeuse, une injection uniforme sur la face inférieure avec une fraction de gaz de 1, une vitesse d’injection nulle et un débit de gaz permettant d’atteindre la vitesse superficielle de gaz désirée, sont imposés.

Sur les parois, comme pour la phase liquide dans l’approche Lagrangienne, une condition de non-glissement est imposée pour les deux phases.

Une condition de dégazage est imposée en haut de colonne, c’est-à-dire que le gaz fait l’objet d’une condition de sortie à cet endroit et le liquide est soumis à une condition de paroi sans glissement (dans laquelle toutes ses variables sont fixées à zéro).

Nous allons présenter dans la suite les résultats obtenus grâce aux méthodes numériques décrites dans ce chapitre. La comparaison entre résultats expérimentaux et numériques sera essentiellement basée sur le taux de vide global et les profils de vitesse axiale de liquide (selon y) moyennée dans le temps. Afin de ne pas alourdir l’écriture des chapitres suivants, le tableau 7.2 résume les différents termes de fermeture testés et les cas présentés dans la suite s’y référeront.

Terme de fermeture	Cas	Description	Corrélation
Coefficient de traînée	1	Empirique (bulle unique)	$C_D = C_{D\infty}$
	2	Fonction du taux de vide local	équation 6.9
Coefficient de portance	3	Non considéré	$C_L = 0$
	4	Fonction du diamètre de la bulle	Tomiyama et al. (2002) (figure 7.1)
	5	Constant	$C_L = 0,03$
Coefficient de masse ajoutée	6	Non considéré	$C_{MA} = 0$
	7	Constant	$C_{MA} = 0,5$
Diamètre des bulles	8	1 classe	$d_b = 4 \text{ mm}$
	9	1 classe	$d_b = f(J_g)$ (figure 8.5)
	10	3 classes	$d_b = f(J_g)$ (tableau 9.1)

TAB. 7.2 – Les différents cas testés dans les approches de simulation numérique des chapitres 8 et 9

Chapitre 8

Simulation numérique d'une colonne à bulles par une approche Euler–Euler

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats issus des simulations Eulériennes de l'hydrodynamique du réacteur. L'originalité de cette étude réside dans la détermination de l'impact des termes de fermeture sur la qualité des résultats numériques. Plus particulièrement, l'influence de la formulation du coefficient de traînée sur la description de l'hydrodynamique de la colonne à bulles est testée. Les simulations Eulériennes ont toutes été menées pour une taille de bulles uniforme. Ainsi, dans la première section, l'approche Eulérienne est utilisée avec une taille de bulles constante ($d_b = 4$ mm), quelle que soit la vitesse superficielle de gaz. Dans la seconde, l'influence de la prise en compte d'une taille de bulles moyenne, dépendant du débit de gaz est testée.

Remarque: tous les cas étudiés (de 1 à 10) se réfèrent au tableau 7.2.

8.1 Approche Eulérienne avec un diamètre de bulles constant

Dans cette section, les résultats issus des simulations Eulériennes avec une population de bulles de taille unique ($d_b = 4$ mm) sont présentés. Plus précisément, les différences entre les profils de vitesse axiale moyenne de liquide avec un coefficient de traînée empirique (cas 1) et un coefficient de traînée fonction du taux de vide local (cas 2) sont mises en évidence.

8.1.1 Utilisation d’un coefficient de traînée empirique

a. Simulations sans force de masse ajoutée

Tout d’abord, des simulations avec une corrélation empirique de la force de traînée, valide pour une bulle isolée, sans force de masse ajoutée ni force de portance ont été menées (cas 1+3+5+8). Le temps initial de prise des moyennes temporelles, présentées par la suite, est l’arrivée du gaz en haut de colonne, c’est-à-dire lorsque la colonne est remplie. Par exemple, sur la figure 8.1, l’évolution temporelle du taux de vide global est représentée pour $J_g = 7 \text{ mm.s}^{-1}$. Dans ce cas, les moyennes temporelles ont été effectuées sur environ 190 s (entre 10 et 200 s).

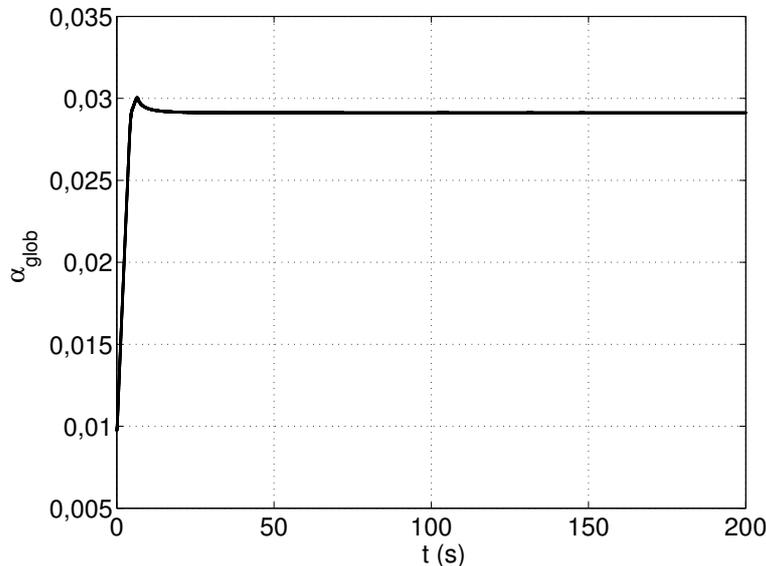


FIG. 8.1 – Variation temporelle du taux de vide global – $J_g = 7 \text{ mm.s}^{-1}$

Les profils de vitesse de liquide axiale moyenne sont reportés sur la figure 8.2, pour différentes vitesses superficielles de gaz.

Nous pouvons tout d’abord remarquer que les profils numériques ont un ordre de grandeur en accord avec les profils expérimentaux mais ne sont pas parfaitement symétriques. Cette constatation est liée au temps total de simulation. En effet, avec ces conditions numériques, les calculs divergent souvent au-delà d’environ 50 s et les moyennes temporelles sont ainsi réalisées sur un intervalle de temps trop faible, ce qui induit des profils dissymétriques. L’importance de la prise en compte de la force de masse ajoutée dans les simulations a déjà été montrée par de nombreux auteurs (Mudde et Simonin, 1999; León-Becerril et al., 2002; Bhole et Joshi, 2005). En effet, près du distributeur, la bulle est soumise à une forte accélération, en raison de sa faible masse et de la force de flottabilité. La seule force

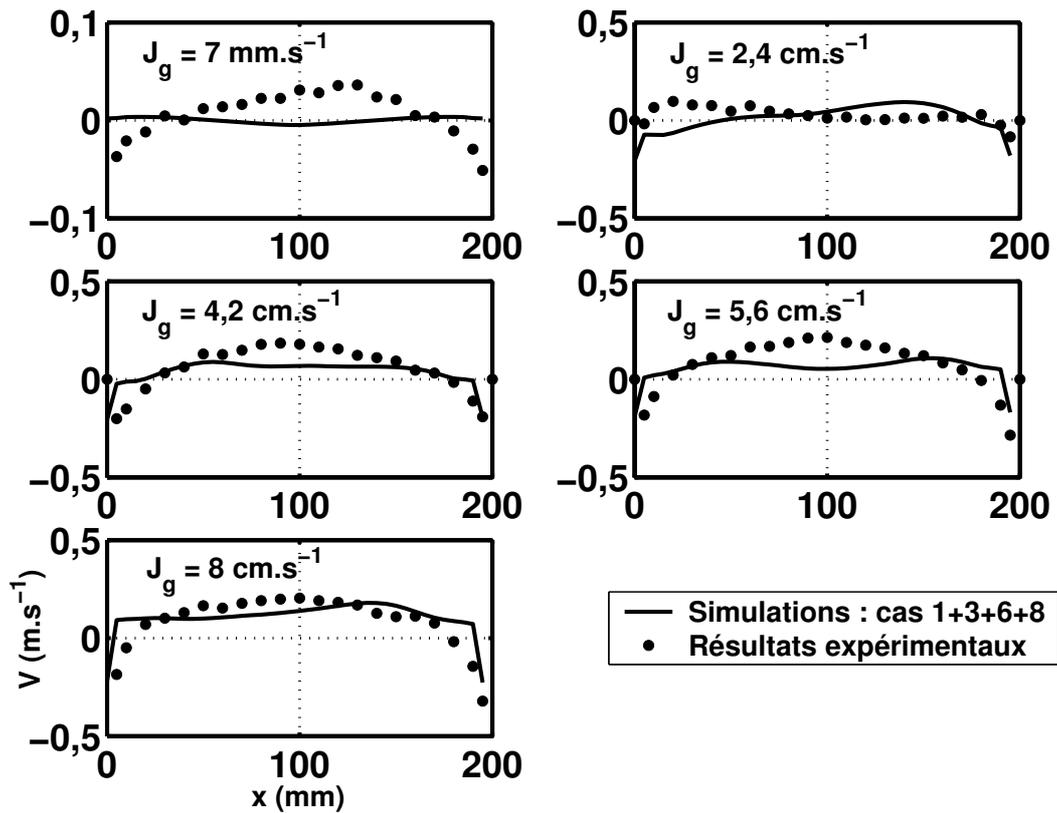


FIG. 8.2 – Profils de vitesse verticale de liquide – Simulations sans force de masse ajoutée

limitant cette accélération à une valeur réelle est la force de masse ajoutée. Ainsi, si la force de masse ajoutée est négligée, le modèle peut devenir instable (Delnoij et al., 1997b). Pour cette raison, les résultats suivants, issus des simulations Eulériennes, ont tous été effectués avec un coefficient de masse ajoutée (cas 7), qui permet de stabiliser les calculs et d’éviter leur divergence, notamment durant le développement du panache (Zboray et De Cachard, 2005).

b. Simulations avec force de masse ajoutée

Nous présentons, dans ce paragraphe, les résultats des simulations obtenues avec les mêmes paramètres que précédemment (cas 1+3+8) et la considération de la force de masse ajoutée (cas 7). Avec cette prise en compte, les calculs Eulériens ont pu être conduits jusqu’à 200 s sans qu’ils ne divergent. Ce temps de simulation n’a pu être atteint que par l’approche Eulérienne car elle requiert des temps de calculs moins importants que l’approche Lagrangienne, notamment aux forts débits de gaz. Sur la figure 8.3, les profils de vitesse axiale de liquide moyenne sont représentés, selon la vitesse superficielle de gaz.

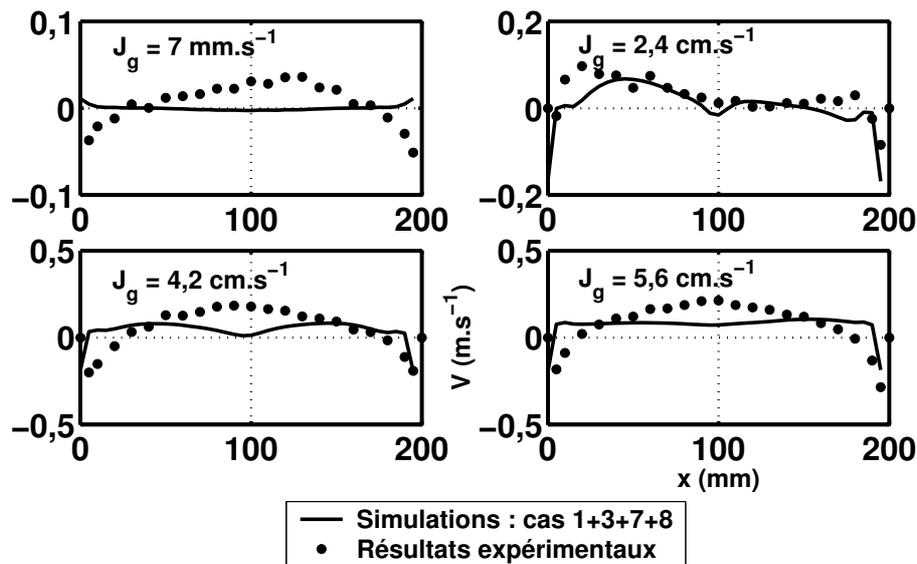


FIG. 8.3 – Profils de vitesse verticale de liquide – Simulations avec force de masse ajoutée

Les profils numériques montrent que la prise en compte de la force de masse ajoutée permet d'atteindre des temps de simulation suffisamment longs et donc de rendre les profils de vitesse plus symétriques, notamment aux plus fortes vitesses superficielles de gaz, que si elle n'est pas considérée. Une sous-estimation de la vitesse de liquide axiale moyenne, notamment en milieu de colonne, peut également être remarquée par rapport aux profils expérimentaux. Cette différence montre que la répartition radiale des bulles n'est pas correctement décrite par le modèle utilisé. Deux hypothèses peuvent l'expliquer :

- la condition de non-glissement imposée à la phase gazeuse aux parois n'est pas représentative du comportement des bulles. En effet, lorsqu'une bulle arrive à la paroi, le rebond ou le glissement sont des conditions aux limites plus proches des phénomènes observés expérimentalement ;
- la force de portance, prépondérante pour la description de la migration radiale des bulles, n'est pas prise en compte. L'influence de cette force sera étudiée dans la suite.

À notre connaissance, seules ces deux hypothèses peuvent justifier que les profils numériques de vitesse moyenne axiale de liquide soient si éloignés des profils expérimentaux. Dans le paragraphe suivant, nous allons constater les conséquences de l'implantation de la formulation de traînée proposée au chapitre 6 (cas 2).

8.1.2 Utilisation d'un coefficient de traînée fonction du taux de vide local

Sur la figure 8.4, les profils de vitesse axiale avec $C_{MA} = 0,5$ et le coefficient de traînée fonction du taux de vide local (corrélation 6.9) sont représentés.

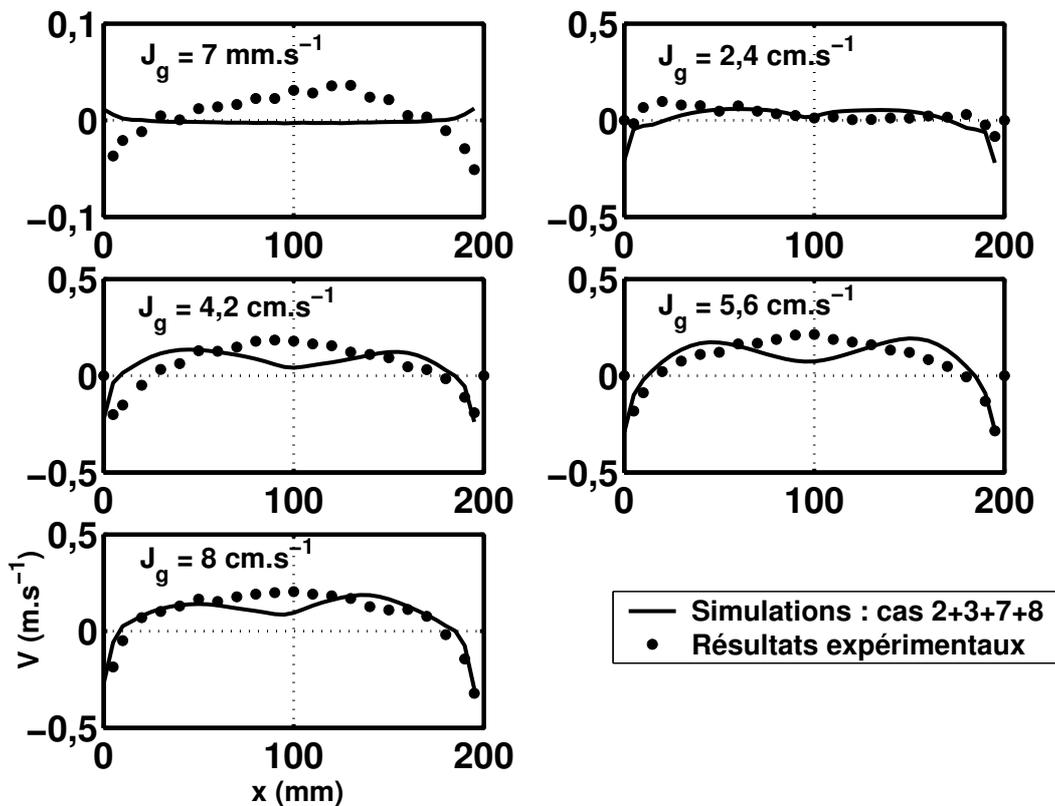


FIG. 8.4 – Profils de vitesse verticale de liquide – Simulations avec force de masse ajoutée

Globalement, par rapport au cas où une corrélation de traînée empirique valable pour une bulle isolée en milieu infini est utilisée, les profils sont plus proches de ceux obtenus expérimentalement. Ils sont notamment plus paraboliques, ce qui améliore les valeurs de la vitesse de liquide en région de proche paroi. Cependant, le « creux » dans les profils en centre de colonne est toujours présent. Afin de l'atténuer, nous avons tenu compte, dans le paragraphe suivant, de la force de portance (cas 4) ainsi que d'une taille de bulle moyenne fonction de la vitesse superficielle de gaz (cas 9).

8.2 Approche Eulérienne avec un diamètre de bulles moyen fonction de la vitesse superficielle de gaz

8.2.1 Diamètres des bulles considérés

Par des bilans de population associés à une simulation Euler-Euler du réacteur simulé ici, Olmos (2002) a mis en évidence la dépendance du diamètre moyen des bulles envers la vitesse superficielle de gaz, liée à l'existence de phénomènes de coalescence et de rupture. Ainsi, trois classes dominantes de bulles ont été obtenues (elle seront détaillées dans le chapitre 9). Afin d'éviter d'allonger les temps de calcul nécessaires à la simulation Eulérienne (une équation de continuité et une équation de conservation de la quantité de mouvement supplémentaires doivent être résolues pour chaque classe de bulles), une taille de bulles provenant de la moyenne sur ces trois classes a été implantée (cas 9). Sur la figure 8.5, le diamètre moyen obtenu est tracé en fonction de la vitesse superficielle de gaz. Le coefficient de traînée de la bulle isolée ayant le même diamètre est également représentée.

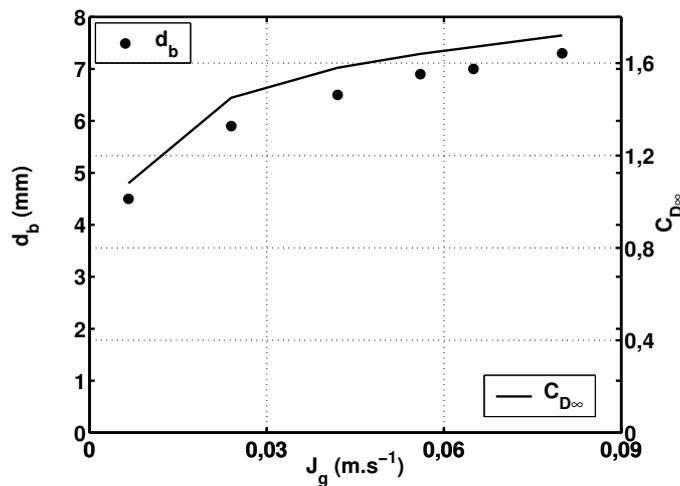


FIG. 8.5 – Diamètre et coefficient de traînée des bulles en fonction de la vitesse superficielle de gaz

8.2.2 Coefficient de portance

Comme décrit précédemment, dans le but d'une meilleure description de la répartition radiale des bulles, une force de portance est ajoutée aux forces hydrodynamiques déjà considérées. Sur la figure 8.6, les profils de vitesse axiale de liquide sont représentés, pour différentes valeurs de C_L . La force de portance a tendance à atténuer la forte sous-

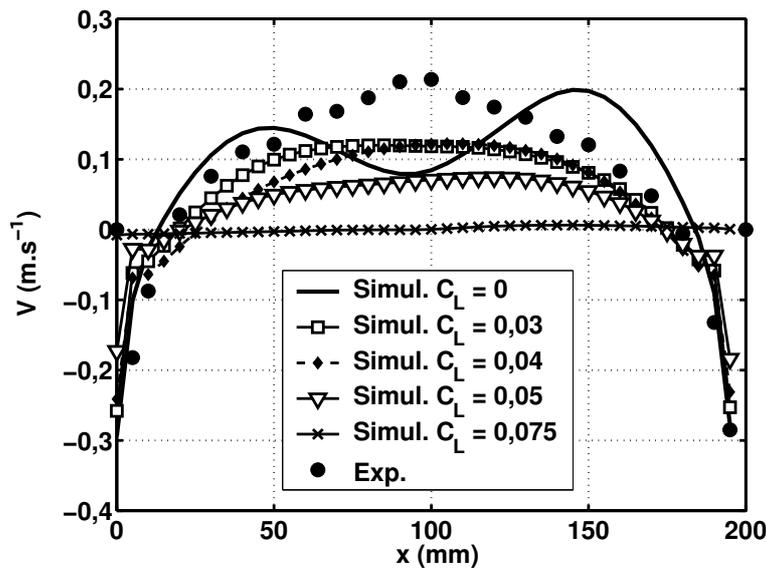


FIG. 8.6 – Profils de vitesse verticale de liquide pour $J_g = 5,6 \text{ cm.s}^{-1}$ – Influence de C_L

estimation de vitesse axiale de liquide observée en centre de colonne. Comme le montre la figure 8.7, elle uniformise le profil radial de taux de vide.

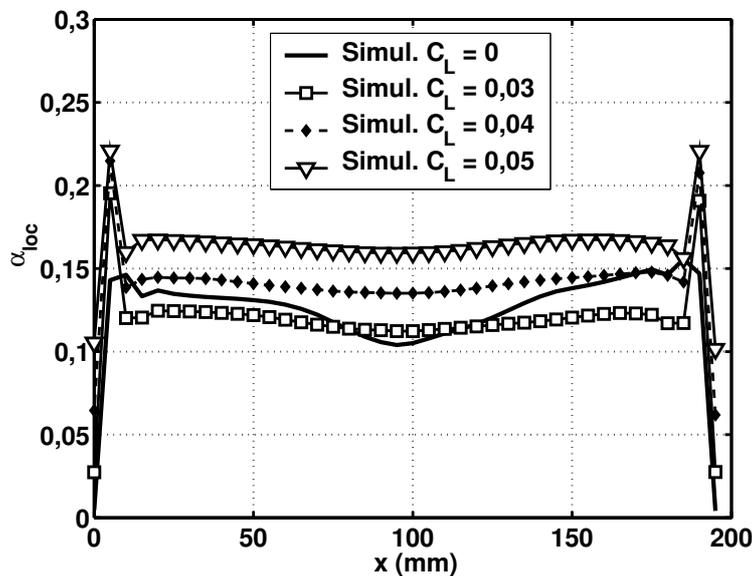


FIG. 8.7 – Profils de taux de vide local pour $J_g = 5,6 \text{ cm.s}^{-1}$ – Influence de C_L

La prise en compte du coefficient de portance a également tendance à piéger les bulles en région de proche paroi, provoquant une augmentation locale du taux de vide. Ce phénomène, observé expérimentalement (Serizawa et al., 1975), a été attribué aux effets des forces hydrodynamiques agissant sur la bulle, notamment la force de Magnus. Dans

notre simulation, il peut être lié à la condition de non-glissement appliqué à la phase gazeuse aux parois. En effet, avec l'approche Lagrangienne (condition de rebond imposée aux bulles sur les parois) nous n'avons pas obtenu ces pics dans les profils de taux de vide local (chapitre 9). La plus petite valeur positive du coefficient de portance testée est 0,03 (toutes les valeurs négatives de C_L mènent systématiquement à la divergence) et c'est également cette valeur qui donne les résultats numériques les plus proches de l'expérience (figure 8.6). Elle a donc été choisie dans la suite, quel que soit le diamètre des bulles considéré (cas 5). Dans la littérature, différentes valeurs du coefficient de portance dans la gamme 0,01 (écoulement non visqueux) à 0,5 (écoulement rampant) peuvent être trouvées (Lahey et al., 1993). Ainsi, Méndez et al. (2005) utilisent la valeur de 0,05; Krepper et al. (2005) celle de 0,06; Zboray et De Cachard (2005) celle de 0,1; et de nombreux auteurs la fixent à 0,5 (Buwa et Ranade, 2002, Delnoij et al., 1997a, Delnoij et al., 1997b).

8.2.3 Utilisation d'un coefficient de traînée empirique de bulle unique

Sur la figure 8.8, les profils de vitesse axiale de liquide obtenus avec un diamètre moyen de bulles dépendant de la vitesse superficielle de gaz (figure 8.5) et les cas 1+5+7, sont représentés.

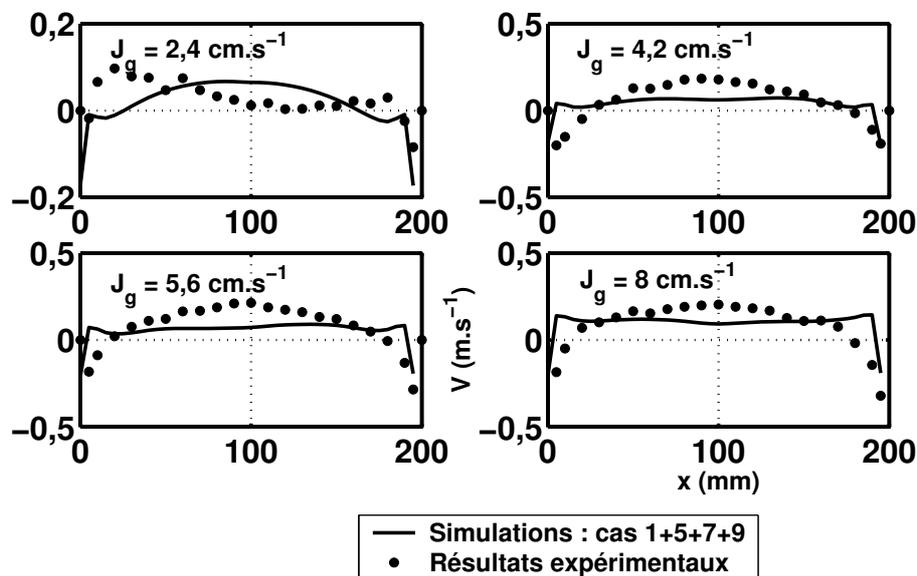


FIG. 8.8 – Profils de vitesse verticale de liquide – Diamètre moyen des bulles fonction de J_g

Par rapport au cas de la figure 8.3 ($d_b = 4 \text{ mm}$ et $C_L = 0$), les profils numériques sont plus proches de ceux obtenus expérimentalement, notamment grâce à la force de portance qui

a empêché la diminution de vitesse de liquide en milieu de colonne. Les profils montrent tout de même une sous-estimation numérique systématique de la vitesse axiale de liquide.

8.2.4 Utilisation d’un coefficient de traînée fonction du taux de vide local

Sur la figure 8.9, les résultats des simulations dans lesquelles le coefficient de traînée dépend du taux de vide local sont représentés (cas 2+5+7+9).

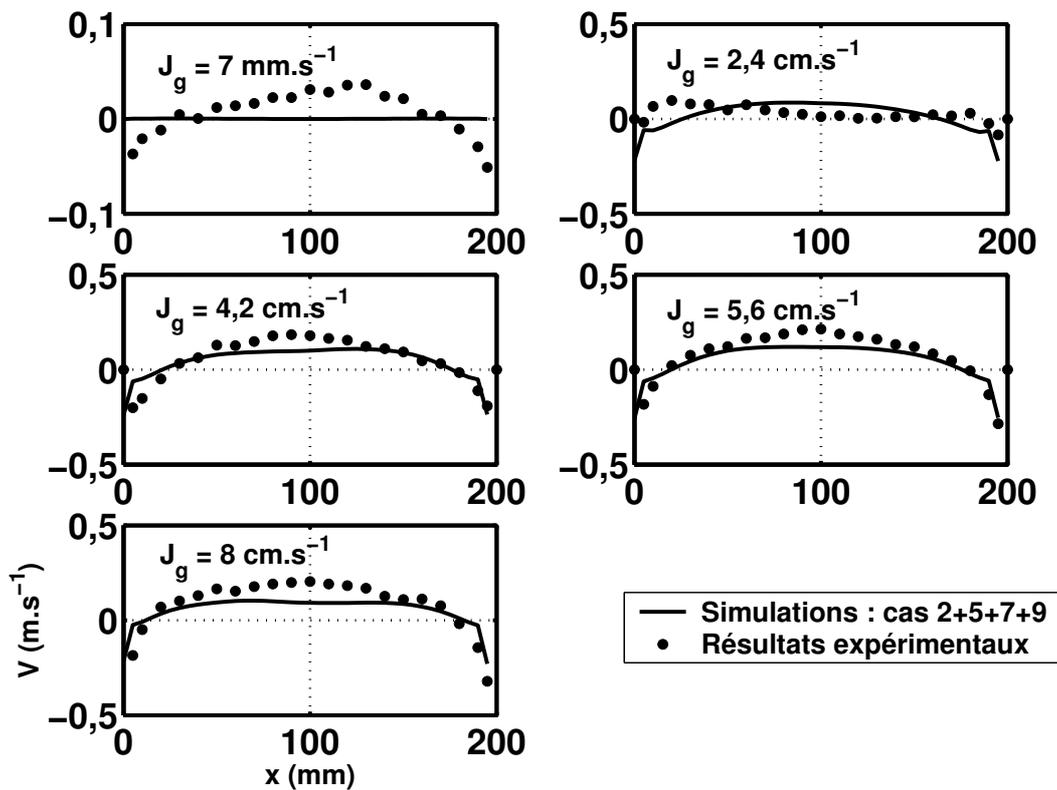


FIG. 8.9 – Profils de vitesse axiale de liquide – Coefficient de traînée fonction du taux de vide local

Ces profils montrent un bon accord entre la simulation et l’expérience, le meilleur par rapport aux cas étudiés précédemment. La corrélation de coefficient de traînée, fonction du taux de vide local, obtenue expérimentalement contribue à cette amélioration en rendant les profils de vitesse de liquide paraboliques aux forts débits de gaz. Ce phénomène, caractéristique des régimes de transition et hétérogène, n’avait pas été obtenu avec l’implantation d’un coefficient de traînée constant. Cependant, les profils de vitesse radiale (figure 8.10), pour ce cas, montrent que la répartition radiale des bulles n’est pas correctement décrite dans notre modèle, malgré la prise en compte de la force de portance. Il faut tout de même remarquer que les valeurs de la vitesse radiale moyenne de liquide sont

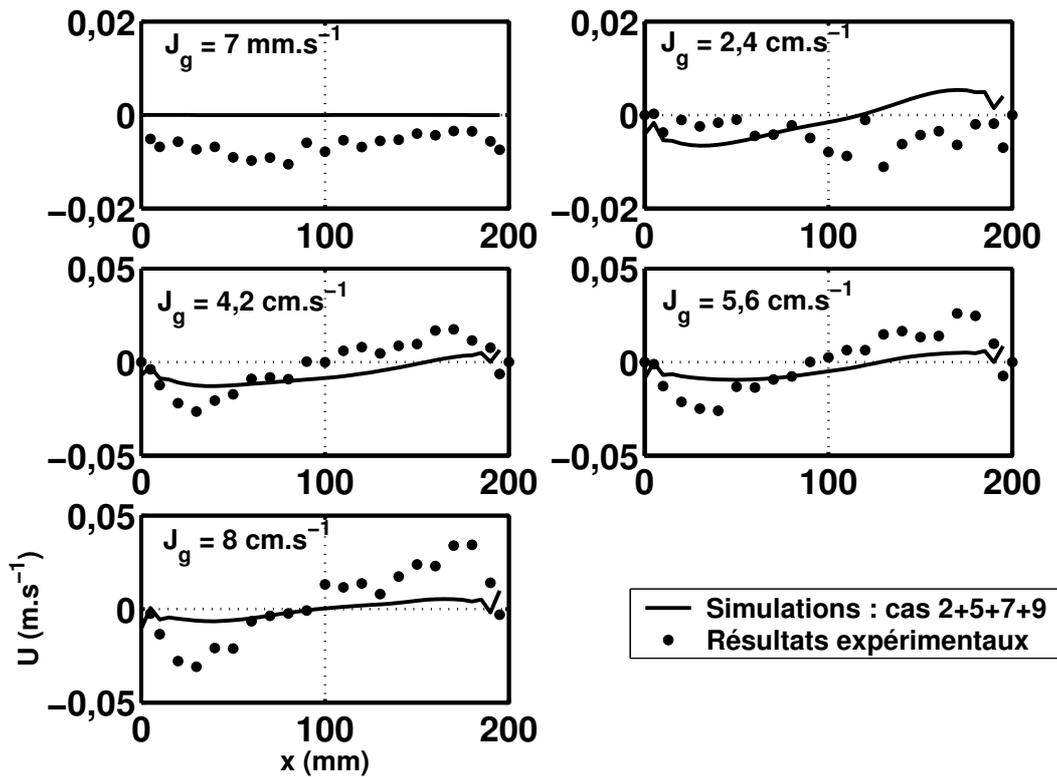


FIG. 8.10 – Profils de vitesse radiale de liquide – Coefficient de traînée fonction du taux de vide local

très faibles et que les profils sont quasiment plats. La précision des mesures réalisées par LDV, pour de si faibles valeurs de la vitesse, est incertaine. Ainsi la comparaison entre profils numériques et expérimentaux de vitesse radiale de liquide reste délicate.

Dans le prochain paragraphe, nous allons étudier l'influence de la formulation du coefficient de traînée sur le taux de vide global.

8.3 Taux de vide global

Le taux de vide global en fonction de la vitesse superficielle de gaz est, comme nous l'avons vu au chapitre 2, une représentation intéressante car elle permet de mettre en évidence le régime de fonctionnement d'une colonne à bulles. Sur la figure 8.11, nous l'avons donc représentée pour différents cas : la figure de gauche correspond au paragraphe 8.1 précédent, c'est-à-dire les cas 3+7+8, celle de droite a été obtenue dans les cas 5+7+9 (paragraphe 8.2). Sur chacune, les deux formulations de C_D (fonction ou non du taux de vide local) sont affichées.

Nous pouvons tout d'abord remarquer que la prise en compte d'un diamètre moyen de bulle, fonction de la vitesse superficielle de gaz, permet de rapprocher la courbe numérique

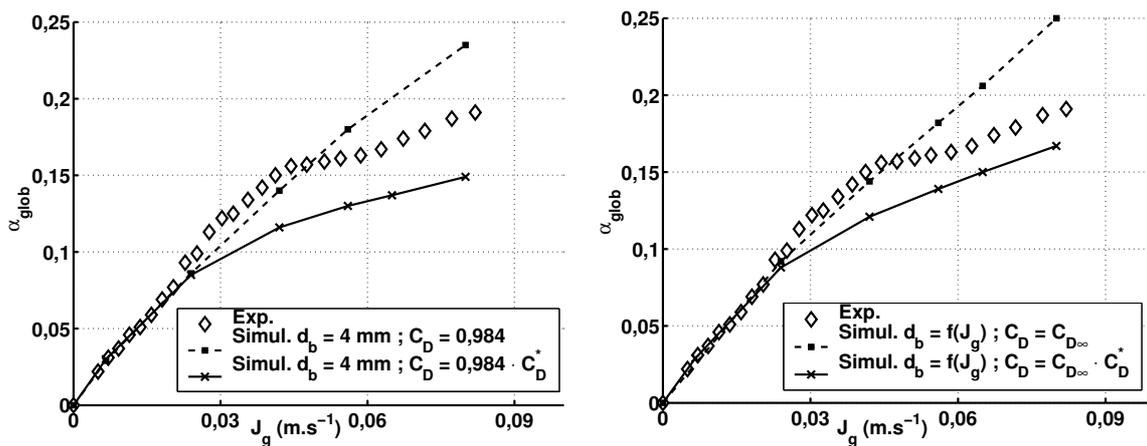


FIG. 8.11 – Taux de vide global en fonction de la vitesse superficielle de gaz avec $d_b = 4$ mm (à gauche) et d_b fonction de la vitesse superficielle de gaz (à droite)

de la courbe expérimentale de taux de vide global en augmentant légèrement sa valeur. D’autre part, que le diamètre des bulles dépende ou non de la vitesse superficielle de gaz, nous constatons que la prise en compte du taux de vide local dans la formulation du coefficient de traînée (corrélation 6.9) permet de décrire l’apparition de la transition entre les régimes homogène et hétérogène, caractérisée par un ralentissement dans l’augmentation du taux de vide global avec la vitesse superficielle de gaz. Ce résultat est intéressant dans la mesure où la considération d’un coefficient de traînée empirique, dépendant uniquement du diamètre des bulles, ne permet pas de décrire ce phénomène. Ce phénomène a déjà été mis en évidence par Olmos (2002), qui avait montré que l’obtention des régimes par simulation ne pouvait se faire que si le coefficient de traînée dépendait du taux de vide local.

L’apparition de la transition entre les régimes semble toutefois se faire plus tôt numériquement qu’expérimentalement. Afin d’obtenir une meilleure description du taux de vide, le schéma de discrétisation des termes de convection pourrait être testée, notamment en considérant un schéma avec une précision de l’ordre 2. En effet, il a été montré que les schémas d’ordre 1, comme celui utilisé dans notre approche Eulérienne, pouvaient mener à des problèmes de diffusion numérique diminuant fortement la précision de la solution (Sokolichin et al., 1997).

8.4 Phénomènes transitoires

Une étude des phénomènes dynamiques a pu être menée en utilisant des outils de traitement du signal. Ainsi, des transformées de Fourier rapides (FFT comme Fast Fourier Transforms), calculées grâce au logiciel MATLAB, ont permis de caractériser les signaux

temporels de vitesse axiale de liquide. La méthode de calcul ne sera pas détaillée ici, mais peut être trouvée dans le manuel d'aide du logiciel, par exemple. Nous retiendrons seulement que les FFT mettent en évidence les périodes caractéristiques d'un signal temporel et permettent notamment le calcul de la densité spectrale, qui caractérise la puissance du signal contenue dans une fréquence. Ce traitement du signal n'a pu être appliqué que dans le cas de l'approche Eulérienne, où des temps de calcul plus raisonnables que l'approche Lagrangienne, permettent des simulations de 200 s et une bonne résolution spectrale (2^{15} points).

Sur la figure 8.12, les signaux temporels de vitesse liquide, pour deux vitesses superficielles de gaz sont représentés au point de coordonnées $x = 2$ cm, $y = 10$ cm et $z = 80$ cm. À

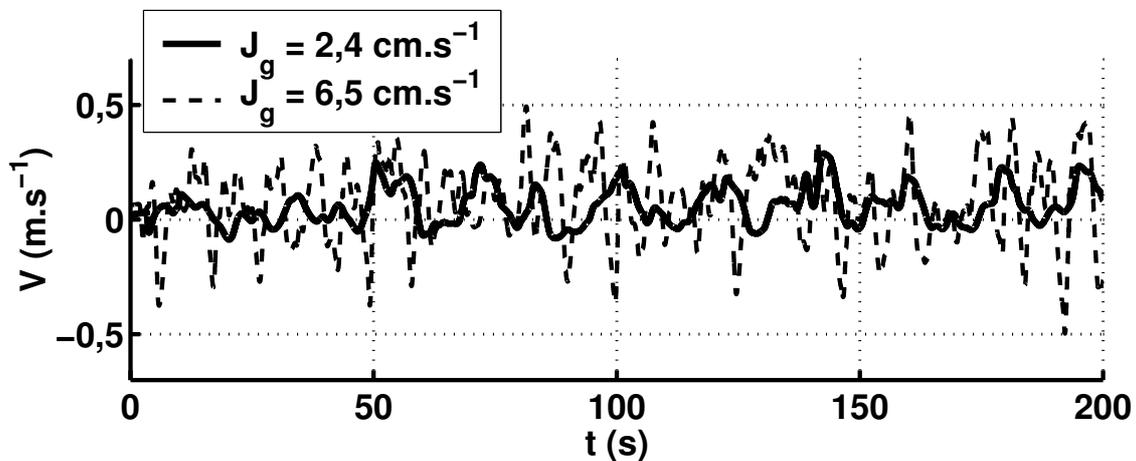


FIG. 8.12 – Signal temporel de vitesse axiale de liquide

partir de ces signaux, les spectres de puissance peuvent être calculés. Ils sont représentés sur la figure 8.13 en fonction de la fréquence, pour différentes vitesses superficielles de gaz.

Dans la gamme de fréquence étudiée (inférieures à 1 Hz), seules les macrostructures de liquide peuvent être mises en évidence (Drahoš et al., 1991). En régime homogène ($J_g = 2,4 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$), aucun pic caractéristique ne se dégage car les structures de liquide sont constituées de petits tourbillons de haute fréquence. Lorsque la transition apparaît, des pics contenant une puissance importante deviennent visibles ($J_g = 4,2 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ et $J_g = 5,6 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$). Ils mettent en évidence l'apparition de macrostructures de liquide dans l'écoulement, liées au développement d'un panache central de bulles (Chen et al., 1994). Ces structures de liquide sont également identifiables sur les signaux temporels (figure 8.12) par les oscillations de grande amplitude de la vitesse de liquide. En régime hétérogène ($J_g = 6,5 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$), le nombre de pics, ainsi que la gamme de fréquence sur laquelle ils s'étalent, augmentent. Une comparaison directe de cette analyse avec les

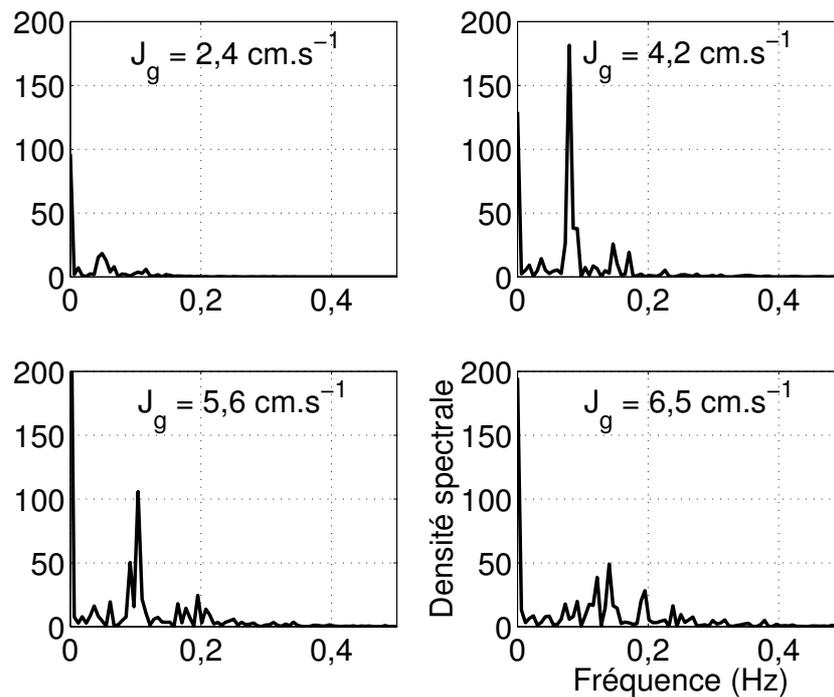


FIG. 8.13 – Spectres de puissance pour la composante axiale de vitesse obtenus par simulation

résultats expérimentaux est délicate puisqu’expérimentalement, aucun résultat significatif issu des FFT n’a pu être obtenu en aération uniforme (Olmos, 2002). Ces résultats restent cependant prometteurs et une étude plus approfondie pourrait être menée. La simulation de ce réacteur partiellement aéré pourrait par exemple être intéressante car, dans ce cas, les résultats expérimentaux dynamiques sont plus caractéristiques des structures d’écoulements présentes dans la colonne.

Pour conclure sur l’utilisation de l’approche Euler–Euler pour la simulation numérique d’une colonne à bulles, nous pouvons retenir les points suivants :

- la force de masse ajoutée ($C_{MA} = 0,5$) empêche la divergence des calculs ;
- la force de portance ($C_L = 0,03$) atténue le creux en centre de colonne dans le profil de vitesse axiale de liquide. Un coefficient de portance négatif mène systématiquement à la divergence des calculs ;
- les conditions aux limites sont primordiales, notamment pour la phase gazeuse au niveau des parois. En particulier, la considération d’une condition de non–glissement mène à des profils de vitesse de liquide non réalistes, ainsi qu’à des pics en région de proche paroi dans les profils de taux de vide ;

- la prise en compte d'un diamètre moyen de bulles dépendant de la vitesse superficielle de gaz n'améliore pas significativement les profils de vitesse axiale de liquide mais permet l'obtention d'un taux de vide global plus proche de celui mesuré expérimentalement ;
- la corrélation 6.9 améliore les profils de vitesse de liquide, en les rendant paraboliques en régime de transition et en régime hétérogène, ainsi que le taux de vide global, en permettant notamment la description de la transition entre le régime homogène et le régime hétérogène. Il est donc nécessaire que le coefficient de traînée dépende du taux de vide local pour une meilleure description des phénomènes qui se développent dans une colonne à bulles ;
- finalement, la prise en compte d'un couplage entre l'évolution de la taille des bulles et le coefficient de traînée dépendant du taux de vide local est primordiale pour décrire correctement la transition entre les régimes.

Chapitre 9

Simulation numérique d'une colonne à bulles par une approche Euler–Lagrange

Dans ce dernier chapitre, nous allons présenter les résultats numériques obtenus par une approche Lagrangienne. Comme pour l'approche Eulérienne, l'originalité de notre travail repose sur la détermination de l'influence de la formulation du coefficient de traînée sur la description de l'écoulement qui se développe dans une colonne à bulles. Dans un premier paragraphe, nous étudierons le comportement hydrodynamique de la colonne présentée précédemment lorsque trois populations de bulles sont considérées (cas 10). Il sera ensuite, dans un second paragraphe, comparé aux résultats obtenus lorsqu'une seule classe de bulles avec un diamètre moyen est prise en compte (cas 9).

Remarque : tous les cas étudiés (de 1 à 10) se réfèrent au tableau 7.2.

9.1 Simulations avec trois populations de bulles

De nombreuses études numériques Eulériennes ou Lagrangiennes ont montré l'importance de la considération de plusieurs classes de bulles dans la simulation numérique des écoulements gaz–liquide (Lain et al., 1999; Lehr et al., 2002; Krishna et al., 1999; Krishna et Van Baten, 2001). Ainsi, beaucoup de travaux présentent les résultats de simulations Eulériennes ou Lagrangiennes de colonnes à bulles auxquelles sont associés des bilans de population basés sur des lois de coalescence et de rupture (Buwa et Ranade, 2002; Olmos et al., 2003b; Campos et Lage, 2003).

Un avantage certain de l'approche Euler–Lagrange est qu'elle permet aisément la prise en compte de différentes tailles de bulles, étant donné qu'une équation de mouvement est

résolue par bulle et qu’une modification du diamètre de la bulle ne rajoute pas d’équation supplémentaire, contrairement à l’approche Eulérienne.

Nous avons donc considéré, dans un premier temps, trois classes de bulles, d’après les données numériques obtenues par Olmos (2002). Dans le tableau 9.1, les diamètres de bulles ainsi que leur fraction volumique, les coefficients de traînée et de portance choisis (Tomiyama et al., 2002) sont résumés.

J_g (cm.s ⁻¹)	$d_b = 5,3$ mm $C_L = 0,12$ $C_{D\infty} = 1,3$	$d_b = 7,5$ mm $C_L = -0,3$ $C_{D\infty} = 1,75$	$d_b = 8,5$ mm $C_L = -0,3$ $C_{D\infty} = 1,89$
0,7	1	0	0
2,4	0,65	0,25	0,1
3,2	0,5	0,25	0,25
4,2	0,5	0,25	0,25
5,6	0,33	0,33	0,33
8	0,33	0,33	0,33

TAB. 9.1 – Fractions volumiques des trois classes de bulles en fonction de la vitesse superficielle de gaz (Olmos, 2002)

9.1.1 Influence de la formulation de la force de traînée

Nous allons tout d’abord discuter de l’influence de la prise en compte du taux de vide dans la corrélation de traînée, par la présentation de résultats obtenus avec un coefficient de traînée empirique valide pour une bulle isolée (cas 1) et d’autres obtenus avec la corrélation issue de nos données expérimentales (chapitre 6).

a. Utilisation d’une corrélation de traînée empirique

Les profils moyens de vitesse de liquide axiale sont représentés sur la figure 9.1, pour les cas 1+4+6+10. Les profils numériques obtenus sont relativement éloignés des résultats expérimentaux. Ceux correspondant aux vitesses superficielles de gaz $J_g = 3,2$ cm.s⁻¹ et $J_g = 4,2$ cm.s⁻¹ sont d’autant plus étonnants, que la recirculation globale de liquide montre un écoulement descendant en centre de colonne, malgré la prise en compte d’un coefficient de portance dépendant du diamètre des bulles. En effet, ce dernier a tendance à faire migrer les bulles vers le centre de la colonne lorsqu’il est négatif, ce qui est le cas pour les grosses bulles. Mais, contrairement à l’approche Eulérienne (paragraphe 8.2.2), sa seule considération n’est pas suffisante pour rendre les profils paraboliques.

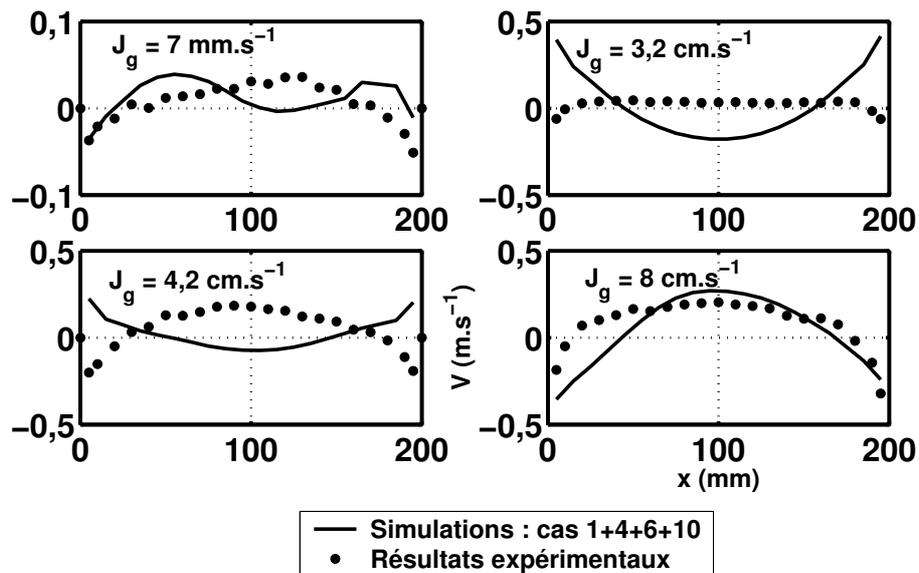


FIG. 9.1 – Profils de vitesse verticale de liquide – Simulations sans force de masse ajoutée

De tels résultats, reproductibles, ne peuvent s’expliquer que par le développement d’une instabilité numérique. En effet, deux solutions peuvent assurer la conservation de la masse sur une section, un écoulement ascendant en milieu de colonne et descendant près des parois, ou un écoulement descendant en milieu de colonne et ascendant aux parois. La bifurcation vers l’une ou l’autre des solutions semble dépendre de la vitesse superficielle de gaz choisie, mais nous ne pouvons expliquer davantage son origine. Le temps de simulation ne peut être remis en compte puisque des profils tracés à différents instants confortent l’écoulement descendant de liquide en milieu de colonne (figure 9.2 pour $J_g = 3,2 \text{ cm.s}^{-1}$).

b. Utilisation d’une corrélation de traînée fonction du taux de vide local

Lorsque le coefficient de traînée dépend du taux de vide local d’après la corrélation 6.9 (cas 2), les profils de vitesse axiale moyenne de liquide pour les plus fortes vitesses superficielles de gaz, sont plus proches des profils expérimentaux (figure 9.3).

Les profils de vitesse de liquide radiale (selon x) sont représentés, pour les mêmes conditions, sur la figure 9.4. Ces résultats montrent un bon accord entre les profils numériques et les profils expérimentaux, pour les plus grands débits de gaz. L’utilisation de la LDV pour les mesures de la vitesse radiale de liquide peut expliquer les différences entre les profils de vitesse radiale de liquide expérimentaux et numériques, aux faibles débits de gaz, comme nous l’avons expliqué au chapitre précédent (paragraphe 8.2.4).

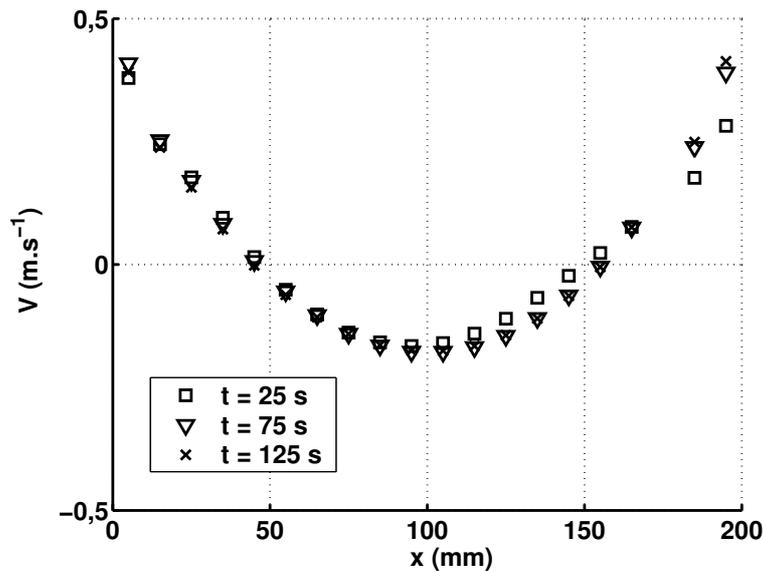


FIG. 9.2 – Profils de vitesse axiale de liquide pour $J_g = 3,2 \text{ cm.s}^{-1}$ – Influence du temps sur lequel la moyenne est calculée (Cas 1+4+6+10)

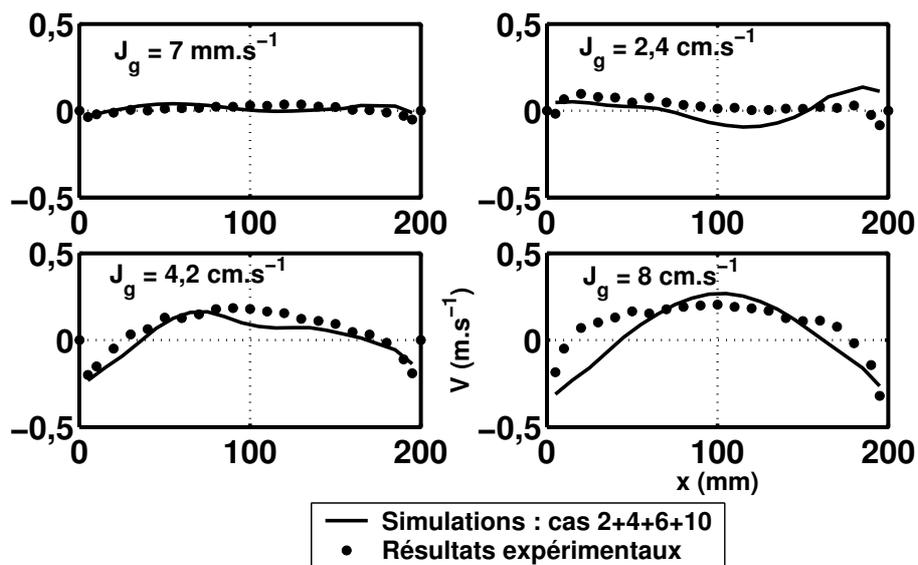


FIG. 9.3 – Profils de vitesse axiale de liquide – Coefficient de traînée fonction du taux de vide local

c. Description des régimes

(i) Variation du taux de vide global avec la vitesse superficielle de gaz

Le taux de vide global correspondant aux simulations précédentes, c'est-à-dire avec un coefficient de traînée constant et avec un coefficient de traînée fonction du taux de vide local, est représenté sur la figure 9.5 en fonction de la vitesse superficielle de gaz.

Nous pouvons tout d'abord remarquer que la seule prise en compte de trois classes de

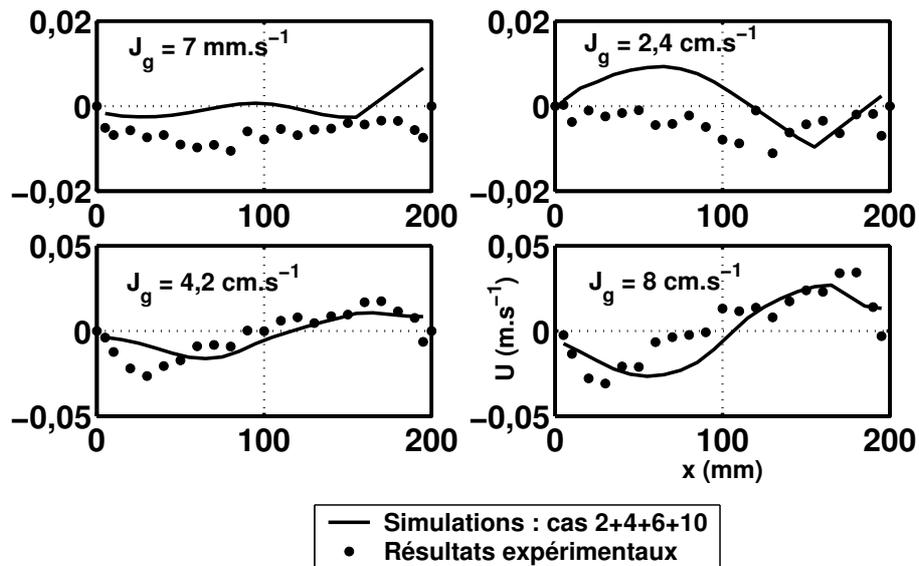


FIG. 9.4 – Profils de vitesse radiale de liquide – Coefficient de traînée fonction du taux de vide local

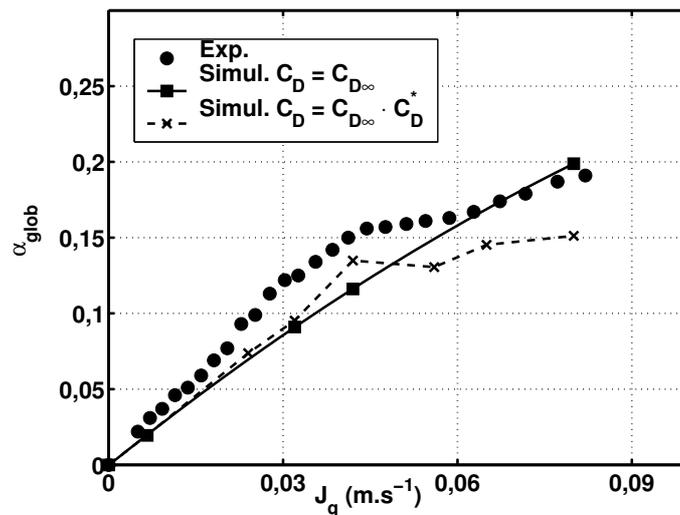


FIG. 9.5 – Taux de vide global en fonction de la vitesse superficielle de gaz – Influence de la force traînée

bulles, avec une formulation de traînée valable pour une bulle isolée, n’est pas suffisante pour décrire l’apparition de la transition entre les régimes homogène et hétérogène, caractérisée par l’inflexion dans la variation du taux de vide global avec la vitesse superficielle de gaz. Ainsi, dans l’approche Lagrangienne, comme dans la simulation Eulérienne précédente, un coefficient de traînée dépendant du taux de vide local est nécessaire pour obtenir l’apparition du régime de transition. La vitesse superficielle de gaz caractéristique de la transition, obtenue numériquement, est environ de $4,5 \text{ cm.s}^{-1}$, ce qui correspond

à la valeur expérimentale (Olmos, 2002). L'approche Eulérienne conduisait à une valeur de 3 cm.s^{-1} (figure 8.11). L'approche Euler–Lagrange permet donc, dans notre cas, une meilleure description de l'existence des régimes d'une colonne à bulles, si une formulation adéquate de coefficient de traînée est choisie. Cette constatation peut à nouveau s'expliquer par la perte de précision du modèle Euler–Euler, liée à l'utilisation d'un schéma du 1^{er} ordre pour la discrétisation des termes convectifs. Cependant, la figure 9.5 montre également une sous-estimation systématique du taux de vide global par l'approche Lagrangienne, ce qui conforte les résultats obtenus par une approche Eulérienne et met en évidence que seul le schéma de discrétisation des termes de convection ne peut être remis en cause.

(ii) Analyse dynamique

Sur la figure 9.6, les signaux temporels de vitesse axiale de liquide au point P (figure 7.3) sont représentés, pour les cas 2+4+6+10, c'est-à-dire la configuration numérique donnant les meilleurs résultats, et pour différentes vitesses superficielles de gaz.

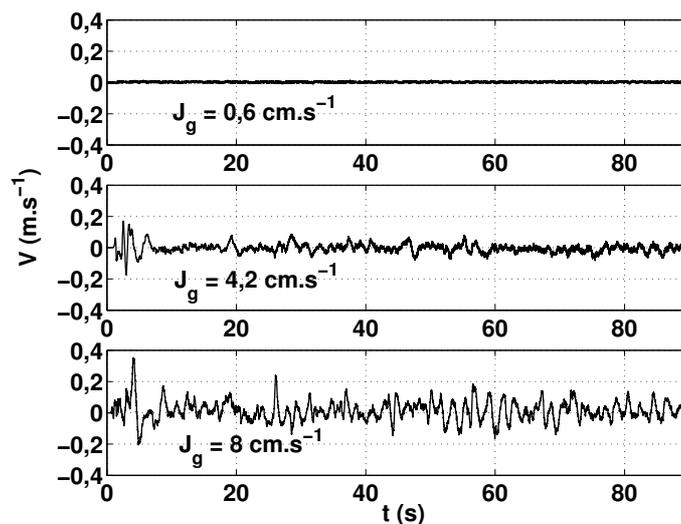


FIG. 9.6 – Signaux temporels de vitesse axiale de liquide au point P – Cas 2+4+6+10

À la vue seule des signaux temporels, il est donc difficile de prédire le régime de fonctionnement de la colonne. L'augmentation des fluctuations de vitesse de liquide est liée à l'augmentation des fluctuations du mouvement des bulles, mais déduire une périodicité ou un comportement caractéristique à partir des signaux temporels seuls n'est pas possible. C'est pourquoi, nous avons défini un tenseur de Reynolds lié à la turbulence créée par les bulles (qui n'a donc rien à voir avec le tenseur de Reynolds calculé par le modèle $k-\varepsilon$). Il s'agit donc d'un tenseur de Reynolds « filtré » qui ne contient que les échelles spatiales que nous simulons. Il est déterminé par la différence entre la vitesse moyenne et la vitesse

instantanée de liquide calculée en un point par nos simulations Euler–Lagrange. Ainsi, la contrainte normale axiale est définie par :

$$\overline{v'v'} = \sum_t \left(V(t) - \overline{V(t)} \right)^2 \quad (9.1)$$

L’analyse des contraintes du tenseur de Reynolds mène par conséquent à la caractérisation des macrostructures de l’écoulement. Le profil de la contrainte normale axiale est représenté sur la figure 9.7, pour différentes vitesses superficielles de gaz.

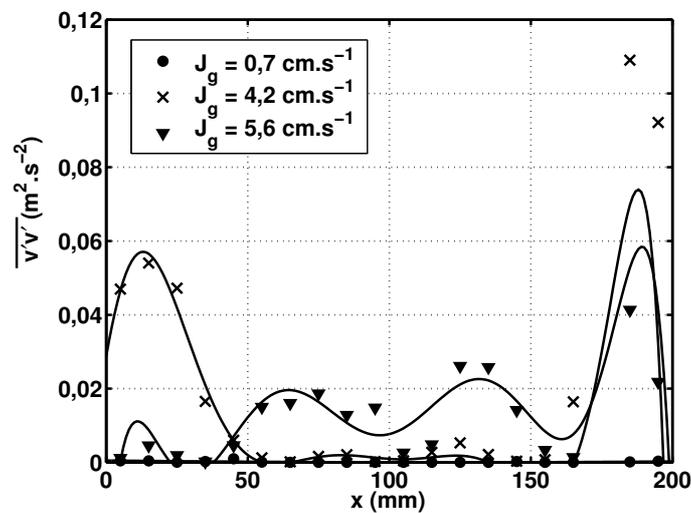


FIG. 9.7 – Profils moyens des contraintes normales axiales du tenseur de Reynolds – Cas 2+4+6+10

La figure 9.7 met en évidence que, pour la plus faible vitesse superficielle de gaz, le profil des contraintes est relativement plat, en raison de l’absence de vortex de recirculation de liquide. Lorsque le régime de transition apparaît ($J_g = 4,2 \text{ cm.s}^{-1}$), on observe la mise en place de maxima de $\overline{v'v'}$ pour des positions radiales de 25 et 175 mm. Ces pics caractérisent la recirculation globale de liquide qui naît dans la colonne lors de la transition. Ensuite, en début du régime hétérogène ($J_g = 5,6 \text{ cm.s}^{-1}$), l’intensité de ces maxima diminue et le profil des contraintes a tendance à devenir parabolique (valeurs importantes en centre de colonne). Ainsi les vortex de recirculation ont disparu et l’écoulement fortement perturbé au centre de la colonne peut être attribué à la migration des grosses bulles vers le centre (voir paragraphe suivant).

Cette étude dynamique est très intéressante car elle représente parfaitement les phénomènes mesurés et interprétés par Olmos (2002).

(iii) Positions instantanées des bulles et champ des vecteurs vitesse du liquide

Sur la figure 9.8, les positions instantanées des bulles sont représentées, pour différentes vitesses superficielles de gaz: $J_g = 0,7 \text{ cm.s}^{-1}$, $J_g = 3,2 \text{ cm.s}^{-1}$ et $J_g = 8 \text{ cm.s}^{-1}$, de gauche à droite. Pour chaque cas, le coefficient de portance est calculé en fonction du diamètre des bulles. Les champs instantanés de vecteurs de vitesse liquide correspondants sont reportés sur la figure 9.9.

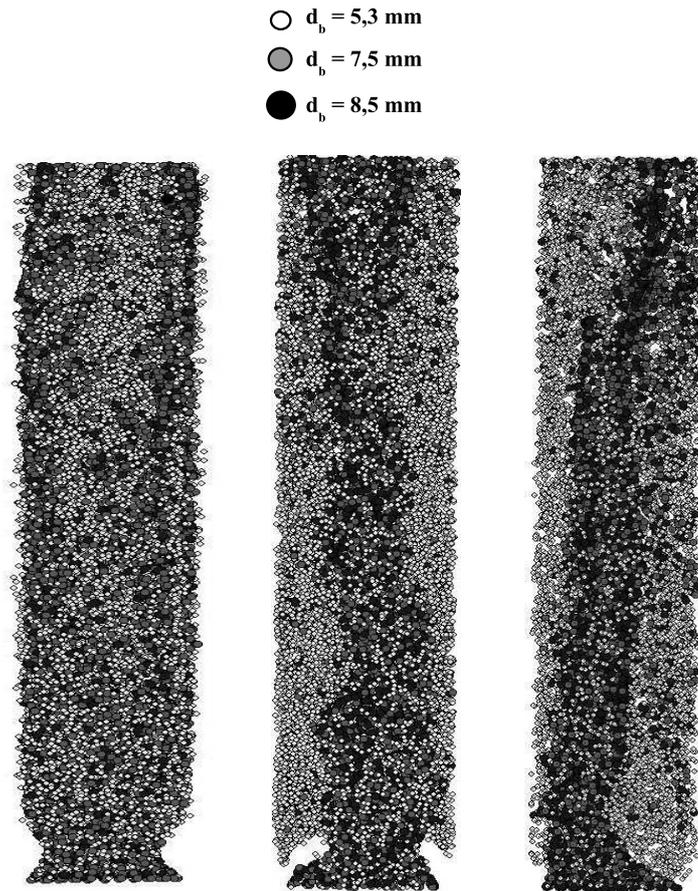


FIG. 9.8 – Positions instantanées des bulles : régime homogène (à gauche), régime de transition (milieu), régime hétérogène (à droite) – Cas 2+4+6+10

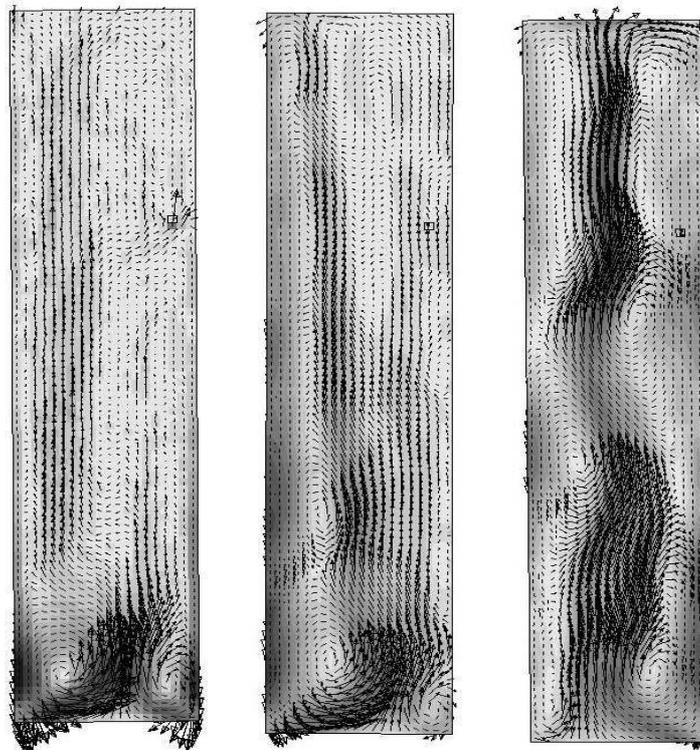


FIG. 9.9 – Vecteurs de vitesse liquide : régime homogène (à gauche), régime de transition (milieu), régime hétérogène (à droite) – Cas 2+4+6+10

Ainsi, en régime homogène, les bulles sont réparties uniformément sur le volume du réacteur, ce qui est en accord avec les mesures expérimentales (Chen et al., 1994). En entrée de colonne, deux vortex de recirculation de liquide sont présents. Ailleurs, il a été déterminé expérimentalement que le liquide est dirigé vers le haut par le mouvement des bulles et redescend entre les trains de bulles. Lorsque la transition apparaît ($J_g = 4,2 \text{ cm.s}^{-1}$) puis que le régime hétérogène s'établit ($J_g = 8 \text{ cm.s}^{-1}$), les grosses bulles migrent en centre de colonne et forment un panache central, donnant naissance à des recirculations de liquide près des parois de la colonne. Le régime hétérogène est caractérisé par le mouvement oscillant (« rocking motion ») du panache central (figure 9.10). Ces résultats numériques montrent également un accord qualitatif satisfaisant par

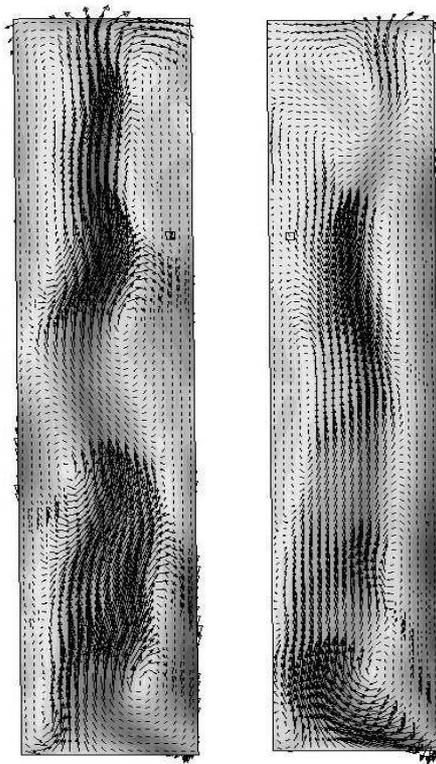


FIG. 9.10 – Vecteurs de vitesse liquide pour $J_g = 8 \text{ cm.s}^{-1}$: $t = 25 \text{ s}$ (à gauche), $t = 100 \text{ s}$ (à droite) – Cas 2+4+6+10

rapport aux mesures expérimentales d'Olmos (2002).

9.1.2 Influence des forces de portance et de masse ajoutée

a. Force de portance

Comme nous l'avons vu, la force de portance est nécessaire pour atténuer la valeur négative de la vitesse de liquide en centre de colonne. Sur la figure 9.11, les profils de vitesse de liquide avec et sans force de portance sont représentés pour $J_g = 4,2 \text{ cm.s}^{-1}$.

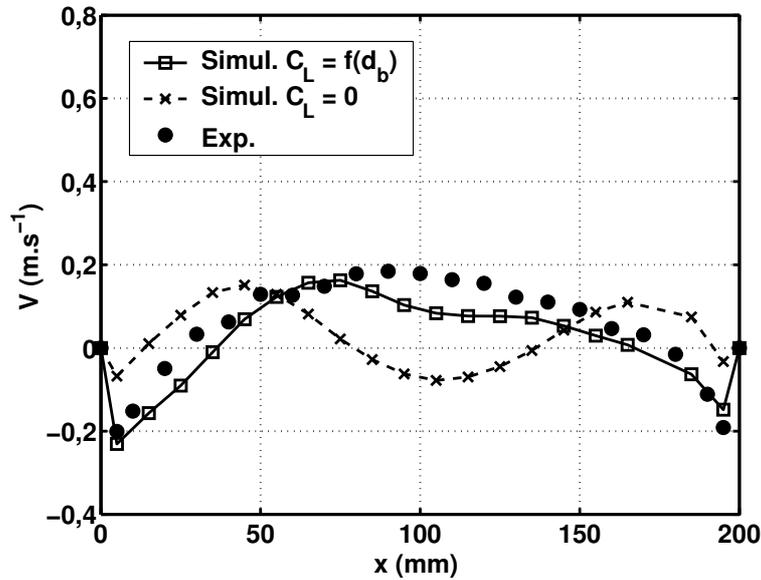


FIG. 9.11 – Profils de vitesse verticale de liquide pour $J_g = 4,2 \text{ cm.s}^{-1}$ – Influence de la force de portance (cas 2+6+10)

La considération d’un coefficient de portance rapproche sensiblement les profils de vitesse de liquide des profils expérimentaux, notamment grâce au coefficient de portance négatif appliqué aux grosses bulles ($d_b = 7,5$ et $8,5$ mm) qui tend à les faire migrer vers le centre de la colonne, alors que les petites bulles ($d_b = 5,3$ mm) sont uniformément réparties sur le volume de la colonne (figure 9.12).

Le coefficient de portance n’est cependant pas suffisant pour décrire la migration latérale des bulles, notamment pour les plus faibles vitesses superficielles de gaz, pour lesquelles le creux de vitesse de liquide en milieu de colonne persiste (figure 9.3).

b. Force de masse ajoutée

Sur la figure 9.13, les profils de vitesse de liquide sont représentés avec et sans masse ajoutée pour $J_g = 4,2 \text{ cm.s}^{-1}$, pour les cas 2+4+10. La force de masse ajoutée tend à rendre les profils plus symétriques, mais il est difficile, d’après l’analyse de cette figure, de déterminer si elle les améliore en les rapprochant des profils expérimentaux. Contrairement au cas des simulations Eulériennes, elle n’est pas nécessaire pour assurer la stabilité des calculs Lagrangiens. De plus, elle mène à une valeur du taux de vide global légèrement inférieure à la valeur obtenue lorsque $C_{MA} = 0$ (figure 9.14).

La force de masse ajoutée a donc peu d’influence sur les valeurs moyennes considérées dans notre étude (ce qui est en accord avec les résultats de Sokolichin et al. (2004)). Elle doit

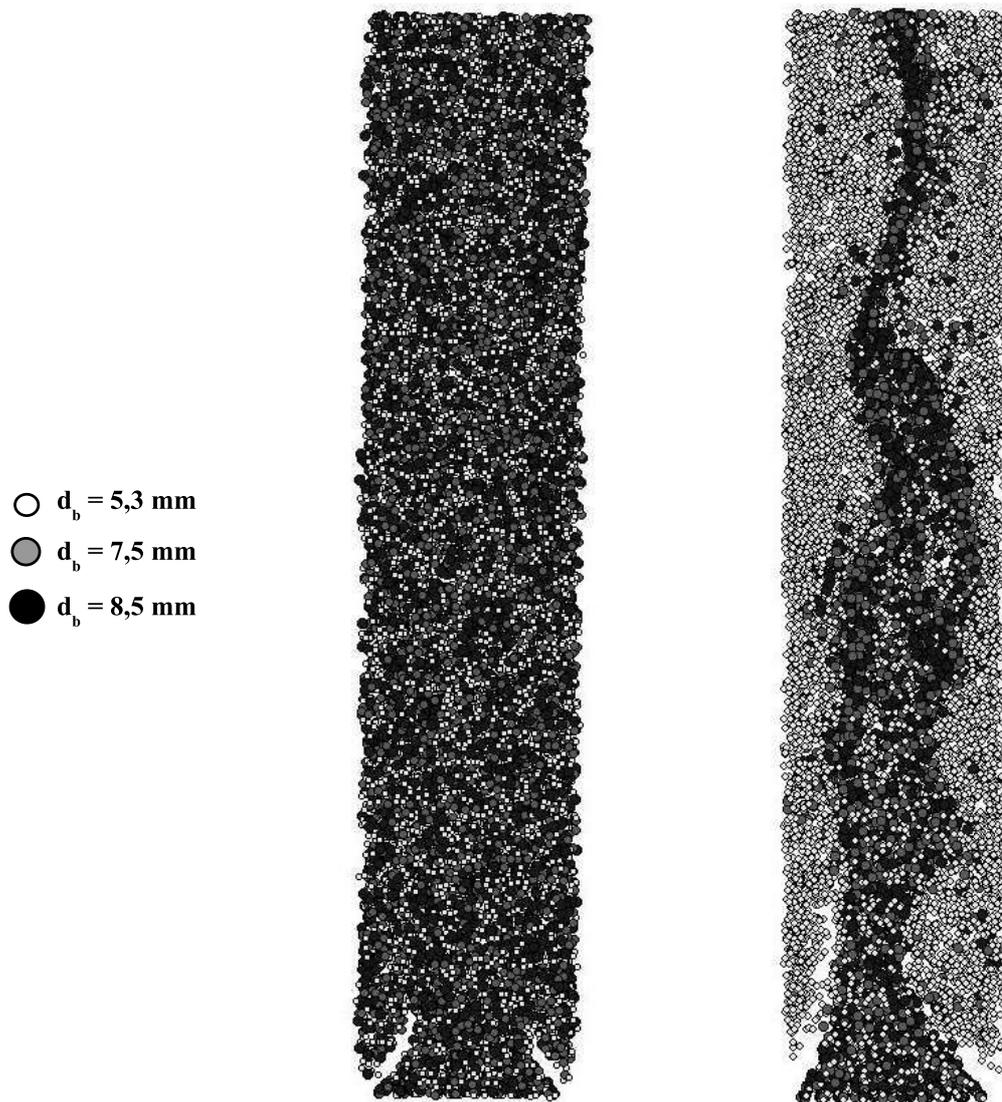


FIG. 9.12 – Influence du coefficient de portance des bulles sur leur migration radiale pour $J_g = 4,2 \text{ cm.s}^{-1}$ (cas 2+6+10) : $C_L = 0$ (à gauche) ; $C_L = f(d_b)$ (à droite)

être prise en considération si les résultats numériques en région proche de l'injecteur sont recherchés (Méndez et al., 2005) ou pour reproduire les caractéristiques instationnaires de l'écoulement (Mudde et Simonin, 1999; León-Becerril et al., 2002). Étant donné que ces points n'étaient pas particulièrement étudiés par l'approche Lagrangienne développée ici, elle n'a donc pas été prise en compte dans les profils de vitesse de liquide moyenne présentés précédemment.

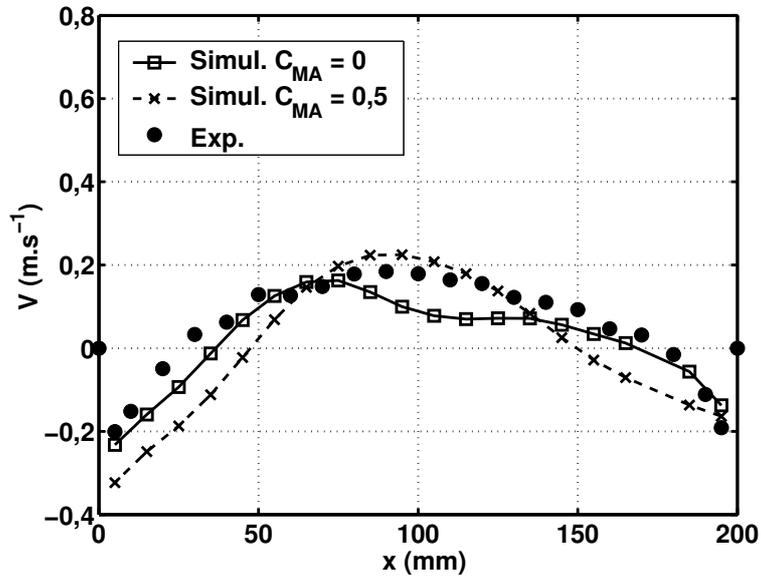


FIG. 9.13 – Profils de vitesse verticale de liquide pour $J_g = 4,2 \text{ cm.s}^{-1}$ – Influence de la force de masse ajoutée

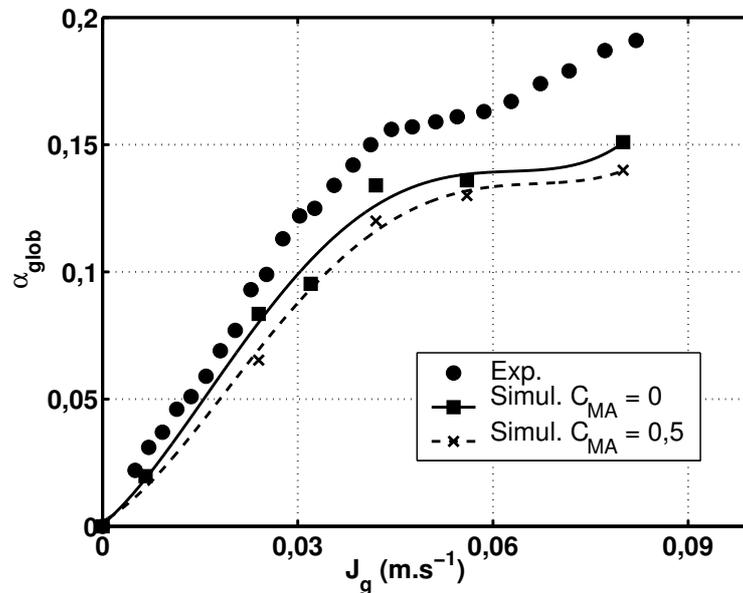


FIG. 9.14 – Taux de vide global en fonction de la vitesse superficielle de gaz – Influence de la force de masse ajoutée

9.2 Simulations avec une population de bulles de diamètre moyen fonction de la vitesse superficielle de gaz

Afin de montrer la nécessité de prendre en compte plusieurs populations de bulles, nous avons mené des simulations Lagrangiennes avec un diamètre de bulles moyen dépendant de la vitesse superficielle de gaz, comme pour les simulations Eulériennes (figure 8.5). Sur la figure 9.15, nous avons représenté les profils de vitesse de liquide axiale moyenne obtenus, dans ce cas avec le coefficient de portance qui dépend du diamètre des bulles, le coefficient de traînée du taux de vide local et sans force de masse ajoutée.

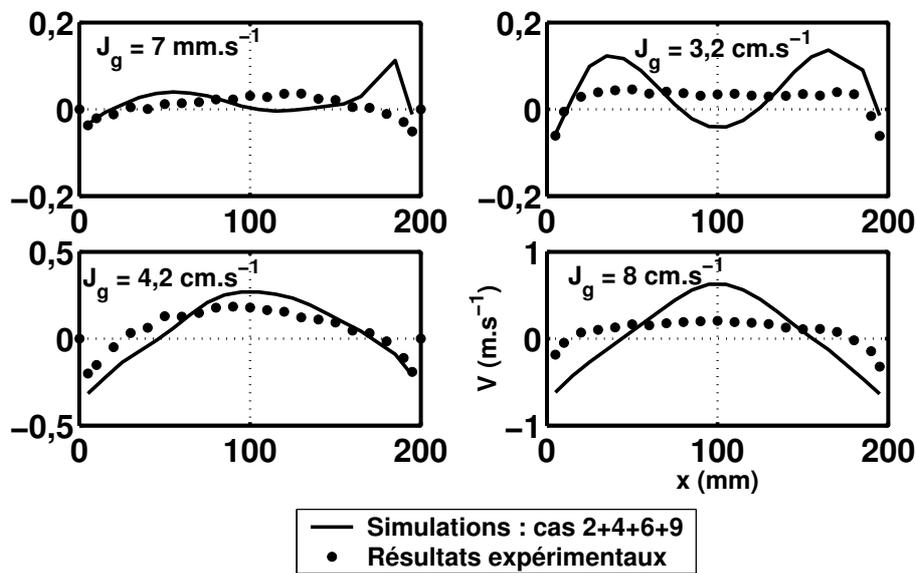


FIG. 9.15 – Profils de vitesse verticale de liquide avec une population de bulles

Les profils mettent en évidence que les résultats numériques sont éloignés des mesures expérimentales. La considération d'une seule classe de bulles n'est donc pas suffisante dans le cas d'une approche Lagrangienne, et à temps de calculs identiques, il est préférable de tenir compte de la polydispersité dans la taille des bulles pour les simulations. D'autant plus, que, comme le montre la figure 9.16, la modélisation avec une taille de bulles moyenne conduit à une forte sous-estimation du taux de vide global.

Pour synthétiser les résultats obtenus par notre approche Lagrangienne, nous pouvons retenir que :

- comme pour l'approche Euler-Euler, la prise en compte du taux de vide local dans la formulation du coefficient de traînée permet la simulation de la transition entre les régimes homogène et hétérogène ;

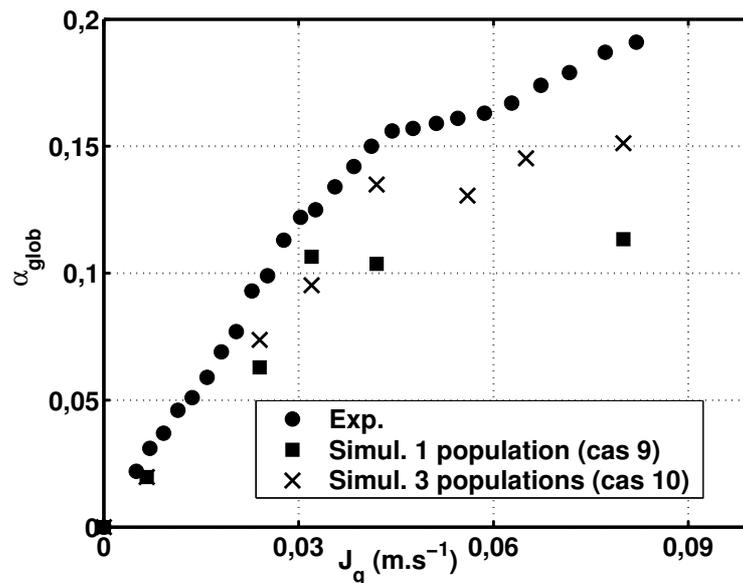


FIG. 9.16 – Taux de vide global en fonction de la vitesse superficielle de gaz – Influence du nombre de populations de bulles

- la considération de plusieurs classes de bulles permet des résultats plus proches de ceux obtenus expérimentalement, que ce soit pour les grandeurs locales telle la vitesse de liquide ou les grandeurs globales tel le taux de vide (Lain et al., 1999) ;
- la prise en compte de la force de masse ajoutée n’améliore pas la qualité des résultats en terme de moyennes temporelles, contrairement à l’approche Eulérienne ;
- la force de portance est nécessaire pour observer la migration radiale des bulles. Des résultats, non présentés ici, ont montré que le choix d’un coefficient de lift constant ($C_L = 0,5$) n’était pas suffisant, et mène à une forte sous-estimation du taux de vide global (de l’ordre de la moitié de celui mesuré expérimentalement). Il faut donc tenir compte du diamètre des bulles dans son expression. L’influence du taux de vide dans sa formulation a probablement une influence importante sur la qualité des résultats ;
- l’obtention de résultats numériques en accord avec l’expérience, que ce soit par une approche Lagrangienne ou une approche Eulérienne, reste délicate. La complexité des équations et des termes de fermeture font que la simulation numérique des écoulements gaz–liquide est encore au stade de développement. Ainsi son utilisation pour le dimensionnement des contacteurs industriels reste, à l’heure actuelle, difficile.

Enfin, pour conclure sur les approches numériques présentées dans ces deux derniers chapitres, nous pouvons retenir qu’il est possible d’obtenir la même qualité de résultats avec les approches Eulérienne et Lagrangienne. Ainsi, si seul le coût en temps de calcul est im-

portant, l'approche Euler–Euler devra être favorisée. En effet, selon la vitesse superficielle de gaz choisie, l'approche Lagrangienne peut nécessiter des temps de calcul jusqu'à dix fois plus longs que l'approche Eulérienne.

L'influence des termes de fermeture sur la qualité des résultats numériques est prépondérante. Les formulations de la force de portance et de la force de traînée ont en effet un impact important sur la description de l'hydrodynamique d'une colonne à bulles. Il semble ainsi nécessaire de tenir compte du diamètre des bulles dans le coefficient de portance, dans l'approche Lagrangienne alors qu'un coefficient de portance constant est suffisant dans l'approche Eulérienne. Pour les deux approches, la dépendance du coefficient de traînée envers le taux de vide local améliore la qualité des simulations numériques.

L'approche Eulérienne présente l'inconvénient de nécessiter des termes de fermeture dont le choix est a priori non justifié. Notamment la valeur de 0,03 pour le coefficient de portance a été obtenue après plusieurs simulations où d'autres valeurs ont été testées. Mais la justification de la valeur choisie reste encore obscure.

Il aurait de plus été intéressant de pouvoir comparer les résultats Eulériens et Lagrangiens avec trois populations de bulles. Mais le solveur utilisé ne permet pas cette considération dans le cas de l'approche Eulérienne. La discrétisation des termes convectifs de cette approche doit également avoir un impact important sur la qualité des résultats. Des schémas d'ordre 2, comme ceux utilisés dans notre approche Lagrangienne, pourraient sans doute améliorer les profils numériques de vitesse de liquide, le taux de vide global et donc la transition de régime.

Finalement, notre étude numérique a mis en évidence le besoin d'approfondir notre connaissance des termes de fermeture nécessaires aux approches de type Lagrangien ou Eulérien. Par exemple, des études de simulation numérique directe ou expérimentales (similaires à celle que nous avons conduite pour le coefficient de traînée dans la seconde partie de ce mémoire) du coefficient de masse ajoutée ou de portance, mettant en évidence les caractéristiques de l'écoulement les influençant le plus fortement (comme le diamètre et le taux de vide dans le cas du coefficient de traînée), doivent encore être menées. La simulation idéale couplerait les meilleurs termes de fermeture, obtenus numériquement ou expérimentalement, pour les forces de traînée, portance et masse ajoutée mais aussi pour la turbulence et serait couplée à un bilan de population basé sur des lois de coalescence et de rupture pour les bulles.

Conclusions et perspectives

Conclusions

Notre étude expérimentale avait pour but d'étudier l'influence des interactions entre bulles dans leur mouvement par rapport à la phase liquide et notamment de comprendre l'effet du taux de vide sur la vitesse relative des bulles. Les mesures de caractéristiques de la phase gazeuse par double sonde optique et de la phase liquide par vélocimétrie laser Doppler ont permis de quantifier expérimentalement les phénomènes de *gêne stérique* et de *montée coopérative* de bulles en essais. Ainsi, il a été mis en évidence dans le cas d'une dispersion eau pure/air que, pour un taux de vide inférieur à une valeur critique de l'ordre de 15 %, la gêne stérique domine le mouvement des bulles et fait diminuer leur vitesse relative par rapport à la phase liquide. Cette gêne stérique est d'une part liée à l'augmentation de la force de traînée, due aux contraintes visqueuses auxquelles une bulle est soumise quand elle est entourée d'autres bulles (Ishii et Zuber, 1979). Ce phénomène avait déjà été mis en évidence par Richardson et Zaki (1954) dans le cas des particules solides. D'autre part, la diminution de la vitesse relative des bulles peut être attribuée à la diminution de la masse volumique apparente autour de la bulle quand le taux de vide augmente, provoquant une réduction de la force de flottabilité qui s'exerce sur elle.

Les mesures en milieu de colonne ont de plus permis de montrer que la diminution de vitesse relative ne dépend pas du diamètre des bulles, pour des diamètres moyens compris entre 4 et 10 mm. Cependant, une confrontation entre nos résultats et ceux de la littérature indique que la pente de diminution de la vitesse relative dépend de la distribution du gaz (notamment de la régularité de l'arrangement des bulles générées), de la présence plus ou moins éloignée des parois et de la turbulence présente dans la phase liquide, par exemple dans le cas où la vitesse superficielle de liquide est importante. Par ailleurs, nos mesures expérimentales ont souligné l'influence des propriétés physico-chimiques de la phase continue, et en particulier de son caractère inhibiteur de coalescence, sur l'intensité de la gêne stérique subie par les bulles.

La transition entre une vitesse relative décroissante et une vitesse relative croissante avec le taux de vide local a été obtenue, pour un diamètre moyen de bulles supérieur à 7 mm, pour un taux de vide critique de l'ordre de 15 %, dans le cas d'une dispersion eau pure/air. Les mesures du mouvement relatif de petites bulles en essaim ($d_b \leq 7$ mm) ont permis d'établir une diminution de la vitesse relative jusqu'à un taux de vide au moins égal à 15 %. Les expérimentations en système eau pure + butanol/air et dans lequel les bulles ont systématiquement un diamètre moyen inférieur à 7 mm, ont étendu ce résultat jusqu'à

un taux de vide d'environ 30 %. De plus, pour une dispersion eau pure/air, les résultats de la littérature indiquent que la vitesse relative des bulles par rapport au liquide diminue jusqu'à des taux de vide plus importants que la valeur critique obtenue ici (Magaud et al., 2001; Garnier et al., 2002; Guet et al., 2004). Ces résultats possèdent le point commun d'avoir été obtenus pour un diamètre moyen de bulles constant et inférieur à 5–6 mm. Dans le cas d'une dispersion eau pure/air, pour $d_b \leq 7$ mm, les mesures n'ont pas pu être réalisées avec notre configuration d'injection. En effet, rares sont les distributeurs qui forment des bulles aussi petites à des taux de vide supérieurs à 15 %. Toutefois, la mise en commun de tous ces résultats révèle que pour $d_b \leq 7$ mm, la vitesse relative décroît quel que soit le taux de vide (dans la gamme de fonctionnement des colonnes à bulles, c'est-à-dire tant que $\alpha_{loc} < 30 - 40$ %), alors que pour $d_b > 7$ mm, elle décroît jusqu'à $\alpha_{crit} = 15$ % et croît au-delà.

L'augmentation de vitesse relative a été obtenue pour $d_b > 7$ mm et $\alpha_{loc} > 15$ %. Elle est généralement attribuée à l'aspiration des bulles dans les sillages d'autres bulles (Kendoush et al., 2004; Vassalo et Kumar, 1999; Sankaranarayanan et al., 2002; Ishii et Zuber, 1979; Krishna et al., 1999; Okawa et al., 1999). En effet, la modification dynamique du champ des pressions par l'extension des sillages des grosses bulles entraîne l'aspiration d'autres bulles. Nous avons ainsi pu mesurer une vitesse relative qui atteint le triple de la valeur de la vitesse terminale ascensionnelle de bulles de même taille. De manière originale, nous avons, à partir de nos mesures expérimentales, déterminé une corrélation décrivant l'évolution du coefficient de traînée avec le taux de vide local (équation 6.9).

L'influence de cette corrélation sur la qualité des résultats obtenus par des simulations numériques d'une colonne à bulles plane complètement aérée a pu être testée dans la troisième partie de ce mémoire. L'intérêt de cette configuration repose sur le fait que dans une colonne pleinement aérée, l'écoulement qui se développe est plus complexe que celui d'une colonne partiellement aérée. Nous pouvons notamment rappeler l'existence des régimes de fonctionnement (homogène, de transition et hétérogène) dans une colonne pleinement aérée, ce qui n'est pas le cas pour une colonne partiellement aérée qui fonctionne en régime hétérogène, quel que soit le débit de gaz. Par conséquent, son hydrodynamique est numériquement plus difficile à prédire. Dans notre étude numérique, deux approches de mécanique des fluides numérique ont été retenues : l'approche Euler–Euler et l'approche Euler–Lagrange. Globalement, les résultats obtenus par les deux approches sont comparables. Nous pouvons notamment rappeler la difficulté de décrire avec précision les profils de vitesse moyenne de liquide, axiale ou radiale. En effet, afin d'obtenir des résultats en

accord avec l'expérience, une étape préliminaire de détermination des termes de fermeture est nécessaire. Elle permet en outre de fixer les coefficients des forces d'interaction qui mènent aux résultats numériques les plus proches des résultats expérimentaux. Cependant, cette étude préliminaire conduit à des coefficients dont l'influence n'est pas encore bien comprise. Par exemple, dans l'approche Eulérienne, comprendre pourquoi l'implantation de la force de masse ajoutée stabilise les calculs reste un challenge. Le même problème a été rencontré avec le coefficient de portance qui conduit systématiquement à la divergence s'il est négatif, alors qu'il a été montré expérimentalement que sa valeur le devenait pour les grosses bulles (Tomiyama et al., 2002). L'étude Lagrangienne a montré que le choix de coefficients de forces de portance et de masse ajoutée issus de mesures expérimentales améliorerait sensiblement la qualité des résultats. La prise en compte de plusieurs classes de bulles a également mené à des résultats numériques plus proches de l'expérience. Cependant, cette considération n'a été rendue possible que grâce aux bilans de population obtenus numériquement par Olmos (2002). Ainsi, les simulations Lagrangiennes devraient, dans le futur, être couplées à des bilans de population basés sur des lois de coalescence et de rupture des bulles afin de reproduire les résultats expérimentaux.

Pour les deux approches, il a été mis en évidence que la description numérique de la transition entre les régimes homogène et hétérogène est possible avec une seule population de bulles grâce à la corrélation de traînée déterminée expérimentalement. Ce point est important car il n'avait, à notre connaissance, jamais été montré. Toutefois, pour une géométrie et une distribution de gaz données, il n'est pas encore possible, avec la connaissance actuelle des phénomènes qui régissent les interactions entre bulles et entre les bulles et le liquide, de pouvoir prédire avec précision l'hydrodynamique d'un écoulement en colonne à bulles. Même si l'accord entre résultats numériques et expérimentaux est acceptable pour les grandeurs moyennes telles que la vitesse de liquide ou le taux de vide global, il pourrait toutefois être amélioré par différentes méthodes ou techniques exposées dans les perspectives suivantes.

Perspectives

Perspectives expérimentales

D'un point de vue expérimental, l'amélioration des techniques de mesure en écoulement gaz-liquide reste, pour les équipes de recherche concernées, une priorité qui devrait permettre une meilleure compréhension des phénomènes complexes qui régissent le comportement d'une colonne à bulles. Dans notre étude expérimentale, nous avons supposé que la sonde optique et la vélocimétrie laser Doppler étaient des techniques de mesure fiables, mais les résultats obtenus pour une forte présence de bulles restent encore délicats à valider. De plus, la sonde optique est un outil permettant la caractérisation de la phase gazeuse, et notamment sa vitesse, lorsque toutes les bulles ont le même mouvement, ascendant ou descendant, ce qui est rarement le cas dans les colonnes à bulles *traditionnelles*, fermées au liquide. Une des méthodes expérimentales permettant une détermination fine des propriétés des bulles reste à l'heure actuelle la vidéo numérique rapide, mais elle est restreinte aux très faibles taux de vide en raison d'une grande sensibilité à l'opacité du système. Le même type de problème est rencontré lors de l'utilisation de sources laser (Phase Doppler Anemometry) pour la détermination des caractéristiques de la phase gazeuse (Durst et Zaré, 1975). La miniaturisation et le développement de micro-technologies apporteront peut-être une solution à ce problème par la conception de caméras miniatures qui pourraient être placées au coeur de l'écoulement. Quant à l'utilisation de la vélocimétrie laser Doppler dans les écoulements à forts taux de vide, des astuces expérimentales telles que le réglage des seuils ou l'utilisation de filtres, pourraient permettre de valider les caractéristiques de la phase liquide, par comparaison avec d'autres techniques plus fiables, telles que la vélocimétrie à fil chaud ou la méthode de traçage par particules radioactives (Devanathan et al., 1990; Dudukovic, 2002).

Concernant le mouvement collectif des bulles en essaim, d'autres mesures devraient permettre d'élargir les résultats obtenus ici. Les principaux points à éclaircir restent le comportement de petites bulles ($d_b < 7$ mm) placées dans un écoulement à forts taux de vide. Pour ce faire, la conception d'un distributeur constitué d'un nombre très important de capillaires (environ 300) devra être réalisée. L'influence de la géométrie de la colonne et de la turbulence de la phase liquide sur les résultats obtenus est également un point crucial pour une meilleure compréhension des comportements observés.

La compréhension de ces phénomènes, au-delà de leurs applications dans le domaine des écoulements gaz-liquide, pourra être étendue à d'autres secteurs, tels que les écoulements

diphases au travers de milieu poreux (Iliuta et al., 2003) ou les écoulements gaz–liquide–solide dans lesquels les interactions entre les phases gazeuse et liquide sont primordiales.

Perspectives numériques

Le développement actuel des méthodes de simulation numérique directe des écoulements à bulles (Volume Of Fluid, Capture d’Interface, Lattice Boltzmann...) devraient aussi contribuer, dans un futur proche, à l’éclaircissement des phénomènes d’interactions entre bulles. Ces techniques de calcul permettent, par rapport à des techniques expérimentales, l’accès à toutes les données physiques de l’écoulement et sont plus simples à mettre en œuvre qu’un nouveau pilote de laboratoire. Elles sont encore au stade de développement dans les laboratoires et limitées à de faibles nombres de bulles, mais étant donné l’augmentation des puissances de calcul, la simulation d’un nombre plus conséquent de bulles devrait, dans un futur proche, devenir possible. Ces méthodes de simulation permettront en outre d’obtenir les termes de fermeture nécessaires à d’autres approches, dans lesquelles des modèles sont utilisés, et qui permettent déjà la simulation de colonnes à bulles (approches Eulérienne et Lagrangienne). Cette approche multi-échelles a déjà montré son intérêt (Dijkhuizen et al., 2005; Van Der Hoef et al., 2004; Kawamura, 2002).

Comme nous l’avons montré, la prédiction de l’hydrodynamique d’une colonne à bulles, par des approches de type Euler–Euler ou Euler–Lagrange, reste encore délicate. Il est en effet encore difficile de choisir a priori un modèle de turbulence ou un terme d’interaction. Il est donc important de mieux quantifier la contribution respective des différents termes des équations de Navier–Stokes. Ainsi, les instabilités numériques pourront probablement être mieux contrôlées et le choix de la modélisation des termes prépondérants approfondie. Cette étude, même si elle peut sembler fastidieuse, pourrait permettre à terme de gagner un temps précieux de calcul par rapport aux calculs actuels, notamment pour l’approche Lagrangienne, qui, selon la vitesse superficielle de gaz fixée, peuvent nécessiter plus d’un mois pour simuler 200 s d’écoulement. Des efforts importants doivent par conséquent continuer à être fournis, car même si de nombreuses publications scientifiques paraissent chaque année sur la simulation numérique des écoulements gaz–liquide, de nombreuses autres études semblent encore nécessaires pour parfaire notre compréhension des phénomènes.

Grâce à davantage de recherche, le dimensionnement de réacteurs chimiques basé sur la simulation numérique, devrait devenir une réalité dans les années à venir.

Bibliographie

- About-El-Assan, M. E. (1982). A generalized bubble rise velocity correlation. *Chemical Engineering Communications* 22, 243–250.
- Arnold, G. S., A. Drew, et R. T. Lahey (1989). Derivation of constitutive equations for interfacial forces and Reynolds stress for a suspension of spheres using ensemble averaging. *Chemical Engineering Communications* 86, 43–54.
- Auton, T. R. (1987). The lift force on a spherical body in a rotational flow. *Journal of Fluid Mechanics* 183, 199–218.
- Barrios, G., R. Rechtman, J. Rojas, et R. Tovar (2005). The lattice Boltzmann equation for natural convection in a two-dimensional cavity with a partially heated wall. *Journal of Fluid Mechanics* 522, 91–100.
- Becker, S., A. Sokolichin, et G. Eigenberger (1994). Gas–liquid flow in bubble columns and loop reactors: Part II. Comparison of detailed experiments and flow simulations. *Chemical Engineering Science* 49, 5747–5762.
- Behzadi, A., R. I. Issa, et H. Rusche (2004). Modelling of dispersed bubble and droplet flow at high phase fractions. *Chemical Engineering Science* 59, 759–770.
- Bertola, F., G. Baldi, D. Marchisio, et M. Vanni (2004). Momentum transfer in a swarm of bubbles: estimates from fluid-dynamic simulations. *Chemical Engineering Science* 59, 5209–5215.
- Bhole, M. R. et J. B. Joshi (2005). Stability analysis of bubble columns: prediction for regime transition. *Chemical Engineering Science* 60, 4493–4507.
- Boisson, N. et M. R. Malin (1996). Numerical prediction of two-phase flow in bubble columns. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 23, 1289–1310.
- Borchers, O., C. Busch, A. Sokolichin, et G. Eigenberger (1999). Applicability of the standard k - ϵ turbulence model to the dynamic simulation of bubble columns. Part II: Comparison of detailed experiments and flow simulations. *Chemical Engineering Science* 54, 5927–5935.
- Bridge, A. G., L. Lapidus, et J. C. Elgin (1964). The mechanics of vertical gas–liquid fluidized system. Part I: countercurrent flow. *AIChE Journal* 10 (6), 819–826.

- Bröring, S., J. Fischer, T. Korte, S. Sollinger, et A. Lübbert (1991). Flow structure of the dispersed gas phase in real multiphase chemical reactors investigated by a new ultrasound–Doppler technique. *The Canadian Journal of Chemical Engineering* 69, 1247–1256.
- Bunner, B. et G. Tryggvason (1999). Direct numerical simulations of three-dimensional bubbly flows. *Physics of Fluids* 11 (8), 1967–1969.
- Buwa, V. V. et V. V. Ranade (2002). Dynamics of gas-liquid flow in a rectangular bubble column : experiments and single/multi-group CFD simulations. *Chemical Engineering Science* 57, 4715–4736.
- Buwa, V. V. et V. V. Ranade (2003). Mixing in bubble column reactors : role of unsteady flow structures. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 402–411.
- Campos, F. B. et P. L. C. Lage (2003). A numerical method for solving the transient multidimensional population equation using an Euler-Lagrange formulation. *Chemical Engineering Science* 58, 2725–2744.
- Chaumat, H., A. M. Billet-Duquenne, F. Augier, C. Mathieu, et H. Delmas (2005). Application of the double optic probe technique to distorted tumbling bubbles in aqueous or organic liquid. *Chemical Engineering Science* 60, 6134–6145.
- Chen, C. et L. S. Fan (2004). Discrete simulation of gas–liquid bubble columns and gas–liquid–solid fluidized beds. *AIChE Journal* 50 (2), 288–301.
- Chen, R., J. Reese, et L. Fan (1994). Flow structure in a three–dimensional bubble column and three–phase fluidized bed. *AIChE Journal* 40 (7), 1093–1104.
- Clift, R., J. R. Grace, et M. E. Weber (1978). *Bubbles, drops and particles*. Academic Press.
- Daly, J. G., S. A. Patel, et D. B. Bukur (1992). Measurements of gas holdups and Sauter mean bubble diameters in bubble column reactors by dynamic gas disengagement method. *Chemical Engineering Science* 47 (13–14), 3647–3654.
- Darmana, D., N. G. Deen, et J. A. M. Kuipers (2005). Detailed modeling of hydrodynamics, mass transfer and chemical reactions in a bubble column using a discrete bubble model. *Chemical Engineering Science* 60 (12), 3383–3404.
- Davies, R. M. et G. I. Taylor (1950). The mechanics of large bubbles rising through extended liquids and through liquid in tubes. *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 200, 375–390.
- Davis, R. H. et A. Acrivos (1985). Sedimentation of noncolloidal particles at low Reynolds numbers. *Annual Review of Fluid Mechanics* 17, 91–118.
- De Vries, A. W. G. (2001). Path and wake of a rising bubble. Technical report, Proefschrift.

- Deckwer, W. D. (1992). *Bubble Columns Reactors*. Eds. Wiley.
- Deen, N. G., M. Van Sint Annaland, et J. A. M. Kuipers (2004). Multi-scale modeling of dispersed gas-liquid two-phase flow. *Chemical Engineering Science* 59, 1853–1861.
- Delnoij, E., J. A. M. Kuipers, et W. P. M. Van Swaaij (1997a). Computational fluid dynamics applied to gas-liquid contactors. *Chemical Engineering Science* 52 (21/22), 3623–3638.
- Delnoij, E., J. A. M. Kuipers, et W. P. M. Van Swaaij (1999). A three-dimensional CFD model for gas-liquid bubble columns. *Chemical Engineering Science* 54, 2217–2226.
- Delnoij, E., F. A. Lammers, J. A. M. Kuipers, et W. P. M. Van Swaaij (1997b). Dynamic simulation of dispersed gas-liquid two-phase flow using a discrete bubble model. *Chemical Engineering Science* 52 (9), 1429–1458.
- Devanathan, N., D. Moslemian, et M. Dudukovic (1990). Flow mapping in bubble columns using CARPT. *Chemical Engineering Science* 45 (8), 2285–2291.
- Dhotre, M. T., K. Ekambara, et J. B. Joshi (2004). CFD simulation of sparger design and height to diameter ratio on gas hold-up profiles in bubble column reactors. *Experimental Thermal and Fluid Science* 28, 407–421.
- Di Felice, R. (1999). The sedimentation velocity of dilute suspensions of nearly monosized spheres. *International Journal of Multiphase Flow* 25, 559–574.
- Di Felice, R. et P. Pagliai (2003). Interaction of a sphere with a suspension of other spheres. *AIChE Journal* 49 (12), 3270–3274.
- Dijkhuizen, W., E. I. V. Van Den Hengel, N. G. Deen, M. Van Sint Annaland, et J. A. M. Kuipers (2005). Numerical investigation of closures for interface forces acting on single air-bubbles in water using Volume of Fluid and Front Tracking methods. *Chemical Engineering Science* 60 (22), 6169–6175.
- Drahoš, J., J. Zahradnik, F. Bradka, et M. Puncochar (1992). Fractal behaviour of pressure fluctuations in a bubble column. *Chemical Engineering Science* 47, 4069–4075.
- Drahoš, J., J. Zahradnik, M. Puncochar, M. Fialova, et F. Bradka (1991). Effect of operating conditions on the characterization of pressure fluctuations in a bubble column. *Chemical Engineering and Processing* 29, 107–115.
- Dudukovic, M. (2002). Opaque multiphase flows: experiments and modeling. *Experimental Thermal and Fluid Science* 26, 747–761.
- Duineveld, P. C. (1994). *Bouncing and coalescence of two bubbles in water*. Rapport de thèse, University of Twente.
- Durst, F., D. Milojevic, et B. Schönung (1984). Eulerian and Lagrangian predictions

- of particulate two-phase flows: a numerical study. *Applied Mathematical Modelling* 8, 101–115.
- Durst, F. et M. Zaré (1975). Laser doppler measurements in two-phase flows. In *Proceedings of the LDA symposium, Copenhagen, Denmark*.
- Ellingsen, K. et F. Risso (1998). Measurements of the flow field induced by the motion of a single bubble. *Third International Conference on Multiphase Flow*, Lyon, France.
- Ellingsen, K., F. Risso, V. Roig, et C. Suzanne (1997). Improvements of liquid velocity measurements in bubbly flows by comparison of simultaneous hot-film and laser-Doppler anemometry signals. *ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting FEDSM97-3529*.
- Gal-Or, B. et S. Waslo (1968). Hydrodynamics of an ensemble of drops (or bubbles) in the presence or absence of surfactants. *Chemical Engineering Science* 23, 1431–1446.
- Garnier, C., M. Lance, et J. L. Marié (2002). Measurement of local flow characteristics in buoyancy-driven bubbly flow at high void fraction. *Experimental Thermal and Fluid Science* 26, 811–815.
- Gosman, A. D. et S. I. Ioannides (1981). Aspects of computer simulation of liquid-fuelled combustors. *AIAA Press*, Technical Paper 81-0323.
- Grienberger, J. et H. Hofmann (1992). Investigations and modelling of bubble columns. *Chemical Engineering Science* 47 (9-11), 2215–2220.
- Griffith, P. et G. B. Wallis (1961). Two phase slug flow. *Transactions of the ASME Journal of Heat Transfer* 83, 307–320.
- Groen, J. S., R. F. Mudde, et H. E. A. Van Den Akker (1999). On the application of LDA to bubbly flow in the wobbling regime. *Experiments in Fluids* 27, 435–449.
- Groen, J. S., R. C. Oldeman, R. F. Mudde, et H. E. A. Van Den Akker (1996). Coherent structures and axial dispersion in bubble column reactors. *Chemical Engineering Science* 51 (10), 2511–2520.
- Guet, S., S. Luther, et G. Ooms (2005). Bubble shape and orientation determination with a four-point optical fibre probe. *Experimental Thermal and Fluid Science* 29 (7), 803–812.
- Guet, S., G. Ooms, R. V. A. Oliemans, et R. F. Mudde (2004). Bubble size effect on low liquid input drift-flux parameters. *Chemical Engineering Science* 59, 3315–3329.
- Guet, S., H. R. E. Van Maanen, et R. F. Mudde (8-11 July 2002). Feasibility of LDA measurements in high void fraction bubbly flow. In *Proceeding of the 11th Symposium on Application of Laser Technique to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal*.
- Göz, M. F., S. Lain, et M. Sommerfeld (2004). Study of the numerical instabilities in La-

- grangian tracking of bubbles and particles in two-phase flow. *Computers and Chemical Engineering* 28, 2727–2733.
- Hadamard, J. (1911). Mouvement permanent lent d'une sphère liquide et visqueuse dans un liquide visqueux. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences Paris* 152, 1735–1738.
- Hagesaether, L., H. A. Jakobsen, et H. F. Svendsen (2002). Modeling of the dispersed-phase size distribution in bubble columns. *Industrial and Engineering Chemistry Research* 41, 2560–2570.
- Harteveld, W. K., R. F. Mudde, et H. E. A. Van Den Akker (2003). Dynamics of a bubble column: influence of gas distribution on coherent structures. *The Canadian Journal of Chemical Engineering* 81, 389–394.
- Házi, G., A. R. Imre, G. Mayer, et I. Farkas (2002). Lattice Boltzmann methods for two-phase flow modelling. *Annals of Nuclear Energy* 29, 1421–1453.
- Homsy, G., M. El-Kaissy, et A. Didwania (1980). Instability waves and the origin of bubbles in fluidized beds: II. Comparison of theory with experiments. *International Journal of Multiphase Flow* 6, 305–318.
- Hong, M., A. Cartellier, et E. J. Hopfinger (2004). Characterization of phase detection optical probes for the measurement of the dispersed phase parameters in sprays. *International Journal of Multiphase Flow* 30 (6), 615–648.
- Iliuta, I., M. Fourar, et F. Larachi (2003). Hydrodynamic model for horizontal two-phase flow through porous media. *The Canadian Journal of Chemical Engineering* 81, 957–962.
- Inamuro, T., T. Ogata, et F. Ogino (2004). Numerical simulation of bubble flows by the lattice Boltzmann method. *Future Generation Computer Systems* 20 (6), 959–964.
- Inamuro, T., T. Ogata, S. Tajima, et N. Konishi (2002). A lattice Boltzmann method for incompressible two-phase flows with large density differences. *Journal of Computational Physics* 188 (2), 628–644.
- Ishii, M. et N. Zuber (1979). Drag coefficient, and relative velocity in bubbly, droplet and particulate flows. *AIChE Journal* 25 (5), 843–855.
- Issa, R. (1986). Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. *Journal of Computational Physics* 62, 40–65.
- Jakobsen, H. A. (2001). Phase distribution phenomena in two-phase bubble column reactors. *Chemical Engineering Science* 56, 1049–1056.
- Jakobsen, H. A., B. H. Sannaes, S. Grevskott, et H. F. Svendsen (1997). Modeling of vertical bubble-driven flows. *Industrial and Engineering Chemistry Research* 36, 4052–4074.

- Jamialahmadi, M., C. Branch, et H. Müller-Steinhagen (1994). Terminal bubble rise velocity in liquids. *Transaction of the Institution of Chemical Engineers* 72 (A), 119–122.
- Jamialahmadi, M. et H. Müller-Steinhagen (1992). Effect of alcohol, organic acid and potassium chloride concentration on bubble size, bubble rise velocity and gas hold-up in bubble columns. *The Chemical Engineering Journal* 50, 47–56.
- Joseph, D. D. (2003). Rise velocity of a spherical cap bubble. *Journal of Fluid Mechanics* 488, 213–223.
- Joseph, D. D., A. F. Fortes, T. S. Lundgreen, et P. Singh (1987). Nonlinear mechanics of fluidization of beds of spheres, cylinders and disks in water. In *Advances in Multiphase Flow and Related Problems*. Ed. G. Papanicolau.
- Karamanev, D. G. et L. N. Nikolov (1992). Free rising spheres do not obey Newton's law for free settling. *AIChE Journal* 38 (11), 1843–1846.
- Karamanev, D. J. (1994). Rise of gas bubbles in quiescent liquids. *AIChE Journal* 40 (8), 1418–1421.
- Kashinsky, O. N. et L. S. Timkin (1999). Slip velocity measurements in an upward bubbly flow by combined LDA and electrodiffusional techniques. *Experiments in Fluids* 26, 305–314.
- Kataoka, I. et A. Serizawa (1989). Basic equations of turbulence in gas-liquid two-phase flow. *International Journal of Multiphase Flow* 15 (5), 843–855.
- Kawamura, T. an Kodama, Y. (2002). Numerical simulation method to resolve interactions between bubbles and turbulence. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 23, 627–638.
- Kendoush, A. A. (2001). Hydrodynamic model for bubbles in a swarm. *Chemical Engineering Science* 56, 235–238.
- Kendoush, A. A., T. J. Mohammed, B. A. Abid, et M. S. Hameed (2004). Investigation of the hydrodynamic interaction in bubbly two-phase flow. *Chemical Engineering and Processing* 43, 23–33.
- Kiambi, S. L. (2003). *Analyse métrologique de la sonde optique double : interaction sonde-bulle et application en gazosiphon*. Rapport de thèse, Institut National Polytechnique de Toulouse.
- Kiambi, S. L., A. M. Duquenne, J. B. Dupont, C. Colin, F. Risso, et H. Delmas (2003). Measurements of bubble characteristics : comparison between double optical probe and imaging. *The Canadian Journal of Chemical Engineering* 81, 764–770.
- Komasawa, J., T. Otake, et M. Kamojima (1980). Wake behavior and its effect on inte-

- reaction between spherical-cap bubbles. *Journal of Chemical Engineering of Japan* 13, 103–109.
- Krepper, E., D. Lucas, et H. M. Prasser (2005). On the modelling of bubbly flow in vertical pipes. *Nuclear Engineering and Design* 235 (5), 597–611.
- Krishna, R. et J. Ellenberger (1996). Gas holdup in bubble column reactors operating in the churn-turbulent flow regime. *AIChE Journal* 42 (9), 2627–2634.
- Krishna, R., J. Ellenberger, et C. Maretto (1999). Flow regime transition in bubble columns. *International Communications in Heat and Mass Transfer* 26 (4), 467–475.
- Krishna, R., M. I. Urseanu, J. M. Van Baten, et J. Ellenberger (1999). Rise velocity of a swarm of large gas bubbles in liquids. *Chemical Engineering Science* 54, 171–183.
- Krishna, R. et J. M. Van Baten (2001). Scaling up bubble column reactors with the aid of CFD. *Transaction of the Institution of Chemical Engineers* 79 (A), 283–309.
- Kulkarni, A. A., J. B. Joshi, V. R. Kumar, et B. D. Kulkarni (2001). Simultaneous measurements of hold-up profiles and interfacial area using LDA in bubble columns: predictions by multiresolution analysis and comparison with experiments. *Chemical Engineering Science* 56, 6437–6445.
- Kulkarni, A. A., J. B. Joshi, et D. Ramkrishna (2004). Determination of bubble size distributions in bubble columns using LDA. *AIChE Journal* 50 (12), 3068–3084.
- Kurul, N. et M. Podowski (1991). Multi-dimensional effects in sub-cooled boiling. In *International Heat Transfer Conference, Jerusalem*.
- Lahey, R., M. Lopez de Bertodano, et O. Jones (1993). Phase distribution in complex geometry ducts. *Nuclear Engineering and Design* 141, 177–201.
- Lain, S., D. Bröder, et M. Sommerfeld (1999). Experimental and numerical studies of the hydrodynamics in a bubble column. *Chemical Engineering Science* 54, 4913–4920.
- Lain, S., D. Bröder, M. Sommerfeld, et M. F. Göz (2002). Modelling hydrodynamics and turbulence in a bubble column using the Euler-Lagrange procedure. *International Journal of Multiphase Flow* 28, 1381–1407.
- Lakehal, D., M. Meier, et M. Fulgosi (2002). Interface tracking towards the direct simulation of heat and mass transfer in multiphase flows. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 23, 242–257.
- Lance, M. et J. Bataille (1991). Turbulence in the liquid phase of a uniform bubbly air-water flow. *Journal of Fluid Mechanics* 222, 95–118.
- Lapin, A. et A. Lübbert (1994). Numerical simulation of the dynamics of two-phase gas-liquid flows in bubble columns. *Chemical Engineering Science* 49, 3661–3674.

- Lapin, A., T. Paaschen, K. Junghans, et A. Lübbert (2002). Bubble column fluid dynamics, flow structures in slender columns with large-diameter ring-spargers. *Chemical Engineering Science* 57, 1419–1424.
- Larue De Tournemine, A. (2001). *Étude expérimentale de l'effet du taux de vide en écoulements diphasiques à bulles*. Rapport de thèse, Institut National Polytechnique de Toulouse.
- Legendre, D. et J. Magnaudet (1998). The lift force on a spherical bubble in a viscous linear shear flow. *Journal of Fluid Mechanics* 368, 81–126.
- Legendre, D., J. Magnaudet, et G. Mougin (2003). Hydrodynamic interactions between two spherical bubbles rising side by side in a viscous liquid. *Journal of Fluid Mechanics* 497, 133–166.
- Lehr, F., M. Millies, et D. Mewes (2002). Bubble-size distributions and flow fields in bubble columns. *AIChE Journal* 48 (11), 2426–2443.
- León-Becerril, E. (2001). *Analyse de stabilité et simulation numérique des colonnes à bulles*. Rapport de thèse, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse.
- León-Becerril, E., A. Cockx, et A. Liné (2002). Effect of bubble deformation on stability and mixing in bubble columns. *Chemical Engineering Science* 57, 3283–3297.
- Lockett, M. J. et R. D. Kirkpatrick (1975). Ideal bubbly flow and actual flow in bubble columns. *Transaction of the Institution of Chemical Engineers* 53, 267–273.
- Lopez De Bertorado, M., R. T. Lahey, et O. C. Jones (1994). Development of a $k-\varepsilon$ model for bubble two-phase flow. *Transaction of the ASME Journal of Fluids Engineering* 116, 128–134.
- Lucas, D., H. M. Prasser, et A. Manera (2005). Influence of the lift force on the stability of a bubble column. *Chemical Engineering Science* 60, 3606–3619.
- Lunde, K. et R. Perkins (1998). Shape oscillations of rising bubbles. *Applied Scientific Research* 58, 387–408.
- Luther, S., J. Rensen, et S. Guet (2004). Bubble aspect ratio and velocity measurement using a four-point fiber-optical probe. *Experiments in Fluids* 2 36, 326–333.
- Magaud, F., M. Souhar, G. Wild, et N. Boisson (2001). Experimental study of bubble column hydrodynamics. *Chemical Engineering Science* 56, 4597–4607.
- Magnaudet, J. (1997). The forces acting on bubbles and rigid particles. *ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*.
- Magnaudet, J. et I. Eames (2000). The motion of high-Reynolds-number bubbles in inhomogeneous flows. *Annual Review of Fluid Mechanics* 32, 659–708.

- Magnaudet, J. et D. Legendre (1998). Some aspects of the lift force on a spherical bubble. *Applied Scientific Research* 58, 441–461.
- Mainland, M. E. et J. R. Welty (1995). Use of optical probes to characterize bubble behavior in gas–solid fluidized beds. *AIChE Journal* 41 (2), 223–228.
- Maneri, C. C. et P. F. Vassallo (2003). Dynamics of bubbles rising in finite and infinite media. *4th ASME–JSME Joints Fluids Engineering Conference*, Honolulu, Hawaiï, USA.
- Marrucci, G. (1965). Rising velocity of a swarm of spherical bubbles. *Industrial and Engineering Chemistry Research Fundamentals* 4, 224–225.
- Maxey, M. et J. Riley (1983). Equation of motion for a small rigid sphere in a non–uniform flow. *Physics of Fluids* 26, 883–889.
- Mayinger, F. (2001). *Optical Measurements*. Eds. Feldmann.
- Mei, R., J. F. Klausner, et C. J. Lawrence (1994). A note on the history force on a spherical bubble at finite Reynolds number. *Physics of Fluids* 6, 418–420.
- Mena, P. C., M. C. Ruzicka, F. A. Rocha, J. A. Teixeira, et J. Drahoš (2005). Effect of solids on homogeneous–heterogeneous flow regime transition in bubble columns. *Chemical Engineering Science* 60, 6013–6026.
- Mendelson, H. D. (1967). The prediction of bubbles terminal velocities from wave theory. *AIChE Journal* 13, 250–253.
- Midoux, N. (2002). *Écoulements diphasiques*. Cours 2^{ème} année ENSIC.
- Miyahara, T., N. Haga, et T. Takahashi (1983). Bubble formation from an orifice at high gas flow rates. *International Chemical Engineering* 23 (3), 524–531.
- Miyahara, T. et T. Takahashi (1985). Drag coefficient of a single bubble rising through a quiescent liquid. *International Chemical Engineering* 25 (1), 146–148.
- Miyahara, T., W. Wang, et T. Takahashi (1988). Bubble formation at an orifice in non–newtonian and highly viscous newtonian liquids. *Journal of Chemical Engineering of Japan* 21 (6), 620–626.
- Méndez, C. G., N. Nigro, et A. Cardona (2005). Drag and non-drag forces in numerical simulations of metallurgical ladles. *Journal of Materials Processing Technology* 160 (3), 296–305.
- Moore, D. W. (1959). The rise of a gas bubble in a viscous liquid. *Journal of Fluid Mechanics* 6, 113–130.
- Morchain, J. (2001). Validation of STAR CD CFD code on basic experiments. In *Rapport BRITE*.
- Mouza, A. A., G. K. Dalakoglou, et S. V. Paras (2005). Effect of liquid properties on the

- performance of bubble column reactors with fine pore spargers. *Chemical Engineering Science* 60 (5), 1465–1475.
- Mudde, R. F., J. S. Groen, et H. E. A. Van Den Akker (1997). Liquid velocity field in a bubble column : LDA experiments. *Chemical Engineering Science* 52 (11-12), 4217–4224.
- Mudde, R. F., J. S. Groen, et H. E. A. Van Den Akker (1998). Application of LDA to bubbly flows. *Nuclear Engineering and Design* 184, 329–338.
- Mudde, R. F. et O. Simonin (1999). Two- and three-dimensional simulations of a bubble plume using a two-fluid model. *Chemical Engineering Science* 54, 5061–5069.
- Murzyn, F., D. Mouaze, et J. R. Chaplin (2005). Optical fibre probe measurements of bubbly flow in hydraulic jumps. *International Journal of Multiphase Flow* 31, 141–154.
- Oey, R., R. Mudde, et H. Van Den Akker (2003). Sensitive study on interfacial closure laws in two-fluid bubbly flow simulations. *AIChE Journal* 49 (7), 1621–1636.
- Oğuz, H. N. et A. Prosperetti (1993). Dynamics of bubble growth and detachment from a needle. *Journal of Fluid Mechanics* 257, 111–145.
- Okawa, T., K. Yonada, S. Zhou, et H. Tabata (1999). New interfacial drag force model including effect of bubble wake, (II) Model validation using experimental data of steam–water bubbly flow in large–diameter pipes. *Journal of Nuclear Science and Technology* 36 (11), 1030–1040.
- Olmos, E. (2002). *Étude expérimentale et numérique des écoulements gaz–liquide en colonne à bulles*. Rapport de thèse, Institut National Polytechnique de Lorraine.
- Olmos, E., C. Gentric, et N. Midoux (2003a). Identification of flow regimes in a flat gas–liquid bubble column reactor via wavelet transform. In *6th International Conference on Gas-Liquid and Gas-Liquid-Solid Reactor Engineering (GLS6) in Vancouver, Canada*.
- Olmos, E., C. Gentric, et N. Midoux (2003b). Numerical description of flow regimes transitions in bubble column reactors by a multiple gas phase model. *Chemical Engineering Science* 58, 2113–2121.
- Olmos, E., C. Gentric, C. Vial, G. Wild, et N. Midoux (2001). Numerical simulation of multiphase flow in bubble column reactors. Influence of bubble coalescence and break-up. *Chemical Engineering Science* 56, 6359–6365.
- Pan, Y., M. P. Dudukovic, et M. Chang (1999). Dynamic simulation of bubbly flow in bubble columns. *Chemical Engineering Science* 54, 2481–2489.
- Patankar, S. V. (1980). *Numerical heat transfer and fluid flow*. Hemisphere Publishing Corporation, New York.

- Pauchon, C. et P. Smereka (1992). Momentum interactions in dispersed flow : an averaging and a variational methods. *International Journal of Multiphase Flow* 18 (1), 65–87.
- Peebles, F. N. et H. J. Garber (1953). Studies on the motion of gas bubbles in liquids. *Chemical Engineering Progress* 49, 88–97.
- Pfleger, D. et S. Becker (2001). Modelling and simulation of the dynamic flow behaviour in a bubble column. *Chemical Engineering Science* 56, 1737–1747.
- Pfleger, D., S. Gomes, N. Gilbert, et H. G. Wagner (1999). Hydrodynamic simulations of laboratory scale bubble columns fundamental studies of the Eulerian–Eulerian modelling approach. *Chemical Engineering Science* 54 (21), 5091–5099.
- Poorte, R. E. G. et A. Biesheuvel (2002). Experiments on the motion of gas bubbles in turbulence generated by an active grid. *Journal of Fluid Mechanics* 461, 127–154.
- Prince, M. et H. Blanch (1990). Bubble coalescence and break-up in air-sparged bubble columns. *AIChE Journal* 36, 1485–1499.
- Qi, D. (1999). Lattice–Boltzmann simulations of particles in non-zero–Reynolds–number flows. *Journal of Fluid Mechanics* 385, 41–62.
- Reilly, I. G., D. S. Scott, T. J. W. De Bruijn, et D. MacIntyre (1994). The role of gas phase momentum in determining gas holdup and hydrodynamic flow regimes in bubble column operations. *Canadian Journal of Chemical Engineering* 72, 3–12.
- Ribczynski, W. (1911). On the translatory motion of a fluid sphere in a viscous medium. *Bulletin International de l'Académie des Sciences de Cracovie*, 40–46.
- Richardson, J. F. et W. N. Zaki (1954). Sedimentation and fluidisation : Part I. *Transaction of the Institution of Chemical Engineers* 32, 35–53.
- Rivero, M., J. Magnaudet, et J. Fabre (1991). Quelques résultats nouveaux concernant les forces exercées sur une inclusion sphérique par un écoulement accéléré. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences Paris* 312 (II), 1499–1506.
- Rivkind, V. Y. et G. M. Ryskin (1976). Flow structure in motion of spherical in fluid medium at intermediate Reynolds numbers. *Fluid Dynamics* 11 (5), 5–12.
- Rodrigue, D. (2001a). Drag coefficient – Reynolds number transition for gas bubbles rising steadily in viscous fluids. *The Canadian Journal of Chemical Engineering* 79, 119–123.
- Rodrigue, D. (2001b). Generalized correlation for bubble motion. *AIChE Journal* 47 (1), 39–44.
- Ruzicka, M. C., J. Drahoš, M. Fialová, et N. H. Thomas (2001). Effect of bubble column dimensions on flow regime transition. *Chemical Engineering Science* 56 (21–22), 6117–6124.

- Saboni, A. et S. Alexandrova (2002). Numerical study of the drag on a fluid sphere. *AIChE Journal* 48 (12), 2992–2994.
- Saffman, P. G. (1956). On the rise of small air bubbles in water. *Journal of Fluid Mechanics* 1, 249–275.
- Sankaranarayanan, K., X. Shan, I. G. Kevrekidis, et S. Sundaresan (2002). Analysis of drag and virtual mass forces in bubbly suspensions using an implicit formulation of the lattice Boltzmann method. *Journal of Fluid Mechanics* 452, 61–96.
- Sankaranarayanan, K. et S. Sundaresan (2002). Lift force in bubbly suspensions. *Chemical Engineering Science* 57, 3521–3542.
- Sato, Y. et K. Sekoguchi (1975). Liquid velocity distribution in two-phase bubbly flow. *International Journal of Multiphase Flow* 2, 79–95.
- Schiller, L. et A. Naumann (1933). *VDI Zeit*, Chapter 77, pp. 318.
- Serizawa, A., I. Kataoka, et I. Michiyoshi (1975). Turbulence structure of air–water bubbly flow – II Local properties. *International Journal of Multiphase Flow* 2, 235–246.
- Shah, Y., B. Kelkar, S. Godbole, et W. Deckwer (1982). Design parameters estimation for bubble column reactors. *AIChE Journal* 28, 353–379.
- Sheng, Y. Y. et G. A. Irons (1992). Measurements of the internal structure of gas-liquid plumes. *Metallurgical Transactions B* 23B, 779–788.
- Simonnet, M. (2002). Bulles dans l'écoulement de Taylor–Couette. *Rapport de DEA*.
- Smolianski, A., H. Haario, et P. Luukka (2003). Numerical bubble dynamics. In *Proceedings of European Symposium on Computer Aided Process Engineering ESCAPE-13*.
- Smolianski, A., H. Haario, et P. Luukka (2004). Computational study of bubble dynamics. *Lappeenranta University of Technology, Finland. Research Report 86*.
- Sokolichin, A. et G. Eigenberger (1994). Gas–liquid flow in bubble columns and loop reactors: Part I. Detailed modelling and numerical simulation. *Chemical Engineering Science* 49 (24), 5735–5746.
- Sokolichin, A. et G. Eigenberger (1999). Applicability of the standard $k-\varepsilon$ turbulence model to the dynamic simulation of bubble columns: Part I. Detailed numerical simulations. *Chemical Engineering Science* 54 (13–14), 2273–2284.
- Sokolichin, A., G. Eigenberger, et A. Lapin (2004). Simulation of buoyancy driven bubbly flow: established simplifications and open questions. *AIChE Journal* 50 (1), 24–45.
- Sokolichin, A., G. Eigenberger, A. Lapin, et A. Lübbert (1997). Dynamic numerical simulation of gas-liquid two-phase flows Euler–Euler versus Euler–Lagrange. *Chemical Engineering Science* 52 (4), 611–626.

- Spelt, P. D. M. et A. Bieheusvel (1997). On the motion of gas bubbles in homogeneous isotropic turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* 336, 221–244.
- Spicka, P., M. M. Dias, et J. C. B. Lopes (2001). Gas-liquid flow in a 2D column : comparison between experimental data and CFD modelling. *Chemical Engineering Science* 56, 6367–6383.
- Sriram, K. et R. Mann (1977). Dynamic gas disengagement : a new technique for assessing the behaviour of bubble columns. *Chemical Engineering Science* 32, 571–580.
- Star-CD (2001). *Version 3.15 Methodology*. Eds. CD Adapco Group.
- Stokes, G. G. (1851). On the effect of internal friction of fluids on the motion of pendulum. *Transactions of the Cambridge Philosophical Society* 9, 8–27.
- Sugiyama, K., S. Takagi, et Y. Matsumoto (2001). Multi-scale analysis of bubbly flows. *Computers Methods in Applied Mechanics and Engineering* 191, 689–704.
- Takada, N., M. Misawa, A. Tomiyama, et S. Fujiwara (2000). Numerical simulation of two- and three-dimensional two-phase fluid motion by lattice Boltzmann method. *Computer Physics Communications* 129, 233–246.
- Takagi, S. et Y. Matsumoto (1996). Forces acting on a rising bubble in a quiescent fluid. *Proceedings of the ASME Summer Meeting on Numerical Methods for Multiphase Flow*, San Diego, CA.
- Talvy, S. (2003). *Airlift et colonne à bulles en écoulements gaz-liquide et gaz-liquide-solide*. Rapport de thèse, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse.
- Tang, X. J., G. S. Luo, et J. D. Wang (2005). Optical probe technique for two-phase flow measurements in an extraction column. *AIChE Journal* 51 (5), 1565–1568.
- Thorat, B. N. et J. B. Joshi (2004). Regime transition in bubble columns: experimental and predictions. *Experimental Thermal and Fluid Science* 28, 423–430.
- Tomiyama, A., G. P. Celata, S. Hosokawa, et S. Yoshida (2002). Terminal velocity of single bubbles in surface tension force dominant regime. *International Journal of Multiphase Flow* 28, 1497–1519.
- Tomiyama, A., I. Kataoka, et T. Sakaguchi (1995). Drag coefficients of bubbles (1st report, drag coefficients of a single bubble in a stagnant liquid). *Nippon Kikai Gakkai Ronbunshu B Hen* 61 (587), 2357–2364.
- Tomiyama, A., H. Tamai, I. Žun, et S. Hosokawa (2002). Transverse migration of single bubbles in simple shear flows. *Chemical Engineering Science* 57, 1849–1858.
- Tomiyama, A., I. Žun, Y. Y. Makino, et T. Sakaguchi (1997). A three-dimensional particle tracking method for bubble flow simulation. *Nuclear Engineering and Design* 175, 77–86.

- Tryggvason, G., B. Bunner, A. Esmaeeli, D. Juric, N. Al-Rawahi, W. Tauber, J. Han, S. Nas, et Y. J. Jan (2001). A front-tracking method for the computations of multiphase flow. *Journal of Computational Physics* 169, 708–759.
- Tsuge, H. et S. I. Hibino (1972). The motion of gas bubbles generating from a single orifice submerged in a liquide. *Keio Engineering Reports* 25.
- Tsuge, H. et S. I. Hibino (1977). The onset conditions of oscillatory motion of single gas bubbles rising in various liquids. *Journal of Chemical Engineering of Japan* 10, 66–68.
- Turton, R. et O. Levenspiel (1986). A short note on the drag correlation for spheres. *Powder Technology* 47, 83–86.
- Unverdi, S. O. et G. Tryggvason (1992). A front tracking method for viscous incompressible flows. *Journal of Computational Physics* 100, 25–37.
- Van Der Hoef, M. A., R. Beetstra, et J. A. M. Kuipers (2005). Lattice-Boltzmann simulations of low-Reynolds-number flow past mono- and bidisperse arrays of spheres: results for the permeability and drag force. *Journal of Fluid Mechanics* 528, 233–254.
- Van Der Hoef, M. A., M. Van Sint Annaland, et J. A. M. Kuipers (2004). Computational fluid dynamics for dense gas-solid fluidized beds: a multi-scale modeling strategy. *Chemical Engineering Science* 59, 5157–5165.
- Van Sint Annaland, M., N. G. Deen, et J. A. M. Kuipers (2005). Numerical simulation of gas bubbles behaviour using a three-dimensional Volume Of Fluid method. *Chemical Engineering Science* 60, 2999–3011.
- Van Wachem, B. G. M. et J. C. Schouten (2002). Experimental validation of 3-D Lagrangian VOF model: bubble shape and rise velocity. *AIChE Journal* 48 (12), 2744–2753.
- Van Wijngaarden, L. (1991). *Bubble deformation in bubbly liquids and its effect on the stability of voidage waves*. Eds. Miloh T.
- Vassalo, P. F. et R. Kumar (1999). Liquid and gas velocity measurements using LDV in air-water duct flow. *Chemical Engineering Science* 19, 85–92.
- Versteeg, H. et W. Malalasekera (1995). *An introduction to Computational Fluid Dynamics – The finite volume method*. Eds. Pearson.
- Vial, C., E. Camarasa, S. Poncin, G. Wild, N. Midoux, et J. Bouillard (2001). Study of hydrodynamic behaviour in bubble columns and external loop airlift reactors through analysis of pressure fluctuations. *Chemical Engineering Science* 55, 2957–2973.
- Vial, C., R. Lainé, S. Poncin, N. Midoux, et G. Wild (2001). Influence of gas distribution and regime transitions on liquid velocity and turbulence in a 3-D bubble column. *Chemical Engineering Science* 56, 1085–1093.
- Vial, C., S. Poncin, G. Wild, et N. Midoux (2001). A simple method for regime iden-

- tification and flow characterisation in bubble columns and airlift reactors. *Chemical Engineering and Processing* 40 (2), 135–151.
- Wallis, G. (1969). *One dimensional two-phase flow*. Eds. McGraw–Hill, New-York.
- Wang, T., J. Wang, et Y. Jin (2005). Theoretical prediction of flow regime transition in bubble columns by the population balance model. *Chemical Engineering Science* 60, 6199–6209.
- Wilkinson, P. M., A. P. Spek, et L. L. Van Dierendonck (1992). Design parameters estimation for scale-up of high-pressure bubble columns. *AIChE Journal* 38, 544–554.
- Wörner, M. (2003). *A compact introduction to the numerical modeling of multiphase flows*. Wissenschaftliche Berichte – Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe.
- Yeh, Y. et H. Cummins (1964). Localised fluid flows measurements with a He–Ne laser spectrometer. *Applied Physics Letters* 4, 176–178.
- Zahradnik, J., M. Fialova, M. Ruzicka, J. Drahoš, F. Kastanek, et N. H. Thomas (1997). Duality of the gas-liquid flow regimes in bubble column reactors. *Chemical Engineering Science* 52 (21-22), 3811–3826.
- Zaruba, A., E. Krepper, H. M. Prasser, et N. Reddy Vanga (2005). Experimental study on bubble motion in a rectangular bubble column using high-speed video observations. *Flow Measurement and Instrumentation* 16 (5), 277–287.
- Zboray, R. et F. De Cachard (2005). Simulating large-scale bubble plumes using various closure and two-phase turbulence models. *Nuclear Engineering and Design* 235, 867–884.
- Zenit, R., D. L. Koch, et A. Sangani (2001). Measurements of the average properties of a suspension of bubbles rising in a vertical channel. *Journal of Fluid Mechanics* 429, 307–342.
- Zhang, J. et L. S. Fan (2003). On the rise velocity of an interactive bubble in liquids. *Chemical Engineering Journal* 92 (1-3), 169–176.
- Zuber, N. et J. A. Findlay (1965). Average volumetric concentration in two-phase flow systems. *International Journal of Heat Transfer* 87 (C), 453–468.

Annexes

Annexe 1 – Principales corrélations de vitesse terminale ascensionnelle d’une particule isolée en milieu infini

Vitesse terminale ascensionnelle d’une bulle unique

Nous allons présenter dans cet annexe une liste des corrélations donnant soit le coefficient de traînée, soit la vitesse d’une bulle unique dans un milieu infini, ainsi que leurs conditions d’application. Ces dernières seront laissées volontairement sous la forme de C_D ou V_∞ , selon le choix de l’auteur cité, tout en se remémorant qu’il est aisé de passer d’une formulation à l’autre selon (voir chapitre 1) :

$$C_D = \frac{4}{3} \frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_l} \frac{g d_b}{V_\infty^2} \quad (9.2)$$

Remarque :

Vu le nombre important de variables dans les diverses corrélations qui vont suivre, et étant donné qu’elles ne sont utilisées que dans cet annexe, elles seront définies lors de leur utilisation et ne seront pas reportées dans la nomenclature générale de ce mémoire.

▷ RODRIGUE (2001B)

$$V = \frac{aF^b}{1 + cF^d} \quad (9.3)$$

avec :

$$V = V_\infty \left(\frac{d_b^2 \rho_l^2}{\sigma \mu_l} \right)^{1/3} = (We \cdot Re)^{1/3} \quad (\text{Nombre de vitesse}) \quad (9.4)$$

$$F = g \left(\frac{d_b^8 \rho_l^5}{\sigma \mu_l^4} \right)^{1/3} = \left(\frac{We \cdot Re^4}{Fr^3} \right)^{1/3} \quad (\text{Nombre de l’écoulement}) \quad (9.5)$$

Et les constantes :

$$a = 1/12$$

$$b = 1$$

$$c = 49/1000$$

$$d = 3/4$$

Cette expression est valable dans les domaines suivants :

$$\begin{aligned} 722 < \rho_1 < 1198 \text{ kg.m}^{-3} \\ 2,2 \cdot 10^{-4} < \mu_1 < 18 \text{ Pa.s} \\ 1,59 \cdot 10^{-2} < \sigma < 9,1 \cdot 10^{-2} \text{ N.m}^{-1} \\ 1,9 \cdot 10^{-7} < Re_b < 11000 \\ 10^{-11} < Mo < 10^7 \end{aligned}$$

▷ ABOU-EL-ASSAN (1982)

$$V = 0,75 (\log F)^2 \quad (9.6)$$

où V et F sont définis précédemment (équations 9.4 et 9.5). Cette corrélation est valable pour :

$$\begin{aligned} 723 < \rho_1 < 1198 \text{ kg.m}^{-3} \\ 2,33 \cdot 10^{-4} < \mu_1 < 5,9 \cdot 10^{-2} \text{ Pa.s} \\ 1,5 \cdot 10^{-2} < \sigma < 7,2 \cdot 10^{-2} \text{ N.m}^{-1} \end{aligned}$$

▷ MANERI ET VASSALO (2003)

Ils proposent une modification à la corrélation de Jamialahmadi et al. (1994) (équation 1.26), qui la rend valide pour le domaine des bulles sphériques jusqu'au domaine

des slugs :

$$V_{\infty} = [V'_{b1}{}^{-\eta} + V'_{b2}{}^{-\eta}]^{-1/\eta} \quad (9.7)$$

$$\text{avec } V'_{b1} = \frac{g\Delta\rho d_b^2}{K_b\mu_1}$$

$$\text{et } V'_{b2} = \sqrt{\frac{2c\sigma}{d_b\rho_1} + \frac{gd_b}{2} \frac{\Delta\rho}{\rho_1}}$$

et K_b est défini par :

$$K_b = K (1 - \exp -5,31 \cdot 10^{10} Mo) \left(\frac{d_b}{2(\sigma/\Delta\rho g)^{1/2}} \right)^a \quad (9.8)$$

et les constantes : $K = 148$ pour les solutions aqueuses ou $K = 60$ pour les solutions organiques, $a = 0,425$, $\eta = 8$ et $c = 1$.

▷ MIYAHARA ET TAKAHASHI (1985)

Ils proposent une corrélation basée sur la déformation de la bulle en définissant :

$$C'_{D\infty} = C_{D\infty} \left(\frac{d_b}{d_{\text{hor}}} \right)^2 \quad (9.9)$$

$$Re'_b = \frac{Re_b}{d_b/d_{\text{hor}}} \quad (9.10)$$

où d_{hor} est le diamètre horizontal de la bulle.

Ils obtiennent pour $Mo < 10^{-7}$, ce qui est le cas pour un écoulement eau-air :

$$\text{Si } Re'_b < 440: \quad C'_{D\infty} = 13 (Re'_b)^{-0,7} \quad (9.11)$$

$$\text{Sinon:} \quad C'_{D\infty} = 0,03 (Re'_b)^{1,5} Mo^{0,3} \quad (9.12)$$

▷ JOSEPH (2003)

Il 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) :

$$\frac{V_{\infty}}{\sqrt{gd_b}} = -\frac{8\nu_1(1+8s)}{3\sqrt{gd_b^3}} + \frac{\sqrt{2}}{3} \left(1 - 2s - \frac{16s\sigma}{\rho_1gd_b^2} + \frac{32\nu_1^2}{gd_b^3} (1+8s)^2 \right)^{1/2} \quad (9.13)$$

▷ RODRIGUE (2001A)

Il propose pour des fluides visqueux, dont $Mo > 10^{-8}$:

$$C_{D\infty} = \frac{16}{Re_b} \left[1 + 0,018 \left(\frac{3}{4} C_D Re_b^2 \right)^{8/9} Mo^{1/9} \right]^{3/4} \quad (9.14)$$

▷ MOORE (1959)

À partir de calculs approchés du mouvement des bulles de gaz à grands nombres de Reynolds, il tient compte de la déformation de la bulle par l'utilisation de l'excentricité de la bulle ($\chi = d_{\text{hor}}/d_{\text{vert}} = 1/E$) et le nombre de Weber et propose :

$$C_{D\infty} = \frac{96}{18^{3/5}} Mo^{1/5} We^{-3/5} f^{4/5} \quad (9.15)$$

$$\text{avec } We = 4\chi^{-4/3} (\chi^3 + \chi - 2) \left[\chi^2 \sec^{-1} \chi - (\chi^2 - 1)^{1/2} \right]^2 (\chi^2 - 1)^{-3}$$

$$\text{et } f = \frac{1}{2} \chi^{4/3} \left[\frac{(\chi^2 - 1)^{1/2} - (2 - \chi^2) \sec^{-1} \chi}{\chi^2 \sec^{-1} \chi - (\chi^2 - 1)^{1/2}} \right]$$

▷ SABONI ET ALEXANDROVA (2002)

Ils étendent la relation de Rivkind et Ryskin (1976), valable initialement pour de grands nombre de Reynolds, à une plus grande gamme ($0,01 < Re_b < 4000$), pour des particules fluides :

$$C_{D\infty} = \frac{\left[\kappa \left(\frac{24}{Re_b} + \frac{4}{Re_b^{4/3}} \right) + \frac{14,9}{Re_b^{0,78}} \right] Re_b^2 + 40 \frac{3\kappa+2}{Re_b} + 15\kappa + 10}{(1 + \kappa) (5 + Re_b^2)} \quad (9.16)$$

$$\text{avec } \kappa = \frac{\mu_g}{\mu_l}$$

▷ TOMIYAMA ET AL. (2002)

À partir d'un modèle théorique vérifié par des expériences, ils 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, βb = rayon vertical vers le bas de la bulle) :

$$C_{D\infty} = \frac{2E\ddot{o}}{\gamma E^{3/2} (1 - \gamma^2) E\ddot{o} + 16\gamma E^{4/3}} F(\gamma E)^{-2} \quad (9.17)$$

avec $E = \frac{b + \beta b}{2a}$, $\gamma = \frac{2}{1 + \beta}$ et $d_b = 2aE^{1/3}$

▷ KRISHNA ET AL. (1999)

Ils modifient l'équation de Davies et Taylor (1950), valable pour $E\ddot{o} > 40$ (calottes sphériques) :

$$V_\infty = \frac{\sqrt{gd_b}}{2} \quad (9.18)$$

pour tenir compte de la présence de murs qui influencent la vitesse de montée de la bulle unique, à partir d'une étude numérique (VOF) :

$$V_\infty = \frac{\sqrt{gd_b}}{2} (SF) \quad (9.19)$$

où SF est un facteur de correction qui dépend du diamètre de la colonne cylindrique (diamètre D) et du diamètre de la bulle :

$$\begin{aligned} \text{Pour } \frac{d_b}{D} < 0,125 & : SF = 1 \\ \text{Pour } 0,125 < \frac{d_b}{D} < 0,6 & : SF = 1,13 \cdot e^{-d_b/D} \\ \text{Pour } \frac{d_b}{D} > 0,6 & : SF = 0,496 \sqrt{\frac{d_b}{D}} \end{aligned} \quad (9.20)$$

▷ TOMIYAMA ET AL. (1995)

Ils proposent des modifications à la corrélation de Schiller et Naumann (1933) (équation 9.26) pour tenir compte de la déformation des bulles, par rapport à des

particules solides :

Pour un système pur :

$$C_{D\infty} = \max \left[\min \left(\frac{16}{Re_b} (1 + 0,15Re_b^{0,687}), \frac{48}{Re_b} \right), \frac{8}{3} \frac{E\ddot{o}}{E\ddot{o} + 4} \right] \quad (9.21)$$

Pour un système partiellement contaminé :

$$C_{D\infty} = \max \left[\min \left(\frac{24}{Re_b} (1 + 0,15Re_b^{0,687}), \frac{72}{Re_b} \right), \frac{8}{3} \frac{E\ddot{o}}{E\ddot{o} + 4} \right] \quad (9.22)$$

Pour un système suffisamment contaminé :

$$C_{D\infty} = \max \left[\frac{24}{Re_b} (1 + 0,15Re_b^{0,687}), \frac{8}{3} \frac{E\ddot{o}}{E\ddot{o} + 4} \right] \quad (9.23)$$

▷ MEI ET AL. (1994)

Ils proposent un coefficient de traînée pour une bulle unique ayant un nombre de Reynolds fini, de la forme :

$$C_{D\infty} = \frac{16}{Re_b} \left(1 + \left[\frac{8}{Re_b} + \frac{1}{2} \left(1 + 3,315Re_b^{-1/2} \right)^{-1} \right] \right) \quad (9.24)$$

▷ KARAMANEV (1994); KARAMANEV ET NIKOLOV (1992)

A partir de données mesurées pour des sphères tombantes et vérifiées pour des bulles, ils proposent :

$$\begin{aligned} \text{Si } Re_b < 130 : C_{D\infty} &= \frac{24}{Re_b} (1 + 0,173Re_b^{0,657}) + \frac{0,413}{1 + 16300Re_b^{-1,09}} \\ \text{Si } 130 < Re_b < 90000 : C_{D\infty} &= 0,95 \end{aligned} \quad (9.25)$$

La première corrélation ($Re_b < 130$) provient de la proposition de Turton et Levenspiel (1986) pour des sphères tombantes.

Vitesse terminale de chute d'une particule solide

Dans cette partie, nous allons citer quelques unes des corrélations valables pour des particules solides sphériques tombantes car elles sont très utilisées dans les codes de mécanique des fluides numérique. Pour différencier des cas de bulles précédents, le nombre

de Reynolds particulière sera noté Re_p .

▷ SCHILLER ET NAUMANN (1933)

$$\begin{aligned} \text{Si } Re_p < 1000 : C_{D\infty} &= \frac{24}{Re_p} (1 + 0,15Re_p^{0,687}) \\ \text{Sinon : } C_{D\infty} &= 0,44 \end{aligned} \quad (9.26)$$

▷ CLIFT ET AL. (1978)

À partir de données recueillies dans la littérature, ils proposent un ensemble de 6 équations polynômiales pour décrire le mouvement de sphères tombantes :

$$\begin{aligned} 0,01 < Re_p \leq 20 : \ln \left(C_{D\infty} \frac{Re_p}{24} - 1 \right) &= -0,881 + 0,82w - 0,05w^2 \\ 20 < Re_p \leq 260 : \ln \left(C_{D\infty} \frac{Re_p}{24} - 1 \right) &= -0,7133 + 0,6305w \\ 260 < Re_p \leq 1500 : \ln C_{D\infty} &= 1,6435 - 1,1242w + 0,1558w^2 \\ 1500 < Re_p \leq 12000 : \ln C_{D\infty} &= -2,4571 + 2,5558w - 0,9295w^2 + 0,1049w^3 \\ 12000 < Re_p \leq 44000 : \ln C_{D\infty} &= -1,9181 + 0,6370w - 0,0636w^2 \\ 44000 < Re_p \leq 338000 : \ln C_{D\infty} &= -4,3390 + 1,5809w - 0,1546w^2 \end{aligned} \quad (9.27)$$

avec $w = \ln Re_p$.

▷ TURTON ET LEVENSPIEL (1986)

Afin de simplifier les équations 9.27, ils proposent une équation unique de détermination de la vitesse d'une sphère en chute dans un fluide, valable pour toute la gamme de Re_b jusque 20000 :

$$C_{D\infty} = \frac{24}{Re_b} (1 + 0,173Re_b^{0,687}) + \frac{0,413}{1 + 16300Re_b^{-1,09}} \quad (9.28)$$

Annexe 2 – Validation des mesures de vitesse de liquide par LDV

La vitesse de liquide est un élément primordial pour la détermination de la vitesse relative, c'est pour cette raison que nous allons essayer de valider sa mesure par Vélocimétrie Laser Doppler, notamment par des comparaisons des signaux temporels de vitesse de liquide pour différentes conditions opératoires et par des bilans de matière sur la phase liquide. Principalement, nous nous attacherons à montrer que le comportement de la vitesse relative observé à fort taux de vide (augmentation significative de V_{rel} avec α_{loc}) ne provient pas d'une sous-estimation de la vitesse de liquide dans ces conditions.

Comparaison qualitative des signaux temporels

L'aspect visuel du signal temporel de vitesse mesuré par LDV est important car il permet de se rendre compte de la présence de « coupures » dans l'acquisition, qui peuvent notamment être dus au passage de bulles dans le volume de mesure.

Sur la figure 9.17, nous avons ainsi représenté la vitesse de liquide en fonction du temps pour deux configurations expérimentales dans lesquelles les mouvements des bulles en essaim sont différents :

- Pour une phase liquide à laquelle du butanol est ajoutée, avec $\alpha_{loc} = 25 \%$ et $J_1 = 9 \text{ cm.s}^{-1}$. Dans cette gamme de taux de vide, la vitesse relative des bulles par rapport au liquide est une fonction décroissante du taux de vide local.
- Pour une dispersion eau pure/air, avec $\alpha_{loc} = 25 \%$ et $J_1 = 9 \text{ cm.s}^{-1}$. Dans ce cas, la vitesse relative des bulles par rapport au liquide est une fonction croissante du taux de vide local.

La comparaison entre les deux signaux ne montre pas de différence significative, que ce soit au niveau de la valeur des fluctuations ou de la fréquence d'acquisition. La même remarque peut être faite en observant les signaux de la figure 9.18 obtenus en bas et en

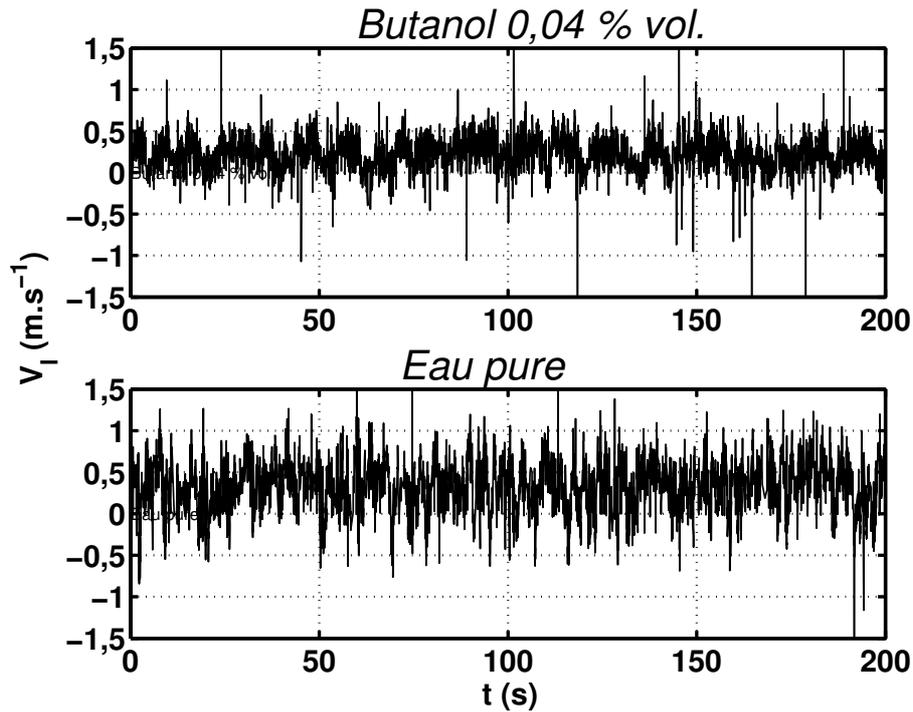


FIG. 9.17 – Signaux temporels de vitesse axiale de liquide par LDV pour $\alpha_{loc} = 25 \%$ et $J_l = 9 \text{ cm.s}^{-1}$ – Influence de la présence de butanol

milieu de colonne pour $\alpha_{loc} = 30 \%$. En bas de colonne (Annexe 3), la vitesse relative a cessé de diminuer avec le taux de vide mais n'a pas encore commencé à augmenter ($V_{rel} \approx 0,15 \text{ m.s}^{-1}$ pour $\alpha_{loc} = 30 \%$) alors qu'en milieu de colonne, elle augmente fortement avec le taux de vide et pour $\alpha_{loc} = 30 \%$, sa valeur est environ $0,5 \text{ m.s}^{-1}$.

Bilan de matière sur la phase liquide

Les bilans de matière effectués sur la phase liquide permettent aussi de se rendre compte que la vitesse de liquide mesurée pour les plus forts taux de vide est une bonne estimation de la vitesse réelle dans l'écoulement. Sur la figure 9.19, nous avons représenté la vitesse superficielle du liquide introduit en bas de colonne ainsi que l'intégration de la vitesse de liquide mesurée par LDV sur une section de la colonne :

$$\langle J_l \rangle = \frac{1}{A_{col}} \iint_0^{A_{col}} (1 - \alpha_{loc}) V_l dA \quad (9.29)$$

La conservation de la matière liquide implique que ces deux grandeurs doivent être égales. Toutefois, l'évaluation de $\langle J_l \rangle$ reste approximative car le nombre de points utilisés pour

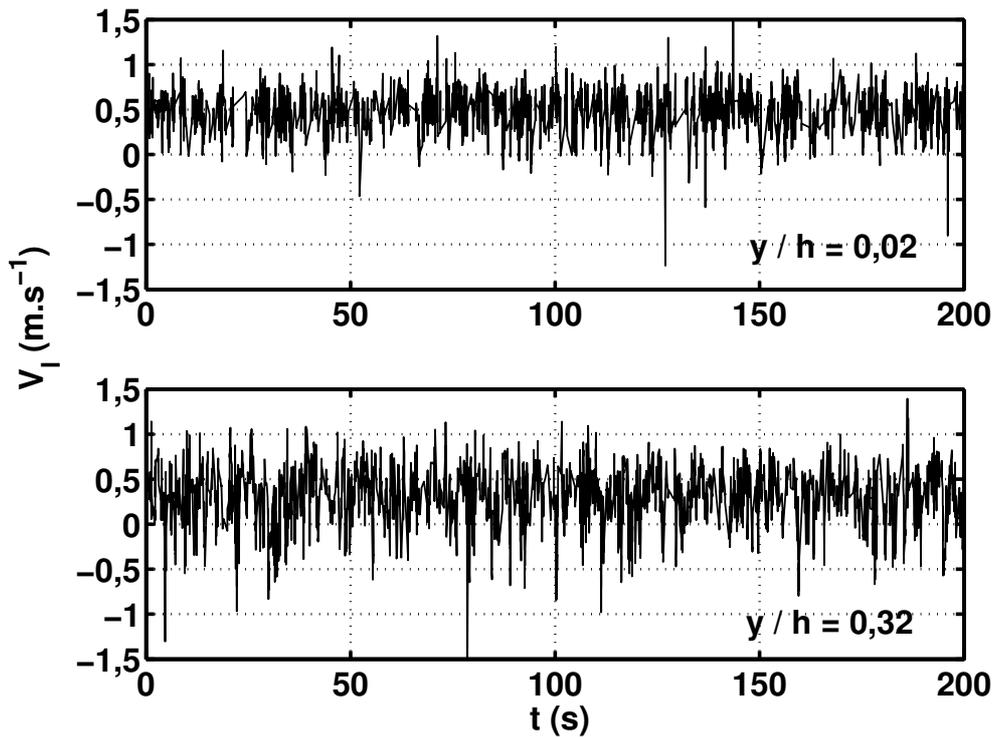


FIG. 9.18 – Signaux instantanés de vitesse axiale de liquide par LDV $\alpha_{loc} = 30\%$ – Influence de la hauteur des mesures

le calcul de l'intégrale est limité à 11 sur la largeur de la colonne (x/L dans la gamme $-0,5-0,5$ et pour $y/h = 0,32$ et $z/L = 0$).

Un accord qualitatif semble donc obtenu. L'accord n'est en particulier pas meilleur pour les plus faibles taux de vide. Ces résultats mettent en évidence que les valeurs de la vitesse relative calculée par la différence entre la vitesse de bulles (cette grandeur a été validée au chapitre 4 par des comparaisons avec d'autres techniques de mesure) et la vitesse de liquide reflètent correctement les phénomènes physiques qui ont lieu dans la colonne même si, comme dans toute étude expérimentale, des incertitudes de mesure peuvent exister. Seule la confrontation des résultats obtenus par LDV avec une autre technique de mesure de la vitesse de liquide, telles que la vélocimétrie à fil chaud, permettrait une vérification précise.

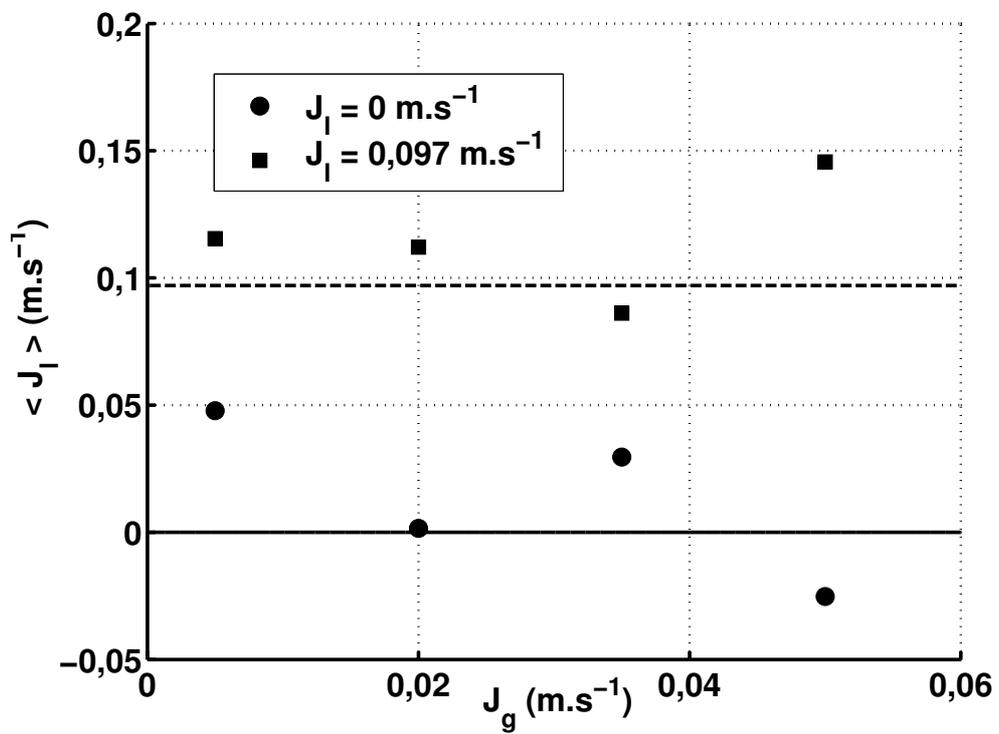


FIG. 9.19 – Comparaison entre la vitesse superficielle de liquide et l'intégration de la vitesse de liquide mesurée par LDV

Annexe 3 – Mouvement relatif en bas de colonne

Comme nous l'avons remarqué au chapitre 5 et notamment sur la figure 5.3, la hauteur a une influence importante sur la valeur du diamètre moyen des bulles, plus petit en bas de colonne qu'en milieu ou en haut de colonne, car les phénomènes de coalescence et de rupture sont encore négligeables. Sur la figure 9.20, les diamètres moyens mesurés en bas et en milieu de colonne sont représentés en fonction du taux de vide local pour une aération totale (133 capillaires alimentés). Ces points sont des moyennes issues de résultats obtenus dans une gamme de vitesses superficielles de liquide entre 0 et 10 cm.s^{-1} car, comme nous l'avons montré au chapitre 2, les diamètres et vitesses relatives des bulles sont indépendants de J_1 .

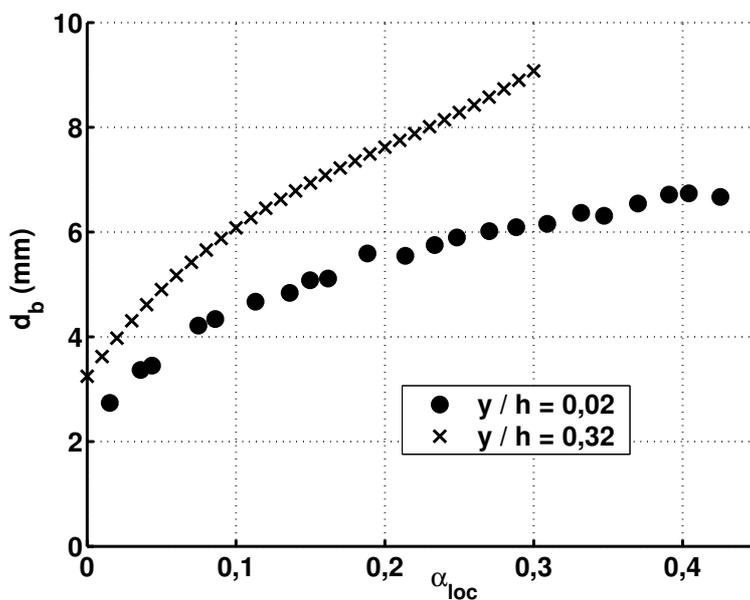


FIG. 9.20 – Diamètre des bulles en fonction du taux de vide – Influence de la hauteur des mesures

Ainsi, en bas de colonne, des essaims de bulles de diamètre moyen inférieur à 6,5 mm

jusqu'à des taux de vide de l'ordre de 40 % ont pu être formés. Par conséquent, en comparant les mesures réalisées en bas de colonne à celles faites en milieu de colonne, les contributions respectives du diamètre des bulles et du taux de vide local dans l'évolution de la vitesse relative des bulles peuvent être mises en évidence. Sur la figure 9.21, la vitesse relative des bulles est représentée en fonction du taux de vide local, ainsi que les vitesses absolues moyennes de gaz et de liquide, en bas de colonne. Cette figure est l'équivalent de la figure 5.7 pour les mesures réalisées en milieu de colonne.

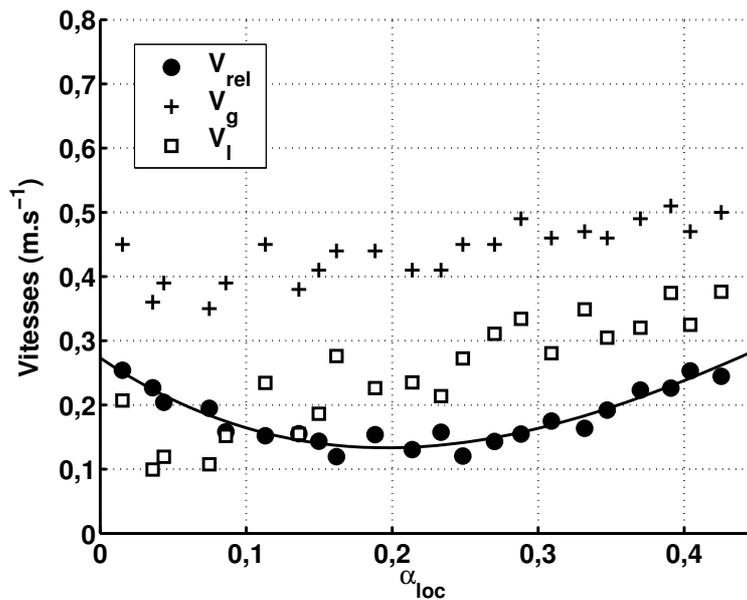


FIG. 9.21 – Vitesse relative des bulles en fonction du taux de vide – $y/h = 0,02$

En bas de colonne, la vitesse relative augmente donc pour une valeur du taux de vide local de l'ordre de 25 %, supérieure à la valeur de 15 % obtenue en milieu de colonne. Cette différence confirme les résultats obtenus au chapitre 5 avec du butanol, à savoir que la transition entre les parties décroissante et croissante de la vitesse relative dépend du diamètre moyen des bulles.

Ces résultats sont d'autant plus intéressants qu'ils montrent l'évolution d'essaims de bulles de diamètre moyen inférieur à 7 mm, pour un taux de vide supérieur à la valeur critique de 15 %, obtenue en milieu de colonne, configuration qui n'avait pas pu être obtenue en milieu de colonne pour une dispersion eau pure/air. Ils permettent donc de préciser ici que la transition entre une vitesse relative qui diminue et une vitesse relative qui augmente avec le taux de vide se réalise pour un diamètre moyen de 6 mm ($\alpha_{loc} \approx 25\%$ sur la figure 9.20).

La figure 9.22 montre que la diminution de vitesse relative en bas de colonne est beaucoup plus prononcée que celle mesurée en milieu de colonne. Cette constatation modère les

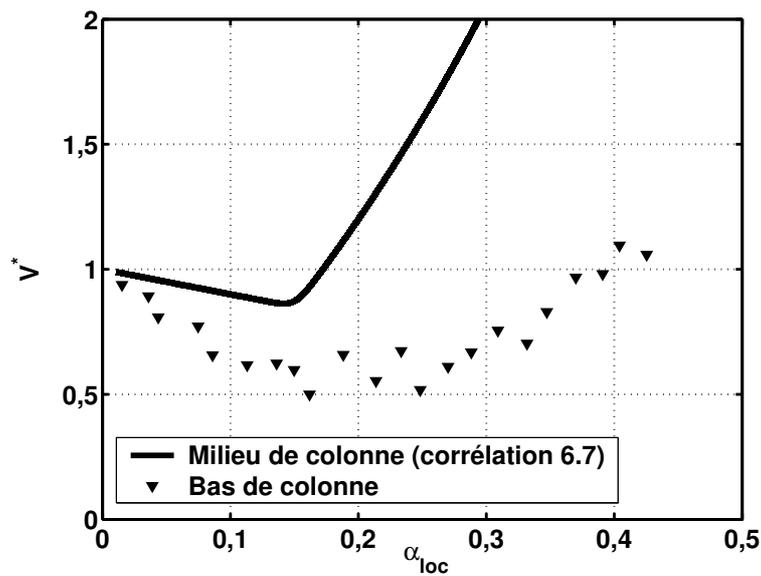


FIG. 9.22 – *Vitesse adimensionnelle des bulles en fonction du taux de vide – Influence de la hauteur des mesures*

résultats obtenus en milieu de colonne, montrant une indépendance totale de la diminution de vitesse relative envers le diamètre moyen des bulles. Seules des mesures expérimentales supplémentaires en milieu de colonne, avec un nouveau distributeur permettant la formation d'essaims de bulles de diamètre moyen inférieur à 7 mm, permettront d'éclaircir ce point puisque les résultats en bas de colonne doivent être considérés avec précaution, l'écoulement à cette position étant fortement instationnaire et non établi.