



Mémoire de Magister En École Doctorale Énergies Renouvelables

Option : Bioénergie

Présenté par :

Mr. MOUDOUD Nacereddine

Ingénieur d'État en Génie Des Procédés Pharmaceutiques
Université de Médéa

Intitulé

Caractérisation de l'écoulement dans un réacteur de type Airlift

Soutenu publiquement le 20/03/2013 devant le jury composé de :

Président :	LARBES Chérif	Professeur	ENP
Rapporteur :	GUERRI Ouahiba	Maitre de recherche A	CDER
Examineurs :	LARBI Salah	Professeur	ENP
	BENTAHER Fatiha	Professeur	USTHB
Invités :	RIHANI Rachida	Maitre de conférences B	USTHB

ENP 2013

ملخص

قد خصص هذا العمل لدراسة الخصائص العددية لتدفق فقاعات الهواء في مفاعل AIRLIFT مع إعادة التدوير الخارجي للمزيج هواء - ماء، صمم المفاعل من طرف (Rihani et al. (2008). في إطار مشروع التكنولوجيا الحيوية، الممولة عبر MATE ONEDD. تعتمد هذه الدراسة على نتائج المحاكاة باستعمال النموذج Euler-Lagrange، الذي يحسب الطور المستمر باستخدام تقنية المحاكاة المتوسطة لمعادلات (RANS) N-S من خلال ربط نموذج إغلاق وشروط المصدر التي تأخذ في الاعتبار تأثير فقاعات الهواء على التدفق و على خصائص الاضطراب، و بالنسبة لفقاعات الهواء تجري متابعة مسار كل فقاعة عي حدي ضمن الطور المستمر باستعمال نموذج Lagrange. أجريت هذه الدراسة باستخدام برمجية محاكاة مجانية (Code_Saturne).

الهدف من هذه الدراسة هو تحديد أنماط التدفق التي تتحكم في تشغيل المفاعل بدلالة الوسائط التجريبية (السرعة السطحية و نسبة تواجد الغاز). نتائج هذه المحاكاة تظهر توافق مع النتائج التجريبية التي تم الحصول عليها بواسطة Rihani et al. (2008).

كلمات البحث: مفاعل AIRLIFT، تدفق ثنائي الطور، النموذج Euler-Lagrange، المحاكاة العددية

Résumé

Ce travail est consacré à l'étude numérique pour caractériser l'écoulement à bulles dans un réacteur airlift (réacteur à agitation pneumatique) à recirculation externe pour le système air-eau, ce réacteur, a été conçu par Rihani et al. (2008) dans le cadre du projet de la biotechnologie, financé par MATE via ONEDD. Cette étude s'appuie sur des résultats issus de simulations de type Euler/Lagrange, dont La phase continue est calculée en utilisant des équations moyennées de N-S (RANS) en y associant un modèle de fermeture et des termes sources afin de prendre en compte l'effet de la phase dispersée sur l'écoulement moyen et sur les propriétés turbulentes, et pour la phase dispersée on effectue un suivi lagrangien de trajectoires des bulles discrètes au sein du champ fluide. Cette étude à été faite à l'aide d'un code de simulation libre (open source) dénommé Code_Saturne.

La caractérisation a pour but d'identifier les régimes d'écoulements qui conditionnent le fonctionnement du réacteur en fonction des paramètres expérimentaux (vitesse superficielle du gaz, taux de rétention gazeuse). Les résultats de la présente simulation montrent un accord en comparaison avec les valeurs expérimentales obtenues par Rihani et al. (2008).

Mots clés : réacteur airlift, écoulement diphasique, approche Euler-Lagrange, simulation numérique

Abstract

This work is devoted to the study of numerical and theoretical characterization of bubbly flow in an airlift reactor with external recirculation for the air-water system, the reactor was designed in the CDER under the NRP (Projects national search).

This reactor was designed by Rihani et al. (2008) in the project of biotechnology, funded by MATE via ONEDD. This study is based on results from simulations of type Euler-Lagrange, whose continuous phase is calculated using the averaged equations of N-S (RANS), with an associated closure model and source terms to take into account the effect of the dispersed phase on the mean flow and the turbulent properties. For dispersed phase, the Lagrangian discrete bubbles trajectories is followed up within the fluid field. This study was done using a free simulation code called (Code_Saturne).

The Characterization is to identify the flow regimes that affect the performance of the reactor as a function of the experimental parameters (superficial gas velocity, gas retention rate). The results of this simulation show an agreement in comparison with experimental values obtained by Rihani et al. (2008).

Keywords: airlift reactor, two-phase flow, the Euler-Lagrange approach, numerical simulation

Je dédie tout d'abord mon travail

A :

Mes très chers parents

Mes chers frères et mes chères sœurs

Mes chers amis

Remerciement

Au terme de ce travail je tiens à remercier:

En premier lieu, Je tiens à remercier sincèrement **Dr GUERRI Ouahiba** directrice de thèse, pour sa qualité d'encadrement, son écoute, sa disponibilité et tout le temps passé ensemble à discuter passionnément sur de nombreux points scientifiques. Sa connaissance de Code_Saturne a été un atout indéniable. Merci aussi pour m'avoir fait partager ses connaissances et ses idées innovantes et pour son assistance tout au long de ce travail.

J'adresse mes vœux remerciements au **Dr RIHANI Rachida** co-directrice de thèse, pour son suivi, sa patience, ses directives, sa disponibilité et sa grande implication dans cette mémoire, et les conseils apportés tout au long de ce travail.

Je tiens tout d'abord à exprimer mes remerciements aux membres du jury qui m'ont fait l'honneur de juger ce travail, d'en discuter et d'apporter nombre d'idées pertinentes :

- Mr **LARBES Chérif**, Professeur, ENP, (Président)
- Mlle **GUERRI Ouahiba**, Maître de recherche, CDER, (Rapporteur)
- Mme **BENTAHHER Fatima**, Professeur, USTHB, (Examinatrice)
- Mr **LARBI Salah**, Professeur, ENP, (Examineur)
- Mlle **RIHANI Rachida**, maître de conférences, USTHB, (invitée)

J'adresse à mes parents et à mes frères et sœurs ma reconnaissance la plus profonde pour avoir fait de moi ce que je suis maintenant, pour leurs encouragements et leur soutien dans les moments les plus difficiles.

Ainsi à mes collègues étudiants de l'École Doctorale des Énergies Renouvelables promotion 2009, et en particulier ceux de l'option Bioénergie.

Enfin , il m'est agréable d'exprimer mes remerciements à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce mémoire.

Sommaire

Introduction Générale	1
Chapitre 1: HYDRODYNAMIQUE DANS LES AIRLIFTS	
1.1 Introduction	3
1.2 Généralités sur les réacteurs Gaz-Liquide	3
1.2.1 Colonnes à bulles.....	4
1.2.2 Régimes d'écoulement	5
1.2.3 Distribution de la taille des bulles	7
1.2.3.1 Coalescence et rupture des bulles.....	8
1.3 Généralités sur les réacteurs de type Airlift.....	9
1.3.1 Principe de fonctionnement	9
1.3.2 Différentes configurations	10
1.4 Les distributeurs de gaz	11
1.4.1 Génération de bulles	13
1.5 Étude hydrodynamique.....	14
1.5.1 La rétention gazeuse	14
1.5.1.1 Mesure expérimentale de la Rétention gazeuse globale.....	16
a. <i>Méthode volumétrique</i>	16
b. <i>Méthode Manométrique</i>	17
c. <i>Méthode par densimètre rayons γ et rayons X</i>	17
1.5.2 Vitesse de circulation du liquide	19
1.5.3 Distribution des temps de séjour	20
1.5.3.1 Temps de circulation	20
1.5.3.2 Temps de mélange.....	21
1.6 Applications des réacteurs airlifts.....	22
1.6.1 Application aux procédés de la bioénergie	23
1.6.1.1 Production des lipides	23
1.6.1.2 Production de biohydrogène.....	23
1.7 Avantages et inconvénients	23
1.8 Conclusion.....	24

Chapitre 2 : Modélisation des écoulements dans les airlifts

2.1 Introduction	25
2.2 Modélisation des écoulements diphasiques	25
2.2.1 Modélisation Lagrangienne de la phase dispersée	26
2.2.1.1 Équation du mouvement d'une bulle.....	26
2.2.1.1 Forces s'exerçant sur une bulle isolée.....	26
2.2.2 Modélisation Eulérienne de la phase continue	30
2.2.3 Modélisation de la turbulence de la phase continue	31
2.2.3.1 La moyenne de Reynolds	31
2.2.3.2 Application aux équations de Navier Stokes.....	33
2.2.3.3 Fermeture des équations moyennées	34
2.2.4 Couplage diphasique.....	36
2.2.4.1 Couplage dynamique	36
A. Couplage inverse (Two way coupling).....	38
2.3 Autres approches de simulation diphasique	39
2.3.1 Approche DNS	39
2.3.2 Approche LES	40
2.3.3 Approches locales, quelques notions.....	42
2.3.3.1 L'approche de Lattice-Boltzmann.....	42
2.3.3.1 Les méthodes de suivi et de capture d'interface	43
2.4 Synthèse de différentes approches utilisées pour la simulation diphasique	45
2.5 Conclusion.....	46

Chapitre 3 : Méthodologie numérique

3.1 Introduction	47
3.2 Résolution numérique.....	47
3.2.1 Présentation du code Saturne.....	47
3.2.2 Discrétisation des équations	48
3.2.2.1 Discrétisation spatiale.....	48
3.2.2.2 Discrétisation temporelle.....	51
3.2.2.3 Discrétisation de l'équation de mouvement de la bulle	52
3.2.3 Couplage pression-vitesse	53

3.2.4 Schéma de simulation lagrangienne diphasique	53
3.3 Configurations expérimentale et numérique.....	55
3.3.1 Dispositif du laboratoire	55
3.3.2 Configuration numérique.....	55
3.3.3 Présentation du distributeur de gaz.....	56
3.3.4 Création du maillage	56
3.3.5 Conditions aux limites	57
3.4 Conclusion	58
 Chapitre 3 : Résultats et discussion	
4.1 Introduction	59
4.2 Description numérique	59
4.3 Tests de sensibilité.....	60
4.3.1 Maillage	60
4.3.2 Modèles de turbulence.....	61
4.4 Résultats de l'hydrodynamique	61
4.4.1 Régimes d'écoulement et fraction gazeuse	62
4.4.2 Recirculation du liquide.....	64
4.4.3 Champ de turbulence du liquide.....	66
4.5 Conclusion	67
 Conclusion générale et perspective	68
Références Bibliographiques	70

NOMENCLATURE

Symbole	définition	unité
a	aire interfaciale	m^{-1}
A_d	section du downcomer	m^2
A_r	section du riser	m^2
A_g	coefficient d'absorption de la phase gazeuse	
A_l	coefficient d'absorption de la phase liquide	
C_D	coefficient de traînée	-
C_L	coefficient de portance	-
C_{MA}	coefficient de la masse ajoutée	
d_b	diamètre de bulle	m
d_{or}	diamètre d'orifice	m
F_D	force de traînée	N
F_G	poids de bulle	N
F_H	force d'histoire (basset)	N
F_L	force de portance	N
F_{MA}	force de masse ajoutée	N
F_P	poussée d'Archimède	N
g	accélération de la pesanteur	$m\ s^{-2}$
H_{disp}	hauteur du liquide aérée	m
H_l	hauteur du liquide non aérée	m
k	énergie cinétique	$m^2\ s^{-2}$
L_k	transfert de quantité de mouvement de la phase k	$Kg\ m^{-2}\ s^{-2}$
l	longueur caractéristique	m
l_{turb}	longueur caractéristique d'un tourbillon	m
m_b	masse de bulle	kg
P	pression	Pa
Re_b	nombre de Reynolds particulaire $Re_b = \frac{d_b \rho_l u_b - u_l }{\mu_l}$	-
S_k	terme source relie le transfert de matière de la phase k	$Kg\ m^{-3}\ s^{-1}$
t	temps	s
t_c	temps de circulation	s
t_m	temps de mélange	s
U_{lr}	vitesse du liquide dans le riser	$m\ s^{-1}$
u_i^l	composante i de vitesse de déplacement à l'interface	$m\ s^{-1}$
V_{b-TATE}	volume d'une bulle à la sortie d'un orifice immergé	m^3
V_g	volume du gaz	m^3
V_l	volume du liquide	m^3
V_{ref}	vitesse de référence	$m\ s^{-1}$
$V^{(k)}$	vitesse de la particule k	$m\ s^{-1}$
$X^{(k)}$	la trajectoire de la particule k	m

Symbole Grec

ε_g	rétention gazeuse	-
ε_{gr}	rétention gazeuse dans le riser	-
ε_{gd}	rétention gazeuse dans le downcomer	-
ε	taux de dissipation de l'énergie cinétique	$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$
ΔH	distance entre les capteurs de pression	m
ΔP	différence de pression	Pa
Δt_c	pas de temps cellulaire de la bulle	s
Δt_g	pas de temps de la phase gazeuse	s
μ	viscosité dynamique	Pa.s
μ_{eff}	viscosité effective	Pa.s
μ_{Bl}	viscosité induite par le mouvement des bulles	Pa.s
μ_t	viscosité dynamique turbulente	
ν	viscosité cinématique	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
ρ	masse volumique	Kg m^{-3}
σ	tension superficielle	N. m^{-1}
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	constantes du modèle k-e	-
τ	tenseur des contraintes visqueuses	N. m^{-2}
τ^t	tenseur des contraintes turbulentes	N. m^{-2}
Ω_I	volume de contrôle	m^3

Indice

I

K

Se réfère à une phase (k = g ou l)

Liste de figures

Fig. 1.1: Types des colonnes à bulles	5
Fig. 1.2: Régimes de fonctionnement d'une colonne à bulles	6
Fig. 1.3: Identification des régimes d'écoulement par le traitement du signal temporel de pression dans le cas d'une colonne à bulles	7
Fig. 1.4: Phénomènes de coalescence et de rupture des bulles.....	8
Fig. 1.5: Principe de fonctionnement des réacteurs airlifts	10
Fig. 1.6: Airlift à recirculation externe	10
Fig. 1.7: Airlifts à recirculation interne	11
Fig. 1.8: Types de distributeurs de gaz	12
Fig. 1.9: Effet de type de distributeurs de gaz sur la rétention gazeuse	13
Fig. 1.10: Schéma d'un système générateur de bulles à orifice immergé	13
Fig. 1.11: Mesure de la Rétention gazeuse par la méthode volumétrique	16
Fig. 1.12: Mesure de la rétention gazeuse par la méthode manométrique	17
Fig. 1.13: Mesure de la rétention gazeuse par la méthode de densimètre	18
Fig. 1.14: Variation du traceur en fonction du temps	21
Fig. 2.1: Force de traînée dans un écoulement stationnaire uniforme	27
Fig. 2.2: Force de Portance	28
Fig. 2.3: Classification des régimes dans les écoulements gaz-solide	37
Fig. 2.4: Modes de couplage diphasique gaz-liquide	37
Fig. 2.5: Illustration de la prise de moyenne du terme source le long de la trajectoire de bulle pendant un pas de temps Eulérien (Δt_E)	39
Fig. 3.1: Configuration générale de deux cellules adjacentes I et J internes au domaine	49
Fig. 3.2: Organigramme de la simulation diphasique par l'approche Lagrangienne	54
Fig. 3.3: Dispositif expérimental	55
Fig. 3.4: Configuration numérique	56
Fig. 3.5: Diffuseur de gaz de type verre fritté 40 μ m	56
Fig. 3.6: Maillage utilisé pour l'approche lagrangienne	57
Fig. 4.1: Maillage requis pour la simulation lagrangienne	61
Fig. 4.2: Variation temporelle du taux de vide globale ($u_g=0.026$ m/s).....	62
Fig. 4.3: Régimes d'écoulement en fonction de la vitesse superficielle de gaz	63
Fig. 4.4: Champs de vitesse du liquide pour différentes vitesses superficielles de gaz	65
Fig. 4.5: Champs de l'énergie turbulente pour différentes vitesses superficielles de gaz	66

Liste des tableaux

Tableau 1.1: Corrélations de la rétention gazeuse pour le système air-eau	15
Tableau 1.2: Corrélations de la vitesse de liquide pour les systèmes eau-air	20
Tableau 1.3: Corrélations du temps de circulation et de mélange pour les systèmes air-eau...	22
Tableau 2.1: Expressions du coefficient C_D	28
Tableau 2.2: Modèles de turbulence	35
Tableau 2.3: Synthèse des différentes numériques	44
Tableau 3.1: Coefficients des schémas de discrétisation en temps	51
Tableau 4.1: Les paramètres utilisés dans la simulation	60

Introduction Générale

INTRODUCTION GENERALE

Les écoulements diphasiques à phase dispersée sont présents dans de nombreux procédés industriels tels que le séchage, le transport pneumatique, la combustion.... Ils sont caractérisés par la présence simultanée d'une phase continue encore appelée phase porteuse (gaz, liquide) et d'une phase présente sous la forme d'inclusions (particules solides, bulles, gouttelettes), dite dispersée. Ces écoulements sont caractérisés par des échanges de masse, de quantité de mouvement et d'énergie qui affectent les caractéristiques dynamiques et thermiques de l'écoulement global.

Depuis plusieurs décennies, les écoulements à bulles ont fait l'objet de nombreuses études expérimentales et numériques. Leurs diverses utilisations industrielles chimiques, agro-alimentaires, biotechnologiques ou encore du traitement des eaux, les colonnes à bulles sont très souvent utilisées comme contacteurs gaz-liquide[1]. Elles possèdent de nombreux avantages tels qu'une conception mécanique simple liée à l'absence de pièces internes mobiles, un entretien aisée et d'excellentes capacités de mélange et de transfert de matière et de chaleur, grâce à une aire interfaciale importante.

C'est pourquoi de nombreuses variantes de colonnes à bulles ont été développées, parmi lesquelles, on cite le réacteur à boucle (*réacteur airlift*) qui assure une circulation dirigée du liquide, Cette circulation du liquide peut être interne par ajout de chicanes cylindriques ou planes dans les colonnes à bulles. Elle peut également être externe avec une jambe de retour séparée (*downcomer*), reliée à la montée (*riser*) par des jonctions de géométrie variable. Les réacteurs airlifts sont caractérisés par leur principe de fonctionnement qui est très simple,

Jusqu'à une période récente, l'approche utilisée pour la caractérisation de l'hydrodynamique au sein de ces réacteurs était souvent une approche systémique et globale, et l'influence des différents paramètres opératoires était souvent décrite sous forme de corrélations empiriques. Avec les progrès des techniques de mesure locale et les méthodes de calcul de la mécanique des fluides (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.

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 contacteurs à bulles, et des

Introduction générale

écoulements gaz-liquide en général. A 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.

L'objectif de ce travail, est la caractérisation numérique de l'écoulement dans un réacteur airlift à recirculation externe pour le système diphasique (air-eau), ce réacteur a été conçu par *Rihani et al. (2008) au CDER, dans le cadre d'un projet de biotechnologie financé par l'ONEDD (MATEV)*, la caractérisation est pour but l'identifier des régimes d'écoulement, évaluation de la rétention gazeuse globale et locale. Ce travail comporte quatre chapitres :

Le premier de ce mémoire constitue des généralités sur les colonnes à bulles, ainsi que les différents régimes d'écoulement qui les gouvernent, par la suite une étude sur les réacteurs airlifts (différentes configurations), en décrivant leur hydrodynamique, par la présentation des principales corrélations de la littérature.

Le seconde est consacrée à la présentation des différentes approches utilisées (Euler-Euler, Euler-Lagrange) pour la modélisation diphasique. Pour la phase continue (porteuse) un traitement eulérien, qui consiste à résoudre les équations de Navier Stokes moyennées (RANS) en y associant des modèles de fermeture, et un suivi lagrangien des particules discrètes pour la phase dispersée.

Dans le troisième chapitre, on décrit la méthodologie utilisée pour la simulation diphasique a phase dispersée, en présentant les caractéristiques numériques utilisées (géométrie, maillage, écriture des conditions initiales, des conditions aux limites) et le principe de la résolution numériques.

Le dernier chapitre concerne est consacré à la présentation proprement dite des résultats de nos simulations, en utilisant l'approche lagrangienne. 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.

Ce travail se terminera en par une conclusion rappelant les résultats importants obtenus par les études et numérique, ainsi que des perspectives sur les désignes des réacteurs étudiés.

Chapitre 1 : Hydrodynamique dans les airlifts

1.1 INTRODUCTION

Face au progrès de la science et aux exigences des nouvelles technologies de l'énergie qui sont devenus de plus en plus pointus, il s'est avéré nécessaire de se tourner vers d'autres types de contacteurs gaz-liquides, plus performants par rapport aux contacteurs classiques. Ces contacteurs ont suscité l'intérêt de plusieurs chercheurs à cause de leurs applications diverses dans la chimie, biochimie, pétrochimie, agroalimentaire, traitement des eaux usées,...etc. Différentes configurations sont disponibles les plus répandues sont : les colonnes à bulles, les airlifts.

Les colonnes à bulles sont des réacteurs pneumatiques qui permettent de mettre en contact une phase gazeuse sous forme de bulles avec une phase liquide continue. La dispersion de gaz sous forme de bulles au sein de la colonne est assurée par un aérateur, ce dernier conditionne l'hydrodynamique dans le réacteur. De nombreuses configurations peuvent-être rencontrées à l'échelle industrielle.

Il existe une autre variante de colonnes à bulles, il s'agit de l'airlift, ce type de réacteur assure une circulation contrôlée du liquide en boucle fermée qui est à l'origine des performances de ce dernier par rapport aux colonnes à bulles. La circulation du fluide peut être interne par ajout de chicanes cylindriques ou planes dans les colonnes à bulles, ou externe au moyen d'une jambe de retour séparée (*downcomer*), reliée à la montée (*riser*) par des jonctions de géométrie variable.

Par ailleurs, l'extrapolation de ces contacteurs à grande échelle nécessite une bonne compréhension de la caractérisation globale de l'hydrodynamique.

Dans ce chapitre, on présentera généralités sur les différents types d'airlifts ainsi que les paramètres hydrodynamiques qui interviennent dans les systèmes gaz-liquide.

1.2 GENERALITES SUR LES REACTEURS GAZ-LIQUIDE

Un contacteur à bulles est un réacteur dans lequel une phase gazeuse est dispersée sous forme de bulles se déplaçant de manière ascendante ou horizontale par rapport à une phase continue mobile ou immobile constituée par un liquide ou un mélange liquide-solide.

Les réacteurs G/L, G/L/S à bulles mettent en œuvre des volumes de liquide considérables. Par conséquent, ils sont utilisés pour des opérations mettant en œuvre des cinétiques relativement lentes (oxydations, halogénations, hydrogénations,...etc.[1,2]. On les rencontre également

dans d'autres procédés tels que la synthèse Fischer-Tropsch [3], et le traitement des eaux usées [4].

La simplicité de leur structure, l'absence de pièces mobiles, leur grande capacité de transfert de matière et de chaleur, ont conduit les chercheurs d'être intéressés par leurs travaux en étudiant l'hydrodynamique de ces réacteurs, qui a permis comprendre les différents phénomènes physiques qui ont lieu au sein de ces contacteurs.

1.2.1 Colonnes à bulles

Les colonnes à bulles sont largement utilisées industriellement comme réacteurs chimiques ou bien comme contacteurs gaz-liquide (colonne d'adsorption), la forme classique la plus répandue correspond à une colonne cylindrique verticale, remplie de liquide et munie à sa base d'un aérateur pour disperser le gaz. La distribution du gaz sur toute la section de la colonne est assurée par l'injection de gaz. Ainsi, les bulles générées montent en ascension libre au sein de la phase liquide (fig 1.1). Le rapport hauteur/diamètre est généralement compris entre 3 et 10 [référence]. Elles peuvent fonctionner à co-courant ou à contre courant de liquide et de gaz.

Le dimensionnement de ces appareils se fait généralement sur la base de la vitesse superficielle de la phase gazeuse et de la section de la colonne ; celle-ci est le plus souvent choisie inférieure à 30 cm/s. Les propriétés physiques de la phase liquide (viscosité et tension interfaciale) doivent être prises en considération car elles influencent grandement la taille des bulles. Dans le cas où le liquide a tendance à mousser, la vitesse superficielle de la phase gazeuse doit être réduite [1]. La figure (Fig 1.1) montre les différentes configurations des colonnes à bulles qui peuvent-être rencontrées dans le monde d'industrie.

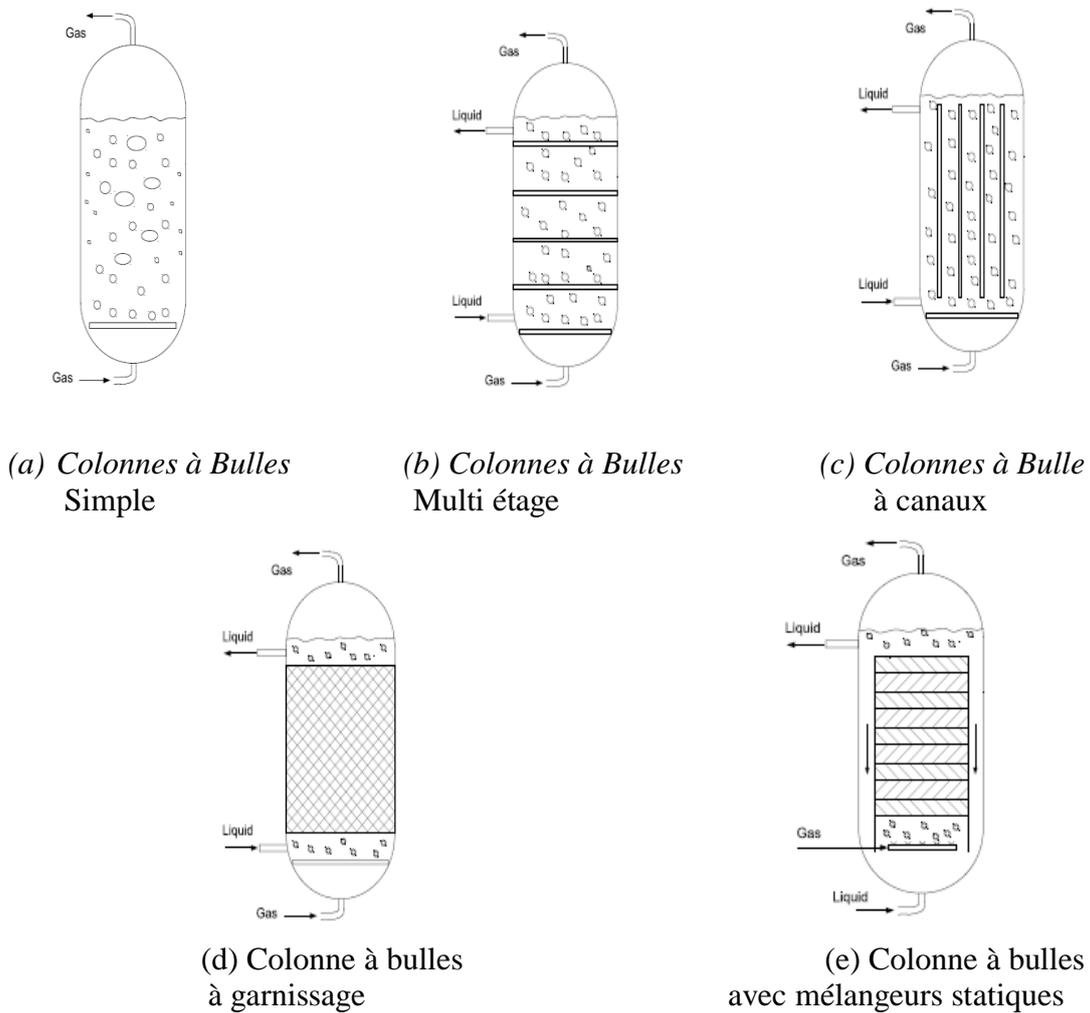


Fig. 1.1: Types des colonnes à bulles [5]

1.2.2 Régimes d'écoulement

La connaissance des régimes d'écoulement dans un réacteur est primordiale pour réduire les pertes d'énergie et dimensionner correctement les installations gaz-liquide. Cependant, le régime hydrodynamique dans une colonne à bulles reste difficile à prédire. Il existe plusieurs régimes possibles et tous dépendent des conditions opératoires à savoir: la vitesse superficielle du gaz, la géométrie de la colonne, les propriétés physico-chimiques de la phase liquide, le rapport d'aspect de la colonne,...etc [6].

Les caractéristiques principales des trois régimes de fonctionnement d'une colonne à bulles sont données ci-après (Fig 1.2):

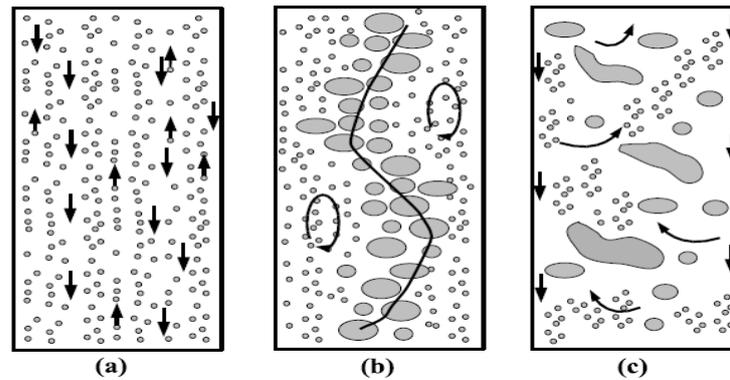


Fig. 1.2 : Régimes de fonctionnement d'une colonne à bulles

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

En générale, trois régimes d'écoulements sont communément observés dans les colonnes à bulles :

- Régime homogène, il est obtenu quant la vitesse superficielle de gaz est inférieure à 0.05m/s quelque soit le diamètre de la colonne [7], dans ce régime la distribution de taille des bulles est uniforme dans toute la colonne.
- Régime de transition est observé entre le régime homogène et hétérogène, et apparait aux débits de gaz intermédiaires. Il est caractérisé par l'apparition d'agrégats de bulles et par la naissance d'une population poly-dispersée 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.
- Régime hétérogène ou turbulent apparaît pour les plus fortes vitesses superficielles de gaz, les bulles se coalescent pour donner lieu à des bulles de différentes tailles.

Un autre régime, appelé « *écoulement à bouchons* », a été aussi observé dans les colonnes de laboratoire de faible diamètre (<0.15m), il est à souligner que ce régime n'apparaît pas à l'échelle industrielle, à l'exception des liquides fortement visqueux [8].

La différenciation entre ces régimes d'écoulement n'est pas nettement détectable, pour cela, plusieurs méthodes expérimentales ont été développées, on peut citer :

L'estimation approximative 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 des vitesses de gaz inférieur à environ $0,03 \text{ ms}^{-1}$ et le régime hétérogène s'établit au delà de $0,1 \text{ ms}^{-1}$. Elle permet donc une connaissance approximative du régime de fonctionnement d'une colonne.

Le traitement du signal [9, 8] est également utilisé pour détecter la transition entre les régimes d'écoulement. En effet, les caractéristiques instationnaires de diverses grandeurs mesurées au sein des colonnes à bulles montrent l'apparition de la transition (fig 1.3). Par exemple, en régime hétérogène les fluctuations de pression ont un ordre de grandeur supérieur à celui des fluctuations mesurées en régime homogène. 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.

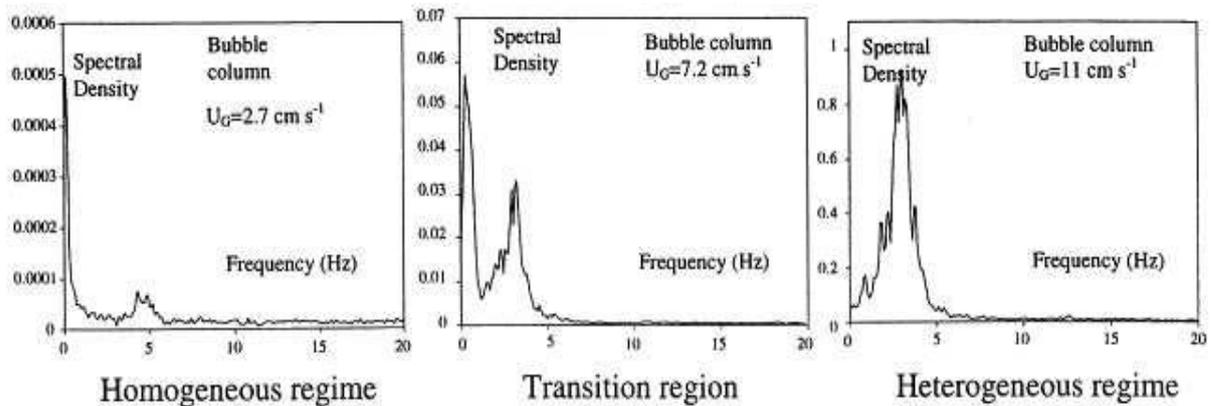


Fig. 1.3 : Identification des régimes d'écoulement par le traitement du signal temporel de pression dans le cas d'une colonne à bulles [9]

1.2.3 Distribution de la taille des bulles

Le design des contacteurs gaz-liquide repose sur la compréhension du mécanisme de la distribution de la taille des bulles au sein des réacteurs. Cette dernière reste un bon critère pour l'évaluation de l'efficacité des réacteurs gaz-liquide. La technique la plus utilisée pour accéder au diamètre des bulles est la technique photographique qui utilise des caméras numériques. Le diamètre moyen des bulles (diamètre de Sauter) dépend du type de distributeur, des caractéristiques physico-chimiques des phases et dépend peu du débit de gaz, il est donné par l'expression ci-après :

$$d_b = \frac{\sum_i n_i d_i^3}{\sum_i n_i d_i^2} \quad (1.1)$$

Avec d_i : diamètre équivalent de bulle i , et n_i le nombre de bulles de diamètre d_i

Il est à souligner qu'un diamètre de bulles réduit conduit à une aire interfaciale élevée, par conséquent, le transfert gaz/liquide sera amélioré, elle est donnée par l'expression suivante :

$$a = \frac{6\varepsilon_g}{d_b(1 - \varepsilon_g)} \quad (1.2)$$

Où ε_g : rétention gazeuse (voir paragraphe 1.5.1)

d_b : diamètre moyen des bulles

L'aire interfaciale (a) est un paramètre important pour prédire et dimensionner un contacteur à bulle. Elle s'exprime en m^2 de surface de bulle de gaz développée par m^3 de liquide. Cette valeur permet de rendre compte de l'évolution de la surface d'échange offerte au transfert de matière.

1.2.3.1 Coalescence et rupture des bulles

L'interaction entre deux bulles est un phénomène complexe, qui dépend d'un nombre important de paramètres, et qui conduit à l'apparition des phénomènes de rupture, coalescence et de déformation. [10].

La coalescence est un phénomène par lequel deux substances identiques, mais dispersées, ont tendance à se réunir. Par exemple, les petites bulles d'air, lorsqu'elles viennent à se toucher, fusionnent entre elles pour ne faire qu'une seule bulle plus grande. La modélisation de ce phénomène permet de mieux appréhender l'évolution du diamètre des bulles. Plusieurs modèles ont été proposés pour décrire les mécanismes de la coalescence.

La rupture est la division d'une bulle en bulles plus petites, donc il y aura une augmentation de l'aire interfaciale. Ce cisaillement est la conséquence de la déformation des bulles dues à la turbulence du milieu [11].

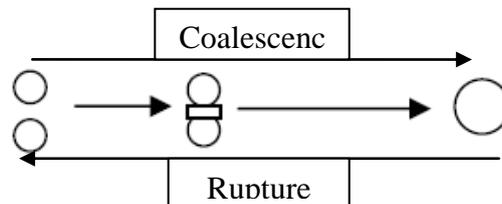


Fig. 1.4 : Phénomènes de coalescence et de rupture des bulles

L'addition des agents inhibiteurs de coalescence influe fortement sur les régimes d'écoulement. Dans ce cas, la transition d'un régime à un autre peut être retardée à des vitesses superficielles de gaz élevées, par exemple, la zone de transition classiquement observée en utilisant l'eau pure disparaît en présence de *propanol* 5% au profit d'un régime homogène étendu [8].

1.3 GENERALITES SUR LES REACTEURS DE TYPE AIRLIFT

Les réacteurs airlifts constituent un cas particulier des colonnes à bulles, ce sont des réacteurs pneumatiques car l'énergie nécessaire à l'agitation des phases (air/liquide) est fournie par l'air. Souvent, l'air est injecté par la partie inférieure du réacteur, par effet de gravitation, sa densité est inférieure comparativement au liquide, monte rapidement dans le liquide. Ce dernier est entraîné par l'air par effet d'inertie. La mise en circulation du liquide est due à une différence de poids de colonne entre les deux compartiments du réacteur, cette différence génère un gradient de pression nécessaire pour une circulation contrôlée du liquide en boucle fermée [12].

1.3.1. Principe de fonctionnement

Les airlifts sont constitués de quatre compartiments principaux :

- La jambe montante ou Riser.
- La jambe descendante ou Downcomer.
- Le séparateur gaz/liquide
- La base

-Le Riser : le gaz est injecté en bas de cette section, la circulation du gaz et du liquide est ascendante.

- Le Downcomer : C'est une section parallèle au Riser, les deux compartiments sont connectés via la base et le séparateur gaz-liquide. Ainsi, la circulation du gaz et du liquide suivent un courant descendant. Une partie des bulles de gaz formées dans le riser quittent le liquide par la surface libre, et par conséquent seront entraînées dans le downcomer.

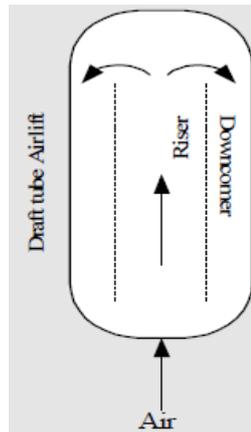


Fig. 1.5 : Principe de fonctionnement des réacteurs airlifts

1.3.2 Différentes configurations

Les réacteurs airlifts sont divisés en deux catégories : les réacteurs airlifts à recirculation interne et les réacteurs airlifts à recirculation externe [13].

- Réacteurs à boucle externe

Pour ces réacteurs, le Riser et le Downcomer sont reliés par des jonctions horizontales ou obliques en haut et en bas. La séparation du gaz se fait facilement grâce à un séparateur, situé en haut entre les deux colonnes.

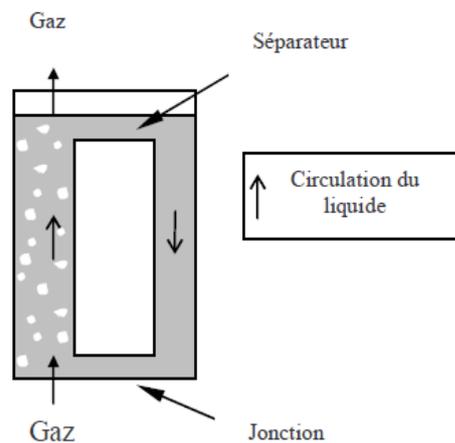


Fig. 1.6 : Airlift à recirculation externe

- Réacteurs à boucle interne

Les réacteurs airlifts à boucle ou à recirculation interne, ce sont des colonnes cylindriques ou rectangulaires chicanées. Elles servent à créer des écoulements dirigés. Si elles sont cylindriques, il s'agit alors de tube de tirage concentrique selon

l'endroit où le gaz est injecté, le fluide circule de l'intérieur vers l'extérieur du tube de tirage ou vice versa par rapport au tube de tirage.

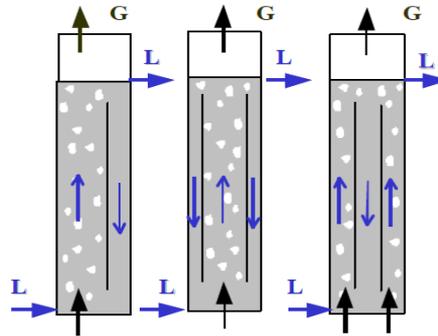


Fig. 1.7 : Airlifts à recirculation interne

La différence entre les deux types de configuration réside essentiellement dans le séparateur gaz-liquide. Ce dernier joue un rôle essentiel puisqu'il détermine la quantité de gaz dans le downcomer et influe fortement sur la vitesse de circulation du liquide.

1.4 TYPES DE DISTRIBUTEURS DE GAZ

Le distributeur de gaz joue un rôle important sur la taille initiale des bulles au niveau de l'injection, et aussi sur l'hydrodynamique de la phase gazeuse et de la phase liquide et donc sur l'aire interfaciale générée [14]. La dispersion du gaz au sein d'une phase liquide est assurée au moyen d'aérateurs qui génèrent des bulles par passage du gaz à travers des orifices immergés dans la phase liquide. Selon le domaine d'application, différents types de distributeurs de gaz sont utilisés :

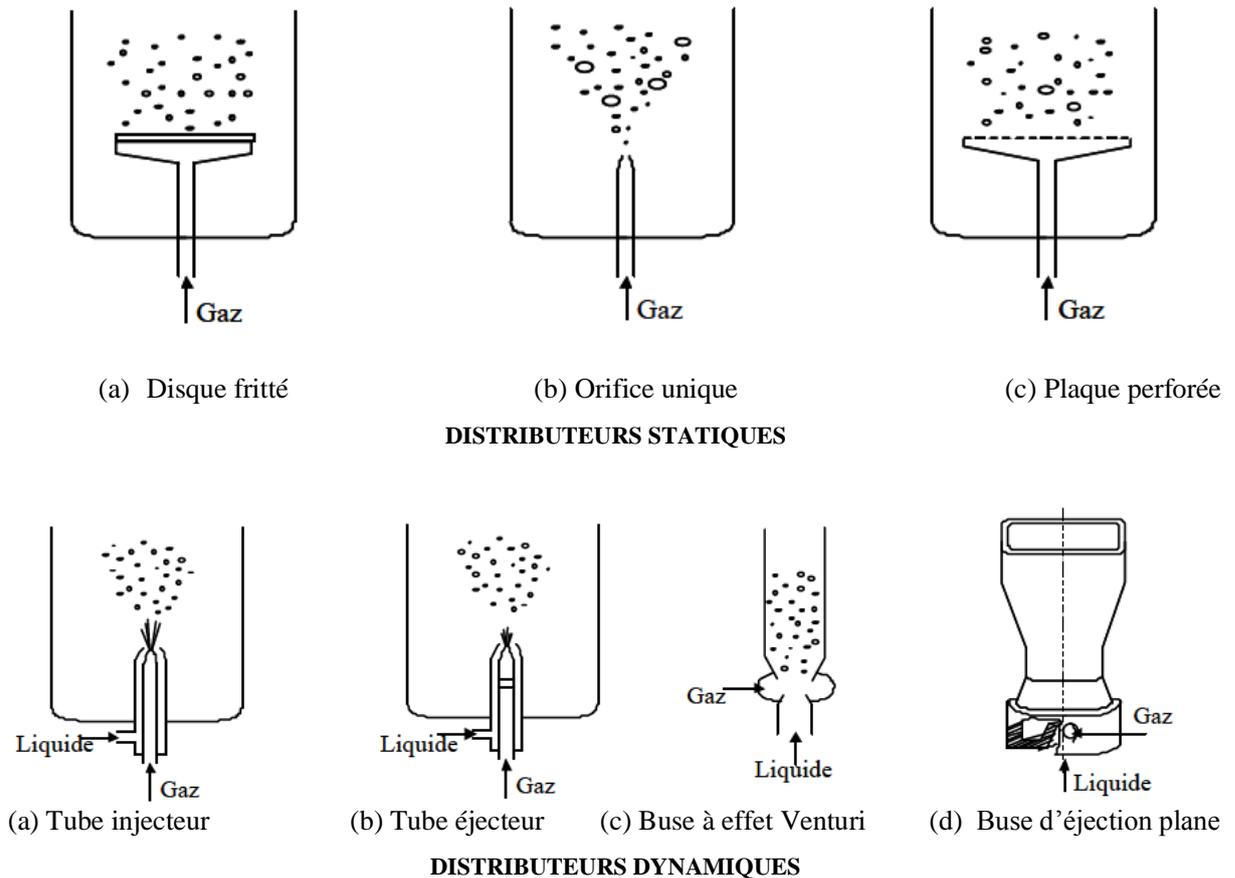


Fig. 1.8 : Types de distributeurs de gaz [15].

Leurs utilisations diffèrent d'une application à une autre, par exemple, dans l'industrie chimique, l'aération des liquides est réalisée par des distributeurs de type: plaques percées et poreux qui sont couramment utilisées [14]. Parmi les avantages qu'ils présentent, ils résistent aux hautes températures. D'autres distributeurs sont développés nous citons les membranes flexibles [16] qui, engendraient des bulles plus fines. Différentes études, qui ont été réalisées de l'influence du type d'aérateur sur les performances des réacteurs, montrent que, plus de taille de bulles fines et ainsi distribuées sur toute la section d'éjection, donc une rétention gazeuse plus importante par comparaison aux autres types de distributeurs (fig 1.9).

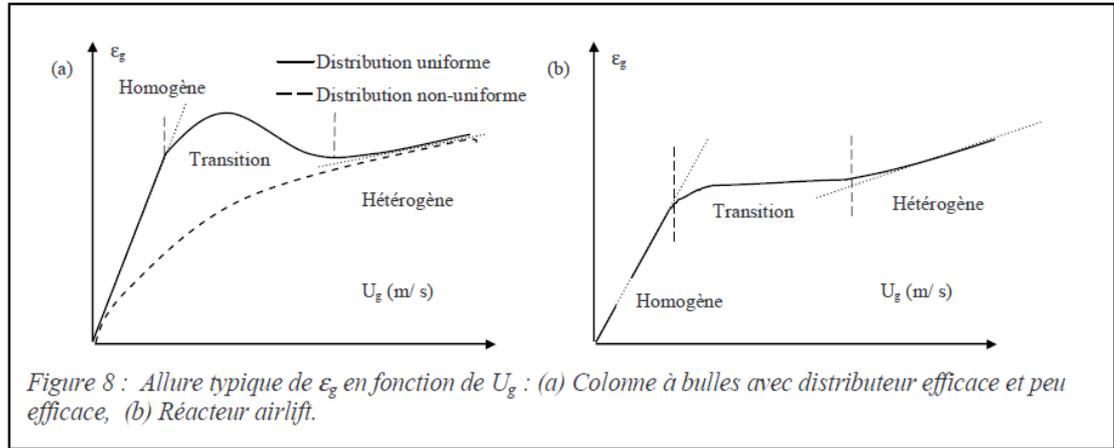


Fig. 1.9 : effet de type de distributeurs de gaz sur la rétention gazeuse [13].

1.4.1 Génération de bulle

L'objectif est ici de présenter globalement la formation de bulles au niveau du distributeur de gaz à travers des orifices immergés dans la phase liquide, de nombreux paramètres influencent le processus de formation [15]. Ils peuvent être classés comme présenté sur la Figure 1.10.

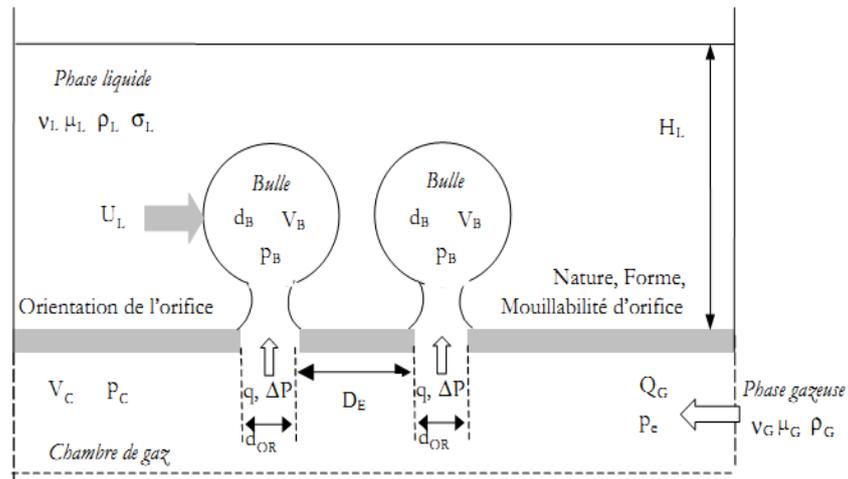


Fig. 1.10 : Schéma d'un système générateur de bulles à orifice immergé

Dans ce schéma, un débit de gaz Q_G sous une pression p_e alimente la chambre de gaz de volume V_C , située en dessous du distributeur de gaz. N_{OR} et D_E sont le nombre d'orifices et la distance entre deux orifices sur le distributeur. Les bulles de gaz de diamètre (d_B) sont générées à travers un orifice de diamètre d_{OR} : le débit d'alimentation de la bulle est $q(t)$. Les bulles sont formées dans une phase liquide incompressible et newtonienne, au repos ou en

mouvement, de hauteur HL. Les pressions dans la chambre et dans la bulle sont respectivement notées pC et pB.

Trois régimes de formation de bulles peuvent être distingués en fonction de l'intensité du débit de gaz injecté :

Régime quasi-statique d'où la fréquence de formation est tellement faible, et qui peut-être considérée en situation quasi équilibre. Le volume des bulles détachées est indépendant du débit de gaz et peut être déterminé par le volume V_{b_TATE} issu du bilan des forces (forces de pesanteur et d'Archimède) au niveau de l'orifice. La Loi de Tate se définit ainsi par [15] :

$$V_{b_TATE} = \frac{\pi d_{or} \sigma}{(\rho_l - \rho_g) g} \quad (1.3)$$

Où V_{b_TATE} , d_{or} , σ , g , $(\rho_l - \rho_g)$ sont respectivement : le volume de bulles détachés, diamètre d'orifices, la tension superficielle, la pesanteur, la différence des densité des phases en présence.

Régime dynamique de formation de bulles correspond à des débits de gaz modérés. En augmentant le débit de gaz, les forces inertielles (accélération du liquide autour de la bulle) deviennent importantes et le volume de la bulle croît presque proportionnellement avec le débit de gaz.

Le régime de bullage turbulent apparaît à des débits de gaz très élevés, il y'aura les phénomènes de coalescence et de rupture. D'une manière générale la prédiction de volume de bulles à la sortie du diffuseur, est établie en fonction de régimes de bullage, à partir des bilans de forces exercées sur une bulle au sein d'une phase continue [17].

1.5 ETUDE HYDRODYNAMIQUE

Pour caractériser globalement un contacteur gaz-liquide, il est indispensable de comprendre le comportement hydrodynamique de l'écoulement : les régimes d'écoulement, la rétention gazeuse, le temps de mélange, ...etc. Ces paramètres sont décrits ci-après.

1.5.1 Rétention de gaz

La rétention gazeuse est l'un des paramètres les plus importants qui caractérise l'hydrodynamique au sein des contacteurs gaz-liquide, notamment dans les airlifts. Elle correspond au volume de la phase dispersée rapportée au volume totale :

$$\varepsilon_g = \frac{V_g}{V_l + V_g} \tag{1.4}$$

Avec V_l, V_g les volumes de la phase liquide et gazeuse respectivement

Plusieurs facteurs influencent la rétention gazeuse, nous citons :

- ✓ distributeur de gaz
- ✓ la géométrie du séparateur
- ✓ les propriétés de la phase liquide
- ✓ présence d'impuretés

Les différentes études menées sur les airlifts et les colonnes à bulles visaient en général à déterminer les valeurs des principaux paramètres hydrodynamiques et de transfert de matière gaz-liquide, en fonction de la vitesse superficielle de gaz dans le riser. La rétention gazeuse est exprimée par l'équation suivante (voir tableau 1.1) :

$$\varepsilon_g = \alpha U_{gr}^\beta \tag{1.5}$$

Où α et β sont des paramètres qui dépendent de la géométrie du réacteur, des propriétés physicochimiques du liquide et du type du distributeur. Plusieurs corrélations ont été proposées pour le système air-eau, nous avons récapitulé les principales corrélations

Tableau 1.1: Corrélations de la rétention gazeuse pour le système air-eau

Configuration	corrélations	Conditions opératoires
Airlift à boucle Interne [18]	$\varepsilon_g = 0.16 \left(\frac{U_{gr}}{V_l} \right)^{0.59} \left(1 + \frac{A_d}{A_r} \right)$	-
Airlift à boucle Interne [19]	$\varepsilon_{gr} = 0,431 \cdot U_{gr}^{0,58} \left(\frac{A_d}{A_r} \right)^{-0,04} \left(\frac{L_c}{L_h} \right)^{-0,42}$	-
Airlift à boucle externe [20]	$\varepsilon_g = 0.297 U_{gr}^{0.74}$ $\varepsilon_g = 0.37 U_{gr}^{0.81}$ $\varepsilon_g = 1.58 U_{gr}^{1.232}$	$0 < U_{gr} < 0.02$ m/s) $0.02 < U_{gr} < 0.043$ $U_{gr} > 0.043$ m/s
Airlift rectangulaire [8]	$\varepsilon_g = 1.227 U_{gr}^{1.06}$	$0.01 < U_{gr} < 0.08$ (m/s)

La rétention du gaz dans le Downcomer (ε_{gd}) dépend fortement de la configuration du séparateur c-à-d plus un séparateur est efficace, plus la rétention dans Downcomer est faible,

qui peut-être calculée à partir plusieurs corrélations établies par les différents auteurs sous la forme suivante [21].

$$\varepsilon_{gd} = \alpha \varepsilon_{gr} - \beta \quad (1.6)$$

1.5.1.1 Mesure expérimentale de la Rétention gazeuse globale

Les techniques expérimentales de mesure de la rétention gazeuse sont nombreuses dans la littérature, elles permettent de déterminer soit la rétention globale soit la rétention locale. Nous citons les principales méthodes expérimentales qui permettent de mesurer la rétention gazeuse globale :

- ✓ Méthode d'expansion volumique
- ✓ Méthode manométrique
- ✓ Méthodes par densitométrie rayons γ et rayons X

a. Méthode volumétrique

La fraction gazeuse est estimée par la mesure de la hauteur H_L du liquide non aéré et de la hauteur H_D du liquide aéré. La rétention gazeuse moyenne sur la totalité du réacteur est alors obtenue par la formule suivante :

$$\varepsilon_g = \frac{H_D - H_L}{H_D} \quad (1.7)$$

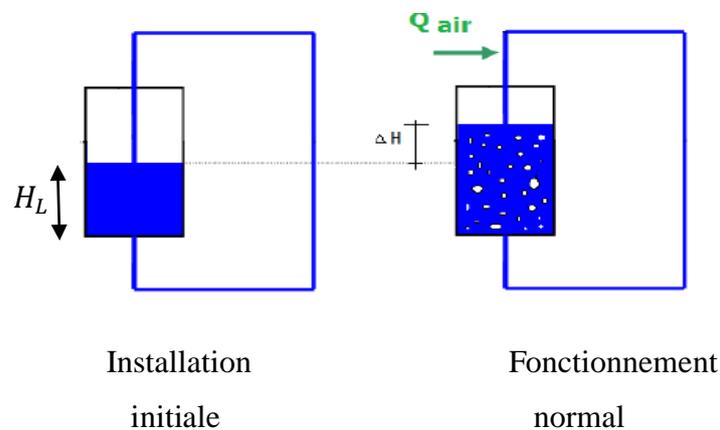


Fig. 1.11 : Mesure de la Rétention gazeuse par la méthode volumétrique

Il est à souligner qu'une mesure exacte de la hauteur de dispersion est difficile à réaliser en raison des fluctuations de la surface libre induites par le dégagement des bulles, en particulier

aux forts débits de gaz. C'est pourquoi ces mesures de rétention sont à considérer avec précaution [22].

b. Méthode Manométrique

Cette méthode repose sur des mesures de la pression statique entre deux points du réacteur séparés par une hauteur ΔH (figure I.8). En général, dans les colonnes à bulles et les réacteurs airlifts, les pertes de charge par frottements sont négligeables et comme $\rho_g \ll \rho_L$, la rétention gazeuse globale peut être calculée par la relation suivante [23] :

$$\Delta P = \rho_L \cdot g \cdot \Delta H (1 - \varepsilon_g) \quad (1.8)$$

D'où on peut tirer l'expression de la rétention gazeuse locale :

$$\varepsilon_g = 1 - \frac{\Delta P}{\rho_L \cdot g \cdot \Delta H} \quad (1.9)$$

Où ΔP est la différence de pression statique entre les deux capteurs placés à une distance ΔH .

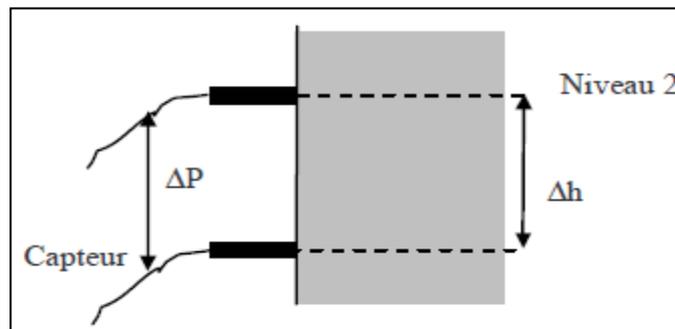


Fig. 1.12 Mesure de la rétention gazeuse par la méthode manométrique

Les capteurs de pression permettent de mesurer les valeurs de la rétention gazeuse sur la globalité ainsi que sur les différents tronçons du réacteur avec une précision relative de 1% [24].

c. Méthodes par densitomètre rayons γ et rayons X

Ces méthodes reposent sur la mesure de l'atténuation de l'intensité d'une radiation électromagnétique monochromatique lors de la traversée de l'écoulement [25].

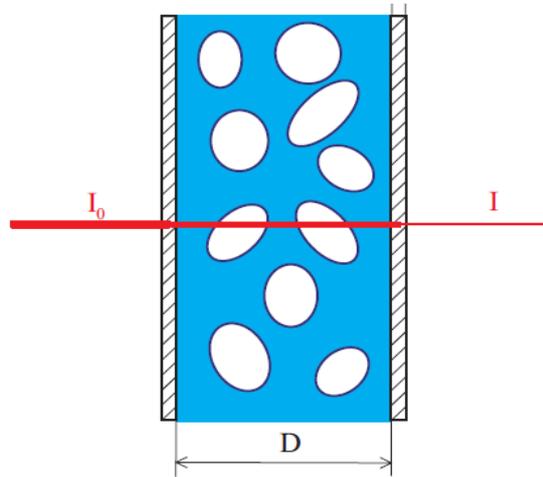


Fig. 1.13 : Mesure de la rétention gazeuse par la méthode manométrique

Elle suit la loi théorique de Beer-Lambert [25]:

$$I = I_0 e^{-A\rho x} \tag{1.10}$$

Où I_0 est l'intensité du faisceau incident, I l'intensité mesurée en sortie du système après avoir traversé une longueur x , A le coefficient d'absorption du milieu et ρ la densité du milieu. Dans le cas d'un écoulement gaz-liquide, les coefficients d'absorption des deux phases respectivement A_g et A_L . Donc la loi de Beer-Lambert s'écrit:

$$I = I_0 e^{-A_L \rho_L (1-\varepsilon_g)x - A_g \rho_g \varepsilon_g x} \tag{1.11}$$

On en déduit l'expression de la rétention gazeuse moyenne :

$$\varepsilon_g = \frac{\ln(I/I_L)}{\ln(I_g/I_L)} \tag{1.12}$$

Où I_L et I_g représentent respectivement les intensités mesurées lorsque l'écoulement est purement liquide et gazeux. Ces techniques donnent accès à la rétention gazeuse globale [13].

Il existe aussi d'autres méthodes expérimentales destinées à mesurer la rétention gazeuse locale qui sont [7] :

- ✓ Sonde optique
- ✓ Sonde de conductivité et de la résistivité
- ✓ Sondes à ultrasons

Par ailleurs, la rétention dépend de nombreux facteurs, dont le distributeur de gaz, la géométrie du séparateur, les propriétés de la phase liquide, la présence d'impuretés, les dimensions de la colonne et de la vitesse superficielle du gaz.

1.5.2 Vitesse de circulation du liquide

La vitesse de circulation du liquide conditionne le fonctionnement des réacteurs. En effet, le mélange, le transfert de matière et de chaleur dépendent fortement de la vitesse du liquide. Dans les airlifts, la vitesse du liquide est induite par la différence de la rétention entre le riser et le downcomer. Lorsque le downcomer ne contient pas beaucoup de bulles de gaz, la loi de variation de la vitesse du liquide dans le riser en fonction de la vitesse superficielle du gaz est donnée par la relation suivante:

$$U_{lr} = \alpha U_{gr}^\beta \quad (1.13)$$

Où, α est un coefficient qui dépend de la géométrie et des propriétés physico-chimiques du liquide, par contre, β dépend du régime d'écoulement et de la géométrie.

Différents modèles ont été développés pour la modélisation de la vitesse de circulation du liquide. Ils sont basés principalement sur le bilan d'énergie sur l'ensemble du réacteur. Ce bilan consiste à considérer que la puissance de détente fournie par la phase gazeuse est intégralement dissipée par le liquide [30] :

- Réacteur à boucle externe

$$U_{lr} = \left(\frac{2gH_{disp}(\varepsilon_{gr} - \varepsilon_{gd})}{\frac{K_h}{(1 - \varepsilon_{gr})^2} - K_b \left(\frac{A_r}{A_d}\right)^2 \frac{1}{(1 - \varepsilon_{gd})^2}} \right)^{1/2} \quad (1.14)$$

- Réacteur à boucle interne Pour les réacteurs à recirculation interne, les connections en haut et en bas sont souvent géométriquement identiques, ce qui implique l'égalité approximative de K_h et K_b [31].

$$U_{lr} = \left[\frac{2gH_{disp}(\varepsilon_{gr} - \varepsilon_{gd})}{K_b \left(\frac{1}{(1 - \varepsilon_{gr})^2} - \left(\frac{A_r}{A_d}\right)^2 \frac{1}{(1 - \varepsilon_{gd})^2} \right)} \right]^{1/2} \quad (1.15)$$

- ✓ K_h et K_b sont les coefficients de frottement dans le séparateur en haut, et dans la jonction Downcomer-Riser
- ✓ H_{disp} est la hauteur de la dispersion gaz-liquide
- ✓ g est la pesanteur (gravité)
- ✓ A_r est section du riser

- ✓ A_d est la section du downcomer
- ✓ A_b est l'aire du passage libre entre le riser et le downcomer en bas du réacteur

Ainsi plusieurs autres corrélations empiriques de la vitesse moyenne de circulation du liquide

en fonction de U_{gr} , $\left(\frac{A_d}{A_r}\right)$ sont proposées dans la littérature :

Tableau 1.2: Corrélations de la vitesse de liquide pour le système eau-air

Auteurs	corrélations
Gavrilescu et Turdose. (1995)[32]	$U_{lr} = 1,2 \cdot U_{gr}^{0,40} \left(\frac{A_d}{A_r}\right)^{0,657}$
Choi. (1996)[33]	$U_{lr} = 0,795 \cdot U_{gr}^{0,233} \left(\frac{A_d}{A_r}\right)^{0,33} \left(\frac{L_c}{L_h}\right)^{0,137}$

1.5.3 Distribution du temps de séjour

La notion du temps de séjour permet d'un part, de décrire le type d'écoulement à l'intérieur des réacteurs réels, et d'autre part, d'analyser les performances de ces derniers. La DTS représente un moyen de diagnostic du dysfonctionnement des systèmes, ou l'existence des court-circuits, ou de volume mort et de comparer le comportement des réacteurs à leurs modèles idéaux. Aujourd'hui, le concept de DTS est largement utilisé dans le domaine de génie chimique, pour le dimensionnement des réacteurs.

La DTS est déterminée par la technique des traceurs, ils doivent y avoir, les mêmes propriétés physiques que le fluide utilisé. D'autres paramètres sont liés à la DTS : le temps de circulation, et le temps de mélange.

1.5.3.1 Temps de circulation

C'est le temps nécessaire à un élément de volume pour parcourir une boucle à l'intérieur du réacteur, il est influencé par la géométrie du réacteur. Dans une configuration donnée, le temps de circulation est estimé à partir de la courbe temporelle en concentration réduite de traceur. Il correspond aux passages successifs du traceur devant la sonde de mesure. Ce temps est représentatif de la dispersion axiale or que le temps de mélange est représentatif de la dispersion axiale et radiale [26].

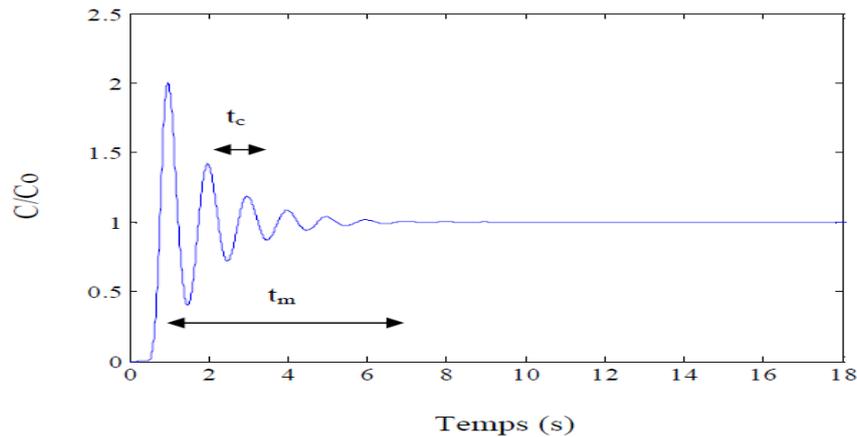


Fig. 1.14 : Variation du traceur en fonction du temps

1.5.3.2 Temps de mélange

Le temps de mélange est une grandeur globale qui caractérise l'efficacité du mélange dans le réacteur. Il correspond au temps au bout duquel la concentration du traceur injecté est égale à 95% de la concentration finale. Le temps de mélange peut être relié au temps de circulation que met le traceur pour effectuer une boucle complète dans le réacteur conduisant à un nombre adimensionnel t_m/t_c .

Généralement, l'homogénéisation est atteinte après un certains nombres de recirculations qui peuvent être estimées à 3 ou 5 recirculations dans les réacteurs agités en fonctionnement batch et le temps de mélange dans le cas d'un airlift est de 3 à 5 fois supérieur à celui d'une cuve agitée, et de 2,5 plus petit que celui obtenu dans le cas d'une colonne à bulles[27].

Le temps de mélange peut-être prédit, en fonction de la vitesse superficielle de gaz et de la circulation du liquide, le tableau 1 récapitule les corrélations les plus importantes.

Tableau 1.3 : Corrélations des temps de circulation et de mélange pour le système air-eau

Configurations	Conditions opératoires	Corrélations
Airlift split rectangulaire [27]	$0.01 < U_{gr} < 0.08$ m/s	$\varepsilon_g = 0.705U_{gr}^{0.718}$ $t_m = 13.714U_{gr}^{-0.277}$
Airlift à boucle externe [28]	$0.01 < U_{gr} < 0.178$ m/s	$t_m/V_{L(\text{volume liquide})} =$ $1100U_{gr}^{-0.5} \left(\frac{A_d}{A_r}\right)^{0.14} H_d^{-0.78} D_r^{-0.5}$
Airlift à boucle interne rectangulaire [29]	$U_{gr} < 1.5$ $1.5 < U_{gr} < 4.5$ (cm/s)	$t_m/t_c = 1.5 \text{ à } 2.5$ $t_m/t_c = 2.5 \text{ à } 3$

1.6 APPLICATIONS DES REACTEURS AIRLIFTS

Les réacteurs airlifts ont de nombreuses applications potentielles et tendent de plus en plus à remplacer les réacteurs agités mécaniquement, notamment dans les procédés de fermentation, de bioconversion et de traitement des eaux.

Dans le domaine de traitement biologique des eaux usées et des effluents industriels, ces procédés reposent sur l'utilisation de microorganismes pour assurer la transformation de matières biodégradables. C'est pourquoi, ces microorganismes nécessitent un bon transfert de d'oxygène vers le liquide pour assurer leur croissance. La dégradation des substances organiques ou inorganiques se fait partiellement ou totalement. Il est à souligner que l'épuration biologique fait appel à différents types de dispositifs (réacteurs gaz-liquide), le choix est basé principalement sur l'efficacité du processus d'épuration [34].

Par ailleurs, dans l'industrie chimique, les réacteurs airlifts sont aussi utilisés dans les procédés de lavage des gaz et ce pour éliminer les effluents gazeux toxiques tels que (H_2S , NO_x) et des composés organiques volatils[12]. Ces réacteurs peuvent être utilisés dans des processus nécessitant un contact intime gaz-liquide ou gaz-liquide-solide et dans d'autres opérations qui exigent de faibles contraintes de cisaillement. Dans le cas des systèmes gaz/liquide/solide la fluidisation, étant assurée par une simple circulation du liquide, ces

réacteurs semble être une solution simple et peu coûteuse en énergie pour mettre en œuvre des réactions en milieu triphasique [13]. Dans le domaine pétrolier, l'hydrogénation du benzène en cyclohexane catalysé par le nickel, peut s'effectuer dans un réacteur à boucle avec recyclage externe du catalyseur

1.6.1 Application aux procédés de la bioénergie

1.6.1.1 Production des lipides pour biodiesel

Une application récente et prometteuse des airlifts, elle concerne leur utilisation comme photobioréacteurs pour la culture des microorganismes photosynthétiques [35]. Les microalgues peuvent contenir des quantités non négligeables de lipides de 25 à 75% de leur poids sec [36]. Ces lipides peuvent servir comme carburants après avoir subi une conversion chimique.

1.6.1.2 Production de bio hydrogène

Une autre application importante des réacteurs airlifts [26], s'inscrit dans le cadre de la production des biocarburants du futur, tel que l'hydrogène, qui est l'élément le plus abondant de l'univers, et constitue un vecteur énergétique propre à haut rendement.

A l'heure actuelle, elle se fait à l'échelle laboratoire, il s'agit de la production d'hydrogène par les sources renouvelables notamment les microorganismes photosynthétiques. La production par voie biologique (hydrogène), repose sur l'utilisation d'organismes vivants capables, grâce à leur efficacité photochimique, de convertir l'énergie solaire en bio hydrogène.

Par ailleurs, l'hydrogène biologique est l'un des meilleurs candidats pour succéder aux hydrocarbures de par son caractère renouvelable et non polluant. En outre, les enjeux liés à cette forme d'énergie sont considérables. Mais les rendements restent très faibles ce qui fait cette voie de production fait encore l'objet de recherches fondamentales.

1.7 AVANTAGES ET INCONVENIENTS DES REACTEURS DE TYPE AIRLIFT

Les coûts opératoires élevés des réacteurs classiques (agités mécaniquement), dus à l'énergie dissipée, ont conduit à la conception et au développement de nouveaux types de réacteurs polyphasiques permettant l'amélioration du transfert d'oxygène dans un faible volume avec un degré de mélange élevé, avec une agitation pneumatique où l'énergie est apportée seulement par l'introduction du gaz comprimé, ces réacteurs offrent plusieurs avantages :

- Ils sont de construction simple, sans mobile d'agitation. Leur maintenance est donc aisée;
- Ils peuvent atteindre des tailles considérables tout en ayant un encombrement au sol faible;
- Les transferts thermiques y sont bons et il est possible d'obtenir des températures bien uniformes même dans le cas de réactions fortement exothermiques;
- La fraction de volume occupée par le liquide est supérieure à 70%; ce sont donc des réacteurs bien adaptés aux réactions lentes telles que les réactions bioénergétiques.

L'inconvénient majeur, des réacteurs pneumatiques à recirculation ne sont utilisés que à des réactions à cinétique lente, ils présentent un faibles temps de séjour de gaz, et qu'ils sont sensibles à toute modification géométrique.

1.8 CONCLUSION

Les airlifts présentent de nombreux avantages comparativement aux colonnes à bulles ou aux réacteurs agités mécaniquement. De conception simple, ils ne contiennent pas de pièces mobiles et sont faciles à entretenir. Tout en conservant de bonnes caractéristiques de transfert de masse, ces appareils permettent, grâce à la bonne circulation du liquide, d'assurer une bonne homogénéité au sein du réacteur, ce qui est important en fermentation. En somme, les gazosiphons sont relativement économiques et bien adaptés pour des systèmes qui exigent des temps de séjour longs, des débits de gaz parfois élevés, des transferts de chaleurs efficaces et un niveau de turbulence moyen.

Dans ce chapitre, nous avons présenté une synthèse bibliographique des principaux travaux de la littérature concernant les caractéristiques hydrodynamiques des colonnes à bulles et des airlifts. Nous avons également présenté les principales corrélations de la littérature qui peuvent être utilisées comme critères de comparaison

Chapitre 2 : Modélisation des écoulements dans les airlifts

2.1 Introduction

Depuis plusieurs d'années la modélisation des réacteurs gazosiphons s'effectue de façon correcte à partir de modèles globaux basés sur la distribution de temps de séjour, applicables à toute type de configuration, ils sont fiables et d'un grand intérêt pour le pilotage et la commande des procédés. Leur inconvénient est qu'ils soient adaptés à chaque procédé particulier qui nécessite un travail expérimental important notamment sur les installations pilotes. Plus récemment, avec le développement de la CFD, des efforts sont axés sur la simulation directe des écoulements par différentes voies, ce qui permet de concevoir de nouveaux réacteurs ou bien d'améliorer les performances d'une installation existante et par conséquent choisir la solution optimale en terme de performances et de coûts. Le réacteur numérique ainsi créé permet de prendre en considération différents paramètres hydrodynamiques qui interagissent entre eux à savoir : conditions de fonctionnement du procédé, écoulement gaz-liquide, hydrodynamique turbulente,...etc.

De plus, les réacteurs gaz-liquide sont gouvernés par les principes fondamentaux de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Ces équations conduisent aux équations de Navier-Stokes. Le plus souvent, la résolution de ces équations se fait numériquement.

Ce chapitre est consacré à la présentation de l'approche Euler-Lagrange (approche Lagrangienne) utilisée ici pour simuler l'écoulement gaz-liquide.

2.2 Modélisation des écoulements diphasiques

Les écoulements diphasiques apparaissent dans de nombreux phénomènes physiques naturels (nuages, brouillards, écoulement à surface libre des cours d'eau, écumes des vagues, sédimentation de particules,...etc) et sont également présents dans de nombreuses applications industrielles (transport de poudres par lits fluidisés, forages pétroliers, réacteurs chimiques, échangeurs thermiques, moteurs automobiles,...etc). La diversité des applications des écoulements diphasiques a favorisé le développement des méthodes numériques qui permettent de simuler ces écoulements. En effet, il s'agit de résoudre au cours du temps et de l'espace les équations de Navier-Stokes pour chaque une des phases, et de *coupler* les problèmes par des relations de saut aux interfaces pour prendre en compte les échanges de masse, de quantité de mouvement et d'énergie entre les phases. Pour cela, plusieurs approches ont été développées, nous décrirons ci-après les deux approches les plus importantes et les plus utilisées.

2.2.1 Modélisation Lagrangienne de la phase dispersée

2.2.1.1 Équation du mouvement d'une bulle

L'idée des méthodes lagrangiennes est de suivre individuellement chaque particule au sein de l'écoulement. Pour cela, on calcule directement la trajectoire de chaque particule, en appliquant à chacune d'elles la 2^{ème} loi de Newton (ou principe fondamental de la dynamique) :

$$\frac{dx_{bi}}{dt} = u_{bi} \quad (2.1)$$

$$m_b \frac{du_{bi}}{dt} = \sum \vec{F}_i \quad (2.2)$$

Où x_{bi} , u_{bi} , m_b , \vec{F}_i sont respectivement : la position du centre de masse de la bulle, vitesse instantané de bulle, masse de bulle, la somme de forces agissant sur une bulle.

Dans cette synthèse nous avons retenu le cas de bulles sphériques, mono-dispersés c'est à dire toutes les bulles ont le même diamètre d_b et la même masse volumique ρ_b .

2.2.1.2 Forces s'exerçant sur une bulle isolée

Ce qui suit dans ce paragraphe s'appuie largement sur les travaux de synthèse Lam, S et all [37]. L'inventaire des forces s'exerçant sur une particule solide dans un écoulement gazeux peut varier sensiblement selon les études considérées. On recensera, dans cette partie, un maximum de forces rencontrées dans la littérature pouvant influencer sur la dynamique d'une particule solide.

La 2^{ème} loi de Newton appliquée à la particule est réécrite :

$$m_b \frac{du_{bi}}{dt} = F_{Gi} + F_{Ai} + F_{Di} + F_{Li} + F_{VMi} + F_{AMi} + F_H + autres \quad (2.3)$$

- **Le poids de la bulle**

La première force s'exerçant sur une bulle est évidemment son poids

$$F_{Gi} = m_b g_i \quad (2.4)$$

Avec g_i la gravité

- **La poussée d'Archimède**

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

$$F_{Ai} = -V_b \rho_f g_i \quad (2.5)$$

Avec V_b le volume de la bulle, et ρ_f la masse volumique du fluide (phase continue).

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.

- **La force de traînée**

Une des forces majeures s'exerçant sur une particule au sein d'un fluide est la force de traînée (Drag Force). C'est une force qui s'oppose au mouvement relatif entre la particule et le fluide qui l'entoure (force de frottement fluide).

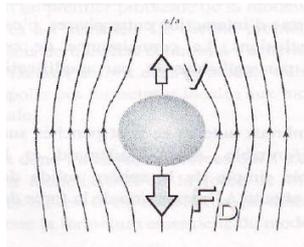


Fig. 2.1 : Force de traînée dans un écoulement stationnaire uniforme [38]

L'expression la plus générale de la force de traînée est la suivante :

$$F_{Di} = \frac{3}{4} \frac{\rho_l}{\rho_b d_b} m_b C_D (u_{li} - u_{bi}) |u_l - u_b| \quad (2.6)$$

Avec d_b le diamètre de bulles, C_D le coefficient de la traînée, u_{li} la vitesse instantané de la phase liquide au centre de masse de la bulle, u_{bi} vitesse de bulle.

L'expression de C_D varie selon le régime d'écoulement étudié comme le montre le tableau suivant :

Tableau 2.1. : Expressions du coefficient C_D

Référence	C_D expression	application
[39]	$C_D = \frac{3(\rho_l - \rho_g)gd_b}{4\rho_l u_\infty^2}$ $u_\infty = \sqrt{\frac{2\sigma_l}{d_b(\rho_l + \rho_g)} + \frac{gd_b}{2}}$	pour $d_b > 3mm$
[40]	$C_D = \frac{2}{3}E\ddot{o}^{1/2}$ avec $E\ddot{o} = \frac{(\rho_l - \rho_g)d_b^2}{\sigma}$ σ : est la tension superficielle	Présence des contaminants
[37]	$C_D = \begin{cases} \frac{16}{Re_b} & \text{si } Re_b < 1.5 \\ \frac{14.9}{Re_b^{0.78}} & \text{si } 80 < Re_b < 1.5 \\ \frac{48}{Re_b}(1 - 2.21Re_b^{-0.5}) + 1.86 \times 10^{-15} Re_b^{4.756} & \text{si } 80 < Re_b < 1500 \\ 2.61 & \text{si } Re_b > 1500 \end{cases}$	Bulles sous forme sphérique
[41]	$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_b}(1 + 1.15Re_b^{0.687}) & \text{si } Re_b < 1000 \\ 0.44 & \text{si } Re_b > 1000 \end{cases}$	Sphère rigide
[42]	$C_D = \max\left\{\frac{24}{Re_b}(1 + 1.15Re_b^{0.687}); \frac{8}{3} \frac{E\ddot{o}}{E\ddot{o} + 4}\right\}$	-
[43,44]	$C_D = \frac{2}{3}d_b \left\{ \sqrt{\frac{g(\rho_l - \rho_g)}{\sigma}} \left(\frac{1 + 17.67.f(\varepsilon)^{6/7}}{18.67.f(\varepsilon)} \right) \right\}$ <p>Avec $\begin{cases} f(\varepsilon) = (1 - \varepsilon)^{1.5} & \text{pour } \varepsilon \leq 0.3 \\ f(\varepsilon) = (\varepsilon)^3 & \text{pour } \varepsilon \geq 0.7 \end{cases}$</p>	différents régimes d'écoulements

• La force de portance

La force de portance (lift force) résulte de la non-uniformité du champ de contrainte autour de l'interface. C'est une force orthogonale à la direction de déplacement d'une bulle dans un liquide. [6]:

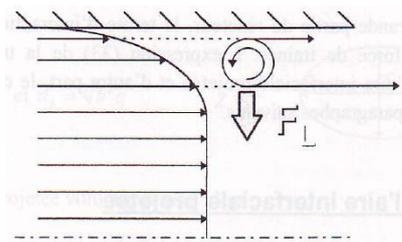


Fig. 2.2 : Force de Portance [38]

Elle est définie par la relation [45] :

$$F_{Li} = C_L \frac{\rho_l}{\rho_b} m_b (u_{li} - u_{bi}) \times (\nabla \times u_{li}) \quad (2.7)$$

Le coefficient de portance C_L dépend également de la présence d'autres bulles qui entourent la bulle, ce coefficient peut s'exprimer par la relation suivante [43] :

$$C_L = \begin{cases} \min[0.288 \tanh(0.121 Re); f(E\ddot{o})] & \text{si } E\ddot{o} < 4 \\ f(E\ddot{o}) & \text{si } 4 \leq E\ddot{o} \leq 10.7 \\ -0.29 & \text{si } E\ddot{o} > 10.7 \end{cases} \quad (2.8)$$

Avec $f(E\ddot{o}) = 0.00105E\ddot{o}^3 - 0.0159E\ddot{o}^2 - 0.0204E\ddot{o} + 0.474$

Où $E\ddot{o}$: nombre d'Eötvös (voir tableau 2.1)

- **La force de masse ajoutée**

La force de masse ajoutée F_{VMi} (masse virtuelle) représente l'inertie du fluide « attaché » à la particule. Cette dernière «semble » alors plus difficile à accélérer, comme si sa masse était plus importante. Elle est donnée par l'expression suivante:

$$F_{VMi} = C_{MA} \frac{\rho_l}{\rho_b} m_b \left(\frac{Du_{li}}{Dt} - \frac{du_{bi}}{dt} \right) \quad (2.9)$$

De nombreuses études numériques ont montré que le coefficient de la masse ajoutée 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.

Où $\frac{D}{Dt}$, $\frac{d}{dt}$ désignent respectivement les dérivées particulières fluides et les dérivées particulières solides [46].

- **La force de masse déplacée**

La force de masse déplacée (force de Tchen) représente la force que le fluide doit exercer sur un élément de lui-même, de même volume que la particule, pour lui fournir une accélération égale à celle de l'écoulement non perturbé par la particule.

$$F_{AMi} = \frac{\rho_l}{\rho_b} m_b \frac{Du_{li}}{Dt} \quad (2.10)$$

- **Autres forces**

Chez certains auteurs, d'autres phénomènes peuvent encore être pris en compte comme la force de :

- Force brownienne
- Effets électrostatiques
- La force de Basset (force d'histoire)
- Effets thermophorétiques

Chaque une des forces peut être négligée soit par :

- La nature de l'écoulement
- Nombre de Reynolds étudié
- Régimes d'écoulement
- Modèle de turbulence

2.2.2 Modélisation Eulérienne de la phase continue

Un traitement Eulérien de la phase continue (liquide), donc pour cette dernière, on résout donc des équations de type milieux continus (équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement). Les équations locales de la mécanique des fluides peuvent alors être [6]:

Équation de continuité :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_l \rho_l) + \nabla \cdot (\varepsilon_l \rho_l U_{li}) = 0 \quad (2.11)$$

Équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial(\varepsilon_l \rho_l U_{li})}{\partial t} + \nabla(\varepsilon_l \rho_l U_{li} U_{li}) = -\varepsilon_l \nabla P + \nabla \cdot (\varepsilon_l \tau_l) + \varepsilon_l \rho_l g + M_{li} \quad (2.12)$$

Où les variables sont définies de la manière suivante :

L'indice l : désigne la phase liquide

ρ_l : La masse volumique

ε_l : La fraction volumique avec ($\varepsilon_l + \varepsilon_b = 1$)

U_{li} : La vitesse instantanée au centre de gravité des mailles

τ_l : est le tenseur des contraintes visqueuses,

L'équation du tenseur des contraintes visqueuses est la suivante [45] :

$$\tau_l = -\mu_{eff,l} \left(\nabla U_{li} + \nabla^T U_{li} - \frac{2}{3} I(\nabla u_{li}) \right) \quad (2.13)$$

Avec $\mu_{eff,l}$: la viscosité effective

Le terme M_{li} 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 $\sum F$ 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.

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

$$M_{gl} = -M_{lg} \quad (2.14)$$

2.2.3 Modélisation de la turbulence de la phase continue

Le caractère aléatoire de la turbulence en écoulement diphasique rend difficile la résolution directe des équations locales instantanées. C'est pour cela, on est donc amené à effectuer des prises de moyenne des équations instantanées de manière à trouver une solution moyennée pour l'écoulement. Les outils statistiques sont alors mis en œuvre pour définir des champs moyens de vitesse, de pression, etc.... Cette approche est à la base de nombreux modèles de turbulence, couplés à des observations expérimentales, qui donnent de bonnes estimations des grandeurs moyennes des écoulements turbulents. Dans le cas des écoulements diphasiques on cherche à décrire les champs moyens des différentes grandeurs de chacune des deux phases ainsi que les champs de taux de présence des phases.

Actuellement cette dernière méthode est la plus utilisée dans le monde de l'industrie. Elle est basée sur une approche moyennée de l'équation de Navier-Stokes, qu'on va dans ce travail, étudier plus en détail les différentes équations moyennées dont se servent les modèles RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*).

2.2.3.1 La moyenne de Reynolds

Toute approche en grandeurs moyennes nécessite avant toute chose la définition d'un opérateur de moyenne statistique. Cet opérateur $\langle . \rangle$ doit vérifier un certain nombre de propriétés indispensables à la mise en équation du problème.

Les propriétés de la décomposition de Reynolds sont données [47] pour :

- **Linéarité**

$$\langle \phi + \varphi \rangle = \langle \phi \rangle + \langle \varphi \rangle ; \langle \lambda \phi \rangle = \lambda \langle \phi \rangle \quad (2.15)$$

Où ϕ et φ sont des variables locales instantanées quelconques et λ une constante

- **Idempotence**

$$\langle \langle \phi \rangle \varphi \rangle = \langle \phi \rangle \langle \varphi \rangle \quad (2.16)$$

- **Dérivation**

$$\left\langle \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right\rangle = \frac{\partial \langle \phi \rangle}{\partial x_i} ; \langle \nabla \phi \rangle = \nabla \langle \phi \rangle \quad (2.17)$$

- **Intégration**

$$\left\langle \int \phi dt \right\rangle = \int \langle \phi \rangle dt \quad (2.18)$$

La décomposition des grandeurs intervenant dans le mouvement en valeurs moyennes et fluctuantes a été proposée par Reynolds en 1883. Un champ ϕ de l'écoulement est ainsi décomposé en :

$$\phi = \langle \phi \rangle + \phi' \quad \text{Avec } \langle \phi' \rangle = 0 \quad (2.19)$$

Où ϕ' désigne la fluctuation de u au sens de la moyenne d'ensemble.

D'un point de vue purement statistique la moyenne d'ensemble est par définition, une moyenne sur un grand nombre de réalisations indépendantes, d'un même événement. On définit la moyenne d'une grandeur ϕ par :

$$\langle \phi \rangle = \lim_{N \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \phi_n \right] \quad (2.20)$$

La moyenne spatiale sur un volume Ω est donnée par :

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} \phi dV \quad (2.21)$$

La moyenne temporelle sur un sur un temps T est donnée par :

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{T} \int_T \phi dt \quad (2.22)$$

Ces moyennes spatio-temporelles sont finalement équivalentes à la moyenne d'ensemble à condition qu'elles vérifient les axiomes de Reynolds [48].

L'utilisation de l'opérateur de moyenne phasique permet ainsi d'obtenir des grandeurs moyennes phasiques définies et continues sur tout le domaine de l'écoulement. Elle décrit ainsi le milieu diphasique comme un mélange de deux fluides coexistants et en interaction. Cette formulation efface l'information sur la géométrie des interfaces et décrit les interactions interfaciales par des termes définis et continus sur tout le domaine de l'écoulement.

2.2.3.2 Application aux équations de Navier Stokes

L'obtention des équations moyennées de Navier-stokes (RANS) repose sur la décomposition de Reynolds selon l'approche Eulérienne, en désignant par $\langle \phi \rangle$ toute grandeur moyenne, par $\bar{\phi}$, on obtient les expression suivante [44] :

Équation de continuité

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_l \rho_l) + \frac{\partial(\varepsilon_l \rho_l \bar{U}_{l,i})}{\partial x_i} = 0 \quad (2.23)$$

Équations de conservation de la quantité de mouvement :

Le passage à la moyenne des équations de Navier-Stokes fait apparaitre des termes inconnus, qu'il convient de modéliser, il s'agit, pour la dynamique, des tensions de Reynolds $\overline{u'_{li}u'_{lj}}$, et on obtient le modèle suivant :

$$\frac{\partial(\varepsilon_l \rho_l \bar{U}_{l,i})}{\partial t} + \frac{\partial(\varepsilon_l \rho_l \bar{U}_{l,i} \bar{U}_{l,j})}{\partial x_j} = -\varepsilon_l \frac{\partial \bar{P}_l}{\partial x_i} + \frac{\partial(\varepsilon_l (\bar{\tau}_{l,ij} + \bar{\tau}_{l,ij}^t))}{\partial x_j} + \varepsilon_l \rho_l g + \bar{M}_{l,i} \quad (2.24)$$

$\bar{\tau}_{l,ij}$, $\bar{\tau}_{l,ij}^t$ sont respectivement les tenseurs des contraintes visqueuses et turbulentes. Le tenseur des contraintes turbulentes de la phase k s'exprimant sous la forme :

$$\bar{\tau}_{l,ij}^t = -\rho_l \overline{u'_{li}u'_{lj}} \quad (2.25)$$

Ces équations (2.24, 2.25) contiennent des termes inconnus liés aux non-linéarités, qui seront modélisés pour fermer le système. Pour cela des modèles de turbulence seront utilisés ; à l'heure actuelle, il en existe un grand nombre : des modèles du premier ordre faisant intervenir des relations algébriques, des modèles avec une ou deux équations. Ils sont plus coûteux que

les modèles à une ou deux équations de transport et restent donc d'un emploi limité. Industriellement, l'approche statistique (RANS) avec des modèles en un point est la plus utilisée car elle est actuellement une des seules solutions pour prédire des écoulements turbulents dans des configurations complexes proches de la réalité.

2.2.3.3 Fermeture des équations moyennées

Le problème de fermeture du système d'équations moyennées du modèle Eulérien nécessite que l'on ait autant d'équations que d'inconnues. En l'absence de transfert de masse, les équations de bilans moyens formulées dans le paragraphe précédent contiennent les inconnues suivant :

- ε_l , ρ_l et $\overline{U_{l,i}}$ pour le bilan de masse
- $\overline{P_l}$, $\overline{\tau_{l,ij}}$, $\overline{\tau_{l,ij}^t}$ et $\overline{M_{l,i}}$ pour le bilan de quantité de mouvement

Avec les deux équations disponibles, il est possible d'explicitier les relations suivantes [49] :

- Les taux de présence des deux phases sont reliés par la relation suivante : $\varepsilon_l + \varepsilon_g = 1$
- La masse volumique de la phase l , ρ_l est déterminée par une fonction d'état
- Le tenseur des contraintes visqueuses relatives aux deux phases $\overline{\tau_{l,ij}}$ peut être explicité par des lois de comportement

Le problème de fermeture va alors concerner les inconnues citées ci-dessous. Si l'on souhaite obtenir un modèle permettant de décrire les champs de vitesses moyennes dans la phase liquide et leur répartition dans le domaine de l'écoulement, il faut que l'on choisisse les vitesses moyennes dans chacune des phases et le taux de présence de l'une des phases comme inconnues principales. Il n'est donc pas possible de conserver les deux pressions phasiques comme inconnues principales et le problème de fermeture concerne donc :

- Le terme d'échange (d'interaction) interfacial $\overline{M_{l,i}}$ (voir couplage diphasique)
- Le tenseur des contraintes turbulentes $\overline{\tau_{l,ij}^t}$
- La pression dans l'une des phases : il s'agit d'exprimer la pression moyenne dans l'une des phases en fonction de la pression dans l'autre.

On résume dans le tableau 2.2 quelques modèles de turbulence basés sur la moyenne de Reynolds, qui sont plus utilisés dans la modélisation

Tableau 2.2 : Modèles de turbulence

Modèle	Équations	Viscosité dynamique Turbulente	Constantes
k – ε [50, 52]	$\frac{\partial(\varepsilon_l \rho_l k_l)}{\partial t} + \nabla(\varepsilon_l \rho_l u_l k_l) = \nabla \left(\left(\mu_{l,l} + \frac{\mu_{l,t}}{\sigma_k} \right) \nabla k_l \right) + \varepsilon_l (G_1 - \rho_l \varepsilon_l)$ $\frac{\partial(\varepsilon_l \rho_l \varepsilon_l)}{\partial t} + \nabla(\varepsilon_l \rho_l u_l \varepsilon_l) = \nabla \left(\left(\mu_{l,l} + \frac{\mu_{l,t}}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon_l \right) + \varepsilon_l \frac{\varepsilon_l}{k_l} (C_{\varepsilon 1} G_1 - C_{\varepsilon 2} \rho_l \varepsilon_l)$	$\mu_{t,l} = \rho_l C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$	$C_{\varepsilon 1} = 1.44$ $C_{\varepsilon 2} = 1.92$ $C_\mu = 0.09$ $\sigma_k = 1.0$ $\sigma_\varepsilon = 1.0$
k – ε RNG [52]	<p>Le premier terme est le même que le modèle $k - \epsilon$</p> $\frac{\partial(\varepsilon_l \rho_l \varepsilon_l)}{\partial t} + \nabla(\varepsilon_l \rho_l u_l \varepsilon_l) = \nabla \left(\left(\mu_{l,l} + \frac{\mu_{l,t}}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon_l \right) + \varepsilon_l \frac{\varepsilon_l}{k_l} (C_{\varepsilon 1 \text{RNG}} G_1 - C_{\varepsilon 2} \rho_l \varepsilon_l)$	$\mu_{t,l} = \rho_l C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$	$C_{\varepsilon 1 \text{RNG}} = C_{\varepsilon 1} - \frac{\eta(1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta\eta^3}$ $\eta_0 = 4.38$ $\beta = 0.015$
k – ω [52]	$\frac{\partial(\varepsilon_l \rho_l k_l)}{\partial t} + \nabla(\varepsilon_l \rho_l u_l k_l) = \nabla \left(\varepsilon_l \left(\mu_{l,l} + \frac{\mu_{l,t}}{\sigma_k} \right) \nabla k_l \right) + \varepsilon_l (G_1 - \beta' \rho_l k_l \omega_l)$ $\frac{\partial(\varepsilon_l \rho_l \omega_l)}{\partial t} + \nabla(\varepsilon_l \rho_l u_l \omega_l) = \nabla \left(\varepsilon_l \left(\mu_{l,l} + \frac{\mu_{l,t}}{\sigma_\omega} \right) \nabla \omega_l \right) + \varepsilon_l \frac{\omega_l}{k_l} \alpha G_1 - \beta \rho_l \omega_l^2$	$\mu_{t,l} = \rho_l \frac{k^2}{\omega}$	$\beta' = 0.09$ $\alpha = 5/9$ $\beta = 0.075$ $\sigma_k = 2.0$ $\sigma_\omega = 2$
RSM [45,52]	$\frac{\partial(\varepsilon_l \rho_l \overline{u'_i u'_j})}{\partial t} + \nabla(\varepsilon_l \rho_l u_l \overline{u'_i u'_j}) = \nabla \left(\varepsilon_l \left(\mu_{l,l} + \frac{2}{3} \rho_l C'_S \frac{k^2}{\varepsilon} \right) \nabla \overline{u'_i u'_j} \right) + \varepsilon_l \left(P'_{ij} + \phi_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho_l \varepsilon_l \right)$ $\frac{\partial(\varepsilon_l \rho_l \varepsilon_l)}{\partial t} + \nabla(\varepsilon_l \rho_l u_l \varepsilon_l) = \nabla \left(\varepsilon_l \left(\mu_{l,l} + \rho_l C_\mu \frac{k}{\varepsilon} \overline{u'_i u'_j} \right) \nabla \varepsilon_l \right) + \varepsilon_l \rho_l \frac{\varepsilon_l}{k_l} (C_{\varepsilon 1} \overline{u'_i u'_j} \nabla u_l - C_{\varepsilon 2} \varepsilon_l)$ <p>Avec $k_l = \frac{1}{2} (\sum_{i=1,2,3} u'_i u'_i)$</p>	(-)	$C_{\varepsilon 1} = 1.45$ $C_{\varepsilon 2} = 1.83$ $C_\mu = 0.1$ $C'_S = 0.22$
LES [40]	Modèle filtré	$\mu_{t,l} = \rho_l (C_s \Delta)^2 S $	$C_s = 0.12$

Le modèle **k – ε** s'avère moins adapté aux écoulements tourbillonnaires, ces constantes étant calées sur des données issues d'écoulements plans. Il est recommandé d'en changer les constantes, le modèle **RNG** (ReNormalized Group) **k – ε** est davantage adapté aux

écoulements tourbillonnaire, cependant il repose également sur l'hypothèse d'isotropie de la turbulence.

Il est bien connu que la formulation en ω est plus robuste que celle en ϵ dans le cas d'écoulements soumis à de forts gradients de pression adverse. En revanche, le modèle $k-\omega$ présente le désavantage d'être sensible à la valeur externe de ω . Le modèle $k-\epsilon$, quant à lui, est très efficace dans les zones d'écoulements cisailés libres.

Afin de profiter des avantages respectifs des modèles $k-\epsilon$ et $k-\omega$, Menter a développé une version hybride de ceux-ci. Le modèle SST (*Shear Stress Transport*) utilise les équations du modèle $k-\omega$ près des parois et se transforme graduellement à un modèle $k-\epsilon$ modifié au centre de l'écoulement [53].

2.2.4 Couplage diphasique

Couplage entre la phase dispersée et continue dans un écoulement diphasique, de particules, de bulles ou de gouttelettes, l'interaction se fait de différentes manières.

- Couplage massique
- Couplage énergétique
- Couplage dynamique

Dans le présent travail supposons que le transfert de masse d'énergie (conditions isothermes) sont négligés et l'accent davantage de cette section repose sur les effets de couplage dynamique.

2.2.4.1 Couplage dynamique

Couplage dynamique décrit l'effet du fluide porteur sur le comportement dynamique des bulles dispersées et le contre-effet de ces dernières sur le champ de vitesse de fluide qui l'entoure. Différentes méthodes de modélisation sont applicables, selon la façon dont le comportement dynamique des deux phases est prévu pour être influencé par la présence de l'autre phase. Critères permettant de différencier ces effets sont la fraction volumique de la phase dispersée dans le mélange à deux phases et la distance que l'entité introduite dans la (Fig 2.3).

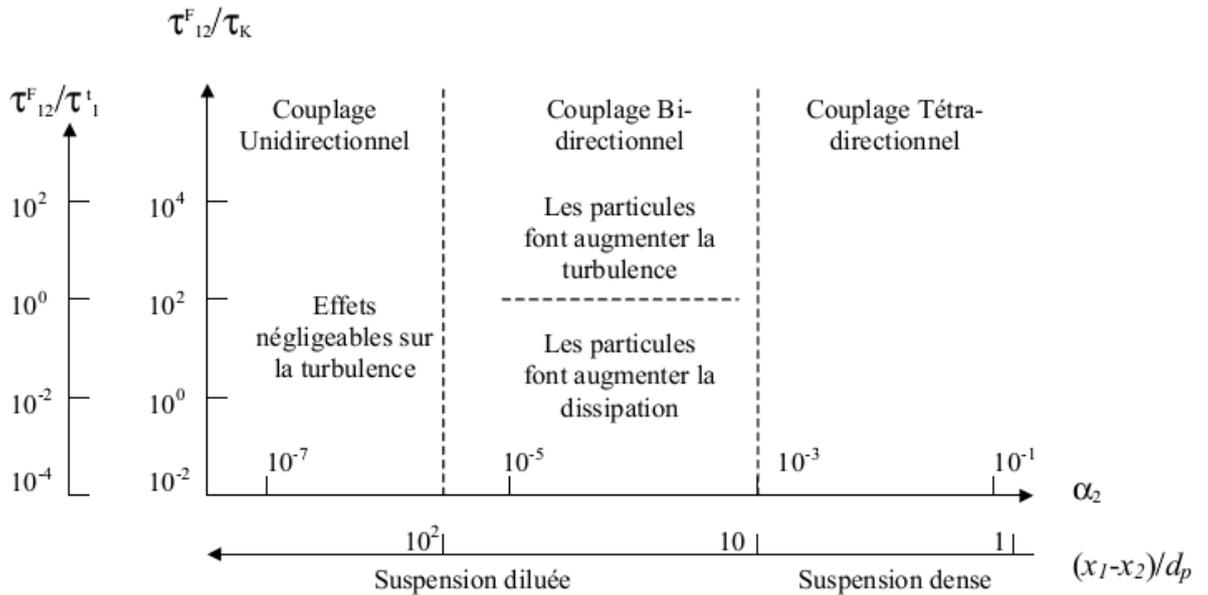


Fig. 2.3 : Classification des régimes dans les écoulements gaz-solide [54].

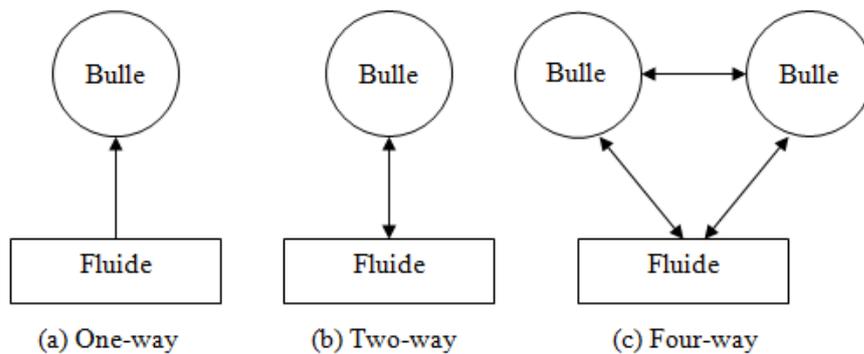


Fig. 2.4 Modes de couplage diphasique gaz-liquide

Une classification pour les suspensions gaz-solide basée sur certaines échelles de temps caractéristiques précédentes, mais également sur la distance relative entre les particules et l'échelle de temps de Kolmogorov τ_K est présentée, (Figure 2.3).

- Un couplage directe (*one-way coupling*)
 Quand la suspension est très diluée, disons $\alpha_2 < 10^{-6}$ les particules n'ont aucun effet sur le mouvement turbulent de la phase continue, et leur mouvement peut être décrit par le mouvement turbulent de la phase continue si leur inertie est suffisamment petite.
- Un couplage inverse (*two-way coupling*)
 Quand la fraction de volume de particules est plus grande jusqu'à $\alpha_2 = 10^{-3}$ on peut observer des effets de la présence des particules sur le mouvement turbulent de la phase continue.
- Un couplage de quatrième ordre (*four-way coupling*)

Quand la fraction de volume de particules dépasse une certaine valeur, disons $\alpha_2 > 10^{-3}$, la distance relative entre les particules est suffisamment petite pour que les particules se heurtent.

Cependant, pour écoulement à bulles, généraux études quantitatives concernant l'effet de la fraction volumique et de l'espacement entité sur les mécanismes de couplage dynamique n'ont pas été réalisés à ce jour. Cependant, d'un point de vue qualitatif, le comportement physique se trouve être le même que pour les particules, à savoir que deux et à quatre voies couplage sont devenues plus important quand la fraction volumique de gaz augmente [55].

A. Couplage inverse (Two way coupling)

Le principe d'action-réaction, dans tout écoulement diphasique, entraîne un couplage mutuel d'une phase sur l'autre. Théoriquement on devrait donc toujours considérer un couplage à deux sens fluide \rightleftharpoons particules. Mais les termes de couplage ne sont pas ressentis identiquement par les deux phases car les propriétés de celles-ci sont très éloignées. Par exemple pour ce qui est de la force de traînée, elle ne peut être négligée au niveau des particules (au risque de perdre presque toute la physique associée à la phase dispersée dans notre cas), mais en est-il de même pour la phase fluide ? En occultant les problèmes liés aux échanges de masse ou chaleur, nous allons essayer de caractériser l'effet couplage inverse (fluide \leftarrow particule) sur le mouvement moyen du fluide.

La formulation du terme source par l'approche lagrangienne présente l'avantage de prendre en compte toutes les forces qui agissent sur la particule. Les forces de surface exercées par le fluide sur les particules (traînée, portance, ..ets) sont à l'origine de ces échanges de quantité de mouvement. Pour des inclusions sans changement de phase, le terme $\overline{M_{l,i}}$ qui traduit les échanges de quantité de mouvement s'exprime par [56]:

$$\overline{M_{l,i}} = n \left\langle -m_b \left[\frac{du_{bi}}{dt} - g_i \right] \right\rangle \quad (2.26)$$

Où n est le nombre de particules par unité de volume de suspension.

L'expression standard du terme source des moments de transfert interfacial dû aux particules qu'elle a été utilisée, elle est obtenue en faisant un moyen pour chaque volume de contrôle (voir Fig 2.5), [56].

$$M_{li} = -\frac{1}{V_{cell}\Delta t_E} \sum_k \sum_n \left\{ ([u_{Bi}]_k^{n+1} - [u_{Bi}]_k^n) - g_i \left(1 - \frac{\rho}{\rho_b} \right) \Delta t_L \right\} \quad (2.27)$$

Où

V_{cell} : Volume de contrôle

$\Delta t_E, \Delta t_L$: sont respectivement le pas du temps Eulérien et Lagrangien

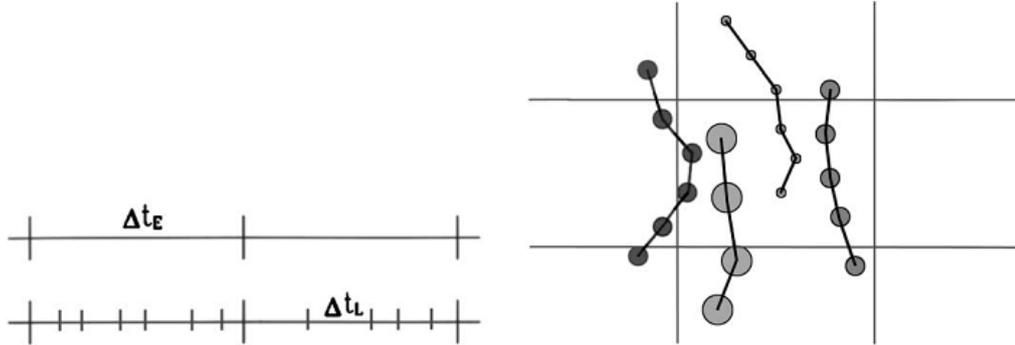


Fig. 2.5 : Illustration de la prise de moyenne du terme source le long de la trajectoire de bulle pendant un pas de temps Eulérien (Δt_E)

La modification de la turbulence par les particules devrait être expliquée par des termes source appropriés dans les équations pour les variables turbulentes, qui sont donnés pour le modèle de turbulence $k-\epsilon$ par [56] :

$$S_{ki} = \overline{u_i M_{li}} - U_i \overline{M_{li}} \quad (2.28)$$

$$S_{\epsilon i} = C_{\epsilon 3} \frac{\epsilon}{k} S_{ki} \quad (2.29)$$

Avec

S_{ki} : Terme source de couplage pour l'équation de l'énergie cinétique

$S_{\epsilon i}$: Terme source de couplage pour l'équation de dissipation

$C_{\epsilon 3}$: Constante non universel du modèle de turbulence $k-\epsilon$, ($1.1 < C_{\epsilon 3} < 1.8$)

2.3 Autres approches de simulation diphasique

2.3.1 Approche DNS

D'un point de vue théorique, la simulation numérique directe constitue la meilleure reproduction des écoulements turbulents à bulles puisqu'elle ne nécessite aucune modélisation explicite de la turbulence. Elle consiste à la résolution des équations instantanées de bilans de masse et de quantité de mouvement (de Navier Stokes) dans chacune des phases avec la prise

en compte des conditions aux limites aux interfaces qui meuvent dans le domaine du calcul numérique de l'écoulement.

La Simulation Numérique Directe (SND) se généralise de plus en plus pour le calcul d'écoulements laminaires instationnaires dont la complexité concerne les phénomènes physiques étudiées mais également les techniques numériques employées, telle que l'interaction entre la dynamique d'une bulle et les instabilités de son sillage. Dans le cas des écoulements turbulents, la résolution directe des équations de Navier-Stokes est encore grandement limitée par la nature de l'écoulement à calculer. Le maillage utilisé doit permettre de décrire toutes les échelles spatiales de l'écoulement.

Cette approche reste cependant limitée aux faibles nombres de Reynolds et à un nombre réduit de bulles à cause de son coût excessif sur le plan du calcul numérique. En effet, à grand nombre de Reynolds la reproduction des échelles caractéristiques des fluctuations turbulentes au niveau des sillages des bulles nécessite une très grande résolution spatiale.

2.3.2 Approche-LES

Pour palier aux inconvénients de la DNS (très grand nombre de mailles, calcul à des nombres de Reynolds peu élevés, ...) ; au lieu de simuler toutes les échelles de la turbulence, seules les grandes échelles sont simulées jusqu'à une certaine échelle Δ appelée taille de filtre ou échelle de coupure. Les petites échelles seront modélisées. Cette technique est appelée Simulation des grandes échelles (SGE), plus communément nommée LES (pour Large Eddy Simulation) [50].

Dans cette approche, les équations instantanées de Navier Stokes sont filtrées spatialement afin d'obtenir des équations de transport permettant de calculer les grandes échelles de la turbulence de la phase continue. Tandis que les micro-échelles à caractère universel sont modélisées par un modèle dit de sous-maille. Les trajectoires des inclusions sont calculées de la même manière que dans le cas de la méthode de simulation directe.

On peut décomposer cette méthode en quatre étapes [57]:

- ✚ On définit une opération de filtrage pour décomposer la vitesse $U(x, t)$ en la somme d'une composante filtrée (ou résolue) $\bar{U}(x,t)$ et d'une composante résiduelle (ou de sous-maille) $u''(x,t)$. Le champ de vitesse filtré $\bar{U}(x,t)$ représente la dynamique des grands tourbillons.
- ✚ Les équations pour l'évolution du champ de vitesse filtré découlent des équations de Navier-Stokes. La différence majeure est la présence dans l'équation de conservation

de la quantité de mouvement du tenseur des contraintes de sous-maille τ_{ij} (modélisé), traduisant la contribution des petits tourbillons.

- ✚ La fermeture de ces équations est réalisée en modélisant ce tenseur des contraintes de sous-maille, τ_{ij} , par un modèle de viscosité turbulente ν_t . Les deux modèles les plus utilisés sont ceux dits de « Smagorinsky » et « WALE » (Wall-Adapting Local Eddy). Les expressions des termes intervenant dans ces deux modèles sont :

$$\tau_{ij} = -\frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -\nu_t S_{ij} \quad (2.30)$$

$$\text{avec } S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \right)$$

L'expression de la viscosité turbulente est propre à chacun des modèles :

Modèle de Smagorinsky $\nu_t = (C_s \Delta)^2 |S|$ avec $|S| = \sqrt{S_{ij} S_{ij}}$ (2.31)

Modèle WALE $\nu_t = (C_w \Delta)^2 f(S_{ij} S_{ij}; \Omega_{ij} \Omega_{ij})$ avec $\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$ (2.32)

- ✚ On résout numériquement les équations filtrées, ce qui fournit une approximation de la dynamique instationnaire des grandes échelles de l'écoulement turbulent.

Par comparaison à la DNS, la LES induit une perte d'information au niveau de la modélisation des microstructures de la turbulence, cependant elle conserve un niveau de description assez satisfaisant tout en permettant de dépasser la limite des faibles nombres de Reynolds rencontrés dans la DNS. Cette méthode a permis en particulier d'analyser le phénomène de dispersion des inclusions dans une turbulence homogène et isotrope et constitue un outil important pour tester la validité des relations de fermeture plus ou moins empiriques adoptées dans les modèles à deux fluides.

La simulation des grandes échelles (SGE ou LES en anglais pour Large-Eddy Simulation) propose une voie intermédiaire entre les approches moyennées **RANS** et l'approche directe **DNS**.

Le couplage RANS/LES consiste à simuler une partie de l'écoulement avec un modèle LES tandis que le reste du domaine utilise un modèle RANS [50]. Cette technique permet d'obtenir des informations instantanées sur une zone prédéfinie du domaine de calcul. En revanche, on

pourra se contenter d'un maillage plus grossier pour tout le reste du domaine, où des données instationnaires ne sont pas nécessaires.

2.3.3 Approches locales, quelques notions

Depuis quelques années, des approches locales, plus précises que celles décrites dans le paragraphe 2.2, sont en cours de développement. 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.

2.3.3.1 L'approche de Lattice-Boltzmann

Il s'agit de modéliser le comportement du fluide en tant qu'assemblage moléculaire. Si les forces intermoléculaires sont correctement modélisées, l'ensemble des points considérés se comportera comme un fluide [6]. Donc 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)[15]. L'équation de Boltzmann prend la forme suivante [58] :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi \cdot \nabla_x f + a \cdot \nabla_\xi f = \Omega(f, f) \quad (2.33)$$

Où f : la distribution des particules

x, ξ, t : sont respectivement la position, la vitesse, le temps

Ω : terme de collision

2.3.3.2 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 :

La méthode Lagrangienne (suivi d'interface) dans laquelle le maillage se déplace avec l'interface.

La méthode Eulérienne ou méthode de capture d'interface (interface ou surface tracking-method), dont Les méthodes Marker Particle (MP), Front Tracking (FT), Volume Of Fluid (VOF), Level Set (LS), et Phase Field (PF) sont de ce type.

- **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. A partir des positions instantanées des particules, les propriétés Eulériennes du fluide nécessaires à la résolution des équations de Navier-Stokes sont obtenues.

- **Méthode VOF :**

Les méthodes VOF (Volume Of Fluid) permettent de suivre l'évolution des fractions volumiques des différentes phases dans chaque cellule de calcul. Ces méthodes ont été développées dans les années 80 et sont actuellement largement utilisées [59]. La principale difficulté réside dans la reconstruction de l'interface qui est difficile en 2D, et numériquement prohibitive en 3D. Une conséquence est une incertitude sur la courbure de l'interface et donc sur l'estimation des forces de tension de surface.

- **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. 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.

- **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 :

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 docilement 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.

Le tableau (2.3) résume les différentes approches utilisées pour la simulation diphasiques, en présentant leurs avantages et inconvénients.

2.4 Différentes approches utilisées pour la simulation diphasiques

Tableau 2.3 : Synthèse des différentes numériques [6,15]

	Approche Lattice Boltzmann	Approche locales VOF, LS, MP, FT, PF	Approche Euler-Lagrange	Approche Euler-Euler
Avantages	-Capable de prédire des phénomènes à l'échelle moléculaire	-Permet la détermination des interactions entre les bulles -Accessible dans les codes de calculs commerciaux	-Vision plus physique et imagée de l'écoulement. -Traite chaque bulle individuellement, le mouvement de chaque bulle est connu. -Prend en compte les interactions entre bulles aisément. -Permet la considération d'une distribution de tailles de bulles facilement.	- Plus classique et d'un emploi plus général. -Applicable en principe pour toute valeur de ε_g . -Moins couteuse en temps de calculs que l'approche Euler-Lagrange. -Offre la possibilité de simuler des réacteurs de taille industrielle.
	-Ne nécessitent pas d'hypothèse sur la forme des bulles, ni sur les forces d'interactions entre les phases gazeuse et liquide.			
Inconvénients	-instable numériquement si le gradient de l'interface est important -Encore au stade de développement dans les laboratoires et non implantée dans les codes de calculs	LS :conservation de la matière non vérifié. VOF : difficile à étendre au cas de 3D et coalescence Systématique de 2 bulles proche -FT : ajout ou retrait de particules traceurs au cours de calculs si les interfaces sont très déformés	- Limitée compte tenu des capacités de calcul à 10^5 bulles environ. - Petits réacteurs ou très faible ε_g . -Coûteuse en temps de calculs pour les forts taux de vide ou les géométries importantes	-la position de chaque bulle ne peut pas être connue, seul le taux de vide dans chaque cellule de maillage est calculé. -Rend difficile la prise en compte d'une contribution de taille de bulles. -Résultats fortement influencés par le schéma de discrétisation des termes convectifs et la diffusion numérique.
	-Coûteuse en temps de calculs et simulation à l'échelle de essaim de bulles encore délicate		-Nécessitent des termes de fermetures pour la modélisation des interactions entre phases, et de la turbulence	

2.5 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la présentation des différents modèles qui simulent les écoulements diphasiques. Deux approches ont été décrites : Euler-Lagrange et Euler- Euler. La description eulérienne de ce type d'écoulements est possible à l'aide du formalisme des distributions. Le traitement statistique des équations instantanées écrites au sens des distributions élimine l'information sur la géométrie des interfaces et décrit le milieu diphasique comme un mélange de deux fluides qui coexistent et interagissent mutuellement. La capacité du modèle à deux fluides conçu selon cette démarche dépend de la précision avec laquelle les fermetures vont restituer la perte d'information relative à la prise de moyenne des équations instantanées.

Nous avons vu que le problème de fermeture concerne essentiellement les termes interfaciaux de transfert de quantité de mouvement et du tenseur de Reynolds dans la phase liquide. La fermeture des termes interfaciaux se heurte à deux difficultés principales : la première concerne la formulation de la force qui s'exerce sur une inclusion isolée dont la difficulté est associée au passage de l'expression de la force de nature lagrangienne à une formulation eulérienne locale de l'échange interfacial. Nous avons également souligné que la fermeture des termes interfaciaux fait apparaître le terme turbulent de double corrélation des fluctuations des vitesses dans le liquide. La deuxième concerne la fermeture de la turbulence dans le liquide.

Chapitre 3 : Méthodologie numérique

3.1 INTRODUCTION

Lors d'études numériques en mécanique des fluides, ce sont les équations de Navier- Stokes qui vont-être simulées. De nombreuses méthodes existent pour résoudre ces équations. Nous allons utiliser la méthode des volumes finis (utilisé par le code) que nous détaillerons au cours de ce chapitre. En présentant le code qui sera utilisé pour réaliser toutes les simulations présentées dans ce travail.

3.2 RÉOLUTION NUMÉRIQUE

3.2.1 Présentation de Code_Saturne

Le Code_Saturne est une open source qui résout les équations de Navier-Stokes. C'est un "code open source et téléchargeable à l'adresse suivante : <http://www.code-saturne.org>. Il s'applique à des écoulements bi et tridimensionnels, stationnaires ou instationnaires, laminaires ou turbulents, Newtoniens, incompressibles ou faiblement dilatables, isothermes ou non, avec prise en compte de scalaires passifs et la possibilité de modéliser les fluctuations de scalaires. Le code comprend en outre différents modules : un module lagrangien, un module de rayonnement semi-transparent, un module de combustion pour les gaz, un module pour le charbon pulvérisé et un module pour les applications comprenant des phénomènes électriques (effet Joule et arc électrique). La discrétisation est de type volumes finis colocalisés, et les maillages sont par défaut non structurés (approche colocalisée polyédrique).

Code_Saturne est séparé en deux parties :

- L'Enveloppe, chargée du prétraitement (maillages, données géométriques, découpage pour le parallélisme, recollements).
- Post-traitement (génération de fichiers lisibles par des logiciels de visualisation, cette partie est progressivement intégrée au Noyau) et le Noyau, "partie physique" du code correspondant à la résolution des équations de Navier-Stokes.

Code_Saturne permet l'utilisation d'un grand nombre de modèles de turbulence : $k - \epsilon$ standard avec ou sans production linéaire, $k - \omega$ SST, $Rij - \epsilon$, $v2 - f$, LES standard et LES dynamique.

3.2.2 Discrétisation des équations

Les équations de Navier-Stokes sont résolues en un nombre fini de points qui forment le maillage ou le domaine de calcul. Les trois méthodes numériques les plus utilisées dans les codes de calculs pour la simulation des écoulements qui sont les volumes finis, les différences finies et les éléments finis.

La méthode des *différences finies* consiste à discrétiser les équations continues aux nœuds d'un maillage prédéfini en calculant chaque dérivée partielle à l'aide de séries de Taylor tronquées.

La technique des *éléments finis* discrétise l'espace à l'aide d'éléments géométriques simples (triangles, rectangles en 2D et tétraèdres, hexaèdres en 3D). Elle convient pour modéliser des géométries très complexes. Ensuite, la forme des équations est remplacée par la forme faible dans laquelle les inconnues sont calculées, par exemple, avec une combinaison linéaire de fonctions de base dont le support est un des éléments.

La méthode des *volumes finis* consiste à discrétiser le domaine de l'écoulement en une multitude de volumes de contrôle (cellules) puis d'effectuer des bilans (de masse, d'énergie, de quantité de mouvement,...) sur ces petits volumes. Pour cette raison, la formulation fait apparaître des intégrations de volume. L'avantage de cette méthode est que tout ce qui sort d'un volume, rentre dans un autre, cette méthode est donc conservative et aussi cette méthode permet de simuler des écoulements dans des géométries complexes, à partir de différents types de maillages plus ou moins fins [60].

3.2.2.1 Discrétisation spatiale

Chaque point de calcul est le centre d'une cellule (aussi appelé volume de contrôle élémentaire). Code_Saturne est un code dit co-localisé, c'est-à-dire que les deux variables vitesse et pression (ainsi que toutes les variables scalaires) sont définies et calculées au centre de ces cellules (généralement le centre de gravité des cellules). Le principe de la méthode des volumes finis est l'écriture des équations de Navier-Stokes sous une forme conservative et l'utilisation du théorème de la divergence : on exprime les dérivées spatiales sous forme de divergence et on intègre les expressions sur chaque cellule [61].

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \nabla(\rho u \phi) = \nabla \cdot (\Gamma \nabla \phi) + S_\phi \quad (3.1)$$

Les termes de l'équation sont respectivement les termes instationnaire, convectif et de diffusion, et le terme source.

- Équation de continuité : $\phi = 1$
- Équations de quantité de mouvement : $\phi = u, v, w$
- Équations de turbulence : $\phi = k, \epsilon, \omega, \mu_t$
- Équation pour la température : $\phi = T$

On intègre équation (3.1) sur un volume de contrôle Ω_I

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_I} \rho \phi d\Omega + \int_{\Omega_I} \nabla(\rho u \phi) d\Omega = \int_{\Omega_I} \nabla \cdot (\Gamma \nabla \phi) d\Omega + \int_{\Omega_I} S_\phi d\Omega \quad (3.2)$$

Le théorème de la divergence, appliqué au terme de convection et de diffusion, permet de transformer les intégrales de volume en intégrales de surface.

$$\frac{\partial(\rho_I \phi_I \Omega_I)}{\partial t} + \int_{S_I} \phi(\rho u \cdot n) dS = \int_{S_I} (\Gamma \nabla \phi) \cdot n dS + S_{\phi_I} \Omega_I \quad (3.3)$$

Où n est le vecteur unitaire normal extérieur à la surface S_I entourant le volume de contrôle Ω_I , et ϕ_I est la valeur moyenne de ϕ sur la cellule, supposée localisée au centre de gravité du volume de contrôle.

La figure (3.1) montre une configuration générale de deux cellules adjacentes internes au domaine, de centre I et J. Le point F est le centre de gravité de la surface de contact S_{IJ} entre les deux cellules. Le point O est l'intersection de (IJ) avec la surface S_{IJ} . Les points I' et J' sont respectivement les projections de I et J sur la droite passant par O et normale à la surface S_{IJ} .

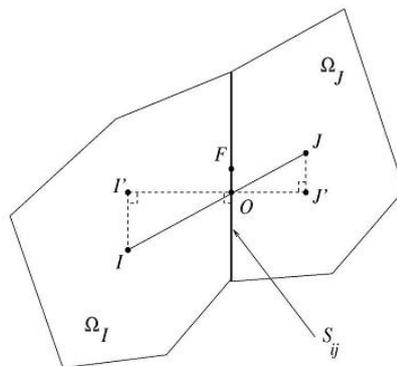


Fig. 3.1 : Configuration générale de deux cellules adjacentes I et J internes au domaine [62]

Le terme de convection est calculé par :

$$\int_{\Omega_I} \nabla(\rho u \phi) d\Omega = \int_{S_I} \phi(\rho u \cdot n) dS = \sum_{j \in N(i)} \phi_{IJ} (\rho u \cdot n)_{IJ} S_{IJ} \quad (3.4)$$

ϕ_{IJ} : est la valeur de f au centre de la face, interpolées à partir des centres de cellules. qui peut-être estimée par trois schémas numériques (sous code_saturne) :

Pour le schéma décentré amont(UPWIND)

Facile à converger mais seulement au premier ordre [61,63].

$$\phi_{IJ} = \begin{cases} \phi_I & \text{si } (\rho u \cdot n)_{IJ} \cdot S_{IJ} \geq 0 \\ \phi_J & \text{si } (\rho u \cdot n)_{IJ} \cdot S_{IJ} \leq 0 \end{cases} \quad (3.5)$$

Pour le schéma centré

Le schéma centré pondère les valeurs de ϕ_I et ϕ_J selon

$$\phi_{IJ} = \alpha_{IJ} \phi_I + (1 - \alpha_{IJ}) \phi_J \quad (3.6)$$

Où le facteur de pondération est défini par $\alpha_{IJ} = FJ'/I'J'$ Pour un maillage uniforme, on

obtient $\alpha_{IJ}=1/2$. Ce schéma peut introduire des oscillations numériques dans la solution

Pour le schéma SOLU (Second Ordre Linear Upwind)

Pour plus de précision, essentiel avec le maillage tri/tet ou quand l'écoulement n'est pas aligné avec le maillage.

$$\phi_{IJ} = \begin{cases} \phi_I + IF \cdot (\nabla \phi)_I & \text{si } (\rho u \cdot n)_{IJ} \cdot S_{IJ} \geq 0 \\ \phi_J + JF \cdot (\nabla \phi)_J & \text{si } (\rho u \cdot n)_{IJ} \cdot S_{IJ} \leq 0 \end{cases} \quad (3.7)$$

Terme de diffusion est approximé selon :

$$\int_{\Omega_I} \nabla \cdot (\Gamma \text{ grad } \phi) d\Omega = \int_{S_I} (\Gamma \nabla \phi) \cdot n dS = \sum_{j \in N(i)} \Gamma_{IJ} (\nabla \phi)_{IJ} \cdot n_{IJ} S_{IJ} \quad (3.8)$$

Avec

$$\Gamma_{IJ} = \alpha_{IJ} \Gamma_I + (1 - \alpha_{IJ}) \Gamma_J \quad (3.9)$$

$$(\nabla \phi)_{IJ} \cdot n_{IJ} \approx \frac{\phi_{J'} - \phi_{I'}}{I'J'} \quad (3.10)$$

La valeur de ϕ au point I' est approximée par :

$$\phi_{I'} = \phi_I + II' \cdot (\nabla \phi)_I \quad (3.11)$$

Le terme source est décomposé en une partie explicite A_I et une partie implicite $B_I \phi_I$ selon

$$S_{\phi_I} = A_I + B_I \phi_I \quad (3.12)$$

3.2.2.2 Discrétisation temporelle

Le terme instationnaire $\frac{\partial \rho \phi}{\partial t}$ est présent dans toutes les équations qui caractérisent l'écoulement (continuité, quantité de mouvement), L'application de la discrétisation en volumes finis nécessite l'intégration du terme instationnaire sur un intervalle de temps et sur un volume de contrôle Ω_i , nous donne [64]:

$$\int_{\Omega_I} \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} d\Omega = \rho_I \Omega_I \frac{\partial(\phi_I)}{\partial t} \quad (3.13)$$

En supposant à présent que ϕ_I est représentatif de ϕ sur le volume de contrôle Ω_I . L'intégration temporelle doit être effectuée sur un intervalle de temps $\Delta t = t^{n+1} - t^n$, où Δt est le pas de temps choisi par l'utilisateur. Le calcul d'une dérivée $\frac{\partial \phi}{\partial t}$ à t à l'instant $(n+1)$ dépendra de la valeur de la fonction à l'instant $(n+1)$ et des instants précédents. De façon générale, le calcul se présente de la façon suivante:

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial t}\right)^{n+1} = \frac{\alpha \phi^{n+1} + \beta \phi^n + \gamma \phi^{n-1}}{\Delta t} \quad (3.14)$$

Suivant les valeurs des coefficients α, β, γ , nous obtenons des schémas de discrétisation temporelles.

Tableau 3.1 : Coefficients des schémas de discrétisation en temps.

Schéma	α	β	γ
Euler (ordre1)	1	-1	0
Gear (ordre 2)	3/2	-2	1/2

L'utilisation d'un schéma d'ordre élevé permet d'accroître la précision de la solution mais elle peut engendrer des oscillations de celle-ci. Notons qu'il ne peut pas être employé à la première itération car le terme ϕ^{n-1} est encore inconnu à cette instant. On fait alors appel au schéma d'Euler dans cette étape initiale.

3.2.2.3 Discrétisation de l'équation de mouvement de la bulle

Le principe fondamental de la dynamique appliqué à la bulle, propre à l'approche Euler-Lagrange, on intègre sur le volume de contrôle par un schéma implicite d'Euler du 1er 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.

Le choix des pas de temps nécessaires à la résolution de l'équation du mouvement des bulles est basé les temps caractéristiques (temps de relaxation des particules, temps de collision entre deux particules, temps caractéristique de la turbulence) [65]. Le paragraphe suivant définit ces différents temps caractéristiques. Le pas de temps relatif à la phase dispersée est calculé automatiquement d'après [6] :

$$\Delta t_g = \min(\Delta t, \Delta t_c, \tau_b, \Delta t_t) \quad (3.15)$$

Où

Δt : est le pas de temps choisi pour la phase continue

Δt_c : c'est le temps nécessaire à la bulle pour traverser une fraction C d'une cellule de longueur caractéristique l :

$$\Delta t_c = C \frac{l}{V_g} \quad (3.16)$$

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

τ_b : est le temps de relaxation de bulles. Il est défini par l'équation :

$$\tau_b = \rho_g \frac{\pi d_b^3 |V_{rel}|}{6 |F|} \quad (3.17)$$

Avec F est la résultante des forces hydrodynamiques qui s'exercent sur la bulle.

Δt_t : est le temps que requiert la bulle pour traverser un tourbillon dont l'échelle de turbulence est noté l_{turb} .

$$\Delta t_t = \frac{l_{turb}}{|V_{rel}|} \quad (3.18)$$

Sous le code_Saturne, le pas de temps relatif à la phase dispersée est calculé par l'expression suivante :

$$\Delta t_g = \tau_b(1 - e^{-\Delta t/\tau_b}) \quad (3.19)$$

3.2.3 Couplage pression-vitesse

Les équations de Navier-Stokes se composent de l'équation de conservation de la masse et des équations de conservation de la quantité de mouvement. Leur résolution nécessite l'obtention, à chaque instant, d'un champ de pression et d'un champ de vitesse cohérents. Sous la contrainte d'incompressibilité de l'écoulement, l'équation de continuité se réduit à l'obtention d'un champ de vitesse à divergence nulle. Le couplage vitesse-pression est délicat à traiter pour les écoulements incompressibles car la pression n'apparaît pas explicitement dans l'équation de conservation de la masse.

Deux algorithmes de correction sont proposés sous le code_Saturne [62] :

L'algorithme que l'on appellera "couplage faible vitesse-pression", c'est un algorithme largement implanté dans les codes industriels. Il ne couple la vitesse et la pression qu'à travers le terme de masse (c'est l'algorithme proposé par défaut). C'est un algorithme de type SIMP LEC.

L'algorithme de couplage vitesse -pression renforcé. C'est un algorithme qui couple la vitesse et la pression à travers tous les termes (convection, diffusion et termes source implicites) de l'équation de quantité de mouvement sans pour autant être exact. Il permet en pratique de prendre de grands pas de temps sans découpler totalement la vitesse et la pression.

Le principe de la résolution est la méthode de prédiction-corrrection. A chaque pas de temps n , on résout d'abord l'équation de conservation de la quantité de mouvement en rendant la pression explicite. On en déduit ensuite une première valeur de la vitesse (appelée vitesse prédite), enfin l'équation de continuité est traitée afin de modifier le champ de vitesse prédit, qui doit être à divergence non nulle, en corrigeant la pression (résoudre l'équation de Poisson).

3.2.4 Schéma de simulation lagrangienne diphasique

Le tableau suivant résume le principe de simulation lagrangienne pour l'écoulement diphasique à bulles :

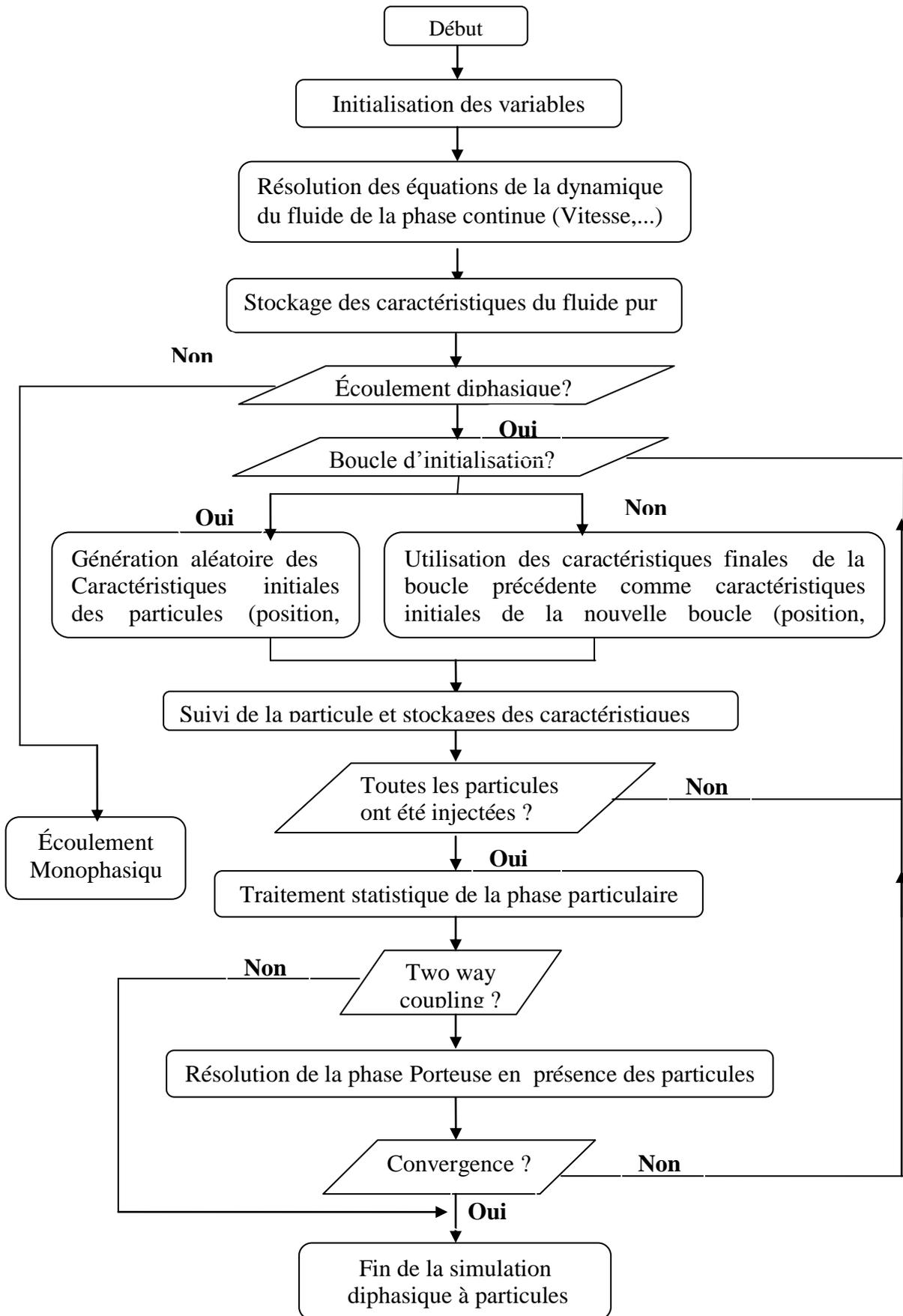


Fig. 3.2 : Organigramme de la simulation diphasique par l'approche Lagrangienne

3.3 CONFIGURATIONS EXPERIMENTALE ET NUMERIQUE

3.3.1 Pilote de laboratoire

Le réacteur utilisé au cours de cette étude est un réacteur airlift à boucle externe construit en verre. La figure 3.1 présente la géométrie du réacteur.

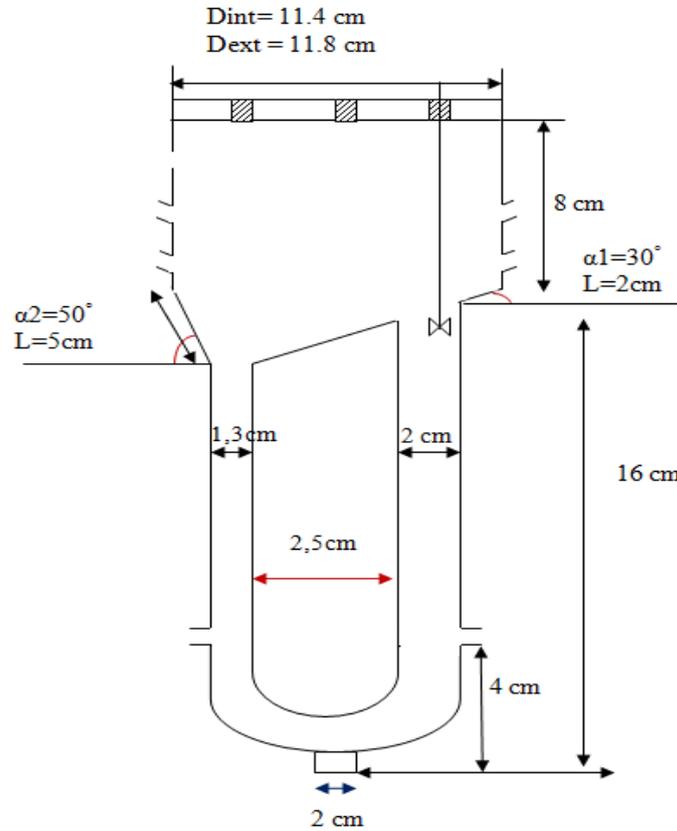


Fig. 3.3 : Dispositif expérimental

Dans notre cas, les diamètres du riser et du downcomer sont respectivement de 13 mm et 20 mm, et le rapport des sections de ces deux compartiments (A_r/A_d) est de 0.42. Les deux compartiments (riser et downcomer) sont reliés, en haut par un séparateur de gaz sous forme quasi-conique et un cylindre de 80 mm de hauteur et de 118 mm de diamètre, en bas par des coudes de rayon de 10 mm. Le diamètre de la partie basse où il y aura lieu l'injection de gaz, est identique à celui du downcomer. Le volume total du liquide (volume de travail) est de 940 ml.

3.3.2 Configuration numérique

Le dispositif numérique a les mêmes dimensions que le réacteur expérimental, sauf que la hauteur de la simulation prise égale à la hauteur du liquide expérimental (au repos), car avec

le code utilisé dans ce travail (Code_saturne), on ne peut pas définir une zone tampon où le point à lequel le réacteur est rempli.

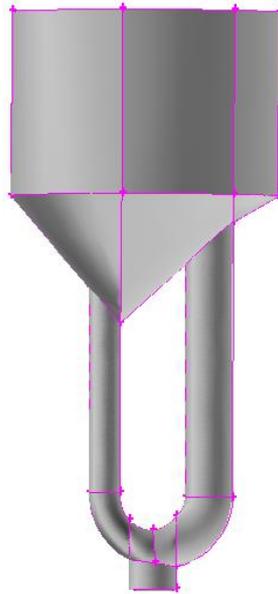


Fig. 3.4 : configuration numérique

3.3.3 Présentation de distributeur de gaz

L'air est introduit par un distributeur (figure 3.3) du même diamètre que l'entrée du afin de générer une distribution homogène sur l'ensemble de la section d'entrée. Le distributeur est de type verre fritté avec un diamètre de pores de $40\mu\text{m}$. afin de



Fig. 3.5 : Diffuseur de gaz de type verre fritté $40\mu\text{m}$

3.3.4 Création de la géométrie et du maillage

La résolution numérique des équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement régissant celui de plusieurs phases peut être appréhendée de deux façons. Dans le

cas qui nous concerne, les phases en présence sont la phase fluide dite phase continue et la phase dispersée constituée de l'ensemble des particules.

Une première manière de traiter le problème est de résoudre précisément les équations de bilan dans une des phases, généralement la phase continue, en maillant uniquement celle-ci. Cette approche dite lagrangienne permet d'obtenir une résolution très précise des échanges ayant lieu à l'interface des milieux.

La seconde approche, dite eulérienne, consiste à utiliser un maillage qui englobe toutes les phases du domaine. La difficulté porte alors sur la représentation et le suivi de l'interface entre les fluides présents [64].

Notre choix s'est porté sur cette méthode dite lagrangienne, car c'est la seule approche utilisée pour le code de calcul (Code_Saturne open source) qui va être utilisé au cours de ce travail. Le maillage volumique est régulier de type *tetrahedra* pour tout le domaine de calcul.

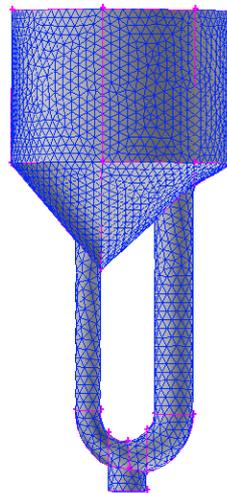


Fig. 3.6 : Maillage utilisé pour l'approche lagrangienne

3.3.5 Conditions aux limites

(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. 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 considérée 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.

3.4 CONCLUSION

Dans ce chapitre nous nous sommes attachés à décrire la configuration numérique utilisée et le principe de simulation. Tous les paramètres utiles au code_Saturne ont été détaillés.

Chapitre 4 : Résultats et discussion

4.1 Introduction

L'ensemble des éléments de modélisation utiles à la simulation des écoulements diphasique (air-eau) à bulles par approche eulérienne-lagrangienne a été présenté tout au long de ce mémoire (du chapitre II au chapitre III). La résolution numérique est basée sur les configurations expérimentales disponibles. L'écoulement de la phase continue est simulé par résolution des équations de Navier Stokes moyennées avec modèle de fermeture basé sur l'approximation de Boussinesq. Le suivi lagrangien est basé sur le principe fondamental de la dynamique, en incluant que les forces de gravité et de traînée, les actions hydrodynamiques auxquelles sont soumises les bulles (chapitre II).

Dans ce dernier chapitre, nous allons présenter les résultats numériques obtenus par une approche Lagrangienne.

4.2 Description numérique

Pour les variables de la phase continue, un schéma spatiale SOLU (Second Order Linear Upwind) d'ordre deux, a été utilisée pour discrétiser les variables de vitesse (toutes composantes des vitesses), et un schéma Upwind d'ordre un pour les variables de turbulence. Les calculs ont été effectués en pas de temps uniforme avec un pas de temps initial de 1ms. Pour chacune des simulations, la condition limite en pression en sortie de domaine est du type :

$$\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\partial P}{\partial \tau} \right) = 0 \quad (4.1)$$

Cette condition annule la dérivée normale du gradient tangentiel de pression, ceci revient à conserver le profil de pression amont à la dernière cellule en sortie. Pour les autres grandeurs en sortie, nous imposerons un flux nul

Les grandeurs turbulentes (énergies cinétiques ou contraintes cinétiques, dissipation turbulente) sont initialisées dans le domaine à 10^{-5} . Les calculs ne prennent en compte que les termes de traînée et de gravité, portance, masse virtuelle, gradient de pression, dans le transfert interfacial de quantité de mouvement.

Il est important de noter que l'on commet un abus de langage en parlant de « trajectoire de chaque particule ». En effet, la plupart des écoulements diphasiques rencontrés contiennent un

nombre très élevé de particules. Un suivi individuel de celles-ci impliquerait autant de trajectoires à calculer pour les particules et se révélerait extrêmement coûteux en temps de calcul. Pour s'en convaincre, on considère un écoulement de particules mono-dispersées de $40\mu\text{m}$ (diamètre des orifices du diffuseur de gaz) de diamètre, avec une fraction volumique de 10^{-2} . Le nombre de particules présentes dans un volume 1 l est alors de $2,89 \cdot 10^8$, il est par conséquent difficilement envisageable de calculer autant de trajectoires dans des délais raisonnables. Ainsi, on se contente de calculer un nombre de trajectoires suffisant pour obtenir des grandeurs statistiques fiables. par conséquent, on a utilisé le concept de génération de bulles par des orifices émergés (paragraphe 1.10), le diamètre ($d_b=1.58\text{ mm}$) par lequel les bulles seront injectées est calculé par l'équation (1.3).

Afin de réduire les temps de calcul nécessaires à la simulation Lagrangienne d'un réacteur (airlift) à bulles, on a utilisé la notion du poids statistique sous code_Saturne, cela signifie que chaque bulle calculé peut représenter en réalité un cluster de bulles de même taille, et de même vitesse de glissement.

Les hypothèses utilisées pour résoudre les équations dynamiques sont les suivantes:

- l'écoulement incompressible
- la diffusion radiale est négligeable devant la diffusion axiale
- les particules sont supposées parfaitement sphériques et indéformables
- les particules ont un diamètre identique

Le tableau suivant donne les paramètres utilisés dans la simulation pour les deux phases

Tableau 4.1 les paramètres utilisés dans la simulation

Phase	Densité (Kg/m ³)	Viscosité dynamique	Tension superficielle (N.m)	Diamètre de bulles (m)	Débit de gaz (l/min)
Eau	1000	0.001	0.072	-	-
Air	1.2	$1.74 \cdot 10^{-5}$		0.0015	0.5 à 4

4.3 Tests de sensibilité

4.3.1 Maillage

En vue de la validation de la simulation des tests de sensibilité au maillage ont été réalisés. Dans l'approche Lagrangienne, le maillage régulier de 10900 cellules. Des tests

préliminaires ont montré l'insensibilité de la solution à la taille du maillage, dans la gamme de taille de cellules considéré. Notamment, les résultats obtenus avec un maillage comportant 18000 cellules n'ont pas montré de nettes différences par rapport à ceux obtenus avec 10900 cellules. Pour cette raison, le maillage composé de 10900 cellules à été choisi, dans l'approche Lagrangienne, car il permet une réduction significative des temps de calcul par rapport a un maillage de 10000 cellules.

Cette insensibilité au grand nombre de maillage se traduit par le fait que, car la description lagrangienne est basée sur le centre de gravité des particules et pas, celui des mailles.

Il est à noter que, pour la simulation lagrangienne la taille de bulle doit être suffisamment petite devant celle de maille (fig 4 a). Dans le cas inversé on devrait passer à la notion de (mapping-function) [66 à 69], qui n'est pas utilisée au cours de ce travail.

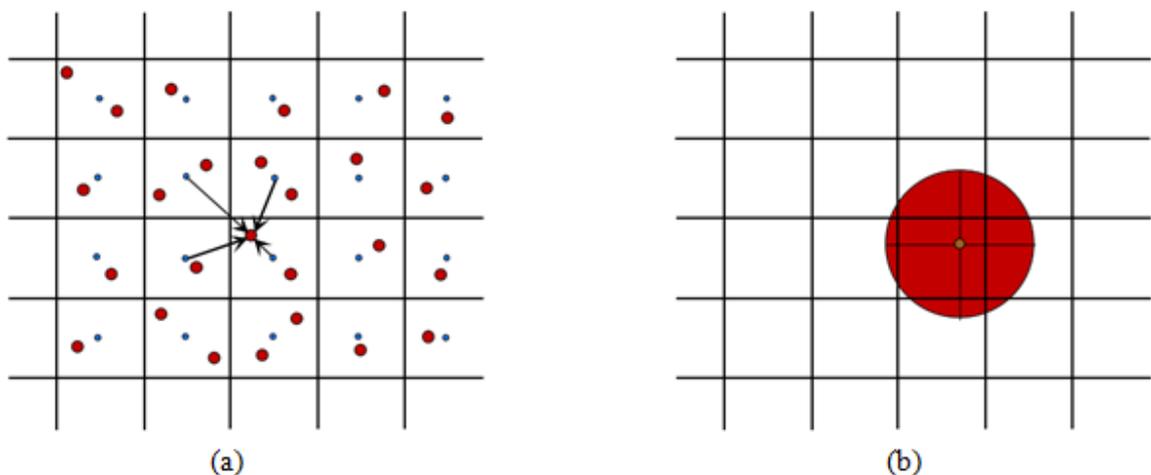


Fig. 4.1 Maillage requis pour la simulation lagrangienne

4.3.2 Modèles de turbulence

Les modèles implantés sous le code sont: le modèle k-e, RNG k-e, Rij-e, LES, K-w SST. Le modèle k-e standard a été choisi, à cause de sa robustesse, sa rapidité, moins couteux en temps de calcul par rapport de modèle Rij-e, sachant que le modèle k-w SST n'est pas encore compatible avec l'approche Euler/Lagrange dans la version actuelle du code.

4.4 Résultats de l'hydrodynamique

Dans la partie numérique, le réacteur airlift à circulation externe. L'air est injecté à travers l'orifice en bas du réacteur. Dans ce cas, il s'agit d'agitation pneumatique, le déséquilibre de

réétention gazeuse qui apparaît est à l'origine de la mise en circulation du liquide. Les résultats présentés ci-après sont relatifs aux :

- Réétention gazeuse et Régimes d'écoulement
- champs de vitesse du liquide
- Champs de l'énergie cinétique turbulente

4.4.1 Réétention gazeuse Régimes d'écoulement

La figure 4.1, montre l'évolution temporelle du taux de fraction globale pour un débit de gaz de 0.5 l/min, nous remarquons que le taux de fraction globale dans le réacteur se stabilise rapidement, au bout de 2s à cause de la force de flottabilité, par conséquent, le régime est établie. En e effet, avec ces conditions numériques, les calculs divergent souvent au-delà de 10-20 s et les moyennes temporelles sont ainsi réalisées sur un intervalle de temps trop faible [6].

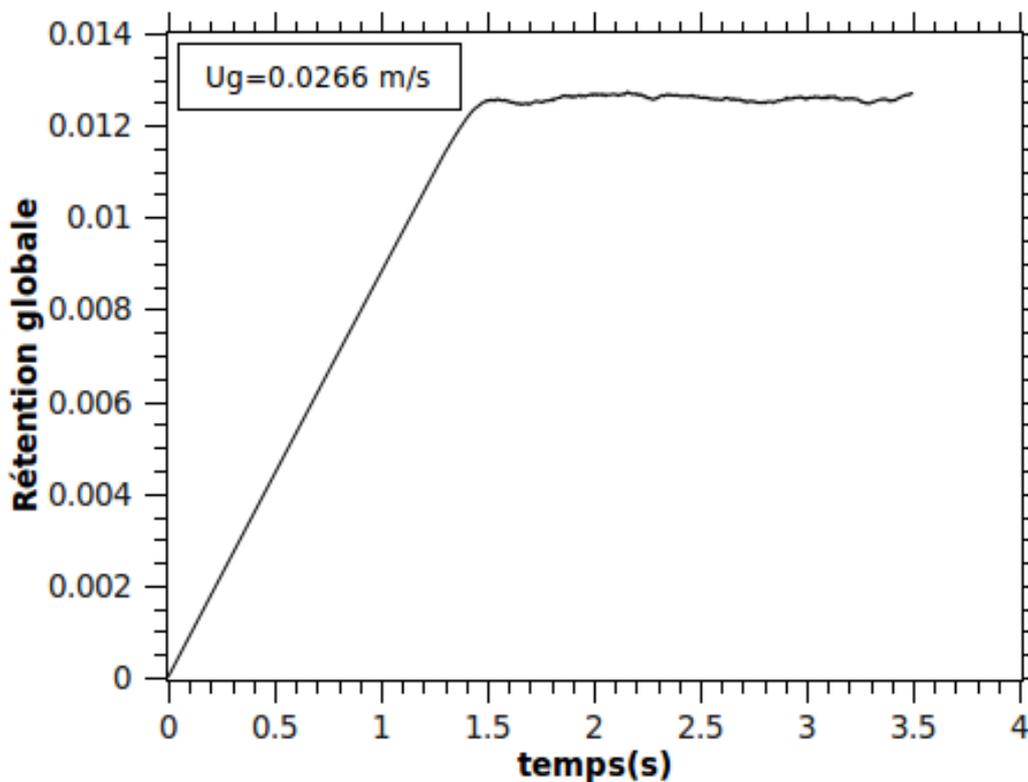


Fig. 4.2 variation temporelle du taux de vide globale ($u_g=0.026\text{m/s}$)

Afin qu'on puisse interpréter correctement les résultats de l'hydrodynamique, il est nécessaire d'identifier les différents régimes d'écoulement générés dans le réacteur airlift. Selon les vitesses superficielles du gaz. L'interaction de la phase liquide et de la phase gazeuse peut conduire à différents modes de dispersion du gaz. Dans la présente étude, les régimes d'écoulement ont été identifiés numériquement, de ce fait, nous allons décrire la cartographie de l'écoulement du système diphasique air-eau dans un réacteur airlift.

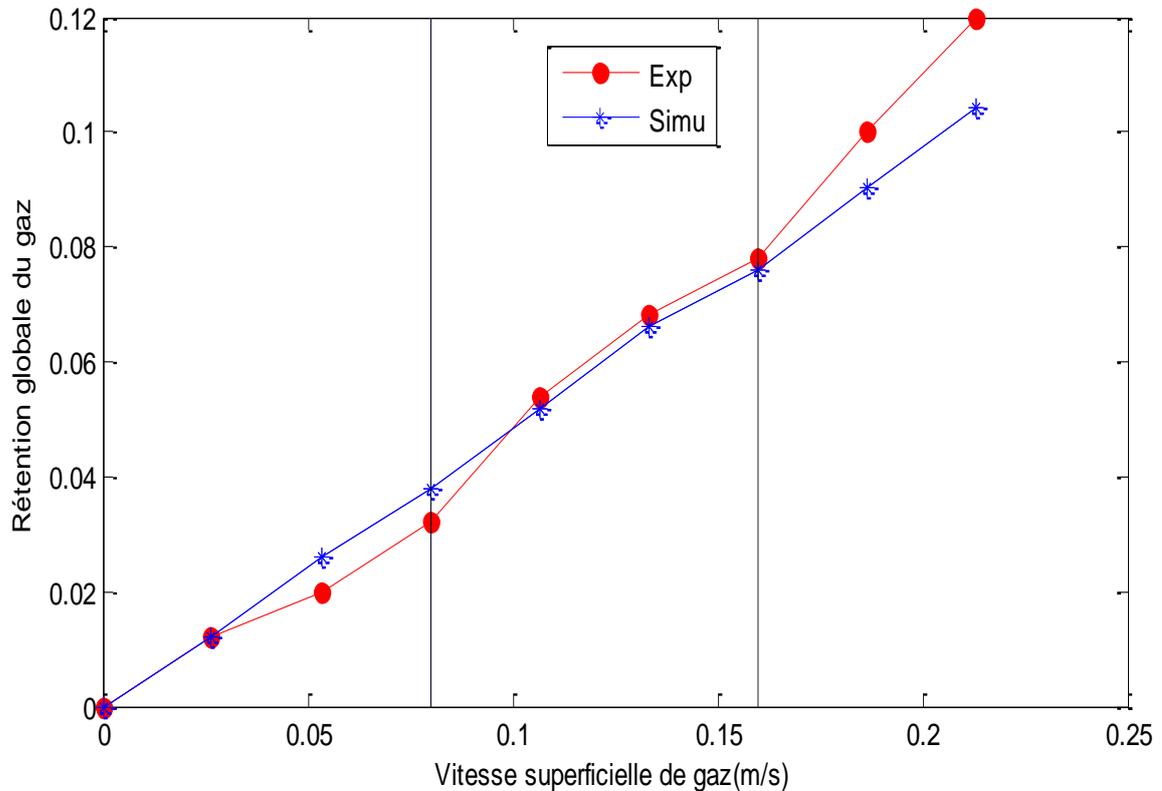


Fig. 4.3 régimes d'écoulement en fonction de la vitesse superficielle de gaz

Les résultats de la simulation sont donnés sur la figure 4.2, sont comparés aux données expérimentales (les résultats expérimentaux sont issus d'une équipe de recherche du CDER). Sur cette figure on constate que :

- Régime homogène, $0 < u_g < 0.08$
- Régime de transition, $0.08 < u_g < 0.16$
- Régime hétérogène, $u_g > 0.18$

L'écart entre la fraction simulée et expérimentale peut venir soit d'une imprécision du modèle de turbulence, ou qu'il a fallu prendre en considération d'autres forces d'interaction entre

phases. Comme la recirculation liquide peut emprisonner les bulles de gaz et qui possède une faible vitesse et par conséquent la rétention gazeuse est plus élevée.

4.4.2 Recirculation du liquide

La figure 4.3 montre le champ de vitesse de la phase continue pour quelques vitesses superficielles de gaz. Ces résultats sont obtenus après avoir résolu les équations du modèle de turbulence $k-\varepsilon$ standard de la phase continue liquide. Nous remarquons une dispersion du liquide assez uniforme dans la zone haute du réacteur par conséquent une bonne homogénéité. La recirculation du liquide à des faibles débits, dont la gamme de vitesse superficielle du gaz [0.0265, 0.156m/s] se fait à travers le tube de petit diamètre ($d=0.013m$).

En augmentant le débit au fur à et mesure, on remarque que le sens de recirculation du liquide se change à partir de vitesse 0.156m/s et se fait dans ce cas par le tube de grand diamètre ($d=0.02m$).

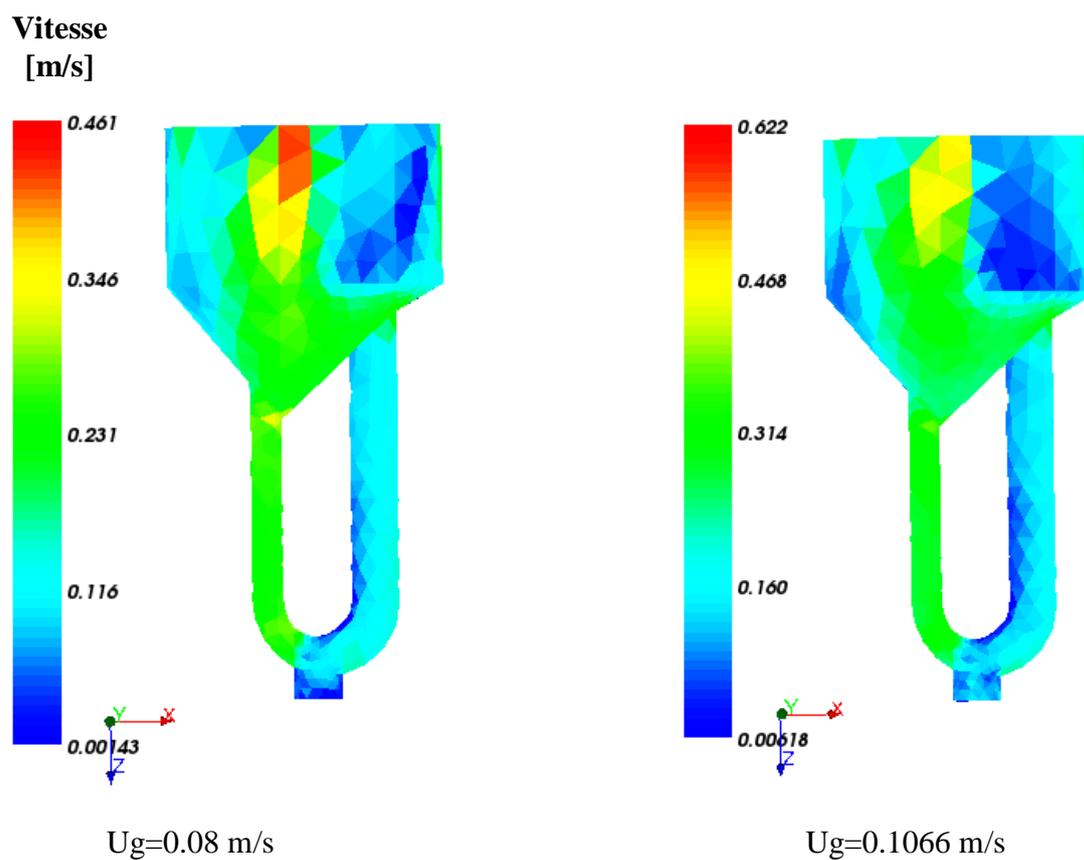
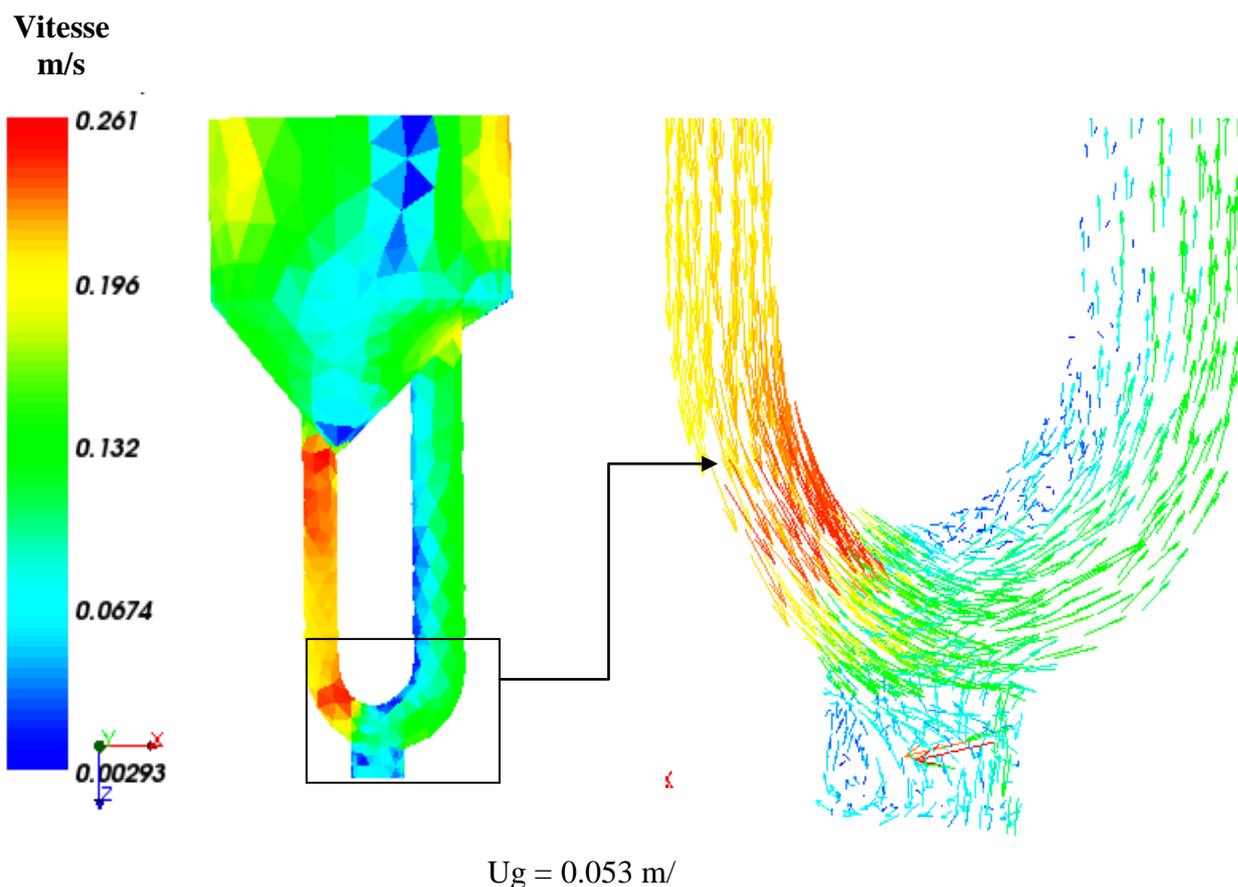


Fig. 4.4 : Champs de vitesse du liquide pour différentes vitesses superficielles de gaz

4.4.3 Turbulence

La figure 4.4 donne les champs d'énergie cinétique turbulente (k) pour quelques vitesses superficielles de gaz. Nous remarquons que la zone d'injection de gaz c'est la zone où on a des niveaux de turbulence importants, cette turbulence se prolonge selon le sens d'écoulement du jet de gaz. Un écoulement axial est observé, il est induit par la dégénérescence des structures tourbillonnaires le long de la circonférence du réacteur.

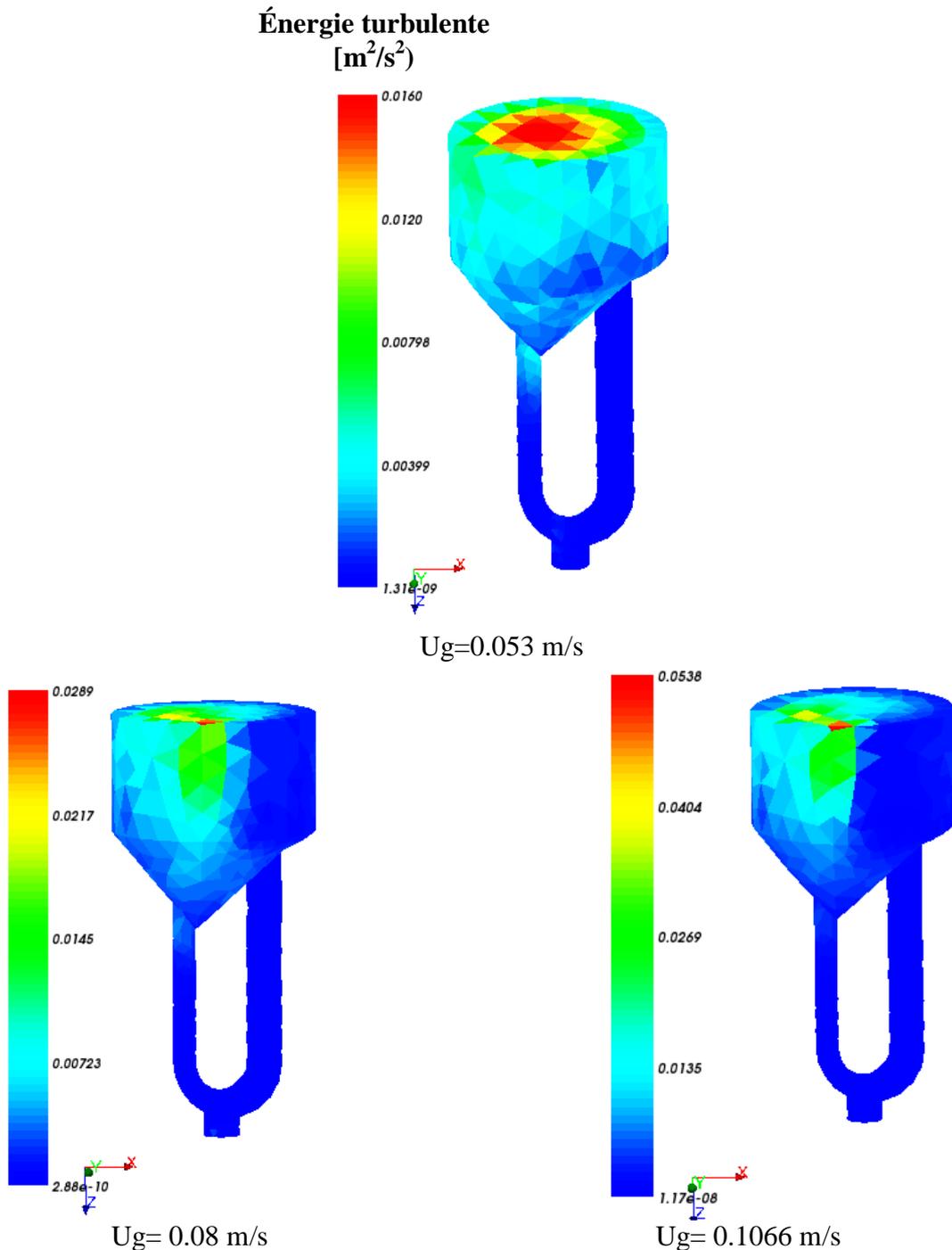


Fig. 4.5 : Champs de l'énergie turbulente pour différentes vitesses superficielles de gaz

4.5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les principaux résultats issus de la simulation lagrangienne d'un écoulement diphasique à bulles pour le système gaz-liquide dans un réacteur airlift à recirculation externe. Une étude numérique a été effectuée afin d'étudier le comportement du réacteur (régimes d'écoulement) et visualiser les paramètres suivants :

- champs de vitesse du liquide
- Champs de l'énergie cinétique turbulente

Conclusion Générale

Conclusion générale

Notre étude numérique avait pour but de caractériser l'écoulement dans un réacteur airlift (réacteur à agitation pneumatique) à recirculation externe par l'étude du mouvement de bulles, et leur influence sur la phase liquide ou continu initialement au repos, et notamment de comprendre l'effet du taux de vide sur la vitesse relative des bulles.

Comme nous l'avons montré, la prédiction de l'hydrodynamique d'un réacteur à bulles, par l'approche de type 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 d'échange interfaciales entre phases (continue et dispersée). Ainsi, les instabilités numériques pourront probablement être mieux contrôlées et le choix de la modélisation des termes prépondérants approfondie.

La réalisation de ce travail est faite à l'aide d'un code de simulation dénommé Code Saturne dont Électricité de France (EDF) est le propriétaire. Le code de calcul est libre et basé sous Linux, ces avantages sont multiples, les plus importants c'est qu'il touche plusieurs domaines de recherche et de l'industrie. En plus c'est un code libre qui permet à l'utilisateur d'accéder au noyau du code il-même, pour modifier et d'introduire des données et de savoir exactement ce qui se passe à l'intérieur, chose qui n'est pas le cas avec les codes commerciaux (boîte noire), sachant que le code est fait initialement pour la simulation des écoulements gaz-particules, par conséquent, pour l'étendre à notre écoulement (écoulement gaz-liquide à bulles), il était indispensable d'y ajouter des modèles de fermeture.

Malheureusement, on n'a pas pu comparer entre les deux approches de simulation diphasique Euler-Euler et Euler-Lagrange, car ce dernier est le seul présent dans la version actuelle du code.

De façon générale, sur l'ensemble des résultats de simulations obtenus, il peut être conclu que la modélisation proposée permet de simuler l'écoulement à bulles et donner des résultats satisfaisants pour le reste sachant que les points forts de cette approche restent le gain de temps bien meilleur que n'importe quelle autre méthode.

En perspectives

Il serait intéressant de poursuivre l'étude comme suit :

- Apporter des modifications au niveau de la géométrie afin d'avoir d'en corriger les inconvénients et d'avoir d'une très bonne hydrodynamique.
- Étude de transfert de matière entre les deux phases continue et dispersée avec la prise en compte des phénomènes de rupture et de coalescence.
- Appliquer aux productions des biocarburants (hydrogène, lipides), qui sont les procédés visés à ce types des réacteurs.

Références Bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] Trambouze, P., Euzen, J-P. Les réacteurs chimiques: de la conception à la mise en œuvre. 2002, édition technip.
- [2] Savary, B., Levilly, R., Laplanche, A., Wolbert, D., Lemasle, M. formation des ions promate dans une colonne à bulles : effet du peroxyde d'hydrogene lors de l'ozonation. 2000, rev.sci.eau 13/2 pp 139-154.
- [3] Krishna, R. A Scale-up Strategy for a Commercial Scale Bubble Column Slurry Reactor for Fischer-Tropsch Synthesis. 2000, Oil & Gas Science and Technology – Rev. IFP, Vol. 55 , No. 4, pp. 359-393.
- [4] Maalej, S., Benadda, B., Dabaliz, A. Study on a co-current gas-liquid down flow reactor application : wastewater treatment Proceedings of International Symposium on Environmental Pollution Control and Waste Management 7-10 January 2002, Tunis (EPCOWM'2002), p.609-620.
- [5] Wei, B. Experimental and Numerical Investigation of Bubble Column Reactors. 2010, Printed by Ipskamp Drukkers B.V., Enschede, the Netherlands.
- [6] Simonnet, M. Etude expérimentale du mouvement de bulles en ESSAIM Application à la simulation numérique de colles à bulles. 2005, Thèse doctorat INPL, France.
- [7] Fransolet, E. Analyse Multi-échelle de la distribution Spatio-temporelle des phases dans une colonne à bulles. 2005, Thèse de doctorat université de Liège.
- [8] Bouchaib, G., Vial, C., Essadki, A., Belhaj, S-M., Ziyad, M., Delmas, H. Identification des régimes d'écoulement et transitions de régime dans une colonne à bulles par analyse d'un signal de pression différentielle : Influence d'un système inhibiteur de coalescence Récent Progrès en génie des procédés. 2005, Ed. SFGP, Paris, France.
- [9] Vial, C., Camarasa, E., Poncin, S., Wild, G., Midoux, N. et Bouillard, J. Study of hydrodynamic behaviour in bubble columns and external loop airlift reactors through analysis of pressure fluctuations. 2001, Chemical Engineering Science 55, 2957-2973.
- [10] Achim, P. Simulation de collisions, coalescence et rupture de gouttes par une approche lagrangienne: application aux moteurs à propergol solide. 1999, Thèse de doctorat université de ROUEN.
- [11] Julcour Lebigue, C., Billet, A.M., Delmas, H. effets d'une phase solide finement dispersée sur le transfert gaz-liquide en réacteur autoclave et en colonnes à bulles. 2007, Récents Progrès en Génie des Procédés, Numéro 95 - 2007, Ed. SFGP, Paris,

Références bibliographiques

France.

- [12] Bennajah, M. Traitement des rejets industriels liquide par électrocoagulation/électroflotation en réacteur airlift. 2007, Thèse de doctorat INP Toulouse.
- [13] BOUCHAIB GOURICH Analyse Et Etude Comparative Des Performances Hydrodynamiques Et De Transfert Gaz-Liquide Dans Trois Types De Réacteurs Polyphasiques : Colonne A Bulles, Airlift Rectangulaire Et Emulsair. 2006, Thèse de doctorat université Mohammed V-Agdal.
- [14] Jing ,L., Minghan, H., Tiefeng ,W., Tongwang ,Z., Jinfu ,W., Yong, J. Influence of the gas distributor on the local hydrodynamic behavior of an external loop airlift reactor. 2004, Chemical Engineering Journal 102 51–59.
- [15] Midoux ,N., Poncin, S. Les réacteurs gazosiphons Groupe ENSIC-NANCY Laboratoire des Sciences du Génie Chimique 1 rue Grandville – BP 451 – F-54001 Nancy Cedex.
- [16] Painmanakul, P. Analyse locale du transfert de matière associé à la formation de bulles générées par différents types d’orifices dans différentes phases liquides Newtoniennes : étude expérimentale et modélisation. 2005, Thèse de doctorat I.N.S.A. de Toulouse.
- [17] Dabas, H. Emulsification en systèmes microstructurés. 2009, Thèse de doctorat INP Lorraine.
- [18] Bello, R.A., Robinson, C.W., Moo-Young, M. Liquid circulation and mixing characteristics of airlifts contactors. 1984, Can.J.Chem.Eng. 62 573-577.
- [19] Choi ,K-H. hydrodynamic and mass transfer characteristics of external-loop airlift reactors and extension tube above the downcomer. 2001, Korean J.Chem Eng.,18(2), 240-246.
- [20] Abashar, M. E. E. influence of hydrodynamic flow regimes on the prediction of gas hold-up and liquid circulation in airlift reactors. 2002, King Saud Univ., Vol. 16, Eng. Sci. (2), pp. 97-111, Riyadh.
- [21] Chisti ,Y., Wenge ,F., Murray, M-Y. Relationship between riser and downcomer gas hold-up in internal-loop airlift reactors without gas-liquid separators. 1995, The chemical Engineering journal, 57 B7-B13.
- [22] Julcour Lebigue, C., Sa Gomes, P., Omota, F., Bliet, A ., Delmas, H. étude

Références bibliographiques

- hydrodynamique d'une colonne à bulles 2d en présence d'additifs faiblement concentrés, Récents Progrès en Génie des Procédés. 2007, Ed. SFGP, Paris, France.
- [23] Chaumat, H., Billet-Duquenne, A-M. Bascoul Aimé Augier Frédéric Mathieu Corinne, Delmas H. Utilisation des capteurs de pression en colonne à bulles industrielle : des & mesures fiables et complètes, Récent Progrès en génie des procédés. 2005, Ed. SFGP, Paris, France.
- [24] E. Fransolet, V. Coumont, M. Crine, G. L'Homme, P. Marchot, D. Toyerétention gazeuse dans une colonne à bulles contenant un liquide visqueux non-newtonien. 2002, Laboratoires de Génie Chimique, B6, Université de Liège, B4000, Belgique.
- [25] Lemonnier, H. Une introduction aux écoulements diphasiques, Le taux de présence : techniques expérimentales et modèles. 2009, Rapport DTN/SE2T, CEA/Grenoble, 38054 Grenoble.
- [26] Rihani, R. Etude D'un Milli Réacteur Torique Gaz/Liquide Et Contribution A La Production De L'hydrogène A Partir Des Microalgues. 2009, Thèse de doctorat USTHB.
- [27] Choi, K.H., Chisti, Y., Moo-Young, M. Comparative evaluation of hydrodynamic and gas liquid mass transfer characteristics in bubble column and airlift slurry reactors. 1996, Chem.Eng. J. 62 223-229.
- [28] Gavrilescu, M. Tudose R.Z. Mixing studies in external-loop airlift reactors. 1997, Chemical Engineering Journal. 66, 97-104.
- [29] Couvert, A. Etude d'un réacteur airlift rectangulaire à recirculation interne, hydrodynamique et transfert de matière gaz-liquide. 2000, Thèse de Doctorat, INSA de Toulouse.
- [30] Chisti, Y. Airlift Bioreactors. 1989, Elsevier, London, 355.
- [31] Chisti, Y., Halard, B., Moo-Young, M. Liquid circulation in airlift reactors. 1988, Chemical Engineering Science 43, 451-457.
- [32] Gavrilescu, M., Tudose, Z. Study of the Liquid Circulation Velocity in external loop - air-lift Bioreactors. 1995, Biopro Eng, 14, 33-39.
- [33] Choi, K H. Circulation liquid velocity in external-loop airlift reactors. 1996, Korean J. of Chem. Eng., 13(4), 379-383.
- [34] Dabaliz, A. étude d'un contacteur gaz-liquide à jet vertical immergé en vue de son application dans le traitement des eaux usées. 2002, Thèse de doctorat INSA Lyon.
- [35] Gordana V-N., Yoojeong K, Xiaoxi Wu, Isaac B, and Jose´ C. Merchuk. Air-Lift

Références bibliographiques

- Bioreactors for Algal Growth on Flue Gas: Mathematical Modeling and Pilot-Plant Studies. 2005, *Ind. Eng. Chem. Res.*, 44, 6154-6163.
- [36] Chisti, Y. Biodiesel from microalgae. 2007, *Biotechnology Advances* 25, 294–306.
- [37] Lam, S., Bröder, D., Sommerfeld, M., Goz, M.F. Modelling hydrodynamics and turbulence in a bubble column using the Euler–Lagrange procedure. 2002, *International Journal of Multiphase Flow* 28, 1381–1407.
- [38] Cockx, A. Modélisation de contacteurs Gaz-Liquid: Application de la mécanique des fluides numériques aux airlifts. 1997, Thèse de doctorat INSP Toulouse.
- [39] Yann Le Moullec comparaison des approches systémique, mécanique et compartimentale pour la modélisation des réacteurs : application à un réacteur canal à boues activées. 2008, thèse de doctorat INP Lorraine.
- [41] Dhotre, M.T., Niceno, B., Smith, B.L. Large eddy simulation of a bubble column using dynamic sub-grid scale model. 2008, *Chemical Engineering Journal* 136, 337–348.
- [41] Joshi, J. B., Computational flow modelling and design of bubble column reactors. 2001, *Chemical Engineering Science* 56, 5893–5933.
- [42] Vivek V. Buwa, Dhanannjay S. Deo, Vivek V. Ranade Eulerian–Lagrangian simulations of unsteady gas–liquid flows in bubble columns. 2006, *International Journal of Multiphase Flow* 32, 864–885.
- [43] Yang Liu a,* , Takashi Hibiki a, Xiaodong Sun b, Mamoru Ishii a, Joseph M. Kelly c Drag coefficient in one-dimensional two-group two-fluid model. 2008, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 29, 1402–1410.
- [44] Ayed, H. Analyse expérimentale et modélisation du transfert de matière et du mélange dans une couche cisailée à bulles. 2007, Thèse de doctorat Polytech Toulouse.
- [45] Mandar V. Tabib, Swarnendu A. Roy, Jyeshtharaj B. Joshi CFD simulation of bubble column—An analysis of interphase forces and turbulence models. 2008, *Chemical Engineering Journal* 139, 589–614.
- [46] T. R. Auton, J. C. R. Hunt, and M. Prud'homme. The force exerted on a body in inviscid unsteady non-uniform rotational flow. 1988, *J. Fluid Mech.*, 197:241-257.
- [47] M. Emmanuel SERGENT Vers une méthodologie decouplage entre la Simulation des Grandes Echelles et les modèles statistiques. 2002, Thèse de doctorat Lyon.
- [48] Vermorel, O. étude numérique et modélisation de la modulation de la turbulence dans un écoulement de nappe chargée en particules. 2003, Thèse de doctorat INP Toulouse.

Références bibliographiques

- [49] Bellakhal, G. Modélisation des écoulements turbulents à bulles. 2005, Thèse de doctorat INP Toulouse.
- [50] Zhang, D. Eulerian modeling of reactive gas-liquid flow in a bubble column. 2007, Thèse de doctorat Université Enschede, the Netherlands.
- [51] Atefeh Hekmat, Abtin Ebadi Amooghin, Mostafa Keshavarz Moraveji CFD simulation of gas-liquid flow behaviour in an air-lift reactor: determination of the optimum distance of the draft tube Simulation. 2010, Modelling Practice and Theory 18, 927–945.
- [52] K. Ekambara, M.T. Dhotre CFD simulation of bubble column. 2010, Nuclear Engineering and Design 240, 963–969.
- [53] Eça, L., Hoekstra, M. Numerical aspects of including wall roughness effects in the SST $k-\omega$ eddy-viscosity turbulence model. 2011, Computers & Fluids 40, 299–314.
- [54] Elghobashi S., On predicting particle-laden turbulent flows, 1994, Appl. Sci. Res. 52, 309-329.
- [55] I. Mazzitelli : Turbulent bubbly flow. 2003, Ph.D. Thesis, University of Twente, the Netherlands.
- [56] Gouesbet, G., Berlemont, A. Eulerian and Lagrangian approaches for predicting the behaviour of discrete particles in turbulent flows. 1999, Prog. Energy Combust. Sci. 25, 133–159.
- [57] Eléonore RIBER Modélisation et calcul de jets diphasiques Rapport de DEA Dynamique des Fluides Institut National Polytechnique de Toulouse Septembre 2003 Ref : WN/CFD/03/74.
- [58] El Ganaoui , M., Djebali, R. Aptitude of a lattice Boltzmann method for evaluating transitional thresholds for low Prandtl number flows in enclosures. 2010, C.R. Mécanique 338, 85–96.
- [59] Sandra C.K DE Schepper, Geraldine J Heyndreickx, Guy B. Marin CFD modeling of all gas-liquid and vapor-liquid flow régime predicted by the Baker Chart. 2008, Chemical Engineering Journal 138,349-357.
- [60] Versteeg, H.K ., Malalasefera, W. An introduction to computational fluid dynamics the finite volum method. 1995, first edition, Longman Scientific & Technical.
- [61] Fadai-Ghotbi, A. Modélisation de la turbulence en situation instationnaire par approches URANS et hybride RANS-LES. prise en compte des effets de paroi par pondération elliptique. 2007, Thèse de doctorat Université de Poitiers.

Références bibliographiques

- [62] EDF R&D, Code Saturne 2.0.0-rc2, Theory and Programmer's Guide. 2010, Code_Saturne documentation.
- [63] Ferziger, J. H. and Peric, M. Computational methods for fluid dynamics. 2002, 3rd edition, Springer.
- [64] Randrianarivelo, T.N. Étude Numérique Des Interactions Hydrodynamiques Fluides/Solides : Application Aux Lits Fluidisés. 2005, Thèse doctorat l'université Bordeaux 1 France.
- [65] Valérie, C. Simulation eulérienne-lagrangienne d'écoulements gaz-solide non isothermes : interactions particules-turbulence, application aux écoulements en conduite. 2004, Thèse de doctorat l'Université Henri Poincaré, Nancy-I.
- [66] Atsuhide Kitagawa, Yuichi Murai, Fujio Yamamoto. Two-way coupling of Eulerian-Lagrangian model for dispersed multiphase flows using filtering functions. 2001, International Journal of Multiphase Flow 27, 2129-2153.
- [67] N.G. Deen, M. van Sint Annaland, J.A.M. Kuipers. Multi-scale modeling of dispersed gas-liquid two-phase flow. 2004, Chemical Engineering Science 59, 1853-1861.
- [68] D. Darmana, N.G. Deen, J.A.M. Kuipers. Parallelization of an Euler-Lagrange model using mixed domain decomposition and a mirror domain technique: Application to dispersed gas-liquid two-phase flow. 2006, Journal of Computational Physics 220, 216-248.
- [69] Mohamed Ali Abdelaziz Essa. Coupled Lagrange-Euler model for simulation of bubbly flow in vertical pipes considering turbulent 3d random walks models and bubbles interaction effects. 2012, Thèse de doctorat université polytechnique de Valencia.