UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDE DE L'HYDRODYNAMIQUE LOCALE D'UN RÉACTEUR AIRLIFT À BOUCLE EXTERNE PAR ANÉMOMÉTRIE À FILM CHAUD

MARIANNE UTIGER
DÉPARTEMENT DE GÉNIE CHIMIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE CHIMIQUE)
MAI 1998

© Marianne Utiger, 1998.

National Library of Canada
Bibliothèque nationale du Canada

Acquisitions and Bibliographic Services
Acquisitions et services bibliographiques

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-37466-1

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

ÉTUDE DE L'HYDRODYNAMIQUE LOCALE D'UN RÉACTEUR AIRLIFT À BOUCLE EXTERNE PAR ANÉMOMÉTRIE À FILM CHAUD

présenté par: UTIGER, Marianne

en vue de l'obtention du diplôme de: Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

M. PERRIER, Michel, Ph.D., président

M. GUY, Christophe, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. TEYSSEDOU, Alberto, Ph.D., membre

à ma mère

REMERCIEMENTS

Je dois en premier lieu remercier mon directeur de recherche, M. Christophe Guy, pour la grande liberté d'action qu'il m'a accordée tout au cours de ma maîtrise. Il m'a entre autres permis de poursuivre une partie de mes études à l'étranger et cette expérience s'est avérée extrêmement enrichissante autant du point de vue professionnel que culturel. Ses conseils pour la rédaction de l'article ont également été appréciés. Je remercie aussi les membres du jury, messieurs Michel Perrier et Alberto Teyssedou, qui ont accepté d'évaluer ce travail.

Mes travaux de maîtrise ont été effectués en partie à Toulouse, en France. Je remercie donc M. Henri Delmas de m'avoir accueillie au sein de son équipe et Mme Anne-Marie Duquenne pour son encadrement continu. L'accueil chaleureux de toute l'équipe du laboratoire, tant étudiante, professorale que technique a été grandement apprécié. Je tiens aussi à souligner le travail de M. J.J. Pène sans qui le montage expérimental n'aurait pu être mis au point. L'aide de Mme Véronique Roig quant à l'utilisation de l'anémométrie thermique a également été très utile. La coopération de M. Frank Stüber a été à la fois enrichissante et agréable. Je lui en suis reconnaissante.

Je tiens également à mentionner l'aide et les encouragements des mes amis, tant ceux que je me suis faits en France que ceux qui habitent au Québec. Un grand merci aussi à Olivier pour son soutien et ses inestimables conseils informatiques.

Pour terminer j'aimerais remercier le Conseil National de Recherche en Sciences Naturelles et en Génie du Canada (CRSNG) et le Fonds pour la Formation de Chercheurs et l'Aide à la Recherche (FCAR) pour leur aide financière.

RÉSUMÉ

Le réacteur airlift est de plus en plus utilisé autant pour les bioprocédés que pour l'hydrogénation et l'oxydation de produits organiques. De nombreux travaux ont été publiés sur ce type de réacteur mais sa conception optimale demeure difficile. Les études sur l'hydrodynamique globale, en particulier pour le système air-eau, semblent avoir atteint leurs limites. Pour approfondir davantage la compréhension de l'hydrodynamique des airlifts, des études locales s'imposent, d'où l'objectif de ce travail.

Les études sur l'hydrodynamique globale des réacteurs airlifts montrent que le taux de vide global et la vitesse de circulation moyenne dépendent de nombreux facteurs. La géométrie du réacteur a notamment une grande influence. Plusieurs modèles basés sur un bilan d'énergie sur la boucle de l'airlift ont été établis. Ces modèles comportent des facteurs de friction encore difficiles à évaluer pour les écoulements diphasiques en airlift. Plus récemment, des modèles numériques basés sur les équations de continuité et de conservation de la quantité de mouvement de chaque phase ont été développés. Les études locales, quant à elles, sont encore rares. Seules quelques unes ont été publiées.

Pour ce travail, l'anémométrie à film chaud a été choisie comme technique de mesure. Celle-ci est beaucoup utilisée en monophasique pour les mesures locales de vitesse et de quantités reliées à la turbulence. Une bonne connaissance de la technique et un certain nombre de précautions sont cependant nécessaires pour bien l'utiliser. En diphasique le signal obtenu présente de fortes baisses lors du passage du gaz. Avant de pouvoir calculer les différentes variables d'intérêt, il faut séparer la partie de signal correspondant au gaz de celle correspondant au liquide. A cet effet, plusieurs stratégies ont été utilisées dans la littérature. On adopte ici une technique digitale mise au point dans le cadre de ce travail.

Cette étude vise donc à caractériser l'hydrodynamique locale d'un airlift à boucle externe pour le système air/eau afin d'améliorer la compréhension des écoulements diphasiques dans ce type de réacteur. L'anémométrie à film chaud permet d'obtenir des valeurs locales de taux de vide, de vitesse moyenne du liquide, de fluctuation de vitesse et d'intensité de turbulence. Une étude expérimentale parallèle examine la phase gazeuse à l'aide d'une bisonde optique. Les résultats de cette dernière, combinés aux mesures pour la phase liquide, servent aussi à obtenir des informations additionnelles sur l'écoulement, telle la vitesse de glissement.

Les résultats ont permis de mettre en évidence une recirculation importante dans le bas de la zone ascendante, du côté externe. Celle-ci est sans doute causée par le coude en bas de l'airlift, montrant bien l'importance des paramètres géométriques. Le développement de l'écoulement se poursuit dans une grande partie du riser. Aux positions axiales supérieures, les profils radiaux de taux de vide d'abord relativement plats deviennent paraboliques à vitesse superficielle de gaz plus élevée tandis que la forme des profils de vitesse du liquide demeure inchangée. Aux débits de gaz élevés, la vitesse de glissement dévie considérablement de la valeur de 0,25 m/s, couramment utilisée pour le système air/eau.

Bien que cette étude contribue à améliorer la compréhension de l'hydrodynamique des réacteurs airlift, une recherche plus approfondie sur la turbulence diphasique ainsi que sur les phénomènes de coalescence et de rupture est encore nécessaire. Par ailleurs, les modèles de mécanique des fluides numériques semblent prometteurs, notamment parce qu'ils permettent de tenir compte de tous les paramètres géométriques. Les données expérimentales locales obtenues dans cette étude peuvent servir au développement et à la validation de ce type de modèle.

ABSTRACT

Airlift reactors are increasingly popular for bioprocesses as for hydrogenation and oxidation of organic products. Numerous studies have been published on this type of reactor yet proper design and scale-up remains difficult. Studies on global hydrodynamics, in particular for the air-water system, seem to have reached their limits. To improve understanding of airlift hydrodynamics, local studies are necessary, hence the objective of this work.

Studies on global hydrodynamics of airlift reactors show that global gas hold-up and average liquid circulation velocity are influenced by numerous factors. Among others, reactor geometry plays an important role. Several models, based on an energy balance on the airlift loop have been established. These models include friction factors that are still difficult to evaluate for two-phase flow in airlift reactors. More recently, numerical models based on point continuity and momentum equations for each phase have been developed. Local studies are still rare as only a few have been published.

For this study, hot-film anemometry is the chosen measuring technique. It has been used frequently in one-phase flow for local measurements of velocity and turbulence related quantities. A good understanding of the technique and a certain number of precautions are however necessary for its proper use. In two-phase flow, when a gas bubble passes over the hot-film probe, a sudden fall of the anemometer signal occurs. Before calculating different variables of interest, the signal part corresponding to the gas phase must be separated from the one corresponding to the liquid phase. For this, several strategies are mentioned in literature. Here a digital technique, developed in the course of this study, is used.

Local hydrodynamics of an external loop airlift are studied for the air-water system in order to improve understanding or two-phase flow in this type of reactor. From hot-film anemometry, local values of gas hold-up, liquid velocity, liquid velocity fluctuations and turbulence intensity are obtained. In parallel, gas phase characteristics are measured with an optical biprobe. Also, by combining the results from the latter with liquid phase measurements, additional flow characteristics, such as slip velocity, can be obtained.

Results show an important recirculation in the bottom of the riser, on the external side of the loop. This recirculation is most likely caused by the shape of the bottom elbow, proving the importance of geometrical parameters. Developing flow persists through a large part of the riser. At the upper axial positions, radial gas hold-up profiles change from relatively flat to parabolic as gas flow rate increases while the shape of liquid velocity profiles remains constant. At large gas superficial velocities, slip velocity deviates considerably from the value of 0.25 m/s, commonly used for the air-water system.

Although this study contributes to improving the understanding of two-phase flow hydrodynamics in airlift reactors, further studies on two-phase turbulence as well as on bubble rupture and coalescence phenomena must be pursued. Also, computational fluid dynamics (CFD) modeling seems a promising approach, in particular because it can take into account all geometrical parameters. To develop and validate such models, local experimental data is however necessary. Experimental data obtained in this study can be used for this purpose.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE ..... **IV**

REMERCIEMENTS ..... **V**

RÉSUMÉ ..... **VI**

ABSTRACT ..... **VIII**

TABLE DES MATIÈRES ..... **X**

LISTE DES FIGURES ..... **XIV**

LISTE DES TABLEAUX ..... **XVIII**

LISTE DES ANNEXES ..... **XIX**

NOMENCLATURE ..... **XX**

INTRODUCTION **1**

CHAPITRE 1 REVUE BIBLIOGRAPHIQUE DES RÉACTEURS AIRLIFTS **3**

1.1 GÉNÉRALITÉS 3

1.1.1 Description du réacteur airlift *3*

1.1.2 Applications *4*

1.2 HYDRODYNAMIQUE GLOBALE 5

1.2.1 Régime d'écoulement *5*

1.2.2 Taux de vide *7*

1.2.3 Vitesse du liquide *9*

1.2.4 Mélange *17*

1.2.5 Effets du distributeur *19*
1.3 TRANSFERT DE MATIÈRE ET DE CHALEUR 20
1.4 HYDRODYNAMIQUE LOCALE 21
1.5 TECHNIQUES DE MESURES LOCALES 25
1.5.1 Caractéristiques de la phase gazeuse *25*
1.5.2 Vitesse du liquide *25*
CHAPITRE 2 ANÉMOMÉTRIE THERMIQUE 27
INTRODUCTION 27
2.1 APPLICATION EN MONOPHASIQUE 28
2.1.1 Principe de fonctionnement *28*
2.1.2 Types de sondes *29*
2.1.3 Modes d'opération de l'anémomètre *30*
2.1.4 Relation entre la résistance électrique et la température *32*
2.1.5 Bilan d'énergie pour un fil chaud *34*
2.1.6 Relation entre la vitesse et la tension électrique *38*
2.1.7 Sensibilité à la vitesse et à la température *40*
2.1.8 Techniques de calibration *42*
2.1.9 Equations de calibration *44*
2.1.10 Acquisitions digitales et calcul d'incertitude *45*
2.1.11 Transformation du signal d'anémométrie en vitesse *48*
2.1.12 Ambiguïté avant-arrière *53*
2.1.13 Résolution spatiale *54*
2.1.14 Problèmes techniques reliés aux mesures dans l'eau *55*
2.2 APPLICATION EN ÉCOULEMENT DIPHASIQUE 56
2.2.1 Interactions entre sonde et bulles *57*
2.2.2 Techniques de séparation des signaux gaz et liquide *68*
Utilisation d'un seuil d'amplitude 68
Utilisation d'un seuil de dérivée 69
Procédure digitale 70

Autres techniques 74

CHAPITRE 3 TRAITEMENT DU SIGNAL 75

3.1 FORME DU SIGNAL OBTENU EN DIPHASIQUE 75

3.2 SÉPARATION DES SIGNAUX GAZ ET LIQUIDE 77

3.2.1 Détection des bulles 78

3.2.2 Identification des points 1, 2 et 3 79

3.2.3 Coupe du signal 83

3.2.4 Paramètres du programme 84

3.2.5 Cas problématiques 87

3.3 CALCUL DES VALEURS LOCALES 90

3.3.1 Taux de vide 90

3.3.2 Vitesse du liquide et intensité de la turbulence 91

CHAPITRE 4 LOCAL MEASUREMENTS FOR THE STUDY OF EXTERNAL LOOP AIRLIFT HYDRODYNAMICS 93

AVANT-PROPOS 93

4.1 ABSTRACT 94

4.2 RÉSUMÉ 94

4.3 INTRODUCTION 95

4.4 MEASUREMENT TECHNIQUES AND SIGNAL TREATMENT 98

4.4.1 Hot-film anemometry 98

4.4.2 Optical biprobe 101

4.5 EXPERIMENTAL 103

4.6 RESULTS AND DISCUSSION 105

4.6.1 Error discussion 106

4.6.2 Gas hold-up, velocities and bubble size (top section of riser) 108

Gas hold-up 108

Liquid velocity 109

Bubble velocity and bubble diameters 111

Slip velocity 114
4.6.3 Liquid velocity fluctuations and turbulence intensity (top section of riser) 115
4.6.4 Flow asymmetries (bottom of riser) 118
4.7 CONCLUSION 122
4.8 ACKNOWLEDGEMENTS 123
4.9 NOMENCLATURE 123
4.10 REFERENCES 125

CONCLUSION 130

BIBLIOGRAPHIE 132

ANNEXES 152

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1: Quelques configurations d'airlifts. 4

Figure 1.2: Régimes d'écoulement a) homogène, b) hétérogène et c) à bouchons. 5

Figure 1.3: Domaines d'opération approximatifs des airlifts et des colonnes à bulles (tiré de Weiland et Onken, 1981). 6

Figure 1.4: Exemple de courbe de taux de vide en fonction de la vitesse superficielle. .. 9

Figure 1.5: Interactions entre la vitesse du liquide et les autres caractéristiques du airlift (d'après Chisti, 1989). 11

Figure 1.6: Aire de passage A_b au bas du réacteur (sections hachurées) pour différentes configurations de airlifts (tiré de Chisti et al., 1988). 13

Figure 2.1: Sonde à fil chaud 30

Figure 2.2: Schéma simplifié du circuit d'un anémomètre à température constante. 31

Figure 2.3: Elément d'un fil chaud 34

Figure 2.4: Profil de température dans le fil chaud (a) $l/d = 400$ (b) $l/d = 202$ (figure tirée de Lomas, 1986) 37

Figure 2.5: Sonde à film chaud placée telle que l'axe de la sonde soit parallèle au vecteur vitesse moyen. 49

Figure 2.6: Facteur de correction de la turbulence ($\overline{V_e} / \overline{U}$) en fonction de l'intensité de la turbulence (IT), figure tirée de Bruun (1995). 51

Figure 2.7: Pourcentage de déviation des quantités fluctuantes en fonction de l'intensité de la turbulence (IT), figure tirée de Bruun (1995) 52

Figure 2.8: (a) vitesse d'un écoulement à inversions de sens périodiques, (b) le signal anémométrique correspondant (figure tirée de Bruun, 1995). 53

Figure 2.9: Histogramme de l'amplitude du signal pour un écoulement à bulles air/eau. 57

Figure 2.10: Sonde à fil chaud utilisée par Bremhorst et Gilmore. 58

Figure 2.11: Résultats des essais statiques effectués par Bremhorst et Gilmore. 59
Figure 2.12: Classification des contacts bulle-sonde selon Bremhorst et Gilmore. 60
Figure 2.13: Interactions pour bulles à diamètre inférieur à la longueur de la sonde..... 61
Figure 2.14: Interactions sonde-bulle observées par Serizawa et al. (1983)..... 62
Figure 2.15: Position de la sonde pour l'étude du passage eau à air..... 63
Figure 2.16: Résultats des essais statiques de Farrar et Bruun pour le passage de l'interface eau → air (interface avant)..... 64
Figure 2.17: Résultats des essais statiques de Farrar et Bruun pour le passage de l'interface air→eau (interface arrière)..... 65
Figure 2.18: Signaux associés au passage de l'interface air à eau à vitesse faible. 66
Figure 2.19: Signal anémométrique associé au passage d'une bulle. 67
Figure 2.20: Signaux observés pour certaines grandes bulles..... 67
Figure 2.21: Signal de l'anémomètre et signal dérivé, tiré de Serizawa et al. (1983). .. 69
Figure 2.22: Signal de bulle traité par une combinaison de seuils d'amplitude et de dérivée. 71
Figure 2.23: Signaux associé à la rupture du ménisque (indiqués par une flèche). 73
Figure 2.24: Signal de l'anémomètre et fonction de densité de probabilité correspondante. 74

Figure 3.1: Exemple de signal d'anémométrie. 75
Figure 3.2: Réponse d'une sonde cylindrique à film chaud au passage d'une bulle. 76
Figure 3.3: Exemple de signal d'anémométrie comportant des fluctuations importantes dans la partie correspondant au liquide..... 79
Figure 3.4: Exemple de signal d'anémométrie obtenu à vitesse superficielle de gaz de 6,8 cm/s. 80
Figure 3.5: Signal de bulle (a) avec changement de signe de la dérivée en fin de bulle, (b) avec changement de pente brusque en fin de bulle. 81
Figure 3.6: Signal de bulle (a) où le point 2 est le minimum, (b) où le point 2 est marqué par un changement de pente brusque. 81

Figure 3.7: Définition de l'amplitude de bulle. 82

Figure 3.8: Signal de bulle (a) avec changement de signe de la dérivée en début de bulle, (b) avec changement de pente brusque en début de bulle. 83

Figure 3.9: Exemple de signal traité. 85

Figure 3.10: Signal de bulle (a) avec oscillations en bas de bulle, (b) avec rupture du ménisque, (c) avec le point 1 plus bas que le point 3. 86

Figure 3.11: Signal d'anémométrie pour la phase liquide avec brusque augmentation de vitesse. 87

Figure 3.12: Rupture du ménisque causant l'identification de deux bulles plutôt qu'une seule. 88

Figure 3.13: Rupture du ménisque dans la partie descendante du signal de bulle (a) avec changement de signe de la dérivée, (b) avec changement de pente brusque..... 89

Figure 3.14: Relation entre points d'acquisition et intervalle de temps. 91

Figure 4.1: Anemometer signal obtained in an air/water flow at $U_G = 0.046$ m/s. 99

Figure 4.2: Anemometer signal corresponding to a bubble passage. 100

Figure 4.3: Experimental set-up. 104

Figure 4.4: Gas hold-up profiles (obtained from hot-film anemometry) at different axial positions for gas superficial velocity of 0.047 m/s. 106

Figure 4.5: Comparison of gas hold-up profiles obtained from the optical biprobe ▲ $U_G = 0.029$ m/s ◆ $U_G = 0.068$ m/s and hot-film anemometry ○ $U_G = 0.029$ m/s □ $U_G = 0.068$ m/s at axial position $z/D = 10.6$. 107

Figure 4.6: Flow profiles at axial position $z/D = 7.9$ ● $U_G = 0.029$ m/s, □ $U_G = 0.047$ m/s, ▲ $U_G = 0.068$ m/s. 111

Figure 4.7: Normalised velocity profiles and curve fit at position $z/D = 7.9$: ● $U_G = 0.029$ m/s, □ $U_G = 0.047$ m/s, ▲ $U_G = 0.068$ m/s, --- 1/7 power law profile, — curve fit, n = 1.69 112

Figure 4.8: Comparison of equivalent and Sauter bubble diameters. d_{32}: ● $U_G = 0.029$ m/s, ▲ $U_G = 0.068$ m/s; d_{10} : ◇ $U_G = 0.029$ m/s, △ $U_G = 0.068$ m/s. 113

Figure 4.9: Slip velocity profiles at axial position $z/D = 7.9$ ● $U_G = 0.029$ m/s, □ $U_G = 0.047$ m/s, ▲ $U_G = 0.068$ m/s. 115

Figure 4.10: Liquid velocity fluctuations at axial position $z/D = 7.9$ ● $U_G = 0.029$ m/s, □ $U_G = 0.047$ m/s, ▲ $U_G = 0.068$ m/s. 116

Figure 4.11: Turbulence intensity (+ $z/D = 2.6$, ▲ $z/D = 5.3$, □ $z/D = 7.9$, ○ $z/D = 10.6$) and bubble association ratio (x $z/D = 2.6$, ◇ $z/D = 7.9$) at superficial gas velocity $U_G = 0.068$ m/s. 117

Figure 4.12: Flow profiles at axial position $z/D = 1.0$. Airlift reactor: ◆ $U_G = 0.029$ m/s, ▲ $U_G = 0.068$ m/s; bubble column: ○ $U_G = 0.068$ m/s. 119

Figure 4.13: Hypothesis as to the cause of the recirculation. a) monophase flow simulation of Bentifraouine (1997), b) hypothesis for the airlift used in this study. 121

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1: Valeurs de la fonction de densité de probabilité gaussienne. 48

Tableau 2.2: Erreur de troncature. 50

Tableau 3.1: Valeurs actuelles des paramètres du programme de traitement de signal. 86

Table 4.1: Average errors on flow rates calculated from surface integration of local data. 108

Table 4.2: Average values of flow characteristics in the top part of the riser. 109

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE A Les échelles de turbulence 153
ANNEXE B Programme de traitement de signal cutbul11.m 157
ANNEXE C Dessins techniques du airlift et du distributeur de gaz 164
ANNEXE D Détails du protocole expérimental 167
ANNEXE E Fonction d'autocorrélation et fonction de densité spectrale d'énergie 174

NOMENCLATURE

On a cherché à garder la nomenclature que l'on retrouve en général dans la littérature. Il en résulte des symboles qui peuvent avoir différentes significations selon la section du rapport dans laquelle ils se retrouvent. Pour éviter toute confusion, la signification des symboles est précisée dans le texte lorsque nécessaire.

a	aire interfaciale (m^2/m^3)
A	aire de section du fil chaud (m^2)
	constante de calibration
A_b	aire de section passage au bas du réacteur (m^2)
A_d	aire de section de passage du downcomer (m^2)
A_r	aire de section de passage du riser (m^2)
B	constante de calibration
c	chaleur spécifique du fil chaud (J/kg·°C)
C_p	chaleur spécifique du fluide (J/kg·°C)
C	concentration dans l'airlift au temps t (moles/L)
C_{final}	concentration finale dans l'airlift (quand parfaitement mélangé) (moles/L)
d	chapitre 2: diamètre du fil chaud (m)
	chapitre 4: diamètre de bulle (m)
d_{10}	diamètre équivalent de bulle (mm)
d_{32}	diamètre de Sauter de bulle (mm)
d_i	diamètre de bulle de la $i^{ème}$ classe de bulles (mm)
D	chapitre 2, 3: durée de l'acquisition (s)
	chapitre 4: diamètre du riser (m)
e	chapitre 2: tension du courant qui passe au centre du pont de Wheatstone (V)
	chapitre 4: rapport de forme
E	tension de l'anémomètre (V)

E_f	tension du fil (V)
$f_é$	fréquence d'échantillonnage (Hz)
$f(r)$	coefficient de corrélation longitudinal (-)
g	accélération gravitationnelle (m/s²)
$g(r)$	coefficient de corrélation latéral (-)
h	chapitre 1: degré d'homogénéité (-)
	chapitre 2: coefficient de transfert de chaleur par convection (W/m²·°C)
h_D	hauteur de dispersion gaz-liquide (m)
h_L	hauteur du liquide non-aéré (m)
Δh_M	différence de hauteur manométrique (m)
I	courant (A)
j	vitesse superficielle du mélange (m/s)
j_c	vitesse superficelle du mélange au centre du riser (m/s)
k	conductivité thermique (W/m·°C)
k_f	conductivité thermique du matériau dont est fait le fil chaud (W/m·°C)
K_B	coefficient de perte de charge pour le bas du réacteur (-)
K_T	coefficient de perte de charge pour le haut du réacteur (-)
l	longueur du fil ou film chaud (m)
L	échelle de longueur intégrale (m)
L_g	échelle de longueur intégrale latérale (m)
m	exposant
n	exposant
n_i	nombre de bulles dans la $i^{ème}$ classe de bulles
N	nombre de points d'acquisition (-)
	nombre de points statistiquement indépendants (-)
	chapitre 4: nombre total de bulles
P	probabilité
r	distance de l'axe du riser (m)
	Annexe A: variable de position (m)

R	chapitre 2: résistance électrique (Ω)
	chapitre 4: rayon de la zone ascendante (m)
R_a	résistance électrique du fil ou du film chaud à la température ambiante T_a (Ω)
R_0	résistance électrique du fil ou du film chaud à la température de référence T_0 (Ω)
R_f	résistance électrique du fil ou du film chaud à la température T_f (Ω)
$R_{f,\infty}$	résistance électrique d'un fil infini à la température $T_{f,\infty}$ (Ω)
R_L	résistance électrique des broches et du câble de la sonde (Ω)
R_T	résistance électrique du fil ou du film chaud à la température T (Ω)
S_u	sensibilité de la tension à la vitesse du fluide (V·s/m)
S_θ	sensibilité de la tension à la température du fluide (V/°C)
t	temps (s)
t_c	temps de circulation (s)
t_m	temps de mélange (s)
Δt	intervalle de temps entre chaque point d'acquisition (s)
T	température (°C)
T_0	température de référence (°C)
T_a	température du fluide ambiant (°C)
T_f	température locale du fil ou du film chaud,
	ou à partir de la section 2.1.6, température moyenne du fil ou du film chaud (°C)
T_{film}	température de film (couche limite) (°C)
$T_{f,m}$	température moyenne du fil ou du film chaud (°C)
$T_{f,\infty}$	température d'un fil infini (°C)
T_I	échelle de temps intégrale (s)
u	fluctuation de la vitesse axiale (m/s)
u'	moyenne des fluctuations de la vitesse axiale (m/s)
U	vitesse axiale (m/s)
U_G	vitesse superficielle du gaz (m/s)
U_{Gr}	vitesse superficielle du gaz dans le riser (m/s)

U_{Lc} vitesse moyenne de circulation du liquide (m/s)

U_{Ld} vitesse superficielle du liquide dans le downcomer (m/s)

U_{Lr} vitesse superficielle du liquide dans le riser (m/s)

v chapitre 2: fluctuation de la vitesse tangentielle au fil(m) chaud (m/s)
chapitre 4: fluctuation axiale de la vitesse interstitielle du liquide (m/s)

v' moyenne de la fluctuation axiale de la vitesse interstitielle locale du liquide (m/s)

v_L fluctuation axiale de la vitesse interstitielle locale du liquide (m/s)

V dans chapitre 2: composante de la vitesse tangentielle au fil(m) chaud (m/s)
chapitre 4: vitesse axiale locale (m/s)

V_{Lc} vitesse locale du liquide au centre du riser (m/s)

V_e vitesse effective perçue par l'anémomètre (m/s)

V_G vitesse des bulles (m/s)

V_{Gr} vitesse interstitielle moyenne du gaz dans le riser (m/s)

V_L vitesse interstitielle locale du liquide (m/s)

V_{Ld} vitesse interstitielle moyenne du liquide dans le downcomer (m/s)

V_{Lr} vitesse interstitielle moyenne du liquide dans le riser (m/s)

Vol_G volume du gaz (m^3)

Vol_L volume du liquide (m^3)

w fluctuation de la vitesse perpendiculaire au film chaud et à l'axe de la sonde (m/s)

W composante de la vitesse perpendiculaire au film chaud et à l'axe de la sonde (m/s)

x distance d'un point du centre du fil ou film chaud, dans le sens de la longueur (m)

x_c longueur du parcours de circulation (m)

y longueur d'une corde de bulle (m)

z hauteur au-dessus du distributeur (m)

$z_{\alpha/2}$ valeur de la fonction de densité de probabilité gaussienne pour une probabilité de $(1-\alpha)$ %

Δz distance verticale entre deux prises de pression (m)

Lettres grecques

α	taux de vide local (-)
α_0	coefficient de température de la résistivité à température de référence T_0 (°C $^{-1}$)
α_a	coefficient de température de la résistivité à la température ambiante T_a (°C $^{-1}$)
α_T	coefficient de température de la résistivité à la température T (°C $^{-1}$)
β_0	coefficient de température de la résistivité du second ordre à température de référence T_0 (°C $^{-2}$)
χ_0	résistivité électrique à la température de référence T_0 (Ω/m)
χ_a	résistivité électrique à la température ambiante T_a (Ω/m)
χ_f	résistivité électrique à la température du fil T_f (Ω/m)
ε	taux de vide ou rétention de gaz global (-)
	Annexe A: taux de dissipation d'énergie
ε_d	taux de vide dans la zone descendante ("downcomer")
ε_r	taux de vide dans la zone ascendante ("riser")
η	échelle de longueur de Kolmogorov (m)
λ	microéchelle de Taylor (m)
μ	viscosité (Pa·s)
ν	viscosité cinématique (m²/s)
θ	différence de température T_f - T_a (°C)
	petite fluctuation de la température du fluide ambiant, T_a (°C)
ρ	densité (kg/m^3)
ρ_f	densité du matériau dont est fait le fil chaud (kg/m^3)
ρ_G	densité du gaz (kg/m^3)
ρ_L	densité du liquide (kg/m^3)
ρ_M	densité du fluide manométrique (kg/m^3)
σ, σ^2	écart type et variance
τ	variable de temps reliée à la fonction d'autocorrélation (s)

τ_m temps de mélange adimensionnel (-)

Nombres adimensionnels

$$Nu = \frac{hd}{k}$$

$$\mathrm{Pr} = \frac{C_p \mu}{k}$$

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho U d}{\mu}$$

Abréviations

CFD computational fluid dynamics

CMC carboxyméthylcellulose

DTS distribution des temps de séjour

IT intensité de la turbulence

INTRODUCTION

L'utilisation du réacteur gazosiphon, aussi appelé airlift, ne cesse de croître. D'abord employé comme réacteur biologique pour la fermentation (Lefrançois et al., 1955), ses applications se sont vite multipliées. Maintenant utilisé dans de nombreux bioprocédés, il sert aussi au traitement des eaux et dans l'industrie chimique pour l'hydrogénation et l'oxydation de produits organiques. L'airlift permet un bon contact entre les phases, assurant ainsi le transfert de matière. Par rapport au réacteur agité, il est simple de construction et comporte l'avantage de ne présenter aucune pièce mobile, ce qui facilite le maintien de l'étanchéité ou de la stérilité, selon les besoins. Par rapport aux réacteurs pneumatiques traditionnels, les colonnes à bulles, il permet de travailler à des débits gazeux plus importants, d'améliorer le mélange et de faciliter le transfert de chaleur en paroi. Bien que les colonnes à bulles soient plus simples de conception, les airlifts sont de plus en plus utilisés en raison de leur écoulement liquide clairement défini. Les paramètres d'optimisation de la conception d'un réacteur gazosiphon varient selon les applications (maximisation du transfert de masse, du mélange, du transfert de chaleur, minimisation de la consommation énergétique, du cisaillement, etc.). La conception optimale d'un airlift demeure cependant ardue, d'où la nécessité de continuer les recherches sur le sujet.

De nombreuses études sur l'hydrodynamique globale des airlifts ont déjà été publiées, mais elles ne permettent pas de comprendre suffisamment l'influence complexe des différents paramètres, autant géométriques qu'opérationnels. Ainsi, l'effet de certains paramètres n'est pas clair et des résultats contradictoires ont été publiés pour d'autres. Les études globales ayant atteint leur limite, en particulier pour le système air-eau, des études locales sont nécessaires pour approfondir davantage la compréhension de l'hydrodynamique de ces réacteurs. Par ailleurs, on cherche de plus en plus à modéliser l'écoulement des airlifts par l'entremise de codes de calcul numériques tridimensionnels,

basés sur les équations locales de mécanique des fluides. Or, pour valider ce type de modèle, des mesures locales sont indispensables.

Dans ce mémoire, on présente d'abord une revue bibliographique de l'hydrodynamique des réacteurs airlifts. On discute en premier des résultats globaux trouvés dans la littérature pour aborder ensuite les quelques études locales qui ont été effectuées. Dans le second chapitre, la technique d'anémométrie à fil(m) chaud est décrite en détail puis une revue de son utilisation en écoulement diphasique est faite. Le chapitre 3 comprend la description détaillée du traitement de signal mis au point et employé dans le cadre de ce travail. Enfin, le quatrième chapitre, consitué d'un article soumis au Canadian Journal of Chemical Engineering, présente les expériences effectuées et l'analyse des résultats obtenus.

CHAPITRE 1
Revue bibliographique des réacteurs airlifts

1.1 Généralités

1.1.1 Description du réacteur airlift

Le réacteur gazosiphon, plus communément appelé airlift, est un réacteur pneumatique qui se divise en deux zones. Dans la première, appelée section ascendante ou riser, on injecte le gaz tandis que la seconde, appelée section descendante ou downcomer, séparée physiquement du riser, permet une recirculation du liquide. Il existe deux catégories d'airlifts. Dans ceux dits à boucle externe, les deux zones sont formées de colonnes distinctes, reliées par des tubes latéraux ou encore un tube latéral en bas et une zone ouverte en haut. Cette dernière permet la séparation gaz-liquide. Les airlifts à boucle interne sont constitués de deux tubes concentriques ou d'une colonne séparée en deux parties par une chicane verticale. Quelques configurations d'airlift sont présentées à la figure 1.1. La différence du taux de vide entre les sections montante et descendante résulte en une densité moyenne du fluide différente dans les deux zones ce qui cause la circulation du liquide. Cet écoulement bien défini distingue l'airlift des réacteurs pneumatiques plus traditionnels comme les colonnes à bulle où l'écoulement est plus aléatoire.

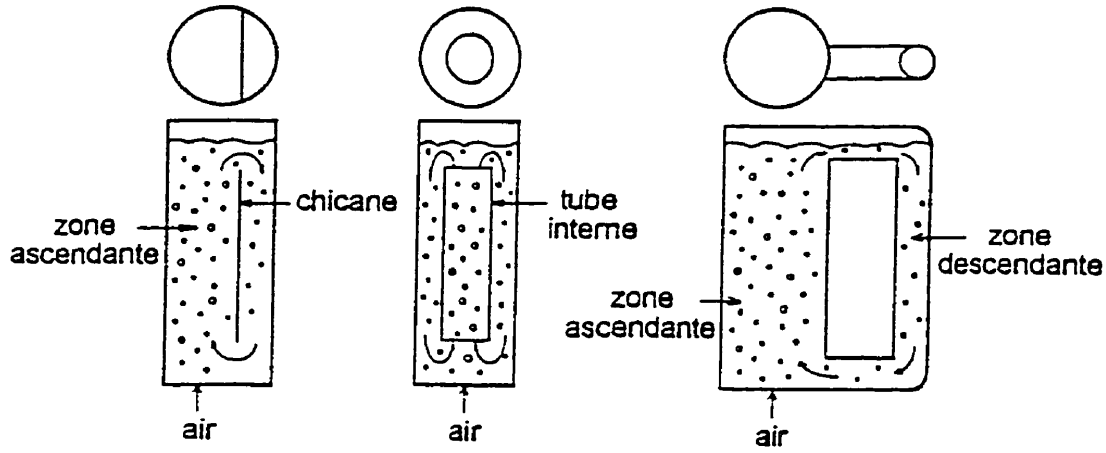


Figure 1.1: Quelques configurations d'airlifts.

1.1.2 Applications

Employés pour mettre en contact un gaz et un liquide, les réacteurs airlifts ont de nombreuses applications. Ils sont notamment utilisés en fermentation (Chisti, 1989), pour le traitement de l'eau (Zlokarnik, 1985) et dans l'industrie chimique pour l'hydrogénation et l'oxydation de produits organiques (Hsu et Dudukovic, 1980). Parmi les applications industrielles on peut citer la production de protéines unicellulaires (Onken et Weiland, 1983; Blenke, 1985), la fabrication d'anticorps monoclonaux par des cellules de mammifère (Royse, 1987), le traitement des eaux usées (Zlokarnik, 1985; Redman, 1987) et l'hydrogénation des huiles lourdes (Gianetto et Silveston, 1986). Bien que ce ne soit pas l'objet de cette étude, plusieurs applications triphasiques existent également, entre autres pour la mise en contact d'un catalyseur solide avec les phases liquide et gazeuse. Les réacteurs airlifts sont aussi utilisés dans l'industrie minière (Lamont, 1958; Clark, 1984).

Comme on l'a mentionné, par rapport aux réacteurs agités, ils ont l'avantage de ne présenter aucune pièce mobile. Ceci facilite le maintien de l'étanchéité pour les réactions à haute pression et la stérilité pour les applications biologiques. De plus, l'apport d'énergie requis est faible et se limite à la puissance nécessaire à l'injection du gaz. Par ailleurs, en comparaison aux colonnes à bulles, les réacteurs airlifts présentent un écoulement clairement établi, facilitant le transfert de chaleur dans le cas de réactions endo- ou exothermiques.

1.2 Hydrodynamique globale

1.2.1 Régime d'écoulement

L'écoulement de la phase gazeuse dans la zone montante du réacteur airlift varie en fonction de la vitesse superficielle du gaz, des propriétés physiques de la phase

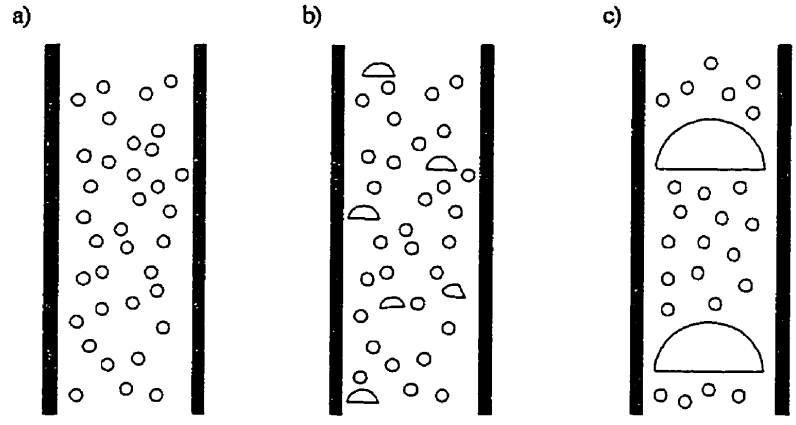


Figure 1.2: Régimes d'écoulement a) homogène, b) hétérogène et c) à bouchons.

liquide ainsi que de la géométrie du réacteur. À faible vitesse de gaz, on retrouve le régime homogène (figure 1.2a) au cours duquel la rétention gazeuse peut être considérée comme uniforme et la distribution de taille des bulles étroite (Joshi et al., 1990; Shah et al., 1982; Wallis, 1969). À vitesse de gaz plus élevée apparaît le régime hétérogène (figure 1.2b). Des bulles plus grosses sont formées par coalescence qui peuvent être de nouveau brisées en bulles plus petites. Une distribution large de taille de bulles, un profil axial du taux de vide non-uniforme et une recirculation interne locale du liquide sont alors observés (Joshi et al., 1990; Shah et al., 1982; Wallis, 1969). Finalement, si la vitesse du gaz est encore augmentée et que la section d'écoulement est petite, le régime d'écoulement à bouchons peut apparaître. Les bouchons ont alors un diamètre presque identique à celui de la colonne (figure 1.2c). Ce régime n'est pas observé à l'échelle industrielle. Plusieurs études effectuées sur les réacteurs airlifts ont été réalisées dans le régime homogène, cependant à l'échelle industrielle il est courant de retrouver le régime hétérogène. La transition entre le régime homogène et hétérogène dépend des propriétés de coalescence du liquide et dans une certaine mesure du distributeur. Récemment, une

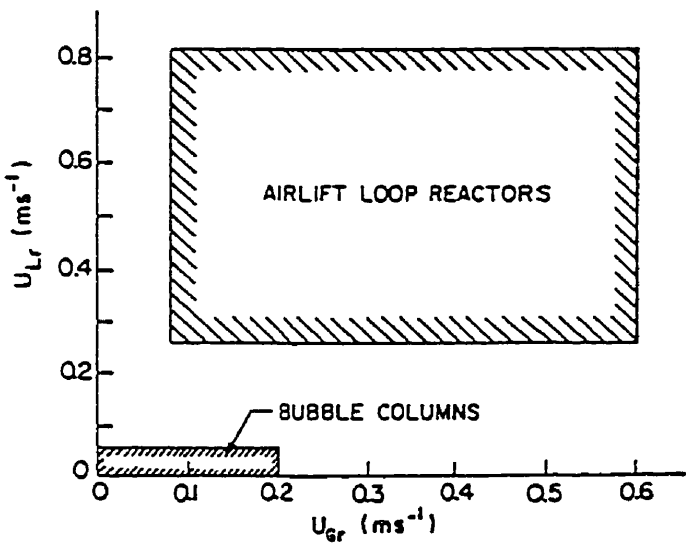


Figure 1.3: Domaines d'opération approximatifs des airlifts et des colonnes à bulles (tiré de Weiland et Onken, 1981).

étude menée par Stewart (1995) conclut que la dynamique des nuages de bulles pourrait être la principale cause de la transition entre les régimes d'écoulement. Cette transition se produit à des débits gazeux beaucoup plus élevés dans l'airlift que dans une colonne à bulle (Weiland et Onken, 1981) en raison de l'écoulement du liquide. Les domaines d'opération approximatifs de ces deux types de réacteurs sont présentés à la figure 1.3. On peut voir que la plage d'opération des airlifts est beaucoup plus grande que celle des colonnes à bulles simples.

1.2.2 Taux de vide

La fraction volumique de gaz dans le réacteur est appelée taux de vide ou rétention gazeuse. On peut distinguer le taux de vide global, ε, qui se rapporte au volume total du réacteur de ceux dans le riser, ε_r, et dans le downcomer, ε_d:

$$\varepsilon = \frac{Vol_G}{Vol_G + Vol_L} \qquad \text{et} \qquad \varepsilon = \frac{A_r \varepsilon_r + A_d \varepsilon_d}{A_r + A_d}.$$

La rétention gazeuse dans le downcomer est généralement nulle à vitesse superficielle de gaz faible. Puis à des débits de gaz plus élevés, une partie du gaz est entraînée dans la section descendante. Ce sont d'abord les plus petites bulles qui sont aspirées puis à des vitesses de gaz plus élevées des bulles de plus en plus grosses sont entraînées. La relation entre le taux de vide dans le riser et celui dans le downcomer dépend du séparateur gaz-liquide en haut du réacteur. Dans le cas des airlifts externes, la séparation peut être quasi-complète et le taux de vide dans le downcomer peut demeurer nul jusqu'à des vitesses superficielles de gaz relativement élevées.

Le taux de vide dépend bien sûr de la vitesse superficielle du gaz mais aussi de nombreux autres facteurs. Il dépend notamment de la vitesse de circulation du liquide, de la taille des bulles et des propriétés physiques des deux phases en présence, telles la densité, la viscosité, la tension de surface, la force ionique et les caractéristiques de coalescence du liquide. Notamment, la présence d'électrolytes dans la phase liquide diminue la coalescence et augmente ainsi la rétention gazeuse (Snape et al., 1992, 1995). Les propriétés physiques ont cependant une influence moindre qu'en colonnes à bulles (Weiland et Onken, 1981, Snape et al., 1995). En effet, dans un airlift la composante latérale de vitesse des bulles est faible. La fréquence de interactions bulles-bulles est donc réduite et par conséquent l'influence de propriétés coalescentes diminuée. Par ailleurs, le taux de vide global dans un airlift est généralement inférieur à celui dans une colonne à bulle simple. En effet, en raison de la circulation du liquide, la vitesse d'ascension des bulles augmente et par conséquent la rétention gazeuse diminue. Cette situation est encore plus marquée en airlift externe en raison de l'absence de gaz dans la section descendante. Avec le diamètre des bulles, la rétention gazeuse détermine l'aire interfaciale disponible pour le transfert de masse. Il s'agit donc d'un paramètre de première importance.

La plupart des corrélations empiriques établies pour la rétention gazeuse sont sous la forme d'une loi de puissance de la vitesse superficielle du gaz dans le riser (Bello et al., 1985b; Chakravarty et al., 1973; Chisti et al., 1986; Kawase et Moo-Young, 1986c; Popovic et Robinson, 1984). Chisti et Moo-Young (1988a, 1989) ont démontré que la forme de cette relation peut aussi être prédite par la théorie hydrodynamique. Ainsi ils obtiennent:

$$\varepsilon = \alpha U_G^{\beta}$$

où, pour un fluide Newtonien, β ne dépend que du régime d'écoulement alors que α dépend du régime d'écoulement et des propriétés du fluide. La courbe du taux de vide

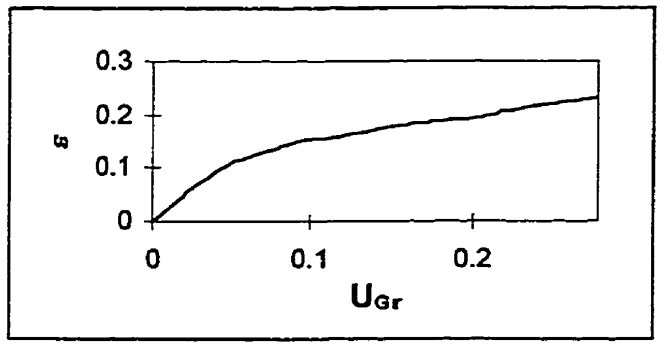


Figure 1.4: Exemple de courbe de taux de vide en fonction de la vitesse superficielle.

en fonction de la vitesse superficielle du gaz peut présenter un changement brusque de pente lors du passage d'un régime d'écoulement à un autre mais plus souvent ce changement de pente se fait de façon graduelle tel qu'illustré à la figure 1.4. Plus récemment, des corrélations en fonction de plusieurs nombres et grandeurs adimensionnels ont été établies (Kemblowski et al., 1993; Merchuk et al., 1994).

1.2.3 Vitesse du liquide

La vitesse du liquide est un des paramètres les plus importants dans l'hydrodynamique des réacteurs airlifts. Elle dépend directement de la vitesse superficielle du gaz dans la section ascendante. À débit de gaz faible, la vitesse du liquide augmente rapidement avec la vitesse du gaz, puis quand le gaz commence à recirculer dans la section descendante, cette augmentation est plus lente. La vitesse du liquide et le taux de vide sont intimement couplés. En effet, la vitesse du liquide, contrôlée par les taux de vide dans le riser et le downcomer, affecte à sont tour ces rétentions en augmentant ou diminuant la vitesse d'ascension des bulles.

La géométrie du réacteur influence de façon considérable la vitesse du liquide. Le séparateur gaz-liquide joue notamment un rôle majeur puisqu'il détermine la quantité de gaz qui sera recirculée et affecte par la même occasion les pertes de charge (Siegel et Merchuk, 1991; Merchuk et al., 1994; Choi et al., 1995; Bentifraouine et al., 1997a, b). Ainsi, la vitesse de circulation du liquide peut atteindre des valeurs plus élevées en airlift à boucle externe en raison du faible taux de vide dans la zone descendante. Le niveau du liquide dans le séparateur affecte également l'écoulement (Chisti, 1989; Russell et al., 1994; Bentifraouine et al., 1997a). La section de passage au bas du réacteur peut constituer la caractéristique géométrique influençant le plus la perte de charge dans le réacteur (Merchuk et al. 1994; Merchuk et Berzin, 1995). De plus, la vitesse du liquide augmente avec la hauteur du réacteur (Russell et al. 1993; Bentifraouine, 1997). Quant au rapport des sections des zones ascendantes et descendantes, son influence sur la vitesse du liquide est bien connue (Bello, 1981; Bello et al., 1984, 1985a,b; Popovic et Robinson, 1984; Kawase et Moo-Young, 1986b; Siegel et al., 1986; Choi et Lee, 1993; Gavrilescu et Tudose, 1995, 1996). Ainsi, une baisse du rapport A_d/A_r augmentera les pertes de charge et diminuera donc la vitesse de circulation.

Par ailleurs, les propriétés du fluide affectent aussi la vitesse du liquide, notamment par l'intermédiaire du taux de vide. Plusieurs chercheurs ont étudié l'effet de la viscosité et des comportements rhéologiques non-Newtoniens (Chakravarty et al., 1974; Popovic et Robinson, 1984, 1988; Onken et Weiland, 1984; Weiland, 1984; Kawase et Moo-Young, 1986, 1989; Philip et al., 1990; Kemblowski et al., 1993; Kawase et al., 1994, 1995; Gavrilescu et Tudose, 1995, 1996; Bentifraouine, 1997), qui, en plus d'agir sur le bullage, influencent les pertes de charge dans le réacteur.

A son tour la vitesse de circulation affecte la turbulence, le coefficient de transfert de chaleur entre le fluide et la paroi du réacteur, le transfert de matière gaz-liquide et les forces de cisaillement. Ces diverses interactions sont décrites à la figure 1.5, d'après Chisti (1989).

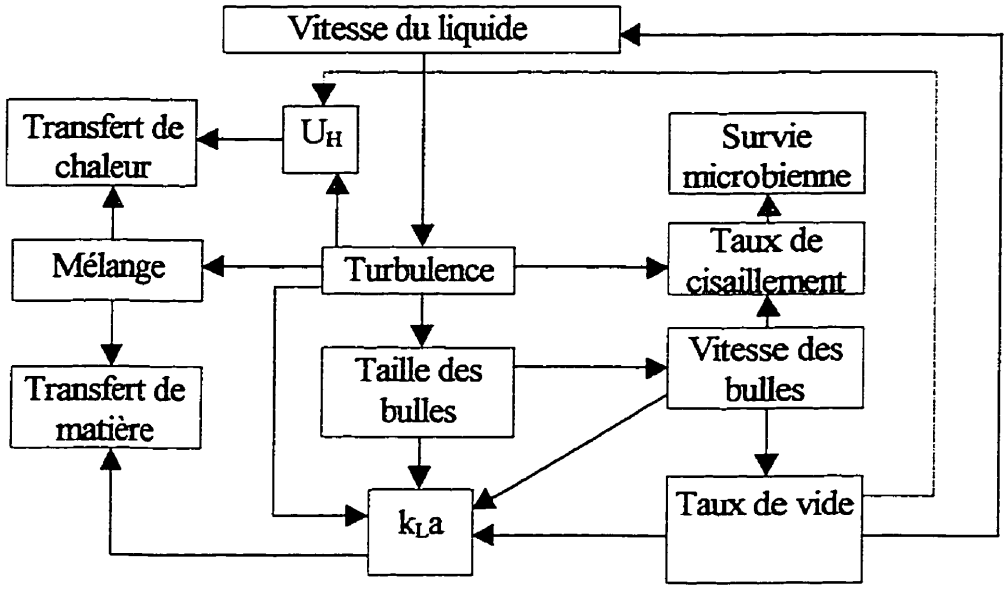


Figure 1.5: Interactions entre la vitesse du liquide et les autres caractéristiques du airlift (d'après Chisti, 1989).

De nombreuses études expérimentales menant à des corrélations empiriques pour la vitesse du liquide ont été effectuées. Selon plusieurs auteurs (Bello et al., 1984; Merchuk, 1986a,b; Onken et Weiland, 1983; Siegel et al., 1986) la relation avec la vitesse superficielle du gaz est de la forme:

$$U_{Lr} = \omega U_{Gr}^{\nu}$$

où ω est fonction de la géométrie du réacteur et des propriétés du liquide tandis que ν est déterminé par le régime d'écoulement et la géométrie du réacteur (Onken et Weiland,

1983). Cependant ces dépendances ne sont pas clairement définies et les valeurs de ω et ν sont très variables selon les études.

Selon une approche plus théorique, des équations basées sur un bilan de quantité de mouvement ou un bilan d'énergie sur la boucle de circulation ont également été établies (Freedman et Davidson, 1969; Chakravarty et al., 1974; Kubota et al, 1978; Blenke, 1979; Hsu et Dudukovic, 1980; Merchuk et Stein, 1981; Koide et al., 1984; Jones, 1985; Lee et al., 1986; Verlaan et al., 1986; Chisti et Moo-Young, 1988b; Garcia Calvo, 1989; Ayazi Shamlou et al., 1994). En effet, en régime permanent, la différence de pression hydrostatique (qui constitue la force motrice de l'écoulement) équivaut les pertes de charges sur la boucle ou, autrement dit, l'énergie apportée par l'expansion isotherme du gaz égale la somme des pertes d'énergie dans le réacteur. Ces équations sont souvent combinées à des données empiriques pour le taux de vide et les pertes de charge en écoulement diphasique.

Les premières tentatives d'utiliser ce type de modèle ont eu plus ou moins de succès. De meilleurs résultats ont été obtenus quand Lee et al. (1986) ont tenu compte des pertes d'énergie dans le sillage des bulles ainsi que des pertes causées par la remontée de grandes bulles dans la section descendante. Le modèle bien connu de Chisti et al. (1988) tient compte des pertes d'énergie en bas et en haut du airlift ainsi que des termes introduits par Lee et al. (1986). Pour les liquides newtoniens à viscosité faible (tel l'eau), Chisti et al. (1988) ont démontré que les pertes par friction à la paroi sont négligeables comparées aux autres pertes d'énergie. (Ce n'est pas le cas pour les liquides à viscosité élevée.) Ils obtiennent alors l'expression suivante pour la vitesse du

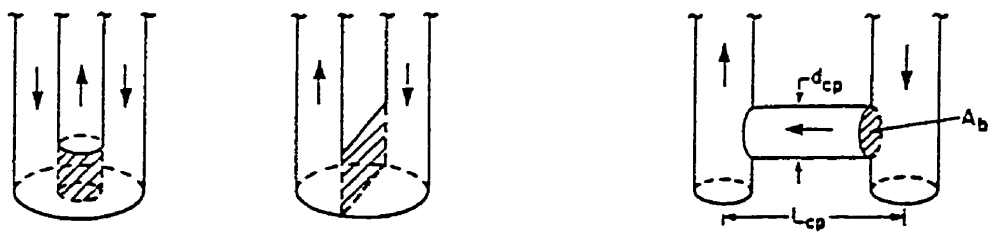
liquide dans la zone ascendante:

$$U_{Lr} = \left[\frac{2gh_D(\varepsilon_r - \varepsilon_d)}{\frac{K_T}{(1-\varepsilon_r)^2} + K_B\left(\frac{A_r}{A_d}\right)^2 \frac{1}{(1-\varepsilon_d)^2}} \right]^{0,5}$$

Comme on peut le voir, leur modèle requiert la connaissance des taux de vide dans le riser et le downcomer et des coefficients de perte par friction pour le haut (K_T) et le bas (K_B) du réacteur respectivement. Pour le calcul du coefficient K_B, ils ont établi une équation empirique à partir de l'étude expérimentale de plusieurs airlifts de types différents. Ainsi,

$$K_B = 11{,}40\left(\frac{A_d}{A_b}\right)^{0,79}$$

où A_d est l'aire du downcomer et A_b, l'aire de passage au bas du réacteur tel qu'illustré à la figure 1.6. On constate que plus l'aire de passage est petite, plus la perte de charge est



Airlifts à boucle interne

Airlift à boucle externe

Figure 1.6: Aire de passage A_b au bas du réacteur (sections hachurées) pour différentes configurations de airlifts (tiré de Chisti et al., 1988).

importante. Si les taux de vide ne sont pas connus, des équations empiriques permettant de les estimer sont aussi proposées. Une version du modèle s'appliquant aux fluides non-Newtoniens a également été établie (Chisti et Moo-Young, 1988b). Un modèle semblable à celui de Chisti et al. (1988) qui tient compte de la friction aux parois et s'applique donc aussi aux fluides visqueux et non-Newtoniens a été developpé par Kemblowski et al. (1993).

Certains chercheurs (Merchuk et Stein, 1981, Verlaan et al., 1986; Nicol et Davidson, 1988a, b; Ayazi Shamlou et al., 1994; Snape et al., 1995) ont utilisé le modèle à écart de vitesse (drift flux model) de Zuber et Findlay (1965) pour corréler leurs résultats expérimentaux. Ce modèle s'exprime comme suit:

$$V_{Gr} = \frac{U_{Gr}}{\varepsilon} = C_0 \langle j \rangle + \frac{\langle \alpha V_{Gj} \rangle}{\langle \alpha \rangle}$$

où les crochets < > indiquent une moyenne sur la surface, $\langle j \rangle$ est la vitesse superficielle du mélange et V_{Gj} l'écart de vitesse définis comme suit:

$$\langle j \rangle = U_G + U_L \,, \qquad V_{Gj} = V_G - j \,.$$

C_0 est un paramètre de distribution qui permet de tenir compte de la non-uniformité des profils radiaux de taux de vide et de vitesse. Plus ces profils sont plats, plus la valeur de C_0 est près de un. Quant au deuxième terme du modèle à écart de vitesse, il tient compte de l'effet de la vitesse relative (vitesse de glissement) locale, V_{GL}. Plusieurs auteurs ont remplacé ce terme par la vitesse terminale d'une bulle isolée (Verlaan et al., 1986; Shamlou et al., 1993) ou la vitesse de glissement (Merchuk et Berzin, 1995).

Quelques auteurs ont utilisé conjointement un bilan de quantité de mouvement ou d'énergie et le modèle à écart de vitesse pour prédire le taux de vide et la vitesse du

liquide (Verlaan et al.; 1986; Shamlou et al., 1993; Merchuk et Berzin, 1995). Une approche similaire a aussi été employée par Garcia Calvo (1989) qui dans son modèle combine un bilan d'énergie et l'équation suivante pour le taux de vide:

$$\varepsilon = \frac{U_G}{V_G} = \frac{U_G}{V_L + V_{GL}}$$

Ce modèle a aussi été appliqué à des écoulements de fluides Newtoniens fortement visqueux (Garcia Calvo et al., 1991).

Pour prédire la vitesse du liquide, tous les modèles basés sur un bilan de quantité de mouvement ou d'énergie nécessitent l'utilisation de facteurs ou de coefficients de friction. Or, ceux-ci sont encore mal connus pour les écoulements diphasiques en airlift, en particulier dans les géométries telles les coudes, les agrandissements et les réductions qu'on retrouve au niveau du séparteur gaz-liquide et dans le bas du réacteur. Certains chercheurs (Verlaan et al., 1986; Kemblowski et al., 1993) ont utilisé des facteurs de friction égaux à ceux retrouvés en monophasique tel que suggéré par Wallis (1969) pour les écoulements diphasiques ayant un taux de vide inférieur à 10 %. Les facteurs de frictions trouvés expérimentalement sont cependant beaucoup plus grands (Hsu et Dudukovic, 1980; Akita et al., 1988; Young et al., 1991). Les corrélations trouvées dans la littérature pour les écoulements diphasiques sous-estiment également les facteurs de friction mesurés en airlift. Cette différence peut être causée par le développement de l'écoulement dans le réacteur (Young et al, 1991). Akita et al. (1988) ont établi une corrélation empirique pour le facteur de friction en airlift. En utilisant une autre approche, Kawase (1990) obtient une expression très similaire. Les pertes de charges dans les changements de directions en haut et en bas d'un réacteur airlift à boucle externe ont aussi été évaluées et correlées (Akita et al., 1994). Garcia Calvo (1992, 1996), quant à lui, suggère que les facteurs de friction monophasiques peuvent être utilisés à condition qu'on tienne compte de la forme du profil de vitesse du liquide. En effet,

l'énergie cinétique associée avec un profil parabolique, tel que retrouvé dans le riser d'un réacteur airlift, peut être deux fois plus grande que celle correspondant à un profil plat.

Un modèle s'appliquant à un écoulement intermédiaire entre celui de l'airlift et de la colonne à bulle a aussi été développé (Garcia Calvo et Leton, 1991). En effet, si la résistance à l'écoulement du liquide est trop importante, de petites recirculations de liquide peuvent apparaître dans le section ascendante du airlift. Le bilan d'énergie doit tenir compte des pertes causées par ces recirculations. Un tel écoulement a aussi été étudié expérimentalement par Verlaan et al. (1989) en contrôlant la vitesse du liquide à l'aide d'une valve située dans la section du bas de l'airlift.

Dans les dernières années les efforts de modélisation s'appuient de plus en plus sur les concepts fondamentaux de la mécanique des fluides et de la thermodynamique. Young et al. (1991) ont développé un modèle basé sur les équations de continuité et de quantité de mouvement pour chaque phase, moyennées pour obtenir un modèle unidimensionnel. Des tentatives de modéliser le airlift par des codes de calcul tridimendionnels s'appuyant sur le modèle à deux fluides ont également été entrepris (Sokolichin et Eigenberger, 1994; Cockx et al., 1997). Cette approche, aussi appelée mécanique des fluides numérique, est déjà utilisée commercialement pour les écoulements monophasiques et comporte l'avantage de pouvoir tenir compte de tous les paramètres géométriques. Cependant, les coefficients de transfert interfaciaux qui figurent dans ces modèles (traînée, masse ajoutée, portance, etc.) sont encore mal connus. De plus, le choix d'un modèle de turbulence approprié doit être étudié davantage (Sokolichin et Eigenberger, 1994). Le modèle k-ε, souvent utilisé en monophasique, ne donne pas nécessairement de bons résultats (Becker et al., 1994). Enfin, les équations ont généralement été établies pour une population de bulles uniforme, négligeant ainsi l'effet de la distribution de taille des bulles ainsi que les phénomènes de coalescence et de rupture.

1.2.4 Mélange

Deux situations extrêmes de mélange peuvent être décrites, en l'occurence l'écoulement parfaitement mélangé dans lequel les concentrations sont uniformes à travers le fluide et l'écoulement piston où aucun mélange ne se produit selon le sens de l'écoulement (Levenspiel, 1972). En pratique, le mélange est intermédiaire entre ces deux modèles idéaux, se rapprochant plus ou moins de l'un ou de l'autre. Un modèle fréquemment utilisé est le modèle piston avec dispersion qui comporte un seul paramètre, le coefficient de dispersion axiale.

Les études portant sur le mélange de la phase liquide dans les réacteurs airlift ont d'abord évalué le temps de mélange et la dispersion axiale sur une circulation complète (Lin et al., 1976; El Gabbani, 1977; Blenke, 1979; Bello, 1981). Le temps de mélange diminue évidemment avec l'augmentation du débit de gaz. Certains chercheurs ont fait ressortir la contribution significative au mélange global des zones en haut et en bas de réacteur (Fields et Slater, 1983; Weiland, 1984). Par la suite, on a démontré l'importance de considérer séparément la contribution des différentes sections du airlift (zone ascendante, zone descendante, séparateur gaz-liquide et changement de direction en bas du réacteur). Verlaan et al. (1989) ont étudié la dispersion axiale dans ces différentes sections. Ils ont trouvé que l'écoulement se rapproche le plus d'un écoulement piston dans la zone descendante et que la dispersion axiale est plus importante dans la section ascendante en raison de la présence du gaz. La dispersion est la plus grande dans le séparateur gaz-liquide et l'écoulement dans cette partie du réacteur ne peut être considéré de type piston. Des résultats semblables ont été obtenus par la suite (Lu et al., 1994a,b; Gavrilescu et Tudose, 1997).

L'effet sur le mélange des paramètres géométriques et des propriétés physiques du liquide a aussi été étudié. Ainsi, plusieurs travaux montrent que la forme et la taille du séparateur gaz-liquide ainsi que la hauteur du liquide qui s'y trouve influencent

considérablement le mélange (Merchuk et Yunger, 1990; Russell et al., 1994; Choi et al., 1995). La qualité du mélange dans le réacteur augmente d'abord avec la hauteur du liquide puis se stabilise (Russell et al., 1994). Cette observation peut être expliquée par la formation de deux zones, l'une où passe le liquide et une autre au-dessus, plus ou moins stagnante dont la taille varie. L'existence d'une hauteur de liquide critique dans le séparateur gaz-liquide avait déjà été constatée par Chisti (1989). L'augmentation du rapport Ad/Ar diminue la dispersion dans le réacteur (Gavrilescu et Tudose, 1997). Le rapport du temps de mélange sur le volume du réacteur demeure cependant environ constant (Popovic et Robinson, 1993, Kawase et al., 1994). Si la résistance à l'écoulement est trop grande, on a vu que des recirculations internes peuvent se former dans la zone ascendante ce qui contribue à augmenter la dispersion axiale dans cette section du réacteur (Lubbert et al., 1990). Le temps de mélange et la dispersion dans des mileux non-Newtoniens ont aussi été étudiés (Popovic et Robinson, 1993).

Des modèles hydrodynamiques qui se basent sur le mélange dans le réacteur ont également été formulés. Dans celui de Merchuk et Yunger (1990), les sections ascendantes et descendantes sont représentées par un écoulement piston tandis que le séparateur gaz-liquide est considéré parfaitement mélangé. Plus récemment, Dhaouadi et al. (1996) ont établi un modèle où le réacteur airlift est divisé en quatre sections, soient le riser modélisé par un écoulement piston avec dispersion, le downcomer représenté par un écoulement piston parfait et les sections du haut et du bas de l'airlift considérées comme des réacteurs parfaitement agités avec et sans bulles respectivement. La zone ascendante est discrétisée en 40 sous-sections et le coefficient de dispersion est utilisé comme paramètre ajustable. Ils concluent que seulement deux coefficients de dispersion différents sont nécessaires pour expliquer le comportement de la zone ascendante, un pour le bas du riser et un pour le haut.

Le mélange de la phase gazeuse a été beaucoup moins étudié. Il existe tout de même un certain nombre d'études qui présentent des résultats sur le sujet (Lubbert et al.,

1990, Froehlich et al., 1991a). Ils ont montré que l'écoulement du gaz pouvait être considéré de type piston dans le riser mais que la dispersion dans la zone descendante est beaucoup plus importante.

1.2.5 Effets du distributeur

Le type et la position du distributeur peuvent aussi affecter l'hydrodynamique d'un réacteur airlift. Traditionnellement, on installait le distributeur en fond de réacteur. Pour une meilleure distribution du gaz, il est toutefois préférable de le placer juste au début de la zone ascendante, soit après le point d'entrée du liquide provenant du downcomer (Chisti, 1989). Bien qu'il n'ait pas étudié l'écoulement du liquide autour et par-dessus les différents types de distributeur et son effet sur la distribution du gaz, Chisti (1989) recommande un distributeur de type "échelle" en tuyau perforé car il permet une bonne distribution du gaz et du liquide sur toute la section du riser. Il existe des distributeurs plus efficaces tels les frittés, les plaques perforées et les distributeurs à membranes mais ceux-ci entravent davantage le passage du liquide. L'utilisation d'un distributeur rotatif a aussi été étudié (Fraser et Hill, 1993).

Becker et al. (1994) ont comparé un distributeur fritté situé en fond de réacteur à un distributeur à tuyau perforé placé juste après le point d'entrée du liquide recirculant. Dans le premier cas, le liquide provenant du downcomer pousse les bulles vers la paroi externe du réacteur airlift créant une distribution fortement asymétrique. Le tube perforé produit une distribution beaucoup plus homogène mais de légères asymétries sont tout de même observées. Snape et al. (1992, 1995) ont montré que le type de distributeur a surtout un effet aux faibles débits de gaz où il peut notamment influencer le régime d'écoulement généré. Une étude comparative de différents types de distributeurs utilisés en airlift a été faite par Hébrard (1995).

Sauf si le régime d'écoulement est affecté, l'effet du distributeur est surtout notable dans le bas de la section ascendante, les bulles étant ensuite réparties uniformément sur la section du riser par les forces de turbulence. Pour les réacteurs à l'échelle laboratoire, les petits réacteurs industriels et ceux où la vitesse de circulation du liquide et donc la turbulence est faible, une mauvaise distribution du gaz peut cependant avoir un effet marqué sur la performance globale. Par ailleurs, l'aire interfaciale est généralement la plus grande au voisinage du distributeur. Le transfert de matière est donc plus important à cet endroit (Syaiful, 1992).

Selon Chisti et Moo-Young (1988a), en conditions hautement turbulentes, la taille des bulles dans la dispersion est indépendante de la taille des bulles formées par le distributeur. En effet, la taille des bulles est alors contrôlée par l'équilibre entre les forces de pression dynamiques et les forces de tension de surface (Calderbank, 1967). Cependant, ceci n'est pas forcément le cas pour les liquides inhibiteurs de coalescence. L'aire interfaciale étant alors fortement conditionnée par la dispersion initiale, le choix du distributeur devient déterminant.

1.3 Transfert de matière et de chaleur

Bien que le transfert de matière ne soit pas l'objet de cette étude, il constitue généralement un des buts principaux du réacteur airlift. Il est donc important de comprendre comment l'hydrodynamique va influer sur celui-ci. Le transfert de matière est fonction du k_La qui est le produit du coefficient de transfert k_L et de l'aire interfaciale a. Ces deux termes sont rarement étudiés séparément, étant difficiles à mesurer. On sait cependant que k_L dépend des propriétés des fluides en présence ainsi que de l'écoulement. Ce dernier affecte l'épaisseur du film liquide autour des bulles et, s'il y a lieu, le taux de renouvellement de surface (Chisti, 1989). L'aire interfaciale, quant à elle, dépend de la taille des bulles et du taux de vide. Tout paramètre affectant la rétention

gazeuse aura donc un impact sur l'aire interfaciale et par conséquent sur le transfert de matière.

Accessoirement, le transfert de chaleur peut aussi constituer un objectif du réacteur airlift, notamment dans le cas de réactions fortement endo- ou exothermiques. On peut alors utiliser une double enveloppe à la paroi externe ou, pour les réacteurs à boucle interne, une double enveloppe comme cloison entre les sections ascendante et descendante. Le transfert de chaleur en gazosiphons a été relativement peu étudié. Evidemment, il dépend de l'hydrodynamique de l'écoulement. On sait aussi que les coefficients de transfert de chaleur par convection en réacteurs airlift sont plus de deux fois supérieurs à ceux obtenus en colonnes à bulles (Onken et Weiland, 1983). De plus, en raison des vitesses de liquide plus élevées, le transfert de chaleur est meilleur en airlift à boucle externe. Quelques corrélations spécifiques aux réacteurs airlift existent (Chakravarty et al., 1971; Ouyoung et al., 1988). Il est également envisageable d'utiliser des résultats obtenus pour le transfert de chaleur en écoulement diphasique en conduites verticales, pourvu que les propriétés des fluides, la rétention gazeuse et les vitesses relatives des deux phases soient les mêmes (Chisti, 1989).

1.4 Hydrodynamique locale

La plupart des études sur les réacteurs airlift se sont limitées à des mesures globales. Quelques auteurs se sont intéressés aux variations axiales du taux de vide en utilisant plusieurs prises de pression le long de la zone ascendante (Merchuk et Stein, 1981). En effet, le taux de vide augmente à mesure qu'on monte dans l'airlift en raison de l'expansion isotherme du gaz. Par ailleurs, Froehlich et al. (1991b) ont mesuré l'évolution axiale des propriétés locales du gaz, en l'occurence le taux de vide, la taille des bulles et la vitesse du gaz, dans les zones ascendantes et descendantes d'un réacteur de laboratoire et d'un airlift pilote effectuant la culture de levures. À cet effet, ils ont

utilisé une bisonde conductimétrique. Plus récemment, Benyahia et Jones (1997) ont mesuré le k_La à différentes positions axiales dans deux réacteurs airlift à boucle externe de géométrie similaire mais d'échelle différente. Ils concluent que des non-uniformités de l'écoulement existent pour le système air/eau, en particulier aux débits de gaz élevés. Ils observent une importante recirculation juste au-dessus du distributeur qui projette les bulles vers la paroi du réacteur. Celles-ci se scindent alors en bulles plus petites. Le k_La mesuré à mi-hauteur dans le riser est par conséquent plus élevé que celui obtenu à la position axiale inférieure. Tout en haut de la zone ascendante, le k_La est à nouveau plus faible en raison de la coalescence.

Les études mesurant à la fois les variations radiales et axiales des caractéristiques hydrodynamiques sont en nombre relativement restreint. Ce type d'étude fournit cependant des informations précieuses et détaillées sur l'écoulement des deux phases. Nicol et Davidson (1988) ont effectué des mesures locales des caractéristiques liquides et gazeuses dans un airlift à boucle externe avec injection de gaz dans les zones ascendante et descendante. Le réacteur, d'une hauteur d'environ 9 m, était opéré à débit de gaz élevé donnant lieu au régime hétérogène sur l'ensemble de la plage d'opération étudiée. Le taux de vide local, la vitesse et la taille des bulles étaient mesurés par une double sonde conductimétrique. Des taux de vide moyens ont également été obtenus par l'entremise de plusieurs prises manométriques le long du réacteur. La vitesse locale du liquide a été mesurée par un tube de Pitot, avec un faible débit d'eau sortant du tube pour empêcher l'entrée du gaz. En utilisant le tube de Pitot dans une zone monophasique de la zone descendante, ils ont aussi pu évaluer la vitesse moyenne du liquide. Les valeurs moyennes du taux de vide ont été corrélées par le modèle à écart de vitesse de Zuber et Findlay (1965). Dans le riser, la forme des profils radiaux de taux de vide est fortement parabolique tandis que le profil de vitesse du liquide semble correspondre à la courbe en puissance 1/7 obtenue en écoulement monophasique turbulent. Dans la zone descendante, les profils sont beaucoup plus plats.

Lübbert et al. (1990) ont effectués des mesures locales de vitesse du liquide dans un airlift à l'aide de la technique d'anémométrie à fil pulsé (heat-pulse-technique). À faible débit de gaz le profil radial obtenu est relativement plat. Puis, à débits plus élévés, il devient plus parabolique. D'après les résultats d'un lissage mathématique, les auteurs concluent qu'à ces débits, des vitesses négatives doivent exister près des parois du riser, c'est-à-dire que l'écoulement commence à se rapprocher de celui trouvé en colonne à bulles. En utilisant la même technique de mesure, Lübbert et Larson (1990), ont également étudié la dispersion locale.

A l'aide d'une bisonde optique, Choi et Lee (1990) ont effectué des mesures locales dans la section descendante d'un airlift à tubes concentriques. Deux populations de bulles ont été identifiées, soient les bulles montantes et descendantes, et leur vitesse moyenne a été déterminée. L'évolution axiale et radiale des ces deux populations de bulles ont été étudiées. Le taux de vide associé aux bulles montantes est plus élevé près de la paroi du tube interne tandis que la rétention reliée aux bulles descendantes est plus grande près de la paroi externe de l'airlift.

Une étude détaillée d'un réacteur airlift à boucle externe a été effectuée par Young et al. (1991). L'anémométrie à film chaud a été utilisée pour la mesure des vitesses locales du liquide et de l'intensité de la turbulence tandis que les caractéristiques locales de la phase gazeuse ont été obtenues par une double sonde résistimétrique. Des mesures moyenne du taux de vide par densitométrie gamma ont permis de vérifier les résultats locaux. La validité des mesures de vitesse du liquide ont été évaluées par bilan de masse. Le réacteur, d'une hauteur approximative de 2,5 m a été muni de chicanes dans la zone ascendante juste avant le distributeur, au point de jonction avec la zone descendante, afin de redresser l'écoulement. Deux downcomer interchangeables, de diamètres différents ont été utilisés. Dans la plage opératoire étudiée les bulles présentaient une forme ellipsoïdale et un diamètre entre 4 et 6 mm. Les vitesses locales du gaz et du liquide ainsi que le taux de vide variaient de façon importante avec la

position radiale. La forme des profils évoluaient en fonction de la position axiale indiquant l'importance du développement de l'écoulement. De plus, à vitesse superficielle du gaz élevée, la vitesse de glissement en bas de réacteur est réduite.

Becker et al. (1994) ont mesuré les caractéristiques locales d'un écoulement diphasique dans un airlift rectangulaire de 2 m de hauteur. La vitesse du liquide a été mesurée par anémométrie à laser Doppler pour les taux de vide faibles et par microturbine aux rétentions plus élevées. Pour la mesure du taux de vide, une sonde à électroconductivité a été utilisée tandis que la vitesse des bulle a été obtenue par une bisonde optique. La taille des bulles provient d'une sonde photoélectrique à suction. Pour les deux distributeurs utilisés, des asymmétries radiales de l'écoulememt ont été observées. Les résultats expérimentaux ont été comparés aux simulations numériques du modèle à deux fluides. L'accord entre les deux est relativement bon et les asymmétries observées ont pu être reproduites.

Rueffer et al. (1995) ont utilisé des mesures locales pour évaluer l'effet sur l'hydrodynamique de mélangeurs statiques placés dans la zone ascendante de l'airlift. Des profils avec et sans mélangeurs statiques ont été obtenus. Les vitesses locales du liquide ont été mesurées par anémométrie à fil pulsé. Quant aux vitesses locales des bulles, elles ont été déterminées par la technique à ultrasons Doppler. Toutes les études précédemment décrites ont été effectuées exclusivement avec le système air/eau. Rueffer et al. ont aussi travaillé avec des solutions de CMC.

Tout récemment, des mesures locales des caractéristiques de la phase gazeuse ont été effectuées dans un airlift à boucle externe à l'aide d'une bisonde optique (Bentifraouine, 1997). Les milieux air/eau et air/solutions de CMC ont été étudiés. Une forte dissymétrie a été observée dans les profils obtenus en bas de la zone ascendante. Celles-ci proviennent vraisemblablement de l'écoulement liquide qui n'est pas symétrique en raison du coude reliant le bas de l'airlift au riser.

1.5 Techniques de mesures locales

1.5.1 Caractéristiques de la phase gazeuse

Les caractéristiques de la phase gazeuse sont généralement obtenues par des sondes mesurant une propriété qui est très différente pour le gaz et le liquide, tel la conductivité électrique, la résistivité, l'impédance ou l'indice de réfraction. Le principe de fonctionnement de la sonde optique s'appuie sur cette dernière propriété. Une seule sonde est nécessaire pour la mesure du taux de vide. Pour obtenir la vitesse et la taille des bulles, une bisonde doit être employée. Ces sondes donnent un signal presque carré, permettant de savoir en tout temps la phase présente. Pour les bisondes, sachant la distance entre les deux détecteurs et le délai entre l'arrivée de la bulle sur chacun d'eux, on peut calculer la vitesse et, avec un traitement statistique approprié, la taille de la bulle.

D'autres techniques peuvent aussi être utilisées pour la mesure de la taille et de la vitesse de la bulle, notamment les techniques de laser Doppler et d'ultrasons Doppler.

1.5.2 Vitesse du liquide

Une technique couramment utilisée pour mesurer une vitesse locale de liquide est l'anémométrie à film chaud. Cette technique est employée dans la présente étude et décrite en détail au chapitre suivant. Notons que l'anémométrie à film chaud permet de mesurer la vitesse locale moyenne du liquide, les fluctuations de vitesse et l'intensité de la turbulence. Elle permet aussi d'évaluer le taux de vide local mais le traitement de signal est plus complexe que celui qui intervient pour les sondes décrites plus haut.

L'anémomètre à fil pulsé peut aussi être utilisé pour la mesure de la vitesse de liquide (Luebbert et Larson, 1987). Cette technique consiste à chauffer à intervalles réguliers un petit élément de fluide par une résistance. La température est ensuite détectée en aval par une sonde anémométrique à film chaud. Cette technique s'apparente donc à une expérience de traceur thermique, mais à échelle beaucoup plus petite. Comme la température ne doit pas être trop augmentée afin de ne pas modifier les propriétés du fluide et que l'emploi d'un signal de forme Dirac serait imprécis dans ces conditions, l'utilisation d'un signal pseudoaléatoire a été proposée. En plus de la vitesse moyenne du liquide, des fluctuations de vitesse et de l'intensité de la turbulence, cette technique permet aussi de déterminer un coefficient de dispersion local.

Une autre technique fréquemment utilisée pour la mesure de vitesses locales en milieu monophasique est l'anémométrie laser Doppler. Elle permet d'obtenir les mêmes grandeurs que l'anémométrie à film chaud. Cependant, l'anémométrie laser Doppler ne peut être utilisée à des taux de vide élevés (supérieurs à 2 à 5 %, selon les auteurs). Certains avantages et désavantages de cette technique sont décrits au chapitre suivant.

Récemment, une sonde électrochimique composée de trois électrodes disposées selon un triangle équilatéral a été développée par Hashiba et Kojima (1996, 1997). La vitesse et sa direction (bi-dimensionnelle) en fonction du temps est déterminée par corrélation croisée des fluctuations de voltage des 3 électrodes. Cette technique ne nécessite aucune calibration préalable dans un écoulement connu.

Par ailleurs, une microturbine a été utilisée par Becker et al. (1994). Enfin, l'utilisation d'un tube de Pitot pour faire des mesures de vitesses locales de liquide en écoulement diphasique, tel qu'employé par Nicol et Davidson (1988), semble peu recommandable. En effet, selon notre connaissance, cette technique n'a jamais été prouvée.

CHAPITRE 2
Anémométrie thermique

Introduction

L'étude d'écoulements turbulents requiert des techniques de mesure permettant de faire des mesures de vitesse locales précises. Parmi les techniques disponibles, on trouve, entre autres, l'anémométrie thermique. Cette technique, basée sur le transfert de chaleur par convection, permet de mesurer à la fois les vitesses, sur une grande plage de vitesses, et la température. En utilisant plusieurs sondes simultanément, on peut mesurer, une, deux ou trois composantes du vecteur vitesse ainsi que les contraintes de Reynolds. L'anémométrie thermique a l'avantage d'être relativement peu coûteuse, d'avoir une bonne précision, un bon rapport signal/bruit, une bonne réponse en fréquence et d'être assez simple d'utilisation. De plus, elle peut être utilisée pour faire des mesures en écoulement diphasique, même à des taux de vide élevés. L'anémométrie thermique comporte cependant certaines limitations. Ainsi, elle ne peut détecter le sens de l'écoulement. Puisque la sonde doit être introduite dans l'écoulement, elle causera une interférence hydrodynamique. Mais les résultats expérimentaux montrent que l'erreur qui en découle est généralement faible (Bruun, 1995), sauf dans des cas biens particuliers. La technique est très sensible au changement de la température du milieu. Quant à la sonde elle-même, elle peut facilement s'encrasser lorsqu'elle est utilisée dans les liquides.

En comparaison, sa principale concurrente, l'anémométrie à laser Doppler, coûte très cher, a un moins bon rapport signal/bruit, peut être plus difficile d'utilisation et ne permet pas de mesurer simultanément la température (contrairement à l'anémométrie thermique opérée avec une double sonde). De plus, l'anémométrie à laser Doppler ne

peut être utilisée en écoulement diphasique, sauf à taux de vide très faible (< 5 % selon Bruun, 1995). Néanmoins, dans des environnements hostiles, tel en combustion, ou dans des écoulements turbulents de gaz ou de liquides contenant de fines gouttelettes ou des particules solides, il est préférable d'utiliser l'anémométrie à laser Doppler, cette technique n'exigeant pas d'introduire une sonde dans l'écoulement.

Dans la première partie de ce chapitre, on présentera d'abord le principe de fonctionnement de l'anémométrie thermique, les types de sondes utilisées et les modes d'opération. On soulignera aussi les caractéristiques importantes de la technique de mesure, les procédures de calibration et de prise de mesure pour le cas d'une seule sonde placée normale à l'écoulement. Enfin on présentera les problèmes et incertitudes qui peuvent survenir lors de l'utilisation de cette technique et comment y faire face. Dans la seconde partie du rapport, on se concentrera sur l'utilisation de l'anémométrie thermique en écoulement diphasique et le traitement de signal associé.

2.1 Application en monophasique

2.1.1 Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement de l'anémométrie à fil ou film chaud se base sur le transfert de chaleur par convection entre la sonde et l'écoulement dans lequel elle se trouve. La résistance électrique de la sonde, chauffée par le courant qui la traverse, dépend de sa température. Toute modification de l'écoulement qui affecte le transfert de chaleur entre la sonde et le fluide, et par cela change la température et la résistance de la sonde, pourra être perçue de façon quasi instantanée par l'anémomètre. Ainsi, on peut utiliser ce système pour mesurer notamment la vitesse moyenne et les fluctuations de

vitesse de l'écoulement, mais aussi les changements de température ou de propriétés physiques du fluide. Dans le cas d'écoulements diphasiques, le coefficient de transfert de chaleur par convection du gaz étant de beaucoup inférieur à celui du liquide, on pourra détecter le changement de phase tout en mesurant les fluctuations de vitesse de la phase continue lorsque celle-ci est présente.

2.1.2 Types de sondes

Pour faire des mesures de turbulence exactes, les dimensions de la sonde ne doivent pas être beaucoup plus grandes que la taille des plus petits tourbillons. Les sondes à fil chaud typiquement utilisées pour des mesures de vitesses moyennes, de fluctuations axiales et de contraintes de Reynolds en milieu gazeux ont un diamètre de 4,5 μm et une longueur de 1,25 mm. Certaines applications requièrent cependant l'utilisation de sondes encore plus petites. Une sonde simple consiste en un fil fin relié à deux broches ou aiguilles de support (figure 2.1). Le fil est généralement fait de tungstène, de platine ou d'un alliage de platine. Le tungstène a une résistance en tension (tensile strength) plus grande que le platine, il est donc moins fragile. Cependant, il ne peut être utilisé dans des écoulements à haute température où on utilise alors le platine. La partie active du fil peut s'étendre jusqu'aux broches ou peut être réduite à la partie centrale en plaquant un autre matériau sur les extrémités du fil. Cette dernière configuration réduit l'interférence hydrodynamique des broches sur l'élément de mesure. Les broches sont généralement fabriquées en acier inoxydable ou en nickel.

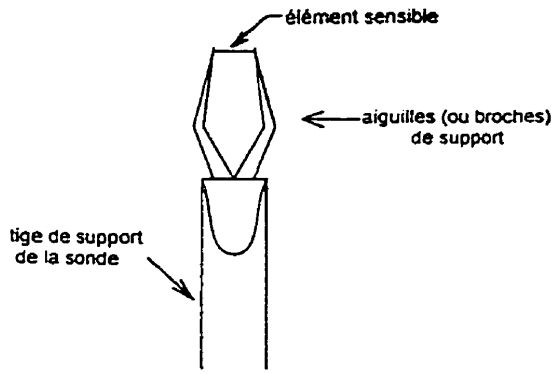


Figure 2.1: Sonde à fil chaud.

Les sondes à fil chaud ne sont pas assez robustes pour être utilisées en écoulement liquide ou diphasique. On préfère donc les sondes à film chaud, bien qu'elles soient de plus grande taille. Elles sont constituées d'un film mince (~ 0.1 μm) de platine ou de nickel déposé sur un isolant thermique, généralement du quartz. De plus, dans les liquides conducteurs, tels l'eau, la sonde doit être recouverte d'une couche de 1-2 μm de quartz afin d'assurer l'isolation électrique entre la sonde et le liquide. Cette couche de quartz protège en même temps la sonde des particules abrasives. Or, il est très difficile d'appliquer une couche de quartz à une sonde à fil chaud, une autre raison pour laquelle on préfère les sondes à film chaud pour les écoulements liquides. Celles-ci peuvent être de forme cylindrique, en biseau ou conique. Pour les sondes cylindriques, la partie active mesure généralement 25-70 μm de diamètre et 1-2 mm de long. Les deux bouts de l'élément cylindrique sont plaquées, de telle sorte que seule la partie centrale constitue l'élément actif.

2.1.3 Modes d'opération de l'anémomètre

Quant à l'anémomètre lui-même, deux types peuvent être utilisés: l'anémomètre à courant constant et l'anémomètre à température constante. Dans le premier cas, on garde

constant le courant qui passe dans la sonde. Dans le deuxième cas, la température, donc la résistance de la sonde, est maintenue constante en faisant varier le courant. Dans les deux cas, le voltage mesuré à la sortie de l'anémomètre sera fonction des caractéristiques de l'écoulement. L'anémomètre à température constante est privilégié dans la majorité des applications, en particulier pour les mesures de vitesses, car il est plus facile à opérer. On utilise encore l'anémomètre à courant constant dans des applications particulières. Entre autres, il est souvent utilisé pour les mesures de température. Puisqu'on utilise, dans le cadre de nos recherches, un anémomètre à température constante, la suite de ce rapport ne considère que ce mode d'opération.

L'anémomètre à température constante est essentiellement constitué d'un pont de Wheatstone (figure 2.2). Le pont est dit équilibré si aucun courant ne passe en son

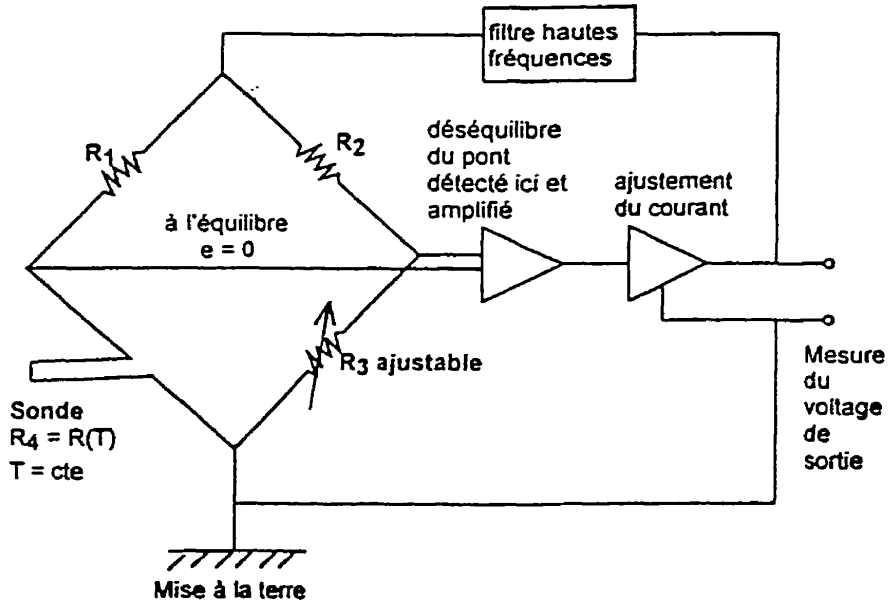


Figure 2.2: Schéma simplifié du circuit d'un anémomètre à température constante.

centre (entre les branches de droite et de gauche). Ceci se produit si $R_2/R_1 = R_3/R_4$. Une modification de l'écoulement affectera la température de la sonde et donc sa résistance. Le pont sera alors légèrement en déséquilibre et une différence de potentiel e apparaît entre les branches de droite et de gauche. Cette différence de potentiel est alimentée à un amplificateur "feed-back" qui ajuste le courant pour rétablir l'équilibre du pont. Souvent un filtre hautes fréquences est également intégré au système afin d'éviter que des variations trop rapides déstabilisent le pont. La réponse de l'amplificateur "feed-back" est suffisamment rapide pour garder la température de la sonde constante. Le signal de sortie de l'anémomètre est la tension (en volts) correspondant au courant qui traverse le pont de Wheatstone.

2.1.4 Relation entre la résistance électrique et la température

Le fonctionnement de l'anémométrie à film chaud s'appuie sur la variation, en fonction de la température, de la résistivité électrique des matériaux utilisés. Cette variation est, selon plusieurs études (par exemple, Laufer et McClellan, 1956; Hinze 1959; Bruun 1975a), de la forme suivante:

$$\chi_f = \chi_0\left[1+\alpha_0\left(T_f - T_0\right)+\beta_0\left(T_f - T_0\right)^2\right]$$

où T_0 est la température de référence de χ_0, α_0 et β_0.

En général $\alpha_0 >> \beta_0$ et l'approximation linéaire de l'équation précédente est suffisamment précise pour les mesures de vitesse. On a donc:

$$\chi_f = \chi_0\left[1+\alpha_0\left(T_f - T_0\right)\right]$$

Pour un fil à température uniforme, la résistance dépend à la fois de la résistivité et de la géométrie du fil, selon l'équation suivante:

$$R_f = \frac{\chi_f l}{A}$$

Or, comme on le verra plus loin, la température n'est pas uniforme le long du fil. La résistivité varie donc en fonction de la position et par conséquent la résistance s'obtient par intégration sur la longueur du fil (x est tel que présenté à la figure 2.3):

$$R_f = \int_{-l/2}^{l/2} \frac{\chi_0\left[1+\alpha_0\left(T_f - T_0\right)\right]}{A} dx$$

Pour résoudre cette intégrale, il faut connaître le profil de température le long du fil qui est explicité à la section suivante. Le résultat de l'intégrale devient:

$$R_f = R_0\left[1+\alpha_0\left(T_{f,m} - T_0\right)\right]$$

où $T_{f,m}$ est la température moyenne du fil

Si la température de référence est changée, le coefficient α doit aussi être modifié selon la relation suivante:

$$\alpha_T = \frac{\chi_0}{\chi_T}\alpha_0 \qquad \text{ou} \qquad \alpha_T = \frac{R_0}{R_T}\alpha_0$$

Par exemple, si la température de référence est la température ambiante, T_a, comme c'est souvent le cas on aura la relation suivante:

$$R_f = R_a\left[1+\alpha_a\left(T_{f,m}-T_a\right)\right]$$

De cette équation on peut déduire un des paramètres importants en anémométrie thermique, soit le coefficient de surchauffe définit tantôt comme R_f/R_a, tantôt comme $(R_f-R_a)/R_a$, où R_a est la résistance à la température ambiante (température du fluide). Ce coefficient traduit l'écart entre la température de la sonde et celle du fluide. Dans ce rapport la première définition sera utilisée.

Il faut noter que la résistivité d'un fil fin (Sandborn, 1972; Bruun, 1975a), et particulièrement d'un film (Lomas, 1986), ne sera pas nécessairement la même que celle pour le matériau en vrac. Par conséquent, on utilise plutôt directement la résistance qui est mesurée est fournie par le manufacturier de la sonde.

2.1.5 Bilan d'énergie pour un fil chaud

La chaleur produite dans le fil chaud par effet Joule lors du passage du courant est entreposée dans le fil, perdue par convection, par conduction vers les aiguilles de support et par radiation (ce dernier terme peut être considéré négligeable). Le bilan d'énergie sur un élément dx du fil se présente donc comme suit:

$$A\frac{\partial}{\partial x}\left(k_f\frac{\partial T_f}{\partial x}\right)+\frac{I^2\chi_f}{A}-\rho cA\frac{\partial T_f}{\partial t}-\pi dh(T_f-T_a)=0$$

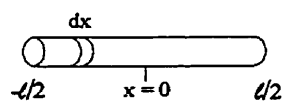


Figure 2.3: Elément d'un fil chaud.

où: - A est la section de l'élément de fil dx;

- c est la chaleur spécifique du fil
- d est le diamètre du fil
- h est le coefficient de transfert de chaleur par convection
- I est le courant qui passe dans l'élément de fil dx
- k_f est la conductivité thermique du matériau dont est fait le fil
- T_a est la température du fluide
- T_f est la température du fil ou film chaud
- ρ est la densité du matériau dont est fait le fil
- χ_f est la résistivité électrique du fil à T_f

A partir des équations présentées auparavant, on peut montrer que la résistivité de la sonde varie avec la température selon l'équation suivante:

$$\chi_f = \chi_a + \chi_0 \alpha_0 (T_f - T_a)$$

où
- χ_a est la résistivité de la sonde à T_a
- χ_0 est la résistivité de la sonde à une température de référence T_0
- α_0 est le coefficient de température de la résistivité à une température de référence T_0

Si l'on remplace χ_f par l'équation ci-dessus et qu'on considère le régime permanent, on obtient:

$$Ak_f \frac{d^2 T_f}{dx^2} + \left(\frac{I^2 \chi_0 \alpha_0}{A} - \pi d h \right)(T_f - T_a) + \frac{I^2 \chi_a}{A} = 0$$

Cette équation est de la forme:

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} + K_1\theta + K_2 = 0$$

où $\theta = T_f - T_a$,

$$K_1 = \frac{I^2 \chi_0 \alpha_0}{k_f A^2} - \frac{\pi d h}{k_f A},$$

$$K_2 = \frac{I^2 \chi_a}{k_f A^2}.$$

Des solutions à cette équation on été envisagées par de nombreux chercheurs dont King (1914), Corrsin (1963), Davies et Fisher (1964) et Champagne et al. (1967). Si on suppose que la température sera maximale au centre de la sonde, une première condition limite de cette équation s'exprime par:

$$d\theta/dx = 0 \text{ à } x = 0$$

La deuxième condition limite s'obtient en considérant que les bouts de la sonde sont à la température du fluide:

$\theta = 0$ à $x = \pm l/2$ où l est la longueur de la sonde.

Dans l'étude par Davies et Fisher (1964), une valeur moyenne constante de h a été utilisée afin de garder K_1 constante. Selon la valeur de h, le facteur K_1 peut être positif ou négatif, mais dans la plupart des applications d'anémométrie à fil chaud il sera

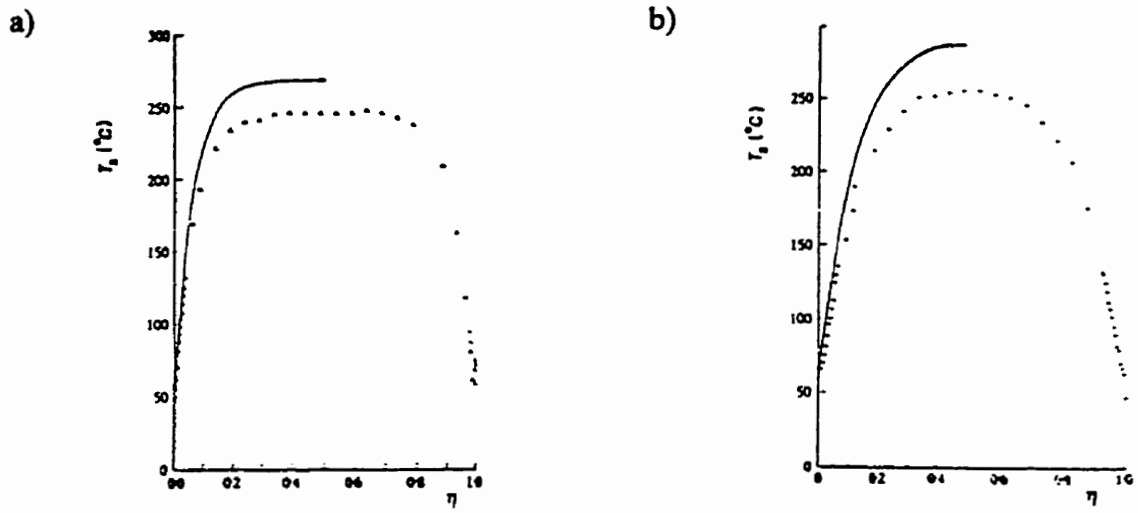


Figure 2.4: Profil de température dans le fil chaud (a) l/d = 400 (b) l/d = 202 (figure tirée de Lomas, 1986).

négatif. La solution de l'équation différentielle est alors:

$$T_f = \frac{K_2}{|K_1|}\left[1 - \frac{\cosh\left(\sqrt{|K_1|}x\right)}{\cosh\left(\sqrt{|K_1|}(l/2)\right)}\right] + T_a$$

Cette équation représente le profil de température le long de la sonde qui est maximal au centre et atteint environ la température de l'écoulement près des broches de support (figure 2.4). La température moyenne du fil peut être obtenu en intégrant le profil précédemment obtenu en fonction de x et s'exprime par:

$$T_{f,m} = \frac{K_2}{|K_1|}\left[1 - \frac{\tanh\left(\sqrt{|K_1|}(l/2)\right)}{\sqrt{|K_1|}(l/2)}\right] + T_a$$

Afin de simplifier l'écriture, T_f désignera dorénavant la température moyenne du fil.

Les équations qui viennent d'être élaborées s'appliquent au fil chaud. Dans le cas des sondes cylindriques à film chaud, les équations sont semblables, mais un terme d'entreposage de chaleur dans le substrat en quartz vient s'ajouter. Par ailleurs, bien que le diamètre du cylindre soit nettement plus grand que celui du fil chaud, le film de la sonde étant très mince, les pertes de chaleur par conduction vers les aiguilles de support sont du même ordre de grandeur que pour le fil chaud.

2.1.6 Relation entre la vitesse et la tension électrique

Une relation de transfert de chaleur peut facilement être développée pour un fil infini, puisque les pertes par conduction en bout de fil peuvent être négligées. Pour le régime permanent, le bilan d'énergie sur le fil s'écrit:

$$I^2 R_{f,\infty} = \pi d h l \left(T_{f,\infty} - T_a\right) = \pi l k \left(T_{f,\infty} - T_a\right) Nu$$

La seule inconnue de cette équation est le nombre de Nusselt, Nu. Suite aux travaux de King (1914), le transfert de chaleur par convection pour un fil infiniment long est souvent exprimé par une équation de la forme:

$$Nu = A + B\,\mathrm{Re}^{1/2}$$

où A et B sont des constantes empiriques. Une relation de cette forme est celle développée par Kramers (1946):

$$Nu = 0{,}42\,\mathrm{Pr}^{0{,}2} + 0{,}57\,\mathrm{Pr}^{0{,}33}\,\mathrm{Re}^{0{,}50}$$

dans laquelle les propriétés du fluide (ρ, μ, k) sont évaluées à la température de la couche limite, $T_{film} = (T_f + T_a)/2$. La corrélation est valide pour $0{,}01 < \mathrm{Re} < 10\,000$ et $0{,}71 < \mathrm{Pr} < 1000$. De la relation entre la résistance électrique de la sonde et la température, on peut déduire l'expression suivante:

$$T_{f,\infty} - T_a = \frac{R_{f,\infty} - R_a}{\alpha_0 R_0}.$$

Introduisant dans le bilan d'énergie la corrélation de Kramers et la relation ci-dessus, on obtient:

$$I^2 R_{f,\infty} = \frac{\pi l k}{\alpha_0} \frac{R_{f,\infty} - R_a}{R_0} \left(0{,}42\,\mathrm{Pr}^{0,2} + 0{,}57\,\mathrm{Pr}^{0,33}\,\mathrm{Re}^{0,50}\right).$$

Pour les applications d'anémométrie à fil chaud, cette équation peut être réécrite sous la forme:

$$\frac{I^2 R_{f,\infty}}{R_{f,\infty} - R_a} = A + BU^{0,5}$$

où $$A = 0{,}42 \frac{\pi k l}{\alpha_0 R_0} \mathrm{Pr}^{0,2},$$

$$B = 0{,}57 \frac{\pi k l}{\alpha_0 R_0} \mathrm{Pr}^{0,33} \left[\frac{\rho d}{\mu}\right]^{0,50}.$$

Pour un fil de longueur finie, on doit tenir compte des pertes de chaleur par conduction aux extrémités du fil (pour un fil chaud standard $l/d \cong 280$). A cette fin, on modifie l'équation précédente de la façon suivante:

$$\frac{I^2 R_f}{R_f - R_a} = A + BU^n$$

Comme on le verra plus loin, cette équation servira de base pour établir la relation de calibration reliant le voltage et la vitesse.

2.1.7 Sensibilité à la vitesse et à la température

Comme on l'a vu précédemment, la résistance du fil peut être reliée à la température moyenne du fil, dorénavant notée T_f pour simplifier l'écriture, par l'équation suivante:

$$R_f - R_a = \alpha_0 R_0 \left(T_f - T_a\right)$$

Si on reprend la relation de transfert de chaleur développée dans la section précédente et qu'on remplace R_f - R_a par l'équation ci-dessus et qu'on introduit le voltage du fil $E_f = IR_f$, on obtient:

$$\frac{E_f^2}{R_f} = \left(A + BU^n\right)\left(T_f - T_a\right)$$

Pour un anémomètre à température constante, la résistance du fil variera très peu et peut être considérée constante. On suppose aussi que les valeurs de A, B et n sont constantes et indépendantes de la vitesse et de la température de l'écoulement. Les sensibilités à la vitesse et à la température s'expriment alors (Elsner, 1972; Bruun, 1979a):

$$S_u = \frac{\partial E_f}{\partial U} = \frac{nBU^{n-1}}{2}\left[\frac{R_f\left(T_f - T_a\right)}{A + BU^n}\right]^{1/2}$$

$$S_\theta = \frac{\partial E_f}{\partial \theta} = -\frac{1}{2}\left[\frac{R_f\left(A+BU^n\right)}{T_f - T_a}\right]^{1/2}$$

où θ représente une petite fluctuation de la température du fluide ambiant, T_a. La variation du voltage de l'anémomètre est reliée aux fluctuations de la vitesse et de la température par:

$$dE = S_u dU + S_\theta dT$$

Des équations pour S_u et S_θ, on peut déduire que l'anémomètre à fil chaud est plus sensible à la température à un ratio de surchauffe (R_f/R_a) faible, donc une différence de température T_f - T_a faible alors qu'il est plus sensible à la vitesse à un ratio de surchauffe élevé. Par ailleurs, le signe négatif devant l'équation de la sensibilité à la température indique qu'une baisse de la température du fluide sera interprétée comme une augmentation de vitesse par l'anémomètre. Selon les résultats de Resch et Coantic (1969) obtenus avec une sonde à film chaud, une variation de 2 °C de la température du fluide, en l'occurrence de l'eau, (la température de la sonde demeurant constante) peut entraîner une erreur de 26 % dans la mesure de la vitesse.

En pratique, on ne connaît pas le voltage du fil mais plutôt le voltage de sortie de l'anémomètre, qui peut être relié au premier par l'équation suivante:

$$E = \frac{R_1 + R_L + R_f}{R_f} E_f$$

où R_L est la résistance des broches et du câble de la sonde alors que R_1 est telle qu'illustrée à la figure 2.2. On peut alors écrire:

$$\frac{E^2 R_f}{\left(R_1 + R_L + R_f\right)^2} = \left(A + BU^n\right)\left(T_f - T_a\right)$$

En faisant les mêmes hypothèses que précédemment, on pourra calculer les sensibilités $S_U = \partial E/\partial U$ et $S_\theta = \partial E/\partial \theta$. On pourra alors évaluer la fluctuation du voltage de sortie de l'anémomètre.

2.1.8 Techniques de calibration

La calibration se fait en plaçant la sonde dans un écoulement dont la vitesse est connue soit par calcul, soit par mesure avec une autre technique. Le sens de l'écoulement doit être dans l'axe de la sonde et l'intensité de la turbulence devrait être assez faible (< ~0,5 %) afin qu'on puisse supposer que l'anémomètre mesure directement la vitesse axiale, U. Généralement, on prend 10 à 30 points de calibration distribués également sur l'intervalle de vitesse choisi. Le temps d'acquisition pour chaque point doit être d'au moins 10-30 secondes. A l'aide des points obtenus on trouve ensuite les paramètres de l'équation de calibration choisie (voir section suivante). Si la plage de vitesses d'intérêt est très étendue, il est préférable de la diviser en plusieurs sous-intervalles et de trouver les paramètres de calibration optimaux pour chacun. Si on travaille à des vitesses très faibles de telle sorte que la convection naturelle joue un rôle, les équations de transfert de chaleur présentées précédemment ne s'appliquent plus (se référer à Bruun, 1995). Evidemment, la calibration doit se faire à température constante et de préférence à la même température que seront faites les mesures. Si ce n'est pas possible, la variation de la température du fluide doit être compensée. Diverses techniques existent à cet effet (Lomas, 1986) mais aucune n'est parfaite. Dans tous les cas, il n'est pas souhaitable de débrancher ou d'éteindre l'anémomètre entre la calibration et les mesures, des erreurs pouvant ainsi être induites.

Une technique assez simple consiste à calibrer l'anémomètre à fil chaud avec un tube de Pitot. Cette technique est assez précise tant que les vitesses sont suffisamment grandes pour que la différence de pression mesurée par le tube de Pitot soit significative. Evidemment, la sonde d'anémométrie et le tube de Pitot doivent être alignés avec l'écoulement. De plus, lorsqu'on change de vitesse entre chaque point de mesure, bien que la réponse de l 'anémomètre soit instantanée, celle du tube de Pitot ne l'est pas. Il faut donc bien attendre d'avoir atteint l'équilibre hydrostatique avant de prendre la mesure.

Une deuxième technique assez couramment utilisée est celle de la tuyère. La sonde à fil(m) chaud est placée dans le jet produit à la sortie d'une tuyère de telle sorte que la pression statique à cet endroit soit égale à la pression atmosphérique. En mesurant la pression à l'entrée de la tuyère, on peut ensuite calculer la vitesse à la sortie par l'équation de Bernouilli. De petites unités de calibration de ce type sont vendues par les manufacturiers d'équipement d'anémométrie à fil chaud (DANTEC 55D90). Elles ont l'avantage de pouvoir être déplacées facilement. Comme pour le tube de Pitot, il faut s'assurer que la mesure de pression ait atteint l'équilibre hydrostatique. Il est cependant possible d'utiliser un appareil de mesure de pression à temps de réponse faible.

Il est également possible de calibrer la sonde en la déplaçant à vitesse connue à travers un liquide stagnant. Cette technique a l'avantage de pouvoir être utilisée même à faible vitesse. On peut utiliser un long et étroit canal ouvert le long duquel la sonde est déplacée à différentes vitesses. Une autre configuration possible consiste à placer la sonde sur une tige qui tourne horizontalement au dessus d'un réservoir de liquide. La vitesse de la sonde dépend alors de la vitesse de rotation de la tige. Bien que cette configuration soit plus compacte que la première, elle ne peut être utilisée en continu car après un certain temps le liquide se met à tourner.

D'autres techniques de calibration existent (se référer à Lomas, 1986; Bruun, 1995), entre autres, pour des mesures à faibles vitesses où les techniques basées sur une différence de pression ne s'appliquent pas (Bruun, 1995).

2.1.9 Equations de calibration

L'équation de calibration la plus utilisée s'inspire directement de la relation de transfert de chaleur décrite précédemment et prend la forme:

$$E^2 = A + BU^n .$$

Cette relation est communément appelée "Loi de King". Selon les résultats de King (1914), l'exposant n serait égal à 0,5. Depuis, d'autres chercheurs ont suggéré des exposants allant de 0,4 à 0,45. De nos jours, la valeur de n est optimisée pour chaque application par une méthode de moindres carrés.

D'autres équations de calibration ont aussi été suggérées. Une loi de puissance étendue comportant un terme additionnel, CU, a été utilisée par Davies et Patrick (1972) et Siddals et Davies (1972). L'utilisation de splines cubiques peut être envisagée. Certains chercheurs ont également proposé d'exprimer la relation entre le voltage et la vitesse sous la forme $U = F(E)$. Ainsi, George et al. (1981, 1989) ont suggéré une équation polynomiale de la forme:

$$U = A + BE + CE^2 + DE^3 + \ldots$$

Swaminathan et al. (1986a) ont suggéré deux équations exprimées en fonction de E^2 de

la forme:

$$U = A + BE^2 + C(E^2)^2$$
$$U = A + BE^2 + C(E^2)^2 + D(E^2)^3$$

L'utilisation d'une expression de la forme $U = F(E)$ a l'avantage de simplifier le calcul numérique.

Une étude comparative des différentes équations de calibration a été effectuée par Bruun et al. (1988). Il en ressort que la loi de King demeure une des meilleures options. Seule l'utilisation de splines cubiques avec plus de 4 sous-intervalles donne un résultat nettement meilleur mais dans ce cas le calcul devient lourd et fastidieux.

2.1.10 Acquisitions digitales et calcul d'incertitude

Deux modes d'acquisition de données peuvent être utilisés. Dans le passé, on employait principalement le mode analogique. On obtenait donc un enregistrement continu de la tension de l'anémomètre en fonction du temps. Aujourd'hui, avec la disponibilité des micro-ordinateurs, on utilise principalement le mode digital (numérique). Dans ce cas on aura un enregistrement de points discrets séparés par un certain intervalle de temps. Dans ce qui suit on traite uniquement de ce deuxième mode d'acquisition. Les aspects électroniques du système d'acquisition ne sont pas discutés (se référer à Bruun, 1995).

Pour l'acquisition en mode digital, on doit d'abord choisir le nombre de points d'acquisition, N, et l'intervalle de temps entre chaque point, Δt, ou la fréquence d'échantillonnage, $f_é$. La durée totale de l'acquisition sera alors:

$$D = N \times \Delta t \quad \text{ou} \quad D = N/f_{\acute{e}}.$$

La valeur choisie pour ces paramètres dépend du type de mesures requises, du niveau d'incertitude désiré, de la mémoire d'ordinateur disponible, de la fréquence maximale d'acquisition et du traitement de signal. En général, l'incertitude sera petite si le nombre de points d'échantillonnage statistiquement indépendants est grand (Bruun, 1995). Deux points sont statistiquement indépendants si l'intervalle de temps entre eux est supérieur au double de l'échelle de temps intégrale, T_I (voir annexe A). Pour des valeurs moyennées dans le temps, telles la vitesse moyenne, les fluctuations moyennes et les contraintes de Reynolds, les résultats seront les plus précis si l'intervalle de temps entre les points d'acquisition respecte cette condition. Si la fréquence d 'échantillonnage est plus grande, les résultats seront statistiquement redondants et n'apporteront pas de précision additionnelle à la mesure. Par conséquent, pour un nombre de points N fixe, il sera préférable d'utiliser une fréquence d'échantillonnage faible, avec pour résultat une durée d'acquisition assez longue. Pour le calcul des fonctions de corrélation ou pour l'analyse spectrale, la fréquence d'échantillonnage doit être beaucoup plus élevée. Par conséquent, à moins qu'on puisse faire l'acquisition d'un très grand nombre de points N, la durée D sera courte, le nombre de points statistiquement indépendants faible et donc l'incertitude sur le résultat relativement grande.

Si on fait l'hypothèse que le phénomène étudié est ergodique[1] et qu'on suppose qu'il peut être approximé par une distribution gaussienne, il est possible d'évaluer l'incertitude sur les valeurs moyennes calculées en fonction du nombre de points statistiquement indépendants dans l'acquisition (Bendat et Piersol, 1971, 1986; George

[1] Un phénomène aléatoire est appelé stationnaire si la moyenne au temps t_1 d'un ensemble d'enregistrements est égale à la moyenne au temps t_2 du même ensemble d'enregistrements. Un phénomène aléatoire stationnaire est appelé ergodique si la moyenne sur un enregistrement est égal à la moyenne sur un autre enregistrement et que ces moyennes sont égales à la moyenne au temps t_1 sur l'ensemble des enregistrements.

et al., 1978; Bruun, 1995). Ainsi la vitesse moyenne se trouvera dans l'intervalle suivant:

$$\overline{U} - z_{\alpha/2}\sigma(\hat{\overline{U}}) < \hat{\overline{U}} < \overline{U} + z_{\alpha/2}\sigma(\hat{\overline{U}})$$

avec une probabilité de (1-α) %, où $\overline{U}$ est la vitesse moyenne vraie, $\hat{\overline{U}}$ est la vitesse moyenne mesurée, σ est l'écart type et $z_{\alpha/2}$ est la valeur de la fonction de densité de probabilité gaussienne (tableau 2.1). Pour des échantillons statistiquement indépendants, on peut montrer que:

$$\sigma^2(\hat{\overline{U}}) = \frac{\sigma_U{}^2}{N}$$

où N est le nombre de points statistiquement indépendants et $\sigma_U{}^2$ est la variance de U. Par conséquent, l'incertitude sur la vitesse moyenne peut être décrite par l'inégalité suivante:

$$\overline{U} - z_{\alpha/2}\frac{\sigma_U}{\sqrt{N}} < \hat{\overline{U}} < \overline{U} + z_{\alpha/2}\frac{\sigma_U}{\sqrt{N}}$$

avec une probabilité de (1-α) %. De même la moyenne du carré de la partie fluctuante, $\overline{u^2}$, se trouvera dans l'intervalle suivant:

$$\sigma_U{}^2 - z_{\alpha/2}\sigma(\hat{\overline{u^2}}) < \hat{\overline{u^2}} < \sigma_U{}^2 - z_{\alpha/2}\sigma(\hat{\overline{u^2}})$$

avec une probabilité de (1-α) %, où $\sigma_U{}^2 = \overline{u^2}$ est la variance vraie et $\hat{\overline{u^2}}$ est la variance mesurée. On peut montrer que:

$$\sigma^2(\hat{\overline{u^2}}) \approx \frac{\sigma_U{}^4}{N}$$

où, encore une fois, $\sigma_U{}^2$ est la variance de U. L'incertitude sur $\overline{\hat{u}^2}$ peut donc être exprimée par l'inégalité suivante:

$$\sigma_U{}^2 - z_{\alpha/2}\frac{\sigma_U{}^2}{\sqrt{N}} < \overline{\hat{u}^2} < \sigma_U{}^2 - z_{\alpha/2}\frac{\sigma_U{}^2}{\sqrt{N}}$$

avec une probabilité de (1-α) %. L'incertitude sur les moments d'ordre supérieur ainsi que sur la fonction de densité de probabilité peut aussi être calculée (voir Bruun, 1995).

Tableau 2.1: Valeurs de la fonction de densité de probabilité gaussienne.

$z_{\alpha/2}$	(1-α) %
1,65	90
1,96	95
2,33	98
2,57	99

2.1.11 Transformation du signal d'anémométrie en vitesse

La sonde d'anémométrie n'est pas aussi sensible aux différentes composantes de la vitesse. Entre autres, la sensibilité à la vitesse tangentielle au fil(m) est très faible. Si l'axe de la sonde à film chaud est placé parallèle à la direction moyenne de l'écoulement, de telle sorte que le fil(m) soit perpendiculaire à celle-ci, les composantes de la vitesse, U, V et W sont telles que présentées à la figure 2.5. L'équation de Jorgensen permet d'exprimer la vitesse effective perçue par l'anémomètre en fonction des trois composantes de la vitesse:

$$V_e{}^2 = U^2 + k^2V^2 + h^2W^2$$

Généralement, $k^2 << h^2$ puisque l'échange thermique par convection est moins efficace pour un écoulement tangentiel à la sonde. De plus, comme souvent $V^2 < U^2$, le second terme de l'équation ci-dessus peut être négligé.

En se basant sur l'équation de calibration de King, on suppose que la tension de sortie de l'anémomètre est reliée à la vitesse effective par une équation de la forme:

$$E^2 = A + BV_e^n .$$

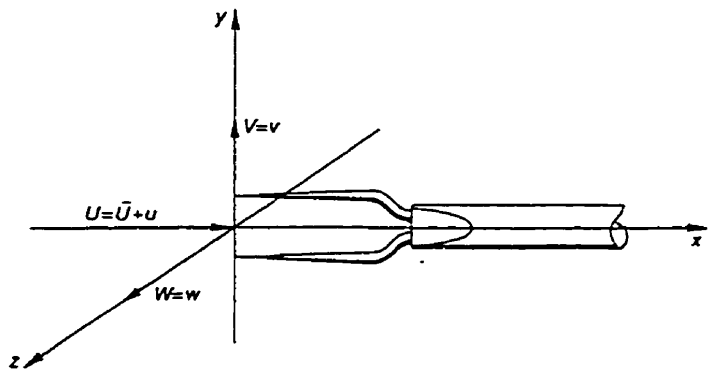


Figure 2.5: Sonde à film chaud placée telle que l'axe de la sonde soit parallèle au vecteur vitesse moyen.

On peut donc calculer la vitesse effective pour chaque point du signal en inversant l'équation précédente:

$$V_e(t) = \left(\frac{E(t)^2 - A}{B} \right)^{1/n} .$$

Si la turbulence est relativement faible et $\overline{V} = \overline{W} = 0$, on pourra considérer que la vitesse équivalente est directement la vitesse axiale:

$$V_e(t) = U(t) = \overline{U} + u(t).$$

Bien que pour la calibration on puisse choisir un écoulement qui respecte ces conditions, ce n'est toujours pas le cas de l'écoulement qu'on désire étudier.

Si on reprend l'équation de Jorgensen, qu'on néglige le terme en k^2 et que $\overline{V} = \overline{W} = 0$, on obtient l'expression suivante pour la vitesse effective:

$$V_e = \sqrt{\left(\overline{U} + u\right)^2 + h^2 w^2}$$

L'expansion en série de cette équation donne (Hinze, 1959; Bruun, 1972, 1995):

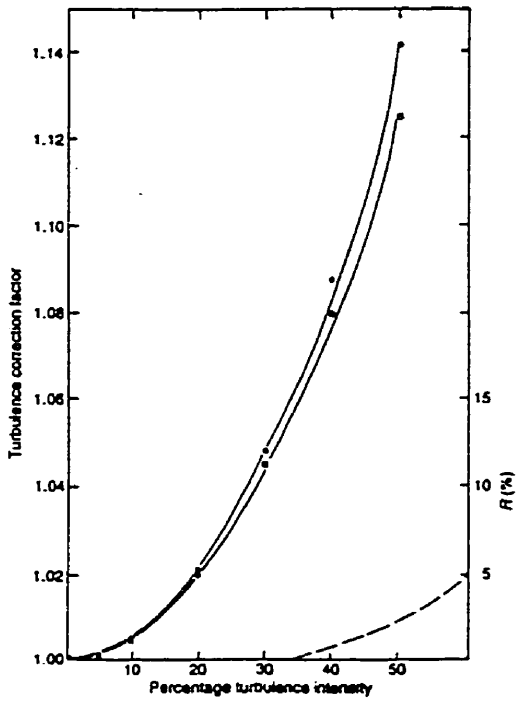
$$V_e = \overline{U}\left(1 + \frac{u}{\overline{U}} + \frac{1}{2}h^2\frac{w^2}{\overline{U}^2} - \frac{1}{2}h^2\frac{uw^2}{\overline{U}^3}\right).$$

L'importance de l'erreur de troncature induite si on se limite aux termes du premier ordre de l'expansion en série pour le calcul de la vitesse axiale moyenne peut

Tableau 2.2: Erreur de troncature.

IT (%)	$U_{mesuré}/U_{réel}$*
10	1.006
20	1.02
30	1.05

* $U_{réel}$ est obtenu de l'expansion en série limitée aux termes d'ordre 2

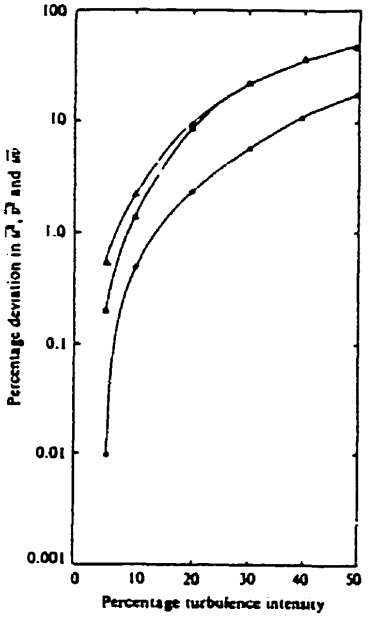


The variation with turbulence intensity of the turbulence correction factor for the mean velocity, $\bar{U}$: (⊙) exact correction, (⊡) second-order correction, (— —) R = frequency of occurrence of the reverse flow condition ($U < 0$) (From Swaminathan *et al.* 1986*b* and Kawall *et al.* 1983. Reproduced with kind permission of Cambridge University Press from the *Journal of Fluid Mechanics*.)

Figure 2.6: Facteur de correction de la turbulence ($\overline{V_e} / \overline{U}$) en fonction de l'intensité de la turbulence (IT), figure tirée de Bruun (1995).

être évaluée en supposant une turbulence isotrope, $u = v = w$ (Bruun, 1976). Les résultats figurent au tableau 2.2, en fonction de l'intensité de la turbulence axiale, $IT = \sqrt{\overline{u^2}} / \overline{U}$. Une analyse numérique de l'erreur de troncature a également été effectuée par Swaminathan et al. (1986). Dans leur analyse, ils ont supposé que la vitesse effective est exprimée par l'équation de Jorgensen et que le fil chaud est exposé à un écoulement turbulent aléatoire ($U+u$, v, w) avec une distribution de probabilité gaussienne jointe. Ils ont ainsi pu calculer l'erreur de troncature pour l'approximation d'ordre 1 et d'ordre 2. Les résultats sont présentés à la figure 2.6 en fonction de

l'intensité de la turbulence. La déviation des valeurs fluctuantes sont présentées à la figure 2.7. Pour une intensité de turbulence de l'ordre de 20 %, on constate que l'erreur de troncature est d'environ 2 % pour la vitesse et 10 % pour la fluctuation axiale.



The effect of the turbulence intensity on the evaluated Reynolds stresses: (⊙) $\overline{u^2}$, (⊡) $\overline{v^2}$, (△) $\overline{uv}$ From Swaminathan *et al.* 1986*b*. Reproduced with kind permission of Cambridge University Press (from the *Journal of Fluid Mechanics*.)

Figure 2.7: Pourcentage de déviation des quantités fluctuantes en fonction de l'intensité de la turbulence (*IT*), figure tirée de Bruun (1995).

2.1.12 Ambiguïté avant-arrière

Une des principales lacunes inhérentes à la technique d'anémométrie à fil chaud est l'ambiguïté avant-arrière. En effet, la sonde ne permet pas de détecter le sens de l'écoulement. Il faut donc s'assurer de bien aligner la sonde avec le vecteur vitesse moyen. Dans le cas d'écoulement où des inversions de sens se produisent, l'anémométrie à fil(m) chaud traditionnelle ne pourra être utilisée. En effet, le signal obtenu pour un écoulement ayant des inversions de sens périodiques serait tel que présenté à la figure 2.8. La vitesse moyenne mesurée serait donc trop élevée et la valeur fluctuante trop faible. Diverses techniques d'anémométrie à fil chaud ont été développées pour les écoulements à inversions de sens. A ce sujet, consulter Bruun (1995), chapitre 8.

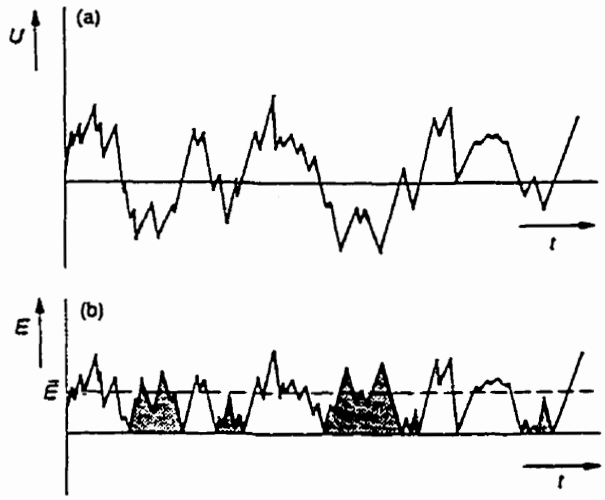


Figure 2.8: (a) vitesse d'un écoulement à inversions de sens périodiques, (b) le signal anémométrique correspondant (figure tirée de Bruun, 1995).

2.1.13 Résolution spatiale

On utilise l'anémométrie à fil chaud dans le but de faire des mesures locales. Or, bien que petite, la sonde elle-même occupe un certain volume. Les propriétés mesurées sont donc celles moyennées sur ce volume. Ceci peut entraîner des erreurs de résolution spatiale. On peut en distinguer deux types. Le premier se produit s'il existe un profil de vitesse le long de la sonde, c'est-à-dire si la vitesse moyenne de l'écoulement n'est pas la même tout le long du fil(m) (Gessner et Moller, 1971). Cette condition se présente dans un écoulement à couche limite si le fil(m) chaud est perpendiculaire ou à angle avec la surface. Le profil de température dans le fil(m) sera alors asymétrique et la vitesse mesurée ne correspondra pas à la vitesse moyenne sur la longueur de la sonde (la calibration et les équations correspondantes étant faites pour un profil de température symétrique). La turbulence mesurée sera également erronée. Une solution simple à ce problème consiste à placer la sonde parallèle à la surface, c'est-à-dire perpendiculaire au profil de vitesse. Si cette solution n'est pas envisageable, des corrections devront être apportées aux vitesses mesurées.

Le deuxième type d'erreur a lieu si la longueur l du fil(m) n'est pas petite comparée aux petites échelles de la turbulence. En effet, les écoulements turbulents sont composés de tourbillons de différentes grandeurs. L'échange d'énergie entre l'écoulement moyen et la turbulence est gouverné par les grands tourbillons. A l'intérieur de l'écoulement turbulent, une cascade d'énergie se produit où l'énergie est transmise des grands tourbillons vers des tourbillons de plus en plus petits. Enfin, la dissipation visqueuse de l'énergie turbulente se fait au niveau des plus petits tourbillons. La différence de taille entre les plus gros et les plus petits tourbillons peut être de l'ordre de 1000. L'échelle de longueur de Kolmogorov, η, est considérée comme une mesure de l'ordre de grandeur de la taille de ces petits tourbillons. Pour plus de détails sur les différentes échelles de la turbulence, leur signification et la façon de les calculer se rapporter à l'annexe A.

Pour atteindre une résolution spatiale parfaite, une sonde à fil(m) chaud devrait avoir une longueur l plus petite que celle de tous les tourbillons. En pratique, les sondes à fil(m) chaud sont beaucoup plus courtes que les gros tourbillons mais une résolution spatiale imparfaite de la turbulence à petite échelle peut se produire car η est souvent de l'ordre de 0,1 mm. Les erreurs seront les plus grandes près de la paroi, dans la couche limite de l'écoulement où η est le plus petit. Selon Ligrani et Bradshaw (1978a,b), pour une sonde à fil chaud, tant que $l/\eta < \sim 10$ et $l/d > 200$, l'erreur sur $\overline{u^2}$ sera inférieure à 4 %. Si $\eta \geq 0,1$ mm, ce qui est le cas dans la plupart des écoulements turbulents, ces conditions sont respectées par les sondes à fil chaud standard où $l \approx 1,25$ mm et $d \approx 4$-5 μm.

2.1.14 Problèmes techniques reliés aux mesures dans l'eau

Une attention particulière doit être apportée lorsqu'on utilise l'anémométrie à film chaud pour des mesures dans l'eau. En effet, plusieurs problèmes peuvent survenir. En premier lieu, on doit s'assurer de l'étanchéité de toutes les composantes immergées dans le liquide. Si du bruit est observé dans le signal d'anémométrie, une des causes possibles est l'infiltration d'eau jusqu'au câble de sonde. Ensuite, il faut éviter qu'une différence de potentiel s'établisse entre la sonde et l'eau. Pour ce faire on doit relier électriquement l'eau à la mise à la terre de l'anémomètre. De plus, les particules dans l'eau peuvent encrasser la sonde et ainsi modifier la courbe de calibration, diminuer la sensibilité et la durée de vie de la sonde. Il est donc souhaitable de travailler avec de l'eau déminéralisée, d'utiliser une unité de filtration et éventuellement un inhibiteur d'algues. La présence de microbulles dans l'eau peut également contribuer à diminuer la sensibilité de la sonde. On doit aussi éviter la formation de bulles sur le film chaud. Par conséquent, la température de celui-ci doit, non seulement être maintenue inférieure à la température d'ébullition de l'eau, mais

aussi plus basse que sa température de dégazage, située autour de 60 °C. Puisque la différence de température entre l'eau et la sonde sera relativement petite, une faible variation de la température de l'eau peut affecter la calibration de la sonde de façon significative. Un bon système de régulation de température est donc nécessaire.

2.2 Application en écoulement diphasique

L'anémomètre thermique est non seulement sensible aux changements de vitesse et de température mais à toute modification de l'écoulement qui affecte le transfert de chaleur entre la sonde et le fluide. Le coefficient de transfert de chaleur par convection d'un gaz étant de beaucoup inférieur à celui d'un liquide, l'anémomètre pourra détecter le changement de phase, tout en mesurant les fluctuations de vitesse de la phase continue lorsque celle-ci est présente. Le signal obtenu en écoulement diphasique présente, lors du passage du gaz, une baisse rapide du voltage, suivi, dans le cas d'une bulle, d'une remontée brusque quand la sonde est de nouveau immergée dans le liquide. Afin de pouvoir utiliser l'anémométrie thermique en écoulement diphasique et de calculer la vitesse et la turbulence de la phase liquide, il faudra donc d'abord séparer les parties de signal correspondant au gaz de celles correspondant au liquide. Dans la littérature on trouve des mesures en écoulements diphasiques effectuées à la fois avec des sondes à film chaud cylindriques et coniques mais on se concentrera ici sur l'utilisation d'une sonde cylindrique. À cet effet, plusieurs études sur l'interaction entre une sonde cylindrique à film chaud et une bulle, et sur le signal anémométrique correspondant ont été effectuées. Suite à ces études, diverses stratégies ont été développées pour séparer les deux parties du signal.

2.2.1 Interactions entre sonde et bulles

Une des premières études sur l'utilisation de l'anémométrie à film chaud en écoulement diphasique est celle de Delhaye (1969). Il a utilisé à la fois des sondes cylindriques et coniques dans des écoulements air/eau et vapeur/eau. Il a fait les premières observations quant aux interactions entre une bulle et la sonde, et quant au signal anémométrique résultant. Ainsi, juste avant le passage d'une bulle, le signal de l'anémomètre augmente. En effet, la bulle pousse du liquide devant elle, qui se déplace donc à une vitesse plus grande que la vitesse moyenne du liquide. De même, juste après le passage de la bulle, le signal de l'anémomètre est élevé puisque l'eau dans le sillage de la bulle, entraînée par elle, se déplace à une vitesse plus grande que le liquide environnant. Il remarque aussi que la baisse du signal lors de l'arrivée de la bulle est plus graduelle que la remontée subséquente, plus brusque. Il a fait une description détaillée de l'interaction entre une bulle et une sonde conique. Pour la sonde cylindrique, il note que la bulle peut rouler autour de la sonde sans que celle-ci la perce. Enfin, le changement de phase semble plus clair à ratio de surchauffe plus élevé.

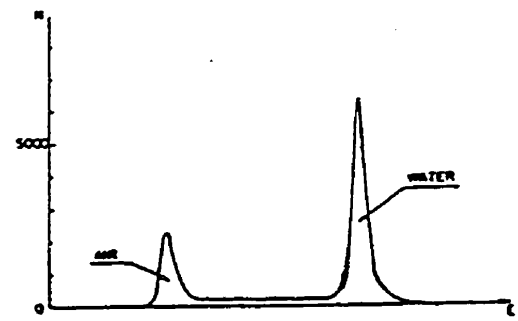


Figure 2.9: Histogramme de l'amplitude du signal pour un écoulement à bulles air/eau.

Delhaye a tracé l'histogramme de l'amplitude du signal. Il observe ainsi une distribution bimodale de la forme présentée à la figure 2.9. Cette distribution est classique et a été retrouvée par les autres chercheurs qui ont travaillé sur le sujet. Pour évaluer le taux de vide, la vitesse du liquide et l'intensité de la turbulence, il a calculé les rapports entre les surfaces des différentes parties de l'histogramme. En écoulement vapeur/eau, il a aussi pu observer le changement de phase mais le calcul des vitesses de l'eau n'a pas été possible, le champs de température dans le liquide n'étant pas uniforme.

Des travaux plus détaillés sur l'interaction d'une sonde cylindrique à film chaud avec une interface de bulle ont été effectués par Bremhorst et Gilmore (1976). Ils ont d'abord effectué des tests à interface statique plane avec une sonde à film chaud spécialement conçue, telle que la partie active de la sonde soit plus en avant que les broches (figure 2.10). D'abord, la sonde est déplacée par petits incréments de l'eau vers l'air. En passant l'interface, la sonde entraîne avec elle un film d'eau. Le signal

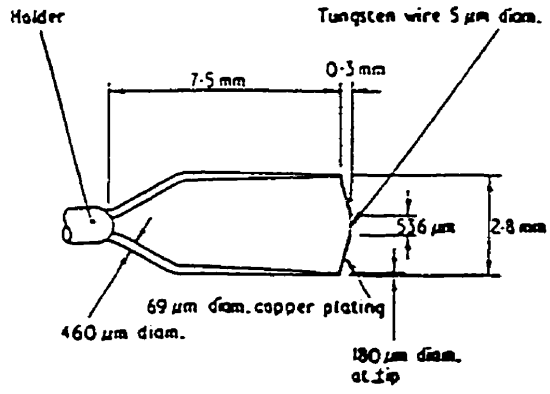


Figure 2.10: Sonde à fil chaud utilisée par Bremhorst et Gilmore.

d'anémométrie commence à baisser (figure 2.11, région 1). Ensuite le film sur le dessus de la sonde se brise mais un ménisque y demeure attaché. Celui-ci glisse ensuite autour de la sonde exposant une partie de plus en plus grande de sa circonférence à l'air. Tout le long, le signal de l'anémomètre continue à diminuer (région 2). Le signal semble ensuite se stabiliser (région 3) puis quand le ménisque se brise il chute brusquement (région 4). Le ménisque s'étend jusqu'à 1,5-2,0 mm avant de se rompre. La sonde est ensuite déplacée de l'air vers l'eau. Lorsque la sonde s'approche de l'eau un ménisque s'attache soudainement (région 5). On peut alors abaisser la sonde sans que le signal ne change beaucoup. Puis, un film d'eau couvre complètement la sonde (région 6) jusqu'à ce qu'elle soit complètement immergée dans l'eau (région 7).

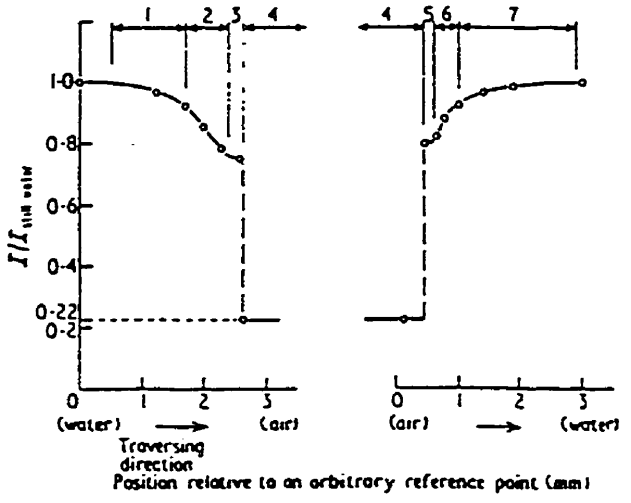


Figure 2.11: Résultats des essais statiques effectués par Bremhorst et Gilmore.

Ces essais ont ensuite été répétés en faisant passer la sonde à travers l'interface à vitesse constante pour observer les effets dynamiques. Lors du passage eau → air, la chute soudaine après le bris du ménisque n'est plus observée. Dans le test dynamique, après une diminution initiale assez brusque le signal prend un certain temps avant d'atteindre le niveau minimum. Ceci semble être causé par un mince film d'eau qui, demeuré sur la sonde, s'évapore tranquillement. L'autre différence majeure avec le test statique est la longueur maximale du ménisque avant sa rupture. En effet, dans l'essai dynamique il s'étend jusqu'à 6 mm. Lors du passage d'une sonde dans une bulle, il n'est donc pas certain que le ménisque formé lors de la pénétration de la bulle se brise avant la fin de son passage. Par conséquent, le niveau de signal correspondant à l'air ne sera peut-être jamais atteint. Dans le cas du passage air → eau, la montée du signal est très brusque et à vitesse élevée la région 5 n'est plus observée.

Bremhorst et Gilmore ont également étudiés l'interaction entre la sonde et des bulles à l'aide de photographie à haute fréquence. Le signal de l'anémomètre a été enregistré simultanément. Ils ont défini un certain nombre d'interactions observées. Le

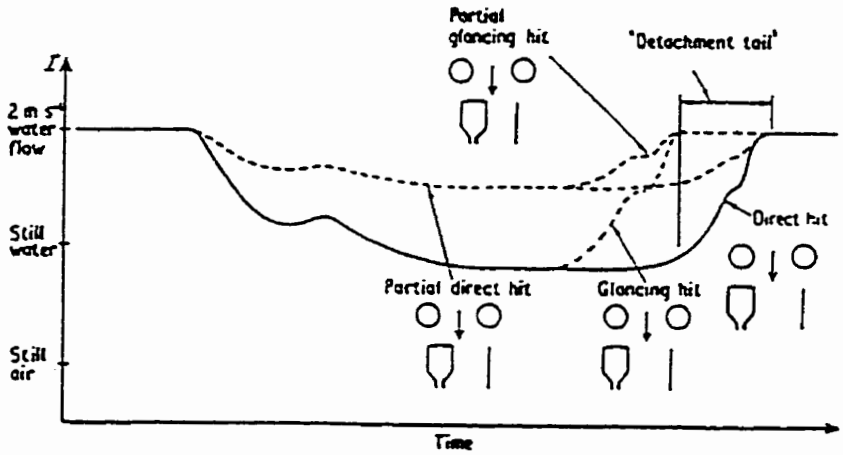


Figure 2.12: Classification des contacts bulle-sonde selon Bremhorst et Gilmore.

contact est dit "direct" si la bulle couvre tout l'élément sensible et frappe la sonde en son centre. Pour un contact "*glancing*" tout l'élément sensible est touché mais la bulle n'arrive pas vis-à-vis du centre de la sonde. Enfin, le contact est dit "partiel" si seulement une partie de l'élément sensible est recouvert par la bulle. Ces termes permettent de décrire quatre types d'interactions bulle-sonde qui sont illustrées à la figure 2.12 avec leur signal anémométrique correspondant. Comme on peut le voir, les contact directs et "*glancing*" donnent un signal de même amplitude mais le second est plus court puisque la distance parcourue dans la bulle est plus faible. Les collisions partielles, quant à elles, donnent une amplitude de signal qui baisse avec la diminution de la fraction de sonde exposée à la bulle. En effet, la valeur de la tension mesurée par l'anémomètre est essentiellement liée au rapport des surfaces de la sonde exposées à chacune des phases (Farrar et Bruun, 1989).

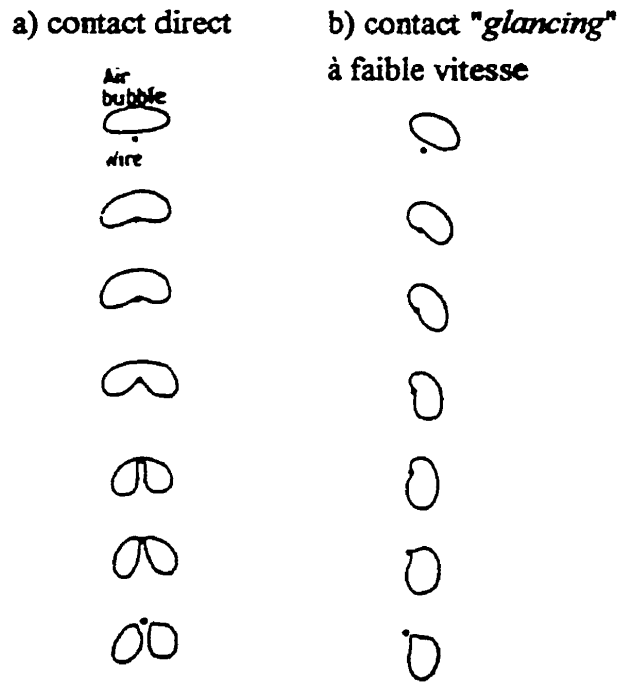


Figure 2.13: Interactions pour bulles à diamètre inférieur à la longueur de la sonde.

Dans le cas de contact direct avec une bulle de diamètre inférieur à la longueur de la sonde, la bulle est coupée en deux (figure 2.13). Pour un contact "*glancing*", a faible vitesse la bulle roule autour de la sonde tandis qu'à vitesse plus élevée elle est aussi coupée en deux. Pour toutes les tailles de bulle testées (0,75 à 5 mm), la sonde n'a jamais vraiment percé la bulle, le ménisque formé lors de l'entrée de la sonde dans la bulle restant attaché. De plus, le signal de l'anémomètre n'est pas descendu plus bas que le niveau correspondant à l'eau stagnante. Il est donc impossible de faire des mesures dans le gaz. Le ménisque formé lors du détachement de la bulle de la sonde a tendance à rester attaché le plus longtemps possible, ce qui résulte en une déformation de la bulle à basse vitesse. La remontée du signal est associée à cette "queue de détachement" et ne peut être associée au passage de la bulle non-déformée.

Une étude semblable à celle de Bremhorst et Gilmore a été effectuée par Remke (1978) mais avec une sonde normale, dont la partie sensible n'est pas plus en avant que les broches. Il fait à peu près le même genre d'observations. Il a aussi étudié les interactions avec l'interface dans le cas d'une sonde à fil incliné. Il en conclut que le film d'eau se forme entre la sonde et les broches indépendamment de l'angle entre la sonde et l'interface.

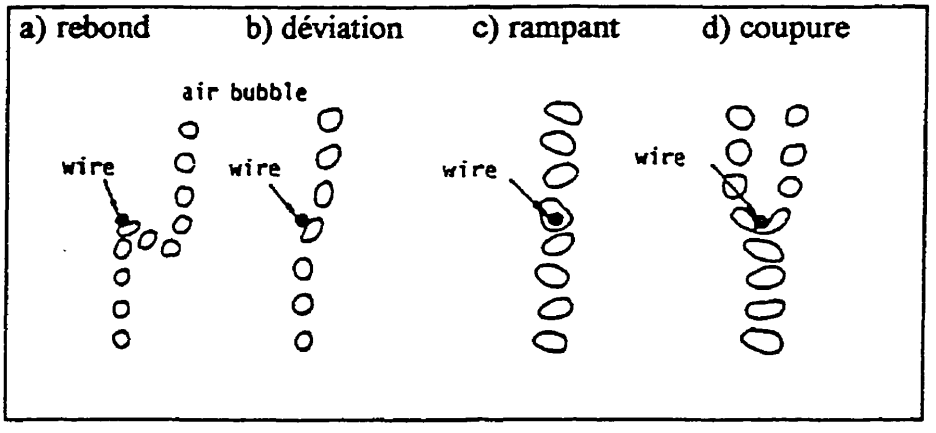


Figure 2.14: Interactions sonde-bulle observées par Serizawa et al. (1983).

Serizawa et al. (1983) ont également fait certaines observations sur l'interaction entre une sonde à film chaud cylindrique et une bulle. À l'aide d'une caméra rapide, ils ont étudié les interactions pour des bulles allant de 1 à 5 mm, et ce pour différents diamètres de sonde. Ainsi, ils ont noté quatre types de comportements. La bulle peut rebondir sur la sonde, être déviée par celle-ci, passer à travers la sonde selon un mouvement rampant ou encore se couper en deux, tel qu'illustré à la figure 2.14. Les trois premières interactions sont considérées comme des contacts "*glancing*", selon la classification de Bremhorst et Gilmore (1976) tandis que la séparation d'une bulle en deux plus petites a lieu pour les contact directs. Ces derniers se produisent pour les bulles de taille supérieure à environ 2 mm. Le rebond d'une bulle pourrait créer une turbulence apparente additionnelle dans le liquide et fausserait donc les résultats. Cependant ce type d'interaction semble plutôt rare.

Une autre étude sur l'interaction entre une sonde cylindrique à film chaud et des bulles a été faite par Farrar et Bruun (1989). Ils ont étudié à la fois les systèmes air/eau et kérosène/eau. Dans ce dernier, les bulles sont en réalité des gouttes de kérosène. Les résultats obtenus sont semblables pour les deux cas. L'anémométrie thermique peut

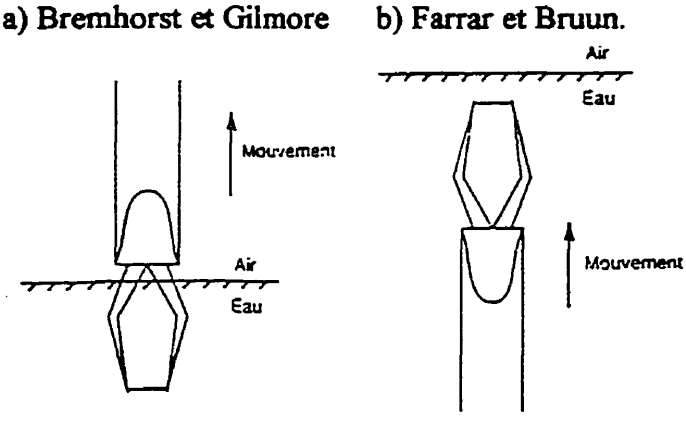


Figure 2.15: Position de la sonde pour l'étude du passage eau à air.

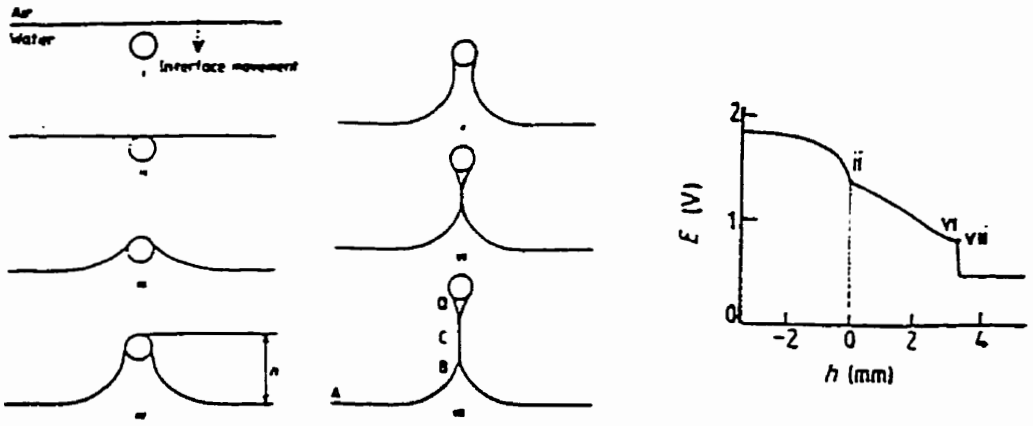


Figure 2.16: Résultats des essais statiques de Farrar et Bruun pour le passage de l'interface eau → air (interface avant).

donc aussi être utilisée pour l'étude des écoulements diphasiques huile/eau. Comme Bremhorst et Gilmore, ils ont fait à l'aide d'une interface plane des tests statiques et dynamiques à vitesse faible et élevée. Mais, contrairement à eux, les broches de la sonde étaient situées du coté eau pour l'étude de la traversée eau à air (figure 2.15). Ceci augmente la stabilité du film liquide (longueur du ménisque avant bris de 3,5 mm pour les tests statiques). Les résultats des essais statiques pour l'interface eau→air sont présentés à la figure 2.16. Dans les essais dynamiques, le signal présente un pic (sharp peak) lors du bris du ménisque. Ce pic est d'autant plus haut que la vitesse est grande. La longueur du ménisque lorsqu'il se rompt a été évaluée à 3,4-4,0 mm. Dans beaucoup d'écoulements à bulles le diamètre de celles-ci voisine cet ordre de grandeur et par conséquent, le ménisque ne se brisera pas nécessairement lors du passage dans une bulle.

Pour le passage de l'air à l'eau, les broches sont placées du côté air. Les résultats des tests statiques sont semblables à ceux de Bremhorst et Gilmore (figure 2.17). Pour simuler l'interface arrière d'une bulle, les essais dynamiques ont été fait avec sonde sèche, mouillée et avec un ménisque attaché à la sonde. Dans les essais dynamiques à

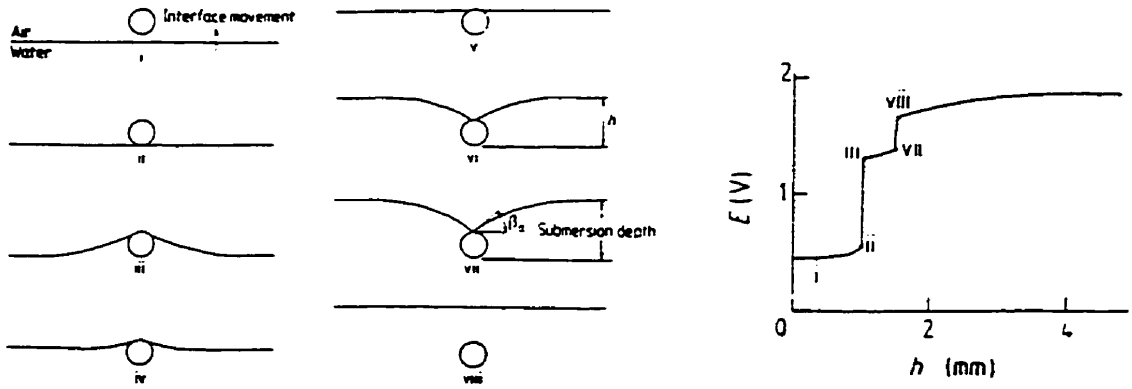


Figure 2.17: Résultats des essais statiques de Farrar et Bruun pour le passage de l'interface air→eau (interface arrière).

vitesse faible avec la sonde sèche, deux pics sont observés dans le signal de l'anémomètre (figure 2.18, a). Le premier se produit quand le ménisque s'attache à la sonde et le deuxième lorsque les deux cotés du ménisque se rejoignent pour couvrir entièrement l'élément cylindrique. Avec une sonde mouillée, le laps de temps entre l'attachement du ménisque et le recouvrement complet de la sonde est réduit. Les deux pics observés dans les tests avec la sonde sèche sont donc plus rapprochés (figure 2.18, b). Enfin, dans le cas où un ménisque est déjà attaché à la sonde lorsque celle-ci traverse l'interface air→eau, le deuxième ménisque formé fusionne immédiatement avec le premier. La sonde est donc immédiatement recouverte d'eau et un seul pic est observé dans le signal de l'anémomètre (figure 2.18, c). Les essais dynamiques à vitesse élevée effectués avec une sonde sèche montrent qu'une augmentation de vitesse diminue la distance de l'interface à laquelle se rejoignent les deux côtés du ménisque. Dans le cas d'une sonde avec ménisque attaché, une hausse de la vitesse a peu d'influence sur la forme du signal sinon qu'elle augmente la pente de la montée brusque du signal.

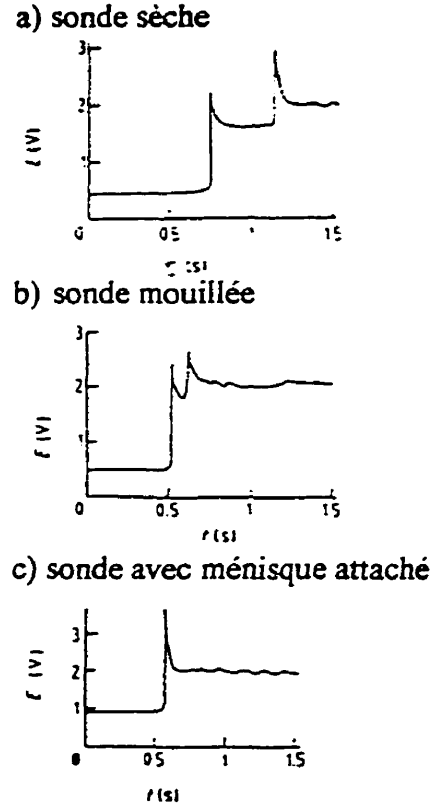


Figure 2.18: Signaux associés au passage de l'interface air à eau à vitesse faible.

Farrar et Bruun ont aussi étudié l'interaction de la sonde avec des bulles. Le signal obtenu lors du passage d'une bulle sur la sonde est de la forme présentée à la figure 2.19. Pour les deux catégories de bulles étudiées, celles de 5-6 mm et celles d'environ 17 mm, la sonde traverse entièrement la bulle avant le bris du ménisque. Tel qu'observé par Delhaye, ils remarquent que le signal augmente légèrement avant le passage de la bulle. Le premier contact avec la bulle a été identifié comme le point A. Ensuite, le signal chute rapidement jusqu'à atteindre le niveau correspondant à l'eau stagnante. Puis, un baisse graduelle est observée jusqu'à l'arrivée de l'arrière de la bulle qui correspond au point B, immédiatement suivie d'une augmentation brusque pour

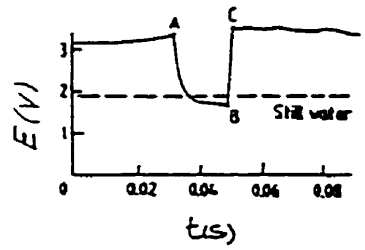


Figure 2.19: Signal anémométrique associé au passage d'une bulle.

retrouver le niveau du signal correspondant à la phase continue. La pente de cette montée soudaine à la fin du passage de la bulle est plus grande que celle de la chute du signal au début. La section de signal B-C ne doit être considérée ni pour le taux de vide, ni pour les mesures de la phase continue.

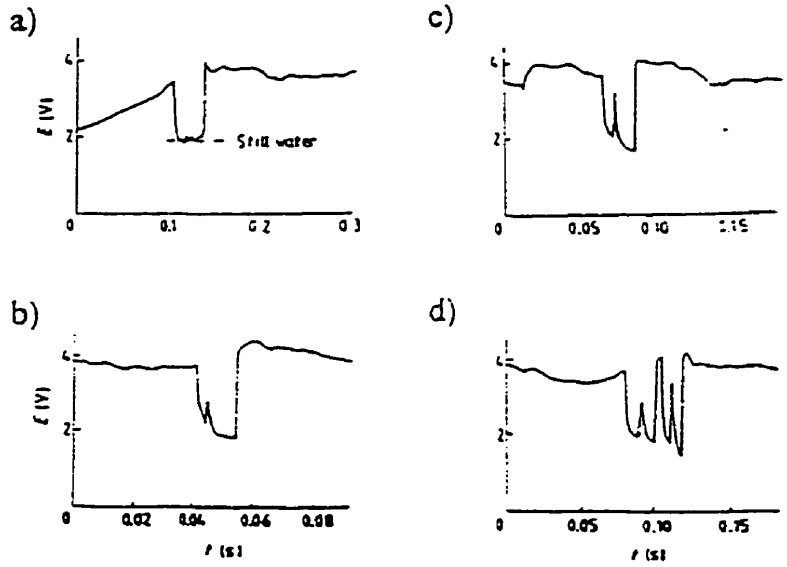


Figure 2.20: Signaux observés pour certaines grandes bulles.

Pour un certain nombre de grandes bulles un signal un peu différent a été observé. Ainsi, dans le bas du signal de bulle, celui-ci peut osciller autour du niveau correspondant à l'eau stagnante (figure 2.20, a). Ce signal pourrait être causé par la vibration du ménisque formé lors du passage de l'interface eau-air (Jones et Zuber, 1978). Par ailleurs, le ménisque peut se rompre avant l'arrivée de l'arrière de la bulle. Dans ce cas, un pic est observé dans le signal de l'anémomètre (figure 2.20, b). Les deux phénomènes précédents peuvent aussi être combinés, c'est-à-dire le ménisque se met d'abord à vibrer puis se brise (figure 2.20, c). Enfin, deux bulles peuvent se suivre de très près. La figure 2.20, d montre deux bulles successives avec chacune rupture du ménisque. Comme on peut le voir, le pic de bris de film peut être assez élevé. Il est donc facile de confondre deux bulles et une bulle où le ménisque s'est brisé.

2.2.2 Techniques de séparation des signaux gaz et liquide

Utilisation d'un seuil d'amplitude

Suite aux diverses observations décrites précédemment, diverses stratégies de traitement de signal ont été adoptées. Pour identifier le changement de phase, on a d'abord utilisé un seuil d'amplitude (Resch et Leuthheusser, 1972; Resch et al., 1974; Jones et Zuber, 1978; Toral, 1981). Tout point du signal situé sous le voltage seuil est alors associé au passage d'une bulle tandis que les points au dessus représentent la phase continue. Cette méthode peut être appliquée soit digitalement après enregistrement du signal (Resch et Leuthheusser, 1972; Resch et al., 1974) ou électroniquement par l'entremise d'un "Schmitt trigger" qui crée un signal ayant une certaine valeur en présence de la phase liquide et une autre lors du passage du gaz (Jones and Zuber, 1978; Toral, 1981). La technique du seuil d'amplitude est simple mais comporte plusieurs désavantages. Elle n'identifie correctement ni le début (point A de la figure 2.19), ni la fin de la bulle (point B) et elle ne fait pas de distinction entre les points B et C. Par conséquent, une partie du signal qui correspond au passage de la bulle sera utilisée pour

le calcul des caractéristiques du liquide, faussant notamment les résultats de turbulence. De plus, il se peut que les bulles ayant un contact partiel avec la sonde ne soient pas détectées. En effet, la chute du signal associé à ce type de bulle est faible et le voltage ne descendra pas nécessairement sous la valeur minimale du signal du liquide. Abel et Resch (1978) ont aussi développé une méthode digitale basée sur un seuil d'amplitude (mais visant plus particulièrement les écoulements à bouchons en conduite horizontale) où ils font varier ce seuil en fonction du temps de passage de la bulle.

Utilisation d'un seuil de dérivée

D'autres techniques de traitement de signal basées cette fois sur un seuil de dérivée ont ensuite été développées, notamment par Serizawa et al. (1983). Effectué à l'aide de circuits électroniques spécialement conçus, leur traitement de signal permet

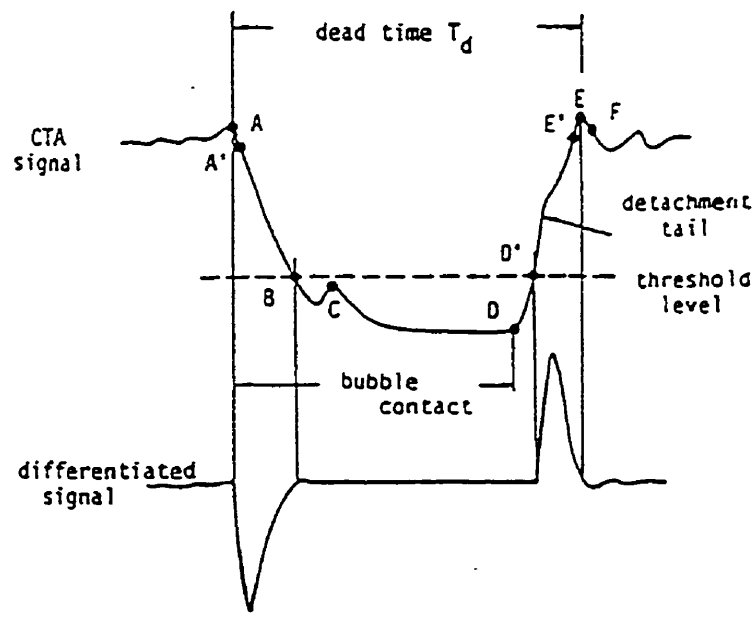


Figure 2.21: Signal de l'anémomètre et signal dérivé, tiré de Serizawa et al. (1983).

d'obtenir une mesure immédiate de la vitesse du liquide et des quantités turbulentes. Pour éviter une mauvaise interprétation du signal lorsque le ménisque se brise (le signal présente alors un pic à forte dérivée - figure 2.20, b), un seuil d'amplitude a cependant dû être utilisé. Celui-ci, fixé à $0.4\Delta E$, permet d'éliminer le pic provenant de la rupture du ménisque donc d'aplatir le bas du signal de bulle. Mais, par la même occasion, il déplace artificiellement la fin de la bulle du point D au point D' (figure 2.21), ce qui introduit une erreur dans le calcul du taux de vide. La détection des bulles et la séparation des phases se fait ensuite par l'entremise du signal dérivé. Pour déterminer le temps de contact avec la bulle, donc le taux de vide, Serizawa et al. ont utilisé les montées du premier et du second pic du signal dérivé (figure 2.21). Pour le calcul des propriétés de la phase continue, ils ont coupé le signal de la montée du premier pic à la chute du deuxième. La portion du signal enlevée pour l'évaluation des caractéristiques du liquide est appelée "temps mort" et, dans leur cas, est 30 % supérieur au taux de vide. Le système s'est avéré efficace même pour les bulles ayant un contact partiel avec la sonde. Cependant, lors du détachement de la bulle, le signal peut monter assez haut pour redescendre aussitôt au niveau correspondant à la phase continue (voir figure 2.22). Dans une technique basée sur le seuil de dérivée, cette baisse brusque du signal pourra alors être identifiée incorrectement comme le début d'une bulle.

Procédure digitale

a. Principe

Une procédure digitale qui comprend un seuil d'amplitude pour la détection des bulles puis une recherche digitale pour identifier les points A, B et C (figure 2.19) a été développée par Farrar (1988). Un mise au point additionnelle de cette méthode a été présentée par Samways et Bruun (1992) puis par Farrar et al. (1995). Dans leur technique, ils prennent avantage de la simplicité et de l'efficacité de la méthode du seuil d'amplitude pour détecter la plupart des bulles. Pour chacune de celles-ci, ils partent

ensuite du premier point dont le voltage est inférieur au seuil d'amplitude (figure 2.22, point 1) et recherchent vers l'arrière du signal jusqu'à trouver un point à dérivée supérieure au seuil de dérivée, choisi faiblement négatif. On identifie ainsi le point A. Pour un contact direct de la bulle avec la sonde, le point A correspond à la partie du signal où la pente passe de positive à négative. Cependant, pour certains contacts bulle-sonde, un changement de signe de la pente n'a pas lieu, d'où la nécessité d'utiliser un seuil de dérivée faiblement négatif.

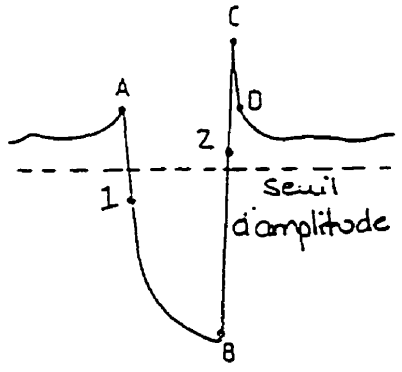


Figure 2.22: Signal de bulle traité par une combinaison de seuils d'amplitude et de dérivée.

Pour la deuxième partie, ils repartent du point 1 et cherchent vers l'avant du signal jusqu'à trouver le point où le signal redevient supérieur au seuil d'amplitude (figure 2.22, point 2). De là, ils cherchent ensuite les points B et C. Pour le premier, ils cherchent vers l'arrière du signal jusqu'à trouver un point dont la pente est inférieure à un seuil de dérivée légèrement positif. En effet, si le contact de la bulle avec la sonde est direct, le point B sera celui où la dérivée du signal devient négative (quand on cherche vers l'arrière du signal). Cependant, il arrive parfois que ce changement de signe se fasse graduellement, d'où la nécessité d'employer un seuil de dérivée faiblement positif. De même, pour identifier le point C, on part du point 2 puis on recherche vers l'avant du

signal jusqu'à trouver un point dont la pente est inférieure à un seuil de dérivée légèrement positif.

b. Points délicats

Le point C fait partie d'un dépassement dynamique (*dynamic overshoot*) causé par la formation du ménisque autour de la sonde, lors du passage air→eau. Par conséquent, la région située immédiatement après le point C ne représentera pas la vitesse de la phase continue. Donc, pour le calcul des caractéristiques du liquide, cette région doit aussi être enlevée. À cet effet, on identifiera le point D. Farrar et al. trouvent celui-ci en partant du point C et cherchant vers l'avant du signal jusqu'à passer le point de dérivée minimale et trouver un point à pente supérieure à un seuil de dérivée négatif.

Lors de tests par Samways et Bruun (1992) dans un écoulement kérosène/eau, ceux-ci se sont aperçus que le pic produit lors de la rupture du ménisque pouvait être assez haut pour dépasser le seuil d'amplitude, voire atteindre le niveau du signal dans la phase continue (figure 2.23). Dans ce cas le sommet de ce pic serait incorrectement identifié comme le point C de la bulle. Pour pallier à ce problème, Farrar et al. ont vérifié si le point D identifié était sous le seuil d'amplitude. Si oui, le point C trouvé est en réalité le pic de rupture du ménisque et la recherche est reprise pour trouver la véritable fin de bulle.

Le principal problème de la méthode qui vient d'être décrite, est qu'elle ne permet pas d'identifier les bulles qui ne créent qu'une petite variation de l'amplitude du signal. C'est le cas des très petites bulles ou de celles ayant un contact partiel avec la sonde. Or, si on ne tient pas compte de ces bulles, des erreurs seront produites dans le calcul du

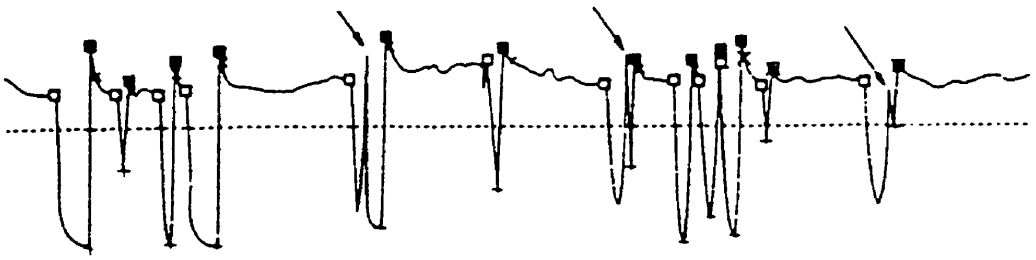


Figure 2.23: Signaux associé à la rupture du ménisque (indiqués par une flèche).

taux de vide et de l'intensité de la turbulence. Farrar et al. ont donc introduit dans leur procédure de traitement de signal une technique additionnelle permettant de les identifier. Ils ont observé que les signaux associés à ce type de bulle étaient tous identiques, soient des petits pics vers le bas avec peu ou pas d'augmentation du signal avant la bulle et pas de dépassement dynamique. Ces pics présentent des dérivées plus importantes que le signal monophasique. Par conséquent, ils ont traité ces bulles à l'aide d'une méthode simple de seuil de dérivée.

c. Calcul des seuils

Farrar et al. proposent aussi une façon de calculer les seuils d'amplitude et de dérivée utilisés pour leur procédure de traitement de signal à partir de la fonction de densité de probabilité. Le graphique idéalisé d'une telle fonction est présenté à la figure 2.24. Le seuil d'amplitude optimal serait légèrement inférieur au signal au point *a*. Pour le seuil de dérivée, ils suggèrent de calculer d'abord la pente du signal lors du passage de l'interface comme suit:

$$P = \frac{\Delta E}{T_{\Delta E}}$$

où P est la pente, ΔE la variation du signal entre la phase continue et dispersée et $T_{\Delta E}$ le temps moyen requis pour cette variation de signal. Cette pente doit ensuite être ajustée par un facteur K qui a été déterminé par observation visuelle du signal traité.

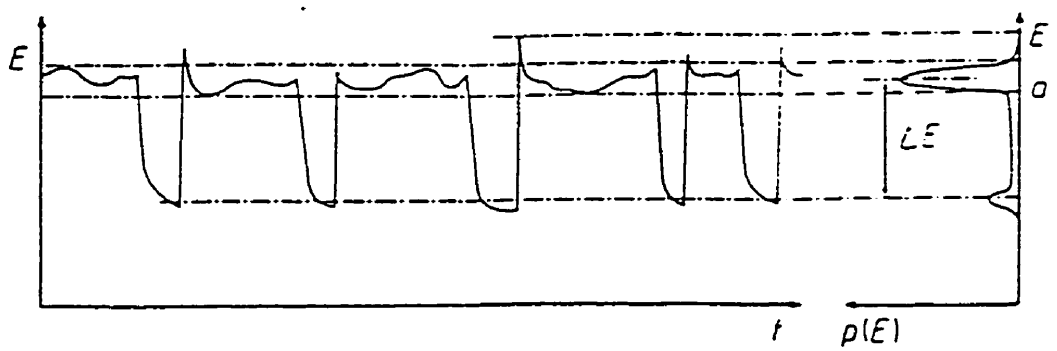


Figure 2.24: Signal de l'anémomètre et fonction de densité de probabilité correspondante.

Autres techniques

D'autres chercheurs ont également développés des techniques de traitement de signal basées sur une combinaison de seuils d'amplitude et de dérivée (Wang et al., 1990; Liu et Bankoff, 1993).

CHAPITRE 3
Traitement du signal

3.1 Forme du signal obtenu en diphasique

Comme on vient de le voir, en écoulement diphasique le signal obtenu présente, lors du passage des bulles, une chute rapide du voltage puis une remontée, également rapide, quand la sonde est de nouveau immergée dans le liquide. Un exemple de signal obtenu en airlift est présenté à la figure 3.1. On observe aussi des fluctuations dans les parties de signal de la phase liquide. Celles-ci proviennent des variations instantanées de la vitesse de l'écoulement, causées par la turbulence. Afin de pouvoir calculer le taux de vide, la vitesse moyenne du liquide et l'intensité de la turbulence, il faut d'abord séparer les parties du signal correspondant au gaz de celles correspondant au liquide.

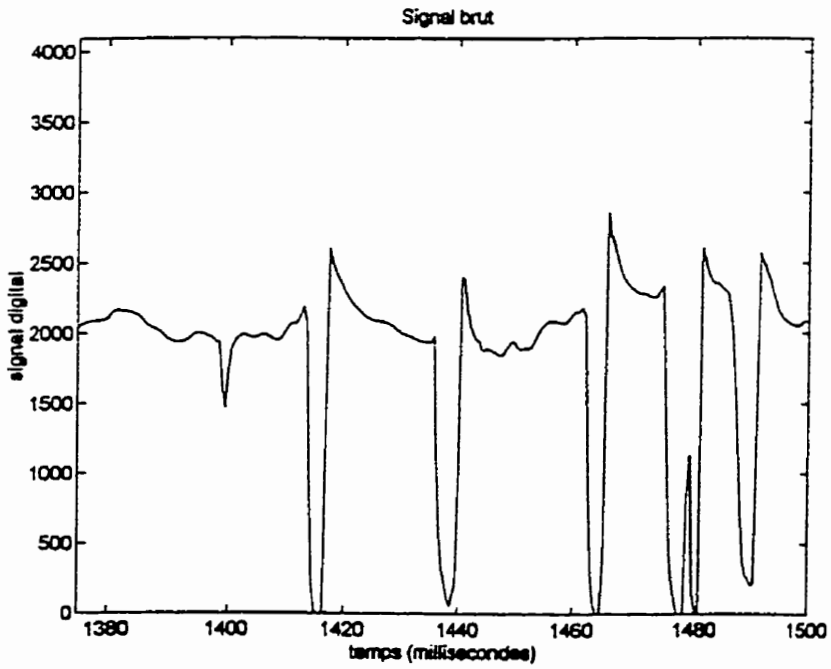


Figure 3.1: Exemple de signal d'anémométrie.

Faisons d'abord un bref rappel. La figure 3.2 résume bien l'interaction entre une bulle et une sonde cylindrique à film chaud et le signal d'anémométrie correspondant pour une collision frontale (*direct hit*). Lorsqu'une bulle s'approche de la sonde, le signal de l'anémomètre a d'abord tendance à augmenter (A). En effet, l'eau devant la bulle, poussée par celle-ci, se déplace à une vitesse plus grande que la vitesse moyenne de l'eau et refroidira donc davantage le film. Le signal continue à augmenter jusqu'au contact avec le devant de la bulle (B). Un ménisque est ensuite formé qui vient entourer la sonde (C) pendant que, de chaque côté, le reste de la bulle continue à avancer. Le signal de l'anémomètre chute alors de façon importante. Par la suite, les deux côtés du ménisque s'unissent derrière le cylindre (D), laissant la sonde entourée d'eau. La valeur du signal d'anémométrie s'approche alors de celle en eau stagnante. Par après, le

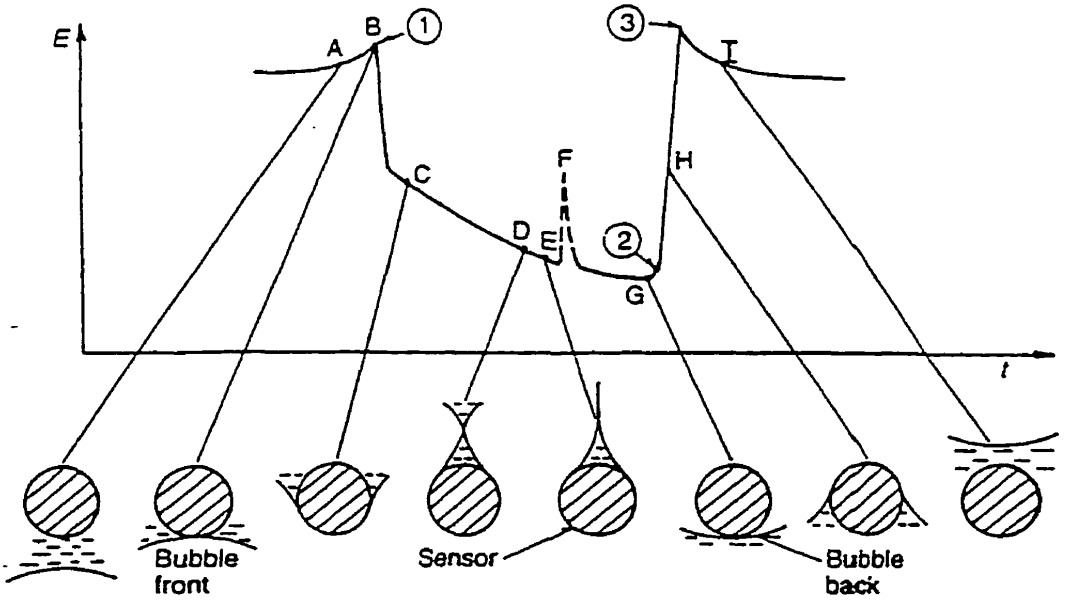


Figure 3.2: Réponse d'une sonde cylindrique à film chaud au passage d'une bulle.

ménisque ne change plus de forme au cours du passage de la bulle et le mince film d'eau qui entoure la sonde s'évapore lentement (E). Il se peut qu'au cours du passage de la bulle le ménisque se brise laissant l'eau qu'il contenait retomber sur la sonde. Ce phénomène donne lieu à une montée soudaine du signal d'anémométrie (F). Cependant, dans la majorité des cas, le ménisque ne se brise pas avant l'arrivée de la fin de la bulle (G). A cet instant, l'eau qui entoure encore la sonde change de côté de cylindre formant un nouveau ménisque (H). La sonde se couvre rapidement d'eau et le signal d'anémométrie monte brusquement jusqu'à atteindre le point 3. L'eau dans le sillage de la bulle se déplaçant plus vite que le reste de la phase continue, le signal immédiatement après le point 3 sera élevé puis baissera pour retrouver une valeur représentative de la vitesse moyenne du liquide.

D'après les interactions observées, on peut conclure que le temps de passage de la bulle correspond à l'intervalle de temps entre les points 1 et 2 (figure 3.2). C'est donc cette partie de signal qui sera considérée pour le calcul du taux de vide. Quant à la partie de signal 2-3, bien qu'elle corresponde à la phase liquide, elle ne devra pas être utilisée pour le calcul des caractéristiques du liquide (vitesse moyenne, intensité de turbulence). En effet, la vitesse de l'eau dans le ménisque n'est pas représentative de la vitesse de la phase continue. Pour le traitement de signal, il importe donc d'identifier trois événements, soient les points 1, 2 et 3.

3.2 Séparation des signaux gaz et liquide

Le traitement de signal décrit dans cette section est celui appliqué dans le programme cutbul11.m, mis au point au cours de ce travail. Ce programme a été élaboré à l'aide du logiciel Matlab. Son texte se trouve à l'annexe B.

3.2.1 Détection des bulles

La première étape dans le traitement de signal est la détection des bulles. Pour ce faire on utilise la dérivée du signal. En effet, la baisse et la remontée subséquente du signal lors du passage d'une bulle sont très brusques et donnent lieu à des dérivées fortement négatives au début de la bulle et fortement positives à la fin. On peut alors détecter le passage de la bulle en fixant un seuil de dérivée. On utilise plutôt la dérivée positive car, le sillage après les bulles (après le point 3) pouvant aussi donner lieu à des dérivées fortement négatives, l'utilisation de la dérivée négative pour la détection des bulles induirait des erreurs.

L'emploi d'un seuil de niveau pour détecter les bulles, tel qu'utilisé par Farrar et al. (1995), a été juge inapproprié puisque les fluctuations du signal correspondant à la phase liquide peuvent parfois être importantes (figure 3.3). Le signal liquide aurait donc été pris pour du gaz à certaines occasions. De plus, l'utilisation d'un seuil de dérivée aurait de toute façon été nécessaire pour identifier les petites bulles ou celles ayant une collision partielle avec la sonde. On a donc préféré utiliser dès le début un seuil de dérivée, permettant ainsi la détection de toutes les bulles par la même procédure.

On identifie donc d'abord tous les points où la dérivée est supérieure au seuil de dérivée. Si plusieurs points subséquents ont une dérivée supérieure au seuil de dérivée, ces points font nécessairement partie de la même bulle. On n'en gardera donc que le dernier. On a alors vraisemblablement identifié le dernier point de chaque bulle pour lequel la dérivée est supérieure au seuil de dérivée. Cependant, il est possible que lors de la remontée du signal de bulle, une section à dérivée un peu plus faible se trouve entre deux sections à dérivées élevées. Dans ce cas, deux points peuvent être identifiés pour une même bulle mais cela ne gêne pas le déroulement correct de la suite du traitement.

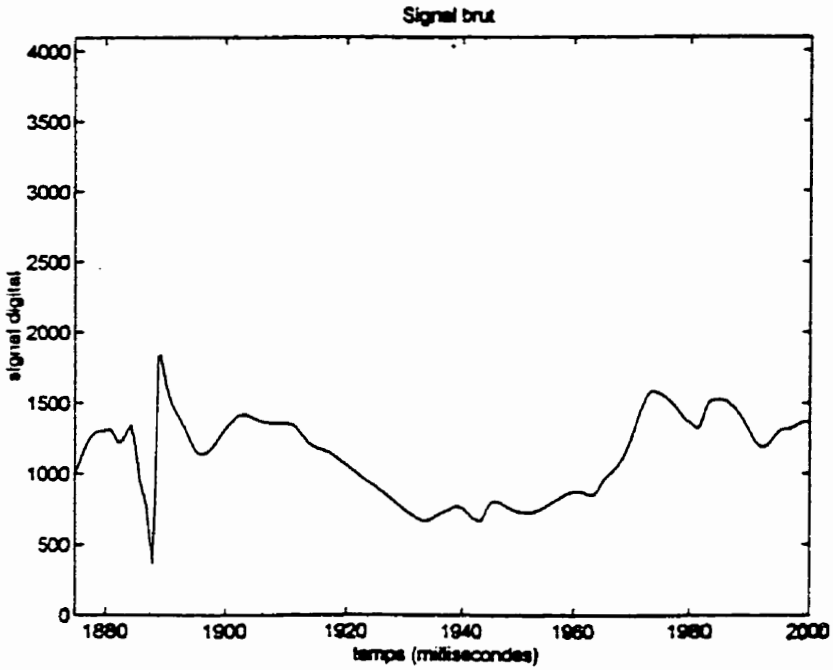


Figure 3.3: Exemple de signal d'anémométrie comportant des fluctuations importantes dans la partie correspondant au liquide.

3.2.2 Identification des points 1, 2 et 3

La deuxième étape du traitement de signal consiste à identifier pour chaque bulle les points 1, 2 et 3, tels que décrits à la figure 3.2. Pour trouver ces points, on part du point identifié dans la première étape du traitement (par le seuil de dérivée) puis on effectue une recherche vers l'avant du signal pour le point 3 et vers l'arrière du signal pour les points 1 et 2 (l'avant du signal étant considéré comme le premier point d'acquisition et l'arrière du signal comme le dernier point d'acquisition).

Notons que la forme du signal relié au passage d'une bulle n'est pas toujours aussi idéale que décrite précédemment, surtout lorsqu'on travaille à débit de gaz élevé. Un exemple de signal obtenu à une vitesse superficielle de gaz de 6,8 cm/s est présenté à la figure 3.4. On remarque entre autres que plusieurs bulles peuvent se suivre de très près,

que le bas du signal de bulle peut présenter des oscillations, que le point 2 n'est pas toujours le minimum, que le signal n'augmente pas forcément juste avant la bulle et, de même, ne baisse pas forcément après la bulle. De plus, l'amplitude du signal de bulle, c'est-à-dire la différence entre le haut du signal de bulle et son minimum, varie d'une bulle à l'autre. (Ce dernier phénomène a déjà été expliqué. En effet, la valeur du signal dépend du rapport des surfaces de la sonde exposées à chacune des phases.) Il faut que le traitement de signal puisse faire face à toutes ces éventualités.

Pour localiser le point 3, on recherche vers l'avant du signal jusqu'à trouver un changement de signe de la dérivée ou un changement de pente brusque, afin de pouvoir identifier la fin de la bulle même s'il n'y a pas de baisse du signal par la suite (figure 3.5). On considère qu'il y a changement de pente brusque si la dérivée au point i est x fois plus petite que la dérivée au point i-1. Le paramètre x est appelé seuil de changement de pente en haut de bulle.

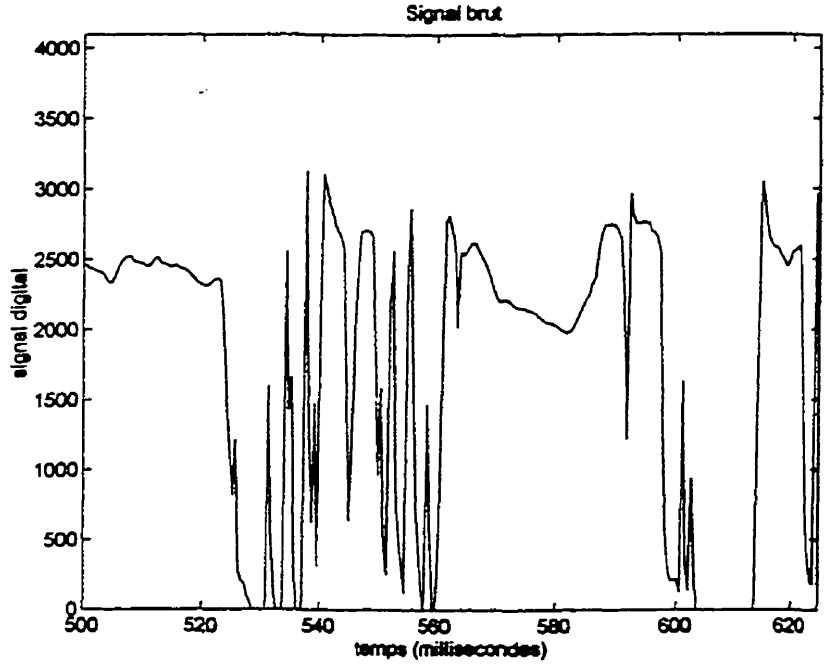


Figure 3.4: Exemple de signal d'anémométrie obtenu à vitesse superficielle de gaz de 6,8 cm/s.

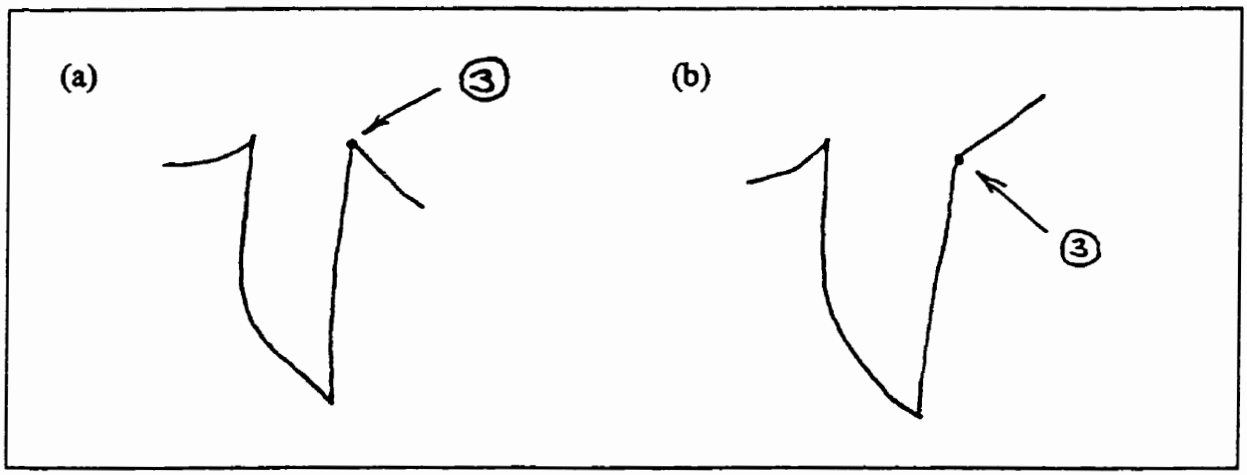


Figure 3.5: Signal de bulle (a) avec changement de signe de la dérivée en fin de bulle, (b) avec changement de pente brusque en fin de bulle.

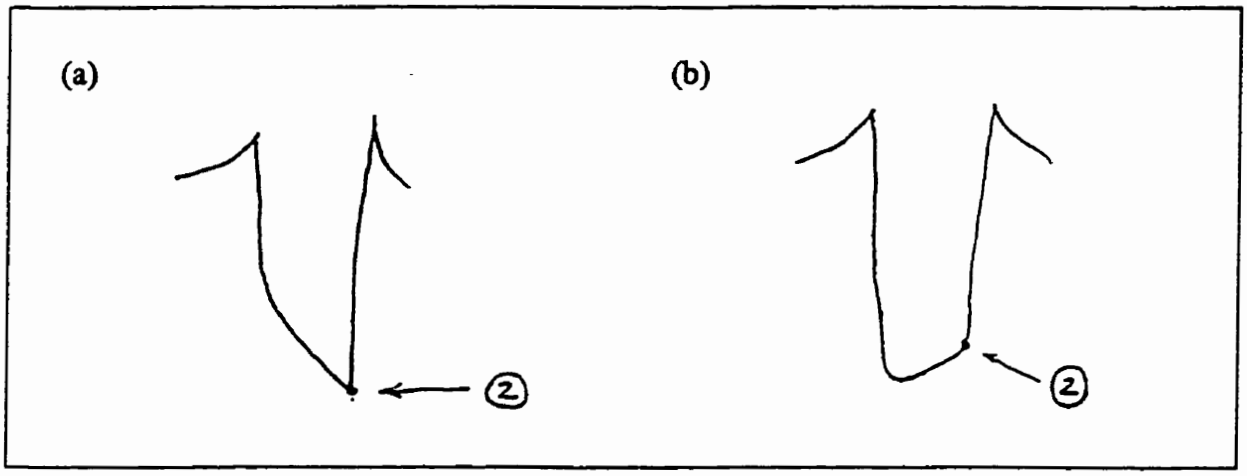


Figure 3.6: Signal de bulle (a) où le point 2 est le minimum, (b) où le point 2 est marqué par un changement de pente brusque.

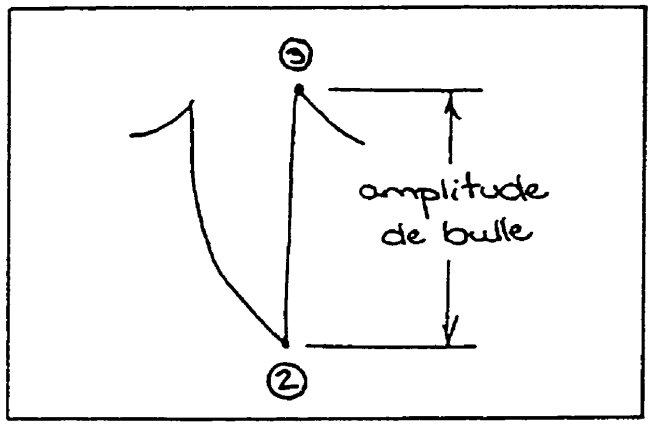


Figure 3.7: Définition de l'amplitude de bulle.

Pour repérer le point 2, la procédure est semblable. On recherche vers l'arrière du signal jusqu'à trouver un changement de signe de la dérivée ou un changement de pente brusque. Le point 2 est souvent le minimum du signal de bulle mais pas toujours (figure 3.6). Puisque la recherche s'effectue vers l'arrière, un changement de pente est identifié si la dérivée au point i est y fois plus petite que la dérivée au point i+1. Le paramètre y, nommé seuil de changement de pente en bas de bulle, n'a pas nécessairement la même valeur que x.

L'identification du point 1 est plus complexe puisque le signal entre les points 1 et 2 peut avoir des formes diverses. Comme le bas du signal de bulle peut présenter plusieurs oscillations, on le "coupe" en utilisant un seuil de niveau, défini comme une fraction de l'amplitude de la bulle, c'est-à-dire une fraction de la différence de signal entre les points 2 et 3 (figure 3.7). Le seuil de niveau est défini de cette façon afin qu'il puisse s'appliquer à toutes les bulles, peu importe leur amplitude. On part donc du point 2 puis on recherche vers l'avant jusqu'à trouver un point où le signal est supérieur au seuil de niveau. Ce point a forcément une dérivée négative. De ce point, on cherche encore plus vers l'avant jusqu'à trouver un changement de signe de la dérivée ou un changement de pente brusque (figure 3.8). Cette fois, la dérivée étant négative, le

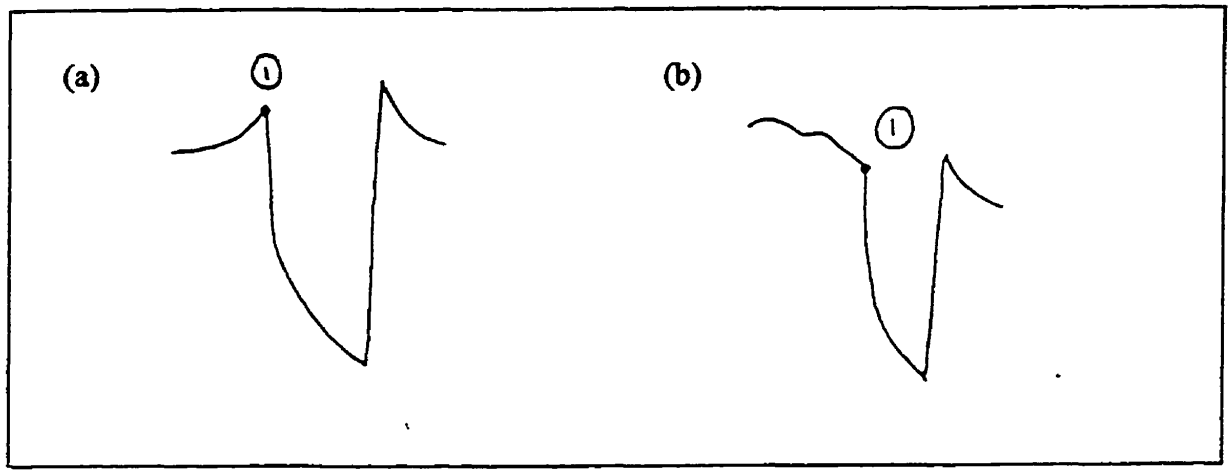


Figure 3.8: Signal de bulle (a) avec changement de signe de la dérivée en début de bulle, (b) avec changement de pente brusque en début de bulle.

changement de pente est détecté si la dérivée au point i est x fois plus grande que la dérivée au point i+1. Le paramètre x utilisé est le même que pour l'identification du point 3, soit le seuil de changement de pente en haut de bulle.

3.2.3 Coupe du signal

Pour le taux de vide, le signal est ensuite "coupé" entre les points 1 et 2 de chaque bulle. Autrement dit, entre ces points, la valeur du signal est mise égale à zéro. Pour les caractéristiques du liquide, en plus de "couper" la partie de signal entre les points 1 et 3, on enlève deux points additionnels en aval. En effet, comme on l'a vu, le signal après la bulle est souvent très élevé en raison d'un dépassement dynamique (dynamic overshoot) causé par la formation du ménisque autour de la sonde (Farrar et al., 1995). Puisque cette région ne représente donc pas vraiment les caractéristiques de la phase continue, on doit également l'enlever.

Il est cependant difficile de savoir exactement jusqu'où il faut couper puisque le signal après le point 3 est également plus élevé en raison du liquide transporté dans le sillage des bulles. Après observation d'un certain nombre de signaux, la suppression de deux points additionnels a semblé approprié, permettant d'enlever la première partie, particulièrement brusque, de la chute de signal. Cette technique est simple comparée à l'utilisation d'un seuil de dérivée, tel qu'employé par Farrar et al. (1995), et ne semble pas plus arbitraire. En effet, si on utilise un seuil de dérivée, il faut fixer sa valeur. De plus, en raison de l'acquisition de points discrets, on ne voit pas le maximum réel et la dérivée au point 3 peut parfois être faible pour redevenir très grande (très négative) au point suivant, ce qui complique encore l'utilisation de cette technique. Par contre, la suppression d'un nombre de points fixe après chaque bulle implique que des points seront enlevés même après les bulles n'ayant pas de chute de signal après le point 3. Un exemple de signal traité est présenté à la figure 3.9.

3.2.4 Paramètres du programme

Comme on vient de le décrire, le programme de traitement de signal comporte quatre paramètres, soient le seuil de dérivée, le seuil de niveau ainsi que les seuils de changement de pente en haut et en bas de bulle. Ces paramètres sont déterminés par essai-erreur, en vérifiant si le programme détecte bien les bulles et identifie correctement les points 1, 2 et 3. Pour le seuil de dérivée, il doit être fixé tel que toutes les bulles soient identifiées sans pour autant que la turbulence monophasique soit prise pour des bulles. Le seuil de niveau doit permettre de couper les oscillations du bas du signal de bulle et/ou le pic de rupture du ménisque, sans toutefois passer au-dessus du point 1, qui peut parfois être nettement plus bas que le point 3 (figure 3.10). Les seuils de changement de pente doivent pouvoir détecter des changements de pente brusques, mais ne doivent pas arrêter la recherche vers l'avant ou l'arrière, selon le cas, à la moindre variation de la dérivée. Leur valeur a été déterminée par essai-erreur en appliquant le

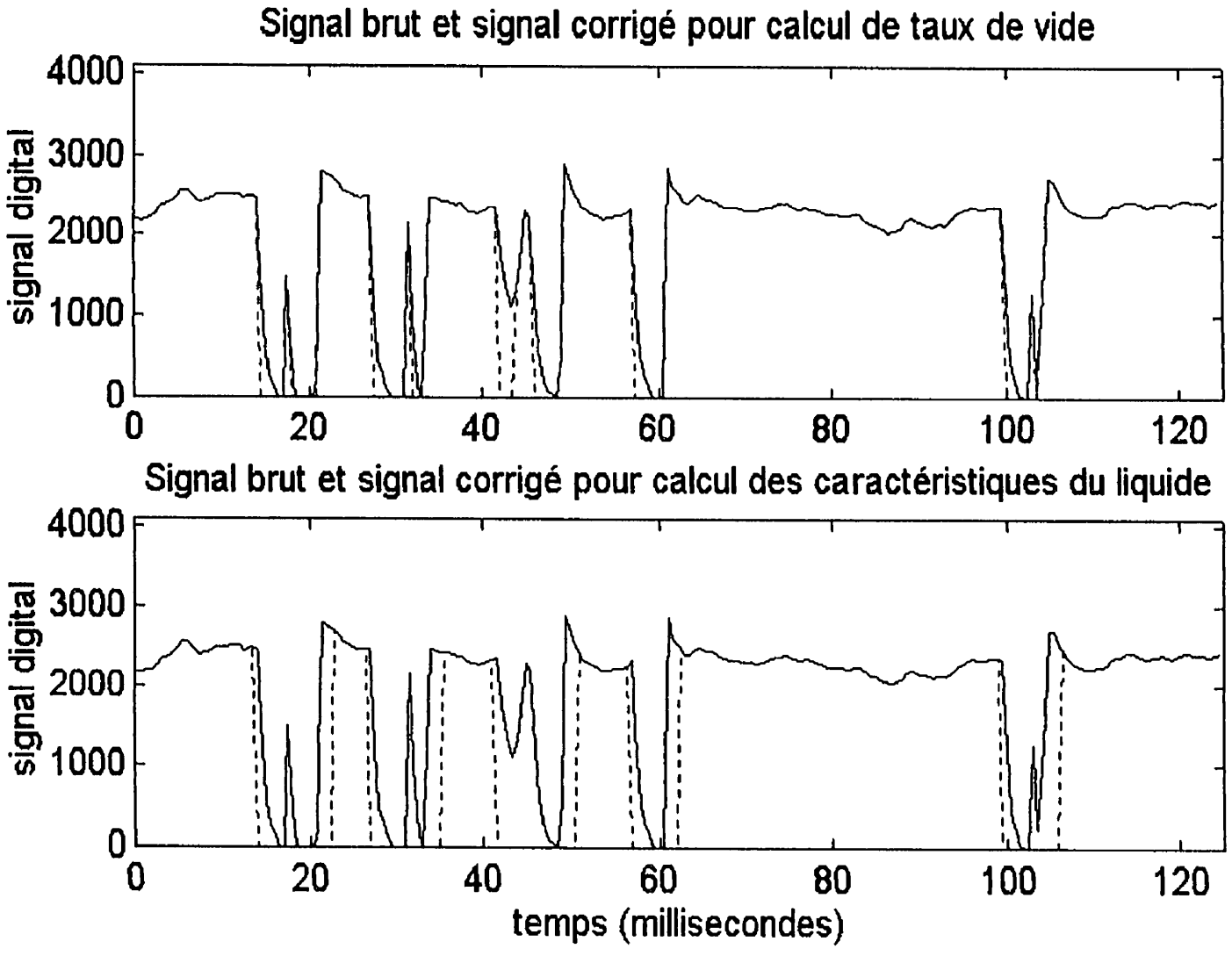


Figure 3.9: Exemple de signal traité.

programme à des bulles qui ne présentent pas de changement de signe de la dérivée aux points 1, 2 ou 3, selon le cas. Les valeurs actuelles des différents seuils sont présentées au tableau 3.1 (celles-ci sont appliquées au signal digital, soit sous format d'entiers de 0 à 4096).

Tableau 3.1: Valeurs actuelles des paramètres du programme de traitement de signal.

	Valeur actuelle
Seuil de dérivée	500
Seuil de niveau	0,4
Seuil de changement de pente en bas de bulle	8
Seuil de changement de pente en haut de bulle	3

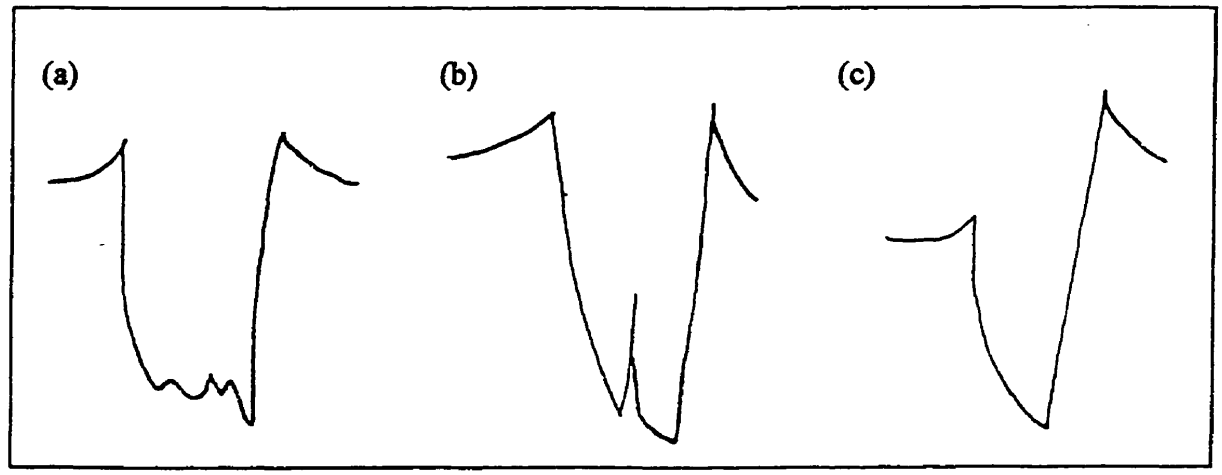


Figure 3.10: Signal de bulle (a) avec oscillations en bas de bulle, (b) avec rupture du ménisque, (c) avec le point 1 plus bas que le point 3.

3.2.5 Cas problématiques

Malgré les efforts mis en place pour faire face à toutes les éventualités, certaines situations posent encore problème, et deux en particulier. La première survient à turbulence élevée, soit près des parois de l'airlift. En effet, des augmentations très brusques de vitesse peuvent se produire. Le signal correspondant au liquide peut alors comporter une section qui dépasse le seuil de dérivée. Le programme détecte donc une bulle et tente d'identifier les points 1, 2 et 3. Or, comme en réalité il ne s'agit pas d'une bulle, la coupure du signal devient assez aléatoire. La coupure entre les points 2 et 3 n'induit pas beaucoup d'erreur. Cependant, le point 1 peut être identifié assez loin du

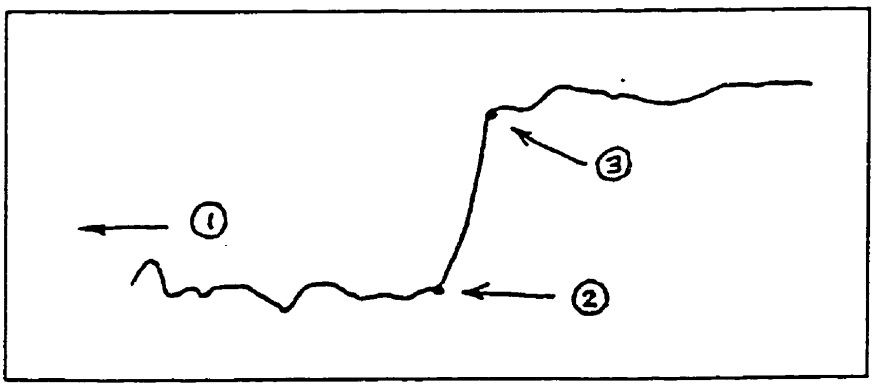


Figure 3.11: Signal d'anémométrie pour la phase liquide avec brusque augmentation de vitesse.

point 2, notamment lorsque la vitesse avant la montée brusque est demeurée faible un certain temps (figure 3.11). Le programme peut alors chercher assez longtemps avant de trouver un point où le signal est supérieur au seuil de niveau. Le taux de vide sera donc surestimé. Pour palier quelque peu à ce problème, une limite a été imposée au niveau de la boucle du seuil de niveau. Ainsi, après un certain nombre de points limite, le

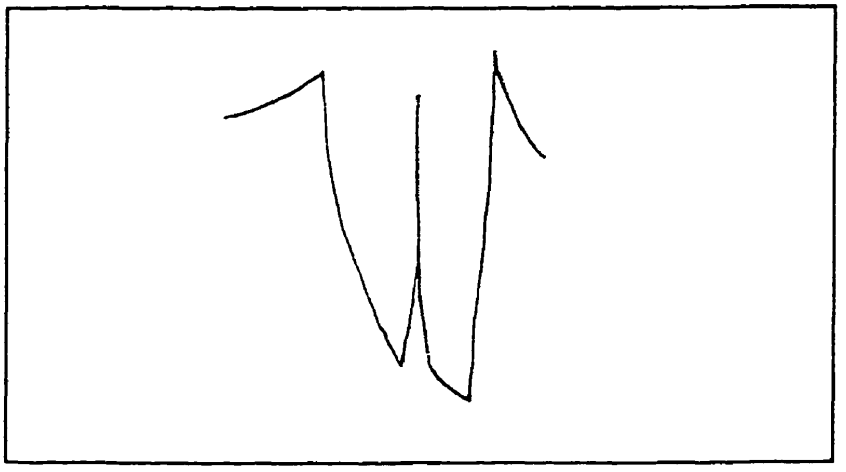


Figure 3.12: Rupture du ménisque causant l'identification de deux bulles plutôt qu'une seule.

programme passe à l'étape suivante, qu'il ait ou non trouvé un point où le signal est supérieur au seuil de niveau. Ce nombre de points limite a été fixé au double de la longueur (en nombre de points) de la plus grande bulle observée.

La deuxième situation problématique est causée par la rupture du ménisque qui demeure attaché à la sonde quand celle-ci pénètre la bulle. Comme on l'a vu, le signal présente alors un pic à forte dérivée vers le haut. Or ce pic peut parfois dépasser le seuil de niveau. Si le bris du ménisque se produit au bas du signal de bulle, cette dernière est alors identifiée comme deux bulles plutôt qu'une seule (figure 3.12). Ceci conduit à une sous-estimation du taux de vide. Le pic produit par la rupture du ménisque comporte rarement plus d'un point d'acquisition. De plus, le bris du ménisque ne se produit pas à chaque bulle et il ne dépasse pas toujours le seuil de niveau. L'erreur sur le taux de vide ne devrait donc pas être très importante. Quant aux caractéristiques du liquide, puisque deux point additionnels sont coupés après le point 3 de la bulle, aucune erreur ne sera faite.

Il se peut aussi que la rupture du ménisque se produise dans la partie descendante du signal de bulle. Le pic produit est alors beaucoup moins facile à voir. En effet, le signal peut ne remonter que légèrement pour continuer à descendre aussitôt, voire ne pas remonter du tout (figure 3.13). Le point 1 de la bulle sera alors identifié à l'endroit du bris du ménisque puisqu'on trouve là un changement de signe de la dérivée ou du moins un changement de pente brusque. La portion de signal coupée sera alors plus petite qu'elle ne devrait l'être en réalité et, encore une fois, le taux de vide sera sous-estimé. Cette fois, les résultats pour la vitesse du liquide et la turbulence sont aussi légèrement affectés. Mais, dans l'ensemble l'erreur induite n'est pas énorme. En effet, ce phénomène n'a pas été observé très souvent.

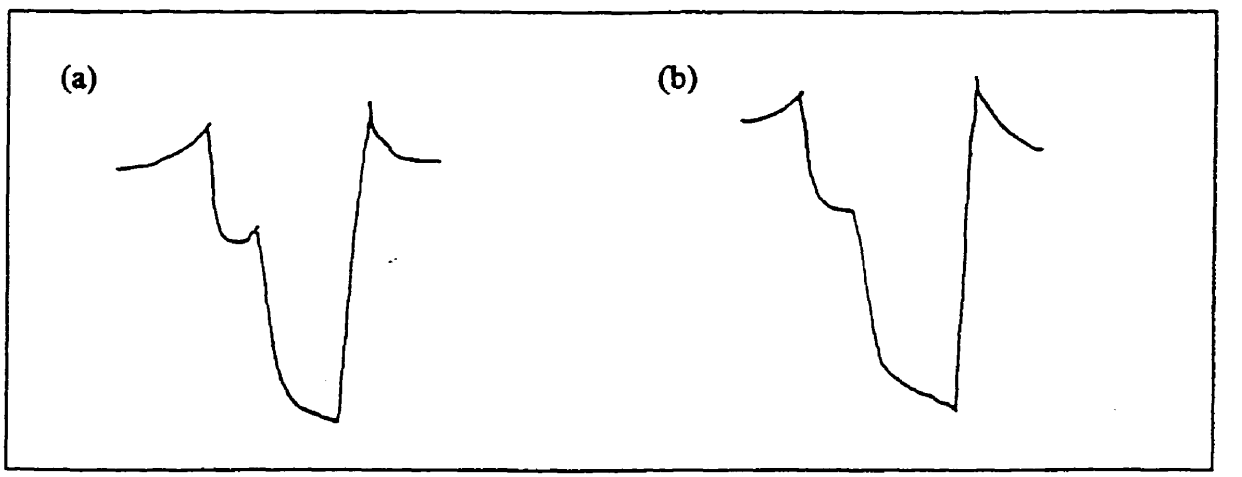


Figure 3.13: Rupture du ménisque dans la partie descendante du signal de bulle (a) avec changement de signe de la dérivée, (b) avec changement de pente brusque.

3.3 Calcul des valeurs locales

3.3.1 Taux de vide

Une fois la valeur du signal entre les points 1 et 2 de chaque bulle mise égale à zéro, on peut calculer le taux de vide par la formule suivante:

$$\alpha = \frac{\Sigma \Delta t_{1-2}}{D},$$

où D est la durée de l'acquisition. Il est à noter que dans le programme on coupe à chaque bulle un certain nombre de points d'acquisition et non l'intervalle de temps entre les points 1 et 2. On peut supposer que chaque point d'acquisition est le centre d'un intervalle Δt tel qu'illustré à la figure 3.14. Pour couper l'équivalent de l'intervalle de temps entre les points 1 et 2, il faut donc couper soit le point 1 ou le point 2 (mais pas les deux), et tous les points intermédiaires. On choisit de couper le point 2, puisque la valeur du signal à ce point est souvent déjà nulle et il serait donc compté dans le taux de vide de toute façon. La formule réellement utilisée s'écrit donc comme suit:

$$\alpha = \frac{\Sigma n_{1-2}}{N},$$

où N est le nombre total de points d'acquisition et $n_{1\text{-}2}$ est le nombre de points entre 1 et 2, excluant le point 1 mais incluant le point 2.

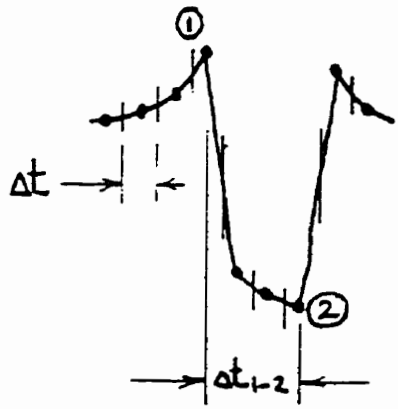


Figure 3.14: Relation entre points d'acquisition et intervalle de temps.

3.3.2 Vitesse du liquide et intensité de la turbulence

Pour calculer les caractéristiques du liquide, on utilise le signal dont les sections du point 1 au point 3 et deux points additionnels en aval ont été coupés pour chaque bulle (le point 1 est aussi enlevé). Ce signal doit ensuite être transformé en vitesse. Pour ce faire, on pose l'hypothèse que la vitesse effective mesurée par l'anémomètre est directement la vitesse axiale, soit:

$$V_e(t) = U(t) = \overline{U} + u(t).$$

Cette hypothèse est facilement justifiable pour l'écoulement étudié puisque celui-ci est clairement unidirectionnel ascendant. Dans ce cas, les vitesses moyennes dans les autres directions sont nulles, c'est-à-dire $\overline{V} = \overline{W} = 0$. On suppose aussi que la turbulence liquide est relativement faible.

On trouve la correspondance entre la vitesse et le signal d'anémométrie à l'aide de la courbe de calibration péalablement obtenue et représentée par une loi de King de la

forme suivante:

$$E^2 = A + BU^n$$

où A, B et n sont les constantes de calibration, E est le signal de l'anémomètre et U est la vitesse. Pour transformer le signal obtenu en diphasique, on effectue l'opération inverse pour tous les points du signal correspondant à la phase liquide.

$$U(t) = V_e(t) = \left(\frac{E(t)^2 - A}{B} \right)^{1/n}$$

Pour trouver la vitesse moyenne, il suffit de faire la moyenne de tous les points non-nuls. Par soustraction, on peut ensuite trouver le signal correspondant à la fluctuation de la vitesse $u(t)$:

$$u(t) = U(t) - \overline{U}$$

Pour obtenir la fluctuation moyenne, u', on élève au carré la valeur de chaque point du signal $u(t)$ correspondant au liquide, on calcule la moyenne puis la racine carrée:

$$u' = \sqrt{\overline{u^2}} \ .$$

Enfin, une fois la vitesse moyenne ($\overline{U}$) et la fluctuation moyenne de la vitesse (u') déterminées, on peut calculer l'intensité de la turbulence axiale (IT) par l'équation suivante:

$$IT = u'/\overline{U} = \frac{\sqrt{\overline{u^2}}}{\overline{U}} .$$

CHAPITRE 4

LOCAL MEASUREMENTS FOR THE STUDY OF EXTERNAL LOOP AIRLIFT HYDRODYNAMICS

Avant-propos

Ce chapitre, constitué d'un article soumis au Canadian Journal of Chemical Engineering, présente les expériences effectuées et l'analyse des résultats. En plus des mesures obtenues par anémométrie à film chaud, d'autres provenant d'une bisonde optique sont également incluses. Celle-ci permet d'évaluer les charactéristiques locales de la phase gazeuse, soient le taux de vide, la vitesse et la taille des bulles.

LOCAL MEASUREMENTS FOR THE STUDY OF EXTERNAL LOOP AIRLIFT HYDRODYNAMICS

M. UTIGER[1], F. STUBER[22], A.M. DUQUENNE[23], H. DELMAS[2], C. GUY[1]

[1] Département de génie chimique, École Polytechnique de Montréal, C. P. 6079, Succursale Centre-Ville, Montréal, Québec, Canada H3C 3A7
[2] École Nationale Supérieure d'Ingénieurs de Génie Chimique (ENSIGC), 18 Chemin de la Loge, 31078 Toulouse Cedex 4, France

4.1 Abstract

Hot-film anemometry and an optical biprobe are used to measure local flow characteristics in the riser of an external loop airlift reactor. Important flow asymmetries are observed above the sparger due to the geometry of the bottom section and developing flow persists through a large part of the riser. As gas flow rate increases, radial gas hold-up profiles change from relatively flat to parabolic while the shape of liquid velocity profiles remains constant and Sauter bubble diameter increases. At large gas superficial velocities, slip velocity is found to deviate considerably from the frequently used value of 0.25 m/s. Local measurements allow a better understanding of two-phase flow in airlift reactors and can be used for CFD-modeling development and validation.

4.2 Résumé

L'anémométrie à film chaud et une bisonde optique ont servi à caractériser l'hydrodynamique locale de la zone ascendante d'un airlift à boucle externe. Des

---

[2] Current address: Department of Chemical Engineering, Escola Tècnica Superior d'Enginyeria Química, Universitat Rovira i Virgili, Carretera de Salou s/n, 43006 Tarragona, Spain.
[3] Author to whom correspondence should be addressed.

asymétries importantes de l'écoulement sont observées au-dessus du distributeur en raison de la géométrie du bas de l'airlift et l'écoulement se développe dans une grande partie du riser. Avec l'augmentation du débit de gaz, les profils radiaux de taux de vide passent de relativement plats à paraboliques tandis que la forme des profils de vitesse du liquide demeure constante et que le diamètre de Sauter des bulles augmente. Aux grands débits de gaz, la vitesse de glissement dévie considérablement de la valeur souvent utilisée de 0.25 m/s. Les mesures locales permettent une meilleure compréhension de l'écoulement diphasique en réacteur airlift et peuvent être utilisées pour le développement et la validation de modèles de mécanique des fluides numériques.

Keywords: airlift reactors, hydrodynamics, local measurements, two-phase flow

4.3 Introduction

Airlift reactors, first introduced by Lefrançois et al. (1955), have become increasingly popular in the past two decades. They can be used for a wide range of applications such as bioprocesses, waste water treatment and, in the chemical industry, for hydrogenation and oxidation of organic products. Of simple construction, these reactors provide good phase contact for mass transfer and require a relatively low energy input. Also, compared to bubble columns, they can be operated at higher gas throughputs and achieve better mixing and wall heat transfer. However, proper design and scale-up of airlift reactors remain difficult due to the complex hydrodynamics of the gas-liquid flow.

Numerous studies are reported in the literature. In general, global variables are used to describe airlift hydrodynamics. Riser and downcomer gas hold-up as well as mean liquid velocity have been measured in reactors of different geometry of both the external loop (e.g. Merchuk and Stein, 1981; Bello et al., 1984, 1985; Verlaan et al.,

1986; Chisti, 1989) and concentric or split cylinder types (e.g. Bello et al., 1984, 1985; Chisti, 1989). Many empirical correlations have been proposed, but due to the strong influence of reactor geometry on hydrodynamics, their application is often limited to the reactor studied. In fact, it has been shown that downcomer to riser cross section area ratio (Bello et al., 1984, 1985; Chisti, 1989), reactor height (Russell et al., 1993; Bentifraouine et al., 1997), gas-liquid separator configuration (Siegel and Merchuk, 1991; Bentifraouine et al., 1997), size of passage area in the bottom section (Chisti et al., 1988; Merchuk et al., 1994) and sparger type and location (Chisti, 1989; Becker et al., 1994; Snape et al., 1995) all affect flow characteristics considerably.

Numerous models, mostly based on a momentum or energy balance, have also been developed (e.g. Hsu and Dudukovic, 1980; Verlaan et al., 1986; Chisti et al., 1988; Garcia Calvo, 1989, 1992; Garcia Calvo and Leton, 1996). To predict mean liquid velocity, these models generally include a friction factor or friction coefficients and sometimes require the knowledge of gas hold-up in the riser and downcomer (e.g. Chisti et al., 1988). Some authors (e.g. Merchuk and Stein, 1981; Verlaan et al., 1986; Nicol and Davidson, 1988) have used the Zuber and Findlay (1965) drift flux model to predict gas hold-up. A similar approach is also used by Garcia Calvo (1989, 1992). Slip velocity then becomes a second parameter. For the air/water system, a fixed value of 0.25 m/s is often used. In all cases, the friction factor remains difficult to evaluate because too little is known on friction in two-phase flows, especially in particular geometric configurations, such as elbows, reductions and enlargements found at the bottom and top sections of airlift reactors.

Some authors have considered friction coefficients equal to those found in single-phase flow as suggested by Wallis (1969) for two-phase mixtures with gas hold-up of less than 10 %. However experimental friction factors for two-phase flow in airlifts reactors are much larger than calculated one-phase factors (Hsu and Dudukovic, 1980; Akita et al., 1988; Young et al., 1991). Correlations for two-phase friction factors given

in literature also underestimate frictional effects in airlift reactors (Young and al., 1991). According to Garcia Calvo (1992), the differences between experimental two-phase and calculated one-phase friction factors can originate from the liquid velocity profile. Indeed, the kinetic energy associated with a parabolic liquid velocity profile such as can be found in the riser of an airlift reactor can be twice as high as that corresponding to a flat profile. Knowledge of radial velocity profiles in airlift reactors is therefore essential.

More recently, models based on more fundamental concepts of fluid mechanics have been developed. Attempts to describe airlift hydrodynamics through multidimensional two-fluid models based on point continuity and momentum equations for the gas and liquid phase have been undertaken (Sokolichin and Eigenberger, 1994; Cockx et al., 1997). This approach, generally referred to as computational fluid dynamics (CFD), is already commercially used for simulation of one-phase flows. CFD modeling has the advantage of taking into account all geometrical parameters which, as mentioned previously, have a strong influence on airlift hydrodynamics. However, for such models to give accurate results a better quantitative understanding of the local behavior of two-phase flows is required.

Up to now, only a few studies reporting on measurements of both radial and axial variations of hydrodynamic parameters have been conducted. Nicol and Davidson (1988) measured local gas and liquid phase characteristics in an external loop airlift reactor with gas injection in both riser and downcomer. The reactor, approximately 9 m in height, was operated at high gas flow rates giving rise to the churn turbulent regime throughout the range of operating conditions studied. Another detailed study of an external loop airlift was conducted by Young et al. (1991). The reactor had two interchangeable downcomers of different diameters and a height of approximately 2.5 m. In the range of gas superficial velocities studied, bubbles were of ellipsoidal shape and had a diameter of 4 to 6 mm. Gas and liquid velocities showed strong radial dependency. Becker et al. (1994) measured local velocities of both phases as well as

local gas hold-up and bubble size distributions in a flat rectangular loop reactor 2 m in height. Radial asymmetries were observed for both types of gas spargers used in the study. Experimental data were compared to CFD simulation results and relatively good agreement was obtained. In a study carried out by Rueffer et al. (1995), local measurements were made to evaluate the effect of static mixers on hydrodynamics, in an external loop airlift with a very small downcomer. In addition to the air/water system, they obtained local data for CMC solutions. Recently, Bentifraouine (1997) also measured local gas phase characteristics (gas hold-up, bubble velocity and bubble size) in an external loop airlift reactor using water and CMC solutions as the liquid phase. Strong asymmetries were observed in radial profiles obtained in the lower part of the riser.

The objective of this study is twofold. First and foremost, to improve understanding of two-phase flow hydrodynamics in airlift reactors and to show how local measurements can help to achieve this. Secondly, to establish a set of local flow data which can be used to drive CFD modeling efforts and eventually to validate results.

4.4 Measurement techniques and signal treatment

4.4.1 Hot-film anemometry

Gas hold-up and liquid phase flow characteristics were measured with a constant temperature anemometer (DANTEC 55M01 anemometer with 55M10 standard bridge) equipped with a hot-film probe (DANTEC type 55R11) whose sensitive element is 70 μm in diameter and 1.25 mm in length. Any flow modification which affects heat transfer between the probe and the fluid, and hence changes the probes temperature and resistance, can be detected quasi-instantaneously by the anemometer. Therefore, if fluid temperature and properties remain constant, the voltage of the anemometer signal will be

a function of liquid velocity. In the case of two-phase flow, since the gas/probe convective heat transfer coefficient is much smaller than the liquid/probe coefficient, phase change can easily be detected while measuring velocity fluctuations of the continuous phase, when this phase is present at the tip of the probe.

The anemometer is connected to a voltage substractor in order to bring the signal within the 0-10 V range. The signal is then fed to an analog/digital converter (RTI 800, Analog Device). Data acquisition of the digital signal is conducted with a personal computer. An acquisition frequency of 2 kHz is chosen in order to obtain precise bubble signals while maximizing measurement precision of liquid flow properties. Because of limited computer memory, the number of data points per acquisition is limited to 200 000, resulting in a measuring time of 100 s.

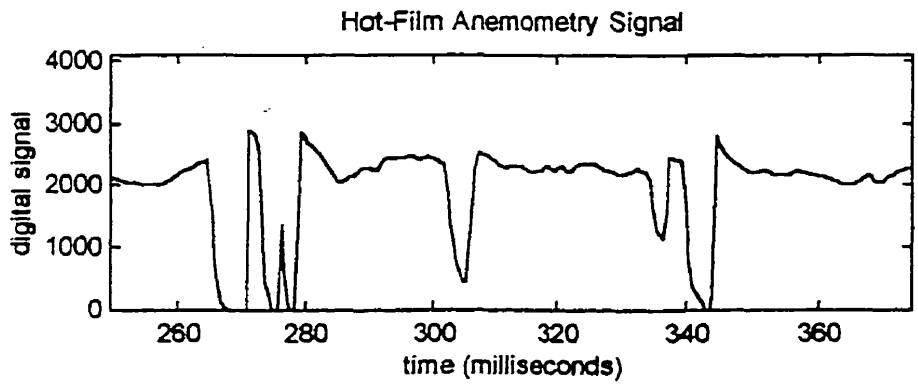


Figure 4.1: Anemometer signal obtained in an air/water flow at $U_G = 0.046$ m/s.

In order to link the anemometer voltage to the corresponding liquid velocity, the hot-film probe is calibrated against a Pitot tube in a 50 mm diameter vertical pipe. Distilled water, which temperature is regulated to 30.0 ± 0.1 °C, is pumped up the pipe, in a closed loop. The Pitot tube is connected to an inclined inverse U manometer.

Average anemometer voltage is linked to liquid speed for 15 different velocities ranging between 0.10 and 0.52 m/s (one should note however that the Pitot readings for the lowest velocities are less precise). For the calibration procedure an acquisition frequency of 1 kHz and measurement period of 1 minute is chosen. Experimental data is represented with a King law of the form $E^2 = A + BV_L^n$.

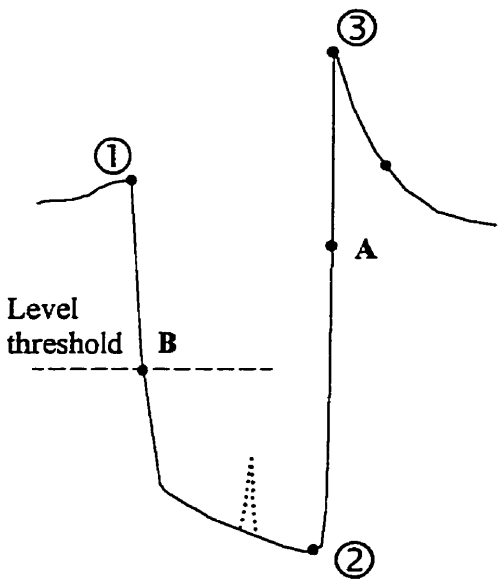


Figure 4.2: Anemometer signal corresponding to a bubble passage.

An example of an anemometry signal obtained in an air/water flow is shown in figure 4.1. When a bubble passes over the hot-film probe, a sudden fall of the Anemometer signal occurs, followed by an abrupt rise when the probe is again immersed in the liquid. Fluctuations are also observed in the liquid phase signal. These represent fluctuations in liquid velocity caused by turbulence. Some other bubble signal characteristics should be mentioned. Bubble-probe contact corresponds to point 1 (figure 4.2). A liquid meniscus remains attached to the probe as the bubble continues to rise. On some occasions, this meniscus will rupture during bubble passage, creating a sharp upward peak in the anemometer signal as illustrated in figure 4.2. In most cases however, the water film does not break until the arrival of the back of the bubble (point 2). Because liquid in a bubble wake rises faster than the bulk liquid, the anemometer signal immediately after bubble passage is higher than that corresponding to bulk liquid velocity.

Before flow properties can be evaluated, proper signal treatment must be applied to differentiate between signal parts of the gas and liquid phases. For this, points 1, 2

and 3 must be correctly identified for each bubble. The signal treatment program developed first detects bubbles with the help of a positive slope threshold to find the sharp rise at the end of each bubble signal. From this identified point (point A), one searches forward through the signal to find point 3. In the same way, point 2 is found by searching backward through the signal from point A. From point 2, one then applies a level threshold in order to avoid confusing a possible meniscus breakage peak with the front of the bubble. In this way one finds point B and from there, by searching backward through the signal, point 1. More details on the signal treatment used are given in the work of Utiger (1998).

Once points 1, 2 and 3 have been identified, calculation of gas hold-up, average liquid velocity and velocity fluctuations is straightforward. Bubble passage time corresponds to the interval between points 1 and 2. Gas hold-up is therefore obtained from temporal integration of these signal sections. For the calculation of liquid flow properties, the signal section between points 2 and 3 (figure 4.2), must also be eliminated, since it is not representative of liquid velocity. The calibration equation is then applied to the remaining anemometry signal.

4.4.2 Optical biprobe

For measurement of local gas phase flow properties, a double optical fiber probe (RTI Instrumentation and Measure) was used, having a known distance of 3.2 mm between the fibers. The diameter of the sensitive optical element is approximately 40 μm. Phase detection is possible due to different refraction indexes of gas and liquid. Infrared light is injected into the glass fibers and transmitted to the probes extremities. It is then either reflected and sent back through the fiber to a receptive diode or completely refracted into the medium. Reflection occurs in the case of the probe being surrounded by a gas bubble whereas refraction happens when the probe is immersed in liquid.

The optical biprobe and its electronic support (opto-electronic module) have an extremely rapid response (in the range of 0.5 to 1 μs), so that local phase changes in gas-liquid flows may be followed quasi instantaneously, even at high bubble frequency. The signal obtained is a quasi-square wave with 0 V (liquid) and 5 V (air) sequences. Data acquisition is conducted with a personal computer with the help of an analog/digital converter (RTI 820, Analog Device). As with hot-film anemometry experiments, an acquisition frequency of 2 kHz was used, allowing measurement times of 70 s and the observation of 300 to 3000 bubbles, depending on gas velocity and the location of the probe in the reactor.

For each probe, bubble passage is detected by applying a level threshold to the recorded digital signal. Gas hold-up is then obtained directly from temporal integration of the gas events recorded by the first probe. Afterwards, by calculating the intercorrelation function of the two signals, the most probable bubble velocity is determined. A range is then defined around this velocity in which, for each bubble passage, a corresponding bubble passage is searched for on the channel corresponding to the second fiber (Roig et al., 1998). For all associated bubbles (bubbles found on both channels) the exact velocity is calculated and the passage time on the first fiber is converted to a corresponding chord length. Chord length classes are then defined and a discrete chord length distribution is obtained. When the gas hold-up is assumed to be locally constant (over one bubble diameter) and the form of the bubble is assumed to be either a sphere or an ellipsoid, the corresponding bubble size distribution can be calculated.

The statistical analysis of our chord length distributions is based on the work of Clark and Turton (1988) for the case of spherical bubbles. The authors predicted the bubble size distribution $P(d)$ by backward transformation of the measured chord length distribution $P(y)$. In practice, we always measure the latter and hence, the backward transformation is of great importance in experimental data analysis. This method yields

satisfactory results, provided that the length of the chord classes is not too small. For some distributions however, instability problems are encountered. Kamp et al. (1995) extended the analysis to ellipsoidal bubble shapes. They developed a software code, which was used in this work, that includes both a backward transformation algorithm and an approximated log-normal bubble size distribution (generally observed from experimental bubble size data) with a mean and a variance obtained by least-square fit of the measured chord length distribution. This substantially increases the precision of the size distribution and avoids negative probabilities as obtained during classical backward transformation. For the ellipsoid, the shape ratio e (small bubble axis over large axis) is assumed to be a function of size and equal to the shape ratio of bubbles rising in still water (wall effects are negligible for $d/D < 0.12$, Clift et al., (1978)). In this work, both backward transformation and assumption of log-normal distribution of bubbles (spherical and ellipsoidal) were tested to obtain the bubble size distribution from the measured chord lengths. Different diameters of interest can then be calculated such as the equivalent diameter d_{10} and the mean Sauter diameter d_{32} defined as follows:

$$d_{10} = \frac{\sum n_i d_i}{N}, \qquad d_{32} = \frac{\sum n_i d_i^3}{\sum n_i d_i^2}$$

4.5 Experimental

Measurements were taken in the riser of an external loop airlift reactor 1.79 m in height, made of altuglass (figure 4.3). The riser and downcomer have inner diameters of 94 and 50 mm respectively. The distance between the axis of both columns is 675 mm. The bottom connection is a 50 mm diameter pipe. Elbows are rounded (curvature radius of 125 mm) to reduce pressure drop and prevent dead zones. The 200 mm high head section whose width varies from 94 mm above the riser to 50 mm above the downcomer,

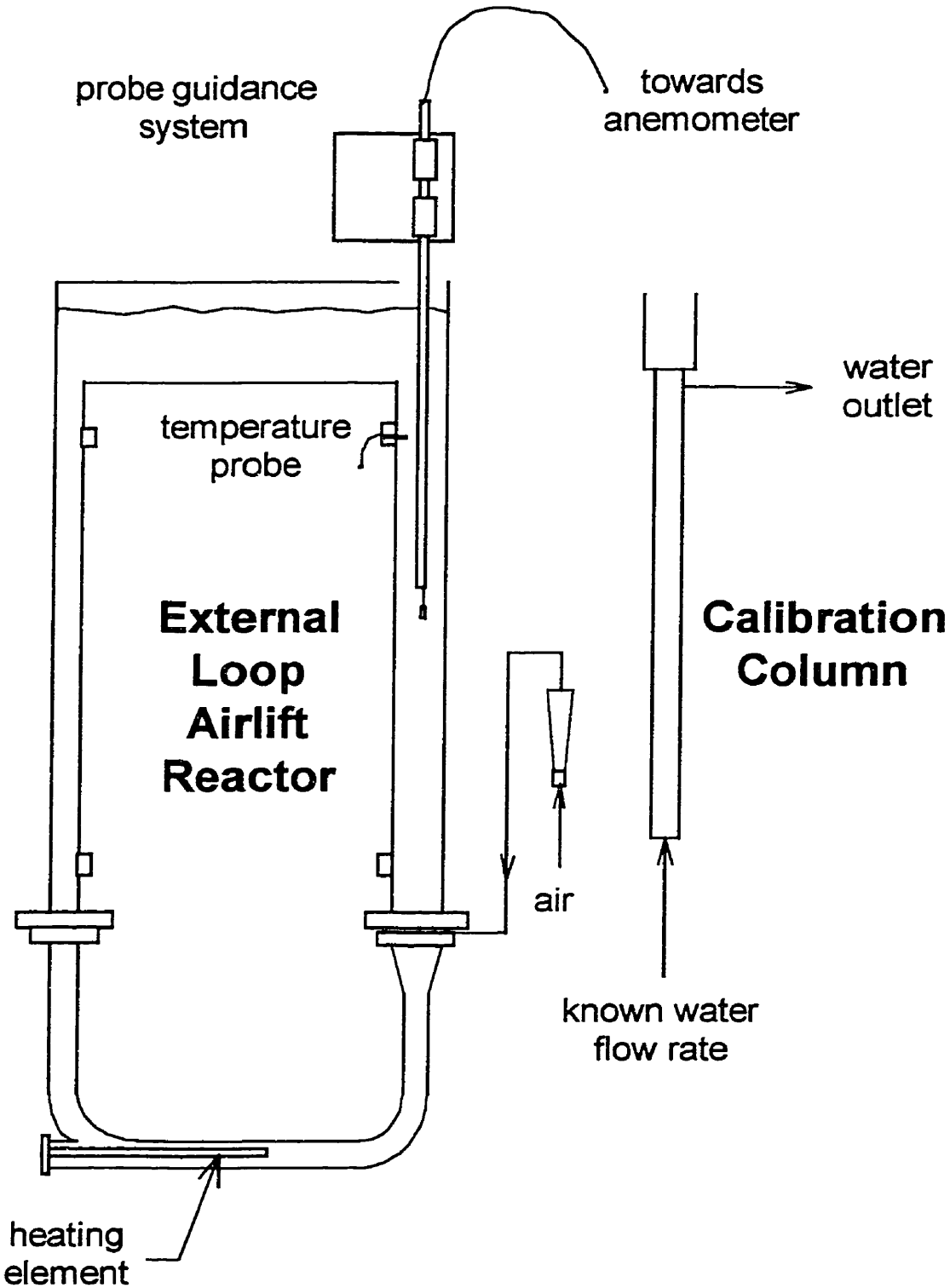


Figure 4.3: Experimental set-up.

is open to the atmosphere. The gas sparger, located immediately above the enlargement in the riser, 340 mm above the bottom elbow, is formed of 8 parallel tubes pierced with a total of 56 holes, 11 mm apart and 0.6 mm in diameter. In the bottom connection, the airlift reactor is equipped with a heating element to regulate the fluid temperature in the riser to 30.0 ± 0.2 °C.

Distilled water was used as the liquid phase in order to avoid anemometer probe fouling. The flow rate of compressed air was regulated with a previously calibrated gas rotameter. A non-aerated liquid height of 1.67 m was used throughout the experiments, resulting in a water volume of 16.5 L. This height was chosen in order to avoid air being sucked into the downcomer. Radial profiles, oriented in the riser-downcomer plane, were obtained at 5 different axial positions in the riser at 0.10, 0.25, 0.50, 0.75 and 1 m above the gas distributor (z/D = 1.0, 2.6, 5.3, 7.9 and 10.6). Superficial gas velocities of 0.029, 0.047 and 0.068 m/s were studied.

4.6 Results and Discussion

For all flow properties measured, strong asymmetries can be observed in the bottom section of the riser, particularly at higher gas flow rates. Radial profiles become more uniform as flow moves axially upwards, indicating developing gas-liquid flow. Gas hold-up profiles are given as an example in figure 4.4. Such developing flow and asymmetric profiles have been previously observed in airlift reactors (Young et al., 1991; Becker et al., 1994; Bentifraouine, 1997). As can be seen in figure 4.4, for positions 0.50 m or more above the sparger ($z/D \geq 5.3$), the shape of radial profiles seems well established (although small asymmetries persist). We will first discuss radial profiles in the well developed flow found in the top section of the airlift. Asymmetries observed in the bottom section will be discussed later.

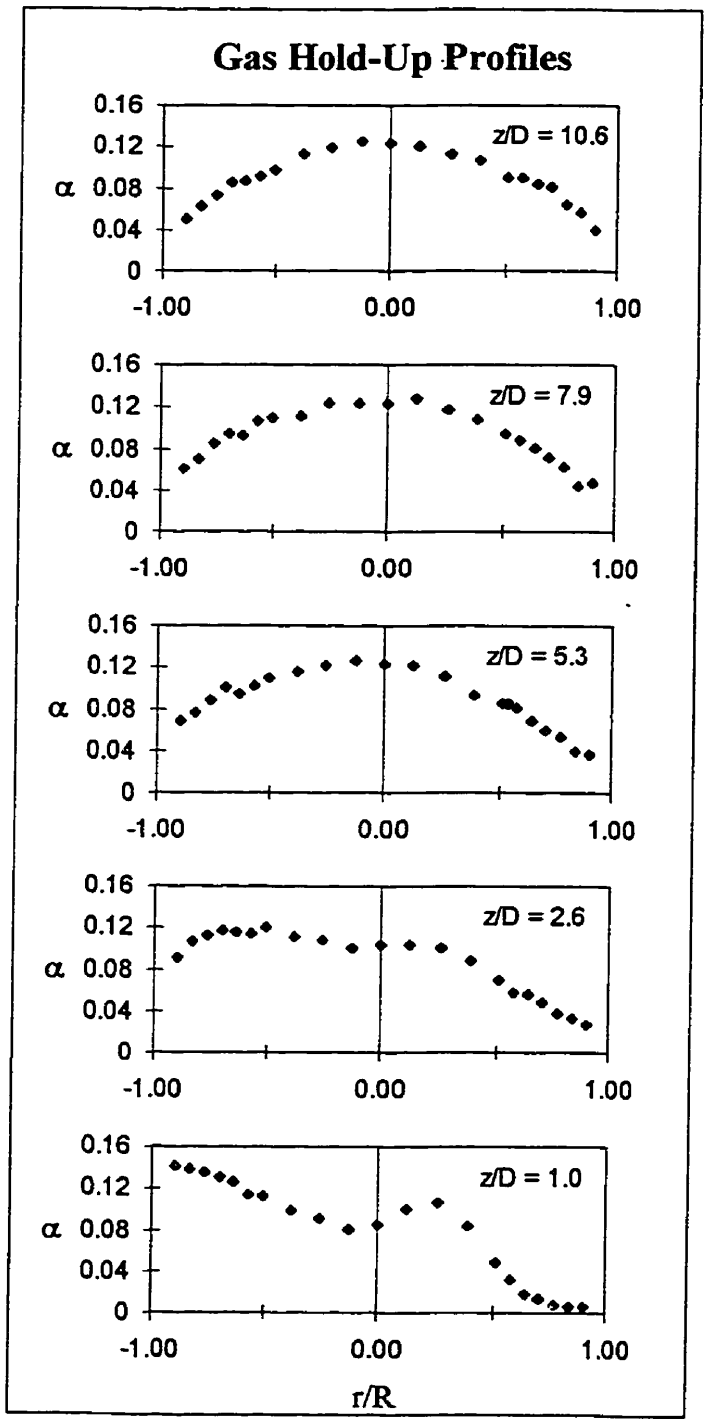


Figure 4.4: Gas hold-up profiles (obtained from hot-film anemometry) at different axial positions for gas superficial velocity of 0.047 m/s.

4.6.1 Error discussion

Gas hold-up profiles obtained from the optical biprobe and hot-film anemometry compare well (figure 4.5), although hot-film anemometry seems to underestimate hold-up slightly. This is probably caused by meniscus breakage that is incorrectly interpreted by the signal treatment program. Bubble signals with a meniscus breakage peak that exceeds the level threshold used in the signal treatment program are interpreted as two bubbles instead of one. A small section of the signal (the meniscus breakage peak) is then not considered in the gas hold-up calculation, leading to a lower value. Several meniscus breakage peaks that exceed the level threshold are observed, especially at high gas flow rates where the underestimation is largest, confirming the previous assumption. Nevertheless, the good agreement between radial

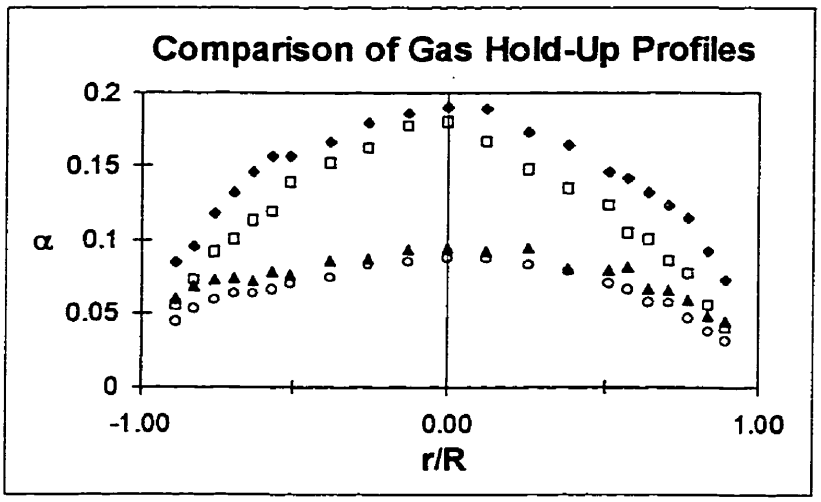


Figure 4.5: Comparison of gas hold-up profiles obtained from the optical biprobe ▲ $U_G = 0.029$ m/s ● $U_G = 0.068$ m/s and hot-film anemometry O $U_G = 0.029$ m/s □ $U_G = 0.068$ m/s at axial position $z/D = 10.6$.

profiles obtained with both measuring techniques (figure 4.5) proves that hot-film anemometry can be used to correctly measure gas hold-up, providing proper signal treatment is used.

For liquid and bubble velocities, flow rates obtained by surface integration of local data agree well with each other as can be seen from table 4.1 (within 9.8 % for liquid velocity and 8.5 % for gas velocity). Average error between gas flow rates obtained from surface integration of local data and those measured by the rotameter is also acceptable (table 4.1). Liquid and bubble velocity results can therefore be considered reliable.

Table 4.1: Average errors on flow rates calculated from surface integration of local data.

Gas superficial velocity	Liquid flow rates Standard deviation	Gas flow rates Standard deviation	Average error of gas flow rate compared to gas rotameter value
0.029 m/s	6.7 %	4.6 %	6.3 %
0.047 m/s	9.8 %	8.5 %	10.3 %
0.068 m/s	5.2 %	6.7 %	8.5 %

4.6.2 Gas hold-up, velocities and bubble size (top section of riser)

Gas hold-up

As expected, gas hold-up increases with gas flow rate. Average gas hold-ups are approximately 5.5, 7.5 and 9.5 % for the three flow rates studied (see table 4.2). Axial variation due to hydrostatic expansion is negligible. As can be seen in figure 4.6, gas hold-up profiles are relatively flat at the lower superficial velocity and become more and more parabolic as gas flow increases. Hold-up near the wall remains almost unchanged while it increases considerably in the center (local maximal values of 9, 13 and 17 %). Such an evolution seems logical, since an increase in flow rate implies the presence of a larger number of bubbles which favors coalescence and the production of larger bubbles. This will be confirmed by bubble size measurements presented later. These bubbles have a tendency to go towards the center of the column (Liu, 1993), thereby increasing gas hold-up in this region. These results are however in contradiction with those obtained by Young et al. (1991). They found relatively flat hold-up profiles regardless of gas flow rate, although they worked with similar gas superficial velocities and observed similar bubble sizes. Nicol and Davidson (1988), who worked at very high gas superficial velocities, obtained even more parabolic profiles which seems to confirm the

tendency observed in this study. However, the shape of their profiles did not change with gas flow rate. This might be explained by a difference in the flow regime (churn turbulent in their case).

Liquid velocity

As for gas hold-up, liquid velocities increase with gas flow rate (see figure 4.6). Average values are about 0.20, 0.25 and 0.27 m/s (table 4.2) whereas central maximal velocities are 0.40, 0.47 and 0.53 m/s. Radial profiles of liquid velocity are strongly parabolic but, contrarily to gas hold-up profiles, their shape does not change with gas flow rate. In fact, radial velocity profiles normed by the maximal velocity all fall on the same curve as shown in figure 4.7. Young et al. (1991) obtained similar results for their 0.14 m downcomer with a D_d/D_r ratio of 0.73. However for their smaller downcomer, with a D_d/D_r ratio closer to that of this study (0.47 compared to 0.53), they observed liquid velocity profiles that become more and more parabolic with increasing gas flow rate (trend seen in this work for gas hold-up profiles). Rueffer et al. (1995), observed slightly flatter liquid velocity profiles probably due to their very small downcomer (D_d/D_r =0.33) which gave rise to much lower mean liquid velocities. Nicol and Davidson (1988) who, as mentioned previously, worked with much higher gas

Table 4.2: Average values of flow characteristics in the top part of the riser.

Gas superficial velocity (m/s)	Gas hold-up (%)	Liquid velocity (m/s)	Bubble velocity (m/s)	Bubble Sauter diameter (mm)
0.029	5.5	0.20	0.56	4.9
0.047	7.5	0.25	0.66	6.5
0.068	9.5	0.27	0.75	7.7

superficial velocities (0.13 to 0.50 m/s) in an airlift with a D_d/D_r ratio of 1, found liquid velocity profiles in the 1/7th power law form, as in one-phase liquid flow. This is clearly not the case in this study (figure 4.7).

Garcia Calvo (1992) suggested the following equation to represent radial liquid velocity profiles:

$$\frac{V_L - \overline{V_L}}{V_{Lc} - \overline{V_L}} = 1 - 2^{n/2}\left(\frac{r}{R}\right)^n$$

which fits data from this study relatively well with a value of n = 1.69 (figure 4.7). Young et al. (1991), described their flow profiles with the following equation first suggested by Zuber and Findlay (1965):

$$\frac{j}{j_c} = 1 - \left(\frac{r}{R}\right)^m$$

where j is the superficial mixture velocity. If only their upper more uniform radial profiles are considered, average values of m = 1.86 and m = 2.53 are obtained for their 140 and 89 mm diameter downcomer, respectively. For comparison, experimental data from this study gives an intermediate average value of m = 2.19. The exponents of these two similar equations are therefore quite different. It should be pointed out, that mixture superficial velocity is not a very practical variable to use for airlift reactors. Although quite useful in vertical two-phase upflow in pipes, j, which is equal to the sum of gas and liquid superficial velocities, is not a value readily available or even directly measurable in the case of airlift reactors. In addition, liquid velocity profiles, not superficial mixture velocity profiles, are needed to properly evaluate friction energy losses in models based on an energy balance on the airlift loop. For these reasons, the velocity profile proposed by Garcia Calvo (1992) is preferred.

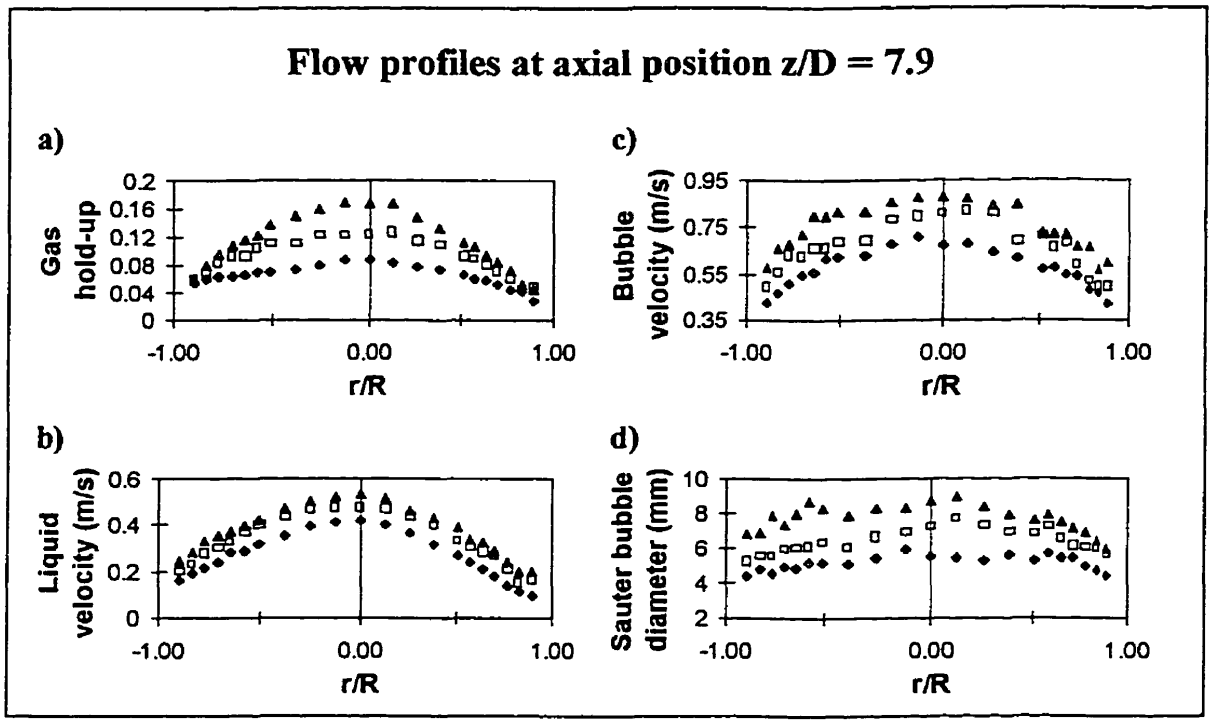


Figure 4.6: Flow profiles at axial position z/D = 7.9 ● U_G = 0.029 m/s, □ U_G = 0.047 m/s, ▲ U_G = 0.068 m/s.

Bubble velocity and bubble diameters

Bubble velocities also increase with gas flow rate and average values of 0.56, 0.66 and 0.75 m/s were measured (table 4.2). Profile shape is similar to that of liquid velocity profiles, although they seem slightly flatter, and their shape also remains unchanged with an increase in gas flow rate (figure 4.6). Axial variations are found to be negligible at positions 0.50 m or more above the gas distributor ($z/D \geq 5.3$) , indicating that developed bubble velocity has been reached. As a comparison, Young et al. (1991) obtained radial bubble velocity profiles with shapes similar to their liquid velocity profiles, and this for both downcomers used.

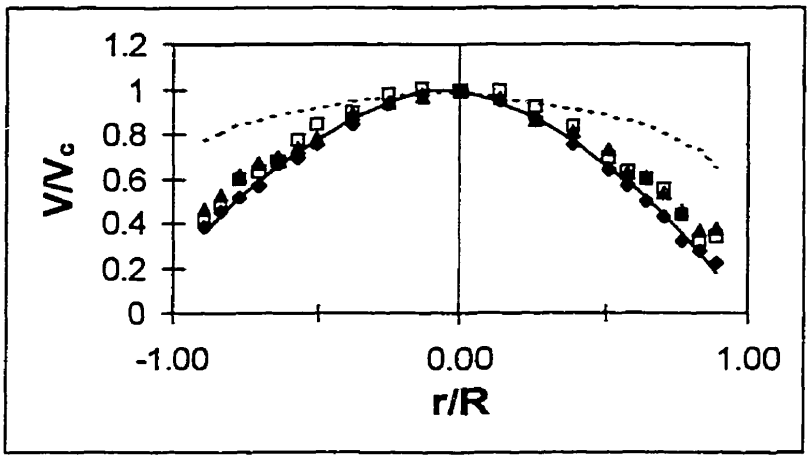


Figure 4.7: Normalised velocity profiles and curve fit at position $z/D = 7.9$: ● $U_G = 0.029$ m/s, □ $U_G = 0.047$ m/s, ▲ $U_G = 0.068$ m/s, --- 1/7 power law profile, — curve fit, n = 1.69.

Bubble Sauter diameters are calculated assuming ellipsoidal bubble shape. It is worth noting that the use of this hypothesis in flow data treatment leads to an increase of 1 to 1.5 mm in the length of the horizontal bubble axis when compared to spherical bubbles. Independent visual observation of gas bubbles with the aid of a camera confirmed deviation from spherical shape for bubble diameters greater than about 1 to 2 mm.

Radial profiles of Sauter bubble diameter are reported in figure 4.6. Average values of 4.9, 6.5 and 7.7 mm (table 4.2) are obtained for the three gas flow rates studied. As can be seen, profiles show slight central maxima. Radial variation of the Sauter diameter ranges between 20 and 30 % of the maximum values. Axial variation for the three upper measuring positions is of the order of ± 0.2, ± 0.2 and ± 0.5 mm for gas flow rates of 0.029, 0.047 and 0.068 m/s, respectively. Thus the axial dependence of the local bubble size due to the small hydrostatic pressure expansion appears to be modest with respect to the increase of bubble diameter caused by the change in gas flow rate. Increase in bubble size with gas flow rate was also observed by Nicol and

Davidson (1988) who found average bubble Sauter diameters based on spherical shape of about 4 mm. The higher the gas superficial velocity, the more bubbles are present in the flow, favoring coalescence and the formation of larger bubbles. In turbulent flow, bubble size is however controlled by the equilibrium between dynamic pressure and surface tension forces (Calderbank, 1967). The increase in liquid velocity with gas flow rate should therefore counteract the increase in bubble size due to coalescence.

An explanation for this can be found when comparing Sauter bubble diameters (d_{32}) to equivalent diameters (d_{10}). A large difference between these two average diameters will tend to indicate the existence of two bubble populations or a wide bubble size distribution. In fact, the presence of a few very large bubbles can increase the

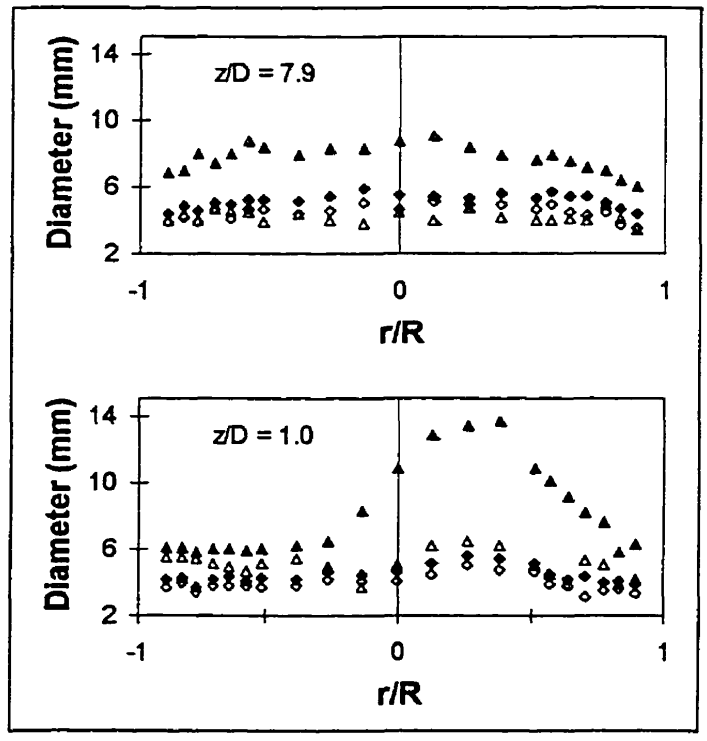


Figure 4.8: Comparison of equivalent and Sauter bubble diameters. d_{32}: ● $U_G = 0.029$ m/s, ▲ $U_G = 0.068$ m/s; d_{10} : ◇ $U_G = 0.029$ m/s, △ $U_G = 0.068$ m/s.

Sauter bubble diameter considerably while the equivalent diameter will remain relatively unchanged. From figure 4.8, one can notice that at $z/D = 1.0$, for $U_G = 0.068$ m/s, Sauter bubble diameter at $r/R \approx 0.3$ is extremely high while d_{10} only increases slightly. This suggests the presence of a small number of very large diameter bubbles superimposed on a much more numerous small diameter bubble population. The origin of this is discussed later. Now, examining profiles at $z/D = 7.9$ (figure 4.8), one sees that at the lower superficial gas velocity, d_{32} is only slightly higher than d_{10}, indicating a fairly homogenous bubble population. For the higher gas flow rate however, Sauter bubble diameter is almost 2 mm higher than the d_{10}, indicating the presence of large bubbles. In addition, the equivalent diameter seems to diminish with the increase in gas flow rate, such as predicted by the force equilibrium. Although a few large bubbles will affect the Sauter bubble diameter considerably, it still should be used for flow characterization in airlift reactors since the d_{32} is directly related to interfacial area ($a = 6\varepsilon_G/d_{32}$). The presence of very large bubbles as observed for $U_G = 0.068$ m/s may indicate transition towards the churn turbulent flow regime. The bimodal distribution evidenced in this study is similar to the one observed in bubble columns at and above the transition towards churn turbulent flow (Hyndman et al., 1997).

Slip velocity

Slip velocity (V_G - V_L) profiles can be computed from gas and liquid velocity data. Radial profiles, shown in figure 4.9, reveal much more scatter in data than obtained for other flow properties. This situation is certainly due to the fact that experimental errors on gas and liquid velocities add up when evaluating slip velocities. The order of magnitude of slip velocities obtained agrees well with the terminal velocity of bubbles rising in a chain (Marks, 1973) for bubbles of about 6 mm in diameter. As a first approximation, slip velocities (figure 4.9) are considered to be independent of radial position. This is expected since bubble and liquid velocity profiles have similar shapes. On the other hand, figure 4.9 clearly indicates an increase in relative velocities with gas

flow rate, averaging 0.28, 0.31 and 0.37 m/s respectively at the three superficial gas velocities studied. This result is certainly due to the corresponding increase in bubble population density and bubble diameter. One concludes that slip velocities may differ considerably with the value of 0.25 m/s often used in airlift modeling, especially at high gas flow rates.

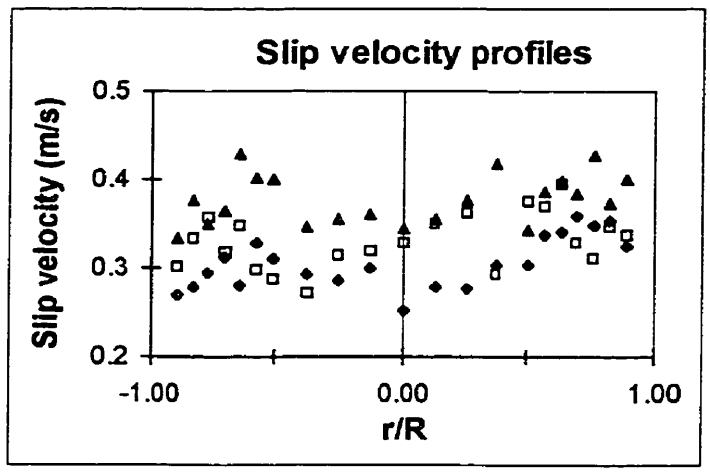


Figure 4.9: Slip velocity profiles at axial position $z/D = 7.9$ ● $U_G = 0.029$ m/s, □ $U_G = 0.047$ m/s, ▲ $U_G = 0.068$ m/s.

4.6.3 Liquid velocity fluctuations and turbulence intensity (top section of riser)

Before discussing turbulence related results, a short explanation on the nature of two-phase turbulence is necessary. As mentioned previously, liquid velocity takes into account both the bulk of the liquid phase and the faster rising bubble wakes. Calculated liquid velocity fluctuations are therefore composed of both the velocity fluctuations of the bulk liquid and the difference between bulk liquid and wake velocities. The first term can be referred to as intrinsic liquid turbulence whereas the second term is the bubble induced turbulence, sometimes called pseudo-turbulence. The measured values

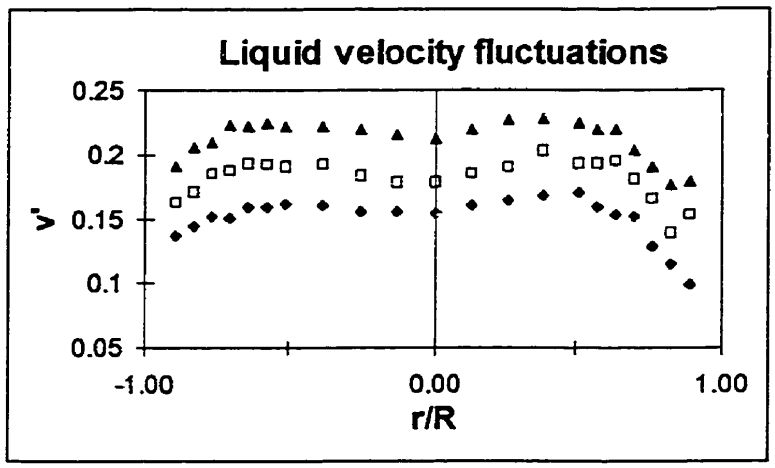


Figure 4.10: Liquid velocity fluctuations at axial position $z/D = 7.9$ ● U_G = 0.029 m/s, □ $U_G = 0.047$ m/s, ▲ $U_G = 0.068$ m/s.

are of course the sum of both of these terms. In some cases, bubble-induced turbulence has been shown to contribute more than 90 % of the total turbulent energy (Liu and Bankoff, 1993).

As with other flow properties, the shape of velocity fluctuation profiles (figure 4.10) seems established at positions 0.5 m or more above the sparger (their value however continues to vary as will be discussed later). Fluctuations are lower in the center, maximum about half way between the center and the wall and again lower close to the wall. Such profiles with two maxima have been observed previously in a bubble column (Menzel et al., 1990). On the other hand, in two-phase upflow in vertical pipes, velocity fluctuation profiles go from concave shaped (central minimum) to convex shaped (central maximum) depending on operating conditions (Liu and Bankoff, 1993). This seems to indicate that gas-liquid flow in the riser of airlift reactors is closer to bubble column flow than simple two-phase vertical upflow. The same conclusion has already been reached by several authors. Verlaan et al. (1989) studied the transition from airlift to bubble column behavior by controlling liquid velocity with a valve in the

bottom section. Garcia Calvo and Letón (1991) developed a flow model to account for the energy losses in zones of liquid recirculation that appear in the riser of airlift reactors as bubble column flow is approached. Such zones may appear when pressure drops are important, and among others when the surface ratio A_d/A_r is small. In this study, stagnant bubbles (most likely indicating the presence of small recirculations) could sometimes be observed visually near the riser wall.

Turbulence intensity ($\sqrt{\overline{v_L^2}}/\overline{V_L} = v'/\overline{V_L}$) profiles, shown in figure 4.11, have a concave parabolic form. This shape is reported in the literature for both airlift reactors (Young et al., 1991) and two-phase vertical upflow in pipes (Liu and Bankoff, 1993). Central turbulence intensity values at the two highest axial positions are approximately 38 % regardless of gas flow rate. Turbulence intensities near the wall can become quite high (more than 80 %). However these results should be looked at with a critical eye for if there are small recirculations near the riser wall, hot film-anemometry results will not be very reliable.

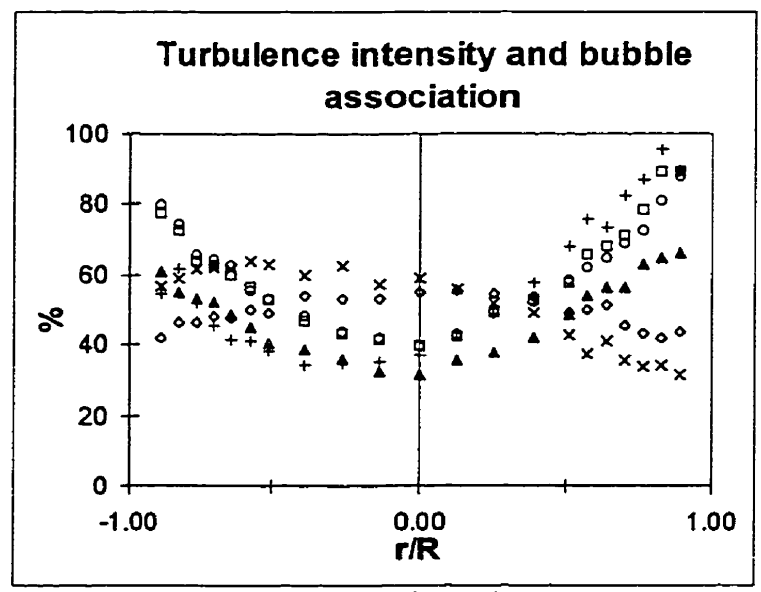


Figure 4.11: Turbulence intensity (+ $z/D = 2.6$, ▲ $z/D = 5.3$, □ $z/D = 7.9$, O $z/D = 10.6$) and bubble association ratio (x $z/D = 2.6$, ◇ $z/D = 7.9$) at superficial gas velocity $U_G = 0.068$ m/s.

Although the turbulence intensity profile shape seems established for positions 0.5 m ($z/D = 5.3$) or more above the sparger, a closer inspection shows that values of both velocity fluctuations and turbulence intensity are much lower at $z/D = 5.3$ than at $z/D = 7.9$ and $z/D = 10.6$. The two latter profiles more or less coincide (figure 4.11). This is observed for all gas flow rates studied. It seems that turbulence increases and reaches a constant value at $z/D = 7.9$, indicating that flow continues to develop up to this position, despite the fact that gas hold-up and velocities are invariant for $z/D \geq 5.3$. Second order flow properties, such as velocity fluctuations and turbulence intensity, may therefore be better indicators of developed flow than first order properties such as velocities and gas hold-up. Developing flow considerations are important since, as shown by experimental data, such flow can prevail in a large portions of the airlift reactor, considerably affecting the energy balance through significantly higher friction factors (Young et al., 1991).

From the optical biprobe signal treatment program, one obtains, among other variables, the bubble association rate, defined as the ratio of the number of bubbles that pass over both probes to the number of bubbles that pass over the first probe. Interestingly, radial bubble association rate profiles have the same shape as turbulence intensity profiles, except upside-down as can be seen in figure 4.11. Hence, bubble association rate is high when turbulence is relatively low, and vice versa. This seems logical since increased turbulence will more often deviate bubbles from the second probe. Since bubble association rate and turbulence intensity profile shapes are opposite but otherwise almost identical, the former may be used to obtain an approximation of the latter when only an optic biprobe is available.

4.6.4 Flow asymmetries (bottom of riser)

Strong flow asymmetries are observed in the bottom part of the riser, above the sparger. Radial profiles shown in figure 4.4, indicate that at lower axial positions, gas

hold-up is much smaller on the right-hand side (exterior side of the airlift loop). This also holds for liquid and bubble velocities. Profiles at $z/D = 1.0$ are most remarkable and are shown in figure 4.12. As mentioned before, such flow characteristics have been observed previously in external loop airlift reactors. Young et al. (1991) observed flow asymmetries in the bottom of their riser despite the use of straightening vanes placed upstream of the sparger. Becker et al. (1994), detected flow asymmetries throughout the upflow section of their 2 m high rectangular airlift. In the lower part of the riser, liquid and bubble velocities were very small on the interior side of the airlift loop, whereas in the upper part, velocities were slightly lower on the opposite side. CFD simulation results of Becker et al. (1994) reproduced the same trend. Bentifraouine (1997) also measured asymmetric radial profiles of gas flow properties in the bottom part of the

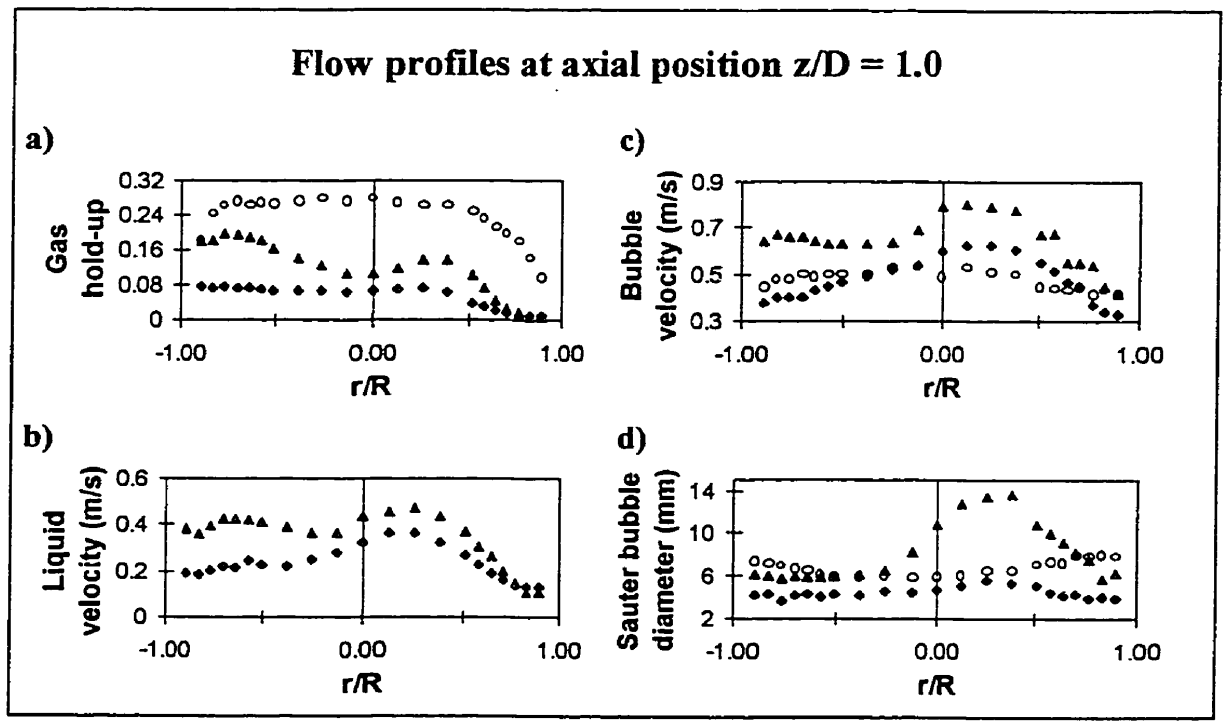


Figure 4.12: Flow profiles at axial position $z/D = 1.0$. Airlift reactor: ◆ $U_G = 0.029$ m/s, ▲ $U_G = 0.068$ m/s; bubble column: O $U_G = 0.068$ m/s.

riser. Interestingly, the flow asymmetry changed side depending on the liquid media that was used.

In this study, visual observations indicate a strong recirculation on the right-hand side of the riser, immediately above the sparger, clearly confirmed by experimental results. The recirculation locally reduces the flow section. The liquid phase bypasses the recirculation and all bubbles coming from the right-hand part of the sparger are swept along by the liquid. This gives rise to a large bubble population density immediately to the left of the recirculation zone with the following consequences: 1) high gas hold-up in this region, in particular at high gas velocities, as illustrated by the local maximum at $r/R \approx 0.3$ (figure 4.12a), 2) favored coalescence as confirmed by the high Sauter bubble diameter measured in the same area (up to 14 mm at the highest gas flow rate as can be seen in figure 4.12c), 3) higher bubble velocities as shown by experimental results in figure 4.12d and 4) increased liquid velocity (figure 4.12b). The latter is caused by a combination of three effects: passage section for liquid flow is reduced, a larger fraction of the liquid will be in bubble wakes which rise faster than the bulk of the continuous phase, and finally, the wakes of large bubbles formed through coalescence have higher velocities.

The flow asymmetries observed are most likely caused by the geometry of the elbow that reorients the flow, coming from the downcomer, into the riser. To test the influence of the gas sparger, gas phase measurements were made in bubble column operation, by filling the riser only partly so that no liquid recirculation through the downcomer is possible. Results show generally flat profiles (figures 12a, c and d) indicating that the gas distributor is not the cause of the observed asymmetries. For the air/water system, a similar recirculation zone has been reported by Bentifraouine (1997), although observed on the interior side of the airlift loop. From monophase flow

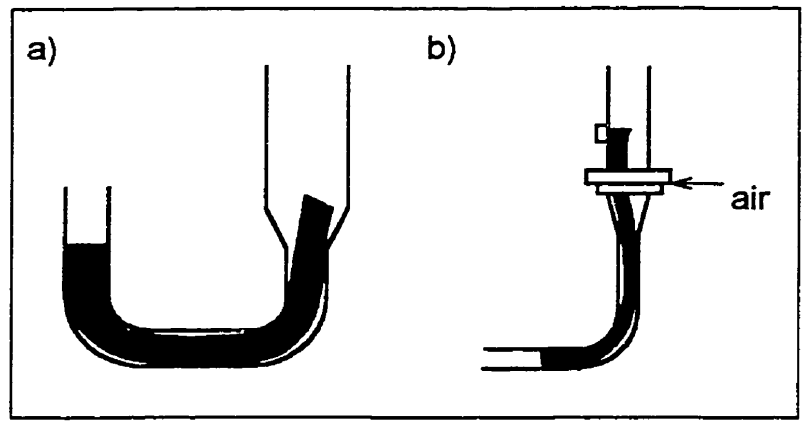


Figure 4.13: Hypothesis as to the cause of the recirculation. a) monophase flow simulation of Bentifraouine (1997), b) hypothesis for the airlift used in this study.

simulations (figure 4.13a), the author concluded that at the exit of the bottom elbow the main current is directed towards the right wall of the riser, resulting in a recirculation on the opposite side. Two-phase flow simulation results of Becker et al. (1994) also show a recirculation on the inside of the airlift loop, immediately above the sparger. In the present study, the vertical pipe section between the airlift bottom elbow and the sparger is longer. It is therefore possible that the main current is first directed to the right-hand side and then driven back to the left as a result of a rebound on the riser wall. This hypothesis is illustrated in figure 4.13b.

Whatever the exact cause of the recirculation, the fact remains that it considerably affects flow properties in the bottom part of the riser. For relatively small airlift reactors, as used in experimental studies and in some bioprocess applications, this section will constitute a significant portion of the entire reactor. Such flow asymmetries can therefore considerably affect overall reactor performance. Among others, the increased coalescence of bubbles caused by the recirculation can greatly reduce interfacial area and hence mass transfer, which is most often the main objective of airlift reactors.

4.7 Conclusion

Studies featuring local measurements are still scarce although such measurements are essential for a better understanding of two-phase flow in airlift reactors. In this study, a large recirculation is observed immediately above the riser. This recirculation reduces flow passage section, locally increases bubble density, favoring the formation of bigger bubbles and hence reduction in interfacial area. If only average measuring techniques are used such a recirculation could go unnoticed and its cause and effects could not be analyzed. The observed recirculation is most likely caused by the shape of the bottom elbow, proving the importance of geometrical parameters. Developing flow persists through a large portion of the riser leading to considerably higher frictional energy losses in the experimental airlift reactor. Developing flow will have a much lesser effect on hydrodynamics in a taller unit, which should be kept in mind when considering scale-up. Also, the flow structure in the airlift reactor studied seems closer to that found in bubble columns than to simple two-phase vertical upflow in pipes.

In the upper part of the riser, where flow profile shapes are established, central gas hold-up values increase considerably with gas flow rate while values near the wall remain almost unchanged. This can be related to the corresponding increase in bubble size, as larger bubbles tend to migrate towards the center of the riser, thereby increasing the number of bubbles in this region. The shape of liquid velocity profiles, on the other hand, does not vary with gas flow rate and can be represented by an equation suggested by Garcia Calvo (1992). This profile equation can be used in existing models to help evaluate friction energy losses in the riser. At large gas flow rates, where bubble density is high, slip velocity, that also appears in several models, is found to deviate considerably from the frequently used value of 0.25 m/s.

Further work is still necessary to understand two-phase flow in airlift reactors. Studies on two-phase turbulence as well as bubble rupture and coalescence phenomena need to be pursued. CFD modeling seems a promising approach, in particular because it can take into account all geometrical parameters. However, such model development and validation cannot be made without local experimental data. The experimental data presented in this paper can be used for this purpose.

4.8 Acknowledgements

The main author (M.U.) would like to thank the National Science and Engineering Research Council of Canada and the Fonds pour la Formation de Chercheurs et l'Aide à la Recherche (Québec) for their financial support.

4.9 Nomenclature

A	calibration constant, V^2
B	calibration constant, $V^2 \cdot s^n/m^n$
d	bubble diameter, m
d_{10}	equivalent bubble diameter, mm
d_{32}	bubble Sauter diameter, mm
d_i	bubble diameter of the ith bubble class, mm
D	column diameter, m
e	shape ratio
E	anemometer voltage, V
j	mixture superficial velocity, m/s
m	exponent
n	exponent
n_i	number of bubbles in the ith bubble class

N	total number of bubbles
P	probability
r	radial position, m
R	riser column radius, m
U	superficial velocity, m/s
v	velocity fluctuation, m/s
v'	average velocity fluctuation, m/s
V	linear velocity, m/s
y	bubble chord length, m
z	height above gas sparger, m

Greek letters

α	fractional gas hold-up

Subscripts

c	center of column
d	downcomer
G	gas
L	liquid
r	riser

4.10 References

Akita, K., T. Okazaki and H. Koyama, "Gas Holdups and Friction Factors of Gas-Liquid Two-Phase Flow in an Air-lift Bubble Column", J. Chem. Eng. Japan **21**, 476-482 (1988).

Becker, S., A. Sokolichin and G. Eigenberger, "Gas-Liquid Flow in Bubble Columns and Loop Reactors: Part II. Comparison of Detailed Experiments and Flow Simulations", Chem. Eng. Sci. **49**, 5747-5762 (1994).

Bello, R. A., C. W. Robinson and M. Moo-Young, "Liquid Circulation and Mixing Characteristics of Airlift Contactors", Can. J. Chem. Eng. **62**, 573-577 (1984).

Bello, R. A., C.W. Robinson and M. Moo-Young, "Gas Hold-up and Overall Volumetric Oxygen Transfer Coefficient in Airlift Contactors", Biotech. Bioeng. **27**, 369-381 (1985).

Bentifraouine, C., "Hydrodynamique globale, locale et transfert de matière dans un réacteur airlift à boucle externe" Doctoral Thesis, ENSIGC, INP Toulouse, France (1997).

Bentifraouine, C., C. Xuereb and J.-P. Riba, "An Experimental Study of the Hydrodynamic Characteristics of External Loop Airlift Contactors", J. Chem. Tech. Biotech. **69**, 345-349 (1997).

Calderbank, P. H., "Mass Transfer in Fermentation Equipment", in "Biochemical and Biological Engineering Science", vol. 1, N. Blakebrough, Ed., Academic Press, London (1967), pp. 101-180.

Chisti, M. Y., B. Halard and M. Moo-Young, "Liquid Circulation in Airlift Reactors", Chem. Eng. Sci. **43**, 451-457 (1988).

Chisti, M. Y., "Airlift Bioreactors", Elsevier Applied Science, New York (1989).

Clark, N. N. and R. Turton, "Chord Length Distributions Related to Bubble Size Distributions in Multiphase Flows", Int. J. Multphase Flow **14**, 413-424 (1988).

Clift, R., J. R. Grace and M. E. Weber, "Bubbles, Drops and Particles", Academic Press, New York (1978).

Cockx, A., A. Liné, M. Roustan, and Z. Do Quang, "CFD-Modelling of Bubbly Flow Reactors: Air-Lifts, Aeration and Bubble Columns" in "Proc. 1st European Congr. Chem. Eng.", vol. 3, Florence, Italy, May 4-7, 1997, pp. 1787-1790.

Garcia Calvo, E., "A Fluid Dynamic Model for Airlift Reactors", Chem. Eng. Sci. **44**, 321-323 (1989).

Garcia Calvo, E., "Fluid Dynamics of Airlift Reactors: Two-Phase Friction Factors", AIChE J. **38**, 1662-1666 (1992).

Garcia Calvo, E. and P. Letón, "A Fluid Dynamic Model for Bubble Columns and Airlift Reactors", Chem. Eng Sci. **46**, 2947-2951 (1991).

Garcia Calvo, E. and P. Letón, "Prediction of Gas Hold-Up and Liquid Velocity in Airlift Reactors Using Two-Phase Flow Friction Coefficients", J. Chem. Tech. Biotech. **67**, 388-396 (1996).

Hsu, Y. C. and M. P. Dudukovic, "Gas Holdup and Liquid Recirculation in Gas-Lift Reactors", Chem. Eng. Sci. **35**, 135-141 (1980).

Hyndman, C. L., F. Larachi and C. Guy, "Understanding Gas-Phase Hydrodynamics in Bubble Columns: a Convective Model Based on Kinetic Theory", Chem. Eng. Sci. **52**, 63-77 (1997).

Kamp, A. M., C. Colin and J. Fabre, "Techniques de mesure par sonde optique double en écoulement diphasique à bulles", Cert Onéra, Colloque de Mécanique des Fluides Expérimentale, Toulouse, France, May 11-12, 1995.

Lefrançois, M. L., C. C. Mariller, and J. C. Mejane, "Effectionnements aux procédés de culture forgiques et de fermentations industrielles", Patent, No. 1102200, France (1955).

Liu, T. J., "Bubble Size and Entrance Length Effects on Void Development in a Vertical Channel", Int. J. Multiphase Flow **19**, 99-113 (1993).

Liu, T. J. and S. G. Bankoff, "Structure of Air-Water Bubbly Flow in a Vertical Pipe - I. Liquid Mean Velocity and Turbulence Measurements", Int. J. Heat Mass Trans. **36**, 1049-1060 (1993).

Marks, C. H., "Measurements of the Terminal Velocity of Bubbles Rising in a Chain, J. Fluids. Eng. **95**, 17-22 (1973).

Menzel T., T. in der Weide, O. Staudacher, O. Wein and U. Onken, "Reynolds Shear Stress for Modeling of Bubble Column Reactors", Ind. Eng. Chem. Res. **29**, 988-994 (1990).

Merchuk, J. C. and Y. Stein, "Local Hold-up and Liquid Velocity in Air-lift Reactors", AIChE J. **27**, 377-388 (1981).

Merchuk, J. C., N. Ladwa, A. Cameron, M. Bulmer and A. Pickett, "Concentric-Tube Airlift Reactors: Effects of Geometrical Design on Performance", AIChE J. **40**, 1105-1900 (1994).

Nicol, R. S. and J. F. Davidson, "Gas Hold-up in Circulating Bubble Columns", Chem. Eng. Res. Des. **66**, 152-158 (1988).

Roig, V., C. Suzanne and L. Masbernat, "Experimental Investigation of a Turbulent Bubbly Mixing Layer", Int. J. Multiphase Flow, **24**, 35-54 (1998).

Rueffer, H. M., S. Broering, and K. Schuegerl, "Fluiddynamic Characterization of Airlift Tower Loop Bioreactors with and without Motionless Mixers", Bioprocess Eng. **12**, 119-130 (1995).

Russell, A. B., C. R. Thomas and M. D. Lilly, "The Influence of Vessel Height and Top-Section Size on the Hydrodynamic Characteristics of Airlift Fermentors", Biotech. Bioeng. **43**, 69-76 (1994).

Siegel, M. and J. C. Merchuk, "Hydrodynamics in Rectangular Airlift Reactors: Scale-up and the Influence of Gas-liquid Separator Design", Can. J. Chem. Eng. **69**, 465-473 (1991).

Snape, J. B., J. Zahradnik, M. Fialova and N.H. Thomas, "Liquid-phase Properties and Sparger Design Effects in an External-loop Airlift Reactor", Chem. Eng. Sci. **50**, 3175-3186 (1995).

Sokolichin, A. and G. Eigenberger, "Gas-Liquid Flow in Bubble Columns and Loop Reactors: Part I. Detailed Modelling and Numerical Simulation", Chem. Eng. Sci. **49**, 5735-5746 (1994).

Utiger, M., "Étude de l'hydrodynamique locale d'un réacteur airlift à boucle externe par anémométrie à film chaud", M.Sc.A. Thesis, École Polytechnique de Montréal, Canada (1998).

Verlaan, P., J. Tramper, K. Van't Riet and K. Ch. A. M. Luyben, "A Hydrodynamic Model for an Airlift-loop Bioreactor with External Loop", Chem. Eng. J. **33**, B43-B53 (1986).

Verlaan, P., J.-C. Vos and K. Van't Riet, "Hydrodynamics of the Flow Transition from a Bubble Column to an Airlift-Loop Reactor", J. Chem. Tech. Biotech. **45**, 109-121 (1989).

Wallis, G. B. "One-Dimensionnal Two-Phase Flow", McGraw-Hill, New York (1969).

Young, M. A., R. G. Carbonell and D. F. Ollis, "Airlift Bioreactors: Analysis of Local Two-Phase Hydrodynamics", AIChE J. **37**, 403-428 (1991).

Zuber, N. and J. A. Findlay, "Average Volumetric Concentration in Two-Phase Systems", J. Heat Trans. **87**, 453-468 (1965).

CONCLUSION

Les travaux comportant des mesures locales, encore rares, sont indispensables pour acquérir une meilleure compréhension de l'hydrodynamique des écoulements diphasiques en réacteur airlift. Ainsi, la présente étude a permis de mettre en évidence la structure de l'écoulement dans la zone ascendante d'un airlift à boucle externe. Une importante recirculation a été observée juste au-dessus du distributeur, du côté externe de la boucle. Cette recirculation réduit la section de passage et augmente la densité de bulles, favorisant la coalescence. Il en résulte une augmentation du diamètre de Sauter et par conséquent une réduction de l'aire interfaciale. Des mesures globales n'auraient pas permis de mettre en évidence ces conséquences.

La recirculation, sans doute causée par la forme du coude situé au bas de l'airlift, montre bien l'importance des paramètres géométriques. L'écoulement continue à se développer sur une grande partie du riser, entraînant des pertes de charges plus élevées qu'en écoulement établi. Pour un réacteur plus grand, le développement de l'écoulement aura cependant un impact moindre, fait à considérer lors de la mise à l'échelle. De plus, l'écoulement dans le réacteur étudié semble s'apparenter davantage à celui retrouvé en colonnes à bulles qu'à un écoulement diphasique ascendant en conduite.

Dans le haut du riser, la forme des profils radiaux ne varie plus avec la position axiale. Les profils de taux de vide, relativement plats à vitesse superficielle de gaz faible, deviennent paraboliques à mesure que le débit gazeux s'accroît. En effet, la rétention gazeuse au centre du riser augmente considérablement alors que celle près des parois demeure environ constante. Ce changement peut être relié à l'accroissement correspondant du diamètre de Sauter, indiquant la présence de grandes bulles qui ont tendance à aller vers le centre de la colonne. Les profils de vitesse, quant à eux, ne changent pas de forme en fonction de U_{Gr} et peuvent être décrits par une équation

suggérée par Garcia Calvo (1992). Dans les modèles existants, cette équation peut contribuer à l'évaluation des pertes d'énergie par friction dans le riser. Par ailleurs, aux débits de gaz élevés, la vitesse de glissement, qui figure également dans plusieurs modèles, dévie considérablement de 0,25 m/s, valeur couramment utilisée pour le système air/eau.

La présente étude montre également les possibilités de la technique d'anémométrie à film chaud. En écoulement diphasique, pourvu qu'un traitement de signal approprié soit utilisé, cette technique permet non seulement de mesurer la vitesse et les fluctuations de vitesse mais aussi d'évaluer le taux de vide. En effet, les rétentions gazeuses mesurées se comparent bien avec celles obtenues par la bisonde optique, bien que l'anémométrie conduise à une légère sous-estimation du taux de vide en particulier aux grands débits de gaz. Par ailleurs, l'anémométrie met aussi en évidence les variations des caractéristiques de l'écoulement dans le temps, telles les vitesses plus élevées des sillages de bulle. La technique possède aussi ses limitations. Entre autres, l'utilisation d'une sonde simple ne permet pas d'obtenir des résultats fiables lorsque des recirculations importantes sont présentes dans l'écoulement.

D'autres travaux sont nécessaires pour bien comprendre les écoulements diphasiques en réacteur airlift. Des recherches plus approfondies sur la turbulence diphasique doivent être entreprises et, à cet effet, l'anémométrie à film chaud peut être utilisée. De plus, les phénomènes de ruptures et de coalescence doivent être étudiés davantage. Par ailleurs, les codes de calcul numériques basés sur des équations de mécanique des fluides locales semblent prometteurs, notamment parce qu'ils permettent de tenir compte de tous les paramètres géométriques. Cependant, le développement et la validation de ce type de modèle ne peuvent se faire sans données expérimentales locales. L'ensemble de mesures obtenu dans ce travail peut être utilisé à cette fin.

BIBLIOGRAPHIE

ABEL, R. et RESCH, F. J. (1978). A method for the analysis of hot-film anemometer signals in two-phase flows. Int. J. Multiphase Flow, 4, 523-533.

AKITA, K., OKAZAKI, T. et KOYAMA, H. (1988) Gas holdups and friction factors of gas-liquid two-phase flow in an air-lift bubble column. J. Chem. Eng. Japan, 21, 476-482.

AKITA, K., NAKANISHI, O. et TSUCHIYA, K. (1994) Turn-around enrgy losses in an external-loop airlift reactor. Chem. Eng. Sci., 49, 2521-2533.

AYAZI SHAMLOU, P., POLLARD, D. J., ISON, A. et LILLY, M. D. (1994) Gas holdup and liquid circulation rate in concentric-tube airlift bioreactors. Chem. Eng. Sci., 49, 303-312.

BECKER, S., SOKOLICHIN, A. et EIGENBERGER, G. (1994) Gas-liquid flow in bubble columns and loop reactors: Part II. Comparison of detailed experiments and flow simulations. Chem. Eng. Sci., 49, 5747-5762.

BELLO, R. A., ROBINSON, C. W. et MOO-YOUNG, M. (1984) Liquid circulation and mixing characteristics of airlift contactors. Can. J. Chem. Eng., 62, 573-577.

BELLO, R. A., ROBINSON, C. W. et MOO-YOUNG, M. (1985a) Prediction of the volumetric mass transfer coefficient in pneumatic contactors. Chem. Eng. Sci., 40, 53-58.

BELLO, R. A., ROBINSON, C. W. et MOO-YOUNG, M. (1985b) Gas holdup and overall volumetric oxygen transfer coefficient in airlift contactors. Biotechnol. Bioeng., 27, 369-381.

BENDAT, J. S. et PIERSOL, A. G. (1971). Random Data: Analysis and Measurement Procedures. John Wiley & Sons, New York.

BENDAT, J. S. et PIERSOL, A. G. (1986). Random Data: Analysis and Measurement Procedures, 2e édition. John Wiley & Sons, New York.

BENTIFRAOUINE, C. (1997) Hydrodynamique globale, locale et transfert de matière dans un réacteur airlift à boucle externe. Thèse de doctorat, INP Toulouse, France.

BENTIFRAOUINE, C., XUEREB, C. et RIBA, J.-P. (1997a) Effect of gas liquid separator and liquid height on the global hydrodynamic parameters of an external loop airlift contactor. Chem. Eng. J., 66, 91-95.

BENTIFRAOUINE, C., XUEREB, C. et RIBA, J.-P. (1997b) An experimental study of the hydrodynamic characteristics of external loop airlift contactors. J. Chem. Tech. Biotechnol., 69, 345-349.

BENYAHIA, F. et JONES, L. (1997) Scale effects on hydrodynamic and mass transfer characteristics of external loop airlift reactors. J. Chem. Tech. Biotechnol., 69, 301-308.

BLENKE, H. (1979) Loop reactors. Adv. Biochem. Eng., 13, 121-214.

BLENKE, H. (1985) Biochemical loop reactors, Biotechnology, vol. 2 (H. Brauer, éditeur), VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, Allemagne, 465-517.

BREMHORST, K. et GILMORE, D. B. (1976). Response of hot wire anemometer probes to a stream of air bubbles in a water flow. J. Phys. E.: Sci. Instr., 9, pp. 347-352.

BRUUN, H. H. (1972). Hot wire data corrections in low and in high turbulence intensity flows. J. Phys. E.: Sci. Instr., 5, 812-818.

BRUUN, H. H. (1975). On the temperature dependence of constant temperature hot-wire probes with small wire aspect ratio. J. Phys. E.: Sci. Instr., 8, 942-951.

BRUUN, H. H. (1976). A digital comparison of linear and nonlinear hot wire data evaluation. J. Phys. E.: Sci. Instr., 9, 53-57.

BRUUN, H. H. (1979). Review article: Interpretation of hot-wire probe signals in subsonic airflows. J. Phys. E.: Sci. Instr., 12, 1116-1128.

BRUUN, H. H. (1995). Hot-wire Anemometry. Principles and Signal Analysis. Oxford University Press, Oxford.

BRUUN, H. H., KHAN, M. A., AL-KAYIEM, H. H. et Fardad, A. A. (1988). Velocity calibration relationships for hot-wire anemometry. J. Phys. E.: Sci. Instr., 21, 225-232.

CALDERBANK, H. (1967) Mass transfer in fermentation equipment. Biochemical and Biological Engineering Science, (Blakebrough, N., éditeur), 1, Academic Press, London, chapitre 5, 101-180.

CHAKRAVARTY, M., BEGUM, S., SINGH, H. D., BARUAH, J. N. et IYENGAR, M. S. (1973) Gas holdup distribution in a gas-lift column. Biotechnol. Bioeng. Symp. no. 4, 363-378.

CHAKRAVARTY, M., SINGH, H. D., BARUAH, J. N. et IYENGAR, M. S. (1974) Liquid velocity in a gas-lift column. Indian Chemical Engineers, 16, 17-22.

CHAKRAVARTY, M., SINGH, H. D., BARUAH, J. N., IYENGAR, M. S. et SINHA, A. (1971) Heat transfer in gas lift reactor. Papier HMT-53-71, First National Heat and Mass Transfer Conference, Madras, Inde.

CHAMPAGNE, F. H., SLEICHER, C. A., WEHRMANN, O. H. (1967). Turbulence measurements with inclined hot-wires. Part 1, Heat transfer experiments with inclined hot-wire. J. Fluid Mech., 28, 153-175.

CHISTI, M. Y. (1989) Airlift Bioreactors. Elsevier Applied Science, New York.

CHISTI, M. Y. et MOO-YOUNG, M. (1988a) Gas holdup in pneumatic reactors. Chem. Eng. J., 38, 149-152.

CHISTI, M. Y. et MOO-YOUNG, M. (1988b) Prediction of liquid circulation velocity in airlift reactors with biological media. J. Chem. Tech. Biotechnol., 42, 211-219.

CHISTI, M. Y., FUJIMOTO, K. et MOO-YOUNG, M. (1986) Hydrodynamic and oxygen mass transfer studies in bubble columns and airlift bioreactors. Papier 117a, AIChE Annual Meeting, Miami Beach, 2-7 novembre. Publié par la suite dans Biotechnology Processes Scale-up and Mixing (1987) Ho, C. S. et Oldshue, J., éditeurs, American Institute of Chemical Engineers, New York, 72-81.

CHISTI, M. Y., HALARD, B. et MOO-YOUNG, M. (1988) Liquid circulation in airlift reactors. Chem. Eng. Sci., 43, 451-457.

CHOI, K. H. et LEE, W. K. (1993) Circulation liquid velocity, gas holdup and volumetric oxygen transfer coefficient in external-loop airlift reactors. J. Chem. Tech. Biotechnol., 56, 51-58.

CHOI, K. H., CHISTI, M. Y. et MOO-YOUNG, M. (1995) Influence of the gas-liquid separator design on hydrodynamic and mass transfer performance of split-channel airlift reactors. J. Chem. Technol. Biotechnol., 62, 327-332.

CHOI, K. H. et LEE, W. K. (1990) Recirculation and flow structures of gas in downcomer section of a concentric cylindrical airlift reactor. J. Chem. Tech. Biotechnol., 48, 81-95.

CLARK, N. N. (1984) Predicting the circulation rate in pachuka tanks. Trans. AIME, 226.

CLARK, N. N. et TURTON, R. (1988) Chord length distributions related to bubble size distributions in multiphase flows. Int. J. Multiphase Flow, 14, 413-424.

CLIFT, R., GRACE, J. R. et WEBER, M. E. (1978) Bubbles, drops and particles, Academic Press, New York.

COCKX, A., LINE, A., ROUSTAN, M. et DO QUANG, Z. (1997) CFD-Modelling of bubble flow reactors: air-lifts, aeration and bubble columns. Proceedings of the First European Congress on Chemical Engineering, Florence, Italy, 4 au 7 mai, volume 3, 1787-1790.

CORRSIN, S. (1963). Turbulence: experimental methods. In Handbuch der Physik, 8.2, 523-590. Springer, Berlin.

DAVIES, O. A. L. et FISHER, M. J. (1964). Heat transfer from electrically heated cylinders. Proc. Roy. Soc., A280, 486-527.

DAVIES, O. A. L. et PATRICK, M. A. (1972). A simplified method of improving the accuracy of hot-wire anemometry. Proc. Conf. on Fluid Dynamic Measurements in the Industrial and Medical Environment, Leicester University, 152-155.

DELHAYE, J. M. (1969). Hot-film anemometry in two-phase flow. Proc. of the 11th National ASME/AIChE Heat Transfer Conf. on Two-Phase Flow Instrumentation, Minneapolis, Minnesota, 58-69.

DHAOUADI, H., PONCIN, S., HORNUT, J. M. et WILD, G. (1996) Hydrodynamics of an airlift reactor: experiments and modeling. Chem. Eng. Sci., 51, 2625-2630.

ELSNER, J. W. (1972). An analysis of hot-wire sensitivity in non-isothermal flow. Proc. Dynamic Flow Conf., Marseille, 156-159.

FAN, L. S., HWANG, S. J. et MATSUURA, A. (1984) Hydrodynamic behaviour of a draft tube gas-liquid-solid spouted bed. Chem. Eng. Sci., 39, 1677.

FARRAR, B. (1988). Hot-film anemometry in dispersed oil-water flows. Ph.D thesis, Department of Mechanical and Manufacturing Engineering, University of Bradford, UK.

FARRAR, B. et BRUUN, H. H. (1989). Interaction effects between a cylindrical hot-film anemometer probe and bubbles in air/water and oil/water flows. J. Phys. E.: Sci. Instr., 22, 114-123.

FARRAR, B., SAMWAYS, A. L., ALI, J. et BRUUN, H. H. (1995). A computer-based hot-film technique for two-phase flow measurements. Meas. Sci. Technol., 6, 1528-1537.

FIELDS, R. et SLATER, N. I. H. (1983) Tracer dispersion in a laboratory air-lift reactor. Chem. Eng. Sci., 38, 647.

FRASER, R. D. et HILL, G. A. (1993) Hydrodynamic characteristics of a spinning sparger, external loop airlift bioreactor. Can. J. Chem. Eng., 71, 419-425.

FREEDMAN, W. et DAVIDSON, J. F. (1969) Hold-up and liquid circulation in bubble columns. Trans. Inst. Chem. Eng., 47, T251-T262.

FROEHLICH, S., LOTZ, M., KORTE, T., LUEBBERT, A., SCHUEGERL, K. et SEEKAMP, M. (1991a) Characterization of a pilot plant airlift tower loop bioreactor. I: Evaluation of the phase properties with model media. Biotechnol. Bioeng., 38, 43-55.

FROEHLICH, S., LOTZ, M., KORTE, T., LUEBBERT, A., SCHUEGERL, K. et SEEKAMP, M. (1991b) Characterization of a pilot plant airlift tower loop bioreactor. III: Evaluation of local properties of the dispersed gas phase during yeast cultivation and in model media. Biotechnol. Bioeng., 38, 56-64.

GARCIA CALVO, E. (1989) A fluid dynamic model for airlift reactors. Chem. Eng. Sci., 44, 321-323.

GARCIA CALVO, E. (1992) Fluid dynamics of airlift reactors: two-phase friction factors. AIChE J., 38, 1662-1666.

GARCIA CALVO, E. et LETON, P. (1991) A fluid dynamic model for bubble columns and airlift reactors. Chem. Eng. Sci., 46, 2947-2951.

GARCIA CALVO, E. et LETON, P. (1996) Prediction of gas hold-up and liquid velocity in airlift reactors using two-phase flow friction coefficients. J. Chem. Tech. Biotechnol., 67, 388-396.

GARCIA CALVO, E., LETON, et ARRANZ, M. A. (1991) Prediction of gas hold up and liquid velocity in airlift loop reactors containing highly viscous Newtonian liquids. Chem. Eng. Sci., 46, 2951-2954.

GAVRILESCU, M. et TUDOSE, R. Z. (1995) Study of the liquid circulation velocity in external-loop airlift bioreactors. Bioprocess Eng., 14, 33-39.

GAVRILESCU, M. et TUDOSE, R. Z. (1996) Effects of downcomer-to-riser cross sectional area ratio on operation behaviour of external-loop airlift bioreactors. Bioprocess Eng., 15, 77-85.

GAVRILESCU, M. et TUDOSE, R. Z. (1997) Mixing studies in external-loop airlift reactors. Chem. Eng. J., 66, 97-104.

GEORGE, W. K., BEUTHER, D. et AHMAD, M. (1981). Polynomial calibration and quasi-linearization of hot-wires. Turbulence Research Laboratory Report, Sunny Buffalo, USA.

GEORGE, W. K., BEUTHER, D. et LUMLEY, J.L. (1978). Processing of random signals. Proc. Dynamic Flow Conf., Marseille, 757-799.

GEORGE, W. K., BEUTHER, D. et SHABBIR, A. (1989). Polynomial calibrations for hot wires in thermally varying flows. Exp. Thermal and Fluid Sci., 2, 230-235.

GESSNER, F. B. et MOLLER, G. L. (1971). Response behaviour of hot wires in shear flow. J. Fluid Mech., 47, 449-468.

GIANETTO, A. et SILVESTON, P. L. (1986). Applications to Hydrotreating and Other Hydrogenation Processes. Multiphase Chemical Reactors, Hemisphere Publishing Corporation, Washington, 533-563.

HASHIBA, N. et KOJIMA, E. (1996) Simultaneous measurement of two-dimensional velocity and direction of liquid flow by cross-correlation method. J. Chem. Eng. Japan, 29, 577-581.

HASHIBA, N. et KOJIMA, E. (1997) Measurement of liquid circulation in concentric airlift reactors by cross-correlation method. J. Chem. Eng. Japan, 30, 23-29.

HEBRARD, G. (1995) Etude de l'influence du distributeur de gaz sur l'hydrodynamique et le transfert de matière gaz-liquide des colonnes à bulles. Thèse de doctorat, INSA Toulouse, France.

HINZE, J. O. (1959). Turbulence. An introduction to its mechanism and theory. McGraw-Hill, New York.

HSU, Y. C. et DUDUKOVIC, M. (1980) Gas holdup and liquid recirculation in gas-lift reactors. Chem. Eng. Sci., 35, 135-141.

HYNDMAN, C. L., LARACHI, F. et GUY, C. (1997) Understanding gas-phase hydrodynamics in bubble columns: a convective model based on kinetic theory. Chem. Eng. Sci., 52, 63-77.

JONES, A. G. (1985) Liquid circulation in a draft-tube bubble column. Chem. Eng. Sci., 40, 449-462.

JONES, O. C. et ZUBER, N. (1978). Use of a cylindrical hot-film anemometer for measurement of two-phase void and volume flux profiles in a narrow rectangular channel. AIChE Symp. Series, 74, no. 174, 191-204.

JOSHI, J. B., RANADE, V. V., GHARAT, S. D. et LELE, S. S. (1990) Sparged loop reactors. Can. J. Chem. Eng., 68, 705-741.

KAMP, A. M., COLIN, C. et FABRE, J. (1995) Technique de mesure par sonde optique double en écoulement diphasique à bulles. Cert Onéra, Colloque de Mécanique des Fluides Expérimentale, Toulouse, France, 11 et 12 mai 1995.

KAWASE, Y. et MOO-YOUNG, M. (1986b) Mixing and mass transfer in concentric-tube airlift fermenters: Newtonian and non-Newtonian media. J. Chem. Technol. Biotechnol., 36, 527-538.

KAWASE, Y. et MOO-YOUNG, M. (1986c) Influence of non-Newtonian flow behaviour on mass transfer in bubble columns with and without draft tubes. Chem. Eng. Commun., 40, 67-83.

KAWASE, Y. et MOO-YOUNG, M. (1989) Liquid circulation time in concentric tube airlift columns with non-Newtonian fermentation broths. J. Chem. Technol. Biotechnol., 46, 267-274.

KAWASE, Y. (1990) Liquid circulation in external-loop airlift bioreactors. Biotech. Bioeng., 35, 540-546.

KAWASE, Y., OMORI, N. et TSUJIMURA, M. (1994) Liquid-phase mixing in external-loop airlift bioreactors. J. Chem. Tech. Biotechnol., 61, 49-55.

KAWASE, Y., TSUJIMURA, M. et YAMAGUCHI, T. (1995) Gas hold-up in external-loop airlift bioreactors. Bioprocess Eng., 12, 21-27.

KEMBLOWSKI, Z., PRZYWARSKI, J. et DIAB, A. (1993) An average gas hold-up and liquid circulation velocity in airlift reactors with external loop. Chem. Eng. Sci., 48, 4023-4035.

KING, L. V. (1914). On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid: Determination of the convection constants of small platinum wires with applications to hot-wire anemometry. Phil. Trans. Roy. Soc., A214, 373-432.

KOIDE, K., IWAMOTO, S., TAKASAKA, Y., MATSUURA, S., TAKAHASI, I., KIMURA, M et KUBOTA, H. (1984) Liquid circulation, gas holdup and pressure drop in bubble columns with draught tube. J. Chem. Eng. Jpn., 17, 611.

KOIDE, K., KUREMATSU, K., IWAMOTO, S., IWATA, Y., HORIBE, K. (1983b) Gas holdup and volumetric liquid-phase mass transfer coefficient in bubble column with draught tube and with gas dispersion into tube. J. Chem. Eng. Jpn., 16, 413-419.

KOIDE, K., SATO, H. et IWAMOTO, S. (1983a) Gas holdup and volumetric liquid-phase mass transfer coefficient in bubble column with draught tube and with gas dispersion into annulus. J. Chem. Eng. Jpn., 16, 407-413.

KRAMERS, H. (1946). Heat transfer from spheres to flowing media. Physica, 12, 61-80.

KUBOTA, H., HOSONO, Y. et FUJIE, K. (1978) Characteristic evaluation of ICI air-lift type deep shaft aerator. J. Chem. Eng. Jpn., 11, 319-325.

LAMONT, A. G. W. (1958) Air agitation and pachuka tanks. Can. J. Chem. Eng., 31, 153-160.

LAUFER, J. et McCLELLAN, R. (1956). Measurement of heat transfer from fine wires in supersonic flow. J. Fluid Mech., 1, 276-289.

LEE, C. H., GLASGOW, L. A., ERICKSON, L. E. et PATEL, S. A. (1986) Liquid circulation in airlift fermentors. Papier 8d, AIChE Annual Meeting, Miami Beach, 2-7 novembre. Publié par la suite dans Biotechnology Processes Scale-up and Mixing (1987) Ho, C. S. et Oldshue, J., éditeurs, American Institute of Chemical Engineers, New York, 50-59.

LEFRANÇOIS, M. L., MARILLER, C. C. et MEJANE, J. C. (1955) Effectionnements aux procédés de culture forgiques et de fermentations industrielles. Brevet d'Invention, France, No. 1102200.

LEVENSPIEL, O. (1972) Chemical Reaction Engineering. 2e édition, John Wiley, New York.

LIGRANI, M. et BRADSHAW, (1987a). Subminiature hot-wire sensors: development and use. J. Phys. E.: Sci. Instr., 20, 323-332.

LIGRANI, M. et BRADSHAW, (1987b). Spatial resolution and measurement of turbulence in the viscous sublayer using miniature hot-wire probes. Exp. in Fluids, 5, 407-417.

LIN, C. H., FANG, B. S. WU, C. S., FANG, H. Y., KUO, T. F. et HU, C. Y (1976) Oxygen transfer and mixing in a tower cycling fermentor. Biotechnol. Bioeng., 18, 1557-1572.

LIU, T. J. (1993) Bubble size and entrance length effects on void development in a vertical channel. Int. J. Multiphase Flow, 19, 99-113.

LIU, T. J. et BANKOFF, S. G. (1993). Structure of air-water bubbly flow in a vertical pipe —1. Liquid mean velocity and turbulence measurements. Int. J. Heat Mass Transfer, 36, pp. 1049-1060.

LOMAS, C. G. (1986). Fundamentals of Hot-Wire Anemometry. Cambridge University Press, Cambridge.

LU, W.-J., HWANG, S.-J. et CHANG, C.-M. (1994a) Liquid mixing in internal loop airlift reactors. Ind. Eng. Chem. Res., 33, 2180-2186.

LU, W.-J., HWANG, S.-J. et CHANG, C.-M. (1994b) Liquid mixing in two- and three-phase airlift reactors. Chem. Eng. Sci., 49, 1465-1468.

LÜBBERT, A. et LARSON, B. (1987) A new method for measuring local velocities of the continuous liquid phase in strongly aerated gas-liquid multiphase reactors. Chem. Eng. Technol., 10, 27-32.

LÜBBERT, A. et LARSON, B. (1990) Detailed investigations of the multiphase flow in airlift tower loop reactors. Chem. Eng. Sci., 45, 3047-3053.

LÜBBERT, A., LARSON, B., WAN, L. W. et BROERING, S. (1990) Local mixing behaviour of airlift multiphase chemical reactors. Fluid Mixing IV, Bradford, England, 11-13 novembre 1990, I. Chem. Eng. Symp. Ser., 121, 203-213.

MARKS, C. H. (1973) Measurements of the terminal velocity of bubbles rising in a chain. J. Fluids. Eng., Trans. of the ASME, 17-22.

MENZEL, T., IN DER WEIDE, T., STAUDACHER, O., WEIN, O. et ONKEN, U. (1990) Reynolds shear stress for modeling of bubble column reactors. Ind. Eng. Chem. Res., 29, 988-994.

MERCHUK, J. C. (1986a) Hydrodynamics and hold-up in air-lift reactors. Encyclopedia of Fluid Mechanics, 3, (Cheremisinoff, N. P., éditeur), Gulf Publishing, Houston, 1485-1511.

MERCHUK, J. C. (1986b) Gas holdup and liquid velocity in a two-dimensional air lift reactor. Chem. Eng. Sci., 41, 11-16.

MERCHUK, J. C., LADWA, N., CAMERON, A., BULMER, M. et PICKETT, A. (1994) Concentric-tube airlift reactors: effects of geometrical design on performance. AIChE J., 40, 1105-1117. Correction: AIChE J., 40, 1900.

MERCHUK, J. C. et BERZIN, I. (1995) Distribution of energy dissipation in airlift reactors. Chem. Eng. Sci., 50, 2225-2233.

MERCHUK, J. C. et STEIN, Y. (1981) Local hold-up and liquid velocity in air-lift reactors. AIChE J., 27, 377-388.

MERCHUK, J. C. et YUNGER, R. (1990) The role of the gas-liquid separator of airlift reactors in the mixing process. Chem. Eng. Sci., 45, 2973-2975.

MIYAHARA, T., HAMAGUCHI, M., SUKEDA, Y. et TAKAHASHI, T. (1986) Size of bubbles and liquid circulation in a bubble column with a draught tube and sieve plate. Can. J. Chem. Eng., 64, 718.

NICOL, R. S. et DAVIDSON, J. F. (1988a) Gas hold-up in circulating bubble columns. Chem. Eng. Res. Des., 66, 152-158.

NICOL, R. S. et DAVIDSON, J. F. (1988b) Effect of surfactants on the gas hold-up in circulating bubble columns. Chem. Eng. Res. Des., 66, 159-164.

ONKEN, U. et WEILAND, (1983) Airlift fermenters: Construction, behaviour and uses. Advances in Biotechnological Processes, 1, (Mizrahi, A. et van Werzel, L., éditeurs), Alan R. Liss Inc., New York, 67-95.

OUYOUNG, P. K., CHISTI, M. Y. et MOO-YOUNG, M. (1989) Heat transfer in airlift reactors. Chem. Eng. Res. Des., 67, 451-456.

PHILIP, J., PROCTOR, J. M., NIRANJAN, K. et DAVIDSON, J. F. (1990) Gas hold-up and liquid circulation in internal loop reactors containing highly viscous Newtonian and non-Newtonian liquids, Chem. Eng. Sci., 45, 651-664.

POPOVIC, M. et ROBINSON, C. W. (1984) Estimation of some important design parameters for non-Newtonian liquids in pneumatically-agitated fermentors. Proceedings of the 34th Canadian Chemical Engineering Conference, 30 septembre - 3 octobre, Québec, 258-263.

POPOVIC, M. et ROBINSON, C. W. (1988) External-circulation-loop airlift bioreactors: study of the liquid circulating velocity in highly viscous non-Newtonian liquids. Biotech. Bioeng., 32, 301-312.

POPOVIC, M. K. et ROBINSON, C. W. (1993) Mixing characteristics of external-loop airlifts: non-Newtonian systems. Chem. Eng. Sci., 48, 1405-1413.

REDMAN, J. (1987) Deep shaft treatment for sewage. The Chemical Engineer, October, 12-13.

REMKE, K. (1978). Some remarks on the response of hot-wire and hot-film probes to passage through an air-water interface. J. Phys. E.: Sci. Instr., 11, pp. 94-96.

RESCH, F. et COANTIC, M. (1969). Etude sur le fil chaud et le film chaud dans l'eau. La Houille Blanche, 2, 151-161.

RESCH, F. J. et LEUTHEUSSER, H. J. (1972). Reynolds stress measurements in hydraulic jumps. J. Hydraulic Research, 10, no. 4, 409-430.

RESCH, F. J., LEUTHEUSSER, H. J. et ALEMU, S. (1974). Bubbly two-phase flow in hydraulic jump. Proc. ASCE J. Hyd. Div., 100, no HY1, 137-149.

ROIG, V., SUZANNE, C. et MASBERNAT, A. (1998) Experimental investigation of a turbulent bubbly mixing layer. Int. J. Multiphase Flow, 24, 35-54.

ROYSE, S. (1987) Scaling up for mammalian cell culture. The Chemical Engineer, November, 12-13.

RUEFFER, H. M., BROERING, S. et SCHUEGERL, K. (1995) Fluiddynamic characterization of airlift tower loop bioreactors with and without motionless mixers. Bioprocess Eng., 12, 119-130.

RUSSELL, A. B., THOMAS, C. R., LILLY, M. D. (1994) The influence of vessel height and top-section size on the hydrodynamic characteristics of airlift fermentors. Biotech. Bioeng., 43, 69-76.

SAMWAYS, A. L. et BRUUN, H. H. (1992). Vertical up-flow of oil/water mixtures. Technical Report no. 200, Department of Mechanical and Manufacturing Engineering, University of Bradford.

SANDBORN, V. A. (1972). Resistance Temperature Transducers. Metrology Press, Ft Collins, CO.

SERIZAWA, A., TSUDA, K. et MICHIYOSHI, I. (1983). Real-time measurement of two-phase flow turbulence using a dual-sensor anemometry. Proc. Symp. on Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows, Nancy, France, pp. 495-523.

SHAH, Y. T, KELKAR, B. G., GODBOLE, S. et DECKWER, W. D. (1982) Design parameters estimations for bubble column reactors. AIChE J., 28, 353-379.

SIDDALl, R. G. et DAVIES, T. W. (1972). An improved response equation for hot-wire anemometry. Int. J. Heat Mass Transf., 15, 367-368.

SIEGEL, M. et MERCHUK, J. C. (1991) Hydrodynamics in rectangular airlift reactors: scale-up and the influence of gas-liquid separator design, Can. J. Chem. Eng., 69, 465-473.

SIEGEL, M. H., MERCHUK, J. C. et SCHUGERL, K. (1986) Airlift reactor analysis: interrelationships between riser, downcomer, and gas-liquid separator behaviour, including gas recirculation effects. AIChE J., 32, 1585-1596.

SNAPE, J. B., FIALOVA, M., ZAHRADNIK, J. et THOMAS, N. H. (1992) Hydrodynamic studies in an external loop airlift reactor containing aqueous electrolyte and sugar solutions. Chem. Eng. Sci., 47, 3387-3394.

SNAPE, J. B., ZAHRADNIK, J., FIALOVA, M. et THOMAS, N. H. (1995) Liquid-phase properties and sparger design effects in an external-loop airlift reactor. Chem. Eng. Sci., 50, 3175-3186.

SOKOLICHIN, A. et EIGENBERGER G. (1994) Gas-liquid flow in bubble columns and loop reactors: Part I. Detailed modelling and numerical simulation. Chem. Eng. Sci., 49, 5735-5746.

STEWART, C. W. (1995) Bubble interaction in low-viscosity liquids. Int. J. Multiphase Flow, 21, 1037-1046.

SWAMINATHAN, M. K., RANKIN, G. W. et SRIDHAR, K. (1986). A note on the response equations for hot-wire anemometry. ASME, J. Fluids Eng., 108, 115-118.

SYAIFUL, S. (1992) Réacteurs polyphasiques à co-courant ascendant: influence de la viscosité sur les rétentions, dispersions axiales et transfert de matière gaz-liquide. Thèse de doctorat, INP Toulouse, France.

TENNEKES, H. et LUMLEY, J. L. (1972). A First Course in Turbulence. MIT Press, Cambridge, Massachusets.

TORAL, H. (1981). A study of the hot-wire anemometer for measuring void fraction in two-phase flow. J. Phys. E.: Sci. Instr., 14, pp. 822-827.

VERLAAN, P., TRAMPER, J., VAN'T RIET, K. et LUYBEN, K. Ch. A. M. (1986) A hydrodynamic model for an airlift-loop bioreactor with external loop. Chem. Eng. J., 33, B43-B53.

VERLAAN, P., VAN EIJS, A. M. M., TRAMPER, J., VAN'T RIET, K. et LUYBEN, K. Ch. A. M. (1989) Estimation of axial dispersion in individual sections of an airlift-loop reactor. Chem. Eng. Sci., 44, 1139-1146.

VERLAAN, P., VOS, J.-C. et VAN'T RIET, K. (1989) Hydrodynamics of the flow transition from a bubble column to an airlift-loop reactor. J. Chem. Tech. Biotechnol., 45, 109-121.

VILLERMAUX, J. (1993) Génie de la réaction chimique - Conception et fonctionnement des réacteurs. 2e édition revue et augmentée, Tel&Doc - Lavoisier, France.

WALLIS, G. B. (1969) One-Dimensionnal Two-Phase Flow. McGraw-Hill, New-York.

WANG, S. K., LEE, S. J., JONES, O. C. et LAHEY, R. T. (1990). Statistical analysis of turbulent two-phase pipe flow. ASME, J. Fluids Eng., 112, pp. 89-95.

WEILAND, (1984) Influence of draft tube diameter on operational behaviour of airlift loop reactors. German Chem. Eng., 7, 374.

WEILAND, et ONKEN, U. (1981) Differences in the behaviour of bubble columns and airlift loop reactors. Ger. Chem. Eng., 4, 174-181.

YOUNG, M. A., CARBONELL, R. G. et OLLIS, D. F. (1991) Airlift bioreactors: Analysis of local two-phase hydrodynamics. AIChE J., 37, 403-428.

ZLOKARNIK, M. (1985) Tower-shaped reactors for aerobic biological waste water treatment. Biotechnology, vol. 2 (H. Brauer, éditeur), VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, Allemagne, 537-569.

ZUBER, N. et FINDLAY, J. A. (1965) Average volumetric concentration in two-phase flow systems. J. Heat Transfer, 87, 453-468.

ANNEXES

ANNEXE A

Les échelles de turbulence

Plusieurs échelles de turbulence ont été définies. L'échelle de longueur de Kolmogorov, η, est considérée comme une mesure de l'ordre de grandeur de la taille des tourbillons de dissipation, soient les plus petits tourbillons. Elle ne dépend que de la viscosité cinématique, ν, et du taux de dissipation d'énergie, ε, selon l'équation:

$$\eta = \left(\nu^3 / \varepsilon\right)^{1/4}$$

La taille des grands tourbillons (contenant l'énergie) peut être décrite par l'échelle de longueur intégrale, L. Cette valeur peut être calculée à partir des corrélations spatiales entre les fluctuations de vitesse à deux points adjacents, B' et B'', dans l'écoulement. Les coefficients de corrélation longitudinal $f(r)$ et latéral $g(r)$ peuvent être définis comme suit (Hinze, 1959):

$$f(r) = \frac{\overline{u'u''}}{\overline{u'^2}} \qquad g(r) = \frac{\overline{v'v''}}{\overline{v'^2}}$$

où u est la vitesse longitudinale, v est la vitesse latérale, ' réfère au point B' et " réfère au point B''. L'échelle de longueur intégrale s'obtient en intégrant le coefficient de corrélation longitudinale:

$$L = \int_0^\infty f(r)dr.$$

On peut aussi calculer l'échelle de longueur intégrale latérale, L_g:

$$L_g = \int_0^\infty g(r)dr .$$

Or, il est difficile de faire des mesures de vitesse à deux points adjacents le long de l'écoulement puisque les mesures de la deuxième sonde d'anémométrie seront affectées par le sillage de la première. On utilise plutôt l'hypothèse de la structure de turbulence figée convectée de Taylor:

$$\frac{\partial}{\partial x} = -\frac{1}{\overline{U}}\frac{\partial}{\partial t},$$ où $\overline{U}$ est la vitesse axiale moyenne de l'écoulement.

Selon cette hypothèse, une structure de turbulence figée passe le point de mesure par convection. On peut alors faire des mesures en un seul point à différents temps pour calculer la variation temporelle de la vitesse et relier celle-ci à la variation spatiale. Ainsi on peut évaluer la fonction d'autocorrélation par:

$$R_u(\tau) = \frac{\overline{u(t)u(t+\tau)}}{\overline{u(t)^2}} .$$

En intégrant on obtient l'échelle de temps intégrale, T_I:

$$T_I = \int_0^\infty R_u(\tau)d\tau .$$

On peut ensuite relier cette valeur à l'échelle de longueur intégrale par $L = \overline{U}T_I$.

On peut aussi décrire la turbulence d'un écoulement à l'aide de la microéchelle de Taylor, λ, qui se définit comme:

$$\lambda = \left[\frac{\overline{u^2}}{(\partial u / \partial x)^2} \right]^{1/2} .$$

En utilisant l'hypothèse de Taylor cette équation devient:

$$\lambda = \overline{U} \left[\frac{\overline{u^2}}{(\partial u / \partial t)^2} \right]^{1/2} .$$

La microéchelle de Taylor n'est pas une mesure directe de la taille des grands ou des petits tourbillons, mais peut être reliée à $g(r)$, donc à L_g, et à η. Ainsi, pour de petites valeurs de r, $g(r)$ se rapproche d'une fonction parabolique décrite par:

$$g(r) = 1 - \frac{r^2}{\lambda^2} .$$

Quant au lien avec η, pour la turbulence isotrope ε peut-être exprimé comme:

$$\varepsilon = 15\nu \overline{(\partial u / \partial x)^2} , \qquad \text{soit } \varepsilon = 15\nu \frac{\overline{u^2}}{\lambda^2} .$$

Cette formulation est souvent utilisée pour évaluer l'échelle de longueur de Kolmogorov, $\eta = \left(\nu^3 / \varepsilon\right)^{1/4}$.

Des corrélations ont été établies pour relier les différentes échelles de turbulence énoncées. Ainsi, les rapports L/λ et λ/η peuvent être estimés par (Hinze, 1959;

Tennekes et Lumley, 1972):

$$\frac{L}{\lambda} = \frac{A}{15}\mathrm{Re}_\lambda, \qquad \frac{\lambda}{\eta} = 15^{1/4}\,\mathrm{Re}_\lambda{}^{1/2}$$

où $\mathrm{Re}_\lambda = \dfrac{u'\lambda}{\nu}$, $u' = \sqrt{\overline{u^2}}$ et A est une constante de l'ordre de l'unité.

ANNEXE B

Programme de traitement de signal cutbul11.m

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%                                                                %
% Nom du programme: cutbul11.m                                   %
% Auteur de première version (cutbul2.m): IMF                    %
% Auteur des modifications subséquentes: Marianne Utiger         %
% Date de la dernière modification: 2 octobre 1997               %
%                                                                %
% DESCRIPTION DU PROGRAMME:                                      %
% Traitement du signal d'anémométrie acquis en écoulement        %
% diphasique liquide-gaz. Le programme détecte les bulles et     %
% coupe le signal correspondant à celles-ci. Il calcule le       %
% taux de vide, la vitesse moyenne du liquide et l'intensité     %
% de turbulence.                                                 %
%                                                                %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%


clear all   % vital!!!!!


%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% LECTURE DES DONNEES STOCKEES AVEC LA CARTE D'ACQUISITION       %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%n = input('Quel est le nombre de points d''acquisition? ');
%intt = input('Quel est l''intervalle de temps en millisecondes? ');
n = 199999;
intt = 0.5;
t = 0: intt: intt*(n-1);
t=t(:);

[fname,fpath]=uigetfile('c:\acquisit\d*.dat');
fullpath=[fpath fname]
fid=fopen(fullpath,'rb');
sgbrut = fread(fid, n, 'int16');
status = fclose(fid);

sgbrut=sgbrut(:);
sgtv(1:n)=sgbrut(1:n);  %signal pour calculer taux de vide
sgliq(1:n)=sgbrut(1:n); %signal pour calculer vit et turb liq
sgtv=sgtv(:);
sgliq=sgliq(:);

tpu=cputime;
```

```
depasse=find(sgbrut>=4095);
nbdepasse=length(depasse);
fprintf('Nombre de points de dépassement = %g\n',nbdepasse);
%if (nbdepasse <= 1)

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%% Partie consacrée à la détection des bulles      %%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

delim=500;
seuiln=0.4;
seuilpmin=8;
seuilp=3;
fprintf('Seuil de dérivée = %g\n',delim);
fprintf('Seuil de niveau = %g\n',seuiln);
fprintf('Seuil de changement de pente en bas de bulle =
%g\n',seuilpmin);
fprintf('Seuil de changement de pente = %g\n',seuilp);

der=diff(sgbrut)/intt;  % attention: length(der)=length(sgbrut)-1
in=find(der>(delim));    % in = vecteur des indices où derivees
                         %            positives >(delim)
nin = length(in);
if nin == 0   % il n'y a pas de bulles détectées
   fprintf('Nombre de bulles = %g\n',length(in))

else          % il y a des bulles détectées

%%% il peut y avoir plusieurs indices "in" successifs par bulle

din=diff(in);           % selection du dernier pt a dérivée
infinbul=find(din~=1); % positive dans chaque bulle

nbb=length(infinbul)+1;% nbb nombre de bulles détectées

for i=1:(nbb-1)
in0(i)=in(infinbul(i));
end
in0(nbb)=in(nin);    % le dernier indice de in doit être rajouté
in0=in0(:);          % in0 contient les indices du dernier pt
                     % detecté dans chaque bulle
ilocbul=in0;

%%%% a ce stade :
%%%% ilocbul contient les indices
%%%% du dernier pt detecté dans chaque bulle

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Partie consacrée à l'élimination du signal de passage de   %
% chaque bulle                                               %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

sgaz=-0*ones(size(sgbrut)); % sgaz vecteur signal de référence
```

```
                                % quand on est dans le gaz

nsg=length(sgbrut);   % nbe de points dans l'enregistrement

cutamont=0;  % nbe de pts suppl retirés en amont
cutaval=2;  % nbe de pts suppl retirés en aval


for i=1:nbb  % Recherche sur chaque bulle identifié sur la
             % dérivée postive


  ibul1=1;   % ibul1 et ibul2 sont les indices locaux entre
  ibul2=1;   % lesquels on élimine le signal de bulle pour le
             % liquide

% Recherche en avant
  chgpente=0;
  j=0;
  if ilocbul(i)==1
     j=j+1;
  end
  if ilocbul(i)+cutaval>=nsg
     ibul2=nsg;
  else
  while sign(der(ilocbul(i)+j))>=0 & ilocbul(i)+j+cutaval<nsg &
chgpente==0
    if seuilp*der(ilocbul(i)+j) <= der(ilocbul(i)+j-1)
       chgpente=1;
    else
       j=j+1;
    end %if change pente
  end %while
  ibul2=ilocbul(i)+j+cutaval;
  end % if-else

% Recherche en arrière
  chgpente=0;
  k=0;
  if ilocbul(i)==nsg-1
    k=k+1;
  end
  while sign(der(ilocbul(i)-k))>0 & ilocbul(i)-k-cutamont>1 &
chgpente==0
    if seuilpmin*der(ilocbul(i)-k) <= der(ilocbul(i)-k+1)
       chgpente=1;
    else
      k=k+1;
    end %if change pente
  end
  min1=ilocbul(i)-k+1;
  min=min1;
```

```
  compteur=0;
  l=k;
  while sgbrut(ilocbul(i)-l) < sgbrut(min) + seuiln*(sgbrut(ibul2-
cutaval)-sgbrut(min)) & compteur<25/intt & ilocbul(i)-l-cutamont>1
    if sgbrut(ilocbul(i)-l) < sgbrut(min)
       min = ilocbul(i)-l;
    end
    l=l+1;
    compteur=compteur+1;
  end

  chgpente=0;
  m=l;
  while sign(der(ilocbul(i)-m))<0 & compteur<25/intt & ilocbul(i)-m-
cutamont>1 & chgpente==0
    if seuilp*der(ilocbul(i)-m) >= der(ilocbul(i)-m+1)
       chgpente=1;
    else
      m=m+1;
    end %if change pente
  end
  ibul1=ilocbul(i)-m+1-cutamont;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%% Pour le liquide %%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

  sgliq(ibul1:ibul2)=sgaz(ibul1:ibul2);

%%%%%%%%%%%%%%%%%
%% Pour le gaz %%
%%%%%%%%%%%%%%%%%

  ibul1g=1;       % ibul1g et ibul2g sont les indices entre
  ibul2g=1;       % lesquels on élimine le signal de bulle pour
                  % le gaz

  ibul1g = ibul1+1+cutamont;
  ibul2g = min1;

  sgtv(ibul1g:ibul2g)=sgaz(ibul1g:ibul2g);

end  % for i=1 to nbb

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Traitement du cas où il y aurait une bulle en fin de signal %
% qui ne pourrait etre détectée que sur la derivée négative   %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%


inderneg=find(der(nsg-25/intt+1:nsg-1)<(-delim));
                 % indices dérivées nég.<(-delim) dans les 25
                 % dernières millisecondes de l'acquisition
```

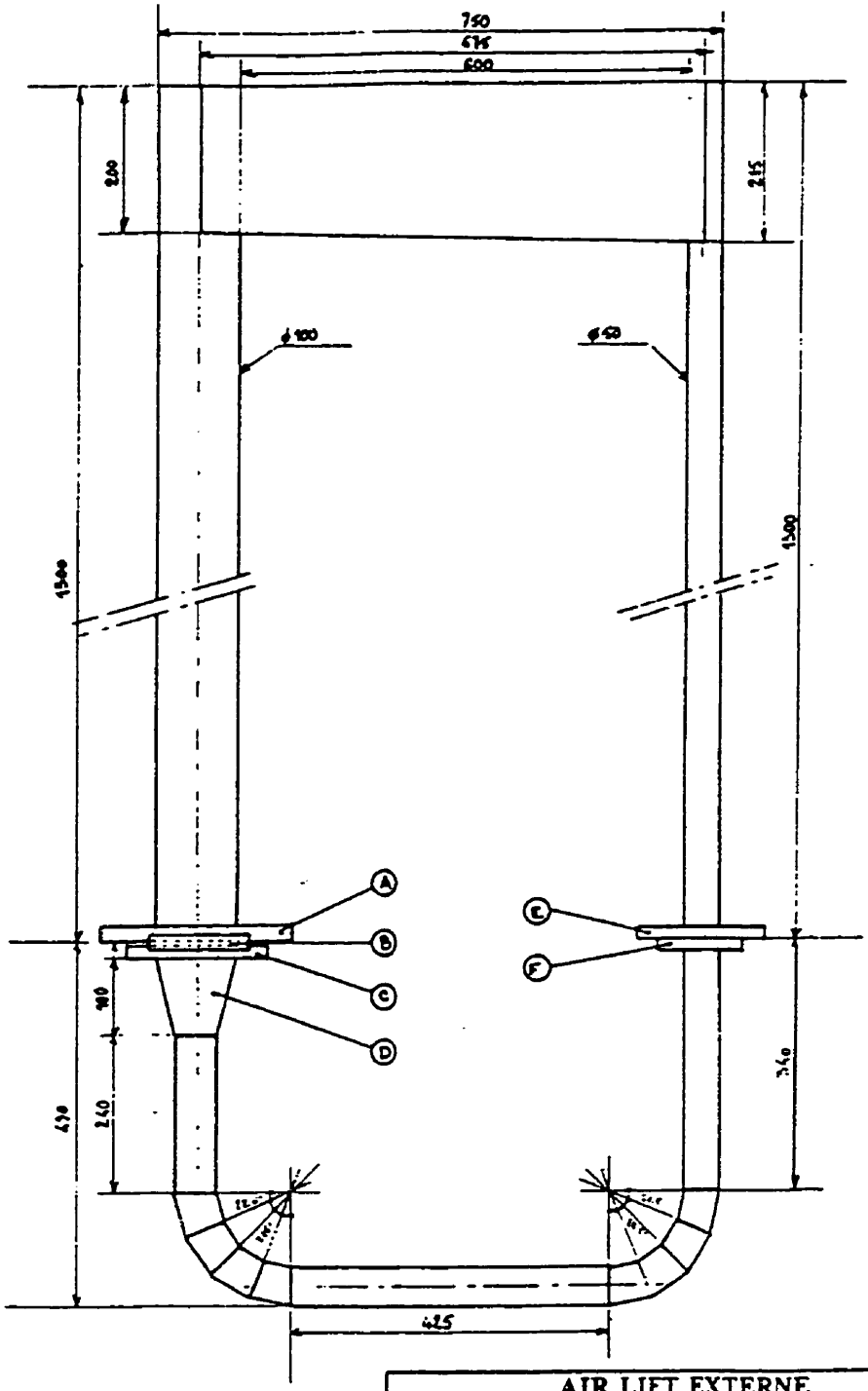
```
inderneg=inderneg+(nsg-25/intt);

ninderneg = length(inderneg);

if ninderneg>0
  if inderneg(ninderneg)>in0(nbb) % bulle en fin de signal

% Recherche vers l'arrière
  chgpente=0;
  m=0;
  if inderneg(ninderneg)==nsg-1
    m=m+1;
  end
  while sign(der(inderneg(ninderneg)-m))<0 & inderneg(ninderneg)-m-
cutamont>1 & chgpente==0
    if seuilp*der(inderneg(ninderneg)-m) >= der(inderneg(ninderneg)-
m+1)
       chgpente=1;
    else
      m=m+1;
    end %if change pente
  end
  ibull=inderneg(ninderneg)-m+1-cutamont;

  sgliq(ibull:nsg)=sgaz(ibull:nsg);

  ibullg = ibull+1+cutamont;
  sgtv(ibullg:nsg)=sgaz(ibullg:nsg);

  nbb=nbb+1

  end  %if bulle en fin de signal
end %if ninderneg > 0

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%% Calcul de la vitesse moyenne du liquide et des fluctuations %%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

A=5.35;
B=37.8;
n=0.79;

liq=find(sgliq>0.);                 % liq contient les indices des
points du
                                    % liquide
temps_mort=1-length(liq)/nsg;       % portion du signal coupé pour le
                                    % calcul des caract. du liquide

sgliqv(liq) = sgliq(liq)/4096*10;
sgliqv(liq) = ((sgliqv(liq).^2-A)/B).^(1/n);

Ulm=mean(sgliqv(liq));  % vitesse moyenne locale du liquide
ul=sgliqv(liq)-Ulm;     % vecteur des fluctuations de vit liquide
```

```
ul2=mean(ul.*ul);        % moyenne du carre des fluctuations
IT=sqrt(ul2)/Ulm*100;    % intensité de la turbulence (pourcentage)


%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%% Calcul du taux de vide %%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%


gaz=find(sgtv==0.);     % gaz contient les indices des points
                        % associés au gaz
alphag=length(gaz)/nsg;


%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%% Recalcul du nombre de bulles %%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

% ce calcul permet de savoir le nombre exact de bulles identifiées en
% excluant la possibilité les bulles identifiées à l'intérieur
% de d'autres bulles

inbul= find(sgtv==0.);
dinbul = diff(inbul);
idbul = find(dinbul~=1);
nbbulles = length(idbul)+ 1;

tppu=cputime-tpu;
clear ilocbul;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%% Affichage à l'écran des résultats %%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

fprintf('Taux de vide =                          %g\n',alphag);
fprintf('Temps mort =                            %g\n',temps_mort);
fprintf('Vitesse moyenne du liquide (m/s) =              %g\n',Ulm);
fprintf('Moyenne du carre des fluctuations axiales =     %g\n',ul2);
fprintf('Intensité de la turbulence (pourcentage) =      %g\n',IT);
fprintf('Nombre de bulle identifiées (nbb) =             %g\n',nbb);
fprintf('Nombre réel de bulles après traitement =
%g\n',nbbulles);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%% Création des graphiques du signal brut et traité %%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

for i = 1:16
figure(i);

subplot(2,1,1);
```

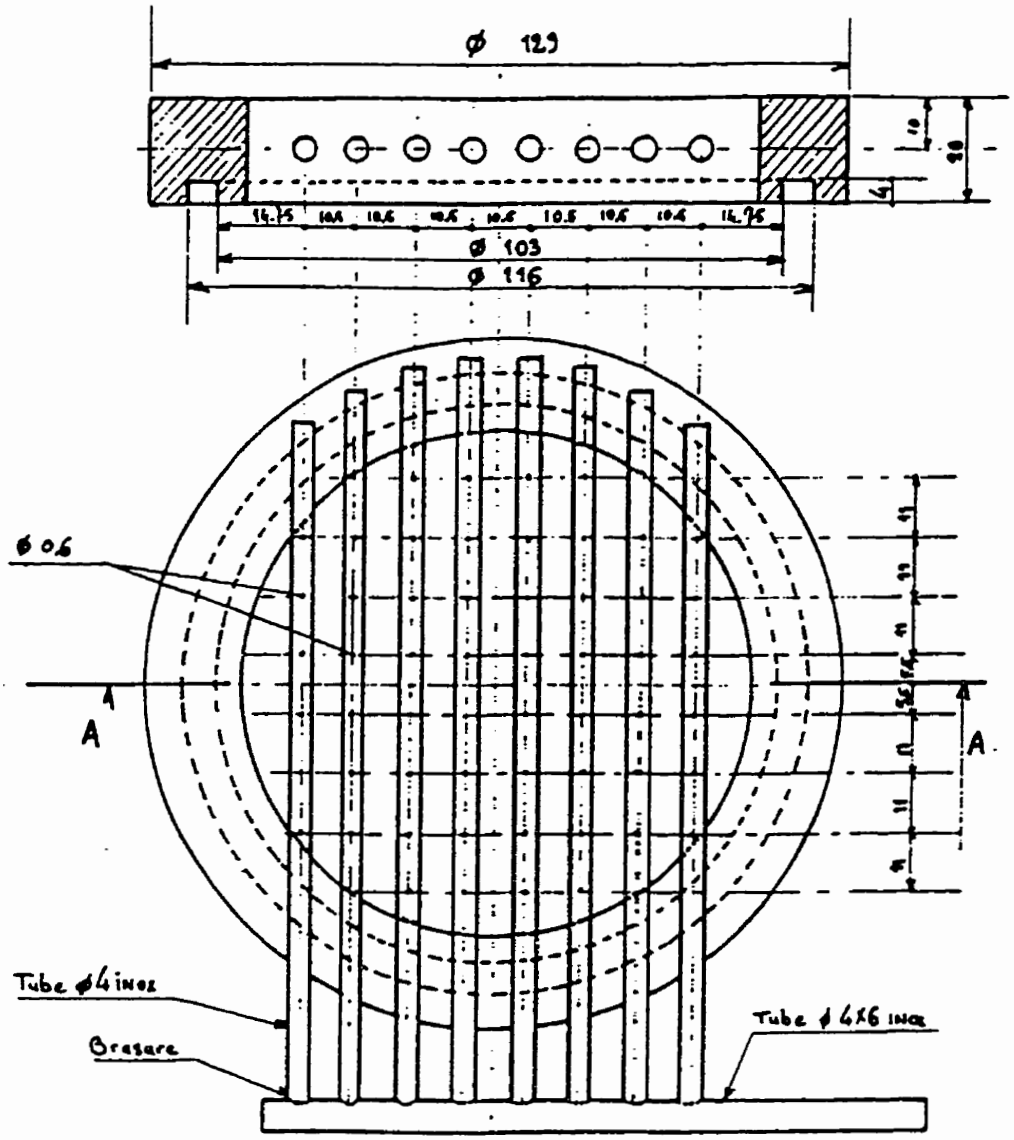
```
plot(t(1+(i-1)*125/intt:125/intt*i),sgbrut(1+(i-
1)*125/intt:125/intt*i),'w',t(1+(i-1)*125/intt:125/intt*i),sgtv(1+(i-
1)*125/intt:125/intt*i),'r:');
axis([0+(i-1)*(125) (125)+(i-1)*(125) 0 4096]);
title('Signal brut et signal corrigé pour calcul de taux de vide');
ylabel('signal digital');

subplot(2,1,2);
plot(t(1+(i-1)*125/intt:125/intt*i),sgbrut(1+(i-
1)*125/intt:125/intt*i),'w',t(1+(i-1)*125/intt:125/intt*i),sgliq(1+(i-
1)*125/intt:125/intt*i),'b:');
axis([0+(i-1)*(125) (125)+(i-1)*(125) 0 4096]);
title('Signal brut et signal corrigé pour calcul des caractéristiques
du liquide');
xlabel('temps (millisecondes)');
ylabel('signal digital');

end

end %else (if nin == 0)
%end % if nbdepasse <= 1
```

ANNEXE C

Dessins techniques du airlift et du distributeur de gaz



AIR LIFT EXTERNE A.M. DUQUENNE Schéma d'ensemble				
Date:15-12-94	Matière: Altuglas	Echelle: 0,5	Nombre: 1	Nom: JJ Pène



AIR LIFT EXTERNE A.M. DUQUENNE (B) Distributeur Ø perçage 0,6 mm				
Date: 15-12-94	Matière: inox Altuglas	Echelle: 1	Nombre: 1	Nom: JJ. Pène

ANNEXE D

Détails du protocole expérimental

Milieu

Le milieu étudié est le système air/eau. L'air comprimé arrivant du réseau passe par un rotamètre à gaz comportant une valve de régulation de débit. Ce rotamètre a auparavant été étalonné avec un compteur à gaz. Afin d'éviter l'encrassement de la sonde anémométrique de l'eau distillée a été employée. Dans le circuit de la colonne d'étalonnage un produit anti-algues (NaN_3) a été utilisé. De plus, l'eau a été changée toutes les deux semaines. Dans l'airlift aucun produit additif n'a été employé afin de ne pas modifier la tension de surface du système. L'eau du gazosiphon a été changée toutes les semaines.

Procédure générale d'opération de l'anémomètre

Après la mise sous tension de l'anémomètre, celui-ci est laissé à chauffer pendant une heure ou deux avant son utilisation. Une nouvelle sonde est d'abord trempée dans l'eau quelques jours pour permettre son vieillissement. La résistance électrique du film chaud est ensuite mesurée à l'aide de l'anémomètre, à la température du milieu lors des expériences (30 °C). Connaissant la résistance de la sonde, R_0, et le coefficient thermique, α_0, à la température de référence de 20 °C (données fournies par le manufacturier), on peut ensuite calculer le coefficient thermique à la température du

milieu selon l'équation suivante:

$$\alpha_{30} = \frac{R_0 \alpha_0}{R_{30}} .$$

La température d'opération du film chaud est choisie à 50 °C pour éviter le dégazage. On peut donc calculer la résistance d'opération de la sonde par:

$$R_f = R_{30}\left[1+\alpha_{30}\left(T_f - 30\right)\right] = R_{30}\left[1+\alpha_{30}(50-30)\right].$$

Cette résistance est sélectionnée sur l'appareil et donne lieu à un coefficient de surchauffe (R_{50}/R_{30}) d'environ 1,08-1,09 dépendant des sondes. L'anémomètre est également ajusté pour obtenir une bonne réponse en fréquence (test de l'onde carrée).

Pour les mesures avec l'anémomètre, autant lors de la calibration qu'en écoulement diphasique, l'eau est reliée électriquement à la mise à la terre de l'anémomètre. En aucun temps la sonde n'a été débranchée ou l'anémomètre mis hors tension entre la calibration et les mesures.

Calibration

L'étalonnage de la sonde anémométrique se fait à l'aide d'un tube de Pitot dans une colonne de 5,0 cm de diamètre alimentée par le bas à l'aide d'une pompe (figure 4.3). Le liquide circulant dans cette colonne tourne en circuit fermé et sa température est régulée à 30,0 ± 0,1 °C. La colonne d'étalonnage se situe juste à côté de l'airlift ce qui permet d'utiliser le système de guidage mis en place et évite de devoir débrancher la sonde entre l'étalonnage et les mesures. Le tube de Pitot, de 2 mm de diamètre, est relié

à un manomètre en U inversé, incliné à 15° par rapport à l'horizontal (le fluide manométrique est alors le fluide se trouvant dans la colonne d'étalonnage).

Pour la calibration, la vitesse obtenue par le tube de Pitot est reliée à la tension moyenne mesurée par l'anémomètre au même débit. Ceci est fait pour 15 vitesses différentes allant environ de 0,10 m/s à 0,52 m/s. Pour chaque débit, un intervalle de temps suffisamment long pour que le manomètre atteigne l'équilibre hydrostatique est laissé avant la prise de la mesure. De plus, la calibration est effectuée de la vitesse la plus faible à la plus grande, le temps d'équilibration du manomètre étant ainsi plus court. Il est à noter que les vitesses obtenues du tube de Pitot à débit faible sont moins précises.

Par ailleurs, ayant observé que la sonde s'encrasse rapidement dans l'écoulement monophasique et qu'elle est ensuite nettoyée quand on la plonge dans l'écoulement diphasique, la sonde a été placée dans l'écoulement à bulles de l'airlift entre chaque point de calibration. La présence de micro-bulles, pouvant affecter le résultat de

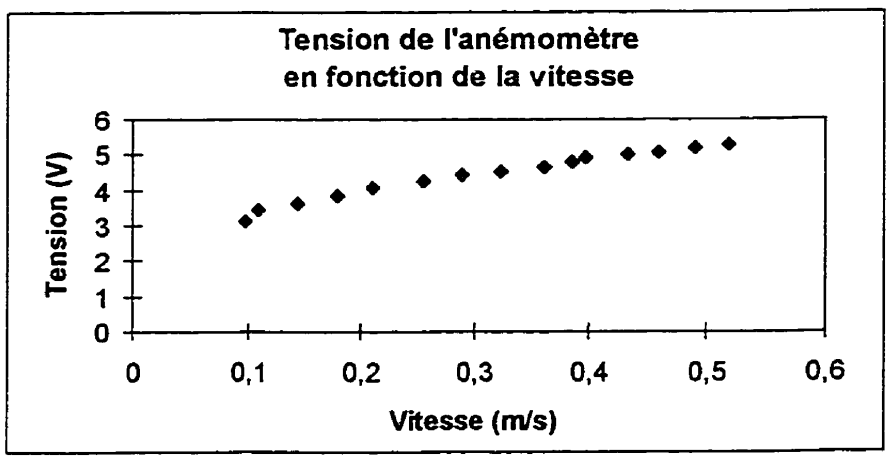


Figure D.1: Exemple de courbe de calibration.

l'anémomètre, a parfois été observée dans l'écoulement monophasique. Pour l'étalonnage, l'acquisition du signal de l'anémomètre a été faite à une fréquence de 1 kHz pour une durée d'une minute.

Un exemple de courbe de calibration est présenté à la figure D.1. Les données expérimentales ont été représentées par une loi de King de la forme $E^2 = A + BU^n$. La droite obtenue en traçant E^2 en fonction de U^n est montrée à la figure D.2 pour $n = 0{,}79$. La valeur optimale de n est celle qui maximise le coefficient de corrélation. Elle est trouvée de façon itérative.

Quelques points de la courbe de calibration de la sonde sont vérifiés au moins tous les deux jours, quotidiennement si le temps le permet, afin de s'assurer que la calibration demeure valide. Si les points de vérification dévient considérablement de la courbe d'étalonnage, la calibration est refaite. Par défaut, l'étalonnage est effectué une fois par semaine, même si les points de vérification concordent encore bien avec la courbe de calibration antérieure.

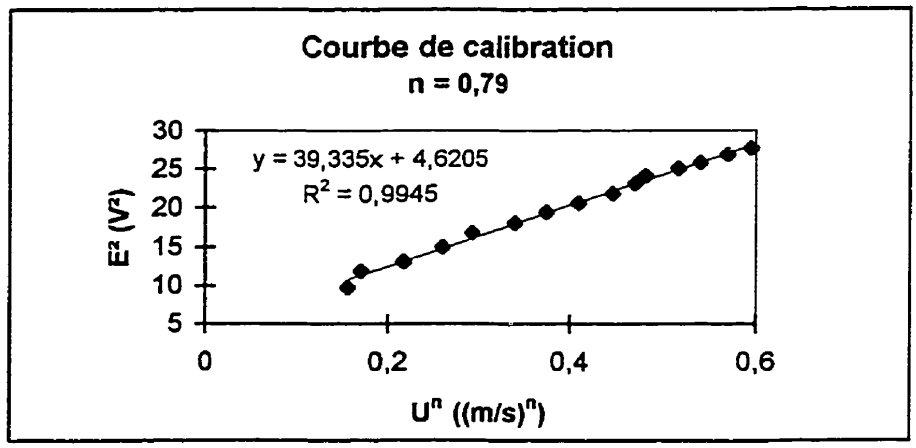


Figure D.2: Courbe de calibration représentée sous la forme d'une loi de King.

Conditions opératoires

Dans le réacteur airlift, un volume d'eau de 16,5 L a été utilisé pour l'ensemble des expériences résultant en une hauteur liquide non-aérée de 118,5 cm au-dessus du distributeur. Ce volume a été choisi après essais afin d'éviter l'aspiration d'air extérieur dans le downcomer. De plus, en utilisant cette hauteur d'eau, pas ou presque pas de bulles ne sont recirculées dans le downcomer (seulement aux débits de gaz les plus élevés voit-on quelques très petites bulles entraînées dans la zone descendante).

L'airlift est muni dans la jonction inférieure d'une résistance chauffante permettant de réguler la température du fluide. La température d'opération choisie est de 30,0 °C. La prise de température servant au contrôle se fait dans le haut de la section descendante. Il a été vérifié expérimentalement que cette configuration permet d'obtenir une température uniforme de 30,0 ± 0,2 °C dans toute la section aérée du riser.

Mesures

Toutes les mesures composant un profil radial à un débit de gaz et une position axiale donnés sont prises les unes après les autres (le même jour). Tout au cours des mesures, la position du rotamètre à gaz est vérifiée régulièrement et réajustée au besoin. La température ambiante et la pression atmosphérique sont également mesurées pour le calcul du débit de gaz dans l'airlift. En raison de la variation journalière de ces deux paramètres, la vitesse superficielle de gaz obtenue à une graduation du rotamètre donnée n'est pas toujours identique, mais les différences de débit observées sont faibles (environ ± 0,1 cm/s).

Pour les deux positions axiales proches du distributeur, la distance entre le point de fixation du support de sonde (au niveau du système de guidage) et le bout de celle-ci

étant importante, la sonde a tendance à vibrer sous l'effet de l'écoulement. Cette vibration est d'autant plus forte que le débit gazeux est important. Comme cette vibration peut être perçue par l'anémomètre comme une vitesse additionnelle et que la fréquence de vibration est du même ordre de grandeur que certaines fluctuations du signal d'acquisition, un dispositif anti-vibration a été utilisé pour les mesures au débit le plus élevé. Ce dispositif consiste en une bague métallique qui est fixée au support de sonde à environ 15 cm au-dessus de l'élément sensible de la sonde. Dans cette bague sont ensuite vissées deux tiges qui viennent prendre appui sur la paroi de l'airlift. Les deux tiges utilisées ont des longueurs différentes selon la position radiale pour laquelle on veut faire la mesure. Le dispositif est illustré schématiquement à la figure D.3.

Pour les mesures, une fréquence d'acquisition de 2 kHz a été choisie. Cette fréquence représente un compromis entre la précision du tracé du signal de bulle et la précision des caractéristiques liquides mesurées. En effet, plus la durée de l'acquisition sera longue, plus la vitesse moyenne sera précise. Or, la mémoire de l'ordinateur imposant un nombre limité de points d'acquisition, plus la fréquence est élevée, plus la durée d'acquisition est courte. Le nombre de points d'acquisition a été fixé à 200 000 résultant en un temps d'acquisition de 100 secondes.

Les mesures par anémométrie à film chaud et par bisonde optique sont effectuées de façon complètement indépendante (les deux sondes utilisent le même système de guidage et par conséquent ne peuvent prendre des mesures simultanément dans le même airlift).

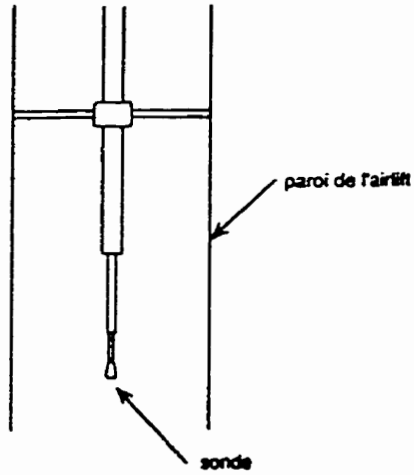


Figure D.3: Schéma du dispositif anti-vibration.

ANNEXE E

Fonction d'autocorrélation et fonction de densité spectrale d'énergie

À partir des acquisitions obtenues par anémométrie à film chaud à une fréquence d'acquisition de 2 kHz, la fonction d'autocorrélation du signal liquide a été calculée selon l'équation suivante:

$$R_v(\tau) = \frac{\overline{v(t)v(t+\tau)}}{\overline{v(t)^2}}$$

où $v = V - \overline{V}$, en présence du liquide et

$v = 0$, en présence du gaz.

En appliquant la transformée de Fourier à la fonction d'autocorrélation calculée, on peut ensuite obtenir la fonction de densité spectrale d'énergie. Des exemples de fonctions d'autocorrélation et de fonctions de densité spectrale d'énergie sont présentés aux figures E.1 à E.4.

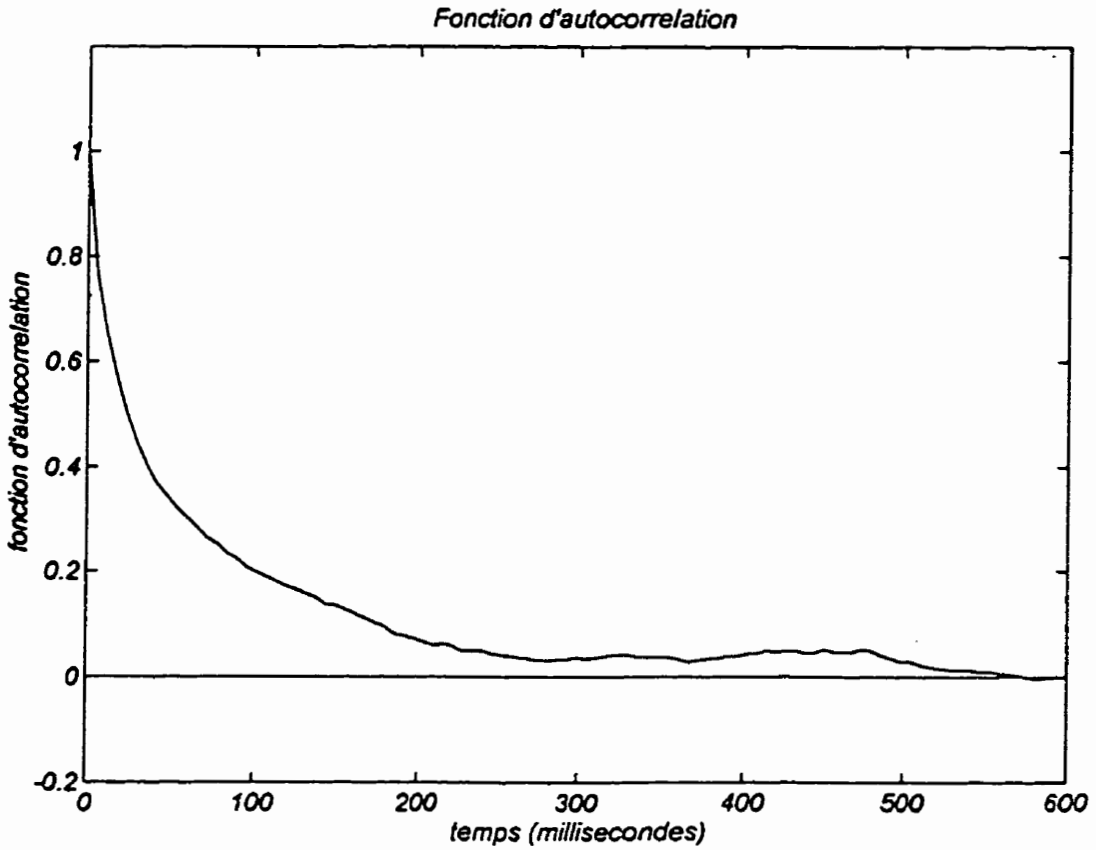


Figure E.1: Fonction d'autocorrélation pour une acquisition à $U_G = 0{,}029$ m/s, $z/D = 7{,}9$ et $r/R = 0$.

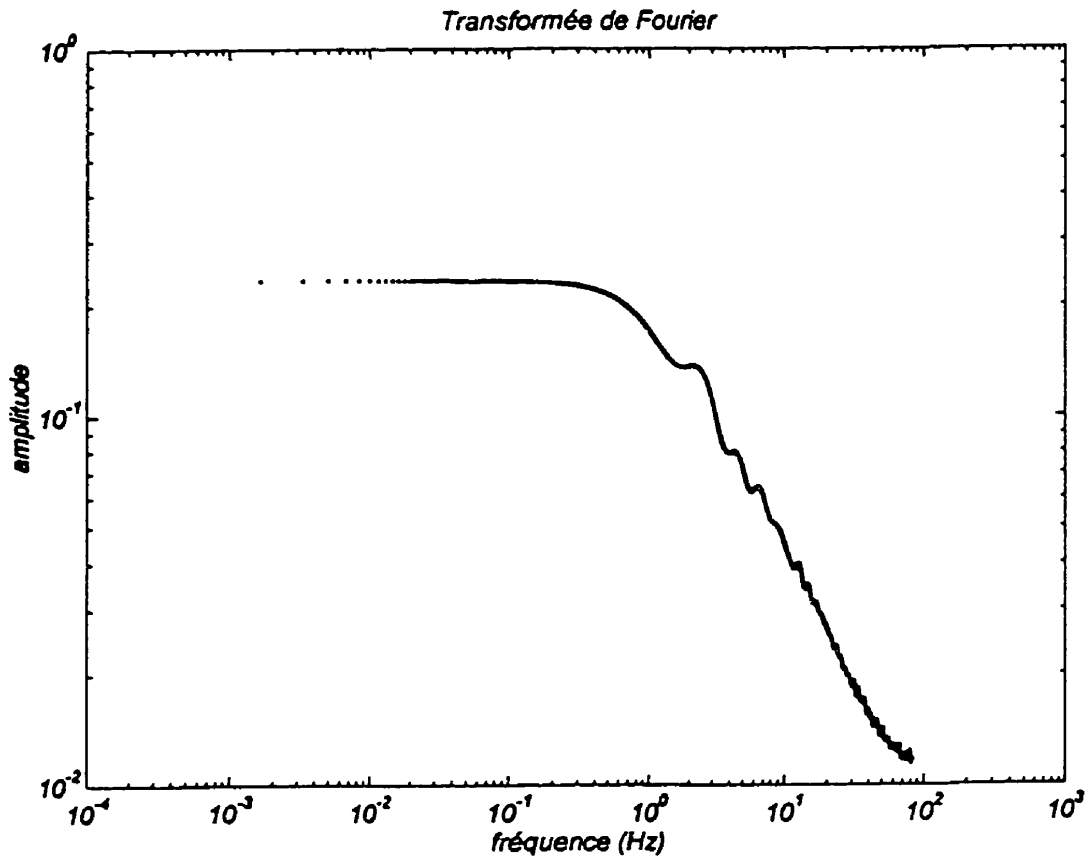


Figure E.2: Fonction de densité spectrale d'énergie pour une acquisition à $U_G = 0{,}029$ m/s, $z/D = 7{,}9$ et $r/R = 0$.

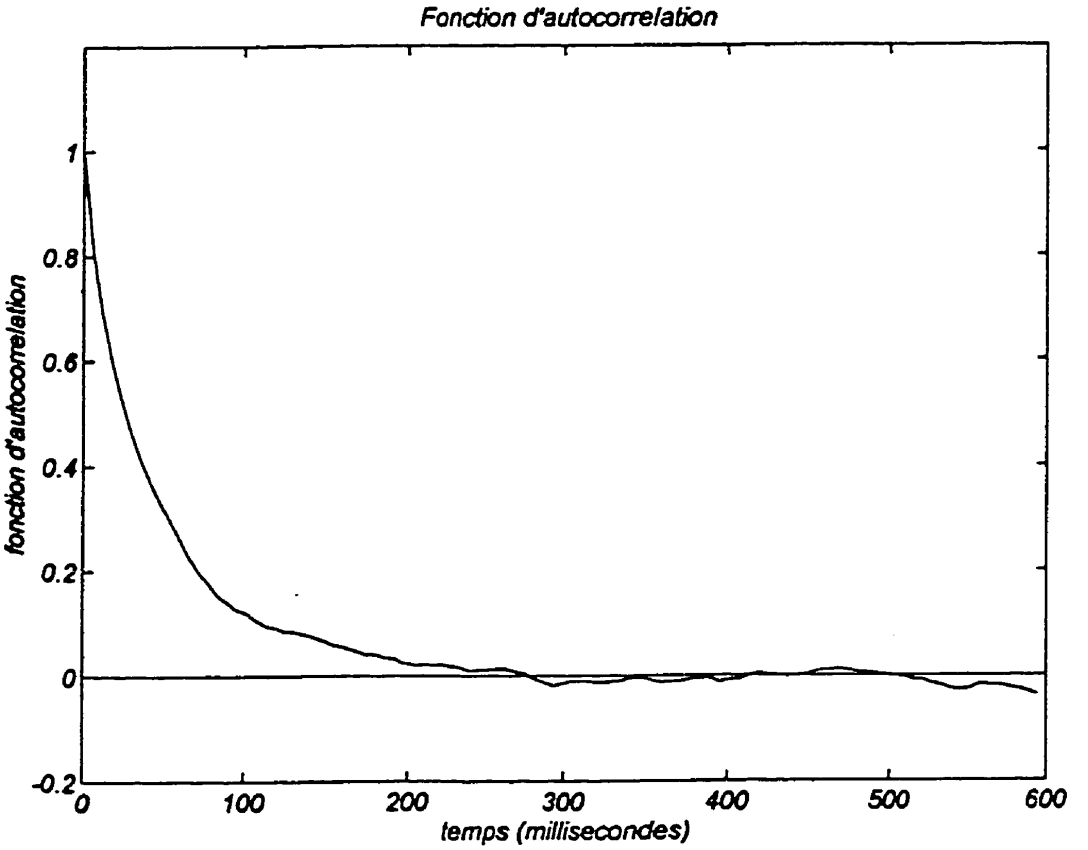


Figure E.3: Fonction d'autocorrélation pour une acquisition à U_G = 0,068 m/s, z/D = 7,9 et r/R = 0.

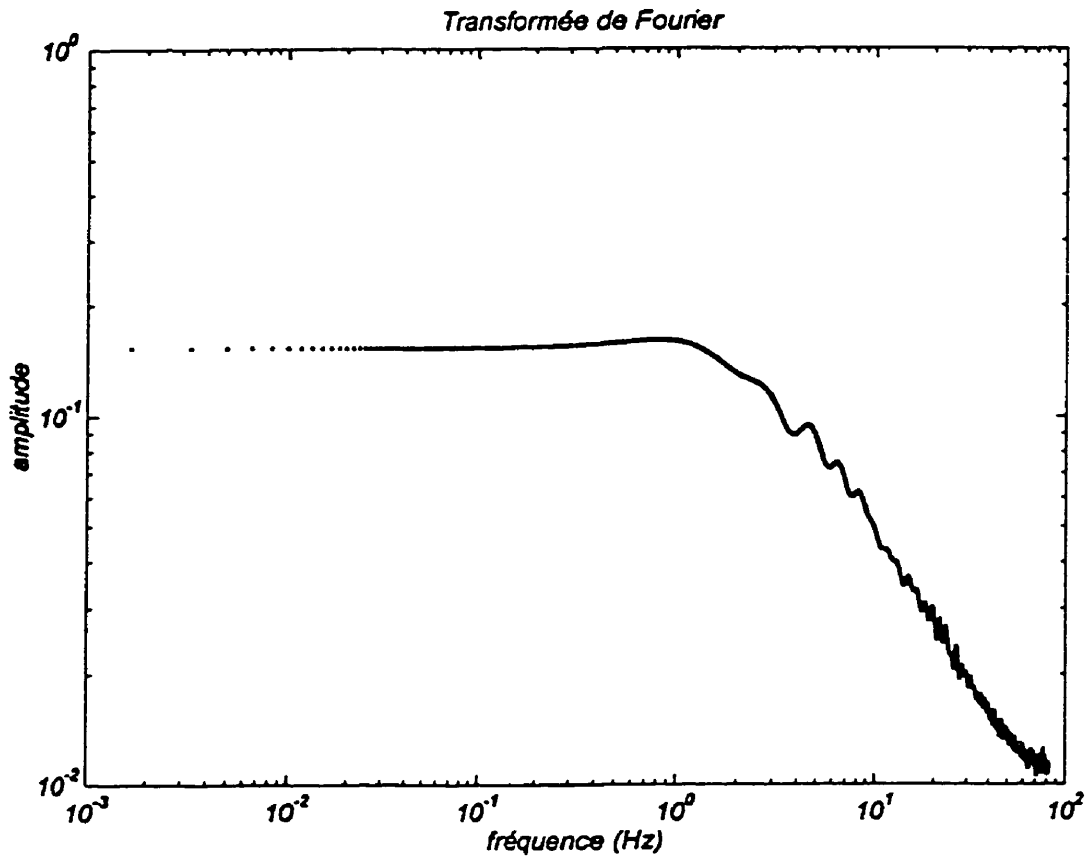
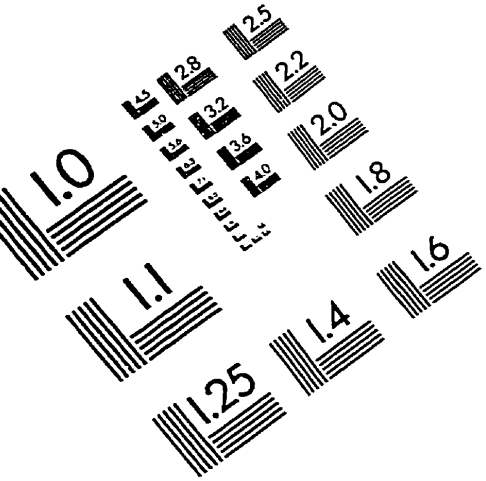
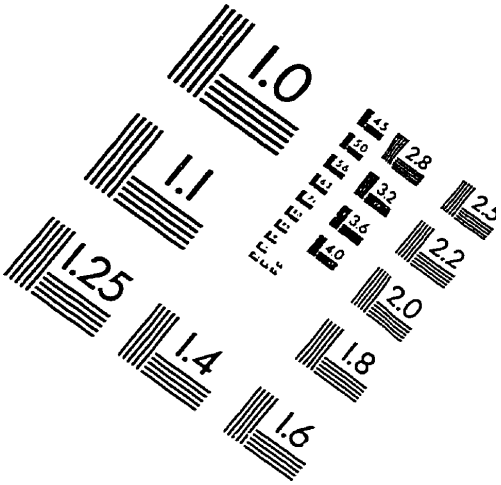
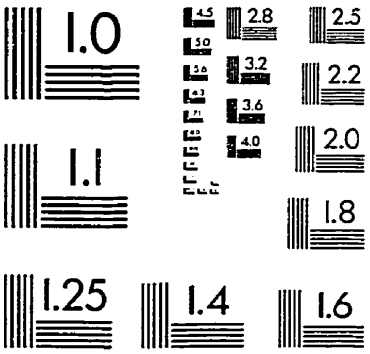


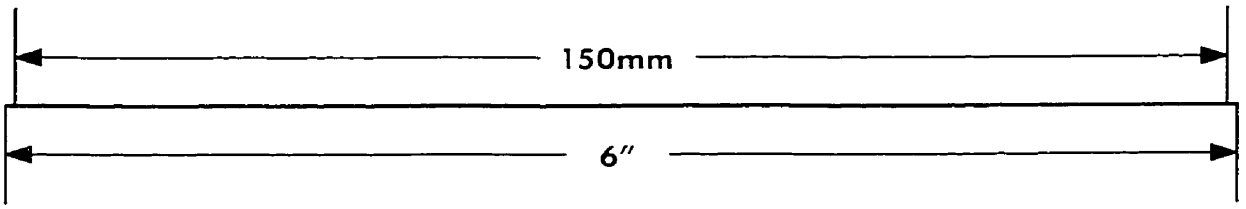
Figure E.4: Fonction de densité spectrale d'énergie pour une acquisition à $U_G = 0{,}068$ m/s, $z/D = 7{,}9$ et $r/R = 0$.

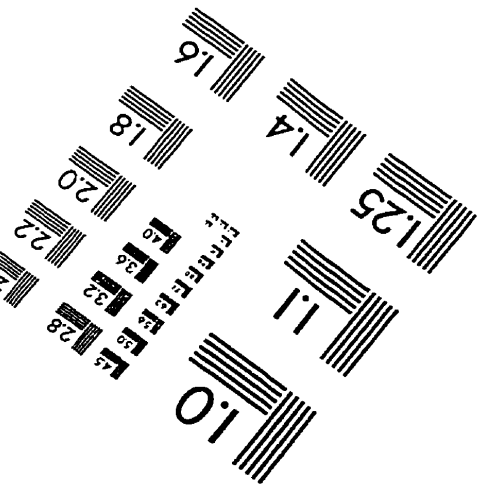
IMAGE EVALUATION TEST TARGET (QA-3)

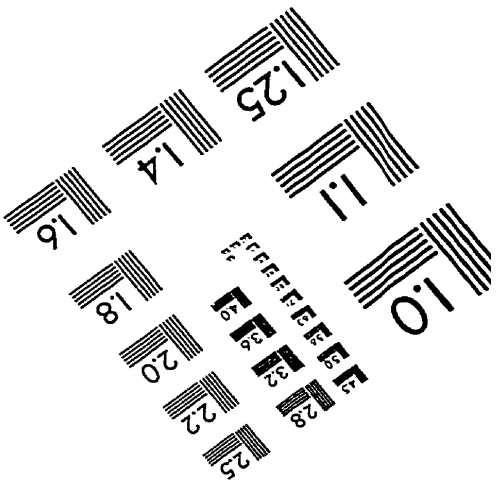












APPLIED IMAGE, Inc
1653 East Main Street
Rochester, NY 14609 USA
Phone: 716/482-0300
Fax: 716/288-5989

© 1993, Applied Image, Inc., All Rights Reserved