



HAL
open science

Étude expérimentale de la réduction de traînée par injection de bulles

Georges Ndongo Fokoua

► **To cite this version:**

Georges Ndongo Fokoua. Étude expérimentale de la réduction de traînée par injection de bulles. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2013. Français. NNT: . tel-00931382v1

HAL Id: tel-00931382

<https://theses.hal.science/tel-00931382v1>

Submitted on 15 Jan 2014 (v1), last revised 6 Nov 2017 (v2)

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

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



université de bretagne
occidentale



THÈSE / UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

sous le sceau de l'Université européenne de Bretagne

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

Mention : Génie Mécanique, Mécanique des Fluides et Energétique

École Doctorale (EDSM)

présentée par

Georges Ndongo Fokoua

Préparée à l'Institut de Recherche de l'Ecole Navale, département Mécanique et Energétique en Environnement Naval

Etude expérimentale de la réduction de traînée par injection de bulles

Thèse soutenue le 17 décembre 2013 devant le jury
composé de :

Eric Climent

Professeur des Universités, Institut Polytechnique de Toulouse /
Président

Michel Lance

Professeur des Universités, Université de Lyon / *Rapporteur*

Innocent Mutabazi

Professeur des Universités, Université du Havre / *Rapporteur*

Chao Sun

Equivalent Maître de Conférence, Université de Twente Enschede,
Pays- Bas / *Examineur*

Noureddine Latrache

Maître de Conférence, Université de Bretagne Occidentale /
Examineur

Catherine Colin

Professeur des Universités, Institut Polytechnique de Toulouse /
Directrice de Thèse

Céline Gabillet

Maître de Conférence, Ecole Navale de Brest / *Encadrante*

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé à l'Institut de Recherche de L'Ecole Navale (IRENav), en collaboration avec l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT). Je tiens à remercier les deux instituts pour la confiance qu'ils m'ont accordée en m'ouvrant grandement leurs portes. Mes remerciements vont plus particulièrement à l'Ecole Navale, qui a mis à ma disposition tous les moyens nécessaires, moyens sans lesquels ce projet ne serait jamais parvenu à son terme.

Ma profonde reconnaissance va également à Catherine Colin et Céline Gabillet qui ont assuré la supervision de mes travaux, pour leur disponibilité, leurs conseils et directives et toutes les longues heures de discussions passées ensemble. Leur compétence, leur bienveillance et leur patience à mon égard ont largement contribué à la réussite de ce projet de thèse.

Mes sincères remerciements vont aussi à toutes les personnes qui ont accepté de participer à mon jury de thèse, les professeurs Michel Lance et Innocent Mutabazi pour m'avoir fait l'honneur de s'intéresser à ce travail et d'y avoir apporté des critiques constructives et valorisantes. Les autres membres du jury, le Professeur Eric Climent, le Maître de Conférence Noureddine Latrache et le Docteur Chao Sun, pour avoir accepté de juger ce travail, apporté un avis éclairé et suggéré des pistes pour les futurs travaux.

Mes remerciements s'adressent également au Service de Soutien Informatique de l'IRENav, au Service Achat Gestion et Administration, au CIREN et au SEFER, pour m'avoir supporté et pour avoir toujours dit OUI quand je venais frapper à leurs portes. Leur soutien, leur assistance technique et leur grande disponibilité sont indispensables à la réussite de nos différents travaux.

Merci à l'ensemble des enseignants chercheurs, ils constituent le socle sur lequel je n'ai pas hésité à m'appuyer pour avancer. Merci à tous mes collègues et amis doctorants et post-doctorants : grâce à leur bonne humeur nous avons joui au sein du labo d'une ambiance chaleureuse, d'un cadre familial et d'un environnement de travail propice à un épanouissement réel.

Un merci particulier à Sébastien Cazin de l'IMFT, pour son soutien, sa disponibilité et ses conseils, et pour m'avoir initié au traitement d'images sous Matlab et assuré ma prise en main de PIVIS. Mes remerciements vont également à Agathe Chouippe pour son accueil chaleureux et pour avoir facilité mon intégration à l'IMFT, et à Adrien Aubert dont le soutien a été précieux pour ma fin de thèse.

Je remercie enfin mes parents qui auraient aimé vivre cet instant, ma compagne pour son réconfort et sa patience, par son amour, elle a su me donner l'impulsion dont j'avais besoin pour avancer. Je ne saurais oublier de remercier ma petite Anaëlle qui a su attendre pour permettre à son futur papa de réaliser son rêve.

William Blake a écrit :

*Voir un univers dans une bulle
Et un paradis dans une fleur sauvage,
Tenir l'infini dans la paume de la main,
Et l'éternité dans une heure.*

*A mes parents Roger et Angéline,
A mes femmes Maiwenn et Anaëlle*

Table des matières

Introduction générale.....	16
Chapitre 1 : Généralités sur l'écoulement de Taylor-Couette.....	24
I-1 Ecoulement de Taylor-Couette monophasique.....	24
1- Transition	24
2- Particularités de l'écoulement de Taylor Couette turbulent (TVF et TF)	30
I-2 Ecoulement de Taylor-Couette diphasique.....	33
1- Dispersion des bulles en écoulement de Taylor-Couette, accumulation préférentielle des bulles	33
2-Effet des bulles sur l'écoulement porteur.....	41
Chapitre 2 : Dispositif expérimental de Taylor-Couette	52
II-1 Système Taylor-Couette	54
1- Dimensions géométriques du système	55
2- Propriétés physiques des fluides utilisés	56
3- Paramètres de contrôle	57
II-2 Système de motorisation	60
1- Le moteur	60
2- Le variateur	60
3- Le couple-mètre	61
II-3 Système d'injection de bulles.....	63
1- Description du circuit d'injection.....	63
2- Régimes de bullage	66
3- Choix des capillaires	68
II-4 Caractérisation des tailles de bulles et détermination des débits d'injection.....	70
1- Détermination de la taille des bulles	70
2- Détermination des débits d'injection.....	73
Chapitre 3 : Instrumentation et techniques de mesure	86
III-1 Caractérisation de la phase liquide par PIV	86
1- Ensemencement	87
2- Instrumentation	87
3- Correction optique et calage des parois.....	89
4- Validation des lois de correction optique sur la mire.....	90
5- Traitement des données.....	92
6-Synthèse des erreurs pour la caractérisation locale de la phase liquide	94

III-2 Caractérisation locale de la phase gazeuse.....	95
1- Principe et matériel	95
2- Traitement des images	98
3- Limitation de la profondeur de champ-Discrimination des bulles par seuillage de niveaux de gris.....	104
4-Validation des paramètres du traitement des images pour l'analyse.....	111
lagrangienne	111
5-Analyse eulérienne	116
6-Synthèse des erreurs pour la caractérisation locale de la phase gazeuse.....	130
Chapitre 4 : Caractérisation de la phase dispersée.....	136
IV-1 Transition et turbulence naissante.....	137
1- Influence du Reynolds. Configuration petites bulles	137
2- Influence de la taille des bulles. Configuration grosses bulles.....	151
IV-2 Ecoulement turbulent avec persistance des cellules de Taylor	162
1- Configuration petites bulles	162
2- Configuration grosses bulles	168
IV-3 Synthèse et discussion	177
1- Taux de vide global en fonction du Reynolds pour les différents mélanges et les différentes tailles de bulles	178
2- Diagramme de l'arrangement en fonction des paramètres adimensionnels C et H.....	181
3- Diagramme de variation de longueur d'onde en fonction des paramètres adimensionnels	186
Chapitre 5 : Couple visqueux	196
V-1 Couple en écoulement monophasique.....	196
1-Reproductibilité des mesures	196
2-Influence du protocole de mesure	197
3-Validation. Comparaison à la formulation de Wendt.....	197
V-2 Comparaison des couples monophasique et diphasique.....	200
1-Définition et construction du TRD : différence relative de couple	200
2- TRD en fonction du Reynolds.....	201
V-3 Discussion sur le couple en diphasique. Influence de l'arrangement des bulles.....	204
1- TRD en fonction du paramètre C	204
2- TRD en fonction des paramètres C et H. Corrélation avec l'arrangement des bulles.....	205
3- Influence de la capture sur TRD	206
Chapitre 6 : Caractérisation de la phase liquide.....	212
VI-1 Caractérisation de l'écoulement monophasique. Validation.....	213

1- Validation des mesures PIV. Comparaison aux données de Mehel	214
VI-2 Comparaison entre l'écoulement monophasique et diphasique	225
1- Non capture	227
2- Capture dans les cellules	228
VI-3 Récapitulatif sur les modifications induites par les bulles- Discussion	238
1- Récapitulatif	238
2- Effet des bulles sur le frottement à la paroi du cylindre intérieur. Discussion.....	242
Conclusion générale	248
Références bibliographiques	254
Annexe A1 : Courbes d'étalonnage du couple-mètre.....	258
Annexe A2 : Récapitulatif des essais d'injection en cuve.....	260
Annexe B Correction optique des visualisations dans un plan méridien.....	264
Annexe C : Arrangement global de la phase dispersée et cartographies de taux de vide et vitesses axiale et radiale des bulles.....	270
Annexe D.....	301
CONCATENATION DES CARTOGRAPHIES DE VITESSE DE LA PHASE LIQUIDE OBTENUES PAR PIV EN MONOPHASIQUE ET DIPHASIQUE.....	301



Nomenclature

g	Gravité
R_o	Rayon du cylindre extérieur
R_i	Rayon du cylindre intérieur
L	Hauteur utile de l'entrefer
$d=R_o-R_i$	Largeur de l'entrefer
$\eta=R_i/R_o$	Facteur de forme
$\Gamma=L/d$	Rapport d'aspect
$\delta=d/R_i$	Courbure du système
R_b	Rayon de bulle
$D_b=2R_b$	Diamètre de bulle
ϑ_b	Volume d'une bulle considérée comme sphérique
r	Distance à l'axe de rotation du cylindre
z	Position axiale
$X= r-(R_o+R_i)/(2d)$	Position radiale adimensionnelle
$\Omega_i :$	Vitesse de rotation en (tr/s) du cylindre intérieur
μ_L	Viscosité dynamique du liquide
ν_L	Viscosité cinématique du liquide
ρ_L	Masse volumique du liquide
μ_G	Viscosité dynamique de l'air
ν_G	Viscosité cinématique de l'air
ρ_G	Masse volumique de l'air
σ	Tension superficielle
$Re=2\pi R_i \Omega_i d/\nu_L$	Nombre de Reynolds de l'écoulement
$Ta = Re \sqrt{\frac{d}{R_i}}$	Nombre de Taylor
TVF	Régime de première instabilité (Taylor Vortex Flow)

WVF	Régime de deuxième instabilité (Wavy Vortex Flow)
MWVF	Régime de troisième instabilité (Modulated Wavy Vortex Flow)
TN	Régime de turbulence naissante
TTVF Taylor Vortex Flow)	Régime turbulent avec persistance des cellules de Taylor (Turbulent Taylor Vortex Flow)
TF	Régime turbulent (Turbulent Flow)
Inflow	Jet entrant (dirigé du cylindre extérieur vers le cylindre intérieur)
Outflow	Jet sortant (dirigé du cylindre intérieur vers le cylindre extérieur)
T_{ac1} , T_{ac2} , T_{ac3} et T_{ac4}	Nombres de Taylor critiques pour le passage au régime de première, deuxième, troisième instabilité et turbulence naissante
n	Nombre de cellules de Taylor sur toute la hauteur utile de l'entrefer
n_c	Nombre de colliers de bulles empilés dans la direction axiale
m	Nombre d'onde azimuthal
λ	Longueur d'onde axiale
$\lambda_m=L/n_c$ du nombre de colliers	Longueur d'onde axiale moyenne, obtenue de façon global à partir du nombre de colliers
T	Couple de frottement visqueux appliqué au cylindre intérieur
G intérieur	Couple de frottement visqueux adimensionnel appliqué au cylindre intérieur
G_{mono}	Couple de frottement visqueux adimensionnel monophasique
G_{diph}	Couple de frottement visqueux adimensionnel diphasique
τ_w	Frottement pariétal
$u^* = \sqrt{\tau_w/\rho_L}$	Vitesse de frottement
$\delta^* = \nu_L/u^*$	Echelle de longueur visqueuse associée à la vitesse de frottement
$d_b^+ = D_b/\delta^*$	Diamètre de bulle normalisé par l'échelle de longueur visqueuse
W	Vitesse axiale des cellules de Taylor
V_b	Vitesse ascensionnelle des bulles dans un fluide au repos

Nomenclature

$C = \frac{W}{V_b}$	Nombre sans dimension caractéristique de la migration des bulles dans la direction axiale
$H = 4 \left(\frac{W}{\Omega_i R_i} \right)^2 \frac{R_i}{d}$	Nombre sans dimension caractéristique de la migration des bulles dans la direction radiale
H_{cap}	Paramètre déterminant la capture en collier par les bulles
$T_0 = 273,15 \text{ K}$	Température à 0°C
L_c	Longueur du capillaire
ϕ_c	Diamètre du capillaire
Q_G	Débit de gaz
ξ_i et λ_i	Respectivement, coefficient des pertes de charge singulière et régulière
P_S	Pression à la sortie de l'injecteur
P_D	Pression lue sur le manomètre
P_{atm}	Pression atmosphérique
R_{bstat}	Rayon de bulle correspondant au bullage statique
R_{bdyn}	Rayon de bulle correspondant au bullage dynamique
H_0	Colonne d'eau au-dessus du capillaire
Q_{cri}	Débit critique au-delà duquel le régime de bullage est dynamique
f_e	Fréquence d'acquisition de la camera rapide
f_d	Fréquence de détachement des bulles
ρ_p et d_p	Densité et diamètre des particules d'ensemencement.
XD	Position d'une particule dans le plan image (caméra)
XA	Position de la même particule dans le plan objet (entrefer)
d_{eq}	Diamètre équivalent de bulle
β	Facteur de sphéricité de bulle
γ	Coefficient d'association des bulles
$X(k,n)$	Position radiale de la bulle numéro k sur l'image n

$Z(k,n)$	Position axiale de la bulle numéro k sur l'image n
n_t	Nombre d'images traitées
n_m	Numéro d'une maille dans la grille eulérienne
u_b et w_b méridien (r,z)	Composantes de vitesse axiale et radiale de bulles dans un plan méridien (r,z)
r_b	Position radiale réelle de bulle dans l'entrefer
pdc	Profondeur de champ
n_x et n_z axiale.	Nombre de pixels d'une image donnée dans les directions axiale et axiale.
χ_g	Fonction indicatrice de la phase gazeuse.
$S_{b,nm}$	Surface de la bulle incluse dans la maille n_m
$n_{asso,nm}(n)$ (n)	Nombre de bulles qui ont été associées dans la maille n_m , à l'instant (n)
α	Taux de vide local
$\langle \rangle_{r,t}$ dans la direction radiale	Opérateur de moyenne temporelle de grandeur instantanée, intégrée dans la direction radiale
$\langle \rangle_{z,t}$ dans la direction axiale	Opérateur de moyenne temporelle de grandeur instantanée intégrée dans la direction axiale
$\langle \rangle_{r,z,t}$	Opérateur de moyenne temporelle de grandeur intégrée dans les directions axiale et radiale
$\alpha(n_m) = \langle \chi_g \rangle_{x,z,t}(n_m)$	Taux de vide dans la maille n_m moyenné dans le temps
M_1 à M_5 eulérienne.	Différents maillages, de fin à grossier utilisées en analyse eulérienne.
TRD	Différence relative du couple (indicateur de réduction/augmentation du couple)
PIV	Vélocimétrie par Images de Particules
LDV	Vélocimétrie Laser Doppler LDV
PTV	Particules Tracking Velocimetry

Nomenclature

W_L par PIV	Composante de vitesse moyenne axiale de la phase liquide obtenue par PIV
U_L obtenue par PIV	Composante de vitesse moyenne radiale de la phase liquide obtenue par PIV
u'_L et w'_L	Fluctuations de vitesse radiale et axiale de la phase liquide
V_i	Vitesse en m/s du cylindre intérieur



Introduction générale

Le commerce international se fait aujourd'hui en grande partie par voie maritime. Les besoins en carburant constituent donc ici un enjeu très important et il convient alors pour pérenniser l'activité et réaliser de substantielles économies, de réduire la consommation en carburant des navires. L'énergie consommée par les navires permet essentiellement de faire face à la résistance à l'avancement. Ainsi, réduire cette résistance permettrait d'améliorer le rendement du système propulsif, de diminuer la consommation des énergies fossiles et de réduire l'impact environnemental des navires.

La résistance à l'avancement peut être divisée en trois composantes : la résistance de frottement, la résistance de vague et la résistance de forme. La résistance de frottement est due à la contribution des contraintes visqueuses exercées par le liquide sur la carène du navire, la résistance de vague est due à la contribution de la pression de l'eau sur la coque (vague d'étrave principalement) et la résistance de forme est due à la contribution du déficit de pression dans le sillage. Dans le cas d'un navire caractérisé par une vitesse d'avance faible et une grande longueur de coque, la résistance de frottement est prépondérante devant les autres types de résistance.

De nombreuses méthodes ont été envisagées pour réduire la résistance à l'avancement, on les classe généralement en méthodes passives et actives. Les méthodes passives ne nécessitent aucun apport d'énergie extérieur. Dans cette catégorie, on trouve les méthodes d'optimisation de la forme de la carène qui ont un impact sur la résistance de forme et de vague, on trouve également les méthodes de traitement de la surface (surfaces super-hydrophobes) qui peuvent réduire la résistance de frottement. De manière générale, ces méthodes favorisent la pénétration du navire dans l'élément fluide.

La mise en place des méthodes actives n'est pas aisée, car elle nécessite une action au cœur de la physique de l'écoulement par apport d'énergie extérieure. En général, ces méthodes visent à réduire la résistance de frottement, en modifiant la couche limite qui se développe le long de la paroi. Le contrôle de la turbulence dans la couche limite est à l'heure actuelle, un sujet de recherche en plein essor, en hydrodynamique navale. Les techniques envisagées sont : la magnétohydrodynamique, l'injection de polymères ou l'injection d'air sous la carène. Mais de nombreux défis résident dans l'élaboration de ces procédés et la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu à un niveau fondamental dans la réduction de traînée est nécessaire.

Dans le cadre de nos travaux de recherche, l'IRENav ayant développé des compétences dans l'étude des écoulements diphasiques et ses activités de recherche

étant orientées vers l'environnement naval, nous avons choisi de nous intéresser à la réduction de traînée par injection d'air. Aujourd'hui, sous le terme générique d'injection d'air, on distingue plusieurs procédés : injection de cavité, injection de bulles millimétriques et injection de microbulles (Ceccio (2010)).

Le procédé le plus prometteur en termes de réduction de traînée de frottement est la génération de cavité d'air le long de la paroi. Avec cette technique, le frottement local peut être réduit de 90% et on peut réduire la traînée globale de 15% pour un gain sur la puissance propulsive de 5 à 7% (EJ. Foeth (2009)). Le procédé est simple car il s'agit de diminuer la surface mouillée de la paroi mais il est difficile à mettre en œuvre dans un contexte naval car la cavité peut être instable en situation de tenue à la mer et pour les phases de manœuvre.

L'injection de bulles millimétriques à la paroi est également un procédé prometteur. Avec cette technique, on peut réduire le frottement local de 80% et la traînée globale de 7% pour un taux de vide supérieur à 10%. (Madavan et al (1985), Elbing et al (2008)). Ce procédé nécessite des débits d'injection importants, permettant d'avoir une forte densité de bulles en proche paroi dans la couche limite. Les premières expériences à grande échelle d'injection de bulles le long d'une carène (études japonaises, Seium Maru (2002)) ont pu mettre en évidence une réduction de traînée, mais ces expériences ont également montré que la diminution de traînée était compensée par la perte de poussée due à la présence des bulles dans l'hélice. Ce problème peut être facilement résolu en redessinant la coque et en y intégrant des déflecteurs, mais il soulève un autre problème fondamental, qui est celui de la maîtrise des trajectoires de bulles au sein de la couche limite turbulente.

L'injection de microbulles (de taille comparable à la sous-couche visqueuse) peut permettre une réduction locale du frottement de 3,5% à 20% pour des taux de vide très faible de 0,1% à 0,2%. Le potentiel énergétique de la méthode est remarquable, il a été mis en évidence par calculs numériques (Ferrante & Elghobashi (2004)) et confirmé expérimentalement par Jacobs et al (2010)) mais il nécessite de générer des bulles de quelques microns de diamètre, qui peuvent interagir avec les petites structures de la turbulence en proche paroi.

Compte tenu de ses applications dans le contexte naval, et fort de ses retombées sur le plan économique, énergétique et environnemental, on observe ces dernières années un engouement réel pour l'étude de la réduction de traînée par injection de bulles. Les configurations d'écoulement les plus utilisées sont : le canal plan (Kadama et al (2000)), la plaque plane (Merkle & Deutsch (1989), Sanders et al (2006)). Ces différentes configurations ont certes permis de mettre en évidence une réduction locale importante du frottement, mais les différents mécanismes à l'origine de cette réduction ne sont pas clairement identifiés. Les études montrent en effet qu'on peut avoir une

grande dispersion des résultats. Il ressort que les performances dépendent de plusieurs paramètres tels que la distribution du taux de vide (ou fraction volumique de gaz dans l'écoulement) en proche paroi, la taille et la déformabilité des bulles, la vitesse externe de la couche limite. Ces travaux montrent également qu'il est difficile de transposer les résultats obtenus à petite échelle aux échelles réelles.

Dans ce contexte, l'étude de la réduction de traînée par injection de bulles en écoulement de Taylor-Couette (écoulement en rotation confiné entre deux cylindres concentriques) présente un certain nombre d'avantages :

- C'est une configuration académique de référence, en effet, la transition du régime laminaire au régime turbulent est caractérisée par le développement successif d'instabilités bien connues.
- Cet écoulement présente un certain nombre d'analogies avec l'écoulement de couche limite turbulente : en particulier, le développement dans l'entrefer de cellules tourbillonnaires de Taylor et de jets inflow/outflow est similaire à la structure de la turbulence de proche paroi caractérisée par des cellules longitudinales, des zones de balayage et éjection.
- En configuration de Taylor-Couette, pour un cylindre intérieur en rotation et un cylindre extérieur fixe, les bulles sont attirées vers la paroi du cylindre intérieur. Ainsi la force de d'inertie induite par la rotation du cylindre intérieur joue le même rôle attractif sur les bulles vis-à-vis de la paroi du cylindre intérieur que la force de flottabilité pour les bulles vis-à-vis de la paroi de la carène.
- D'après les travaux de Lu et al (2005) en canal, la dispersion turbulente des bulles dans la zone de proche paroi est l'élément clé qui contrôle la réduction locale de la traînée. Or l'écoulement de Taylor-Couette est la configuration idéale pour étudier la dispersion des bulles par différentes échelles de la turbulence. En effet, les bulles peuvent interagir avec les grandes échelles associées aux cellules de Taylor, avec les moyennes échelles associées aux instabilités de type onde azimutale, et avec les petites échelles de la turbulence qui se développent dans la transition.
- De plus, la configuration de Taylor-Couette étant un système fermé, la réduction de traînée peut être estimée de façon globale par la mesure du couple visqueux appliqué au cylindre intérieur.

Les études consacrées à la réduction de traînée par injection de bulles en écoulement de Taylor-Couette sont récentes. Muraï (2008) a mis en évidence qu'il existe un Reynolds de transition en deçà duquel on observe de la réduction de traînée et une augmentation au-delà. On suspecte que l'arrangement des bulles dans l'entrefer conditionne ce changement de régime, cependant le lien entre la dispersion des bulles et la traînée sur le cylindre intérieur n'a pas été clairement mis en évidence à ce jour.

On se propose donc ici d'étudier expérimentalement les interactions entre des bulles d'air et les structures de l'écoulement porteur et d'analyser l'impact de ces interactions sur le couple visqueux global appliqué au cylindre intérieur. La configuration étudiée est le système académique de Taylor-Couette, avec cylindre extérieur fixe. Les régimes abordés couvrent tous les régimes de transition, de turbulence naissante et le régime turbulent avec persistance des cellules de Taylor ($Re \leq 2.10^4$). Les bulles sont générées par injection à travers un capillaire, ce qui permet de bien contrôler leur taille.

Ces travaux font suite aux thèses de Favé (1999) et de Mehel (2006) précédemment soutenues à l'IRENav. La thèse de Favé (1999) a permis de mettre en évidence les modifications induites par l'introduction d'une phase gazeuse condensable et non condensable sur l'état d'écoulement (longueur d'onde axiale, fréquence de l'onde azimutale) pour les régimes de premières instabilités. La thèse de Mehel (2006) a permis la caractérisation de l'arrangement des bulles dans l'entrefer par intrusion de sondes optiques pour des régimes de Reynolds plus élevés allant jusqu'au régime de turbulence naissante. Dans les travaux de Mehel et de Favé, l'analyse était basée sur la mesure des composantes de vitesse axiale et azimutale de la phase liquide par vélocimétrie laser à effet Doppler.

Les travaux de recherche que nous présentons sont complémentaires des travaux de Mehel et de Favé, ils permettent en plus:

- La caractérisation fine de la distribution du taux de vide dans l'entrefer par visualisations des trajectoires de bulles et ce pour une variété d'arrangements de bulles plus large que chez Mehel et chez Favé, Dans la bibliographie, on ne trouve pas à l'heure actuelle de cartographies du taux de vide obtenues expérimentalement en écoulement de Taylor Couette à bulles. La méthode de mesure est originale et a été développée spécifiquement dans le cadre de cette thèse.
- La caractérisation du champ de vitesse du gaz dans un plan méridien. La méthode est commune à la caractérisation du taux de vide.
- La caractérisation du champ de vitesse du liquide dans un plan méridien par vélocimétrie par images de particules, donnant ainsi accès en plus de la vitesse axiale, à la composante de vitesse radiale. Cette méthode de mesure n'a encore jamais été mise en œuvre en écoulement de Taylor Couette à bulles.
- La mesure du couple visqueux appliquée au cylindre intérieur.

Le rapport est structuré de la façon suivante :

Le chapitre 1, présente les principales caractéristiques de l'écoulement de Taylor-Couette monophasique et diphasique. Il résume l'état de l'art. On y discute des différents mécanismes qui peuvent être mis en œuvre dans la réduction de traînée par injection de bulles pour cette configuration d'écoulement.

Le chapitre 2 est consacré à la description du dispositif expérimental. Nous insistons ici sur les améliorations apportées au dispositif de Taylor-Couette ayant servi à la thèse de Mehel (2006)

Le chapitre 3 est dédié à la présentation des techniques de visualisation spécifiquement mises en œuvre dans le cadre de nos travaux : la vélocimétrie par images de particules dans un plan méridien pour la caractérisation de vitesse eulérienne de la phase liquide et le suivi de trajectoires de bulles dans un plan méridien pour la caractérisation de la vitesse phasique moyenne eulérienne du gaz ainsi que la distribution du taux de vide.

Dans le chapitre 4, nous caractérisons l'arrangement de la phase gazeuse dans l'entrefer. Le chapitre commence par une description des cartographies de vitesse du gaz et des cartographies de taux de vide. Nous faisons ensuite une synthèse et une analyse de l'ensemble des résultats puis, nous discutons des paramètres adimensionnels susceptibles de conditionner la dispersion des bulles en écoulement de Taylor-Couette. Le chapitre s'achève par une cartographie des différentes configurations de bulles dans l'entrefer en fonction de ces paramètres adimensionnels.

Le chapitre 5 est dédié à la présentation des résultats de la mesure de couple visqueux. Après une partie qui concerne la validation du couple obtenu en monophasique, on présente les modifications induites par les bulles sur le couple, en fonction du nombre de Reynolds, de la taille des bulles injectées et des différents mélanges eau/glycérine utilisés. On superpose les variations de couple à la carte de l'arrangement des bulles.

Dans le chapitre 6, nous présentons les cartographies des vitesses obtenues par PIV pour la phase liquide. Après une partie qui concerne la validation du champ de vitesse en monophasique, la structure de l'écoulement diphasique est analysée par comparaison à l'écoulement monophasique, afin de mettre en évidence l'influence des bulles sur la modification de la longueur d'onde axiale, les vitesses moyennes et fluctuantes radiales et axiales, la vorticité. Même avec un taux de vide très faible, il est possible d'identifier les conditions favorables à la réduction ou à l'augmentation du frottement.

Nous clôturerons cette étude par une synthèse générale et des perspectives pour les futurs travaux.



Chapitre 1 : Généralités sur l'écoulement de Taylor-Couette

Sommaire

I-1 Ecoulement de Taylor-Couette monophasique	12
1- Transition	12
2- Particularités de l'écoulement de Taylor Couette turbulent (TVF et TF)	18
I-2 Ecoulement de Taylor-Couette diphasique	21
1- Dispersion des bulles en écoulement de Taylor-Couette, accumulation préférentielle des bulles	21
2-Effet des bulles sur l'écoulement porteur	29



Chapitre 1 : Généralités sur l'écoulement de Taylor-Couette

L'écoulement de Taylor-Couette joue un rôle important dans plusieurs applications industrielles (génie des procédés, filtration membranaire, systèmes rotor-stator et écoulement dans les turbomachines). D'autre part, c'est un écoulement académique qui permet d'étudier finement le développement de la turbulence. Aussi, de nombreux travaux ont été consacrés à son étude, nous présentons dans ce chapitre un bref aperçu de l'état de l'art sur cet écoulement.

Dans la première partie du chapitre, nous allons décrire les différents régimes de l'écoulement de Taylor-Couette monophasique avec quelques rappels sur la transition vers la turbulence, puis nous présentons les particularités de l'écoulement de Taylor-Couette turbulent.

La deuxième partie est dédiée à l'état de l'art sur l'écoulement de Taylor Couette à bulles. Nous commencerons par présenter quelques travaux de dispersion en focalisant sur les phénomènes d'accumulation préférentielle des bulles. Nous discuterons ensuite de l'influence des bulles sur l'écoulement de Taylor Couette et nous discuterons en particulier des différents mécanismes de réduction de traînée induite par les bulles, pour cette configuration d'écoulement et plus généralement en écoulement turbulent de couche limite.

I-1 Ecoulement de Taylor-Couette monophasique

Cette partie est consacrée aux généralités sur l'écoulement de Taylor Couette monophasique. Nous décrivons les caractéristiques de la transition vers la turbulence et les caractéristiques de l'écoulement turbulent.

1- Transition

L'écoulement de Taylor-Couette monophasique a été largement étudié dans le passé (Coles (1965), Kataoka (1986), Wereley & Lueptow (1998)). Ces travaux ont permis d'identifier les différents régimes et d'en étudier les transitions. Cet écoulement est le siège d'un scénario de bifurcations successives menant d'un état laminaire à un état chaotique ou turbulent. Cet écoulement est obtenu dans un espace annulaire entre deux cylindres coaxiaux. Le fluide est mis en mouvement par la rotation de l'un des deux cylindres ou alors, des deux cylindres à la fois. Dans notre configuration, seul le cylindre intérieur est en rotation. Le fluide peut-être ensemencé des particules réfléchissantes afin de visualiser la structure de l'écoulement. La figure 1.1 rassemble

les visualisations tirées des travaux de Mehel (2006), pour une configuration géométrique similaire à la nôtre.

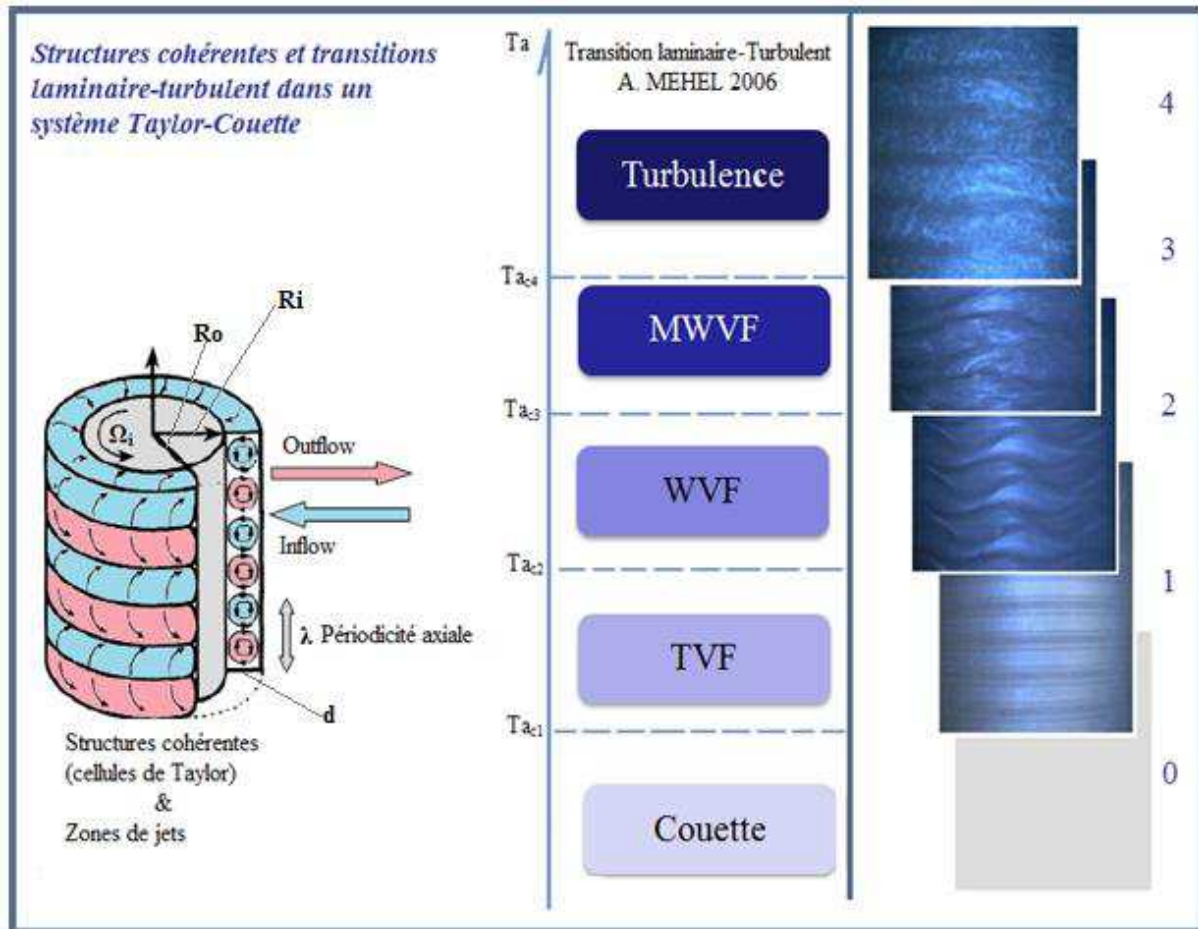


Fig. 1.1 Visualisations des instabilités dans la transition laminaire turbulent en écoulement de Taylor-Couette, extraites de Mehel (2006)

Elle illustre les différents états d'écoulement et met en évidence le scénario de transition vers la turbulence. Il est très important de comprendre la structure de l'écoulement monophasique afin de bien assimiler l'arrangement de la phase dispersée en écoulement de Taylor-Couette. Aussi, nous allons faire un rappel sommaire des différentes étapes de la transition.

a) Écoulement de Couette laminaire

Pour de faibles vitesses, on observe l'écoulement de Couette circulaire caractéristique d'un régime laminaire. L'écoulement est stationnaire, axisymétrique, invariant dans la direction axiale et purement orthoradial. Il est possible de déterminer la solution analytique d'un tel écoulement en résolvant les équations de Navier-Stokes. La vitesse orthoradiale varie dans la direction radiale en suivant la loi :

$$U_{\theta} = Ar + \frac{B}{r} \quad (1.1)$$

$$\text{Avec, } A = \frac{-2\pi\Omega_i R_i^2}{R_o^2 - R_i^2} \quad \text{et } B = \frac{\Omega_i R_o^2 R_i^2}{R_o^2 - R_i^2}$$

Ω_i (tr/s) est la vitesse angulaire de rotation du cylindre intérieur, R_i et R_o sont les rayons respectifs des cylindres intérieur et extérieur et d dénote la largeur de l'entrefer, conformément aux notations de la figure 1.1. On définit le facteur de forme géométrique du dispositif $\eta=R_i/R_o$.

b) Première instabilité (Taylor Vortex Flow, TVF)

Etant donné que le fluide a tendance à être éjecté radialement du cylindre intérieur vers le cylindre extérieur, l'écoulement est stable si on a un gradient du moment cinétique dans la direction radiale tel que : $\Omega_i R_i^2 < \Omega_e R_e^2$ et instable dans le cas contraire (critère de Rayleigh). Dans le cas d'un écoulement de Taylor Couette avec le cylindre extérieur au repos, on voit que, selon le critère de Rayleigh, l'écoulement est toujours intrinsèquement instable. Cependant, la viscosité du fluide joue un rôle stabilisant et retarde l'apparition des instabilités. En 1923, Taylor développe une approche basée sur l'analyse linéaire, qui permet de déterminer cette transition. Le paramètre adimensionnel utilisé pour définir le seuil de transition est le nombre de Taylor Ta qui définit le rapport entre la force centrifuge et la force visqueuse. On trouve dans la littérature plusieurs définitions du nombre de Taylor.

Pour un cylindre extérieur au repos, on peut définir le nombre de Taylor de la façon suivante :

$$T_a = \frac{2\pi\Omega_i R_i d}{\nu_L} \sqrt{\frac{d}{R_i}} = R_e \sqrt{\frac{d}{R_i}} \quad (1.2)$$

R_e est le nombre de Reynolds défini à partir de la largeur d'entrefer et de la vitesse orthoradiale du cylindre intérieur :

$$R_e = \frac{2\pi\Omega_i R_i d}{\nu_L} \quad (1.3)$$

Le nombre de Taylor Ta est proportionnel au nombre de Reynolds R_e et prend en compte la courbure du dispositif.

Le Taylor critique d'apparition de la première instabilité dépend aussi du facteur de forme en suivant la loi (Drazin (1981)) :

$$\frac{2\eta}{(\eta + 1)} T_{ac1}^2 = 1708(1 + 0,652(1 - \eta)) \quad (1.4)$$

Au-delà de cette valeur critique du nombre de Taylor Ta_{c1} , cette solution laminaire de Couette bifurque vers une succession de tourbillons toriques et contrarotatifs (cellules de Taylor). Cet écoulement présente une périodicité axiale. Il est appelé 1^{ère} instabilité Taylor vortex flow (TVF). La figure 1.2 schématise la structure de l'écoulement. Entre les tourbillons, on a développement des zones de jets entrant (inflow) et sortant (outflow). Les zones de jets correspondent à des extrema du frottement à la paroi : la zone de outflow correspond à un épaissement de la couche limite et est caractérisée par un minimum de frottement sur le cylindre intérieur, la zone de inflow correspond à un amincissement de la couche limite et est caractérisée par un maximum de frottement sur le cylindre intérieur. L'écoulement demeure stationnaire dans le temps et axisymétrique.

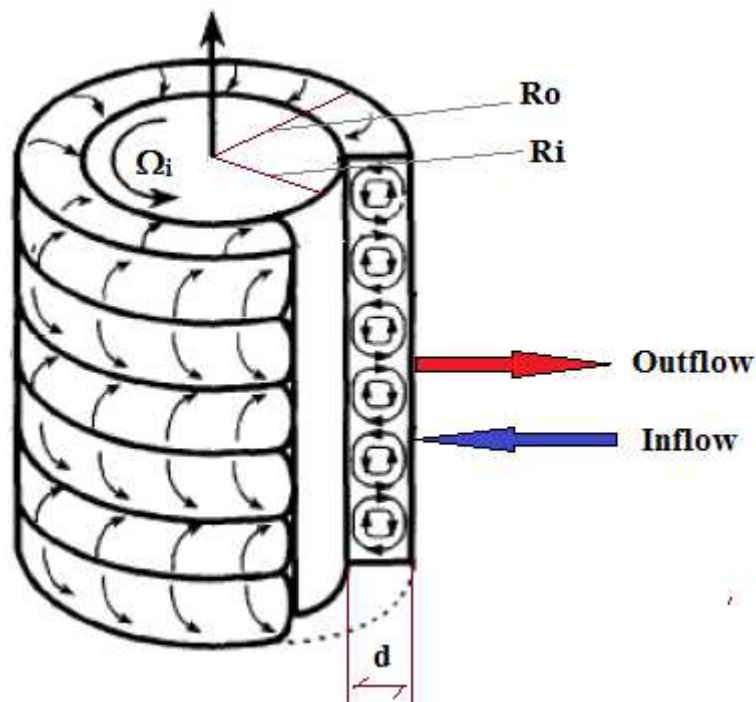


Fig. 1.2 Schéma descriptif de l'écoulement de 1^{ère} instabilité ou TVF

c) Deuxième instabilité (Wavy Vortex Flow, WVF)

Lorsqu'on augmente le nombre de Taylor au-delà d'une deuxième valeur seuil Ta_{c2} , l'écoulement axisymétrique précédent devient alors instable et périodique dans le

temps. Une onde azimutale se superpose aux vortex de Taylor. L'état d'écoulement est donc caractérisé par le couple de valeur (longueur d'onde axiale : λ , nombre d'onde azimutale : m).

Cole (1965), a étudié l'écoulement ondulatoire tourbillonnaire par visualisation dans le cas où le facteur de forme est égal à 0,874. Il a montré qu'il existe plusieurs solutions stables pour un nombre de Taylor donné, selon l'histoire de l'écoulement, c'est-à-dire selon les conditions de mise en route du dispositif.

d) Troisième instabilité et instabilités supérieures

Au-delà d'une troisième valeur critique du nombre de Taylor Ta_{c3} , l'amplitude des ondulations subit des modulations temporelles. On parle alors de régime de 3^{ème} instabilité ou régime de **Modulated Wavy Vortex Flow (MWVF)**. L'écoulement devient quasi-périodique à deux fréquences (Cognet (1984)).

Au-delà d'une 4^{ème} valeur critique du Taylor (Ta_{c4}), l'augmentation du nombre de Taylor s'accompagne d'un étalement du spectre d'énergie cinétique autour des fréquences caractéristiques, c'est le régime chaotique (**Chaotic Wavy Vortex Flow, CWVF**). D'après Mehel, ce régime a été le plus difficile à mettre en œuvre et à visualiser. Enfin, après un dernier seuil, l'écoulement bifurque vers l'état de turbulence naissance (**TN**) pour lequel on a la disparition de l'onde azimutale, puis on bascule vers le régime turbulent avec persistance des cellules de Taylor (**Turbulent Vortex Flow, TVF**). Pour ce régime, la structure à grande échelle en rouleaux toriques demeure, à cette structure viennent se greffer des mouvements turbulents à petites échelles. Au-delà de ce régime, la turbulence brise les tourbillons, l'écoulement est alors pleinement turbulent, l'écoulement moyen est purement tangentiel, axisymétrique et invariant dans la direction axiale (**Turbulent Flow, TF**), il ressemble à l'écoulement turbulent en canal. Dans nos travaux nous nous sommes arrêtés au régime de turbulence avec persistance des cellules de Taylor. Après ce bref rappel sur la transition, nous présentons dans la suite quelques particularités de l'écoulement de Taylor-Couette turbulent.

e) Récapitulatif des états d'écoulement dans la transition

Les seuils d'apparition des différents régimes d'instabilités sont dépendants du protocole de mise en vitesse du dispositif expérimental. La configuration géométrique de notre étude, ainsi que le protocole de mise en vitesse étant les mêmes que dans la thèse de Mehel (2006), on présente sur les figures 1.3 et 1.4 les courbes obtenues par Mehel pour l'évolution de la longueur d'onde axiale et du nombre d'onde azimutal en fonction du nombre de Taylor en écoulement monophasique. Ces valeurs sont comparées à celles obtenues par Bouabdallah (1980) pour la même configuration géométrique.

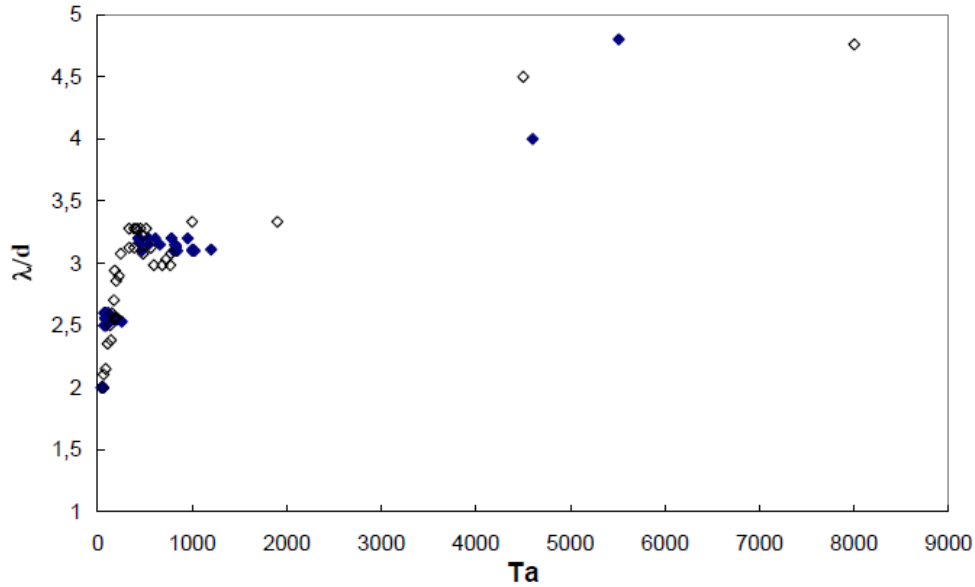


Fig. 1.3 Evolution de la longueur d'onde axiale adimensionnelle en fonction du nombre de Taylor, graphe issu des travaux de Mehel (2006)

- ◆ Mesures obtenues par visualisation et LDV (Mehel (2006))
- ◇ Mesures obtenues par visualisation et polarographie (Bouabdallah (1980))

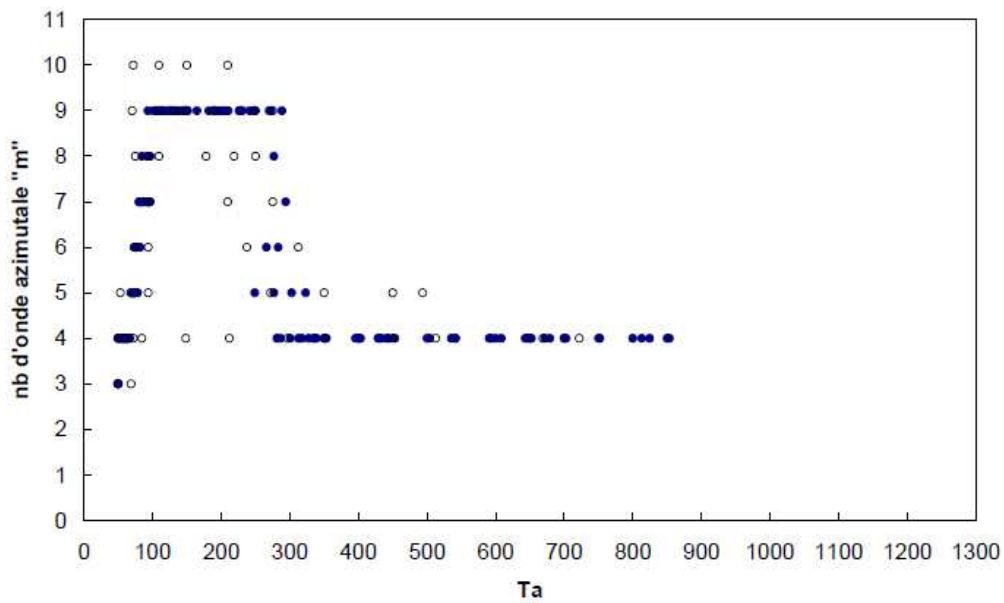


Fig. 1.4 Evolution du nombre d'onde azimutal en fonction du nombre de Taylor, graphe issu des travaux de Mehel (2006)

- Mesures obtenues par LDV (Mehel (2006))
- Mesures obtenues par polarographie (Bouabdallah (1980))

La figure 1.5 quant à elle résume les fréquences caractéristiques obtenues par Mehel (2006) pour ces différents régimes :

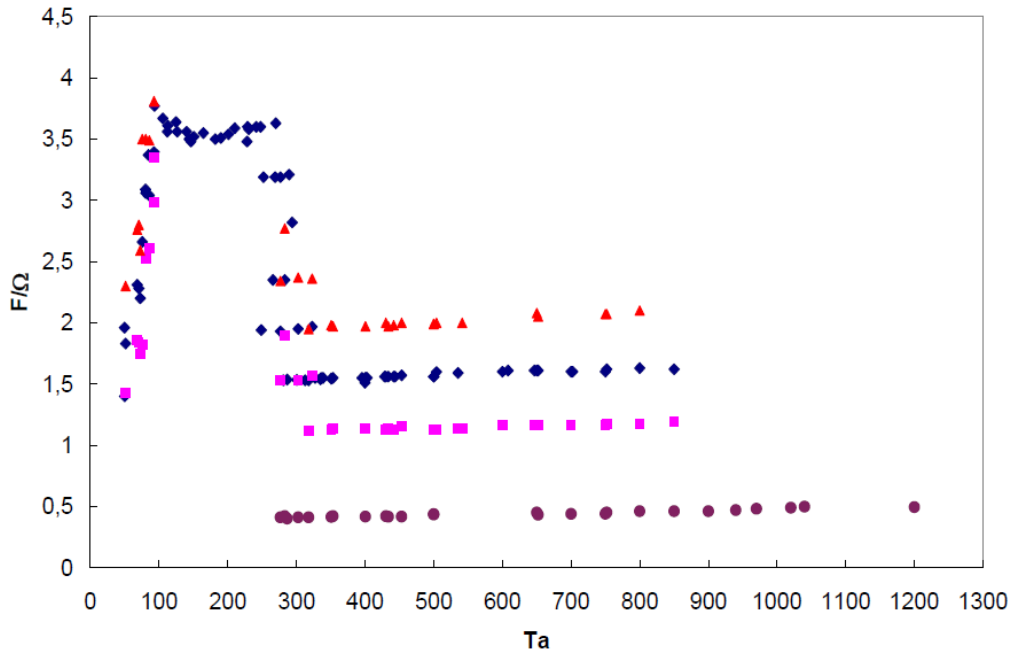


Fig. 1.5 Fréquences caractéristiques normalisées , graphe issu des travaux de Mehel (2006)

◆ mF_0/Ω_i
 ■ f_1/Ω_i
 ▲ f_2/Ω_i
 ● f^*/Ω_i

mF_0 est la fréquence de l'onde azimutale, avec m le nombre d'onde azimutal et F_0 : la fréquence du train d'onde. f^* est la fréquence de la modulation, fréquence incommensurable, présente à partir du régime de 3^{ème} instabilité. f_1 et f_2 , sont les combinaisons linéaires de mF_0 et f^* .

2- Particularités de l'écoulement de Taylor Couette turbulent (TVF et TF)

Depuis les premières études il y a environ un siècle, l'écoulement de Taylor-Couette a fait l'objet d'un très grand nombre de recherches expérimentales et théoriques. La majorité de ces travaux se sont focalisés sur la transition laminaire-turbulent, mais au cours des trois dernières décennies, un nombre important d'études ont examiné les régimes turbulents avec persistance des cellules de Taylor et les régimes pleinement turbulents.

Un des phénomènes les plus fascinants avec l'écoulement de Taylor-Couette turbulent est la formation en proche paroi de structures en chevrons, avec des échelles plus

petites que celles des cellules de Taylor. Ces motifs baptisés 'streaks', sont inclinés d'un certain angle par rapport au plan perpendiculaire à l'axe des cylindres. Barcilon & Brindley (1984) les ont observés en proche paroi du cylindre extérieur et plus récemment Wei et al (1992) ont observé leur développement en proche paroi du cylindre intérieur. Suivant qu'ils sont observés du côté du cylindre intérieur ou du côté du cylindre extérieur, on remarque que leur orientation n'est pas la même. La figure 1.6 tirée des travaux de Dong (2008) illustre cette différence d'orientation. D'après Barcilon et al. (1979), ces motifs sont la conséquence de la présence de cellules de Görtler, qui prennent naissance dans la couche limite en présence d'instabilité centrifuge.

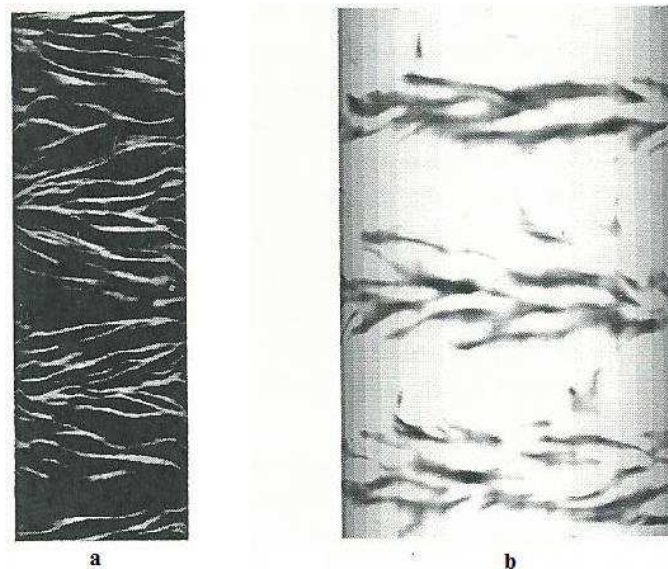


Fig. 1.6 Orientation des 'streaks' en écoulement de Taylor-Couette turbulent, $Re=5000$, figure extraite des travaux de Dong (2008). a-streaks en proche paroi du cylindre intérieur, b-streaks en proche paroi du cylindre extérieur

Dans la transition vers la turbulence, les travaux numériques de Chouippe (2012) ont mis en évidence que les streaks se développent d'abord dans les zones de jets sortants respectivement aux parois des cylindres. Les cartes de frottement instantané sur les parois, reproduisent les mêmes structures en chevrons. Sur la figure 1.7 qui montre des cartes de frottement sur le cylindre intérieur issues des calculs DNS de Chouippe pour différents Reynolds, on voit que les streaks, structures à petite échelle, se superposent aux inhomogénéités axiales à grande échelle du frottement (minimum de frottement en outflow, maximum de frottement en inflow). Le nombre de streaks augmente avec le nombre de Reynolds, cependant leur taille diminue.

Pour un nombre de Reynolds de l'ordre de 8000, les travaux numériques de Dong (2008) ont permis d'étudier en détail les caractéristiques spatiales des streaks, ils ont

montré que l'espacement est de l'ordre 100 échelles visqueuses, de l'ordre de grandeur de l'espacement que l'on peut avoir entre les tourbillons longitudinaux de proche paroi dans une couche limite turbulente (Chernyshenko & Baig (2005)).

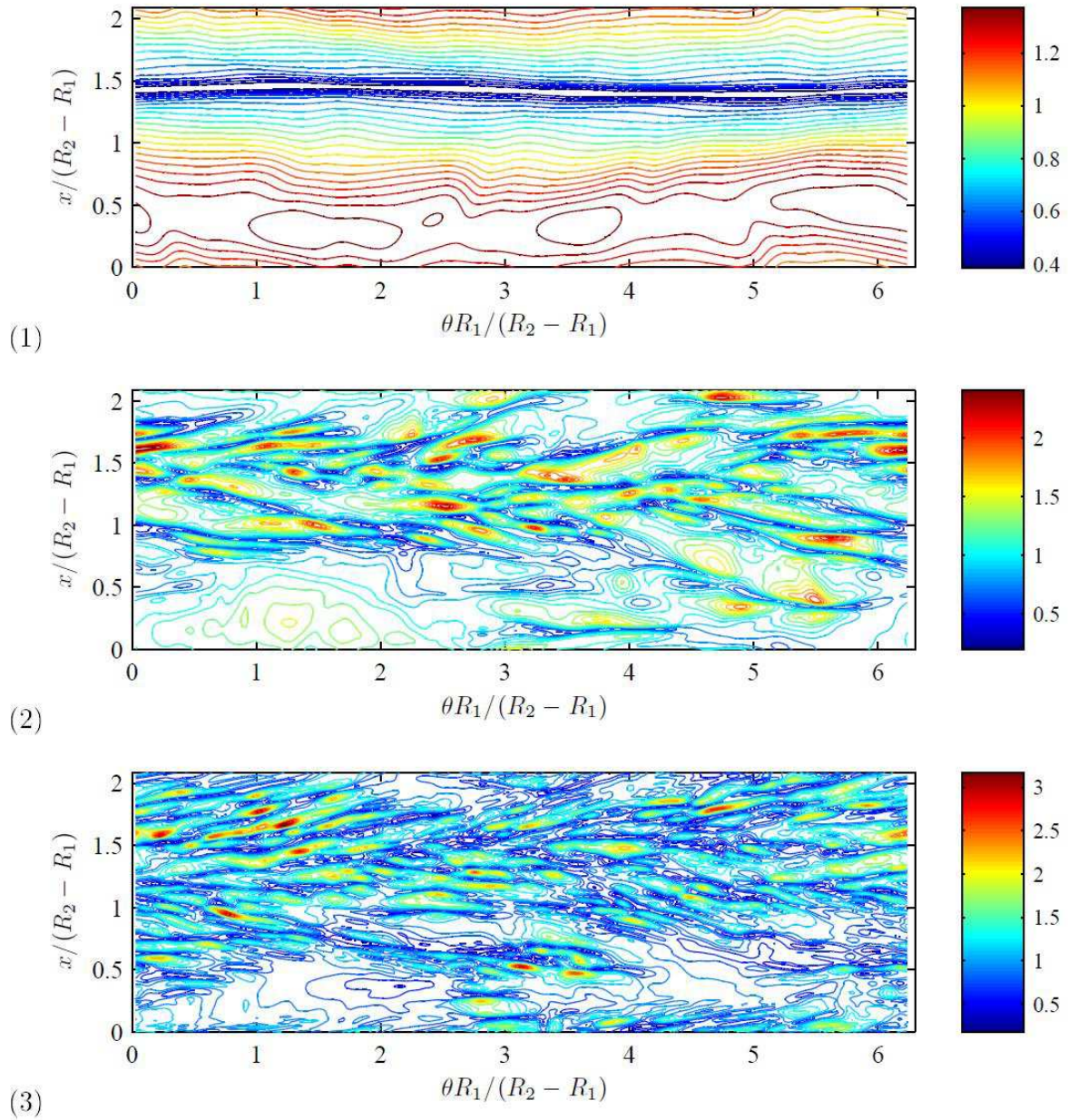


Fig. 1.7 Cartes de frottement instantané sur le cylindre intérieur, figure extraite de Chouippe (2012) pour $\eta=0.5$: (1) $Re=1000$, $Re=5000$, $Re=8000$

*(x est la direction axiale, θ est la direction azimutale, R_1 et R_2 sont respectivement les rayons du cylindre intérieur et extérieur)

Les streaks sont universels, déjà observés en canal plan turbulent dans les années 50, D'après Chernyshenko & Baig (2005), l'interruption du cycle des streaks peut permettre une grande diminution de la traînée de frottement visqueux à la paroi et, parfois une 'relaminarisation' de l'écoulement. Ces structures déterminent le niveau de turbulence de la couche limite et contrôlent, en grande partie le transfert d'énergie dans la couche limite ainsi que les efforts de cisaillement. En conséquence, la plupart des mécanismes étudiés pour la réduction du frottement à la paroi se basent sur le contrôle de ces structures.

L'écoulement de Taylor Couette, dans la transition vers la turbulence, présente donc des similarités avec l'écoulement turbulent de couche limite.

En particulier, Smith & Townsend (1982) ont montré que le profil de vitesse azimutale en proche paroi du cylindre intérieur suit une loi linéaire en fonction de la distance, du type $u_{\theta}^+ = y^+$ en deçà de $y_+ < 5$ (en coordonnées visqueuses), analogue au cas du canal plan. Ils ont également mis en évidence l'existence d'une loi logarithmique de vitesse $u_{\theta}^+ = A \log(y^+) + B$, au-delà de $y^+ = 30$, analogue au cas du canal plan turbulent. Ces observations ont été confirmées par les calculs DNS de Chouippe et al (2012) pour des écoulements de turbulence naissante et en TVF. Néanmoins, contrairement à l'écoulement turbulent en canal, on n'a pas d'universalité de la pente de la loi logarithmique de vitesse pour un nombre de Reynolds inférieur à 20000 (Pirro et Quadrio (2008)). On voit donc qu'il existe de nombreuses analogies entre l'écoulement de Taylor-Couette et les écoulements turbulents sur plaque plane.

I-2 Ecoulement de Taylor-Couette diphasique

Concernant les travaux qui se sont intéressés aux écoulements de Taylor Couette à bulles, on distingue dans la littérature deux approches : les travaux portant sur la dispersion passive et les travaux portant sur la dispersion active des bulles. Nous discutons tout d'abord de la dispersion passive des bulles. Nous discutons ensuite de l'influence des bulles sur la structure de l'écoulement porteur, en particulier leur influence sur les instabilités, puis nous aborderons les mécanismes de réduction de traînée induite par les bulles.

1- Dispersion des bulles en écoulement de Taylor-Couette, accumulation préférentielle des bulles

a) dispersion passive

En écoulements de Taylor Couette ventilé et cavitant, dans les régimes de transition, les travaux expérimentaux de Djeridi et al (2004) ont montré que les bulles s'accumulent au cœur des cellules de Taylor en 2^{ème} instabilité. Au-delà de $Ta > 7,2 Ta_{c1}$, en 3^{ème} instabilité, on a plutôt une accumulation en proche paroi du cylindre intérieur dans la zone de outflow. Tant que les bulles n'ont pas migré en outflow, les bulles se comportent, vis-à-vis de l'écoulement, comme des traceurs passifs.

Les travaux numériques de Climent et al (2007) ont été réalisés pour une géométrie proche de celle de Djeridi et al (2004), les auteurs se sont intéressés à la dispersion passive des bulles, de taille $D_b = 0,02d$, dans les régimes correspondant à la transition (écoulement de Couette, 1^{ère} et 2^{ème} instabilité). Pour ces régimes d'écoulement, par calcul DNS et suivi lagrangien des bulles, Climent et al (2007) ont mis en évidence trois effets qui rentrent en concurrence lors de la migration des bulles : l'effet de flottabilité, l'attraction au cœur des cellules et l'attraction à la paroi du cylindre intérieur, due à la rotation du cylindre intérieur. La figure 1.8 tirée des travaux de Climent et al (2007), illustre l'accumulation dans les rouleaux pour le régime de 2^e instabilité (WVF), elle montre en plus que les bulles sont alors préférentiellement capturées sur les crêtes de l'onde azimutale dans les cellules :

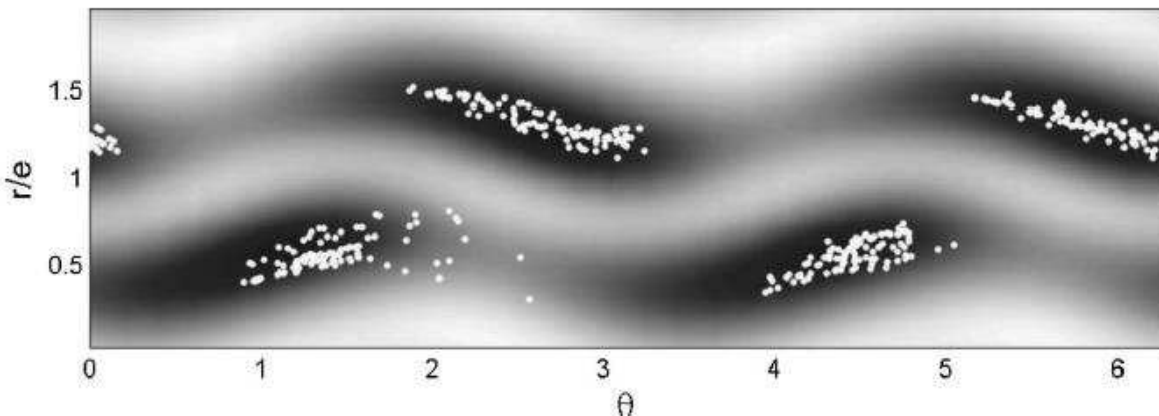


Fig. 1.8 Bulles accumulées dans les minima de pression en WVF, $Re=150$, nombre d'onde azimutal égal à 2, figure extraite de Climent et al (2007)

Pour bien comprendre ces phénomènes d'accumulation préférentielle, Climent et al. (2007) ont introduit deux paramètres adimensionnels qui permettent de caractériser l'accumulation des bulles dans l'écoulement de Taylor Couette pour les premières instabilités. La comparaison entre la force centripète induite par les cellules de Taylor et celle induite par la rotation du cylindre intérieur permet de caractériser l'arrangement des bulles dans la direction radiale. Ce paramètre adimensionnel noté H ,

a été défini dans l'équation 1.5. Une valeur importante de H conduit à une capture des bulles par les cellules de Taylor alors qu'une faible valeur de H a plutôt pour conséquence une accumulation des bulles près du cylindre intérieur. La figure 1.9 montre l'évolution de ce paramètre H en fonction du Reynolds pour plusieurs géométries d'après les simulations DNS de Chouippe (2012) en écoulement monophasique. H diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds, il diminue aussi lorsque le paramètre géométrique η diminue (ce qui correspond à un élargissement de l'entrefer).

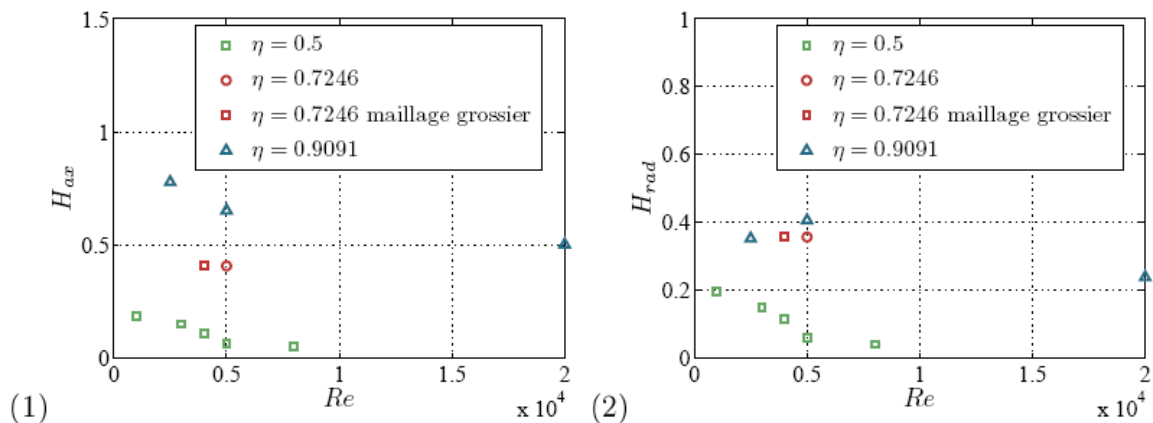


Fig. 1.9 Evolution du paramètre H avec le nombre de Reynolds en monophasique pour différentes géométries, figure extraite de Chouippe (2012)

Le rapport C (eq. 1.6) entre la vitesse axiale eulérienne de la phase liquide dans les cellules de Taylor W et la vitesse ascensionnelle terminale des bulles V_b caractérise l'influence de la gravité sur la localisation axiale des bulles. Pour des grands diamètres de bulles ou des mélanges faiblement visqueux conduisant à une vitesse terminale importante, le paramètre C est faible et les bulles peuvent avoir un mouvement ascensionnel, glisser le long du cylindre intérieur avec une distribution axialement homogène. Par contre, pour de grandes valeurs de C , correspondant à un faible effet de gravité, les bulles peuvent soit être capturées dans les cellules de Taylor, soit s'accumuler dans la zone de outflow près du cylindre intérieur, en fonction de la valeur de H .

Un résumé des différentes configurations de l'arrangement en fonction du couple (H,C) d'après Climent et al (2007) est montré sur la figure 1.10. La valeur de H de transition a été établie à 0,2 selon Climent et al., pour une géométrie $\eta = 8/9$. Ces deux paramètres H et C prennent donc en compte l'influence du mouvement moyen à grande échelle sur l'arrangement des bulles, mais ils ne tiennent pas compte de la contribution des échelles plus petites des instabilités (onde azimutale) et de la turbulence (streaks) dans la transition vers la turbulence.

$$H = 4 \left(\frac{W}{\Omega_i R_i} \right)^2 \frac{R_i}{d} \quad (1.5)$$

$$C = \frac{W}{V_b} \quad (1.6)$$

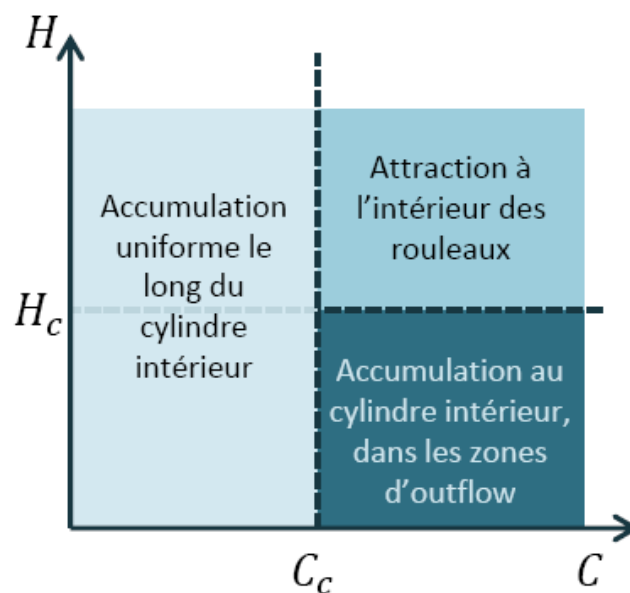


Fig. 1.10 Synthèse de l'influence des paramètres H et C sur l'arrangement des bulles d'après Climent et al. (2007)

Les calculs numériques de dispersion passive réalisés par DNS et suivi lagrangien de Chouippe (2012) se sont intéressés à la localisation des bulles dans l'entrefer en turbulence naissante, avec et sans effet de gravité. Pour des bulles de diamètre $D_b=0,008d$, Chouippe a observé soit un glissement des bulles en proche paroi du cylindre intérieur pour les grandes valeurs de C , avec une répartition axiale homogène, soit une capture dans les zones de outflow près du cylindre intérieur. Lorsque les bulles sont capturées en outflow, Chouippe a noté un alignement des bulles en proche paroi du cylindre intérieur le long des streaks de vitesse azimutale maximale (ou streaks de frottement pariétal minimum). La figure 1.11 met en évidence ce résultat.

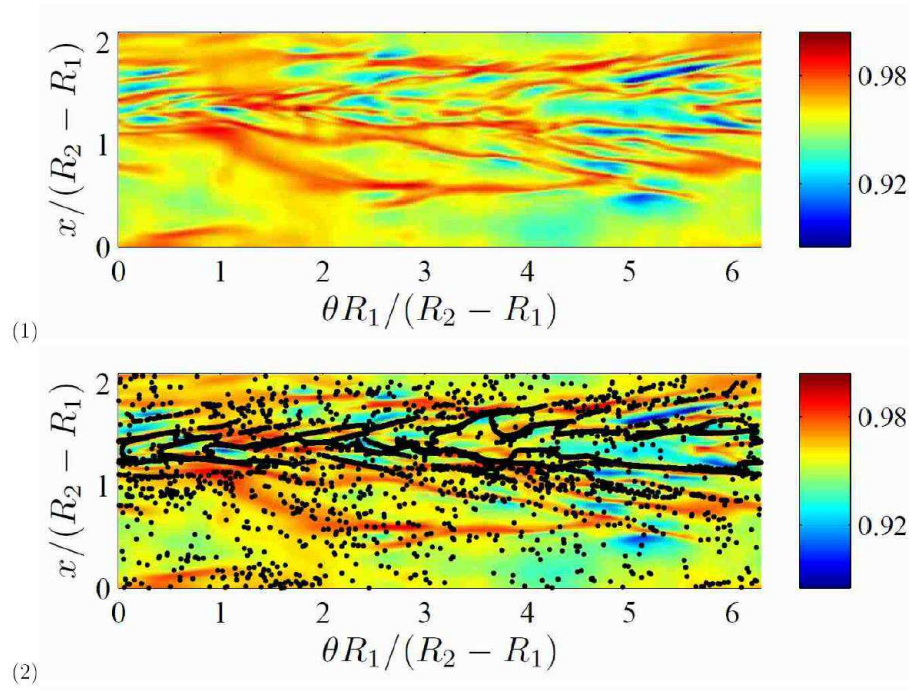


Fig. 1.11 Visualisation de l'arrangement des bulles le long des streaks de vitesse azimutale près du cylindre intérieur, figure issue de Chouippe (2012) pour $\eta=0.5$, $Re=5000$, $H=0.0637$, gravité nulle

(1) Visualisation des streaks, (2) superposition des positions de bulles

*(x est la direction axiale, θ est la direction azimutale, R_1 et R_2 sont respectivement les rayons du cylindre intérieur et extérieur)

Cependant, avec la contribution des fluctuations de vitesse à la dispersion des bulles, Chouippe n'a pas observé de capture dans les cellules. Pourtant, les études de Mehel (2007) et de Murai (2005) pour des Reynolds, des géométries et des tailles de bulles comparables à l'étude de Chouippe, mettent en évidence aussi de la capture dans les cellules. L'étude numérique de Chouippe pose en effet des problèmes dans la modélisation des forces exercées sur les bulles. En particulier en proche paroi du cylindre intérieur, la force de portance n'est pas correctement modélisée les interactions entre les bulles, ne sont pas prises en compte. Cela conduit à une répartition radiale du taux vide non physique avec un maximum de taux de vide à la paroi du cylindre intérieur.

D'autre part, dans les calculs numériques, il est nécessaire de tenir compte de la modification de l'écoulement porteur par la présence des bulles (two-way coupling, dispersion active).

b) dispersion active

Les calculs numériques de dispersion active réalisés par Sugiyama et al. (2008) ont également montré que la position radiale préférentielle des bulles, est, très sensible à la modélisation du coefficient de portance et qu'il est très difficile d'un point de vue numérique de retrouver une répartition du taux de vide en accord avec les observations expérimentales.

D'un point de vue expérimental, les études de références qui visent à donner une description fine de l'arrangement des bulles en écoulement de Taylor Couette sont :

- pour la transition vers la turbulence, les études de Mehel et al. (2006, 2007) à l'IRENav, de Murai et al. (2005, 2008, 2009) à l'université d'Hokkaido
- Pour l'écoulement turbulent (TF), l'étude de Van Gills et al. (2011a)
- Mehel et al. (2007) ont mis en évidence un effet de la taille des bulles sur la dispersion des bulles. En effet, en écoulement polydisperse (combinaison de ventilation et de cavitation gazeuse), ils ont mis en évidence que les petites bulles, de diamètre $0,04d$, sont plutôt localisées en outflow près du cylindre intérieur et les grosses bulles, de diamètre $0,17d$, sont plutôt localisées en cœur de cellule, une cellule sur deux (cellules au-dessus du outflow conformément à la figure 1.2). La figure 1.12 montre un exemple de visualisations d'arrangement obtenu par Mehel (2007). On voit que la capture est organisée en colliers (mode toroïdal). Par intrusion de sondes optiques, Mehel (2006) a pu caractériser la distribution radiale du taux de vide en cœur de cellules et en outflow pour des régimes de turbulence chaotique et de turbulence naissante. Un exemple de profil de taux de vide est montré sur la figure 1.12.

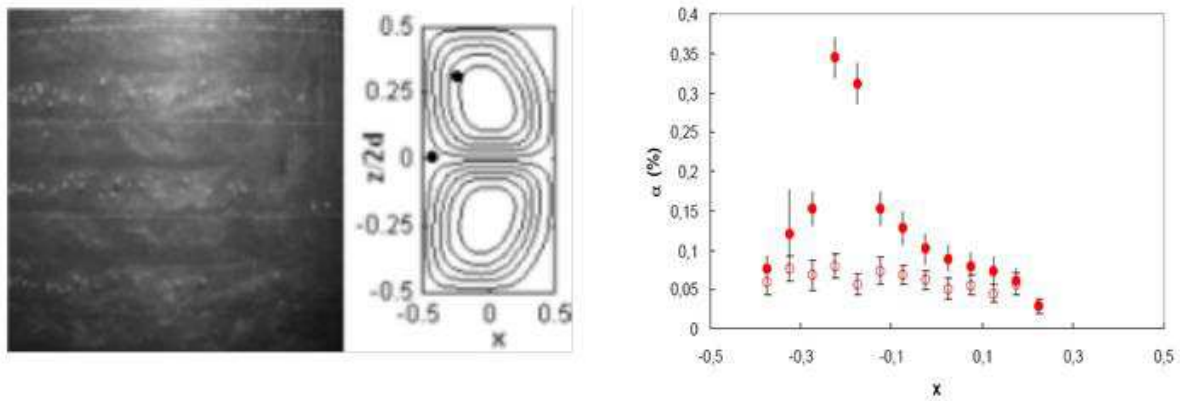


Fig. 1.12 $Re=2460$ et $\eta=0,91$. Arrangement pour deux tailles de bulles différentes et profils radiaux de taux de vide en cœur de cellule et en outflow (figures extraites de Mehel, 2006, 2007)

* x représente ici la position radiale ($x=-0.5$: position du cylindre intérieur. $x=0.5$ extérieur)

Pour une géométrie différente ($\eta=0,83$) de celle de Mehel, les visualisations de Muraï et al (2005, 2008) pour des bulles de taille $0,05d$, ont permis de mettre en évidence que lorsqu'on augmente le Reynolds, on a d'abord la capture en outflow puis la triple capture à la fois en outflow et dans le cœur des cellules. A partir des images obtenues par ombroscopie, ils ont caractérisé la distribution radiale de l'intensité, qui est l'image de la répartition radiale du taux de vide. La figure 1. 13 illustre les différents scénarios mis en évidence, le double pic correspond à de la triple capture.

On voit que la capture chez Muraï est organisée en colliers inclinés. En effet, le taux de vide plus important que chez Mehel, conduit à des effets de gravité importants, induits par les nuages de bulles. Sous l'effet de l'accumulation des bulles, Muraï(2009) a d'ailleurs noté une transition du mode toroïdal au mode en spirale, puis un retour en mode toroïdal au-delà d'une valeur du Reynolds. L'analyse spectrale temporelle des caractéristiques des nuages de bulles (Muraï, 2008) a permis de mettre en évidence, en mode toroïdal, en plus de la contribution de l'onde azimutale de l'écoulement monophasique à la capture des bulles, l'apparition de plusieurs modes liés à l'accumulation des bulles dans la direction azimutale sous forme de nuages, un mode correspondant à $m=1$ ($f \sim 0,4\Omega_i$), et un mode correspondant à $m=16$ ($f \sim 6\Omega_i$).

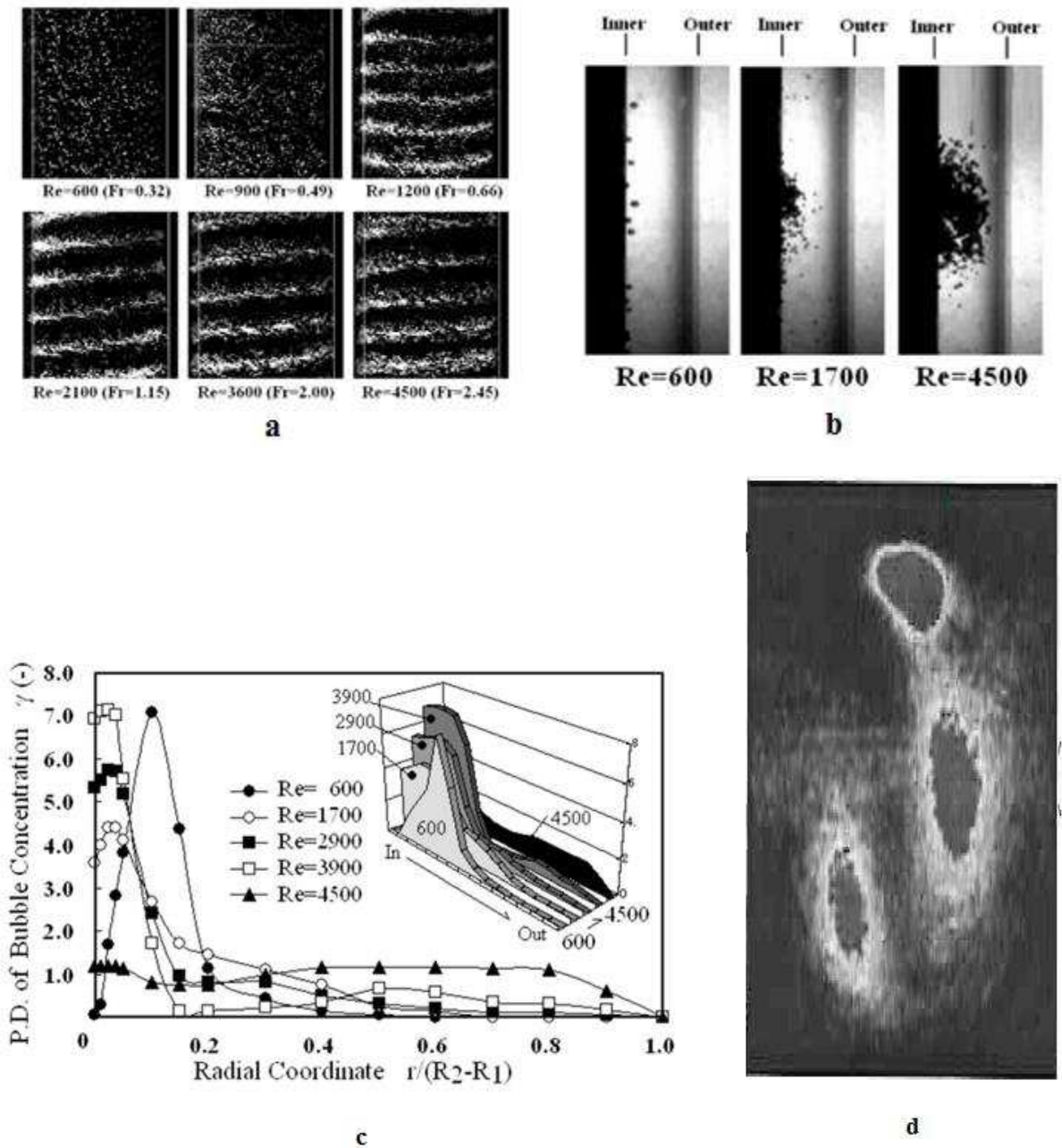


Fig. 1.13 Arrangement des bulles en écoulement de Taylor-Couette en fonction du nombre de Reynolds pour $\eta=0,83$, d'après Murai et al. (2005, 2008, 2009). **a** vue de face, **b** vue de côté, **c** profils radiaux d'intensité lumineuse, moyennée axialement et temporellement, **d** : densité de probabilité d'intensité lumineuse dans un plan de visualisation, pour $Re=1800$

Pour des nombres de Reynolds élevés, en absence de cellules de Taylor, la rotation du cylindre intérieur, et la force de masse ajoutée induite sont déterminantes pour la localisation des bulles. Van Gils et al. (2011a) ont réalisé des mesures de profil radial de taux de vide par intrusion de sonde optique et mis en évidence, l'existence d'un pic

de taux de vide, en proche paroi du cylindre intérieur, uniforme dans la direction axiale.

2-Effet des bulles sur l'écoulement porteur

a) Effet sur les instabilités

Djeridi et al (2004) ont observé qu'à partir du régime de 3^{ème} instabilité, les bulles localisées en outflow près du cylindre intérieur, interagissent avec l'écoulement porteur et modifient l'état d'écoulement : le nombre d'onde azimutal est réduit en présence des bulles, la longueur d'onde axiale en diphasique croît, sa valeur étant de une fois et demi celle observée en monophasique. En régime cavitant, Djeridi et al. (2004) ont noté en plus une avance à la 3^{ème} instabilité.

A la suite des travaux de Djeridi, Mehel et al (2007) ont caractérisé les composantes de vitesse axiale et azimutale du liquide par vélocimétrie laser à effet doppler (LDV). En plus de la mesure du taux de vide local par intrusion de bi sondes optiques, ils ont pu mesurer la vitesse azimutale des bulles. Ils ont montré que les bulles, suivant qu'elles sont localisées en Outflow ou en cœur de cellule, n'influencent pas la structure de l'écoulement de la même façon. Pour des bulles préférentiellement localisées en cœur de cellules, ils ont observé une diminution de la longueur d'onde axiale et une augmentation de la vorticité des cellules (basée sur la vitesse axiale), sans modification de la vitesse azimutale. Par contre, une accumulation préférentielle des bulles en proche paroi, dans les zones de Outflow induit, une augmentation de la longueur d'onde axiale, ainsi qu'une diminution de la vitesse azimutale moyenne du liquide en proche paroi du cylindre intérieur et un aplatissement du profil de vitesse azimutale, due au glissement des bulles dans la direction azimutale. Cependant les taux de vide mis en jeu dans ces expériences restaient faibles (inférieurs à 1% localement).

A partir de particle tracking vélocimétrie, (PTV) Murai et al. (2008, 2009) ont également observé une augmentation de la longueur d'onde axiale pour des bulles en outflow ou en configuration de triple capture (outflow-cellules). Il semble néanmoins d'après leurs résultats qu'avec l'augmentation du Reynolds qui favorise la capture en cœur de cellule, l'augmentation de la longueur d'onde axiale soit moins marquée.

Pour des bulles de taille supérieure à 0,04d, les essais de Mehel (2006) ou de Murai (2008) n'ont pas mis en évidence de décalage de la fréquence de l'onde azimutale de l'écoulement porteur monophasique.

Pour les régimes de 3^{ème} instabilité et chaotique (CWVF), Murai et al. (2013) ont montré très récemment, qu'en présence de microbulles, sans localisation préférentielle dans l'entrefer, on a une répartition différente de l'énergie des fluctuations de la

vitesse axiale, en faveur de l'onde azimutale au détriment de la modulation, ce qui tend à stabiliser l'écoulement.

b) Effet sur le frottement à la paroi

Ces dernières années, on note un engouement certain sur les aspects de réduction de traînée induite par les bulles. Nous abordons dans cette partie les mécanismes de réduction du frottement pariétal couramment rencontrés dans la littérature, en écoulement de Taylor-Couette.

Dans la transition vers la turbulence, l'équipe conduite par Muraï (Muraï et al (2005, 2008, 2009, 2013) a étudié les mécanismes de réduction de traînée ; pour cela, ils ont mesuré le couple visqueux à la paroi du cylindre intérieur en relation avec l'arrangement de la phase dispersée

Avec des microbulles, Muraï (2013) ont mis en évidence qu'il suffit d'un taux de vide très faible ($<1,2 \cdot 10^{-4}$) pour induire une réduction de frottement à la paroi du cylindre intérieur de l'ordre de 10%. Le mécanisme associé est la stabilisation de l'écoulement, via une atténuation de la modulation de l'onde azimutale.

Pour des bulles plus grosses, de taille $0,05d$ dans la transition vers la turbulence, on montre sur la figure 1.14, la courbe d'évolution en fonction du Reynolds de la variation relative du coefficient de frottement à la paroi du cylindre intérieur, induite par les bulles, obtenue par Muraï et al. (2005).

Ils ont mis en évidence un nombre de Reynolds critique en deçà duquel le frottement pariétal est réduit et au-delà duquel on n'a plus de réduction de frottement effective, voire même on peut avoir une augmentation. Ils associent la réduction de frottement à l'augmentation de la longueur d'onde axiale, mais les mécanismes physiques ne sont pas expliqués. Ils suspectent que l'annulation de la réduction de frottement au-delà d'un Reynolds critique est liée à un renforcement de la capture des bulles par les cellules, induisant une augmentation moins importante de la longueur d'onde axiale. Les essais de Muraï (2005) montrent que la réduction de frottement en valeur relative vaut entre 2 et 10 fois la valeur du taux de vide global, pour un nombre de Froude inférieur à 1. (Froude basé sur la vitesse orthoradiale du cylindre intérieur et sur le rayon intérieur), ce qui met en évidence que la gravité joue un rôle plus important que l'allègement du fluide dans le mécanisme de réduction de traînée induit par les bulles pour ces régimes d'écoulement. En plus de l'effet de flottabilité des bulles, prises individuellement, on peut suspecter la contribution de la flottabilité des nuages de bulles.

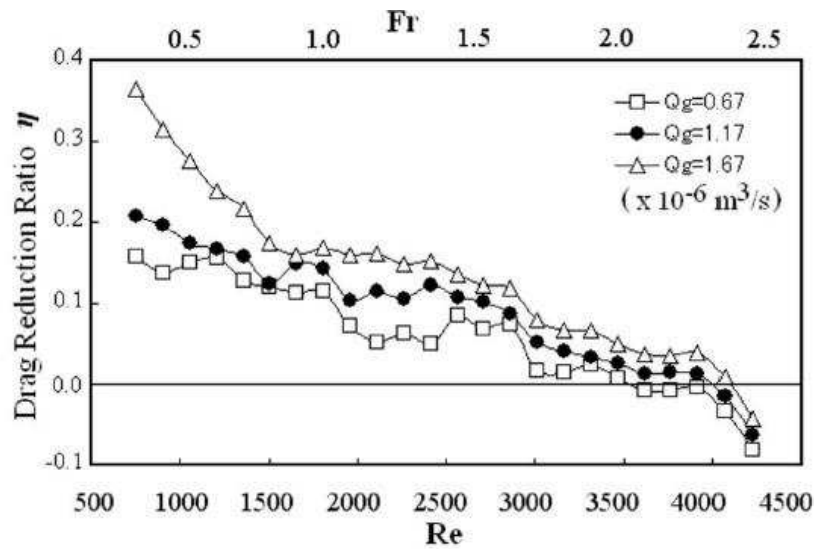
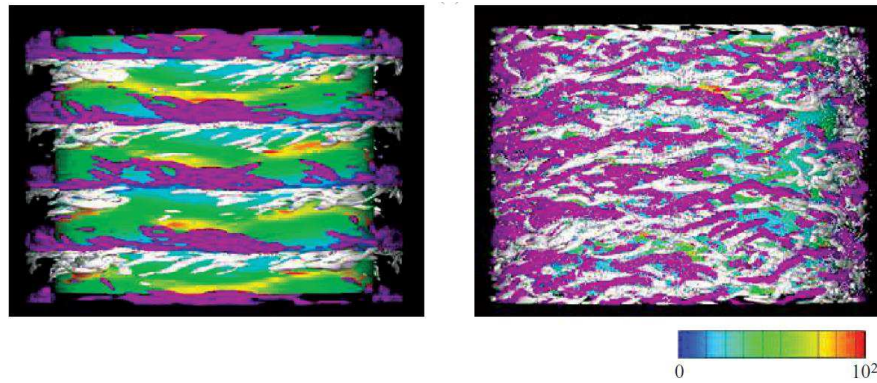


Fig. 1.14 Variation relative du coefficient de frottement à la paroi du cylindre intérieur, induite par les bulles en fonction du nombre de Reynolds pour $\eta=0,83$, figure extraite de Murai et al. (2005)

Peu d'études numériques se sont intéressées à la dispersion active des bulles en écoulement de Taylor Couette. Ces calculs réalisés par DNS et suivi lagrangien des bulles, en considérant le retour sur le fluide (two-way coupling), sont limités en Reynolds aux régimes de transition et sont également limitées par la taille des bulles qui conditionne la taille des mailles, en proche paroi. On peut citer l'étude de Sujiyama et al. (2008) et celle de Chouippe (2012), toutes deux dédiées à l'étude de la réduction de traînée induite par les bulles.

L'étude numérique de Sugiyama et al (2008) avait pour but de reproduire numériquement les expériences menées en régime de 3^{ème} instabilité par Murai. Cette étude a permis de mettre en évidence que la déstructuration des cellules de Taylor sous l'effet de la gravité est responsable de la réduction de frottement à la paroi du cylindre intérieur (Figure 1.15). Notons cependant que ces résultats sont à prendre avec précaution, car la localisation des bulles obtenue par Sugiyama et al dans l'entrefer (double pic de taux de vide près des parois des deux cylindres) n'est pas en accord avec les observations de Murai. Il faut également noter que dans cette étude la modélisation des transferts entre les phases est incomplète, car elle ne prend en compte qu'un terme source de quantité de mouvement, sans prise en compte de l'effet de compressibilité des bulles sur la phase liquide.



a) monophasique b) diphasique

Fig. 1.15 Visualisation de l'écoulement pour $\eta=0,83$, $Re=2000$. Comparaison monophasique et diphasique, figure extraite de Sugiyama et al. (2008)

Pour des Reynolds plus élevés que Sugiyama, et pour des bulles de taille plus petite ($0,0008d$), Chouippe (2012) a implémenté un modèle de two-way coupling qui prend à la fois en compte les effets de compressibilité et les effets de transferts de quantité de mouvement entre les phases. Cette étude a permis de mettre en évidence une diminution du frottement turbulent dans l'entrefer, sans modification notable de la structure des jets et des cellules dans un plan méridien. Sous l'action de la gravité, on note en plus une inclinaison des streaks de vitesse azimutale en proche paroi des deux cylindres. En revanche, la durée trop courte des simulations n'a pas permis aux auteurs de conclure définitivement sur la modification du frottement aux parois des cylindres.

En ce qui concerne l'étude de la réduction de traînée induite par les bulles, en écoulement de Taylor Couette turbulent (TF), on peut citer les travaux expérimentaux de Van den berg et al. (2005) à l'université du Maryland et les travaux de van Gils et al. (2011 b) conduits à l'université de Twente.

Pour les travaux de Van den Berg et al (2005) l'objectif n'était pas d'étudier l'arrangement de la phase dispersée, mais de montrer que pour des hauts Reynolds ($Re=10^5$), la réduction de traînée était possible et pourrait être liée à un effet de déformabilité des bulles. Pour cela, les auteurs ont comparé deux configurations d'écoulement ; la première en présence de bulles et la seconde en présence de particules non déformables et de même diamètre que les bulles. Ils ont observé que la réduction de traînée était plus importante en présence des bulles.

Par la suite, Van den Berg et al (2007) ont caractérisé l'influence du type de paroi sur la réduction de traînée en écoulement de Taylor-Couette à bulles. En comparant les résultats obtenus avec une paroi lisse et ceux obtenus avec une paroi rugueuse, ils

observent que la réduction de traînée est plus importante en présence de la paroi lisse, elle disparaît complètement en présence de la paroi rugueuse. Ils mettent ainsi en évidence l'importance de l'interaction des bulles avec les structures de la couche limite turbulente dans le mécanisme de réduction de traînée à haut Reynolds.

En turbulence pleinement développée, et à forts taux de vide, les phénomènes de coalescence et brisure de bulles sont omniprésents, les bulles sont donc ici, dans la plupart des cas déformables. Ainsi il demeurerait important de connaître localement, la taille, la déformabilité et le nombre de bulles effectivement présentes dans l'écoulement. C'est pour apporter des solutions à ces problèmes que les chercheurs de l'université de Twente ont conçu le dispositif T3C (Twente Turbulent Taylor-Couette) qui permet de caractériser à la fois le couple visqueux sur le cylindre intérieur, l'arrangement des bulles par méthode intrusive (sondes optiques) et l'écoulement azimutal du liquide par LDV. Les premiers résultats (van Gils et al (2011b) puis Van Gils (2013) ont conforté les observations de van den Berg et al (2005) et mis en évidence deux régimes de réduction de traînée : un régime de réduction de traînée dominé par les effets de densité en deçà d'un nombre de Weber de 1, puis un régime dominé par l'effet de déformabilité des bulles au-delà. Le nombre de Weber est ici défini comme le rapport entre la force d'inertie basée sur la fluctuation de vitesse dans la direction azimutale et la taille des bulles. Avec l'augmentation du Reynolds dans ces régimes, les bulles sont plus déformées et induisent une réduction importante de la composante de vitesse moyenne du liquide dans la direction azimutale, en accord avec la réduction de couple.

La figure 1.16 tirée des travaux de Van Gils et al (2011 b) présente l'évolution du couple visqueux sur le cylindre intérieur en diphasique rapporté au couple visqueux en monophasique en fonction du taux de vide global. Cette figure illustre l'effet marqué de la déformabilité des bulles sur la réduction de traînée au-delà de $Re > 10^6$.

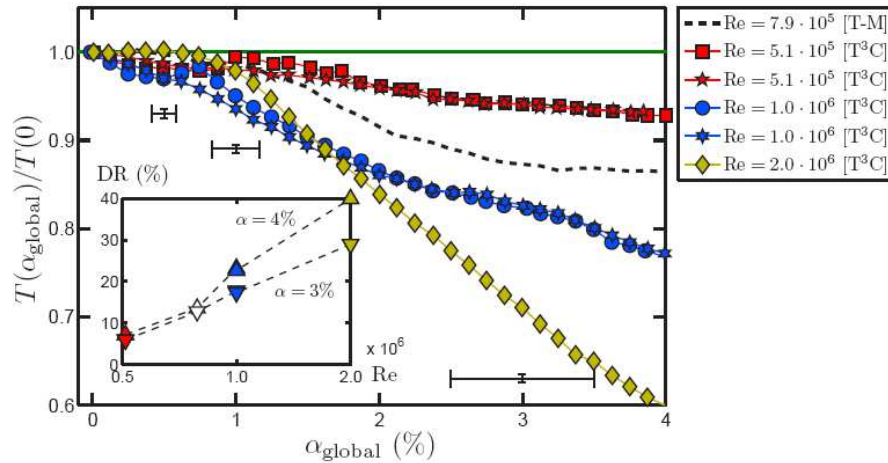


Fig. 1.16 Evolution avec le taux de vide global du rapport entre le couple visqueux en diphasique et le couple en monophasique sur le cylindre intérieur pour différents Reynolds $\eta=0,83$, figure extraite de Van Gils et al. (2011b)

c) Extension à la couche limite turbulente. Mécanisme de réduction de frottement pariétal induite par les bulles

Nous nous intéressons maintenant aux mécanismes de réduction de traînée induits par les bulles en écoulement de type couche limite turbulente sur plaque plane, pour de faibles taux de vide. La configuration étudiée n'est certes pas celle de Taylor-Couette, mais nous avons vu qu'il existe de nombreuses analogies entre les deux configurations. Ces dernières décennies, les capacités de calculateurs ont permis de mettre en évidence des résultats intéressants.

En particulier, l'effet de la déformabilité des bulles sur la réduction de traînée visqueuse à la paroi a également été mise en évidence par calcul numérique pour l'écoulement turbulent en canal plan (Lu et al. (2005)). Pour une taille des bulles 54 fois l'échelle visqueuse, ils ont montré, par méthode de suivi d'interface, que les bulles déformables, ont une trajectoire qui favorise la réduction de frottement, en aplatissant les vortex longitudinaux de proche paroi associés aux streaks et en réduisant ainsi leur vorticité.

Enfin les travaux numériques de Ferrante & Elghobashi (2004), basés sur un calcul DNS et suivi lagrangien des bulles en two-way coupling, ont montré que la compressibilité de l'écoulement induite par les bulles peut générer un éloignement des structures tourbillonnaires de la paroi. On assiste donc ici à un renforcement des zones de minimum local de frottement (zone d'éjection) et à une atténuation des zones de maximum local de frottement (zone de balayage), cela induit une modification de la répartition des streaks, conduisant ainsi à une réduction globale du frottement à la

paroi. La figure 1.17 illustre les mécanismes de réduction de traînée proposés par Ferrante & Elghobashi (2004).

On pourrait s'attendre à une influence des bulles sur le frottement à la paroi en configuration de Taylor Couette avec capture, si on modifie la répartition des jets inflow /outflow. Cette situation n'a pas été mise en évidence à ce jour.

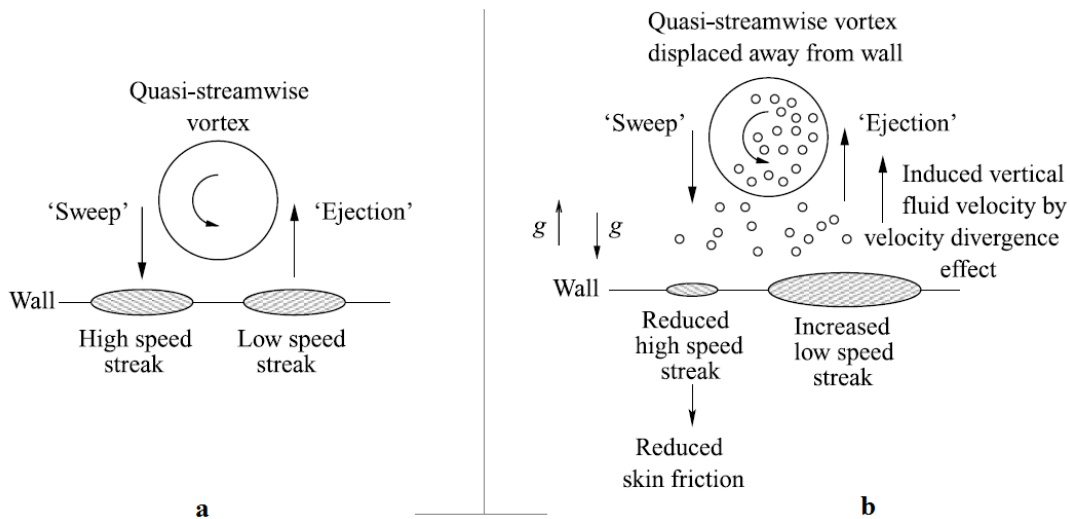


Fig. 1.17 Mécanismes de réduction de traînée dans une couche limite turbulente sur plaque plane, figure issue de Ferrante & Elghobashi (2004). a-cas monophasique, b-cas diphasique

Conclusion

Nous venons de faire un tour d'horizon sur les généralités de l'écoulement de Taylor-Couette monophasique et diphasique.

La première partie a porté sur la transition en monophasique et sur les particularités de l'écoulement de Taylor-Couette turbulent. Nous avons pu voir que cet écoulement, présente de nombreuses analogies avec la couche limite sur plaque plane.

La deuxième partie portant sur l'écoulement de Taylor-Couette diphasique a été abordée sous deux aspects. Le premier aspect portait sur l'arrangement des bulles dans l'entrefer et le second sur l'effet des bulles sur l'écoulement porteur du liquide

Concernant l'arrangement des bulles, le mouvement à grande échelle (cellules de Taylor et jets : inflow/outflow) peut jouer un rôle essentiel dans la localisation des bulles pour la transition vers la turbulence. On a vu que les bulles peuvent migrer dans le dispositif sous l'effet de la flottabilité, elles peuvent être capturées dans les cellules

de Taylor ou alors, en proche paroi du cylindre intérieur en zone de outflow lorsqu'on augmente le Reynolds. Ces zones d'accumulation préférentielle vont conférer aux bulles une organisation en colliers toroïdaux, répartis sur toute la hauteur de l'entrefer. Nous avons également défini ici, les paramètres adimensionnels H et C introduits par Climent et al (2007), qui contrôlent la localisation axiale et radiale des bulles dans l'entrefer sous l'effet des grandes échelles. Cependant, il n'existe pas à l'heure actuelle de paramètres adimensionnels qui prennent en compte à la fois, l'influence du mouvement à grande échelle, l'influence de l'onde azimutale et l'influence des petites échelles telles que les streaks.

De manière générale l'état de l'art montre qu'il n'y a pas de consensus quant à l'arrangement des bulles dans la transition. Celui-ci dépend à la fois de la géométrie, du Reynolds, et de la taille des bulles. D'autre part, dans la bibliographie, il n'existe que peu d'études expérimentales qui s'intéressent à la caractérisation locale de l'arrangement des bulles ; Ces études sont basées soit sur l'intrusion de sondes optiques qui permettent d'obtenir des profils radiaux de taux de vide, mais perturbent l'écoulement, soit sur des méthodes de visualisation qui permettent de déterminer la distribution dans un plan méridien des niveaux de gris, mais pas de remonter à la distribution dans le plan du taux de vide.

Il nous est donc apparu important de lancer une étude qui permettrait de caractériser en détail l'arrangement des bulles, par la mise en place d'une méthode non intrusive de visualisation qui permette de déterminer la distribution locale du taux de vide dans un plan méridien et ce pour différents types d'arrangement de bulles, différentes tailles et différents nombres de Reynolds. Ce travail de thèse vise à répondre à cet objectif.

En ce qui concerne les modifications de la structure de l'écoulement porteur en présence des bulles, nous avons pu voir que sous l'effet de la flottabilité, les bulles peuvent déstructurer les cellules de Taylor. Sous l'effet de la capture, elles peuvent également modifier la longueur d'onde axiale, modifier la vorticité et renforcer l'onde azimutale. On peut également avoir un effet d'accumulation important dans les zones de capture qui peut conduire à un effet collectif des bulles sur l'écoulement (nuage de bulles), qui peut générer des modes d'instabilité supérieurs, voire même rompre la capture (transition du mode toroïdal au mode en spirale)

Dans ce chapitre, nous nous sommes penchés sur les mécanismes de réduction de traînée induits par les bulles en écoulement de Taylor Couette. Ces mécanismes sont : la réduction de densité du mélange, la flottabilité des bulles, la compressibilité de la phase liquide, la déformabilité des bulles. Notons qu'il est possible en combinant plusieurs de ces mécanismes, d'arriver à des résultats intéressants. Cela a notamment pu être observé dans les travaux de Van Gils et al à grand Reynolds et fort taux de vide où l'étude combine à la fois les effets de déformabilité et de densité.

Toutefois, compte tenu de la complexité des mécanismes physiques mis en jeu, à ce jour de nombreux mécanismes restent encore à clarifier. Notons qu'en couche limite turbulente sur plaque plane, un autre mécanisme de réduction de traînée a été identifié et concerne la modification de la turbulence de proche paroi, par l'interaction des bulles avec les jets (éjection/balayage) de proche paroi. En configuration de Taylor Couette avec capture, il peut être possible de modifier la répartition des jets inflow /outflow mais cette situation n'a pas été mise en évidence à ce jour ; Il faut en effet noter qu'en dehors des mesures PTV de Muraï (2008, 2013), l'écoulement porteur du liquide n'a jamais été caractérisé d'un point de vue quantitatif dans un plan méridien, ce qui permettrait de discuter de la contribution respective des jets en présence des bulles. Il nous est donc apparu important de réaliser des mesures PIV du champ de vitesse du liquide dans un plan méridien, en présence des bulles. Ce travail de thèse vise également à répondre à cet objectif.

L'objectif principal de ce travail de thèse est de déterminer la relation entre la dispersion des bulles, les modifications de l'écoulement de liquide et les mécanismes de réduction ou d'augmentation du couple visqueux.

La présente étude se situe dans la continuité des travaux de Mehel (2006). Pour se faire, le dispositif expérimental de Mehel a été amélioré, de sorte à pouvoir

- mesurer le couple global de frottement visqueux appliqué au cylindre intérieur,
- réaliser des cartographies détaillées dans un plan méridien de la distribution des composantes de vitesse radiale et axiale du gaz et de la distribution du taux de vide,
- et réaliser des cartographies du champ de vitesse de la phase liquide en présence des bulles dans un plan méridien.

Dans le chapitre suivant, nous présenterons le dispositif expérimental utilisé dans le cadre de cette étude, nous insisterons particulièrement sur les améliorations apportés au dispositif existant à l'IRENav.

Chapitre 2 : Dispositif expérimental de Taylor-Couette

Sommaire

II-1 Système Taylor-Couette	41
1- Dimensions géométriques du système	41
2- Propriétés physiques des fluides utilisés	43
3- Paramètres de contrôle	44
II-2 Système de motorisation	46
1- Le moteur	46
2- Le variateur	47
3- Le couple-mètre	47
II-3 Système d'injection de bulles	50
1- Description du circuit d'injection.....	50
2- Régimes de bullage	52
3- Choix des capillaires	52
II-4 Caractérisation des tailles de bulles et détermination des débits d'injection	56
1- Détermination de la taille des bulles	57
2- Détermination des débits d'injection.....	59

Chapitre 2 : Dispositif expérimental de Taylor-Couette

L'IRENav a deux dispositifs expérimentaux de Taylor-Couette : un petit dispositif utilisé pour des mesures non intrusives dans le cadre de la thèse de Favé (1999) en régime cavitant et un grand dispositif, utilisé en régimes ventilé et cavitant dans le cadre de la thèse de Mehel (2006). Le grand dispositif de Taylor-Couette de l'IRENav (GTC) a été conçu de façon à avoir un système étendu pour faciliter les mesures intrusives et non intrusives. Pour les besoins de la présente étude, la configuration géométrique de base est la même que dans la thèse de Mehel (2006). Mais des modifications majeures ont été apportées au dispositif.

-L'un des objectifs de cette thèse étant l'étude de la réduction de traînée par injection de bulles dans une configuration de Taylor-Couette, un couple-mètre a été rajouté au système. Solidaire de l'arbre, il permet de mesurer le couple global en sortie du réducteur et de déterminer ainsi le frottement visqueux à la paroi du cylindre intérieur.

Le nouveau dispositif a été conçu de manière à réaliser des mesures PIV et des visualisations de trajectoires de bulles dans un plan vertical.

-Les tests PIV sur l'ancienne configuration ont montré l'existence d'une zone d'ombre de plusieurs millimètres près du cylindre intérieur. Pour minimiser les effets de distorsion optique à la traversée des dioptres, une cuve en plexiglas a été ajoutée autour de la configuration initiale. Elle vient s'intercaler entre les systèmes optiques et le dispositif Taylor-Couette, l'espace entre la cuve et le dispositif étant rempli du même fluide que dans l'entrefer entre les deux cylindres. Avec ce système, la zone d'ombre près du cylindre intérieur est au maximum de 255 μm pour le mélange le plus défavorable.

Afin de permettre les réglages fins du positionnement de l'optique (laser et caméra) et la reproductibilité du positionnement entre les différents essais, deux systèmes de déplacement motorisés ont été ajoutés. Ils sont positionnés à 90° l'un de l'autre et sont solidaires de deux faces adjacentes de la cuve (confère Figure 2.2). Ils permettent un positionnement selon les trois axes avec une précision de $\pm 100 \mu\text{m}$.

-Pour des raisons d'étanchéité, le système de motorisation permettant d'entraîner le cylindre intérieur en rotation situé en bas de l'ancien dispositif, a été placé en haut du dispositif actuel ; cela a nécessité de changer le moteur pour un moteur plus léger, de caractéristiques comparables à l'ancien moteur de la thèse de Mehel.

Enfin, afin de caractériser l'effet de la taille des bulles et de leur localisation sur l'écoulement de liquide et le frottement à la paroi, le système de ventilation de bulles a été revu. Il permet d'injecter des bulles calibrées de différentes tailles.

La figure 2.1 ci-dessous présente une coupe du dispositif et une vue isométrique du système. On peut alors décomposer le dispositif global en trois sous-systèmes:

- Le système Taylor-Couette composé des deux cylindres concentriques et de la cuve de correction optique.
- Le système de motorisation qui comprend le variateur, le moteur et le couple-mètre solidaires de l'arbre du cylindre intérieur et situé au-dessus du dispositif.
- Le système d'injection de bulles situé en partie basse du dispositif global.

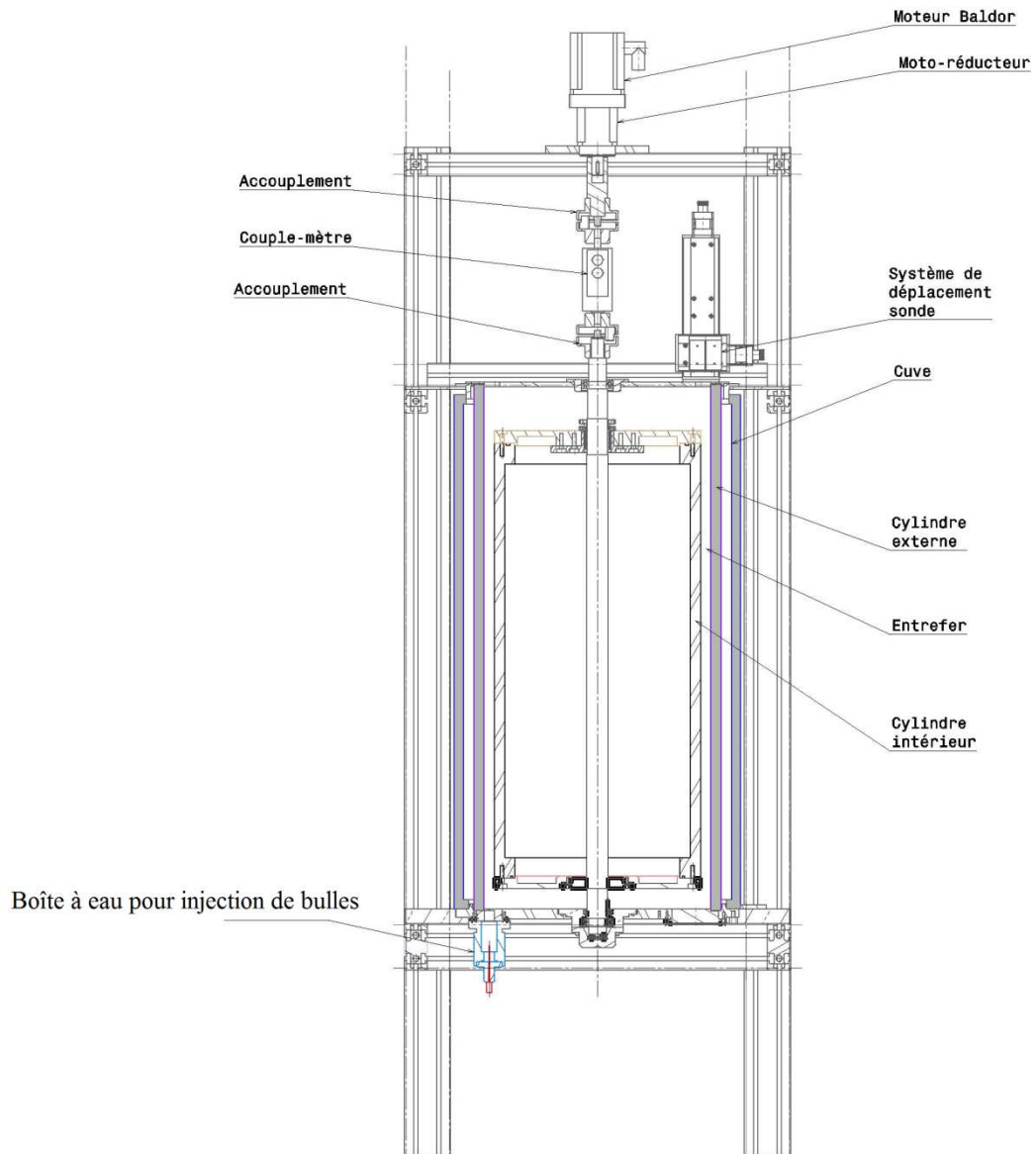


Fig. 2.1 Coupe dispositif Taylor-Couette

Nous allons par la suite décrire chacun de ces sous-systèmes, en nous rapportant à la thèse de Mehel pour les parties communes. Nous discuterons ensuite des tailles de bulles et débit d'injection obtenus dans le dispositif, tailles de bulles et débit que nous avons déterminés expérimentalement.

II-1 Système Taylor-Couette

Nous commençons par décrire les dimensions géométriques du système, puis nous discutons de la nature des fluides utilisés et de leurs propriétés. Les corrections optiques intrinsèques au système (cylindre + cuve) seront discutées dans le chapitre 3 dédié à l'instrumentation.

1- Dimensions géométriques du système

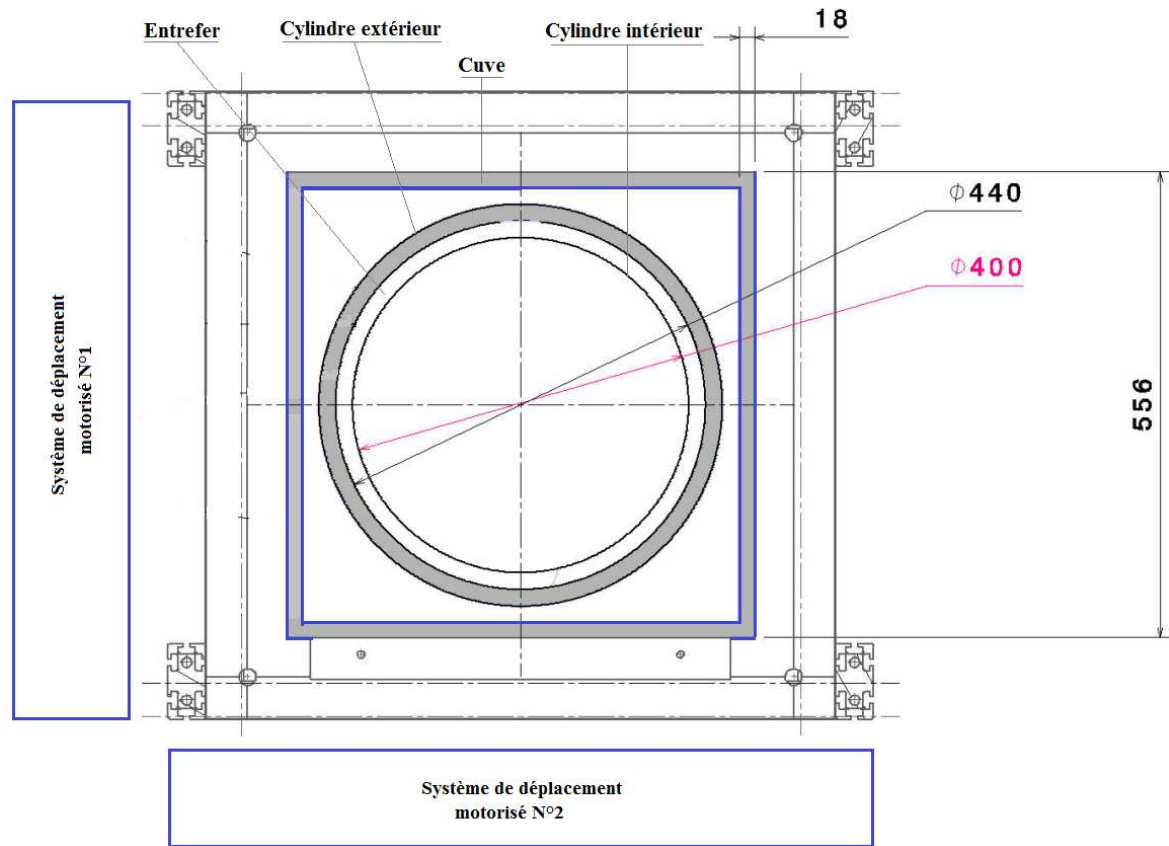


FIG. 2.2- Coupe horizontale dispositif Taylor-Couette

La figure 2.2 présente une coupe horizontale du dispositif. Le système est constitué d'une cuve en plexiglas de section carrée dans laquelle baignent les deux cylindres coaxiaux. La cuve fait 556 mm de côté et 18 mm d'épaisseur. Entre la cuve et le cylindre extérieur, on a au minimum 10 mm d'épaisseur du même fluide que l'entrefer. Le cylindre extérieur, maintenu fixe est en plexiglas. Il mesure 1000 mm de hauteur, son rayon intérieur est de $R_o = 220$ mm et son épaisseur 30 mm. Le cylindre intérieur en aluminium est entraîné par le moteur à une vitesse Ω_i (tr/s) constante. Il a été peint en noir pour un meilleur contraste et pour éviter la réflexion. Sa hauteur avec les flasques haut et bas mesure $L = 886$ mm et son rayon extérieur vaut $R_i = 200$ mm. L'espace annulaire entre les deux cylindres ou entrefer est large de $d = 20$ mm. Une condition d'adhérence à la paroi et de surface libre délimite le domaine fluide respectivement en partie basse et haute. Pour récapituler on a donc :

- Rayon intérieur du cylindre extérieur : $R_o = 220$ mm
- Rayon extérieur du cylindre intérieur : $R_i = 200$ mm
- Largeur d'entrefer : $d = 20$ mm
- Hauteur utile : $L = 886$ mm

Les systèmes Taylor-Couette sont en général caractérisés par les paramètres géométriques sans dimension qui sont : le facteur de forme ou la courbure et le rapport d'aspect :

- Facteur de forme : $\eta = \frac{R_i}{R_o} = 0,91$
- Courbure : $\delta = \frac{d}{R_i} = \frac{1-\eta}{\eta} = 0,1$
- Rapport d'aspect : $\Gamma = \frac{L}{d} = 44,3$

Le choix de ces paramètres est particulièrement important parce qu'ils influencent les seuils de transition à la turbulence et la multiplicité des états d'écoulement (Cole (1976) et Cognet (1984)). Le choix de ces paramètres a été discuté dans la thèse de Mehel (2006), ils représentent un bon compromis pour limiter les états d'écoulement et réduire les effets de bord. Le facteur de forme est en accord avec les essais expérimentaux de la thèse de Bouabdallah (1980) et les simulations numériques de la thèse de Chouippe (2012).

2- Propriétés physiques des fluides utilisés

Le fluide utilisé est un mélange eau/glycérine. Les pourcentages de glycérine et d'eau diffèrent selon le régime d'écoulement souhaité. Dans cette étude, nous utilisons les mélanges à 40% et 65% de masse de glycérine. Le mélange à 40% convient bien pour atteindre les régimes turbulents avec persistance des cellules de Taylor (TTVF) et le mélange à 65% pour les régimes de turbulence naissante (TN). Les propriétés physiques du mélange (masse volumique et viscosité) varient avec la température. Il est donc indispensable de mesurer sa température. La mesure de la température est réalisée à $\pm 0,01^\circ\text{C}$ à l'aide d'un thermocouple immergé dans l'entrefer au-dessous de la surface libre. Une fois la température connue, la viscosité est obtenue par la loi de Walther ci-dessous :

$$\mu_L = \exp \left[a \left(\frac{T_0}{T} \right)^m \right] \quad (2.1)$$

Avec μ_L la viscosité dynamique du mélange, $a = \ln(\mu_0)$ ici μ_0 (Kg/ms) est la viscosité du mélange à $T_0 = 273,15 K$. Les valeurs de a et m sont présentées dans le tableau ci-dessous pour les deux mélanges étudiés :

Mélange	m	a
65%	-5,06	-2,6948
40%	-8,4031	-2,859

Tab. 2.1- Paramètres a et m de la loi de Walther

Les paramètres a et m de la loi de Walther (2.1) ont été calés par Favé (1999) pour les mélanges eau/glycérine utilisés. La masse volumique variant très peu pour les plages de température observée (15°C en hiver à 25 °C en été), la viscosité cinématique est donc obtenue pour les valeurs quasi-stables de la masse volumique. On récapitule dans le tableau ci-dessous les propriétés physiques à 15°C et 25°C des mélanges utilisés (masse volumique ρ_L , viscosité dynamique μ_L et viscosité cinématique ν_L):

Mélange	ρ_L (Kgm ⁻³)	μ_L (Kgm ⁻¹ s ⁻¹) .10 ⁻³	ν_L (m ² s ⁻¹) .10 ⁻⁶
40% 15°C	1098,4	11,3	10,3
40% 25°C	1098,4	2,5	2,3
65% 15°C	1167,1	29,2	25,1
65% 25°C	1167,1	15	12,8

Tab. 2.2 Propriétés physiques des mélanges à 15°C et 25°C

Au cours d'un essai, la température dérive de 0,5 °C au plus. Cela induit une dérive sur la viscosité de $0,7 \times 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ pour les deux mélanges à 15°C. A 30°C, la dérive sur la viscosité est moins importante, elle vaut $0,09 \times 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ et $0,3 \times 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ respectivement pour les mélanges à 40% et 65%.

3- Paramètres de contrôle

Le mouvement du fluide dans un écoulement en rotation de type Taylor-Couette, résulte essentiellement de l'équilibre entre deux forces opposées : la force centrifuge et le gradient de pression centripète. La force visqueuse contribue à stabiliser l'écoulement, il est donc indispensable si l'on veut définir un paramètre de contrôle, de comparer la force visqueuse à la force centrifuge. En prenant pour échelle de longueur, la largeur de l'entrefer et pour vitesse caractéristique, la vitesse orthoradiale du

cylindre intérieur, on retrouve comme paramètre de contrôle le nombre de Reynolds, à partir duquel on peut déduire le nombre de Taylor en tenant compte de la courbure du dispositif. Ces deux nombres adimensionnels ont été définis au chapitre précédent, nous rappelons ici leurs expressions :

$$R_e = \frac{2\pi\Omega_i R_i d}{\nu_L}$$

$$T_a = R_e \sqrt{\delta}$$

Pour la géométrie considérée, on reporte dans le tableau suivant les valeurs seuils de Taylor et Reynolds obtenues dans le cas des expériences de Mehel et Bouabdallah, pour les différents états d'écoulement : Taylor vortex flow (TVF), wavy vortex flow (WVF), modulated wavy vortex flow (MWVF), turbulence naissante (TN) et turbulent avec persistance des cellules de Taylor (TTVF).

Transition	Taylor critique/ Reynolds critique	Mehel (2006)	Bouabdallah (1980)
TVF	T_{ac1}/R_{ec1}	43,3/136,9	41/129,7
WVF	T_{ac2}/R_{ec2}	49,6/156,8	49/154,9
MWVF	T_{ac3}/R_{ec3}	266/841,2	298/942,4
TN	T_{ac4}/R_{ec4}	700/2213,6	700/2213,6
TTVF	T_{ac5}/R_{ec5}	850/2687,9	840/2656,3

Tab. 2.3 Récapitulatif Taylor/Reynolds critique expérience de Mehel (2006) et Bouabdallah (1980)

Dans le cadre de cette étude, les modifications apportées au dispositif ne changent pas les seuils de transition obtenus par Mehel. Il convient pour cela de respecter scrupuleusement le protocole mis en place par Mehel pour la phase d'accélération du cylindre intérieur en fonction des différents régimes souhaités. Nous rappelons ici le protocole utilisé pour avoir l'état d'écoulement le plus stable : On impose une accélération du cylindre intérieur de $dRe/dt=2,5 \text{ s}^{-1}$ jusqu'à $Ta=100$, une fois ce régime atteint, on fait une pause de 10 minutes pour laisser le temps à l'écoulement de s'établir. On procède ensuite à la mise en vitesse du dispositif avec une accélération de $dRe/dt=3 \text{ s}^{-1}$ jusqu'à l'apparition de la 3^{ème} instabilité à $Ta=266$, ce palier est suivi d'une pause de 2 minutes. De la 3^{ème} instabilité à la turbulence naissante ($Ta=1000$), l'accélération imposée est de $dRe/dt=5 \text{ s}^{-1}$, avec une pause de 2 minutes également à $Ta=1000$. Au-delà de $Ta=1000$, on peut utiliser une accélération de $dRe/dt=8-10 \text{ s}^{-1}$.

La gamme de variation des nombres de Reynolds et Taylor de notre étude est résumée dans le tableau suivant pour les deux mélanges étudiés.

On a reporté également pour ces gammes de valeurs en fonction de la température (été/hiver), la gamme de variation de la vitesse de rotation du cylindre intérieur Ω_i , du couple visqueux global attendu sur le cylindre intérieur T , de la vitesse de frottement sur le cylindre intérieur u_* et de l'épaisseur de la sous couche visqueuse δ_* :

Mélange	$T_0(^{\circ}\text{C})$	Ta	Re	$\Omega_i(\text{tr/s})$	T(Nm)	$u_*(\text{m/s})$	$\delta_*(\text{m})$
		min/max	min/max	min/max	min/max	min/max	min/max
65%	15°C	200	632	0,63	0,87	0,058	$4,35 \cdot 10^{-4}$
		1000	3162	3,16	9,67	0,19	$1,30 \cdot 10^{-4}$
65%	25°C	200	632	0,32	0,23	0,029	$4,35 \cdot 10^{-4}$
		1000	3162	1,61	2,52	0,098	$1,30 \cdot 10^{-4}$
40%	15°C	600	1897	0,78	0,71	0,054	$1,91 \cdot 10^{-4}$
		6325	20000	8,20	28,03	0,34	$3,04 \cdot 10^{-5}$
40%	25°C	600	1897	0,17	0,036	0,012	$1,91 \cdot 10^{-4}$
		6325	20000	1,83	1,40	0,076	$3,04 \cdot 10^{-5}$

Tab. 2.4 Récapitulatif des valeurs de Reynolds Taylor, couple visqueux, vitesse de frottement et échelle de longueur visqueuse pour la gamme de points de fonctionnement de l'étude

Le couple attendu a été estimé à partir de la formulation de Wendt (1933), qui sera discutée au chapitre 5:

$$T = 1,45(\rho_L v_L^2 L) \frac{\eta^{3/2}}{(1 - \eta)^{7/4}} Re^{1,5} \quad \text{pour } 4 \cdot 10^2 \leq Re \leq 10^4 \quad (2.2)$$

$$T = 0,23(\rho_L v_L^2 L) \frac{\eta^3}{(1 - \eta)^4} Re^{1,7} \quad \text{pour } 10^4 \leq Re \leq 10^5 \quad (2.3)$$

La vitesse de frottement et l'épaisseur de la sous couche visqueuse sont respectivement déduites des relations suivantes :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_L}} = \sqrt{\frac{T}{2\pi R_i^2 L \rho_L}} \quad (2.4)$$

$$\delta_* = \frac{v_L}{u_*} \quad (2.5)$$

τ_p (Pa) représente ici la contrainte de frottement à la paroi du cylindre intérieur.

II-2 Système de motorisation

Nous décrivons tout d'abord les caractéristiques du moteur, puis les caractéristiques du variateur pour le contrôle de la mise en vitesse et enfin, les caractéristiques et performances du couple-mètre.

1- Le moteur

Le cylindre intérieur est entraîné en rotation par un moteur **Brushless** de la société SEM. C'est un moteur synchrone à aimant permanent, il fonctionne en courant continu. Ses principales caractéristiques sont les suivantes :

- Série : HDM 105 C10-77S
- Puissance nominale : 1,45 kW
- Courant nominal : 5,1 A
- Courant maximal : 22 A
- Vitesse nominale : 3000 tr/min
- Vitesse maximale à 300 V : 3800 tr/min
- Vitesse maximale à 560 V : 6000 tr/min
- Couple nominal : 4,6 Nm
- Couple maximal au démarrage : 11 Nm
- Poids : 4,25 Kg

2- Le variateur

Le moteur est asservi par un variateur de marque **ELMO**, il est solidaire d'un capteur tachymétrique intégré (codeur), qui permet de mesurer la vitesse de rotation avec une précision de 0,005 tr/s. Cet asservissement autorise des vitesses de rotation faibles grâce au réducteur, le rapport total de réduction est de 10. Un logiciel développé en interne sous Labview permet de piloter le variateur et de caler les paramètres de la commande PID. Nous n'avons pas besoin d'un système de régulation performant en temps de réponse car la mise en rotation du dispositif doit être lente et en accord avec un protocole bien défini. L'erreur relative sur le nombre de Taylor est de $\pm 3 \%$.

3- Le couple-mètre

Le couple-mètre utilisé est fabriqué par la société **KISTLER**. C'est un capteur à jauges de contrainte de type 4503A avec capteur de vitesse intégré. Le couple-mètre comporte un corps d'épreuve solidaire de l'arbre sur lequel sont collées des jauges de contraintes. La tension de sortie du pont de jauges est proportionnelle à la déformation en torsion du corps d'épreuve, donc au couple de torsion qu'on applique. Nous disposons de deux gammes de la mesure 0-4 Nm ou 0-20 Nm, pour une sortie analogique entre 0 et 10V. La gamme 0-20 Nm est utilisée au-delà de $Re=10^4$ pour le mélange à 40%.

Les erreurs aléatoires de linéarité, hystérésis ont été quantifiées par les constructeurs et donnent une erreur de précision aléatoire globale de $\pm 0,1\%$ de l'étendue de mesure, soit $\pm 0,004$ Nm ramenée en entrée (respectivement $\pm 0,02$ Nm pour l'autre gamme de la mesure).

Le montage de plusieurs jauges de contrainte dans le pont permet de compenser la dérive en température. L'erreur systématique de dérive en température est de $\pm 0,015\%$ de l'étendue de la mesure par degré, soit $\pm 0,003$ Nm ramenée en entrée pour une dérive de $\pm 5^\circ\text{C}$ autour de 20°C (respectivement $\pm 0,015$ Nm pour l'autre gamme de la mesure).

Une carte (PCI-9524) permet de faire l'acquisition et la numérisation de la tension en sortie du couple-mètre en bipolaire. La conversion analogique/numérique sur 24 bits introduit une imprécision supplémentaire de $4,8 \cdot 10^{-7}$ Nm (respectivement $24 \cdot 10^{-7}$ Nm) ramenée sur la valeur d'entrée, négligeable.

On peut donc considérer que l'erreur de précision globale (comprenant hystérésis, linéarité et dérive en température maximale de $\pm 5^\circ\text{C}$) est de $\pm 0,007$ Nm (respectivement $\pm 0,035$ Nm pour l'autre gamme de la mesure la plus large). En pratique, on recalculera l'erreur globale en tenant compte de l'écart de température du point de mesure, par rapport à la température de référence des étalonnages (soit 20°C).

En annexe A, nous avons tracé les courbes d'étalonnage du capteur de couple, courbes constructeur obtenues à 20°C . On voit que le capteur se comporte bien comme un capteur linéaire. La sensibilité et le zéro sont déduits à partir de la droite la plus probable, pour les deux gammes de la mesure (0-4 Nm et 0-20 Nm).

Un programme Labview développé par nos soins permet l'acquisition, le post-traitement et la sauvegarde des données. A titre d'exemple, on a extrait sur la figure 2.3, la densité spectrale de puissance du couple en fonction de la fréquence :

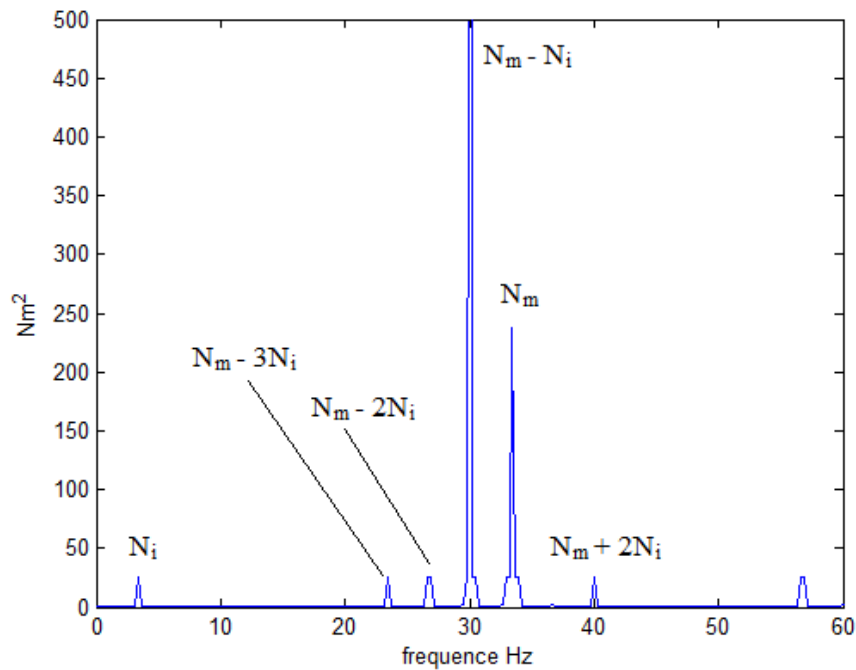


Fig. 2.3 Spectre en fréquence du couple total en air. La résolution est $\Delta f=0.1\text{Hz}$. On a $N_m= 33,4 \text{ tr/s}$, $N_i= 3,34 \text{ tr/s}$.

L'entrefer est ici rempli d'air, on retrouve les pics de fréquences caractéristiques:

- de la vitesse de rotation du moteur N_m ,
- de la vitesse de rotation du cylindre intérieur N_i (rapport 10 du au réducteur),
- des combinaisons linéaires de ces deux fréquences.

La distribution en fréquence du couple permet de détecter la présence de défauts éventuels. Les spectres réalisés lors des premiers essais constituent l'état de référence du dispositif.

Le couple-mètre est monté sur l'arbre du cylindre intérieur, en sortie du réducteur on mesure donc le couple total sur l'arbre qui entraîne le cylindre intérieur. Ce couple total T_{tot} comprend la contribution du couple visqueux global dû au frottement du fluide intégré sur le cylindre intérieur T_{visq} . Le couple visqueux est ainsi déduit en soustrayant au couple total, le couple mécanique T_{meca} :

$$T_{visq} = T_{tot} - T_{meca} \quad (2.6)$$

Le couple mécanique a été caractérisé en air. En effet, en air, on s'attend à avoir un couple visqueux très faible devant le couple mécanique ($T_{visq} < 0,3\% T_{meca}$). Sur la

figure 2.4, on a reporté l'évolution du couple mécanique mesuré en air, en fonction de la vitesse de rotation du cylindre intérieur et procédé à un lissage par un polynôme de degré 6 sur la gamme de variation de la vitesse de rotation du dispositif.

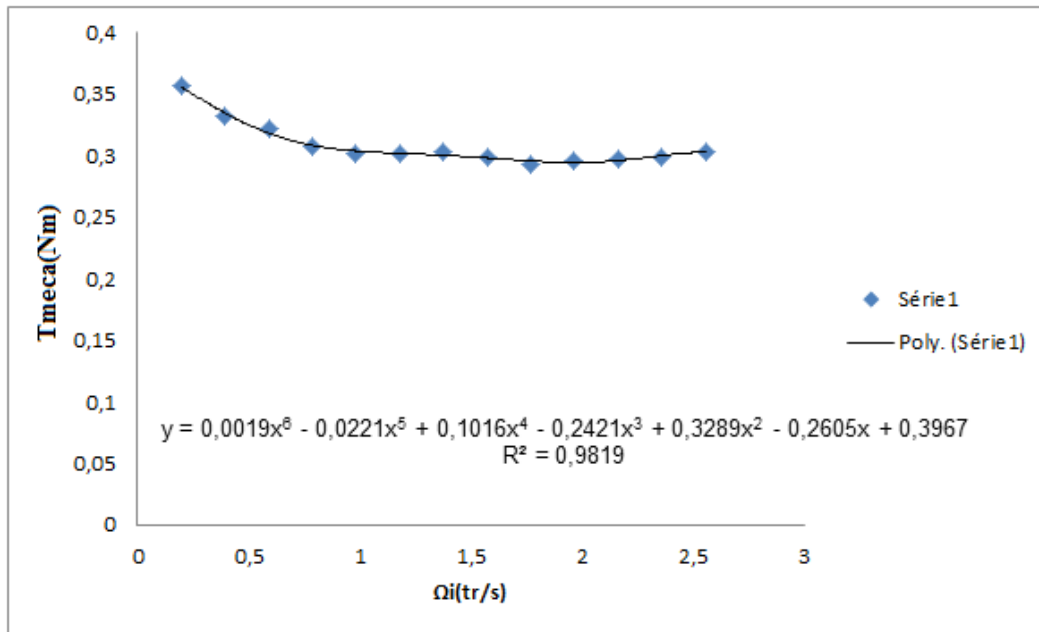


Fig. 2.4 Couple mécanique en fonction de la vitesse de rotation du cylindre intérieur (mesure effectuées en air)

II-3 Système d'injection de bulles

Les bulles sont injectées à travers un capillaire situé en bas du dispositif, dans une cuve où le fluide est immobile. On présente tout d'abord un descriptif du circuit d'injection des bulles. On discute ensuite des différents régimes de bullage et des lois permettant de prédire la taille des bulles au détachement, puis on discute du choix des capillaires pour l'injection à partir des régimes de bullage.

1- Description du circuit d'injection

Les bulles sont formées par injection d'air à travers un capillaire fixé au centre d'une petite cuve cylindrique (ou boîte d'injection), elle-même vissée en partie basse du plateau inférieur du dispositif Taylor-Couette. Une fois injectées, les bulles sous l'effet de la force d'Archimède migrent de la boîte d'injection vers l'entrefer en passant par une ouverture circulaire réalisée dans le plateau inférieur. Une alimentation d'air comprimé muni d'un détendeur et d'un manomètre de précision permet de contrôler la pression en entrée d'injecteur. Un schéma synoptique du dispositif global avec intégration du circuit d'injection est présenté sur la figure ci-dessous.

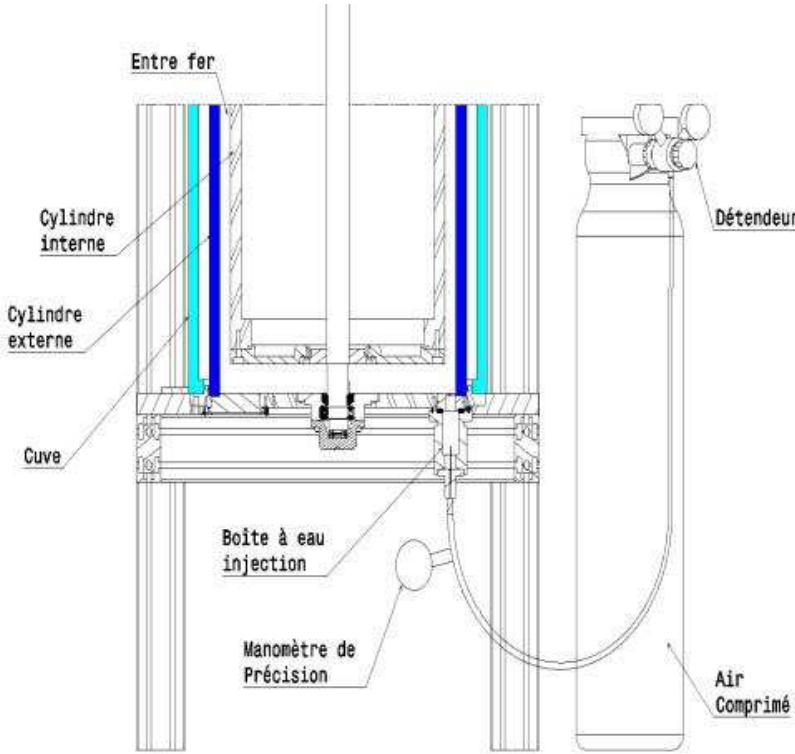


Fig. 2.5 Système d'injection de bulles

Le schéma ci-dessous présente le circuit d'injection détaillé :

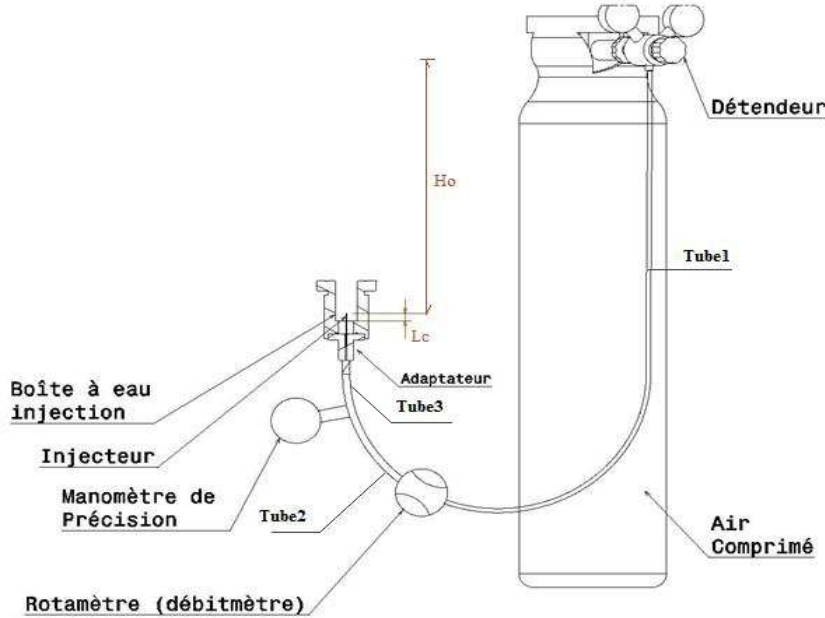


Fig. 2.6 Circuit d'injection

Les caractéristiques des différents éléments du circuit d'injection sont :

- Détendeur : 0-25 bars
- Bouteille d'air comprimé : 0-200 bars
- Rotamètre de marque **GILMONT Instrument**, modèle GF-4001, 100 graduations, 1 graduation=1mL/min. Il est localisé entre le manomètre et le détendeur. Le rotamètre permet de mesurer le débit d'air lorsque celui-ci est supérieur à la résolution de 1 mL/min (précision 1% de la pleine échelle).
- Manomètre de marque **KELLER**, modèle LEO2: précision $\pm 0,01$ bar (représente 0,03 % de l'étendue de mesure)
- Capillaires en inox de différents diamètres intérieurs, ϕ_c et de longueurs L_c .
- Boîte d'injection en plexiglas de diamètre 5 cm

Sur la figure 2.6, la connectique comprend trois tubes en polyamide : tube1 (ϕ_1, L_1), tube2 (ϕ_2, L_2), tube3 (ϕ_3, L_3). ϕ_i et L_i représentent le diamètre et la longueur du ième tube. Les longueurs et diamètres des capillaires utilisés sont donnés dans le tableau 2.5.

La formulation des pertes de charge linéaires et singulières permet de relier le débit d'air injecté Q_G à la perte de pression entre le détendeur et la sortie du capillaire. Pour cela, on suppose que :

-L'adaptateur entre le tube 3 et le capillaire se comporte comme une réduction brusque de section.

-Le manomètre ne génère pas de pertes de charge singulières (pas de bifurcation de fluide).

-La sortie du capillaire est assimilée à un élargissement brusque.

Si on désigne par S, le point de sortie du capillaire et par D le point de sortie du manomètre, la perte de charge entre les points S et D peut s'écrire :

$$\frac{P_D - P_S}{\rho_G g} = (Z_S - Z_D) + \frac{8}{g\pi^2} \left(\frac{1}{\phi_c^4} - \frac{1}{\phi_3^4} \right) Q_G^2 + \frac{8}{g\pi^2} \sum_{i=3,S} \frac{\xi_i}{\phi_i^4} Q_G^2 + \frac{8}{g\pi^2} \sum_{j=3,S} \frac{\lambda_j L_j}{\phi_j^5} Q_G^2 \quad (2.7)$$

ξ_i et λ_i étant respectivement les coefficients de perte de charge singulière et linéaire.

($\xi_3 = 0,5$ pour de grands rapports d'aspect et $\xi_S = 1$ en sortie d'injecteur). En régime laminaire, le coefficient de perte de charge régulière est donné par la loi de Nikuradse (1933) :

$$\lambda = \frac{64}{Re} = \frac{16\pi\phi_i\nu_G}{Q_G}$$

La formule (2.7) de pertes de charge établie ici sera utilisée dans la partie 2.33 afin de prédire la pression pour un débit donné, imposé pour des conditions de bullage et permettra de faire un choix parmi différents capillaires.

2- Régimes de bullage

Les régimes de bullage sont classés en fonction du débit de gaz injecté. On en distingue trois (McCann & Prince, 1971) : le bullage quasi-statique ou régime lent, le bullage dynamique ou régime intermédiaire et le bullage turbulent ou régime de jet. La figure ci-dessous illustre ces différents régimes (Pareira Dias, 1999).

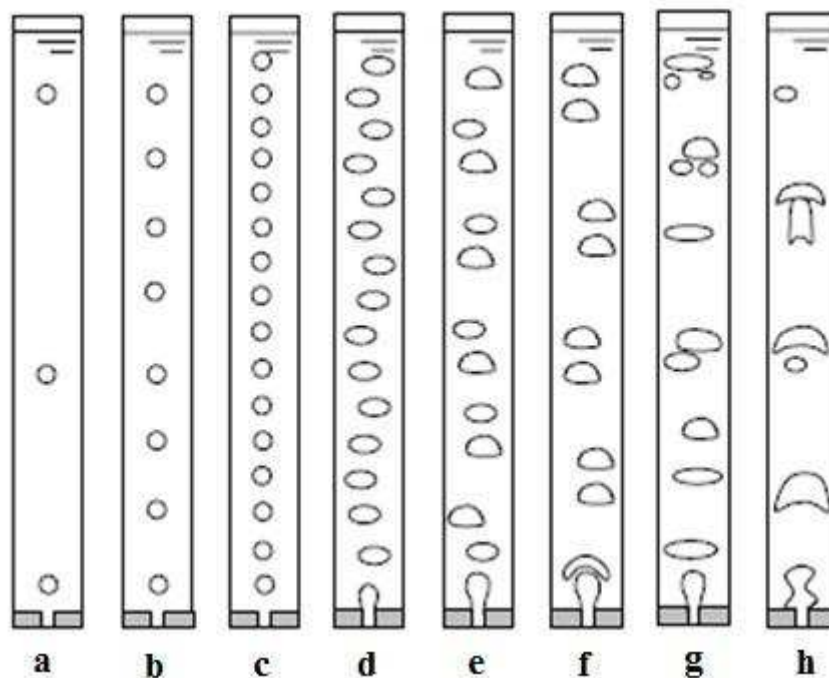


FIG. 2.7 Régimes de bullage à travers un orifice immergé (Pareira Dias, 1999) : régime statique (a-c), régime dynamique (d-g), régime turbulent (h)

a) Bullage quasi-statique

Le débit de gaz injecté est très faible. Ici, le volume des bulles détachées \mathfrak{V}_b ne dépend que des propriétés physiques des deux phases (densités de la phase liquide ρ_L et gazeuse ρ_G), des conditions à l'interface (tension superficielle σ) et de la taille de

l'orifice ϕ_c . Il est indépendant du débit de gaz injecté et peut être déterminé par la loi de Tate (1864) issu de l'équilibre entre la force de capillarité et la force d'Archimède.

$$\vartheta_{b_{Tate}} = \frac{\pi\sigma\phi_c}{g(\rho_L - \rho_G)} \quad (2.8)$$

De cette relation on tire aisément le rayon de la bulle correspondant au régime statique :

$$R_{b_{stat}} = \left(\frac{3}{4} \frac{\sigma\phi_c}{g(\rho_L - \rho_G)} \right)^{1/3} \quad (2.9)$$

b) Bullage dynamique

Ce régime correspond à des débits de gaz modérés. Fréquemment rencontrés dans les équipements industriels, de nombreux travaux se sont intéressés à ce régime. Le rayon de bulle correspondant au régime dynamique ne dépend que du débit d'air, il est donné par la relation d'Oguz & Prosperetti (1993) :

$$R_{b_{dyn}} = \left(\frac{9}{8\pi^2} \frac{Q_G^2}{g} \right)^{1/5} \quad (2.10)$$

Cette relation résulte de l'équilibre entre la force de masse ajoutée et la force d'Archimède en négligeant les effets de compressibilité pendant la phase de croissance de bulle. Cette formulation est valable pour un coefficient de masse ajoutée égal à 1/2, valable pour les bulles en milieu infini. Oguz & Prosperetti, (1993) ont établi une relation donnant le débit critique Q_{cri} qui sépare les régimes statique et dynamique. Cette formulation est obtenue pour $R_{b_{dyn}} = R_{b_{stat}}$.

$$Q_{cri} = \pi \left(\frac{16}{3g^2} \right)^{1/6} \left(\frac{\sigma\phi_c}{2\rho_L} \right)^{5/6} \quad (2.11)$$

Pour $Q_G < Q_{cri}$, la bulle se détache de l'orifice avec un volume proche du volume prédit par Tate. Pour $Q_G > Q_{cri}$, la bulle se détache en régime dynamique avec un

volume qui varie en puissance du débit : $\vartheta_b \propto Q_G^{6/5}$. En augmentant le débit de gaz, le volume de la bulle croît presque proportionnellement avec le débit de gaz. Les interactions entre bulles restent cependant négligeables.

c) Bullage turbulent

Ce régime de bullage apparaît à des débits de gaz très élevés (McCann & Prince, 1971). Ici, la coalescence au niveau de l'orifice est omniprésente entre les bulles successives. Après leur détachement, les bulles fusionnées migrent ensemble, puis éclatent en petites bulles de tailles différentes. Les forces inertielles deviennent très grandes et les bulles de forme irrégulière montent rapidement dans un mouvement hélicoïdal. En augmentant le débit de gaz, le régime de bullage turbulent se transforme en régime de jet : un jet de gaz monte à partir de l'orifice et se désintègre dans un nuage hétérogène de petites bulles (Chaumat *et al*, 2007).

3- Choix des capillaires

La faisabilité des mesures de vitesses par PIV et de suivi des trajectoires de bulles en écoulement de Taylor-Couette à bulles nous impose de travailler avec de faibles taux de vide. D'autre part, les bulles injectées devront être suffisamment petites pour interagir avec les structures turbulentes de proche paroi et par là même modifier le frottement pariétal. De l'étude des régimes de bullage il ressort que, le bullage statique présente un intérêt certain pour le contrôle des tailles de bulles. De plus les débits d'injection relativement faibles, nous garantissent de faibles taux de vide. Nous avons donc choisi de tester dans un premier temps des capillaires de faible diamètre intérieur (180 μm , 20 μm et 5 μm) qui permettent de limiter le débit d'air et la taille des bulles. Les fluides utilisés sont des mélanges eau/glycérine à 65% et 40%.

Dans un premier temps, nous déterminons la pression critique en dessous de laquelle le bullage est supposé statique. Pour cela on suppose que la bulle se détache du capillaire si la pression en sortie P_S vérifie la condition suivante :

$$P_S \geq P_{atm} + \rho_L g H_0 + \frac{4\sigma}{\phi_c} \quad (2.12)$$

Avec H_0 , profondeur d'immersion du capillaire dans le mélange.

En combinant la formulation des pertes de charge (2.7), l'expression du débit critique (2.11) et de la pression en sortie (2.12), on peut déduire la pression critique maximale P_{Dcri} à imposer au niveau du manomètre pour vérifier une condition de bullage statique.

Taux de glycérine	65%	65%	40%	40%	40%
$\phi_c(\text{m}).10^{-6}$	180	20	180	20	5
$L_C(\text{m})$	0,05	0,01	0,05	0,01	0,02
$\sigma(\text{N/m})$	0,0635	0,0635	0,065	0,065	0,065
$Q_{\text{cri}}(\text{m}^3/\text{s}).10^{-8}$	23,1	3,69	24,7	3,96	1,25
$P_{\text{Dcri}} \cdot \rho_L g H_0$ (bar)	1,11	19,2	1,12	20,6	3114
$\mathfrak{R}_{\text{bTate}}(\text{m}^3).10^{-11}$	314	34,9	342	37,9	9,49
$R_{\text{bstat}}(\text{m}) \times 10^{-6}$	908	437	934	449	283
$R_{\text{bdvn}}(\text{m}) \times 10^{-6}$	908	437	934	449	283

Tab. 2.5 Pression critique pour bullage statique diamètre de bulles issus de la loi de Tate pour différents capillaires

Le tableau 2.5 récapitule les différentes pressions critiques obtenues pour les trois capillaires pour une hauteur H_0 de fluide dans le dispositif, la température des mélanges étant de $20 \pm 0,01^\circ\text{C}$. Les valeurs des débits critiques et les rayons de bulles attendus en bullage statique et dynamique (pour un débit critique donné) y ont également été reportés.

Les trois débits critiques sont faibles et la pression critique croît quand le diamètre des capillaires diminue. Le capillaire de $5 \mu\text{m}$ permettrait de générer des bulles bien calibrées et submillimétriques mais, générer de telles bulles nécessiterait des pressions colossales pour un débit très faible. Nous avons donc abandonné l'idée d'utiliser ce capillaire pour injecter des bulles, car lors des tests, nous avons rencontré des problèmes d'étanchéité aux fortes pressions (supérieures à 10 bars).

Les deux capillaires retenus ($\phi_c = 180 \mu\text{m}$ et $\phi_c = 20 \mu\text{m}$) offrent plusieurs avantages. La taille des bulles attendues en régime statique avec le capillaire de $180 \mu\text{m}$ et le mélange à 65% est comparable à celle obtenue dans le cadre de la thèse de Mehel (2006). Pour le capillaire de $20 \mu\text{m}$ et le mélange à 40%, il est possible de générer des bulles bien calibrées et submillimétriques. Il offre la possibilité de faire des comparaisons avec les travaux de Murai (2005) pour un rapport D_b/d du même ordre de grandeur.

Il faut toutefois rester prudent pour l'utilisation de la loi de Tate car, certains phénomènes n'ont pas été pris en compte dans l'établissement de cette loi: notamment les inhomogénéités et la rugosité de la surface d'injection. Ceux-ci peuvent altérer la mouillabilité et l'angle de contact introduisant ainsi une erreur dans la détermination du rayon de bulle. Des études expérimentales (Gordillo *et al*, 2008) ont montré que le rapport entre le volume de Tate et le volume exact de la bulle détachée pouvait varier de $\pm 20\%$, ce qui introduit une imprécision d'environ $\pm 7\%$ sur la taille exacte des bulles. Il est donc nécessaire de caractériser expérimentalement la taille des bulles pour les deux capillaires choisis ($180 \mu\text{m}$ et $20 \mu\text{m}$) et ce pour différentes valeurs de la pression.

De plus, pour le capillaire de 20 μm , la résolution du rotamètre ($1,6 \cdot 10^{-8} \text{ m}^3/\text{s}$) ne permet pas de mesurer avec précision le débit d'injection. Une caractérisation expérimentale du débit d'injection à partir de visualisation du bullage en fonction de la pression imposée est donc nécessaire.

II-4 Caractérisation des tailles de bulles et détermination des débits d'injection

Les essais de caractérisation de l'injection ont été réalisés en cuve, en dehors du dispositif Taylor-Couette. Le circuit d'injection en amont du capillaire est scrupuleusement le même que lors des essais d'injection dans le dispositif de Taylor-Couette. La visualisation par caméra rapide est un bon outil pour suivre les bulles dans leur ascension et déterminer leur taille et le débit d'injection. Nous avons utilisé une caméra rapide **Photron Fastcam SA₃ 120K** pour la prise d'images. La caméra permet de filmer au-delà de 10000 images par seconde, chaque image pouvant faire 1024 X 1024 pixels. Les visualisations ont été effectuées avec une fréquence d'échantillonnage permettant de limiter le temps d'exposition pour avoir un contour net de bulles : $f_e=500 \text{ Hz}$. Pour les deux capillaires étudiés, le débit d'air peut être obtenu par visualisation du bullage, mais aussi par formulation des pertes de charge. Les résultats obtenus à partir des deux méthodes seront comparés et discutés dans la suite de cet exposé, pour différentes conditions en pression.

1- Détermination de la taille des bulles

Nous avons réalisé une détection automatique des contours de bulles à partir d'un seuillage simple et unique appliqué à l'intensité des images. La figure 2.8 illustre les différentes étapes du traitement des images. Un programme réalisé sous Matlab permet ensuite de déterminer le diamètre équivalent et de positionner le centre de gravité de chaque bulle.

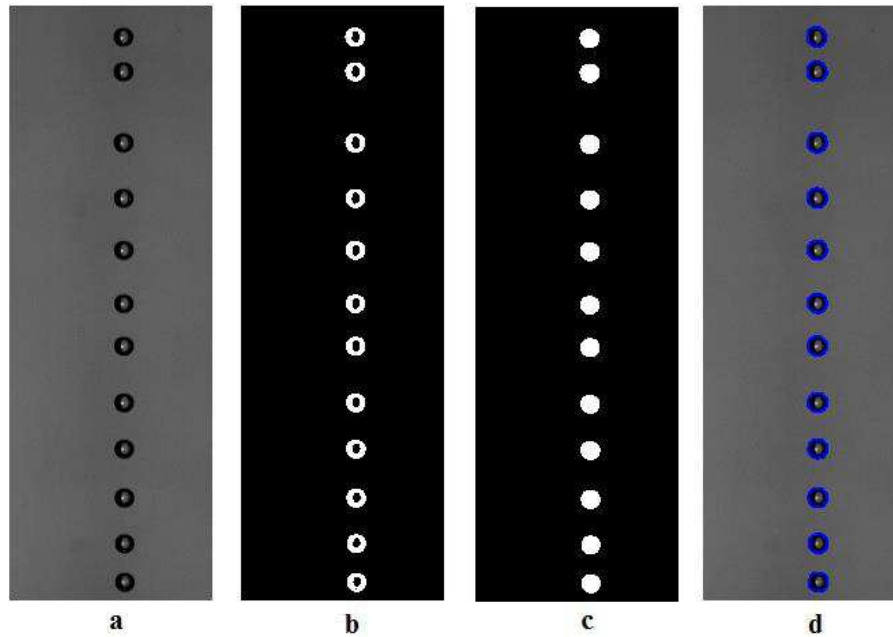


Fig.2.8 Exemple de détection automatique de contour de bulle réalisé pour l'injection en cuve ($\phi_c = 20\mu\text{m}$, Mel. 65%) -a : image brute -b : image binarisée -c : remplissage des trous -d : détection des contours

On récapitule en annexe A.2 les résultats de caractérisation des tailles de bulles. N représente le nombre de bulles traitées. ΔD_b représente l'incertitude absolue sur la détermination de la taille des bulles. Les formules dédiées à la détermination des incertitudes de la mesure sont également détaillées en annexe. Sur les figures 2.9 et 2.10, nous avons tracé l'évolution du diamètre de bulles en fonction de la pression pour les deux tailles de capillaires respectivement.

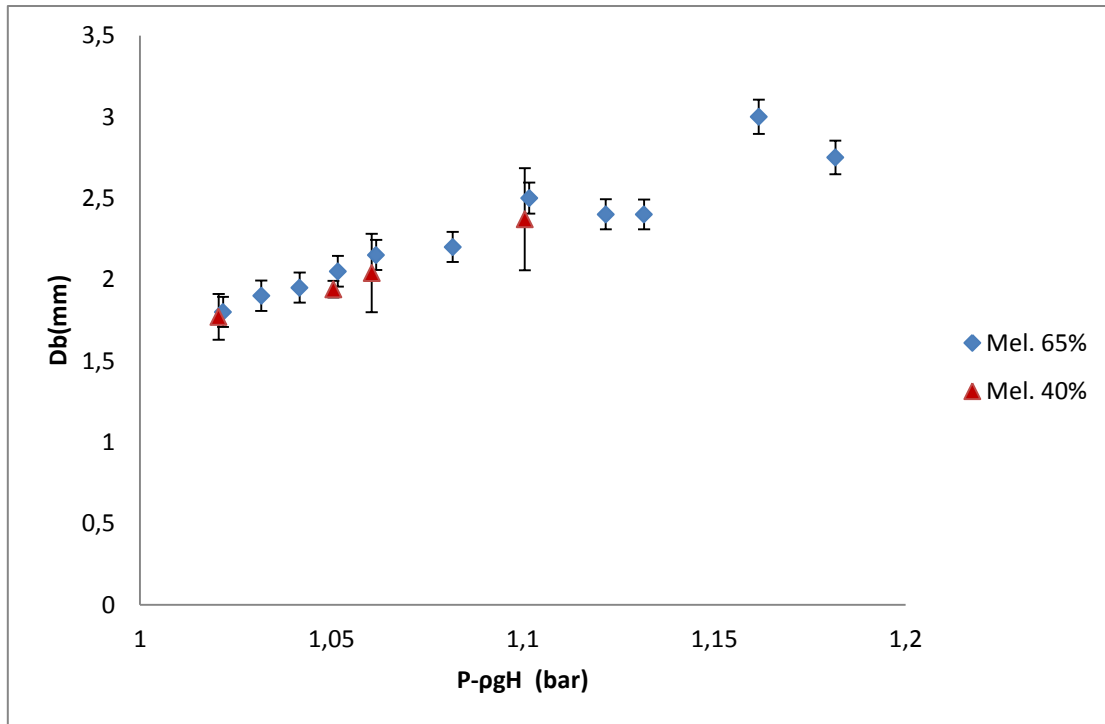


Fig.2.9 Evolution du diamètre de bulle en fonction de la pression $\phi_c = 180\mu\text{m}$

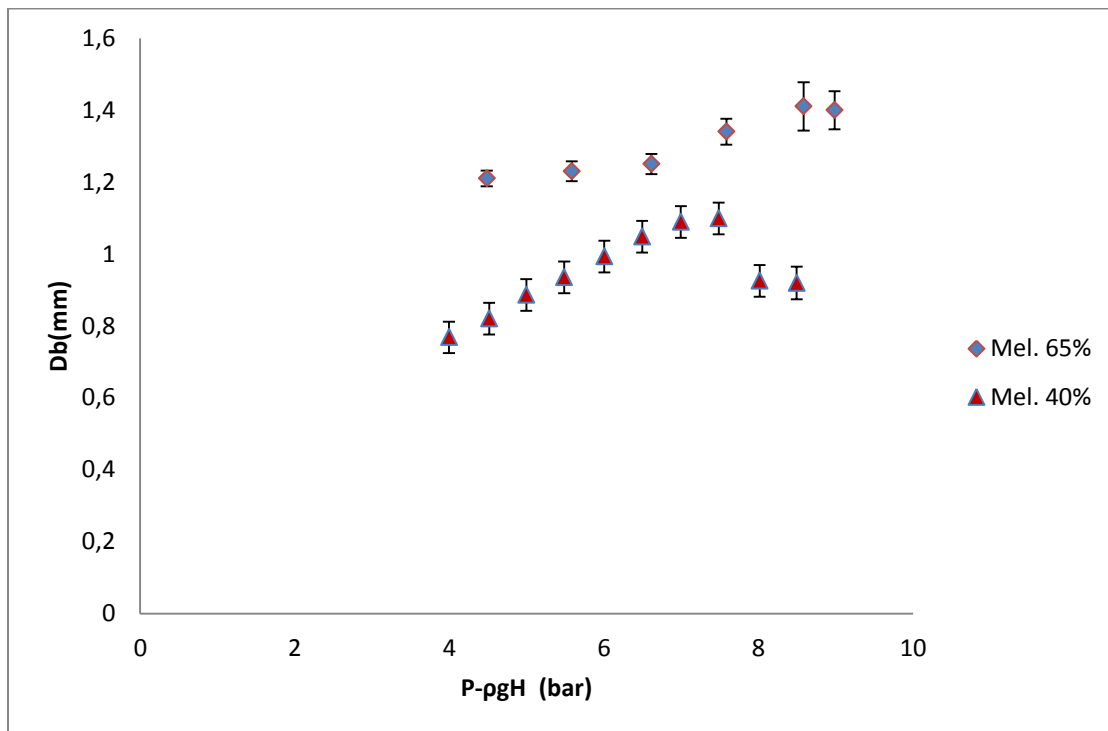


Fig.2.10 Evolution du diamètre de bulle en fonction de la pression $\phi_c = 20\mu\text{m}$

On constate que la taille des bulles augmente avec la pression d'injection, donc avec le débit en accord avec un bullage de type dynamique. Au-delà de $P_{D-pgH} = 1,2$ bar et 7 bars respectivement pour les capillaires de 180 et 20 μm , on observe une diminution de la taille avec la pression, qui pourrait correspondre à une transition vers le régime

de bullage turbulent. Dans tous les cas, l'expérience est très bien reproductible et la diminution de la taille des bulles est observée exactement aux mêmes pressions.

2- Détermination des débits d'injection

a) Détermination par visualisation

Le débit d'injection peut s'obtenir directement par visualisation, de la manière suivante :

$$Q_G = \vartheta_b f_d \quad (2.13)$$

Avec ϑ_b , volume de la bulle au détachement et f_d , la fréquence de détachement des bulles. A haute fréquence, la caméra rapide permet de déterminer la fréquence de détachement f_d des bulles. En bullage statique, les bulles en ascension ont un mouvement régulier, ainsi une autre méthode de détermination de la fréquence peut être basée sur la détermination de la distance D séparant les centres de gravité de deux bulles successives en ascension (Fig. 2.11). A partir de la détermination de la vitesse ascensionnelle V_{asc} de chaque bulle, la fréquence s'obtient alors aisément par la relation :

$$f_d = \frac{V_{asc}}{D} \quad (2.14)$$

$V_{asc} = D_0 f_d$, D_0 représente le déplacement du centre de gravité d'une même bulle dans la direction verticale entre deux images successives.

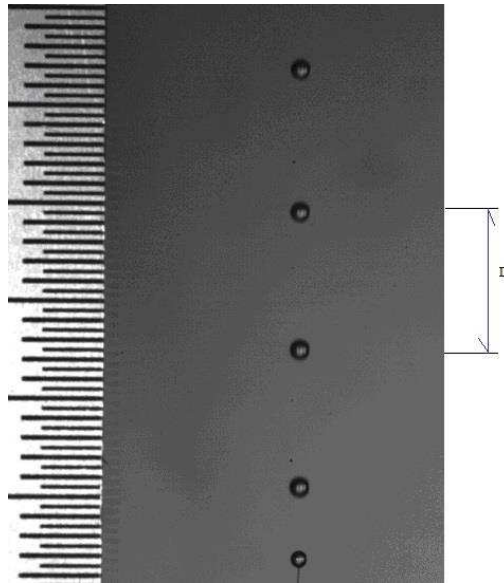


Fig. 2.11 Bulles en ascension Mel. 40% $\phi_c = 20\mu\text{m}$

Par visualisation on peut donc déterminer le débit de deux manières différentes :

-Détermination directe

$$\overline{Q_{G1}} = \overline{\vartheta_b \bar{f}_d} \quad (2.15)$$

En supposant que la moyenne du produit est égale au produit des moyennes.

-Détermination indirecte

$$\overline{Q_{G2}} = \overline{\vartheta_b} \frac{\overline{V_{asc}}}{D} \quad (2.16)$$

Avec le capillaire de $180 \mu\text{m}$, il est difficile de déterminer visuellement la fréquence de détachement, car le débit est important. D'autre part, avec ce capillaire, la trajectoire des bulles oscille, ce qui rend difficile une détermination fiable de la fréquence par la méthode indirecte. Aussi, les méthodes de détermination du débit par visualisation du bullage en cuve ont été mises en œuvre uniquement pour le capillaire de $20 \mu\text{m}$, capillaire pour lequel la résolution du rotamètre ne permet pas une mesure directe du débit.

b) Détermination des débits d'injection par formulation des pertes de charge

Pour un rayon de bulle donné, et en supposant la pression P_S constante en sortie du capillaire, on peut écrire :

$$P_S = P_{atm} + \rho_L g H_0 + \frac{4\sigma}{D_b} \quad (2.17)$$

La formulation de perte de charge (2.7) permet de déterminer le débit Q_{G3} à partir de la perte de pression $P_D - P_S$, cela revient à résoudre une équation du second degré. L'incertitude de la détermination du débit est alors intrinsèquement liée à la précision du manomètre.

c) Débits d'injection en fonction de la pression d'injection

Nous avons porté sur les figures 2.13 à 2.16 l'évolution des débits obtenus pour les différentes méthodes en fonction de la pression d'injection (pression lue sur le manomètre). Pour le capillaire de 20 μm , nous superposons les graphes correspondants à Q_{G1} , Q_{G2} et Q_{G3} et ceux correspondants à Q_{G3} et Q_{G4} (Q_{G4} est mesuré directement à partir du rotamètre) pour le capillaire de 180 μm . Les barres d'erreurs représentent les incertitudes sur la détermination des débits, prenant en compte les incertitudes de convergence statistique et de reproductibilité.

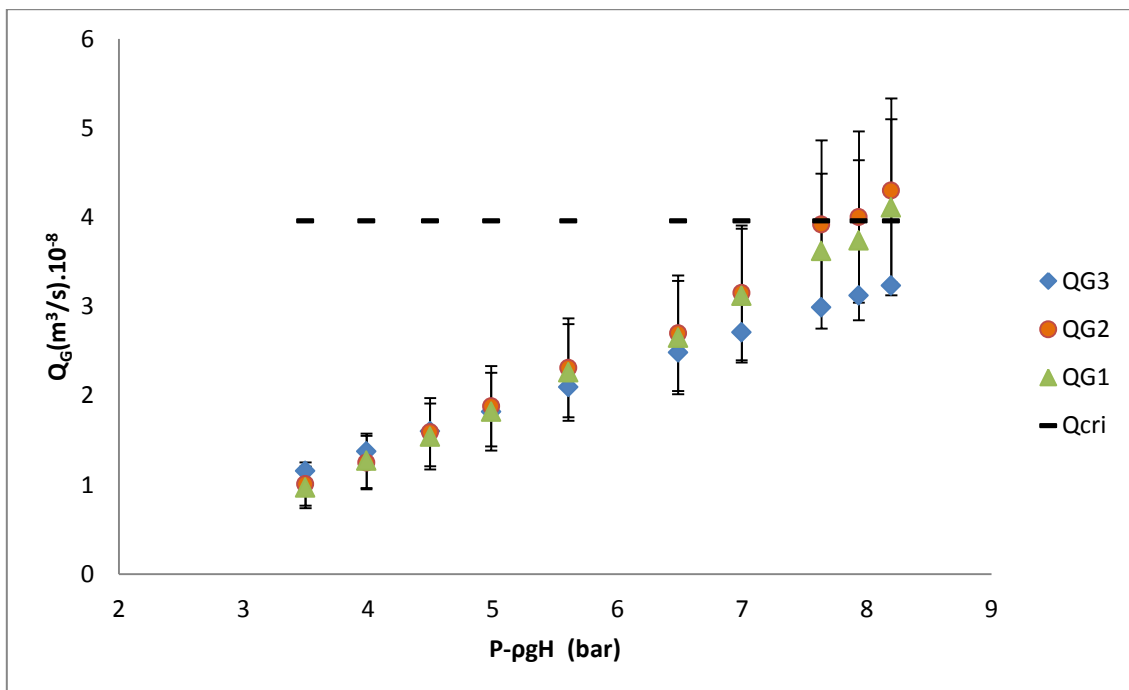


Fig. 2.12 Evolution du débit en fonction de la pression d'injection Mél. 40%, $\phi_c = 20\mu\text{m}$

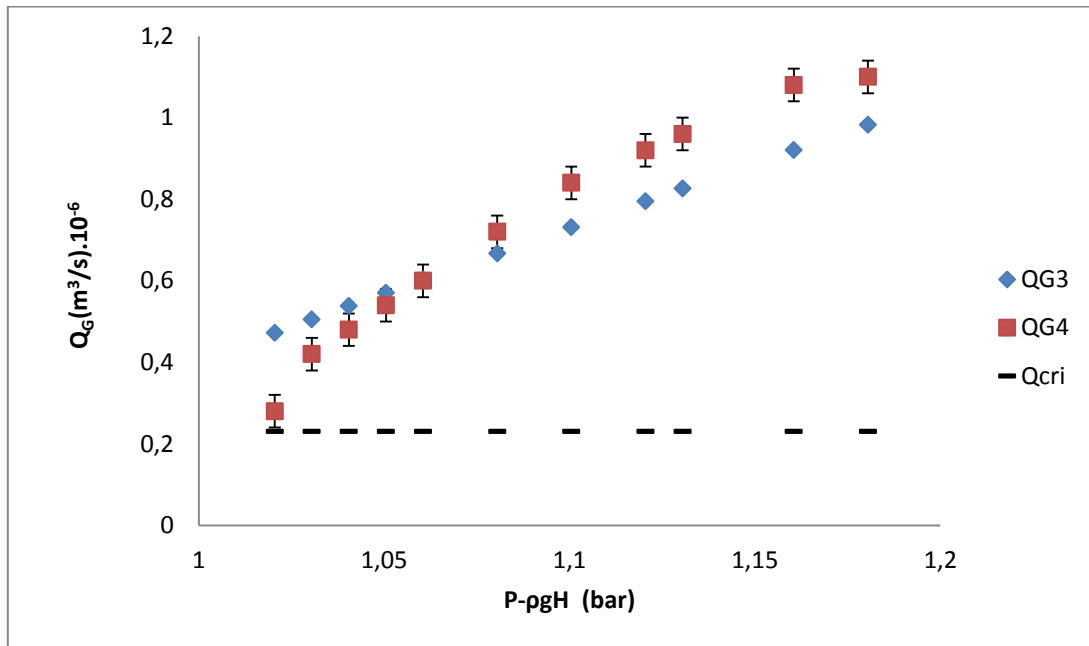


Fig. 2.13 Evolution du débit en fonction de la pression d'injection Mél. 65%, $\phi_c = 180 \mu\text{m}$

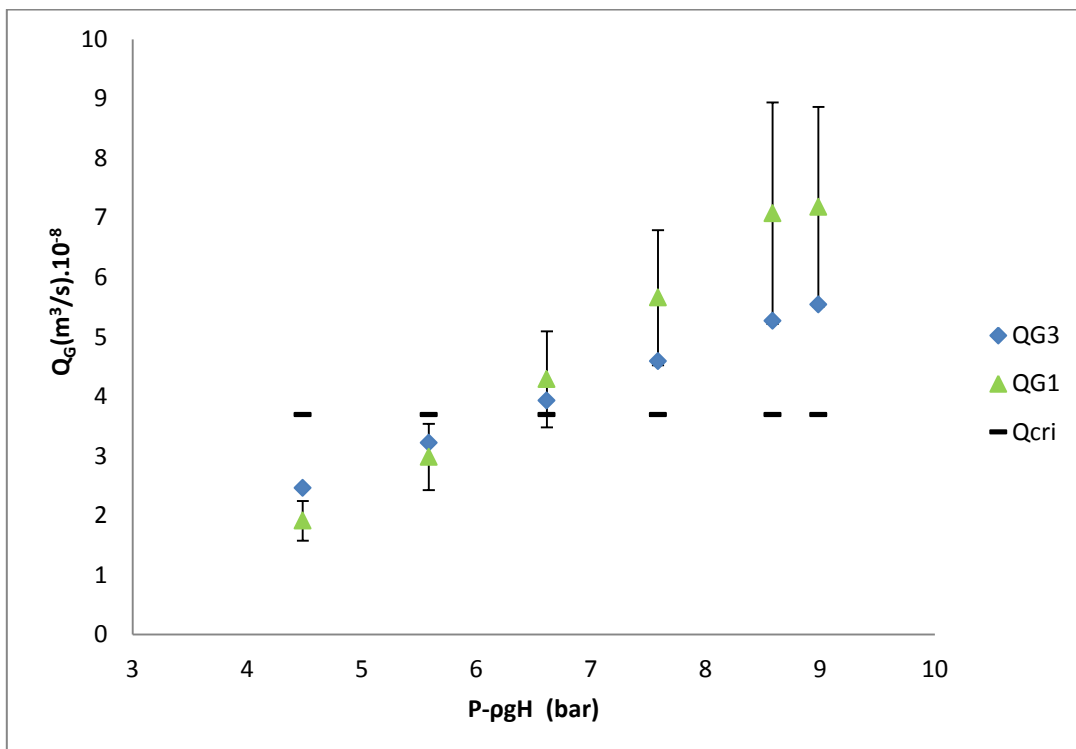


Fig. 2.14 Evolution du débit en fonction de la pression d'injection Mél. 65%, $\phi_c = 20 \mu\text{m}$

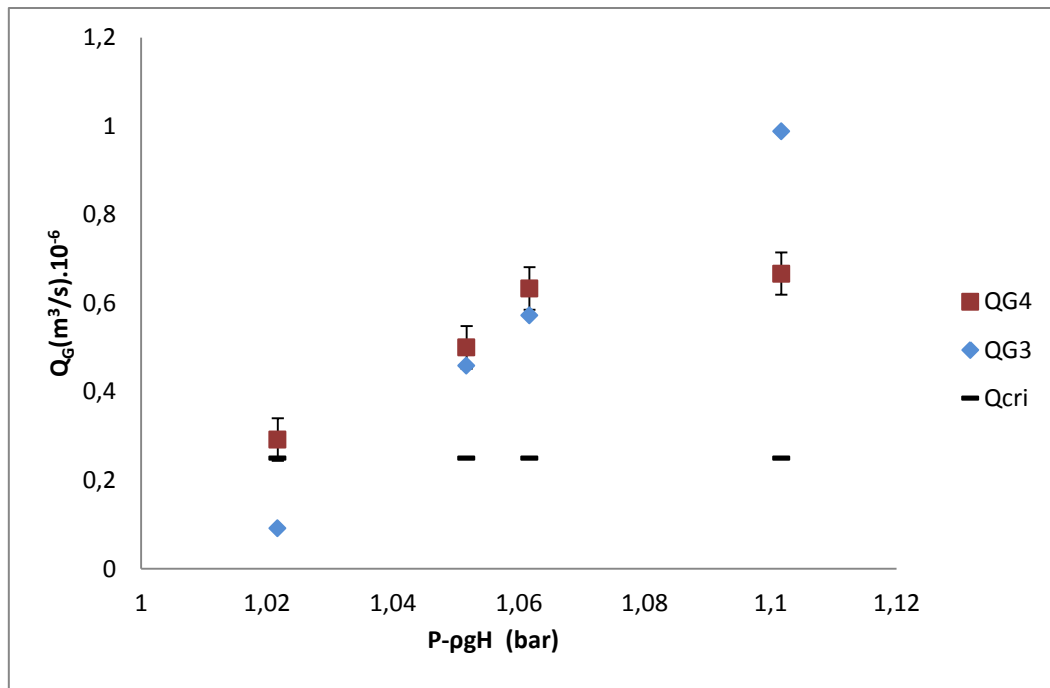


Fig. 2.15 Evolution du débit en fonction de la pression d'injection Mél. 40%, $\phi_c = 180\mu m$

La figure 2.12 montre un bon accord entre les deux méthodes de détermination du débit par visualisation (méthodes directe et indirecte) pour le petit capillaire. On observe une différence avec la méthode basée sur les pertes de charge qui peut être liée aux différentes hypothèses faites sur l'estimation des coefficients de perte de charge (figures 2.12 et 2.14). La différence entre la méthode par perte de charge et la méthode par visualisation est notable à partir d'une valeur de pression qui correspond à un changement de régime de bullage vers le bullage turbulent. Cela laisse supposer qu'en régime turbulent, la méthode par visualisation n'est pas appropriée compte tenu de l'existence de plusieurs populations de tailles de bulles. Pour le capillaire de $20\mu m$ on choisira les points de fonctionnement dans la gamme de pression d'injection qui donne un bon accord entre les différentes méthodes de détermination du débit et en deçà du régime turbulent.

Les figures 2.13 et 2.15 montrent que pour des débits plus importants, obtenus avec le capillaire de $180\mu m$, on observe un écart important entre le débit obtenu par la formulation des pertes de charge et le débit mesuré avec le rotamètre. Aussi, pour ce capillaire, on déduira la valeur du débit à partir du rotamètre, celui-ci donne des mesures stables et surtout reproductibles.

d) Discussion sur les régimes de bullage

Pour ce qui est de la comparaison entre le débit et le débit critique, on voit clairement que l'on est au-delà du débit critique avec le capillaire de 180 μm , ce qui correspond bien à un régime dynamique. En revanche, pour le capillaire de 20 μm , le débit obtenu de l'ordre du débit critique (voire légèrement inférieur) ne permet pas d'obtenir des conditions de bullage statique au-delà de 4 bars pour le mélange à 40%.

Pour le mélange de 65% de glycérine, le bullage obtenu avec le capillaire de 20 μm est quasi-statique pour des pressions entre 4 et 6 bars puis on transite vers un régime dynamique. Le régime turbulent est obtenu pour le mélange à 40% plus instable et le capillaire de 20 μm au-delà d'une pression de 8 bars. La figure 2.16 qui présente un histogramme de taille des bulles (grands axes et petits axes) pour cette configuration d'écoulement met en évidence le double pic lié au régime turbulent.

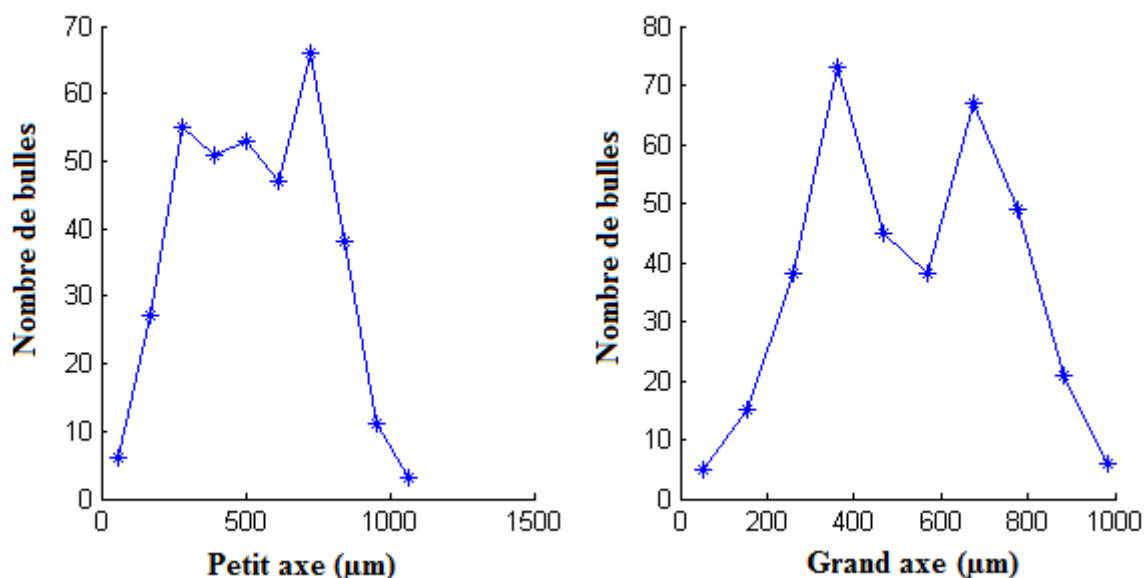


Fig. 2.16 Histogrammes de tailles de bulles Mél. 40% $\phi_c = 20\mu\text{m}$ $P = \rho g H = 9\text{bars}$

Sur les figures 2.17 et 2.18, nous avons tracé la taille des bulles en fonction du débit. On a retiré les points de mesure correspondants au régime de bullage turbulent (configuration (40%, $\phi_c = 20\mu\text{m}$)) et ceux correspondants au régime de bullage statique (configuration (65%, $\phi_c = 20\mu\text{m}$)). On retrouve une loi de puissance de 0,34 et 0,29 pour les capillaires de 180 μm et 20 μm respectivement, en accord avec le régime de bullage dynamique. Cependant, pour les deux capillaires utilisés, on sous-estime de 15% et 27% respectivement pour les capillaires de 180 μm et 20 μm , la puissance obtenue par rapport aux prédictions de Oguz et Prosperetti (1993).

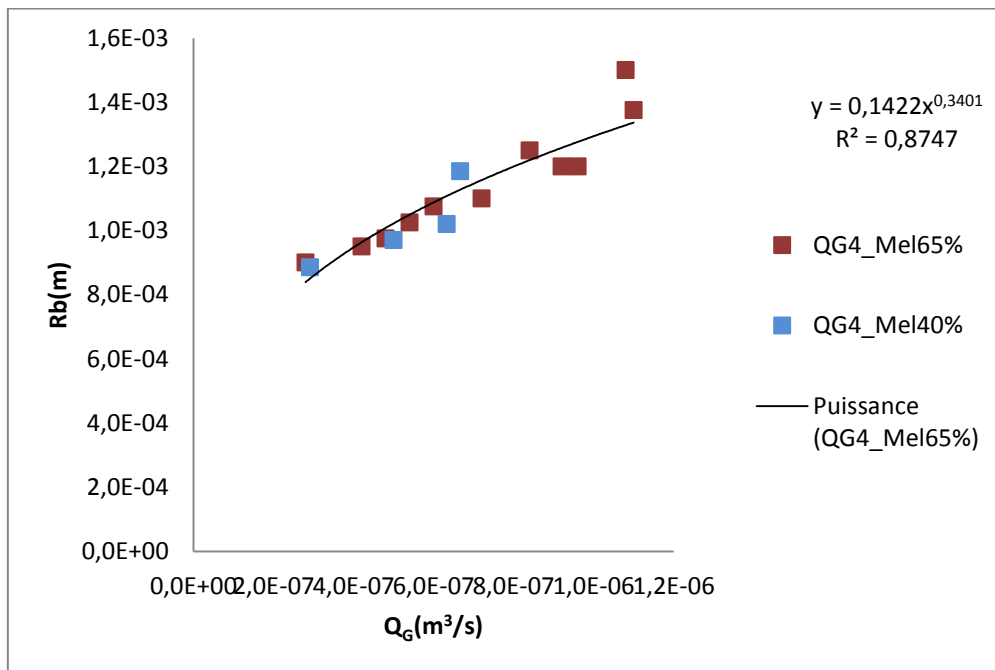


Fig. 2.17 Evolution du rayon de bulles en fonction du débit d'injection $\phi_c = 180 \mu m$

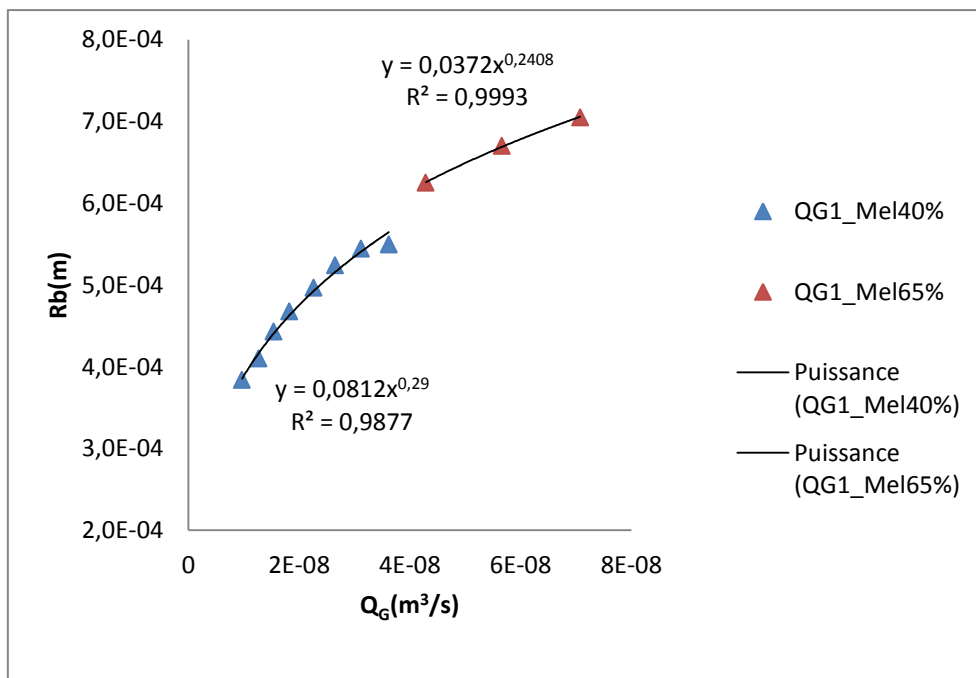


Fig. 2.18 Evolution du rayon de bulles en fonction du débit d'injection $\phi_c = 20 \mu m$

Le tableau ci-dessous récapitule les moyennes de tailles de bulles, les pressions et débits d'injection correspondant aux points de fonctionnement de l'injection de bulles réalisée dans le dispositif de Taylor-Couette.

	ϕ_c (μm)	D_b (mm)	$P-\rho g H_0$ (bar)	$Q_G \cdot 10^{-8}$ (m^3/s)	V_b (m/s)	T ($^{\circ}\text{C}$)
Mel. 40%	20	$1 \pm 0,04$	$6,5 \pm 0,01$	$2,7 \pm 0,6$	0,033	15
					0,094	25
	180	$2,4 \pm 0,3$	$1,12 \pm 0,01$	$66,7 \pm 1,6$	0,13	15
					0,36	25
Mel. 65%	20	$1,2 \pm 0,03$	$6,5 \pm 0,01$	$4,3 \pm 0,8$	0,024	15
					0,038	25
	180	$2,5 \pm 0,09$	$1,08 \pm 0,01$	$66,7 \pm 1,6$	0,073	15
					0,12	25

Tab. 2.5 Points de fonctionnement en termes de tailles de bulles, pressions et débits d'injection pour le dispositif de Taylor-Couette

A partir du débit et de la vitesse ascensionnelle des bulles V_b , on peut déduire une estimation du taux de vide global :

$$\langle \alpha \rangle_{non\ capture} = \frac{Q_G}{V_b 2\pi R_i d} \quad (2.18)$$

La vitesse ascensionnelle de bulle V_b est donnée par la corrélation de Maxworthy (Maxworthy et al (1996)) (eq.2.23) :

$$V_b = \left(\frac{4g}{93} D_b^{1,82} v_L^{-0,82} \right)^{1/1,18} \quad (2.19)$$

La vitesse ascensionnelle varie avec la taille des bulles et la viscosité du mélange, elle dépend donc aussi de la température. Les valeurs attendues de vitesse ascensionnelle sont reportées dans le tableau 2.6, celui-ci récapitule les paramètres adimensionnels des points de fonctionnement de l'étude en diphasique, menée dans le cadre de cette thèse.

Mel.	Re	Ta	ϕ_c	D_b/d	T(°C)	D_b/δ^*	$V_b/2\pi Ri\Omega_i$	$\langle \alpha \rangle_{\text{non capture}}$
	min/max	min/max				min/max	min/max	min/max $\cdot 10^{-5}$
65%	632	200	20	0,06	15	2,75/9,22	0,03/0,006	7,2/7,2
					25	2,75/9,22	0,094/0,019	4,5/4,5
	/	/	180	0,125	15	5,75/19,21	0,092/0,0185	36/36
					25	5,75/19,21	0,29/0,058	22,6/22,6
40%	1897	600	20	0,05	15	5,24/32,87	0,034/0,0032	3,2/3,2
					25	5,24/32,87	0,43/0,041	1,12/1,12
	/	/	180	0,12	15	12,57/78,89	0,13/0,013	21/21
					25	12,57/78,89	1,66/0,16	73,1/73,1
20000	6325							

Tab. 2.6 Récapitulatif des gammes de valeurs des paramètres adimensionnels pour les points de fonctionnement de l'écoulement diphasique de Taylor-Couette

Conclusion

Nous avons décrit dans ce chapitre le dispositif de Taylor-Couette de l'IRENav. Ce dispositif est le même que dans la thèse de Mehel (2006) mais il a été amélioré en particulier par l'ajout d'un couple-mètre, d'une cuve de correction optique pour visualisation et mise en place d'un nouveau système d'injection de bulles. Cela ne remet pas en cause les états d'écoulement monophasiques observés par Mehel (2006), dans la mesure où nous suivons le même protocole de mise en vitesse du dispositif. Nous avons décrit les caractéristiques méthodologiques du couple-mètre, mais nous n'avons pas abordé ici, l'instrumentation liée à la PIV et au suivi de trajectoires de bulles. Cela sera fait au chapitre suivant. Nous nous sommes en revanche attardés sur le système d'injection et plus particulièrement, sur la caractérisation des tailles de bulles et les débits d'injection pour deux tailles de capillaires et deux mélanges eau -

glycérine différents, les caractérisations ont été réalisées en cuve. Les points de fonctionnement en (débit, pression) ont été calés pour des tailles de bulles qui correspondent à un régime de bullage dynamique.



Chapitre 3 : Instrumentation et techniques de mesure

Sommaire

III-1 Caractérisation de la phase liquide par PIV	70
1- Ensemencement	71
2- Instrumentation	71
3- Correction optique et calage des parois.....	73
4- Validation des lois de correction optique sur la mire.....	74
5- Traitement des données.....	76
6-Synthèse des erreurs pour la caractérisation locale de la phase liquide	76
III-2 Caractérisation locale de la phase gazeuse.....	79
1- Principe et matériel	79
2- Traitement des images	82
3- Limitation de la profondeur de champ-Discrimination des bulles par seuillage de niveaux de gris	88
4-Validation des paramètres du traitement des images pour l'analyse.....	95
lagrangienne	95
5-Analyse eulérienne.....	100
6-Synthèse des erreurs pour la caractérisation locale de la phase gazeuse.....	114

Chapitre 3 : Instrumentation et techniques de mesure

Dans le cadre de cette étude, nous souhaitons caractériser l'influence de la présence des bulles dans l'entrefer sur le champ de vitesse du liquide et sur le couple visqueux global du cylindre intérieur. Ce chapitre est dédié à la description des techniques de mesure non intrusive qui permettent de caractériser le champ de vitesse du liquide et la dispersion des bulles. La technique de mesure du couple visqueux ayant déjà été décrite dans le chapitre précédent dédié à la description du dispositif, elle n'est pas abordée dans ce chapitre.

Le champ de vitesse de la phase liquide a été caractérisé par ensemencement de l'écoulement en particules et par vélocimétrie par images de particules (PIV). C'est une technique non intrusive, qui permet de mesurer la moyenne phasique eulérienne et la valeur rms associée du champ de vitesse du liquide dans un plan méridien (composantes radiale et axiale). La mise en place de cette technique dans le dispositif de Taylor-Couette de l'IRENav, les lois de correction optiques spécifiques développées et les erreurs de mesure associées sont discutées dans la première partie.

La phase gazeuse (arrangement, taille et vitesse) a été caractérisée par une technique de visualisation basée sur un suivi de bulles dans un plan méridien. Elle permet d'extraire la vitesse phasique moyenne eulérienne de la phase gazeuse dans le plan méridien (composantes radiale et axiale), ainsi que la distribution du taux de vide moyennée dans le temps. Cette technique a été mise en place dans le cadre de cette thèse et sa description fait l'objet de la seconde partie. La mise en œuvre de cette technique dans le dispositif a été délicate car cela a nécessité de limiter par traitement des images la profondeur de champ. La procédure de détermination des critères de limitation de profondeur de champ est décrite en détail dans ce chapitre. On y discute également des erreurs associées à la technique de mesure.

III-1 Caractérisation de la phase liquide par PIV

Cette technique de mesure est à l'heure actuelle bien connue, nous rappelons dans la suite de cet exposé son principe général et les erreurs de mesure associées. Cependant compte tenu du changement d'indices optiques et de la courbure des interfaces, il a été nécessaire de développer des lois de correction optique qui tiennent compte de la spécificité de la géométrie et de la nature des fluides employés, ces lois permettent de corriger la position radiale et la vitesse radiale. Ces lois de correction optiques sont originales car à notre connaissance, il n'est pas fait mention de correction optique dans les publications dédiées à la PIV en configuration de Taylor-Couette, ces dernières utilisant généralement des fluides de même indice optique que les parois.

1- Ensemencement

Le choix des particules d'ensemencement est crucial, car celles-ci doivent répondre à un certain nombre de critères : dans un premier temps, elles doivent être suffisamment petites et de densité proche de celle des mélanges eau/glycérine pour suivre l'écoulement sans le perturber. Les particules doivent de plus diffuser correctement la lumière émise par le laser, vers la caméra placée à 90° par rapport à la source. L'écoulement estensemencé par des particules de rhodamine de masse volumique $\rho_p = 1,19 \text{ g/cm}^3$ et de diamètre d_p compris entre 1 et 50 μm . Les particules d'ensemencement fluorescent : elles décalent la longueur d'onde du rayonnement incident ($\lambda=532 \text{ nm}$) vers $\lambda=584 \text{ nm}$. Un filtre orange, de bande passante centrée sur 575nm, est placé sur l'objectif, ce qui permet de récupérer la diffusion des particules et de s'affranchir de la diffusion des bulles et de la contribution du rayonnement ambiant.

La concentration est fixée de sorte que le nombre de particules par fenêtre d'interrogation soit environ de 5-6.

2- Instrumentation

Le laser utilisé est un laser de type Nd-YAG pulsé, bi-cavité de marque **Newwave Gemini Solo 2 15Hz**. Il délivre une énergie de 100 mJ pendant 6ns. Au moyen d'une lentille cylindrique, on génère une nappe laser alignée sur la radiale (plan méridien). L'épaisseur du plan dans l'entrefer a été mesurée, elle vaut 1 mm.

Nous utilisons également une caméra CDD (**Highsense PIV/LIF**) de résolution 1280 X 1024 pixels², pour une taille de pixel de 6.7 μm . La fréquence d'échantillonnage en double frame est limitée à 4Hz par la caméra.

Le logiciel **Flowmanager 3.1** pilote la synchronisation en double frame entre le plan pulsé et la caméra. Le décalage temporel entre deux pulses consécutifs est variable. Son ajustement dépend de la taille de la fenêtre d'inter-corrélation spatiale et du nombre de Reynolds. Il est calé de sorte à avoir un déplacement des traceurs inférieur à ¼ de maille (Adrian (1991)) dans les zones de jets. La valeur de ce paramètre sera discutée dans la partie dédiée à la description du traitement. Un schéma synoptique du dispositif de mesure est présenté sur la figure 3.1 pour la vue d'ensemble et sur la figure 3.2 correspondant à une coupe horizontale du dispositif, elle illustre la distorsion des faisceaux à la traversée des dioptries.

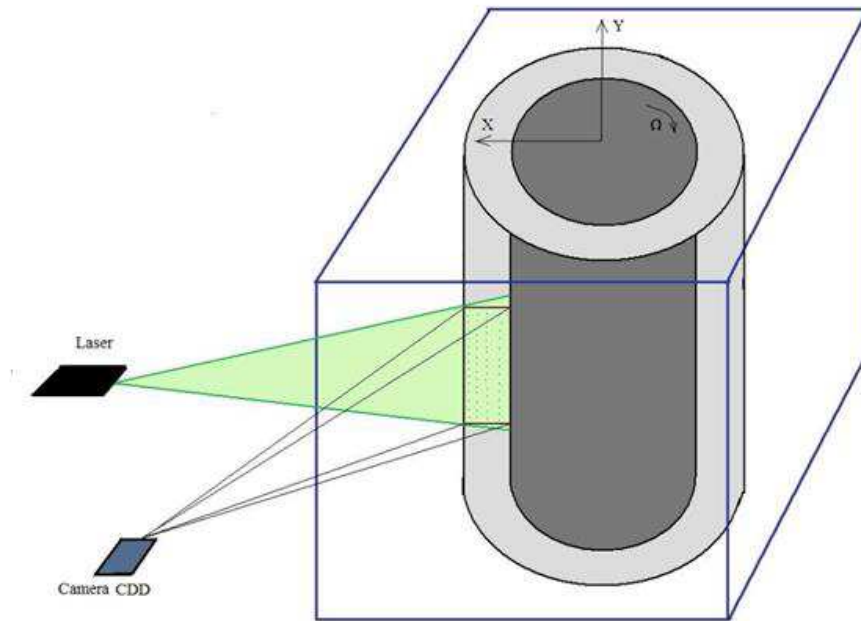


Fig. 3.1 Vue d'ensemble du dispositif de mesure PIV

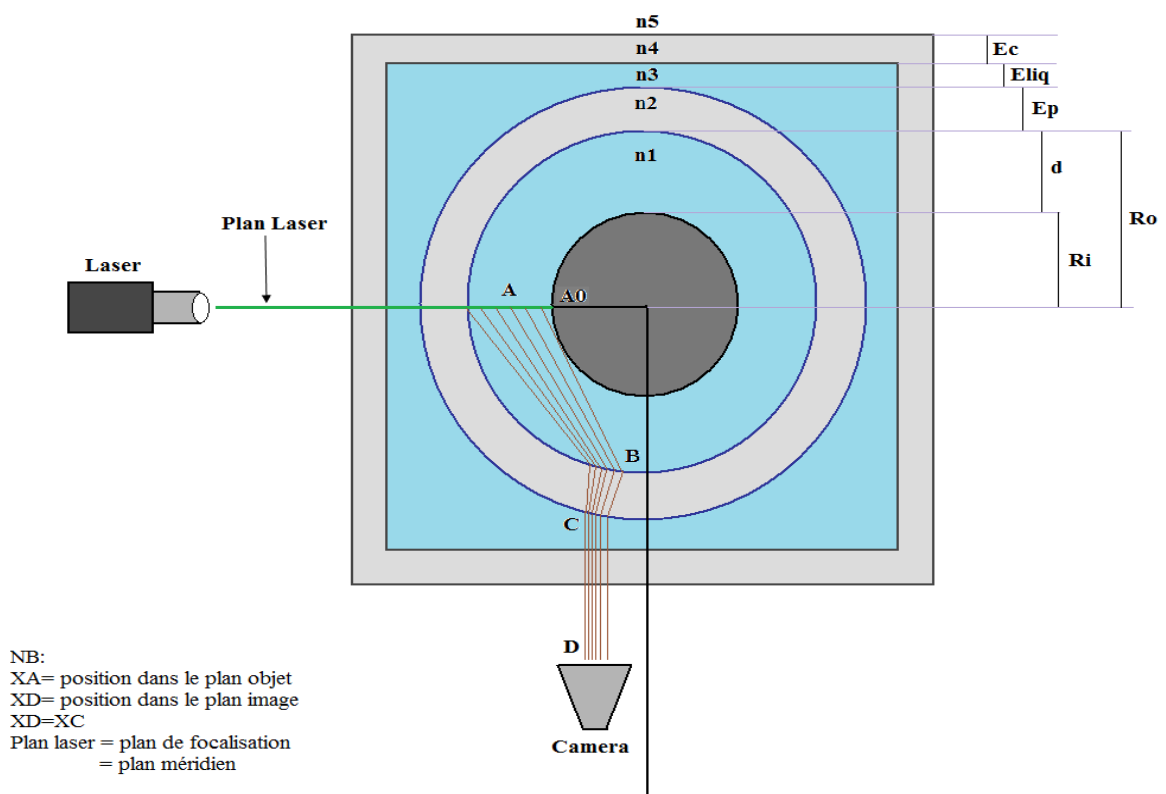


Fig. 3.2 Schéma descriptif du montage pour mesure du champ de vitesse du liquide dans le plan méridien par PIV

L'écoulement de Taylor Couette est un écoulement 3D, dont la 3^{ème} composante, ici la vitesse azimutale, perpendiculaire au plan méridien, est environ 10 fois plus grande

que les composantes de vitesse dans le plan (vitesse radiale et axiale). Dans le cas de la mise en œuvre de la PIV, c'est l'épaisseur de la nappe laser qui limite la profondeur de champ. Cela permet de limiter la contribution de la vitesse azimutale des bulles à la mesure de vitesse radiale. Compte tenu de l'épaisseur de la nappe laser dans l'entrefer, la contribution de la vitesse azimutale à la mesure de vitesse radiale est inférieure à 1% dans les jets (pour $Re > 620$, respectivement $Ta > 200$).

L'objectif utilisé est un objectif **Sigma 105mm, macro**. On visualise dans le plan méridien un champ de 1280 pixels*312pixels, (soit 89,6mm*21,8 mm, correspondant à 4,5d*1,1d) avec un grossissement $G=70\mu\text{m}/\text{pixel}$. Pour ces réglages de l'optique, le diamètre des particules sur l'image est de l'ordre de 3 pixels.

L'ensemble caméra et objectif est monté sur un système de déplacement 3D, permettant d'ajuster le positionnement avec une précision de 100 μm .

3- Correction optique et calage des parois

Entre le plan méridien de focalisation et la camera, les rayons optiques sont fortement déviés du fait des parois courbes du dispositif et de la différence d'indices optiques entre le mélange eau/glycérine et le matériau constitutif du cylindre extérieur (plexiglas). On visualise la déviation sur la figure 3.2. La déviation provoque une distorsion dans la direction radiale des images collectées dans l'entrefer par la caméra, la distorsion étant d'autant plus importante que l'on se rapproche du cylindre extérieur. Ainsi dans les zones où la courbure est importante, il en résulte un biais entre la position radiale réelle dans le plan méridien X_A (plan objet) et la position radiale dans le plan image X_D . Le facteur de grossissement dans la direction radiale n'est pas uniforme et cela introduit également un biais sur la mesure de la vitesse radiale qu'il est nécessaire de corriger. D'autre part, on note l'existence d'une zone impossible à explorer (zone d'ombre) à proximité du cylindre intérieur ; son épaisseur vaut : $148 \pm 1 \mu\text{m}$ pour le mélange à 65% et $255 \pm 1 \mu\text{m}$ pour le mélange à 40% de glycérine.

La transformation qui permet de passer des coordonnées des points du plan image aux coordonnées des points du plan objet peut être déterminée de manière analytique par reconstruction géométrique des trajets optiques en utilisant les lois de Snell-Descartes. La démarche est détaillée en annexe B. Le calcul de correction optique a été réalisé pour un plan image discrétisé par pas de $1\mu\text{m}$ dans la direction radiale. Le facteur d'échelle est le rapport entre la distance radiale entre 2 points consécutifs dans le plan objet et la distance radiale entre 2 points consécutifs dans le plan image. Pour différents mélanges eau/glycérine considérés, on obtient un facteur d'échelle d'environ 1 près du cylindre intérieur et au maximum 1,6 près du cylindre extérieur. Le

grossissement local dans la direction radiale est égal au grossissement dans la direction axiale, multiplié par le facteur d'échelle, pour la position radiale considérée.

La transformation permettant de changer de repère (plan image/plan objet) ainsi que le facteur d'échelle en fonction de la position radiale sont montrés en annexe pour les deux mélanges à 40% et 65% de glycérine. Un lissage du facteur d'échelle en fonction de la position dans le plan image est réalisé par un polynôme de degré 6. Le lissage introduit une erreur relative maximale de $\pm 0,63\%$ sur la détermination du facteur d'échelle. L'utilisation de la loi polynomiale pour déterminer le facteur d'échelle induit aussi une erreur relative maximale de $\pm 0,63\%$ pour la détermination de la vitesse radiale.

La reconstruction de l'image dans le plan objet se fait en corrigeant des distances relatives par rapport à un point de référence (point proche du cylindre intérieur à la limite de la zone d'ombre), en utilisant le facteur d'échelle. Ainsi en supposant que l'erreur maximale sur le facteur d'échelle est cumulative, lorsqu'on reconstruit l'image de proche en proche, on peut estimer que l'erreur sur le positionnement relatif est maximale près du cylindre extérieur mais reste inférieure à $\pm 0,63\%$ de la largeur de l'entrefer, soit $\pm 0.13\text{mm}$ ($\pm 0.0063d$).

Le positionnement en absolu dans le plan objet nécessite de connaître une position de référence dans le plan image. La position de référence est obtenue par la localisation dans le plan image de la limite de la zone d'ombre associée au cylindre intérieur dans le plan image. Les lois de Snell Descartes écrites en annexe permettent de connaître la valeur de la position radiale de ce point dans le plan objet. Cependant, cela introduit une incertitude de positionnement de $\pm 0,2\text{ mm}$ liée à l'incertitude du repérage de la zone d'ombre sur l'image.

4- Validation des lois de correction optique sur la mire

L'introduction d'une mire dans le plan méridien permet de visualiser et de caractériser la distorsion optique. La mire utilisée est en verre, constituée d'un ensemble de 25 paires de lignes (alternativement ligne noire et transparente) par pouce. Les lignes sont orientées dans la direction axiale.

La figure 3.3 montre une image de la mire obtenue dans le plan image sans correction optique, ainsi qu'une image de la mire obtenue dans le plan objet après correction. La correction optique revient à dilater l'image dans l'entrefer, la dilation étant plus marquée près du cylindre extérieur. La comparaison des spectres (figures 3.4 et 3.5) permet de voir qu'après correction optique, on retrouve bien l'image réelle de la mire caractérisée par une période spatiale marquée. La différence relative entre la largeur d'une paire de ligne réelle (1,016 mm) et la largeur de la même paire de ligne après

correction étant de 1,6%, cela nous permet de valider les lois de correction optique et la détermination du grossissement.

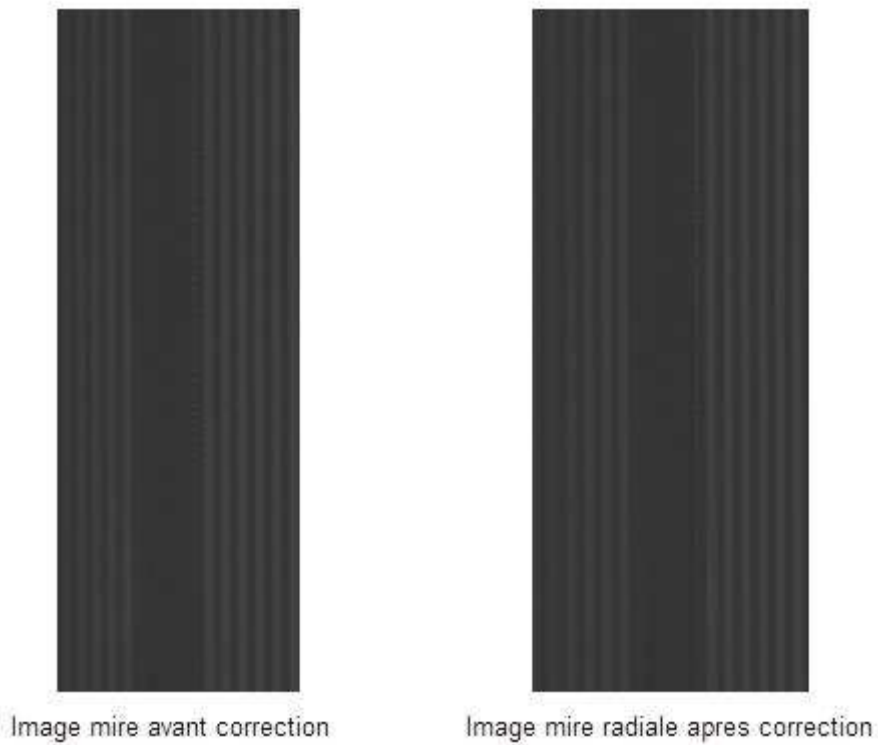


Fig. 3.3 Image de la mire dans le plan radial avant et après correction optique mélange à 65% (caméra PIV)

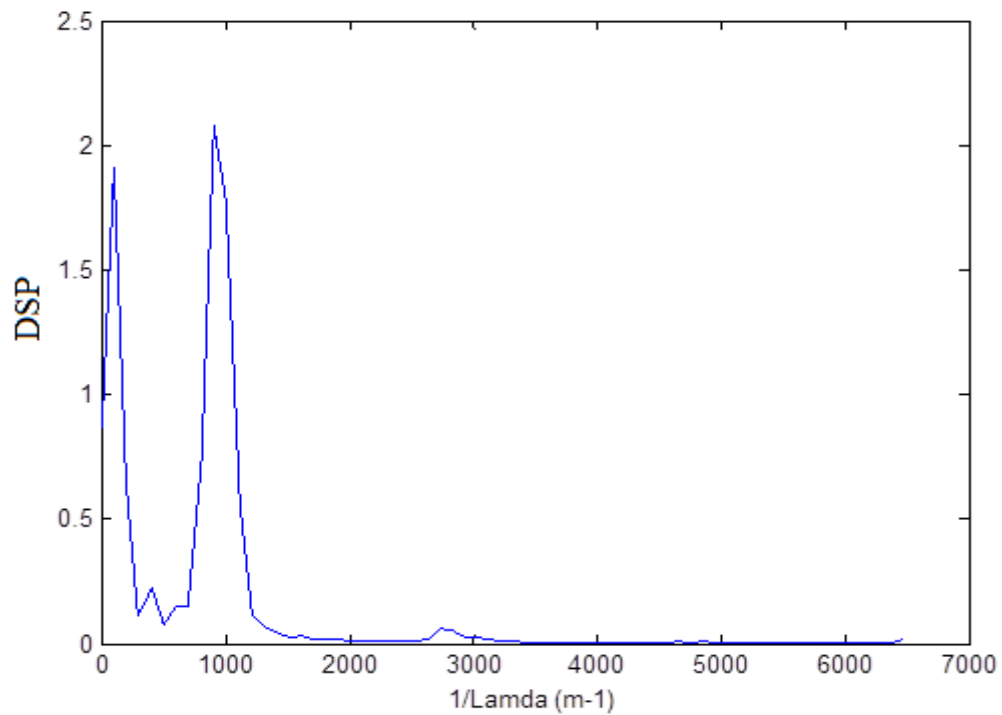


Fig. 3.4 Spectre en nombre d'onde de la mire avant correction optique, mélange 65% (caméra PIV)

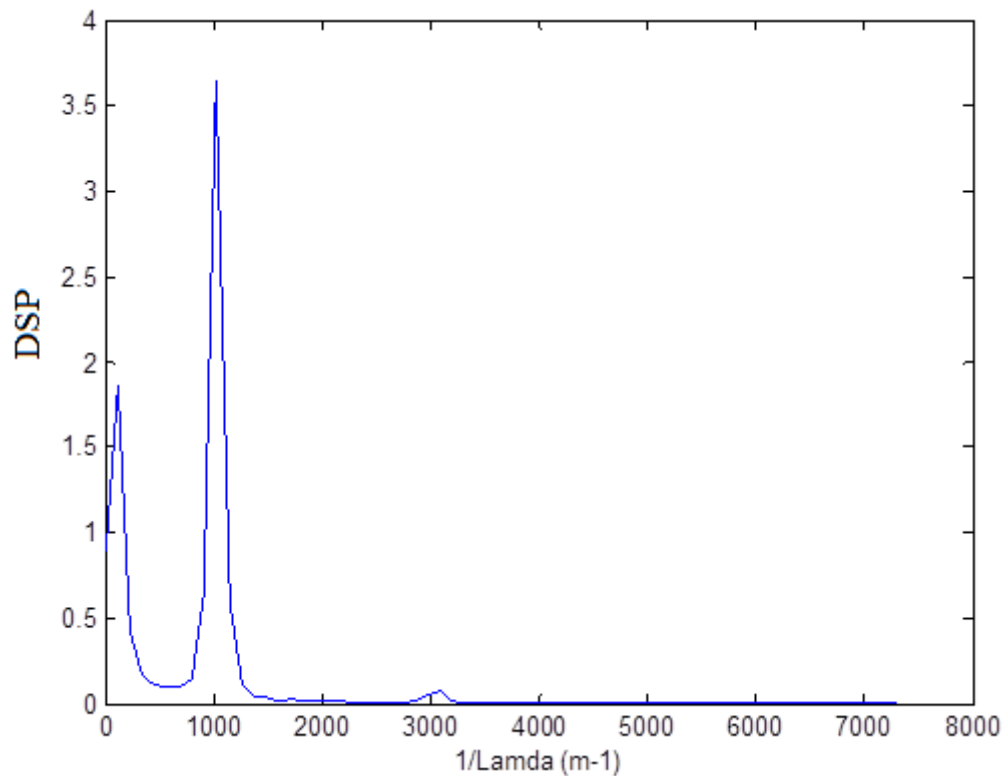


Fig. 3.5 Spectre en nombre d'onde de la mire après correction optique, mélange 65% (caméra PIV)

5- Traitement des données

Afin d'améliorer l'homogénéité de l'éclairage des paires d'images, et mettre plus en évidence la contribution des traceurs, on effectue un prétraitement, qui consiste à soustraire au préalable l'image composée des minima de niveaux de gris obtenue à partir de l'ensemble des images du 1^{er} pulse et du 2^{eme} pulse respectivement.

Le logiciel utilisé est le logiciel **Flowmanager**, Version 3.1 de **Dantec**. L'algorithme de traitement PIV est un algorithme multigrille itératif. Le choix de la taille de la fenêtre d'interrogation conditionne la résolution spatiale pour la détermination du champ de vitesse. La taille de la fenêtre a été fixée à 32 pixelsx32 pixels, avec un taux de recouvrement de 50%. La résolution spatiale est de 2,24 mm (soit 0,11d) avec 20 points de mesure dans l'entrefer le long de la radiale.

Le décalage temporel entre pulse a été calé entre 400 et 6000 μ s, selon le régime et le mélange, de sorte à avoir un déplacement des particules de l'ordre de 4 pixels dans les zones de jets, respectant ainsi le critère d'Adrian (1991) sur le rapport entre le déplacement maximal des traceurs et la taille de maille.

La méthode d'optimisation itérative permet le positionnement du pic d'inter-corrélation avec une résolution subpixel qui conduit à une résolution sur la détermination de la vitesse la plus probable des particules dans chaque maille meilleure que 3% de la vitesse dans les jets.

Les vecteurs de vitesse aberrants sont éliminés pour les calculs statistiques de la moyenne et de l'écart type, par application d'un seuil sur la norme du vecteur vitesse (vitesse inférieure à 0,5 fois la vitesse azimuthale du cylindre intérieur).

L'algorithme de correction optique est ensuite appliqué pour reconstituer la position des centres de mailles dans le plan objet et corriger les valeurs de la vitesse radiale, en tenant compte du facteur d'échelle local.

On a collecté 300 paires d'images pour avoir une bonne convergence statistique, à la fréquence d'échantillonnage de 2Hz ou 4Hz, selon le régime. Pour $Re < 15000$, l'incertitude relative sur la convergence statistique de la vitesse moyenne est inférieure à $\pm 7\%$ et $\pm 13\%$, en écoulements monophasique et diphasique respectivement (intervalle de confiance à 95%). Au-delà de $Re = 15000$, l'incertitude augmente, elle reste inférieure à $\pm 12\%$ et $\pm 23\%$ de la vitesse moyenne pour les composantes axiale et radiale. Au-delà de $Re = 15000$, nous n'avons pas réalisé de mesures PIV en diphasique. Pour $Re < 15000$, l'intervalle de confiance à 95% pour la détermination de la vitesse rms est de $\pm 12\%$ et $\pm 16\%$ en valeur relative, en écoulement monophasique et diphasique respectivement. Au-delà de cette valeur du Reynolds, l'intervalle de confiance est plus grand, il augmente et vaut $\pm 20\%$ de la valeur rms.

Sur la figure 3.6, on montre un exemple de cartographies des composantes axiale et radiale de la vitesse moyenne ainsi que le champ de vitesse moyen associé, obtenus par PIV pour $Re = 632$ ($Ta = 200$). On observe une dissymétrie de la vitesse radiale des jets en inflow/outflow, constante en valeur relative, pour toutes les positions radiales entre $-1/4$ et $+1/4$ de largeur d'entrefer autour de la radiale et toujours dans le même sens en faveur du outflow. Cela dénote une erreur de positionnement systématique du plan de mesure par rapport au plan méridien. En ne prenant en compte que l'harmonique 1 de la décomposition de Fourier du champ de vitesse dans la direction radiale pour ce régime, le décalage systématique du plan de mesure est de 1° .

Pour les régimes de transition pour lesquels on s'attend à avoir la contribution de l'onde azimuthale en monophasique (Mehel, 2006), la résolution temporelle limitée du système PIV à 4Hz ne permet pas de détecter la fréquence caractéristique de l'onde azimuthale au-delà de $Re = 2200$ ($Ta > 700$) et $Re = 11400$ ($Ta > 3600$) pour les mélanges à 65% et 40% respectivement.

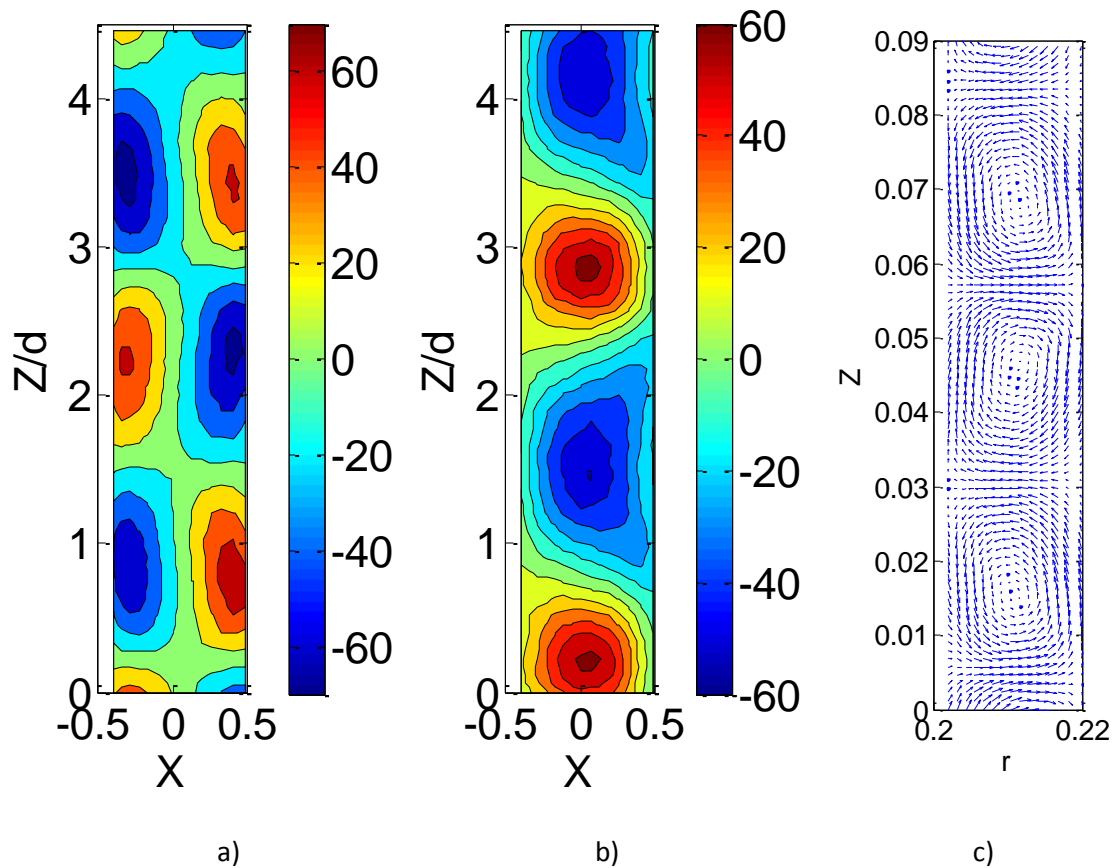


Fig. 3. 6 Cartographies des vitesses moyennes en monophasique, vitesse normalisée par v/d , mélange à 65%, Re_{2466}/Ta_{632} : a- vitesse axiale, b- vitesse radiale, c- champ de vitesse

* La vitesse est normalisée par v/d , la position radiale est normalisée par la largeur d'entrefer ($x=-0,5$ est la position du cylindre intérieur).

6-Synthèse des erreurs pour la caractérisation locale de la phase liquide

L'ensemble des erreurs liées à la technique de PIV pour la détermination des composantes de vitesse eulérienne moyenne phasique dans le liquide, axiale et radiale, est récapitulé dans les tableaux 3.1.

Erreurs dues au système optique et au dispositif
- spatiale (taille du pixel) : 70 μm
-résolution pour la mesure de vitesse à la fréquence d'acquisition < à 3% de la vitesse maximale dans les cellules et dans les jets
-incertitude sur le positionnement du cylindre intérieur sur l'image : $\Delta r_b \leq 0,01d$
-erreur de positionnement radial due au fit des lois de correction optique : $\Delta r_b \leq 0,006d$
-erreur sur la vitesse radiale due au fit des lois de correction optique : $\Delta u/u(\%) \leq \pm 0,6\%$

-contribution de la vitesse azimutale à la mesure de la vitesse radiale due à la profondeur de champ pour $Ta > 200$: $\Delta u/u(\%) \leq 1\%$ dans les jets
-erreur systématique de positionnement sur la radiale : 1°
Convergence statistique
Pour $Re < 15000$:
-incertitude sur la vitesse moyenne en monophasique $< \pm 7\%$
-incertitude sur la vitesse moyenne en diphasique $< \pm 13\%$
-incertitude sur la vitesse rms en monophasique $< \pm 12\%$
-incertitude sur la vitesse rms en diphasique $< \pm 16\%$

Tab. 3.1 Récapitulatif des erreurs de la mesure en PIV

III-2 Caractérisation locale de la phase gazeuse

On cherche à caractériser la distribution locale des bulles dans l'entrefer par la mesure de la distribution de taux de vide et de vitesse eulérienne dans un plan méridien. La technique est basée sur la visualisation des trajectoires de bulles dans ce plan. On décrit dans une première partie le matériel expérimental utilisé pour les visualisations. On s'intéresse ensuite aux différentes procédures du traitement des images qui ont été développées dans le cadre de ces mesures pour reconstruire les trajectoires de bulles. Pour limiter la profondeur de champ des visualisations, il a été nécessaire de caler les seuils de détection des bulles. Ces seuils ont été calés et validés en écoulement laminaire, la procédure de calage des seuils est présentée dans une troisième partie. Dans la quatrième partie, on discute de la validation du choix des paramètres du traitement des images, pour la détermination de la taille et de la vitesse lagrangienne des bulles. La cinquième partie est dédiée à la description des procédures de traitement pour l'analyse eulérienne et la discussion de la convergence des distributions eulériennes de taux de vide et de vitesse : convergence en maillage et convergence en temps de mesure.

1- Principe et matériel

L'écoulement n'est pasensemencé, seules les bulles sont utilisées comme traceurs. On focalise dans un plan méridien localisé sur la radiale. Nous cherchons à suivre les trajectoires de bulles dans le plan (analyse lagrangienne), de sorte à déterminer par prise de moyenne eulérienne la distribution dans le plan du taux de vide et des composantes de vitesse radiale et axiale. Un schéma synoptique du dispositif de mesure est présenté sur la figure 3.7.

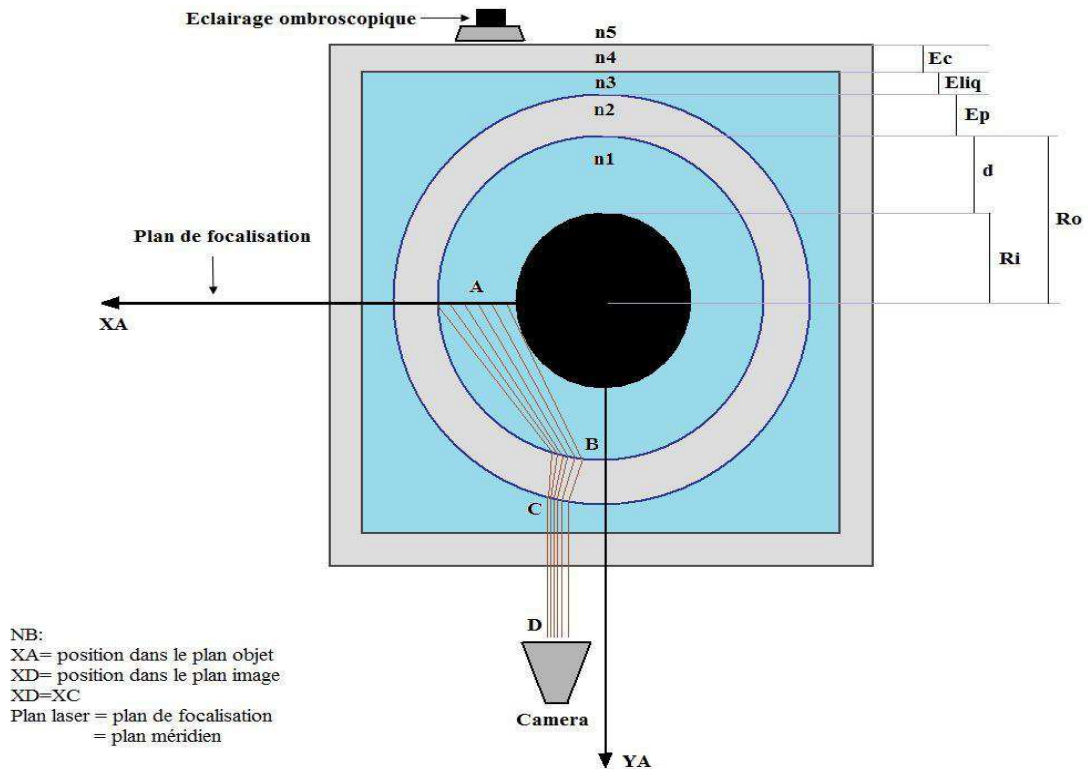


Fig. 3.7 Dispositif de mesure PTV

En ce qui concerne l'éclairage, nous avons essayé d'utiliser le plan pulsé de l'IRENav pour limiter la zone de netteté (profondeur de champ) à l'épaisseur de la nappe ceci, en diluant de la rhodamine dans le mélange liquide afin de forcer le contraste entre le liquide et les bulles, l'objectif étant alors équipé d'un filtre orange. Mais cette technique s'est avérée inexploitable, car dans le cas des bulles millimétriques, on a une zone d'ombre derrière la bulle et un spot lumineux très marqué au niveau des interfaces. En conséquence, le halot blanc qui matérialise l'interface de bulle n'est visible que du côté éclairé comme on peut le voir sur la figure 3.8. Il est alors difficile de reconstruire le contour de bulle. D'autre part, l'utilisation du plan pulsé limite la fréquence d'acquisition à 4 Hz (double frame) et ne permet donc pas de reconstruire des portions de trajectoires de bulles.

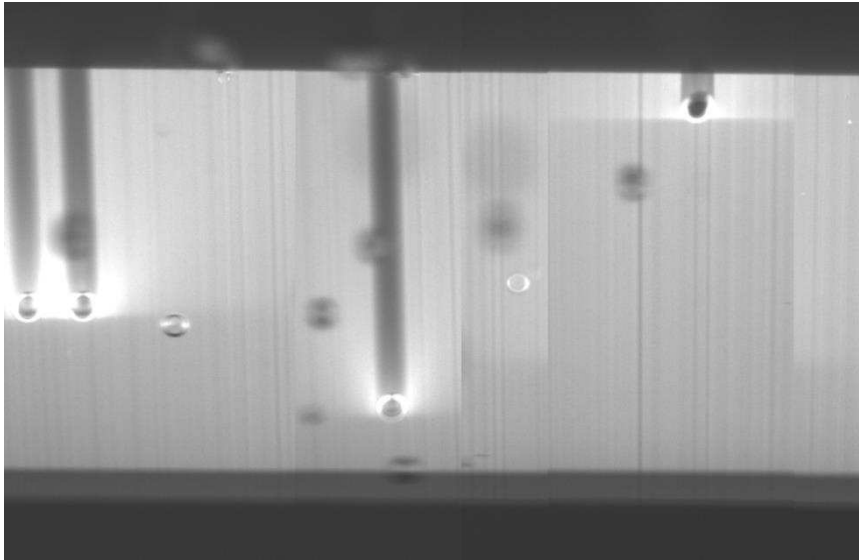


Fig. 3.8 Image de bulles obtenue avec un plan laser pulsé, mélange 65%, $\phi_c=180\mu\text{m}$ + rhodamine diluée (caméra PIV de l'IRENav)

Nous avons donc choisi un éclairage ombroscopique continu à travers la face arrière du dispositif. La lampe est une lampe dicroïde (**ABI 4J446 GU5, 3EXN/C**) qui fournit un éclairage continu de puissance 50W avec une alimentation de 12V, 4A. L'ouverture du faisceau est de 38° . La lampe est positionnée à la même hauteur que la caméra, sur une glissière réglable, l'éclairage couvre toute la hauteur de la zone de visualisation. Pour tous les essais, on a appliqué un temps d'exposition de $1/6000^\circ$ de seconde, ce qui permet d'avoir un contour de bulle net et contrasté sur la radiale. La figure 3.9 a) montre un exemple d'image brute. Les bulles focalisées apparaissent avec un contour noir et un cœur gris clair. La caméra utilisée est la caméra rapide **Photron Fastcam SA₃**, 8 bits, 1024×1024 pixels². Elle permet de faire des acquisitions au-delà de 10000 images par seconde, pour une taille de pixel de $17 \mu\text{m}$. L'objectif utilisé est un objectif **Sigma** 105 mm macro.

La correction optique est la même que pour le principe de mesure du champ de vitesse par PIV dans un plan méridien. L'épaisseur de la zone d'ombre près du cylindre intérieur, l'évolution du facteur d'échelle et la loi polynomiale qui donne l'évolution de la position radiale dans le plan objet en fonction de la position radiale dans le plan image restent inchangées. Ainsi, les erreurs de positionnement radial dues à la distorsion optique sont les mêmes que pour la PIV. Seul le facteur de grossissement et la distance de l'objectif au dioptré plan externe de la cuve de visualisation sont modifiés. Par contre, avec le système optique utilisé, l'erreur absolue sur le repérage de la position de référence qui correspond à l'extrémité de la zone d'ombre près du cylindre intérieur est de $\pm 0,6 \text{ mm}$ ($\pm 0,03d$). Le facteur de grossissement est de 72

$\mu\text{m}/\text{pixel}$ pour le mélange à 40% (respectivement $75 \mu\text{m}/\text{pixel}$ pour le mélange à 65%) et la taille de la zone de visualisation est de $3,75\text{d} \times 0,89\text{d}$ (direction axiale et radiale respectivement). On peut déplacer axialement la caméra et la lampe ombroscopique de sorte à reconstruire des cartographies sur une distance axiale plus grande.

2- Traitement des images

Le traitement des images a été réalisé à partir de la bibliothèque image Processing Toolbox de Matlab. Nous décrivons ici les étapes et outils de traitement utilisés dans le cadre de cette étude.

a) Soustraction par l'image de fond

Pour faciliter la détection des contours de bulles, on va chercher à les discriminer du reste de l'image. Pour ce faire, en soustrayant l'image brute à l'image de fond, on supprime tous les objets stationnaires présents sur l'image brute (cylindre intérieur à droite de l'image et interfaces cylindre extérieur à gauche). Cette opération permet de corriger les inhomogénéités d'éclairement dans l'entrefer dus à la distorsion optique, elle va ré-homogénéiser les niveaux de gris et améliorer le contraste des bulles. La figure 3.9 présente successivement une image brute de bulles (a), une image de fond (b) et une image après soustraction de fond (c).

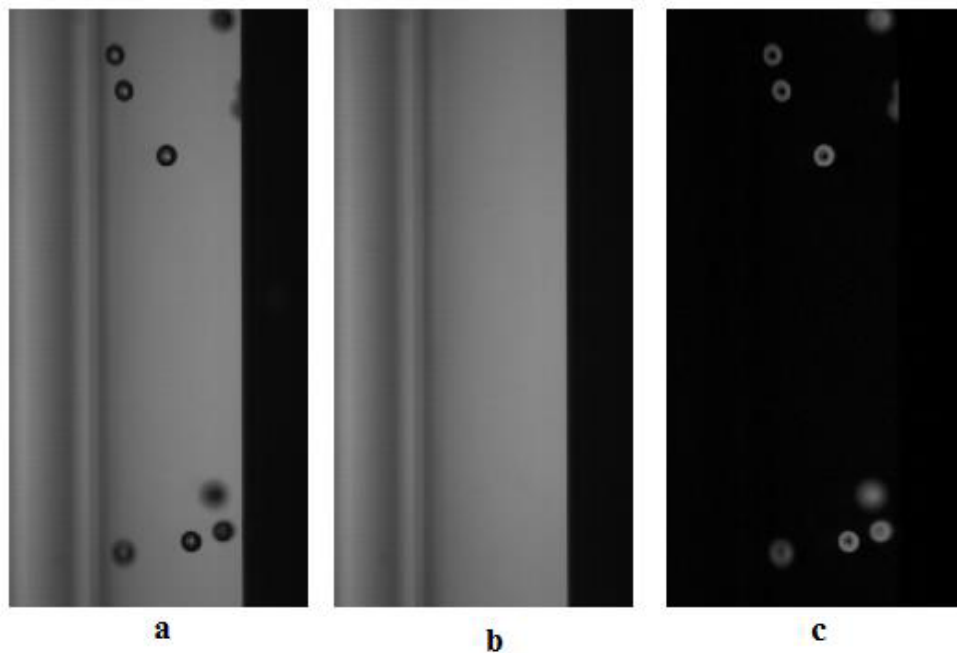


Fig. 3.9 Opération de soustraction de fond, Ta500 mélange 65% grosses bulles (caméra Fastcam SA₃, éclairage ombroscopique)

b) Seuillage et binarisation

Le seuillage consiste à choisir un niveau de gris seuil pour la binarisation de l'image. Le résultat est une image binaire représentant en blanc le contour de bulle sur fond noir. En configuration Taylor-Couette, on ne saurait imposer un seuil unique sur les niveaux de gris. En effet, à cause des effets de distorsion optique, on a une inhomogénéité dans la direction radiale du contraste des contours en niveau de gris. D'autre part, on a aussi une non uniformité des niveaux de gris des contours en fonction de la position azimutale des bulles (les bulles les plus proches de la lampe ($Y < 0$ sur la figure 3.9 a) ont un contour mieux contrasté alors que, les bulles les plus éloignées ($Y > 0$) ont un contour moins marqué). Il va donc falloir ici, imposer non pas un seuil unique, mais plutôt des lois de seuils, lois qui seront fonction de la position radiale des bulles et de leur position sur l'axe Y. Par seuillage, on délimite ainsi l'épaisseur selon Y de la zone de visualisation (profondeur de champ) de part et d'autre de la radiale. Les lois d'évolution du seuil ont été calées en écoulement laminaire, la procédure de calage est décrite dans III-2 3).

c) Détection des contours

Sur l'image binarisée, on détermine la frontière entre la zone blanche (contour de bulle) et la zone noire (fond de l'image). Cette étape est réalisée grâce à la procédure de détection automatique de contour de la bibliothèque de traitement d'images de Matlab. La superposition du contour détecté et de l'image brute de départ permet de vérifier la cohérence de la détection du contour, notamment le choix du seuillage. Les figures 3.10 et 3.11 montrent pour $Re=1581/Ta500$, les différentes phases de traitement pour le mélange à 65% ($\phi_c=180\mu m$ et $\phi_c=20\mu m$ respectivement). On ne garde que les contours externes de bulles. Une fois que les contours externes des différents objets (bulle) sont détectés, on localise automatiquement leur centre de gravité, et on en déduit la surface de l'objet S dans le plan image, ainsi que son diamètre équivalent d_{eq} . Les objets de diamètre inférieur à une taille critique de 3 pixels sont supprimés, ce qui permet d'éliminer la contribution du bruit à la détection des bulles. On peut également rajouter un critère de discrimination sur la sphéricité des objets détectés. Si l'intersection entre l'aire de l'objet S et l'aire décrite par le disque centré au centre de gravité de l'objet et de diamètre d_{eq} est inférieur à $\beta \times S$ (avec $0 < \beta < 1$) alors l'objet peut être supprimé.

Le critère sur la sphéricité permet de supprimer la contribution des bulles non sphériques. Cette procédure peut s'avérer nécessaire, dans le cas où on a de l'accumulation locale de nombreuses bulles, ce qui ne permet plus de dissocier les bulles individuellement et ne permet plus de déterminer correctement la position du centre de gravité et les vitesses de bulles. Un coefficient $\beta = 0,8$ permet de rejeter des

bulles accumulées localement, tout en conservant les bulles individuelles déformées (excentricité $>0,8$).

Pour un coefficient $\beta = 0,8$ et ce pour les deux capillaires, en deçà de $Re=13000$, l'activation du critère de sphéricité a peu d'influence sur les cartographies de taux de vide et de vitesse eulérienne de bulles. En effet, le rapport entre le nombre d'objets non sphériques rejetés et le nombre d'objets total est inférieur à 1%

En revanche, pour $Re>13000$, en particulier pour le mélange à 40% (petites bulles), l'accumulation locale des bulles est telle qu'il est nécessaire d'activer le critère de sphéricité pour l'obtention des cartographies de vitesse eulérienne (taux de rejet des objets non sphériques $>33\%$). Par contre, la contribution des bulles accumulées localement au taux de vide étant importante, on n'activera pas le critère de sphéricité pour l'obtention des cartographies de taux de vide.

Une fois les bulles détectées et la cohérence de la détection vérifiée, le contour externe de bulle est ensuite rempli sur chaque image, de sorte à obtenir une nouvelle image binaire composée de 1 à l'intérieur des bulles et sur le contour et de 0 à l'extérieur.

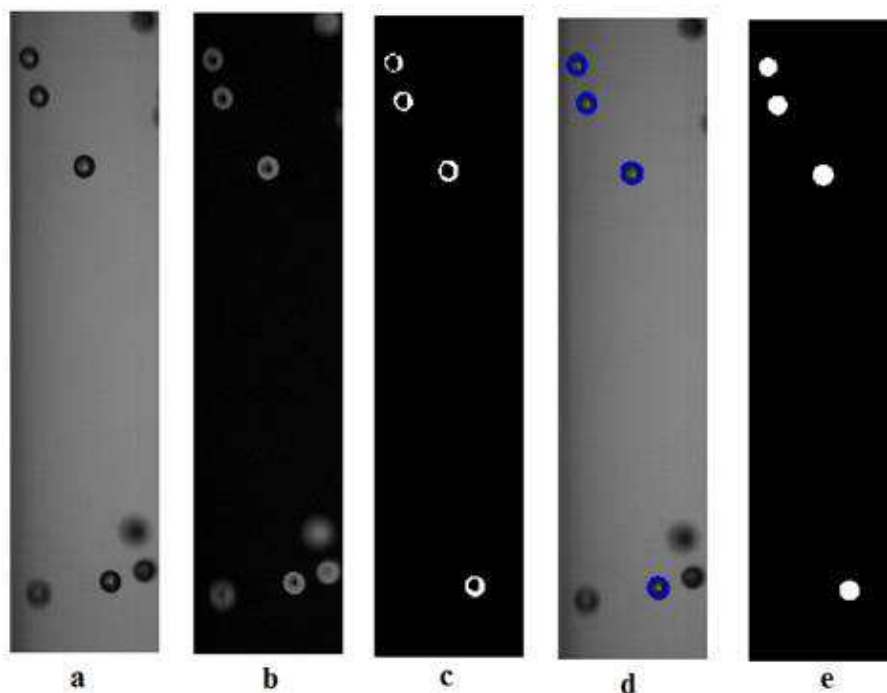


Fig. 3.10 Différentes phases du prétraitement de bulles, mélange 65% $\phi_c=180 \mu\text{m}$, $Re=1581/Ta500$: image brute (a), image après soustraction de fond (b), image binarisée (c), détection automatique des contours externes (d), remplissage des contours externes (e)

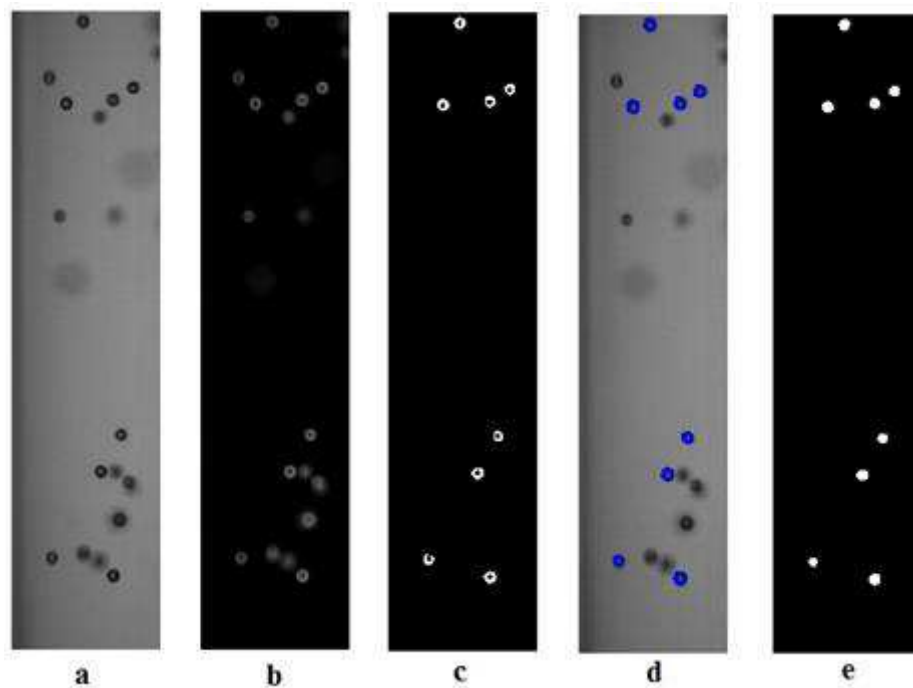


Fig. 3.11 Différentes phases du prétraitement de bulles, mélange 65% $\phi_c=20\mu\text{m}$, $Re=1581/Ta500$: image brute (a), image après soustraction de fond (b), image binarisée (c), détection automatique des contours externes (d), remplissage des contours externes (e)

Les différentes étapes du traitement décrites précédemment permettent d'éliminer toutes les bulles défocalisées en dehors de la profondeur de champ imposée. Ces traitements sont effectués automatiquement sur plusieurs milliers d'images. Pour chaque objet détectés sur l'image n , on sauvegarde ses caractéristiques c'est-à-dire : sa surface $S(k,n)$, son diamètre équivalent $d_{eq}(k,n)$ et les coordonnées du centre de gravité $(X(k,n), Z(k,n))$ dans le plan image, k étant le nombre d'objets détectés sur l'image n . On sauvegarde également l'image binaire I_n au pas de temps n . Après la détection des contours, l'étape suivante permet l'association des bulles.

d) Association des bulles

Dans cette partie, nous allons associer deux objets entre eux sur deux images consécutives n et $n+1$. Deux objets k_1 et k_2 sont associés sur deux images et caractérisent une même bulle, si la distance entre les centres de gravité sur les images consécutives est inférieure au diamètre équivalent de l'objet sur l'image précédente pondéré par un coefficient γ et si la surface équivalente des deux objets est du même ordre de grandeur (variation relative de surface ζ , faible) :

$$\sqrt{(X(k_1, n) - X(k_2, n + 1))^2 + (Z(k_1, n) - Z(k_2, n + 1))^2} \leq \gamma d_{eq}(k_1, n) \quad (3.1)$$

$$\frac{|S(k_1, n) - S(k_2, n + 1)|}{S(k_1, n)} \leq \zeta \quad (3.2)$$

Dans l'étude qui nous intéresse, les bulles sont bien calibrées, ce qui minimise l'importance du 2^{ème} critère, sauf si la bulle est en train de sortir de la profondeur de champ, auquel cas elle est déjà supprimée par l'étape de binarisation avec la loi de seuil imposée.

On procède à une incrémentation sur la numérotation des bulles associées. Si k_{asso} est le numéro de la bulle associée, son centre de gravité au cours du temps (instant n) dans le plan image est repéré par le couple de coordonnées :

$$(X_b(k_{asso}, n), Z_b(k_{asso}, n)) = (X(k_1, n), Z(k_1, n))$$

sa surface est notée :

$$S_b(k_{asso}, n) = S(k_1, n)$$

son diamètre équivalent est :

$$d_b(k_{asso}, n) = d_{eq}(k_1, n)$$

et on peut en déduire sa vitesse (en pixel/sec) à partir de :

$$u_b(k_{asso}, n) = (X(k_2, n + 1) - X(k_1, n))f_e \quad (3.3)$$

$$w_b(k_{asso}, n) = (Z(k_2, n + 1) - Z(k_1, n))f_e \quad (3.4)$$

Où f_e est la fréquence d'échantillonnage de la caméra.

Des bulles peuvent sortir du plan de visualisation à l'instant $n+1$ considéré. Dans ce cas, elles ne peuvent pas être associées à une autre bulle à l'instant n , leur vitesse le long de leur trajectoire aura été déterminée jusqu'au pas de temps $n-1$, indice temporel de fin de bulle.

De nouvelles bulles peuvent apparaître dans le plan de visualisation à l'instant $n+1$. Elles peuvent être associées à une autre bulle au pas de temps suivant, leur vecteur vitesse sera défini à partir du temps $n+1$, indice temporel de début de bulle.

On peut reconstituer les trajectoires des différentes bulles au cours de leur durée de vie dans le plan, c'est ce qui a été fait pour l'écoulement laminaire (figure 3.15). La figure 3.12 montre un exemple de trajectoires collectées à partir de 2197 bulles, en présence de cellules de Taylor. Pour cet exemple, on visualise bien la capture des bulles par les cellules.

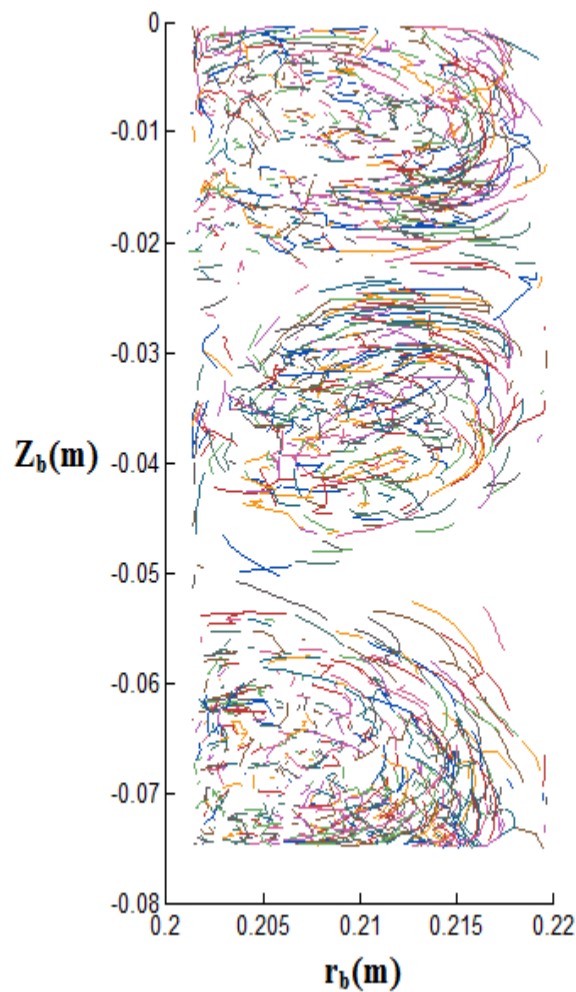


Fig. 3.12 Trajectoire collectées à partir du suivi de 2197 bulles pour Re_{2400}/Ta_{800} , mélange 65% $\phi_c=20\mu m$. Chaque couleur représente un morceau de trajectoire de bulle différente

A l'issue de cette étape, on dispose de la localisation des bulles dans le temps et également de leur vitesse lagrangienne dans le plan image. Les paramètres (seuil de binarisation, fréquence d'échantillonnage et critère γ d'association des bulles) sont à caler. Le choix de ces paramètres sera discuté dans les parties suivantes.

3- Limitation de la profondeur de champ-Discrimination des bulles par seuillage de niveaux de gris

Comme pour la PIV, il est crucial de limiter le plus possible la profondeur de champ afin de limiter la contribution de la vitesse azimutale des bulles à la mesure de la vitesse radiale dans le plan de focalisation. Compte tenu de la complexité de la courbure du système et de la succession des couches de différents indices de réfraction, il est nécessaire de caractériser in situ la profondeur de champ. Nous avons mis au point une procédure originale de caractérisation et de limitation de la profondeur de champ, basée sur la détermination des niveaux de gris des bulles le long de leur trajectoire.

Pour caler les lois sur les seuils, on procède à un prétraitement des images obtenues en écoulement laminaire. Au préalable, les images brutes ont été binarisées avec un seuil unique non discriminant (très faible) qui permet de détecter tous les contours de bulles présents sur l'image, y compris les bulles qui rentrent ou qui sortent du champ de visualisation, loin du plan méridien (plan (r,z)). Chaque bulle au cours du temps est un objet parent avec un contour externe qui peut contenir un objet enfant (trou). La figure 3.13 permet d'illustrer ce phénomène.

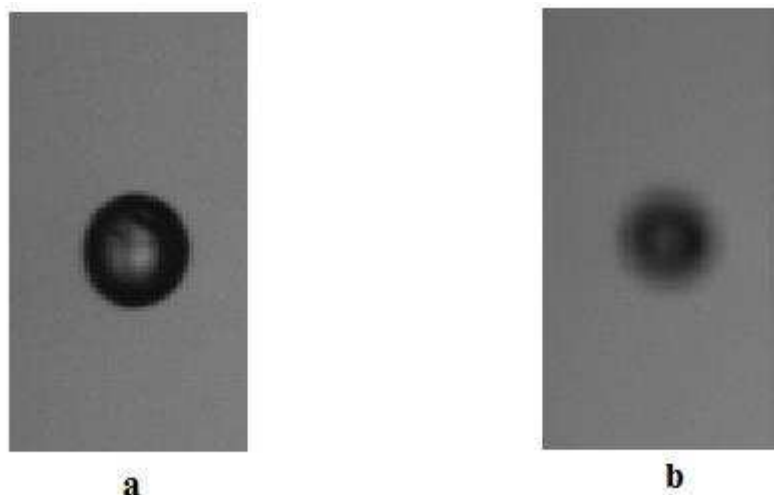


Fig 3.13 Objet bien focalisé comprenant un trou (a) et objet défocalisé (bulle entrante $Y_A > 0$) (b)

Les bulles ont été associées sur deux images consécutives, en suivant la procédure de traitement décrite précédemment, ce qui permet de connaître la position et la vitesse de chaque bulle le long de sa trajectoire. Pour chaque bulle, on récupère également l'évolution au cours du temps de toutes les informations qui caractérisent son contraste avec le fond le long de sa trajectoire. On suit en particulier au cours du temps : sa topologie (présence d'un trou oui/non), son niveau de gris minimum, maximum et moyen intégré sur l'épaisseur du trou, son niveau de gris minimum, maximum et moyen intégré sur le trou (si le trou existe). Sur la figure 3.14, on a représenté une trajectoire de bulle en écoulement laminaire. A cause de l'éclairage ombroscopique, une bulle défocalisée entrante a un faible niveau de gris et ne présente pas de trou. Par contre une bulle défocalisée sortante peut présenter un contour bien contrasté avec un trou, comme les bulles bien focalisées sur la radiale. La présence ou l'absence d'un trou sur l'image ne peut donc pas constituer un critère de discrimination des bulles dans la profondeur de champ ou conduirait à une profondeur de champ dissymétrique entre bulles sortantes et bulles entrantes de part et d'autre de la radiale. Nous nous sommes donc concentrés sur l'évolution au cours du temps des niveaux de gris intégrés sur l'épaisseur du contour de bulles.

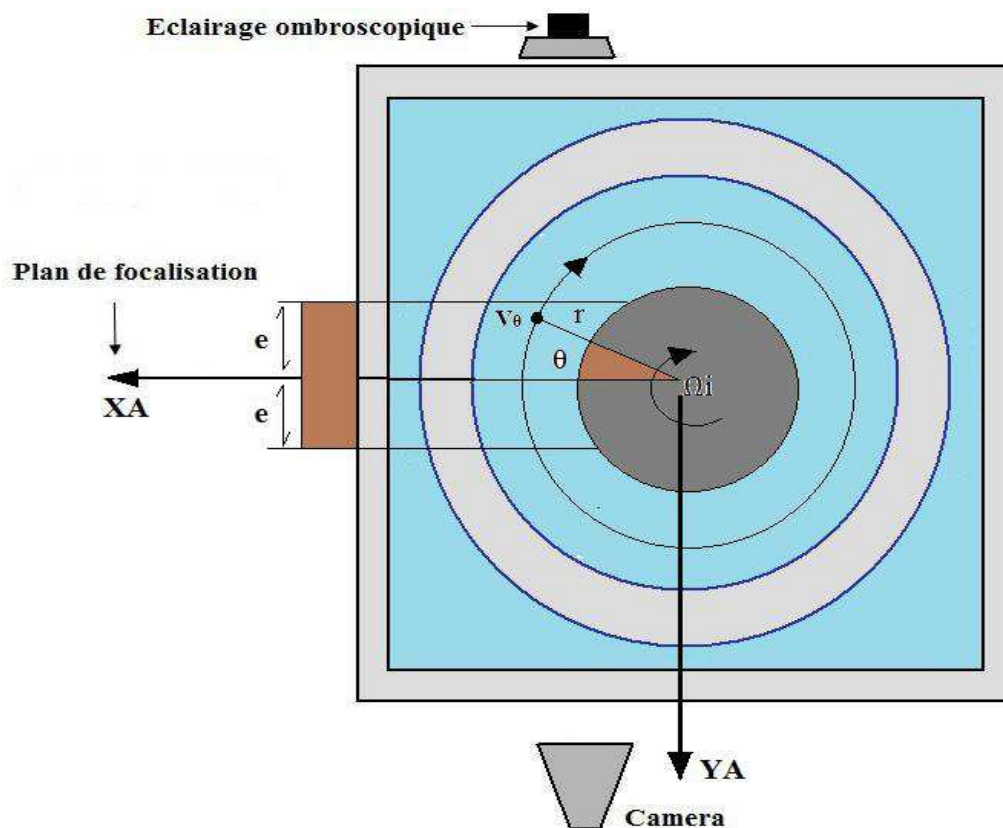


Fig. 3.14 Coupe horizontale du dispositif Taylor Couette avec vue de dessus d'une trajectoire de bulle en laminaire

L'avantage avec l'écoulement laminaire est que les trajectoires de bulles sont déterministes et prédictibles. Elles sont la conséquence de la superposition de la contribution de l'écoulement porteur du liquide (écoulement laminaire purement azimutal) et de la contribution de l'effet de flottabilité des bulles qui génère un mouvement ascensionnel.

En absence d'instabilités, ($u=w=0$) et une fois la phase d'accélération des bulles passée, le bilan des forces exercées par le liquide sur les bulles (masse ajoutée, Tchen, traînée, portance, flottabilité) impose une vitesse de glissement des bulles nulle dans la direction azimutale et également à la vitesse ascensionnelle en milieu immobile dans la direction axiale :

$$\begin{cases} r_b \frac{d\theta}{dt} = v_b = v = Ar_b + \frac{B}{r_b} \\ u_b = u = 0 \\ \frac{dZ_b}{dt} = w_b = \left(\frac{4g}{93} D_b^{1,82} v_L^{-0,82} \right)^{1/1,18} \end{cases} \quad (3.5)$$

Avec $A = -\Omega_i R_i^2 / (R_o^2 - R_i^2)$ et $B = \Omega_i R_i^2 R_o^2 / (R_o^2 - R_i^2)$

Avec la contribution de la profondeur de champ, la position azimutale des bulles contribue à la mesure de la vitesse radiale et contribue aussi à décaler la position apparente des bulles dans le plan objet en suivant la loi :

$$\frac{dX_{Ab}}{dt} = u_{Ab} = -v_b \sin(\theta)$$

Ainsi, dans le plan objet, la trajectoire de bulle apparente évolue en suivant :

$$\begin{cases} X_{Ab} = r_b \cos(\theta(t)) \\ Z_b = w_b t + Z_{b_0} \\ \theta(t) = \frac{v_b}{r_b} t + \theta_0 \end{cases}$$

La trajectoire apparente présente une position radiale maximale correspondante à la position radiale vraie : $r_b = X_{Ab,max}$. La profondeur de champ $pdc = e$ de part et d'autre de la radiale est obtenue à partir des positions apparentes extrêmes des bulles (entrantes et sortantes):

$$pdc = r_b \sin \left[\arccos \left(\frac{X_{Ab,min}}{X_{Ab,max}} \right) \right] \quad (3.6)$$

La figure 3.15 montre un exemple de trajectoires de bulles obtenues à partir de 2500 images en écoulement laminaire. Certaines trajectoires ne sont que entrantes ou sortantes, mais pour les trajectoires qui mettent en évidence un maximum de position radiale apparente ($dX_{Ab}/dX_{Zb}=0$), on a pu déterminer la profondeur de champ, elle vaut 6 cm de part et d'autre de la radiale et cela correspond à toute l'épaisseur de l'entrefer visible.

Sur la figure 3.16, nous avons tracé, pour le même exemple, l'évolution du niveau de gris moyen intégré sur le contour de bulle en fonction de la position radiale apparente, le long de la trajectoire de bulle. On voit que le niveau de gris augmente le long de la trajectoire entrante de bulle, puis le long de sa trajectoire sortante. Il diminue pour des bulles déjà très sortantes défocalisées. Le niveau de gris à la position radiale vraie est dépendant de la position radiale, il diminue lorsqu'on s'éloigne du cylindre intérieur.

A partir des trajectoires présentant un maximum de position radiale apparente, nous avons extrait les valeurs de niveaux de gris moyens sur les contours obtenus
-à la position radiale vraie

-sur la trajectoire entrante pour une valeur Y_A imposée

-sur la trajectoire sortante pour une valeur Y_A imposée.

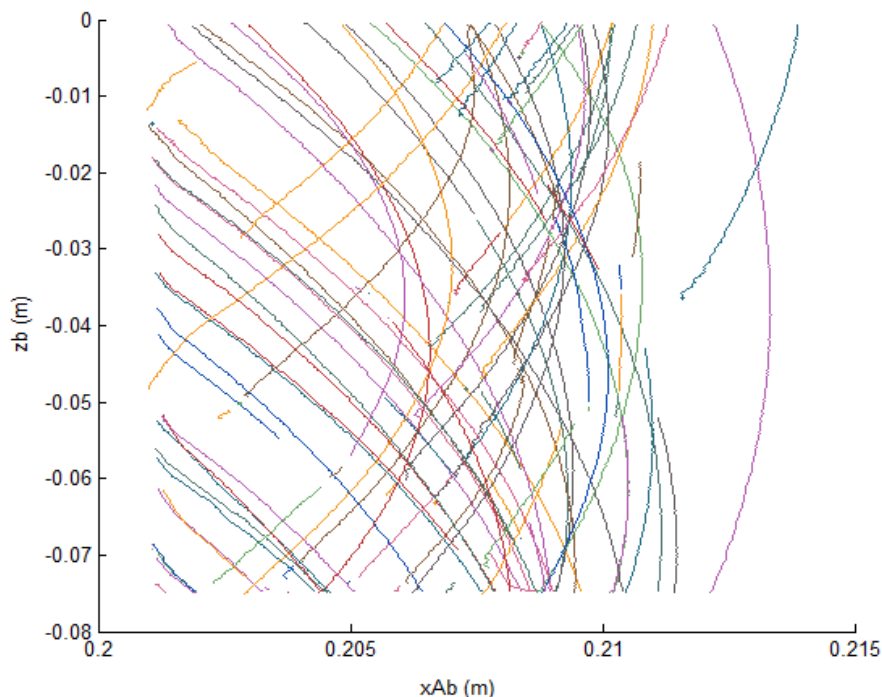


Fig. 3.15 Trajectoires de bulles en écoulement laminaire $Re=79/Ta=25$, mélange 65% $\phi_c=20\mu m$, profondeur de champ : 12 cm

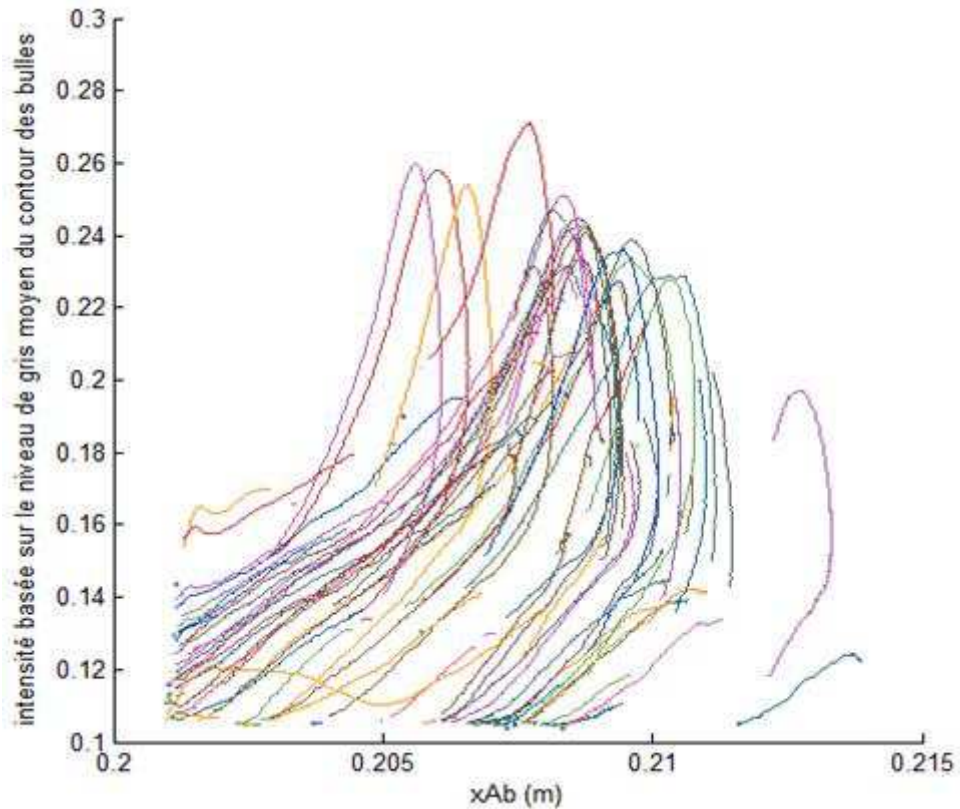


Fig. 3.16 Evolution du niveau de gris moyen dans les bulles en fonction de la position radiale apparente en écoulement laminaire $Re=79/Ta=25$, mélange 65% $\phi_c=20\mu m$

La valeur imposée de Y_A correspond à une valeur imposée de profondeur de champ. La figure 3.17, montre l'évolution du niveau de gris en fonction de la position sur l'image en pixels pour l'exemple traité précédemment :

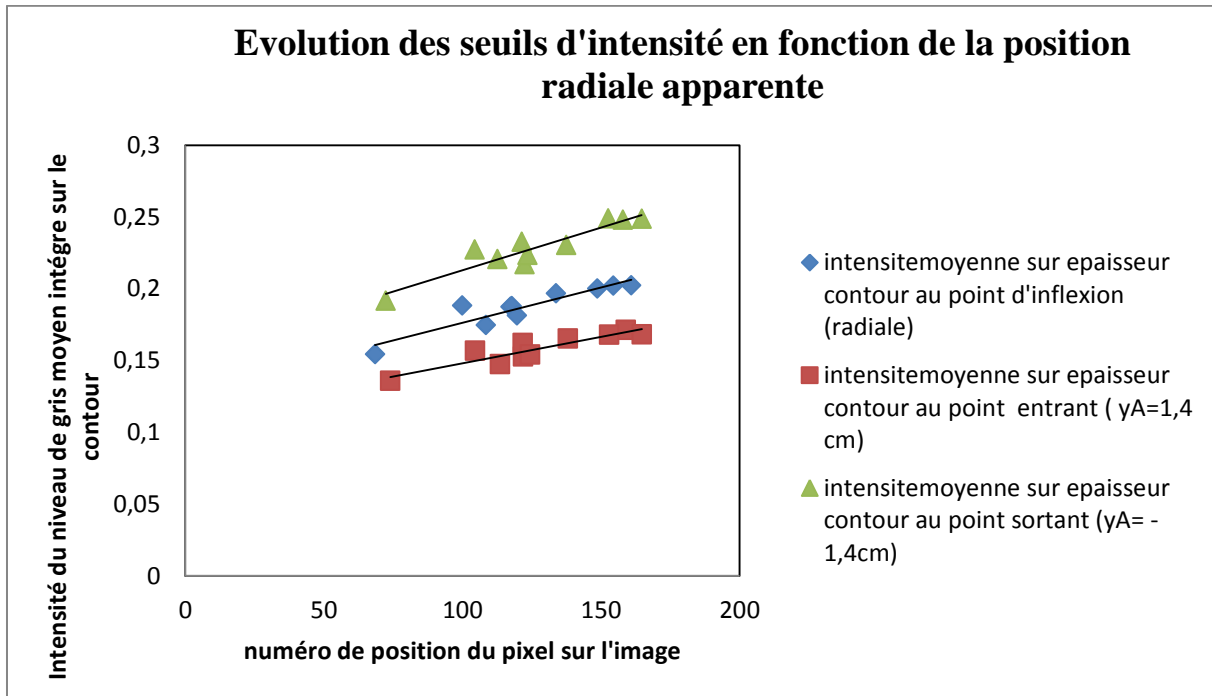


Fig. 3.17 Evolution des seuils en intensité (niveau de gris moyen sur les contours) en fonction de la position radiale obtenus pour le mélange 65% $\phi_c=20\mu\text{m}$ en écoulement laminaire $Re=79/Ta=25$ - Profondeur de champ imposée de part et d'autre de la radiale, $pdc=Y_A=1,4\text{ cm}$

Une régression linéaire en fonction de la position radiale apparente sur l'image permet ainsi d'obtenir des lois de seuil de binarisation : intensité ($X_A, Y_A=1,4\text{cm}$), intensité ($X_A, Y_A=-1,4\text{cm}$), intensité ($X_A, Y_A=0$). Ces lois permettent de délimiter les trajectoires entrantes et sortantes pour une profondeur de champ imposée de 1,4 cm. On conserve donc les morceaux de trajectoire qui vérifient :

$$Intensité(X_A(t), Y_A = 1,4\text{cm}) \leq Intensité(X_A(t)) \leq Intensité(X_A(t), Y_A = -1,4\text{cm})$$

Afin de ne pas conserver la contribution des morceaux de trajectoires très sortantes qui vérifient aussi cette relation, on supprime les trajectoires qui vérifient au premier pas de temps:

$$Intensité(X_A(t = 0)) > Intensité(X_A(t = 0, Y_A = -1,4\text{cm}))$$

Ou

$$\left[\frac{d(Intensité(X_A(t)) - Intensité(X_A(t), Y_A = 0))}{dt} \right] (t = 0) \leq 0$$

On montre sur la figure 3.18 les morceaux de trajectoires conservés, obtenus après application des lois de seuil de binarisation. Pour l'exemple traité ici, sur les 217 trajectoires au départ (figure 3.15), seuls 30 morceaux de trajectoires sont conservés autour de la position radiale vraie et sont en accord avec l'équation 3.6 pour une profondeur de champ $pdc=1,4\text{cm}$. Cela permet de valider la profondeur de champ imposée.

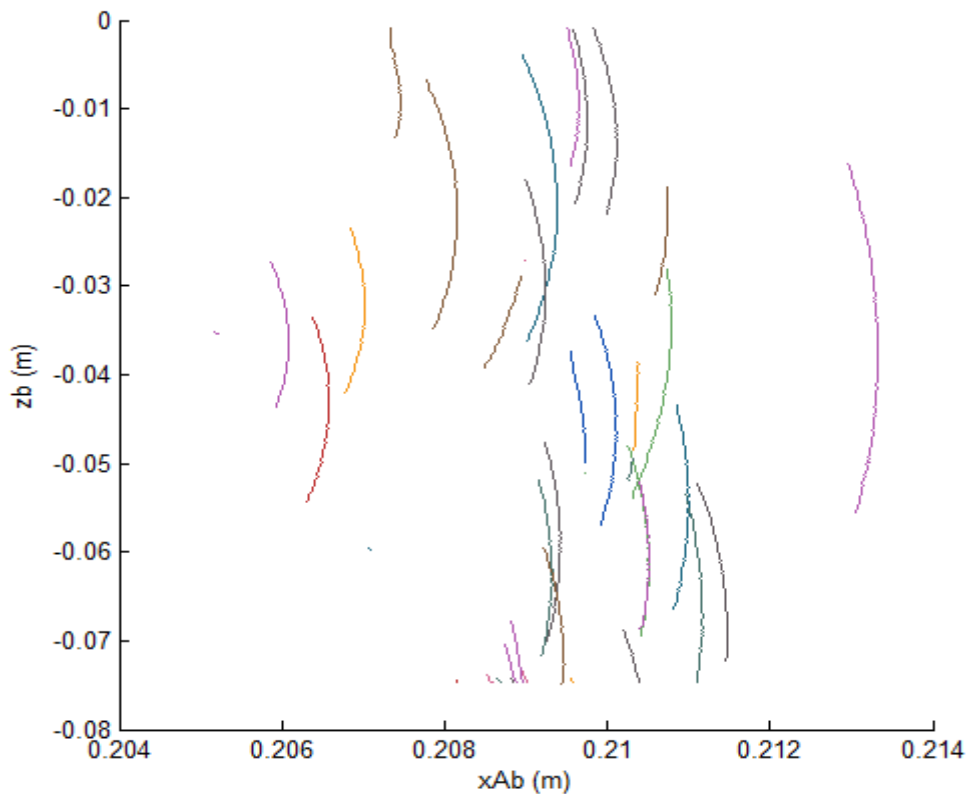


Fig. 3.18 Trajectoires de bulles en écoulement laminaire ($Re=79/Ta=25$), après discrimination par application de lois de seuils de binarisation. $pdc=1,4\text{cm}$, mélange 65% $\phi_c=20\mu\text{m}$

Nous avons illustré la procédure de calage des lois de seuils de binarisation pour un point de fonctionnement (mélange à 65%, $\phi_c=20\mu\text{m}$). Pour les autres points de fonctionnement (mélange à 40% et ou $\phi_c=180\mu\text{m}$), nous avons utilisé la même démarche. On obtient des lois différentes, selon le mélange et la taille du capillaire car le contraste moyen sur le contour de bulle est sensible au mélange et à la taille des bulles. Pour toutes les configurations des essais, après l'étape d'association des bulles, nous avons donc procédé à une analyse de l'évolution des niveaux de gris moyens le long des trajectoires de chaque bulle, nous avons également procédé à une discrimination des morceaux de trajectoires par application des lois de seuils de niveaux de gris et obtenu à chaque pas de temps une nouvelle image binaire qui ne tient compte que des bulles présentes dans la profondeur de champ imposée. Nous avons délimité la profondeur de champ à 1,4 cm de part et d'autre de la radiale, ce qui

revient à avoir une contribution de la vitesse azimutale à la mesure de la vitesse radiale apparente inférieure à 7% et une erreur relative sur le positionnement radial inférieure à 0,3%. On confondra désormais X_{Ab} et r_b .

4-Validation des paramètres du traitement des images pour l'analyse

lagrangienne

La procédure de traitement des images pour l'obtention des données lagrangiennes des bulles (positions, vitesses, tailles) dans le plan (r,z) repose sur un certain nombre de paramètres qui sont : les lois de seuil de binarisation en fonction de la radiale (ou discrimination par la profondeur de champ), la fréquence d'échantillonnage et le critère sur le déplacement des bulles relativement à leur taille (γ). Il est donc nécessaire de valider ces paramètres.

a) Validation de la taille des bulles

Le diamètre équivalent le plus probable des bulles obtenus après application des seuils de discrimination de la profondeur de champ doit être en accord avec la taille des bulles caractérisée en cuve. Après correction optique des tailles en fonction de la position radiale sur l'image, on a pu extraire la distribution cumulée en temps et en espace des diamètres équivalents de bulles. Compte tenu du fait que le rapport entre la taille maximale des bulles injectées et la valeur de la profondeur de champ est relativement faible (9%), on peut considérer que le diamètre équivalent coupé dans le plan d'observation correspond au diamètre de bulle. Des exemples de distributions cumulées de diamètres équivalents sont présentés sur la figure 3.19 pour les deux mélanges de glycérine respectivement. On ne montre ici que les histogrammes correspondants aux cas extrêmes de taille de bulles des essais.

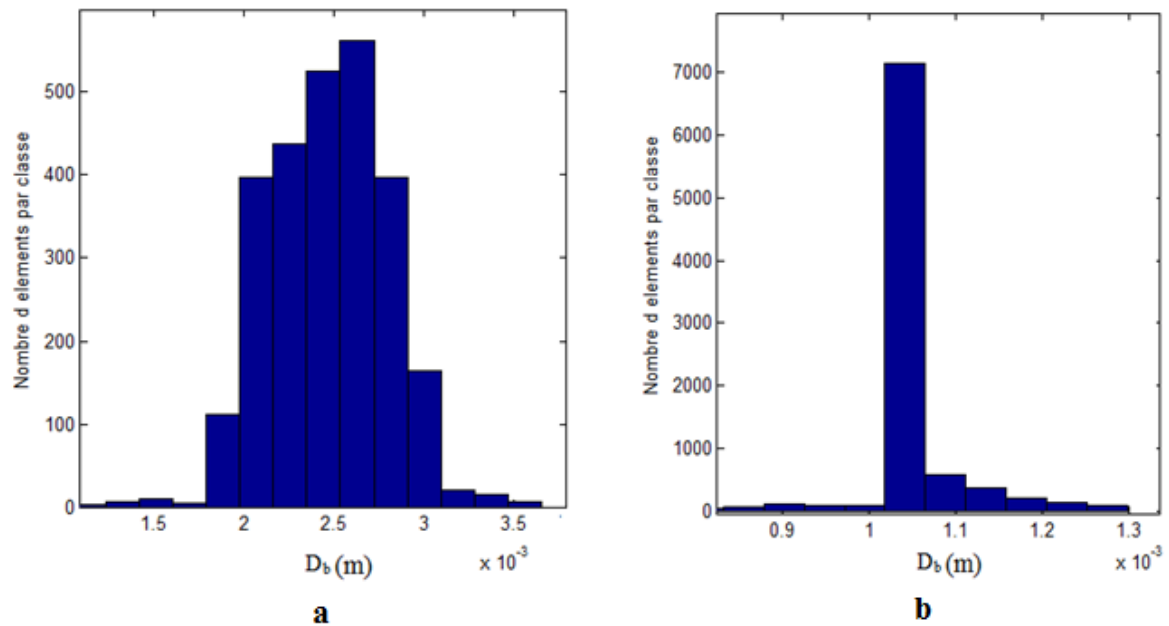


Fig. 3.19 Histogrammes de tailles de bulles. (a) : mélange 65%, Re632/Ta200, $\phi_c=180\mu m$, diamètre équivalent moyen mesuré : $D_b=2,5\pm 0,5mm$ et (b) : mélange 40%, Re1264/Ta400, $\phi_c=20\mu m$, diamètre équivalent moyen mesuré : $D_b=1\pm 0,5mm$

Des bulles détectées en dehors de la profondeur de champ imposée conduiraient à un biais important de la mesure du diamètre (bulles rentrantes, diamètre sous-estimé et bulles sortantes, diamètre surestimé). Les diamètres mesurés dans le dispositif en rotation sont en bon accord avec ceux trouvés en cuve (erreur relative $<4\%$), ce qui confirme que la procédure de discrimination des bulles dans la profondeur de champ par application de lois de seuillage binaire, fonction de la radiale et des conditions des essais (mélanges, capillaires) permet de mesurer une taille de bulles cohérente.

b) Validation de la distance d'association des bulles

Nous avons vu en III-2-2 d) que deux bulles sont associées si la distance entre les centres de gravité sur deux images consécutives respecte les relations 3.1 et 3.2. L'objectif poursuivi dans cette partie est de justifier le choix de la fréquence d'échantillonnage et du coefficient de pondération γ (distance d'association des bulles rapportée à la taille des bulles). Pour tous les essais, nous avons travaillé avec une fréquence d'échantillonnage entre 250 Hz et 500 Hz qui évolue linéairement avec la vitesse de rotation. La fréquence d'échantillonnage a été calée de sorte à avoir un déplacement des bulles entre les images détectable (supérieur à 1 pixel et inférieur au diamètre des bulles). Avec la fréquence d'échantillonnage ainsi fixée, on peut suivre le déplacement des bulles sur l'image sur au moins 20 pas de temps (entre le moment où

la bulle entre dans la profondeur de champ et le moment où elle en sort). Cette dernière condition impose :

$$f_e \geq \frac{10V_i}{R_i \tan(e/R_i)}$$

Avec, e : la profondeur de champ de part et d'autre de la radiale qui est vérifiée pour tous les essais.

Les figures 3.20 et 3.21 représentent l'évolution du nombre de trajectoires et la vitesse moyenne ascensionnelle lagrangienne des bulles déterminée par traitement des images avec l'évolution de γ . La configuration étudiée correspond à l'écoulement laminaire. La vitesse ascensionnelle terminale des bulles sert de vitesse de référence, elle est prédite par la loi de Maxworthy.

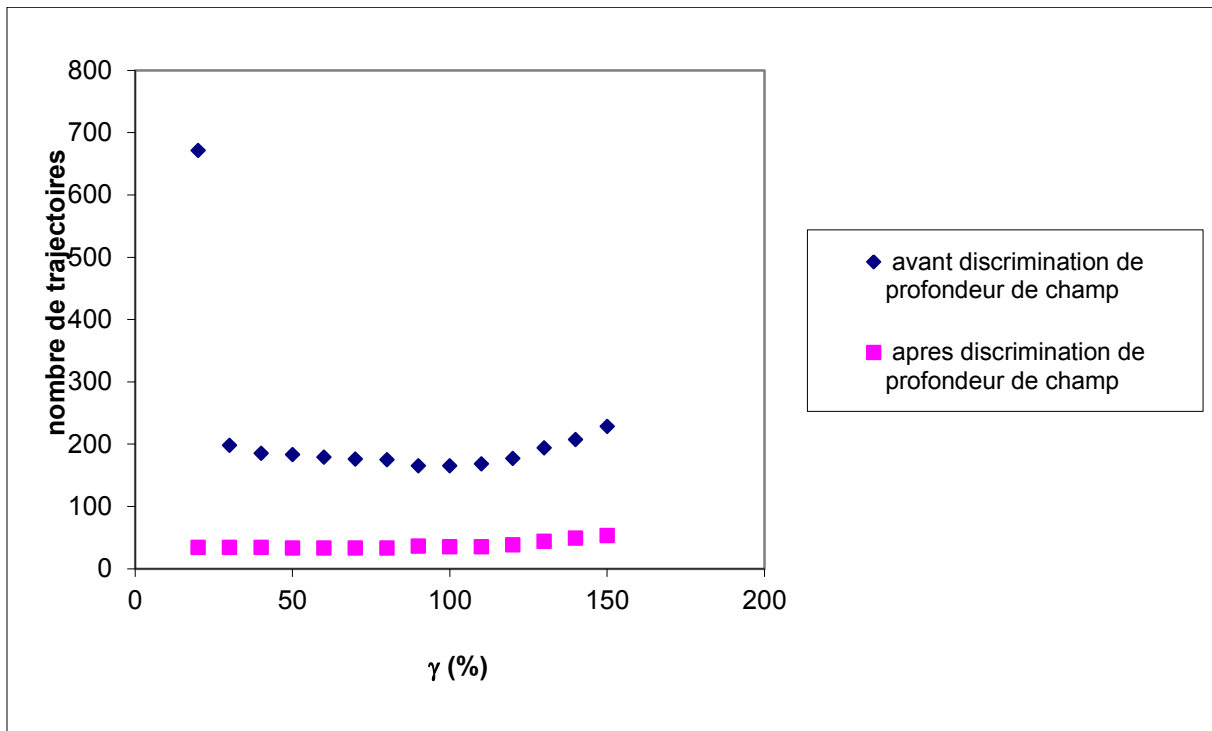


Fig. 3.20 Evolution du nombre de trajectoires en fonction de la distance d'association des bulles écoulement, laminaire ($Re=79/Ta25$), mélange 65%, $\phi_c=20\mu m$, $f_e=250Hz$

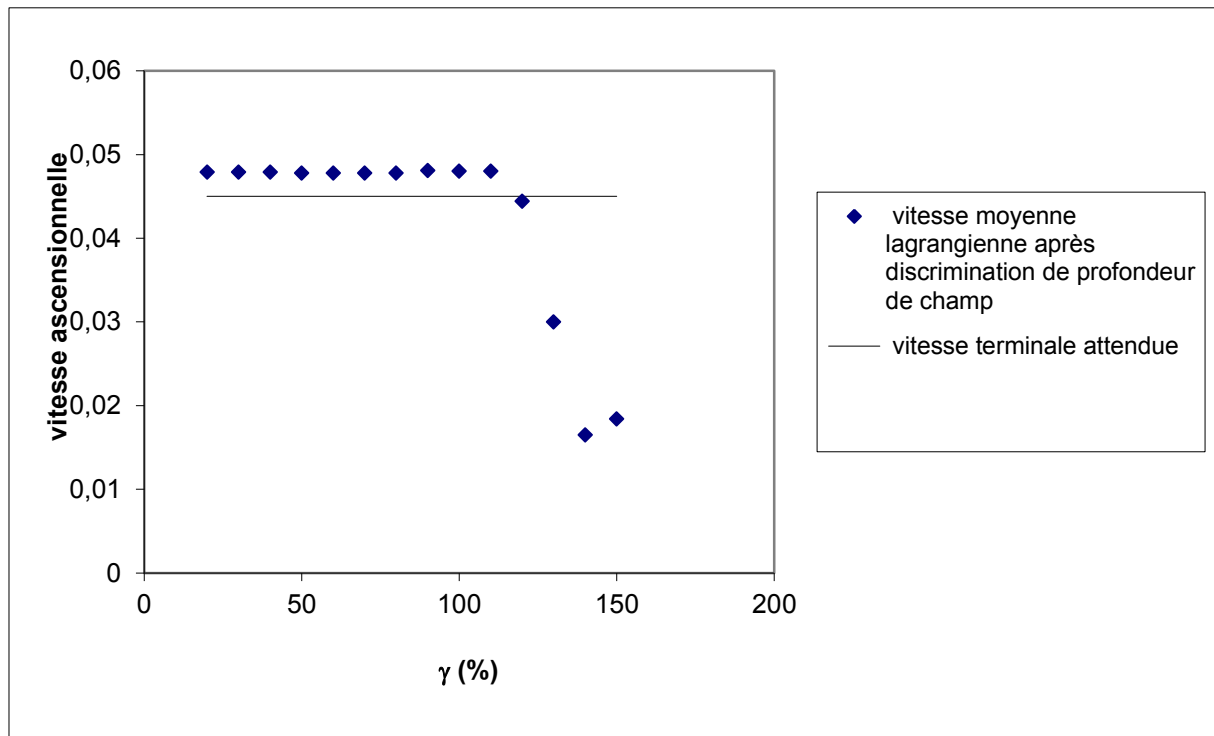


Fig. 3.21 Evolution de la vitesse ascensionnelle des bulles en fonction de la distance d'association des bulles-Comparaison à la loi de Maxworthy, écoulement laminaire ($Re=79/Ta=25$), mélange 65%, $\phi_c=20\mu m$, $f_e=250Hz$

Le minimum de trajectoires correspond au critère du maximum d'association entre deux images consécutives. Après discrimination de la profondeur de champ, le nombre de trajectoires est peu sensible au paramètre γ . En revanche, avant l'étape de discrimination, de la profondeur de champ, on a une association de bulles optimale pour γ supérieur à 30%. Pour γ inférieur à 100 %, on observe un bon accord entre la vitesse ascensionnelle mesurée et la vitesse terminale. Nous avons choisi de travailler avec un coefficient de pondération $\gamma=50\%$, cela limite le risque d'associer deux bulles différentes et permet de limiter l'erreur relative sur la mesure de la vitesse lagrangienne dans la direction axiale à une valeur inférieure à 4%.

Nous avons ensuite cherché à valider la procédure d'association des bulles pour la détermination de la vitesse radiale lagrangienne. La vitesse apparente des bulles est connue en écoulement laminaire (eq.3.5). Sur les figures 3.22 et 3.23, on a tracé l'évolution de la vitesse radiale apparente en fonction de la position radiale apparente des bulles le long de leur trajectoire, avec et sans discrimination de la profondeur de champ. L'exemple traité ici est celui de l'écoulement laminaire traité en III-2 3).

La figure 3.22 met en évidence un bon accord entre expérience et théorie pour la vitesse radiale apparente mesurée en écoulement laminaire. Avec l'application des

seuils de discrimination des bulles dans la profondeur de champ et un choix de la fréquence d'échantillonnage en accord avec le critère d'association $\gamma=50\%$, on réduit bien les valeurs de vitesse radiale (figure 3.23). La symétrie des courbes autour de la valeur $u=0$ montre que la profondeur de champ imposée par les seuils est bien symétrique de part et d'autre de la radiale. La déviation de la vitesse est de 4 mm/s, ce qui représente peu pour les points de fonctionnement des essais diphasiques ($Re>630/Ta>200$).

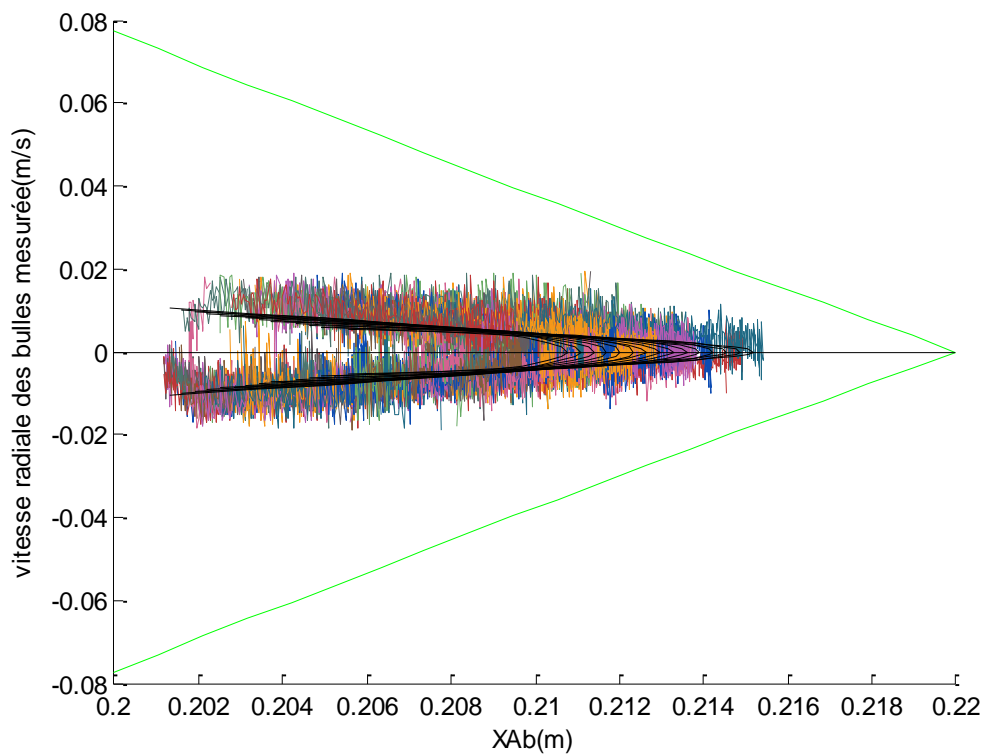


Fig. 3.22 Vitesse radiale lagrangienne des bulles en fonction de leur position radiale dans le plan d'observation en écoulement laminaire avant discrimination de la profondeur de champ ($Re=79/Ta=25$), mélange 65%, $\phi_c=20\mu m$, $f_e=250Hz$

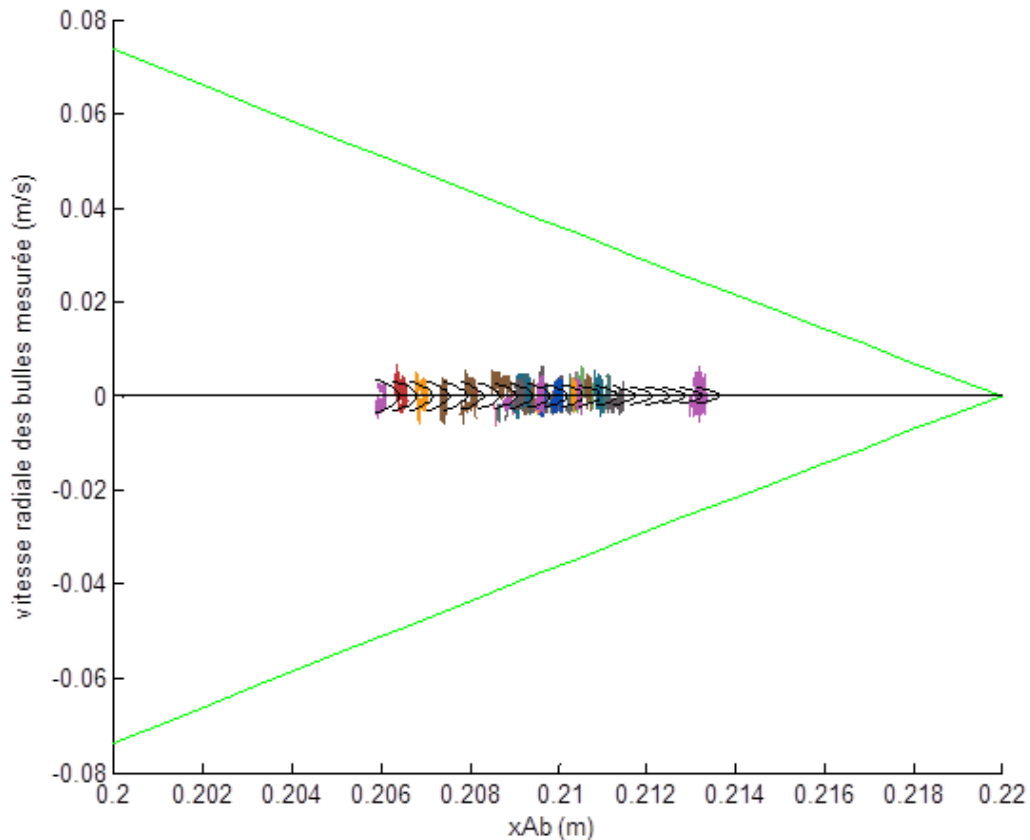


Fig. 3.23 Vitesse radiale lagrangienne des bulles en fonction de leur position radiale dans le plan d'observation en écoulement laminaire après discrimination de la profondeur de champ ($Re=79/Ta=25$), mélange 65%, $\phi_c=20\mu m$, $f_e=250Hz$

5-Analyse eulérienne

a) Procédure de traitement

Les données lagrangiennes sont réparties dans l'espace de manière aléatoire et il convient de déterminer la distribution des bulles et leur vitesse par approche eulérienne sur un maillage fixe. Pour cela, l'entrefer dans le plan image est découpé en mailles de calcul. On intègre dans chaque maille, le taux de vide et la vitessephasique moyenne à l'intérieur des mailles. Soient $n_x \times n_z$ la taille des mailles en pixels, (i,j) les coordonnées des pixels qui décrivent la maille, n_m le numéro de la maille, on construit la fonction indicatrice de la phase gazeuse intégrée en espace ($\langle \chi_g \rangle_{x,z}$) ou fraction volumique instantanée de la phase gazeuse à partir de l'image instantanée binarisée I_n obtenue après détection des contours et remplissage. Si le pixel est localisé dans une bulle à l'instant n , la fonction indicatrice locale instantanée de la phase gazeuse χ_g vaut 1, sinon elle vaut 0.

$$\chi_g(i, j, n) = I_n(i, j)$$

En notant $S_{b,nm}(k_{asso},n)$, la surface de la bulle incluse dans la maille n_m , et $n_{asso,nm}(n)$ le nombre de bulles qui ont été associées dans la maille n_m , à l'instant n , la fonction indicatrice du gaz instantanée, intégrée en espace sur la maille numéro nm est définie par l'ensemble des pixels de la maille comme :

$$\begin{aligned} \langle \chi_g \rangle_{x,z}(n_m, n) &= \frac{2 \sum_{i,j \in S_b(k_{asso},n)}^{n_z n_x} \chi_g(i, j, n) D_b(k_{asso}, n)}{3 n_x n_z e} \\ &= \frac{2 \sum_{k_{asso}}^{n_{asso}, n_m(n)} S_{b,n_m}(k_{asso}, n) D_b(k_{asso}, n)}{3 n_x n_z e} \quad (3.7) \end{aligned}$$

Elle est basée par la somme des fractions surfaciques des bulles dans la maille à l'instant n , pondérées par le rapport entre le volume de la bulle (supposée sphérique de diamètre D_b) et le volume d'un cylindre de diamètre D_b et de profondeur de champ e . Cette pondération permet de déterminer une fraction volumique au lieu d'une fraction surfacique, en supposant les bulles 3D de formes sphériques.

Le taux de vide $\alpha = \langle \chi_g \rangle_{x,z,t}$ dans la maille numéro n_m , moyenné dans le temps est déterminée à partir d'une moyenne temporelle de la fonction indicatrice de phase instantanée, intégrée dans la maille :

$$\alpha(n_m) = \langle \chi_g \rangle_{x,z,t}(n_m) = \frac{\sum_n^{n_t} \langle \chi_g \rangle_{x,z}(n_m, n)}{n_t} \quad (3.8)$$

n_t est le nombre d'images traitées

La variance de la fonction indicatrice de phase intégrée dans la maille vaut alors :

$$\langle \chi_g'^2 \rangle_{n,z,t}(n_m) = \frac{\sum_n^{n_t} (\langle \chi_g \rangle_{x,z}(n_m, n) - \langle \chi_g \rangle_{x,z,t})^2}{n_t} \quad (3.9)$$

Chaque fois qu'un centre de gravité de bulle est localisé dans la maille eulérienne n_m à l'instant n , sa vitesse lagrangienne \vec{u}_{b,n_m} contribue au calcul de la vitesse eulérienne du gaz en moyenne de phase. Ainsi, la vitesse moyenne phasique eulérienne et sa variance sont obtenues par pondération des vitesses lagrangiennes des bulles par la fraction volumique de chaque bulle dans la maille, en renormalisant par le taux de vide dans la maille :

$$\alpha(n_m)\langle u_g \rangle_{x,z,t}(n_m) = \frac{1}{n_t} \sum_{n=1}^{n_t} \left\{ \frac{\sum_{k_{asso}=1}^{n_{asso,n_m}(n)} \left(u_{b,nm}(k_{asso}, n) \frac{2S_{b,n_m}(k_{asso}, n)D_b(k_{asso}, n)}{3n_x n_z e} \right)}{n_{asso,n_m}(n)} \right\} \quad (3.10)$$

$$\alpha(n_m)\langle u_g'^2 \rangle_{x,z,t}(n_m) = \frac{1}{n_t} \sum_{n=1}^{n_t} \left\{ \frac{\sum_{k_{asso}=1}^{n_{asso,n_m}(n)} \left((u_{b,nm}(k_{asso}, n) - \langle u_g \rangle_{x,z,t}(n_m))^2 \frac{2S_{b,n_m}(k_{asso}, n)D_b(k_{asso}, n)}{3n_x n_z e} \right)}{n_{asso,n_m}(n)} \right\} \quad (3.11)$$

Les composantes radiales de la vitesse moyenne et de la vitesse rms seront notées :

$$U_G = \langle u_g \rangle_{x,z,t} \quad \text{et} \quad u'_G = \sqrt{\langle u_g'^2 \rangle_{x,z,t}}$$

Les composantes axiales seront notées respectivement :

$$W_G = \langle w_g \rangle_{x,z,t} \quad \text{et} \quad w'_G = \sqrt{\langle w_g'^2 \rangle_{x,z,t}}$$

Il est nécessaire de corriger la distribution de taux de vide et de la vitesse phasique dans le plan objet. Cela est réalisé à l'aide de l'algorithme de correction optique commun à la PIV que nous avons développé dans la première partie de ce chapitre. Dans la direction radiale, le maillage eulérien est donc plus grossier près du cylindre extérieur, mais cela n'est pas trop pénalisant dans la mesure où les bulles sont préférentiellement localisées près du cylindre intérieur. Le choix de la taille des mailles eulériennes a un impact sur la résolution spatiale de l'analyse eulérienne, mais il joue aussi un rôle prépondérant pour la convergence des données. Nous allons à présent discuter de la convergence des données eulériennes en maillage et en temps de mesure.

b) Convergence en maillage

Le choix de la finesse du maillage est une question essentielle, plus le maillage est fin, meilleur est la résolution spatiale, mais plus le coût du calcul est important. Dans notre cas, ne disposant pas de valeurs théoriques ou de résultats expérimentaux de référence en écoulement de Taylor-Couette à bulles, nous allons comparer l'évolution de la topologie des cartographies de taux de vide et de vitesses eulériennes de bulles en fonction de la finesse du maillage. Nous avons testé pour un point de fonctionnement plusieurs maillages uniformes de l'entrefer en fonction de la taille des bulles injectées, le tableau 3.2 assemble les caractéristiques des mailles employés (taille des mailles rapportée au diamètre moyen des bulles). Pour ce régime d'écoulement, les bulles sont capturées par les cellules de Taylor ainsi la visualisation des cellules, mais aussi des zones de jets nous serviront d'indicateur pour caler la finesse du maillage. Le temps de mesure des tests de maillage est choisi suffisamment grand pour avoir l'assurance d'obtenir des résultats statistiquement convergés (5000 images, pour une fréquence de $f_e=500$ Hz).

Maillage (carré)	Taille de maille (%Db)	Nombre de nœuds radial	Nombre de nœuds axial	Nombre total de nœuds	Temps de calcul
M1	15%	48	204	9792	16h30
M2	30%	24	102	2448	11h
M3	60%	12	51	612	9h30
M4	90%	8	34	272	9h14
M5	180%	4	17	68	9h7

Tab. 3.2 Caractéristiques du maillage pour le calcul eulérien 5000 images, mélange 65%, $Re=2846$. $\Phi_s=180\mu m$ ($D_s=2.5$ mm)

Le tableau 3.2 qui récapitule également le temps de traitement des données pour l'obtention des cartographies, montre que ce temps est considérable. Notons que l'étape du traitement la plus consommatrice en temps de calcul est l'étape de détection et sauvegarde des caractéristiques des niveaux de gris des contours de bulles le long de leur trajectoire, avant application des seuils de discrimination de profondeur de champ. Les cartographies de taux de vide, vitesses eulériennes axiale et radiale sont présentées sur les figures 3.24 à 3.28 pour les différents maillages. La position radiale est repérée par le paramètre adimensionnel $x=r/d-(R_i+R_o)/2d$ où r est la position radiale réelle, la position axiale est repérée par la valeur adimensionnelle z/d et les vitesses sont normalisées par v/d .

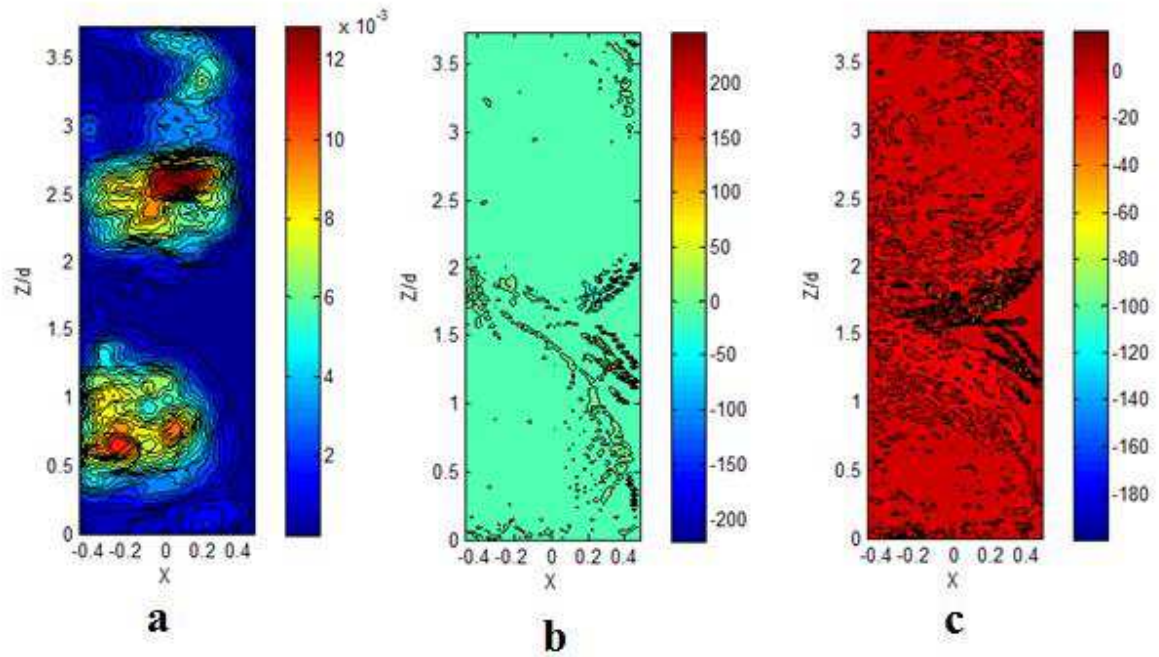


Fig. 3.24 Cartographie en (r,z) des grandeurs eulériennes, maillage M1, mélange 65% $D_b=2,5\text{mm}$
 a) : taux de vide, b) : vitesse axiale c) : vitesse radiale (vitesses normalisées par v/d)

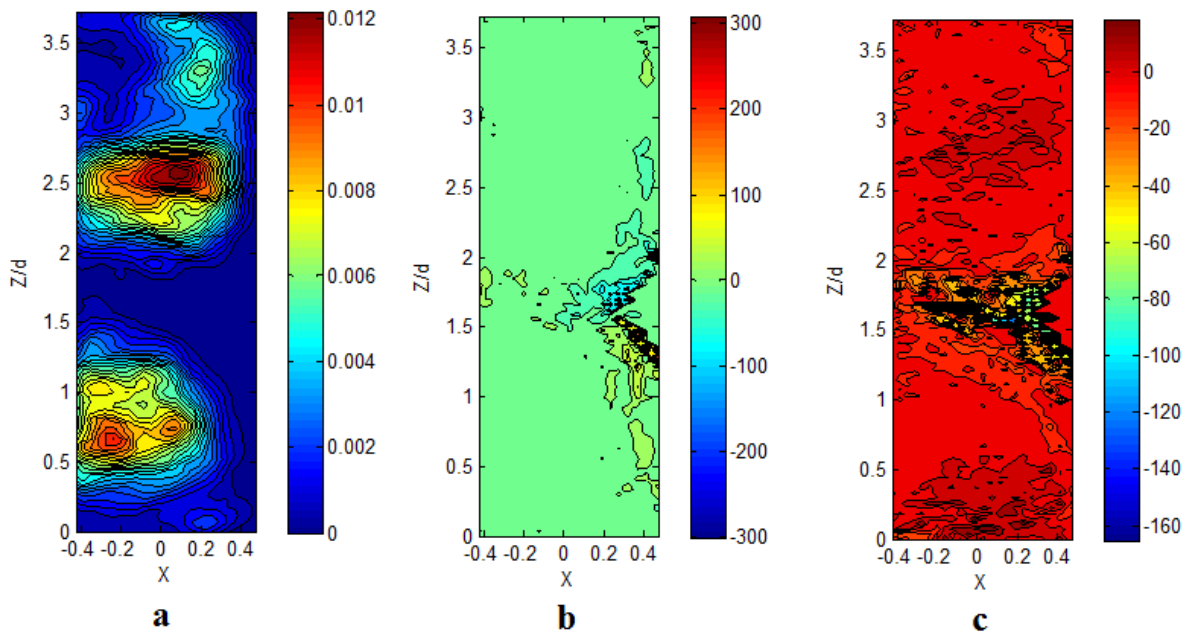


Fig. 3.25 Cartographie en (r,z) des grandeurs eulériennes, maillage M2, mélange 65%
 $D_b=2,5\text{mm}$ a) : taux de vide, b) : vitesse axiale c) : vitesse radiale (vitesses normalisées par v/d)

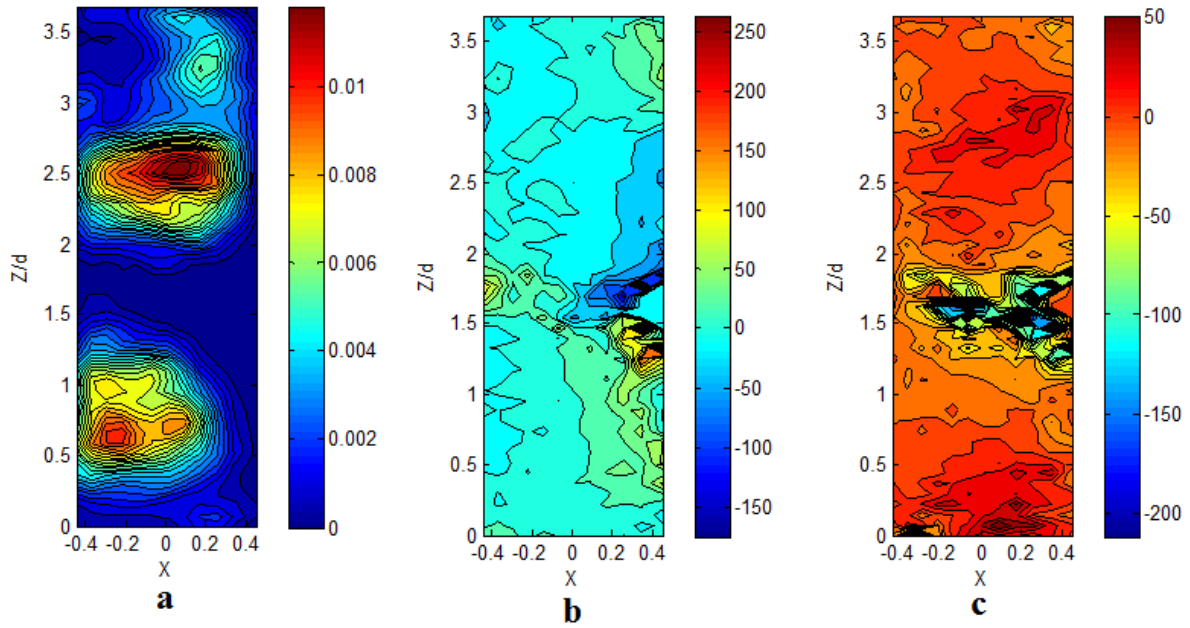


Fig. 3.26 Cartographie en (r,z) des grandeurs eulériennes, maillage M3, mélange 65% $Db=2,5mm$ a) : taux de vide, b) : vitesse axiale c) : vitesse radiale (vitesses normalisées par v/d)

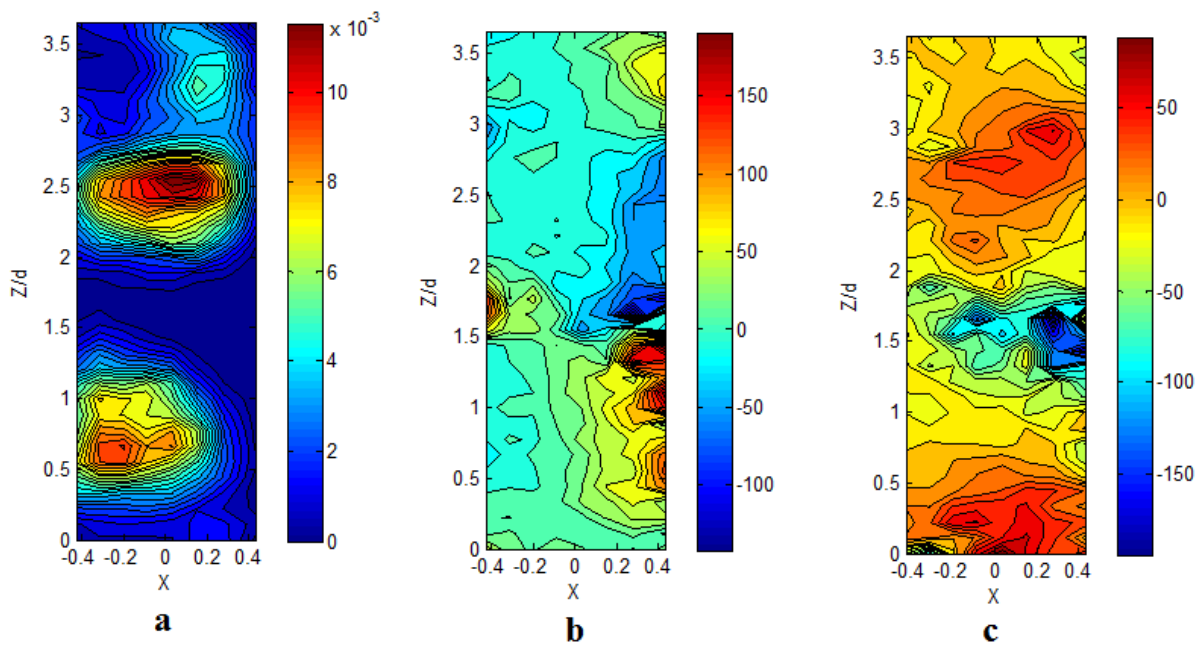


Fig. 3.27 Cartographie en (r,z) des grandeurs eulériennes, maillage M4, mélange 65% $Db=2,5mm$ a) : taux de vide, b) : vitesse axiale c) : vitesse radiale (vitesses normalisées par v/d)

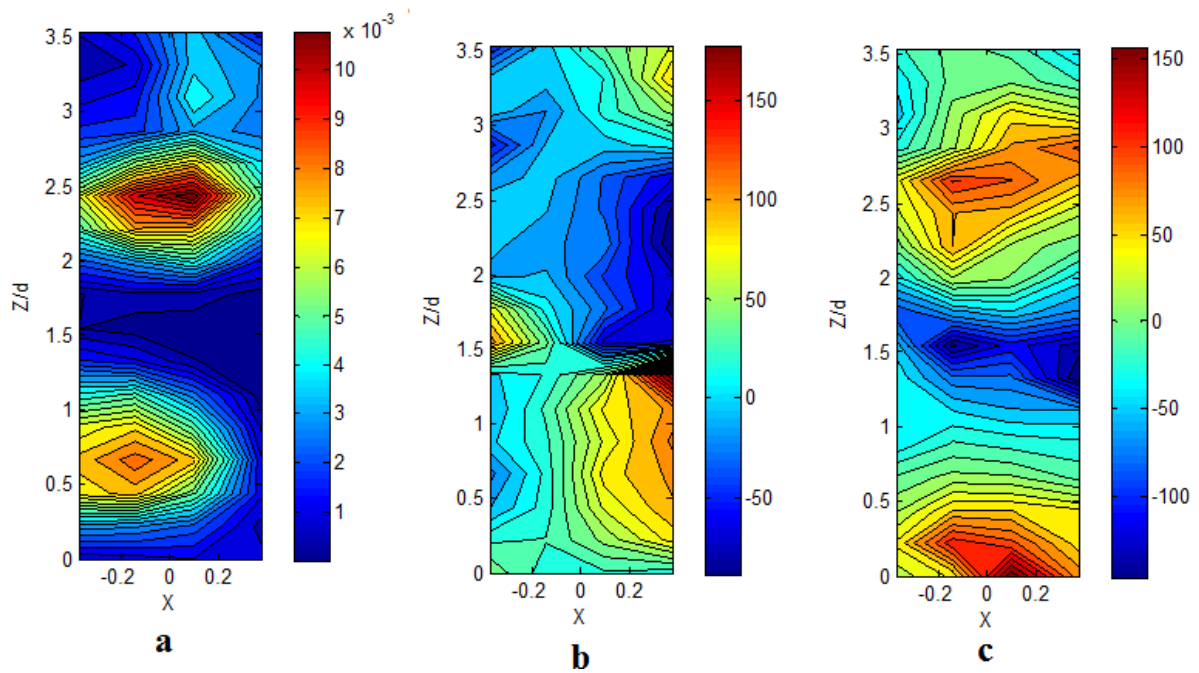


Fig. 3.28 Cartographie en (r,z) des grandeurs eulériennes, maillage M5, mélange 65%
 $D_b=2,5\text{mm}$ a) : taux de vide, b) : vitesse axiale c) : vitesse radiale (vitesses normalisées par v/d)

On constate à travers les différents résultats que les vitesses axiale et radiale de bulles sont très sensibles au raffinement du maillage.

Pour les taux de vide, l'aspect global reste inchangé, les maxima locaux sont à peu près du même ordre de grandeur.

-M4 est un bon compromis car il met en évidence de la capture dans les cellules au-dessous et au-dessus du Outflow (partie haute) alors que le maillage M5, trop large, ne restitue pas la capture dans la cellule du dessus.

-Les maillages M1 (figure 3.24) et M2 (figure 3.25) présentent un temps de calcul relativement long et ils ont tendance à comprimer les valeurs de vitesses, ici, aucune structure n'apparaît clairement.

-Pour le maillage M3 (figure 3.26), on commence à distinguer les zones de jets entrant et sortant par l'alternance axiale du signe de la vitesse radiale. Par contre on ne distingue pas nettement l'alternance axiale des vitesses axiales positive et négative caractéristique des cellules contrarotatives.

-Concernant M4 (figure 3.27), les zones de jets et les cellules de Taylor sont nettement plus visibles que pour tous les maillages précédents.

-Les cartographies de vitesse obtenues avec le maillage M5 mettent également en évidence les cellules contrarotatives, mais la résolution spatiale est deux fois moindre que pour le maillage M4.

En définitive, parmi tous les maillages étudiés, seul M4 (90% de D_b) présente l'avantage de restituer convenablement la physique de l'écoulement, il représente de plus un bon compromis entre résolution spatiale et temps de calcul. C'est donc celui que nous avons retenu pour les différents traitements. Dans le tableau 3.3, on trouvera un récapitulatif des résolutions spatiales obtenues pour les différents points de fonctionnement en diphasique (différentes tailles de bulles). Cette étude nous a également permis de constater que lorsqu'on raffine le maillage, les calculs de vitesses eulériennes de bulles convergent moins bien, il faudrait nécessairement avoir des mailles du même ordre de grandeur que la taille des bulles injectées pour avoir une bonne convergence en maillage.

Mélange	Capillaire (μm)	D_b (mm)	Résolution spatiale
65%	20	$1,2\pm 0,5$	0,05d
65%	180	$2,5\pm 0,5$	0,11d
40%	20	$1\pm 0,5$	0,05d
40%	180	$2,5\pm 0,5$	0,11d

Tab. 3.3 Récapitulatif des résolutions spatiales pour l'analyse eulériennes des différents

c) Convergence en temps

Il est important d'estimer à partir de combien d'images les résultats des mesures eulériennes tendent vers une solution asymptotique. Nous allons pour cela tester sur la configuration de la section précédente plusieurs nombres d'images et l'impact sur la distribution eulérienne. Le maillage choisi est le maillage optimisé M4.

Les figures 3.29 à 3.33 montrent pour différents temps de mesure, les cartographies dans le plan méridien (r,z) du taux de vide $\langle \alpha \rangle_{x,z,t}$ et la distribution dans ce même plan de l'incertitude en valeur relative pour la convergence statistique du taux de vide (intervalle de confiance à 95%, avec N, le nombre d'échantillons ou nombre d'images :

$$\text{Incertainude relative convergence statistique du taux de vide} = \frac{1,96 \sqrt{\langle \chi_g'^2 \rangle_{x,z,t}}}{\sqrt{N} \langle \alpha \rangle_{x,z,t}}$$

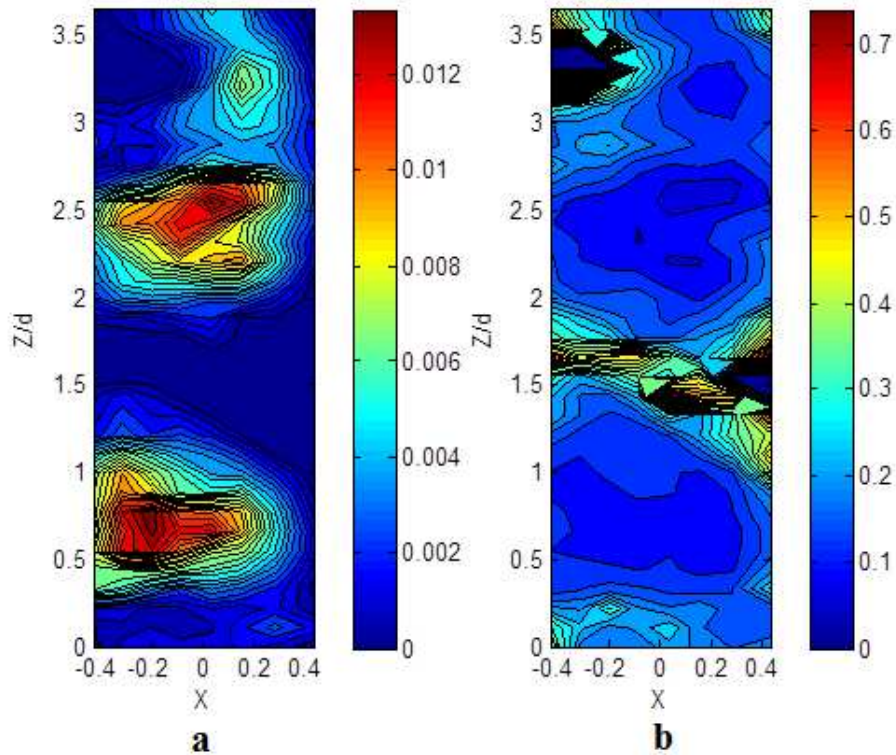


Fig. 3.29 a)-cartographies de taux de vide moyen b)-cartographie de l'intervalle de confiance pour la convergence statistique du taux de vide pour 1000 images, mélange 65%, $D_b=2,5\text{mm}$ $Re=2846/Ta900$, $f_e=500\text{Hz}$, temps de mesure = 2s

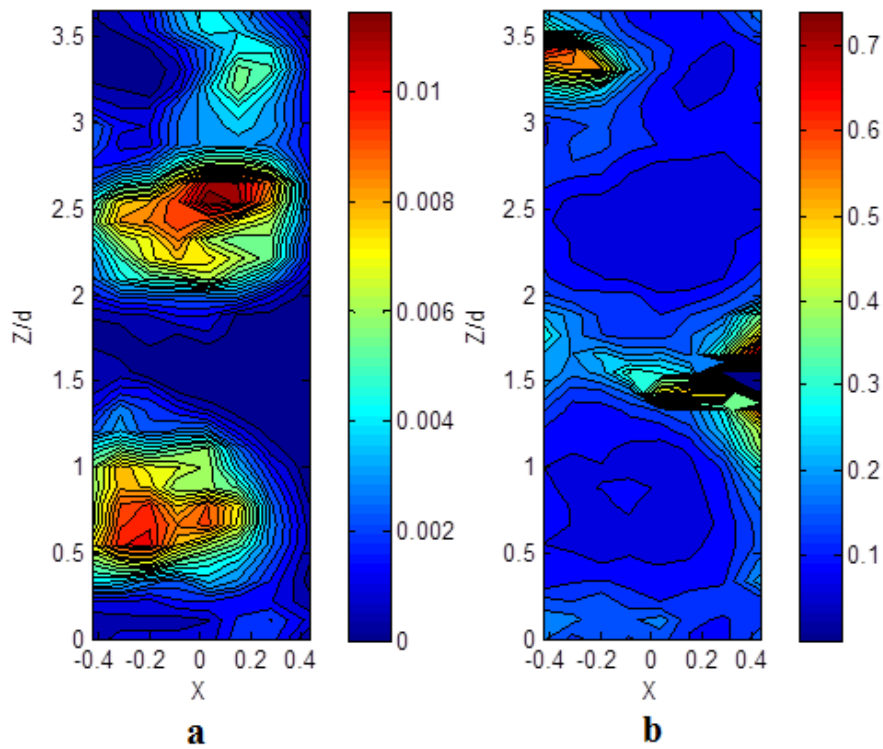


Fig. 3.30 a)-cartographies de taux de vide moyen b)-cartographie de l'intervalle de confiance pour la convergence statistique du taux de vide pour 2000 images, mélange 65%, $D_b=2,5\text{mm}$ $Re=2846/Ta900$, $f_e=500\text{Hz}$, temps de mesure = 4s

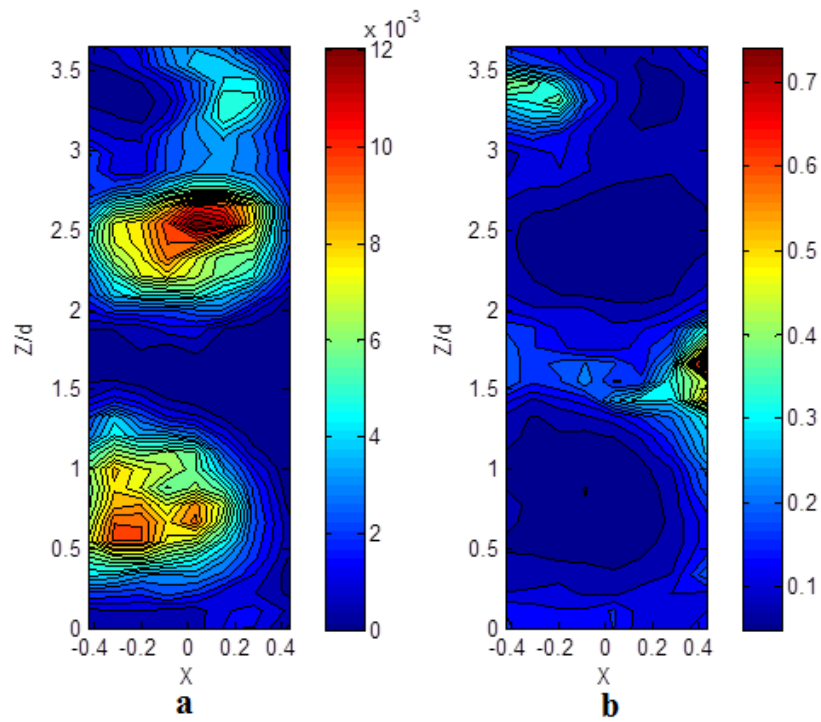


Fig. 3.31 a)-cartographies de taux de vide moyen b)-cartographie de l'intervalle de confiance pour la convergence statistique du taux de vide pour 3000 images, mélange 65%, $D_b=2,5\text{mm}$ $Re=2846/Ta900$, $fe=500\text{Hz}$, temps de mesure = 6s

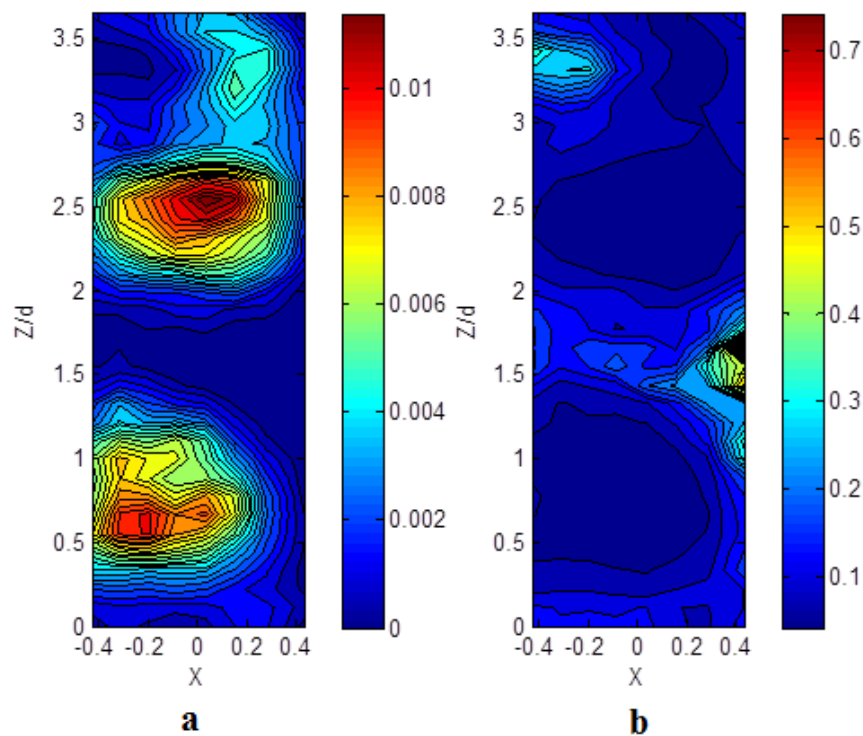


Fig. 3.32 a)-cartographies de taux de vide moyen b)-cartographie de l'intervalle de confiance pour la convergence statistique du taux de vide pour 4000 images, mélange 65%, $D_b=2,5\text{mm}$ $Re=2846/Ta900$, $fe=500\text{Hz}$, temps de mesure = 8s

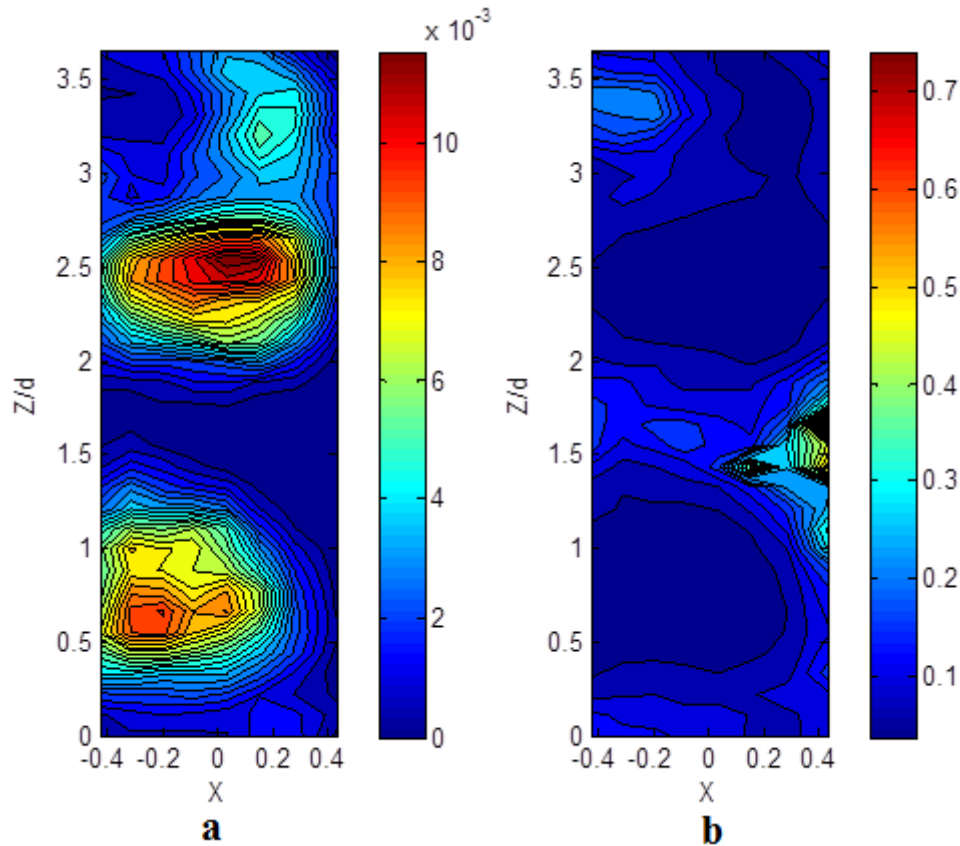


Fig. 3.33 a)-cartographies de taux de vide moyen b)-cartographie de l'intervalle de confiance pour la convergence statistique du taux de vide pour 5000 images, mélange 65%, $D_b=2,5\text{mm}$
 $Re=2846/Ta900$, $f_e=500\text{Hz}$, temps de mesure = 10s

Les zones de fort taux de vide (ou zones d'accumulation des bulles) correspondent aux zones où l'on converge le mieux, l'incertitude sur la convergence statistique du taux de vide est inférieure à 10% de la valeur mesurée.

Dans les zones peu chargées en bulles, l'incertitude est maximale, entre 30 et 70% en valeur relative. Cette incertitude est intrinsèque à la nature de l'écoulement qui ne conduit pas à une répartition homogène des bulles dans l'entrefer, mais à des zones d'accumulation et des zones 'vides' en bulles.

On remarque qu'en augmentant le temps de mesure (nombre d'images), la zone d'incertitude sur la détermination du taux de vide au-delà de 30%, a une étendue réduite. Nous avons superposé sur la figure 3.34 les profils axiaux de taux de vide intégré sur la radiale, pour trois des cinq nombres d'images traitées. On constate qu'en dehors du profil correspondant à 1000 images, les autres se superposent assez bien.

Pour $\langle \alpha \rangle_{max} = 1,2\%$, 3000 images soit un temps de mesure $t=6\text{s}$ semble être un bon compromis.

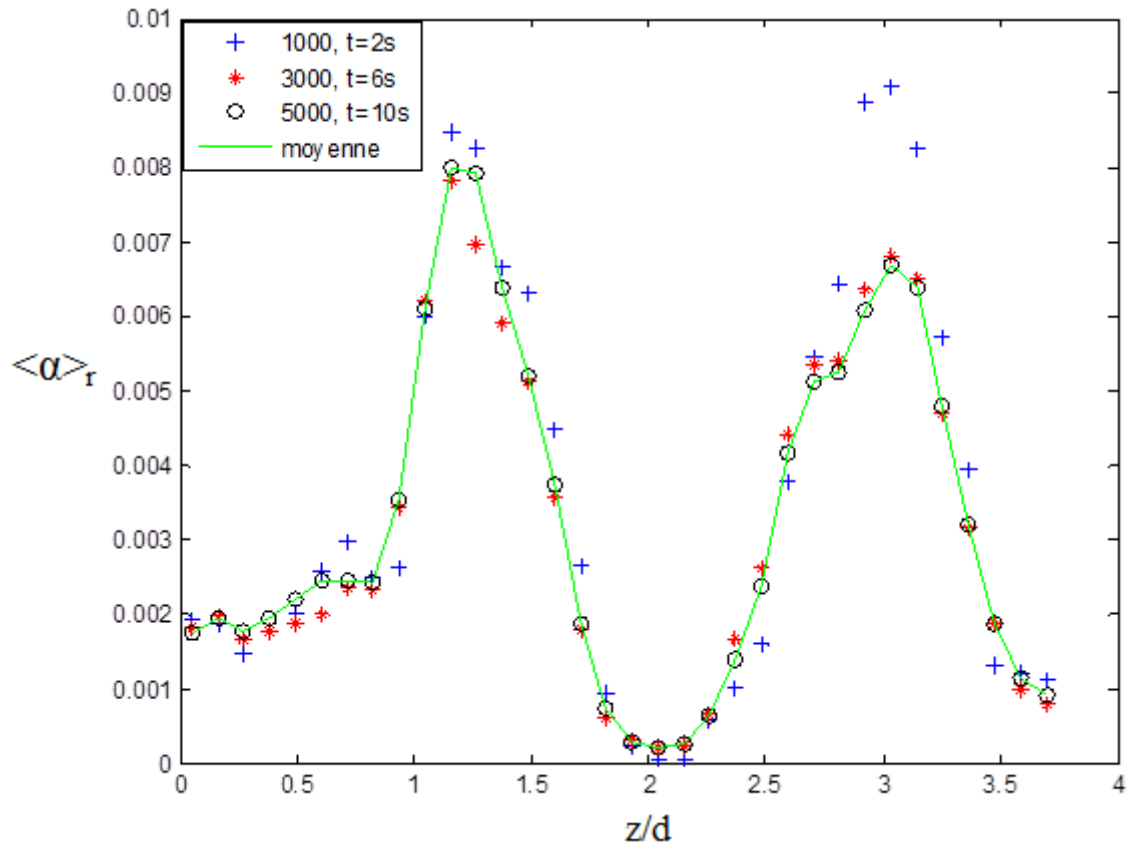


Fig. 3.33 Profil axial de taux de vide intégré sur la radiale, mélange 65%,
 $D_b=2,5\text{mm}$, $Re=2846/Ta=900$, $fe=500\text{Hz}$

De manière générale, pour un temps de mesure supérieur à 6s (3000 images maximum), l'erreur relative pour la convergence statistique du taux de vide est inférieure à $\pm 5\%$ dans les zones d'accumulation de bulles. On montre sur les figures 3.35 et 3.36 un exemple de cartographie de vitesse moyenne eulérienne et de cartographie de l'erreur relative sur la détermination de la vitesse moyenne (intervalle de confiance à 95%) pour les composantes axiale et radiale respectivement. De manière générale, pour l'ensemble des essais, on peut conclure que l'erreur relative sur la convergence statistique de la vitesse eulérienne est de l'ordre de $\pm 10\%$ ($\pm 20\%$ respectivement) dans les zones à faible densité de bulles, et inférieure à $\pm 2\%$ ($\pm 5\%$ respectivement) dans les zones de concentration de bulles pour les composantes axiale et radiale respectivement.

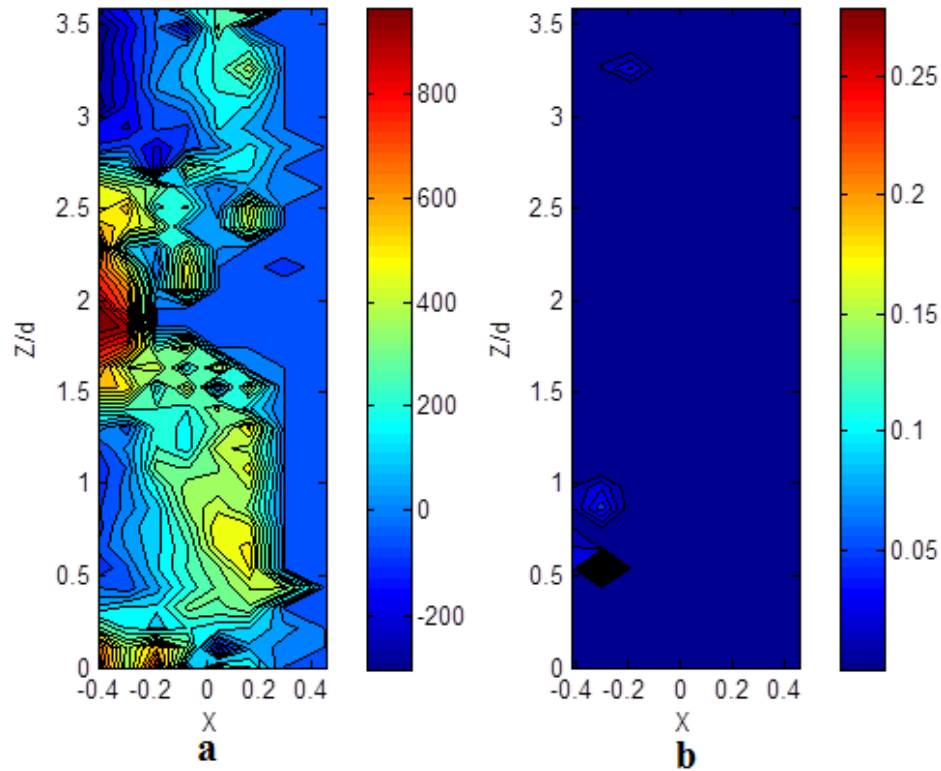


Fig. 3.35 Cartographie de la vitesse moyenne eulérienne (a) et de l'incertitude en valeur relative (b) de la détermination de la vitesse axiale, mélange 40%, $D_b=1\text{mm}$, $\phi_c=20\mu\text{m}$ $Re=7900/Ta=2500$, $f_e=500\text{Hz}$, temps de mesure =6s (vitesses normalisées par v/d)

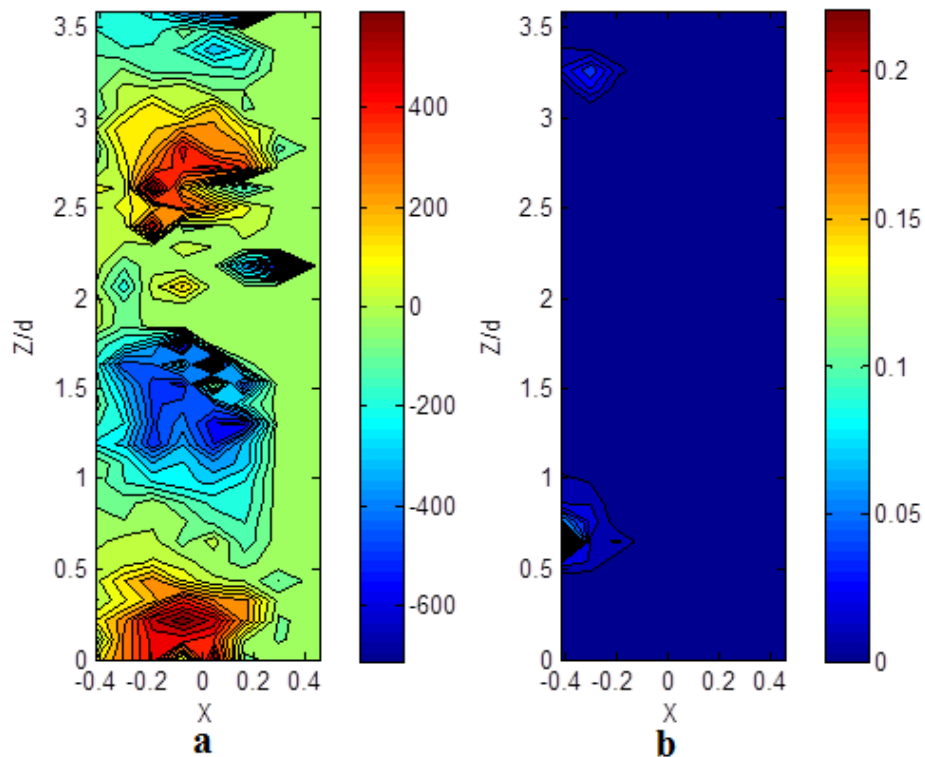


Fig. 3.36 Cartographie de la vitesse moyenne eulérienne (a) et de l'incertitude en valeur relative (b) de la détermination de la vitesse radiale, mélange 40%, $D_b=1\text{mm}$, $\phi_c=20\mu\text{m}$ $Re=7900/Ta=2500$, $f_e=500\text{Hz}$, temps de mesure =6s (vitesses normalisées par v/d)

Si l'on veut généraliser le critère en temps sur la convergence statistique du taux de vide, il est nécessaire de considérer un cas plus défavorable en termes de taux de vide. Pour les mélanges (petites bulles, $\phi_c=20\mu\text{m}$), bien que le taux de vide soit plus faible ($\alpha_{\text{max}}=0,3\%$, figure 3.37), on observe également une bonne convergence en temps des profils du taux de vide intégrés sur la radiale au-delà de $t=6\text{s}$ (figure 3.38).

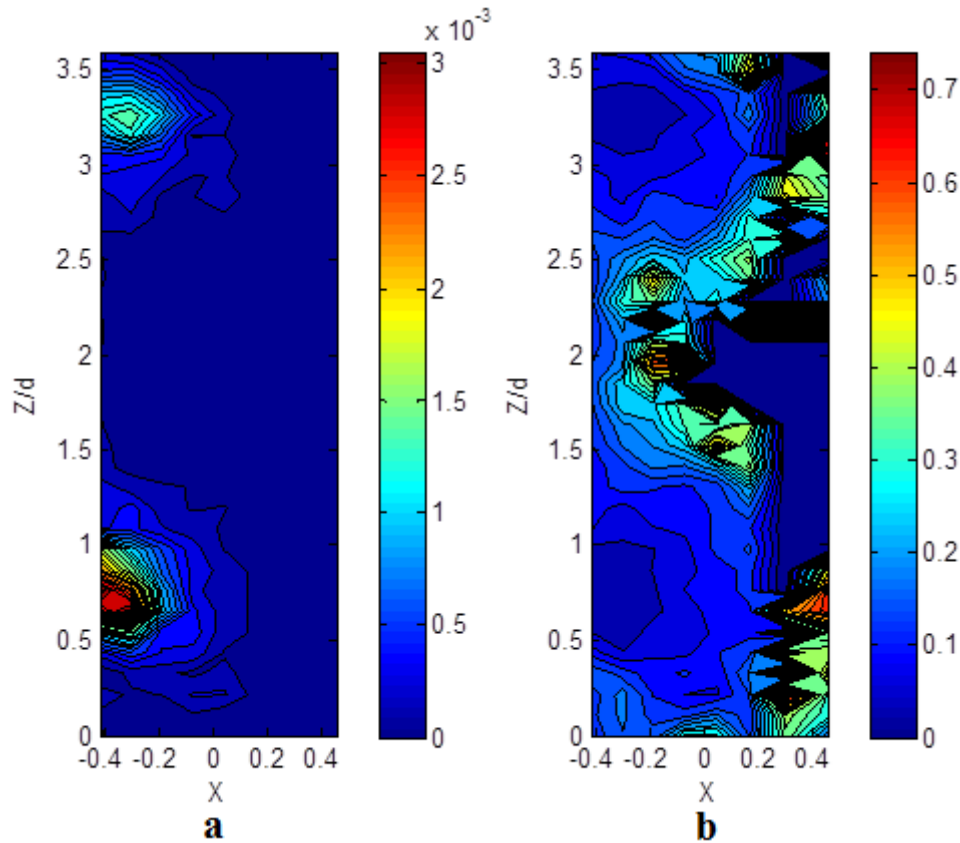


Fig. 3.37 a)-cartographies de taux de vide moyen b)-cartographie de l'intervalle de confiance pour la convergence statistique du taux de vide, 3000 images, mélange 40%, $D_b=1\text{mm}$
 $Re=7900/Ta2500$, $f_e=500\text{Hz}$, temps de mesure = 6s

Pour l'ensemble des cartographies, nous avons limité le traitement à 3000 images, ce qui permet d'assurer un compromis entre convergence statistique et temps de traitement des images. Le temps de mesure se situe entre 6sec et 10sec. Ce temps de mesure peut permettre de détecter, si elle existe, l'influence de l'onde azimutale sur la capture de bulles (période inférieure à 0,6sec dans le mélange à 65%). Mais il ne permettra pas de mettre en évidence la contribution de l'onde basse fréquence associée à la vitesse de phase de l'onde azimutale (période supérieure à 1sec).

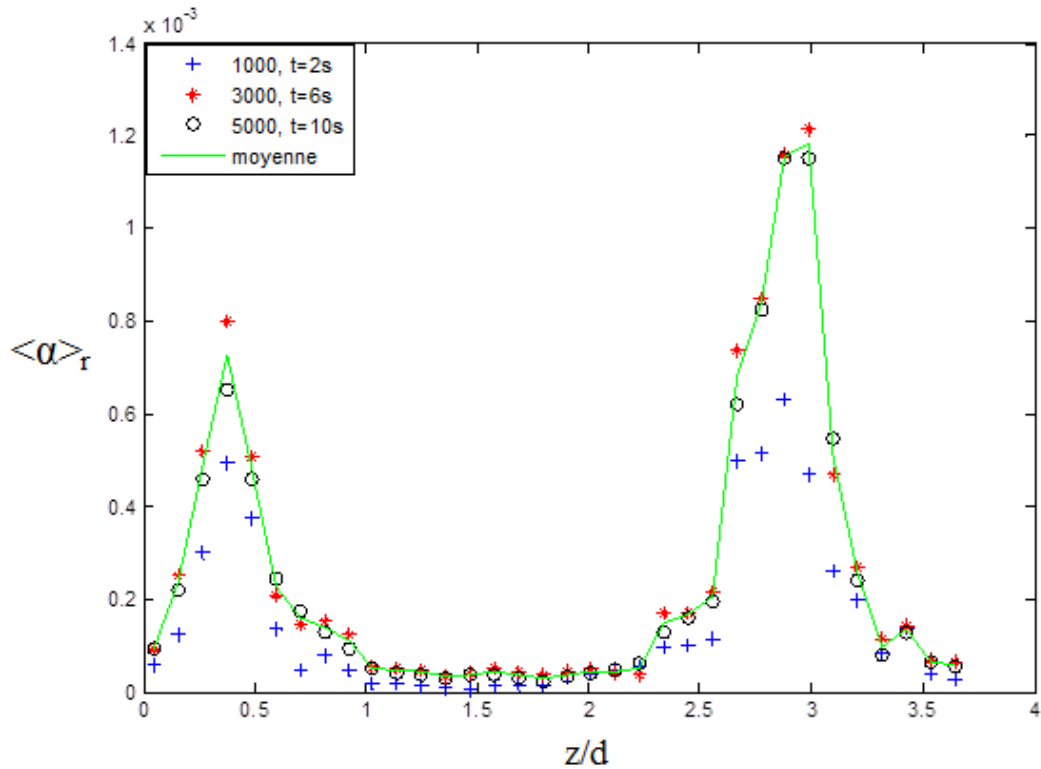


Fig. 3.38 Profil axial de taux de vide intégré sur la radiale, mélange 40%, $D_b=1\text{mm}$, $Re=7900/Ta=2500$. $f_e=500\text{Hz}$.

6-Synthèse des erreurs pour la caractérisation locale de la phase gazeuse

L'ensemble des erreurs liées à la technique de visualisation de suivi des bulles pour la détermination des grandeurs eulériennes moyennes phasiques dans le gaz (taux de vide, vitesse axiale, vitesse radiale) est récapitulé dans les tableaux 3.4 à 3.7.

Erreurs dues au système optique et au dispositif
- spatiale (taille du pixel) : 72-74 μm , dépend du mélange
-résolution subpixel pour le positionnement du centre de gravité : 0,2 pixel
-résolution pour la mesure de vitesse à la fréquence d'acquisition $< 3,6\text{mm/s}$ ($<$ à 16% de la vitesse des jets dû aux cellules de Taylor)
-incertitude sur le positionnement du cylindre intérieur sur l'image : $\Delta r_b \leq 0,03d$
-résolution pour la détection des contours de bulles : $D_b \geq 1\text{mm}$
-erreur de positionnement radial due au fit des lois de correction optique : $\Delta r_b \leq 0,006d$
-erreur sur la vitesse radiale due au fit des lois de correction optique : $\Delta u/u(\%) \leq 0,6\%$
-contribution de la vitesse azimutale au positionnement radial dû à la profondeur de champ : $\Delta r/r(\%) \leq 0,3\%$, $\Delta r_b \leq 0,03d$
-contribution de la vitesse azimutale à la mesure de la vitesse radiale due à la profondeur de champ : $\Delta u/u(\%) \leq 7\%$

Tab. 3.4 Récapitulatif des erreurs dus au système optique et au dispositif

Erreurs de déviation sur les grandeurs lagrangiennes (procédure de validation)
-erreur sur la vitesse axiale : $\Delta w_b/w_b(\%) \leq 6\%$
-erreur sur la vitesse radiale : $\Delta u_b = 4\text{mm/s}$ et $(\Delta u_b/u_b)_{\text{dans les jets}} \leq 20\%$
-erreur sur le diamètre : $\Delta D_b/D_b \leq 4\%$

Tab. 3.5 Récapitulatif des erreurs de déviation sur les grandeurs lagrangiennes (procédure de validation)

Erreurs de déviation attendues pour les grandeurs eulériennes
-erreur sur le taux de vide due à l'erreur de déviation sur la taille : $(\Delta \langle \alpha \rangle / \langle \alpha \rangle)_{D_b} \leq 12\%$
-erreur sur la vitesse axiale : $\Delta w_b / w_b (\%) \leq 18\%$
-erreur sur la vitesse axiale : $(\Delta u_b / u_b)_{jet} \leq 32\%$

Tab. 3.6 Récapitulatif des erreurs de déviation attendues pour les grandeurs eulériennes

Erreur due à la prise de moyenne eulérienne
-résolution spatiale du maillage eulérien (90% D_b): $< 0,05d$ ($\phi_c = 20\mu m$) et $< 0,11d$ ($\phi_c = 180\mu m$)
-erreur relative de convergence statistique pour le taux de vide aux points d'accumulation des bulles : $\leq 5\%$
-erreur relative de convergence statistique pour la vitesse axiale aux points d'accumulation des bulles : $\leq 2\%$
-erreur relative de convergence statistique pour la vitesse radiale aux points d'accumulation des bulles $\leq 5\%$

Tab. 3.7 Récapitulatif des erreurs dues à la prise de moyenne eulérienne

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les techniques de mesure non intrusives mises en œuvre pour la caractérisation du champ de vitesse de la phase liquide et la caractérisation des grandeurs eulériennes (taux de vide et vitesses) de la phase gazeuse dans un plan méridien.

L'ensemble de ces techniques de mesure ont nécessité de développer une méthode de correction optique spécifique, que nous avons décrite.

La mise en place de la technique PIV en écoulement de Taylor Couette ne présentait pas de difficulté particulière, en dehors des problèmes d'alignement sur la radiale. Nous avons chiffré dans ce chapitre les erreurs de mesure associées. La validation des

mesures PIV en écoulement monophasique sera présentée dans le chapitre 6, avec l'ensemble des résultats PIV en diphasique.

La technique de mesure de suivi lagrangien des bulles et de traitement pour la détermination des grandeurs eulériennes en moyenne de phase dans le gaz développée dans le cadre de cette thèse en écoulement de Taylor-Couette est originale.

Nous avons consacré beaucoup de temps au développement de cette technique car il a fallu mettre en place des critères de détermination des bulles dans la profondeur de champ pour limiter la contribution du mouvement azimutal des bulles aux mesures dans le plan méridien. Du fait de la distorsion optique due à la géométrie du dispositif et l'éclairement de nature ombroscopique, le contraste des contours de bulles dépend à la fois de la position radiale et de la position azimutale, ce qui rend le problème plus compliqué. Nous avons mis en place un protocole de suivi des caractéristiques des niveaux de gris de chaque bulle le long de sa trajectoire en écoulement de Couette laminaire à bulles qui nous a permis de caler des lois de seuils de binarisation pour la discrimination des bulles dans la profondeur de champ symétrique de part et d'autre du plan méridien (1,4cm au lieu de 6cm en absence de seuil).

Les lois de seuils, ainsi que les critères d'association des bulles ont été validés à partir des mesures lagrangiennes (taille, vitesses axiale et radiale) en écoulement de Couette laminaire. Des tests de convergence en maillage et en nombre d'images ont été réalisés pour l'analyse eulérienne.

Le chapitre suivant est dédié à la présentation des résultats de l'arrangement de la phase gazeuse obtenus à partir de cette technique de mesure.

Chapitre 4 : Caractérisation de la phase dispersée

Sommaire

IV-1 Transition et turbulence naissante	120
1- Influence du Reynolds. Configuration petites bulles	120
2- Influence de la taille des bulles. Configuration grosses bulles.....	134
IV-2 Ecoulement turbulent avec persistance des cellules de Taylor	145
1- Configuration petites bulles	145
2- Configuration grosses bulles	151
IV-3 Synthèse et discussion	160
1- Taux de vide global en fonction du Reynolds pour les différents mélanges et les différentes tailles de bulles	161
2- Diagramme de l'arrangement en fonction des paramètres adimensionnels C et H.....	164
3- Diagramme de variation de longueur d'onde en fonction des paramètres adimensionnels	169

Chapitre 4 : Caractérisation de la phase dispersée

Dans ce chapitre, nous caractérisons l'arrangement de la phase gazeuse dans l'entrefer pour différents nombres de Reynolds en régime de turbulence naissante et en régime turbulent avec persistance des cellules de Taylor. Les seuls éléments de référence dont nous disposons dans la bibliographie sont quelques profils de taux de vide mesurés dans la direction radiale par sondes optiques dans la thèse de Mehel (2006). Mais les essais de Mehel réalisés en turbulence naissante ($Ta=780$ et 1000) et en régime turbulent ($Ta=4500$) concernent des tailles de bulles plus petites ou plus grandes et moins bien contrôlées que dans le cadre de nos travaux.

Pour la présente étude, quatre configurations différentes sont testées correspondant à deux mélanges eau-glycérine différents et deux tailles de capillaires différents permettant d'obtenir des tailles de bulles bien calibrées différentes (de 1mm à 2,5 mm selon la combinaison mélange/capillaire). La gamme des points de fonctionnement des essais en diphasique a été résumée à la fin du chapitre 2 (Tab. 2.5 et Tab. 2.6). L'injection est amorcée dès la mise en route du dispositif, on injecte donc en continu jusqu'au régime souhaité en suivant le protocole établi en monophasique.

Pour chaque configuration et chaque valeur du Reynolds, on s'intéresse d'une part à la structure globale de l'arrangement des bulles sur la hauteur du dispositif. Cela est obtenu par photographie du dispositif dans son ensemble. D'autre part, on s'intéresse à la structuration locale en moyenne eulérienne phasique du gaz, obtenue par suivi de trajectoires dans un plan méridien. Cette technique a été décrite dans le chapitre 3 et mise en œuvre dans les 2^{ème} et 3^{ème} cellules sous la surface libre. Ainsi, chaque point de fonctionnement diphasique a été caractérisé par une photographie du dispositif dans son ensemble et par les cartographies de taux de vide, composantes de vitesses axiale et radiale dans un plan méridien. Cela représente en tout 34 points de fonctionnement.

Pour toutes les cartographies dans un plan méridien présentées dans ce chapitre, les positions radiale et axiale sont normalisées par la largeur d'entrefer. La position radiale est repérée par le paramètre adimensionnel $X=r/d-(R_i+R_o)/2d$ où r est la position radiale réelle. La position axiale est quant à elle repérée par la valeur adimensionnelle z/d . Les positions $x=-0,5$ et $0,5$ correspondent respectivement aux positions des cylindres intérieur et extérieur. Les valeurs des vitesses radiale et axiale sont également adimensionnées par (v/d) , ce qui permet de comparer les résultats obtenus pour des mélanges de viscosité différentes et s'affranchir de l'effet sur l'écoulement porteur de la dérive de température susceptible de se produire entre les essais.

Les deux premières parties sont dédiées à la présentation des résultats des mesures. Dans une première partie, on présente les résultats obtenus dans la transition et en turbulence naissante (mélange à 65%). Dans la deuxième partie, on présente les résultats obtenus en régimes faiblement turbulent et turbulent (mélange à 40%). Afin de ne pas trop charger la lecture du chapitre, on ne montrera dans le corps du document que les résultats (photographies, cartographies) de quelques points de fonctionnement apportant un élément à la réflexion. Par contre l'ensemble des résultats pour tous les points de fonctionnement est joint en annexe C. Dans une troisième partie, on fait une synthèse et analyse de l'ensemble des résultats. On discute des paramètres adimensionnels, susceptibles de caractériser la dispersion des bulles en écoulement turbulent de Taylor Couette, avec persistance des cellules. On procède à une cartographie des différentes configurations de localisation des bulles dans l'entrefer en fonction de ces paramètres adimensionnels.

IV-1 Transition et turbulence naissante

On discute tout d'abord de l'influence du nombre de Reynolds (configuration petites bulles, $\phi_c=20\mu\text{m}$), puis on discute de l'influence de la taille des bulles (configuration grosses bulles, $\phi_c =180\mu\text{m}$). 9 points de fonctionnement ont été caractérisés de $Re=632$ ($Ta=200$) à $Re=3162$ ($Ta=1000$) pour chaque taille de bulles. Tous les résultats ont été reportés en annexe C.

1- Influence du Reynolds. Configuration petites bulles

Pour la configuration petites bulles, mélange à 65%, on présente tout d'abord quelques visualisations de l'arrangement global puis quelques cartographies eulériennes permettant de discuter de l'évolution de la localisation des bulles dans l'entrefer avec le nombre de Reynolds. Les profils radial et axial de taux de vide sont ensuite comparés pour différents Reynolds.

a) Arrangement global

L'appareil photo utilisé pour la prise d'images est un Nikon D90, objectif 35-80 mm, qui permet de visualiser une vue de face du dispositif. Pour améliorer le contraste entre les bulles (traits blancs sur les images) et le cylindre intérieur (fond noir) et mettre en évidence, lorsqu'elle existe, l'organisation en colliers des bulles, nous avons choisi de travailler à faible obturation (1/40), avec un temps d'exposition important.

Les figures 4. 1 a) à 4. 1 e) montrent l'arrangement sur toute la hauteur utile de l'entrefer pour différentes valeurs du nombre de Reynolds. En fluide au repos, les bulles ont une trajectoire rectiligne, grâce à la flottabilité, elles migrent de la boîte

d'injection située en bas du dispositif jusqu'à la surface libre. Pour les faibles valeurs du Reynolds, les bulles ont une trajectoire hélicoïdale et elles migrent de cellules de Taylor en cellules de Taylor vers le haut du dispositif. La capture dans l'entrefer, caractérisée par l'existence de colliers toroïdaux, intervient aux environs de $Re=1264$ ($Ta=400$).

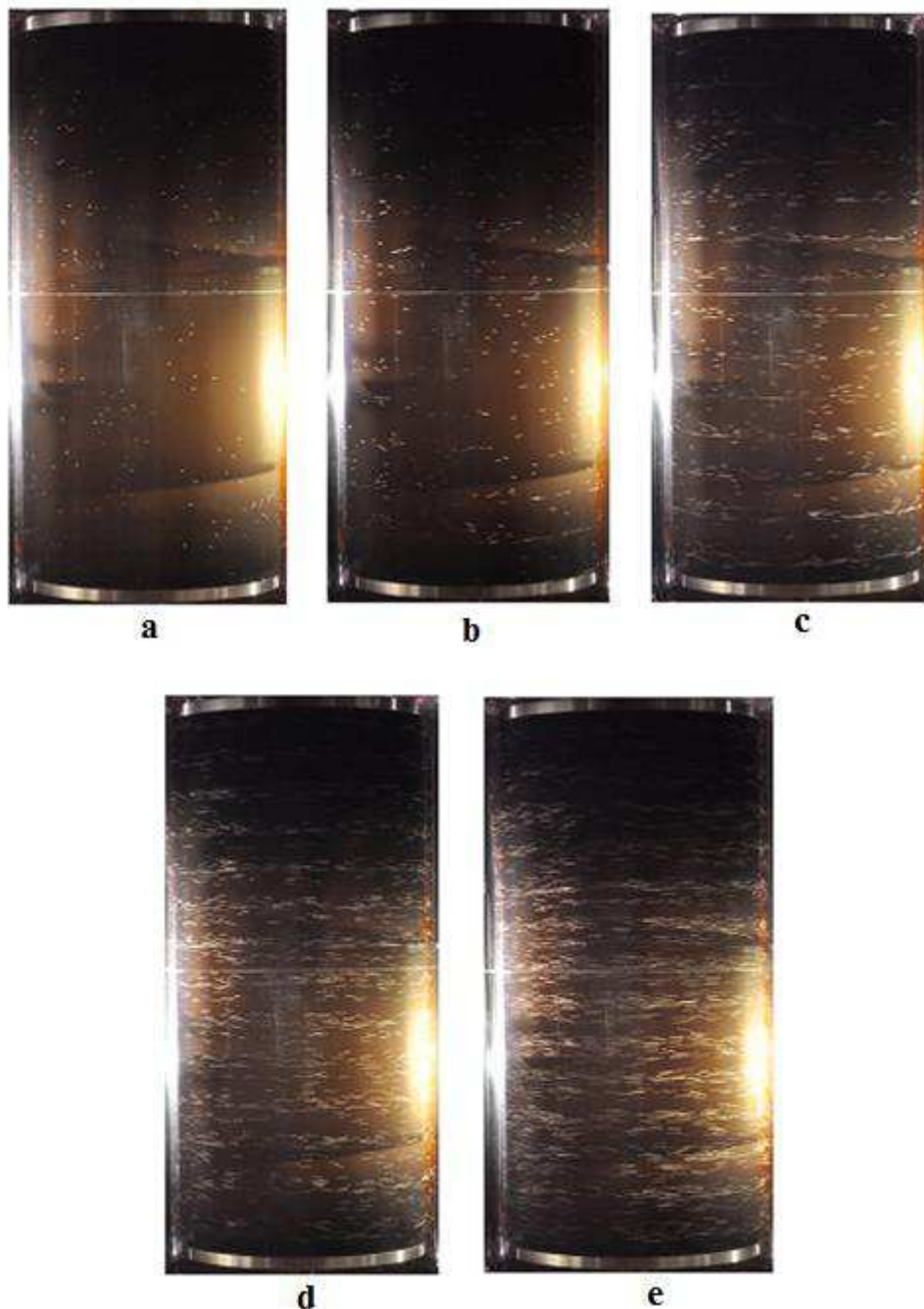


Fig. 4.1 Arrangement des bulles mélange 65 % petites bulles : a- $Re632/Ta200$, b- $Re1265/Ta400$, c- $Re1897/Ta600$. d- $Re2530/Ta800$. e- $Re3162/Ta1000$

Au-delà du Reynolds de capture, les visualisations montrent que les bulles s'organisent en colliers avec une périodicité axiale. Le nombre de colliers observés sur la hauteur de l'entrefer (n_c), peut être représentatif de la longueur d'onde axiale moyenne (λ_m), l'espacement entre les colliers étant lui représentatif de la taille de deux cellules contrarotatives. On peut donc écrire :

$$\lambda_m = \frac{L}{n_c} \quad (4.1)$$

Pour cette configuration et pour tous les Reynolds, on n'observe pas de stratification notable de la longueur d'onde axiale. Le nombre de colliers n'évolue plus une fois le régime atteint et l'écoulement stabilisé, il est constant, égal à $n_c=14$, ce qui correspond à une longueur d'onde axiale moyenne de $\lambda_m = 3,16d$. Cette longueur d'onde est très proche de la longueur d'onde attendue en écoulement monophasique pour $Ta \geq 400$ ($Re \geq 1264$), ce qui laisse supposer que les bulles, pour cette configuration, ne modifient pas de manière quantifiable l'écoulement monophasique global.

Avec l'augmentation du Reynolds, les colliers semblent visuellement s'épaissir dans la direction axiale. Cela met en évidence le caractère dispersif de l'écoulement et l'augmentation de la densité des bulles capturées avec le Reynolds. Mais cela peut être aussi attribué à un dédoublement ou triplement des colliers dû à de la capture localisée axialement dans plusieurs zones caractéristiques de l'écoulement dans les cellules contrarotatives. Les cartographies eulériennes permettront en particulier de discuter de cet aspect.

b) Cartographies des grandeurs eulériennes

Les figures 4.2 à 4.6 montrent les cartographies de taux de vide, vitesse axiale et radiale, obtenus pour les différents points de fonctionnement montrés précédemment, lorsqu'on augmente le nombre de Reynolds. Les champs de vitesse correspondants à ces points de fonctionnement sont présentés sur les figures 4.7 a) à 4.7 e).

Pour des Reynolds au-delà de la capture, le taux de vide mesuré issu d'une moyenne temporelle est représentatif du taux de vide moyenné dans la direction azimutale, ce qui n'est pas le cas en deçà de la capture, lorsque les bulles ne décrivent pas toute la périphérie de l'entrefer sur la hauteur de la zone de visualisation.

De manière générale, l'augmentation du nombre de Reynolds s'accompagne d'une accumulation de plus en plus importante des bulles dans l'entrefer. Cela se traduit à travers les cartographies de taux de vide, par un élargissement et une diversification des zones d'accumulation. L'augmentation du nombre de Reynolds peut être aussi

accompagnée d'une augmentation du taux de vide local au point d'accumulation des bulles.

Une alternance dans la direction axiale du signe de la vitesse radiale met en évidence un mouvement oscillant dans la direction radiale.

La capture des bulles par les cellules de Taylor est mise en évidence par la cartographie du champ des vitesses qui exhibe le mouvement tourbillonnaire des bulles et par l'alternance dans la direction axiale du signe de la vitesse axiale.

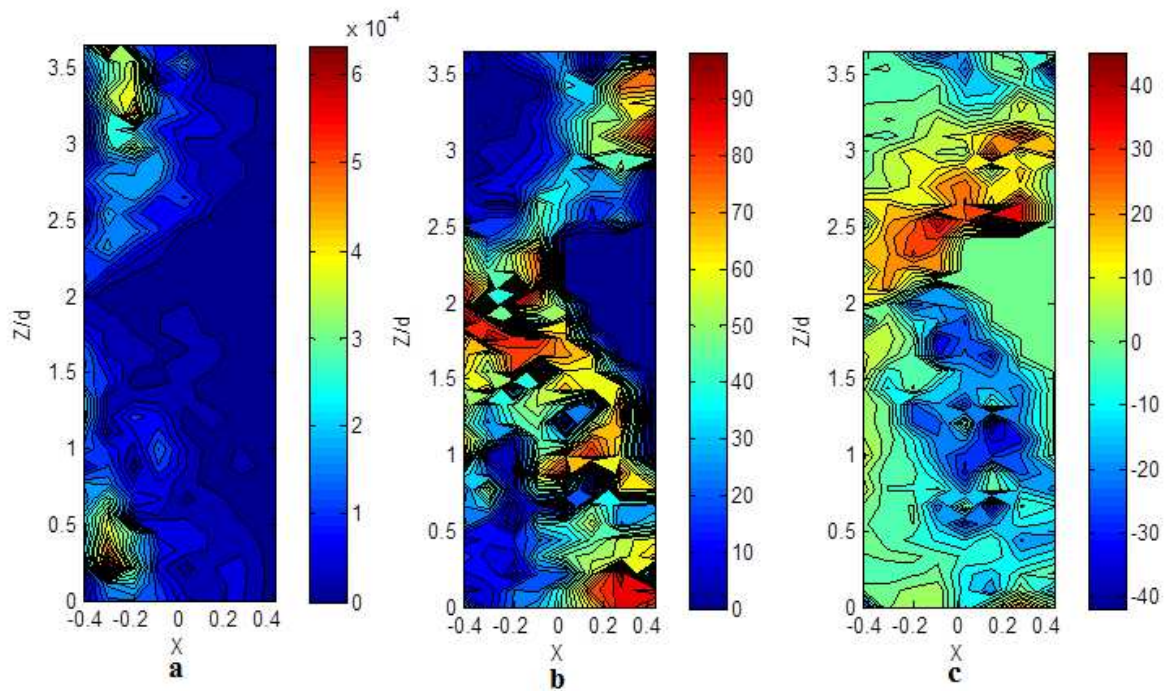


Fig. 4.2 Cartographies de taux de vide et composantes de vitesse eulérienne du gaz Re632/Ta200 65 % petites bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

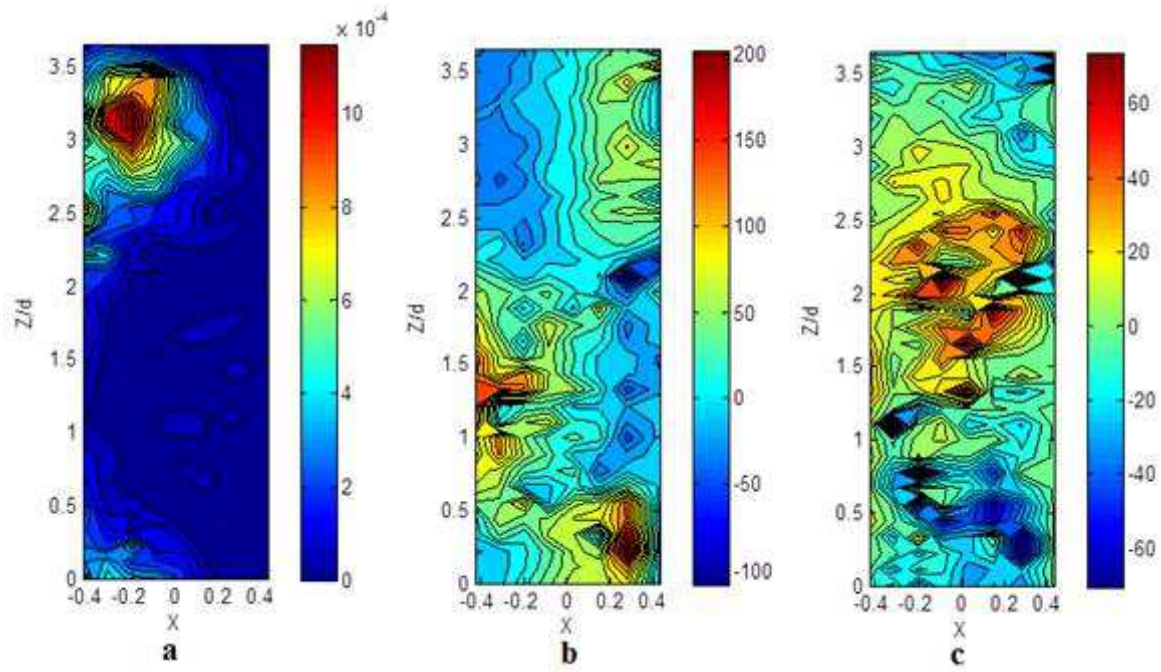


Fig. 4.3 Cartographies de taux de vide et composantes de vitesse eulérienne du gaz, Re1265/Ta400 65 % petites bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

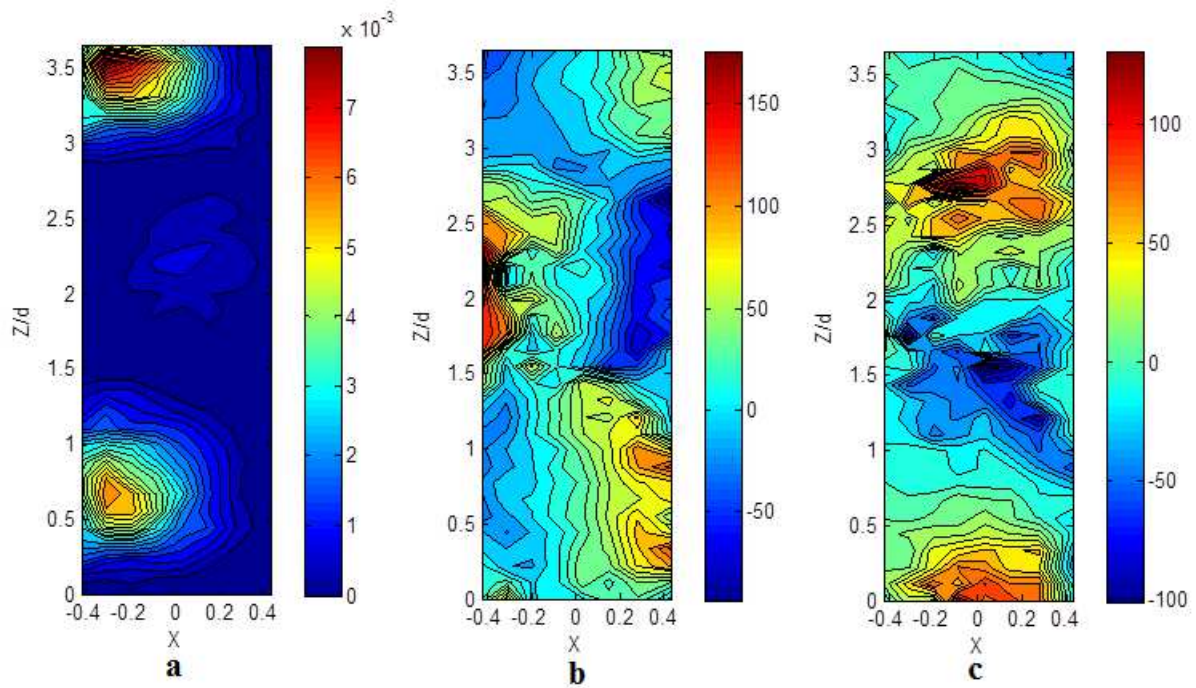


Fig. 4.4 Cartographies de taux de vide et composantes de vitesse eulérienne du gaz, Re1897/Ta600 65 % petites bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

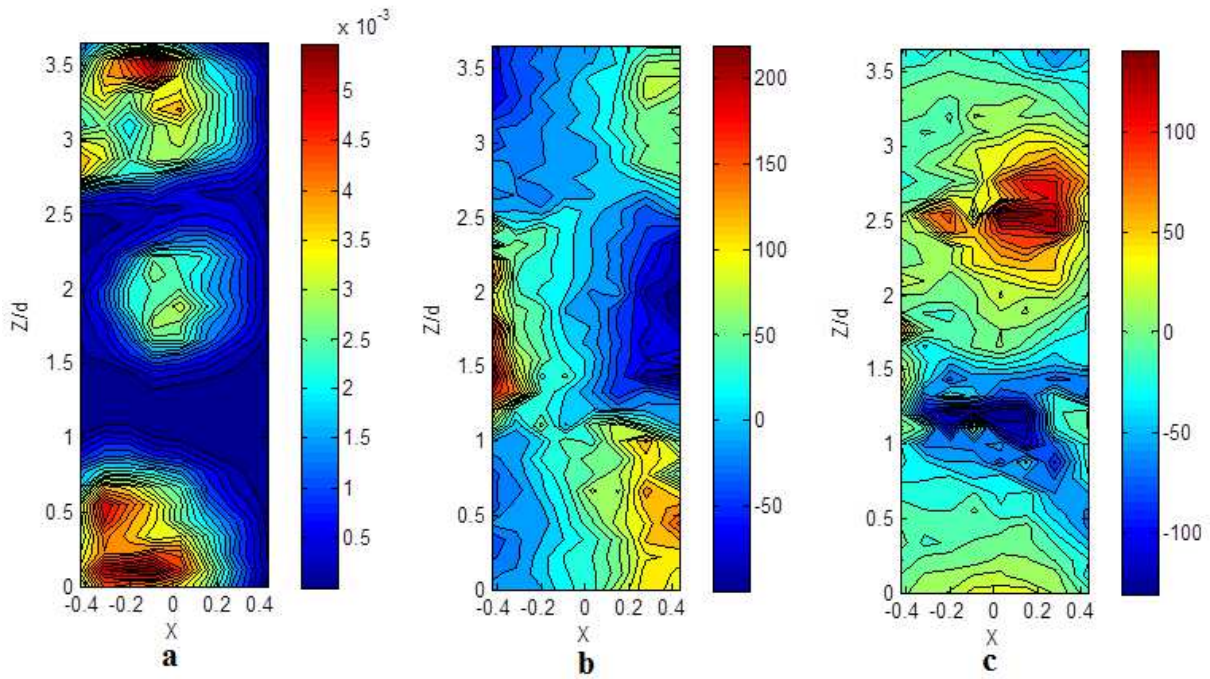


Fig. 4.5 Cartographies de taux de vide et composantes de vitesse eulérienne du gaz, Re2529/Ta800 65 % petites bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

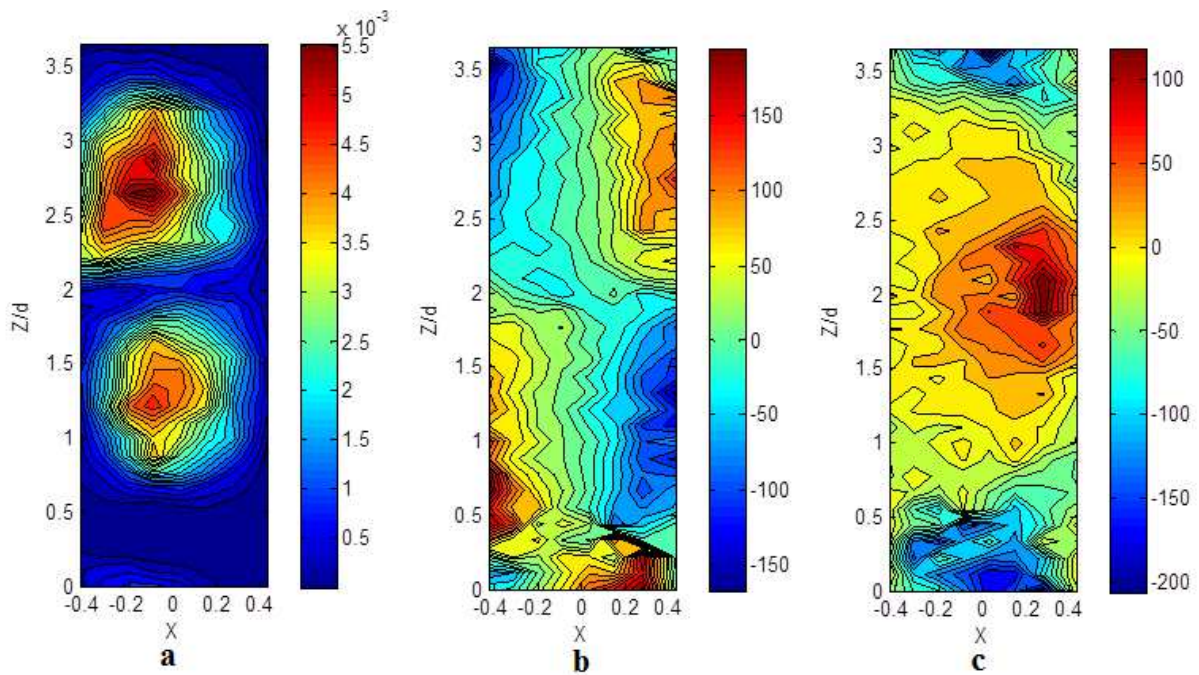


Fig. 4.6 Cartographies de taux de vide et composantes de vitesse eulérienne du gaz, Re3262/Ta1000 65 % petites bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

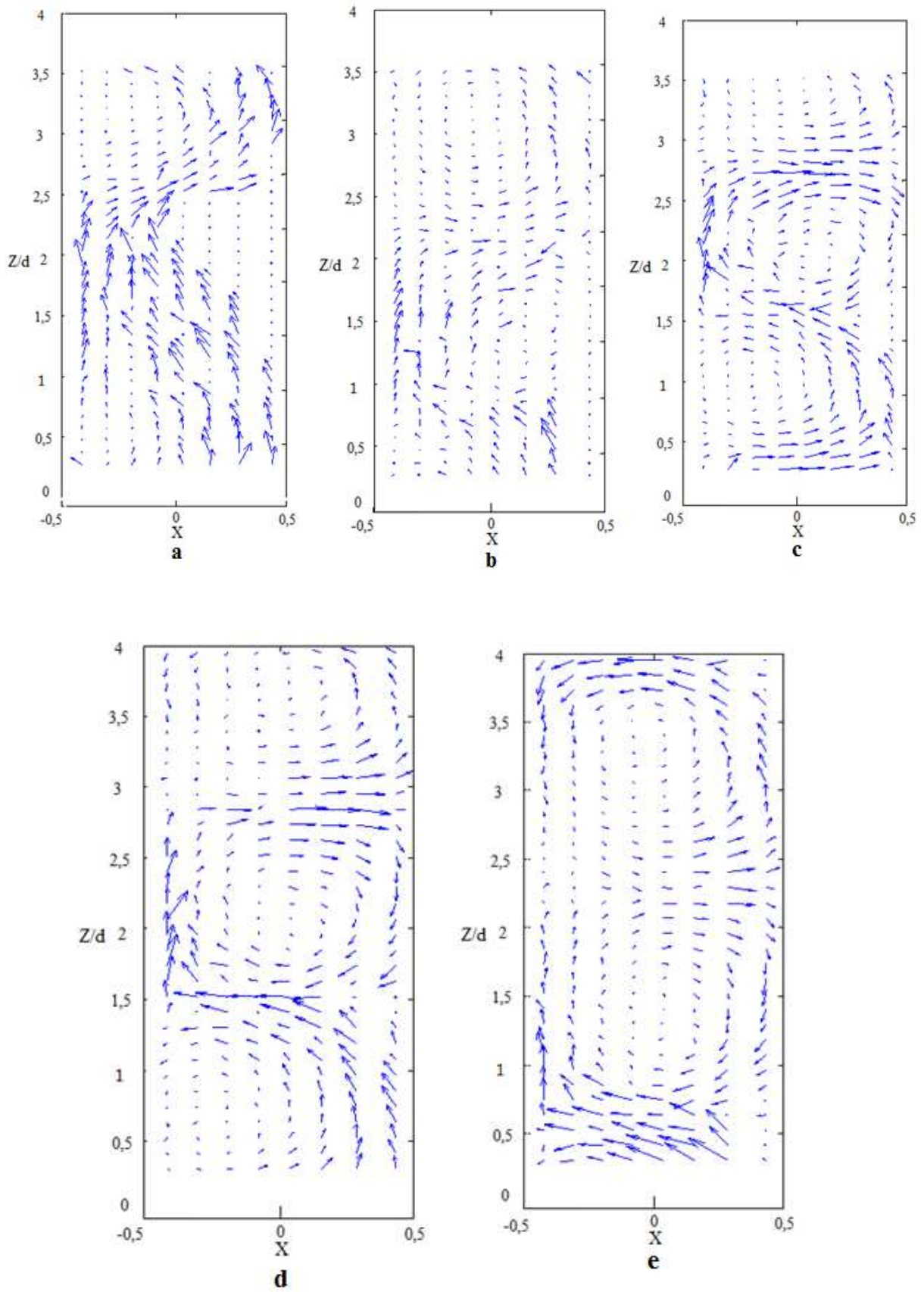


Fig. 4.7 Champ de vitesse eulérien de la phase gazeuse (mélange 65 % petites bulles) : a- $Re632/Ta200$, b- $Re1265/Ta400$, c- $Re1897/Ta600$, d- $Re2530/Ta800$, e- $Re3162/Ta1000$

Pour ce mélange et cette taille de bulles, les cartographies de taux de vide, combinées avec les cartographies des composantes de vitesse et champ de vitesse mettent en évidence plusieurs types d'arrangement possibles, en fonction du Reynolds :

-En deçà de la capture pour $Re < 1265$ ($Ta < 400$), les bulles occupent majoritairement de manière non homogène, le quart de l'entrefer à partir de la paroi du cylindre intérieur. Les bulles sont préférentiellement localisées près du cylindre intérieur dans la zone d'écoulement de fluide porteur descendant, ce qui minimise leur vitesse axiale ascensionnelle. Les bulles migrent du bas vers le haut avec un champ de vitesse moyen oscillant dans la direction radiale qui met en évidence l'influence des jets (inflow/outflow) sur la trajectoire et la localisation axiale des bulles. Malgré la présence des cellules, les bulles ne sont pas capturées, la vitesse axiale des bulles reste positive en moyenne. A $Re = 1265$ ($Ta = 400$), on a le début d'une structure en collier, mais rien n'est encore effectif à ce stade. Ce type d'arrangement des bulles sera appelé dans la suite du document (arrangement 'oscillant').

-Entre $Re = 1265$ et $Re = 1581$ ($400 \leq Ta < 500$), on observe un maximum de taux de vide localisé dans l'entrefer, qui correspond à des bulles capturées par la cellule au-dessus du Outflow (une cellule sur deux). Ce type d'arrangement des bulles sera appelé dans la suite du document (arrangement 'capture up')

-A partir de $Re = 1581$ et jusqu'à $Re = 2214$ ($Ta = 500$ et 700 respectivement), on observe deux maxima de taux de vide, localisés dans la cellule au-dessus et dans la cellule au-dessous du outflow qui correspondent à de la capture de bulles dans les cellules de part et d'autre du outflow. Le taux de vide dans la zone d'accumulation de la cellule du bas moins important, met en évidence une capture préférentielle dans la cellule du haut. Ce type d'arrangement des bulles sera appelé dans la suite du document (arrangement 'capture up-down').

- A partir de $Re = 2214$ et jusqu'à $Re = 3162$ ($Ta = 700$ et $Ta = 1000$ respectivement), on observe trois maxima de taux de vide. On retrouve la capture dans les cellules du haut et du bas de part et d'autre du outflow et on observe en plus l'apparition d'une zone d'accumulation localisée près du cylindre intérieur en outflow. Ce type d'arrangement des bulles sera appelé dans la suite du document (capture 'up-down-outflow').

Avec l'augmentation du nombre de Reynolds, on observe que le taux de vide dans la cellule du bas et près du cylindre intérieur en outflow augmente de plus en plus, alors que le taux de vide dans la cellule du haut ne varie pratiquement plus. Avec l'augmentation du Reynolds, la localisation du maximum de taux de vide dans la cellule du haut se décale vers le bas et tend à se rapprocher du outflow, ce qui ne permet plus de différencier nettement la capture dans la cellule du haut de la capture en outflow.

Pour les points de fonctionnement conduisant à une accumulation importante des bulles en outflow près du cylindre intérieur, voire une superposition des bulles sur l'image, le critère de sphéricité imposé dans le programme de traitement des images pour la détection des contours de bulles sous-estime le taux de vide dans cette zone. Pour ce type d'arrangement, nous avons donc procédé à un traitement sans activation du critère de sphéricité ; cela ne permet pas d'obtenir la structure du champ de vitesse mais cela permet en revanche une détermination plus fiable de la distribution de taux de vide. Les figures 4.8 a) et 4.8 b) montrent les cartographies obtenues avec et sans critère de sphéricité pour $Re=2846$ ($Ta=900$). Sans critère de sphéricité, on met bien en évidence la triple capture : 'up-down-outflow' pour cette valeur du nombre de Reynolds.

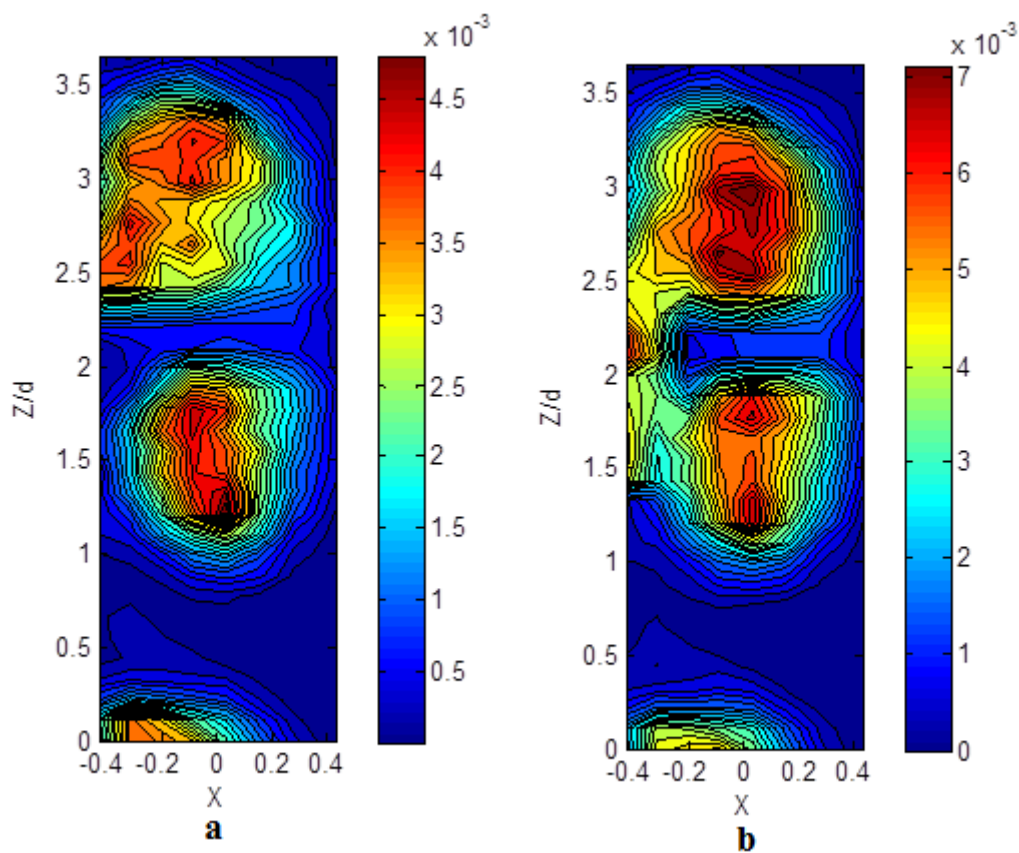


Fig. 4.8 Cartographies de taux de vide, 65% petites bulles **a**- $Re=2846/Ta=900$ avec critère de sphéricité **b** : $Re=2846/Ta=900$, sans critère de sphéricité

c) Influence du Reynolds sur les profils de taux de vide

A partir des cartographies de taux de vide, on peut extraire des profils axiaux ou radiaux de taux de vide.

Sur les figures 4.9 a) et 4.9 b), nous avons superposé les profils axiaux de taux de vide pour les différents nombres de Reynolds. Outre l'augmentation du taux de vide global

avec le nombre de Reynolds, ces profils mettent en évidence une stratification axiale, la concentration en bulles étant plus importante dans les cellules du haut que les cellules du bas.

On visualise un seul pic de taux de vide, pour un arrangement de type ‘capture up’. Lorsque les bulles sont capturées dans les deux cellules (capture up-down), les profils axiaux mettent en évidence l’existence d’un deuxième pic de taux de vide, le pic d’amplitude plus faible est représentatif de la cellule du bas, le pic le plus important est représentatif de la cellule du haut.

A partir de $Re=2214$ ($Ta=700$), dans la cellule au-dessus du outflow, on observe un élargissement, une diminution d’amplitude et un dédoublement du pic de taux de vide qui correspond aussi à de la capture en outflow (arrangement de type ‘up-down-outflow’).

Pour $Re=1581$ ($Ta=500$, arrangement de type up-down), la distance axiale entre les pics de taux de vide normalisée par la longueur d’onde axiale est $d_1=0,44\lambda$ et $d_2=0,56\lambda$ (cf. figure 4.10. Ce résultat est en accord avec les résultats des simulations numériques de Climent et al. (2007) pour une largeur d’entrefer $\eta=0,88$, une longueur d’onde axiale égale à 2 fois l’entrefer et des bulles 50 fois plus petites que l’entrefer. Ce résultat est également en accord avec les positions d’équilibre stable obtenues par bilan des forces exercées sur les bulles par Djeridi et al. (2004) pour $\eta=0,86$ et $D_b/d=0,06$. Notons que dans la présente étude, les bulles sont capturées dans les cellules au-delà de la 2^{ème} instabilité alors que d’après les résultats de Climent (2007) et Djeridi (2004), les bulles migrent en outflow près du cylindre intérieur avant la 3^{ème} instabilité, mais ces deux études ont été menées en dispersion passive, avec une modélisation des forces exercées sur les bulles conventionnelles qui ne permet pas de modéliser correctement les interactions avec la paroi à la migration des bulles en outflow près du cylindre intérieur (Chouippe (2012)).

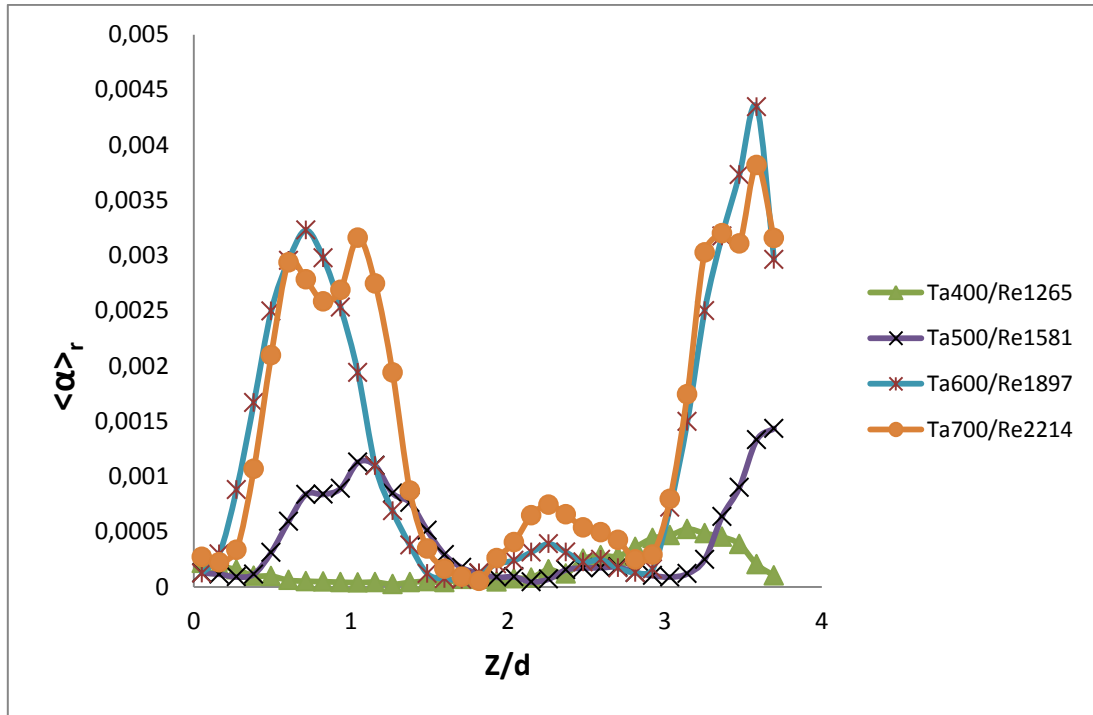


Fig. 4.9 a) Profils axiaux de taux de vide moyenné dans la direction radiale (mélange 65 % petites bulles).

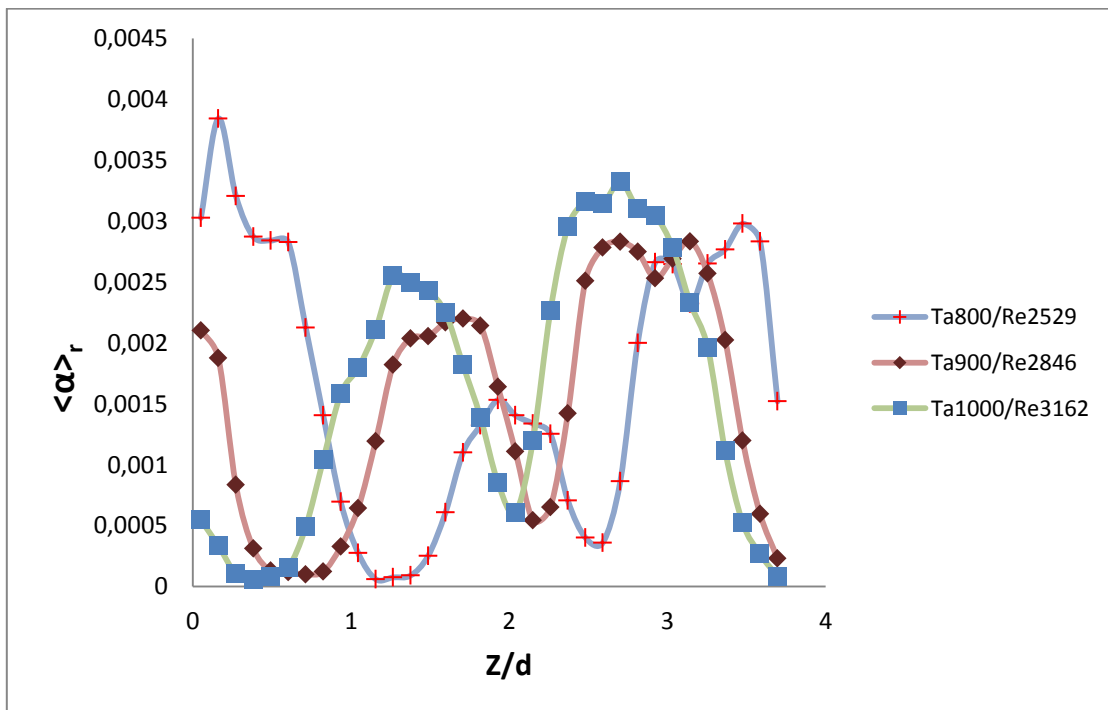


Fig. 4.9 b) Profils axiaux de taux de vide moyenné dans la direction radiale (mélange 65 % petites bulles).

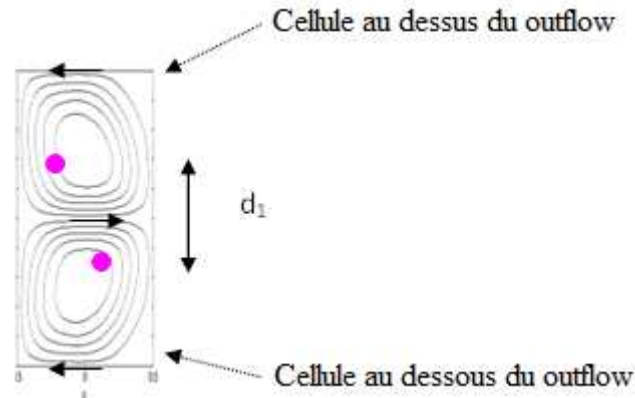


Fig. 4.10 Positions stable d'accumulation des bulles pour un arrangement du type

La figure 4.11 présente les profils radiaux de taux de vide, tracés à la position axiale qui correspond au maximum de taux de vide dans la cellule au-dessus du outflow. On observe que le pic de taux de vide, représentatif du point d'accumulation préférentielle des bulles, se décale vers le cylindre intérieur avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Au début de la capture dans la cellule du haut, on observe un maximum de taux de vide localisé au voisinage de $x=-0,1 (\pm 0,05)$, en accord avec les résultats de Climent et al. (2007) qui donne une position de capture autour de $x=-0,07$. On observe un dédoublement du pic dans la direction radiale, associé à une chute en amplitude à $Ta=700$ ($Re=2214$), à la transition vers la configuration où on capture aussi en outflow.

Bien que nous n'ayons pas extrait les profils radiaux de taux de vide à la position axiale d'accumulation dans la cellule au-dessous du outflow, les cartographies de taux de vide montrent que le pic de taux de vide se situe aux alentours de $x=0,05$, là encore en accord avec les simulations numériques de Climent et al (2007).

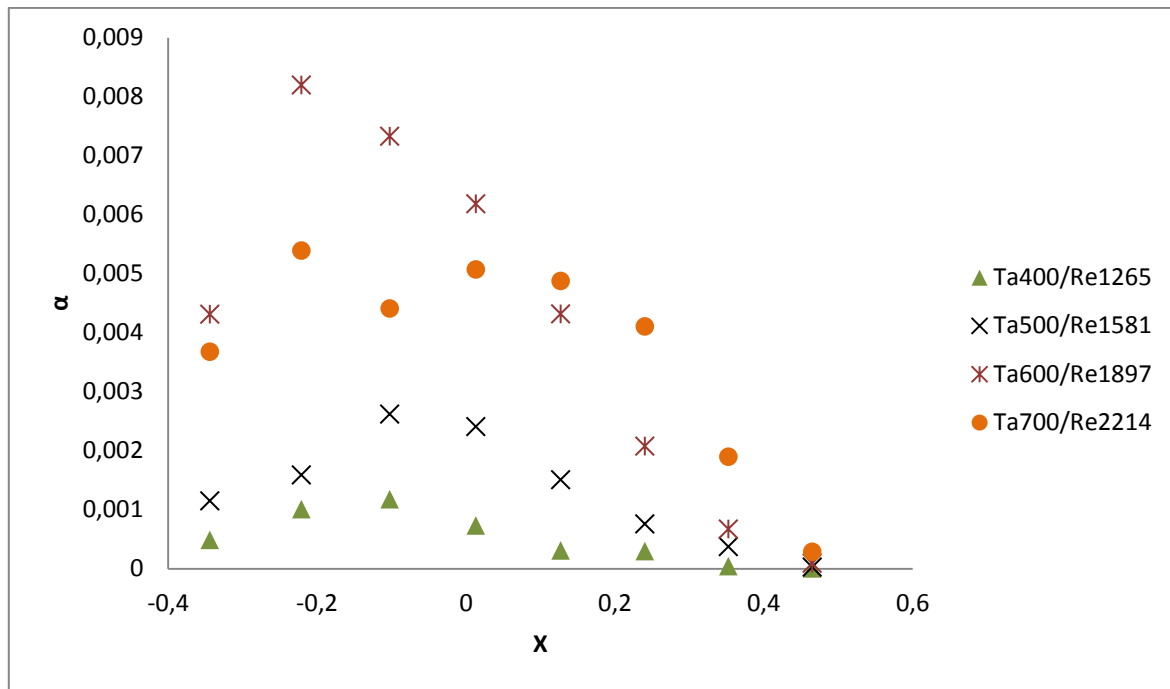


Fig. 4.11 Profils radiaux de taux de vide à la position axiale de capture dans la cellule du haut, mélange 65 % petites bulles, $z/d=3,2$ (Ta400) et $z/d=3,5$ pour les autres points

d) Analyse spectrale en fréquence

En régime de ventilation par la surface libre, Mehel (2006) a mis en évidence l'effet de la taille des bulles sur la capture par l'onde azimuthale. Son analyse était basée sur des spectres de la fonction indicatrice de la phase gazeuse mesurée en un point par sonde optique. Pour $Ta=780$, il a montré que des bulles submillimétriques, de taille $D_b=0,04d$, ne sont pas sensibles à l'onde azimuthale, contrairement à des bulles plus grosses de taille $0,175d$, qui sont capturées par l'onde azimuthale.

Dans le cas de la capture par l'onde azimuthale, Mehel a observé soit l'émergence d'un pic de fréquence qui caractérise l'onde azimuthale à $1,5\Omega_i$ (nombre d'onde azimuthal=4), soit l'émergence d'un pic de basse fréquence large bande à $0,44\Omega_i$ qui caractérise la modulation de l'onde azimuthale. Ces fréquences sont inchangées par rapport à l'écoulement monophasique.

Dans le cadre de cette étude, nous avons réalisé des spectres en fréquence de l'évolution temporelle de la fonction indicatrice de la phase gazeuse en un point. L'analyse est basée sur les niveaux de gris des images binaires, après discrimination des bulles dans la profondeur de champ.

Pour les petites bulles, en deçà de la capture, nous n'observons pas de fréquence caractéristique dans le spectre. En revanche, au-delà du Reynolds de capture, les spectres montrent l'émergence d'un pic de fréquence caractéristique $5\Omega_i$. Cette fréquence est observée pour tous les régimes de capture de bulles en deçà de $Re=2529$ ($Ta=800$). Cette fréquence pourrait caractériser la capture par l'onde azimutale, pour un nombre d'onde azimutal plus grand que dans les essais diphasiques de Mehel. En supposant que la vitesse du train d'onde reste inchangée par rapport aux essais de Mehel ($F_0=0,39\Omega_i$), on obtient alors un nombre d'onde azimutal de 13. Un exemple de spectre obtenu à $Re=2214$ ($Ta=700$) dans la zone de capture dans la cellule au-dessus du outflow est montré sur la figure 4.12.

Notons qu'en 3^{ème} instabilité, à partir de mesure de luminosité dans un plan méridien, et ce pour un arrangement de bulles de taille $0,05d$ en colliers horizontaux, Muraï et al. (2008) ont également observé cette fréquence caractéristique. Ils l'ont attribué à l'existence d'un nuage de bulles attaché à la paroi du cylindre intérieur. Dans notre configuration, cette fréquence n'est pas liée à la capture en outflow puisqu'elle est visible aussi dans les spectres lorsque les bulles sont capturées uniquement dans les cellules.

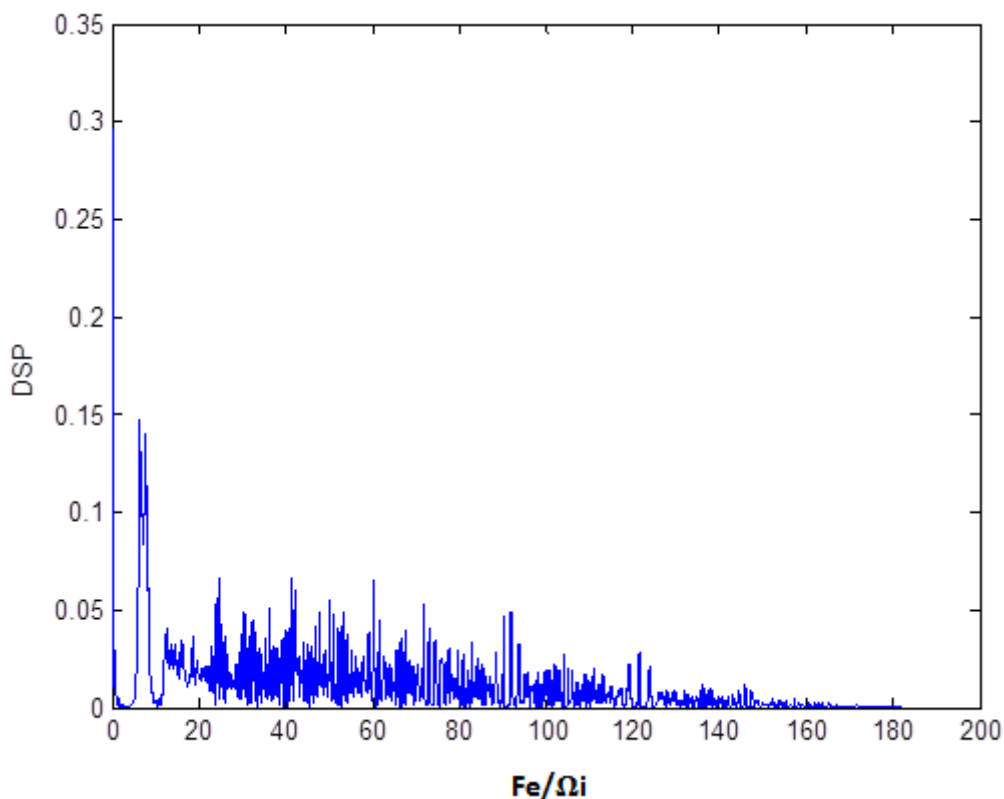


Fig. 4.12 Spectre obtenu à partir des niveaux de gris des images binaires après discrimination dans la profondeur de champ, $Re=2214$ ($Ta=700$) (mélange 65 % petites bulles).

2- Influence de la taille des bulles. Configuration grosses bulles

Pour la configuration grosses bulles, mélange à 65%, on discute tout d'abord de l'arrangement global des bulles dans l'entrefer avec le nombre de Reynolds, puis nous montrons les cartographies eulériennes. Afin de ne pas trop charger le document, et de discuter de l'influence de la taille des bulles, on ne mettra en évidence que les différences par rapport aux résultats obtenues en configuration petites bulles pour le même mélange.

a) Arrangement global

Les figures 4.13 a) à 4. 13 c) montrent l'arrangement sur toute la hauteur utile de l'entrefer pour différentes valeurs du nombre de Reynolds.

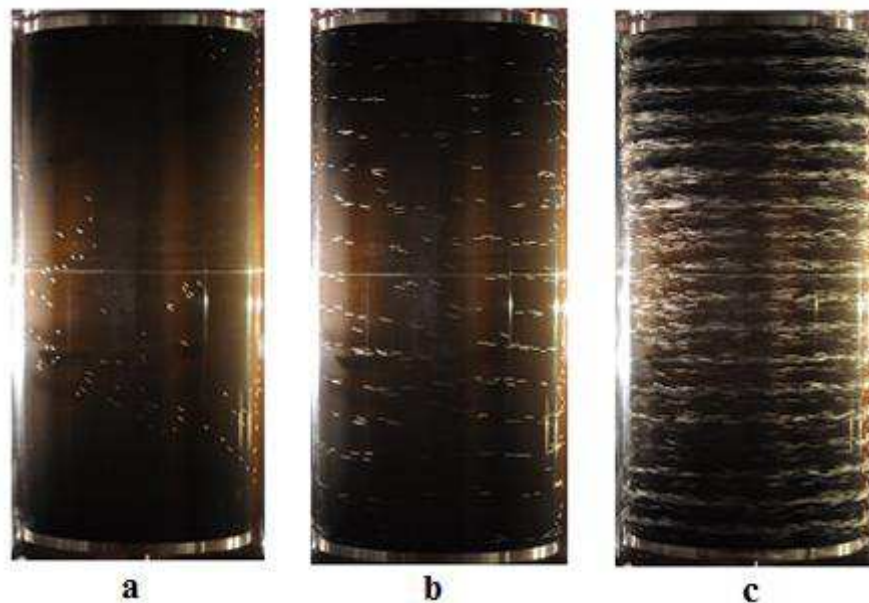


Fig. 4.13 Arrangement des bulles mélange 65 % grosses bulles: a- Re632/Ta200, b-Re1581/Ta500, c-Re3162/Ta1000

Les bulles sont capturées par les cellules au-delà de $Re=1581$ ($Ta=500$). La vitesse terminale des grosses bulles étant plus importante que celle des petites bulles, le Reynolds de transition à la capture est évidemment plus élevé que pour la configuration : petites bulles. Notons que pour les grosses bulles, et à des faibles Reynolds, la capture est caractérisée par l'apparition de colliers en forme de spirales, ce qui met en évidence l'influence importante de la gravité. A partir de $Re=1897$ ($Ta=600$), on retrouve des colliers horizontaux, mais les colliers sont moins diffus dans la direction axiale que dans le cas des petites bulles. On s'attend donc à avoir moins de positions de capture possible que pour les petites bulles.

L'autre différence avec la configuration petites bulles, est l'existence d'un phénomène instationnaire de saturation que l'on observe à partir de $Re=2846$ ($Ta=900$). Les visualisations de la figure 4.14 mettent en évidence ce phénomène.

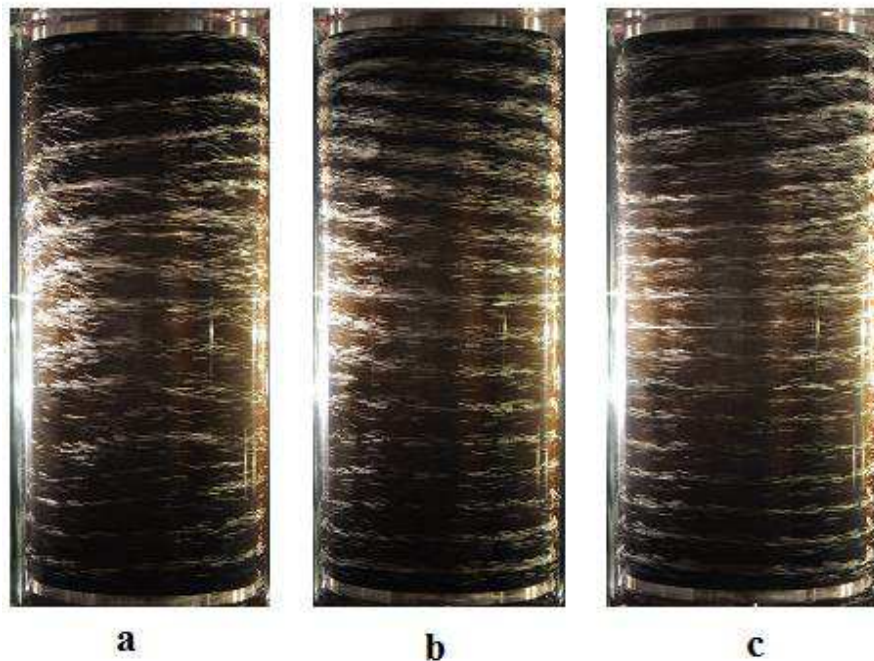


Fig. 4.14 Visualisation de l'instabilité des colliers pendant la phase de relaxation, mélange 65% grosses bulles : **a**-saturation et éjection $Re=2846/Ta900$, **b**-oscillation des colliers (spirale gauche, $Re=3162/Ta1000$, **c**-oscillation des colliers (spirale droite, $Re=3162/Ta1000$)

La période de ce phénomène est de 10 à 20 minutes en fonction du Reynolds. Lorsque les bulles s'accumulent dans une cellule donnée, il arrive un moment où elle devient saturée en bulles. Elle expulse alors son excédent de bulles vers la cellule du dessus. Cette dernière à son tour, reproduira le même scénario et le phénomène se propagera comme une onde de proche en proche de la cellule du dessous à la cellule tout en haut de l'entrefer. On a alors enchaînement des séquences : accumulation-éjection, relaxation, stabilisation. L'accumulation dans les colliers puis l'éjection des bulles par les colliers durent de une à deux minutes pour cette configuration. La phase de relaxation est caractérisée par une capture en spirale (figures 4.14 b et 4.14 c). Elle dure entre 40 secondes et 1 minute. Elle est suivie d'une phase pendant laquelle l'écoulement est de nouveau stable, et caractérisé par des colliers horizontaux. Dans le cadre de cette étude, on n'a pas cherché à étudier ce phénomène de saturation des cellules, car le temps de mesure relativement court (10 secondes au maximum), ne nous le permettait pas. Néanmoins, ce phénomène est en accord avec les observations de Murai (2009) en turbulence naissante qui ont permis de mettre en évidence l'alternance entre le mode toroïdal et le mode en spirale, sous l'effet de l'accumulation des bulles.

Pour les différents régimes au-delà de la capture, on observe que le nombre de colliers augmente avec le nombre de Reynolds. En reproduisant le protocole de mise en vitesse du cylindre intérieur, la longueur d'onde axiale est très bien reproductible. La figure 4.15 montre l'évolution de la longueur d'onde moyennée axialement, déduite du nombre de colliers (eq. 4.1) en fonction du Reynolds. On a également reporté sur cette figure la longueur d'onde attendue en écoulement monophasique. Pour tous les essais au-delà de la capture, on observe une réduction de la longueur d'onde axiale avec l'injection des bulles, cette réduction est d'autant plus marquée que le Reynolds augmente.

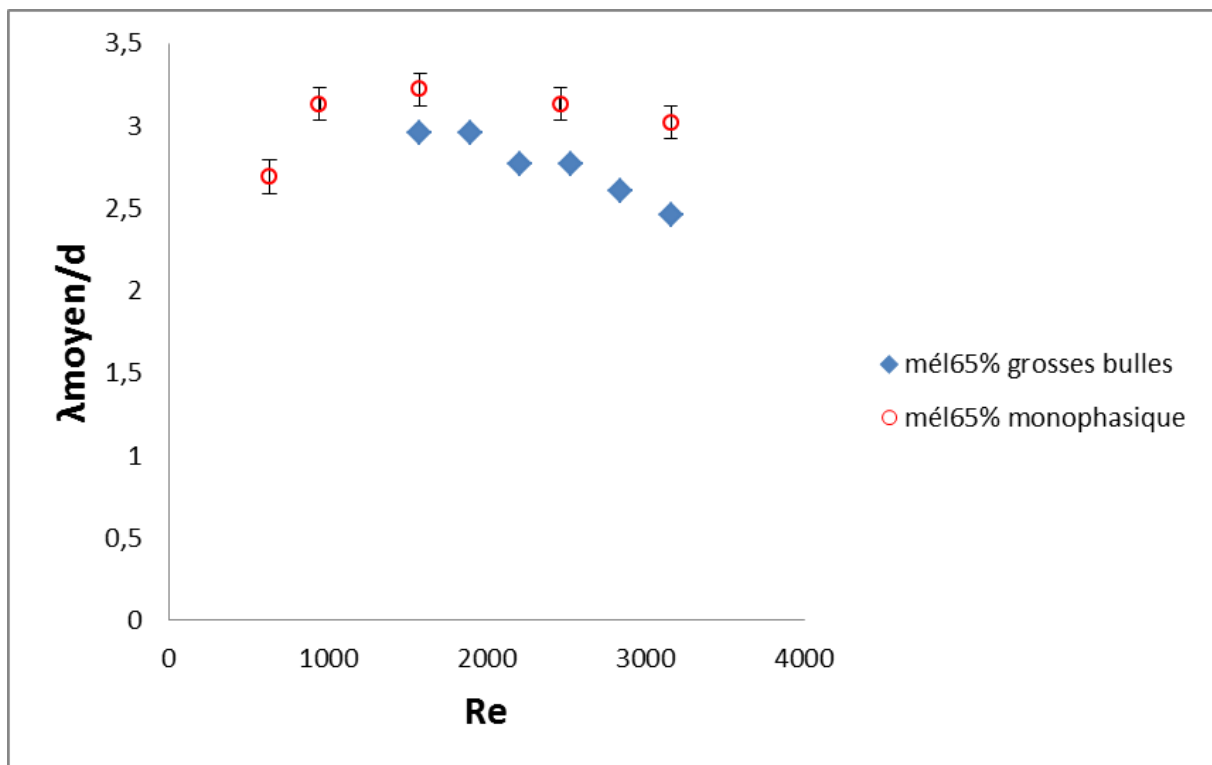


Fig. 4.15 Evolution de la longueur d'onde axiale moyennée axialement avec le nombre de Reynolds (configuration 65%, grosses bulles). Comparaison avec l'écoulement monophasique (données issues des mesures PIV)

b) Cartographies des grandeurs eulériennes

Les cartographies de taux de vide et vitesses eulériennes du gaz dans le plan méridien sont présentées sur les figures 4.16 à 4.18, pour les mêmes Reynolds que les visualisations présentées précédemment. Le champ de vitesse correspondant à ces points de fonctionnement est montré sur la figure 4.19. Chaque cas permet d'illustrer un arrangement de différent type.

-En deçà de la capture pour $Re \leq 1581$ ($Ta \leq 500$), on observe près du cylindre intérieur une distribution du taux de vide dans la direction axiale plus homogène que dans le cas des petites bulles.

-Au-delà de la capture et jusqu'à $Re = 2214$ ($Ta = 700$), on observe comme pour les petites bulles un arrangement de type capture 'up-down'. Au-delà et avant l'apparition de l'onde instationnaire de saturation des cellules pour $Re \leq 2846$ ($Ta \leq 900$), l'arrangement est un arrangement de transition, pour lequel on a du mal à discerner la structure des cellules. Le maximum de taux de vide reste localisé dans la cellule au-dessus du outflow.

-A partir de $Re = 2846$ ($Ta = 900$), les cartographies mettent en évidence que la cellule au-dessus du outflow s'est vidée, alors que la cellule sous le outflow s'est remplie. Dans la cellule sous le outflow, la distribution du taux de vide dans la direction radiale, est alors très diffuse, ce qui conduit à des taux de vide localement plus faible. On observe dans la cartographie du taux de vide la naissance d'une 'langue' qui matérialise l'éjection des bulles de la cellule sous le outflow vers la cellule au-dessus, côté cylindre extérieur. Ce régime transitoire correspond à du transfert renforcé entre les cellules, sous l'effet de la saturation des bulles.

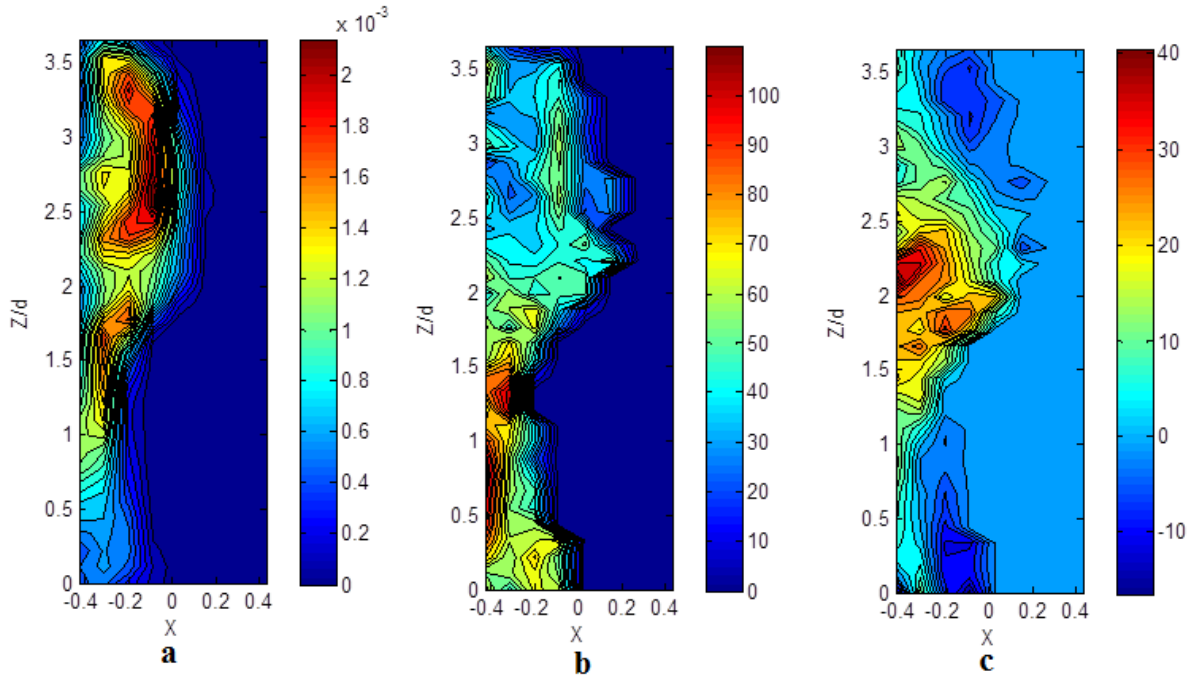


Fig. 4.16 Cartographies de taux de vide et composantes de vitesse eulérienne du gaz, Re632/Ta200 65 % grosses bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

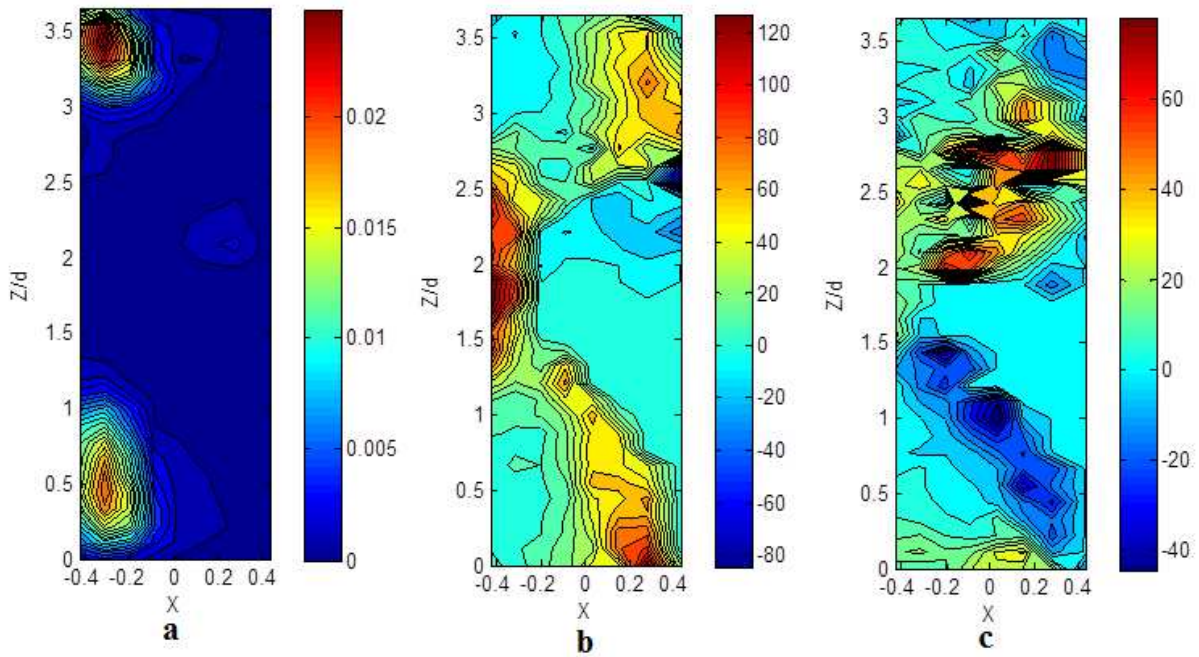


Fig. 4.17 Cartographies de taux de vide et composantes de vitesse eulérienne du gaz, Re1581/Ta500 65 % grosses bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

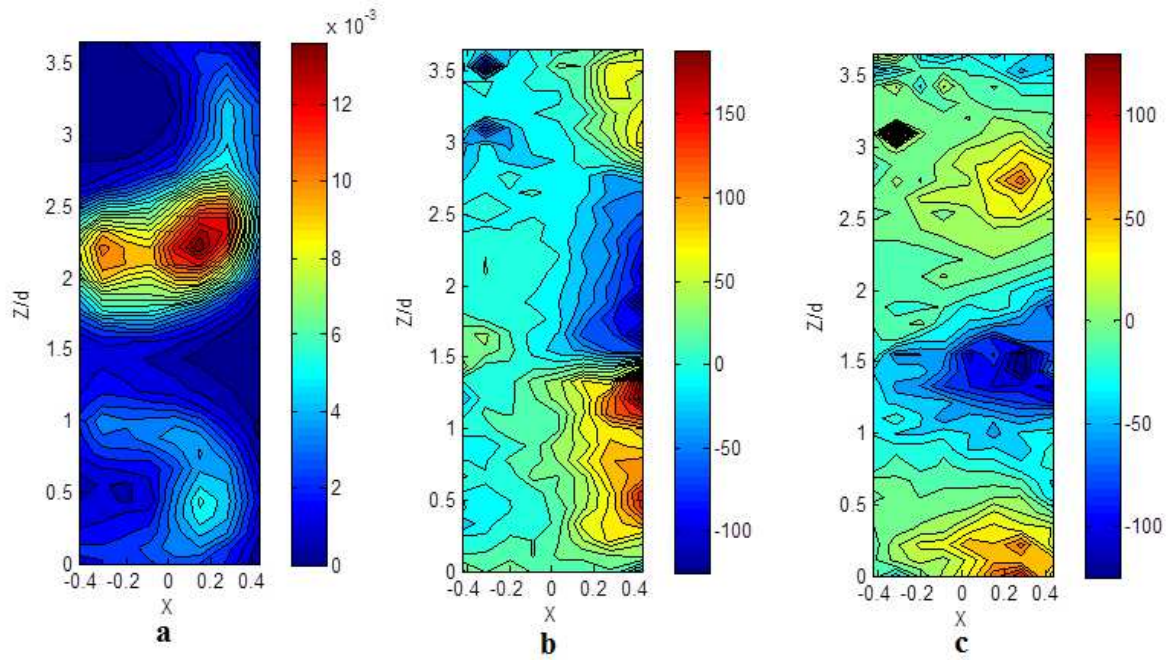


Fig. 4.18 Cartographies de taux de vide et composantes de vitesse eulérienne du gaz, Re3162/Ta1000 65 % grosses bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

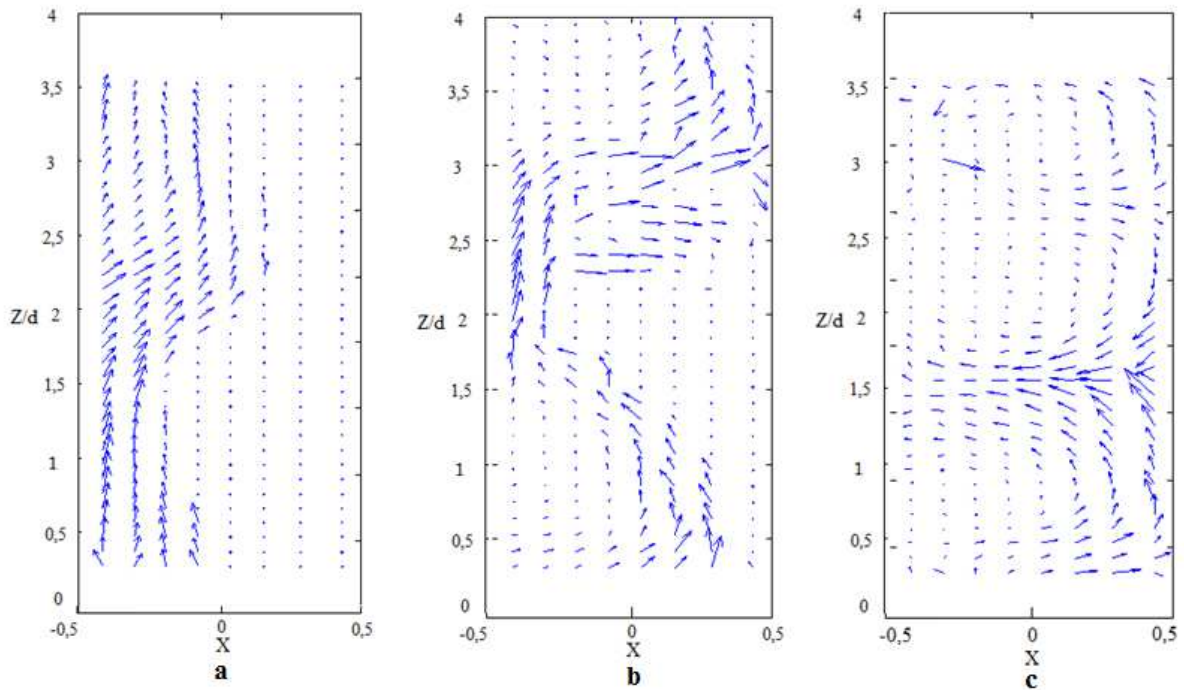


Fig. 4.19 Champ de vitesse eulérien de la phase gazeuse (mélange 65 % petites bulles)
a- Re632/Ta200, b-Re1581/Ta500, c- Re3162/Ta1000

c) Influence du Reynolds sur les profils axiaux et radiaux de taux de vide

La figure 4.20 récapitule pour l'ensemble des nombres de Reynolds au-delà de la capture l'ensemble des profils axiaux du taux de vide (en moyenne radiale) pour la configuration 65% grosses bulles. De $Re=1581$ à $Re=1897$ ($500 \leq Ta \leq 600$), les maxima de taux de vide dans les cellules au-dessus et au-dessous du outflow restent espacées de $d_1=0,44\lambda$, comme avec les petites bulles en dispersion passive. En revanche, dans le cas des grosses bulles, c'est la longueur d'onde qui a varié du fait de la présence des bulles.

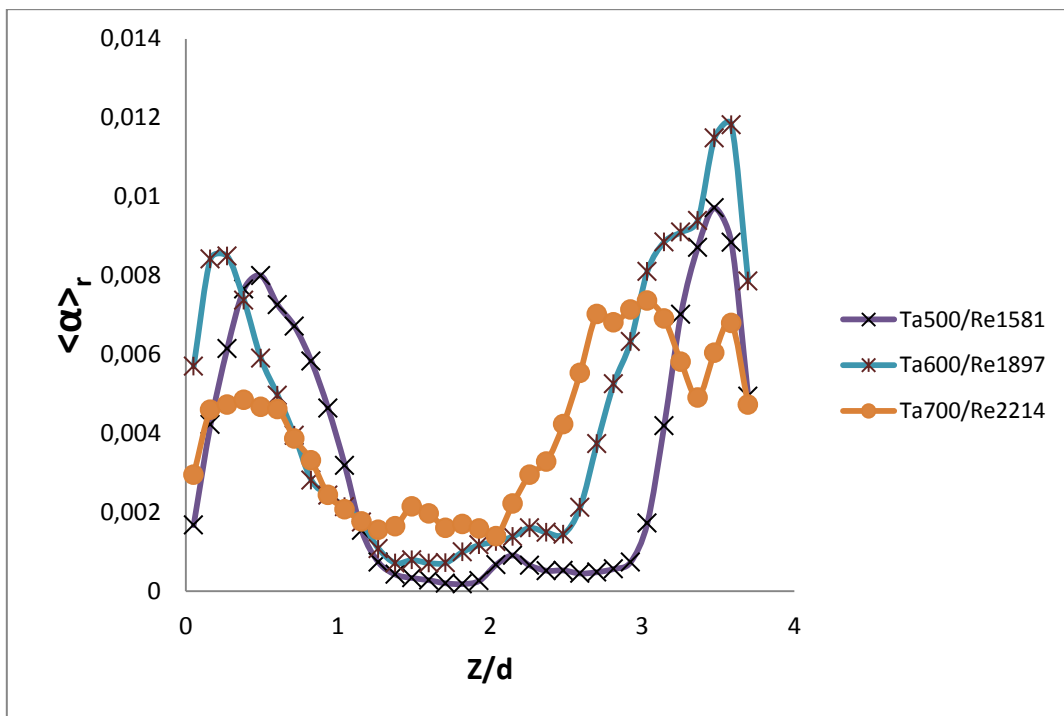


Fig. 4.20 a) Profils axiaux de taux de vide moyenné dans la direction radiale (mélange 65 % grosses bulles).

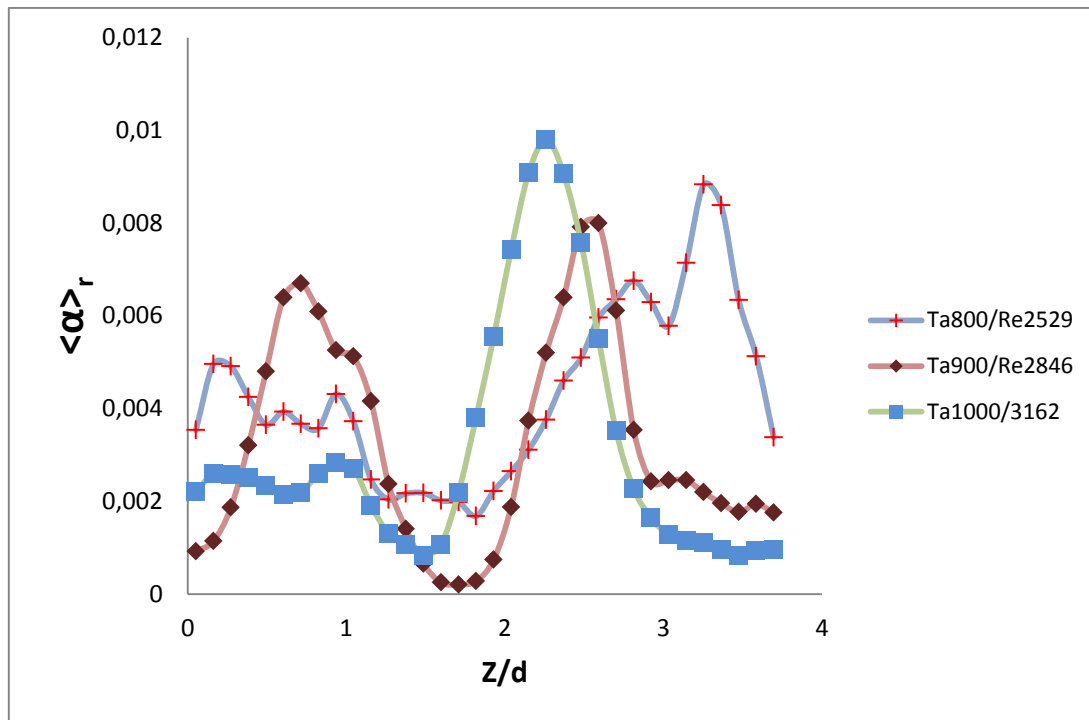


Fig. 4.20 b) Profils axiaux de taux de vide moyenné dans la direction radiale (mélange 65 % grosses bulles).

La figure 4.21 montre les profils radiaux de taux de vide, obtenus dans la cellule au-dessus du outflow, pour les régimes correspondants à de la capture dans cette zone. La position radiale d'accumulation vaut $X=-0,22 (\pm 0,5)$ indépendamment du Reynolds. On visualise bien un étalement du profil dans la direction radiale et une diminution de l'amplitude du maximum de taux de vide avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

On a comparé sur la figure 4.22 les profils radiaux de taux de vide normalisés par le taux de vide maximal sur la radiale avec ceux mesurés par Mehel (2006) en cavitation gazeuse pour des bulles de taille de 3,1mm (0,16d). On a un bon accord des profils de taux de vide avec celui de Mehel, ce qui nous permet de valider aussi notre méthode de mesure.

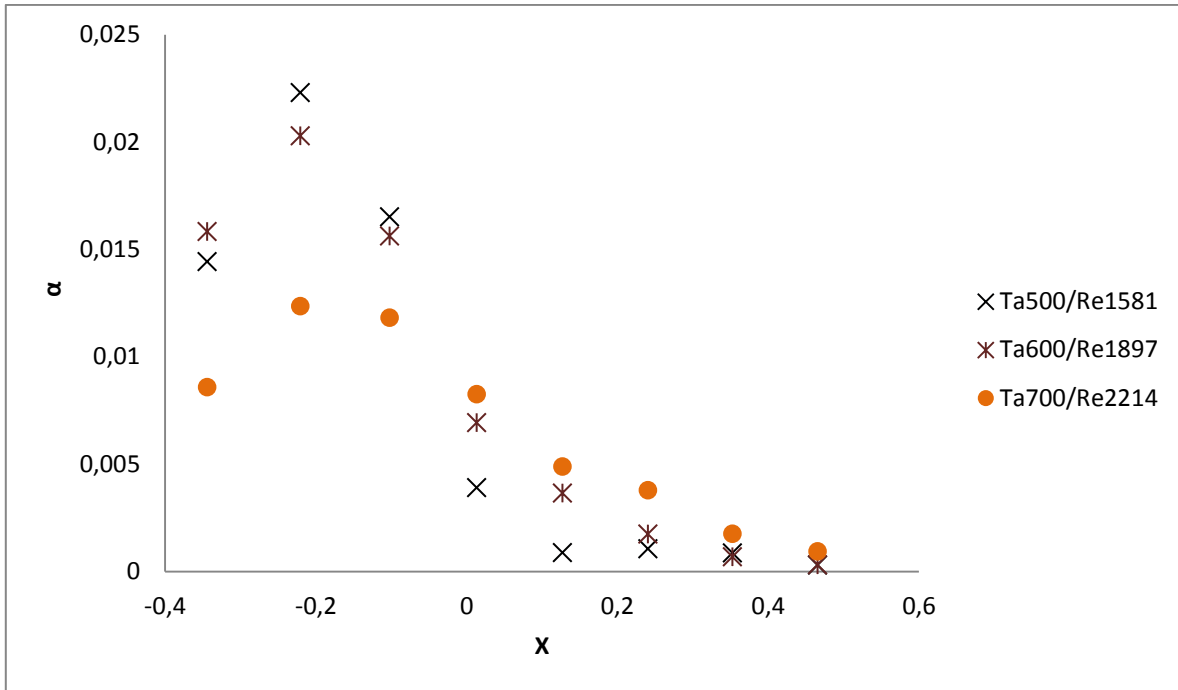


Fig. 4.21 Profils radiaux de taux de vide à la position axiale de capture dans la cellule du haut (mélange 65 % grosses bulles).

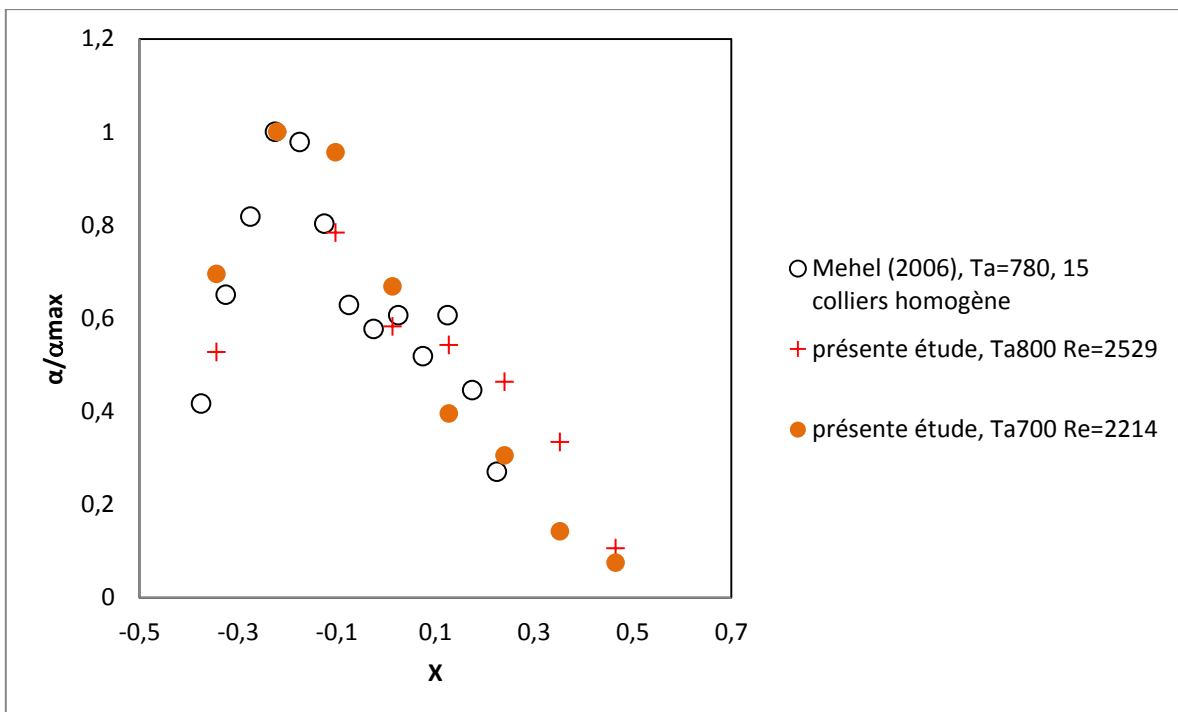


Fig. 4.22 Profils radiaux de taux de vide à la position axiale de capture dans la cellule au-dessus du outflow (mélange 65 %, grosses bulles), comparaison avec les profils de Mehel (2006).

Les profils de taux de vide de la thèse de Mehel tracés ont été obtenus en milieu de cellules pour 15 colliers répartis sur la hauteur de l'entrefer en cavitation homogène (sans stratification de la longueur d'onde axiale). Pour la présente étude, la comparaison est faite pour deux nombres de Taylor un peu différents, le nombre de colliers est 16.

d) Analyse spectrale en fréquence

Le spectre de la figure 4.23 a été réalisé en régime de 3^{ème} instabilité ($Re=1265/Ta=400$) pour des bulles qui ont un mouvement ascendant oscillant. On note l'émergence d'un pic principal à $3,8\Omega_i$ caractéristique de l'onde azimutale. Cette valeur de la fréquence est en accord avec la valeur attendue en écoulement monophasique en 2^{ème} instabilité (Mehel, 2006), alors que l'écoulement monophasique pour cette valeur du Reynolds est un écoulement de 3^{ème} instabilité.

Lorsque les bulles sont capturées par les cellules, en deçà de $Re=2529$ ($Ta=800$), comme dans le cas des petites bulles, on observe une fréquence de l'ordre de $5\Omega_i$ qui caractérise la capture par l'onde azimutale pour un nombre d'onde de l'ordre de 13, valeur supérieure à la valeur attendue en écoulement monophasique pour tous les régimes (Mehel, 2006). Un exemple de spectre est montré sur la figure 4.24 ($Re=2214/Ta=700$).

Au-delà de $Re=2529$ et jusqu'à l'apparition du phénomène instationnaire de saturation, on n'observe pas de fréquence caractéristique dans le signal.

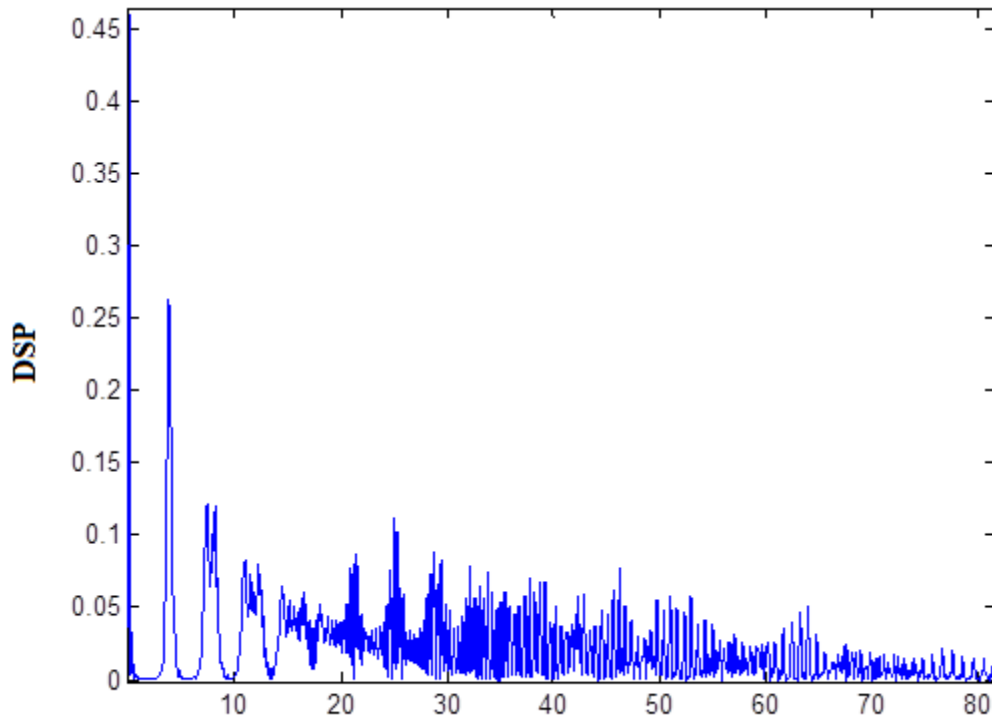


Fig. 4.23 Spectre basé sur la fonction indicatrice de la phase gazeuse locale, obtenue à partir des images binaires après discrimination dans la profondeur de champ en régime de 3^{ème} instabilité, Re1265/Ta400, mélange 65 % grosses bulles

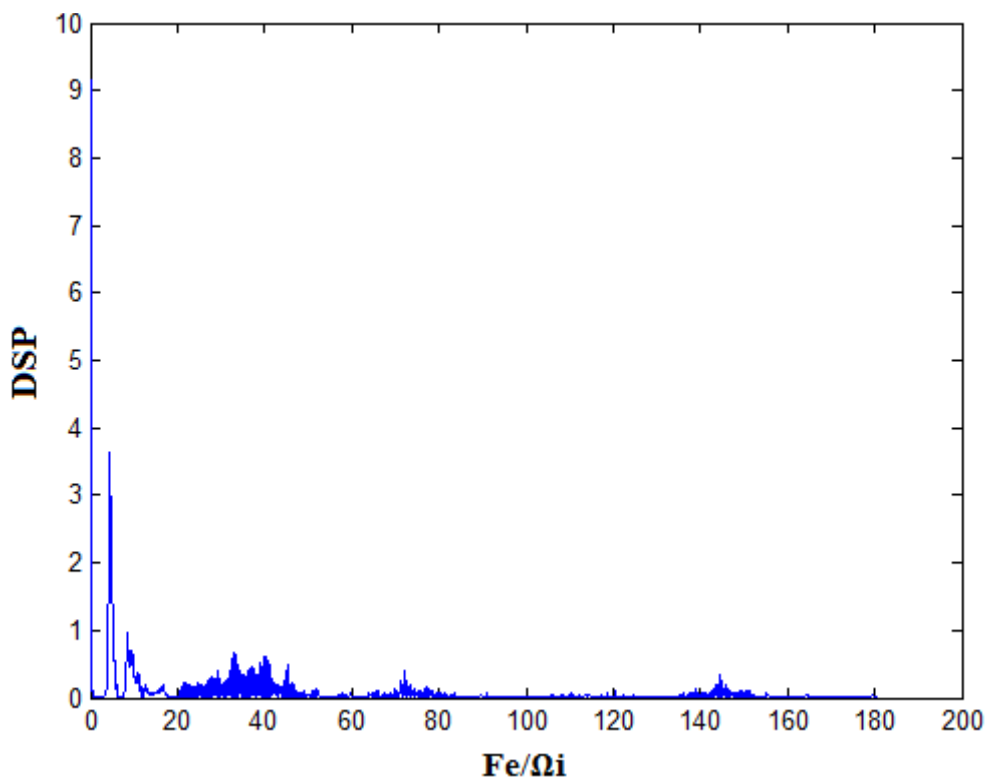


Fig. 4.24 Spectre basé sur la fonction indicatrice de la phase gazeuse locale, obtenue à partir des images binaires après discrimination dans la profondeur de champ, Re2214/Ta700, mélange 65 % grosses bulles

Nous avons discuté dans cette partie de la localisation des bulles pour les régimes de transition et de turbulence naissante. Nous allons dans la partie suivante nous intéresser à la caractérisation de la phase gazeuse pour des nombres de Reynolds plus élevés, avec un mélange eau glycérine à 40%

IV-2 Ecoulement turbulent avec persistance des cellules de Taylor

Cette partie est dédiée à la présentation et à l'analyse des caractéristiques de la phase gazeuse : visualisations globales, cartographies de taux de vide, composantes de vitesse eulérienne phasique radiale et axiale et champ de vitesse eulérien, fréquence. Ces essais sont réalisés en diminuant la viscosité du mélange (mélange à 40% de glycérine). Par rapport aux essais de la partie précédente qui concernaient la turbulence naissante et la transition, la diminution de la viscosité du mélange va induire aussi une augmentation de la vitesse terminale des bulles et renforcer les effets de gravité.

1- Configuration petites bulles

a) Arrangement global

La figure 4.25 montre les images obtenues par visualisation de la hauteur utile de l'entrefer pour les petites bulles. Avec l'augmentation de la vitesse terminale des bulles, la capture est effective pour un nombre de Reynolds plus important que dans le cas du mélange à 65%. La capture est mise en évidence au-delà de $Re=7906$ ($Ta \geq 2500$).

On voit l'augmentation de la longueur d'onde axiale avec le nombre de Reynolds et l'augmentation du taux de vide global dès la capture. Pour le nombre de Reynolds le plus élevé, les visualisations globales mettent en évidence une accumulation périodique dans la direction azimutale, qui peut correspondre au phénomène de saturation.

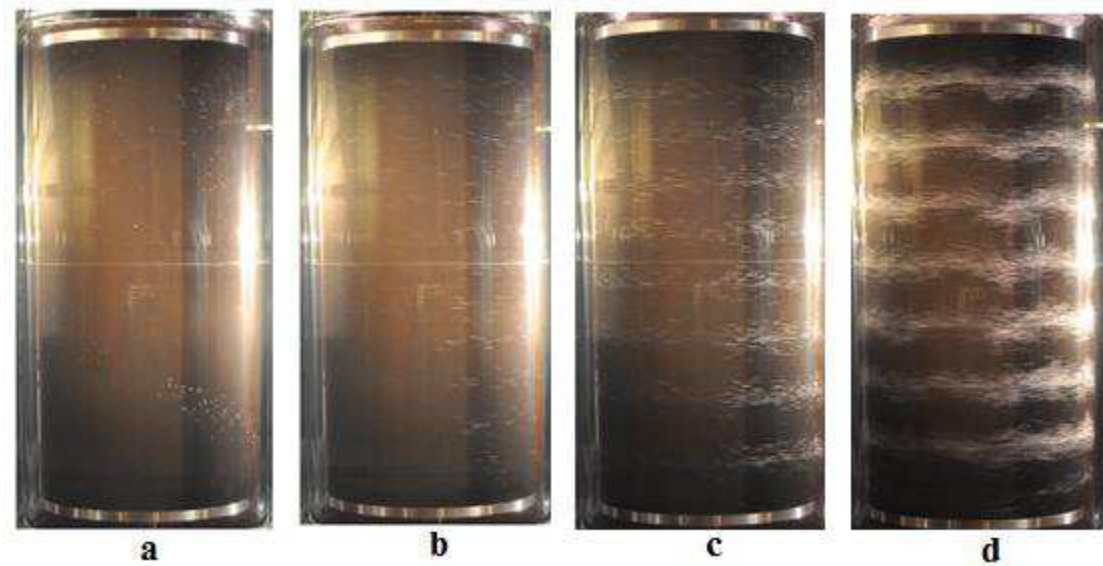


Fig. 4.25 Arrangement des bulles mélange 40 % petites bulles : a- Re3162/Ta1000,

Sur la figure 4.26, on a tracé l'évolution de la longueur d'onde axiale moyenne avec le nombre de Reynolds et on compare avec l'évolution attendue en monophasique. On observe une augmentation de la longueur d'onde axiale induite par la présence des bulles au-delà de $Re \sim 10000$ et ce jusqu'à $Re \sim 17000$.

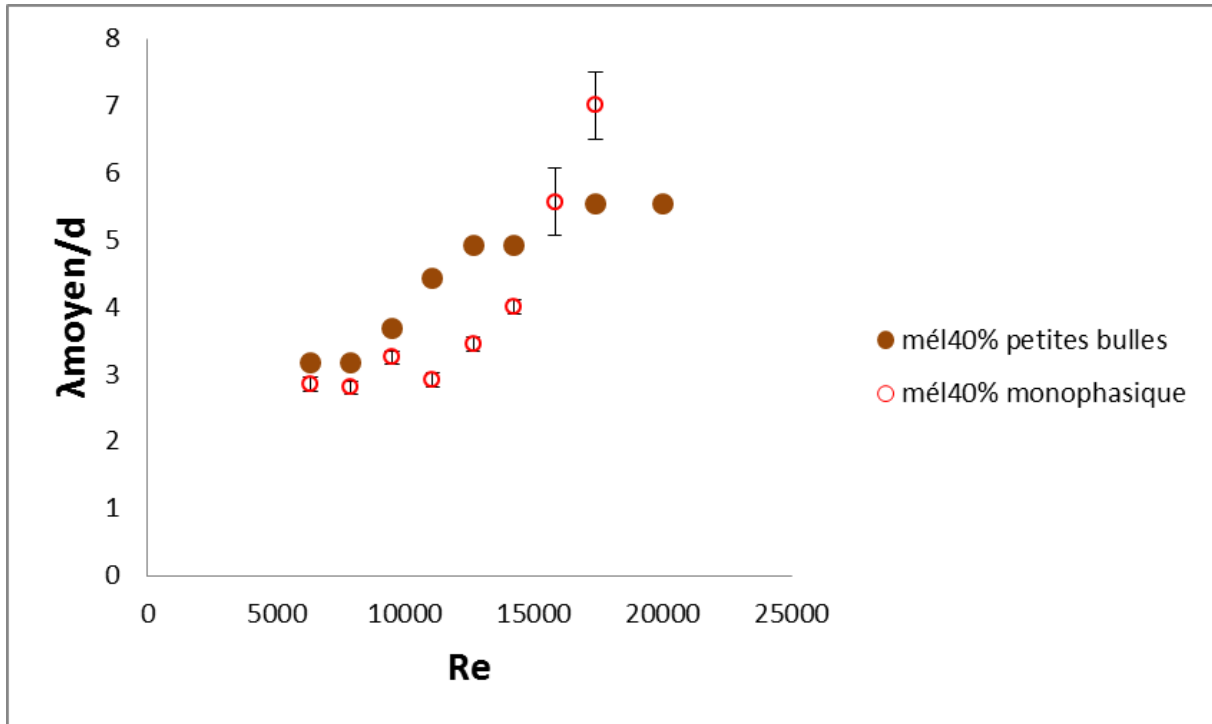


Fig. 4.26 Evolution de la longueur d'onde axiale moyennée axialement avec le nombre de Reynolds (configuration 40%, petites bulles). Comparaison avec l'écoulement monophasique (données issues des mesures PIV)

b) Cartographies des grandeurs eulériennes

Les figures 4.27 à 4.30 montrent les cartographies de taux de vide, composantes de vitesse axiale et radiale pour les visualisations montrées précédemment. La cartographie du champ de vitesse est donnée en annexe. Pour les hauts Reynolds correspondants à de grandes longueurs d'onde, on a procédé à un recouvrement des cartographies à partir de deux zones de visualisation de trajectoires de bulles décalées axialement.

Ces cartographies mettent en évidence une évolution de l'arrangement des petites bulles dans le mélange à 40% en fonction du Reynolds :

- En deçà du Reynolds de capture, la trajectoire des bulles devient oscillante et sensibles aux jets à partir de $Re=5060$ ($Ta=1600$).

- Pour la capture ($Re>7906$) et jusqu'à environ $Re=11068$ ($2500<Ta<3500$), on observe de la capture dans la cellule au-dessus du outflow près du cylindre intérieur (capture 'up'). Comparativement à l'écoulement faiblement turbulent, on voit qu'en écoulement turbulent, la capture dans les cellules est localisée en plus proche paroi du cylindre intérieur.

-A partir de $Re=11068$ et jusqu'à $Re=17392$ ($3500 < Ta < 5500$), on voit un épaissement dans la direction axiale de la zone de capture avec un décalage dans la direction axiale du point d'accumulation vers la zone de outflow. L'arrangement reste un arrangement 'capture up'. Les cartographies de taux de vide avec et sans activation du critère de sphéricité des bulles conduisent au même résultat (figure 4.31), sans accumulation en zone de outflow.

-Au-delà de $Re=17392$ et jusqu'à $Re=20000$ ($5500 < Ta < 6325$), on capture à la fois en outflow et dans les deux cellules de part et d'autre du outflow. ('capture up-down-outflow'). Cette configuration a pu être mise en évidence sans activation du critère de sphéricité des bulles (figure 4.31).

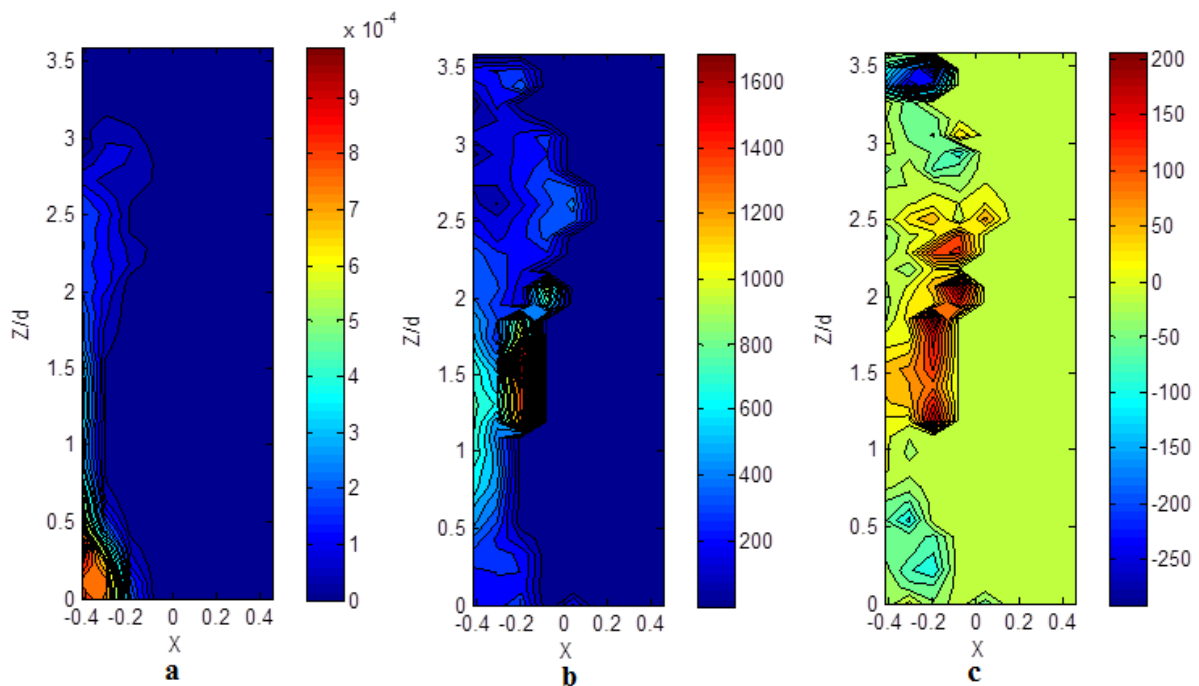


Fig. 4.27 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale $Re=3162/Ta=1000$, mélange 40% petites bulles -**a** : taux de vide -**b** : vitesse axiale -**c** : vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

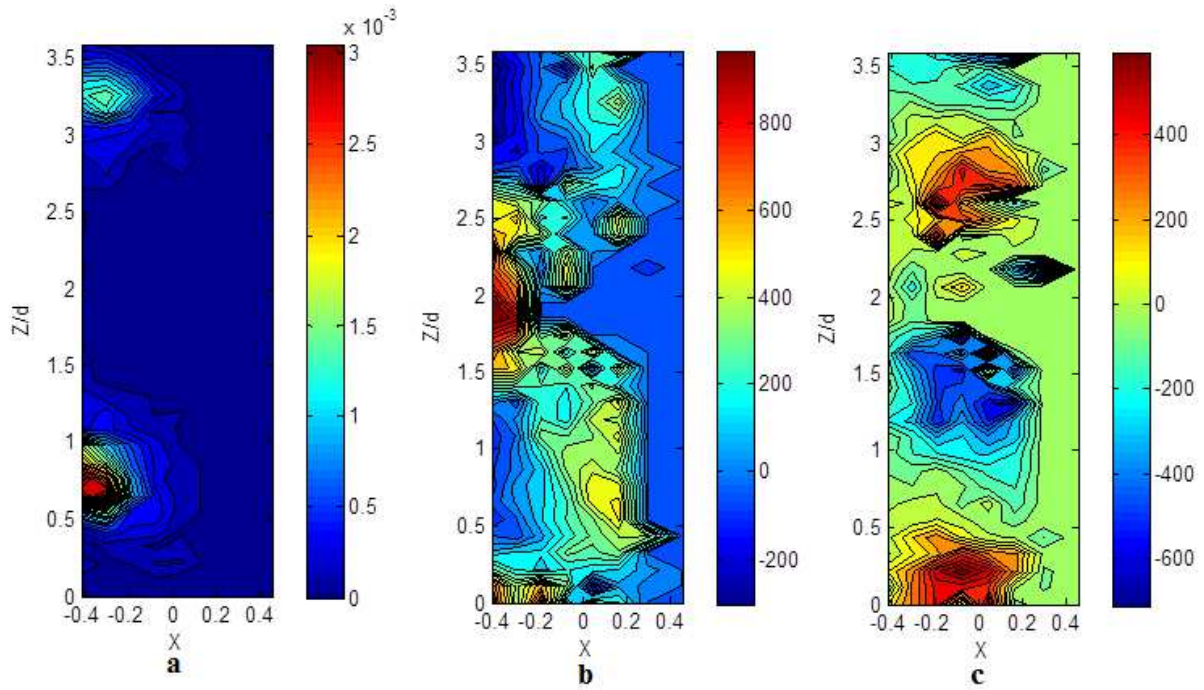


Fig. 4.28 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale Re7905/Ta2500, mélange 40% petites bulles -**a** : taux de vide -**b** : vitesse axiale -**c** : vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

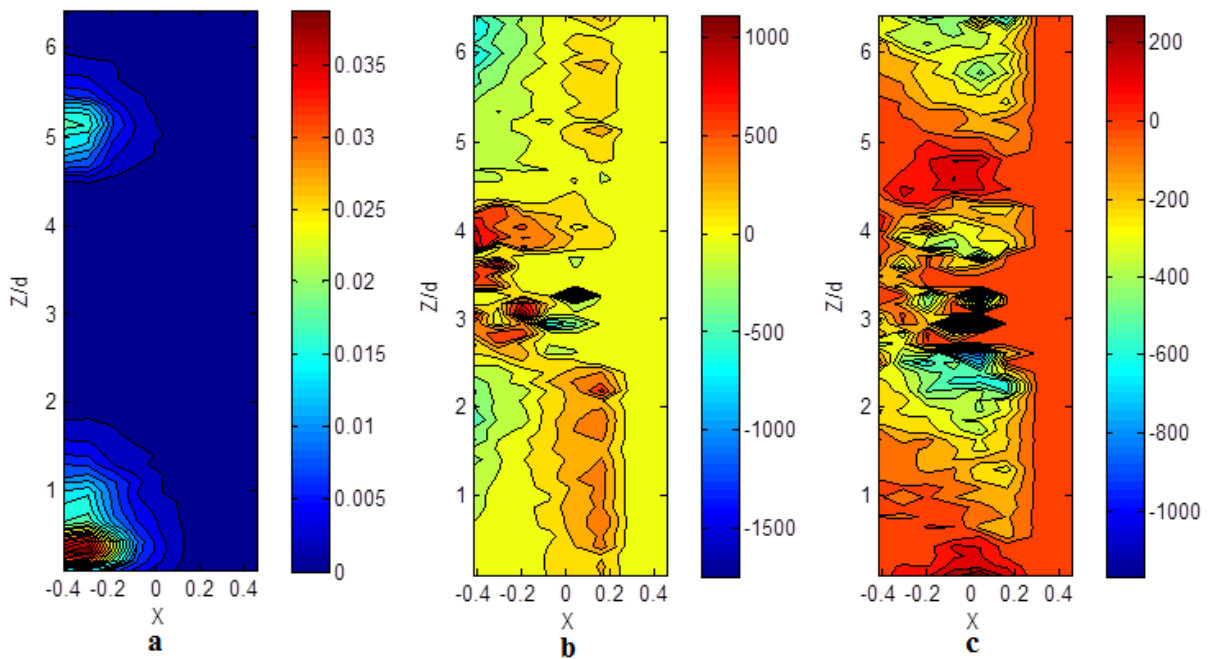


Fig. 4.29 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale Re 12649/Ta4000, mélange 40% petites bulles -**a** : taux de vide -**b** : vitesse axiale -**c** : vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

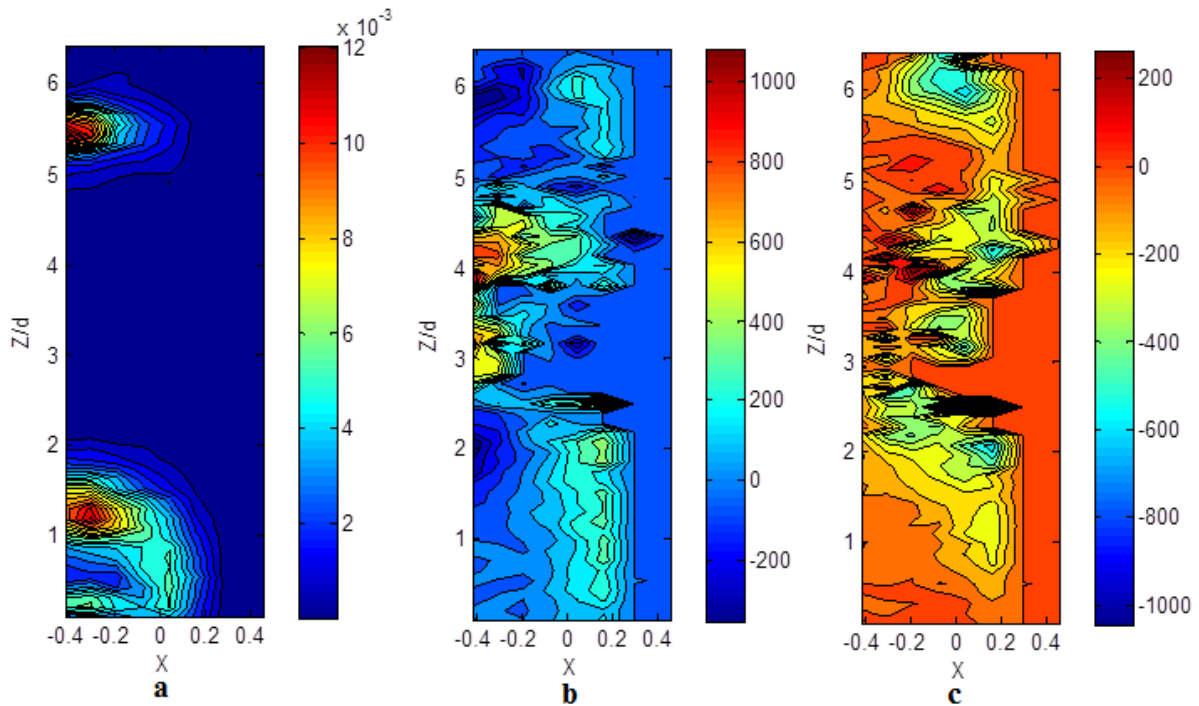


Fig. 4.30 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale $Re=14230/Ta4500$, mélange 40% petites bulles -**a** : taux de vide -**b** : vitesse axiale -**c** : vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

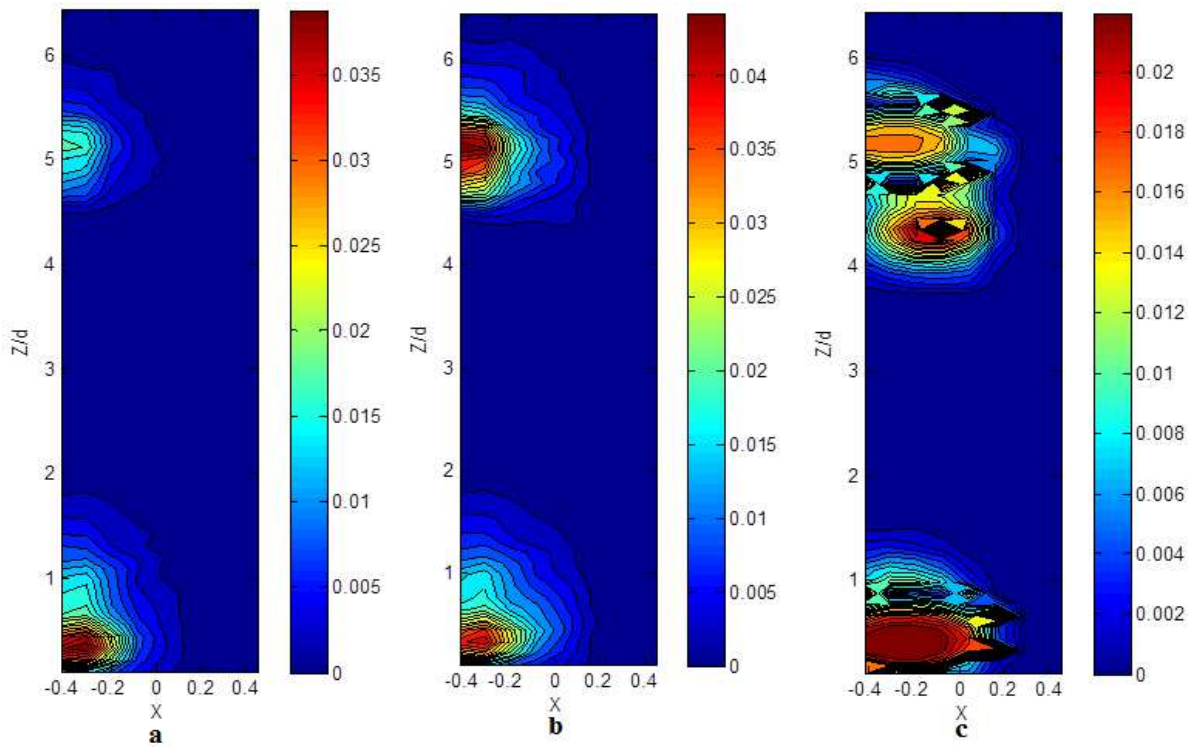


Fig. 4.31 Cartographies de taux de vide, mélange 40% petites bulles -**a** : - $Re12650/Ta4000$ (avec critère de sphéricité) -**b** : $Re12650/Ta=4000$ (sans critère de sphéricité) -**c** : $Re20000/Ta=6325$ (sans critère de sphéricité)

Sur la figure 4.32, on présente les profils axiaux de taux de vide moyennés radialement, pour des nombres de Reynolds au-delà de la capture. Ces profils illustrent bien l'étalement plus important des pics de taux de vide et l'augmentation de la longueur d'onde axiale avec le Reynolds. Le double pic à $Re=14230$ ($Ta=4500$) met en évidence la capture à deux positions dans la cellule au-dessus du outflow. Pour $Re=20000$ ($Ta=6325$), le triple pic met en évidence la capture à la fois dans les deux cellules de part et d'autre du outflow et la capture en outflow.

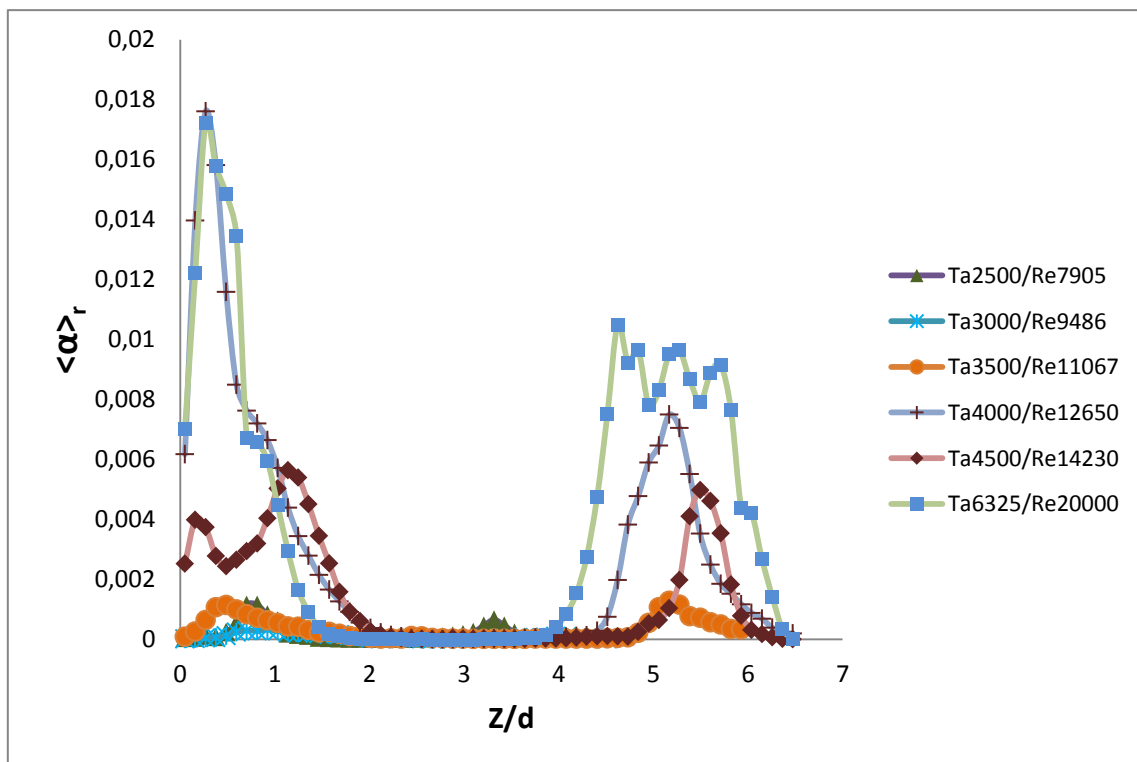


Fig. 4.32 Profils axiaux de taux de vide moyenné dans la direction radiale (mélange 40 % petites bulles)

Pour cette configuration (mélange à 40%, petites bulles), nous n'avons pas observé l'émergence d'une fréquence caractéristique lors de l'analyse spectrale.

2- Configuration grosses bulles

Comme précédemment, pour la configuration grosses bulles dans le mélange à 40%, nous ne montrons pas les résultats de tous les points de fonctionnement. Seules ont été sélectionnées les visualisations et cartographies les plus parlantes qui permettent d'illustrer les différents types d'arrangement. Les autres sont consignées en annexe.

a) Arrangement global

La figure 4.33 montre l'arrangement global dans l'entrefer pour différents nombres de Reynolds. Avec l'augmentation de la taille des bulles, l'augmentation de la vitesse de glissement induit une capture pour un nombre de Reynolds plus élevé que dans le cas des petites bulles.

On capture au-delà de $Re=9486$ ($Ta \geq 3000$). Au-delà de la capture, on observe une stratification axiale importante de la longueur d'onde axiale, la longueur d'onde étant plus importante en bas du dispositif que dans la partie haute. A partir de $Re=11067$ ($Ta \geq 3500$), on observe comme pour les grosses bulles dans le mélange à 65% aux grandes valeurs du Reynolds un phénomène instationnaire, basse fréquence, de saturation. Les visualisations des figures 4.34 et 4.35 illustrent ce phénomène. La période est de l'ordre de 4 à 10 minutes, la période la plus petite correspondant au Reynolds le plus grand. A partir de $Re=14230$ ($Ta \geq 4500$), ce phénomène de saturation est associé à une mise en oscillation importante des cellules dans la direction azimutale.

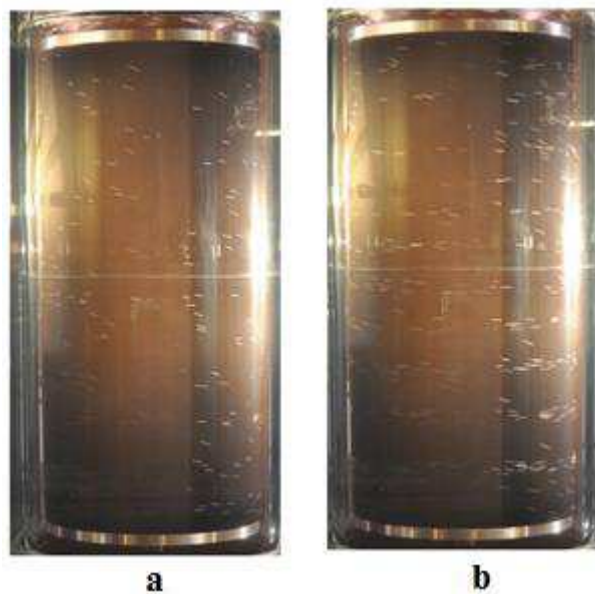


Fig. 4.33 Arrangement des bulles mélange 40 % grosses bulles :
a- $Re6324/Ta2000$, b- $Re9487/Ta3000$

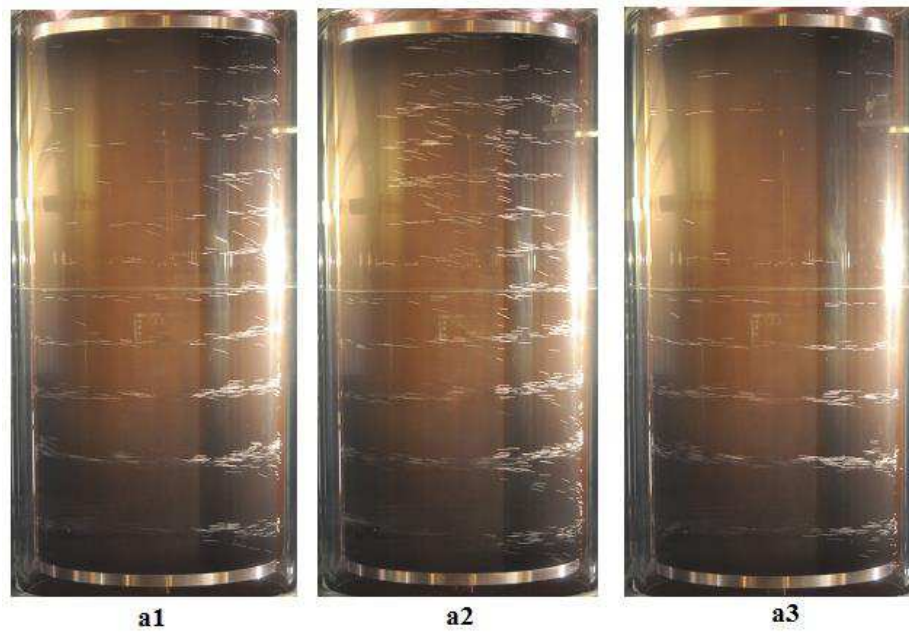


Fig. 4.34 Arrangement des bulles mélange 40 % grosses bulles, Re_{11068}/Ta_{3500} :
a1-remplissage, a2-saturation et éjection, a3-relaxation

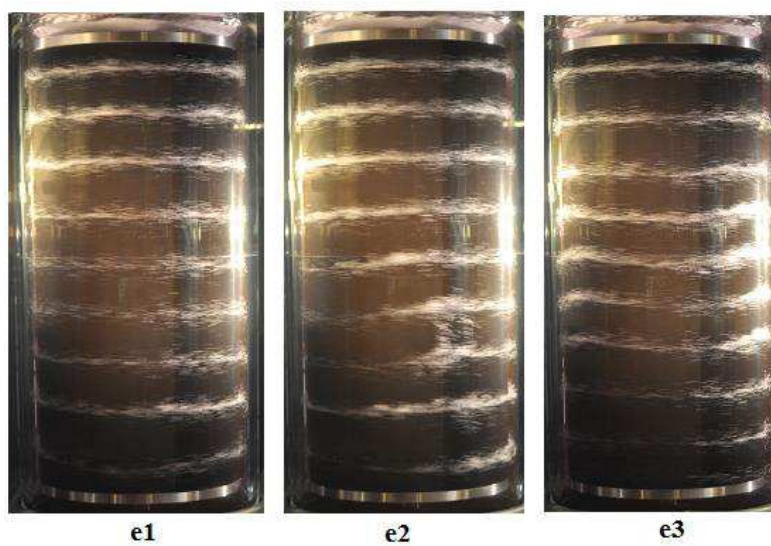


Fig. 4.35 Arrangement des bulles mélange 40 % grosses bulles, $Re=20000/Ta_{6325}$:
a1-remplissage, a2-saturation et éjection, a3-relaxation

La figure 4.36 permet de comparer l'évolution de la longueur d'onde axiale moyenne en fonction du Reynolds avec et sans bulles. De $Re \sim 10000$ à $Re \sim 14000$, la présence des bulles induit une augmentation de la longueur d'onde axiale, en moyenne. A partir

de $Re=14000$, avec l'onde de saturation associée à une mise en oscillation des cellules, on observe une réduction de la longueur d'onde axiale.

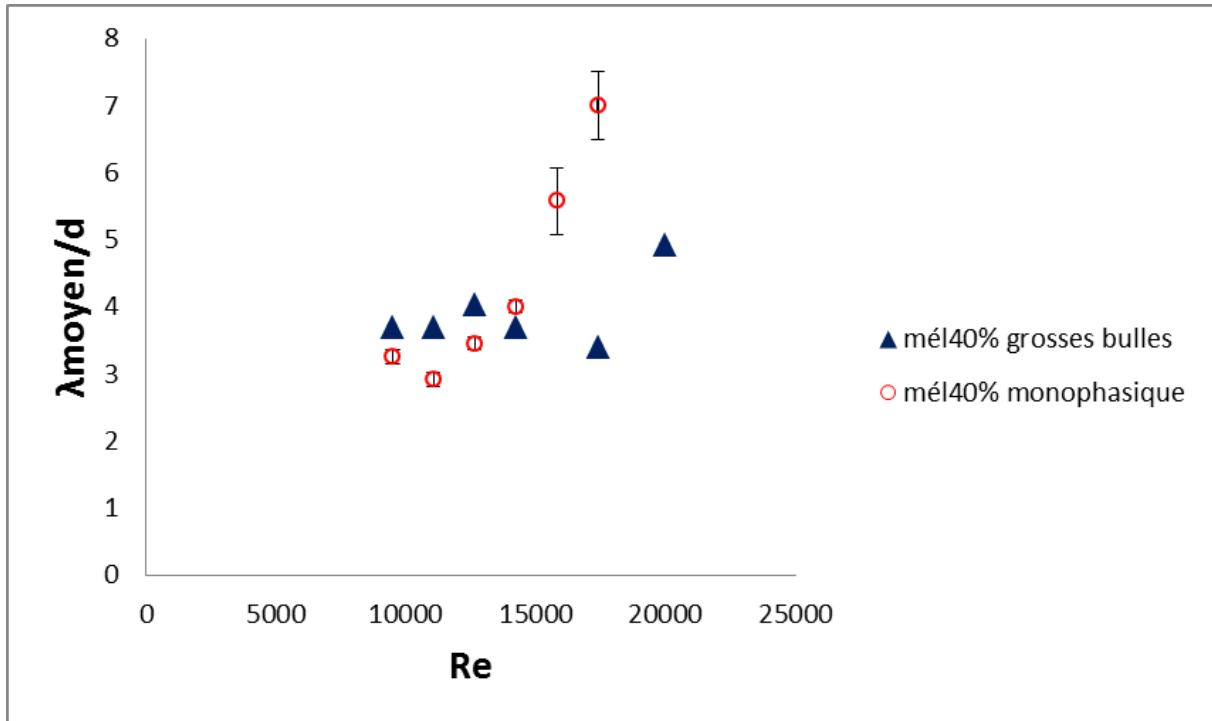


Fig. 4.36 Evolution de la longueur d'onde axiale moyennée axialement avec le nombre de Reynolds (configuration 40%, grosses bulles). Comparaison avec l'écoulement monophasique (données issues des mesures PIV).

b) Cartographies des grandeurs eulériennes

Les cartographies des figures 4.37 à 4.39 permettent de discuter de la localisation des bulles dans l'entrefer. Nous ne présentons pas ici les cartographies obtenues en présence d'oscillation importante des cellules, car il aurait fallu procéder à une prise de moyenne eulérienne en phase avec l'onde azimuthale, ce qui n'était pas envisageable compte tenu du faible temps de mesure. Les cartographies qui concernent les régimes instationnaires de saturation ont été réalisées pendant la phase où l'écoulement s'est stabilisé.

L'association des cartographies avec le champ de vitesse (figure 4.40) permet de mettre en évidence que :

-En deçà de la capture, pour $Re < 6324$ ($Ta < 2000$), on a accumulation des bulles en proche paroi du cylindre intérieur. Celles-ci glissent le long du cylindre intérieur.

-A partir de $Re=6324$ et jusqu'à la capture à $Re=9486$ ($2000 < Ta < 3000$), la structure des isovaleurs de taux de vide en proche paroi met en évidence l'influence de la

présence des jets inflow/outflow, ce qui correspond à une oscillation des trajectoires de bulles dans le plan méridien (arrangement de type : ‘oscillant’).

-Au-delà de $Re=9428$ et jusqu’à $Re=14230$ ($3000 < Ta < 4500$), on observe de la capture dans la cellule au-dessus du outflow (arrangement de type ‘up’). La capture est proche de la zone de outflow et on visualise d’ailleurs sur les figures du champ de vitesse, une éjection du cylindre intérieur vers le cylindre extérieur renforcée en outflow. Le taux de vide est maximal en proche paroi du cylindre intérieur.

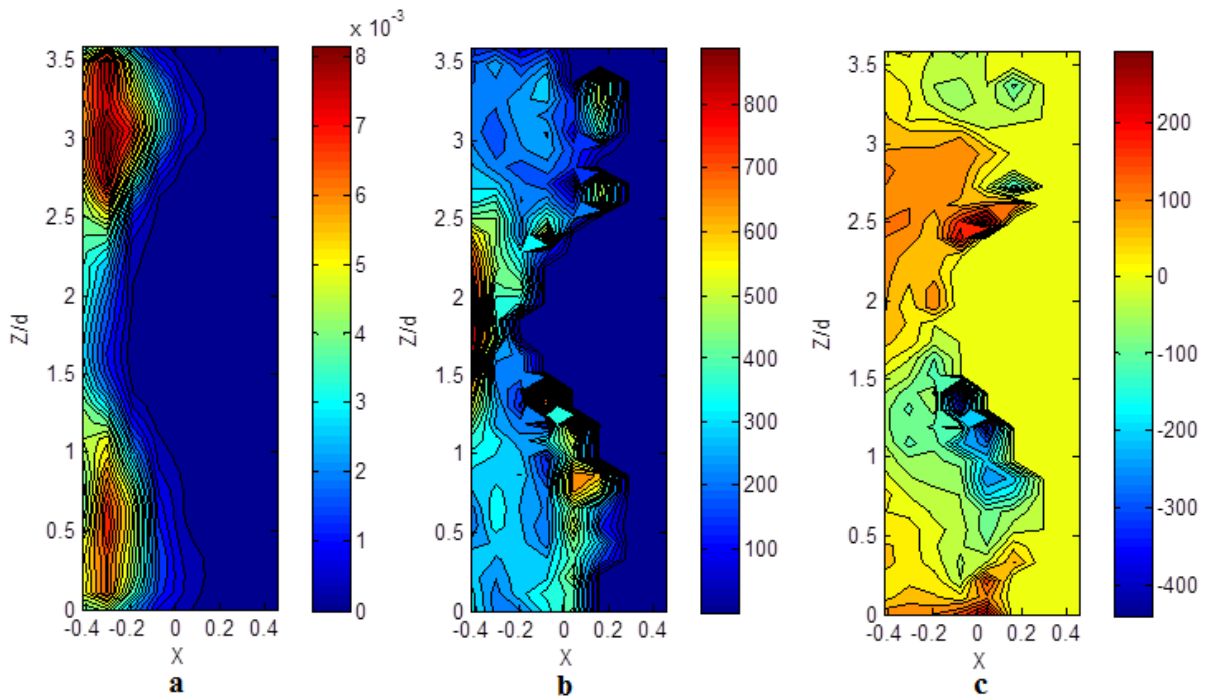


Fig. 4.37 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale $Re6324/Ta2000$, mélange 40% grosses bulles -a : taux de vide -b : vitesse axiale -c : vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

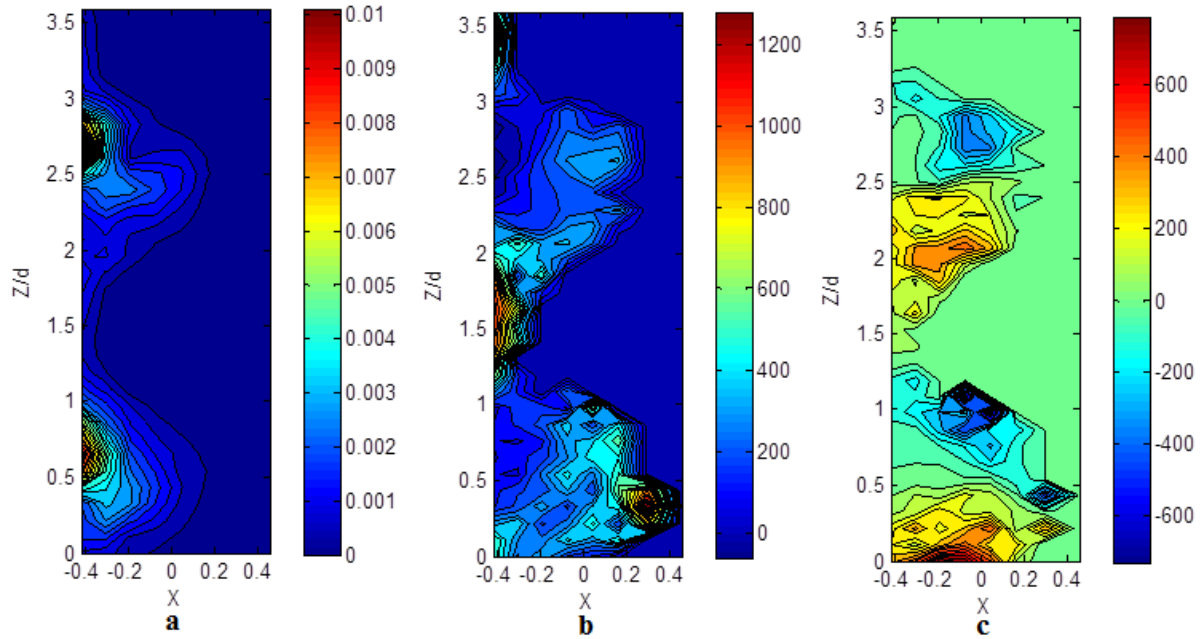


Fig. 4.38 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale Re9487/Ta3000, mélange 40% grosses bulles -**a** : taux de vide -**b** : vitesse axiale -**c** : vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

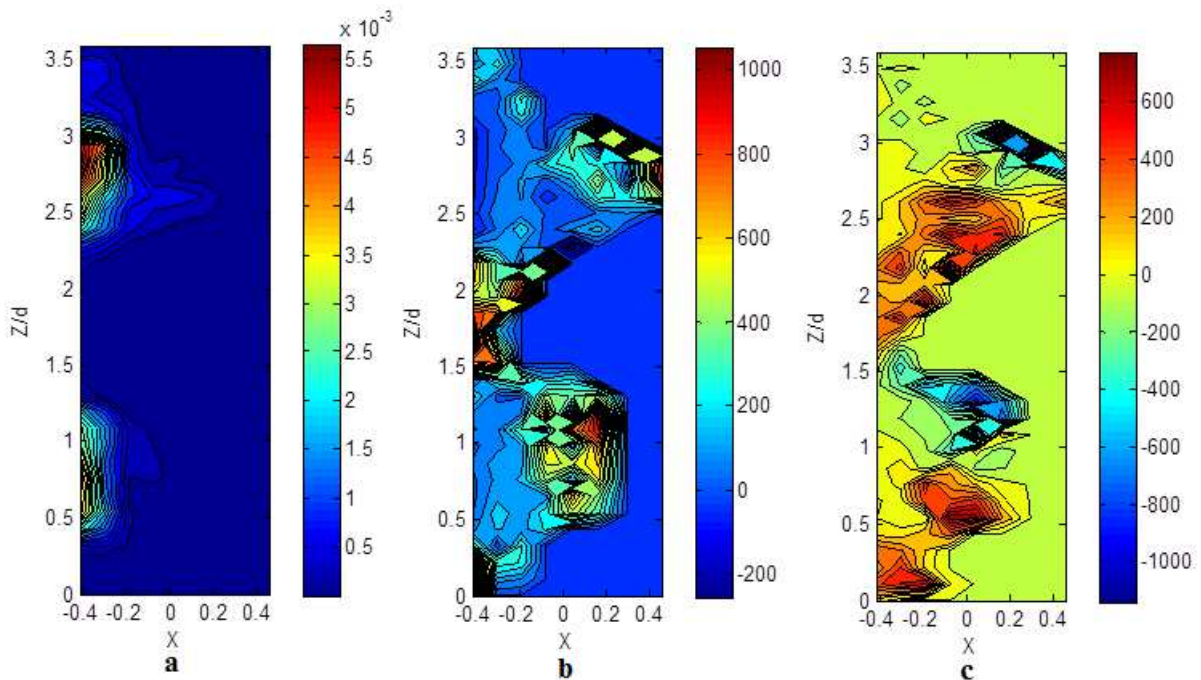


Fig. 4.39 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale Re11068/Ta3500, mélange 40% grosses bulles -**a** : taux de vide -**b** : vitesse axiale -**c** : vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

La figure 4.40 montre le champ de vitesse correspondant aux cartographies. A $Re=6324$ ($Ta=2000$), la flottabilité domine, les bulles ont donc majoritairement un mouvement ascendant. A $Re=9487$ ($Ta=3000$), sans être capturées, elles oscillent alternativement vers la droite puis vers la gauche, suivant le sens des jets. A $Re=11068$ ($Ta=3500$), les bulles sont éjectées en outflow et capturées par la cellule au-dessus.

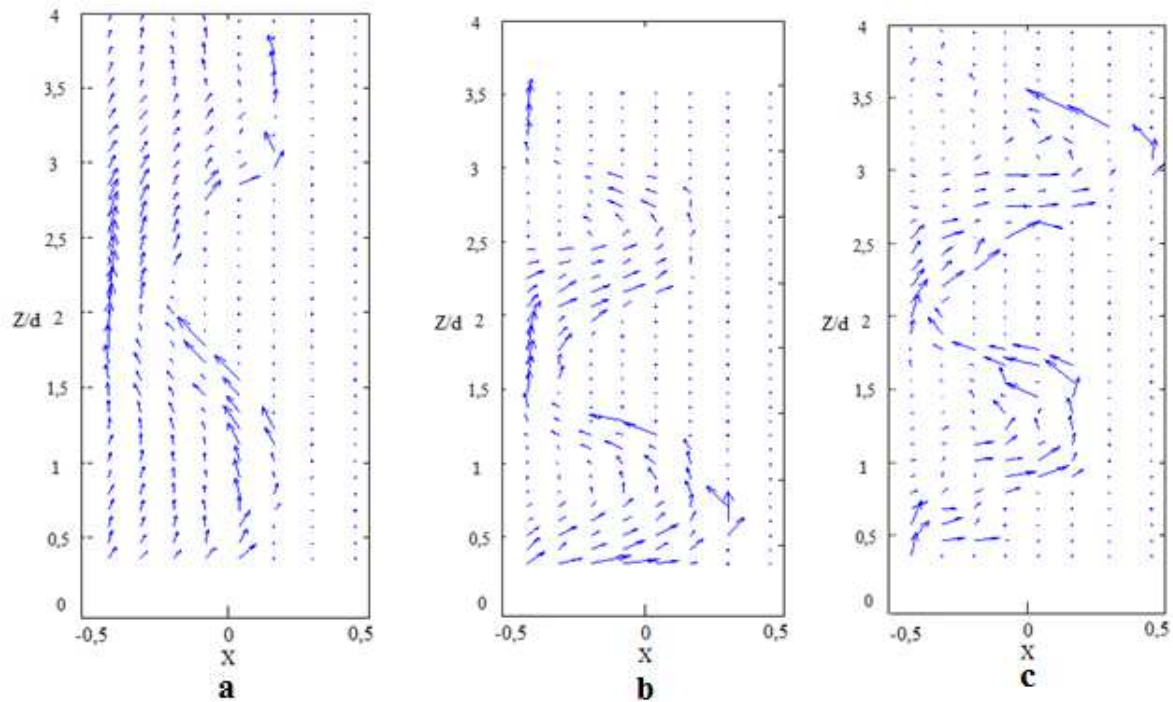


Fig. 4.40 Champ de vitesse eulérien de la phase gazeuse (mélange 40 % grosses bulles): a- $Re=6324/Ta=2000$, b- $Re=9487/Ta=3000$, c- $Re=11068/Ta=3500$

c) Profils de taux de vide

La figure 4.41 montre les profils axiaux du taux de vide moyenné radialement, pour des Reynolds au-delà de la capture et jusqu'à la mise en oscillation des cellules. Pour $Re=9486$ et 12649 (respectivement $Ta=3000$ et 4000), les profils mettent en évidence une distribution axialement périodique et stratifiée, la longueur d'onde est de $2,07d$ ($\pm 0.11d$), inférieure à la longueur d'onde moyenne mesurée à partir du nombre de colliers sur la hauteur de l'entrefer et en accord avec une réduction de la longueur d'onde par rapport à l'écoulement monophasique.

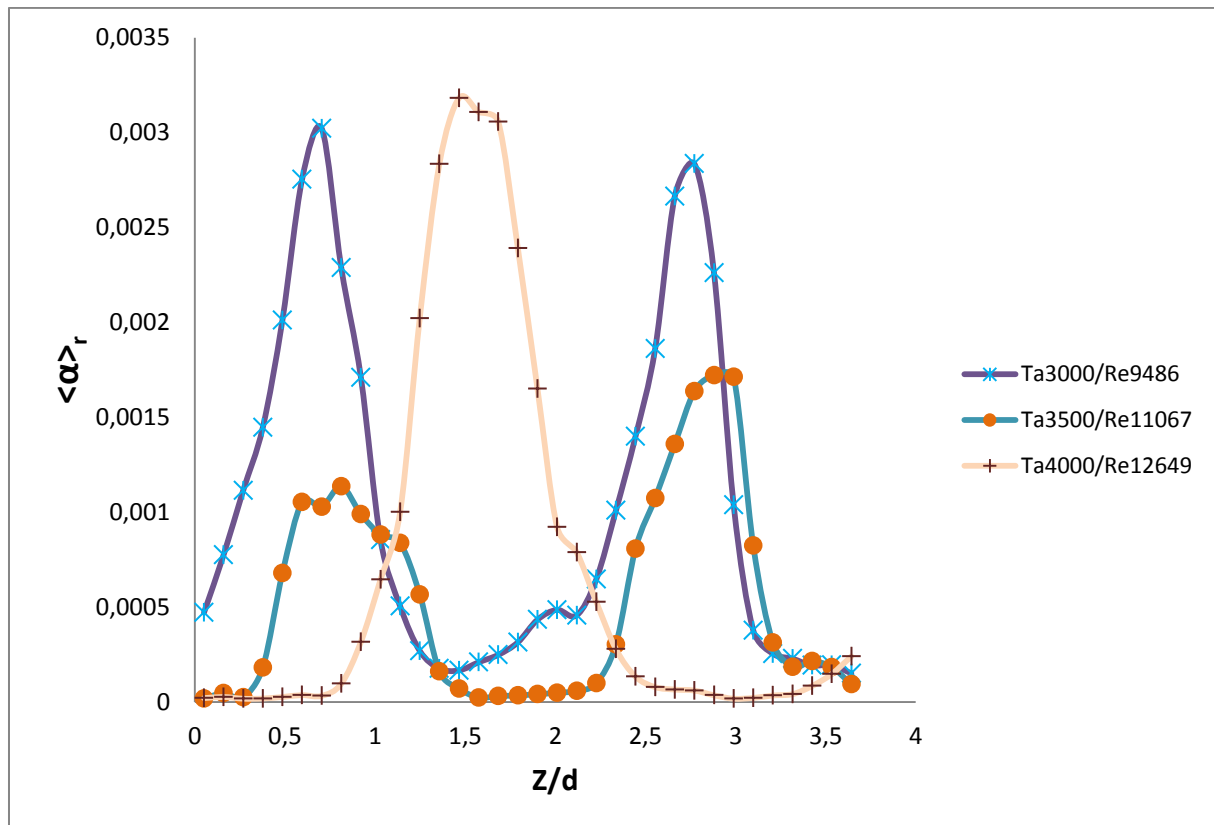


Fig. 4.41 Profils axiaux de taux de vide moyenné dans la direction radiale (mélange 40 % grosses bulles).

d) Analyse spectrale

Pour rendre compte du phénomène instationnaire de saturation- éjection et relaxation, nous avons tracé les spectres en fréquence à partir de l'évolution temporelle du taux de vide global, intégrée dans les directions radiale et axiale. A partir de $Re=11068$ ($Ta \geq 3500$), on met en évidence l'émergence d'un pic à la fréquence caractéristique $0,5\Omega_i$. Cette fréquence ne caractérise pas l'alternance du processus de saturation dont la fréquence est inférieure à la résolution des spectres, compte tenu du faible temps de mesure. La figure 4.42 montre un spectre pour ce régime. Au-delà de $Re=14230$ ($Ta \geq 4500$), ce pic est fortement renforcé avec l'importante mise en oscillation des cellules observée visuellement.

La présence d'un pic de fréquence à $0,5\Omega_i$ est en accord avec les observations de Mehel (2006) réalisées par sonde optique à $Ta=4500$ ($Re=14230$) pour des bulles de taille millimétrique ($0,175d$). Selon Mehel, cette fréquence caractéristique coïncident avec la fréquence d'oscillation de la surface libre. Or Murai et al. (2008) ont également observé pour des régimes faiblement turbulent l'existence d'un pic prépondérant de fréquence entre $0,35$ et $0,41\Omega_i$, la fréquence augmentant avec le Reynolds. Selon Murai, cette fréquence coïncide avec la fréquence de rotation des

nuages de bulles dans la direction azimutale. Dans le cadre de notre étude, nous ne disposons pas de mesure de vitesse azimutale des bulles, qui aurait permis de quantifier le glissement des bulles dans la direction azimutale. Cependant les mesures de Mehel (2006) réalisées par sondes optiques, ont montré que les bulles millimétriques ont effectivement une vitesse azimutale moyenne de l'ordre de $0,5V_i$, y compris en proche paroi du cylindre intérieur (entre $0,4V_i$ et $0,6V_i$ pour $x > -0.1$).

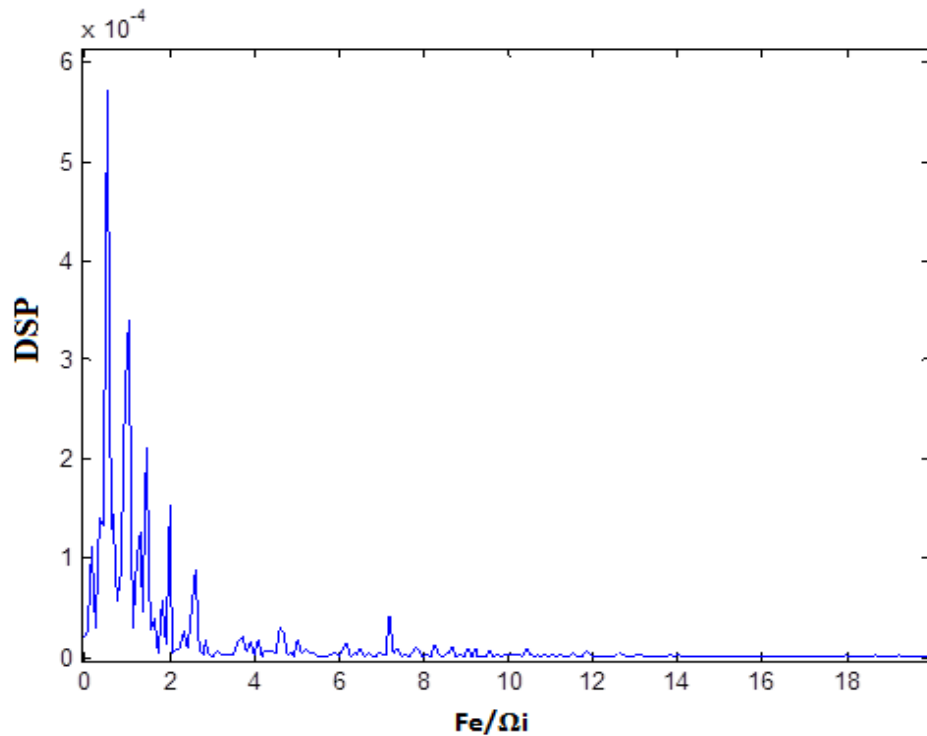


Fig. 4.42 Spectre basé sur la fonction indicatrice de la phase gazeuse intégrée dans les directions axiale et radiale Re12649/Ta4000 (mélange 40 % grosses bulles).

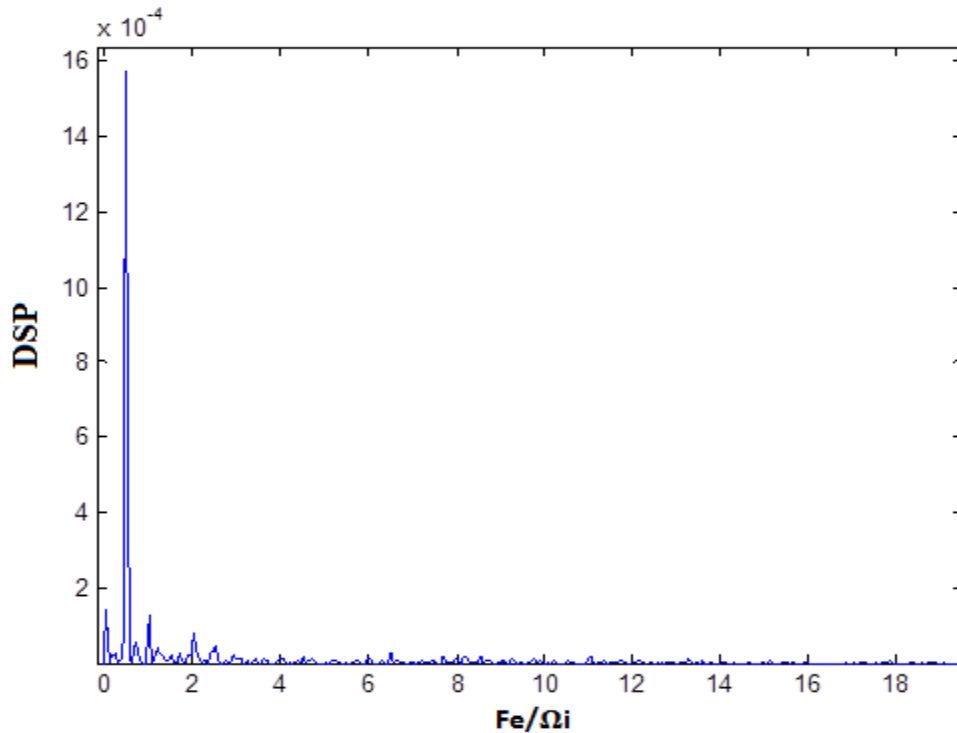


Fig. 4.43 Spectre basé sur la fonction indicatrice de la phase gazeuse intégrée dans les directions axiale et radiale Re17392/Ta5500 (mélange 40 % grosses bulles).

Nous avons discuté dans cette partie de l'arrangement des bulles en régimes faiblement turbulent et turbulent avec persistance des cellules de Taylor pour deux tailles de bulles. Nous allons dans la partie suivante procéder à une synthèse des résultats obtenus pour les deux mélanges et les deux tailles de bulles.

IV-3 Synthèse et discussion

Cette partie permet de faire la synthèse des résultats précédents pour les deux mélanges et les deux tailles de capillaires (petites bulles et grosses bulles). Nous discutons de l'évolution des paramètres globaux, taux de vide, vitesse axiale, débit axial en fonction du Reynolds et nous discutons du type d'arrangement en fonction de paramètres adimensionnels caractéristiques.

1- Taux de vide global en fonction du Reynolds pour les différents mélanges et les différentes tailles de bulles

Les graphes de la figure 4.44 montrent l'évolution en fonction du Reynolds du taux de vide global (taux de vide moyenné radialement et axialement sur la longueur d'onde de la fenêtre de visualisation). Nous n'avons pas reporté les points en deçà du Reynolds de capture et au-delà d'une valeur du Reynolds limite lorsqu'on a le phénomène de saturation-éjection. Les barres d'erreur correspondent à la différence que l'on peut avoir sur la détermination du taux de vide global en fonction de la position axiale sur la fenêtre de visualisation, due à la stratification axiale. Comme on peut le voir, pour les différents points de fonctionnement au-delà du Reynolds de capture, le taux de vide global demeure très faible, inférieur à 0,5%

De manière générale, avec la capture des bulles et l'augmentation du nombre de Reynolds, pour un même mélange, le taux de vide global augmente. La diminution de la viscosité du mélange, se traduit par une augmentation de la vitesse ascensionnelle et une diminution du taux de vide global. A la saturation, pour les bulles de taille 2,5mm (0,125d), on a un taux de vide global maximum de $\langle \alpha \rangle_{rz} \sim 0,42\%$ et $\langle \alpha \rangle_{rz} \sim 0,1\%$, respectivement pour les mélanges à 65% et 40% respectivement.

La figure 4.45 présente l'évolution de la vitesse axiale moyenne de la phase gazeuse, intégrée radialement et axialement sur une longueur d'onde dans la fenêtre de visualisation : $\langle W_G \rangle_{rz}$. Afin de regrouper les différentes tailles de bulles et différents mélanges sur un même graphe, la vitesse axiale eulérienne moyenne est normalisée par la vitesse terminale de bulle. A partir de la capture, on note une diminution de la vitesse axiale avec le Reynolds. Pour l'ensemble des essais, le rapport entre la vitesse axiale eulérienne moyennée spatialement et la vitesse terminale est toujours inférieur à 0,4. En dispersion active, pour les grosses bulles, on observe que ce rapport converge avec l'augmentation du Reynolds vers une valeur de 0,08 à l'apparition de l'onde de saturation, et ce pour les deux mélanges étudiés.

Sur la figure 4.46, on a reporté l'évolution avec le nombre de Reynolds du produit Q entre le taux de vide global, la vitesse axiale moyenne de la phase gazeuse, intégrée spatialement et la surface annulaire. Cette quantité est homogène à un débit. On compare au débit d'injection d'air imposé en sortie du capillaire Q_G quantifié au chapitre 2.

$$Q = \langle \alpha \rangle_{rz} \langle W_G \rangle_{rz} 2\pi R_i d$$

Le critère de capture que nous avons défini correspond à l'existence de vitesse axiale négative locale pour la phase gazeuse dans la zone de visualisation (qui correspond à la partie haute du dispositif). Pour ce critère, les bulles ont été capturées dans toutes les cellules sur toute la hauteur du dispositif. A la capture, on a un débit Q deux à sept fois plus grand que le débit Q_G imposé. Cela est lié à la capture des bulles déjà effective pour des Reynolds plus faibles dans les cellules en bas du dispositif.

Ce débit est positif et traduit le flux axial du gaz vers le haut du dispositif.

Pour les petites bulles, avec l'augmentation du Reynolds, le flux axial augmente et cela correspond à une augmentation du transfert du gaz entre les cellules. Ceci est en accord avec ce que l'on observe en dispersion passive et en accord avec l'augmentation de la longueur d'onde axiale avec le Reynolds. Cependant, pour le mélange à 40%, au-delà de $Re=2529$ ($Ta=800$), on observe une chute du flux axial. Cela peut être dû à la disparition de la contribution de l'onde azimutale à la capture, mais cela peut être dû aussi à une sous-estimation du taux de vide avec activation du critère de sphéricité pour ce régime d'accumulation 'up-down-outflow'. On voit d'ailleurs pour cette transition une diminution du taux de croissance du taux de vide global avec le Reynolds.

Pour les grosses bulles, avec l'augmentation du Reynolds, on observe plutôt une diminution du flux axial, en accord avec une diminution de la longueur d'onde axiale. A l'apparition de l'onde de saturation, le débit converge vers le débit imposé. L'onde de saturation permet donc de réguler le flux axial.

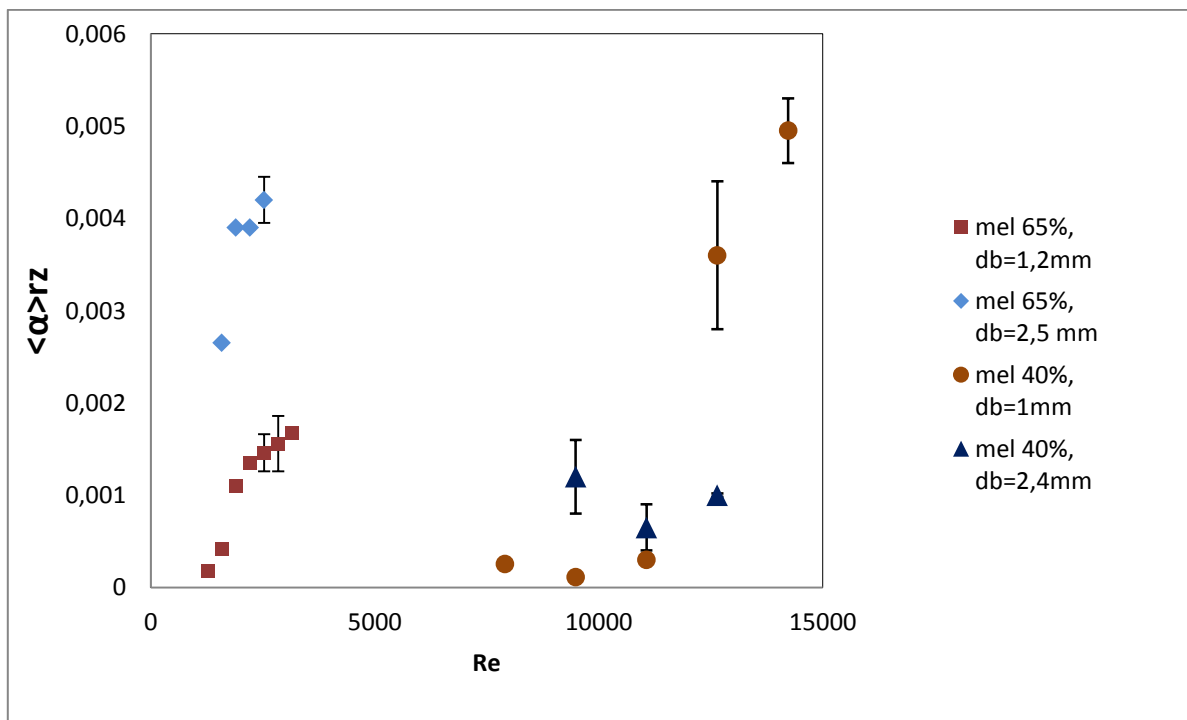


Fig. 4.44 Evolution avec le nombre de Reynolds du taux de vide global (2 mélanges pour les deux tailles de capillaires).

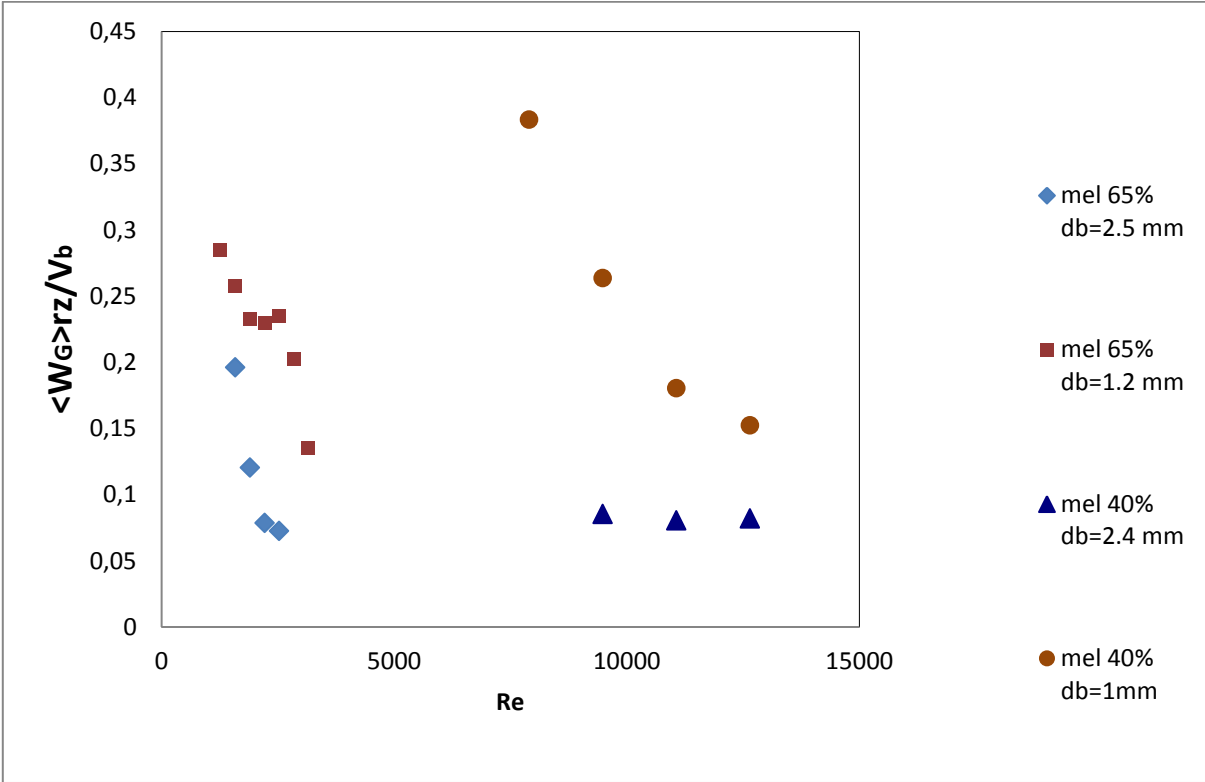


Fig. 4.45 Evolution avec le nombre de Reynolds du rapport entre vitesse axiale moyenne eulérienne du gaz et la vitesse terminale des bulles (pour les 2 mélanges et pour les deux tailles de capillaires).

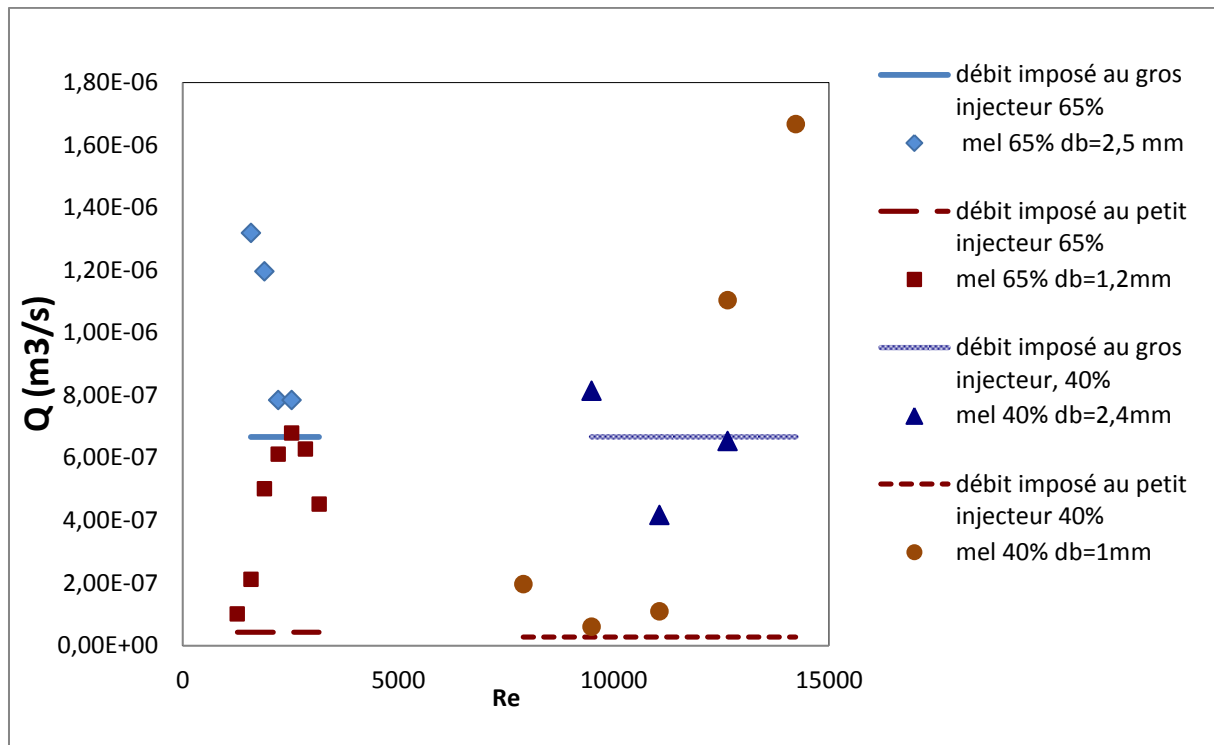


Fig. 4.46 Evolution du débit axial dans la zone de visualisation avec le nombre de Reynolds (pour les 2 mélanges et les deux tailles de capillaire).

2- Diagramme de l'arrangement en fonction des paramètres adimensionnels C et H

Dans le cadre de notre étude, les cartographies de taux de vide ont permis de mettre en évidence une variété importante de types d'arrangement en fonction du Reynolds et de la taille des bulles.

Sur la figure 4.50, nous avons réalisé un diagramme sur lequel nous avons reporté le type d'arrangement de bulles de tous les points de fonctionnement en fonction des paramètres C et H des essais. C et H ont été définis dans le chapitre 1. Pour rappel, H caractérise l'accélération centripète des cellules relativement à l'accélération centripète du cylindre intérieur et diminue avec le Reynolds, C caractérise la contribution du glissement des bulles sous l'effet de la gravité. C diminue avec l'augmentation de la taille des bulles. Nous rappelons ici les expressions de C et H :

$$H = 4 \left(\frac{W}{\Omega_i R_i} \right)^2 \frac{R_i}{d}$$

$$C = \frac{W}{V_b}$$

Chaque type d'arrangement est codifié par une couleur différente sur le diagramme (points pleins de couleur différente). Les valeurs de C et H sur le diagramme sont déduites à partir des mesures PIV de la vitesse axiale négative dans les cellules en écoulement monophasique. On utilise les lois de lissage qui sont montrées sur les figures 4.47 et 4.48.

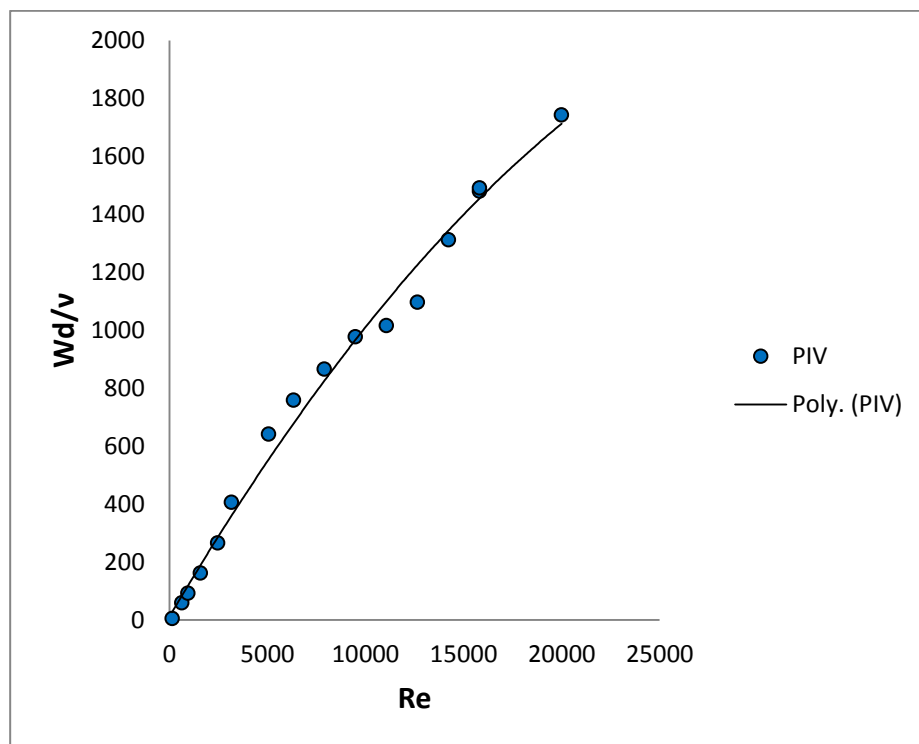


Fig. 4.47 Evolution de la vitesse axiale normalisée d'après les mesures PIV dans le dispositif

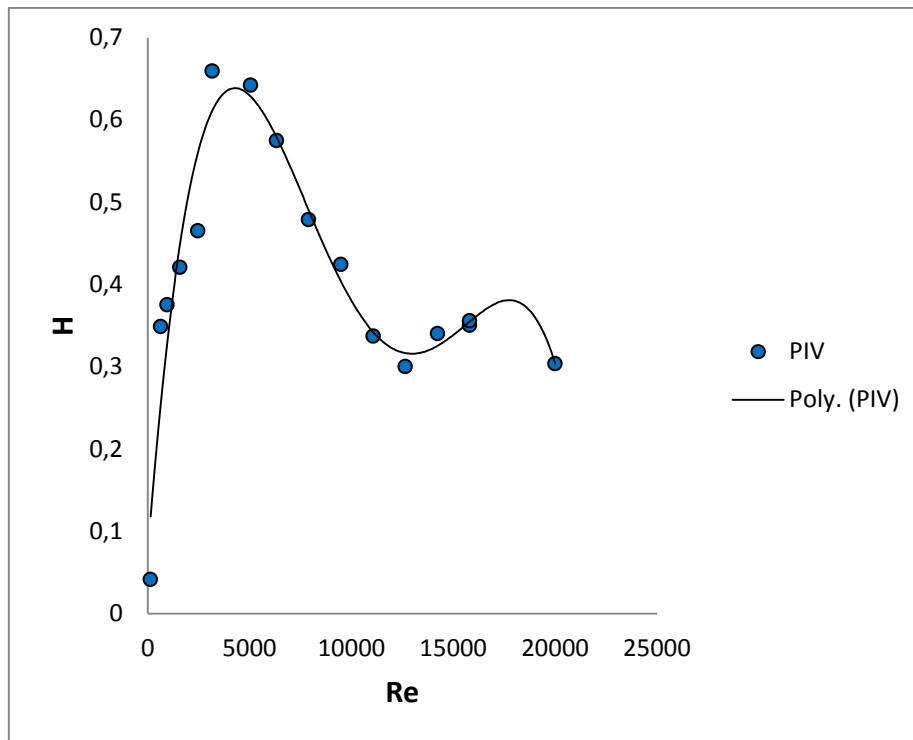


Fig. 4.48 Evolution du paramètre H en fonction du Reynolds, H est calculé à partir des données de vitesse axiale mesurées par PIV

A partir du diagramme, nous avons délimité des domaines correspondants aux différents types d'arrangement. Les traits matérialisent la transition entre les différents types d'arrangement, certains traits sont en pointillé, faute de données qui permettraient de mieux délimiter les domaines.

Pour l'ensemble des essais, on n'a jamais de capture dans la cellule du bas sans capture dans la cellule du haut. Ceci est une conséquence de l'équilibre des forces exercées sur les bulles dans les directions axiale et radiale. En effet, lorsque les bulles sont capturées par les cellules, la condition d'équilibre en axial impose aux bulles de se situer dans les zones d'écoulement de liquide descendant. La condition d'équilibre en radial impose aux bulles de se situer dans une zone d'écoulement sortant par rapport au cylindre intérieur, cela donne deux positions d'équilibre possibles (cf. figure 4.10) : au-dessus du outflow, côté cylindre intérieur, au-dessous du outflow, côté cylindre extérieur. Cependant, la force d'attraction centripète due à la rotation du cylindre favorise la localisation des bulles plutôt côté cylindre intérieur, dans la cellule du haut.

Une diminution de H avec l'augmentation du Reynolds, nuit effectivement à la capture dans les cellules, en passant d'une configuration up-down, à une configuration up puis une configuration outflow, en accord avec Climent (2007).

On observe que pour des bulles qui sont au départ capturées par les cellules, up ou up-down, une augmentation de C ou une diminution de la taille des bulles conduit à de la capture aussi en outflow près du cylindre intérieur. Cela n'a pas été mis en évidence par les simulations numériques de Climent, qui ne concernent pas l'écoulement avec des petites échelles de la turbulence. Par contre, les petites échelles de la turbulence peuvent contribuer à attirer des bulles en proche paroi du cylindre intérieur en outflow dans les streaks de vitesse azimutale maximale (minimum de frottement visqueux). Cela a été mis en évidence dans les simulations de Chouippe (2012). Cette localisation préférentielle présuppose des bulles suffisamment petites (bulles de l'ordre de grandeur de l'échelle visqueuse) et une valeur de H suffisamment faible pour observer le développement des streaks.

Notons que ce résultat est en accord avec les observations de Mehel (2006) qui a noté, dans son étude, sans avoir expliqué pourquoi, une localisation préférentielle des bulles submillimétriques en outflow et une localisation préférentielle des bulles millimétriques dans la cellule du haut.

On a également reporté sur le diagramme les états d'arrangement de bulles mis en évidence par les simulations numériques de Chouippe (2012) en dispersion passive pour différentes largeurs d'entrefer (points creux). Avec la contribution des fluctuations turbulentes de l'écoulement, Chouippe n'a pas observé de capture dans les cellules. Pourtant elle a montré qu'avec seulement la contribution de l'écoulement moyen, les points A et B correspondent à de la capture dans les cellules up-down, ce qui serait en accord avec nos résultats. Notons que les deux points A et B de Chouippe correspondent à des essais numériques pour des largeurs d'entrefer pour lesquelles les tests de convergence en maillage n'avaient pas été réalisés ; le maillage était trop lâche, d'où une sous-estimation de la dissipation et une surestimation des fluctuations turbulentes.

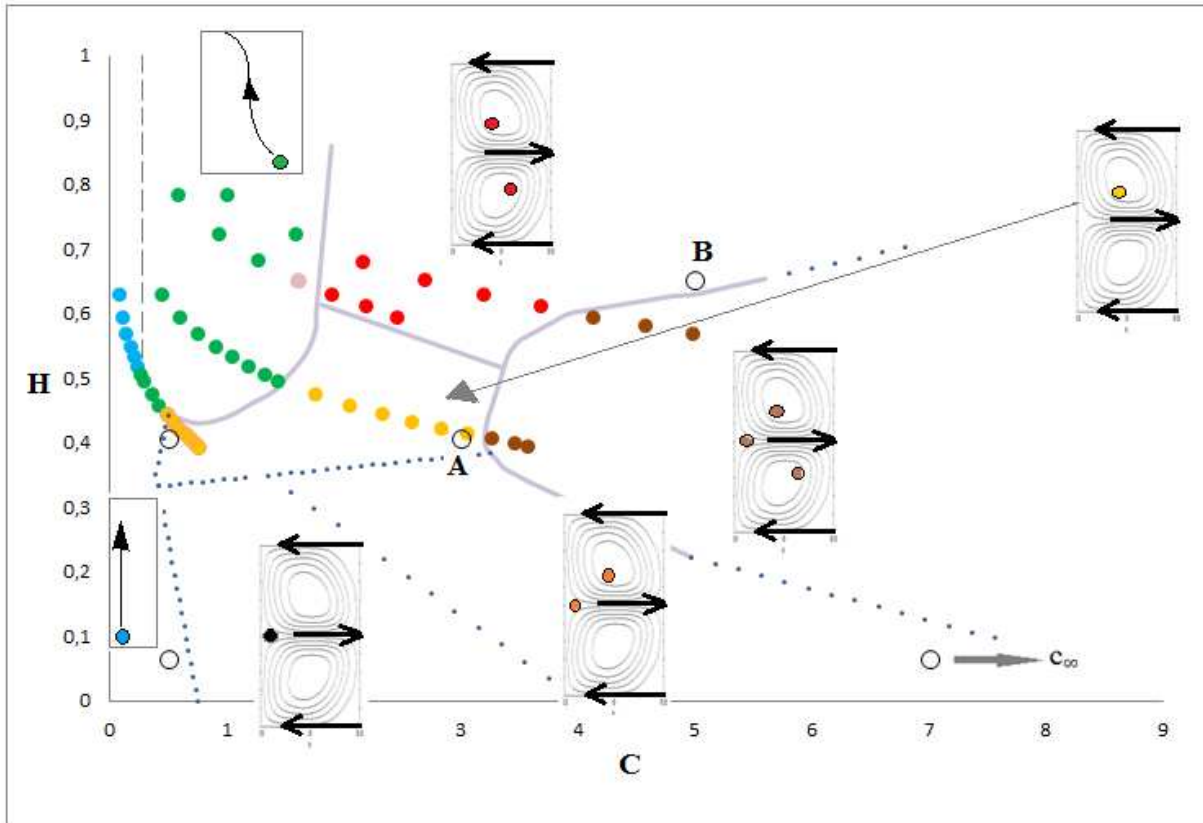


Fig. 4.49 Diagramme de l'arrangement de la phase dispersée en fonction des paramètres C et H

On peut définir une relation entre les paramètres C et H à la capture. Pour cela, on suppose que les bulles sont capturées lorsque le pas p de leur trajectoire hélicoïdale s'ajuste à la valeur de la longueur d'onde axiale λ . Avec β , le paramètre qui caractérise la vitesse azimutale des bulles relativement à la vitesse du cylindre intérieur, on a :

$$p = \frac{2\pi R_i V_b}{\beta V_i}$$

β dépend de la localisation des bulles dans l'entrefer, du Reynolds et de leur vitesse de glissement. Ainsi, au-delà de la capture, on a :

$$\frac{2\pi R_i V_b}{\beta d V_i} \leq \frac{\lambda}{d}$$

En combinant cette inégalité avec les définitions de H et C, on obtient la capture lorsqu'on vérifie :

$$H \leq \frac{\beta^2 \lambda^2 d}{\pi^2 d^2 R_i} C^2$$

On a donc une loi du type parabolique entre H et C à la capture. On s'attend à ce que le coefficient de cette loi augmente avec la longueur d'onde axiale (donc avec le Reynolds), il augmente également avec la largeur d'entrefer. Sur le diagramme de la figure 4.50, on retrouve effectivement que la transition entre la non capture et la capture suit une loi du type $H \sim C^2$.

Pour la suite de cette étude, on notera H_{cap} , la valeur critique de H en fonction de C, en deçà de laquelle les bulles peuvent être capturées en colliers par les cellules :

$$H_{cap} = \frac{\lambda^2}{R_i d} C^2 \quad (4.2)$$

3- Diagramme de variation de longueur d'onde en fonction des paramètres adimensionnels

Sur les figures 4.50 et 4.51, on a reporté les valeurs de la longueur d'onde axiale de l'écoulement diphasique, obtenues à partir de la combinaison des cartographies de taux de vide et de vitesse eulérienne du gaz. Ces valeurs de la longueur d'onde axiale sont des valeurs locales, qui caractérisent la périodicité axiale de l'écoulement diphasique dans la fenêtre de visualisation des trajectoires de bulles. Seuls les points de fonctionnement, pour lesquels on a pu visualiser une longueur d'onde axiale complète ont été reportés sur ces graphes.

Dans le cas des grosses bulles, pour les deux mélanges, la comparaison avec l'écoulement monophasique montre une réduction de longueur d'onde axiale. Dans le cas des petites bulles, pour les deux mélanges, avec l'augmentation du Reynolds, on observe tout d'abord une légère diminution de la longueur d'onde axiale, puis une augmentation, par rapport à l'écoulement monophasique.

Sur la figure 4.52, on a superposé au diagramme de l'arrangement des bulles en fonction des paramètres C et H, les tendances observées pour les variations de longueur d'onde axiale locale obtenues sur la fenêtre de visualisation, à partir de la

capture. + désigne une augmentation de la longueur d'onde axiale par rapport à l'écoulement monophasique, - désigne une diminution.

Un arrangement de type capture up ou up-down est associé à une diminution de longueur d'onde axiale. Un arrangement de type capture 'up-down-outflow' est associé à une augmentation de longueur d'onde axiale.

Cependant, nous observons sur le diagramme une zone de transition, pour laquelle on a une augmentation de longueur d'onde alors que l'arrangement est un arrangement de type up, mais cet arrangement est caractérisé par un épaississement important dans la direction axiale de la zone de capture dans la cellule up, en accord avec la transition vers de la capture en outflow.

On en conclut que lorsque la zone de capture en proche paroi du cylindre intérieur s'épaissit dans la direction axiale, cela conduit à une augmentation de longueur d'onde axiale. Cela peut être le cas pour un arrangement de type 'up-outflow' ou 'up-down-outflow'.

Cette conclusion est en accord avec les observations de Murai (2009). Pour des bulles de taille $0.05d$, ils observent effectivement un arrangement de type capture 'up-down-outflow' avec une augmentation de la longueur d'onde axiale. Cependant, Murai attribue l'augmentation de la longueur d'onde axiale à de la capture dans la cellule down. Nos résultats montrent le contraire.

Nos résultats sont en accord avec les observations de Mehel (2006). Il a mis en évidence une diminution de longueur d'onde pour un arrangement up et une augmentation de longueur d'onde pour un arrangement 'up-outflow'. Mehel a attribué l'augmentation de longueur d'onde à la capture préférentielle en outflow. Cependant les bulles localisées en ouflow chez Mehel n'avaient pas la même taille que les bulles situées en cœur de cellule up, la distribution de taille de bulles était bi-disperse (combinaison de cavitation et de ventilation), ce qui ne facilite pas l'interprétation.

Il faut cependant souligner que la longueur d'onde axiale locale n'est pas forcément en accord avec la longueur d'onde moyenne, déterminée à partir du nombre de colliers. En effet, pour le mélange à 40%, grosses bulles, la stratification axiale est tellement importante, que l'on a une augmentation de la longueur d'onde locale en bas de l'entrefer, associée à une diminution de la longueur d'onde locale en haut de l'entrefer, ce qui peut conduire à une légère augmentation de la longueur d'onde axiale moyenne par rapport à l'écoulement monophasique. Pour cette configuration, cela présuppose un arrangement de type up en haut du dispositif et un arrangement de type outflow-up en bas du dispositif. La stratification axiale de l'écoulement diphasique est liée à la stratification axiale du taux de vide. Les cartes de l'arrangement en fonction des paramètres C et H, ne tiennent pas compte de l'effet du taux de vide. Ce paramètre est

un paramètre important qui conditionne aussi la vitesse axiale dans les cellules et la longueur d'onde axiale de l'écoulement diphasique.

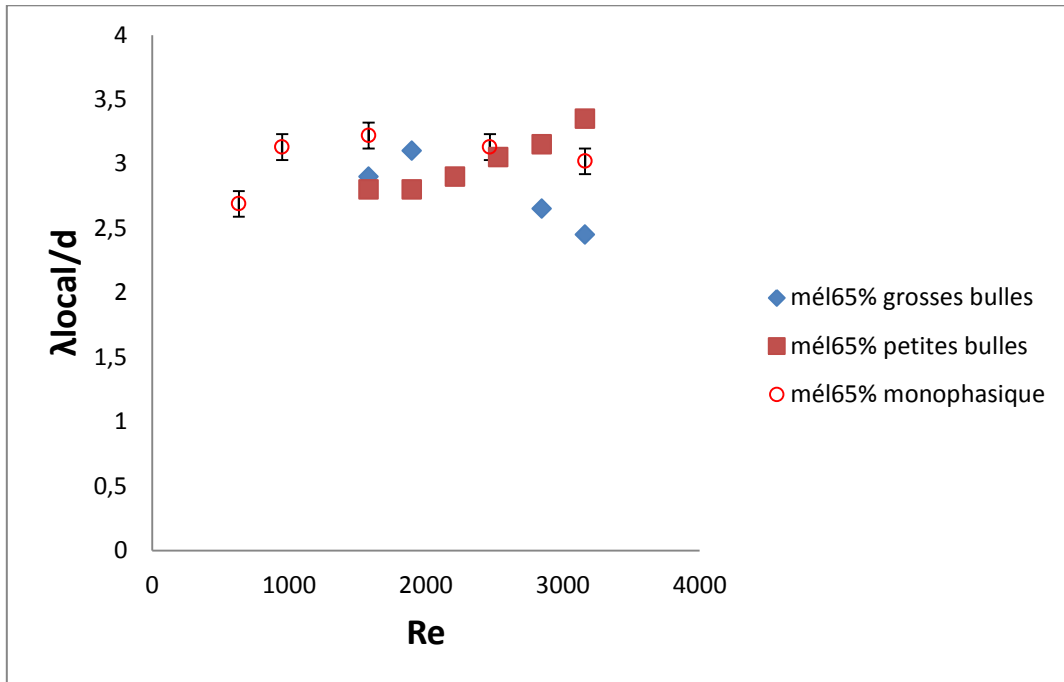


Fig. 4.50 Evolution avec le Reynolds de la longueur d'onde axiale déterminée par visualisation des trajectoires de bulles dans la fenêtre de visualisation en haut de l'entrefer. Mélange à 65% pour les deux tailles de bulles. Comparaison à la longueur d'onde monophasique (mesures PIV).

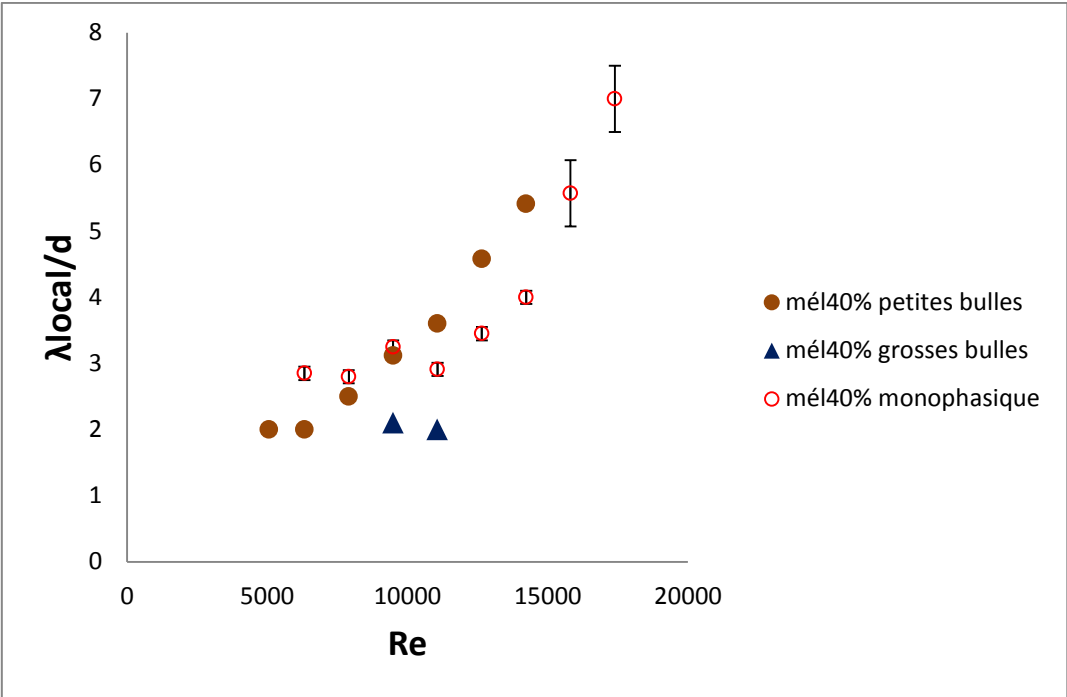


Fig. 4.51 Evolution avec le Reynolds de la longueur d’onde axiale déterminée par visualisation des trajectoires de bulles dans la fenêtre de visualisation en haut de l’entrefer. Mélange à 40% pour les deux tailles de bulles. Comparaison à la longueur d’onde monophasique (mesures PIV) .

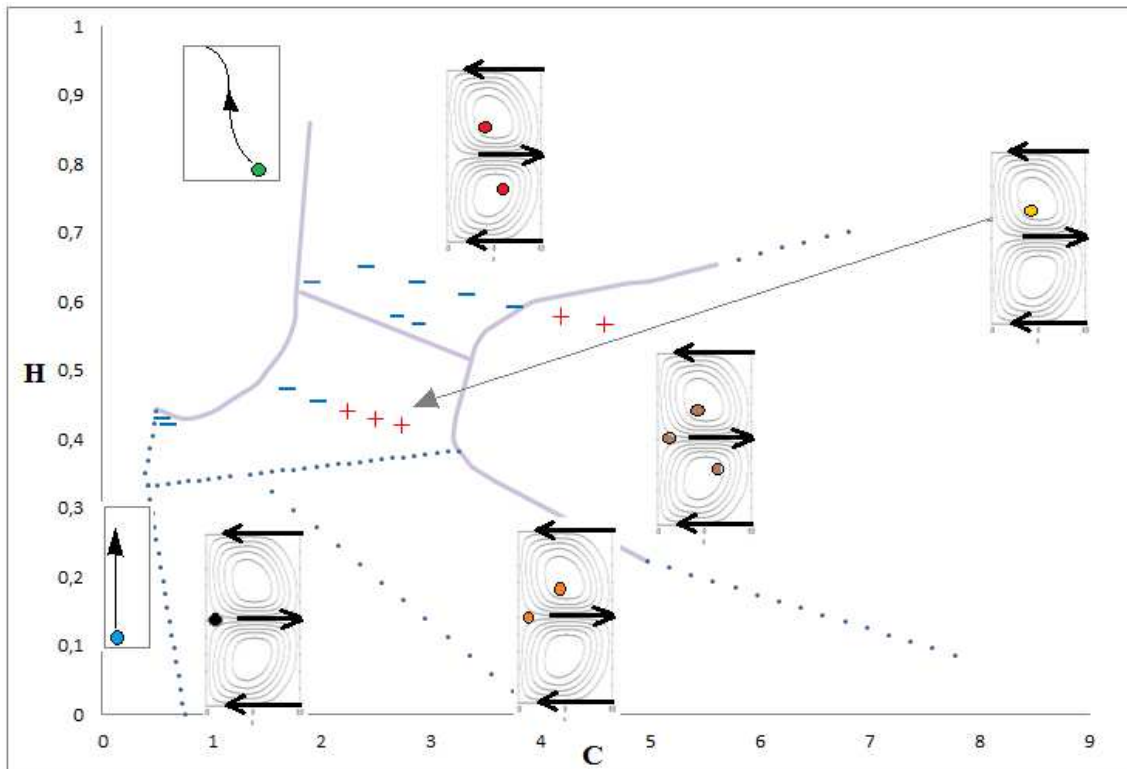


Fig. 4.52 Superposition de l'évolution de la longueur d'onde axiale locale au diagramme de l'arrangement de la phase dispersée en fonction des paramètres C et H

(+ signifie que la longueur d'onde axiale a augmenté par rapport à l'écoulement monophasique, - signifie qu'elle a diminué)

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré des résultats relatifs à l'arrangement global des bulles et les résultats relatifs à la distribution eulérienne du gaz dans un plan méridien situé en partie haute de l'entrefer : distribution de taux de vide, composantes de vitesse radiale, axiale.

Pour les grosses bulles, pour les hauts Reynolds, nous avons mis en évidence l'existence d'un phénomène périodique de saturation des cellules qui participent au transfert entre les cellules. La période temporelle de ce phénomène est trop grande pour avoir pu être caractérisée par les visualisations de trajectoires de bulles. Ce phénomène permet de réguler le flux axial du gaz et équilibrer le débit d'injection. Il correspond à l'état d'écoulement que Murai et al. (2005) ont qualifié de coexistence entre le mode toroïdal et le mode en spirale.

Pour les petites bulles dans le régime de transition et en turbulence naissante, nous avons mis en évidence un bon accord sur la localisation axiale et radiale des points d'accumulation avec les résultats numériques obtenus en dispersion passive, sans modification de la longueur d'onde axiale.

Pour la turbulence naissante, et les grosses bulles, la distribution radiale du taux de vide dans la cellule au-dessus du outflow est en accord avec les mesures de Mehel à Taylor 780. Nous avons montré que la localisation radiale préférentielle ne dépend pas du Reynolds, en revanche, c'est l'écoulement qui adapte sa longueur d'onde à la capture des bulles. Nous avons observé de la capture par l'onde azimutale avec une fréquence caractéristique de l'ordre de $5\Omega_i$. Cette fréquence caractérise une onde azimutale de nombre d'onde égal à 13 et en accord avec les observations de Murai (2008) pour un arrangement en colliers horizontaux. Pour un Reynolds en deçà de la capture, nous avons montré que la trajectoire des bulles oscille à la fréquence de l'onde azimutale, pour une fréquence et un nombre d'onde qui caractérise la 2^{ème} instabilité de l'écoulement monophasique, mettant ainsi en évidence une stabilisation de l'écoulement.

En régimes faiblement turbulent et turbulent, dans le cas des grosses bulles, nous avons observé une fréquence caractéristique de $0,5\Omega_i$, qui pourrait caractériser la vitesse de glissement des bulles dans la direction azimutale (nombre d'onde azimutal de 1). Dans le cas où on a en plus un phénomène de saturation des colliers, au-delà d'un nombre de Reynolds de 14230 ($Ta > 4500$), on observe un phénomène de résonance à cette fréquence avec une mise en oscillation importante des cellules à cette fréquence pendant la phase de relaxation.

Nous avons mis en évidence plusieurs types d'arrangement des bulles dans l'entrefer, en fonction de leur taille et du nombre de Reynolds : glissant, oscillant, capture up, capture up-down, et capture up-down-outflow. En régime turbulent, nous n'avons pas observé de capture des bulles dans la cellule au-dessous du outflow. De manière générale, une diminution de la taille des bulles ou une augmentation du nombre de Reynolds favorise la capture en outflow. Nous avons mis en évidence que la capture en outflow conduit à une augmentation de la longueur d'onde axiale. Pour les autres types d'arrangement, on observe une réduction de la longueur d'onde axiale.

Nous avons discuté de l'influence respective de la rotation des cellules de Taylor, de la rotation du cylindre intérieur et de la flottabilité des bulles sur leur localisation dans l'entrefer. Pour cela, nous avons réalisé une discrimination de l'arrangement des bulles à partir des paramètres adimensionnels H et C introduits par Climent et al (2007) et délimité sur un diagramme les domaines correspondants aux différents types

d'arrangement. Cependant, cette approche adimensionnelle repose sur une approche de dispersion passive et il faudrait tenir compte de l'influence du taux de vide sur la vitesse axiale dans les cellules et sur la longueur d'onde axiale, qui doit modifier intrinsèquement les valeurs de C et H. D'autre part, les paramètres C et H ne prennent pas en compte la contribution de l'onde azimutale à la capture dans les cellules. Cette approche ne tient pas compte non plus de la contribution des petites échelles de la turbulence qui peut amener à de la capture des bulles le long des streaks de vitesse azimutale maximale dans le outflow près du cylindre intérieur (Chouippe, 2012).

Dans ce chapitre, nous avons essentiellement discuté de l'arrangement des bulles, sur la base des cartographies de taux de vide. Les cartographies de vitesse eulérienne de la phase gazeuse ont été exploitées, quant à elles, plutôt de manière qualitative afin de repérer les zones de jets et localiser ainsi plus facilement les zones d'accumulation de bulles relativement aux cellules de Taylor. Dans les chapitres suivants, nous allons discuter de l'influence des bulles sur l'écoulement.

Chapitre 5 : Couple visqueux

Sommaire

V-1 Couple en écoulement monophasique	177
1-Reproductibilité des mesures	177
2-Influence du protocole de mesure	178
3-Validation. Comparaison à la formulation de Wendt.....	178
V-2 Comparaison des couples monophasique et diphasique	181
1-Définition et construction du TRD : différence relative de couple	181
2- TRD en fonction du Reynolds.....	182
V-3 Discussion sur le couple en diphasique. Influence de l'arrangement des bulles	185
1- TRD en fonction du paramètre C	185
2- TRD en fonction des paramètres C et H. Corrélation avec l'arrangement des bulles.....	186
3- Influence de la capture sur TRD	187

Chapitre 5 : Couple visqueux

Ce chapitre a pour but de présenter les résultats de mesures de couple visqueux global appliqué au cylindre intérieur. La première partie de ce chapitre concerne la validation des mesures du couple en monophasique. La seconde partie du chapitre est dédiée à la comparaison des couples monophasique et diphasique. La troisième partie enfin est réservée à l'analyse des résultats et en particulier à la discussion sur l'évolution du couple en diphasique en fonction des paramètres adimensionnels, introduits au chapitre précédent et qui caractérisent l'arrangement des bulles.

V-1 Couple en écoulement monophasique

Cette partie concerne l'écoulement monophasique. Dans un premier temps, nous présentons les tests de reproductibilité, nous décrivons ensuite les deux protocoles de mesure utilisés dans le cadre de cette étude et leur influence sur la mesure du couple, puis nous comparons les mesures à des résultats de référence, à des fins de validation.

1-Reproductibilité des mesures

Nous avons tracé sur les figures 5.1 à 5.4, le couple visqueux normalisé G , moyenné dans le temps, en fonction du Reynolds:

$$G = \frac{T}{\rho_L v_L^2 L} \quad (5.1)$$

T est le couple visqueux global appliqué au cylindre intérieur.

L'évolution du couple G est tracée en représentation linéaire et logarithmique pour des mélanges eau-glycérine de 40% et 65% respectivement. Le couple adimensionnel permet de comparer les différents mélanges, pour différentes températures, en s'affranchissant de la différence de viscosité entre les différents essais. Les barres d'erreur comptabilisent les erreurs de linéarité, hystérésis, dérive en température et convergence statistique de la moyenne avec un niveau de confiance de 95%, chiffrées dans le chapitre 2. On a reporté plusieurs séries de mesure réalisées à plusieurs jours d'intervalle, permettant ainsi de quantifier la reproductibilité de la mesure et des essais. Entre les différents essais, on a une erreur de reproductibilité du même ordre de grandeur que la somme des erreurs déjà quantifiées. Pour le mélange à 65%, l'erreur de reproductibilité est inférieure à 2% en valeur relative, à l'exception de la valeur extrême du Reynolds ($Re=630$, $\Delta G/G=8\%$). Pour le mélange à 40%, on a une erreur de

reproductibilité maximale de 10%, décroissante avec le Reynolds. L'erreur de reproductibilité est inférieure à 4% au-delà de $Re=8000$.

2-Influence du protocole de mesure

Etant donné que pour les régimes de premières instabilités et faiblement turbulent, l'organisation de l'écoulement est sensible au protocole de mise en vitesse (Mehel, 2006), nous avons testé pour ces régimes plusieurs protocoles de mesure du couple en monophasique :

-Protocole 1 : augmentation progressive du Reynolds en suivant le protocole de mise en vitesse établi par Mehel et relevé du couple dès que le Reynolds est atteint, puis on ré-augmente le Reynolds en continuant de suivre le protocole de mise en vitesse et on enchaine sur le point de mesure suivant.

-Protocole 2 : augmentation progressive du Reynolds en suivant le protocole de mise en vitesse établi par Mehel et relevé du couple dès que le Reynolds est atteint, puis arrêt du dispositif. Pour le point de mesure suivant, on repart de la vitesse nulle en suivant le même protocole de mise en vitesse. Ce protocole correspond au protocole de l'écoulement diphasique.

On est peu sensible à l'un ou l'autre des protocoles en monophasique. Sur les figures 5.1 et 5.2, nous avons ajouté l'évolution du couple normalisé en fonction du nombre de Reynolds pour le protocole 2. Les autres courbes sont obtenues avec le protocole 1. L'erreur de reproductibilité liée au changement de protocole est du même ordre de grandeur que l'erreur de reproductibilité entre les essais pour un même protocole.

3-Validation. Comparaison à la formulation de Wendt

Sur les figures 5.1 et 5.2, les courbes du couple visqueux normalisé sont également comparées aux courbes obtenues par la corrélation de Wendt (1933) (eq.2.6 et 2.7), pour $\eta=0,91$.

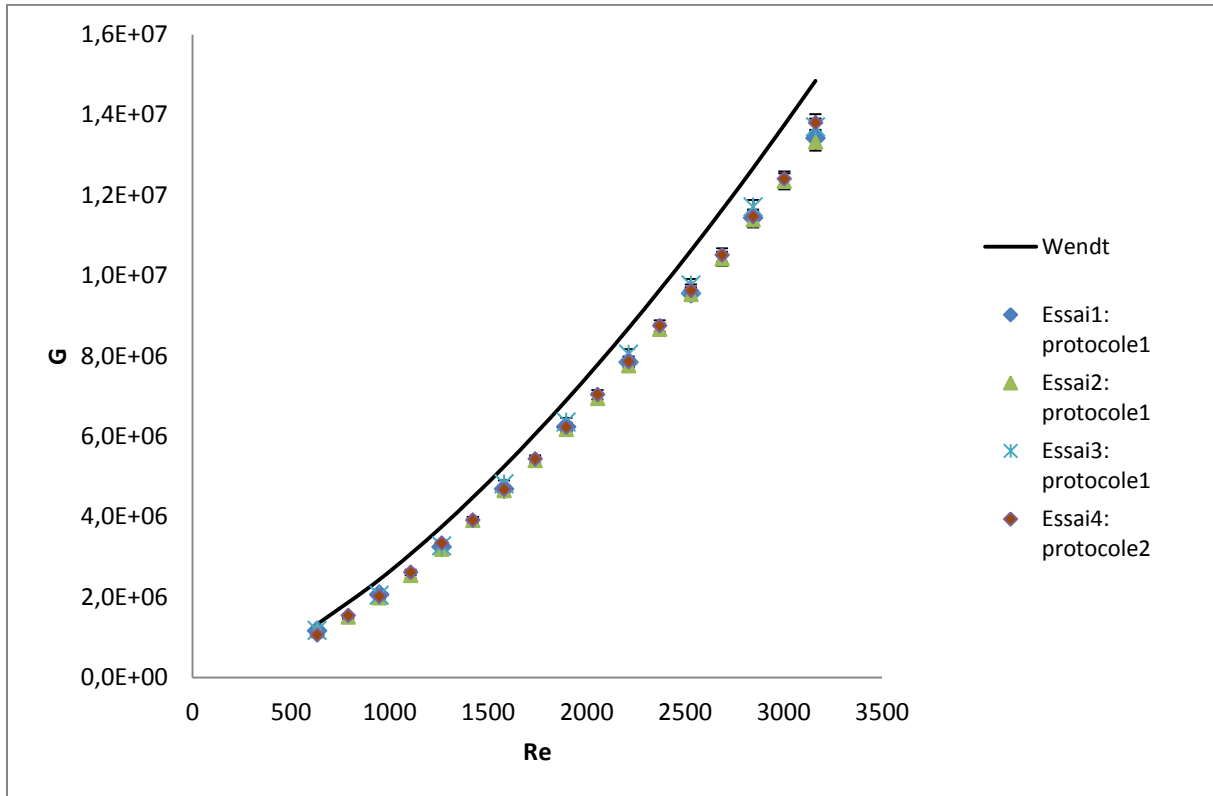


Fig. 5.1 Evolution du couple visqueux sur le cylindre intérieur en fonction du nombre de Reynolds en coordonnées linéaires pour l'écoulement monophasique, mélange à 65%

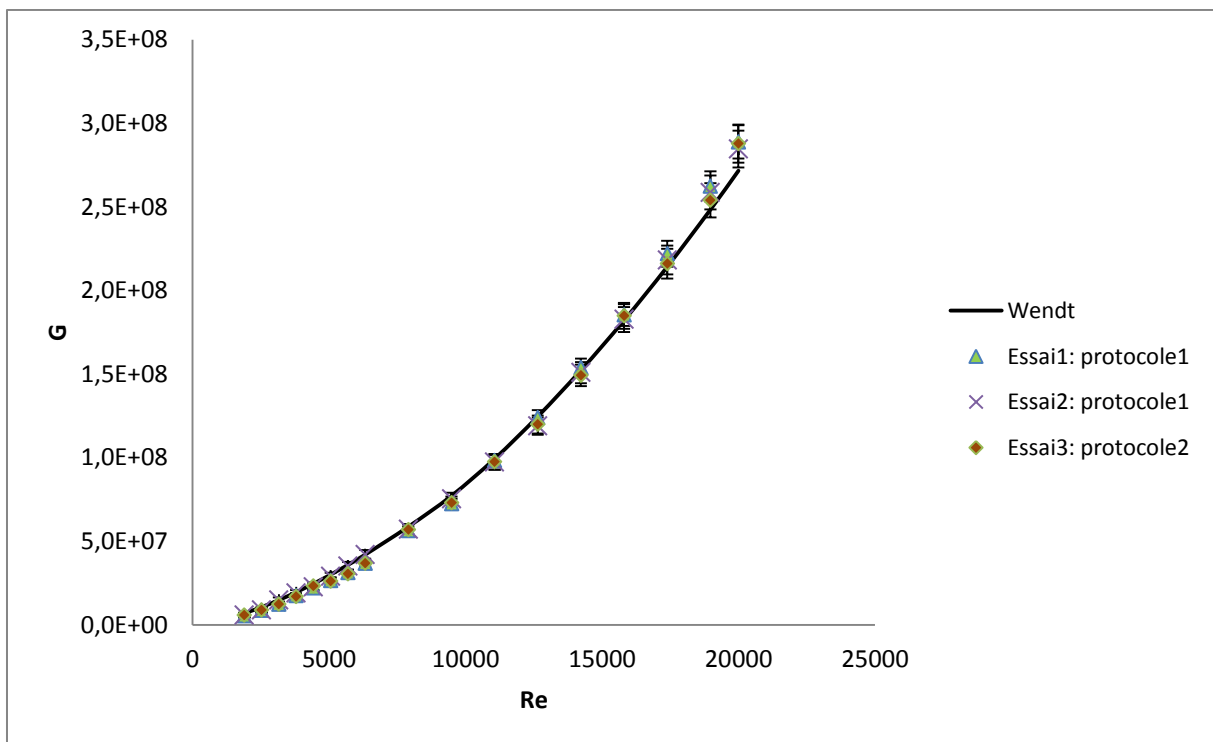


Fig. 5.2 Evolution du couple visqueux sur le cylindre intérieur en fonction du nombre de Reynolds en coordonnées linéaires, pour l'écoulement monophasique, mélange à 40%

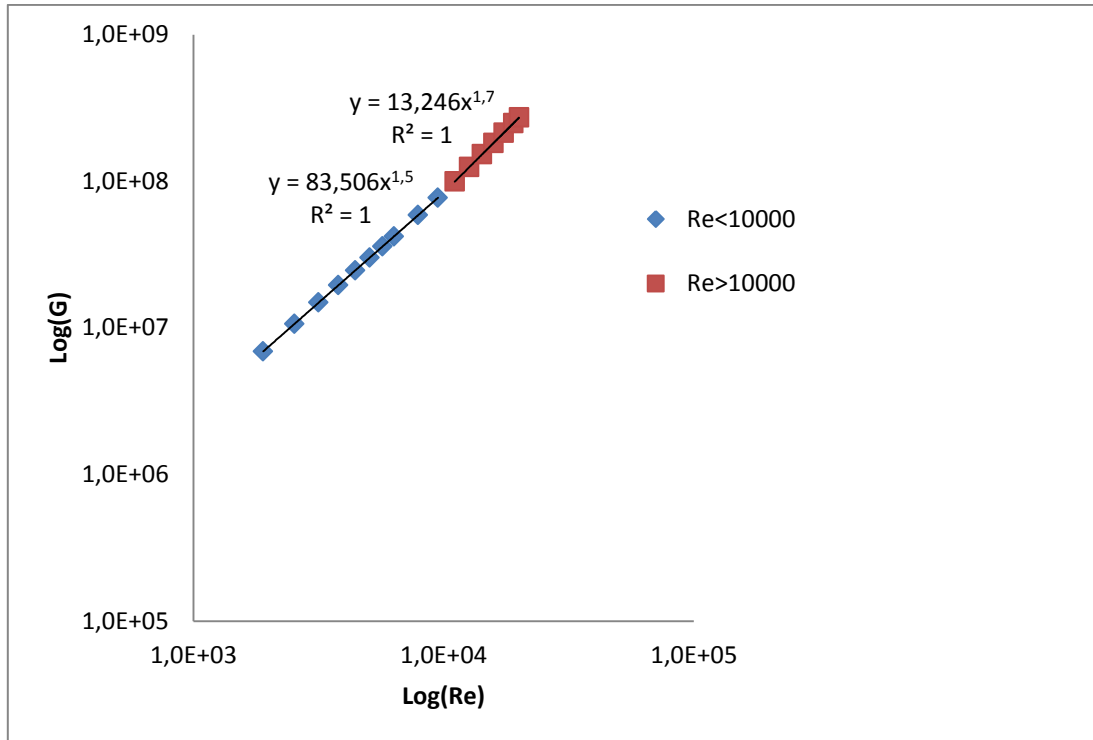


Fig. 5.3 Evolution du couple visqueux sur le cylindre intérieur en fonction du nombre de Reynolds en coordonnées logarithmiques, pour l'écoulement monophasique, mélange à 40% (protocole1)

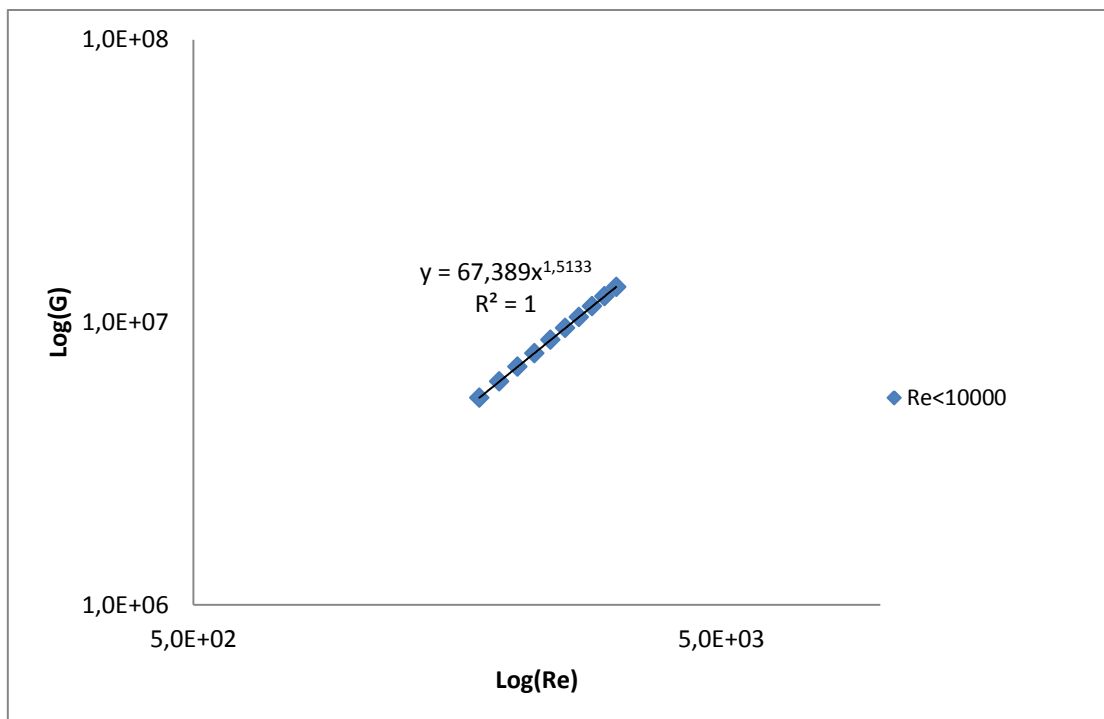


Fig. 5.4 Evolution du couple visqueux sur le cylindre intérieur en fonction du nombre de Reynolds en coordonnées logarithmiques pour l'écoulement monophasique, mélange à 65% (protocole1)

Pour le mélange à 65%, en deçà de $Re=3500$ (mélange à 65%), on observe qu'on sous évalue le couple visqueux de manière systématique de 20% par rapport à la formulation de Wendt. Au-delà de $Re=12000$, le couple est surestimé, la différence relative augmente progressivement jusqu'à atteindre 13% à $Re=20000$ (mélange 40%). Au-delà de $Re=3500$ et en deçà de $Re=12000$, on a un bon accord avec les formulations de Wendt, la différence relative étant inférieure à 5%.

Les courbes en coordonnées logarithmiques (figures 5.3 et 5.4), montrent que, le couple visqueux suit bien une loi de puissance en deçà de $Re=10000$. On trouve une puissance de 1,5 pour le mélange à 40% en accord avec la formulation de Wendt et une puissance de 1,51, légèrement supérieure pour le mélange à 65%. Au-delà de $Re=10000$, Wendt propose une évolution en puissance de 1,7 confirmée par nos essais.

V-2 Comparaison des couples monophasique et diphasique

Les bulles sont injectées en continu depuis la mise en route du dispositif jusqu'à l'atteinte du Reynolds souhaité. Pour la reproductibilité des expériences en diphasique et un contrôle du temps d'injection indépendamment du nombre de points de mesure, seul le protocole 2, décrit ci-dessus est utilisé. Les mesures sont réalisées 15 minutes après l'établissement du Reynolds. Ce protocole correspond au protocole utilisé pour la caractérisation de la phase dispersée (chapitre 4).

1-Définition et construction du TRD : différence relative de couple

Pour effectuer des comparaisons entre le couple monophasique et le couple diphasique, la différence relative du couple (TRD) est définie sur la base du couple adimensionnel G et relativement à la valeur obtenue en monophasique (G_{mono}) :

$$TRD = \frac{G_{diph} - G_{mono}}{G_{mono}} \quad (5.2)$$

Compte tenu de la faible valeur du taux de vide, le couple adimensionnel diphasique est évalué à partir de la viscosité cinématique du mélange monophasique.

Nous avons le choix entre plusieurs courbes donnant le couple adimensionnel en monophasique (G_{mono}) fonction du Reynolds. L'incertitude de reproductibilité de la mesure du couple en monophasique induit une incertitude sur la détermination de la différence relative du couple (TRD, définie plus bas) du même ordre de grandeur. Ainsi, si l'on utilise l'une ou l'autre des courbes ($G_{mono}(Re)$), on peut augmenter ou diminuer systématiquement toutes les valeurs de TRD. Il ne conviendrait donc pas de conclure sur une réduction ou une augmentation du couple en diphasique pour une

valeur de TRD inférieure à l'erreur relative de reproductibilité du couple en monophasique.

Pour les différents essais, la courbe $G_{mono}(Re)$, utilisée comme référence, est celle obtenue dans les conditions opératoires les plus proches (conditions de température proche et dérive en temps minimale). On a une courbe de référence monophasique pour chaque mélange, la même courbe est utilisée pour les deux tailles de bulles.

2- TRD en fonction du Reynolds

Nous présentons sur les figures 5.5 et 5.6 ci-dessous l'évolution de TRD en fonction du nombre de Reynolds pour les quatre configurations étudiées (mélange à 65%, grosses et petites bulles et mélange à 40%, grosses et petites bulles). Les barres d'erreur prennent en compte, les erreurs d'hystérésis, de linéarité et de convergence statistique. Plusieurs essais ont été réalisés à plusieurs jours d'intervalle. La valeur de la viscosité du mélange, lors des essais, est reportée sur les graphes, relativement à ν_0 , viscosité de l'eau.

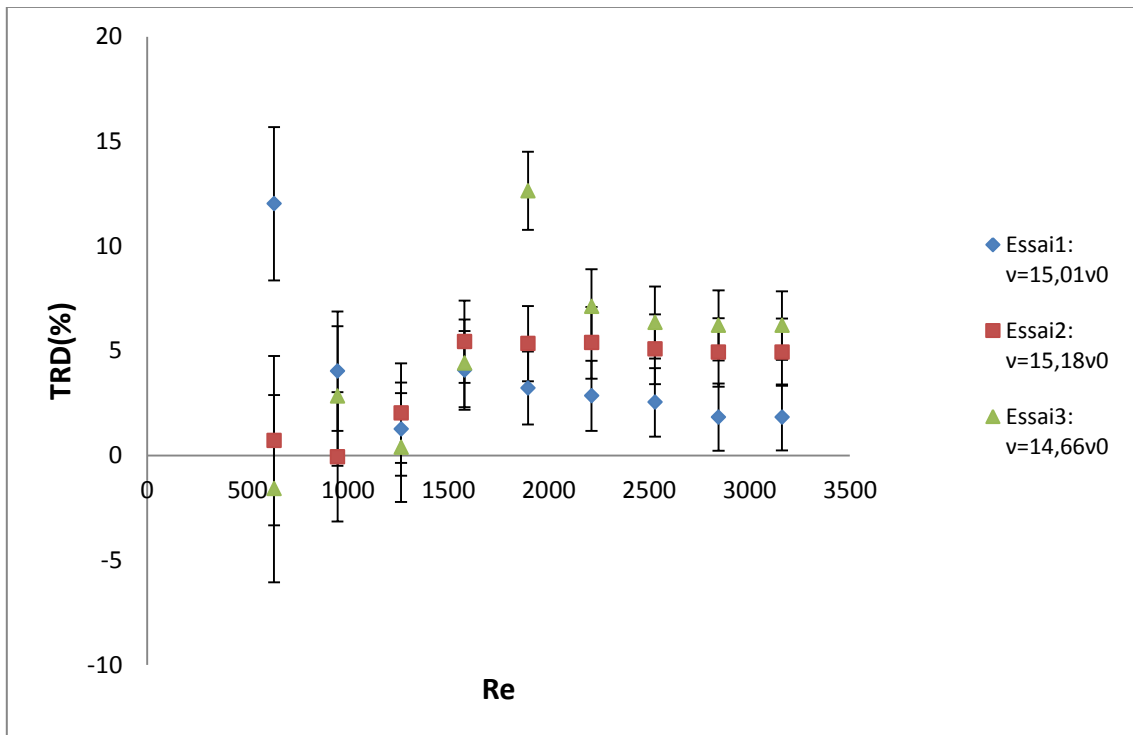


Fig. 5.5 Différence relative du couple visqueux en diphasique. Mélange 65% petites bulles, 15 min après stabilisation de la vitesse de rotation du cylindre intérieur

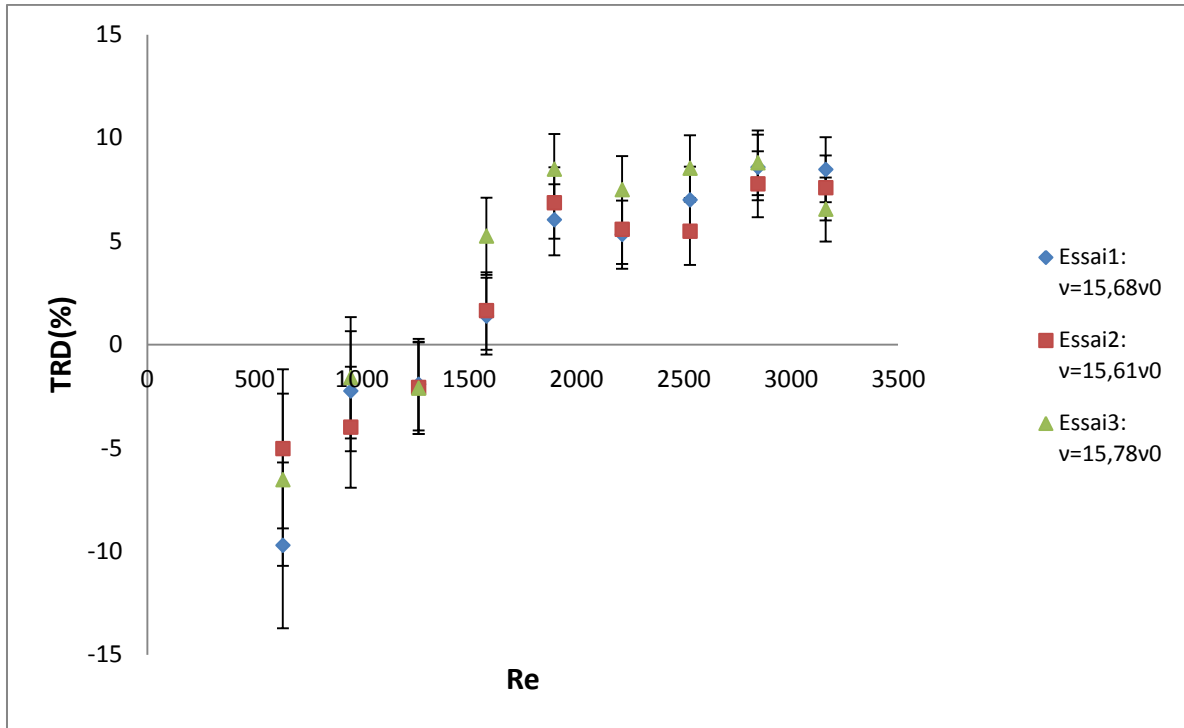


Fig. 5.6 Différence relative du couple visqueux en diphasique. Mélange 65% grosses bulles, 15 min après stabilisation de la vitesse de rotation du cylindre

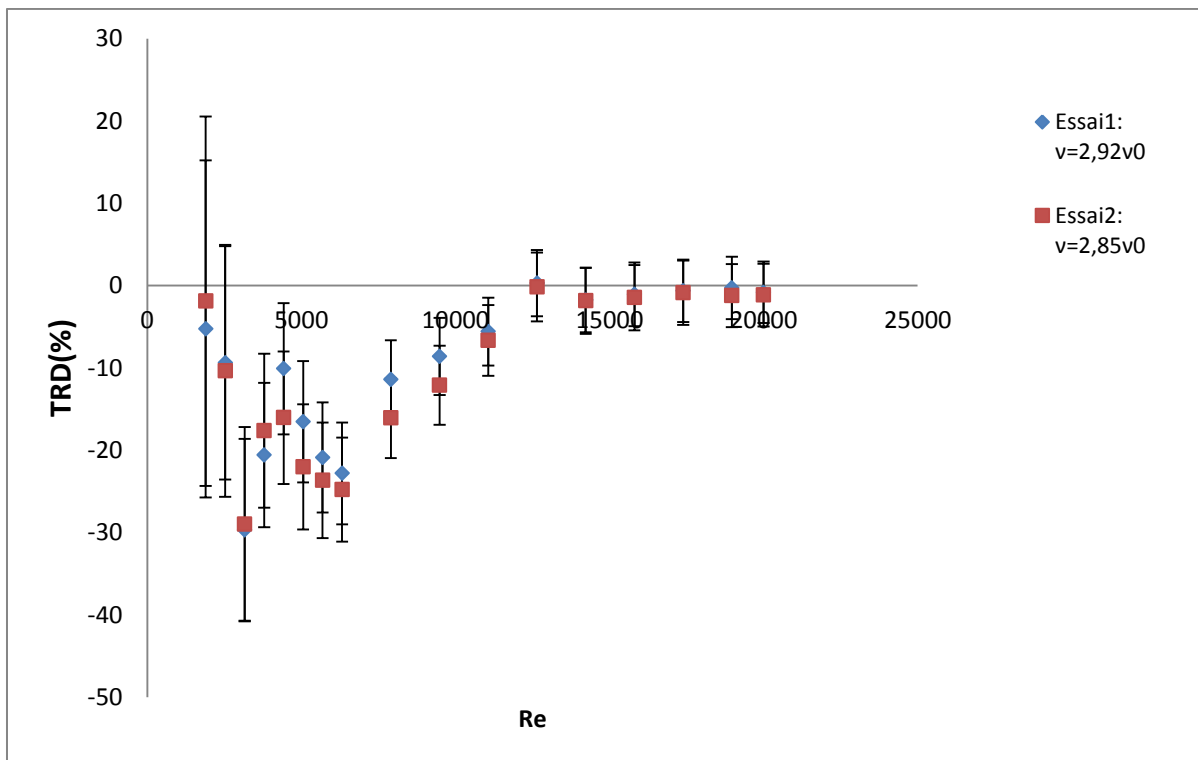


Fig. 5.7 Différence relative du couple visqueux en diphasique. Mélange 40% petites bulles, 15 min après stabilisation de la vitesse de rotation du cylindre intérieur

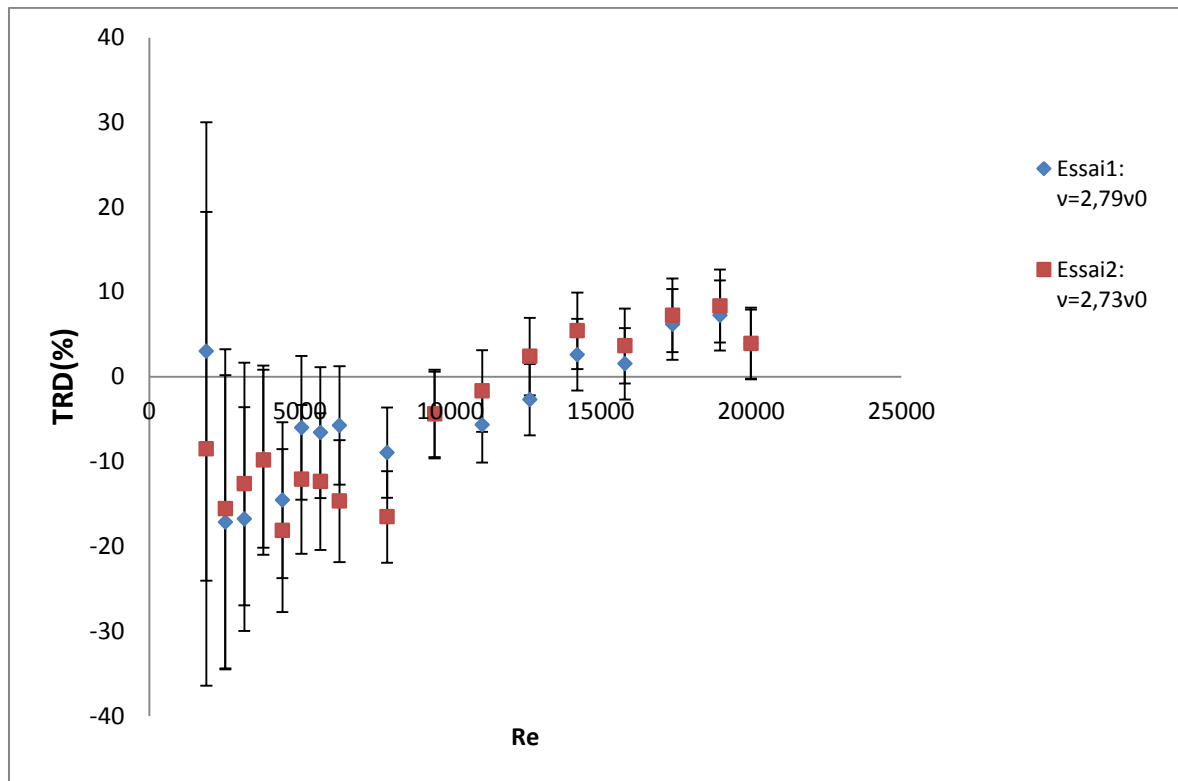


Fig. 5.8 Différence relative du couple visqueux en diphasique. Mélange 40% grosses bulles, 15 min après stabilisation de la vitesse de rotation du cylindre intérieur

L'évolution de TRD en fonction du Reynolds montre qu'en fonction du régime et de la taille des bulles, on peut avoir aussi bien de la réduction que de l'augmentation du couple visqueux. Certaines valeurs de TRD sont certes aussi grandes que les barres d'erreurs, mais les différents essais réalisés mettent en évidence la reproductibilité des tendances observées.

Pour le mélange à 65% grosses bulles, on observe une faible réduction du couple en diphasique (de l'ordre de 5%) en deçà d'une valeur de Reynolds de 1500 ($Re < 1500$) et une augmentation du couple au-delà de 1500 ($Re > 1500$) (de l'ordre de 5% également).

Dans le cas du mélange à 40%, la réduction du couple pour les faibles valeurs du Reynolds est plus marquée (-15% pour les grosses bulles et -20% pour les petites bulles).

Pour le mélange à 65% petites bulles, les valeurs de TRD sont faibles et ne permettent pas de conclure sur de la réduction ou de l'augmentation du couple.

Néanmoins dans tous les cas, on observe que le couple en diphasique tend à augmenter relativement au couple monophasique (augmentation de TRD avec l'augmentation du Reynolds).

Ceci est en accord avec les observations de Murai (2005) qui ont mis en évidence une diminution de la réduction de traînée induite par les bulles sur le cylindre intérieur lorsqu'on augmente le nombre de Reynolds. En particulier ils ont observé de la réduction en deçà d'un Reynolds critique de 4000, puis une augmentation mais, ils n'ont pas expliqué le mécanisme qui conduit à ce changement de régime.

Les parties suivantes sont dédiées à la discussion des modifications du couple en diphasique en fonction de l'arrangement des bulles.

V-3 Discussion sur le couple en diphasique. Influence de l'arrangement des bulles

Dans cette partie, nous discutons des variations du couple : réduction ou augmentation, en fonction de l'arrangement de bulles et des paramètres adimensionnels C et H qui ont été définis dans le chapitre précédent.

1- TRD en fonction du paramètre C

Dans nos essais, nous ne mettons pas en évidence un Reynolds critique unique de transition entre la réduction de couple et l'augmentation de couple. Il semble que nous soyons très sensibles à la viscosité du mélange, via la vitesse terminale des bulles. Pour caractériser l'influence du glissement des bulles dans la direction axiale, sous l'effet de la gravité, on présente sur la figure 5.9 l'évolution de TRD avec le paramètre adimensionnel C.

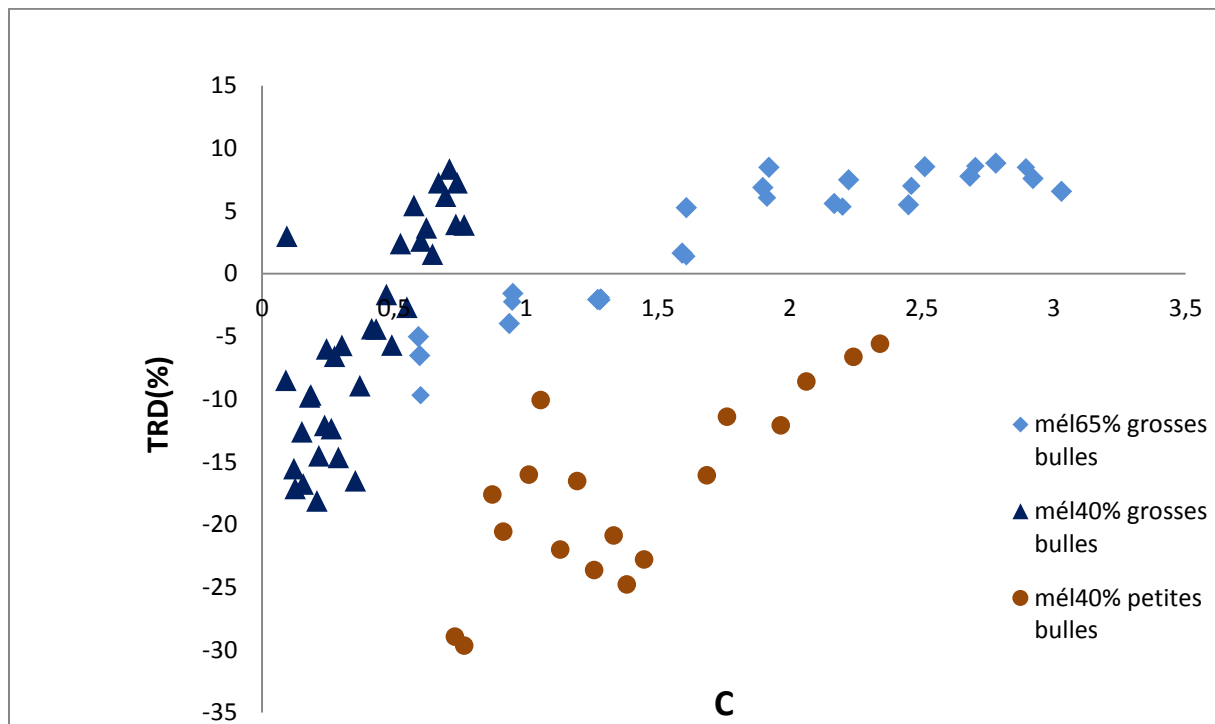


Fig. 5.9 Evolution de TRD en fonction du paramètre C

On observe que TRD augmente de manière progressive avec le paramètre C. Globalement ici, comme avec le nombre de Reynolds, deux régimes d'évolution du couple visqueux se dégagent : un régime de réduction du couple et un régime d'augmentation.

Pour les grosses bulles et le mélange à 40%, une réduction du couple est observée pour les valeurs de C inférieures à 0,3. Pour les petites bulles dans le mélange à 40%, on observe une réduction très marquée du couple visqueux jusqu'à C=2, les valeurs de TRD oscillent ici entre -10% et -30% avec une moyenne autour de -20%. Comme pour la configuration grosses bulles, nous ne pouvons pas conclure au-delà de C=2 car les valeurs de TRD sont inférieures à l'erreur de reproductibilité.

Pour les grosses bulles, dans le mélange à 65%, une réduction du couple est observée pour les valeurs de C inférieures 1 et une augmentation pour des valeurs au-delà de 1,7. Les valeurs intermédiaires ($1 < C < 1,7$) correspondent aux régimes de transition où les valeurs de TRD sont inférieures à l'erreur de reproductibilité de la mesure du couple.

Nous n'avons pas reporté ici les points de mesure correspondant à la configuration petites bulles à 65% car la mesure du couple en diphasique ne présentait pas de différence significative par rapport à la mesure en monophasique.

De toute évidence, une faible valeur de C, correspondant à une vitesse terminale de bulle importante ou fort effet de gravité, est favorable à la réduction de frottement et vice versa. Cependant, on n'observe pas de valeur seuil unique du paramètre C, valeur pour laquelle on basculerait du régime de réduction au régime d'augmentation. Il convient donc de corrélérer les tendances observées pour TRD, non pas seulement en fonction du paramètre C, mais également en fonction du paramètre H.

2- TRD en fonction des paramètres C et H. Corrélation avec l'arrangement des bulles.

Pour visualiser à la fois l'effet de la gravité et l'effet du Reynolds sur la différence relative du couple en diphasique par rapport à l'écoulement monophasique, nous avons superposé sur la figure 5.10, les tendances observées pour TRD à la carte d'arrangement des bulles en fonction des paramètres C et H introduite au chapitre précédent.

Les valeurs (+) correspondent à une augmentation du couple et les valeurs (-) à une réduction. Sur la figure 5.10 les symboles (+ ou -) n'ont pas forcément la même échelle, les grandes échelles (grand + ou grand -) renvoient aux valeurs de TRD

supérieures à l'erreur de reproductibilité de la mesure du couple et les petites échelles (petit + ou petit -), aux valeurs de TRD inférieures à l'erreur de reproductibilité.

Sur cette figure il apparaît clairement qu'en absence de capture, lorsque les bulles glissent en proche paroi du cylindre intérieur ou lorsqu'elles ont une trajectoire oscillante, la configuration est favorable à une réduction du couple visqueux. A l'inverse lorsque les bulles sont capturées par les cellules de Taylor ou par les zones de outflow près du cylindre intérieur, on a une tendance à l'augmentation du couple visqueux.

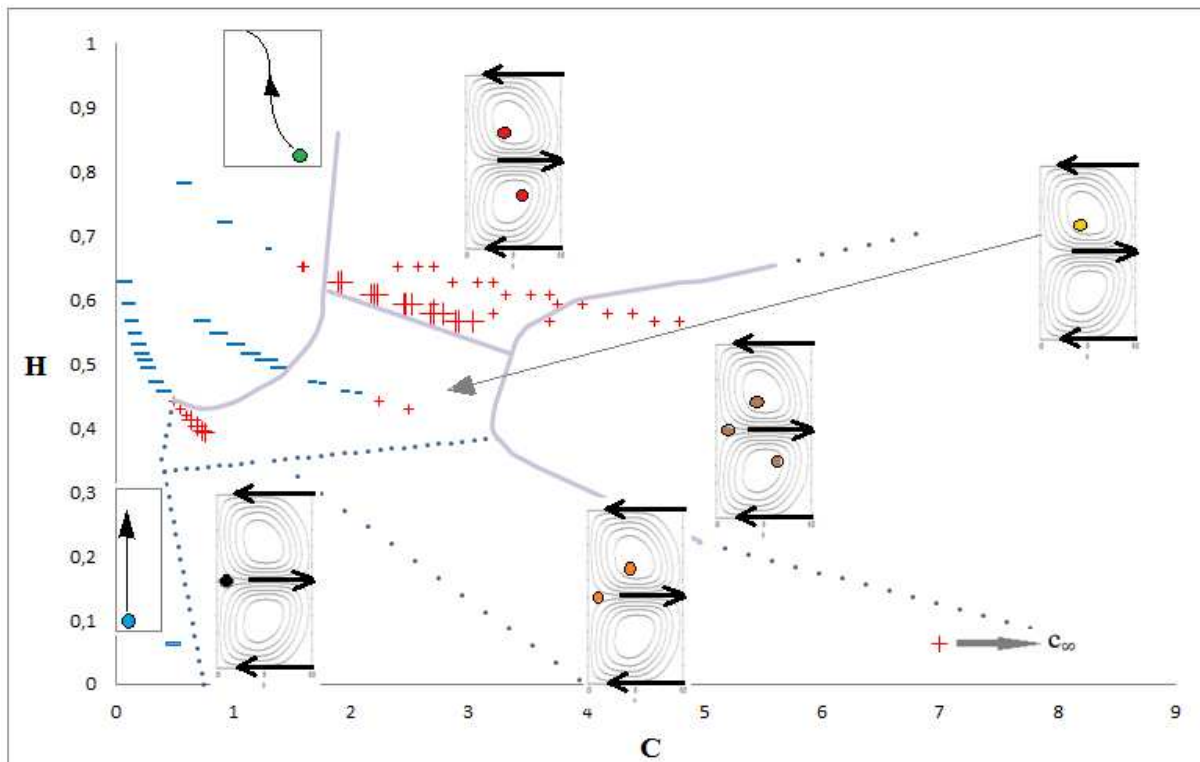


Fig. 5.10 Carte d'évolution de TRD en fonction des paramètres C et H et de l'arrangement de la phase dispersée (+ représente une augmentation de couple visqueux, - représente une diminution du couple par rapport à l'écoulement monophasique)

3- Influence de la capture sur TRD

On a observé que la capture des bulles par les cellules de Taylor se trouve être une frontière réelle entre les deux régimes de réduction du couple. Dans le chapitre précédent, nous avons défini un H critique de capture, H_{cap} (eq. 4.2). H_{cap} évolue comme une fonction de C^2 et il est fonction de la longueur d'onde axiale de l'écoulement monophasique.

La figure 5.11 montre l'évolution de TRD en fonction de H normalisé par H_{cap} . Les faibles valeurs de H/H_{cap} ($H/H_{cap} < 1$) représentent la configuration de l'écoulement diphasique au-delà de la capture des bulles et les valeurs de $H/H_{cap} > 1$ caractérisent la configuration de l'écoulement avant la capture des bulles. La figure 5.11 confirme les tendances : une tendance à la réduction en absence de capture et une tendance à l'augmentation après la capture.

Il est intéressant de noter que pour les grosses bulles (de taille 2.5mm, soit $0.125d$), les courbes TRD fonction de H/H_{cap} se superposent assez bien pour les deux mélanges. On a une transition entre la réduction et l'augmentation du couple pour une valeur de H , voisine de H_{cap} .

Il faut noter que la taille des bulles est alors la même. De plus, pour ces deux mélanges, dans la configuration grosses bulles, le débit est le même et la vitesse eulérienne du gaz relativement à la vitesse ascensionnelle est du même ordre de grandeur.

Pour les petites bulles, dans le mélange à 40%, on a un décalage des courbes de TRD, fonction de H/H_{cap} . Cependant, on a plus d'un facteur 2 sur la taille de bulle et un facteur 24 sur le débit par rapport à la configuration grosse bulle. Cela met en évidence l'influence de la taille des bulles sur la réduction du couple et l'influence du taux de vide.

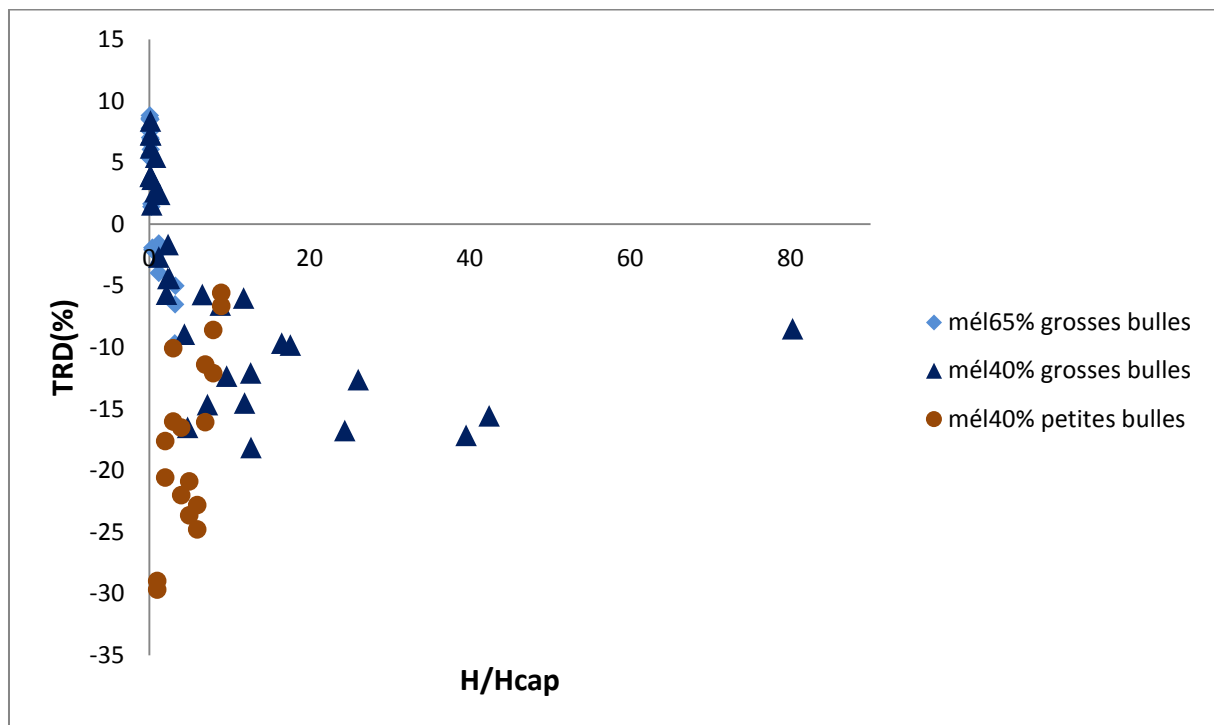


Fig. 5.11 Evolution de TRD en fonction du paramètre H normalisé par H_{cap}

Conclusion

Ce chapitre était dédié à la présentation des résultats de mesure du couple visqueux. Nous avons dans un premier temps décrit les deux protocoles de mesure du couple, il apparaît que la mesure du couple en monophasique est bien reproductible et est très peu sensible à l'un ou l'autre des deux protocoles. Le couple monophasique a été par la suite comparé aux formulations de Wendt, avec lesquelles on a un bon accord.

Nous avons comparé dans la deuxième partie du chapitre les couples monophasique et diphasique, en fonction du nombre de Reynolds, on a observé deux régimes d'évolution du couple visqueux en accord avec les observations de Murai (2005) : pour les valeurs du nombre de Reynolds en deçà du Reynolds de capture, on observe

une tendance à la réduction du couple. Avec l'augmentation du nombre de Reynolds, au-delà de la capture, le couple en diphasique tend à augmenter relativement au couple en monophasique. La réduction de couple peut atteindre -20% à -30%, elle est bien plus importante que un taux de vide global qui reste très faible (<1%), ce qui laisse penser que l'allègement du fluide par la présence des bulles n'est pas le facteur prépondérant.

Nous avons superposé à la carte d'arrangement des bulles en fonction des paramètres C et H les tendances observées pour le couple et il ressort que l'arrangement des bulles a une influence importante sur le comportement du couple en diphasique. Les bulles qui glissent en proche paroi du cylindre intérieur et celles qui ont une trajectoire oscillante favorisent la réduction du couple. A l'inverse, les bulles capturées par les cellules de Taylor ou dans les zones de outflow près du cylindre intérieur favorisent l'augmentation du couple.

Nous avons cherché à mettre en évidence les paramètres de normalisation qui permettraient de superposer les courbes de variation relative du couple pour les différents essais. Le paramètre H_{cap} a été déterminé à partir des caractéristiques de l'écoulement monophasique et de la vitesse terminale de bulles ; il est fonction de C, de la longueur d'onde et de la géométrie du dispositif. H_{cap} caractérise la transition entre la non capture et la capture des bulles. Un tracé de TRD en fonction de H/H_{cap} permet de superposer les courbes pour une taille de bulle et un débit d'injection comparable. Cependant H/H_{cap} n'est pas la seule variable représentative de la variation relative du couple. La taille des bulles et le taux de vide vont contribuer à modifier les caractéristiques intrinsèques des cellules en termes de vitesse et de longueur d'onde. Il conviendrait par conséquent de réajuster la valeur de H_{cap} en tenant compte des caractéristiques de l'écoulement diphasique.

Ce chapitre nous a permis de voir que les bulles, lorsqu'elles sont présentes dans l'écoulement, peuvent avoir une influence non négligeable sur le couple visqueux

global, en particulier du fait de leur arrangement. Aussi, l'interaction entre les bulles et les structures cohérentes (cellules de Taylor) pourrait conduire à une modification de la structure de l'écoulement porteur. Nous nous sommes donc intéressés dans le chapitre suivant à l'étude de l'impact des bulles sur l'écoulement local.

Chapitre 6 : Caractérisation de la phase liquide

Sommaire

VI-1 Caractérisation de l'écoulement monophasique. Validation	193
1- Validation des mesures PIV. Comparaison aux données de Mehel	194
VI-2 Comparaison entre l'écoulement monophasique et diphasique	205
1- Non capture	207
2- Capture dans les cellules	208
VI-3 Récapitulatif sur les modifications induites par les bulles- Discussion	218
1- Récapitulatif	218
2- Effet des bulles sur le frottement à la paroi du cylindre intérieur. Discussion	222

Chapitre 6 : Caractérisation de la phase liquide

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l'influence des bulles sur le champ de vitesse du liquide. L'objectif du chapitre est de mettre en évidence les mécanismes d'interaction entre les bulles et l'écoulement porteur de liquide, en 3^{ème} instabilité, turbulence naissante et écoulement turbulent avec persistance des cellules de Taylor pour les différents types d'arrangement de bulles.

L'outil d'analyse est la mesure du champ de vitesse du liquide par PIV dans un plan méridien (r,z). Les caractéristiques du système PIV et les paramètres du traitement ont été décrits dans le chapitre 3. La zone de visualisation PIV est positionnée à la même hauteur que la zone de visualisation pour le suivi des trajectoires de bulles qui a permis de caractériser la phase gazeuse (chapitre 4). Le protocole expérimental en diphasique est le même que pour les mesures de trajectoires de bulles et la mesure de couple visqueux.

Comme pour les cartographies des caractéristiques de la phase gazeuse, les composantes de vitesses, axiale et radiale, ont été normalisées par v/d et les positions radiales et axiales sont adimensionnées par la largeur de l'entrefer ($x=-0,5$ est la position radiale du cylindre intérieur, $x=0,5$ est la position radiale du cylindre extérieur). La vitesse moyenne est une vitesse moyenne eulérienne locale dans le plan (x,z/d), obtenue par moyenne statistique (temporelle) à chaque point de mesure de la grille PIV. L'écart type de la vitesse est obtenu à partir de la variance par rapport à la vitesse moyenne eulérienne locale. U_L et W_L dénotent respectivement les composantes de vitesse moyenne, radiale et axiale, tandis que u'_L et w'_L sont les notations utilisées pour les composantes de vitesse rms radiale et axiale.

L'analyse repose essentiellement sur les cartographies des statistiques temporelles de la vitesse axiale et radiale.

La configuration (mélange à 65%, petites bulles) n'est pas étudiée ici, car nous avons montré que pour cette configuration, les bulles se comportent comme en dispersion passive, sans effet notable sur la longueur d'onde et sur le couple visqueux global exercé sur le cylindre intérieur. Différents points de fonctionnement ont été choisis sur les cartes d'arrangement en fonction des paramètres C et H (9 points de fonctionnement en tout). Ils sont identifiés sur la figure suivante et correspondent à des arrangements de type différents. Nous avons choisi des points qui conduisent à une variation notable du couple, au-delà de l'incertitude de la mesure.

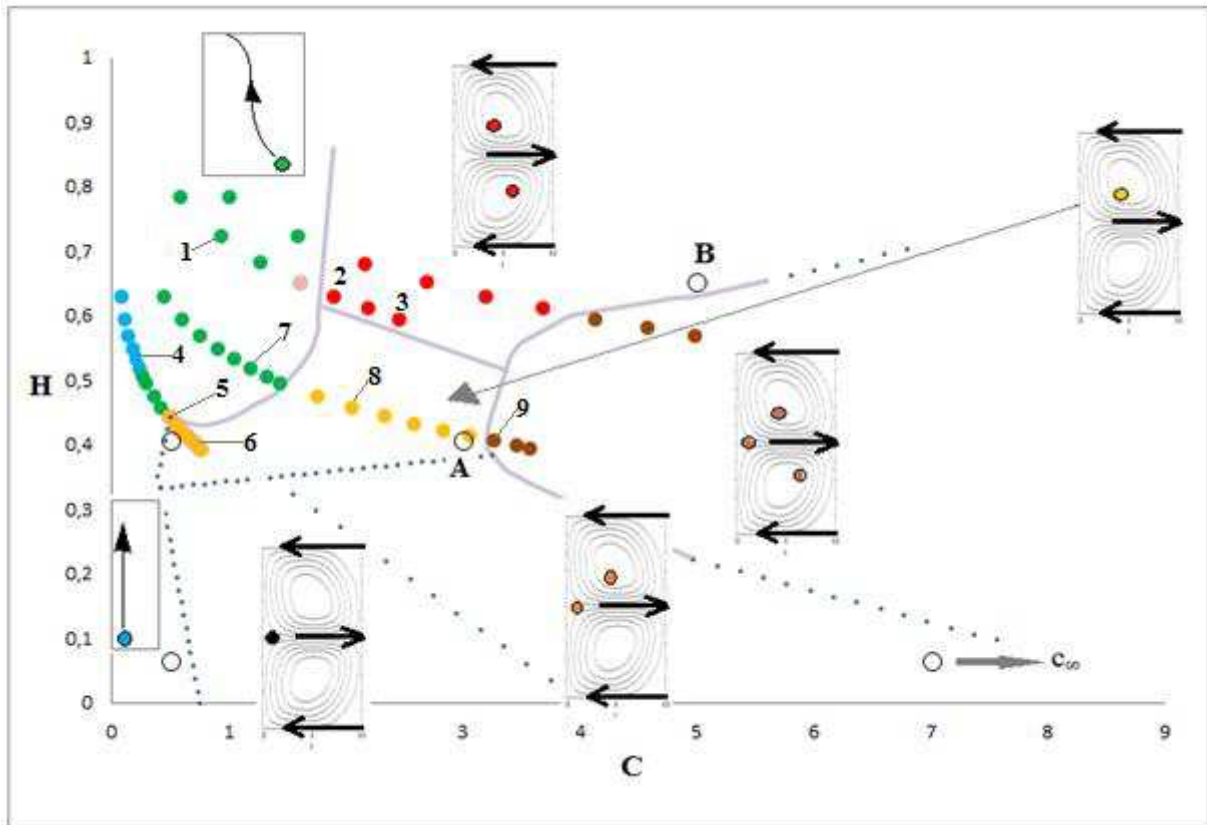


Fig. 6. 1 Positionnement des points de fonctionnement en diphasique pour les mesures PIV à partir de la carte d'arrangement des bulles

Dans une première partie, on discute de la validation des mesures PIV en écoulement monophasique. On compare pour cela les mesures PIV aux mesures réalisées par LDV par Mehel (2006) pour la même configuration géométrique.

Dans une deuxième partie, on compare des cartographies de vitesse en monophasique et diphasique pour différents types d'arrangement de bulles (non capture ou capture). On fait la synthèse des résultats et on discute des mécanismes physiques.

VI-1 Caractérisation de l'écoulement monophasique. Validation

Cette partie est dédiée à la validation de l'écoulement et des mesures PIV en monophasique. Le protocole de mise en vitesse suivi est strictement le même que chez Mehel (2006). Nous comparons dans un premier temps les cartographies et les profils de vitesse obtenus pour deux nombres de Reynolds : $Re=2466$ ($Ta=780$) et $Re=14230$ ($Ta=4500$) avec les données de Mehel (2006). Ces deux nombres de Reynolds ont été investigués en détail par Mehel et correspondent à un écoulement de type chaotic wavy vortex flow et un écoulement turbulent respectivement.

Nous avons également caractérisé l'écoulement monophasique pour toute la gamme des Reynolds entre $Re=632$ ($Ta=200$) et $Re=20000$ ($Ta=6325$).

On montre ensuite quelques résultats issus de l'analyse spectrale en fréquence pour les faibles nombres de Reynolds puis nous discutons de l'évolution des paramètres caractéristiques en fonction du Reynolds, tels que la longueur d'onde axiale, la vitesse de rotation dans les cellules.

1- Validation des mesures PIV. Comparaison aux données de Mehel

a) Structure générale de l'écoulement moyen

Sur la figure 6.2, on montre une cartographie de vitesses axiale et radiale moyennes obtenues par PIV dans le nouveau dispositif pour $Re= 2466$ ($Ta=780$) et on compare à la cartographie de vitesse axiale obtenue dans l'ancien dispositif par Mehel par LDV. La longueur d'onde axiale vaut $3,13d$ ($\pm 0,1d$), ce qui coïncide avec les résultats de Mehel ($3,1d$). On observe un bon accord sur la forme générale des cellules, avec une inclinaison des isovaleurs de la vitesse axiale, caractéristique de l'écoulement au-delà de la 3^{ème} instabilité.

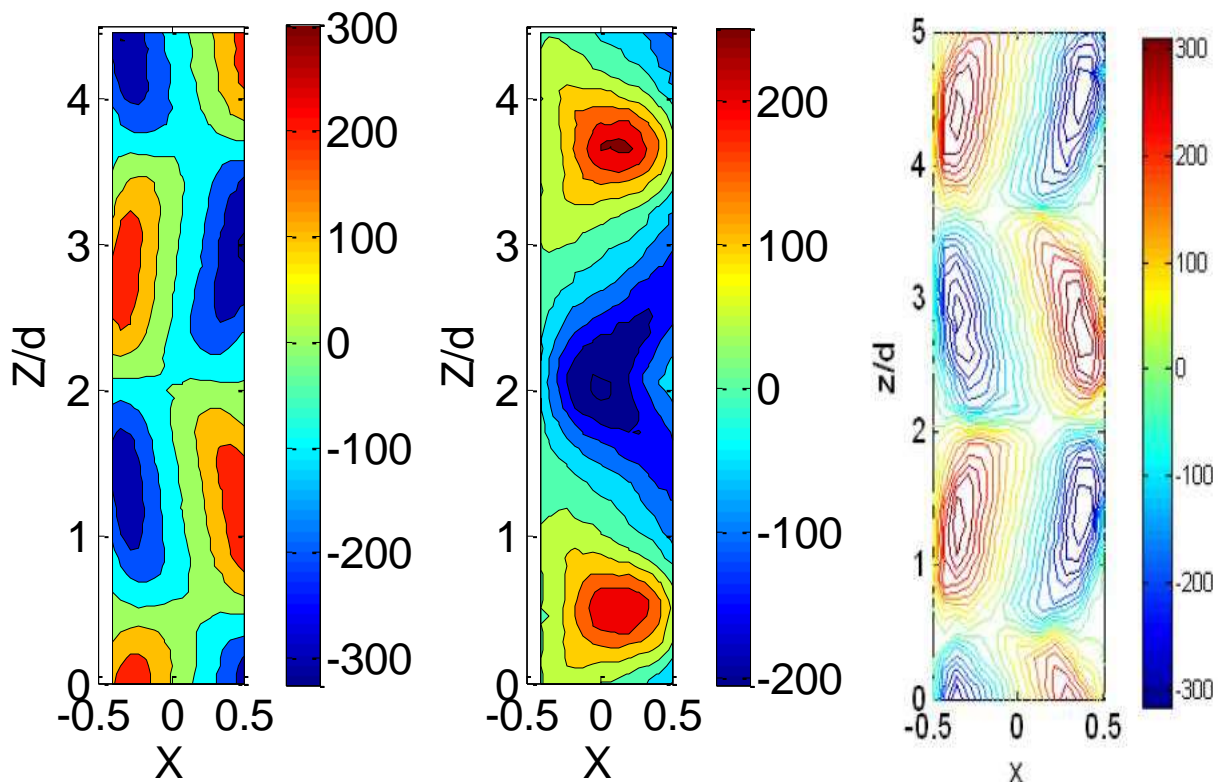


Fig. 6. 2 Cartographies des vitesses moyennes en monophasique, vitesse normalisée par v/d , mélange à 65%, $Re=2466/Ta=780$: a- vitesse axiale PIV, b- vitesse radiale PIV, c- vitesse axiale LDV (Mehel, 2006)

b) Vitesse moyenne axiale

La figure 6.3 présente les profils axiaux de vitesse axiale moyenne normalisée, pour une position radiale localisée à un quart d'entrefer du cylindre intérieur. Par rapport aux données de Mehel (2006), obtenues dans l'ancien dispositif, les maxima de vitesse, pour cette position radiale, plus faibles de 32% à $Re=2466$ et 64% à $Re=14230$.

La figure 6.4 montre les profils radiaux de vitesse axiale moyenne normalisée, pour une position axiale en cœur de cellule. On a un bon accord sur la position radiale de la vitesse nulle à $Re=2466$, par contre on observe un décalage à $Re=14230$.

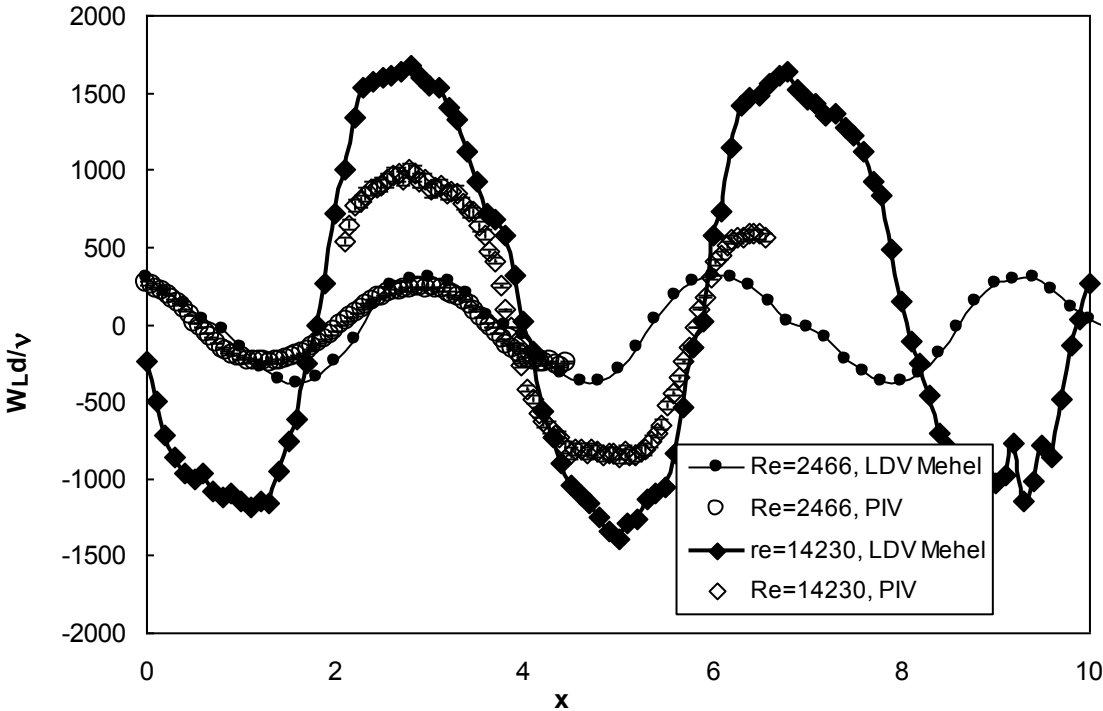


Fig. 6. 3 Profils axiaux de vitesse axiale moyenne à ¼ de largeur d’entrefer du cylindre intérieur en monophasique

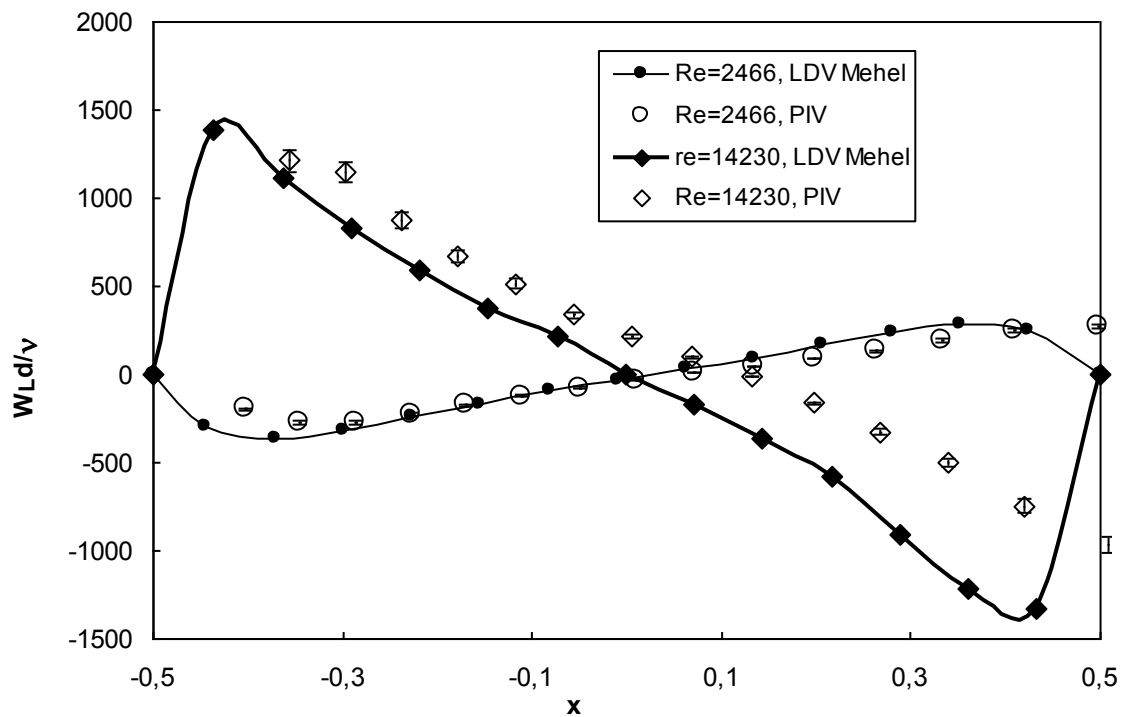


Fig. 6. 4 Profils radiaux de vitesse axiale moyenne en cœur de cellule et monophasique

c) Vitesse moyenne radiale

La figure 6.5 permet de comparer des profils axiaux de vitesse radiale à différentes positions radiales avec les profils de Mehel, obtenus à partir du bilan de masse et de la mesure de la vitesse azimutale et axiale dans le plan pour $Re=2466$. Comme chez Mehel, on observe un jet en outflow moins large mais plus intense que le jet en inflow. Cependant les maxima de vitesse radiale dans les jets sont plus faibles que les valeurs attendues dans l'ancien dispositif (-25% en outflow, -17% en inflow). La dissymétrie sur les maxima dans les jets entre inflow/outflow est moins marquée que chez Mehel, en revanche, la dissymétrie sur la largeur des jets est plus marquée.

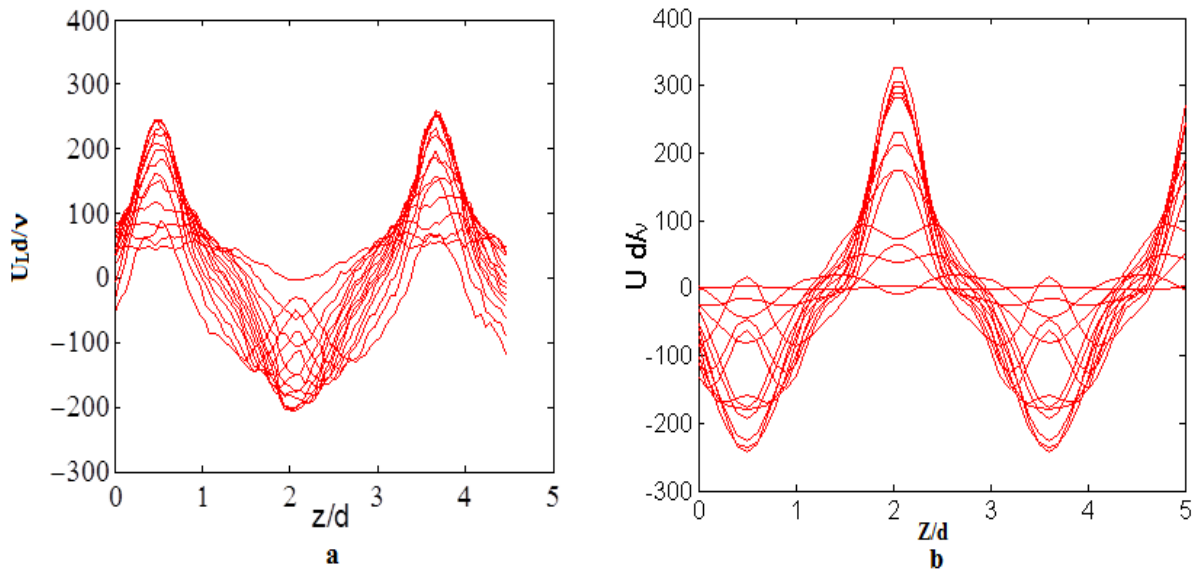


Fig. 6.5 Profils axiaux de vitesse radiale moyenne en monophasique, Re_{2466}/Ta_{780} :

a- mesures PIV, b- données issus de Mehel (2006) obtenues à partir du bilan de masse et des composantes de vitesse azimutale et axiale mesurées par LDV

d) Fluctuations de vitesse

La figure 6.6 présente les cartographies de vitesse rms pour les composantes axiale et radiale pour le même régime monophasique que précédemment. De manière générale, les vitesses rms sont plus importantes dans les zones de jet et en particulier, pour la composante radiale, dans les zones d'impact des jets plutôt que dans les zones de naissance des jets. Pour ce régime de transition, les fluctuations de vitesse sont prépondérantes en outflow.

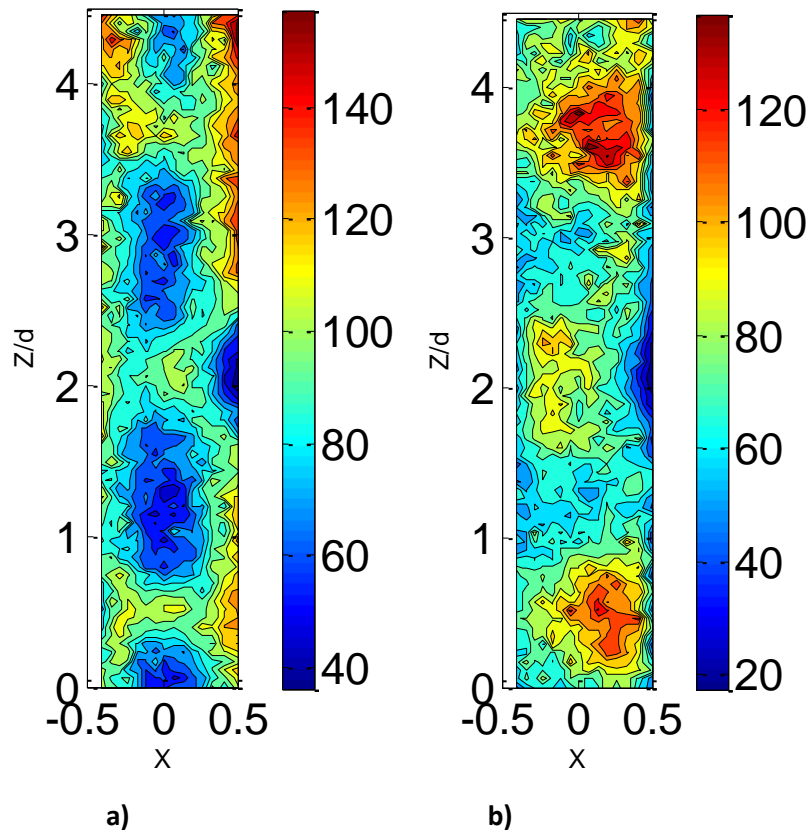


Fig. 6. 6 Cartographies des composantes de vitesse rms en monophasique, normalisées par v/d , mélange à 65%, $Re=2466/Ta=780$:

La figure 6.7 permet de comparer des profils radiaux de vitesse rms axiale obtenus en outflow avec ceux de Mehel. En écoulement faiblement turbulent ($Re=2466$), on a un bon accord avec les valeurs de Mehel mesurées en milieu d'entrefer. En revanche, près du cylindre intérieur, on a un pic de valeur rms, inférieur de 27% en valeur relative à celui mesuré par Mehel.

En écoulement turbulent, pour $Re=14230$, les mesures PIV réalisées dans le nouveau dispositif, montrent que la valeur rms de la vitesse axiale en milieu d'entrefer est plus faible que chez Mehel (-27% également). Par contre, on observe un pic de vitesse rms axiale près du cylindre extérieur plus important que dans la thèse de Mehel.

Sur la figure 6.8, on a tracé le profil radial de la vitesse rms moyennée axialement sur une longueur d'onde axiale, pour les composantes axiale $\langle w^2 \rangle_z$ et radiale $\langle u^2 \rangle_z$. Ces profils sont extraits des données PIV à $Re=5060$ ($Ta=1600$). Ils peuvent être comparés aux données de Chouippe obtenus par DNS pour la même géométrie d'entrefer et la même valeur du Reynolds. On a un bon accord sur l'allure générale des profils avec les profils de Chouippe.

On met en évidence la présence de deux pics de vitesse rms axiale symétriques localisés près des parois des deux cylindres de l'ordre de $0,04V_i$, un peu plus marqués

que chez Chouippe. En revanche, la valeur en milieu d'entrefer est en accord avec les résultats de Chouippe (de l'ordre de $0,03V_i$).

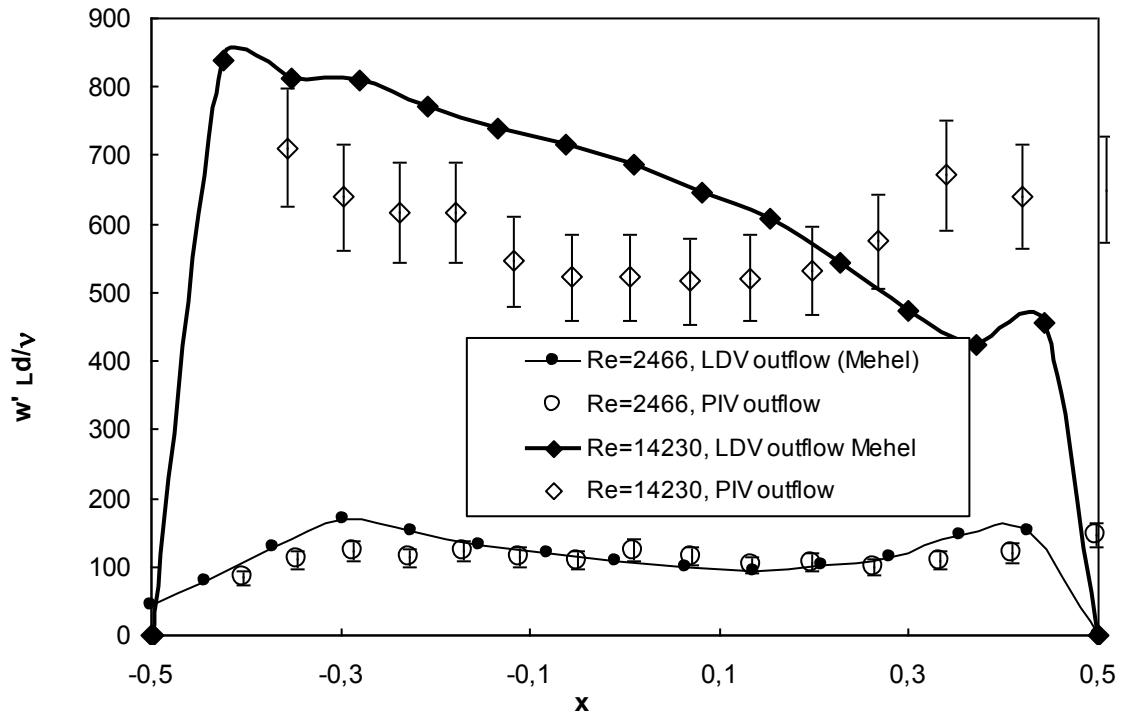


Fig. 6.7 Profils radiaux de vitesse axiale rms en outflow et monophasique

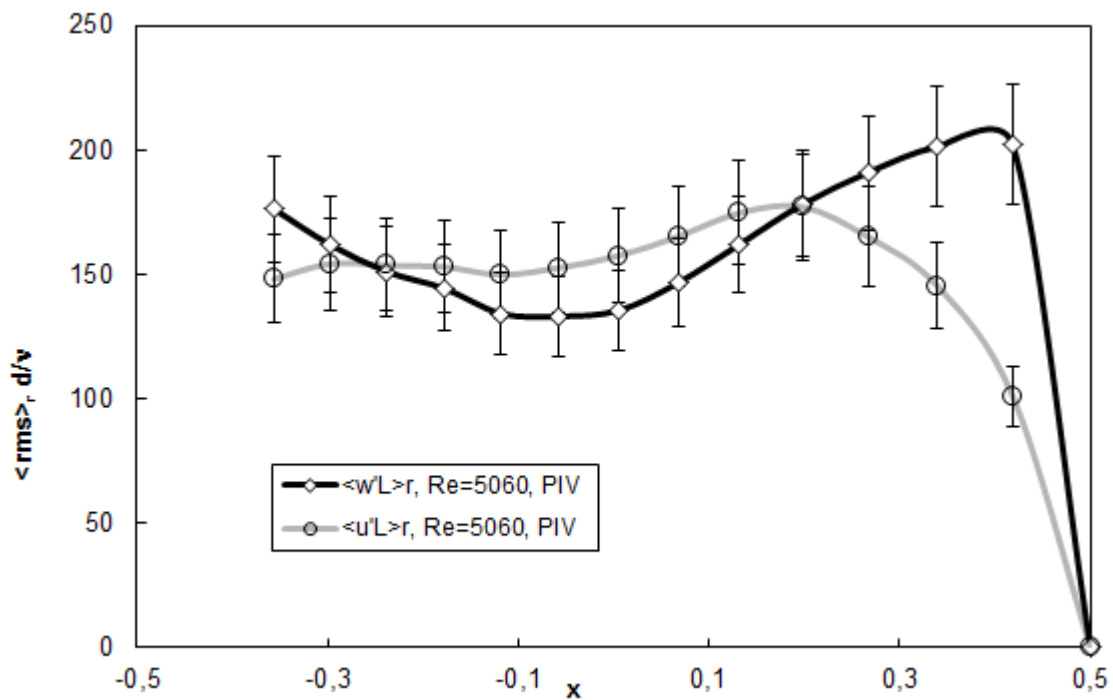


Fig. 6.8 Profils radiaux de vitesse rms, moyennée axialement

En ce qui concerne le profil radial de vitesse rms radiale, moyennée axialement, comme chez Chouippe, les pics de vitesse rms sont moins marqués et moins proches de la paroi des deux cylindres que pour la vitesse axiale. En milieu d'entrefer, la vitesse rms radiale vaut approximativement $0,03V_i$, ce qui est un peu plus élevée que la valeur attendue par Chouippe ($\approx 0,025V_i$).

e) Analyse spectrale

La figure 6.9 (a à d) montre des spectres de vitesse axiale pour différents Reynolds dans la transition jusqu'à l'écoulement faiblement turbulent. L'échelle des graduations sur l'axe des ordonnées n'est pas représentative de la valeur des vitesses car le traitement a été fait sur les données brutes, en sortie du traitement PIV, sans correction par le facteur de grossissement.

Pour $Re=632$ ($Ta=200$), on observe un pic qui caractérise l'onde azimutale à la fréquence $mF_0=2,32\Omega_i$, ce qui coïncide avec la transition entre l'écoulement de 2^{ème} instabilité et l'écoulement de 3^{ème} instabilité, en accord avec les mesures LDV de Mehel sur l'ancien dispositif.

Pour $Re=948$ ($Ta=300$), le pic de fréquence est toujours aussi net et décalé à la fréquence $mF_0=1,54\Omega_i$, en accord avec les données de Mehel pour un régime de 3^{ème}

instabilité. La fréquence de modulation de l'onde azimutale correspond à $F'=0,43\Omega_i$. Est visible sur le spectre, la combinaison des fréquences $f_2=mF_0+F'$.

Pour $Re=2213$ ($Ta=700$), le spectre est beaucoup plus bruité. On distingue cependant l'émergence de la fréquence $f_1=1,23\Omega_i$ correspondant à mF_0-F' .

Pour $Re=3162$ ($Ta=1000$), d'après les données de Mehel, on s'attendait à voir la disparition de l'onde azimutale. On constate la présence d'un pic large bande autour de la fréquence $1.38\Omega_i$, qui pourrait correspondre à un régime de 3^{ème} instabilité chaotique (wavy vortex flow chaotique ou faiblement turbulent avec persistance de l'onde azimutale).

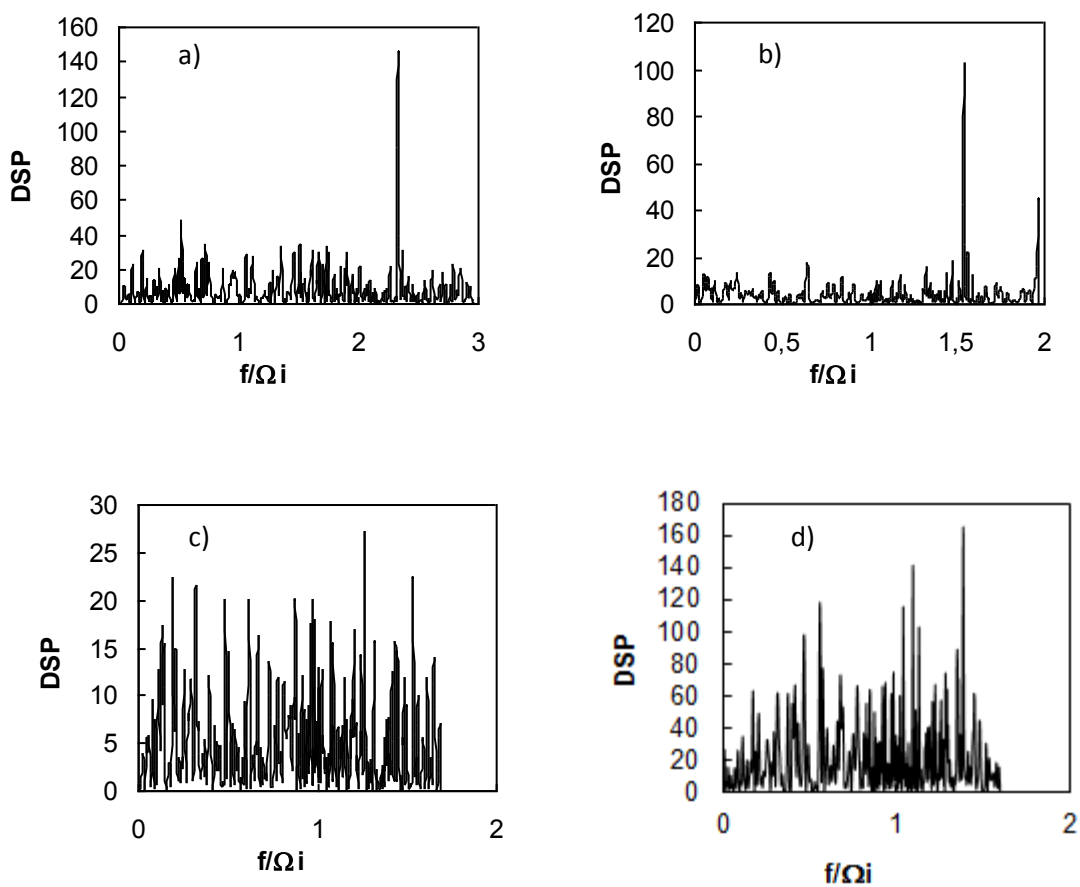


Fig. 6.9 Spectres en un point de la vitesse axiale, mesures PIV en monophasique

a) $Re=632$ / $Ta=200$, b) $Re=948$ / $Ta=300$, c) $Re=2213$ / $Ta=700$, d) $Re=5060$ / $Ta=1600$

f) Récapitulatif. Caractéristiques des cellules de Taylor en fonction du Reynolds en monophasique

Sur la figure 6.10 et la figure 6.11, on a reporté l'évolution avec le Reynolds des valeurs de la longueur d'onde axiale et des valeurs de la vitesse axiale moyenne maximale dans les cellules, mesurées par PIV en monophasique. La détermination de la longueur d'onde est basée sur la périodicité axiale des profils de vitesses moyennes axiale et radiale à $\frac{1}{4}$ d'entrefer du cylindre intérieur. La vitesse maximale relevée est la vitesse maximale obtenue par les cartographies de vitesse axiale, elle est maximale en valeur absolue pour les valeurs négatives de la vitesse.

On observe une augmentation de la longueur d'onde et de la vitesse axiale normalisée avec le Reynolds. La longueur d'onde et la vitesse axiale dans les cellules sont légèrement inférieures à celles obtenues dans les essais de Mehel à partir de $Re=3162$ ($Ta=1000$), ce qui correspond au changement de mélange. Au-delà de $Re=15000$, la longueur d'onde est très grande par rapport à celle mesurée par Mehel dans l'ancien dispositif, mais l'erreur de la mesure associée est aussi plus grande. Nous éviterons par conséquent d'exploiter les données en diphasique au-delà de cette valeur du Reynolds.

Il faudra se méfier du point de mesure monophasique à $Re=9486$ ($Ta=3000$) qui semble un peu loin des points de mesure de Mehel. Ce point de mesure PIV en monophasique a été rajouté en utilisant un protocole de vitesse différent de celui de chez Mehel et différent du protocole mis en œuvre en diphasique.

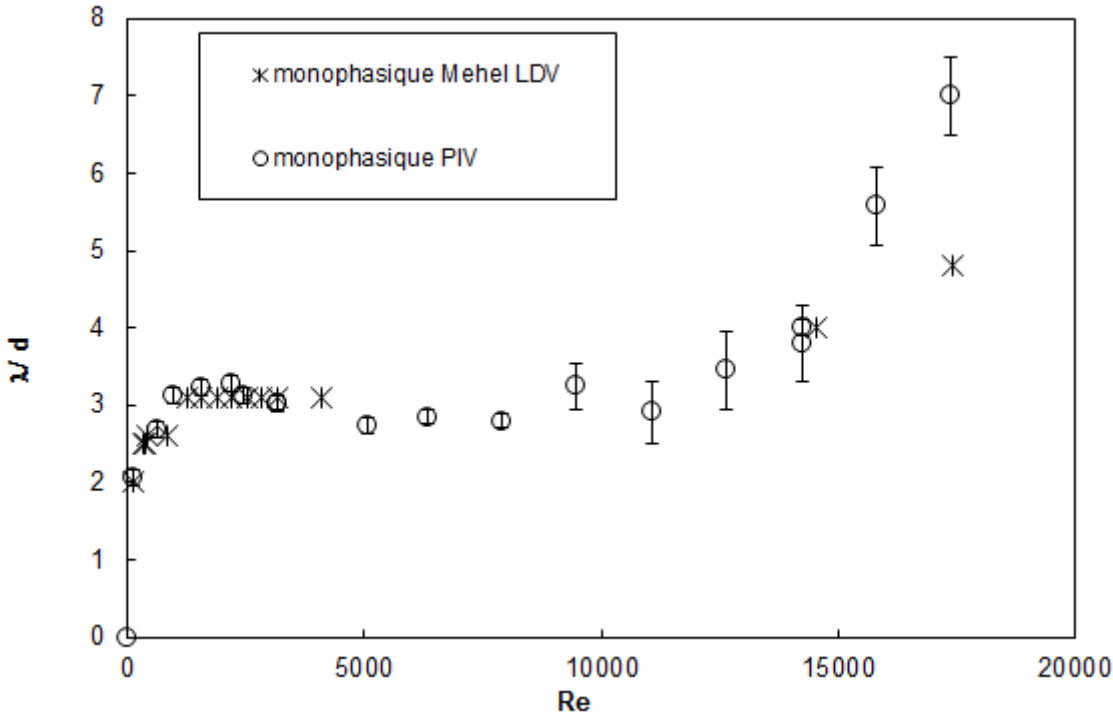


Fig. 6.10 Evolution de la longueur d'onde axiale avec le nombre de Reynolds en monophasique, Comparaison mesures PIV et mesures LDV (Mehel, 2006)

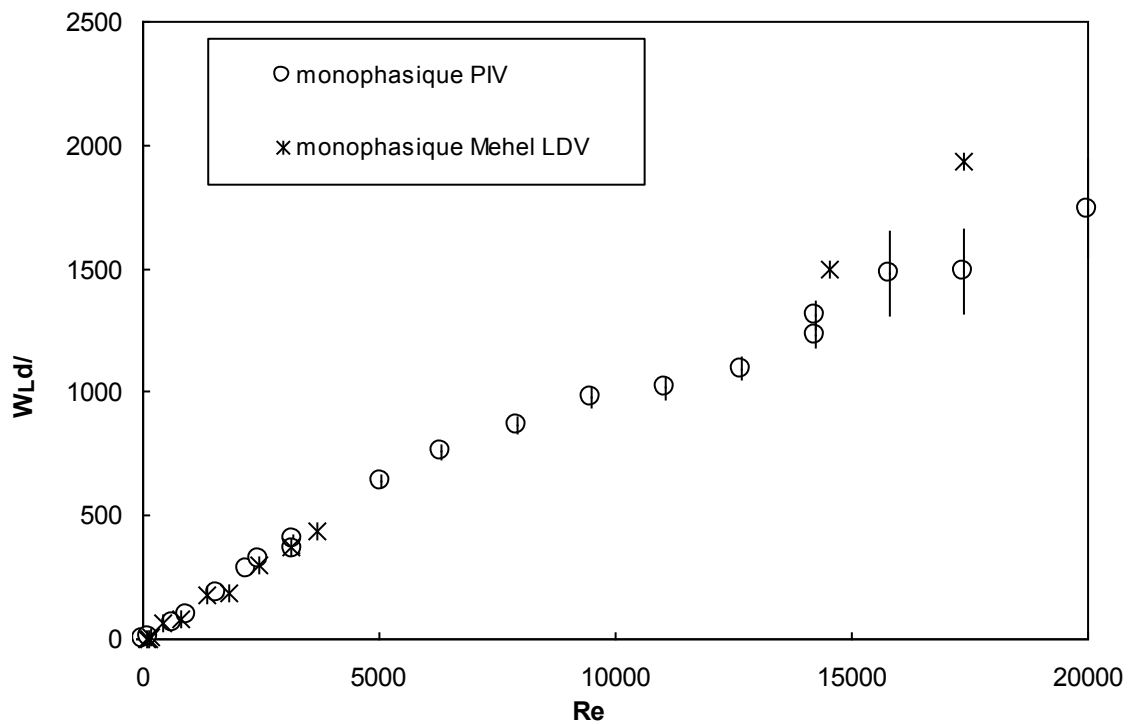


Fig. 6.11 Evolution avec le nombre de Reynolds en monophasique de la vitesse axiale moyenne maximum dans les cellules, Comparaison mesures PIV et mesures LDV (Mehel, 2006)

Dans cette partie, nous avons procédé à une validation de l'écoulement monophasique, par comparaison aux mesures de Mehel, obtenues par LDV dans l'ancien dispositif. En respectant le même protocole de mise en vitesse, l'écoulement est très similaire. Les données obtenues par PIV en monophasique serviront de référence pour la comparaison avec l'écoulement diphasique.

VI-2 Comparaison entre l'écoulement monophasique et diphasique

Le protocole de mise en vitesse en diphasique est le même qu'en monophasique, à la différence que l'on injecte en continu depuis la vitesse nulle.

Les caractéristiques des essais diphasiques pour la mesure PIV sont reportées dans le tableau suivant. On s'intéresse aux cartographies des composantes de vitesse moyenne et rms, axiale et radiale. A partir des cartographies des composantes de vitesse moyenne dans le plan méridien, on a déterminé la distribution dans le plan de la vorticité dans la direction azimutale. On s'intéresse également à l'analyse spectrale lorsque le système de PIV basse fréquence le permet.

Le tableau 6.1 récapitule les caractéristiques des essais diphasiques des mesures PIV :

mélange/bulles	cas n°	Ta	Re	db (mm)	C	H	$\langle \alpha \rangle_{r,z}$ en %	arrangement
65%/ grosses bulles	1	300	949	2,5	0,59	0,45		non capture, glissement
	2	500	1581	2,5	1,08	0,55	0,27	début capture up-down
	3	700	2214	2,5	1,84	0,66	0,39	capture up-down
40%/ grosses bulles	4	1600	5060	2,4	0,34	0,64		non capture, glissement
	5	3000	9487	2,4	0,51	0,42	0,12	début de la capture up
	6	4500	14230	2,4	0,66	0,30	0,42	capture up+saturation
40%/ petites bulles	7	1600	5060	1	1,30	0,64		non capture trajectoire oscillante
	8	3000	9487	1	2,00	0,42	0,01	capture up
	9	4500	14230	1	2,48	0,30	0,50	transition vers capture up-down-outflow

Tab. 6.1 Tableau récapitulatif des caractéristiques des essais diphasiques pour les mesures PIV $\langle \alpha \rangle_{r,z}$ est le taux de vide global moyenné sur une longueur d'onde axiale, issu du suivi de trajectoires de bulles (chapitre4)

On ne montrera pas les résultats de tous les points de fonctionnement dans le corps du document, nous avons sélectionné en effet ceux qui conduisent aux résultats les plus significatifs et amènent des éléments de discussion. Par contre, les cartographies de tous les points de fonctionnement sont montrées en annexe D.

On s'intéresse tout d'abord aux cas où les bulles ne sont pas capturées par les cellules, puis aux cas où on a de la capture dans les cellules, puis aux cas où elles sont capturées en outflow. On décrit pour ces trois cas les modifications de l'écoulement induites par les bulles. On procède ensuite à une synthèse de l'ensemble des résultats de nos mesures PIV en diphasique et à la discussion.

1- Non capture

On s'intéresse tout d'abord à la configuration des bulles non capturées.

Pour tous les cas de non capture, les cartographies de la vitesse moyenne et rms ne montrent pas de modification notable de la structure et de l'intensité de l'écoulement moyen et fluctuant dans un plan méridien. Les cartographies sont portées en annexe D.

Pour le mélange à 40%, grosses bulles et petites bulles, on montre sur la figure 6.12 des spectres de la vitesse axiale instantanée en configuration de non capture pour $Re=5060$ ($Ta=1600$).

Dans le cas 4 (configuration grosses bulles), la fréquence prépondérante est de $1,23\Omega_i$, en accord avec un nombre d'onde de 4 et persistance de l'onde azimutale, comme en monophasique, mais le spectre est moins bruité et l'onde azimutale semble renforcée.

Pour le cas 8 (configuration petites bulles), on observe un pic à une fréquence plus élevée, correspondant à $2,5 \Omega_i$. Cela peut correspondre à un changement de fréquence de l'onde azimutale qui passe de $1,5 \Omega_i$ à $2,5 \Omega_i$, et un changement du nombre d'onde azimutal qui passe de 4 à 6. Ceci est en accord avec une stabilisation de l'écoulement, comme si le nombre de Reynolds avait été réduit autour de 950 (transition entre la 2^{ème} et la 3^{ème} instabilité alors que l'écoulement monophasique correspond en réalité à un régime faiblement turbulent).

Notons que dans le cas des grosses bulles à 65% (cas 1), le système PIV ne nous permet pas d'explorer les fréquences au-delà de la fréquence de l'onde azimutale en monophasique $\approx 1,5 \Omega_i$. Cependant, le suivi haute fréquence des trajectoires de bulles avait mis en évidence pour cette configuration une fréquence caractéristique de l'onde azimutale de l'ordre de $5 \Omega_i$, plus élevée ; On suspecte donc, pour cette configuration aussi, un changement d'état qui peut correspondre à une stabilisation de l'écoulement dans la transition vers la turbulence.

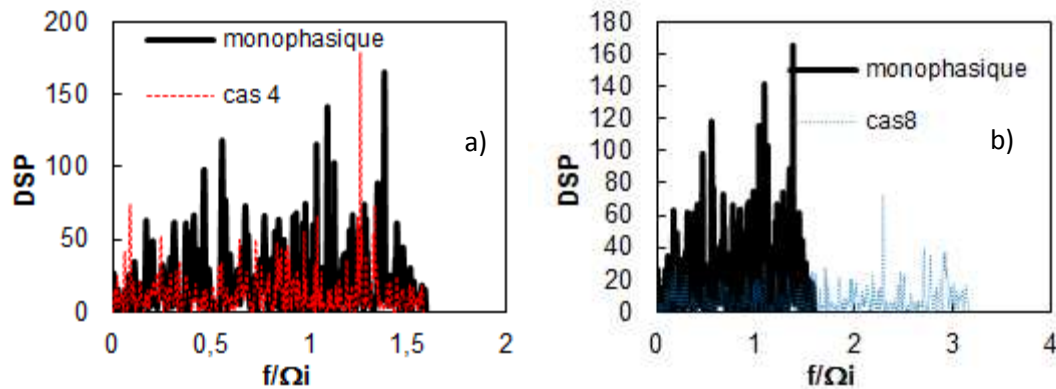


Fig. 6.12 Comparaison des spectres monophasique et diphasique de la composante de vitesse axiale instantanée pour $Re=5060/Ta=1600$:

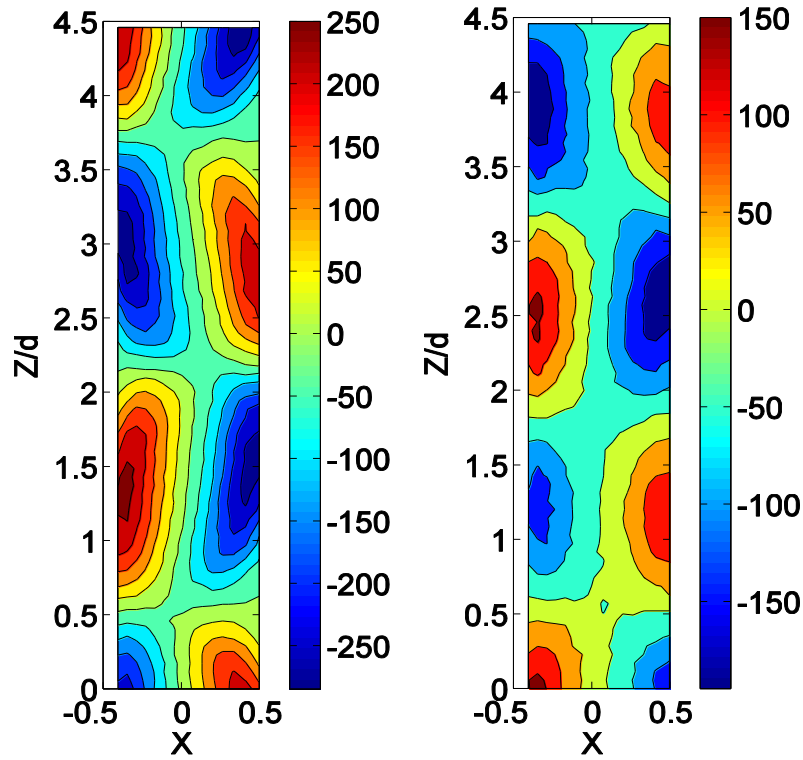
2- Capture dans les cellules

Lorsque les bulles sont capturées par les cellules, elles interagissent avec les cellules.

a) Bulles capturées dans les cellules up-down

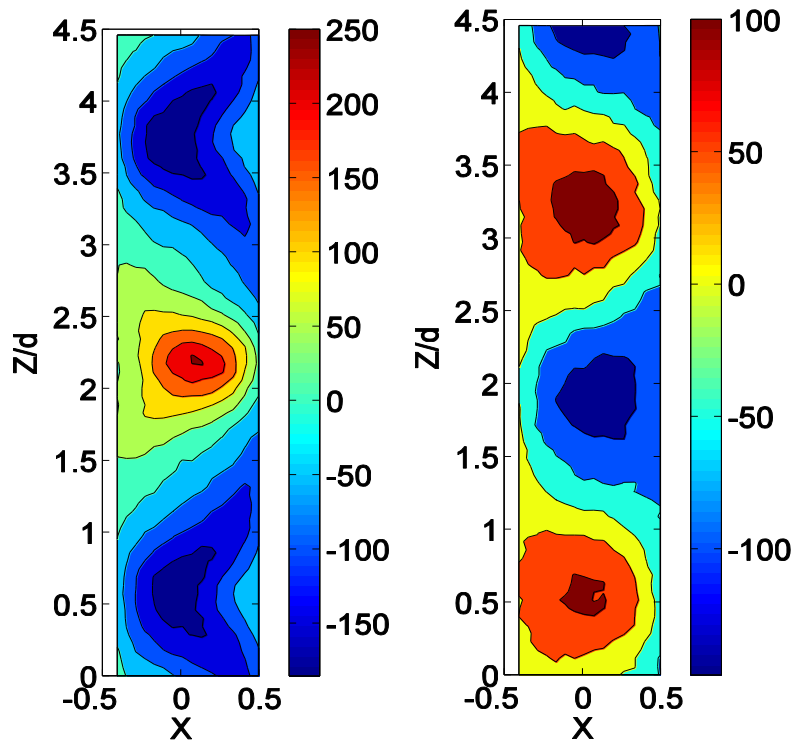
Sur la figure 6.13, on compare les cartographies des composantes de la vitesse moyenne monophasique et diphasique pour le cas 3 (grosses bulles capturées dans les cellules en up et down pour le mélange à 65%). On observe une réduction de la longueur d'onde axiale, accompagnée d'une réduction de la vitesse axiale dans les cellules. On a une réduction de l'intensité des jets en milieu d'entrefer. C'est l'intensité du jet outflow qui est plus réduite, relativement à l'écoulement monophasique. Comme en monophasique, c'est l'intensité du jet outflow qui était prépondérante, on tend vers une symétrisation des intensités de jets en milieu d'entrefer, induite par la capture des bulles dans les cellules.

Les cartographies des composantes de la vitesse rms pour le cas 3 sont tracées sur la figure 6.14. Elles montrent une réorganisation de la distribution de la turbulence sous l'effet de la capture des bulles dans les cellules. En particulier, elles mettent en évidence une homogénéisation dans la direction axiale des vitesses rms, indépendamment de la présence des jets. La vitesse rms axiale tend à augmenter en présence des bulles dans tout l'entrefer, elle est beaucoup plus importante en proche paroi des cylindres qu'en milieu d'entrefer. La vitesse rms radiale tend à augmenter en milieu d'entrefer. Cette homogénéisation axiale des fluctuations de vitesse peut être attribuée à la diminution de l'intensité des jets en écoulement diphasique.



a) axial, monophasique

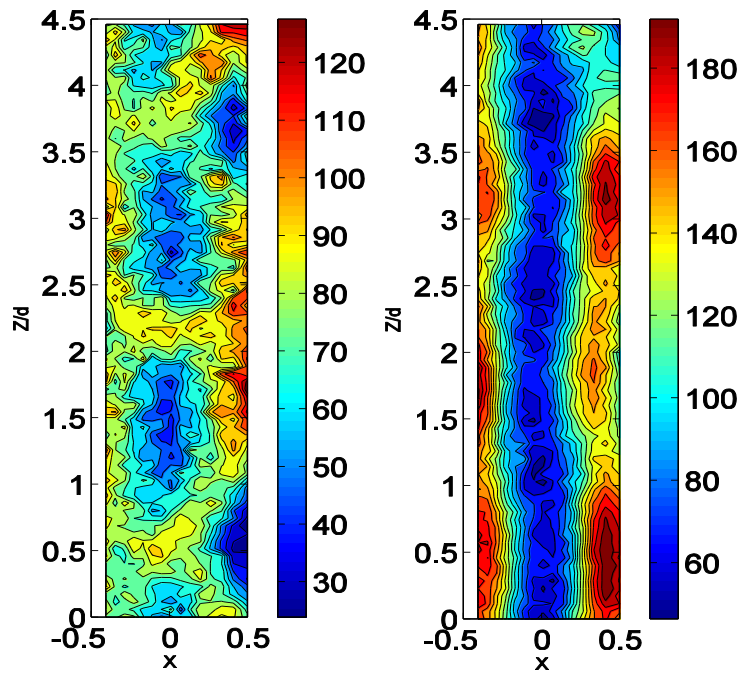
b) axial, diphasique



c) radial, monophasique

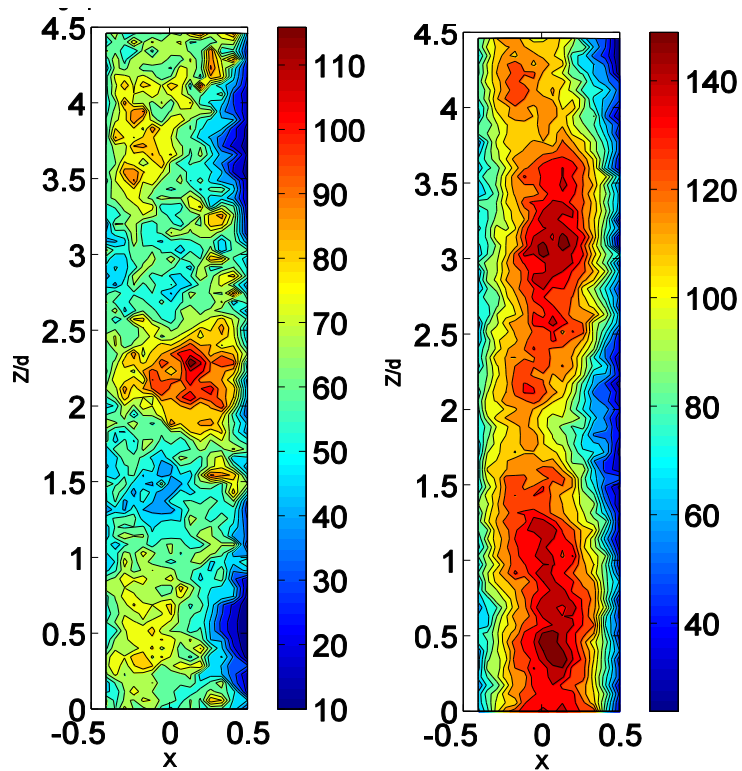
d) radial, diphasique

Fig. 6.13 Comparaison des composantes de vitesse moyenne normalisée par v/d , monophasiques et diphasiques (cas 3, $Re=2214/Ta=700$)



a) axial, monophasique

b) axial, diphasique



c) radial, monophasique

d) radial, diphasique

Fig. 6.14 Comparaison des composantes de vitesse rms normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 3, $Re=2214/Ta=700$)

Alors que le suivi de trajectoire de bulles a montré que la fréquence caractéristique de la capture des bulles vaut $5 \Omega_i$, et est supérieure à la fréquence de l'onde azimutale attendue en écoulement monophasique, la limitation de la résolution temporelle du système PIV ne permet pas de voir l'influence de cette fréquence sur les fluctuations de vitesse. On ne peut donc pas dire à ce stade, si l'augmentation des vitesses rms est due à la contribution de l'onde azimutale renforcée, pour un autre état d'écoulement, ou si elle est due à une augmentation de la turbulence aléatoire, due à la présence des bulles. Il est possible que cela résulte de la combinaison des deux, les bulles capturées par l'onde azimutale, peuvent générer des fluctuations de vitesse dans leur sillage.

b) Bulles capturées dans les cellules up

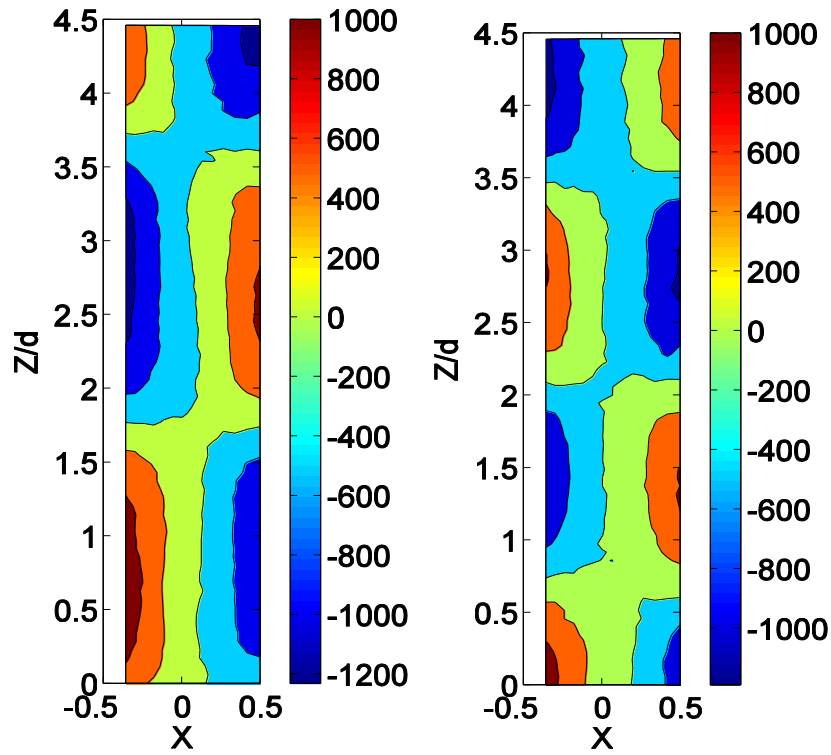
Pour le cas 5, qui correspond à une autre configuration de capture (capture up), pour une même taille de bulle (grosses bulles), un nombre de Reynolds plus grand ($Re = \text{mélange à 40\%}$) et un effet de gravité plus important, on observe les mêmes tendances que celles décrites pour le cas précédent (cas 3), c'est-à-dire une diminution de l'intensité des jets, une diminution de la longueur d'onde axiale et une homogénéisation axiale de la turbulence. Cependant, le taux de vide étant plus faible, la tendance à l'homogénéisation axiale de la turbulence n'est pas aussi marquée que dans le cas 3. Les cartographies sont jointes en annexe.

Pour le cas 6, qui correspond à la configuration de capture up, pour la même taille de bulle (grosses bulles), mais pour un nombre de Reynolds encore plus élevé, on observe des tendances un peu différentes. La longueur d'onde est toujours réduite pour une vitesse axiale qui diminue peu et une intensité du jet renforcée en outflow. Les cartographies de la vitesse moyenne tracées sur la figure 6.15 attestent de ce phénomène. Le renforcement du outflow est en accord avec les cartographies de vitesse eulérienne du gaz (figure 4.40). Ce cas est un cas particulier puisqu'il correspond à un cas de capture très proche de la zone de outflow avec contribution de l'onde de saturation.

La forte accumulation des bulles dans les cellules, pour ce cas, se traduit par une légère augmentation de la vorticité azimutale dans le cœur des cellules, en particulier pour la cellule au-dessus du outflow (cellule up qui capture). La figure 6.16 montre les cartographies de la vorticité calculées en monophasique et en diphasique pour ce cas. La vorticité paraît mieux structur e en diphasique avec la capture des bulles. Le renforcement de la vorticité et le renforcement du jet ne permettent pas l'homog nisation axiale de la turbulence que l'on a pu observer pour les grosses bulles à des Reynolds inférieurs, de capture, sans saturation. En conséquence, on n'a pas de modification notable de la distribution et de l'intensité des vitesses rms pour ce cas, comme on peut le voir sur la figure 6.17.

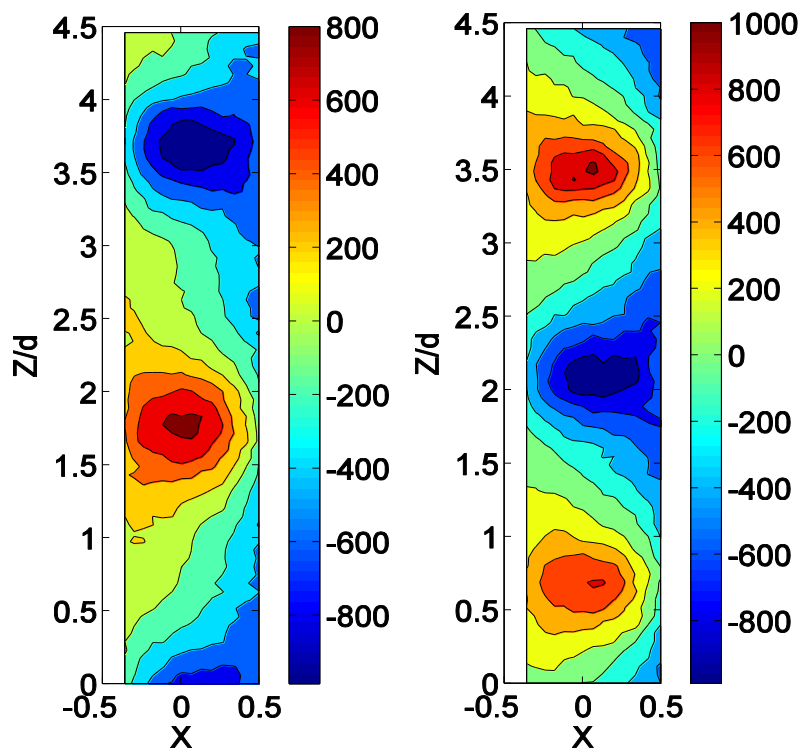
Pour le cas 8 des petites bulles capturées dans la cellule up pour un même Reynolds que le cas 5, sans onde de saturation, les cartographies de vitesse sont reportées en annexe. Elles mettent en évidence, comme pour les cas précédents une diminution de longueur d'onde. Cependant cette réduction de longueur d'onde est accompagnée d'une augmentation de l'intensité du inflow en milieu d'entrefer. Etant donné que, pour ce régime, nous sommes dans la transition entre la capture up et la triple capture 'up-down-outflow', nous n'avons pas cherché à analyser plus en détail ces modifications.

Pour les cas 5, 6 et 8 de capture des bulles par les cellules en écoulements faiblement turbulent et turbulent, la faible résolution temporelle du système PIV ne nous a pas permis d'analyser l'état d'écoulement en terme de fréquences caractéristiques au-delà de $1,5 \Omega_i$.



a) axial, monophasique

b) axial, diphasique



c) radial, monophasique

d) radial, diphasique

Fig. 6.15 Comparaison des composantes de vitesse moyenne, normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 6, $Re=14230/Ta=4500$)

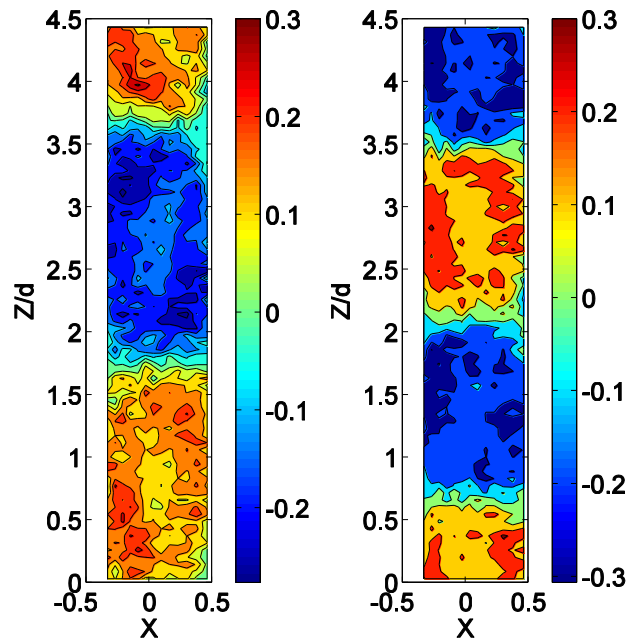


Fig. 6.16 Comparaison de la vorticité azimutale moyenne, $\bar{\omega}_\theta$, normalisée par v/d^2 , monophasique et diphasique (cas 6, $Re=14230/Ta=4500$)

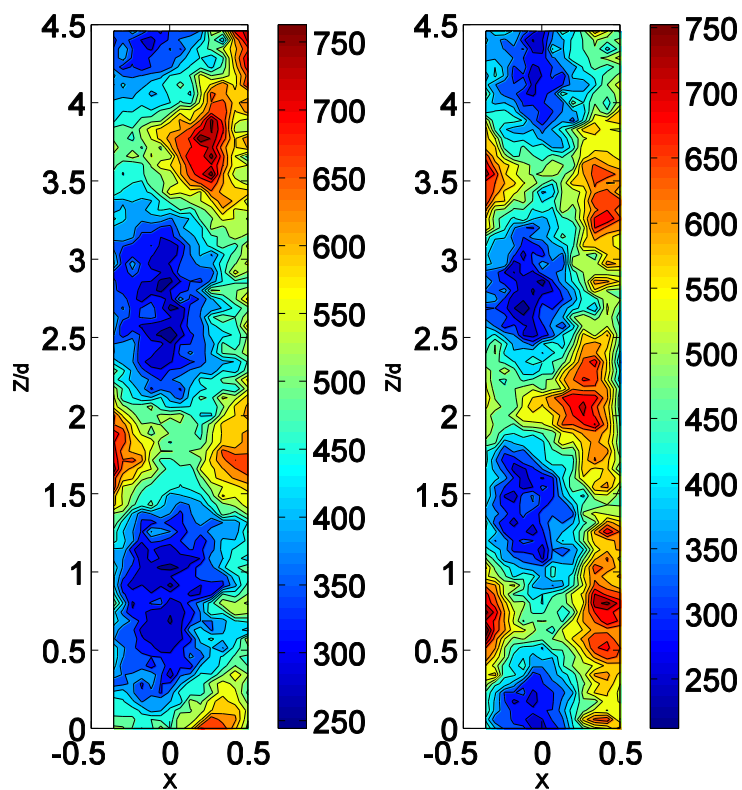


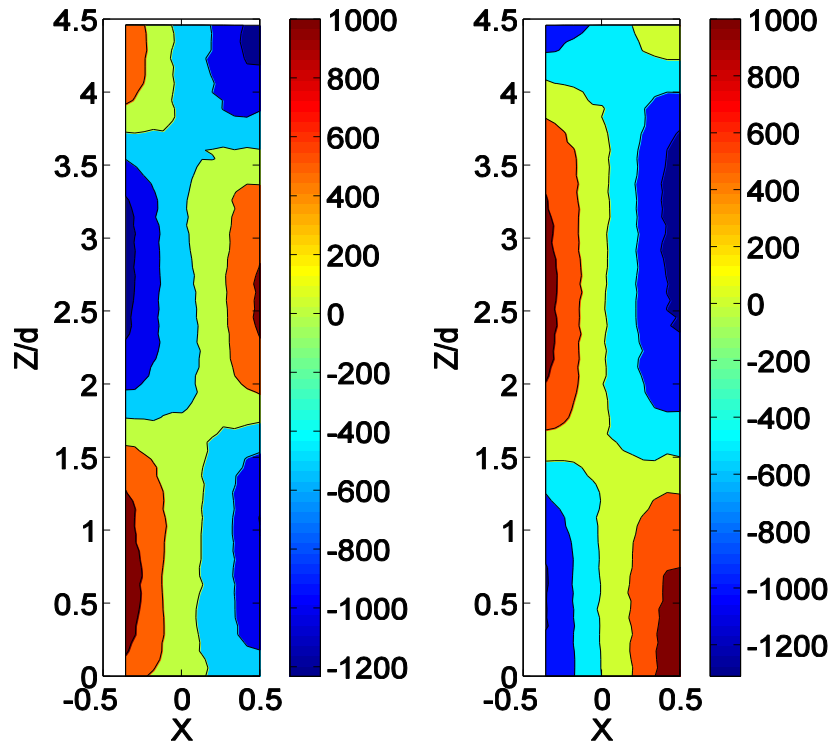
Fig. 6.17 Comparaison des composantes de vitesse rms axiale, normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 6, $Re=14230/Ta=4500$)

c) Migration en outflow. Triple capture en up-down-outflow

Pour le cas 9 qui concerne l'écoulement turbulent avec persistance des cellules et la triple capture des bulles, les cartographies des composantes de la vitesse moyenne et des composantes de la vitesse rms sont montrées sur les figures 6.18 et 6.19 respectivement.

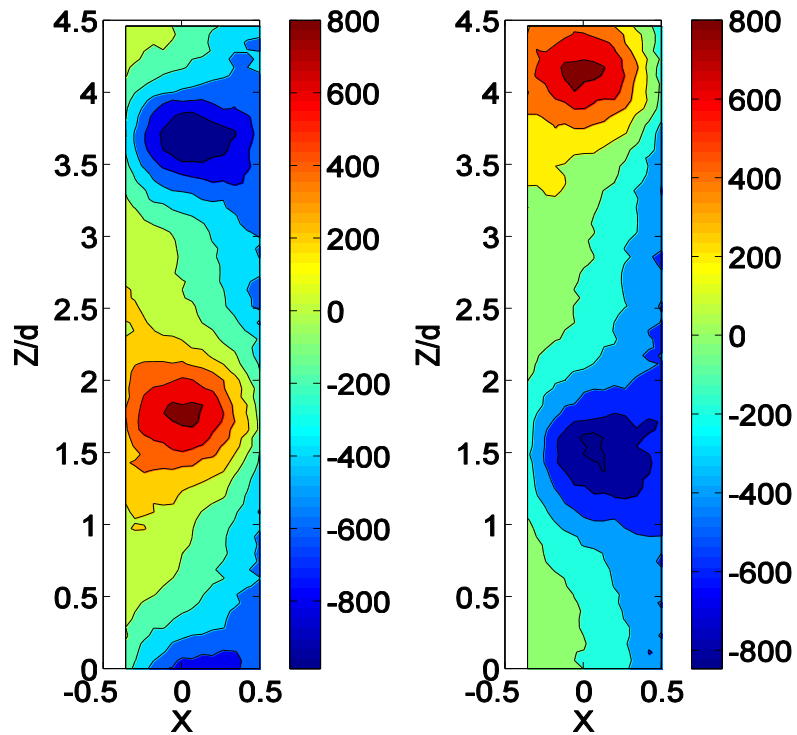
Pour ce type d'arrangement des bulles, on a une augmentation de la longueur d'onde axiale. On n'a pas de modification notable des maxima de vitesses axiale dans les cellules et de l'intensité des jets en milieu d'entrefer.

La figure 6.20 permet de comparer les cartographies de vortacité azimuthale en monophasique et diphasique pour ce cas. L'augmentation de la longueur d'onde, sans modification de la vitesse des cellules se traduit par une diminution des maxima de vortacité dans les cellules. La diminution de vortacité est associée à une légère diminution des maxima de vitesse rms axiale en proche paroi des cylindres dans les zones de jets.



a) axial, monophasique

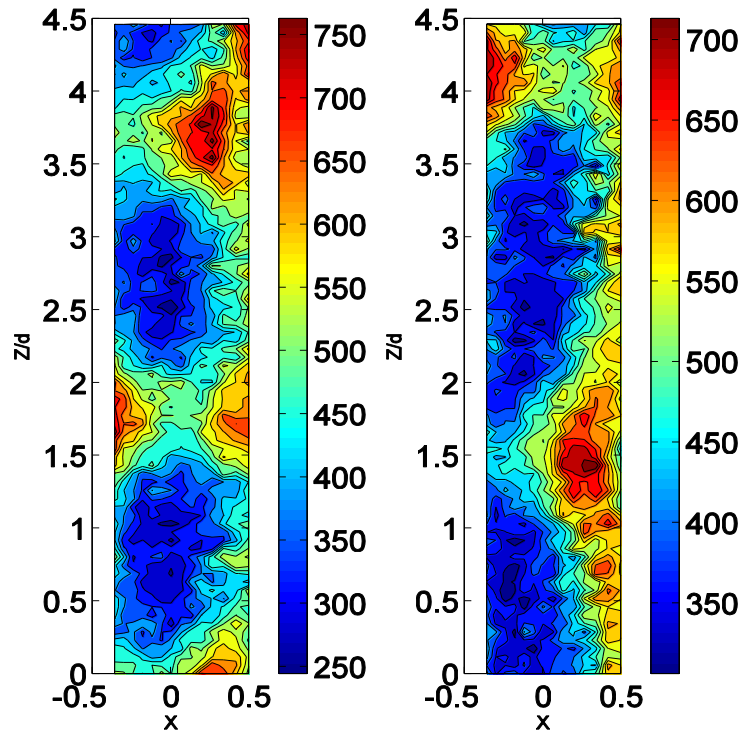
b) axial, diphasique



c) radial, monophasique

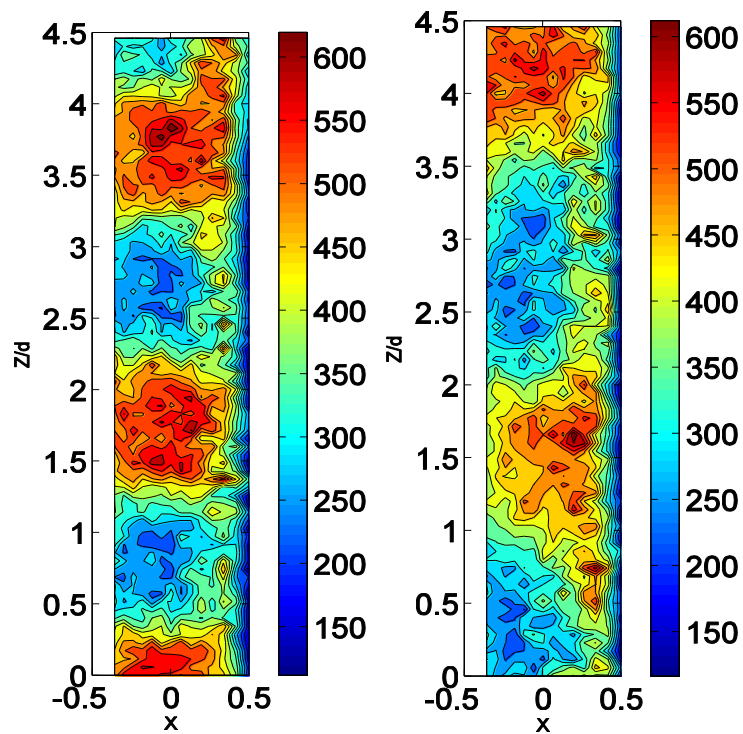
d) radial, diphasique

Fig. 6.18 Comparaison des composantes de vitesse moyenne, normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 9, $Re=14230/Ta=4500$)



a) axial, monophasique

b) axial, diphasique



c) radial, monophasique

d) radial, diphasique

Fig. 6.19 Comparaison des composantes de vitesse rms, normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 9, $Re=14230/Ta=4500$)

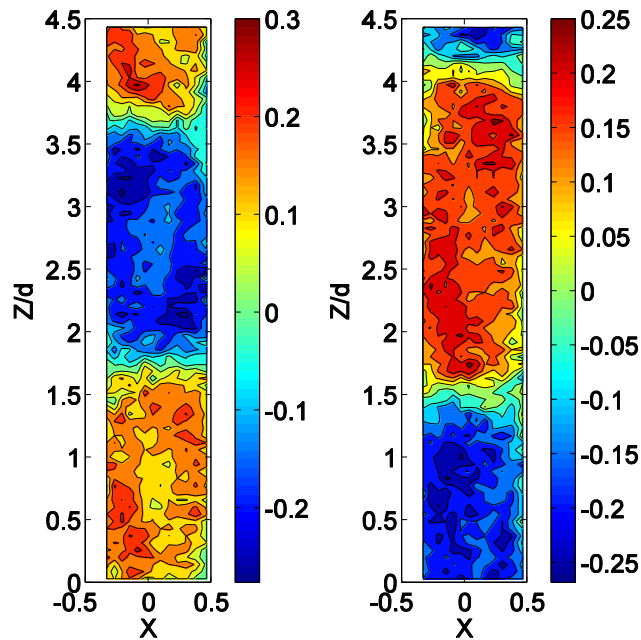


Fig. 6.20 Comparaison de la vorticité azimutale moyenne, $\bar{\omega}_\theta$, normalisée par v/d^2 , monophasique et diphasique (cas 9, $Re=14230/Ta=4500$)

VI-3 Récapitulatif sur les modifications induites par les bulles- Discussion

Cette partie a pour objectif de récapituler des résultats globaux du champ de vitesse de la phase liquide en présence des bulles et de discuter des mécanismes possibles mis en jeu pour la modification du frottement à la paroi du cylindre intérieur.

1- Récapitulatif

Sur la figure 6.21, on a reporté l'évolution de la longueur d'onde axiale en fonction du nombre de Reynolds pour les différents cas traités (grosses bulles et petites bulles) et on compare à l'écoulement monophasique de référence. La capture dans les cellules favorise une réduction de la longueur d'onde axiale. La migration des bulles en outflow favorise l'augmentation de la longueur d'onde. Les variations de la longueur d'onde axiale sont d'autant plus importantes que le taux de vide global augmente.

La figure 6.22 rassemble les valeurs des maxima de vitesse axiale du liquide dans les cellules et montre leur évolution avec le nombre de Reynolds. Pour la capture dans les cellules en deçà de $Re=10000$ et jusqu'à l'apparition de la saturation, la vitesse axiale croît avec le Reynolds, en suivant l'évolution de la longueur d'onde axiale.

Sur la figure 6.23, on montre l'évolution avec le Reynolds du rapport entre la vitesse axiale dans les cellules et la longueur d'onde axiale, normalisé. Le rapport de ces deux

quantités est représentatif de la vorticité dans les cellules. Pour la capture dans les cellules en deçà de $Re=10000$ et pour un taux de vide global intégré sur une longueur d'onde axiale inférieur à 0,4%, la vitesse axiale s'ajuste à la longueur d'onde axiale, pour conserver la même vorticité qu'en écoulement monophasique.

Au-delà de cette valeur seuil du taux de vide (qui correspond à une valeur du Reynolds au-delà de 10000), la vitesse axiale dans les cellules ne varie pas de manière significative. L'écoulement diphasique ne compense plus la variation de longueur d'onde axiale, on a alors une variation de la vorticité globale par rapport à l'écoulement monophasique. Pour des bulles capturées dans les cellules, la vorticité augmente. A contrario, pour un arrangement pour lequel on a aussi des bulles en outflow, la vorticité diminue.

Dans le cas des bulles capturées par les cellules, ce résultat est en accord avec Sridhar & Katz (1999). En effet, ils ont montré qu'il suffit de très peu de bulles entraînées dans un vortex pour réduire sa taille. La distorsion du vortex, selon eux, provient d'un décalage du cœur du vortex, sous l'effet de la capture des bulles. La distorsion dépend de la position finale de capture des bulles et du temps de résidence des bulles. Néanmoins, selon eux, la vorticité augmente pour conserver la circulation globale du tourbillon. On peut faire une estimation de la circulation globale des cellules à partir du produit entre la longueur d'onde et la vitesse axiale dans les cellules. Pour nos essais, nous n'avons pas observé de conservation de la circulation globale mais cette méthode de détermination de la circulation est très approximative.

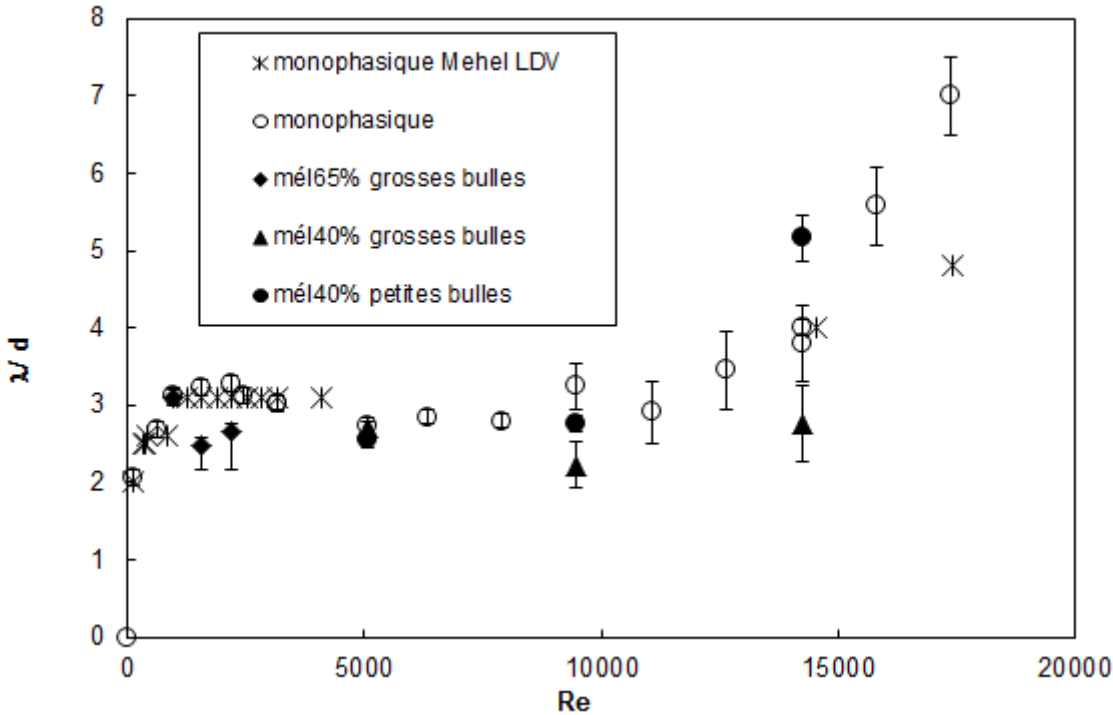


Fig. 6.21 Evolution avec le nombre de Reynolds de la longueur d'onde axiale mesurée par PIV en écoulement diphasique (pour les 2 mélanges et les deux tailles de capillaires). Comparaison à l'écoulement monophasique

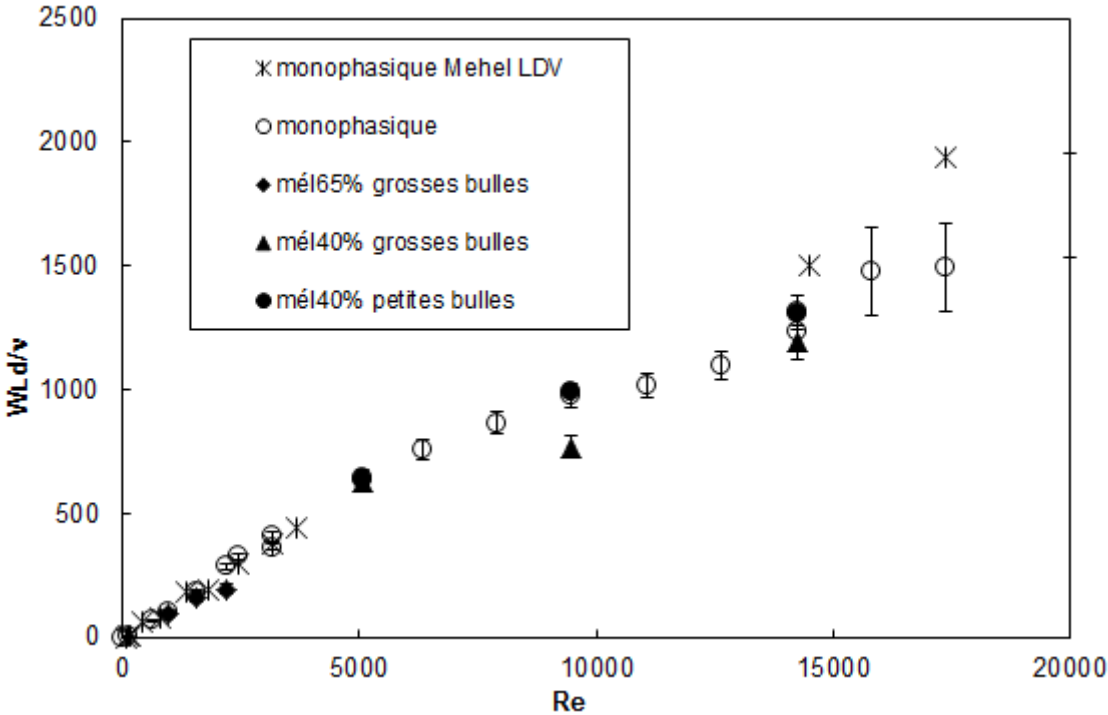


Fig. 6.22 Evolution avec le nombre de Reynolds de la vitesse axiale mesurée par PIV dans les cellules en écoulement diphasique (pour les 2 mélanges et les deux tailles de capillaires). Comparaison à l'écoulement monophasique

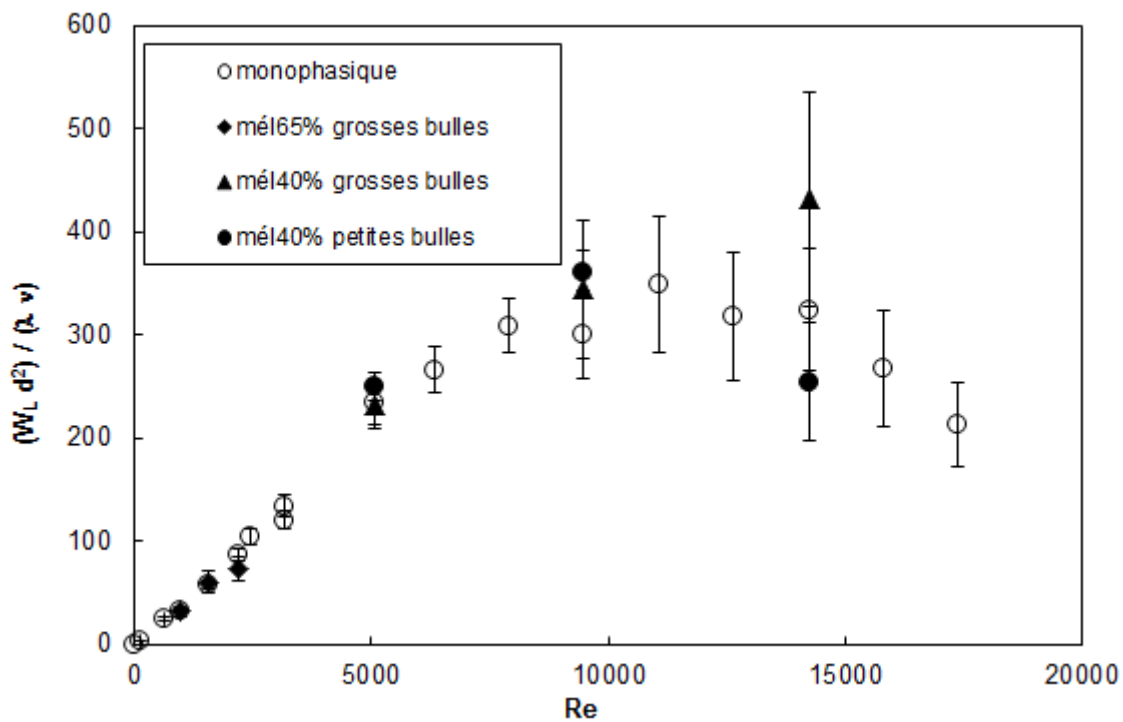


Fig. 6.23 Evolution avec le nombre de Reynolds de la vorticité azimutale dans les cellules en écoulement diphasique (pour les 2 mélanges et les deux tailles de capillaires). Comparaison à l'écoulement monophasique. La vorticité est ici déduite à partir du rapport entre la vitesse axiale

2- Effet des bulles sur le frottement à la paroi du cylindre intérieur.

Discussion

Il est difficile de corréler les mesures PIV avec la variation du couple du cylindre intérieur, car les mesures PIV sont des mesures réalisées sur une portion limitée axialement, alors que la mesure de couple visqueux est intégrée sur toute la hauteur du cylindre, donc de l'entrefer. Cela est d'autant plus délicat que l'on peut avoir une stratification axiale importante du taux de vide et de la longueur d'onde axiale. Par contre, sur la base des observations PIV en fonction de l'arrangement, nous pouvons discuter de l'effet possible de l'arrangement des bulles sur le frottement du cylindre intérieur. Nous nous intéressons dans cette partie aux différents mécanismes qui peuvent être mis en jeu. En particulier, on discute de l'effet de la répartition des jets en proche paroi du cylindre intérieur, de l'effet de la turbulence et de l'effet du changement d'état d'écoulement (en longueur d'onde et fréquence de l'onde azimutale).

a) Répartition des jets en proche paroi du cylindre intérieur

Etant donné que la zone de outflow correspond à un minimum de frottement à la paroi du cylindre intérieur et vice versa pour le inflow, il est intéressant de comparer la contribution des jets inflow/outflow sur une longueur d'onde axiale près du cylindre intérieur.

Sur la figure 6.24, on a tracé les profils axiaux de vitesse radiale moyenne à $\frac{1}{4}$ d'entrefer du cylindre intérieur pour les 3 cas de capture dans les cellules des grosses bulles (up-down et up). La capture des bulles conduit à une symétrisation des vitesses radiales positive et négative. En particulier, on note que la réduction de la longueur d'onde axiale est essentiellement assurée par la réduction de la largeur du outflow, pour une largeur du inflow peu modifiée.

Sur la figure 6.25, on peut comparer les profils axiaux de la vitesse radiale moyenne pour un même Reynolds dans le cas où on capture dans les cellules (cas 6) et dans le cas où on capture aussi en outflow (cas 9). Il apparaît que lorsque les bulles sont préférentiellement capturées en outflow, on a un étirement du outflow dans la direction axiale, l'augmentation de la longueur d'onde axiale étant essentiellement assurée par l'augmentation de la largeur du outflow, pour une largeur du inflow peu affectée.

Il semble donc que la capture des bulles dans les cellules favorise une augmentation du frottement par la réduction de la largeur du outflow, alors que la capture des bulles en outflow favorise une réduction du frottement par une augmentation de la largeur du outflow, en proche paroi du cylindre intérieur.

Ce résultat permet d'expliquer les observations de Murai (2008). En effet, ils ont obtenu une réduction de frottement pour une configuration de triple capture (up-down-outflow) mais ils ont montré que la réduction de frottement diminue au-delà d'une valeur critique du Reynolds qui correspond à un renforcement de la capture des bulles par les cellules et une augmentation moindre de la longueur d'onde.

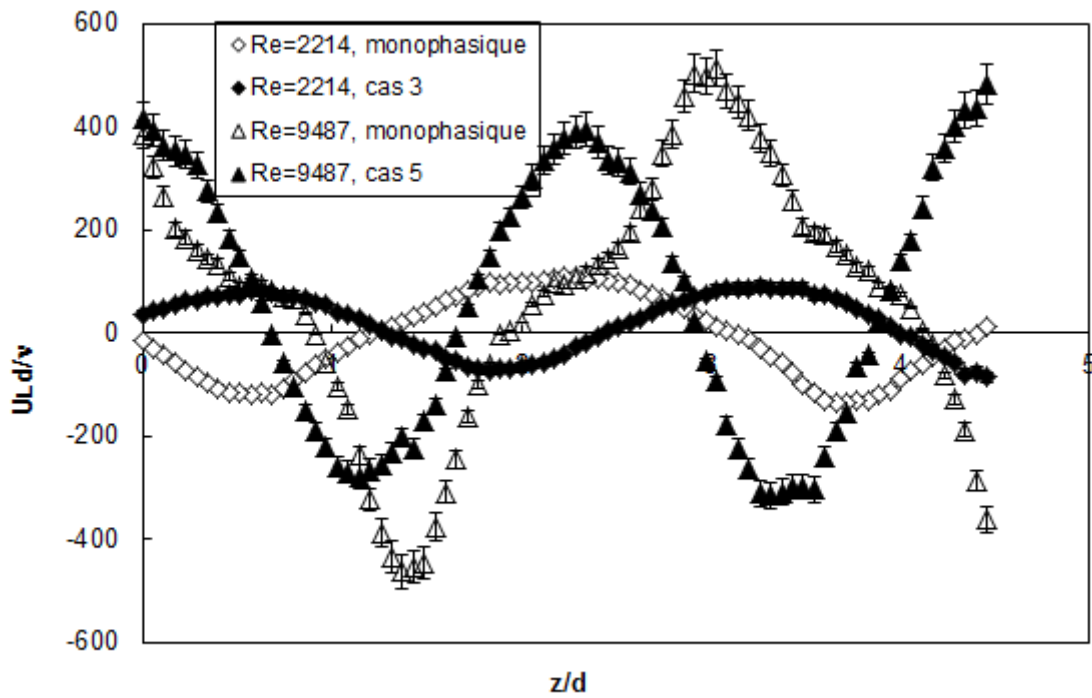


Fig. 6.24 Comparaison des profils axiaux de vitesse moyenne radiale, monophasique et diphasique ($Re=2214/Ta=700$ et $re=9487/Ta=3000$)

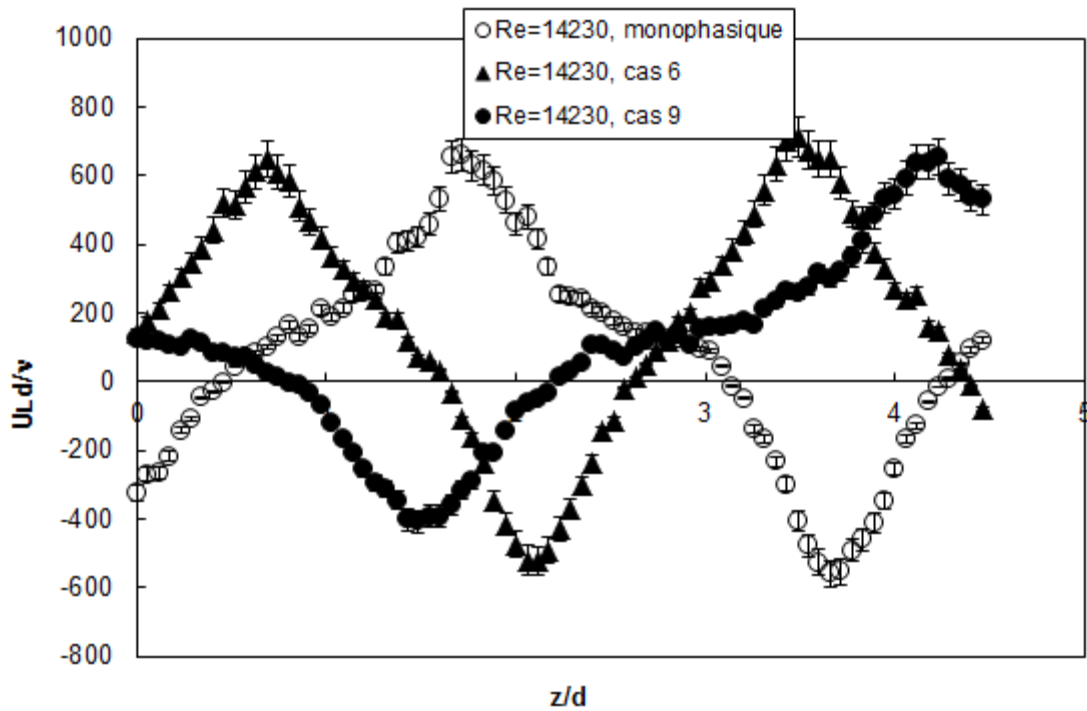


Fig. 6.25 Comparaison des profils axiaux de vitesse moyenne radiale, monophasique et diphasique ($Re=14230/Ta=4500$, grosses bulles et petites bulles)

b) Effet de la turbulence sur le frottement visqueux

Dans le cas de la capture des bulles dans les cellules, on a relevé une augmentation des vitesses rms. Pour les faibles taux de vide qui ne conduisent pas à une variation notable de la vorticité, on peut avoir une homog nisation des fluctuations de vitesse dans la direction axiale et une modification de la distribution de la turbulence en accord avec un développement de turbulence aléatoire à petite échelle, comme si le Reynolds avait été augmenté.

D'autre part, la vorticité dans l'écoulement de Taylor Couette caractérise l'intensité de la turbulence des grosses structures. L'étude de Lu et al. (2005) dédiée à l'étude numérique de la réduction de traînée sur plaque plane en présence de bulles déformables a permis de montrer que la réduction de frottement est très bien corrélée avec la réduction de la vorticité longitudinale moyenne de l'écoulement.

Dans le cas où les bulles sont capturées par les cellules, on a montré que pour les taux de vide importants, on peut avoir augmentation de la vorticité azimutale dans les cellules. Dans ce cas, on a une augmentation de la turbulence par renforcement des jets, qui peut conduire à une augmentation du couple visqueux.

Dans le cas où les bulles sont préférentiellement capturées en outflow, on s'attend à une diminution de la vorticité qui peut conduire à une diminution du couple visqueux sur le cylindre intérieur.

c) Etat d'écoulement

En ce qui concerne l'influence de l'état d'écoulement sur le couple visqueux, on peut dissocier l'effet du nombre d'onde axial de l'effet du nombre d'onde azimutal.

Brauckmann et Eckhardt (2013a) ont étudié par DNS l'effet de la variation de la longueur d'onde axiale sur le couple visqueux en régime de turbulence naissante avec persistance des cellules de Taylor. Pour une géométrie d'entrefer $\eta=0,71$, ils montrent que le couple visqueux peut diminuer de 10% pour une variation de la longueur d'onde axiale de $2d$   $3,5d$.

En effet, il est possible de dire que l'augmentation de la longueur d'onde axiale minimise le nombre de jets (impacts et sources) sur le cylindre intérieur et minimise ainsi la contribution des jets à la turbulence de proche paroi, ce qui peut induire une diminution du frottement.

Ainsi lorsque les bulles sont capturées en outflow, l'augmentation de la longueur d'onde axiale peut contribuer à la diminution du couple visqueux et inversement pour la capture des bulles dans les cellules.

En ce qui concerne l'onde azimutale, nous avons observé une modification de l'état d'écoulement en deçà de la capture.

En particulier, nous avons mis en évidence un décalage de la fréquence caractéristique de l'onde vers une valeur plus élevée qui correspond à un nombre d'onde azimutal plus élevé et dénote une stabilisation de l'écoulement. Cela est en accord avec les observations de Muraï (2013). Pour un taux de vide de $1,2 \cdot 10^{-4}$, obtenu par injection de microbulles, ils obtiennent une réduction de traînée de 10%, équivalente à une réduction du Reynolds de 20%. Dans le cadre de nos essais, pour des bulles de taille 0,05d et un taux de vide global inférieur à 0,1% (cas 7), nous avons mis en évidence une réduction du couple visqueux global de -15% avec une réduction de la fréquence de l'onde azimutale qui correspond à une diminution du Reynolds de 5000 à 900.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons caractérisé le champ de vitesse du liquide par PIV.

En écoulement monophasique, on a comparé les mesures PIV aux mesures réalisées par Mehel (2006) dans l'ancien dispositif par LDV. On a noté une persistance de l'onde azimutale pour des Reynolds plus élevés que chez Mehel, ainsi qu'une longueur d'onde plus faible dans la gamme des Reynolds de l'écoulement faiblement turbulent.

En diphasique, nous avons montré les cartographies des vitesses moyenne et rms pour différents états d'arrangement des bulles. Etant donné que les taux de vide mis en jeu sont très faibles, les modifications de l'écoulement induites par les bulles ne sont pas toujours très marquées. Nous avons donc essentiellement fait du descriptif, par comparaison à l'écoulement de référence monophasique. Cela nous a permis de dégager quelques tendances :

Avant la capture, les bulles modifient l'état d'écoulement dans la transition à la turbulence conduisant à un état d'écoulement plus stable, en accord avec une réduction du couple visqueux sur le cylindre intérieur.

Lorsque les bulles sont capturées dans les cellules, elles réduisent la longueur d'onde axiale, cela est dû à une réduction de l'épaisseur du jet outflow en proche paroi du cylindre intérieur. Pour les taux de vide importants ($>0,4\%$), on a une augmentation de la vorticité, associée à une augmentation des fluctuations de vitesse. Ce type d'arrangement n'est pas favorable à la réduction de frottement.

Lorsque les bulles migrent en outflow, l'arrangement de triple capture (up-down-outflow) conduit à un élargissement du jet outflow en proche paroi du cylindre intérieur. On note alors une augmentation de la longueur d'onde axiale, associée à une

diminution de la vorticité. Ce type d'arrangement est favorable à de la réduction de frottement.

Conclusion générale

Le contexte de notre étude est lié à la propulsion navale et concerne plus particulièrement, la réduction de traînée par injection de bulles. La configuration académique de l'écoulement de Taylor-Couette, avec cylindre extérieur fixe a été choisie pour cette étude. L'objectif principal de ces travaux était l'étude expérimentale des interactions entre les bulles d'air et les structures de l'écoulement porteur et l'analyse de l'impact de ces interactions sur le couple visqueux global appliqué au cylindre intérieur. Les régimes abordés ont couvert tous les régimes de transition, de turbulence naissante et le régime turbulent avec persistance des cellules de Taylor ($Re \leq 2.10^4$). Nous avons expérimenté différentes tailles de bulles (de 0,05 à 0,125 fois la largeur de l'entrefer) pour deux mélanges différents, conduisant à des effets de gravité plus ou moins importants.

Le premier chapitre présente les principales caractéristiques de l'écoulement de Taylor-Couette monophasique, puis diphasique. En écoulement monophasique, la transition à la turbulence est décrite ainsi que le régime pleinement turbulence. Cet écoulement servira de référence pour l'analyse de l'écoulement diphasique. Dans une deuxième partie les principales études sur l'écoulement de Taylor Couette à bulles sont détaillées. On y discute l'arrangement des bulles dans l'entrefer, la modification de l'écoulement porteur par leur présence et les mécanismes potentiellement responsables de la réduction de traînée par injection de bulles pour cette configuration d'écoulement. Il ressort de cette analyse bibliographique que les mécanismes mis en jeu sont complexes et pas encore clarifiés et que peu de mesures ont été réalisées pour caractériser la distribution spatiale des bulles et la modification de la structure de l'écoulement dans un plan méridien.

Dans le chapitre 2, nous avons décrit le nouveau dispositif de Taylor-Couette de L'IRENav. Dans le cadre de nos travaux, le dispositif expérimental qui a servi à la thèse de Mehel (2006) a été amélioré de sorte à pouvoir mesurer le couple visqueux sur le cylindre intérieur, injecter des bulles monodisperses de taille bien calibrées, permettre des visualisations dans un plan méridien et étudier des régimes d'écoulement turbulent pour des nombres de Reynolds plus élevés que chez Mehel. Un soin particulier a été porté à la caractérisation du système d'injection des bulles. Les tailles de bulles et des débits d'injection sont déterminés pour deux diamètres de capillaires et deux mélanges eau-glycérine.

Les techniques de visualisation dans un plan méridien (PIV et suivi de trajectoires de bulles) sont décrites dans le chapitre 3. La mise en place de ces techniques a nécessité de développer une méthode de correction optique spécifique. Nous avons mis en œuvre une technique de visualisation des trajectoires de bulles, permettant la

caractérisation des grandeurs eulériennes (taux de vide et vitesses de la phase gazeuse) dans un plan méridien. Cela a nécessité la mise en place de critères de discrimination des bulles dans la profondeur de champ pour limiter au maximum, la contribution du mouvement azimutal des bulles à la mesure de la vitesse radiale. Cette méthode développée spécialement dans le cadre de cette thèse a permis d'établir des cartographies de taux de vide en écoulement de Taylor Couette à bulles, qui sont, à notre connaissance, les premières.

La caractérisation du champ de vitesse de la phase liquide dans un plan méridien a été réalisée par la technique PIV. La mise en œuvre de cette technique en écoulement de Taylor Couette n'a pas présenté de difficulté particulière, mais elle constitue la première tentative en écoulement de Taylor Couette à bulles. Les cartographies des composantes de vitesse axiale et radiale du champ de liquide qui ont été obtenues dans le cadre de la thèse viennent compléter les mesures des composantes axiale et azimutale réalisées par Mehel avec la LDV et l'analyse spectrale réalisée par Muraï (2008) par PTV de la phase liquide.

Dans le chapitre 4, nous avons montré les résultats relatifs à l'arrangement global des bulles et ceux relatifs à la distribution eulérienne du gaz dans un plan méridien pour quatre configurations d'écoulement, (deux mélanges et deux tailles de capillaires).

De manière générale, le taux de vide local est faible ($<1\%$), y compris lorsque les bulles s'accumulent dans des zones préférentielles. A partir de l'analyse des cartographies, on met en évidence une variété plus importante de types d'arrangement que chez Mehel (2005) et chez Muraï(2008). L'arrangement dépend de la taille des bulles et du nombre de Reynolds. Cinq types d'arrangement ont donc pu être observés : trajectoire glissante le long de la paroi du cylindre intérieur, trajectoire oscillante, et différents scénarii de capture dans les cellules : up, up-down et capture up-down-outflow. De manière générale, l'augmentation du Reynolds ou la diminution de la taille des bulles favorise la capture. Plusieurs effets sont en compétition et contrôlent la position des bulles : la gravité qui tend à donner une vitesse ascensionnelle aux bulles, la rotation du cylindre intérieur qui tend à attirer les bulles en proche paroi du cylindre intérieur, la rotation des cellules qui tend à capturer les bulles en cœur de cellules.

Nous avons cartographié les différents types d'arrangement en fonction des paramètres H et C, définis par Climent (2007). La carte des arrangements obtenue permet de discriminer les différents types d'arrangement, en prenant en compte l'influence respective de la rotation du cylindre intérieur, de la rotation des cellules et de la gravité. Cette carte peut être étendue à d'autres configurations géométriques.

L'analyse spectrale des images a permis de mettre en évidence que les trajectoires de bulles sont influencées par l'onde azimutale et que l'onde azimutale peut être modifiée par la présence des bulles. En trajectoire oscillante, on a une augmentation de la fréquence de l'onde azimutale qui dénote une stabilisation de l'écoulement. Pour la capture, on met en évidence l'émergence d'un pic de nombre d'onde $m=1$ qui caractérise la vitesse azimutale des bulles individuelles et on observe la contribution d'une onde azimutale bien plus grande qu'en monophasique (nombre d'onde ≈ 13) qui pourrait être la conséquence d'un effet collectif des bulles, lorsqu'elles s'accumulent dans les cellules.

Avec la capture, on observe de façon générale, une modification de la longueur d'onde axiale. La capture dans les cellules est favorable à une réduction de la longueur d'onde axiale alors que la capture en outflow favorise plutôt une augmentation.

Le chapitre 5 est dédié à la présentation des mesures de couple en écoulements monophasique et diphasique. Avec l'augmentation du Reynolds, on a mis en évidence deux régimes) : d'abord une tendance à la réduction du couple, pouvant atteindre 20% à 30% pour un taux de vide global très faible ($<1\%$), puis une diminution de la réduction de couple, voire une augmentation du couple. La superposition des tendances observées pour le couple et les cartographies d'arrangement ont montré que l'arrangement des bulles a une grande influence sur le comportement du couple en diphasique. Les configurations d'arrangement de bulles sous forme de trajectoires 'glissante' et 'oscillante' favorisent la réduction du couple. A l'inverse, les configurations correspondant à la capture sont moins propices à la réduction du couple.

Dans le chapitre 6, nous avons décrit les modifications induites par les bulles sur la structure de l'écoulement porteur à partir de la comparaison des cartographies des composantes de vitesse du liquide obtenues par PIV en monophasique et en diphasique. D'une part, les taux de vide très faible n'ont pas permis d'avoir des modifications de l'écoulement très marquées et d'autre part, il était difficile de relier directement l'arrangement des bulles et les modifications de la structure de l'écoulement du liquide qui ont été observées en partie haute de l'entrefer, aux modifications du couple visqueux qui ont été intégrées sur toute la hauteur de l'entrefer. Néanmoins, c'est un exercice que nous avons tenté de réaliser et nous avons dégagé quelques tendances.

Pour les régimes de non capture, les mesures PIV ont confirmé un décalage de la fréquence de l'onde azimutale en accord avec une stabilisation de l'écoulement. Pour des bulles de taille $0,05d$ et un nombre de Reynolds de 5000, nous avons mis en évidence une réduction du couple visqueux global de 15%, pour un état d'écoulement qui correspondrait à une réduction du nombre de Reynolds de 80%. Le changement

d'état de l'onde azimutale peut être liée au changement de protocole de mise en vitesse en diphasique, celui-ci bien que calé sur le protocole en monophasique, est intrinsèquement modifié par la présence des bulles.

Pour la capture, suivant que la capture est préférentiellement localisée dans les cellules ou en outflow, on peut avoir un effet différent sur la répartition des jets en proche paroi du cylindre intérieur. Lorsque les bulles sont capturées par les cellules, on a observé une diminution de l'épaisseur du jet outflow, qui conduit à une réduction de la longueur d'onde axiale. Si en plus la concentration des bulles devient importante (taux de vide $>0,4\%$), l'accumulation des bulles dans les cellules peut générer une augmentation de la vorticité, associée à une augmentation des fluctuations de vitesse. Cette configuration n'était pas favorable à la réduction du couple. Lorsque les bulles, en plus d'être capturées par les cellules s'accumulent dans les zones de outflow près du cylindre intérieur, on a alors observé un élargissement du jet outflow, une augmentation de la longueur d'onde axiale et une diminution de la vorticité des cellules. Cette configuration peut être favorable à une diminution du couple visqueux.

L'analyse des modifications des structures de l'écoulement par la présence des bulles mériterait d'être complétée par la réalisation de mesures PIV dans un plan horizontal. Ces mesures permettraient d'avoir des informations sur l'évolution de la vitesse azimutale et du frottement turbulent dans l'entrefer et en proche paroi du cylindre intérieur. Cela paraît indispensable pour pouvoir corréler directement l'arrangement local des bulles, au frottement visqueux local à la paroi du cylindre intérieur. Cet aspect devra être pris en compte pour les études à venir.

Nous avons réalisé une discrimination de l'arrangement des bulles à partir des paramètres adimensionnels H et C, définis par Climent (2007) mais cette approche adimensionnelle repose sur une approche de dispersion passive. Une perspective immédiate à cette étude serait de reformuler ces paramètres en tenant compte de l'influence du taux de vide sur la vitesse axiale dans les cellules et sur la longueur d'onde axiale, qui doit modifier intrinsèquement leurs valeurs.

D'autre part, l'analyse dimensionnelle ne prend pas en compte la contribution de l'onde azimutale à la capture dans les cellules et la contribution des petites échelles de la turbulence qui peut amener à de la capture des bulles le long des streaks près du cylindre intérieur (Chouippe (2012)). Il serait donc nécessaire de recouper les cartographies d'arrangement obtenues dans le cadre de nos travaux, avec les données de Mura  et de réfléchir à la mise en place d'autres paramètres adimensionnels représentatifs.

Dans le cas des bulles les plus grosses, pour les régimes de turbulence naissante et turbulent, nous avons mis en évidence l'existence d'un phénomène instationnaire de

saturation, qui participe au transfert entre les cellules par des séquences: d'accumulation, d'éjection, de relaxation et de stabilisation. Ce phénomène déjà mis en évidence par Murai (2008) et dû à un effet collectif des bulles n'a pas été analysé dans le cadre de ce travail. Il serait donc intéressant d'envisager une étude spatio-temporelle fine des nuages de bulles au cours de ce phénomène et de corrélérer aux modifications de la structure de l'écoulement et du couple visqueux en diphasique. Cela présuppose de procéder aussi à une analyse temporelle du couple visqueux, approche que nous n'avons pas abordée dans le cadre de ce travail.

Nous avons étudié les modifications du couple visqueux induites par les bulles pour des nombres de Reynolds plus élevés que chez Murai, jusqu'à $Re=2.10^4$. Pour ces régimes, les modifications du couple sont liées à un changement d'état dans la transition et aux interactions entre les bulles et les grandes échelles de l'écoulement, en fonction de leur arrangement. La gravité contribue aux variations du couple par la modification de l'arrangement, mais les taux de vide mis en jeu sont trop faibles pour que la densité influence directement le couple visqueux, en dehors du phénomène de saturation.

La condition d'avoir un taux de vide faible dans l'entrefer était nécessaire pour pouvoir mettre en œuvre la méthode de suivi des trajectoires de bulles. Cependant, il serait envisageable d'intégrer dans le dispositif actuel plusieurs capillaires ce qui permettrait de tester l'influence du taux de vide sur les variations du couple.

Les travaux de Van Gils et al (2011 et 2013) et ceux de Van den Berg et al (2005 et 2007) ont montré que pour des nombres de Reynolds très élevés ($>10^5$), on pouvait atteindre une réduction de traînée importante, avec la contribution de la déformabilité des bulles. Mais nous avons très peu d'informations sur le comportement du couple pour des nombres de Reynolds entre 2.10^4 et 10^5 , aussi il serait nécessaire de compléter notre banque de données pour ces régimes-là.

Références bibliographiques

- R. J. Adrian, 1991, 'Particle-Imaging techniques for experimental fluid mechanics', *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **vol** 23, p. 261-304
- A. Barcilon, J. Brindley, M. Lessen & F. Mobbs, 1979, 'Marginal instability in Taylor-Couette flows at a very high Taylor number', *J. Fluid Mech.*, **vol.** 94, p. 453-463
- A. Barcilon & J. Brindley, 1984, 'Organized structures in turbulent Taylor-Couette flow', *J. Fluid Mech.*, **vol.**143, p.429-449
- R. Bolanos-Jiménez, A. Sevilla, C. Martinez and J. M. Gordillo, 2008, 'Axisymmetric bubble collapse in a quiescent liquid pool. II. Experimental study', *Physics of Fluids*, **vol.** 20, n°112104
- A. Bouabdallah, 1980, 'Transitions par évolution spectrale et phénomènes d'interactions instabilités-turbulence', *Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine*
- H. Bouasse, 1924, Capillarité, Phénomènes superficiels, *Ed. Librairie du Globe, Paris*, p.260
- H. Brauckmann & B. Eckhardt, 2013a, 'Direct numerical simulation of local and global torque in Taylor-Couette flow up to $Re=30000$ ', *J. Fluid Mech.*, **vol.** 718, p. 398-427
- S. Ceccio, 2010, 'Friction drag reduction of external flows with bubble and gas injection', *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **vol.** 42, p. 183-203
- H. Chaumat, A.M. Billet-Duquenne, F. Augier, C. Mathieu & H. Delmas, 2007, 'On the reliability of an fibre probe in bubble column under industrial relevant operating conditions', *Experimental Thermal and Fluid Science*, **vol.** 31, p. 495-504
- S. I. Chernyshenko & M. F. Baig, 2005, 'The mechanism of streak formation in near-wall turbulence', *J. Fluid Mech.*, **vol** 544, p. 99-131
- A. Chouippe, 2012, 'Etude numérique de la réduction de traînée par injection de bulles en écoulement de Taylor-Couette', *Thèse de Doctorat, Institut Polytechnique de Toulouse*
- E. Climent, M. Simonnet & Jacques Magnaudet, 2007, 'Preferential accumulation of bubbles in Couette-Taylor flow patterns', *Physics of Fluids*, **vol.** 19, n°083301
- J. A. Cole, 1976, 'Taylor vortex instability and annulus-length effects', *J. Fluid Mech.*, **vol.** 75, p. 1-15
- D. Coles, 1965, 'Transition in circular Couette flow', *J. Fluid Mech.*, **vol.** 21, P. 385-425
- G. Cagnet, 1984, 'Les étapes vers la turbulence dans l'écoulement de Couette-Taylor entre cylindres coaxiaux', *Journal de Mécanique Théorique et Appliquée*, Numéro spécial 7-44

- H. Djeridi, C. Gabillet & J. Y. Billard, 2004, 'Two-phase Couette-Taylor flow : arrangement of dispersed phase and effects on the flow structures', *Physics of Fluids*, **vol.16**, p. 128-139
- S. Dong, 2008, 'Herringbone streaks in Taylor-Couette turbulence', *Phys. Rev. E*, **vol 77**, n°0353301 (R)
- P.G. Drazin, W.H. Reid, 1981, Hydrodynamic stability, *Cambridge University Press*
- B. R. Elbing, E. S. Winkel, E. S. Lay, S. L. Ceccio, D. R. Dowling & M. Perlin, 2008, 'Bubble-induced skin-friction drag reduction and the abrupt transition to air-layer drag reduction', *J. Fluid Mech.*, **vol. 612**, p. 1-36
- J. F. Favé, 1999, 'Analyse des effets d'une phase dispersée par cavitation ou ventilatio sur les structures de l'écoulement de Taylor-Couette', *Thèse de Doctorat, Institut de Recherche de l'Ecole Navale*
- A. Ferrante & S. Elgobashi, 2004, 'On the physical mechanisms of drag reduction in a spatially-developing turbulent boundary layer laden with microbubbles', *J. Fluid Mech.*, **vol. 503**, p.345-355
- E.J. Foeth, 2009, 'Decreasing frictional resistance by air lubrication', *20th International Hiswa Symposium on Yacht Design and Yacht Construction*
- B. Jacob, A. Olivieri, M. Miozzi, E.F. Campana & R. Piva, 2010, 'Drag reduction by microbubbles in a turbulent boundary layer', *Physics of Fluids*, **vol. 22**, n°115104
- K. Kataoba, 1986, 'Taylor vortices and instabilities in circular Couette flows', *Encyclopedia of Fluid Machanics*, **vol. 7**, Chap 9, Ed. Cheremisinoff, (Gulf Houston)
- Y. Kodama, A. Kakugawa, T. Katahashi & H. Kawashima, 2000, 'Experimental studies on microbubbles and their applicability to ships for skin friction reduction', *Intl. J. Heat Fluid Flow*, **vol. 21**, p.582-588
- J. lu, A. Fernandez, G. Tryggvason, 2005, 'The effect of bubble on the wall drag in a turbulent chanel flow', *Physics of Fluids*, **vol. 17**, n° 95102
- N. Madavan, M. Deutsch & C. Merkle, 1985, 'Measurements of local skin friction in a microbubble modified turbulent boundary layer', *J. Fluid Mech.*, **vol. 156**, p. 237-256
- T. Maxworthy, C. Gnamn, M. Kürten & F. Durst, 1996, 'Experiments on the rise of air bubbles in clean viscous liquids', *J. Fluid Mech*, **vol. 321**, p. 421-441
- D. J. Mccann & R. G. H. Prince, 1971, 'Regimes of bubbling at a submerged orifice', *Chemical Engineering Science*, **vol. 26**, p. 1505-1512
- A. Mehel, 2006, 'Etude expérimentale d'un écoulement diphasique de Taylor-Couette', *Thèse de Doctorat, Université de Nantes*

- A. Mehel, C. Gabillet & H. Djeridi, 2007, 'Analysis of the flow pattern modifications in a bubbly Couette-Taylor flow', *Physics of Fluids*, **vol.** 19, n°118101
- C. Merkle & S. Deutsch, 1989, 'Microbubble drag reduction', *In. Frontiers in Experimental Fluid Mechanics*, **vol.** 46, p.291 Springer
- Y. Murai, H. Oiwa & Y. Takeda, 2008, 'Frictional drg reduction in bubbly Taylor-Couette flow', *Physics of Fluids*, **vol.** 20, n° 034101
- Y. Murai, H. Oiwa & Y. Takeda, 2005, 'Bubble behaviour in a vertical Taylor-Couette flow', *J. Phys : Conf. Ser.* **vol.** 14, p. 143-156
- J. Nikuradse, 1932, 'Laws of turbulent flow in smooth pipes', *NASA(1932)*, F-10, p.359
- H. N. Oguz & A. Prosperetti, 1993, 'Dynamics of bubble growth and detachment from a needle', *J. Fluid Mech.*, **vol.** 257, p. 111-145
- M. Pereira Dias, 1999, 'Bubble formation at a multiple orifice plate submerged in a quiescent liquid', *Thèse de Doctorat de l'Université Libre de Bruxelles, Belgique*
- D. Pirrò & M. Quadrio, 2008, 'Direct numerical simulation of turbulent Taylor-Couette flow', *European Journal of Mechanics B/Fluids*, p. 552-566
- W. C. Sanders, E.S. Winkel, D. R. Dowling, M. Perlin & S. L. Ceccio, 2006, 'Bubble friction drag reduction in a high-Reynolds-number flat-plate turbulent boundary layer', *J. Fluid Mech.*, **vol** 552, p. 353-380
- G. Smith & A. Townsend, 1982, 'Turbulent Couette flow between concentric cylinders at large Taylor numbers', *J. Fluid Mech.*, **vol.** 123, p. 187-217
- G. Sridhar & J. Katz, 1999, 'Effect of entrained bubbles on the structure of vortex rings', *J. Fluid Mech.*, **vol.** 397, p. 171-202
- K. Sugiyama, E. Calzavarini & D. Lohse, 2008, 'Microbubble drag reduction in Taylor-Couette flow in the wavy vortex regime', *J. Fluid Mech.*, **vol.** 608, p. 21-41
- T. H. Van den Berg, S. Luther, D. P. Lathrop & D. Lohse, 2005, 'Drag reduction in bubbly Taylor-Couette turbulence', *Phys. Rev. Lett.*, **vol.** 94, n°044501
- T. H. Van den Berg, D. P. M. Van Gils, D. P. Lathrop & D. Lohse, 2007, 'Bubbly turbulent drag reduction is a boundary layer effect', *Phys. Rev. Lett.*, **vol.** 98, n°084501
- D. P. M. Van Gils, G. W. Bruggert, D. P. Lathrop & D. Lohse, 2011a, 'The Twente turbulent Taylor-Couette (T3C) facility : strongly turbulent (multi-phase) flow between independtly rotating cylinders' *Rev. Sci. Instrum.*, **vol.** 82, n° 25105
- D. P. M. Van Gils, D. N. Guzman & C. Sun, 2013, 'The importance of bubble deformability for strong drag reduction in bubbly turbulent Taylor-Couette flow', *J. Fluid Mech.*, **vol.** 722, P.317-347

D. P. M. Van Gils, S. G. Huisman, G. W. Bruggert, C. Sun & D. Lohse, 2011b, 'Torque scaling in turbulent Taylor-Couette flow with co- and counterrotating cylinders', *Phys. Rev. Lett.*, **vol.** 106, n° 024502

T. Watamura, Y. Tasaka & Y. Murai, 2013, 'Intensified and attenuated waves in a microbubble Taylor-Couette flow', *Physics of Fluids*, **vol.** 25, n° 054107

T. Wei, E. Kline, S.-K. Lee & S. Woodruff, 1992, 'Görtler vortex formation at the inner cylinder in Taylor-Couette flow', *J. Fluid Mech.*, **vol.** 245, p. 47-68

F. Wendt, 1933, 'Turbulente strömungen zwischen zwei rotierenden konaxialen zylindern', *Ingenieur Archiv*

S. T. Wereley & R. M. Lueptow, 1999, 'Velocity field for Taylor-Couette flow with an axial flow', *Physics of Fluids*, **vol.** 11, n°12

K. Yoshida, Y. Tasaka, Y. Murai & Y. Takeda, 2009, 'Mode transition in bubbly Taylor-Couette flow measured by PTV', *J. Phys : Conf. Ser.* **vol.** 147, n°012013

Annexe A1 : Courbes d'étalonnage du couple-mètre

Nous avons reporté sur les figures A1.1 et A1.2 les courbes d'étalonnage du couple-mètre, courbes établies par les constructeurs à 20°C. Tous les points de mesure ont été reportés. Pour les deux gammes de la mesure (0-4Nm et 0-20Nm), on voit que le capteur se comporte bien comme un capteur linéaire. Pour chaque gamme de la mesure, la sensibilité et le zéro sont déduits à partir de la droite la plus probable.

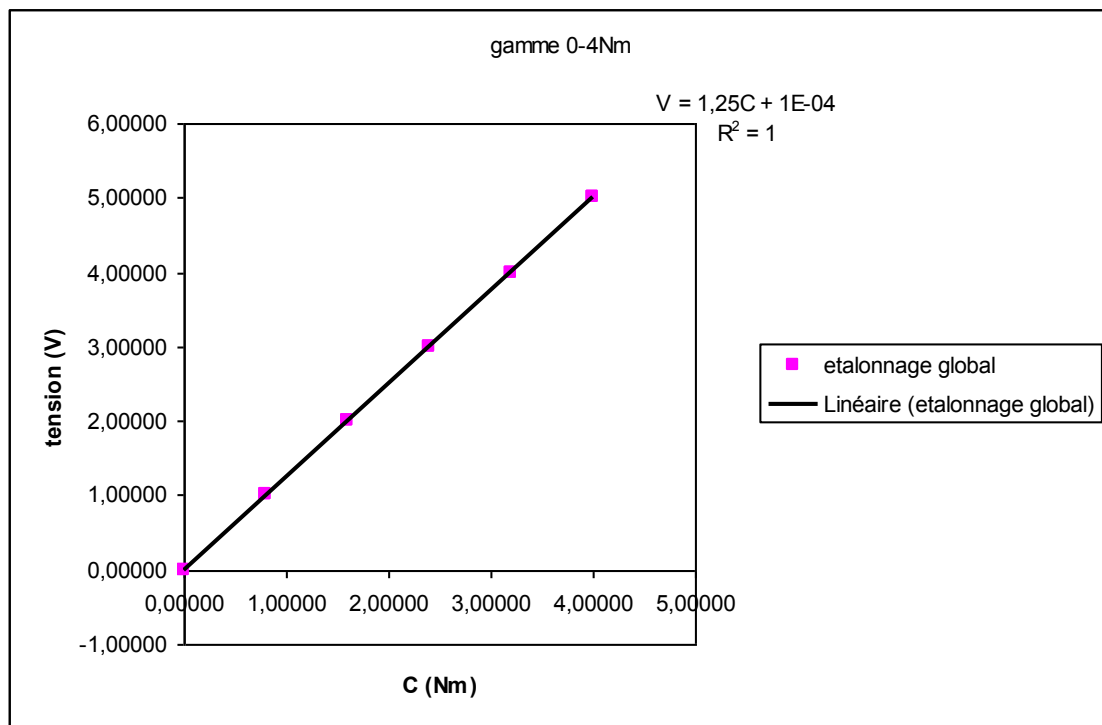


Fig. A1.1 Courbe d'étalonnage du couple-mètre à 20°C pour la gamme 0-4Nm.

La sensibilité est de 1.25V/Nm, le zéro est de 10^{-4} V

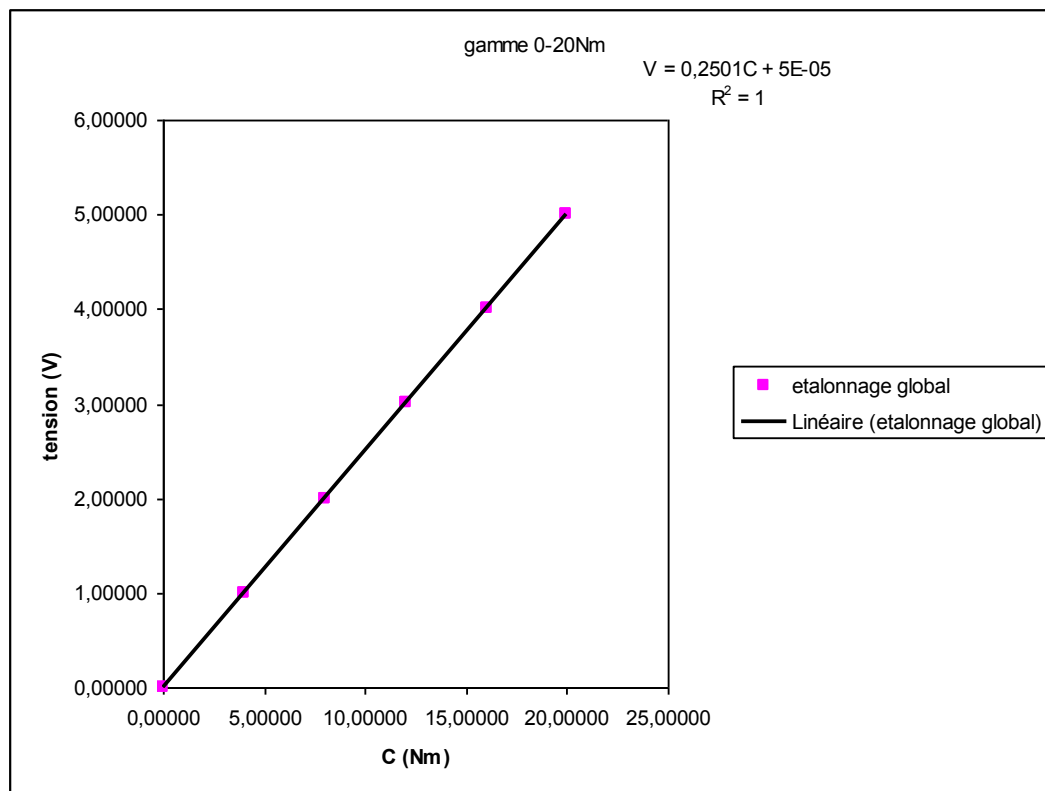


Fig. A1.2 Courbe d'étalonnage du couple-mètre à 20°C pour la gamme 0-20Nm.

La sensibilité est de 0,2501V/Nm, le zéro est de $5 \cdot 10^{-5}$ V

Annexe A2 : Récapitulatif des essais d'injection en cuve

P(bar)	4,01	4,53	5,01	5,5	6,02	6,51	7,01	7,5	8,03
$D_b(\mu\text{m})$	768	820	886	935	993	1048	1089	1099	925
$Q(\text{m}^3/\text{s})$ $\times 10^{-8}$	0,97	1,27	1,54	1,82	2,26	2,65	3,12	3,62	3,74
$\Delta D/D$	0,061	0,057	0,053	0,047	0,044	0,044	0,044	0,051	0,05
$\Delta Q/Q$	0,22	0,24	0,23	0,24	0,24	0,24	0,24	0,21	0,22
$\sigma_{Db}(\%)$	0,24	0,21	0,22	0,28	0,28	0,21	0,25	0,26	0,28

Tab. A2.1 Récapitulatif test d'injection en cuve mélange 40% $\phi_c=20\mu\text{m}$

P(bar)	1,04	1,07	1,08	1,12
$D_b(\mu\text{m})$	1770	1940	2040	2370
$Q(\text{m}^3/\text{s})$ $\times 10^{-6}$	0,29	0,5	0,63	0,66
$\Delta D/D$	0,055	0,018	0,0083	0,0092
$\Delta Q/Q$	0,055	0,032	0,025	0,024
$\sigma_{Db}(\%)$	0,08	0,026	0,11	0,13

Tab. A2.2 Récapitulatif test d'injection en cuve mélange 40% $\phi_c=180\mu\text{m}$

P(bar)	1,04	1,05	1,06	1,07	1,08	1,10	1,12	1,14	1,15
$D_b(\mu\text{m})$	1800	1900	1950	2050	2150	2200	2500	2450	2450
$Q(\text{m}^3/\text{s})$ $\times 10^{-6}$	0,28	0,42	0,48	0,54	0,6	0,72	0,84	0,92	1,1
$\Delta D/D$	0,048	0,046	0,045	0,043	0,041	0,04	0,035	0,035	0,032
$\Delta Q/Q$	0,14	0,095	0,083	0,074	0,067	0,055	0,047	0,043	0,036
$\sigma_{Db}(\%)$	0,19	0,25	0,22	0,21	0,22	0,24	0,21	0,26	0,21

Tab. A2.3 Récapitulatif test d'injection en cuve mélange 65% $\phi_c=180\mu\text{m}$

P(bar)	4,5	5,6	6,63	7,6	8,6	9
$D_b(\mu\text{m})$	1210	1230	1250	1340	1410	1400
$Q(\text{m}^3/\text{s})$ $\times 10^{-8}$	1,91	2,98	4,28	5,65	7,01	7,1
$\Delta D/D$	0,0071	0,0089	0,0088	0,01	0,018	0,015
$\Delta Q/Q$	0,14	0,14	0,15	0,15	0,18	0,17
$\sigma_{Db}(\%)$	0,018	0,023	0,022	0,026	0,047	0,038

Tab. A2.4 Récapitulatif test d'injection en cuve mélange 65% $\phi_c=20\mu\text{m}$

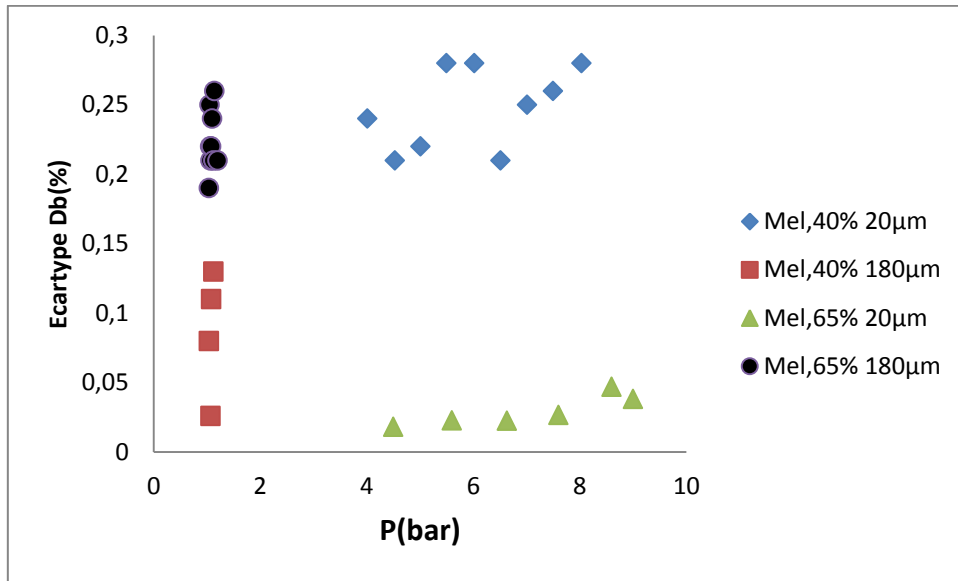


Fig. A.2.1 Evolution écart type sur la taille des bulles en fonction de la pression d’injection (Essais en cuve)

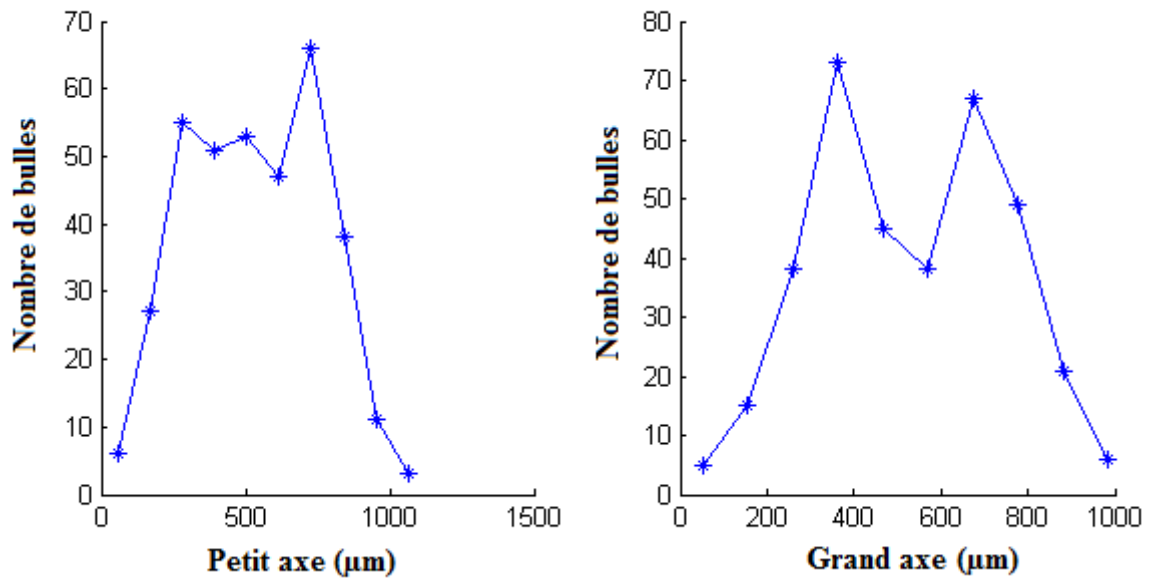


Fig. A.2.2 Histogrammes de tailles de bulles Mél. 40% $\phi_c = 20\mu\text{m}$ $P\text{-pgH} = 9\text{bars}$

Erreurs de la mesure pour la détermination des tailles de bulles par détection manuelle des contours

L'erreur de mesure associée à la détermination des tailles de bulles a été caractérisée en tenant compte de la convergence statistique, la reproductibilité, la répétabilité et la résolution du capteur utilisé:

- L'erreur due à la convergence statistique des résultats

$$E_{stat} = \frac{Ecartype}{\sqrt{N_b}}$$

- L'erreur due à la reproductibilité de l'expérience, ici pour une pression donnée la même expérience est faite à plusieurs instants de la journée et sur plusieurs jours.

$$E_{repro} = \frac{Ecartype(\text{sur le nombre d'expériences})}{\sqrt{\text{Nombre d'expériences}}}$$

- L'erreur due à la répétabilité de la mesure, en répétant tout simplement un même test sur une bulle donnée.

$$E_{repe} = \frac{Ecartype(\text{sur le nombre de tests})}{\sqrt{\text{Nombre de tests}}}$$

- L'erreur de résolution, due à la résolution de la caméra E_{res} .

De toutes ces erreurs nous avons déduit l'erreur absolue ΔD_b :

$$\Delta D_b = E_{stat} + E_{repro} + E_{repe} + E_{res}$$

Détermination des débits d'injection

- **Détermination directe**

$$\overline{Q_{G1}} = \overline{\vartheta_b} \overline{f_d}$$

En supposant que la moyenne du produit est égale au produit des moyennes
L'incertitude sur la fréquence de détachement est donnée par l'erreur de résolution :

$$\Delta f_d = \pm \frac{f_d^2}{f_e}$$

L'incertitude sur la détermination du débit ΔQ_{G1} est donnée par :

$$\Delta Q_{G1} = \pm \left(3 \frac{\Delta D_b}{D_b} + \frac{\Delta f_d}{f_d} \right) \overline{Q_{G1}}$$

- **Détermination indirecte**

$$\overline{Q_{G2}} = \overline{\vartheta_b} \frac{\overline{V_{asc}}}{\overline{D}}$$

L'incertitude sur la détermination du débit ΔQ_{G2} repose sur :

$$\Delta Q_{G2} = \pm \left(3 \frac{\Delta D_b}{D_b} + \frac{\Delta D_0}{D_0} + \frac{\Delta D}{D} \right) \overline{Q_{G2}}$$

Les incertitudes ΔD_0 et ΔD prennent en compte les erreurs de convergence statistique et de reproductibilité.

b) Détermination des débits d'injection par formulation des pertes de charge

Pour un rayon de bulle donné, et en supposant la pression P_S constante en sortie du capillaire, on peut écrire :

$$P_S = P_{atm} + \rho_L g H_0 + \frac{4\sigma}{D_b}$$

La formulation de perte de charge (2.7) permet de déterminer le débit Q_{G3} à partir de la perte de pression $P_D - P_S$, cela revient à résoudre l'équation du second degré. L'incertitude sur la détermination des débits est alors intrinsèquement liée à la précision du manomètre

$$\frac{8}{g\pi^2} \left[\sum_{i=3,S} \frac{\xi_i}{\phi_i^4} + \left(\frac{1}{\phi_c^4} - \frac{1}{\phi_3^4} \right) \right] Q_{G3}^2 + \frac{128\nu_G}{g\pi} \sum_{j=3,S} \frac{L_j}{\phi_j^4} Q_{G3} + (Z_S - Z_D) - \frac{1}{\rho_G g} \left[P_D - \left(P_{atm} + \rho_L g H_0 + \frac{4\sigma}{D_b} \right) \right] = 0$$

L'incertitude sur la détermination du débit par la formulation des pertes de charge est donnée par la relation :

$$\Delta Q_{G3} = \frac{1}{2} \frac{\Delta P}{P_D} Q_{G3}$$

Annexe B Correction optique des visualisations dans un plan méridien

On décrit ici la démarche qui a conduit à l'établissement de la distorsion optique induite par les parois courbes du cylindre intérieur et les changements d'indices de réfraction sur les images de visualisation du plan méridien. Dans la figure B.1 ci-dessous, on met en évidence la déviation des trajets optiques à la traversée des interfaces. Les points A sont des points espacés régulièrement suivant la radiale dans le plan objet. On suit le trajet optique en partant de A jusqu'au point D dans le plan image.

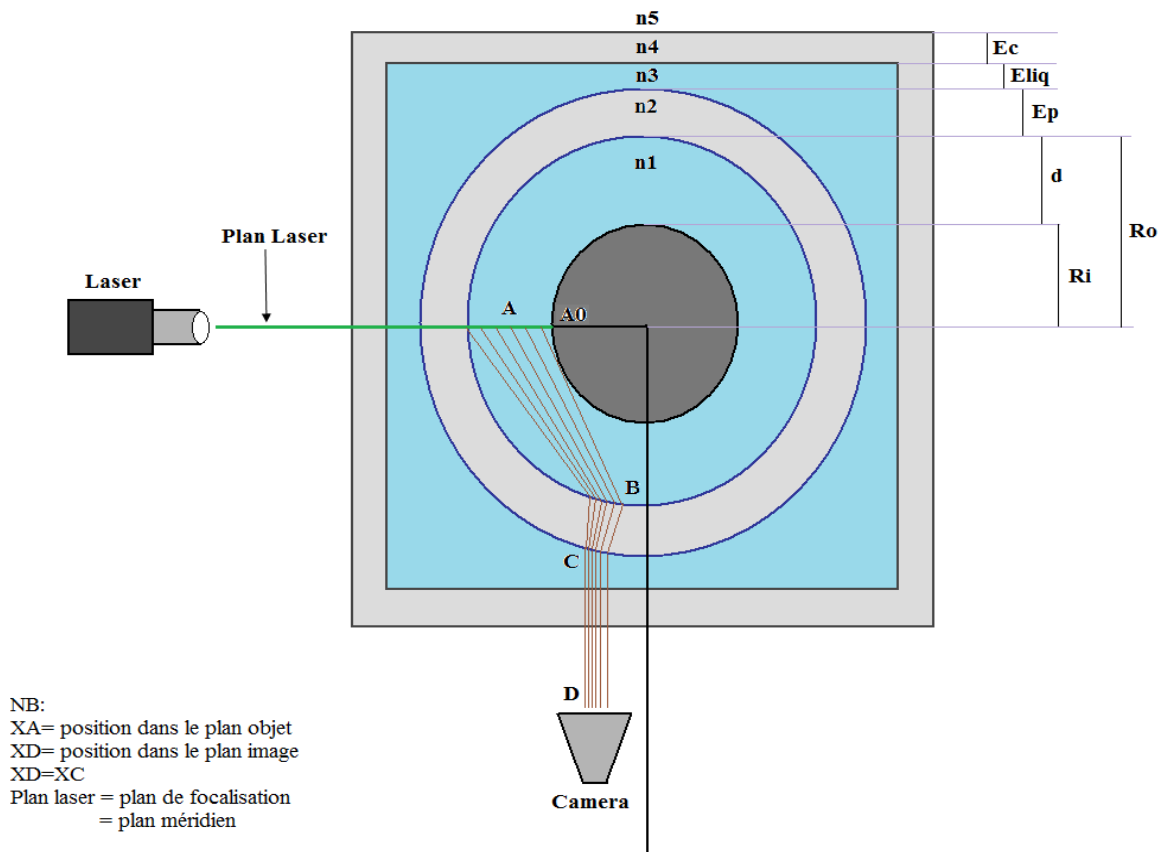


Fig. B.1 Déviation des faisceaux à la traversée des interfaces dans une coupe horizontale du dispositif

E_c représente l'épaisseur de la cuve de visualisation, E_{liq} est l'épaisseur minimale du liquide compris dans l'espace entre la cuve et le cylindre extérieur, E_p est l'épaisseur du cylindre extérieur. n_1 et n_3 représentent les indices du mélange, n_2 et n_4 ceux du plexiglas et n_5 est l'indice de l'air.

A cause de la courbure, l'espacement entre les points D du plan n'est pas homogène. L'intersection entre la droite matérialisant le trajet optique tangent au cylindre intérieur et le

plan objet A_0 est le premier point du plan objet dans l'entrefer accessible aux visualisations (limite de la zone d'ombre). La figure B.2 ci-dessous correspond à un zoom réalisé sur le quart du dispositif qui nous intéresse. Elle met en évidence la distorsion du premier faisceau et la zone d'ombre.

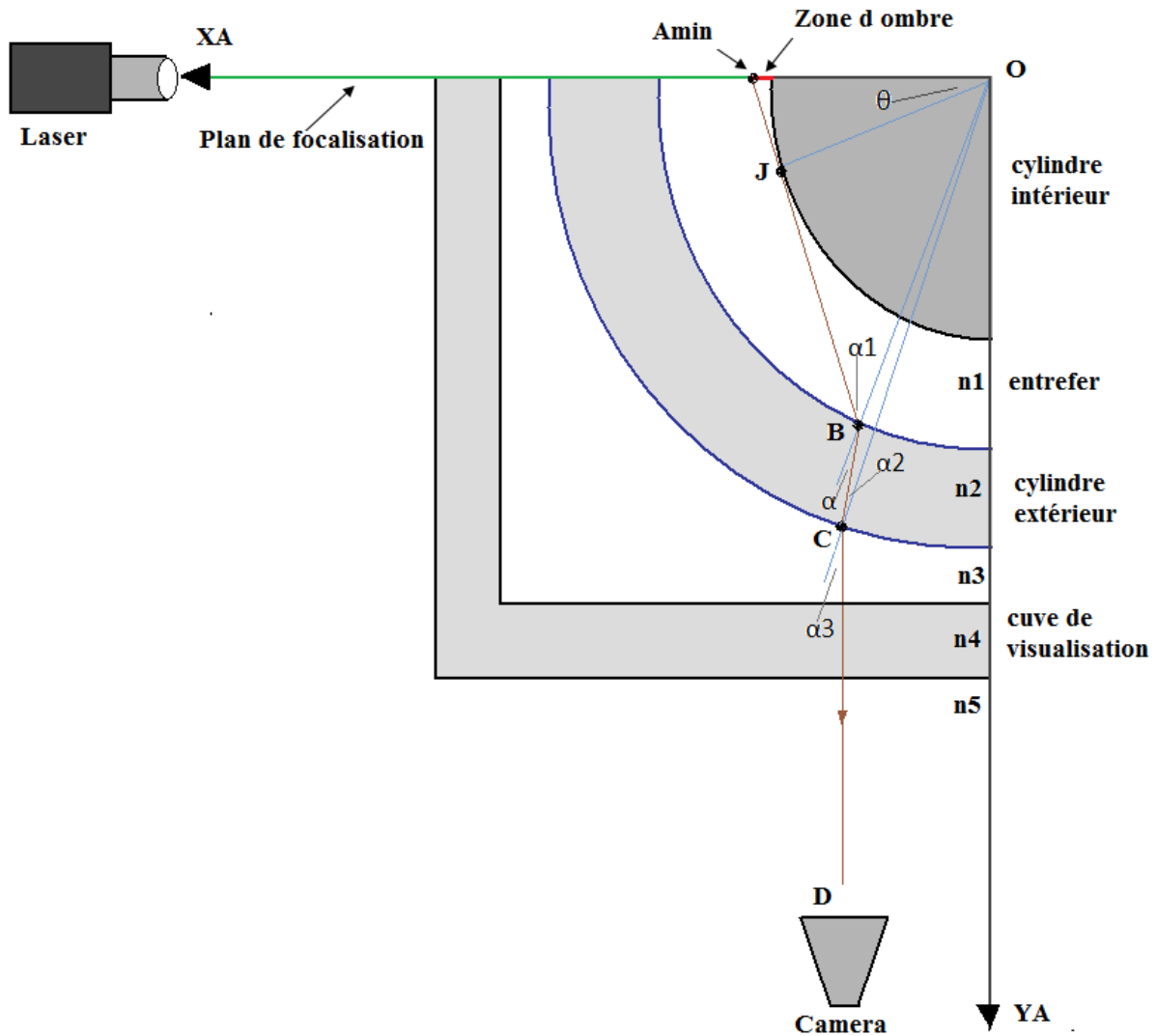


Fig. B.2 Distorsion des faisceaux et mise en évidence de la zone d'ombre

Les différentes étapes du calcul de la zone d'ombre sont les suivantes :

-Théoriquement C et D ont les mêmes abscisses, on se donne donc les différentes positions du point $C(X_C, Y_C)$, avec :

$$X_C^2 + Y_C^2 = (R_o + E_p)^2$$

-Puis on détermine l'angle réfracté sur la face externe du cylindre extérieur :

$$\alpha_3 = \text{atan}(X_C/Y_C)$$

-On déduit ensuite l'angle incident α_2 par les lois de Snell Descartes :

$$\alpha_2 = \text{asin}[(n_3/n_2) * \sin(\alpha_3)]$$

-A partir de α_2 , on détermine BC, chemin optique du faisceau à l'intérieur du cylindre extérieur :

$$BC^2 - 2 * (R_o + E_p) * \cos(\alpha_2) * BC + [(R_o + E_p)^2 - R_o^2] = 0$$

-Une fois BC calculé, on détermine les angles réfracté α et incident α_1 sur la face intérieure du cylindre extérieur :

$$\alpha = \text{acos} \left[\frac{(R_o + E_p)^2 - R_o^2 - BC^2}{2 * R_o * BC} \right]$$

$$\alpha_1 = \text{asin}[(n_2/n_1) * \sin(\alpha)]$$

-Enfin on déduit les coordonnées du point A(X_A, Y_A) à partir de ceux de B(X_B, Y_B) :

$$X_A = Y_B * \tan(\theta) + X_B$$

Avec

$$Y_A = 0 \text{ et } \theta = f(\alpha_1, \alpha, \alpha_2, \alpha_3)$$

On cherche donc l'existence d'un point J tangent au cylindre intérieur et vérifiant : OJ=Ri. On en déduit l'épaisseur de la zone d'ombre près du cylindre intérieur, pour les différents mélanges utilisés. Elle vaut $148 \pm 1\mu\text{m}$ pour le mélange à 65% et $255 \pm 1\mu\text{m}$ pour le mélange à 40% de glycérine.

On réalise ensuite une discrétisation du plan image avec un pas de $1\mu\text{m}$ (nécessite 25714 points pour le mélange 65% et 25004 pour le mélange 40% pour couvrir tout l'entrefer dans le plan objet). A partir d'une position donnée dans le plan image, on calcule à partir des équations précédentes la position correspondante dans le plan objet. Un fit de la transformation qui permet d'effectuer le changement de repère est réalisé par un polynôme de degré 2. Le facteur d'échelle est le rapport entre la distance radiale entre 2 points consécutifs dans le plan objet et la distance radiale entre 2 points consécutifs dans le plan image. Un fit du facteur d'échelle en fonction de la position dans le plan objet ou le plan image est réalisé par un polynôme de degré 6.

Sur les figures B.3 et B.4, on a tracé la transformation qui permet de passer du plan image au plan objet et le facteur d'échelle en fonction de la position dans le plan image pour le mélange à 65%. Le facteur d'échelle en fonction de la position dans le plan objet est montré sur la figure B.5.

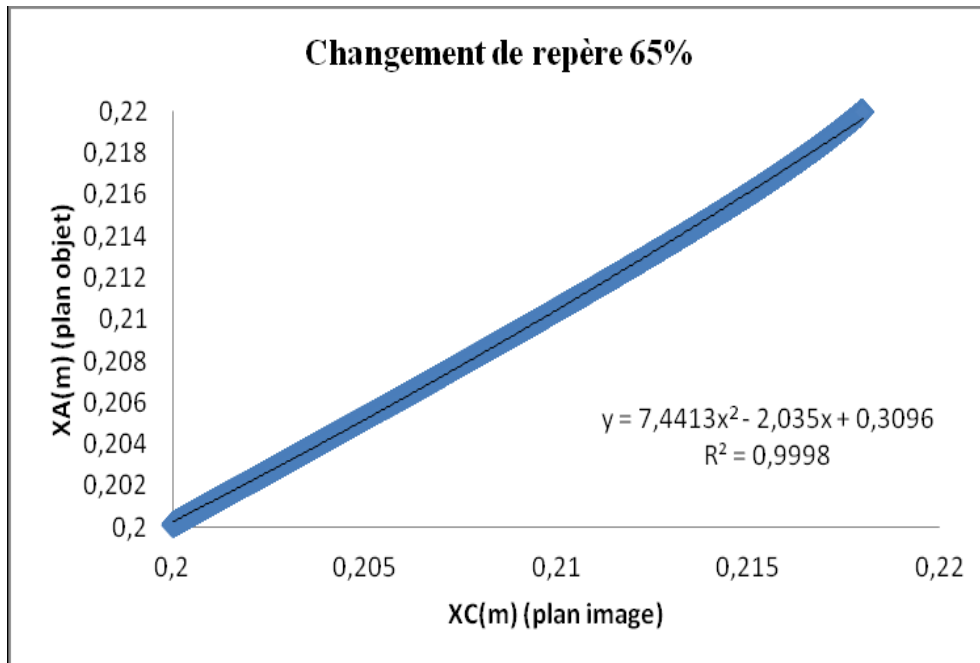


Fig. B.3 Position dans le plan objet en fonction de la position dans le plan image pour le mélange à 65%

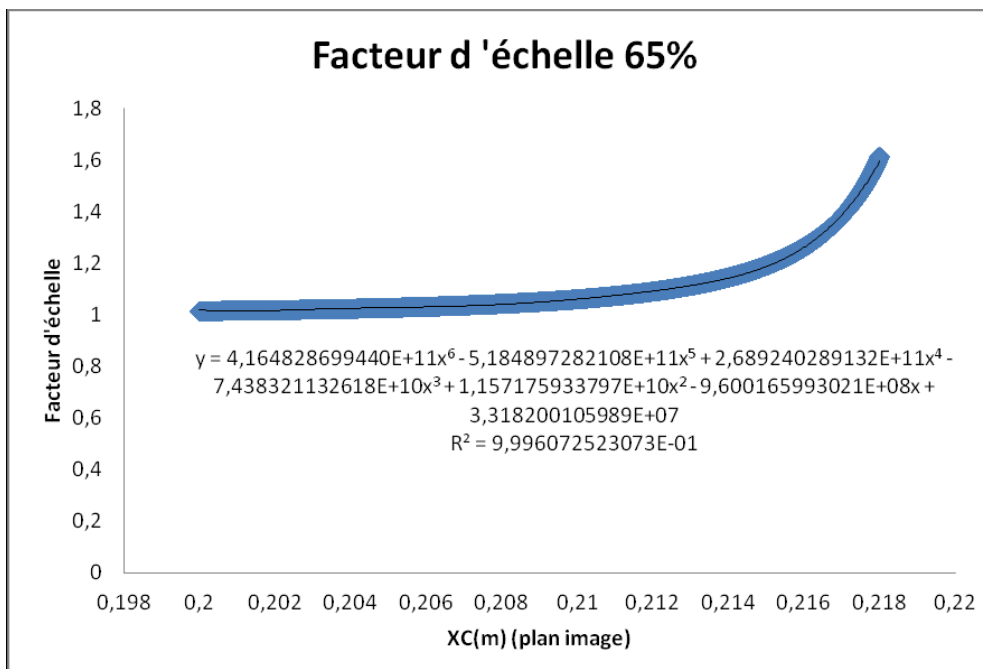


Fig. B.4 Facteur d'échelle en fonction de la position dans le plan image pour le mélange à 65%

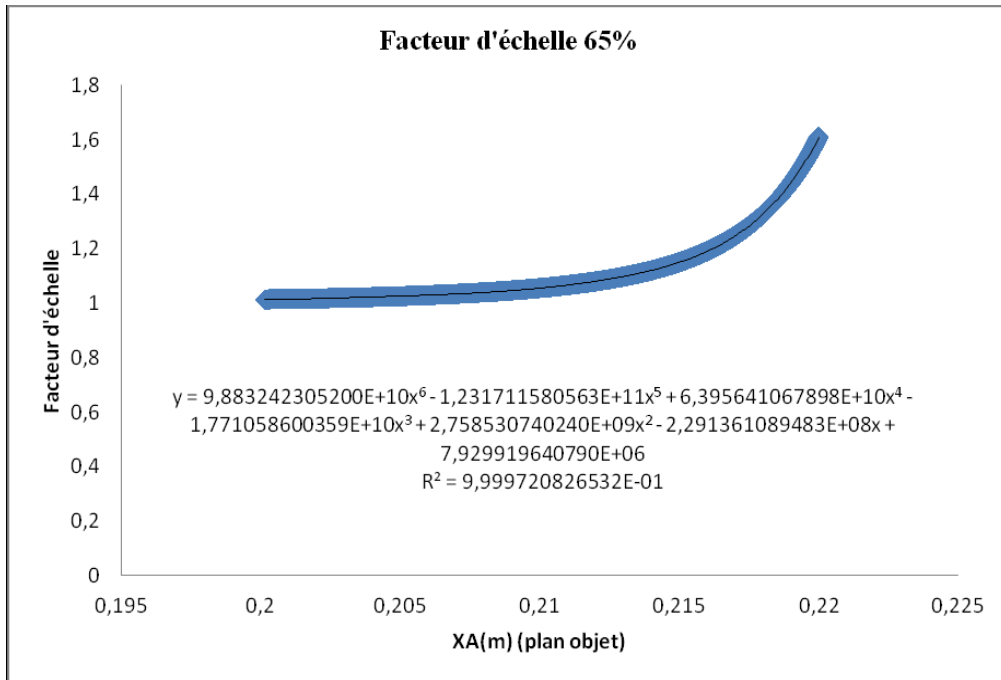


Fig. B.5 Facteur d'échelle en fonction de la position dans le plan objet pour le mélange à 65%

Sur les figures B.6 et B.7, on a tracé la transformation qui permet de passer du plan image au plan objet et le facteur d'échelle en fonction de la position dans le plan image pour le mélange à 40%. Le facteur d'échelle en fonction de la position dans le plan objet est montré sur la figure B.8.

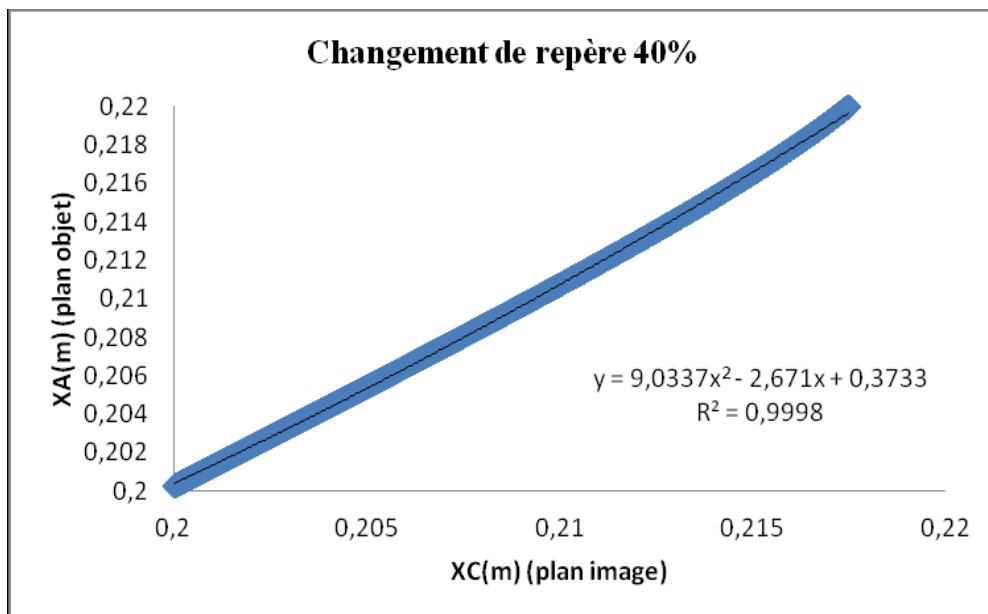


Fig.B.6 Position dans le plan objet en fonction de la position dans le plan image pour le mélange à 40%

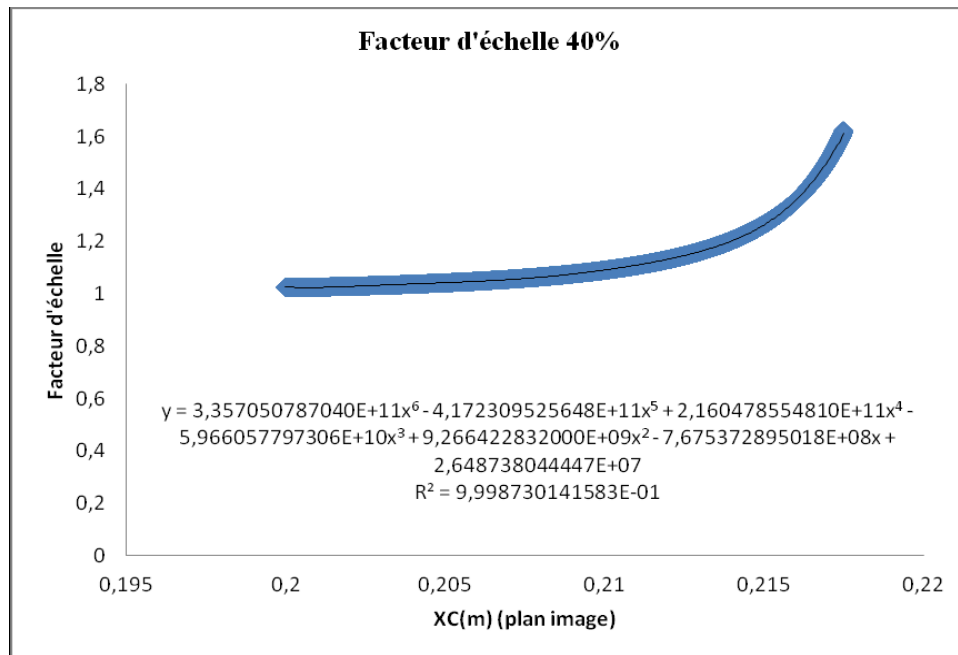


Fig. B.7 Facteur d'échelle en fonction de la position dans le plan image pour le mélange à 40%

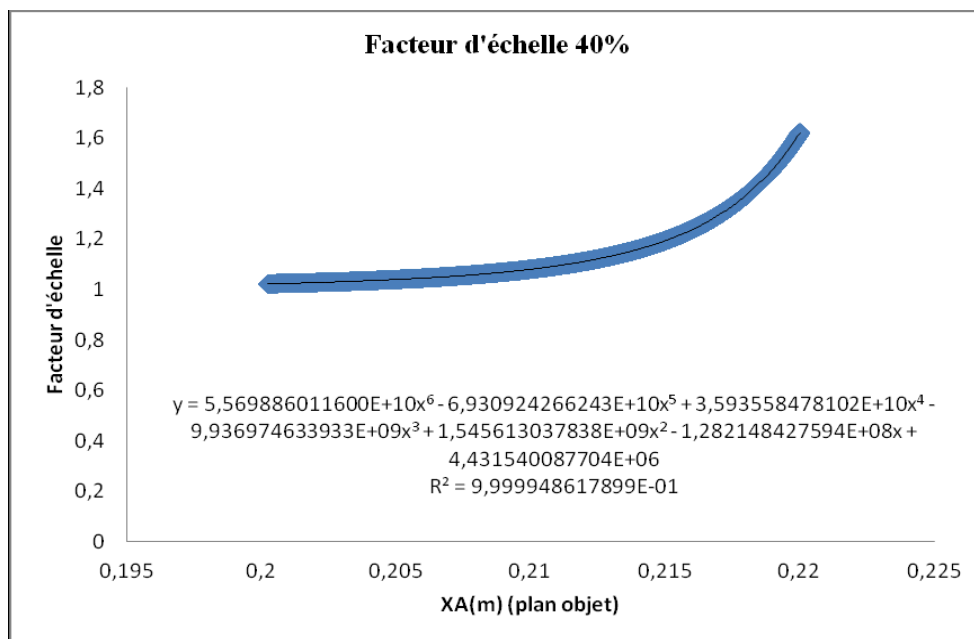


Fig. B.8 Facteur d'échelle en fonction de la position dans le plan objet pour le mélange à 40%

Annexe C : Arrangement global de la phase dispersée et cartographies de taux de vide et vitesses axiale et radiale des bulles

C.1.1 Arrangement global des bulles pour différentes valeurs du nombre de Reynolds mélange 65% petites bulles

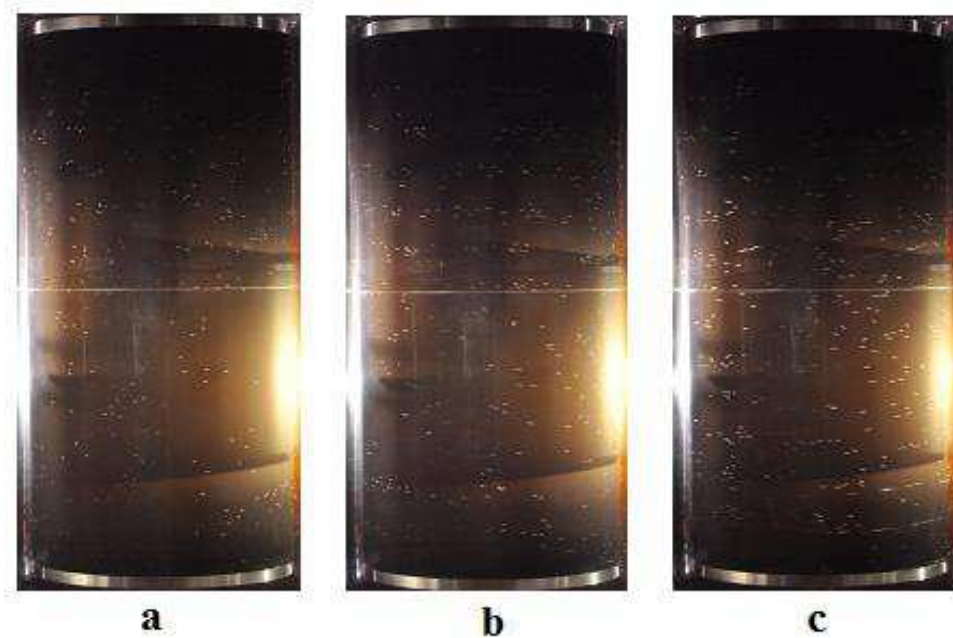


Fig. C.1 Arrangement des bulles mélange 65 % petites bulles : **a**-Ta200/Re632, **b**-Ta300/Re945, **c**-Ta400/Re1265

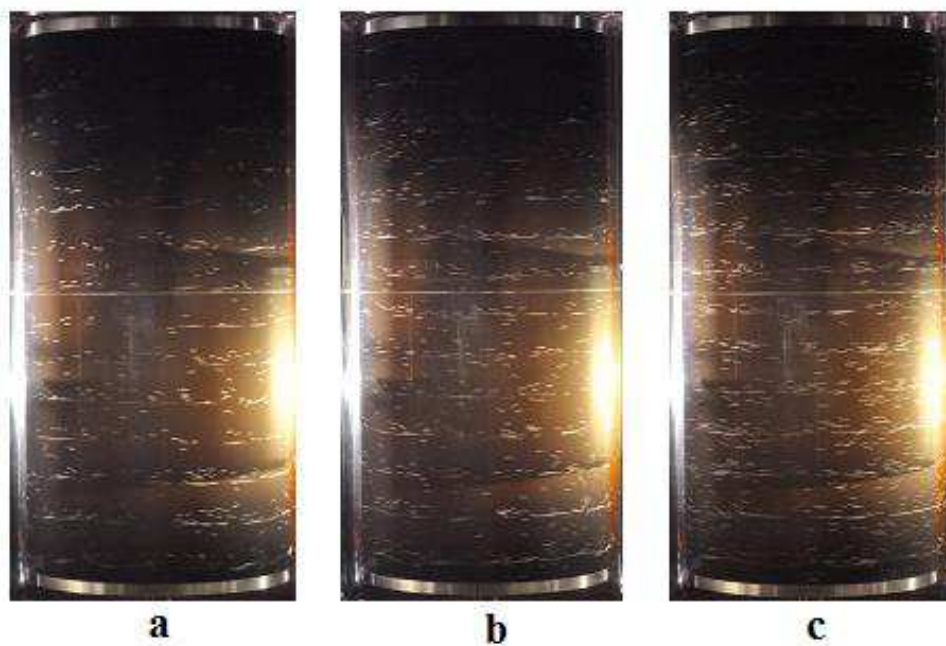


Fig.C.2 Arrangement des bulles mélange 65 % petites bulles : **a**-Ta500/Re1581, **b**-Ta600/Re1897, **c**-Ta700/Re2214

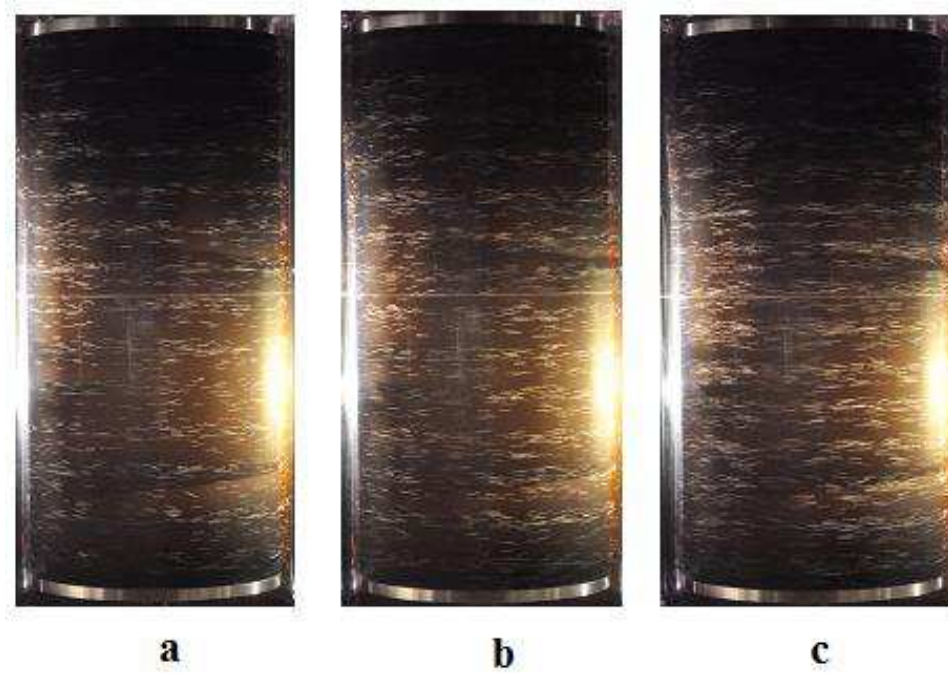


Fig. C.3 Arrangement des bulles mélange 65 % petites bulles : **a**-Ta800/Re2530, **b**-Ta900/Re2846, **c**-Ta1000/Re3162

C.1.2 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale de bulles en fonction du nombre de Reynolds, mélange 65% petites bulles

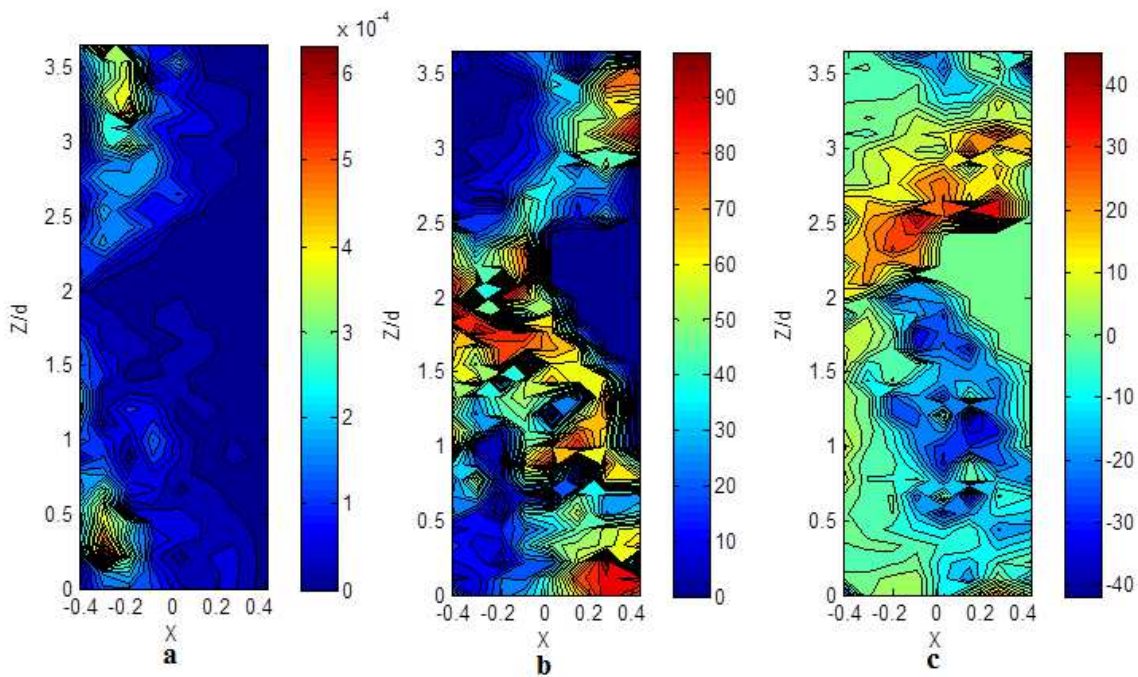


Fig. C.4 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale, Ta200/Re632 65 % petites bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

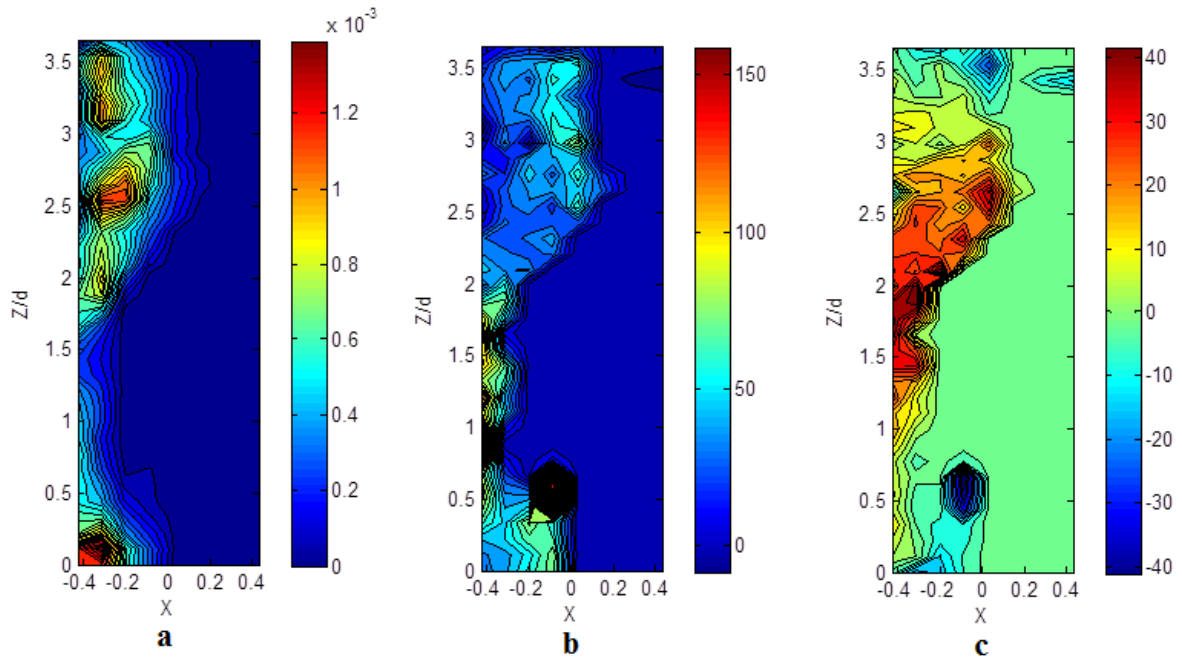


Fig. C.5 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale, Ta300/Re945 65 % petites bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

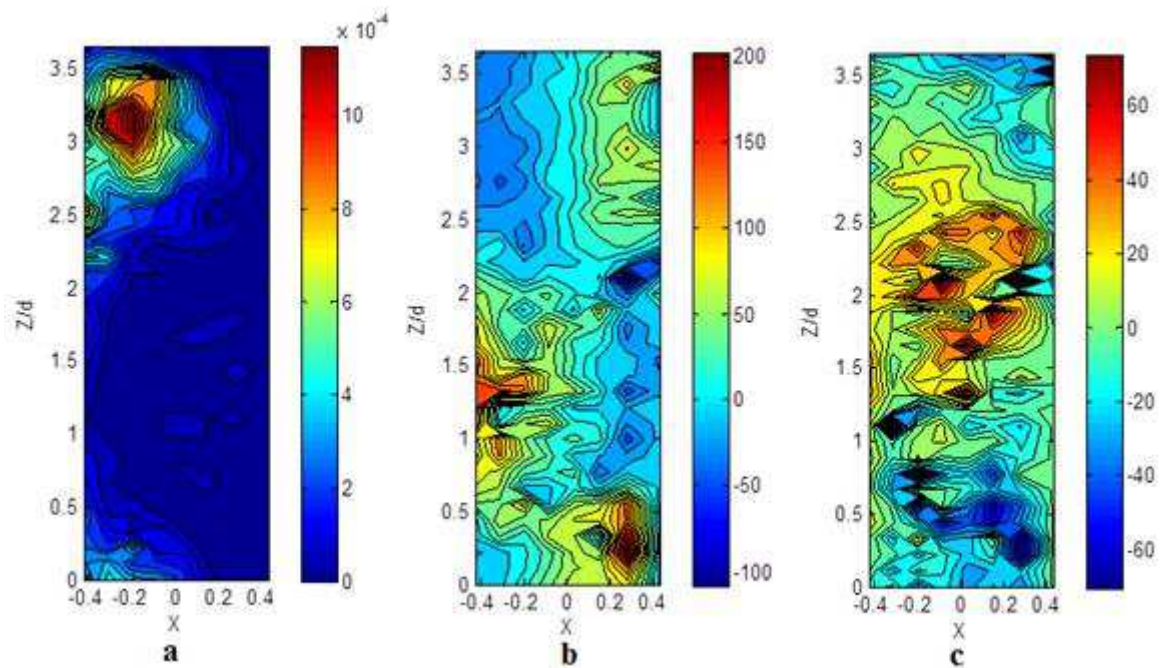


Fig. C.6 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale, Ta400/Re1265 65 % petites bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

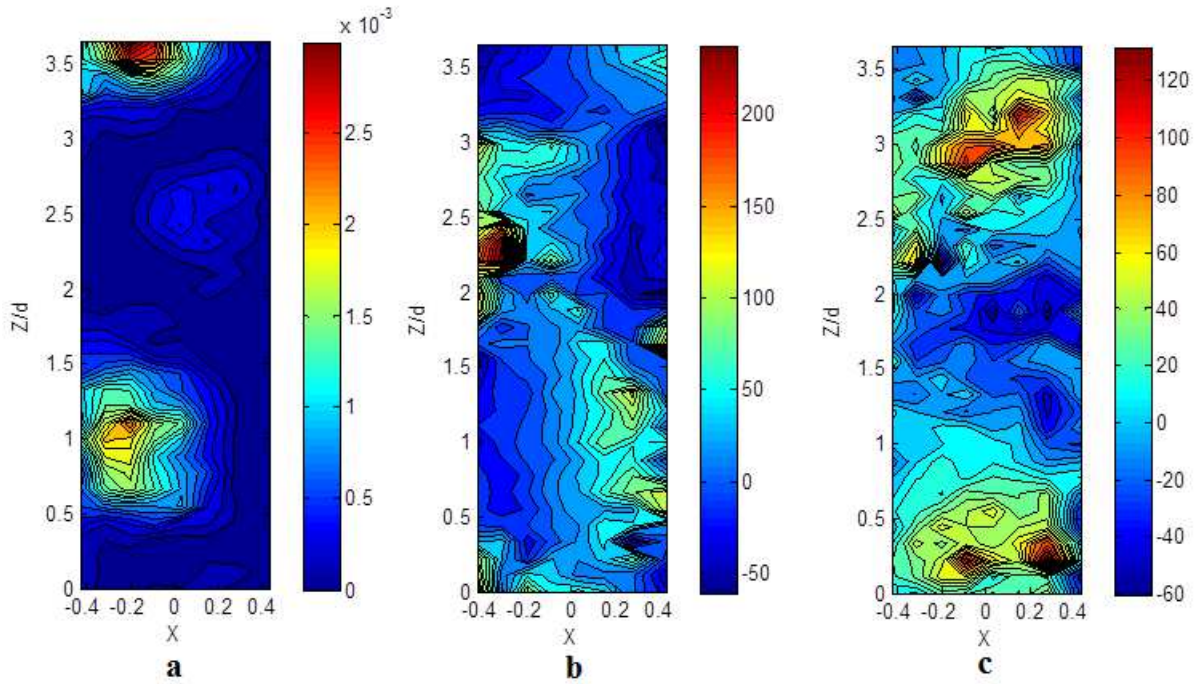


Fig. C.7 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale, Ta500/Re1581
65 % petites bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale
(vitesses normalisées par (v/d))

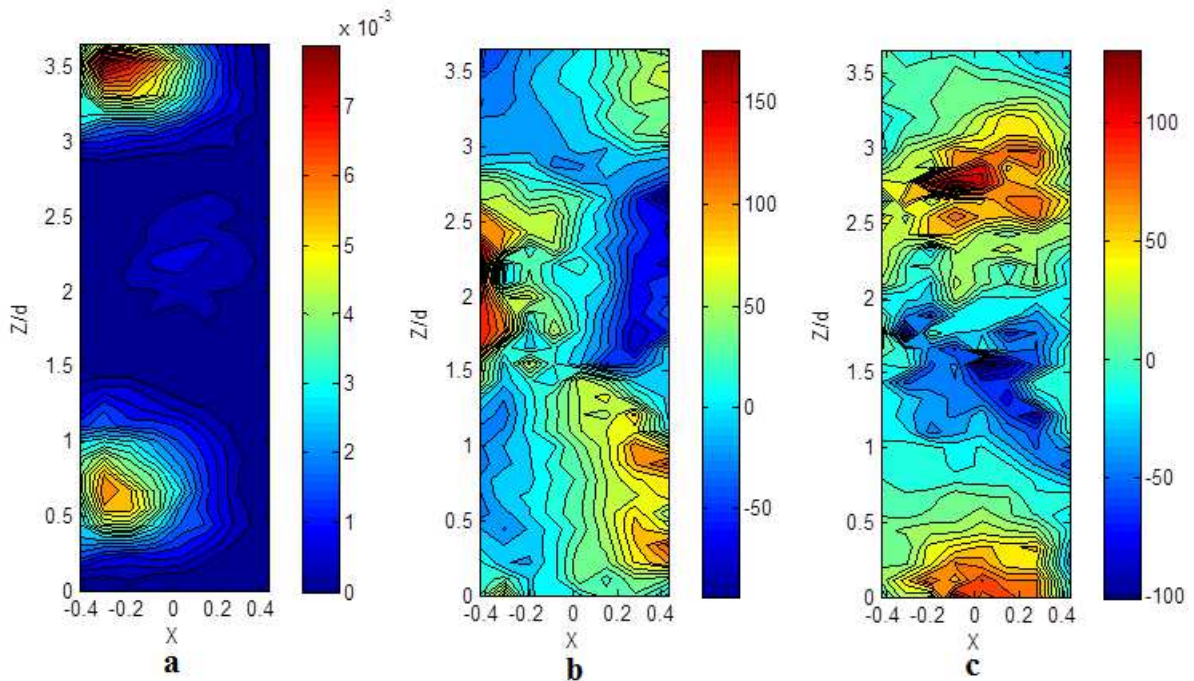


Fig. C.8 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale, Ta600/Re1897
65 % petites bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale
(vitesses normalisées par (v/d))

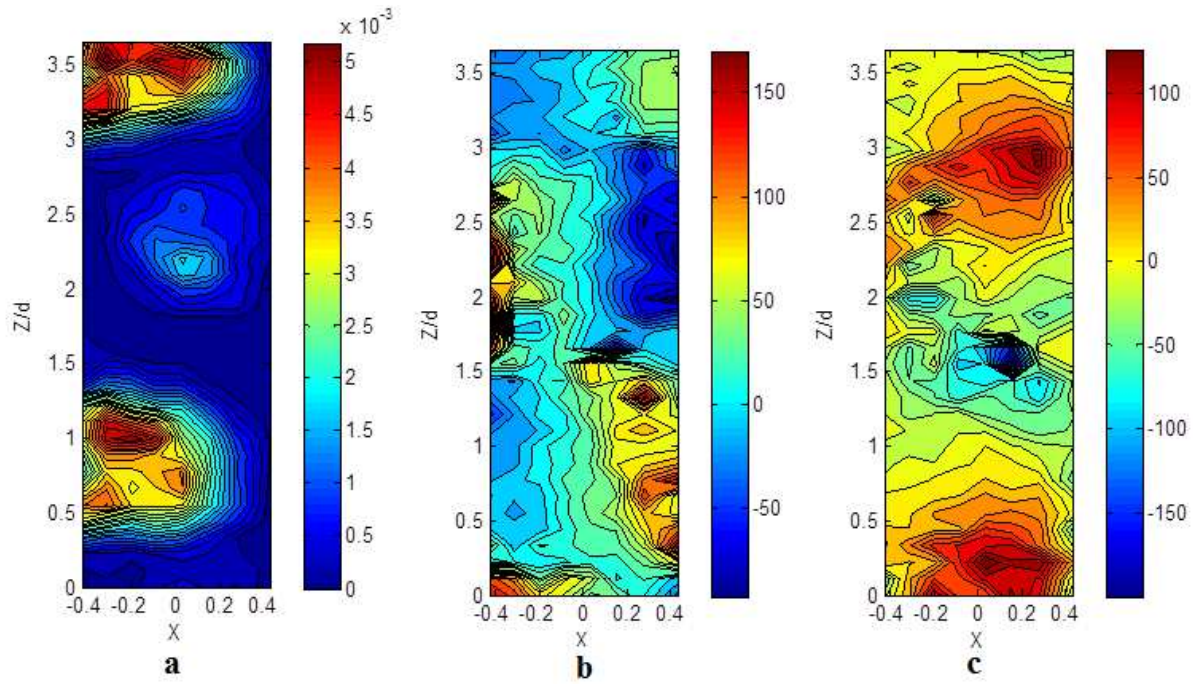


Fig. C.9 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale, Ta700/Re2214 65 % petites bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

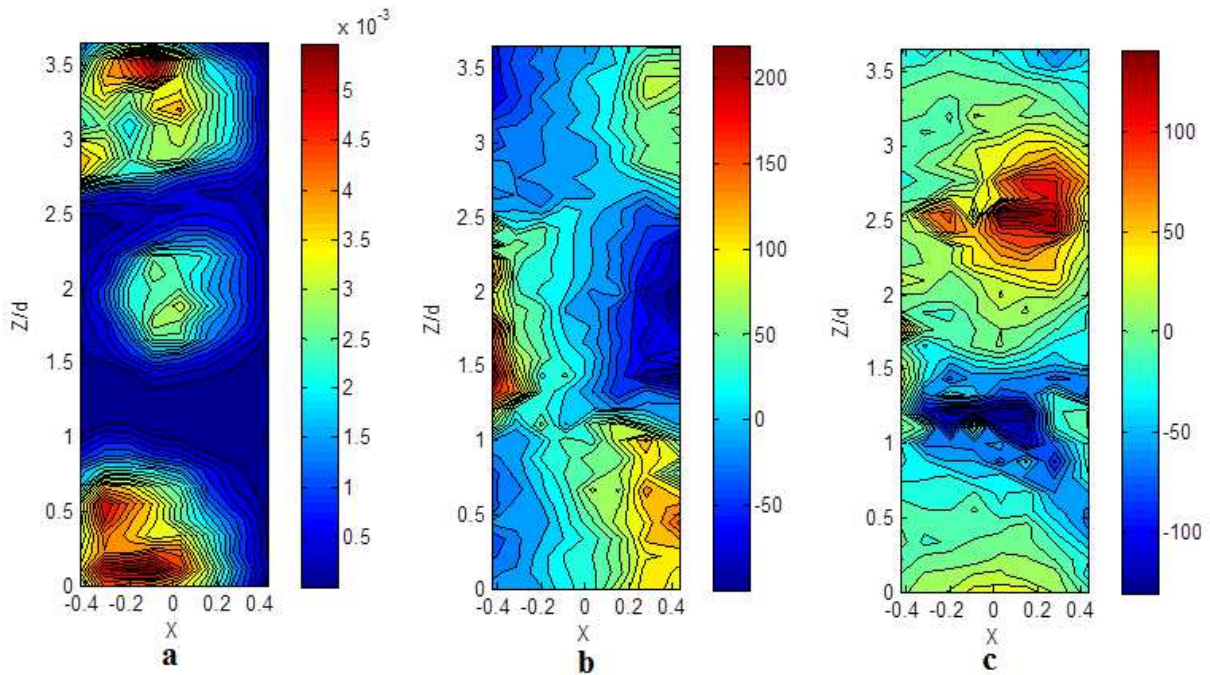


Fig. C.10 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale, Ta800/Re2530 65 % petites bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

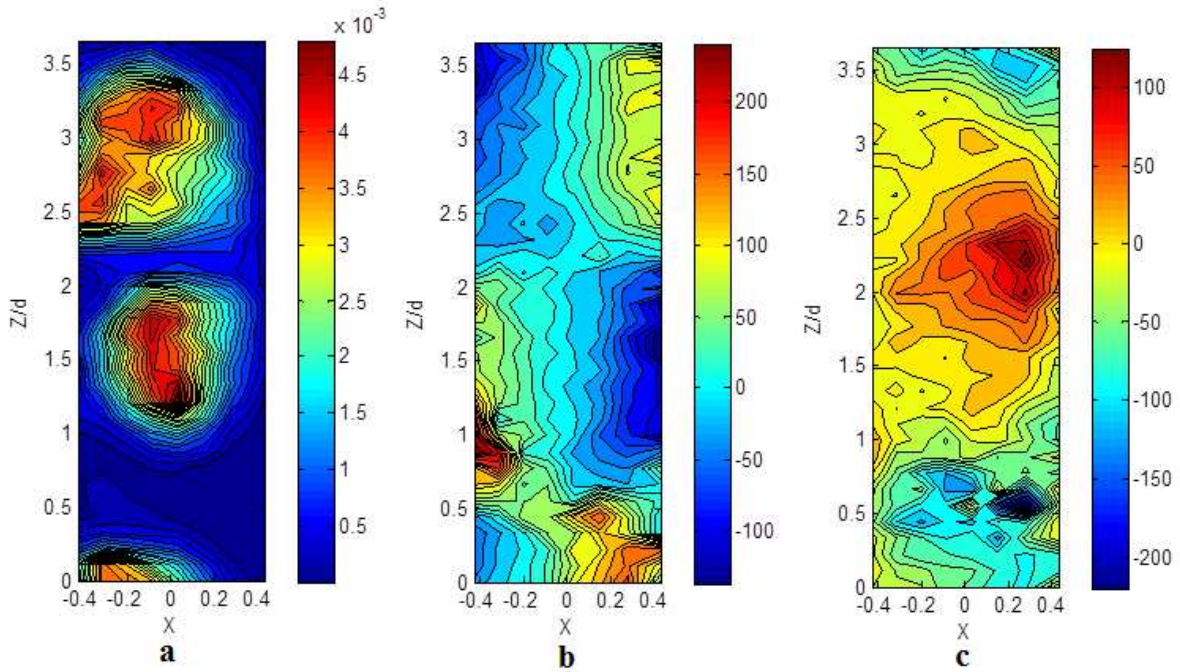


Fig. C.11 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale, Ta900/Re2846 65
 % petites bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale
 (vitesses normalisées par (v/d))

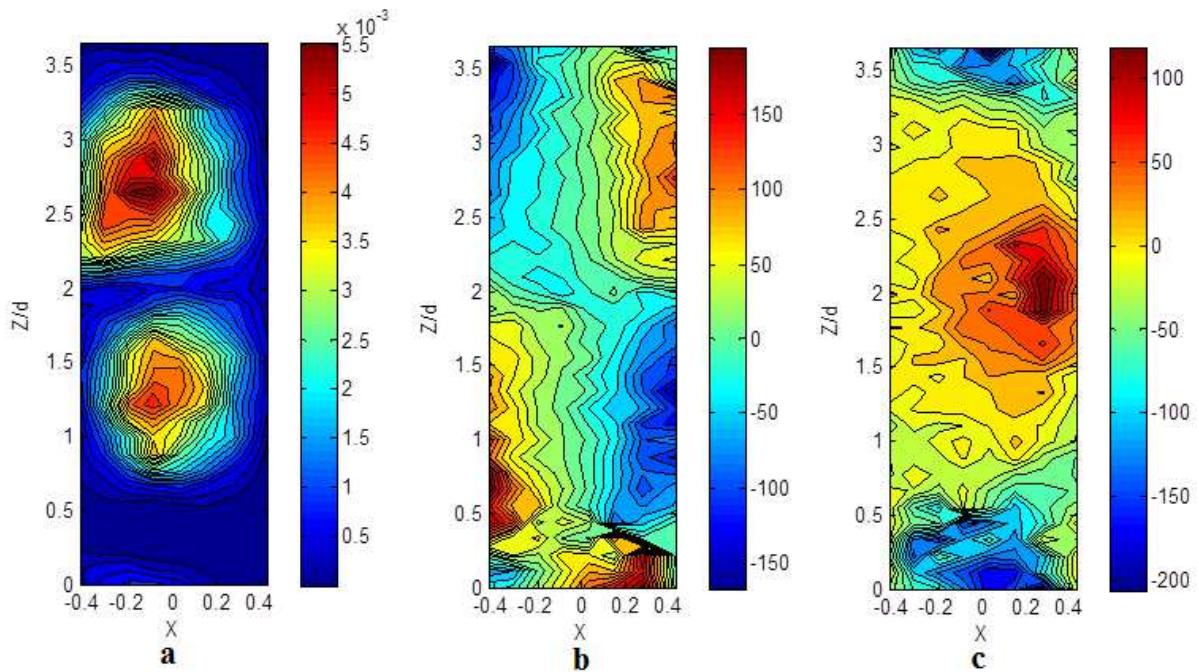


Fig. C.12 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale, Ta1000/Re3162 65
 % petites bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale
 (vitesses normalisées par (v/d))

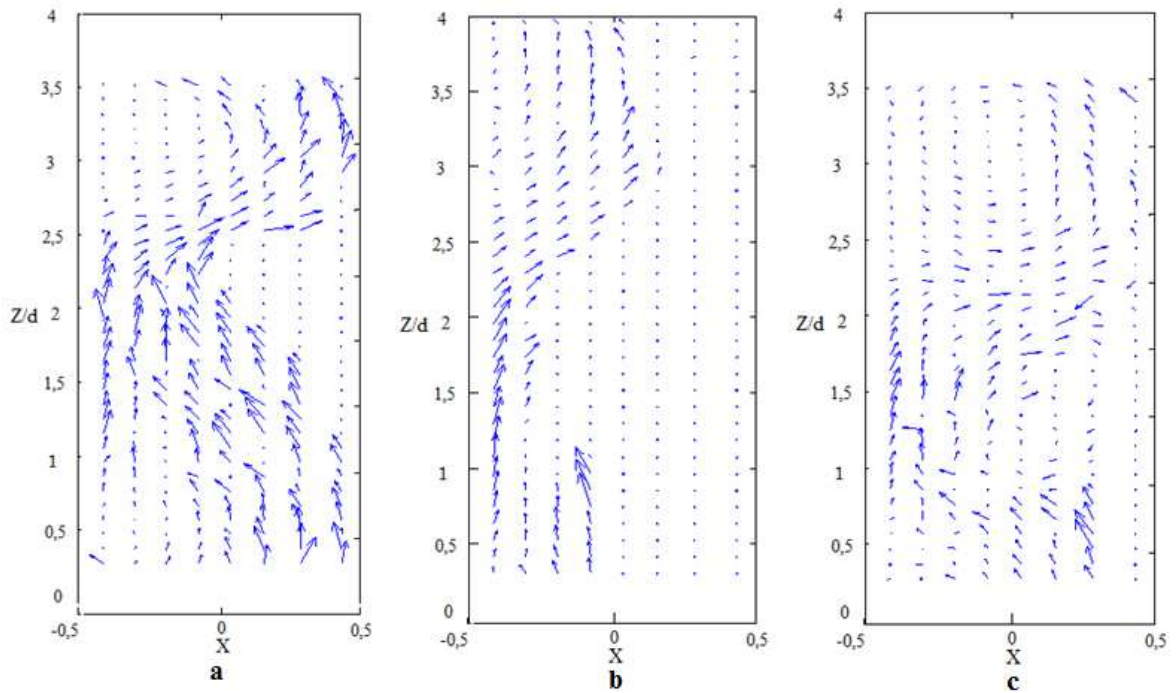
C.1.3 Champ de vitesse eulérien de la phase gazeuse. Mélange 65 % petites bulles

Fig. C.13 Champ de vitesse eulérien de la phase gazeuse (mélange 65 % petites bulles) : a- Ta200/Re632, b- Ta300/Re945, c- Ta400/Re1265

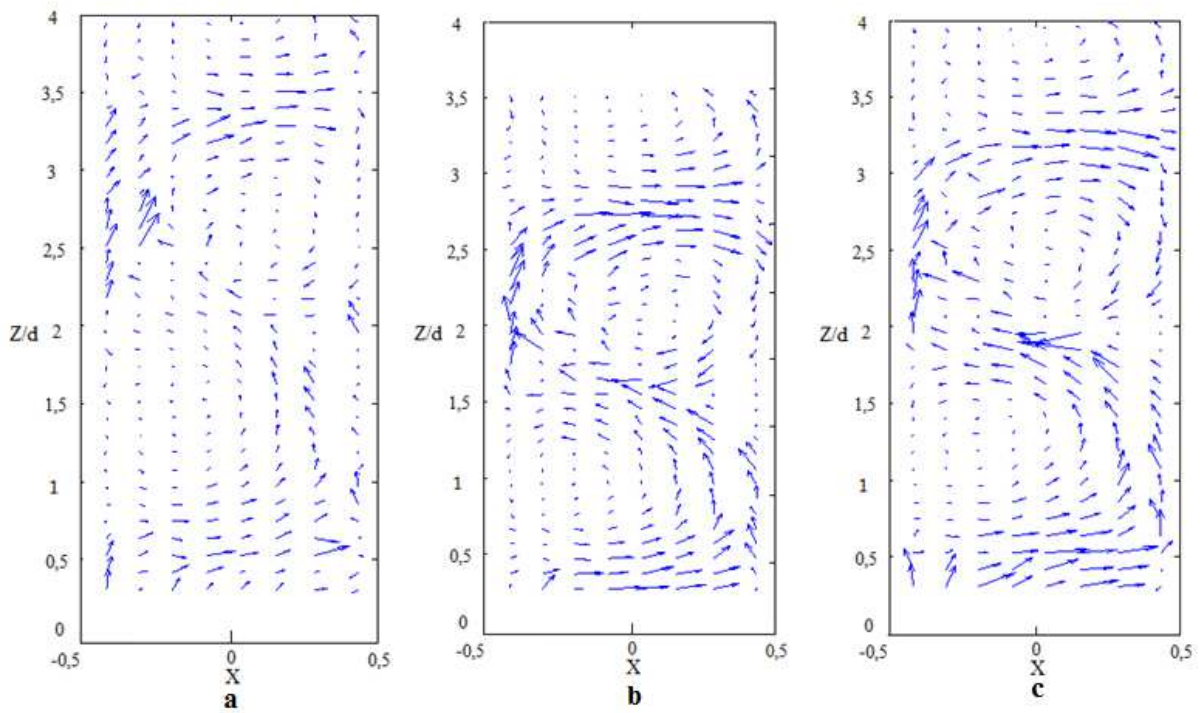


Fig. C.14 Champ de vitesse eulérien de la phase gazeuse (mélange 65 % petites bulles) : a- Ta500/Re1581, b- Ta600/Re1897, c- Ta700/Re2214

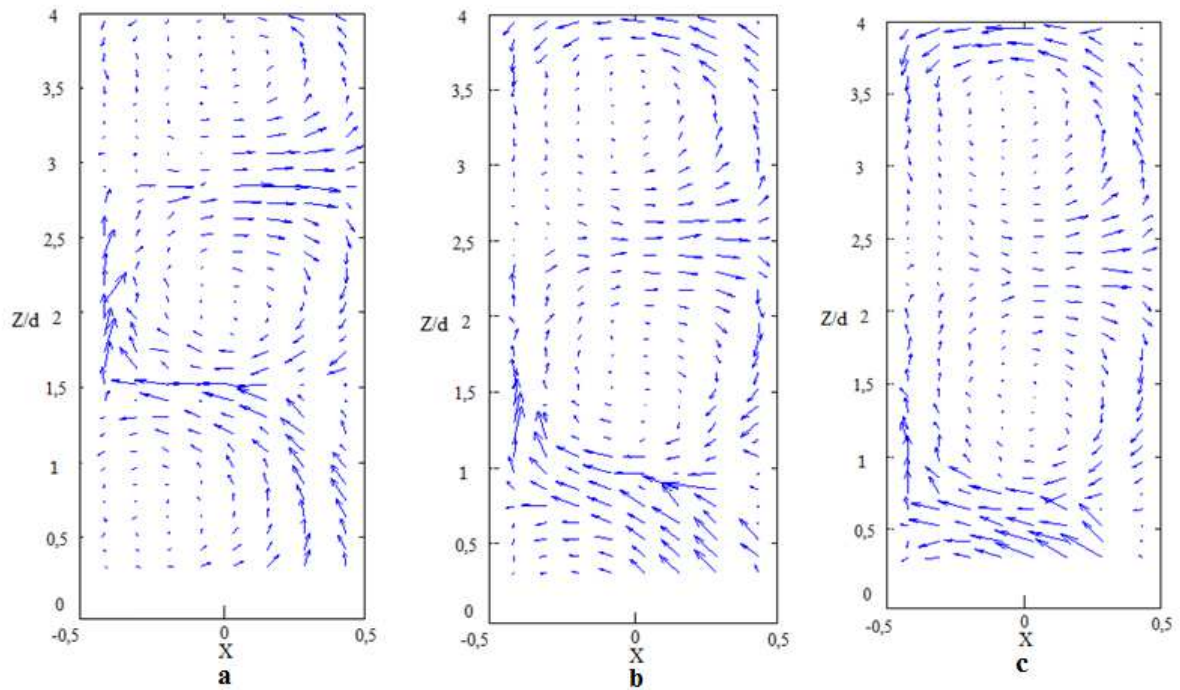


Fig. C.15 Champ de vitesse eulérien de la phase gazeuse (mélange 65 % petites bulles) : a- Ta800/Re2530, b- Ta900/Re2846, c- Ta1000/Re3162

C.2.1 Arrangement global des bulles pour différentes valeurs du nombre de Reynolds mélange 65% grosses bulles

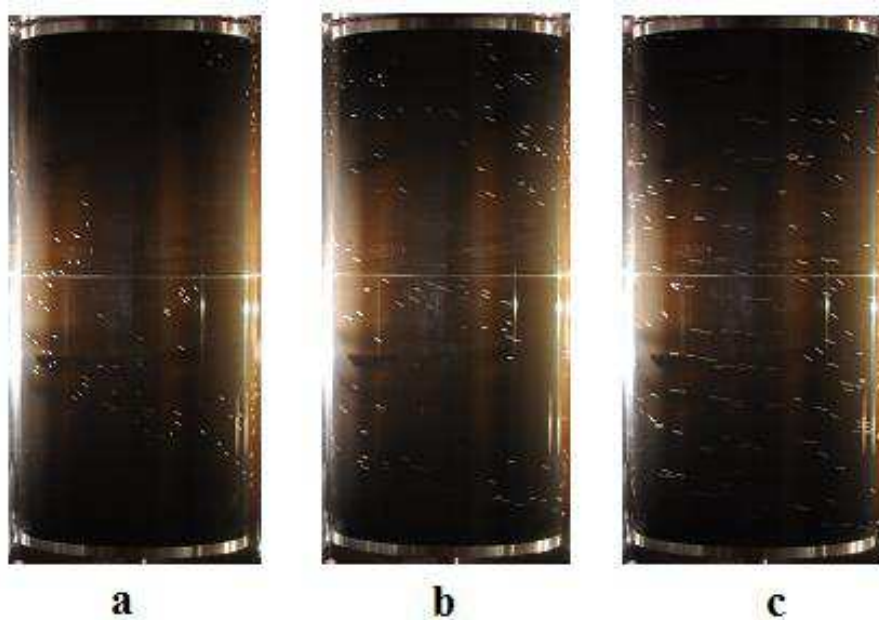


Fig. C.16 Arrangement des bulles mélange 65 % grosses bulles : a- Ta200/Re632, b- Ta300/Re945, c- Ta400/Re1265

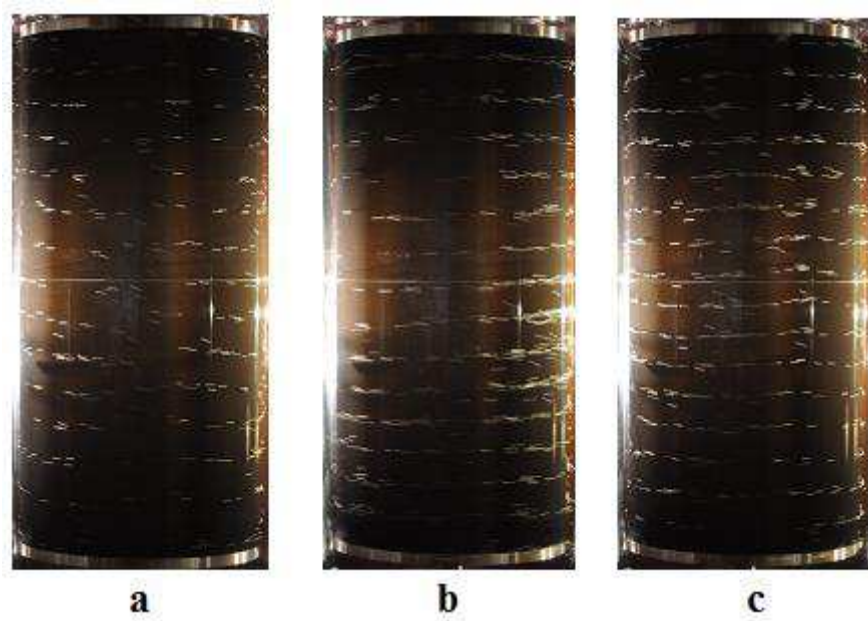


Fig. C.17 Arrangement des bulles mélange 65 % grosses bulles : **a**-Ta500/Re1581, **b**-Ta600/Re1897, **c**-Ta700/Re2214

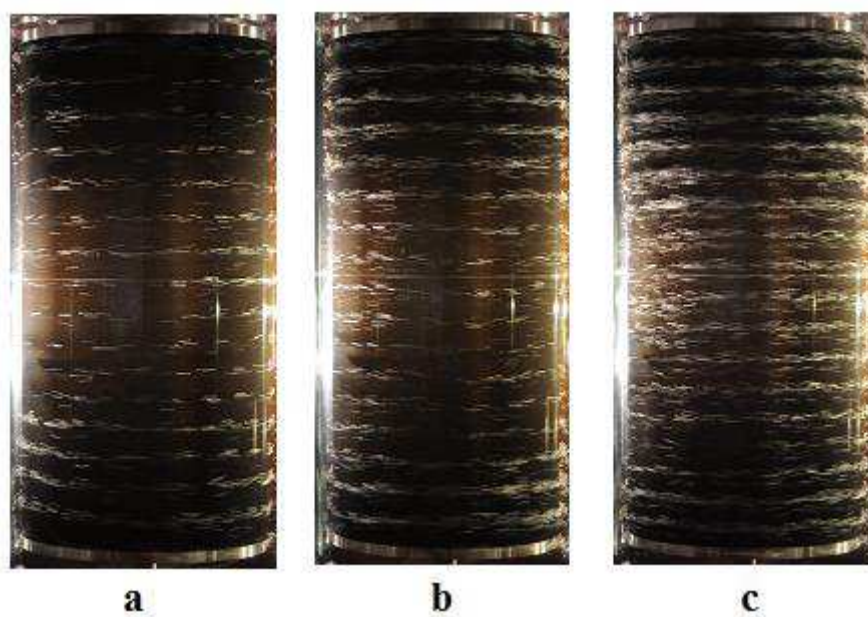


Fig. C.18 Arrangement des bulles mélange 65 % grosses bulles : **a**-Ta800/Re2530, **b**-Ta900/Re2846, **c**-Ta1000/Re3162

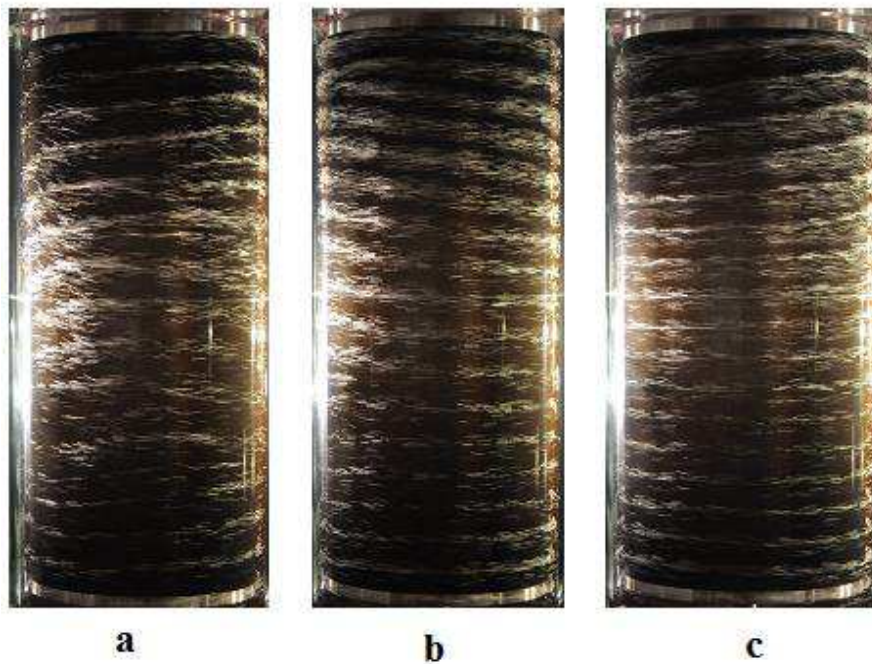


Fig. C.19 Instabilité des colliers pendant la phase de relaxation et d'homogénéisation, mélange 65% grosses bulles : **a**-saturation et éjection Ta900/Re2846, **b**-oscillation des colliers (spiral gauche) Ta1000/Re3162, **c**-oscillation des colliers (spiral droite Ta1000/Re3162)

C.2.2 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale de bulles en fonction du nombre de Reynolds, mélange 65% grosses bulles

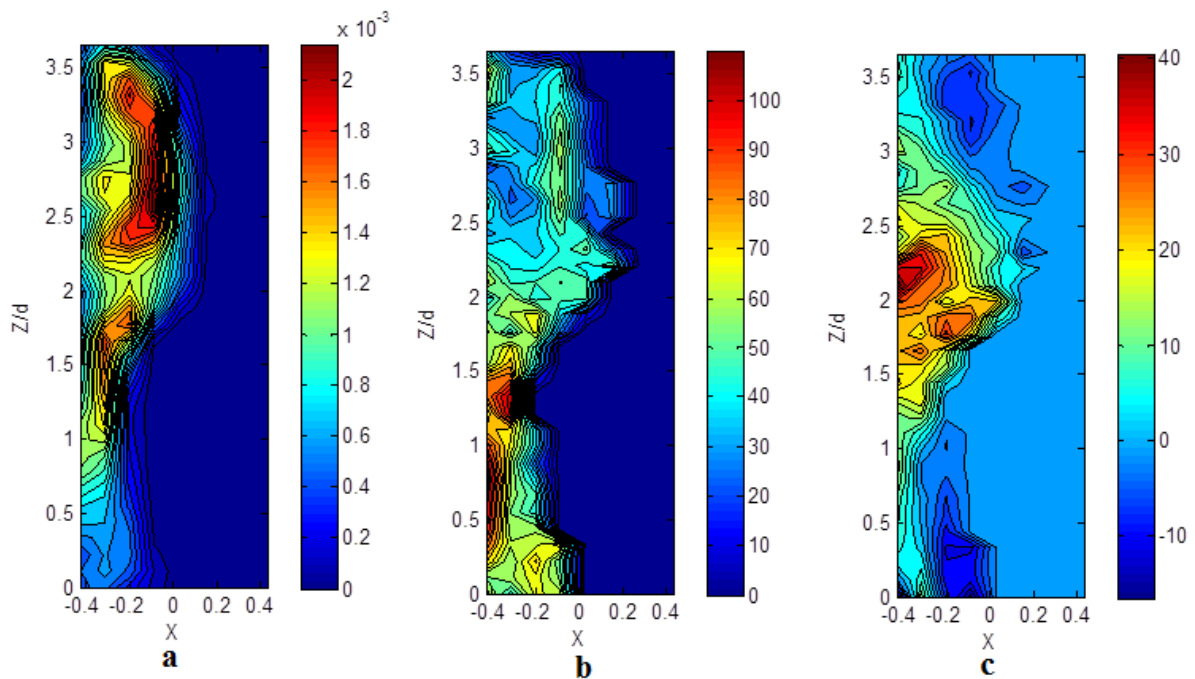


Fig. C.20 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale, Ta200/Re632 65 % grosses bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

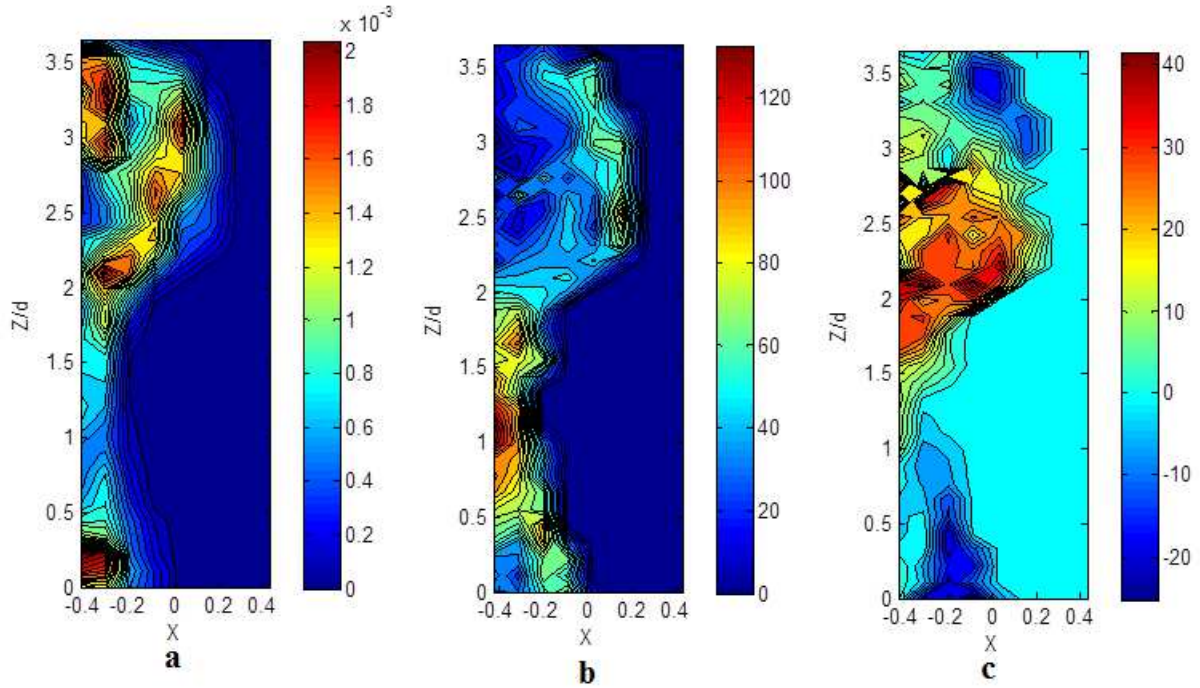


Fig. C.21 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale, Ta300/Re945 65 %
 grosses bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale
 (vitesses normalisées par (v/d))

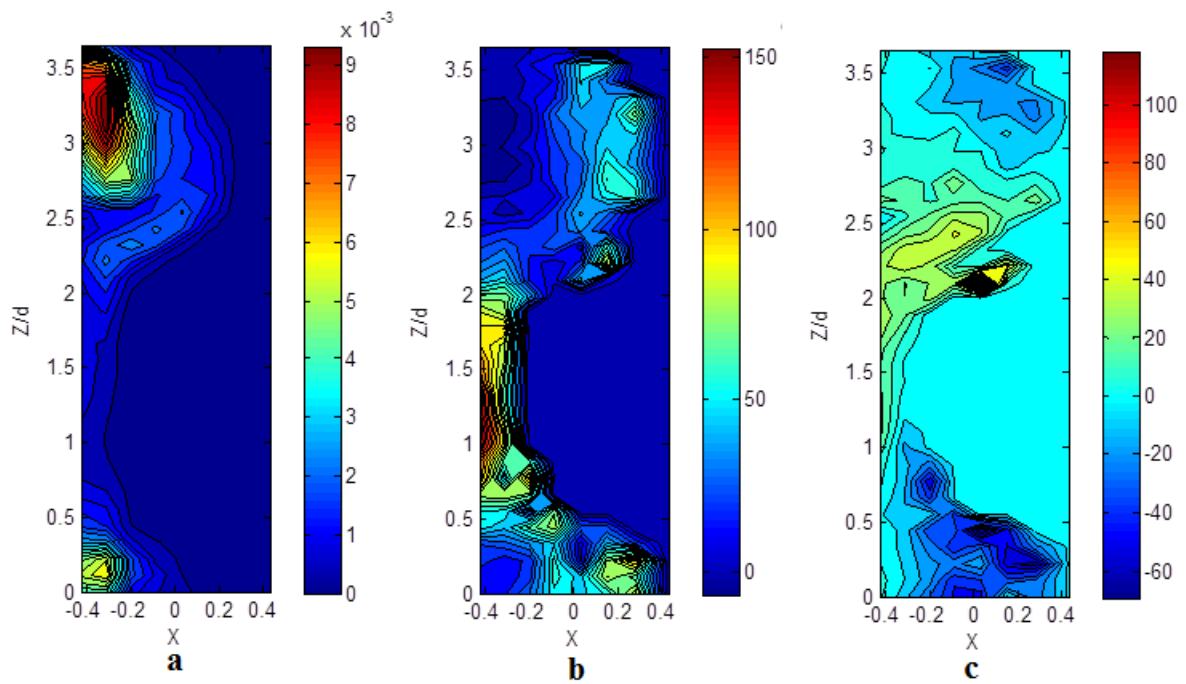


Fig. C.22 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale, Ta400/Re1265 65 %
 grosses bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale
 (vitesses normalisées par (v/d))

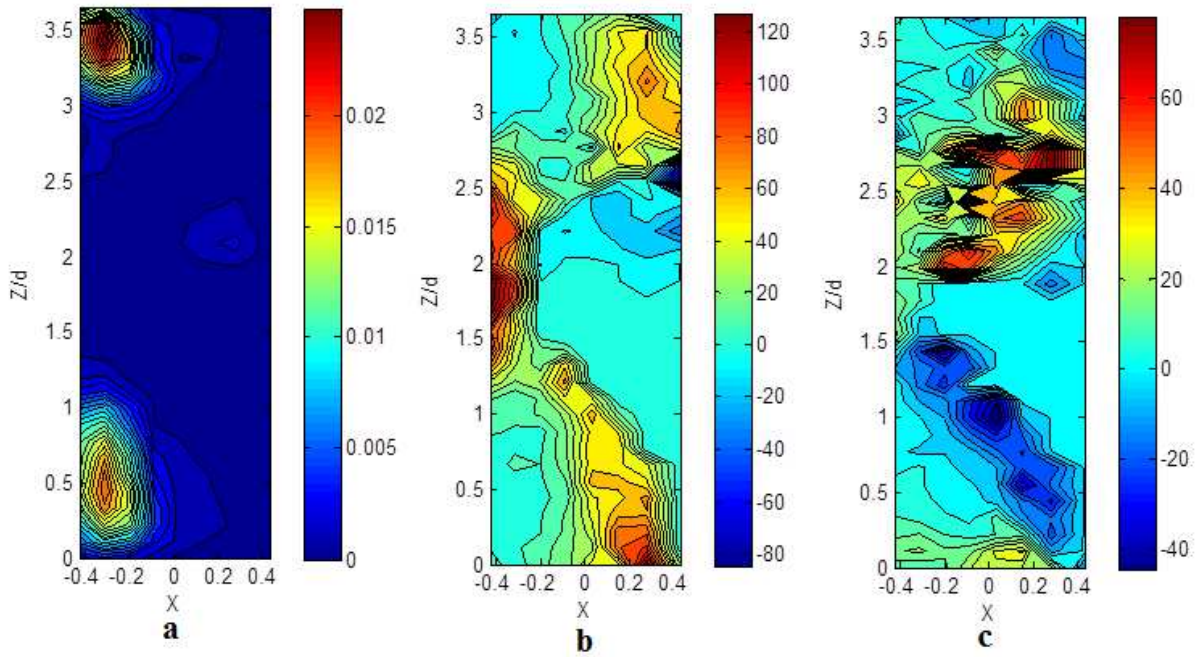


Fig. C.23 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale, Ta500/Re1581 65 % grosses bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

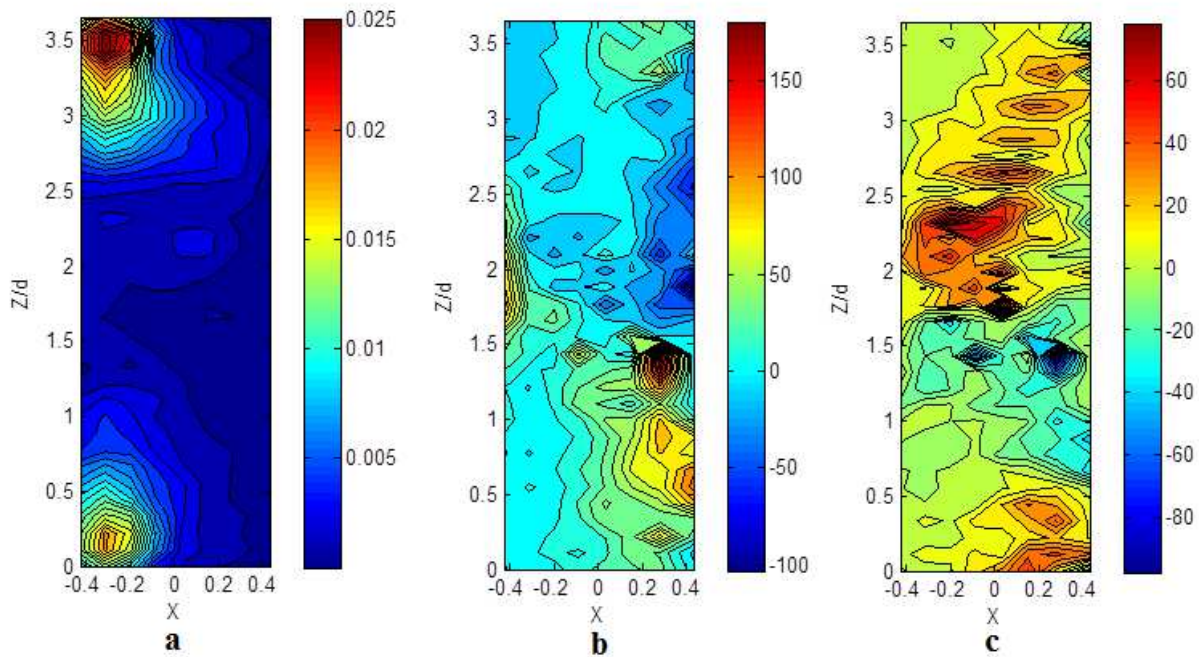


Fig. C.24 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale, Ta600/Re1897 65 % grosses bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

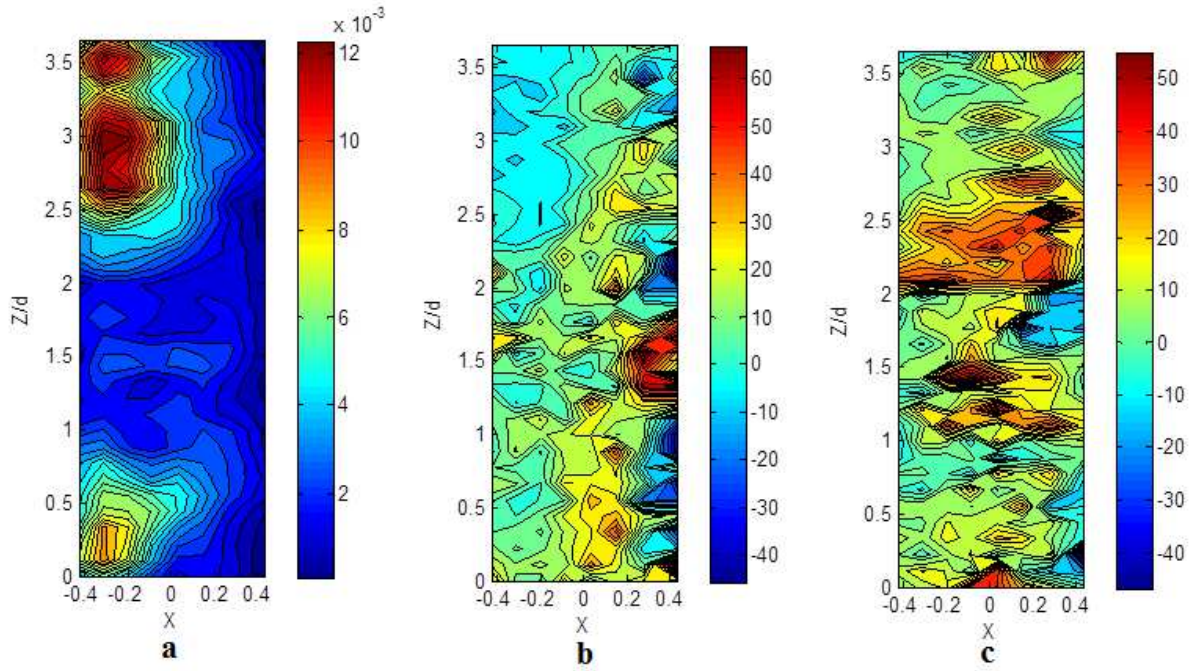


Fig. C.25 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale, Ta700/Re2214 65 %
grosses bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale
(vitesses normalisées par (v/d))

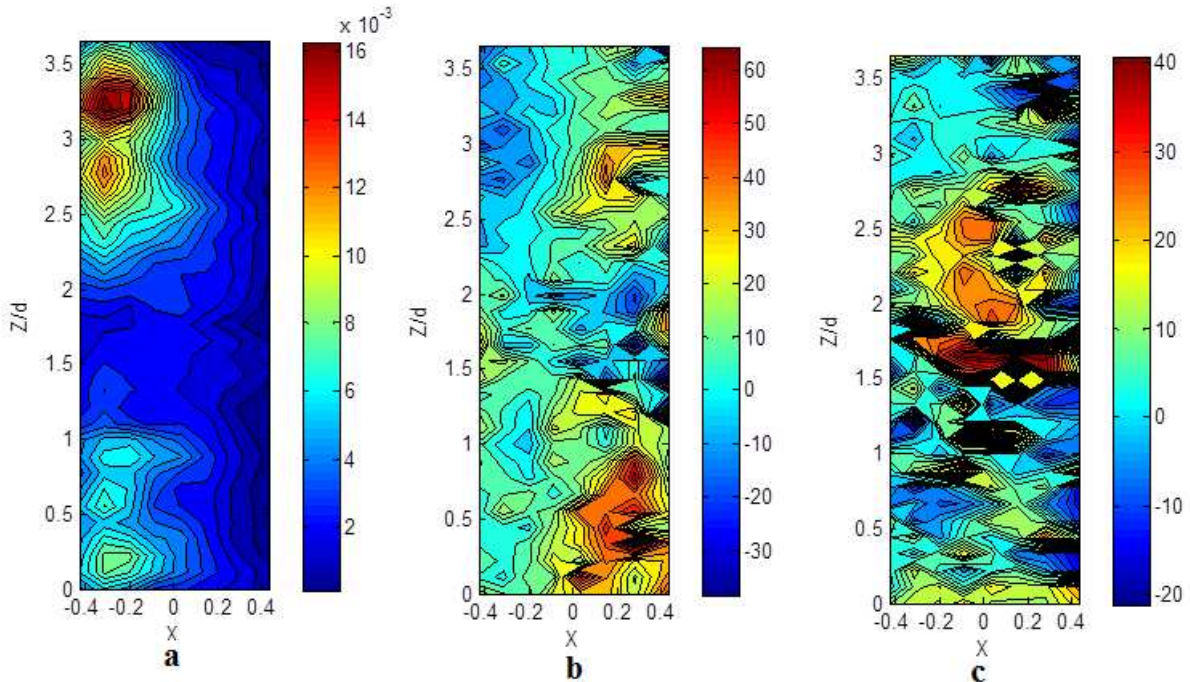


Fig. C.26 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale, Ta800/Re2530 65 %
grosses bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale
(vitesses normalisées par (v/d))

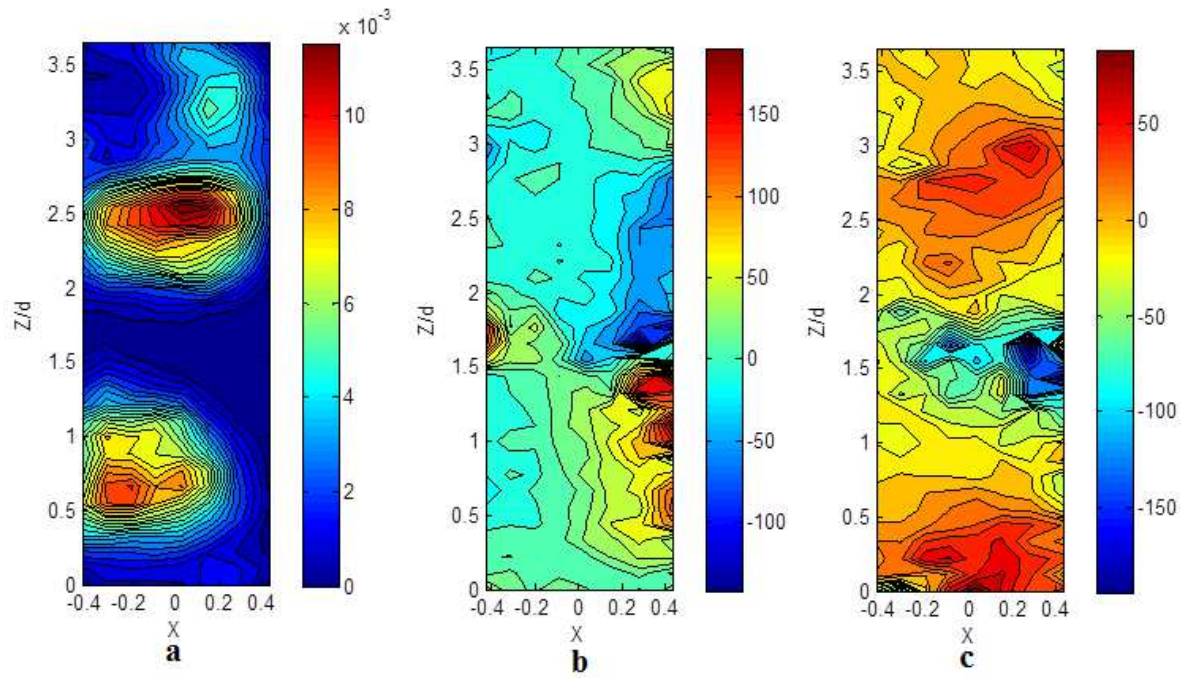


Fig. C.27 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale, Ta900/Re2846 65 %
grosses bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale
(vitesses normalisées par (v/d))

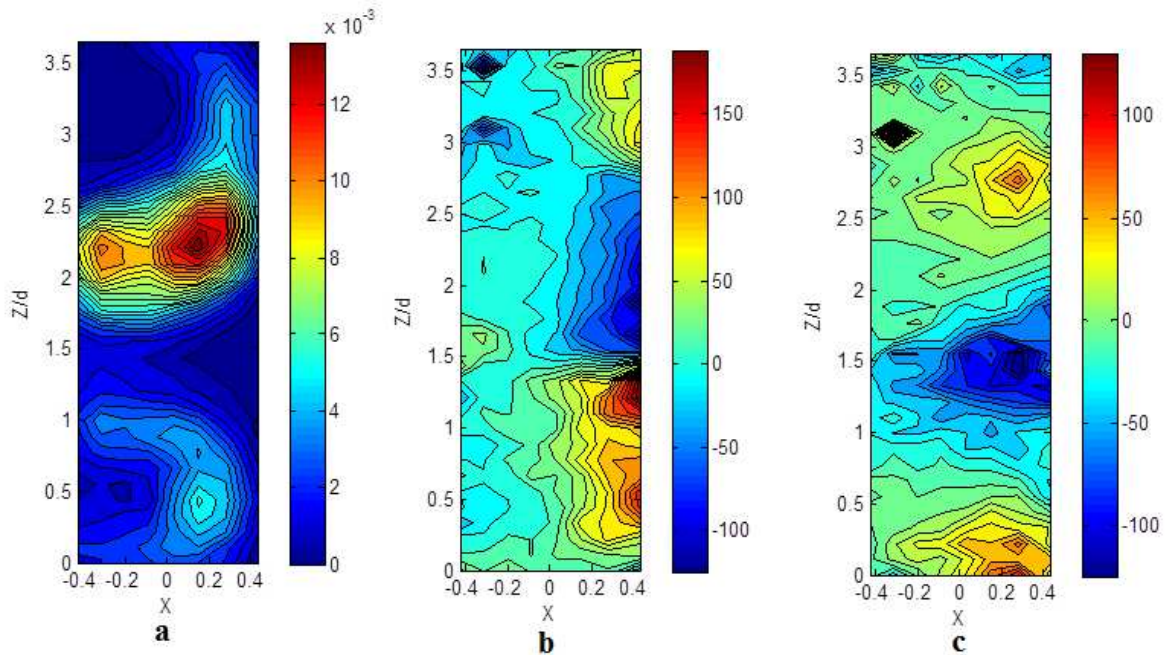


Fig. C.28 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale, Ta1000/Re3162 65
% grosses bulles : **a**-Taux de vide, **b**-Vitesse axiale, **c**-Vitesse radiale
(vitesses normalisées par (v/d))

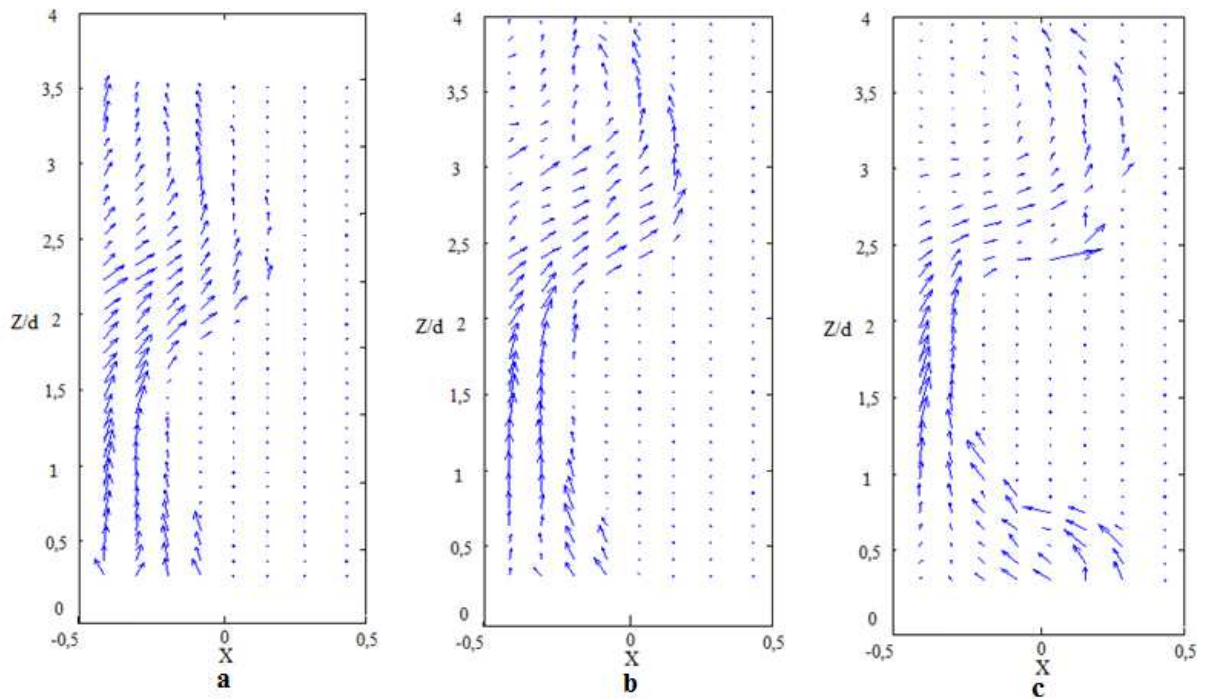
C.2.3 Champ de vitesse eulérien de la phase gazeuse. Mélange 65 % grosses bulles

Fig. C.29 Champ de vitesse eulérien de la phase gazeuse (mélange 65 % grosses bulles) : a- Ta200/Re632, b- Ta300/Re945, c- Ta400/Re1265

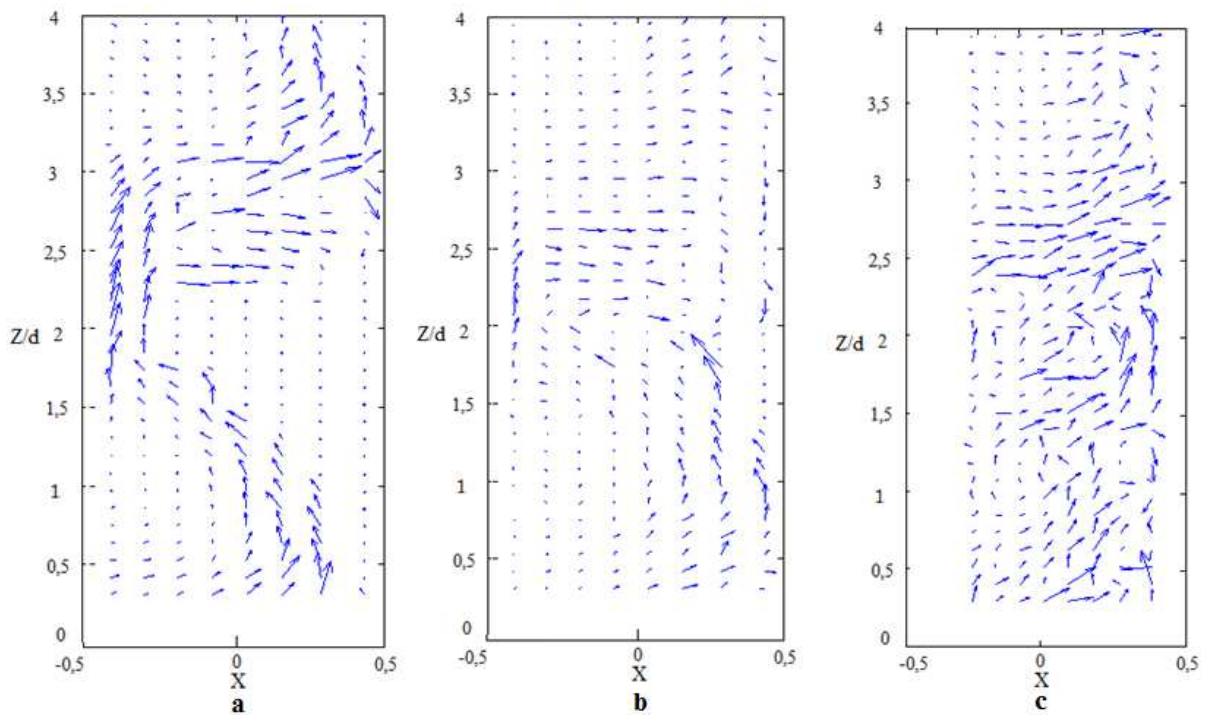


Fig. C.30 Champ de vitesse eulérien de la phase gazeuse (mélange 65 % grosses bulles) : a- Ta500/Re1581, b- Ta600/Re1897, c- Ta700/Re2214

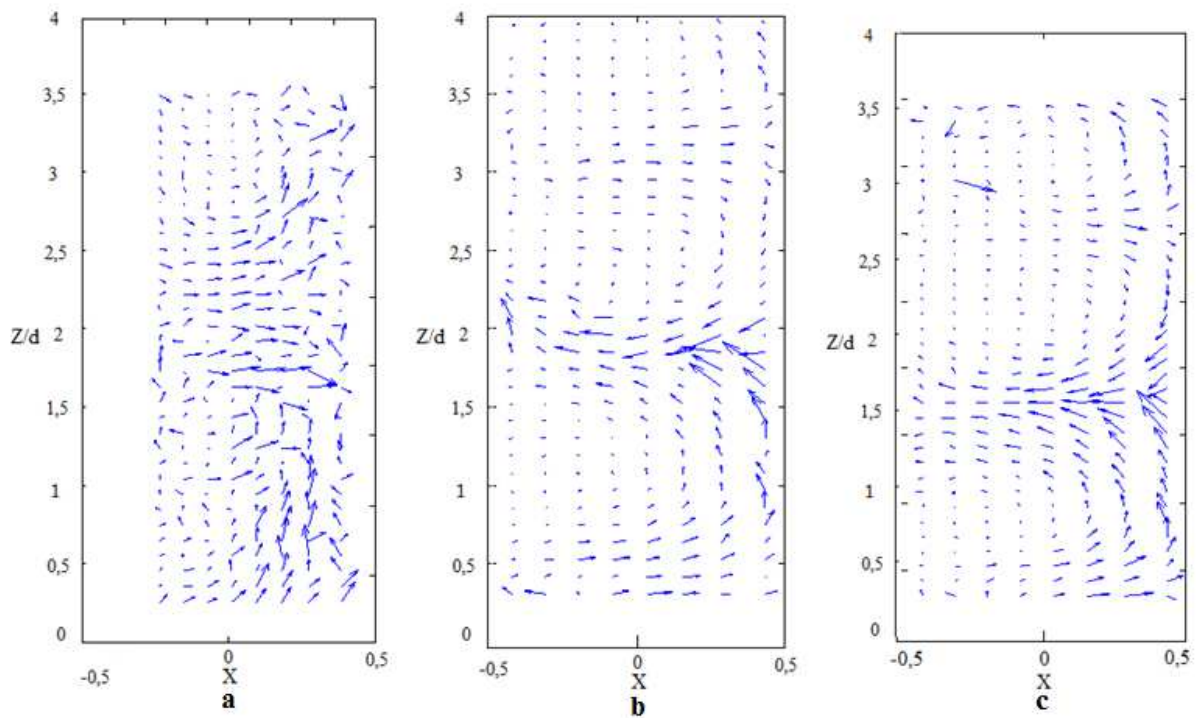


Fig. C.31 Champ de vitesse eulérien de la phase gazeuse (mélange 65 % grosses bulles) : a- Ta800/Re2530, b- Ta900/Re2846, c- Ta1000/Re3162

C.3.1 Arrangement global des bulles pour différentes valeurs du nombre de Reynolds mélange 40% petites bulles

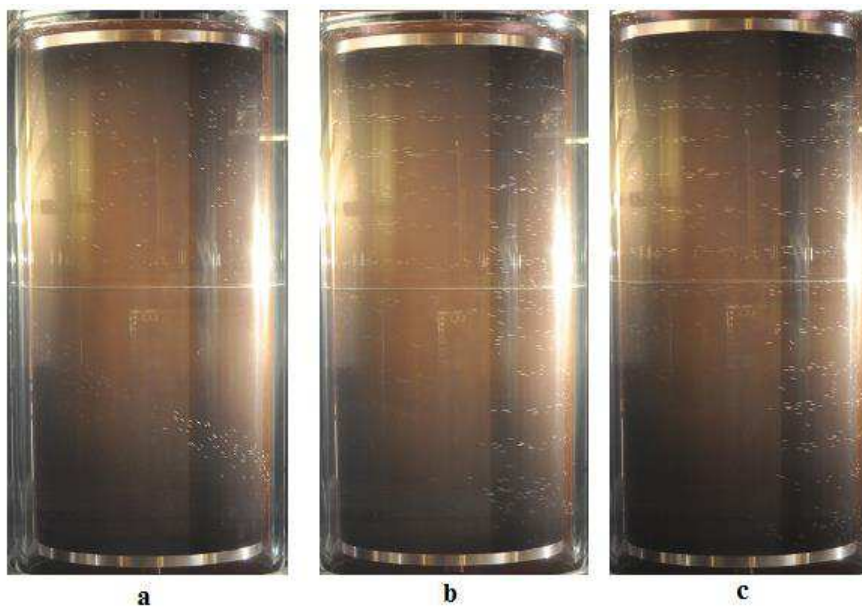


Fig. C.32 Arrangement des bulles mélange 40 % petites bulles : a- Ta1000/Re3162, b-Ta1600/Re5060, c-Ta2000/Re6325

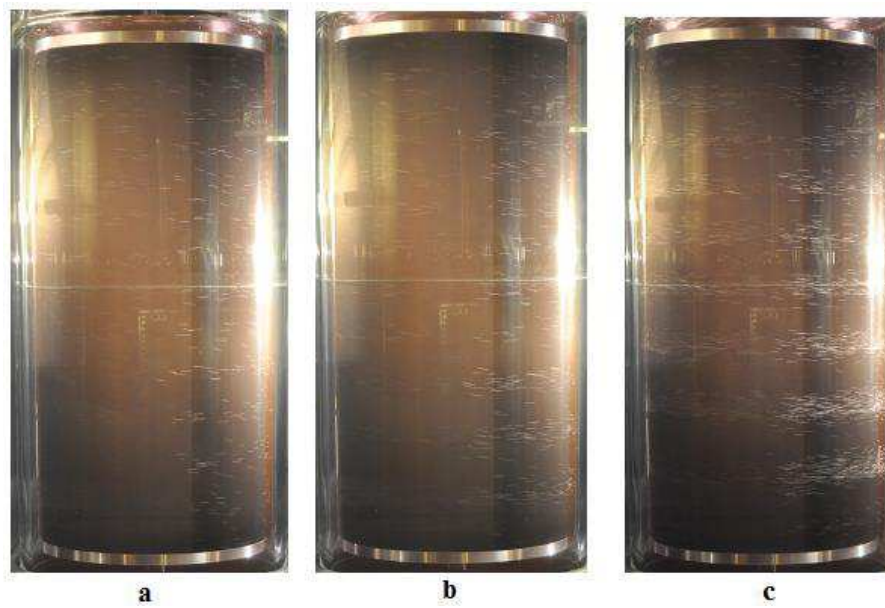


Fig. C.33 Arrangement des bulles mélange 40 % petites bulles : **a-** Ta2500/Re7906, **b-Ta3000/Re9487**, **c-Ta3500/11068**

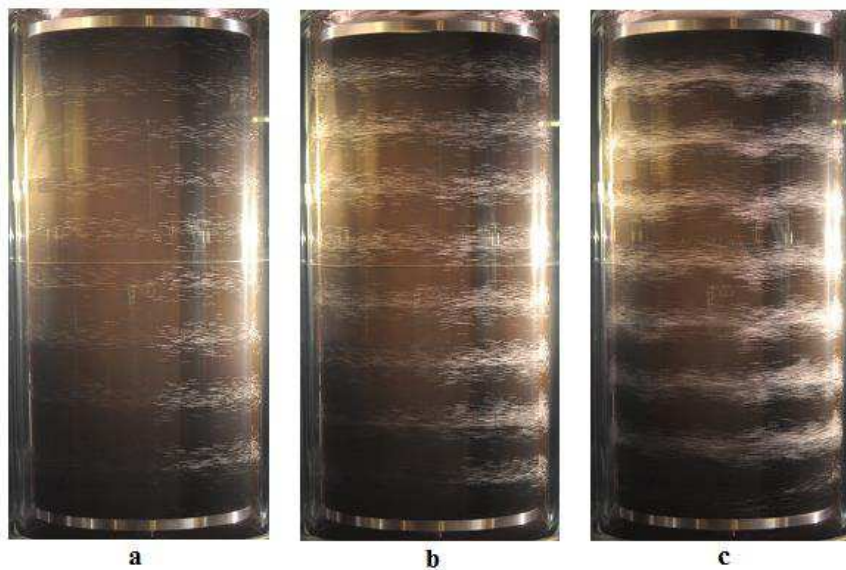


Fig. C.34 Arrangement des bulles mélange 40 % petites bulles : **a-** Ta4000/Re12649, **b-Ta4500/Re14230**, **c-Ta6325/Re20000**

C.3.2 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale de bulles en fonction du nombre de Reynolds, mélange 40% petites bulles

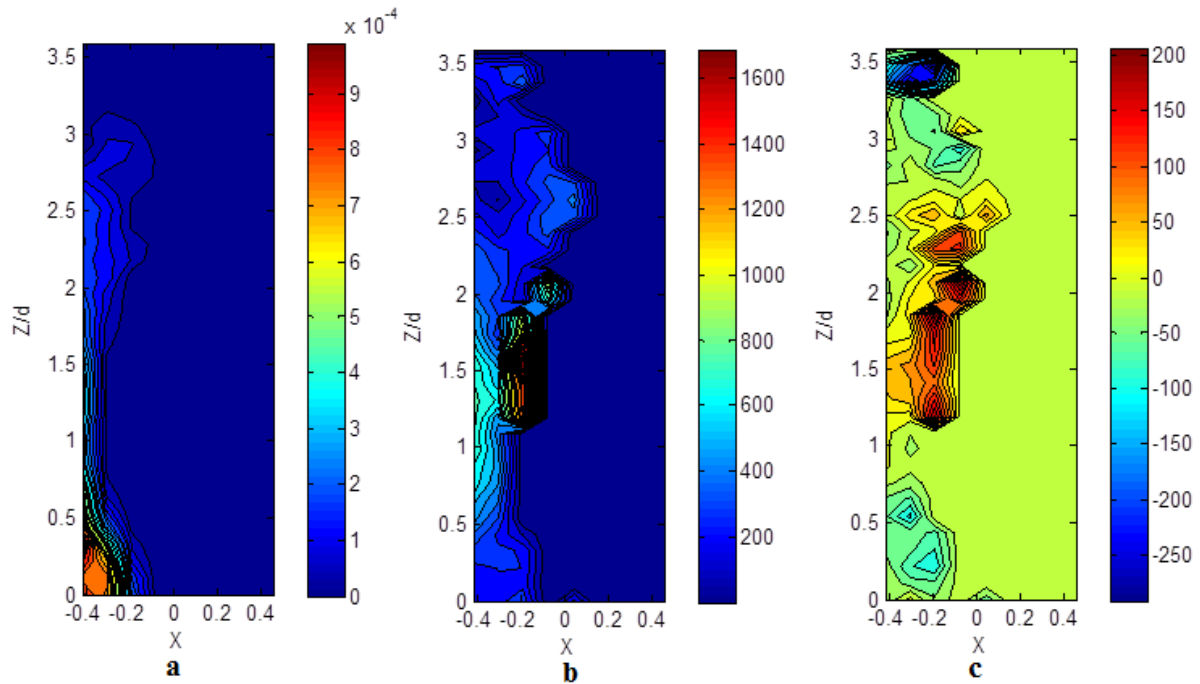


Fig. C.35 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale
Ta1000/Re3162, 40% petites bulles -**a** : taux de vide -**b** : vitesse axiale -**c** : vitesse
radiale (vitesses normalisées par (v/d))

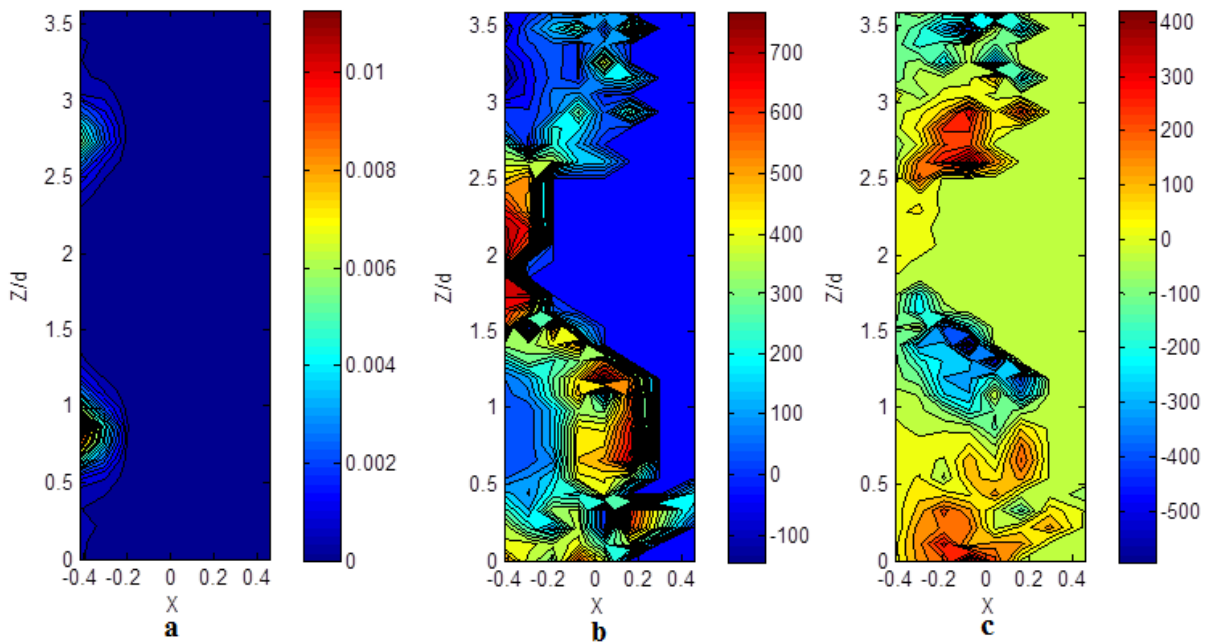


Fig. C.36 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale
Ta1600/Re5090, 40% petites bulles -**a** : taux de vide -**b** : vitesse axiale -**c** : vitesse
radiale (vitesses normalisées par (v/d))

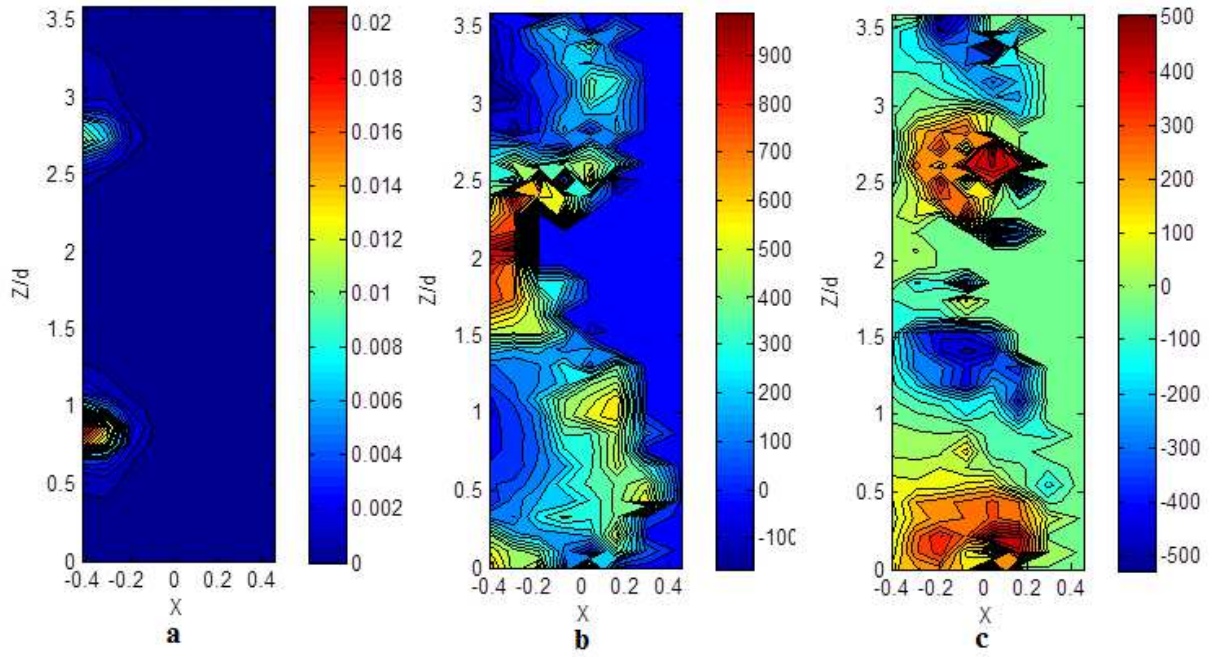


Fig. C.37 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale Ta2000/Re6325, 40% petites bulles -**a** : taux de vide -**b** : vitesse axiale -**c** : vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

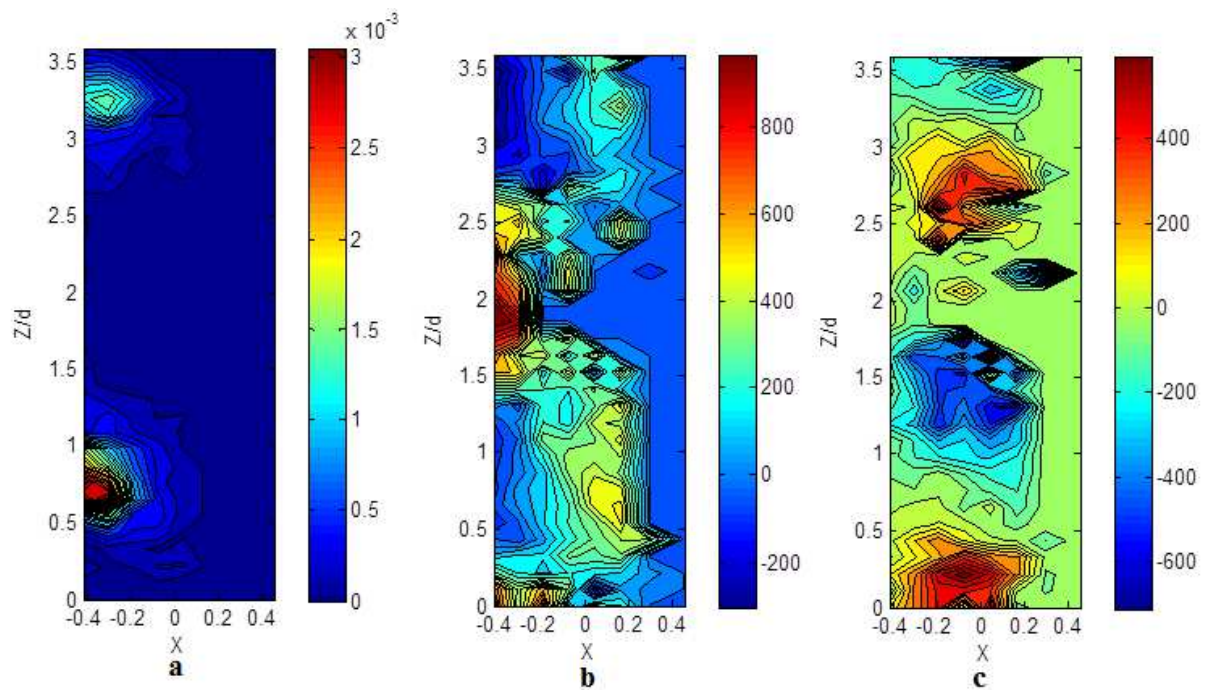


Fig. C.38 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale Ta2500/Re7906, 40% petites bulles -**a** : taux de vide -**b** : vitesse axiale -**c** : vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

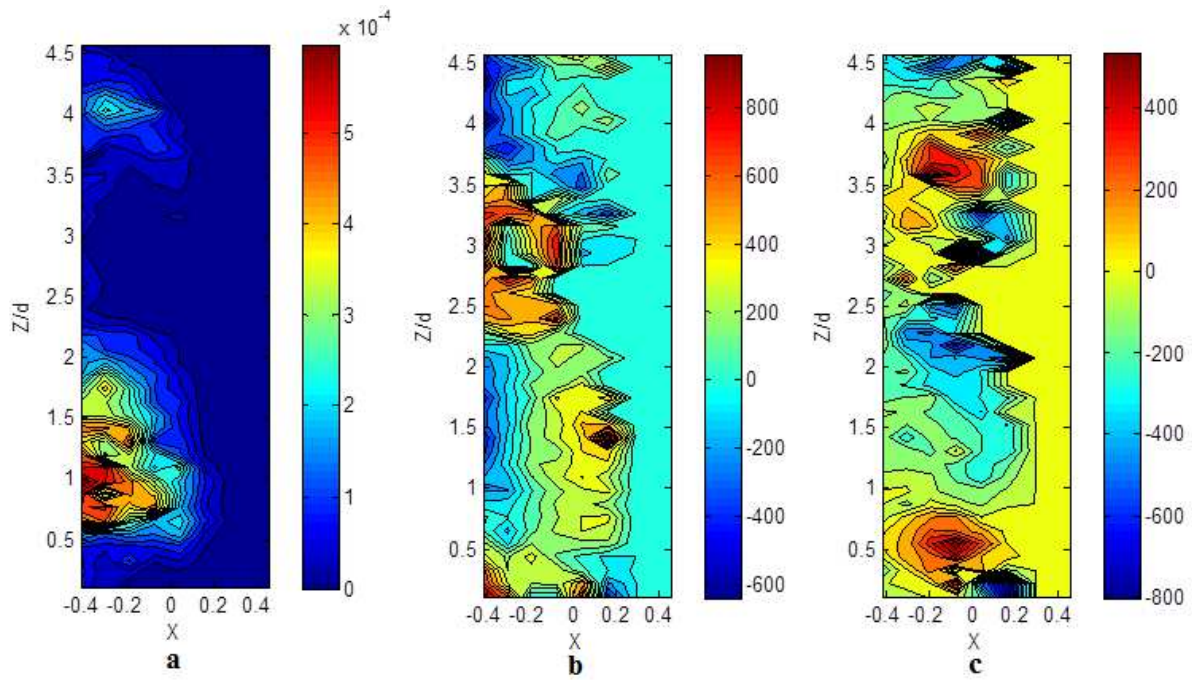


Fig. C.39 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale Ta3000/Re9487, 40% petites bulles -**a** : taux de vide -**b** : vitesse axiale -**c** : vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

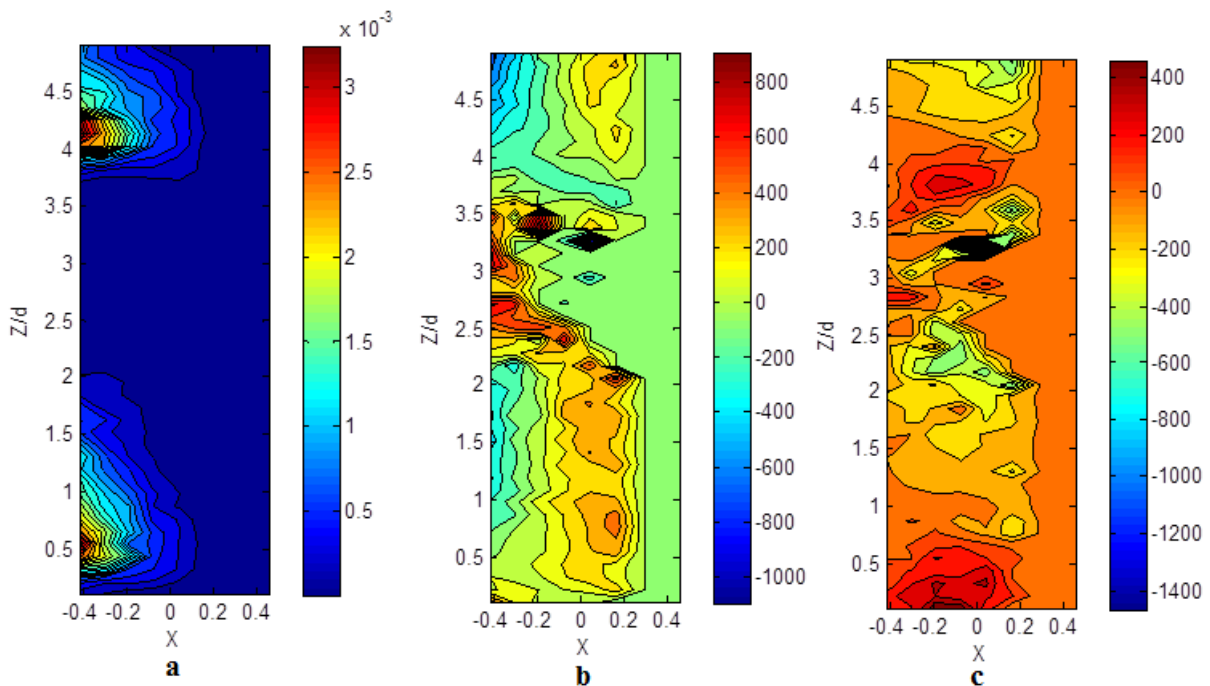


Fig. C.40 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale Ta3500/Re11068, 40% petites bulles -**a** : taux de vide -**b** : vitesse axiale -**c** : vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

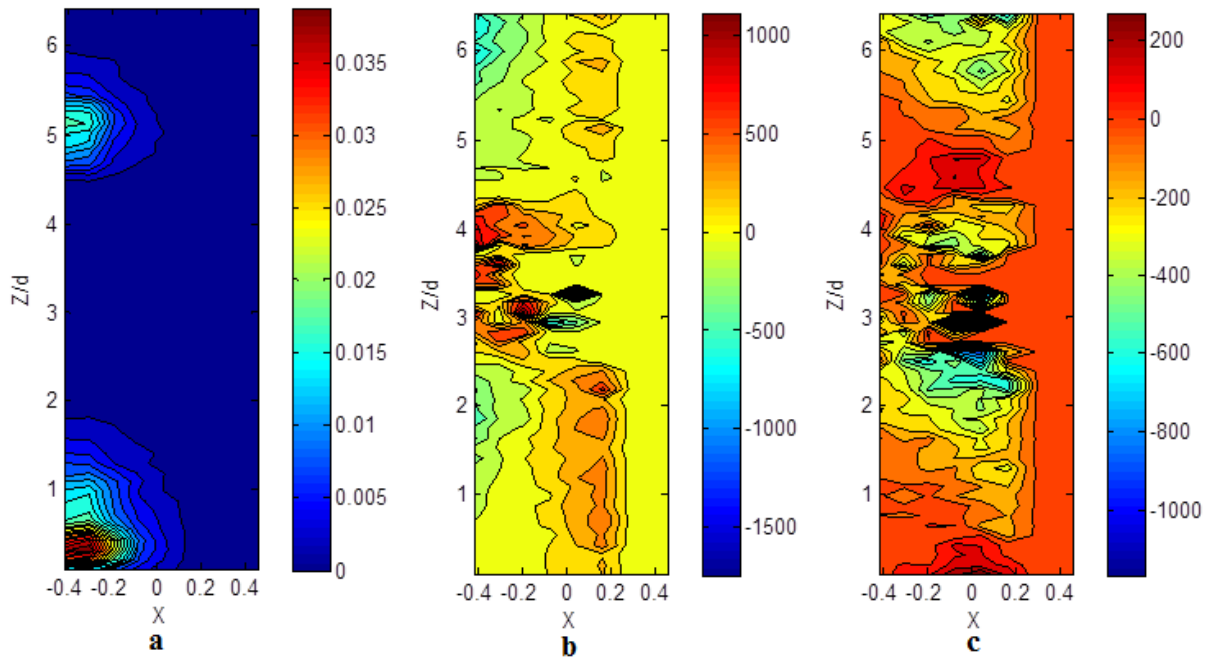


Fig. C.41 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale Ta4000/Re12649, 40% petites bulles -**a** : taux de vide -**b** : vitesse axiale -**c** : vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

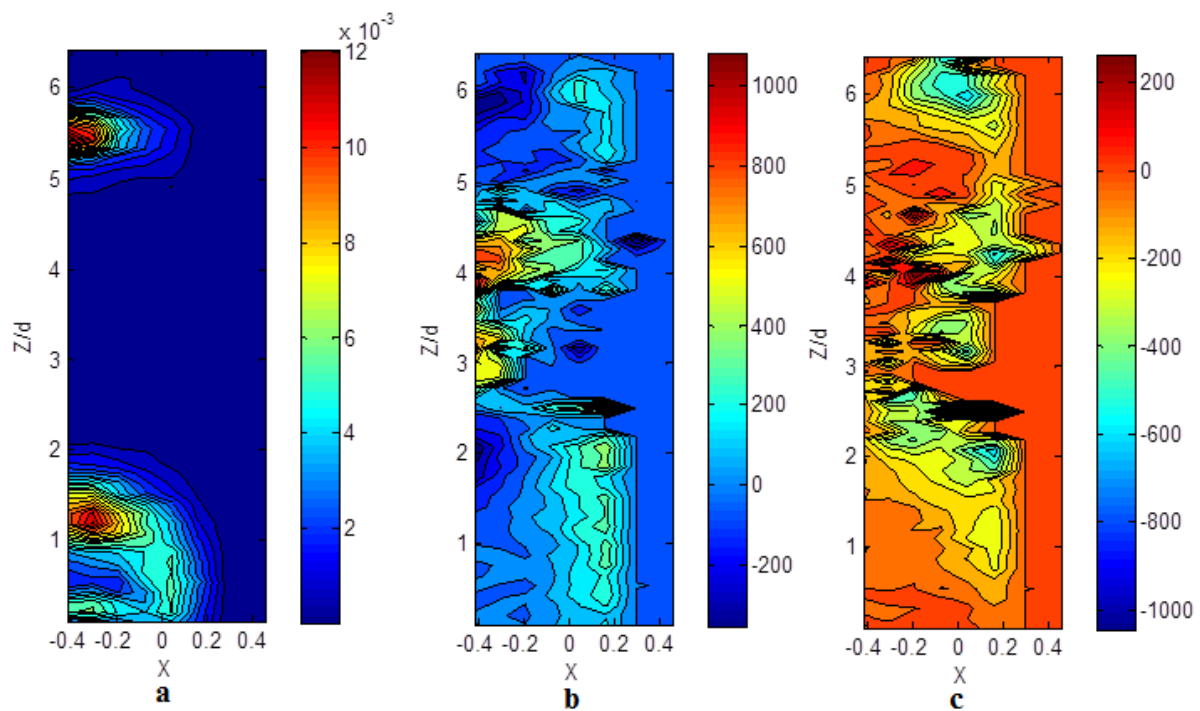


Fig. C.42 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale Ta4500/Re14230, 40% petites bulles -**a** : taux de vide -**b** : vitesse axiale -**c** : vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

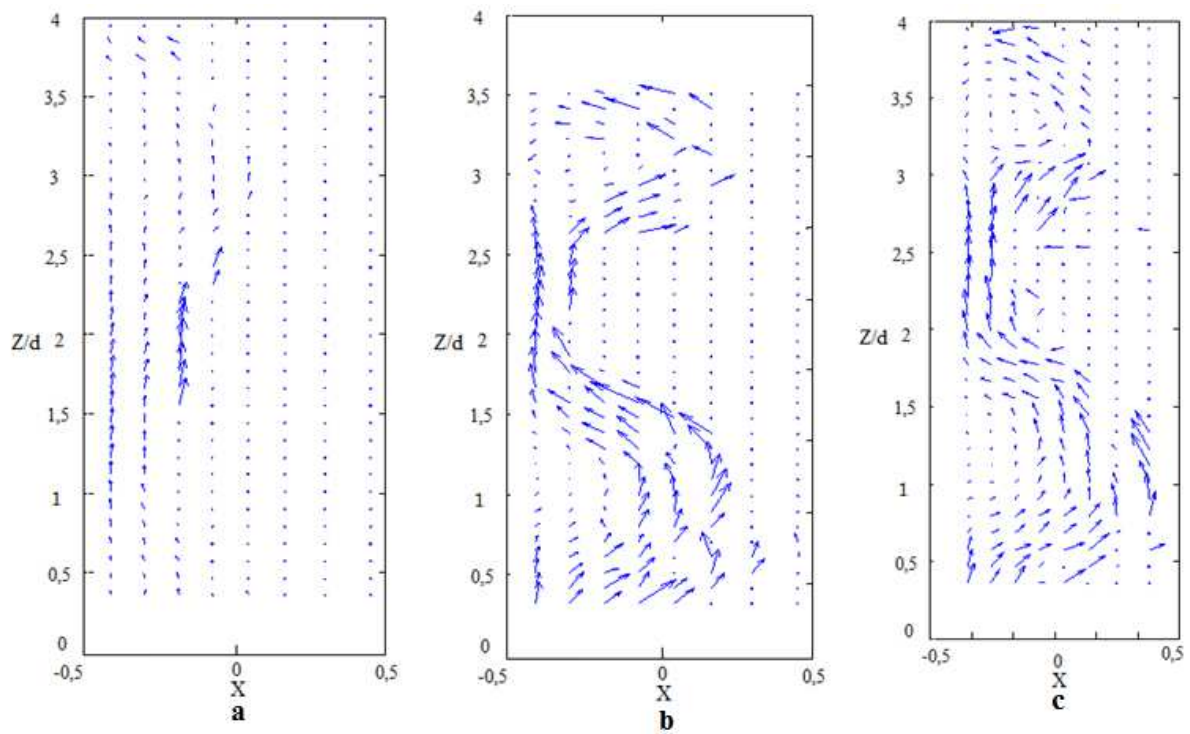
C.3.3 Champ de vitesse eulérien de la phase gazeuse. Mélange 40 % petites bulles

Fig. C.43 Champ de vitesse eulérien de la phase gazeuse (mélange 40 % petites bulles) : a- Ta1000/Re3162, b- Ta1600/Re5060, c- Ta2000/Re6325

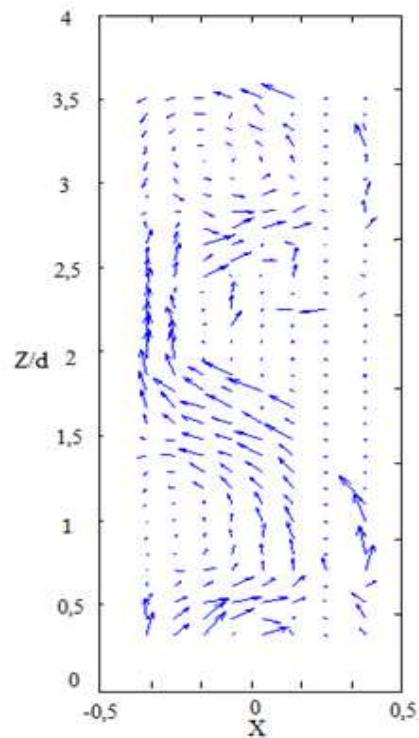


Fig. C.44 Champ de vitesse eulérien de la phase gazeuse (mélange 40 % petites bulles) : Ta2500/Re7906

C.4.1 Arrangement global des bulles pour différentes valeurs du nombre de Reynolds mélange 40% grosses bulles

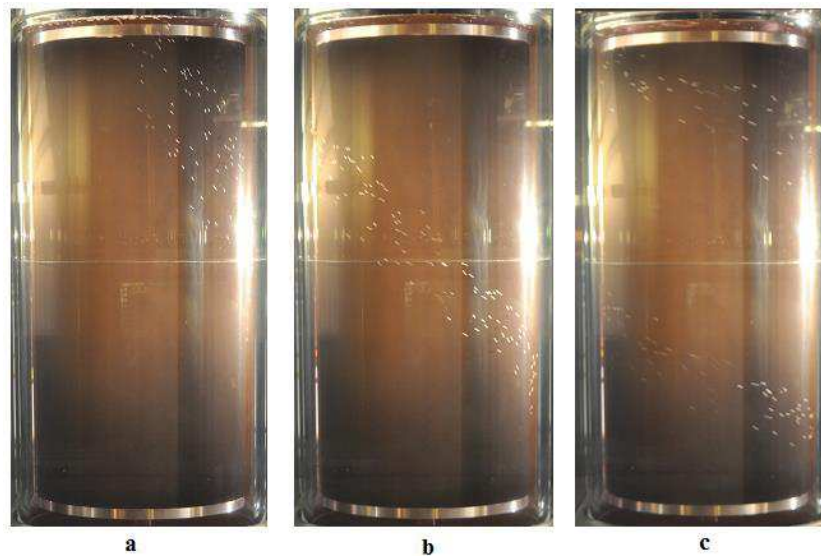


Fig. C.45 Arrangement des bulles mélange 40 % grosses bulles : **a-** Ta600, **b-Ta1000**, **c-Ta1600**

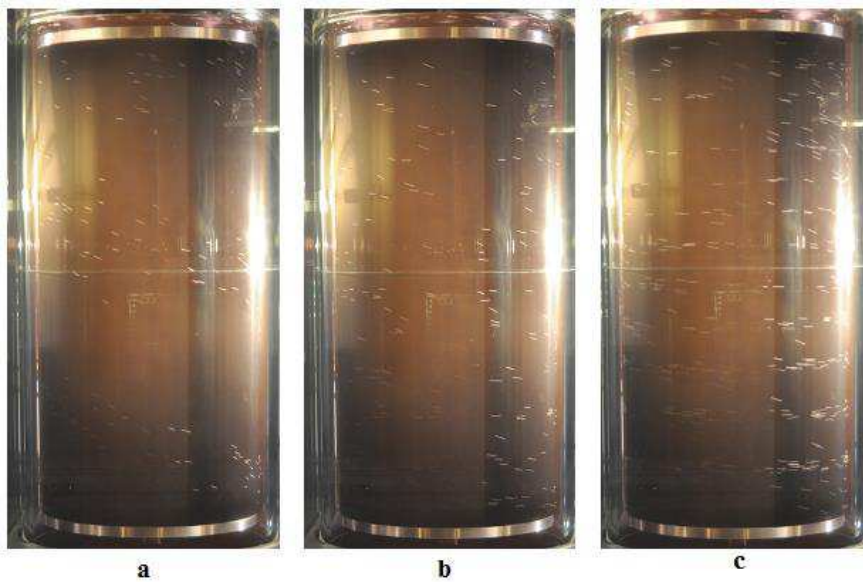


Fig. C.46 Arrangement des bulles mélange 40 % grosses bulles : **a-Ta2000**, **b-Ta2500**, **c-Ta3000**

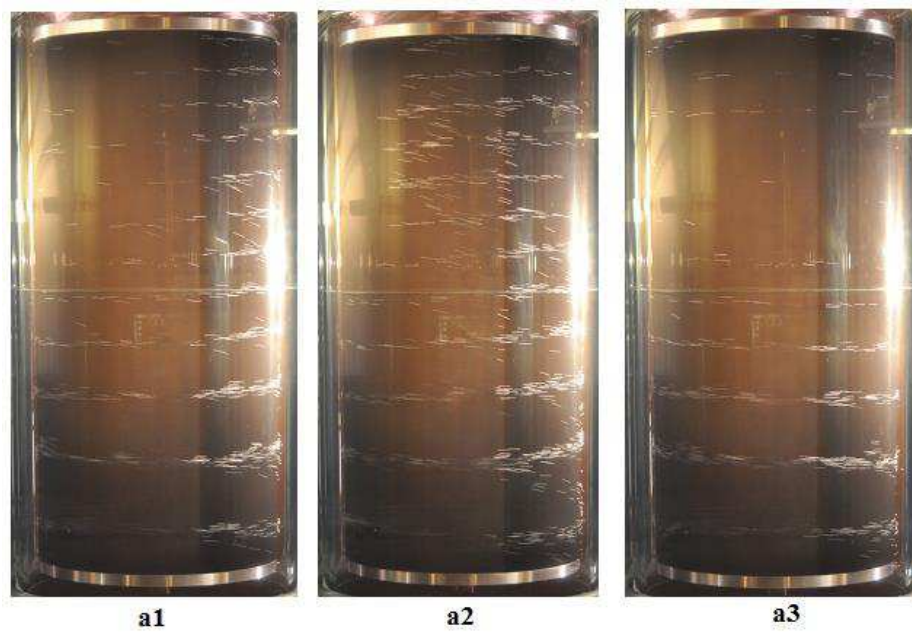


Fig. C.47 Arrangement des bulles mélange 40 % grosses bulles Ta3500: a1-remplissage, a2-saturation et éjection, a3-vidange

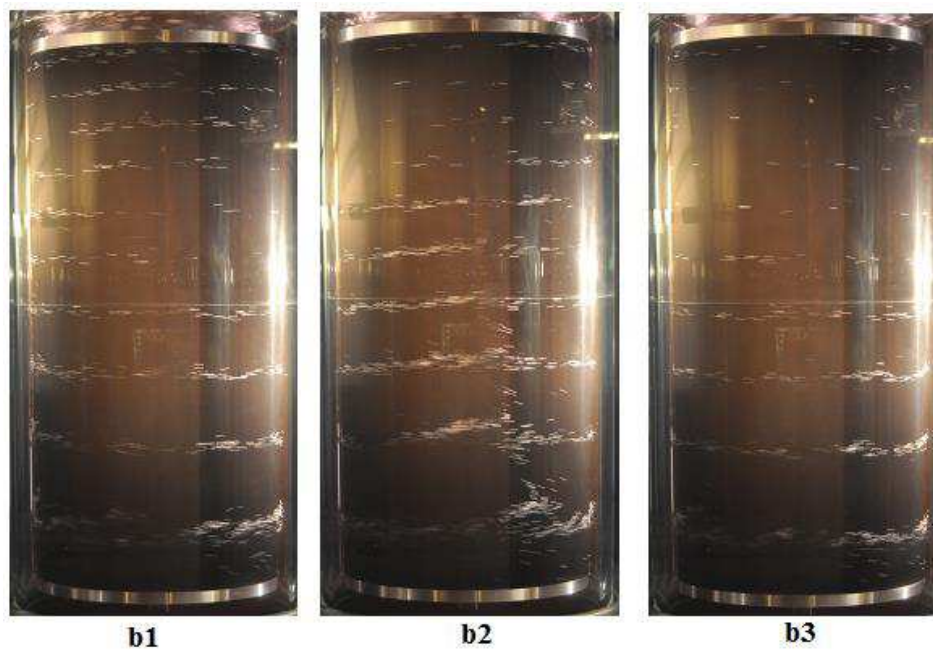


Fig. C.48 Arrangement des bulles mélange 40 % grosses bulles Ta4000: a1-remplissage, a2-saturation et éjection, a3-vidange

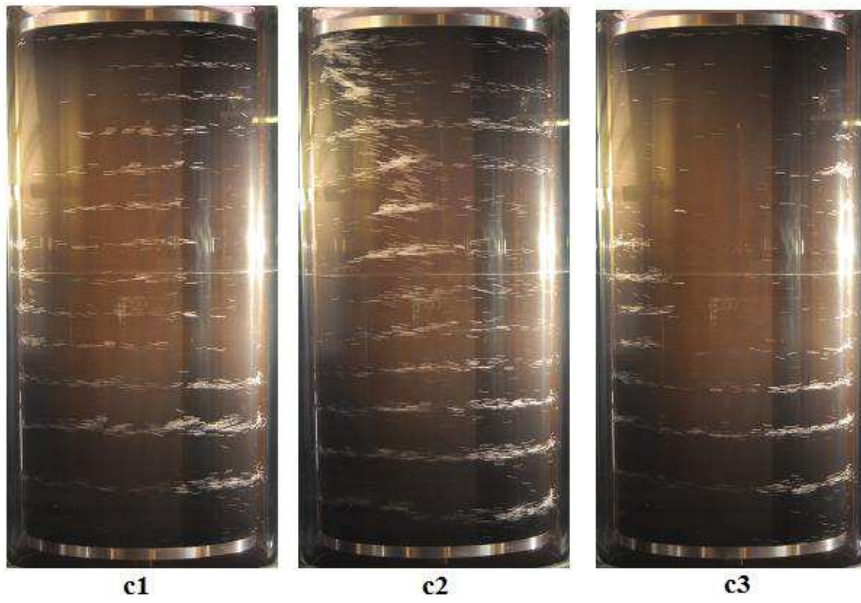


Fig. C.49 Arrangement des bulles mélange 40 % grosses bulles Ta4500: a1-remplissage, a2-saturation et éjection, a3-vidange

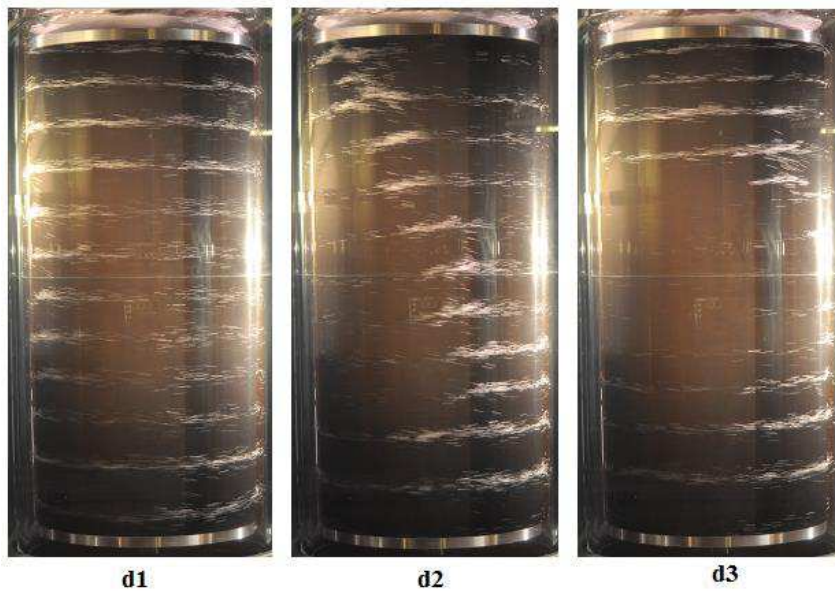


Fig. C.50 Arrangement des bulles mélange 40 % grosses bulles Ta5500: a1-remplissage, a2-saturation et éjection, a3-vidange

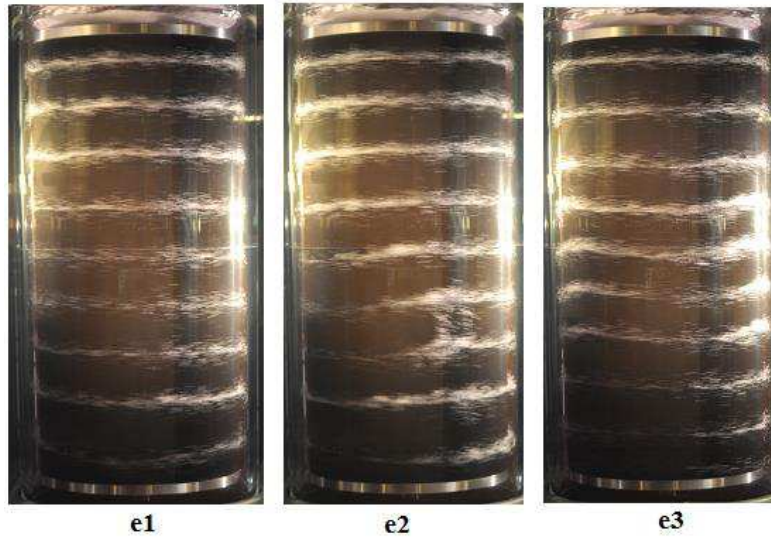


Fig. C.51 Arrangement des bulles mélange 40 % grosses bulles Ta6325: a1-remplissage, a2-saturation et éjection, a3-vidange

C.4.2 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale de bulles en fonction du nombre de Reynolds, mélange 40% grosses bulles

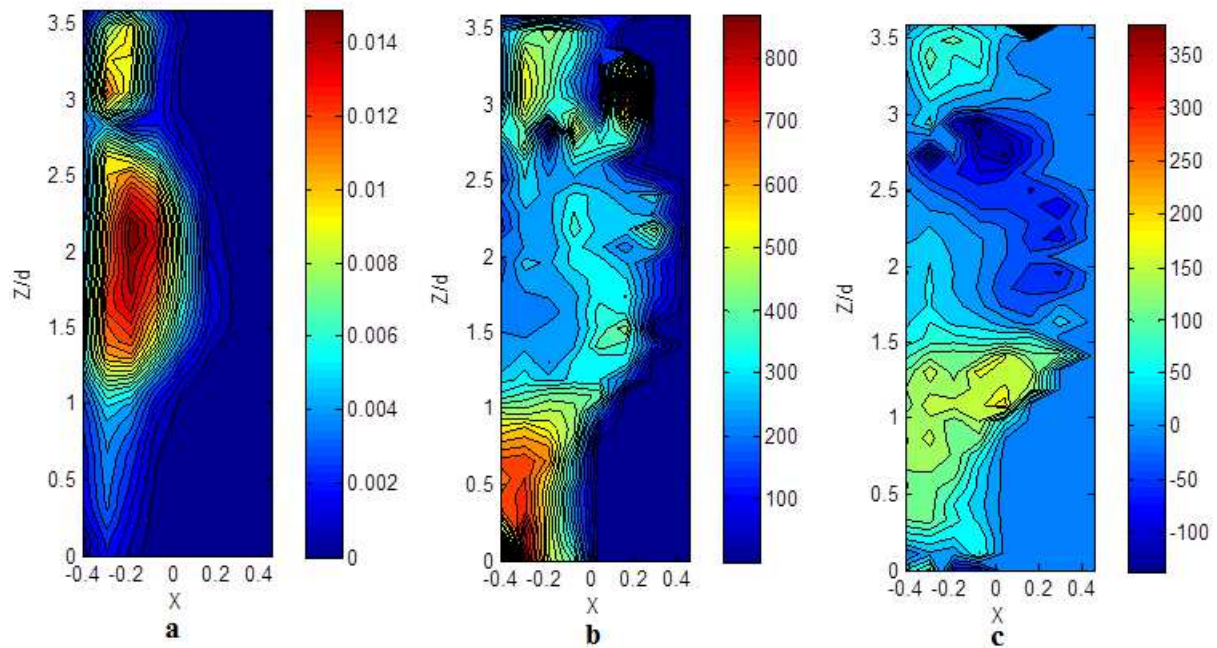


Fig. C.52 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale Ta1600, 40% grosses bulles -**a** : taux de vide -**b** : vitesse axiale -**c** : vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

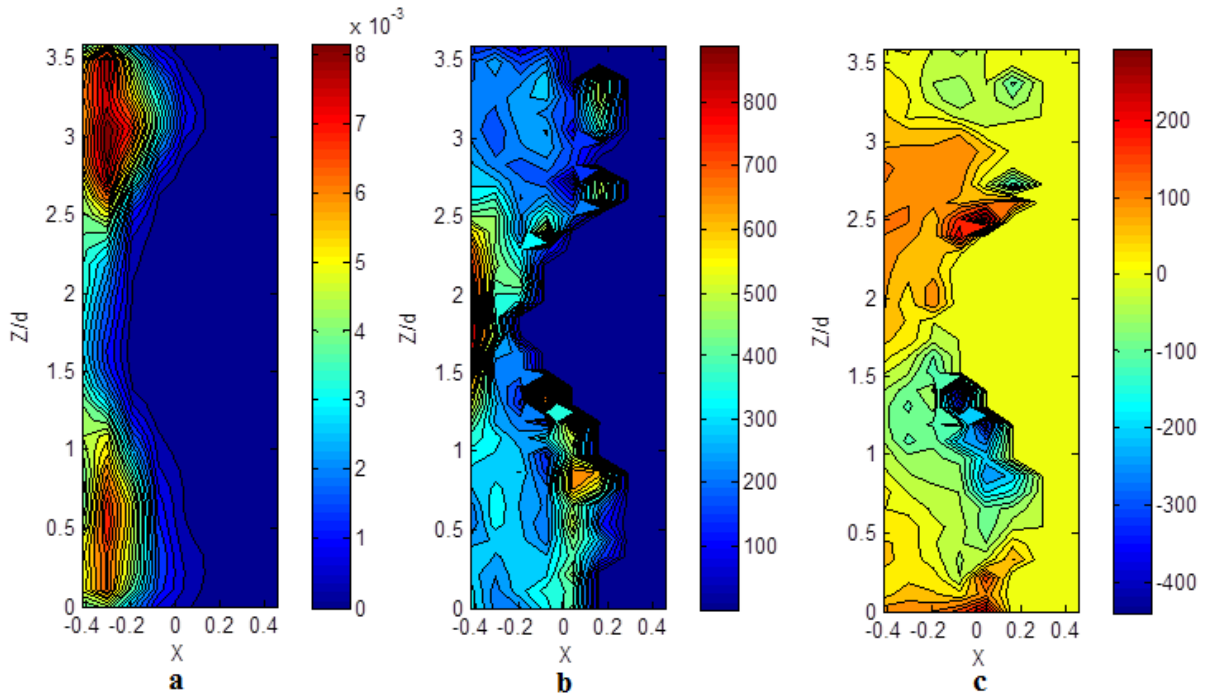


Fig. C.53 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale Ta2000, 40% grosses bulles
-a : taux de vide **-b** : vitesse axiale **-c** : vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

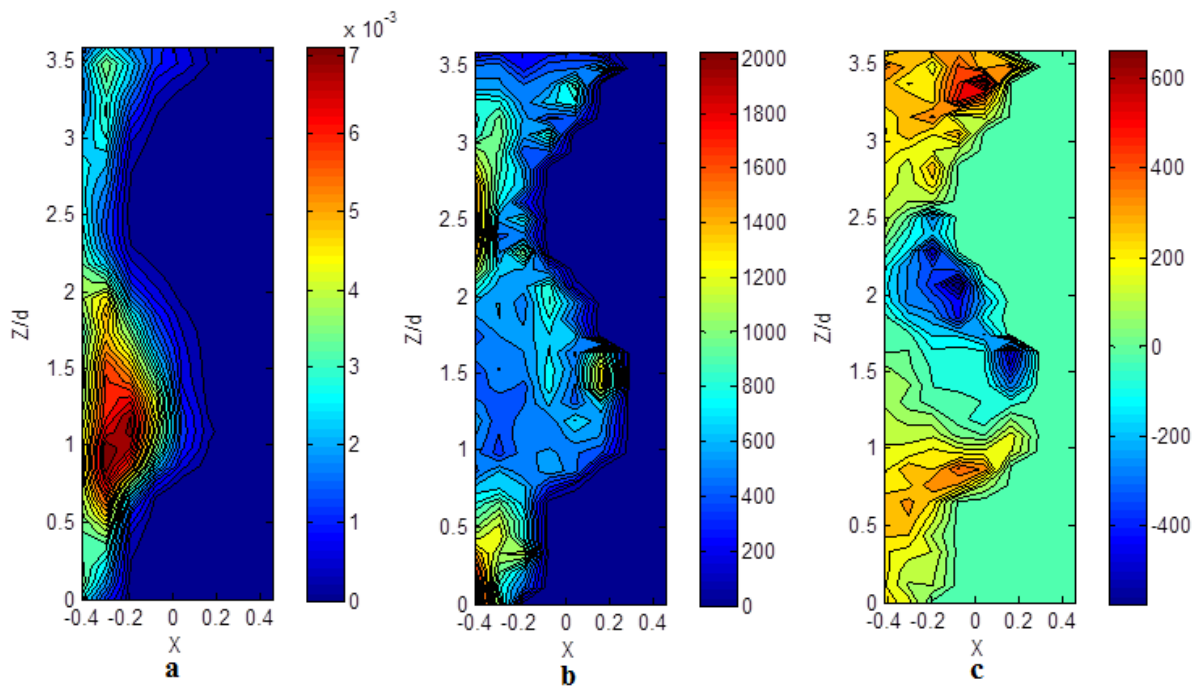


Fig. C.54 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale Ta2500, 40% grosses bulles **-a** : taux de vide **-b** : vitesse axiale **-c** : vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

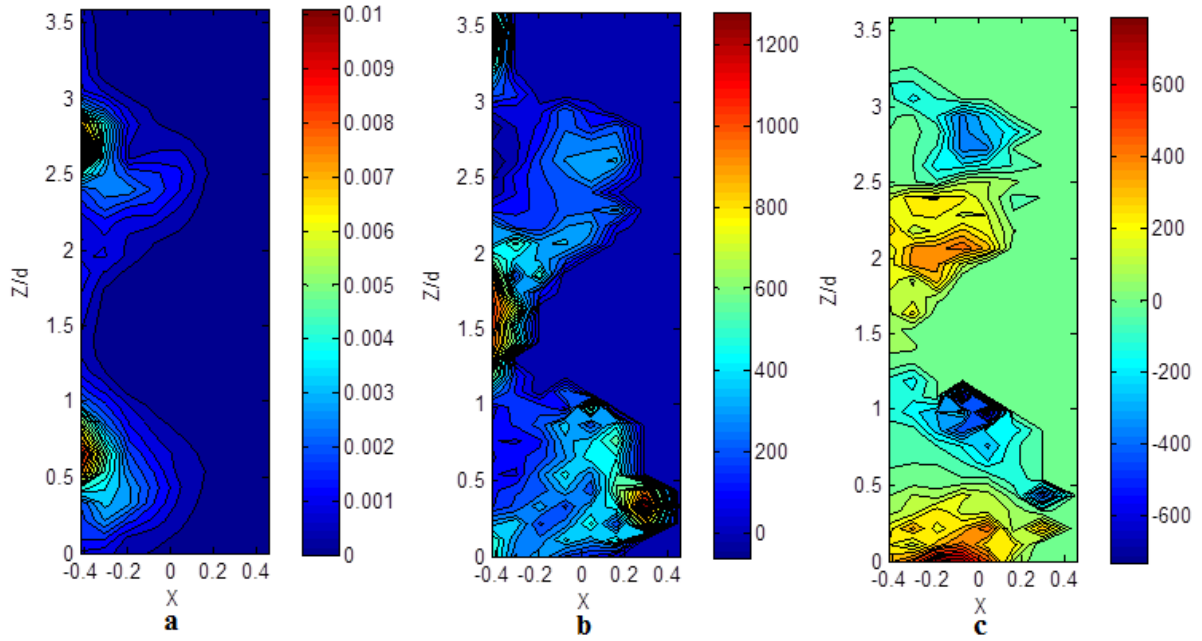


Fig. C.55 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale Ta3000, 40% grosses bulles -a : taux de vide -b : vitesse axiale -c : vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

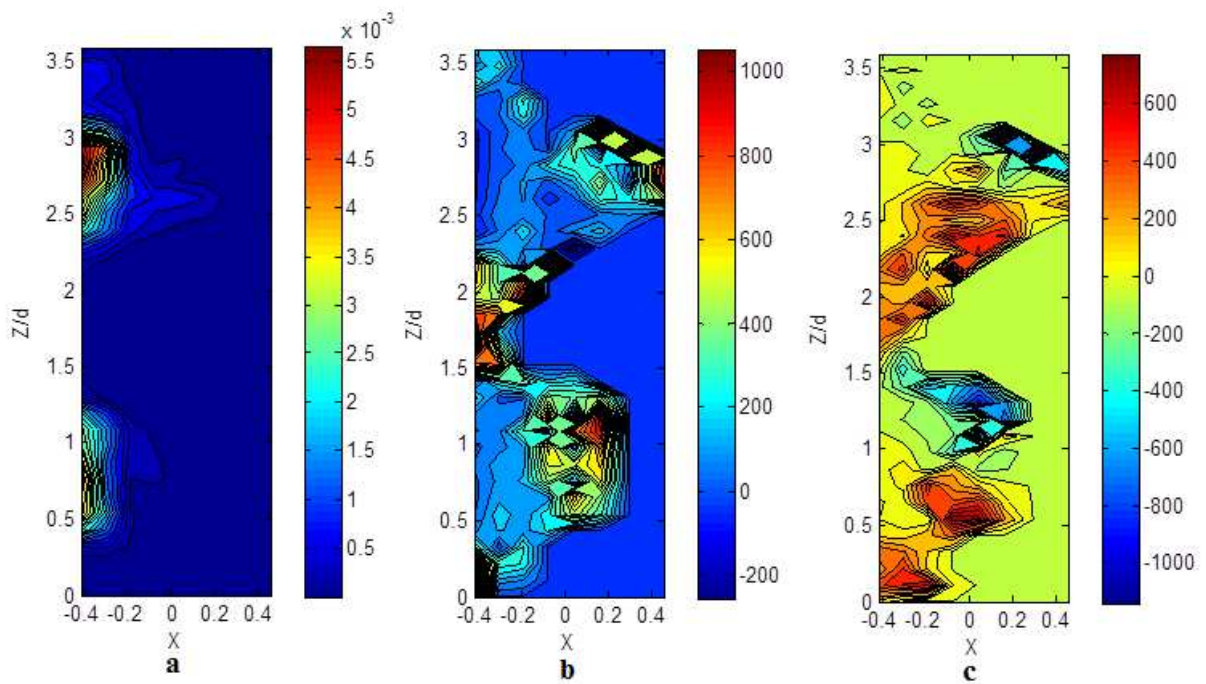


Fig. C.56 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale Ta3500, 40% grosses bulles -a : taux de vide -b : vitesse axiale -c : vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

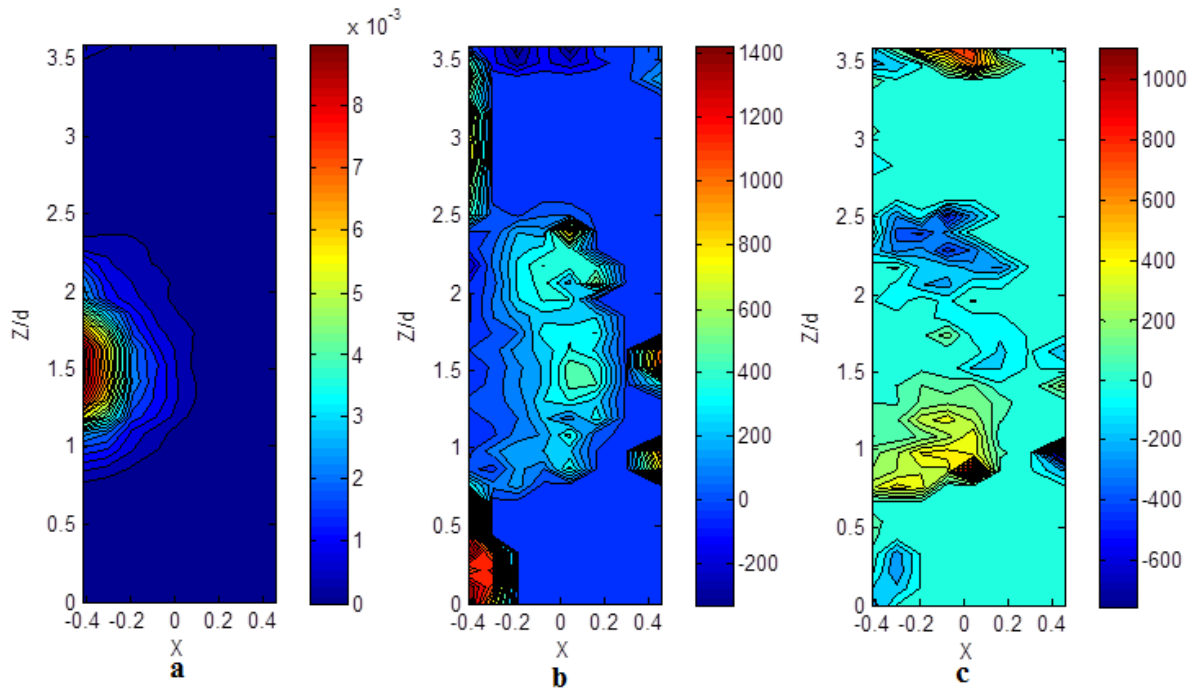


Fig. C.57 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale Ta_{4000} , 40% grosses bulles -**a** : taux de vide -**b** : vitesse axiale -**c** : vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

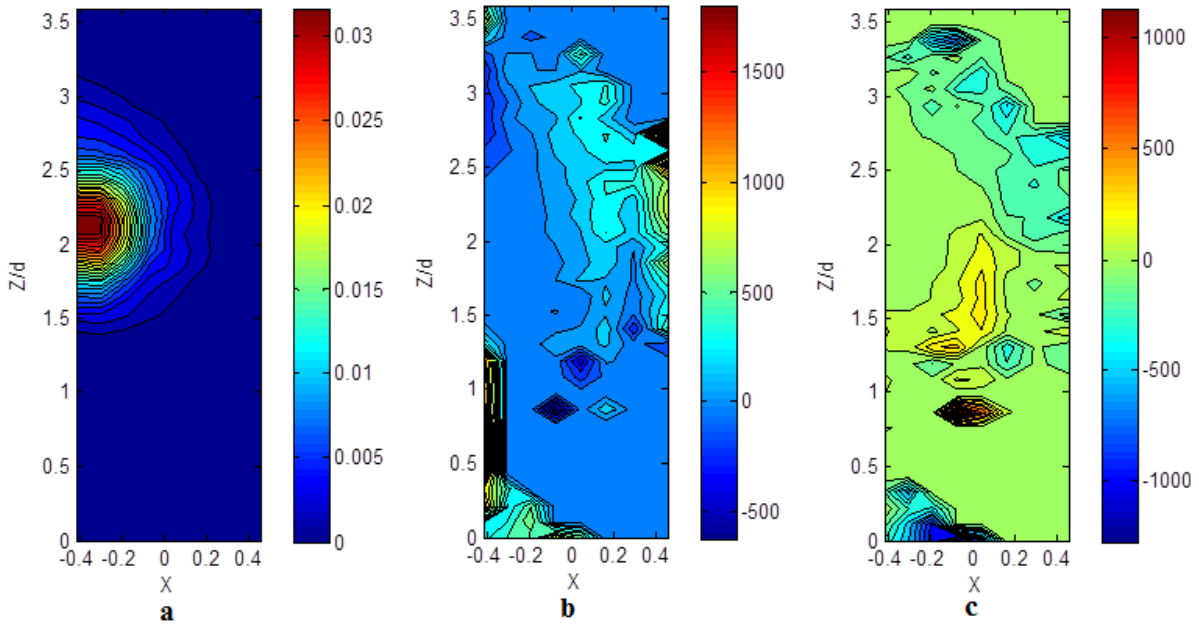


Fig. C.58 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale Ta_{4500} , 40% grosses bulles -**a** : taux de vide -**b** : vitesse axiale -**c** : vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

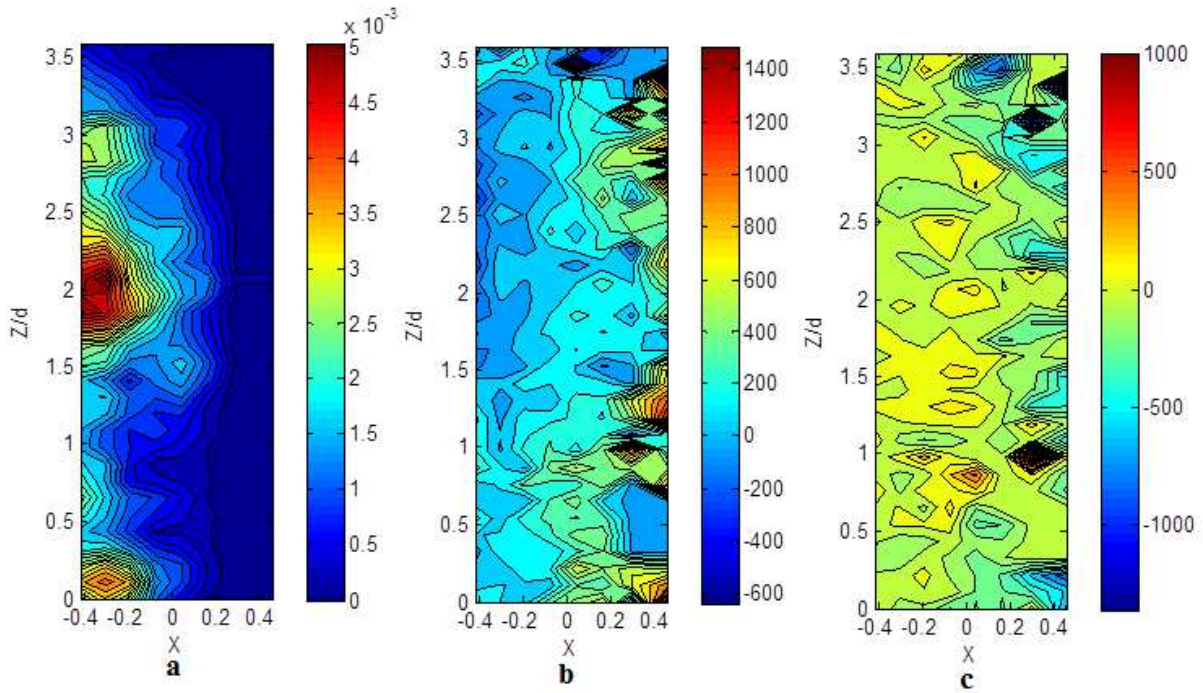


Fig. C.59 Cartographies de taux de vide et de vitesses radiale et axiale Ta5500, 40% grosses bulles -a : taux de vide -b: vitesse axiale -c : vitesse radiale (vitesses normalisées par (v/d))

C.4.3 Champ de vitesse eulérien de la phase gazeuse. Mélange 40 % grosses bulles

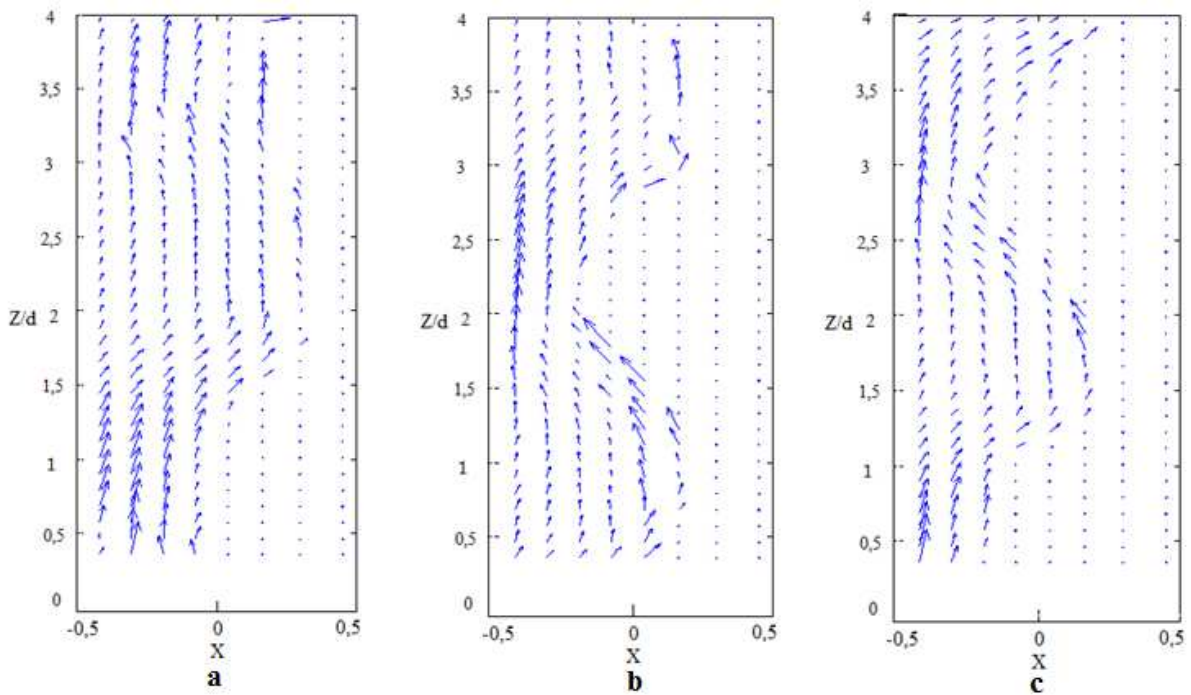


Fig. C.60 Champ de vitesse eulérien de la phase gazeuse (mélange 40 % grosses bulles) : a- Ta1600/Re5060, b- Ta2000/Re6325, c- Ta2500/Re7906

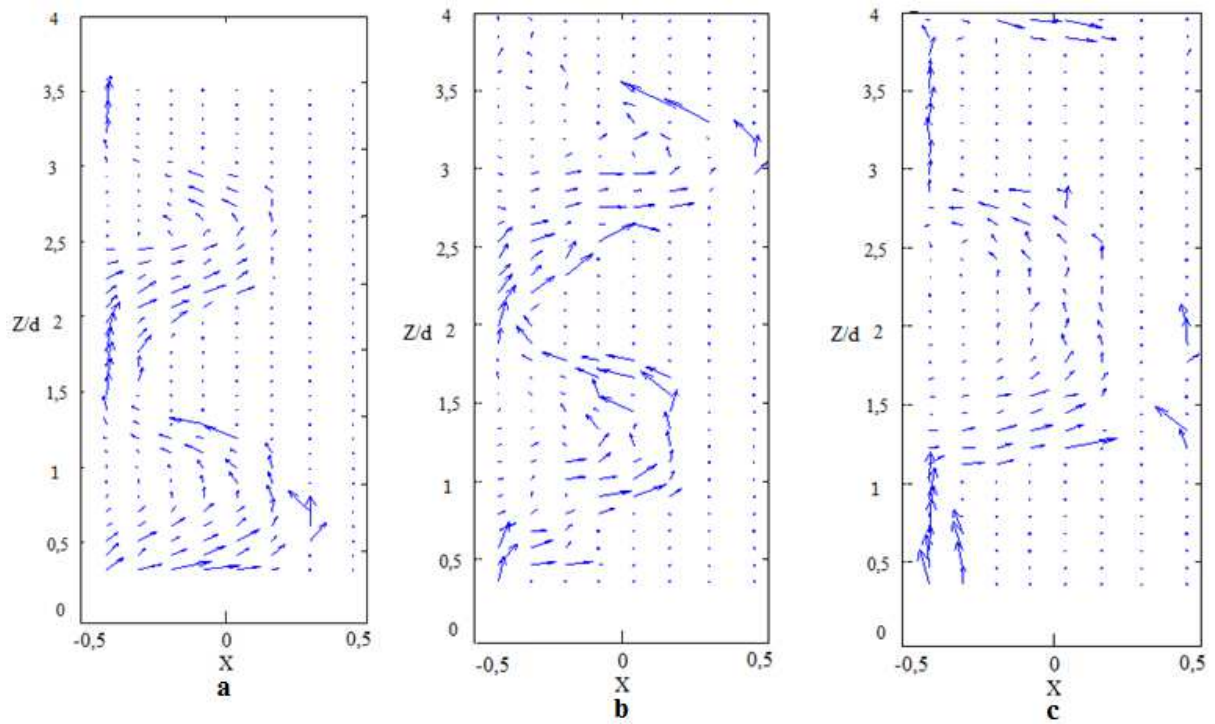


Fig. C.61 Champ de vitesse eulérien de la phase gazeuse (mélange 40 % grosses bulles) : a- Ta3000/Re9487, b- Ta3500/Re11068, c- Ta4000/Re12649

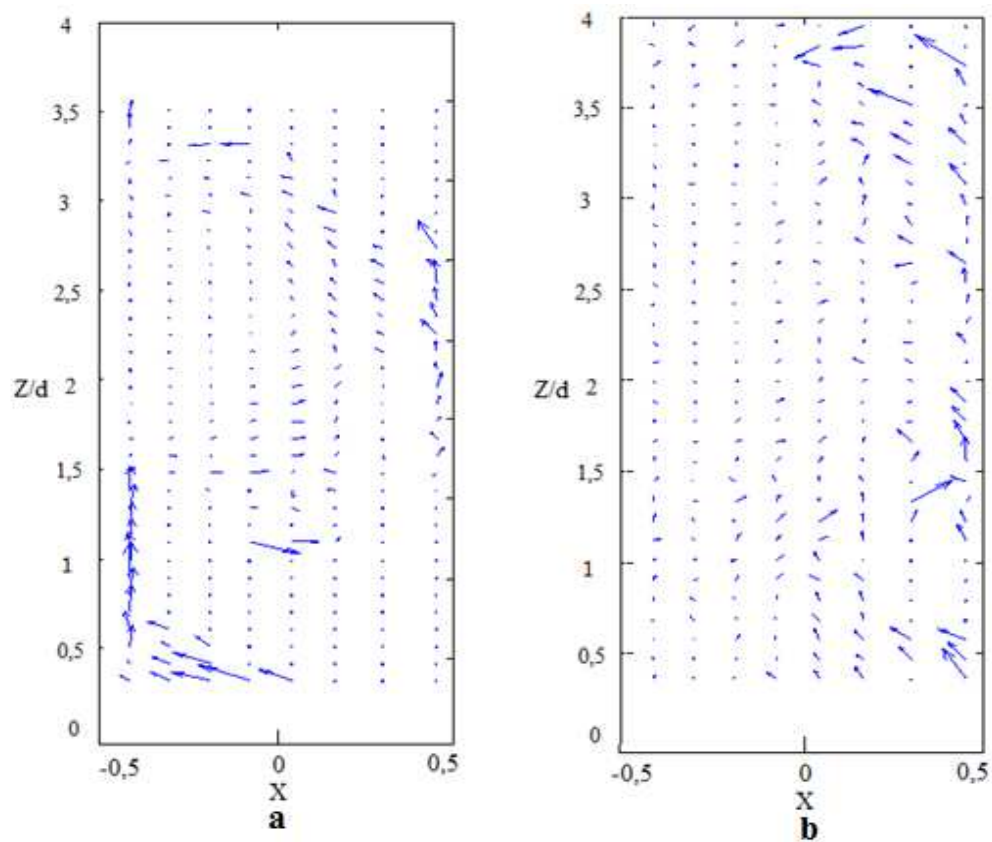


Fig. C.62 Champ de vitesse eulérien de la phase gazeuse (mélange 40 % grosses bulles) : a- Ta4500/Re14230, b- Ta5500/Re17393

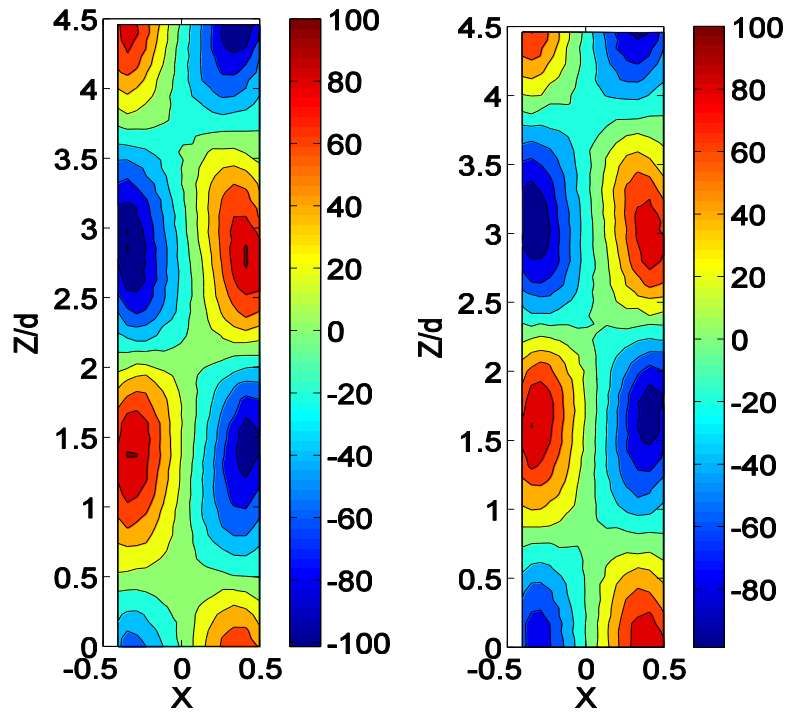
Annexe D

CONCATENATION DES CARTOGRAPHIES DE VITESSE DE LA PHASE LIQUIDE OBTENUES PAR PIV EN MONOPHASIQUE ET DIPHASIQUE.

Cette annexe récapitule l'ensemble des cartographies de vitesse eulérienne de la phase liquide, obtenues par PIV, en écoulement diphasique. Pour les 9 cas traités, on montre à chaque fois la cartographie en monophasique et la cartographie en diphasique.

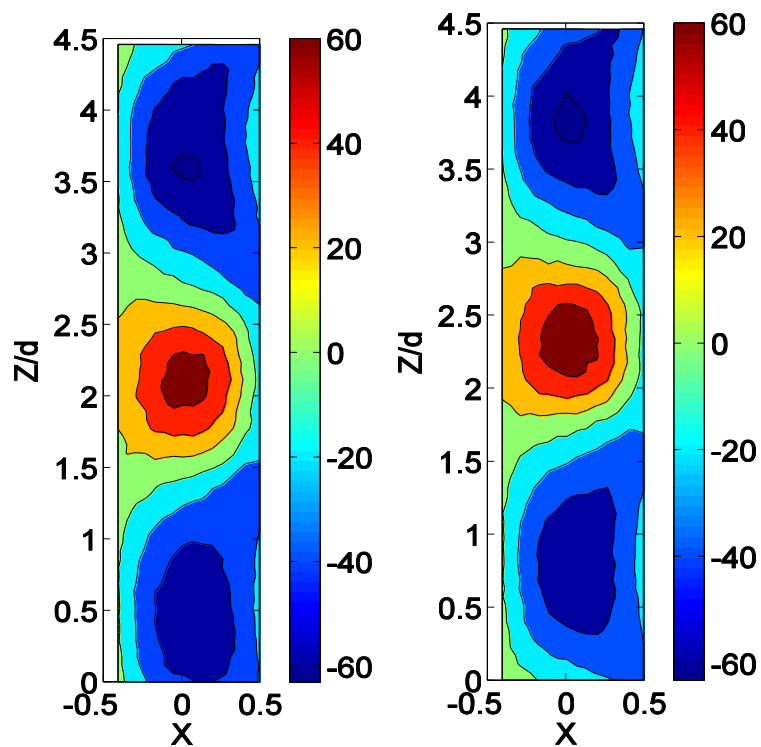
mélange/bulles	cas n°	Ta	Re	db (mm)	C	H	$\langle \alpha \rangle_{r,z}$ en % issu de la PTV	arrangement
65%/ grosses bulles	1	300	949	2,5	0,59	0,45	0,05	non capture, glissement
	2	500	1581	2,5	1,08	0,55	0,27	début capture up-down
	3	700	2214	2,5	1,84	0,66	0,39	capture up-down
40%/ grosses bulles	4	1600	5060	2,4	0,34	0,64	0,18	non capture, glissement
	5	3000	9487	2,4	0,51	0,42	0,12	début de la capture up
	6	4500	14230	2,4	0,66	0,30	0,42	capture up+saturation
40%/ petites bulles	7	1600	5060	1	1,30	0,64	0,06	non capture trajectoire oscillante
	8	3000	9487	1	2,00	0,42	0,01	capture up
	9	4500	14230	1	2,48	0,30	0,50	transition vers capture up-down-outflow

Tabl. D.1: Récapitulatif des points de fonctionnement en diphasique pour les mesures PIV

Cas1 Ta 300 Grosses bulles, mélange à 65%

a) Vitesse axiale monophasique

b) Vitesse axiale diphasique



a) Vitesse radiale monophasique

b) Vitesse radiale diphasique

Fig. D.1 Comparaison des composantes de vitesse moyenne, normalisées par v/d , monophasique et diphasique (cas 1, $Re=949/Ta=300$)

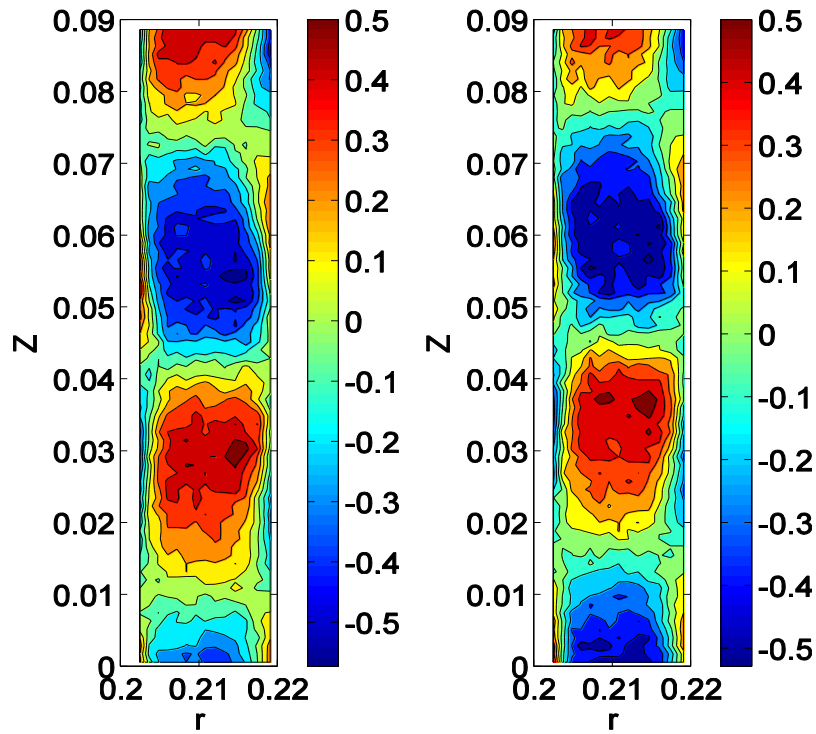


Fig.D.2 Comparaison de la vorticité azimutale, normalisée par v/d^2 , monophasique et diphasique (cas 1, $Re=949/Ta=300$)

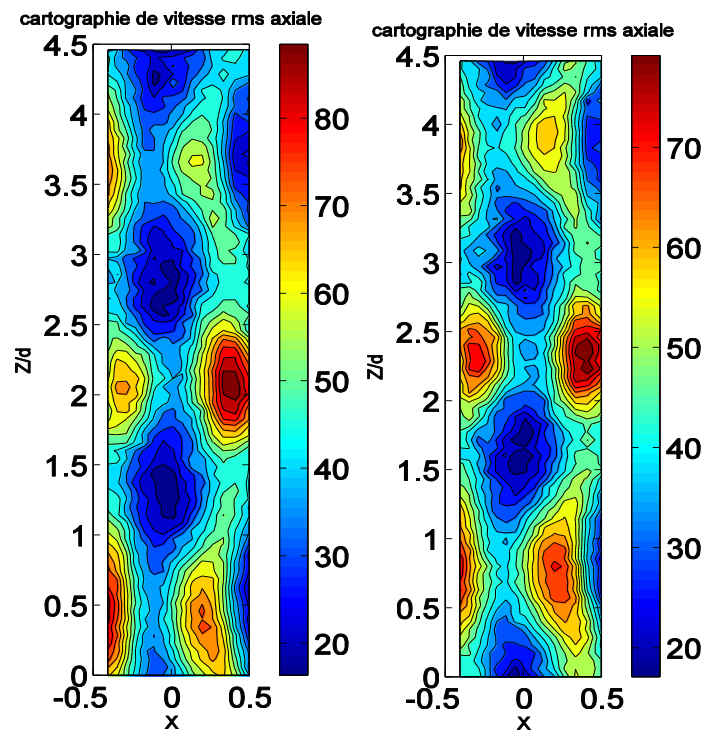


Fig. D.3 Comparaison de la vitesse rms axiale, normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 1, $Re=949/Ta=300$)

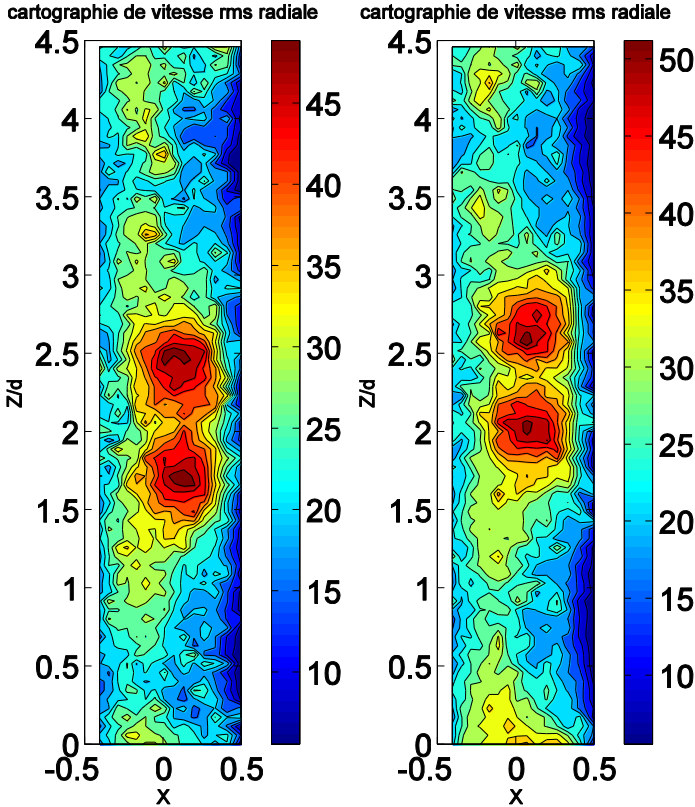
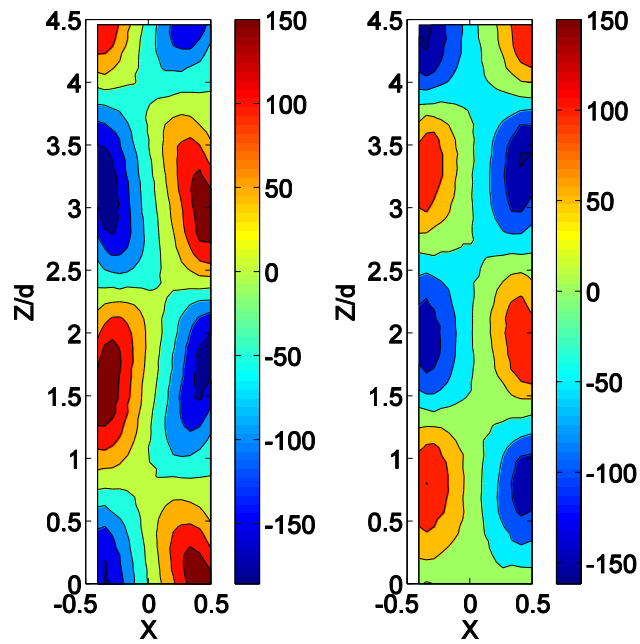
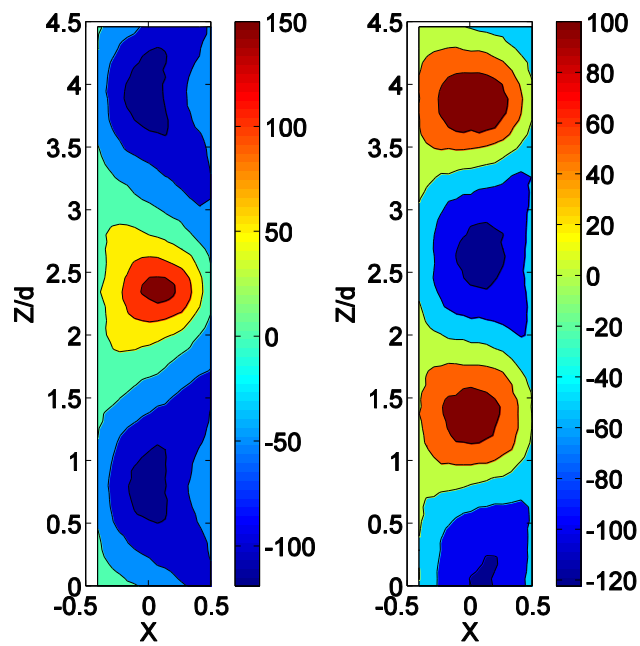


Fig. D.4 Comparaison de la vitesse rms radiale, normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 1, $Re=949/Ta=300$)

Ces 2 Re1581/Ta 500 grosses bulles, 65%

a) Vitesse axiale, monophasique

b) Vitesse axiale, diphasique



c) Vitesse radial, monophasique

d) Vitesse radial, diphasique

Fig. D.5 Comparaison des composantes de vitesse moyenne, normalisées par v/d , monophasique et diphasique (cas 1, $Re=1581/Ta=500$)

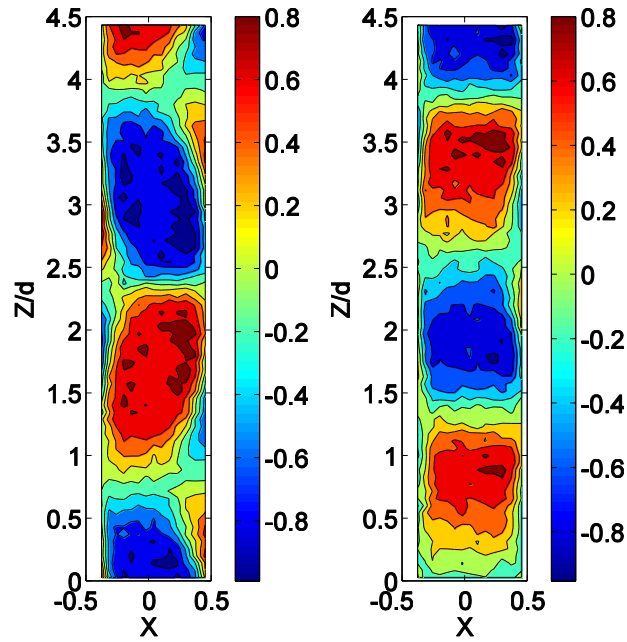
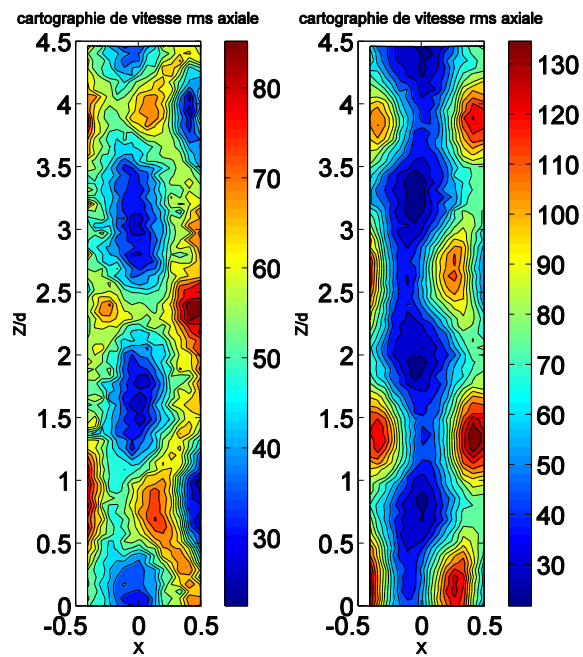


Fig.D.6 Comparaison de la vorticité azimutale, normalisée par v/d^2 , monophasique et diphasique (cas 1, $Re=1581/Ta=500$)



a) axial, monophasique

b) axial, diphasique

Fig. D.7 Comparaison de la vitesse rms axiale, normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 1, $Re=1581/Ta=500$)

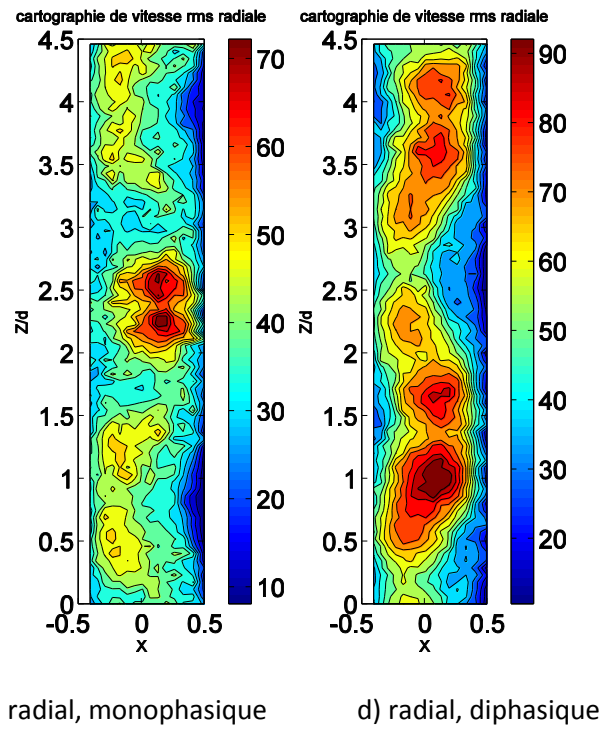
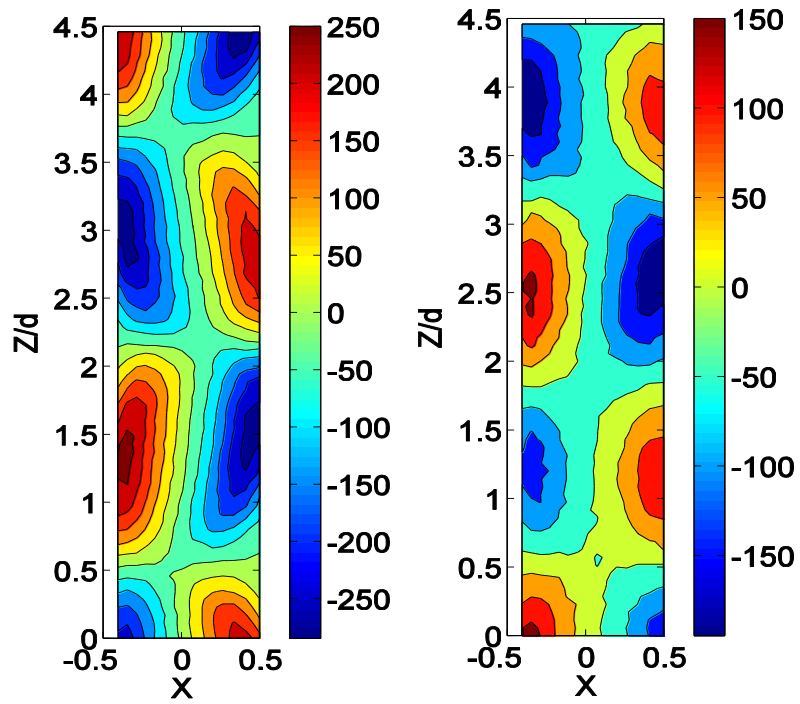
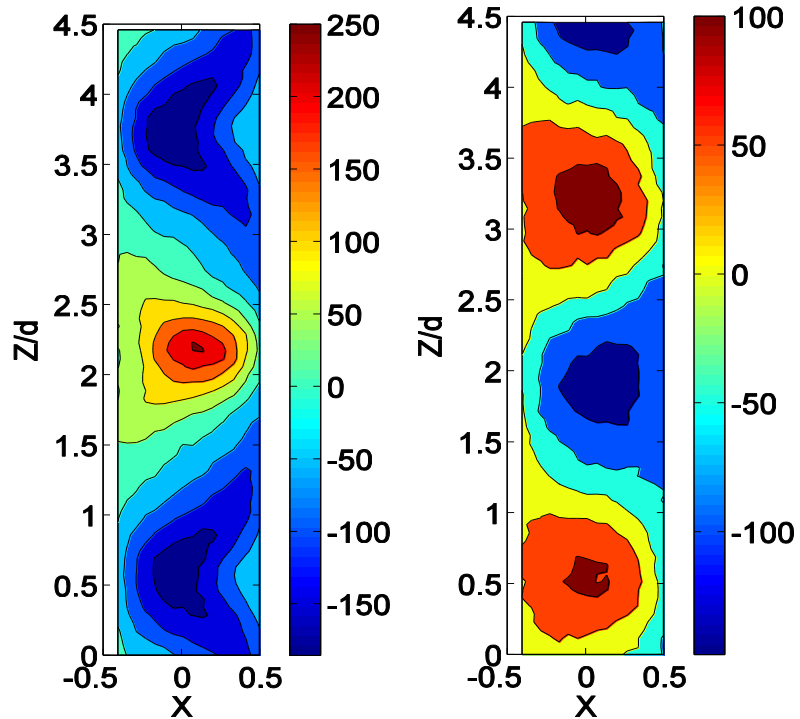


Fig. D.8 Comparaison de la vitesse rms radiale, normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 2, $Re=1581/Ta=500$)

Cas 3 $Re=2214/Ta=700$, grosses bulles, 65%

a) Vitesse axiale, monophasique

b) Vitesse axiale, diphasique



c) Vitesse radiale, monophasique

d) Vitesse radiale, diphasique

Fig. D.9 Comparaison des composantes de vitesse moyenne, normalisées par v/d , monophasique et diphasique (cas 3, $Re=2214/Ta=700$)

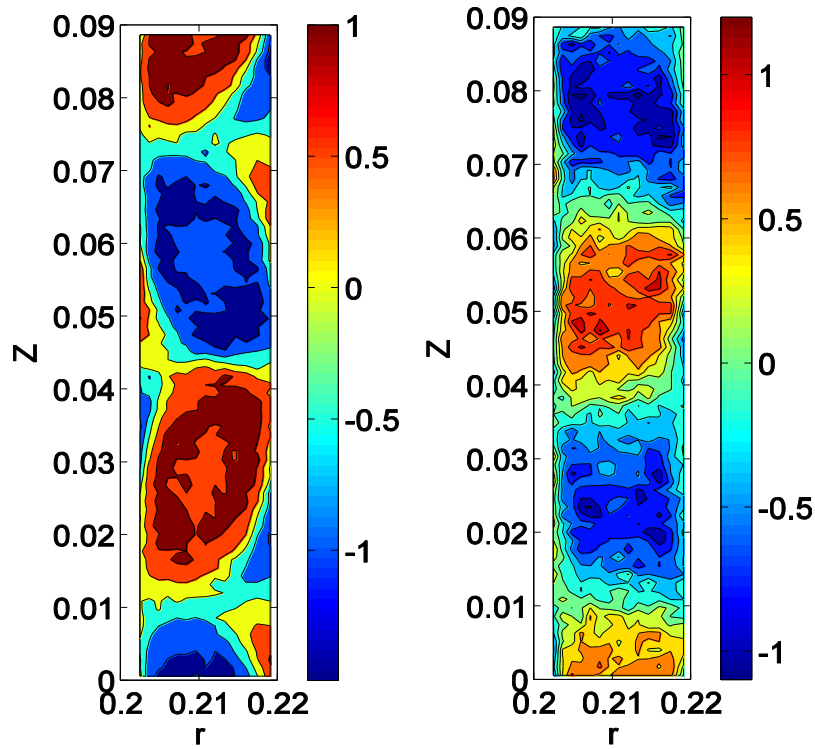


Fig.D.10 Comparaison de la vorticité azimutale, normalisée par v/d^2 , monophasique et diphasique (cas 3, $Re=2214/Ta=700$)

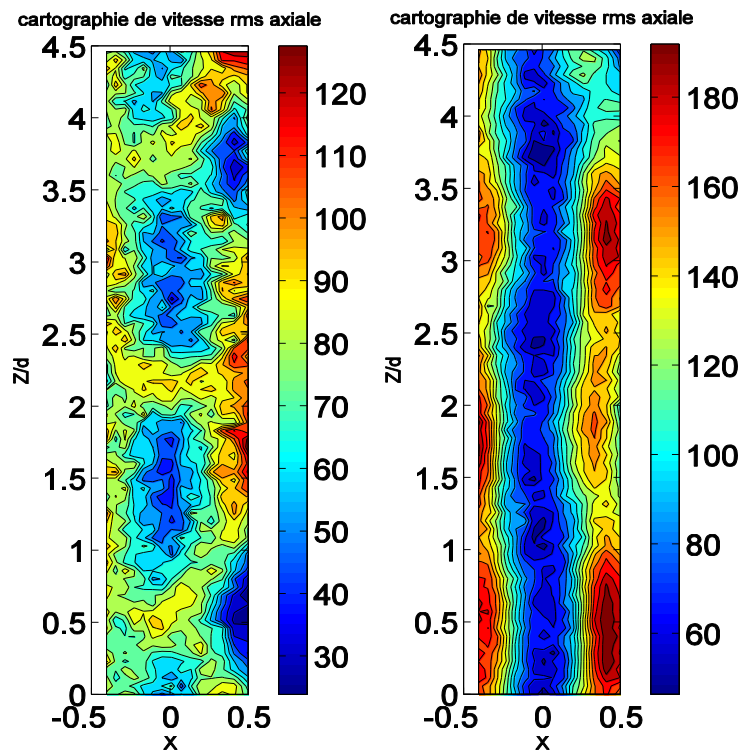


Fig. D.11 Comparaison de la vitesse rms axiale, normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 3, $Re=2214/Ta=700$)

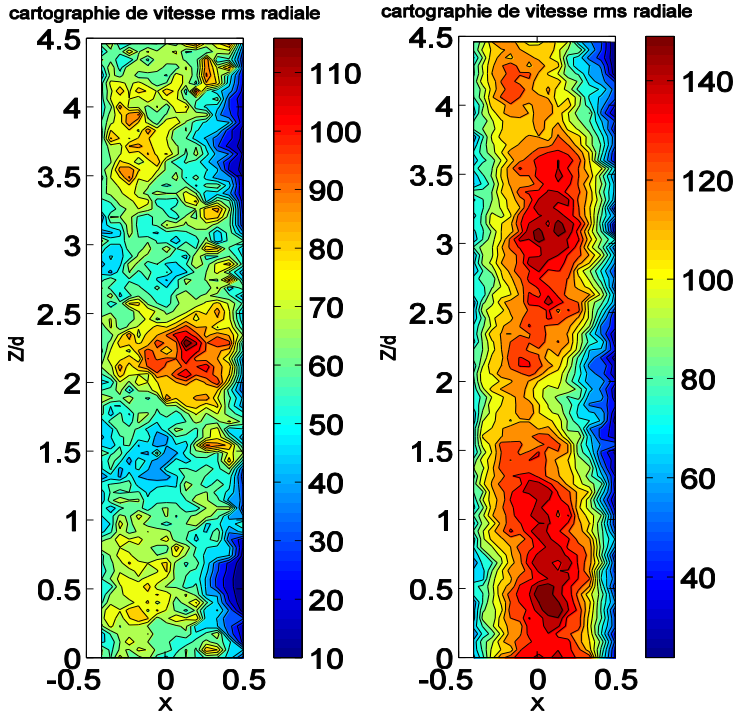
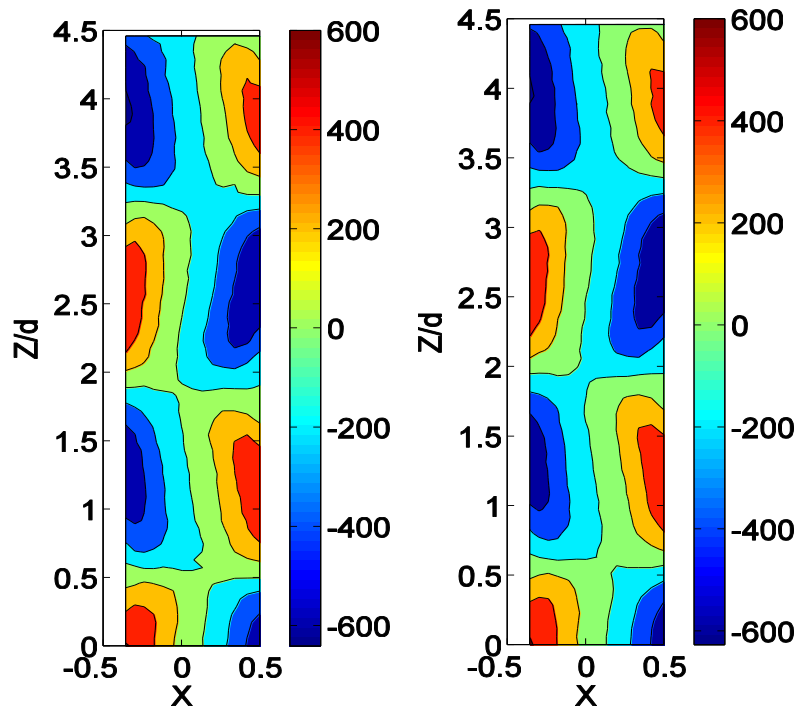
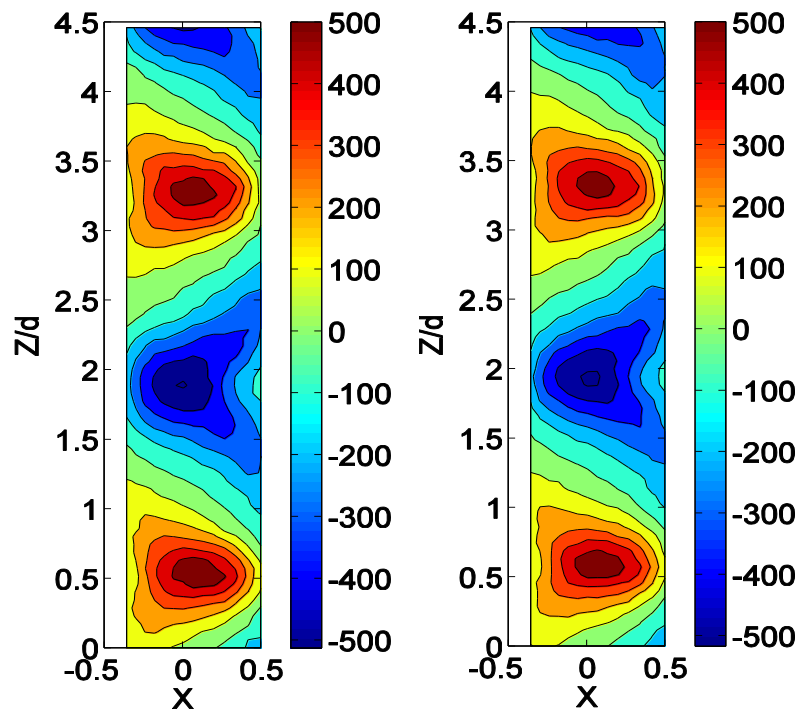


Fig. D.12 Comparaison de la vitesse rms radiale, normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 3, $Re=2214/Ta=700$)

Cas 4. $Re=5060/Ta=1600$, grosses bulles, 40%

a) Vitesse axiale, monophasique

b) Vitesse axiale, diphasique



c) Vitesse radiale, monophasique

d) Vitesse radiale, diphasique

Fig. D.13 Comparaison des composantes de vitesse moyenne, normalisées par v/d , monophasique et diphasique (cas 4, $Re=1600/Ta=5060$)

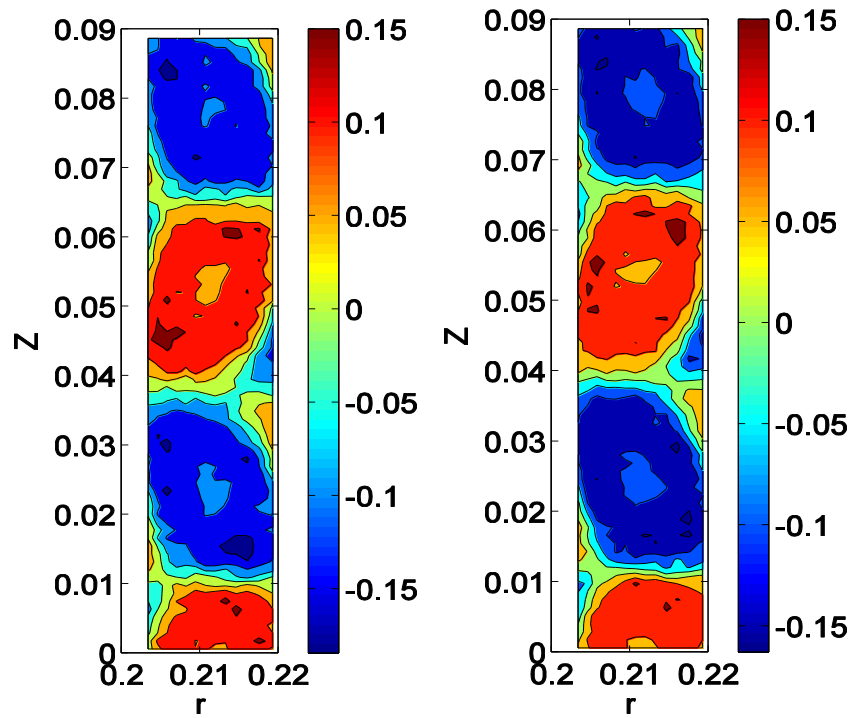


Fig.D.14 Comparaison de la vorticité azimutale, normalisée par v/d^2 , monophasique et diphasique (cas 4, $Re=5060/Ta=1600$)

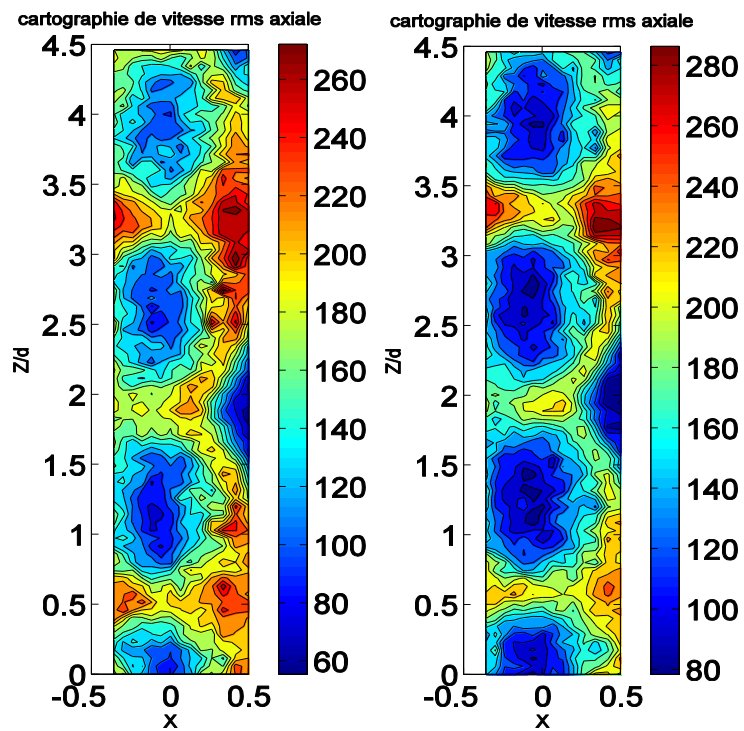


Fig. D.15 Comparaison de la vitesse rms axiale, normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 4, $Re=5060/Ta=1600$)

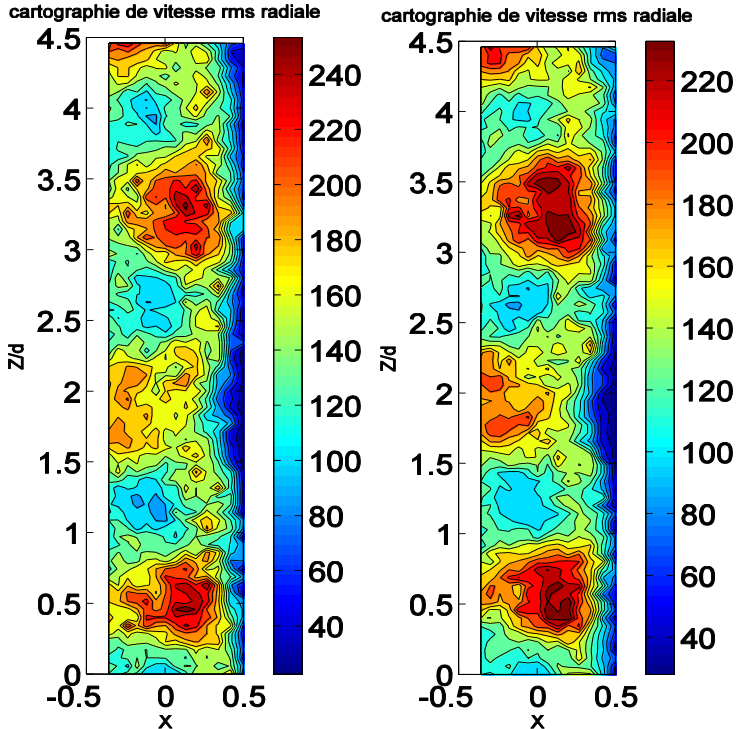
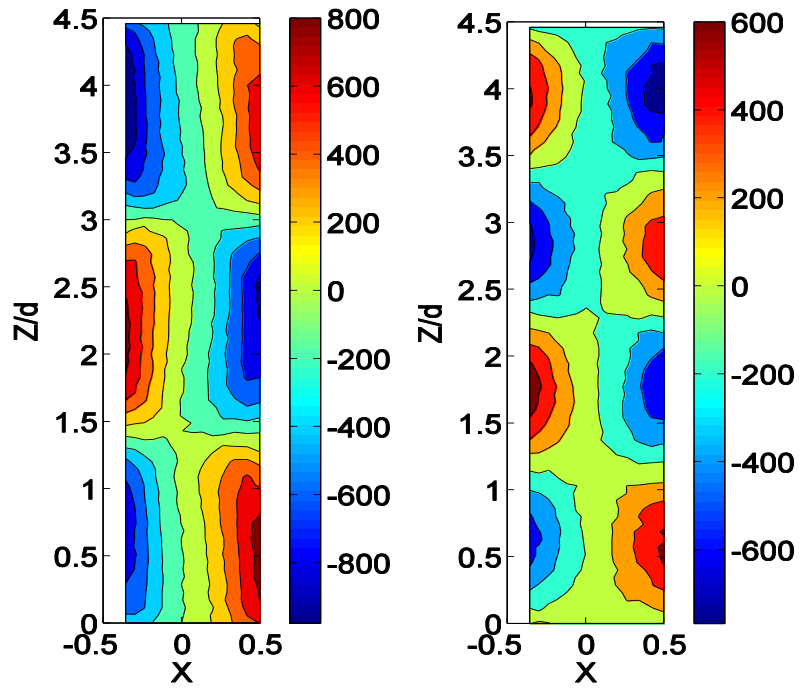
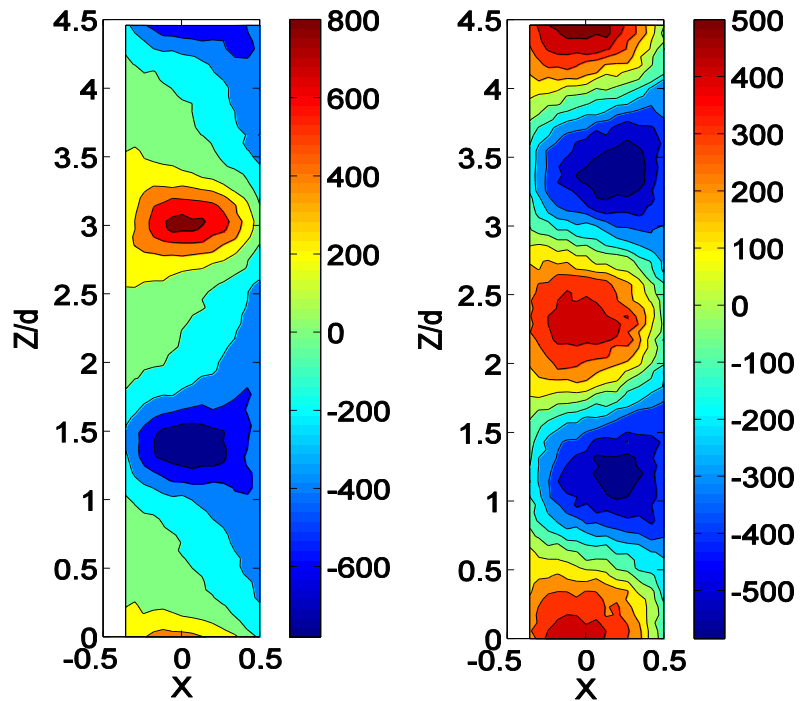


Fig. D.16 Comparaison de la vitesse rms radiale, normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 4, $Re=5060/Ta=1600$)

Cas 5. $Re=9487/Ta= 3000$ grosses bulles 40%

a) Vitesse axiale, monophasique

b) Vitesse axiale, diphasique



c) Vitesse radiale, monophasique

d) Vitesse radiale, diphasique

Fig. D.17 Comparaison des composantes de vitesse moyenne, normalisées par v/d , monophasique et diphasique (cas 5, $Re=9487/Ta=3000$)

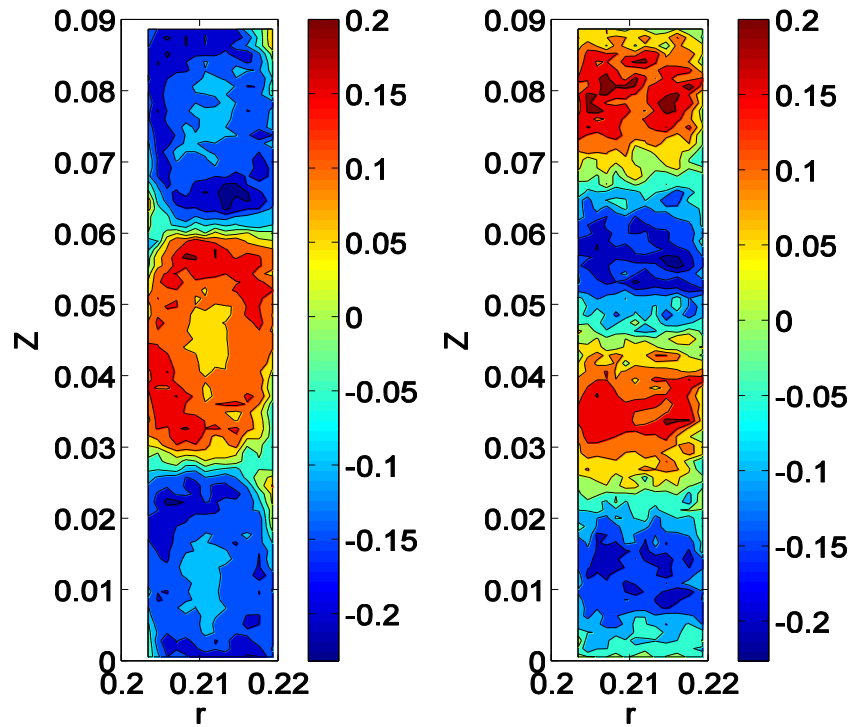


Fig.D.18 Comparaison de la vorticité azimutale, normalisée par v/d^2 , monophasique et diphasique (cas 5, $Re=9487/Ta=3000$)

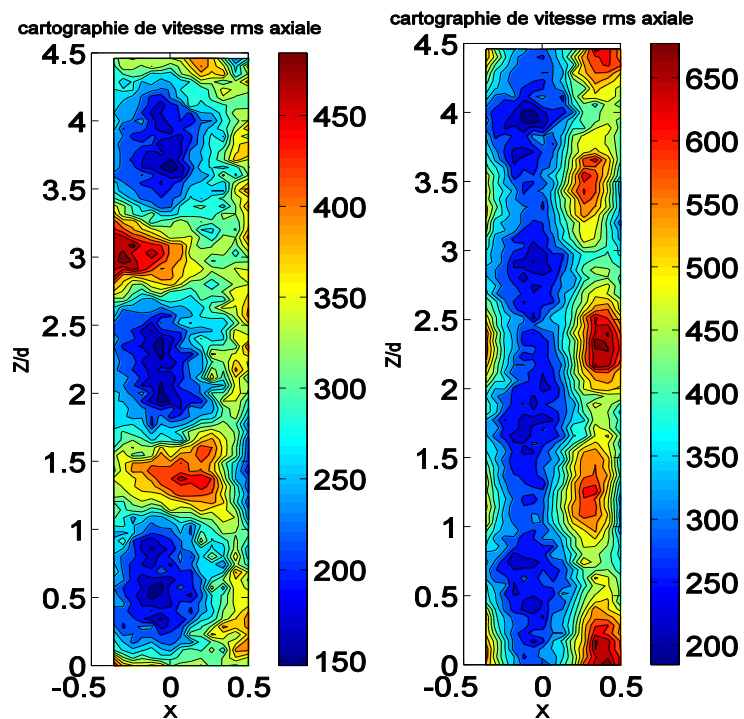


Fig. D.19 Comparaison de la vitesse rms axiale, normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 5, $Re=9487/Ta=3000$)

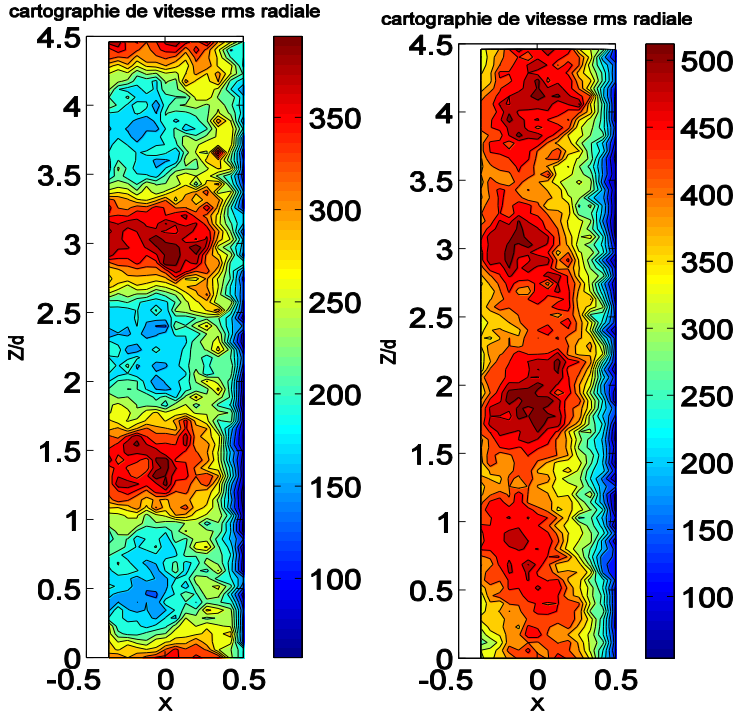
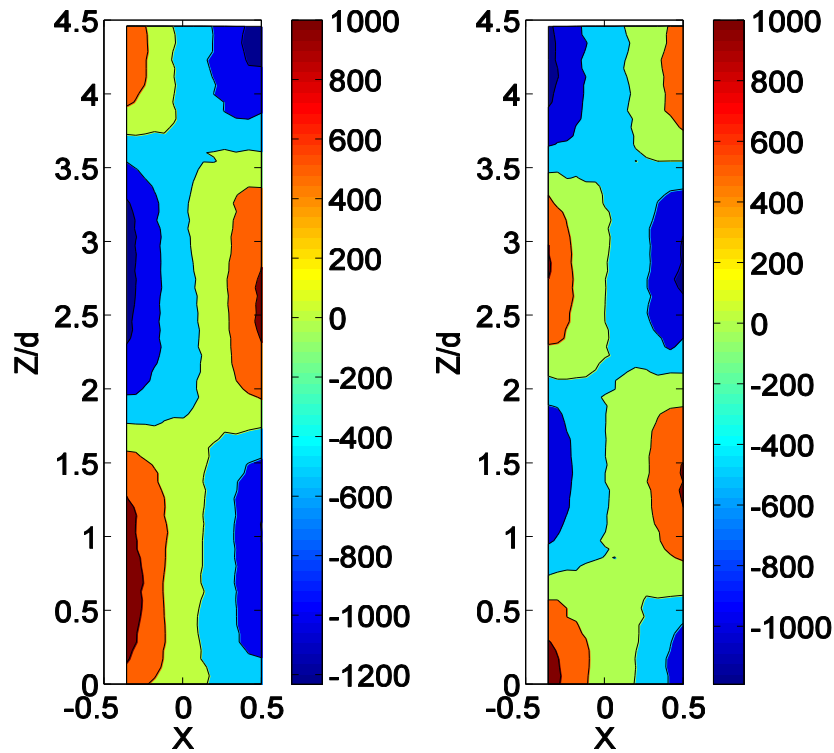
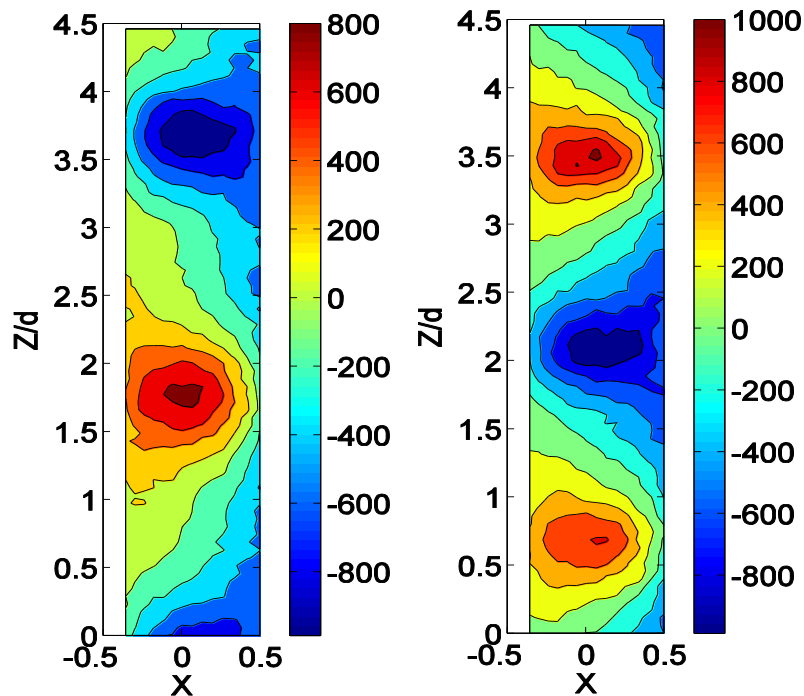


Fig. D.20 Comparaison de la vitesse rms radiale, normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 5, $Re=9487/Ta=3000$)

Cas. 6. $Re=14230/Ta= 4500$ grosses bulles 40%

a) Vitesse axiale, monophasique

b) Vitesse axiale, diphasique



c) Vitesse radiale, monophasique

d) Vitesse radiale, diphasique

Fig. D.21 Comparaison des composantes de vitesse moyenne, normalisées par v/d , monophasique et diphasique (cas 6, $Re=14230/Ta=4500$)

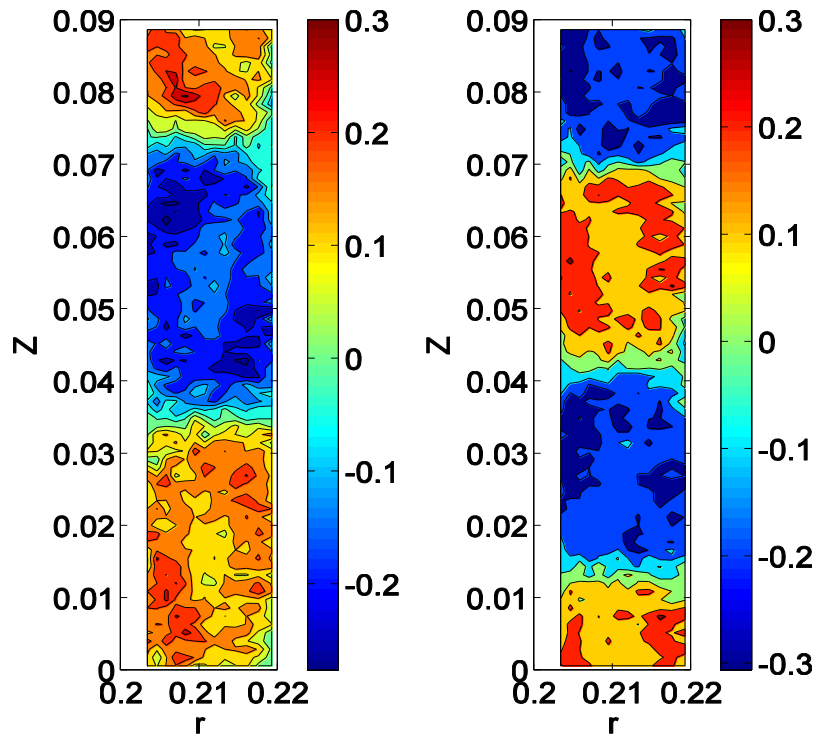


Fig.D.22 Comparaison de la vorticité azimutale, normalisée par v/d^2 , monophasique et diphasique (cas 6, $Re=14230/Ta=4500$)

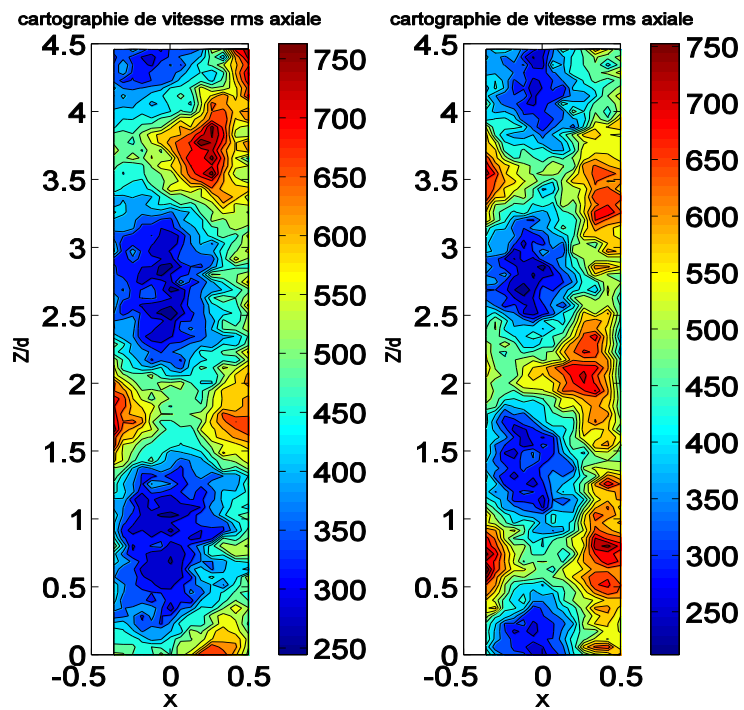


Fig. D.23 Comparaison de la vitesse rms axiale, normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 6, $Re=14230/Ta=4500$)

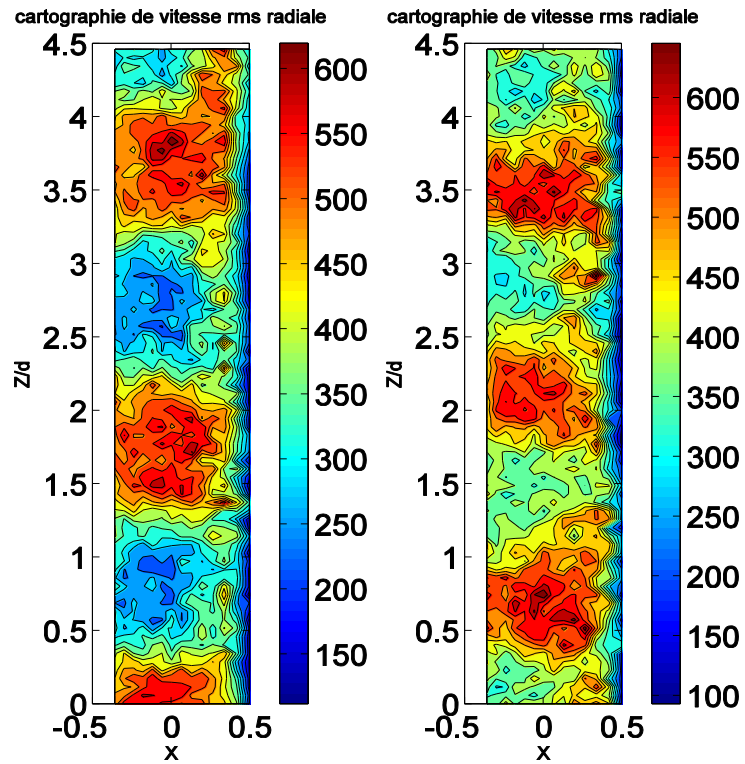
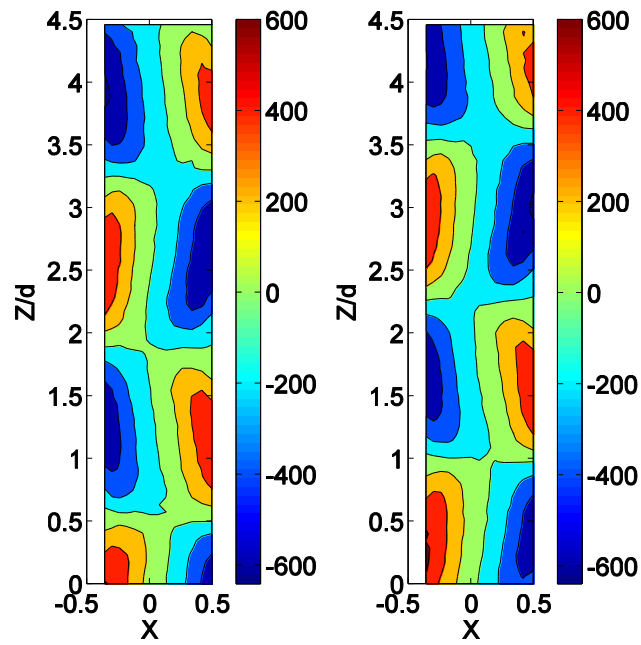
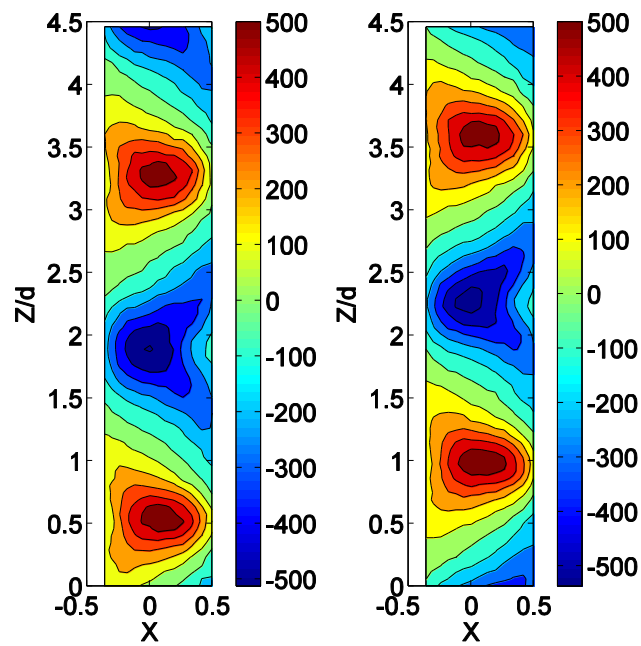


Fig. D.24 Comparaison de la vitesse rms radiale, normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 6, $Re=14230/Ta=4500$)

Cas 7. $Ta=1600$, petites bulles, 40%

a) axial, monophasique

b) axial, diphasique



c) radial, monophasique

d) radial, diphasique

Fig. D.25 Comparaison des composantes de vitesse moyenne monophasique et diphasique
(cas 7, $Re=5060/Ta=1600$)

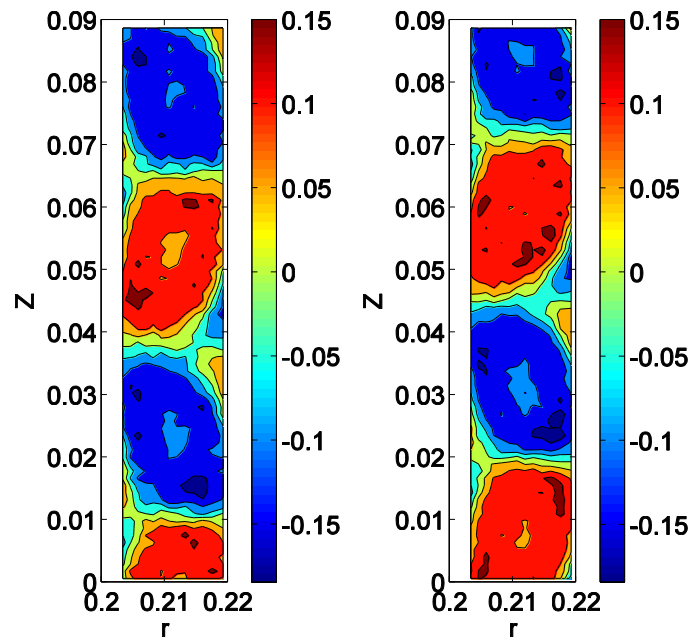


Fig.D.26 Comparaison de la vorticité azimutale, normalisée par v/d^2 , monophasique et diphasique (cas 7, $Re=5060/Ta=1600$)

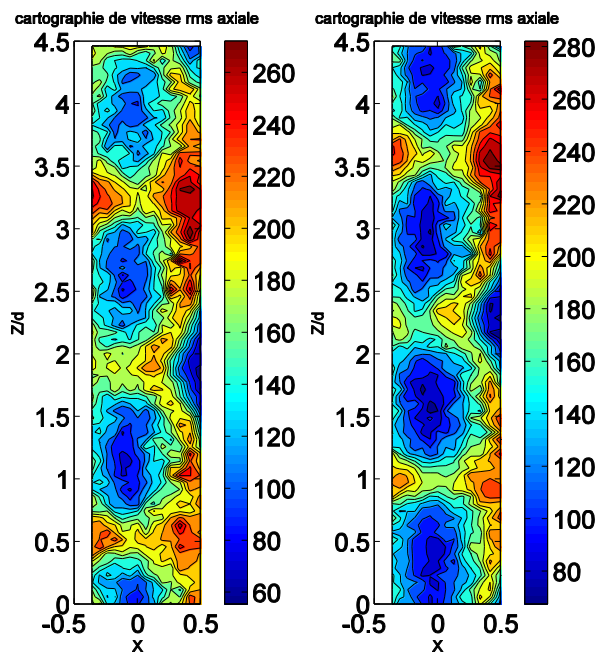


Fig. D.27 Comparaison de la vitesse rms axiale, normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 7, $Re=5060/Ta=1600$)

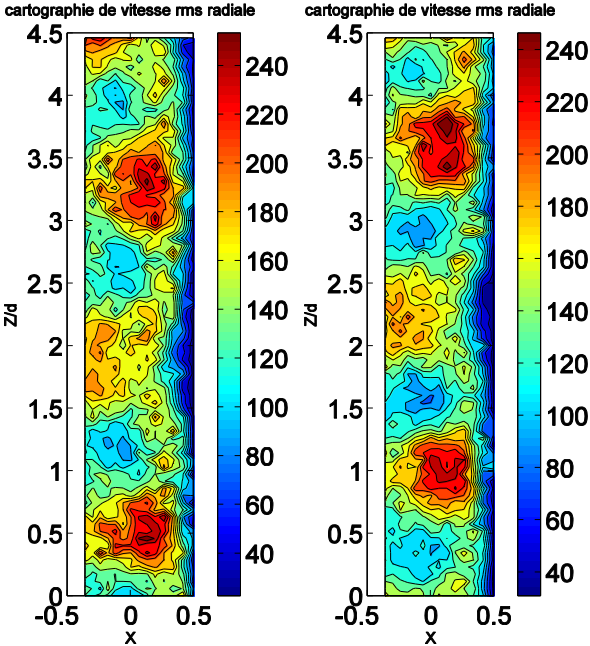
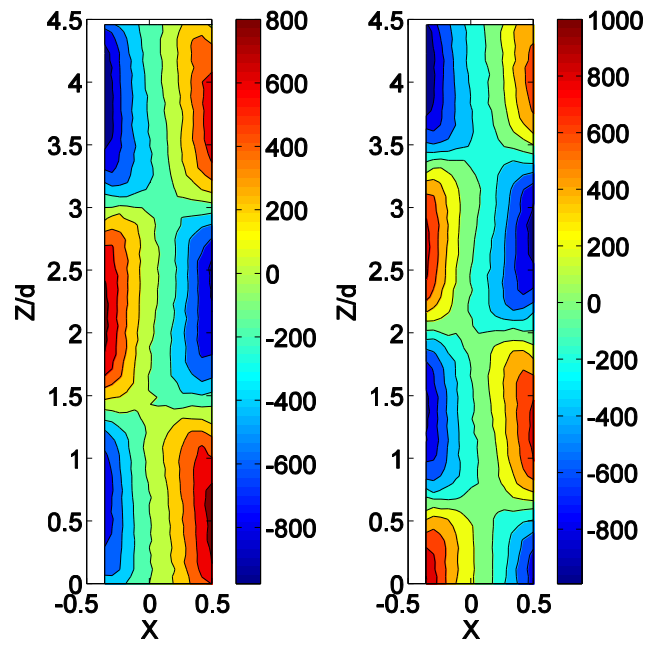
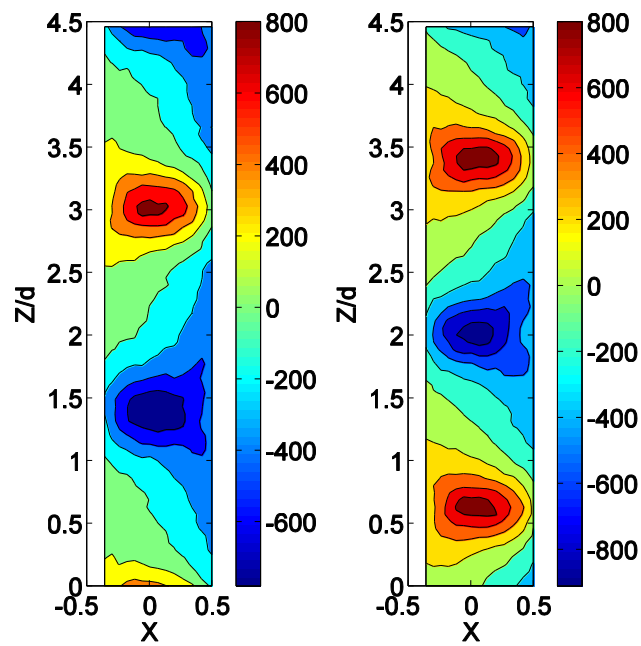


Fig. D.28 Comparaison de la vitesse rms radiale, normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 7, $Re=5060/Ta=1600$)

Cas 8. $Re=9487/Ta=3000$, petites bulles 40%

a) axial, monophasique

b) axial, diphasique



c) radial, monophasique

d) radial, diphasique

Fig. D.29 Comparaison des composantes de vitesse moyenne, normalisées par v/d , monophasique et diphasique (cas 8, $Re=9487/Ta=3000$)

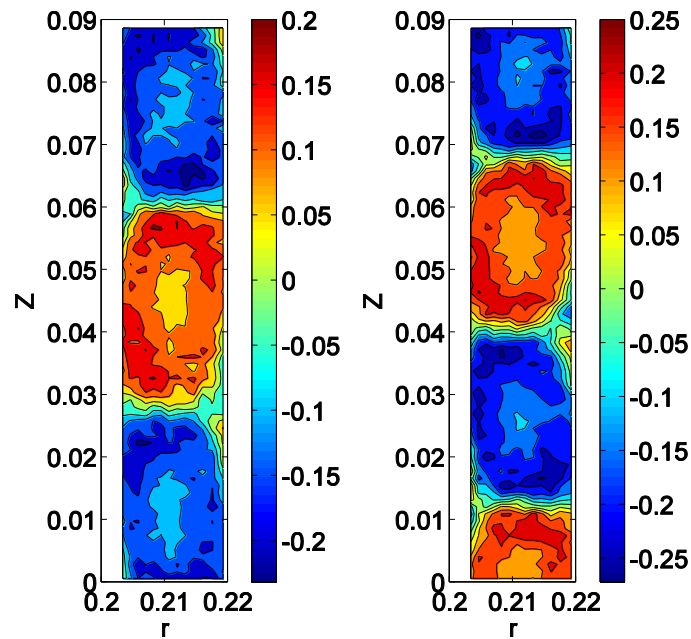


Fig.D.30 Comparaison de la vorticité azimutale, normalisée par v/d^2 , monophasique et diphasique (cas 8, $Re=9487/Ta=3000$)

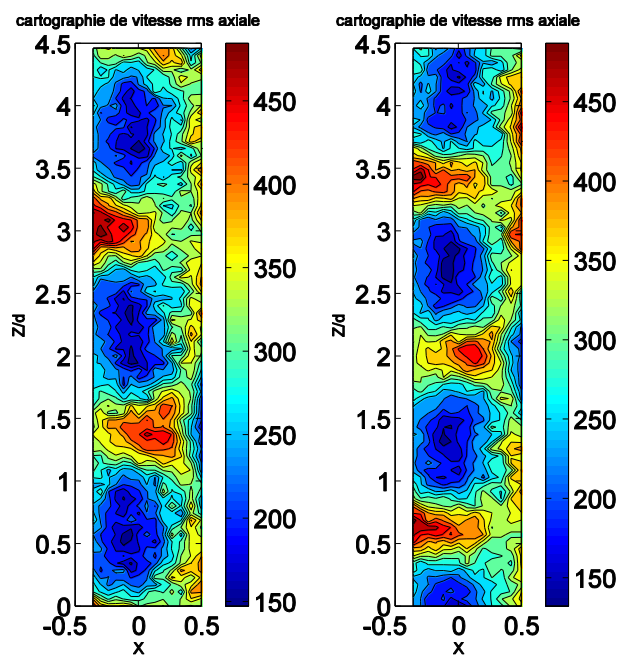


Fig. D.31 Comparaison de la vitesse rms axiale, normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 8, $Re=9487/Ta=3000$)

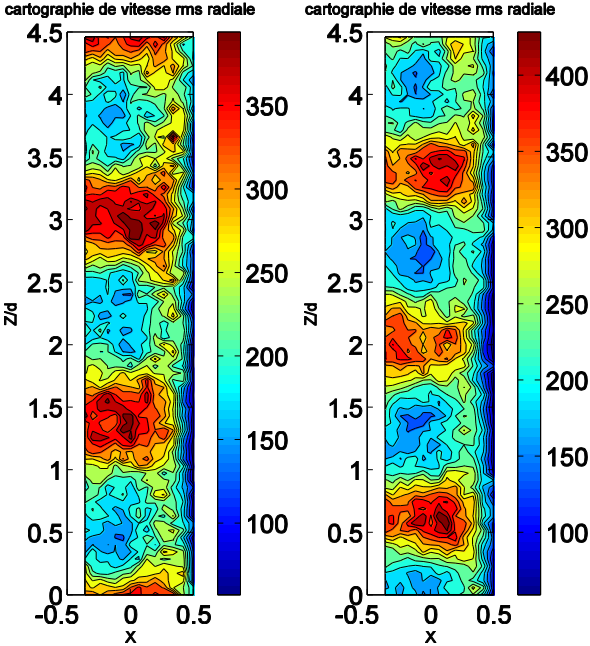
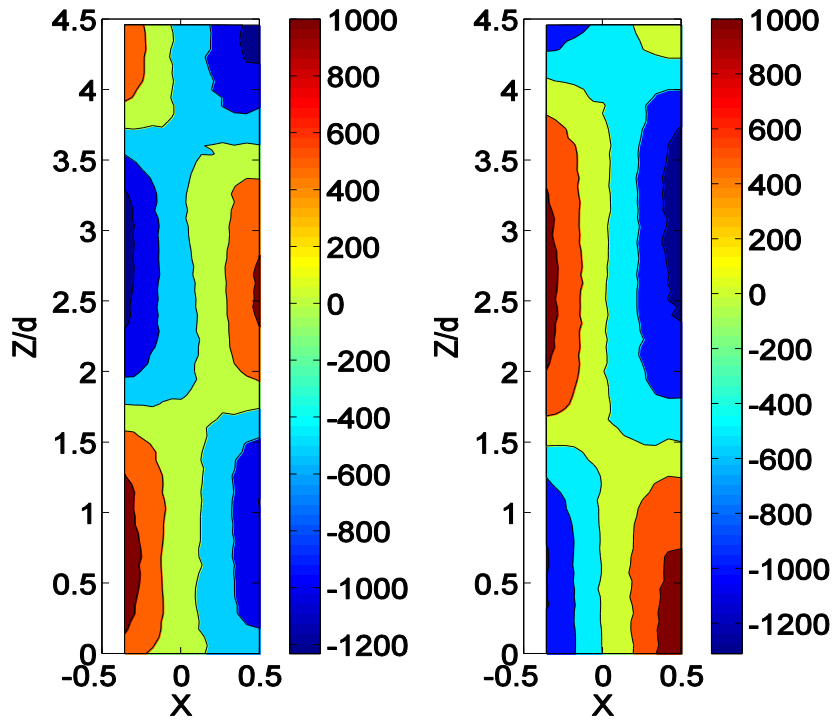


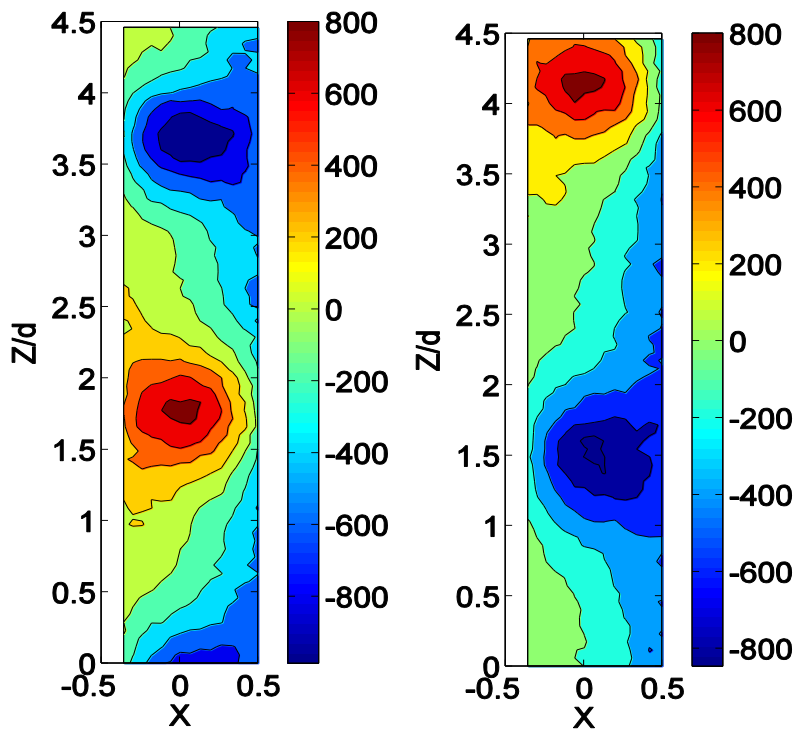
Fig. D.32 Comparaison de la vitesse rms radiale, normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 8, $Re=9487/Ta=3000$)

Cas 9. $Ta=4500$, petites bulles 40%



a) axial, monophasique

b) axial, diphasique



c) radial, monophasique

d) radial, diphasique

Fig. D.33 Comparaison des composantes de vitesse moyenne, normalisées par v/d , monophasique et diphasique (cas 9, $Re=14230/Ta=4500$)

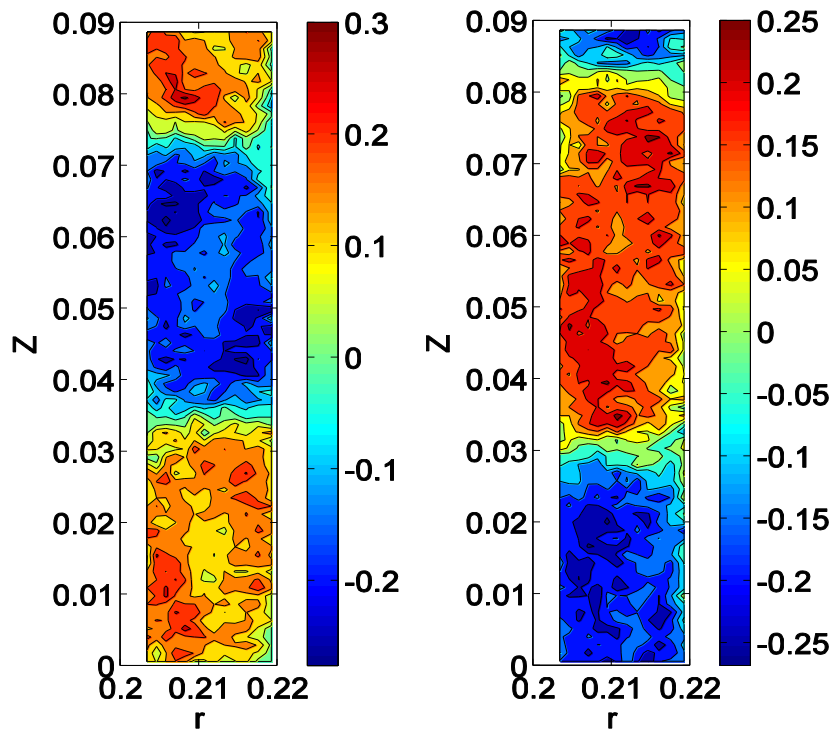


Fig.D.34 Comparaison de la vorticité azimutale, normalisée par v/d^2 , monophasique et diphasique (cas 9, $Re=14230/Ta=4500$)

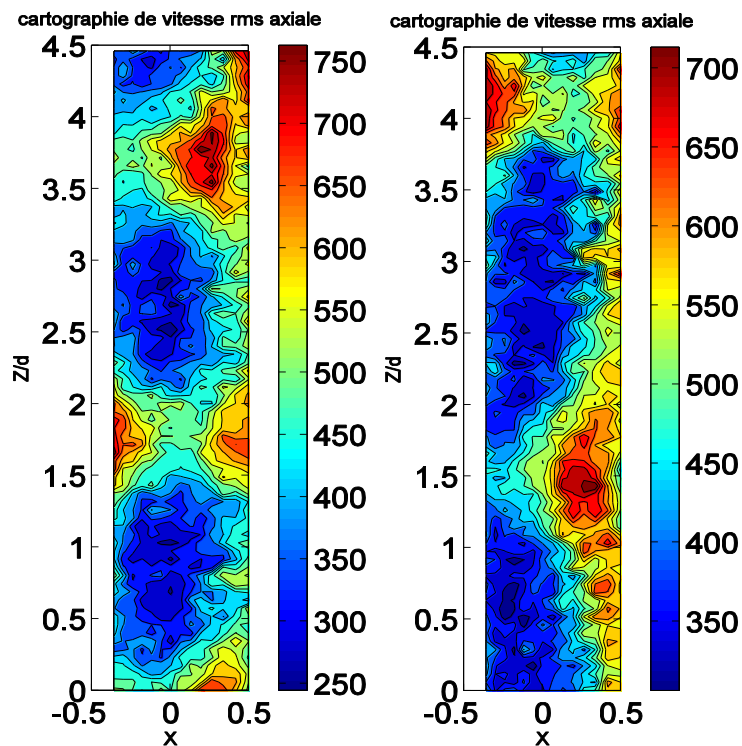


Fig. D.35 Comparaison de la vitesse rms axiale, normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 9, $Re=14230/Ta=4500$)

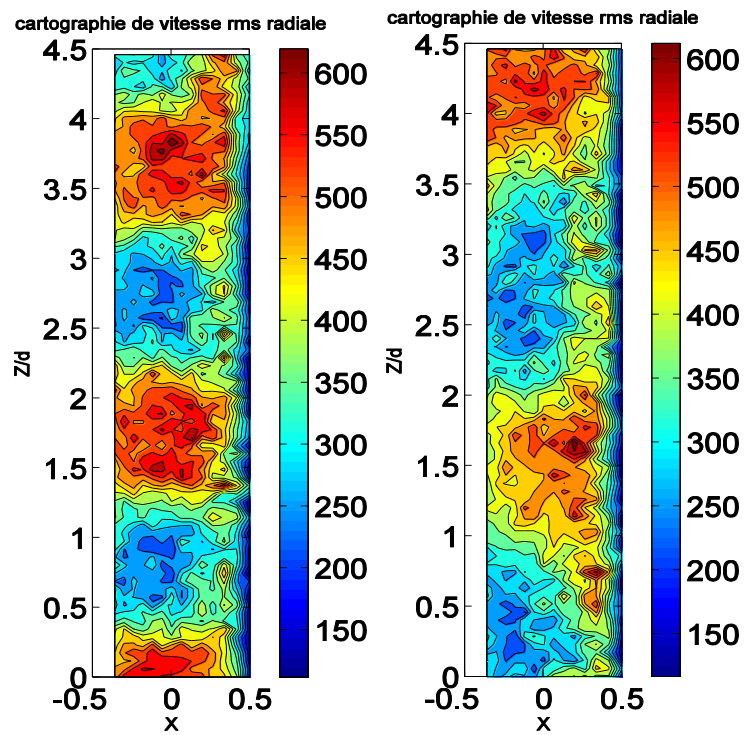


Fig. D.36 Comparaison de la vitesse rms radiale, normalisée par v/d , monophasique et diphasique (cas 9, $Re=14230/Ta=4500$)

Résumé

Cette thèse porte sur l'étude expérimentale de la réduction de traînée par injection de bulles. Le contexte de l'étude est lié à la propulsion navale. Les bulles peuvent, lorsqu'elles sont injectées dans la couche limite en développement le long des carènes de navires, contribuer à réduire significativement la résistance de frottement, en allégeant d'une part le fluide le long de la coque et d'autre part en interagissant avec les structures turbulentes de proche paroi. La configuration expérimentale retenue pour cette étude est l'écoulement de Taylor-Couette, avec cylindre extérieur fixe et injection de bulles calibrées. Nos investigations portent sur les régimes de transition, de turbulence naissante et turbulent avec persistance des cellules de Taylor ($Re \leq 2.10^4$). La taille des bulles varie avec le capillaire et le mélange utilisés, entre 0,05 et 0,12 fois la largeur de l'entrefer. Une méthode originale de suivi de la phase dispersée dans un plan méridien, couplée à des mesures de couple global appliqué au cylindre intérieur ont permis de mettre en évidence deux régimes de réduction de traînée et plusieurs types d'arrangements des bulles, en fonction de leur taille et du nombre de Reynolds. Les bulles peuvent avoir une trajectoire glissante, oscillante, être capturées par les cellules de Taylor ou en proche paroi du cylindre intérieur dans les zones de jets sortants. La caractérisation par PIV des vitesses de la phase liquide en monophasique et diphasique a permis d'étudier les modifications induites par les bulles sur la phase liquide et de discuter des mécanismes impliqués dans la modification du couple global par la présence des bulles.

Il ressort de cette étude que pour les nombres de Reynolds en deçà de la capture, les bulles contribuent à stabiliser l'écoulement en accord avec une réduction du couple visqueux pouvant atteindre -30% pour des taux de vide très faible (< 1%). Pour des nombres de Reynolds plus élevés, la capture dans les cellules conduit à une réduction de la longueur d'onde axiale et une augmentation de la vorticité des cellules, associée à une augmentation des vitesses rms. Cette configuration est favorable à une augmentation du couple visqueux. A l'inverse, la capture des bulles dans le jet sortant conduit à une augmentation de la longueur d'onde axiale, associée à une diminution de la vorticité. Cette configuration est favorable à une réduction du couple visqueux, moins marquée qu'en absence de capture.

Mots clés : Taylor-Couette, dispersion de bulles, réduction de couple visqueux, PIV : particle image velocimetry.

Abstract

This work presents experimental study of drag reduction by injection of bubbles. Injection of bubbles into the developing boundary layer along the hulls of ships could help to reduce significantly the frictional resistance by lowering a fluid along the hull and interacting with the near-wall turbulent structures. We investigate the interactions between bubbles, the coherent motion and the viscous torque in a Taylor-Couette flow for outer cylinder at rest, while bubbles are injected constantly through a needle. The Reynolds number ranges up to $Re \leq 2.10^4$, for these values of the Reynolds number, Taylor vortices are persistent leading to an axial periodicity of the flow. Bubbles size varies between 0.05 and 0.12 times the width of the gap, depending on the needle and the liquid used. An original method for tracking bubbles in a meridian plane coupled with measures of overall torque applied to the inner cylinder helped to highlight two regimes of drag reduction and various types of arrangements of bubbles, depending on their size and Reynolds number. Bubbles could have a sliding motion, wavering, be captured by the Taylor cells or in the outflow areas near the inner cylinder. Characterization of the liquid velocity by PIV both in single phase and two-phase flow helped to study the modifications induced by the bubbles on the liquid phase and to discuss about the mechanisms involved in the changes induced by the bubbles in the overall torque.

The study show that for the Reynolds number before the capture, bubbles could help to stabilize the flow in agreement to the reduction of the viscous torque up to -30% for lowest void fraction (<1%). For the Reynolds number after the capture, bubbles trapped by the Taylor cells lead to a reduction of the axial wavelength and increasing of the vorticity of the cells, associated to an increasing of the rms. This configuration leads to an increasing of the viscous torque. However, bubbles trapped in the outflow areas near the inner cylinder lead to an increasing of the axial wavelength, associated to a decreasing of the vorticity. The configuration supports a smaller reduction of the viscous torque than in the case without captured.

Keywords: Taylor-Couette, reduction of the viscous torque, bubbles dispersion, PIV (particle image velocimetry).