



HAL
open science

ETUDE EXPERIMENTALE D'UN ECOULEMENT DIPHASIQUE DE TAYLOR COUETTE

Amine Mehel

► **To cite this version:**

Amine Mehel. ETUDE EXPERIMENTALE D'UN ECOULEMENT DIPHASIQUE DE TAYLOR COUETTE. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Ecole Centrale de Nantes (ECN); Université de Nantes, 2006. Français. NNT: . tel-00421255

HAL Id: tel-00421255

<https://theses.hal.science/tel-00421255>

Submitted on 1 Oct 2009

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.

**ÉCOLE DOCTORALE
MECANIQUE, THERMIQUE ET GENIE CIVIL**

Année 2006

N° B.U. :

Thèse de DOCTORAT

*Diplôme délivré conjointement par
L'École Centrale de Nantes et l'Université de Nantes*

Spécialité : DYNAMIQUE DES FLUIDES

Présentée et soutenue publiquement par :

AMINE MEHEL

le 20 Juin 2006 à l'École Navale-Brest

TITRE

ETUDE EXPERIMENTALE D'UN ECOULEMENT DIPHASIQUE DE TAYLOR COUETTE

JURY

Président : Blaise NSOM

Professeur des Universités, IUT Brest

Rapporteurs : Gérard COGNET
Catherine COLIN

Professeur des Universités, ENSGI, LEGI
Professeur des universités INPT, IMFT

Examineurs : Henda DJERIDI
Céline GABILLET
Hassan PEERHOSSAINI

Maître de Conférences HdR, Ecole Navale
Maître de Conférences, Ecole Navale
Professeur des Universités, ISITEM Nantes

Directeur de thèse : Henda DJERIDI

Laboratoire : Institut de Recherche de l'École Navale

Co-encadrant : Céline Gabillet

Laboratoire : Institut de Recherche de l'École Navale

N° ED 0367-227

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé sur le site de l'Ecole Navale à Lanvéoc (Brest).

Tous mes remerciements vont tout d'abord à mon encadrante, Mme Celine Gabillet, Maître de Conférence de l'ENSAM qui m'a accordé sa confiance et son soutien permanent au cours de cette thèse. Bien qu'ayant des responsabilités grandissantes, ma directrice de thèse, Mme Henda Djeridi, Maître de conférence -hdr de l'ENSAM, a toujours été disponible, notamment durant les longues réunions interminables pour discuter les résultats expérimentaux.

Pour tout cela, je leur exprime toute ma reconnaissance.

Je tiens également à remercier très vivement Gerard COGNET, Professeur au LEGI et Catherine COLIN, Professeur à l'IMFT, d'avoir accepté de rapporter cette thèse.

Mes remerciements vont aussi aux autres membres du jury qui ont accepté de juger ce travail. Je remercie notamment Hassan PEERHOSSAINI, Professeur à l'ISITEM, Blaise NSOM, Professeur à l'IUT de Brest.

Je tiens à souligner la disponibilité, durant toute la thèse, de tout le personnel du Service Etudes et Fabrication (SEF), du Centre de Documentation de l'Institut de Recherche de l'Ecole Navale (CIREN), du Centre de Ressources Informatiques de l'IENav (CR2I) et du Service Achat Gestion Administration (SAGA). Je les remercie de m'avoir supporté, tout spécialement Elise Capitaine et Magalie Lamandé.

Mes remerciements vont aussi à Louis Marié, Ex. Postdoc à l'IENav, pour ses nombreux conseils et suggestions et à l'ensemble des AER de l'IENav pour les moments qu'on a passé ensemble à se soutenir mutuellement et à tous les permanents de l'institut, notamment à Abdelouhab Boudraa et sa petite famille.

Enfin, je dédie ce manuscrit à Zineb Saidi, mon épouse elle-même doctorante qui m'accompagne depuis le début de mes études et qui m'a soutenu lors des instants les plus difficiles mais également lors des moments les plus heureux. A nos parents respectifs et nos deux petites familles.

Amine

ECOLE DOCTORALE

MÉCANIQUE, THERMIQUE ET GÉNIE CIVIL

ED 0367

LISTE DES DIRECTEURS DE RECHERCHE

AMBIANCES ARCHITECTURALES ET URBAINES

Jean-François	AUGOYARD		DR CNRS	Ecole Architecture Grenoble	CRESSON Grenoble	UMR 1563
Odile	BALAY	HDR	MA	Ecole Architecture Grenoble	CRESSON Grenoble	UMR 1563
Michel	BERENGIER	HDR	DR LCPC	LCPC	Division Exploitation Entretien Acoustique Routière	
Gérard	HEGRON		PR	Ecole Architecture Nantes	CERMA Nantes	UMR 1563
Pierre-Yves	NIZOU		PR	Ecole Polytechnique - Univ. Nantes		
Jean-Pierre	PENEAU		PR émérite	Ecole Architecture Nantes	CERMA Nantes	UMR 1563
Jean-Paul	THIBAUD		DR CNRS	Ecole Architecture Grenoble	CRESSON Grenoble	UMR 1563

DYNAMIQUE DES FLUIDES ET DES TRANSFERTS

Jacques	ASTOLFI	HDR	MC	Ecole Navale de Brest	IRENAV Brest	EA 3634
Jean-Yves	BILLARD		PR	Ecole Navale de Brest	IRENAV Brest	EA 3634
Alain	CLEMENT	HDR	IR	Ecole Centrale de Nantes	L. M. F.	UMR 6598
Gérard	DELHOMMEAU	DE	IR	Ecole Centrale de Nantes	L. M. F.	UMR 6598
Henda	DJERIDI	HDR	MC	Ecole Navale de Brest	IRENAV Brest	EA 3634
Jean-François	HETET		PR	Ecole Centrale de Nantes	L. M. F.	UMR 6598
Dominique	MARICHAL		PR	Ecole Centrale de Nantes		
Patrice	MESTAYER		DR CNRS	Ecole Centrale de Nantes	L. M. F.	UMR 6598
Jean	PIQUET		PR	Ecole Centrale de Nantes	L. M. F.	UMR 6598
Jean-Michel	ROSANT	DE	CR CNRS	Ecole Centrale de Nantes	L. M. F.	UMR 6598
Jean-François	SINI		PR	Ecole Centrale de Nantes	L. M. F.	UMR 6598
Michel	VISONNEAU	HDR	CR CNRS	Ecole Centrale de Nantes	L. M. F.	UMR 6598

GENIE CIVIL

Alain	ALEXIS	HDR	MC	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GeM	UMR 6183
Guy	BASTIAN		PR émérite	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GeM	UMR 6183
Pierre	CHAMBON	HDR	MC	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	GeM	UMR 6183
Francis	DE LARRARD	HDR	Pr. Ag.	LCPC	Division Technologies du GC et de l'Environnement	
Jacques	GARNIER	HDR	DR LCPC	LCPC	Division Reconnaissance et Mécanique des Sols	
Pierre-Yves	HICHER		PR	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Agnès	JULLIEN	HDR	DR LCPC	LCPC	Division Technologies du GC et de l'Environnement	
Abdelhafid	KHELIDJ		PR	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GeM	UMR 6183
Van Anh	LE		PR	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	GeM	UMR 6183
Ahmed	LOUKILI	HDR	MC	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Gilles	PIJAUDIER-CABOT		PR	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Abdul-Hamid	SOUBRA		PR	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	GeM	UMR 6183
Philippe	TAMAGNY	HDR	DR LCPC	LCPC	Division Mécanique et Structure des Chaussées	
Pierre	THOMAS		PR	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GeM	UMR 6183
Christian	WIELGOSZ		PR	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	GeM	UMR 6183

GEOSCIENCES

Odile	ABRAHAM	HDR	IDTPE	LCPC	Division Reconnaissance et Mécanique des Sols	
Véronique	CARRERE	HDR	MC	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	Lab. Planét. et Géodyn.	UMR 6112
Philippe	CÔTE	DE	DR LCPC	LCPC	Division Reconnaissance et Mécanique des Sols	
Hervé	DIOT		PR	Univ. La Rochelle	Lab. Planét. et Géodyn.	UMR 6112
Patrick	GENOT		PR	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	Lab. Planét. et Géodyn.	UMR 6112
Jacques	GIRARDEAU		PR	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	Lab. Planét. et Géodyn.	UMR 6112
Olivier	GRASSET		PR	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	Lab. Planét. et Géodyn.	UMR 6112
Eric	HUMLER		PR	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	Lab. Planét. et Géodyn.	UMR 6112
Richard	LAGABRIELLE	DE	DR LCPC	Directeur Technique - LCPC		
Bernard	LASNIER		PR émérite	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	Lab. Planét. et Géodyn.	UMR 6112
Patrick	LAUNEAU		PR	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	Lab. Planét. et Géodyn.	UMR 6112
Daniel	MEGE	HDR	MC	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	Lab. Planét. et Géodyn.	UMR 6112
Eric	MERCIER		PR	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	Lab. Planét. et Géodyn.	UMR 6112
Antoine	MOCQUET		PR	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	Lab. Planét. et Géodyn.	UMR 6112
Martin	SANCHEZ	HDR	MC	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	Lab. Planét. et Géodyn.	UMR 6112
Christophe	SOTIN		PR	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	Lab. Planét. et Géodyn.	UMR 6112

GENIE MECANIQUE

Fouad	BENNIS		PR	Ecole Centrale de Nantes	IRCCyN	UMR 6597
Alain	BERNARD		PR	Ecole Centrale de Nantes	IRCCyN	UMR 6597
Christian	BURTIN	HDR	MC	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Patrice	CARTRAUD		PR	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Patrick	CHEDMAIL		PR	Ecole Centrale de Nantes	IRCCyN	UMR 6597
Chi Yuen	CHIEM		PR	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Philippe	DEPINCE	HDR	MC	Ecole Centrale de Nantes	IRCCyN	UMR 6597
Benoît	FURET	HDR	MC	IUT Nantes - Univ. Nantes	IRCCyN	UMR 6597
Laurent	GORNET	HDR	MC	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Ronald	GUILLEN		PR	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GeM	UMR 6183
Jean-Yves	HASCOËT		PR	Ecole Centrale de Nantes	IRCCyN	UMR 6597
Bernard	LAMY		PR	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Donatien	LE HOUËDEC		PR émérite	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Surandar	MARYA		PR	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Nicolas	MOES		PR	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Pascal	MOGNOL	HDR	MC	ENS CACHAN	IRCCyN	UMR 6597
Bernard	PESEUX		PR	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Jean-François	PETIOT	HDR	MC	Ecole Centrale de Nantes	IRCCyN	UMR 6597
Arnaud	POITOU		PR	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Erwan	VERRON	HDR	MC	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Philippe	WENGER		DR CNRS	Ecole Centrale de Nantes	IRCCyN	UMR 6597

THERMIQUE, ÉNERGÉTIQUE ET GÉNIE DES PROCÉDÉS

Yves	ANDRES	HDR	MA	Ecole des Mines de Nantes	GEPEA	UMR 6144
Hervé	ANDRIEU	HDR	IDTPE	LCPC	Division Eau	
Marie	ANTON	HDR	MC	ENITIAA Nantes	GEPEA	UMR 6144
Marc	ANTON		DR	INRA Nantes	Unité BIA	
Abdellah	ARHALIASS		PR	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GEPEA	UMR 6144
Jean-Pierre	BARDON		PR Emérite	Ecole Polytechnique - Univ. Nantes	Lab. Thermocinétique	UMR 6607
Lionel	BOILLEREAUX		PR	ENITIAA Nantes	GEPEA	UMR 6144
Brahim	BOUROUGA		PR	Ecole Polytechnique - Univ. Nantes	Lab. Thermocinétique	UMR 6607
Jacques	COMITI		PR	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GEPEA	UMR 6144
Didier	DELAUNAY		DR CNRS	Ecole Polytechnique - Univ. Nantes	Lab. Thermocinétique	UMR 6607
Arnaud	DELEBARRE		PR	Ecole des Mines de Nantes	GEPEA	UMR 6144
Guy	DELLA VALLE	HDR	IR	INRA Nantes	Unité BIA	
Anne	DESRUMAUX	HDR	MC	ENITIAA Nantes	GEPEA	UMR 6144
Rémi	DETERRE		PR	IUT Nantes - Univ. Nantes	OPERP EE 0101	

Jean-Louis	DOUBLIER		DR	INRA Nantes	Unité BIA	
Louis	DOUBLIEZ		PR	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	GEPEA	UMR 6144
Catherine	FAUR	HDR	MA	Ecole des Mines de Nantes	GEPEA	UMR 6144
Francine	FAYOLLE	HDR	MC	ENITIAA Nantes	GEPEA	UMR 6144
Alain	FOUCAULT	HDR	IR CNRS	CRTT Saint-Nazaire	GEPEA	UMR 6144
Bertrand	GARNIER	HDR	CR	Ecole Polytechnique - Univ. Nantes	Lab. Thermocinétique	UMR 6607
Jean-Luc	ILARI	HDR	PR	ENITIAA Nantes	GEPEA	UMR 6144
Pascal	JAOUEN		PR	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	GEPEA	UMR 6144
Yvon	JARNY		PR	Ecole Polytechnique - Univ. Nantes	Lab. Thermocinétique	UMR 6607
Abdeljalil	LAHMAR		PR	IUT La Roche/Yon - Univ. Nantes	Lab. Thermocinétique	UMR 6607
Alain	LE BAIL	HDR	PR	ENITIAA Nantes	GEPEA	UMR 6144
Pierre	LE CLOIREC		PR	Ecole des Mines de Nantes	GEPEA	UMR 6144
Olivier	LE CORRE	HDR	MA	Ecole des Mines de Nantes	Dept Syst.Energet. et Environnement	
Yves	LECOINTE		PR	Ecole Polytechnique - Univ. Nantes	Lab. Thermocinétique	UMR 6607
Patrick	LEGENTILHOMME		PR	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GEPEA	UMR 6144
Jack	LEGRAND		PR	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GEPEA	UMR 6144
Michel	LEGRET	HDR	DR LCPC	LCPC	Division Eau	
Denis	LOURDIN		CR	INRA Nantes	URPOI	
Agnès	MONTILLET	HDR	MC	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GEPEA	UMR 6144
Ahmed	OULD EL MOCTAR	HDR	MC	Ecole Polytechnique - Univ. Nantes	Lab. Thermocinétique	UMR 6607
Hassan	PEERHOSSAINI		PR	Ecole Polytechnique - Univ. Nantes	Lab. Thermocinétique	UMR 6607
Denis	PONCELET		PR	ENITIAA Nantes	GEPEA	UMR 6144
Jérémy	PRUVOST	HDR	MC	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	GEPEA	UMR 6144
Francis	QUEMENEUR		PR	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GEPEA	UMR 6144
Véronique	RUBAN	HDR	DR LCPC	LCPC	Division Eau	
Jean-Pierre	SCHLUMPF	HDR	MC	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GEPEA	UMR 6144
Camille	SOLLIEC	HDR	MA	Ecole des Mines de Nantes	GEPEA	UMR 6144
Mohan	TAZEROUT	HDR	MA	Ecole des Mines de Nantes	Dép. Syst. Energ & Environnement	

1. INTRODUCTION.....	1
2. GENERALITES SUR LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE TAYLOR COUETTE MONOPHASIQUE.....	5
2.1. Dispositif expérimental de Taylor Couette monophasique	5
2.1.1. Dispositif de Taylor Couette	5
2.1.2. Système de mise en rotation.....	9
2.1.3. Etendue du nombre de Taylor	11
2.2. Techniques de mesures spécifiques à l'écoulement de Taylor Couette monophasique	12
2.2.1. Vélocimétrie Laser Doppler	12
2.2.2. Visualisations	17
2.3. Conclusion.....	18
3. CARACTERISATION DE L'ECOULEMENT DE TAYLOR COUETTE MONOPHASIQUE.....	19
3.1. Caractérisation du régime de première instabilité : Développement des cellules de Taylor	19
3.1.1. Visualisation de la topologie de l'écoulement en TVF	19
3.1.2. Caractérisation du champ de vitesse moyen en TVF	20
3.2. Caractérisation du régime de deuxième instabilité : Le régime d'onde azimutale	23
3.2.1. Visualisation de la topologie de l'écoulement en WVF	23
3.2.2. Caractérisation du champ de vitesse en WVF	25
3.2.3. Fréquences caractéristiques du régime de WVF	29
3.3. Caractérisation du régime de troisième instabilité : Le régime de modulation d'onde 32	32
3.3.1. Visualisation de la topologie de l'écoulement en régime de modulation d'ondes	32
3.3.2. Caractérisation du champ de vitesse en régime de modulation d'ondes	35
3.3.3. Fréquences caractéristiques du régime de modulation d'ondes	39
3.4. Caractérisation du régime de turbulence naissante.....	41
3.4.1. Visualisation de la topologie de l'écoulement en turbulence naissante	41
3.4.2. Caractérisation du champ de vitesse en régime de turbulence naissante	42
3.4.3. Fréquences caractéristiques du régime de turbulence naissante.....	49
3.5. Caractérisation du régime turbulent.....	55
3.5.1. Caractérisation du champ de vitesse en régime de turbulence naissante	55
3.5.2. Fréquences caractéristiques du régime turbulent	61
3.6. Récapitulatif des différents régimes	62
3.7. Modélisation du champ de vitesse par décomposition en séries de Fourier .	66
3.8. Conclusion.....	76

4. DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE TAYLOR COUETTE DIPHASIQUE.....	77
4.1. Introduction	77
4.2. Dispositif expérimental de Taylor Couette diphasique et conditions opératoires.....	77
4.2.1. Le montage expérimental	77
4.2.2. Les conditions opératoires en régime ventilé	79
4.2.3. Les conditions opératoires en régime cavitant	83
4.3. METROLOGIE SPECIFICIQUE EN ECOULEMENT DIPHASIQUE	86
4.3.1. Vélocimétrie laser en écoulement dispersé	86
4.3.2. Sonde optique.....	86
4.3.3. Visualisations	101
4.3.4. Conclusion.....	102
5. CARACTERISATION DE L'ECOULEMENT DE TAYLOR COUETTE DIPHASIQUE.....	103
5.1. Introduction	103
5.2. Caractéristiques de la phase dispersée	104
5.2.1. Caractéristiques de la phase dispersée en écoulement de cavitant	104
5.2.2. Caractéristiques de la phase dispersée en écoulement ventilé (petites bulles)	121
5.2.3. Caractéristiques de la phase dispersée en écoulement ventilé (grosses bulles).....	127
5.3. Caractéristiques de la phase liquide	136
5.3.1. Caractéristiques de la phase liquide en écoulement cavitant.....	136
5.3.2. Caractéristiques de la phase liquide en écoulement ventilé (petites bulles).....	147
5.3.3. Caractéristiques de la phase liquide en écoulement de ventilé (grosses bulles).....	151
5.4. Conclusion.....	155
6. ANALYSE PHYSIQUE et DISCUSSION DES RESULTATS.....	157
6.1. Introduction	157
6.2. ANALYSE PHYSIQUE DE LA LOCALISATION DES BULLES	157
6.2.1. Modélisation du champ de vitesse moyen du liquide.....	158
6.2.2. Modélisation du champ de vitesse du liquide par la prise en compte de l'onde azimutale	161
6.2.3. Modélisation du bilan de forces exercées sur les bulles.....	162
6.2.4. Positions d'équilibre stable des bulles dans les cellules.....	165
6.2.5. Analyse physique de la localisation des bulles en outflow	168
6.3. INFLUENCE DE LA LOCALISATION DES BULLES AU CŒUR DES CELLULES SUR LES CARACTERISTIQUES DE L'ECOULEMENT	169
6.3.1. Influence du flux axial sur l'aplatissement des cellules	169
6.3.2. Analyse descriptive du champ de pression.....	170
6.3.3. Analyse paramétrique de la vortacité dans les cellules.....	171

6.4. INFLUENCE DE LA LOCALISATION DES BULLES EN OUFLOW PRES DU CYLINDRE INTERIEUR SUR LES CARACTERISTIQUES DE L'ÉCOULEMENT	173
6.4.1. Influence des bulles sur l'onde azimutale	174
6.4.2. Influence des bulles sur la vitesse azimutale du liquide.....	175
6.4.3. Influence des bulles sur le frottement pariétal.....	177
6.4.4. Influence sur la longueur d'onde axiale	178
6.5. Conclusion.....	181
7. Conclusion.....	183
Références bibliographiques	187
Annexe 1 Correction de la position du volume de mesure	193
Annexe 2 Les visualisations et les spectres obtenus en écoulement monophasique à différents régimes.	200
Annexe 3 Effet de l'intrusion de la sonde en régime de turbulence naissante.....	213
Annexe 4 Profils radiaux de la vitesse axiale	218
Annexe 5 Le bilan des forces exercées sur une bulle capturée au cœur de la cellule.....	220

NOMENCLATURE

Abréviations

TC	Taylor Couette
PTC	Petit Taylor Couette (expérience de Favé 1999)
GTC	Gros Taylor Couette (expérience étudiée dans le cadre de ce travail de thèse)
TVF	Taylor Vortex Flow
WVF	Wavy Vortex Flow
MWVF	Modulated Wavy Vortex Flow
TN	Turbulence Naissante
VLD	Vélocimétrie Laser Doppler

Propriétés intrinsèques du mélange eau-glycérine

μ	viscosité dynamique du mélange eau-glycérine ($\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$)
ν	viscosité cinématique du mélange eau-glycérine (cS ou m^2s^{-1})
ρ	masse volumique du mélange eau-glycérine (kgm^{-3})
σ	tension superficielle (Nm^{-1})

Paramètres géométriques

$d=R_e-R_i=20\text{mm}$	espace annulaire ou entrefer (m)
H	hauteur totale du fluide (m)
L	hauteur utile de l'entrefer (m)
$R_e=220\text{mm}$	rayon du cylindre extérieur (m)
$R_i=200\text{mm}$	rayon du cylindre intérieur (m)
$\bar{R} = \frac{R_i + R_e}{2}$	position en milieu d'entrefer (m)
r	distance à l'axe de rotation (m)
$\tilde{r} = r - \bar{R}$	position relative au centre d'une cellule circulaire
$x = r - \frac{R_1 + R_2}{2d}$	position radiale adimensionnelle
$\eta = \frac{R_i}{R_e} = 0.91$	facteur de forme
$\Gamma = \frac{L}{d} = 44.3$	rapport d'aspect
z	position axiale (m)

Notations caractérisant la dynamique de la phase liquide

$A_p(\varepsilon)$	facteurs d'amplitude de la perturbation (décomposition de Davey) (m/s)
D_z	diffusivité axiale (m^2/s)
$\tau_{r\theta}$	contrainte de cisaillement (Pa)
τ_w	frottement pariétal (Pa)
u', v', w'	perturbation de vitesse radiale, azimutale et axiale (m/s)

$u_p(r)$	profil radial de la perturbation u' normalisée obtenue par décomposition de Davey
$w_p(r)$	profil radial de la perturbation w' normalisée obtenue par décomposition de Davey
\vec{V}_f	vecteur vitesse instantanée du liquide appliqué au centre de gravité des bulles (m/s)
V_L, W_L, U_L	Composantes de la vitesse orthoradiale, axiale et radiale
V_θ	vitesse moyenne azimutale de la phase liquide (m/s)
$V_{\theta 0}$	vitesse moyenne azimutale en écoulement monophasique (m/s)
$V_i = \Omega_i R_i$	vitesse azimutale du cylindre intérieur (m/s)
Ω_i	vitesse angulaire du cylindre intérieur (tr/s)
$V_{\theta L}$	vitesse moyenne phasique de la phase liquide (m/s)
$V_{\theta \text{ rms}}$	écart type de la vitesse orthoradiale (m/s)
w_{rms}	écart type de la vitesse axiale (m/s)

Notations caractérisant la pression

Δp_{vort}	dépression due à la vitesse azimutale (Pa)
Δp_{rot}	dépression créée au cœur de la cellule (Pa)
P_{haut}	pression en haut du dispositif (Pa)
P_{bas}	pression en bas du dispositif (Pa)
P_v	pression de vapeur saturante (Pa)
P_e	pression d'enceinte (Pa)

Nombres adimensionnels caractéristiques

$Fr = \frac{k (U_2)^2}{g}$	nombre de Froud
$Re = \frac{R_i \Omega_i d}{\nu}$	nombre de Reynolds
$T_a = \sqrt{\frac{\Omega_i^2 R_i d^3}{\nu^2}} = Re \sqrt{\frac{d}{R_i}}$	nombre de Taylor
$T_{a_{c1}}$	nombre de Taylor critique caractérisant l'apparition de la première instabilité
Re_{c1}	nombre de Reynolds critique caractérisant l'apparition de la première instabilité
Re/Re_{c1}	nombre de Reynolds réduit
Re_b	nombre de Reynolds de bulle basé sur le diamètre de bulle et la vitesse de glissement
Re_d	nombre de Reynolds de sonde basé sur le diamètre de la sonde et la vitesse de l'écoulement
$\hat{\varepsilon} = 1 - \left(\frac{T_{a_{c1}}}{T_a} \right)^2$	écart au seuil (formalisme de Davey [1962])

$$\varepsilon = \frac{Ta - Ta_{cl}}{Ta_{cl}} \quad \text{écart au seuil (formalisme de Davey [1962])}$$

$$We_{osc} = \frac{kS}{\rho_1 (R_1 \Omega)^2} \quad \text{nombre de Weber associé à l'oscillation de surface libre}$$

Notations caractérisant les cellules de Taylor

G	circulation dans la cellule (m ² /s)
G ₀	circulation dans la cellule en écoulement monophasique (m ² /s)
k	nombre d'onde axial (m ⁻¹)
λ	longueur d'onde axiale (m)
$\bar{\lambda}$	longueur d'onde axiale moyenne sur la hauteur de l'entrefer (m)
λ _{max}	longueur d'onde axiale maximale en bas du dispositif
λ _{min}	longueur d'onde axiale minimale en haut du dispositif
λ ₀	longueur d'onde de l'écoulement monophasique
n	nombre de cellules de Taylor sur la hauteur H d'entrefer
R	rayon du vortex (cellule) (m)
Ω	vorticité au cœur des cellules (s ⁻¹)
Ω ₀	vorticité au cœur des cellules en monophasique (s ⁻¹)

Notations caractérisant l'onde et la modulation d'onde azimutale

f	fréquence caractéristique de l'onde azimutale (Hz)
F ₀	célérité du train d'onde (Hz)
m F ₀	fréquence de l'onde azimutale (Hz)
f ₁ =mF ₀ -F ₀	combinaison de fréquences caractéristiques (Hz)
f ₂ =m F ₀ +F ₀	combinaison de fréquences caractéristiques (Hz)
f [*] =F [*]	fréquence de la modulation de l'onde azimutale (Hz)
f [*] ₁ =mF ₀ +f [*]	combinaison de fréquences caractéristiques (Hz)
f [*] ₂ =mF ₀ -f [*]	combinaison de fréquences caractéristiques (Hz)
f _{d1} , f _{d2}	doublet de fréquence qui émerge autour de f [*] pour Ta=600-650 (Bouabdallah, 1980) (Hz)
m	nombre d'onde azimutale
m [*]	nombre d'onde de la modulation de l'onde azimutale
l ₀	taille caractéristique des structures de l'onde azimutale (m)
l [*]	taille caractéristique des structures de la modulation d'onde (m)
w _{osl}	vitesse axiale d'oscillation de l'onde azimutale (m/s)
\tilde{w}	amplitude de la vitesse d'oscillation de l'onde azimutale (m/s)

Notations caractérisant l'oscillation de la surface libre

$\hat{\eta}$	amplitude d'oscillation de la surface libre (m)
f _{os}	fréquence d'oscillation de la surface libre (Hz)
k _{exp}	nombre d'onde azimutale qui caractérise l'oscillation de la surface libre (m ⁻¹)
ω	pulsation d'oscillation de la surface libre (rad/s)
W _{ventilation}	vitesse verticale d'oscillation de l'interface à la surface libre (m/s)

Nomenclature relative à la phase dispersée

α	taux de vide local
Ca	coefficient de masse ajoutée
C_D	coefficient de traînée
C_L	coefficient de portance
d_b	diamètre bulle (m)
Φ	déphasage de l'onde azimutale entre les nœuds à vitesse axiale maximale et la position d'équilibre des bulles (rad)
f_b	fréquence de passage des bulles (Hz)
j_G	vitesse superficielle caractérisant le flux axial de la phase dispersée pendant la phase d'injection des bulles (m/s)
l_{XB}	petit axe des bulles dans la direction radiale (m)
$l_{\theta B}$	grand axe des bulles dans la direction azimutale (m)
n_b	nombre de bulles détectées
nc	nombre de collier de bulles sur la hauteur de l'entrefer
R_0	taille du germe de cavitation initiale (m)
r_b	rayon de bulle (m)
r_{eq}	position radiale d'équilibre des bulles (m)
t_d	temps de diffusion des bulles du bas vers le haut du dispositif (sec)
u_b, v_b, w_b	composantes radiale, azimutale et axiale de la vitesse instantannée de bulle en suivi lagrangien (m/s)
\vec{v}_b	vecteur vitesse instantannée de bulle en suivi lagrangien (m/s)
V_b	vitesse moyenne azimutale de la phase dispersée (m/s)
z_{eq}	position axiale d'équilibre des bulles (m)
χ_G	fonction indicatrice de la phase gazeuse

Notations utilisées dans la description des techniques de mesure

δ	distance entre les deux faisceaux laser du système VLD
Δf	Résolution fréquentielle pour l'analyse spectrale (Hz)
Δt_{probi}	temps de transit le plus probable des bulles entre les pointes de la sonde double (sec)
c_1 et c_2	coefficients d'association des bulles sur les 2 voies de la sonde optique
f_e	fréquence d'échantillonnage (mesures sondes optiques) (Hz)
l_{12}	distance séparant les deux pointes de la sonde optique (m)
l_B	longueur de corde des bulles sur la pointe amont de la sonde optique (m)
n_1	indice de réfraction de l'air
n_2	indice de réfraction du mélange eau-glycérine
P_m	probabilité d'avoir des bulles de taille d_b
\bar{S}	niveau moyen de tension en nombre de points en sortie des sondes optiques

Nomenclature

S_d	seuil de tension en nombre de points pour la détection de la phase de démouillage
S_r	seuil de tension en nombre de points pour la détection de la phase de remouillage
T	temps de mesure avec la sonde optique (sec)
T	température (°C)
T_b	temps de calcul du spectre sur un bloc (sec)
t_G	temps de résidence des bulles sur la pointe amont de la sonde (sec)
V_{probi}	vitesse la plus probable de la vitesse des bulles (m/s)
W_q	probabilité d'avoir des bulles de longueur de corde l_B

INTRODUCTION

1. INTRODUCTION

Les écoulements sur systèmes propulsifs sont des écoulements complexes, car turbulents et cavitants. La phase cavitante, sous forme de vapeur, peut être localisée dans la zone dépressionnaire le long des pâles du propulseur, sa localisation (attachée ou non attachée) et sa nature (poche ou bulles) dépend de l'état de couche limite. On trouve également de la cavitation sous forme de bulles dans les tourbillons de cisaillement de couche limite, dans les tourbillons de bord de fuite ainsi que dans les structures tourbillonnaires dans les sillages.

Parmi les nombreuses études qui ont déjà été développées afin d'appréhender les mécanismes complexes mis en jeu dans les écoulements turbulents cavitants, la plupart se sont intéressées à caractériser les conditions d'apparition et le développement de la cavitation dans diverses conditions d'écoulement et à mettre en avant la contribution significative de la turbulence à l'origine des différences constatées entre prédiction et expérience. Le caractère actif de la phase cavitante vis-à-vis des structures turbulentes a été mis en évidence pour la première fois par Belahadji et Franc (1995). Ils montrent, en effet, que l'apparition de cavitation dans le sillage d'un corps épais (d'abord au cœur des tourbillons secondaires, puis dans les tourbillons primaires) modifie la dynamique et l'aspect des tourbillons.

Les méthodes les plus répandues consistent à considérer les écoulements cavitants comme des écoulements à masse volumique variable. Ces méthodes sont basées sur des modèles VOF (Kubota et al., 1992) où le fluide visqueux est pseudo-compressible ou encore sur des modèles barotropes. Dans ce cas, la pression et la densité sont liées pour simuler la cavitation (Senocak et Shyy, 2001). Compte tenu des interactions observées entre phase vapeur et phase liquide, il semblerait néanmoins plus approprié de considérer les écoulements turbulents cavitants comme des écoulements turbulents diphasiques avec échange de masse entre les phases mais aussi avec échanges de quantité de mouvement et d'énergie. Les écoulements cavitants étant très complexes, compte tenu du caractère multiple des échanges entre les phases, pour mettre en évidence l'influence de la phase vapeur sur l'écoulement, il paraît judicieux de s'intéresser aux écoulements diphasiques (tourbillonnaires, cisailés et de type couche limite) sans échange de masse.

Une façon simple d'aborder le problème est d'étudier le comportement d'une bulle et son influence dans un arrangement tourbillonnaire.

Thomas et al. (1983) ont pu mettre en évidence l'influence majeure des structures tourbillonnaires à grande échelle dans les écoulements cisailés sur la capture, le transport et la coalescence des bulles. Chahine et al. (1993) arrivent aux mêmes conclusions en ce qui concerne le rôle des zones cisailées sur le comportement des bulles. Dans la continuité, Sene et al. (1994) décrivent les mécanismes physiques de capture des bulles par les structures cohérentes, mettant ainsi en lumière les processus inhérents au transport. Ils montrent également comment les effets d'inertie et de dispersion turbulente peuvent affecter la distribution des bulles dans les zones de mélanges. Des résultats complémentaires dans une couche de mélange diphasique obtenus par Roig et al (1993) mettent l'accent sur la modification du champ de vitesse liquide par la présence des bulles conduisant ainsi à l'expansion de la couche de mélange et une modification des propriétés turbulentes de l'écoulement. Climent et Magnaudet (1998) à l'aide de simulations numériques analysent le mouvement des bulles de différentes tailles et leurs effets induits sur une structure tourbillonnaire dans une couche de mélange. Sridhar et Katz (1999) mettent en évidence

expérimentalement et par analyse dimensionnelle la distorsion de structures tourbillonnaires de type laminaire, turbulent ou de transition par l'entraînement de bulles. La distorsion est fonction de la position finale des bulles dans le vortex, du nombre de bulles et du temps de résidence des bulles.

En ce qui concerne les échanges de quantité de mouvement entre phases dans la couche limite, peu d'études se sont intéressées à ce problème. Les quelques études expérimentales ont mis en évidence que le transfert pariétal de quantité de mouvement est intimement lié à la distribution des phases en proche paroi et dépend donc de l'orientation par rapport au champ de gravité. L'analyse physique du mouvement moyen et de la turbulence du liquide a montré que l'allègement du fluide en proche paroi modifie le cisaillement turbulent, là où le taux de vide est maximal et contribue à l'augmentation du frottement pariétal (Wang, 1985, Gabillet, 1998). Gabillet a montré que la contribution de l'allègement du fluide à la modification du frottement pariétal est moins importante en couche limite horizontale qu'en couche limite verticale. Néanmoins, il convient pour les écoulements turbulents cavitants sur propulseurs de tenir compte aussi du développement longitudinal du mouvement moyen du liquide dans la couche de bulles, mouvement moyen lui-même affecté par la présence de la phase cavitante.

Il apparaît clairement que la localisation de la phase vapeur (ou gazeuse) et son influence sur l'écoulement dépend de la géométrie et de la nature même de l'écoulement. Dans ce contexte, l'expérience de Taylor Couette diphasique constitue une approche originale pour comprendre les différents mécanismes des échanges de quantité de mouvement entre phases en écoulement confiné, cisailé et tourbillonnaire.

L'écoulement de Taylor Couette est un écoulement académique dans lequel la transition vers la turbulence se fait par apparition successive d'instabilités bien connues. L'apparition dès la première instabilité et la persistance de cellules contra-rotatives (cellules de Taylor), permettent d'analyser l'interaction entre des bulles et des tourbillons de taille connue. D'autre part, l'existence de zones de jets entre les cellules (inflow et outflow) et la proximité des parois permettent d'étudier les interactions en présence de fort cisaillement et en proche paroi. De plus on peut étudier l'interaction entre les structures turbulentes qui se superposent aux cellules de Taylor et la phase dispersée, en fonction de la taille des structures et de la taille des bulles.

Ce travail de thèse vise à étudier expérimentalement les mécanismes d'interaction entre les structures de la turbulence et le développement d'une phase dispersée (gaz ou vapeur) dans une expérience de Taylor Couette diphasique, avec rotation du cylindre intérieur. Ce travail s'inscrit dans la continuité des travaux de Favé (1999). En effet, dans sa thèse il s'est intéressé aux régimes des 3 premières instabilités. Les bulles de taille 1/5 de l'entrefer sont générées soit par ventilation (agitation de la surface libre), soit par cavitation (abaissement de la pression dans le dispositif). Favé a mis en évidence un arrangement particulier de la phase gazeuse ou vapeur, fonction du régime. En régime de 2^{ème} instabilité pour des nombres de Taylor relativement faible ($86 < Ta < 312$), les bulles de ventilation sont capturées au cœur des cellules de Taylor, sans influence sur l'écoulement. Le même résultat est obtenu pour les bulles de cavitation qui apparaissent et restent capturées au cœur des cellules. Par contre, pour des nombres de Taylor plus élevés ($312 < Ta < 622$) en régime de 2^{ème} et 3^{ème} instabilité, Favé observe que les bulles sont localisées entre les cellules de Taylor à hauteur des lignes de courant sortantes (outflow) près de la paroi du cylindre intérieur. Pour cette localisation particulière des bulles dans l'écoulement, il met en évidence une modification de la taille des

cellules de Taylor ainsi qu'une modification des fréquences caractéristiques des structures turbulentes correspondant à une avance à la 3^{ème} instabilité.

A la lumière de la thèse de Favé, les questions qui se posent encore sont les suivantes :

- La localisation des bulles dans l'entrefer ne dépend-elle que du régime de l'écoulement ou dépend-elle aussi de la taille des bulles?
- L'influence des bulles sur l'écoulement de Taylor Couette dépend-il de la taille des bulles, de leur localisation dans l'entrefer ou du régime de l'écoulement ?

Dans le but de fournir des éléments complémentaires de réponse, on propose ici de quantifier les différents mécanismes d'interaction mis en jeu dans l'écoulement de Taylor Couette diphasique, pour des régimes qui n'avaient pas été étudiés jusqu'à présent et pour différentes tailles de bulles. On a réalisé des mesures pour les régimes intermédiaires (chaotique $Ta=780$, faiblement turbulent $Ta=1000$) et pour le régime turbulent ($Ta=4500$). On s'intéressera particulièrement à la transition entre les deux régimes intermédiaires. Les bulles de différentes tailles (0.035 ou 0.15 fois l'entrefer) sont générées soit par ventilation, soit par injection associée à une mise en dépression de l'installation.

Les travaux présentés ici sont assez novateurs car ils ont nécessité la construction d'une installation de grande dimension dans le but d'introduire l'instrumentation nécessaire à la quantification locale de la phase gazeuse. Des visualisations ont permis de décrire l'arrangement global de la phase dispersée dans l'entrefer. Le taux de vide local, la taille et la vitesse des bulles ont été mesurés grâce à l'intrusion de sondes optiques doubles. La dynamique de l'écoulement de liquide a été caractérisée par LDV. Des comparaisons fines entre la dynamique du liquide en présence de bulles et celle obtenue en écoulement monophasique ont permis de mettre en évidence les interactions. Des corrélations entre la dynamique du liquide et les caractéristiques de la phase dispersée ont permis d'apporter une contribution originale à la compréhension des mécanismes inhérents aux interactions des deux phases dans ce type d'écoulement.

Le travail présenté dans ce mémoire est réparti sur six chapitres :

Le premier chapitre de ce mémoire présente les spécificités de l'écoulement de Taylor Couette et une synthèse bibliographique des études réalisées en écoulement de Taylor Couette diphasique.

Le deuxième chapitre est consacré au dispositif expérimental en écoulement monophasique. Une description détaillée du montage expérimental, des techniques de mesures et du traitement des données est fournie.

Le troisième chapitre est consacré à la description de l'écoulement de Taylor Couette en régime monophasique et ce pour une large gamme de nombre de Taylor. Cela permet de qualifier, entre autres la structure de l'écoulement par la détermination des nombres de Taylor critiques correspondant aux différentes transitions jusqu'à l'obtention de la turbulence, la détermination du champ de vitesse, des nombres d'ondes, des longueurs d'onde et les fréquences caractéristiques de chaque instabilité. Ce chapitre assez conséquent, nous permet de bien caractériser l'écoulement monophasique qui constitue notre écoulement de référence pour la comparaison avec l'écoulement diphasique.

Le quatrième chapitre traite du dispositif expérimental utilisé en régime diphasique. Une attention particulière est portée sur le protocole d'introduction de la phase dispersée. Dans ce

même chapitre, la métrologie en écoulement diphasique est présentée ainsi que l'influence de l'intrusion des sondes sur l'écoulement.

Le cinquième chapitre est consacré à la caractérisation de l'écoulement diphasique pour les différents essais (différents régimes et différents protocoles de génération des bulles). On y présente l'arrangement de la phase dispersée, les taux de vide, taille, vitesse de bulles, le champ de vitesse du liquide, les nombres d'onde, longueurs d'onde et fréquences caractéristiques de l'écoulement.

Les résultats expérimentaux obtenus en écoulement diphasique sont analysés dans un sixième chapitre consacré à la discussion. La discussion comprend une analyse physique de la localisation des bulles en fonction de leur taille, ainsi qu'une analyse physique de l'influence des bulles sur l'écoulement de liquide : interaction avec les cellules de Taylor, interaction avec les instabilités d'ordre supérieur et modification du frottement pariétal.

Enfin, le dernier chapitre est consacré à un bref récapitulatif des principaux résultats ainsi qu'à l'ensemble des conclusions avancées dans le cadre des interactions mutuelles entre les phases en écoulement de Taylor Couette.

Chapitre 2

2. GENERALITES SUR LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE TAYLOR COUETTE MONOPHASIQUE

Nous décrivons dans ce chapitre le dispositif expérimental de Taylor Couette en écoulement monophasique ainsi que l'instrumentation associée pour la mesure locale de vitesse du liquide et la mise en évidence des différents régimes, du régime de 1^{ère} instabilité, au régime de turbulence naissante et régime turbulent. Le dispositif de grande dimension, a été dimensionné, assemblé et testé dans le cadre de ce travail de thèse.

2.1. Dispositif expérimental de Taylor Couette monophasique

Nous décrivons dans ce paragraphe le dispositif expérimental de Taylor Couette monophasique. Dans un premier temps, nous abordons l'enceinte de Taylor Couette qui caractérise l'écoulement. Puis nous faisons une description sommaire du système de mise en rotation du cylindre. La plage de fonctionnement en terme de nombre de Taylor du dispositif est donnée dans un tableau récapitulatif.

2.1.1. Dispositif de Taylor Couette

2.1.1.1. Caractéristiques géométriques générales

Le dispositif expérimental utilisé pour la présente étude est l'expérience de Taylor Couette composée de deux cylindres coaxiaux verticaux. Dans cette configuration, le cylindre intérieur est entraîné en rotation et le cylindre extérieur est maintenu fixe. Le cylindre intérieur est en aluminium. Son rayon extérieur est $R_i = 200$ mm et sa hauteur avec les deux flasques est $L = 886$ mm. Il est entraîné en rotation autour de son axe avec un jeu de $20\mu\text{m}$ au maximum. Le cylindre extérieur est en altuglas et de rayon $R_e = 220$ mm, de hauteur 1000 mm, délimitant ainsi un espace annulaire $d = R_e - R_i = 20$ mm, rempli de fluide. On caractérise l'entrefer par la grandeur adimensionnelle $\frac{d}{R_i} = 0.1$. En partie haute, le domaine de fluide est délimité par une condition de surface libre, tandis qu'en partie basse, on a une condition d'adhérence à la paroi. Ce dispositif est présenté en Figure 2.1 :

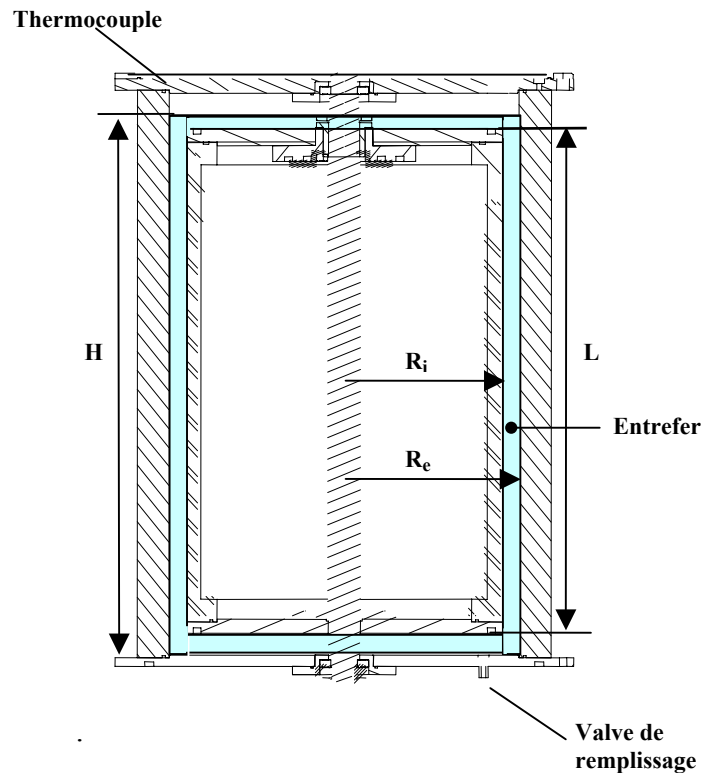


Figure 2.1 Dispositif expérimental de Taylor Couette monophasique

La géométrie du dispositif de Taylor Couette se caractérise par un facteur de forme $\eta = \frac{R_i}{R_e} = 0.91$ et un rapport d'aspect Γ qui se définit comme le rapport entre la hauteur utile du fluide dans l'entrefer et la largeur de l'entrefer. En écoulement monophasique (et également en écoulement diphasique), la surface libre se situe au-dessus du cylindre intérieur à $H=940$ mm par rapport au flasque bas du cylindre extérieur. La hauteur utile correspond donc à la hauteur de l'entrefer L , ce qui donne $\Gamma = 44.3$.

Le choix de ces paramètres est particulièrement important compte tenu du fait qu'ils influent directement sur les nombres de Taylor de transition et sur la multiplicité des états d'écoulement. En effet, un faible facteur de forme η , c'est-à-dire un espace annulaire large, permet de retarder les transitions, voire de ne pas faire apparaître le régime de 2^{ème} instabilité ($\eta < 0.65$, Diprima, 1984). Il en est de même pour le rapport d'aspect Γ s'il est suffisamment faible ($\Gamma < 6$, Dominguez-Lerma et al., 1984). De manière générale, les paramètres géométriques ont plus d'influence sur la transition à la 2^{ème} instabilité que sur la transition à la 1^{ère}. A partir de l'apparition du régime d'onde, dès le régime de 2^{ème} instabilité, l'écoulement de Taylor Couette est caractérisé par la multiplicité des états d'écoulement (Coles, 1965). Plusieurs combinaisons entre nombre d'onde axial et nombre d'onde azimutal sont alors possibles. Mais il est certain qu'un rapport d'aspect important ($\Gamma > 40$) tendra à favoriser un plus grand nombre d'états qui dépendront non seulement du nombre de Taylor mais aussi de l'historique de l'écoulement (Cole, 1976 et Cognet, 1984).

Cependant, si l'on ne perd pas de vue que la présente étude se situe dans la continuité des travaux de Fave (1999), il est facile de justifier le choix des dimensions de notre installation. L'expérience de Taylor Couette choisie par Fave était de petite dimension dont les caractéristiques géométriques étaient telles que : $\eta = \frac{R_1}{R_2} = 0.857$ et $\Gamma = 20$. Ces valeurs représentent un bon compromis pour limiter la multiplicité des états d'écoulement et réduire les effets d'extrémités. Cependant, l'entrefer de petite dimension ($d = 5$ mm) ne permettait pas l'introduction de sondes optiques afin de caractériser la phase dispersée en écoulement diphasique. Pour l'étude qui nous intéresse, la taille de l'entrefer a été augmentée dans un rapport 4 et le cylindre intérieur du dispositif a été dimensionné de façon à ce qu'on s'approche le plus possible de la valeur du facteur de forme du Petit dispositif de Taylor Couette. La hauteur du dispositif a été choisie pour coïncider avec les caractéristiques géométriques du dispositif de Bouabdallah (1980) et Cagnet (1984).

On peut trouver à titre indicatif, dans le tableau récapitulatif ci-dessous, l'ensemble des paramètres géométriques auxquels nous faisons référence :

	Expérience de Fave (PTC) (1999)	Présente étude (GTC)	Expérience de Bouabdallah (1980)
η	0.857	0.91	0.91
d/R_i	0.166	0.1	0.1
Γ	22/20	44.3	40

Tableau 2.1 Valeurs des facteurs géométriques caractéristiques du dispositif de Taylor Couette étudié et des installations de Taylor Couette prises comme référence (Favé, 1999 et Bouabdallah, 1980)

Nous souhaitons caractériser l'écoulement pour la plage des nombres de Taylor allant du régime de 1^{ère} instabilité au régime de turbulence naissante et turbulence. Cela conditionne le choix de la plage de vitesse de rotation du moteur ainsi que le choix du fluide utilisé.

2.1.1.2. Nature du fluide utilisé

Le fluide utilisé est un mélange eau – glycérine dont les pourcentages de glycérine sont variables suivant la plage de nombres de Taylor désirée. En effet, pour l'étude des premières instabilités et jusqu'au régime de turbulence naissante, des mélanges à 80% et 65% de glycérine sont utilisés. Pour l'étude du régime turbulent, on a utilisé un mélange à 40% de glycérine, ce qui permet de travailler avec des vitesses de rotation du même ordre de grandeur qu'en régime de turbulence naissante avec un mélange à 65%.

Etant donné que la température du fluide peut varier sensiblement en cours de fonctionnement, compte tenu de l'échauffement par dissipation visqueuse, et étant donné que la viscosité du fluide varie avec la température, il est indispensable de mesurer sa température. La mesure de la température du fluide dans l'entrefer est réalisée à l'aide d'un thermocouple immergé juste au dessous de la surface libre. Le thermocouple est de type K, correspondant à un couple Nickel-Chrome/Nickel-Aluminium, sa sensibilité est de $40\mu V/^{\circ}C$. Il est prévu pour

travailler dans une plage de température comprise entre -40 et 1000 °C. La compensation de soudure froide est intégrée dans un afficheur AOIP TNE2 offrant une précision « constructeur » de $\pm 0.1^\circ$.

Pour l'eau distillée, les valeurs de viscosité dynamique et masse volumique en fonction de la température sont tirées du Handbook of Chemistry. Pour le mélange eau-glycérine, l'évolution de la viscosité en fonction de la température peut être déterminée par un viscosimètre capillaire dans une enceinte thermostatée, cette expérience a été menée pour le mélange eau-glycérine à 40%, pour les mélanges à 65% et 80% de glycérine, nous avons utilisé les résultats établis par Fave (1999). Les résultats obtenus montrent un bon accord de l'évolution de la viscosité en fonction de la température avec la loi de Walther (eq.2.1). Ainsi, cette loi, utilisée pour les fluides visqueux présentant une grande variation de viscosité en fonction de la température, s'applique parfaitement au mélange eau-glycérine et permet de fournir pour chacun d'entre eux une relation du type :

$$\mu = e^{\left(\frac{T_0}{T}\right)^m} \cdot \ln \mu_0 \quad (2.1)$$

avec μ la viscosité dynamique du mélange, μ_0 la viscosité du mélange à $T_0=273$ °K, $m=-4.49$, $m=-5.06$ et $m=-8.4031$ pour des mélanges à 80%, 65% et 40% de glycérine respectivement.

La plage de température de travail étant dans la gamme 15°- 40° C, on peut considérer que la variation de masse volumique des différents mélanges est négligeable et la viscosité cinématique est donnée pour des valeurs de masse volumique telles que :

$$\rho = \begin{cases} 1208,5 \text{ kg/m}^3 & \text{pour le mélange à 80\%} \\ 1167,1 \text{ kg/m}^3 & \text{pour le mélange à 65\%} \\ 1098.4 \text{ kg/m}^3 & \text{pour le mélange à 40\%} \end{cases}$$

Pour la plage de température considérée, et pour les différents mélanges, l'imprécision sur la mesure de température conduit à une imprécision maximum de $\pm 0.7\%$ sur la détermination du nombre de Taylor.

La dérive en température en cours de fonctionnement a été quantifiée. Elle reste négligeable, de l'ordre de 0.1° pendant la réalisation d'un profil de mesure, ce qui induit une dérive inférieure à 1% du nombre de Taylor. En revanche, le temps d'investigation étant plus long pour la réalisation d'une cartographie, la dérive en température, alors plus importante peut atteindre 2°, ce qui génère jusqu'à 10% de dérive du nombre de Taylor.

2.1.2. Système de mise en rotation

2.1.2.1. L'ensemble moteur-réducteur

Le moteur utilisé permettant la mise en rotation du cylindre intérieur est un moteur synchrone à courant continu à aimants permanents fabriqué par la société BAUMULER. Il est dimensionné pour un couple nominal de 46 Nm à la sortie de l'arbre moteur avec une valeur maximale de 184 Nm au démarrage et un couple en continu de 31 Nm sous une intensité de 41 A. La puissance dégagée est de 11.5 kW et la vitesse maximale atteinte est de 2000 tr/min.

Le moteur étant instable pour les vitesses correspondant aux régimes des premières instabilités, il est couplé à un réducteur de vitesse. Cela permet de faire fonctionner le moteur dès le régime des 1ères instabilités dans son régime de fonctionnement nominal. On a alors une stabilité de la vitesse de rotation (<1% en valeur relative) meilleure que la précision de la mesure de vitesse. Le réducteur utilisé est fabriqué par la société Lenze, il présente un rapport de réduction de 4.225, ce qui permet d'obtenir une vitesse de rotation maximale à la sortie d'arbre du réducteur de 473 tr/min pour un couple initial de 184 Nm. On peut voir sur la Figure 2.2, le schéma global du dispositif de Taylor Couette. Dans cette configuration, la plage de la vitesse de rotation du cylindre intérieur est alors de [0-470tr/min].

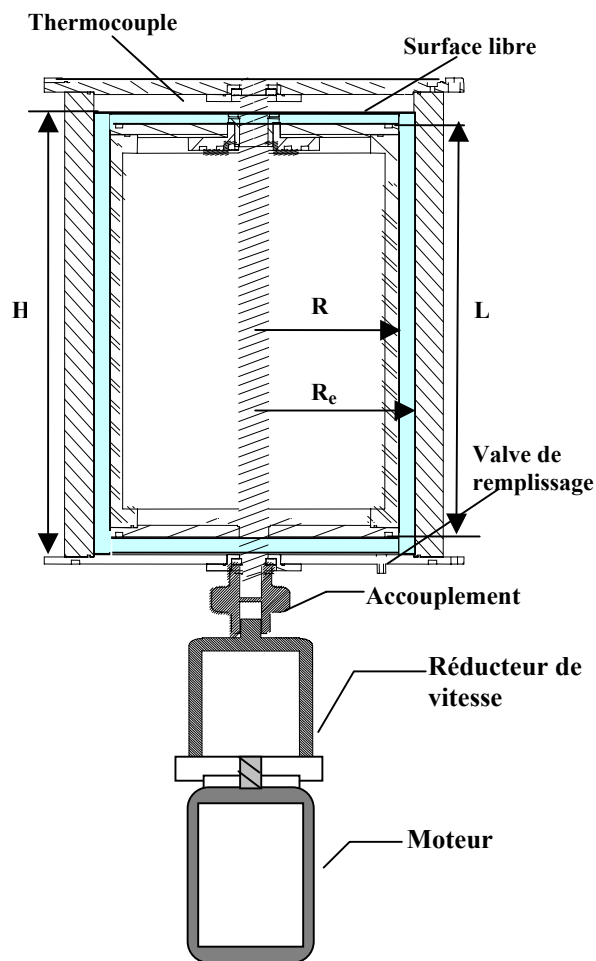


Figure 2.2 Dispositif expérimental de Taylor Couette monophasique avec système de mise en rotation

2.1.2.2. L'asservissement en vitesse

La régulation de la vitesse de rotation est assurée grâce à une carte d'asservissement fournie avec le moteur, cette carte compare la tension de retour fournie par un tachymètre intégré avec la valeur de la tension de consigne. Le tachymètre a été étalonné en fixant une roue dentée sur l'arbre moteur et en utilisant un tachymètre optique. Différentes courbes d'étalonnage ont été effectuées avec et sans fluide dans l'entrefer. Les phases d'accélération et de décélération ont été testées et on ne voit pas d'effet d'hystérésis. On a une bonne reproductibilité des courbes d'étalonnage. Sur la Figure 2.3, on a reporté la tension de sortie du tachymètre en fonction de la vitesse de rotation du moteur.

La vitesse de rotation du moteur peut être ajustée :

- Soit manuellement grâce à un potentiomètre, la résolution de ce dernier étant de 1 mV, (soit 0.07tr/min) et couvrant une plage de 0-10 V.
- Soit par commande via une carte d'acquisition (Entrée/Sortie) installée sur le PC (et qui servira par la suite à l'acquisition des signaux des sondes optiques en entrée en même temps que le pilotage du Taylor Couette) et un programme Test Point que nous avons mis en place. Cette méthode présente l'avantage de contrôler parfaitement la rampe d'accélération du dispositif et sa vitesse. On obtient une résolution meilleure que 0.1mV (soit 0.007tr/min) pour la vitesse. L'effet de l'accélération sur l'état de l'écoulement sera discuté dans le chapitre 3.

L'imprécision sur la détermination de la vitesse de rotation induit une imprécision sur la détermination du nombre de Taylor au maximum de 0.1% sur toute la plage de vitesse.

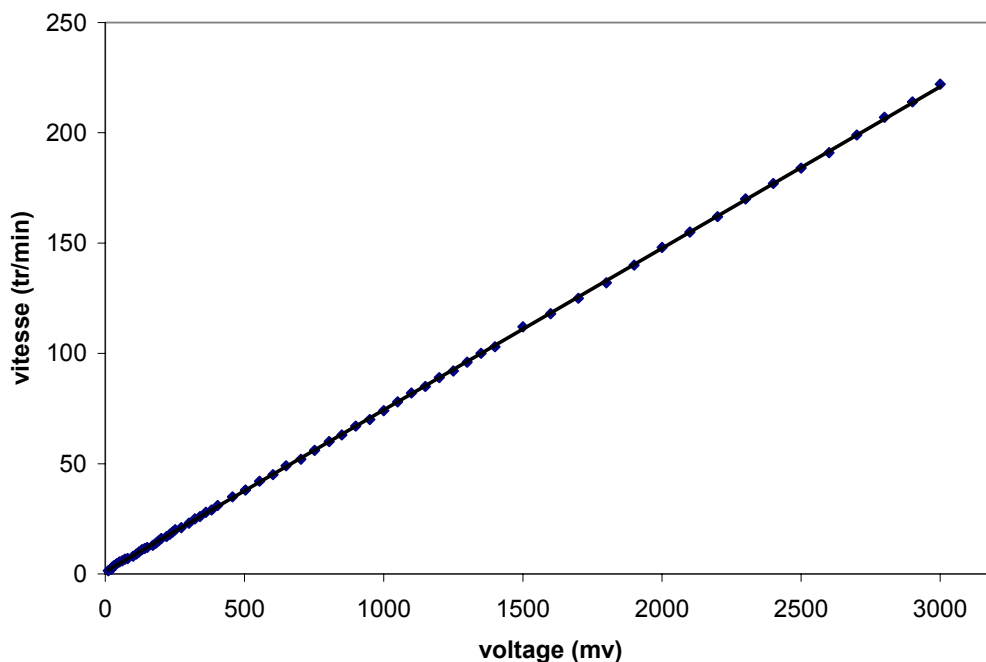


Figure 2.3 Courbe d'étalonnage du tachymètre pour la régulation de la vitesse du moteur

◆ Courbe expérimentale; — lissage par régression linéaire : $\Omega(\text{tr/min})=0,0733V(\text{mV}) + 0,7913$

2.1.2.3. L'assemblage

Le couple d'entraînement est communiqué au cylindre intérieur par le haut et par le bas via deux flasques, assurant ainsi une meilleure répartition de l'effort. Le couple est transmis de l'arbre vers le flasque de la partie basse via un disque soudé à l'arbre et fixé sur le flasque avec des vis. Pour la partie haute du dispositif, des manchons hydrauliques ont été insérés entre l'arbre et le flasque pour assurer, en même temps, la liaison mécanique et l'étanchéité nécessaire. Enfin, le cylindre intérieur a été dimensionné en aluminium, ceci pour supporter les efforts de cisaillement exercés au niveau des vis maintenant la jonction avec les flasques.

2.1.3. Etendue du nombre de Taylor

Pour le dispositif étudié, le nombre de Reynolds est défini :

$$Re = \frac{R_i \Omega_i d}{\nu} \quad (2.2)$$

Et le nombre de Taylor, qui caractérise les instabilités, s'écrit comme une combinaison du nombre de Reynolds et du facteur géométrique d/R_i :

$$T_a = \sqrt{\frac{\Omega_i^2 R_i d^3}{\nu^2}} = Re \sqrt{\frac{d}{R_i}} \quad (2.3)$$

La plage du nombre de Taylor accessible avec notre dispositif dépend de la composition, de la température du mélange, et de la vitesse de rotation du cylindre intérieur. Avec la métrologie associée (tachymètre et capteur de température), on a une incertitude globale sur la détermination du nombre de Taylor au maximum de 0.8%. A titre indicatif, l'étendue du nombre de Taylor est donnée dans le tableau ci-dessous, pour toute la plage de vitesse de rotation [0-470tr/min]. Les valeurs du nombre de Taylor sont réduites par la valeur du nombre de Taylor critique correspondant à l'apparition de la première instabilité, $T_{a,c1} = 43.3$ (développement des cellules de Taylor dans l'espace annulaire).

T° du fluide	Le fluide utilisé	La plage de Taylor
15°	Eau-glycérine 80 %	$0 < Ta/T_{a,c1} < 20$
	Eau-glycérine 65 %	$0 < Ta/T_{a,c1} < 66$
	Eau-glycérine 40 %	$0 < Ta/T_{a,c1} < 310$
30°	Eau-glycérine 80 %	$0 < Ta/T_{a,c1} < 49$
	Eau-glycérine 65 %	$0 < Ta/T_{a,c1} < 134$
	Eau-glycérine 40 %	$0 < Ta/T_{a,c1} < 510$

Tableau 2.2 Plage du nombre de T_a réduit accessible avec notre dispositif en fonction de la température de fonctionnement et du mélange

2.2. Techniques de mesures spécifiques à l'écoulement de Taylor Couette monophasique

La topologie de l'écoulement a été obtenue grâce à des mesures du champ de vitesse par Vélocimétrie Laser Doppler (VLD). Cette technique expérimentale non intrusive permet de caractériser de manière fine, l'écoulement pour les différents régimes d'instabilité et en écoulement pleinement turbulent. L'écoulement est décrit selon une coupe transversale de l'entrefer à partir des mesures de la vitesse axiale et azimutale et les régimes sont caractérisés par l'apparition de fréquences caractéristiques mises en évidence grâce à une analyse spectrale des signaux de vitesse. Dans les paragraphes qui suivent, une brève description du dispositif et du principe de fonctionnement de VLD sera faite car l'ensemble est tout à fait classique et bien connu à l'heure actuelle. Cependant, il apparaît intéressant de décrire plus en détail les corrections optiques apportées aux mesures de vitesse compte tenu de la forme cylindrique et donc de la courbure de l'interface plexiglas –fluide que traverse le faisceau Laser.

D'autre part, les mesures par VLD ont été complétées par des visualisations, dans le but de caractériser au mieux les instabilités. En particulier cela a permis de déterminer le nombre d'onde azimutale pour les régimes d'ondes de 2^{ème} et 3^{ème} instabilités.

2.2.1. *Vélocimétrie Laser Doppler*

2.2.1.1. Principe général

Le système optique est constitué d'une source Laser Argon ionisé d'une puissance de 5 Watts émettant sur deux fréquences de longueurs d'onde $\lambda = 514.5$ nm (couleur verte) et $\lambda = 488$ nm (couleur bleue). Trois faisceaux en parallèle sont générés en sortie de la source : deux faisceaux de couleur pure et un faisceau commun contenant les deux longueurs d'onde et décalé à la fréquence de Bragg. Une fibre optique permet de focaliser les trois faisceaux en sortie avec une lentille de convergence de focale 360 mm. Les faisceaux convergent en un point et forme un volume de mesure de forme ellipsoïdale dont le grand axe de longueur 800 μm se situe suivant la direction radiale de l'écoulement et le petit axe de longueur 50 μm dans les deux autres directions. On obtient ainsi un rapport entre la taille du volume de mesure et la taille de l'entrefer de 0.04. Les faisceaux sont rétro-diffusés par les particules d'ensemencement. Deux photomultiplicateurs permettent de récupérer l'intensité lumineuse de l'interférence entre les faisceaux rétro-diffusés. Deux processeurs d'analyse spectral des « bursts » (BSA) permettent de traiter les signaux électriques en sortie des photomultiplicateurs, correspondant chacun à une composante de vitesse azimutale et axiale. Les BSA travaillent avec une horloge interne leur permettant d'extraire les données statistiques de l'échantillonnage aléatoire du signal de vitesse.

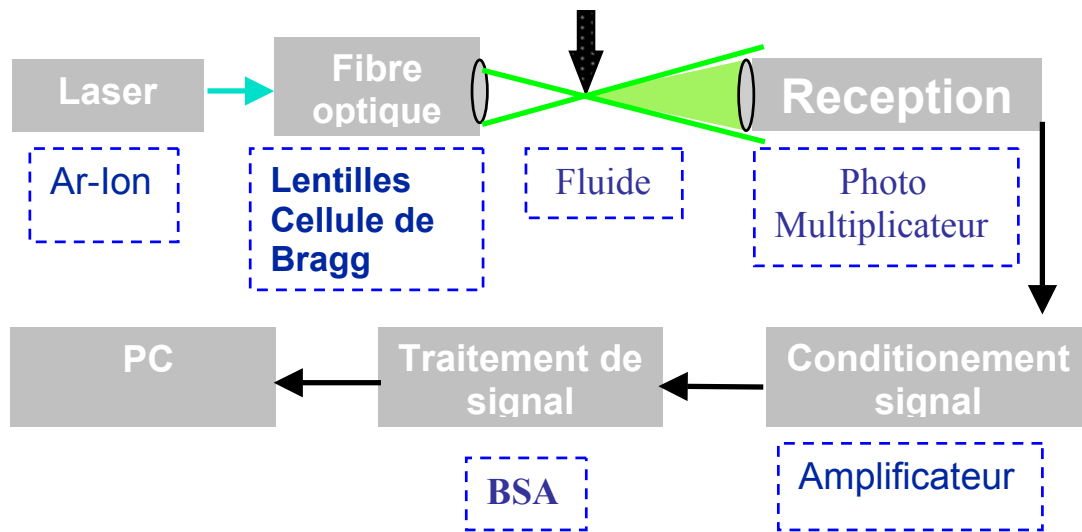


Figure 2.4 La chaîne de mesure en LDV

2.2.1.2. L'ensemencement

Dans le but d'améliorer le taux d'acquisition et de validation, le fluide estensemencé au préalable par des particules d'Iridine de taille entre 5 et 50 μm . Les effets inertiels des particules sont négligeables comme nous le démontre le nombre de Stokes = $\Omega_i a^2/9\nu < 10^{-3}$. On peut noter que ces particules ont un comportement anisotrope du fait de leur forme allongée et réfléchissent la lumière avec plus ou moins d'intensité selon l'orientation qu'elles prennent dans l'espace annulaire. Ce comportement ne porte pas à conséquence sur la valeur moyenne et la vitesse rms de la vitesse mesurée mais peut rendre délicat l'analyse des signaux instantanés. En effet, Favé (1999) a montré que lorsque les paillettes d'Iridine prenaient une orientation particulière le long des lignes de courant, elles n'offraient qu'une très faible surface de réflexion et la fréquence d'acquisition du signal chutait considérablement. Néanmoins Pour palier à ce problème, on a deux solutions : soit utiliser des billes de verre sphériques recouvertes d'une fine couche d'aluminium dont le comportement est isotrope, soit augmenter d'une façon relative le temps de mesure. C'est cette dernière solution qui a été retenue dans notre cas, compte tenu des faibles fréquences mises en jeu, un temps d'acquisition suffisamment long a été nécessaire pour caractériser les régimes d'écoulement correspondant aux premières instabilités

2.2.1.3. Corrections optiques et calage des parois

Le volume de mesure est positionné dans l'espace annulaire grâce à un système de déplacement à trois axes, solidaire d'une dalle supportée par quatre plots pneumatiques amortisseurs. Compte tenu du changement d'indice de réfraction des différents milieux rencontrés par les faisceaux Laser et du rayon de courbure de la paroi extérieure du cylindre extérieur, la déviation des faisceaux devient alors importante et il est nécessaire d'apporter des corrections au déplacement du volume de mesure. La correction de la position du volume de mesure nécessite un calcul spécifique pour chaque déplacement et le détail de ce calcul est reporté en Annexe N°1 de ce mémoire. On se bornera ici à ne donner que le principe général

de la méthode dans le but de ne pas alourdir ce chapitre. Le programme de correction développé pour la présente installation, fait référence aux travaux réalisés à l'Ecole Nationale Supérieure de Techniques Avancées A pour des géométries similaires. Le but de la méthode est de déterminer le lieu d'intersection des faisceaux Laser avec le dioptre cylindrique en tenant compte du changement d'indice des milieux traversés afin d'obtenir la position exacte du volume de mesure.

En effet, les faisceaux traversent successivement une interface cylindrique air-altuglas, puis une interface altuglas-mélange eau/glycérine. La Figure 2.5 montre la position des faisceaux en sortie de lentille de convergence et après traversée des interfaces.

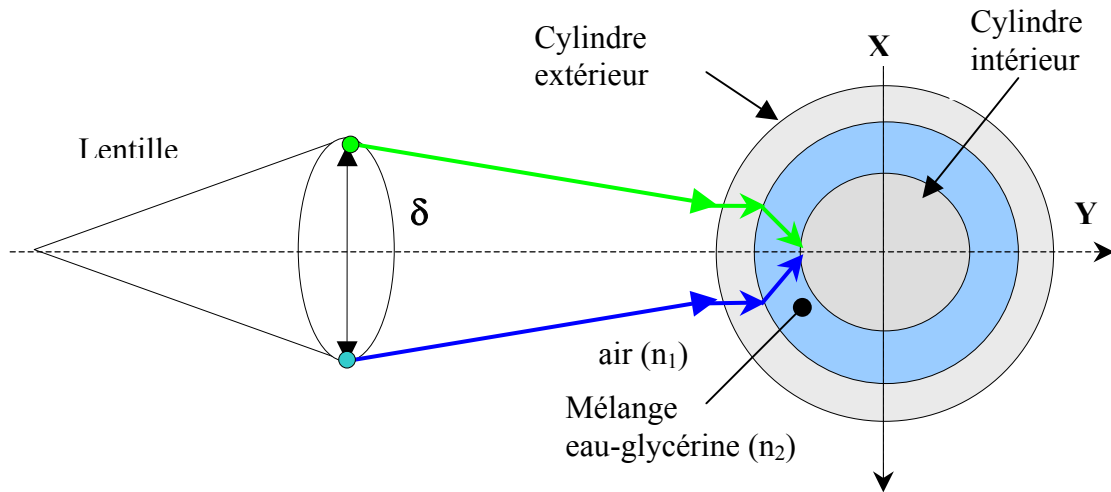


Figure 2.5 Mise en évidence de la déviation des faisceaux à la traversée de l'interface

On cherche dans un premier temps à déterminer en fonction des paramètres optiques (écartement des faisceaux et focale de la lentille de convergence) la position des points d'intersection du faisceau bleu avec le commun (pour la composante axiale) et du faisceau vert avec le commun (pour la composante azimutale de la vitesse). On détermine ensuite les réfractions subies par les faisceaux en traversant le cylindre extérieur dont on connaît le rayon de courbure et on corrige ensuite par la déviation due à l'indice du milieu. Ces corrections sont ainsi effectuées sur les composantes axiale et azimutale de la vitesse.

Cette méthode a été validée par une mesure du profil radial de la vitesse azimutale en régime laminaire. En effet, pour ce régime, on a une solution analytique du profil de vitesse azimutale sous la forme :

$$V_{\theta} = Ar + \frac{B}{r} \quad \text{avec} \quad A = -\frac{\Omega_i R_i^2}{R_e^2 - R_i^2} \quad \text{et} \quad B = \frac{\Omega_i R_i^2 R_e^2}{R_e^2 - R_i^2} \quad (2.4)$$

La Figure 2.6 permet de comparer le profil expérimental de vitesse azimutale obtenu dans l'entrefer par VLD, après correction optique avec le profil théorique pour un nombre de Ta réduit tel que $Ta/Tac=0.74$. La vitesse est adimensionnée par la vitesse tangentielle du cylindre intérieur $\Omega_i R_i$. La position radiale est repérée par la variable x adimensionnelle et définie par :

$$x = \frac{r}{d} - \frac{R_i + R_e}{2d} \quad (2.5)$$

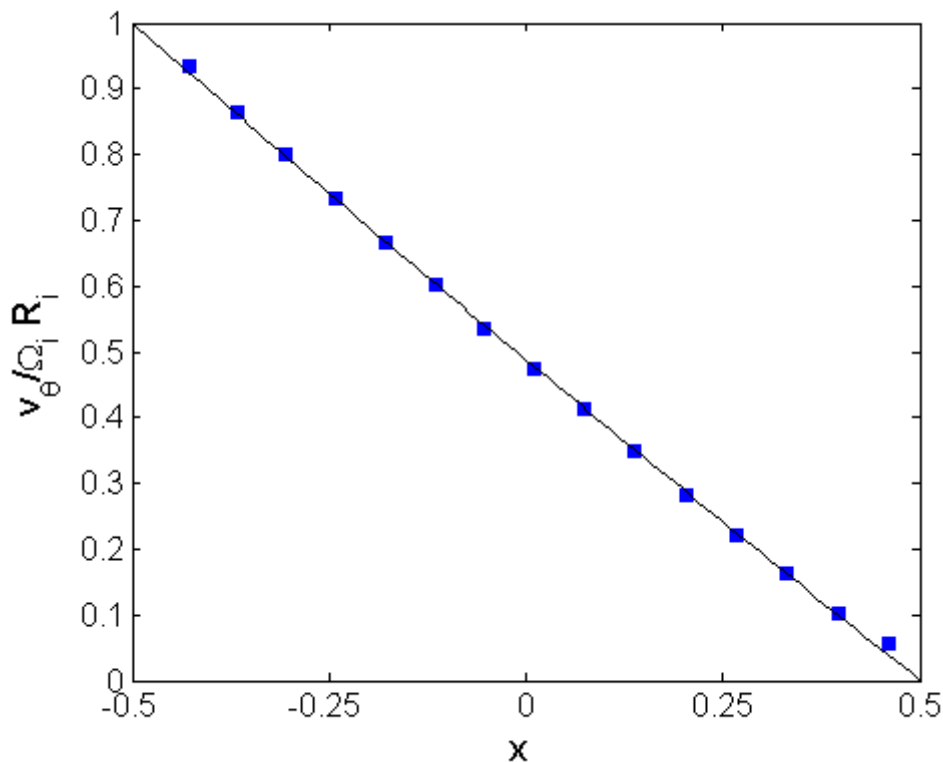


Figure 2.6 Profil de vitesse azimutale en écoulement laminaire pour un mélange eau-glycérine à 80% pour $Ta/Tac=0.74$.
 — : profil théorique, ■ données expérimentales

Les résultats expérimentaux concordent avec le profil de vitesse théorique, validant par la même la qualité des mesures mais également le programme de correction optique mis en œuvre. Ceci permet également de recalibrer la position du volume de mesure par rapport à la paroi du cylindre intérieur, l'incertitude sur son positionnement étant au départ de la longueur du volume de mesure, soit 0.8mm. Après recalage, la position du volume de mesure dans l'entrefer est déterminée à 0.32 mm près (0.016d). Le premier point de mesure dans l'entrefer se situe à 0.2 mm ± 0.16 mm du cylindre intérieur. Les volumes de mesures des composantes axiale et azimutale de la vitesses sont décalées dans la direction radiale par suite de l'existence du dioptré cylindrique, en effet, le volume de mesure de la composante axiale se trouve avancé d'une valeur constante de 2 mm, ce qui justifie l'impossibilité de faire de l'intercorrélation entre les composantes axiale et azimutale.

2.2.1.4. Traitement des données

La Vélocimétrie Laser Doppler permet d'effectuer une analyse des propriétés moyennes et fluctuantes de l'écoulement. Ces propriétés peuvent être caractérisées par une analyse statistique des données mais également par une analyse spectrale. L'ensemble des données que l'on pourra obtenir concerne principalement des profils axiaux et radiaux de vitesse axiale et azimutale de l'écoulement. Ces profils peuvent également être effectués simultanément afin d'obtenir dans une coupe transversale de l'écoulement, des cartographies représentant les iso-valeurs des vitesses. Pour l'obtention des cartographies, la grille de mesure comporte 918

points et couvrent une fenêtre de 20 mm de large dans l'entrefer et 100 mm de haut. Dans la direction axiale, le pas d'espace est régulier et vaut 2 mm ($z/d=0.1$). Dans la direction radiale, le pas d'espace suit une progression géométrique pour le volume de mesure de la composante azimutale de la vitesse. Il varie entre 1.239 mm et 1.297 mm ($0.06195\text{mm} < r/d < 0.06485\text{mm}$), côté cylindres intérieur et extérieur respectivement. Le pas est constant pour le volume de mesure de la composante axiale de la vitesse, il vaut 1.45 mm ($r/d = 0.0725\text{mm}$). La représentation sous forme de cartographie des composantes de vitesse déjà décrite par Favé (1999) et Parker et Merati (1996) a l'avantage de mettre en évidence l'alternance positive et négative de la composante de vitesse en fonction de la position radiale et axiale marquant ainsi les frontières des cellules contra-rotatives mais aussi les régions de « outflow » et de « inflow », régions de jet entre cellules, sièges de forte déformation.

D'autre part, l'acquisition temporelle des vitesses instantanées en un point permet d'appliquer une analyse spectrale bien adaptée pour décrire la dynamique de l'écoulement et caractériser les régimes d'ondes.

- Analyse statistique

En ce qui concerne l'obtention des espérances mathématiques de vitesse en un point, il est important d'avoir un nombre de « bursts » validés suffisant pour obtenir des vitesses moyennes et rms convergentes. Il est également impératif de trouver un compromis sur le temps de mesure en chaque point afin d'éviter une trop grande dérive en température lors de la réalisation de profils ou de cartographie des composantes de vitesse.

C'est pourquoi, des tests systématiques sur le nombre d'échantillons ont été réalisés, assurant ainsi une bonne convergence des résultats du calcul de la moyenne et de la variance statistique. Un bon compromis a été trouvé pour 2500 échantillons pour les régimes de premières instabilités et de turbulence naissante et 4000 échantillons pour le régime turbulent. Cela correspond à un temps de mesure entre 5 et 40 secondes pour une fréquence de « bursts » validés entre 60 à 800 Hz, qui dépend de la position du point de mesure dans l'entrefer. Le temps de mesure correspond, au minimum, à 24 fois le passage de l'onde azimutale. Dans ce cas là, l'incertitude relative sur la détermination de la moyenne est de 0.9% sur la composante axiale et 1.2% sur la composante azimutale, l'incertitude relative sur la détermination de la valeur RMS des deux composantes de vitesses est de 1% pour les régimes de premières instabilités et turbulence naissante, pour le régime turbulent, les incertitudes relatives sont de 1.1% pour la composante moyenne et 3.6 % pour la valeur RMS de la composante axiale et 2.2 % pour la composante moyenne et 5.7% pour la valeur RMS de la composante azimutale.

En régime de premières instabilités et de turbulence naissante, au niveau de confiance de 95%, on a une incertitude relative de $\pm 4\%$ et $\pm 0.4\%$ sur la détermination de la moyenne des composantes azimutale et axiale respectivement. L'incertitude relative sur le calcul de la valeur RMS des 2 composantes de vitesse est de $\pm 3\%$.

- Analyse spectrale

L'analyse spectrale réalisée sur les signaux de vitesse permet de caractériser le régime d'écoulement. Cette analyse est largement utilisée pour l'étude de la turbulence ou de la transition à la turbulence.

Il est à noter toutefois que l'analyse spectrale des signaux de vitesse issus de mesures par VLD n'est pas immédiate compte tenu du caractère aléatoire du passage des particules dans le volume de mesure, rendant ainsi impossible l'application d'algorithmes classiques de transformées de Fourier rapide (FFT). Il existe deux méthodes pour palier ce problème. La première est une interpolation pour rééchantillonner le signal temporel à pas constant avant de lui appliquer les algorithmes classiques de FFT. La deuxième est basée sur le calcul de la fonction d'autocorrélation sur laquelle est appliquée alors la transformée de Fourier. Ces méthodes de traitement mise en oeuvre entre autre par Adrian et Yao (1987), Gaster et Roberts (1975) ou Roberts et Ajmani (1986) sont décrites et comparées par Favé (1999). Les résultats obtenus ont montré que dans le cas de l'écoulement de Taylor Couette, dans la mesure où les fréquences caractéristiques ne se trouvent pas dans la gamme des hautes fréquences, les deux méthodes donnaient des résultats similaires et les méthodes précédemment citées pouvaient être utilisées indifféremment.

Le choix du traitement s'est finalement porté sur la méthode de rééchantillonnage avec application de la FFT pour l'estimation de la densité spectrale de puissance. La méthode utilisée est celle du logiciel BSAFlow qui est une interpolation d'ordre 0 dite « sample and hold ». Les densités spectrales ont été dans la plupart des cas estimées à partir des fichiers de vitesse axiale.

Il est à noter que les fréquences caractéristiques en régime de premières instabilités et turbulence naissante sont suffisamment faibles entre 0.6 et 6 Hz pour cet écoulement et que les harmoniques ne dépassent pas la dizaine de Hertz. C'est pourquoi, dans le but d'estimer correctement les densités spectrales il s'est avéré nécessaire d'obtenir un temps de mesure suffisamment long afin de voir passer un certain nombre de fois l'onde azimutale. Le temps de mesure est ici de 500 secondes ce qui permet de voir défiler, 30 à 300 fois l'onde azimutale sur 10 blocs de 50 secondes. En régime d'onde, l'analyse spectrale est faite pour une fréquence maximale de 20 à 40Hz, ce qui impose un nombre de points par blocs de 2048 ou 4096, une résolution $\Delta f = \frac{1}{2T_b} = 0.01$ Hz avec T_b la durée de chaque bloc. En régime turbulent, l'analyse spectrale est faite pour une fréquence maximale de 80 Hz, avec un nombre de points par bloc de 8192 et une résolution $\Delta f = 0.01$ Hz inchangée. Les paramètres de validation des bouffées Doppler ont été optimisés afin d'obtenir une fréquence de validation satisfaisant le critère de Nyquist, d'environ 280Hz.

2.2.2. Visualisations

Afin d'avoir une idée de la topologie générale de l'écoulement, nous avons réalisé des visualisations de l'écoulement sur la hauteur de l'entrefer. Pour cela, l'écoulement estensemencé avec des particules d'iriodine.

En régime de 1^{ère}, 2^{ème}, 3^{ème} instabilités, ainsi qu'en régime de turbulence naissante et en régime turbulent, on peut dénombrer les cellules de Taylor et déterminer ainsi la longueur d'onde axiale.

$$\lambda = \frac{2H}{n}, \text{ où } n \text{ est le nombre de cellules sur la hauteur } H \text{ de l'entrefer.}$$

Pour les régimes de 2^{ème} et 3^{ème} instabilité, on peut figer l'onde azimutale, grâce à un éclairage stroboscopique et déterminer ainsi le nombre d'onde azimutal, par un dénombrement des oscillations sur une portion de contour.

Les photos correspondantes ont été prises avec un appareil photo numérique Nikon E35 muni d'un objectif de 60 mm et d'un flash stroboscopique. La vitesse d'obturation est réglée au 1/30^{ième} avec une ouverture suffisamment réduite de manière à obtenir netteté et profondeur de champ.

Pour le régime de 3^{ème} instabilité et de turbulence naissante, des prises de vue ont également été réalisées au moyen d'un appareil photo numérique Nikon Coolpix 2200. Des séquences vidéo de 20 secondes ont permis de mettre en évidence le train d'onde.

2.3. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit en détail l'installation expérimentale et les techniques de mesure utilisées en écoulement monophasique. En particulier, nous avons insisté sur le traitement des mesures par VLD qui nécessite une correction optique de la position du volume de mesure et de la vitesse doppler obtenue.

En écoulement diphasique, le dispositif expérimental présenté dans ce chapitre reste inchangé. Il sera complété pour faire ventiler, caviter et permettre l'intrusion de sondes optiques, comme nous le verrons dans le chapitre 4, où nous discuterons du dispositif expérimental et de la métrologie spécifique à l'étude diphasique.

Chapitre 3

3. CARACTERISATION DE L'ÉCOULEMENT DE TAYLOR COUETTE MONOPHASIQUE

Une première campagne de mesure a consisté en la qualification de l'écoulement de référence, monophasique, pour les régimes allant de la 1^{ère} instabilité, 2^{ème} instabilité, 3^{ème} instabilité, à l'écoulement de turbulence naissante et pleinement turbulent.

Pour tous ces régimes, nous avons procédé de la manière suivante. Tout d'abord une description visuelle de la topologie de l'écoulement, s'ensuit une description du champ de vitesse pour les composantes axiale et azimutale. Nous nous intéressons en particulier aux valeurs moyennes des composantes de vitesse, mais aussi aux valeurs rms qui sont présentées pour le régime de turbulence naissante et le régime turbulent. Nous décrivons ensuite les caractéristiques de l'onde azimutale (fréquence et nombre d'onde) obtenues par analyse spectrale. Pour atteindre ces différents régimes, nous insistons à chaque fois sur le protocole expérimental et les précautions à prendre lors de la mise en vitesse.

Un paragraphe récapitulatif des différents régimes permet ensuite de faire la synthèse. Ce chapitre se termine par une analyse théorique du champ des vitesses, basée sur une décomposition en série de Fourier qui correspond à une extension de la décomposition de Davey (1962).

Dans tout ce chapitre, la composante moyenne de vitesse azimutale est adimensionnée par la vitesse azimutale du cylindre intérieur. Pour pouvoir comparer entre elles les mesures obtenues pour différents mélanges eau-glycérine (40%, 65 ou 80% de glycérine), et pour s'affranchir de l'effet de la dérive en température sur la diffusivité, les composantes de vitesse induites par les instabilités, c'est-à-dire composantes moyennes de vitesse axiale et radiale, ainsi que toutes les composantes rms de vitesse sont normalisées par v/d . La position radiale est repérée par le paramètre $x = \frac{r}{d} - \frac{R_i + R_e}{2d}$ et la position axiale est repérée par la valeur adimensionnelle z/d .

Les résultats seront comparés aux résultats obtenus par Bouabdallah (1980) pour un dispositif de Taylor Couette de géométrie similaire.

3.1. Caractérisation du régime de première instabilité : Développement des cellules de Taylor

3.1.1. Visualisation de la topologie de l'écoulement en TVF

La première instabilité est caractérisée par la formation, sur toute la hauteur de l'entrefer, de rouleaux contrarotatifs appelés cellules de Taylor (Taylor, 1923). Cette instabilité conduisant à un écoulement axisymétrique est couramment appelée « Taylor Vortex Flow » (TVF). Elle apparaît à partir d'une valeur critique du nombre de Taylor Ta_{c1} . Par la suite, on caractérisera l'ensemble des régimes d'instabilité par un nombre de Taylor réduit Ta/Ta_{c1} . Une visualisation de l'écoulement ensemencé avec des particules d'Iridine permet

de mettre en évidence les cellules de Taylor et de déterminer ainsi le nombre de Taylor critique. On obtient $Ta_{c1} = 43.3 \pm 0.5$ équivalent à un nombre de Reynolds critique Re_{c1} de 137 ± 1.6

La Figure 3.1 montre une visualisation de ces cellules. Sur la hauteur de l'entrefer, les cellules sont au nombre de $n = 44$, ce qui correspond à une onde stationnaire de longueur d'onde axiale $\lambda = 2d$.

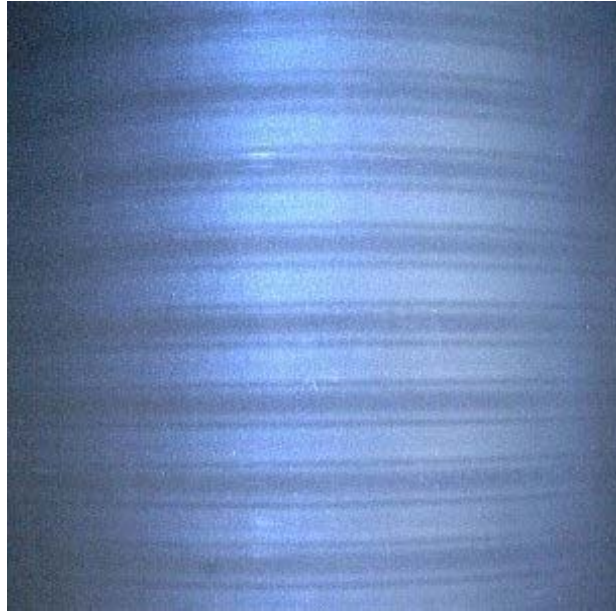


Figure 3.1 Visualisation des cellules contrarotatives en TVF, $Ta/Ta_{c1} = 1.01$ ($n=44$)

3.1.2. Caractérisation du champ de vitesse moyen en TVF

Afin de visualiser les cellules de Taylor, des mesures suivant des coupes transversales (dans le plan (r,z)) de la vitesse axiale et azimutale ont été réalisées. L'alternance de vitesses positives et négatives de la composante axiale est caractéristique des cellules contrarotatives et permet de déterminer grâce à des cartographies d'iso valeurs, la longueur d'onde axiale λ . La Figure 3.2 représente une cartographie de vitesse axiale à $Ta/Ta_{c1} = 1.04$, sur laquelle on peut localiser les zones de outflow et de inflow par rapport aux parois du cylindre intérieur et visualiser le sens de rotation de la cellule. On voit nettement la périodicité axiale de l'écoulement, caractérisée par une longueur d'onde $\lambda = 2d$.

Lim et al. (1998) ont montré qu'il existe une influence de la rampe d'accélération sur la longueur d'onde axiale. Ils ont montré que pour $\eta = 0.803$, dans le cas d'une accélération importante dRe/dt , supérieure à 2.2 s^{-1} , on peut aboutir à des cellules de Taylor de taille inférieure. Pour l'écoulement de Taylor Couette que nous étudions, caractérisé par $\eta = 0.91$, nous n'avons pas observé d'influence de l'accélération sur les caractéristiques des cellules de Taylor.

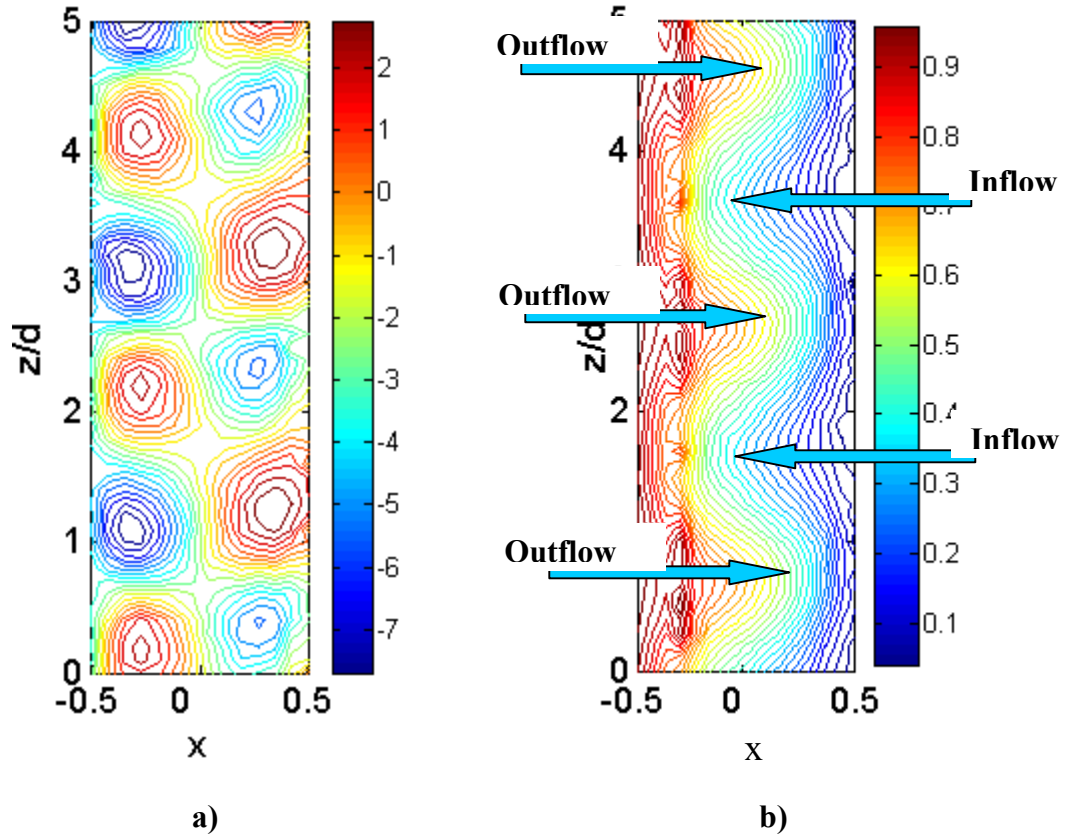


Figure 3.2 Cartographie des composantes moyennes de vitesse en TVF, $Ta/Ta_{c1} = 1.04$.
 a) vitesse axiale $w'd/v$ b) vitesse azimutale $V_\theta/\Omega_i R_i$

Sur la Figure 3.3, on présente les profils radiaux de vitesse azimutale. A l'apparition des cellules, la distribution radiale reste quasi-linéaire, comme en écoulement laminaire.

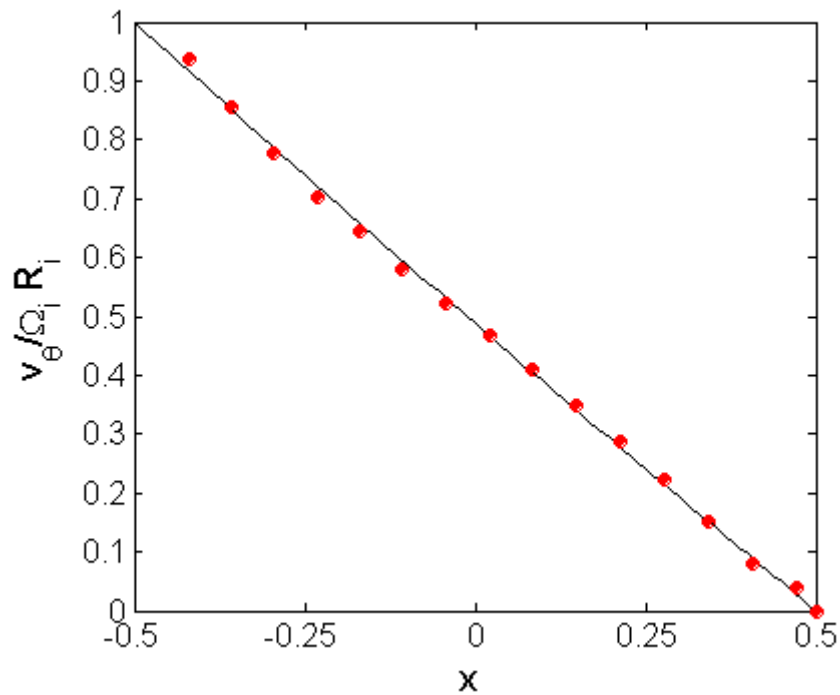


Figure 3.3 Profil radial de vitesse azimutale en TVF, $Ta/Ta_{c1}= 1.03$
 ----- : profil théorique laminaire, ● données expérimentales à $Ta/Ta_{c1}= 1.03$

Sur la Figure 3.4, on présente un profil radial de la vitesse axiale mesuré à l'apparition des cellules pour la position axiale $z/d=2.25$ en milieu de cellule. La vitesse moyenne axiale est caractérisée par une distribution de type sinusoïdal sur la largeur de l'entrefer.

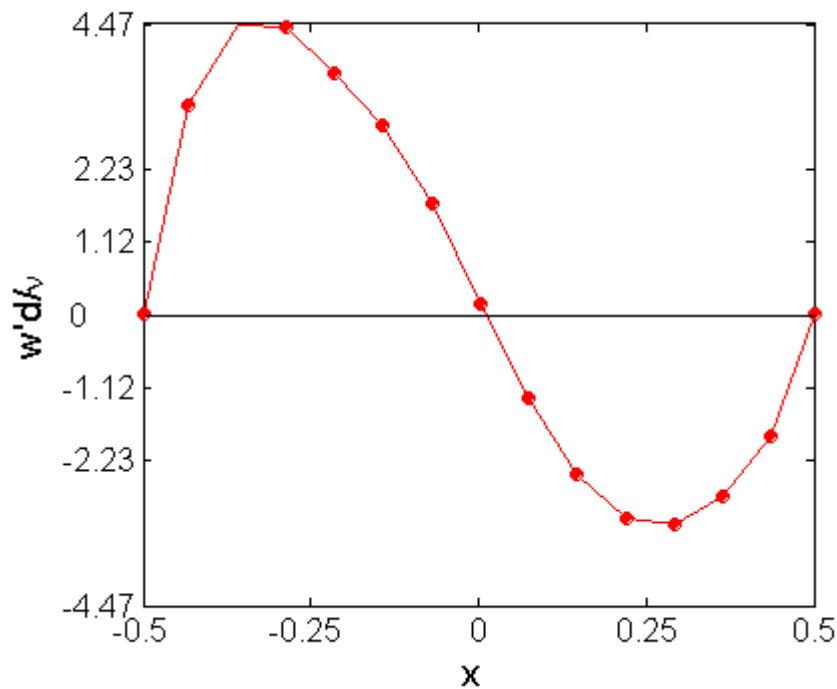


Figure 3.4 Profil radial de vitesse axiale en TVF, $Ta/Ta_{c1}= 1.03$
 ----- : profil théorique laminaire, ● données expérimentales à $Ta/Ta_{c1}= 1.03$

3.2. Caractérisation du régime de deuxième instabilité : Le régime d'onde azimutale

3.2.1. Visualisation de la topologie de l'écoulement en WVF

Le régime de deuxième instabilité, appelé aussi «Wavy Vortex Flow », est caractérisé par une onde azimutale de fréquence notée mF_0 qui vient se superposer aux cellules de Taylor étudiées ci-dessus et les fait osciller à la vitesse de phase F_0 . Ce régime présente une double périodicité caractérisée par un nombre d'onde axial « n » et un nombre d'onde azimutal « m ».

A partir des visualisations de l'écoulement, on peut figer l'onde azimutale et déterminer ainsi à partir de quel nombre de Taylor critique Ta_{c2} la deuxième instabilité apparaît. La valeur obtenue pour Ta_{c2} est de 49.6 ± 0.6 , ce qui correspond à un nombre de Reynolds critique Re_{c2} de 157 ± 1.9 . La valeur réduite correspondante est $Ta_{c2}/Ta_{c1} = 1.15$. On a un bon accord avec la valeur obtenue par Bouabdallah (1980) à la transition qui est de 1.19. L'état d'écoulement, juste à l'apparition de l'onde azimutale est présenté en figure 3.5.a.

Ce régime d'instabilité perdure jusqu'à l'apparition d'une modulation d'amplitude de l'onde azimutale correspondant à la troisième instabilité vers $Ta_{c3}=266$.

Sur la plage correspondant au WVF ($50 < Ta < 266$), le nombre d'onde azimutal m augmente avec le nombre de Taylor. Le nombre d'onde azimutal m égal à 3 à $Ta=49.6$, juste à l'apparition de la 2^{ème} instabilité, augmente rapidement, en passant successivement par les valeurs 4, 5, 6, 7 et 8 pour enfin se stabiliser à la valeur $m=9$ à partir de $Ta=100$. La figure 3.5 montre une visualisation de deux états d'écoulement $m=3$ et $m=9$, les autres visualisations sont reportées en annexe 2A.

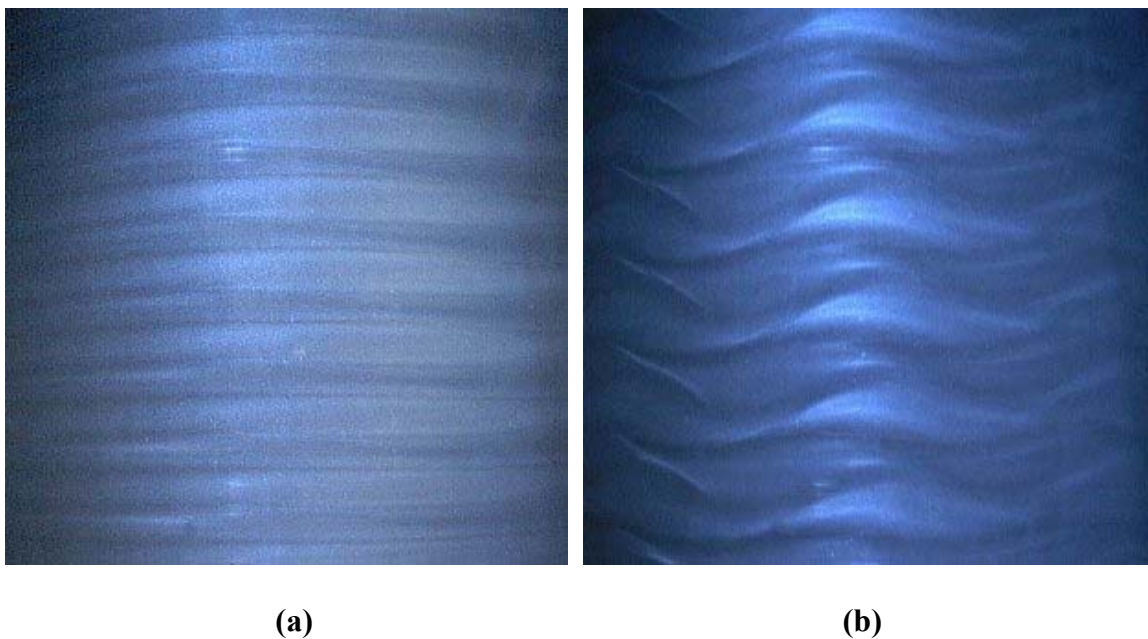


Figure 3.5 Visualisation du régime d'onde de 2^{ème} instabilité (WVF)
a) $Ta/Ta_{c1} = 1.15$ ($m=3$) **b) $Ta/Ta_{c1} = 3.23$ ($m=9$)**

A partir de $Ta/Ta_{c1} \approx 1.6$, on observe un réarrangement du nombre de cellules qui conduit à une augmentation de la longueur d'onde axiale $\lambda=2.5d$. Ce changement de longueur d'onde axiale survient à la transition de $m=4$ à $m=5$.

Sur la Figure 3.6 qui représente l'évolution du nombre d'onde azimutal en fonction du nombre de Taylor sur la plage correspondant au régime de 2^{ème} instabilité, on peut voir que ce régime est caractérisé par plusieurs états d'écoulement possibles pour une même valeur du nombre de Taylor. La multiplicité des états d'écoulement dépend de l'histoire de l'écoulement et en particulier de l'accélération du cylindre intérieur. Cette figure a été élaborée à partir des visualisations ainsi que les mesures LDV pour la détermination de la fréquence de l'onde principale (mF_0).

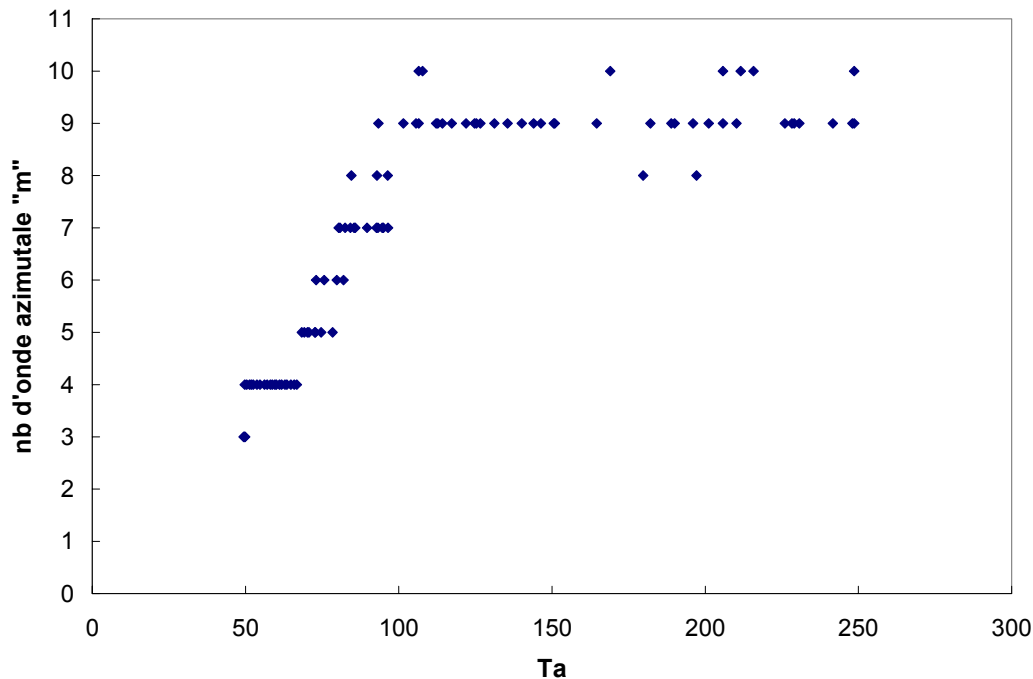
Pour une accélération $dRe/dt < 2.5s^{-1}$, l'apparition de la 2^{ème} instabilité s'accompagne d'un nombre d'onde azimutal égal à $m=3$, alors que m vaut 4 pour une accélération plus grande.

On observe également à partir de $Ta=100$, correspondant à un nombre de Taylor réduit $Ta/Ta_{c1} = 2.3$, que le nombre d'onde azimutal peut varier en prenant soit la valeur $m=8, 9$ ou $m=10$.

Si la rampe d'accélération est forte, $dRe/dt > 3s^{-1}$, le nombre d'onde azimutal augmente avec Ta jusqu'à $Ta=100$, en prenant des valeurs plus importantes. A $Ta=100$, m se stabilise alors à une valeur unique égale à 10.

En revanche pour une rampe d'accélération faible $dRe/dt < 2 s^{-1}$, si l'on ne marque pas un temps d'arrêt de quelques minutes à $Ta=100$, à partir de $Ta=100$, on peut avoir indifféremment $m=8$ ou $m=9$, l'écoulement est instable et cela se traduit aussi par une augmentation de la longueur d'onde axiale à $\lambda=2.7d$.

Pour avoir sur la plage $100 < Ta < 266$ l'état d'écoulement le plus stable correspondant au doublet ($\lambda=2.5d, m=9$), nous avons défini un protocole à suivre scrupuleusement en respectant lors de la mise en vitesse du dispositif une rampe d'accélération contrôlée. Pour cela, on impose une accélération du cylindre intérieur de $dRe/dt = 2.5 s^{-1}$ jusqu'à $Ta=100$, puis on impose une pause à $Ta=100$ de 5-15 minutes pour le mélange à 80% et 65% de glycérine respectivement pour laisser le temps à l'écoulement de s'établir. On peut ensuite procéder à la mise en vitesse du dispositif avec $dRe/dt = 2.5 s^{-1}$ jusqu'à l'apparition de la 3^{ème} instabilité.



**Figure 3.6 Evolution du nombre d'onde azimutal en fonction du nombre de Taylor pour le régime de 2^{ème} instabilité (WVF).
◆ mesures obtenues par visualisations et VLD**

En résumé, si l'on respecte le protocole expérimental prescrit ci-dessus, l'apparition de la 2^{ème} instabilité à $Ta=49.6$ est caractérisée par le couple ($\lambda=2d$, $m=3$). Pour Ta entre 50 et 69, m augmente de manière régulière avec le nombre de Taylor de 3 à 4, λ vaut toujours $2d$. A partir de $Ta=69$ ($Ta/Ta_{c1}=1.6$), on a un saut de longueur d'onde axiale $\lambda=2.5d$ et de nombre d'onde azimutal, m augmentant de manière régulière de 5 à 9. A partir de $Ta=100$ et jusqu'à 266, l'état d'écoulement n'évolue plus avec Ta , il est caractérisé par le couple ($\lambda=2.5d$, $m=9$).

3.2.2. Caractérisation du champ de vitesse en WVF

Nous présentons sur la Figure 3.7 les cartographies de vitesse des composantes moyennes axiale et azimutale mesurées pour $Ta/Ta_{c1}=4$.

L'alternance positive et négative de la composante axiale, dans la direction axiale, montre bien la périodicité axiale de l'écoulement sous forme de paires de cellules de Taylor contra-rotatives de longueur d'onde $\lambda=2.5d$. On note cependant un resserrement des lignes iso-valeurs dans la zone de outflow et un étirement dans la zone de inflow. Ce phénomène a été mis en évidence par Marcus (1984) lors de simulations numériques en WVF. Cela est attribué à l'échange de quantité de mouvement entre cellules favorisé par le train d'ondes. L'échange est plus important en inflow qu'en outflow.

Les iso-valeurs de la composante azimutale mettent en évidence un jet radial plus important dans la zone de outflow que dans la zone de inflow. En particulier, on observe autour de la zone de outflow des gradients de vitesses adverses. Ce phénomène a été observé plutôt pour des régimes de 3^{ème} instabilité par Wereley et Lueptow (1994) mais aussi par Coughlin et Marcus (1992). Il est dû à l'interaction dans la zone de outflow entre du fluide de quantité de mouvement azimutale importante et la paroi du cylindre extérieur.

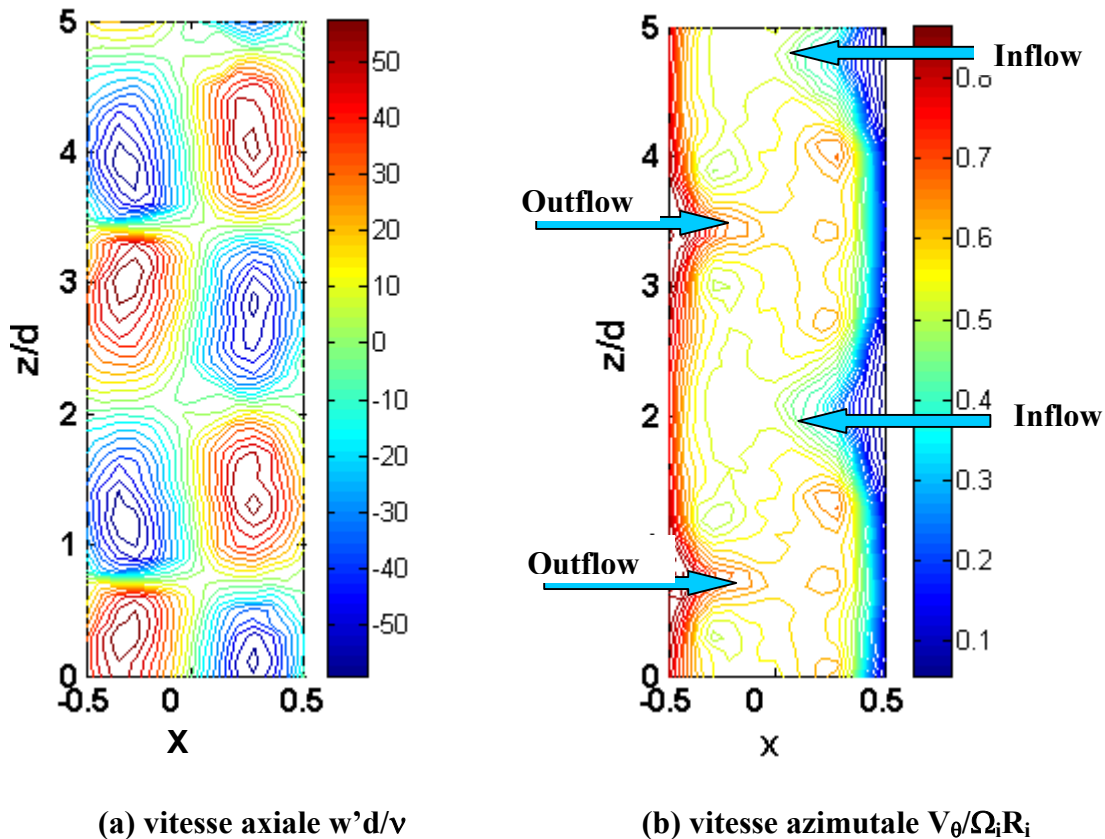


Figure 3.7 Cartographie des composantes moyennes de vitesse en WVF, $Ta/Ta_{c1} = 4$.

La Figure 3.8 représente le profil radial de vitesse moyenne azimutale mesuré en milieu de cellules ($z/d=2.9$) pour différentes valeurs du nombre de Taylor. On présente également à titre de comparaison la courbe de référence correspondant à l'écoulement purement circulaire laminaire. En WVF, le profil radial se déforme progressivement sous l'effet des perturbations de vitesse, entraînant une augmentation des gradients au niveau des parois et un aplatissement des profils radiaux en milieu d'entrefer. Cela correspond à un cisaillement pariétal et une homogénéisation de la vitesse azimutale en milieu d'entrefer qui augmente avec le nombre de Taylor.

Sur le plateau en milieu d'entrefer, on a une vitesse adimensionnelle $V_\theta/(\Omega_i R_i)$ de l'ordre de 0.47 pour des valeurs de x telles que $-0.25 < x < 0.25$. Les mêmes tendances ont été observées expérimentalement par Wereley et Lueptow (1994) et numériquement par Marcus (1984) pour le même régime d'écoulement.

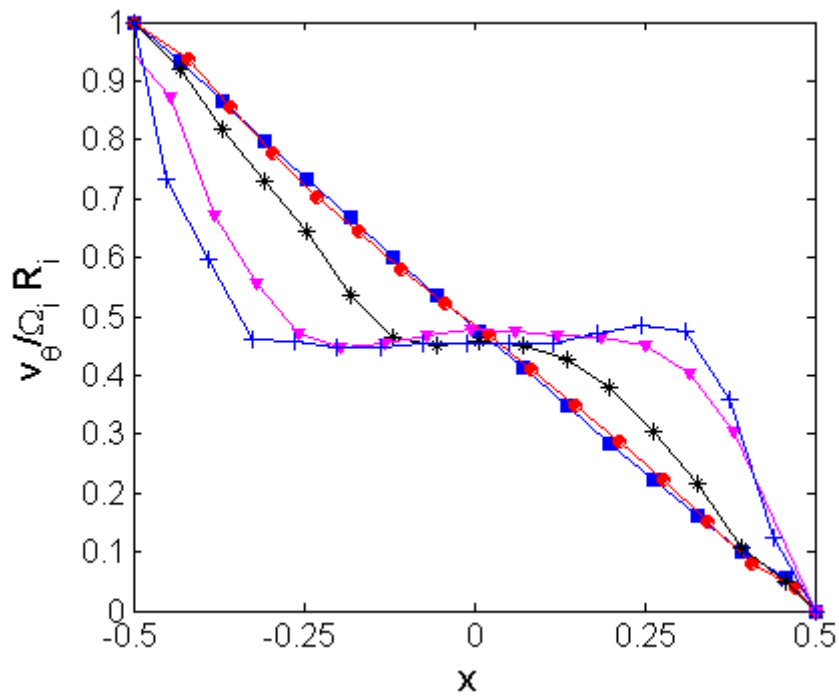


Figure 3.8 Profil radial de vitesse azimutale en fonction du nombre de Taylor ($z/d=2.9$)
 ■ $Ta/Ta_{c1} = 0.74$ (laminaire), ● $Ta/Ta_{c1} = 1.03$ (TVF), * $Ta/Ta_{c1} = 1.15$ (WVF),
 ▼ $Ta/Ta_{c1} = 3.21$ (WVF), + $Ta/Ta_{c1} = 5.77$ (WVF)

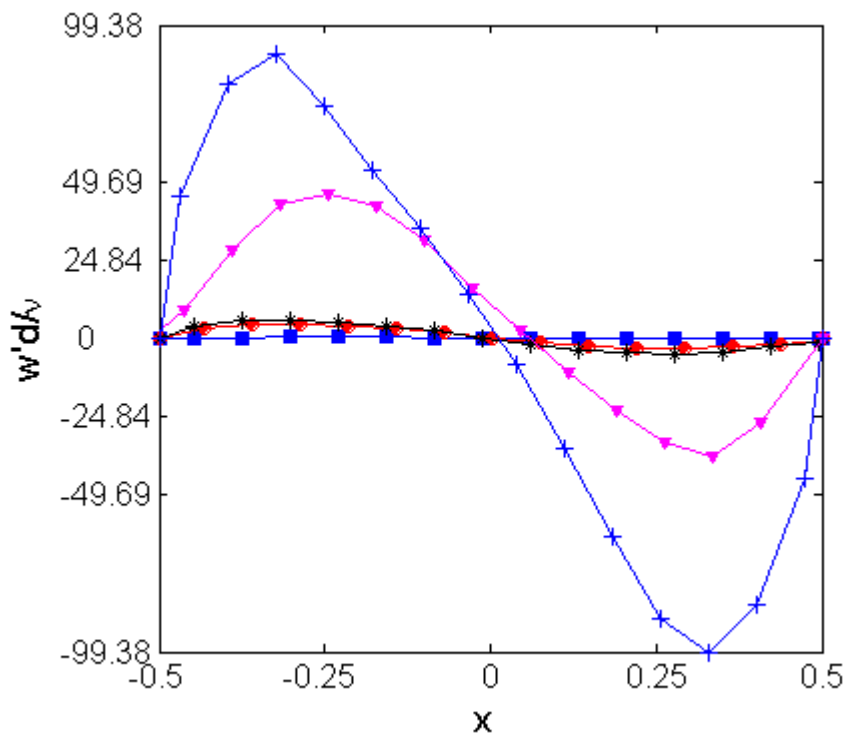


Figure 3.9 Profil radial de vitesse moyenne axiale en fonction du nombre de Taylor ($z/d=2.9$)
 ■ $Ta/Ta_{c1} = 0.74$ (laminaire), ● $Ta/Ta_{c1} = 1.03$ (TVF), * $Ta/Ta_{c1} = 1.15$ (WVF),
 ▼ $Ta/Ta_{c1} = 3.21$ (WVF), + $Ta/Ta_{c1} = 5.77$ (WVF)

La Figure 3.9, ci-dessus, montre l'évolution avec le nombre de Taylor du profil radial de vitesse moyenne axiale mesuré en milieu de cellule ($z/d=2.9$). On observe que les maxima de vitesse axiale se situent environ à $x = \pm 0.25$. Ces maxima augmentent avec le nombre de Taylor et leur position se décale vers les parois, en accord avec une augmentation de la vorticité des cellules.

La Figure 3.10 montre l'évolution avec le nombre de Taylor du profil axial de vitesse moyenne axiale mesuré à $x=-0.25$. Pour pouvoir superposer entre eux les profils et mettre ainsi en évidence l'évolution de la longueur d'onde axiale, ils ont été recalés en z , le recalage consiste à tronquer les profils axiaux pour qu'ils aient la même allure de départ. On retrouve le changement de la longueur d'onde qui est de $2d$, en TVF et WVF pour $49.6 < Ta < 69$, et passe à $2.5d$ en WVF pour $69 < Ta < 260$.

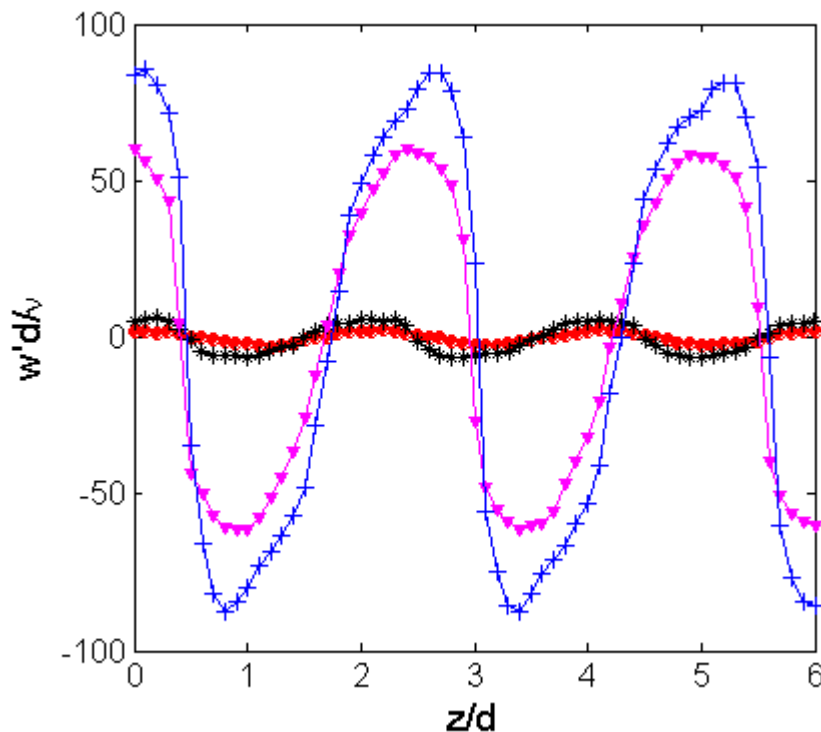


Figure 3.10 Profil axial de vitesse moyenne axiale en fonction du nombre de Taylor ($x=-0.25$)

- $Ta/Ta_{c1} = 1.03$ (TVF), * $Ta/Ta_{c1} = 1.15$ (WVF), ▼ $Ta/Ta_{c1} = 3.21$ (WVF),
- + $Ta/Ta_{c1} = 5.77$ (WVF)

3.2.3. Fréquences caractéristiques du régime de WVF

Le régime de WVF ($50 < Ta < 266$) est caractérisé par une succession d'état d'écoulement où les nombres d'onde azimutal et axial varient pour atteindre un état stable caractérisé par $\lambda = 2.5d$ et $m = 9$. Pour déterminer la fréquence caractéristique de chaque état d'écoulement, les mesures de vitesses moyennées dans le temps ont été complétées par des mesures spectrales.

Les critères utilisés pour l'analyse spectrale ont été discutés dans le chapitre 3. Nous présentons ici les spectres obtenus à partir de la composante axiale de vitesse instantanée mesurée en milieu de cellules à $x = 0.25$. Les figures 3.11 à 3.13 montrent les spectres les plus représentatifs obtenus pour quelques états d'écoulement. Les spectres complémentaires obtenus pour les autres états d'écoulement sont présentés en annexe 2B.

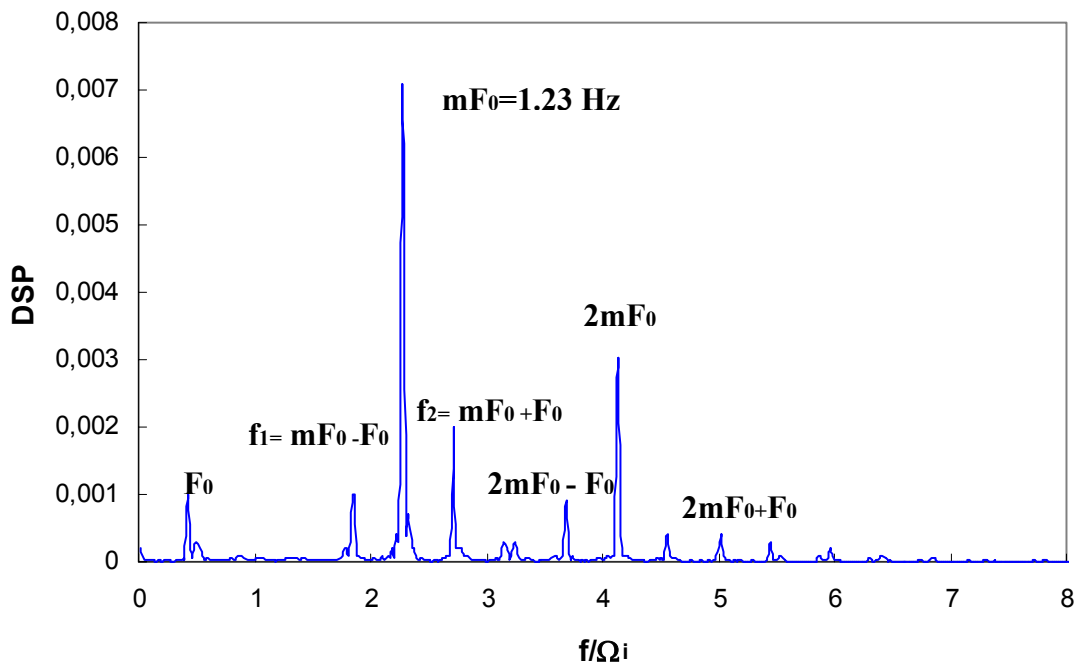


Figure 3.11 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta/Ta_{c1} = 1.56$ – ($\lambda = 2.5d$, $m=5$), $\Omega_i = 0.54$ tr/s

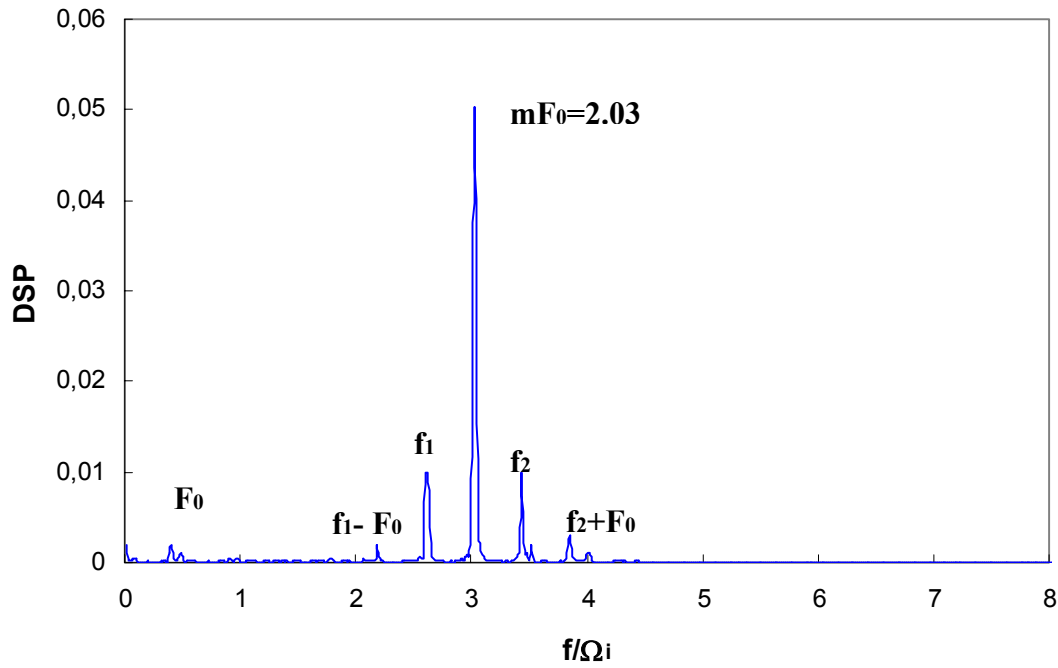


Figure 3.12 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta/Ta_{c1} = 1.96 - (\lambda = 2.5d, m = 7)$, $\Omega_i = 0.66 \text{ tr/s}$

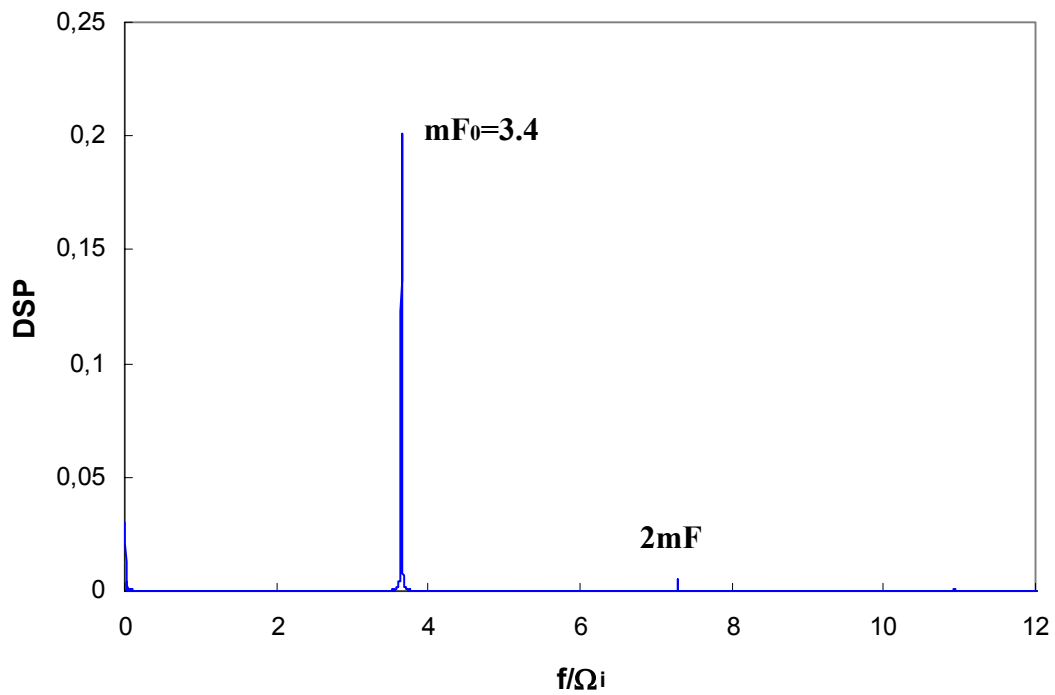


Figure 3.13 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta/Ta_{c1} = 2.88 - (\lambda = 2.5d, m = 9)$, $\Omega_i = 0.94 \text{ tr/s}$

Dès la transition au WVF, On observe sur les spectres l'apparition d'un pic mF_0 qui caractérise le passage de l'onde azimutale. Nous voyons aussi l'harmonique de cette dernière $2mF_0$ ainsi que trois autres fréquences :

- La première, F_0 , correspond à la vitesse du train d'onde qui est le rapport de la fréquence principale et du nombre d'onde (mF_0/m).
- Les deux autres, à savoir f_1 et f_2 ne sont que des combinaisons linéaires des deux précédentes fréquences valant respectivement $mF_0 - F_0$ et $mF_0 + F_0$.

L'enrichissement du spectre avec les fréquences F_0 , f_1 et f_2 est observé uniquement dans la plage $Ta = [Tac2 - 100]$. Il est lié au changement continu de l'état d'écoulement qui correspond à l'augmentation du nombre d'onde azimutal m de 3 à 9 avec le nombre de Taylor.

Lorsque le nombre d'onde m se stabilise à 9 (vers $Ta= 100$), on constate que cet état d'écoulement extrêmement stable qui couvre une large plage jusqu'à la transition au régime de 3^{ème} instabilité est caractérisé par la seule fréquence $m F_0=3.5\Omega_i$ et ses harmoniques, Figure 3.13

Sur la Figure 3.14, on a reporté l'ensemble des fréquences qui caractérisent l'écoulement pour la plage de Taylor couvrant le régime d'écoulement du WVF. Ces fréquences sont normalisées par la vitesse de rotation Ω_i .

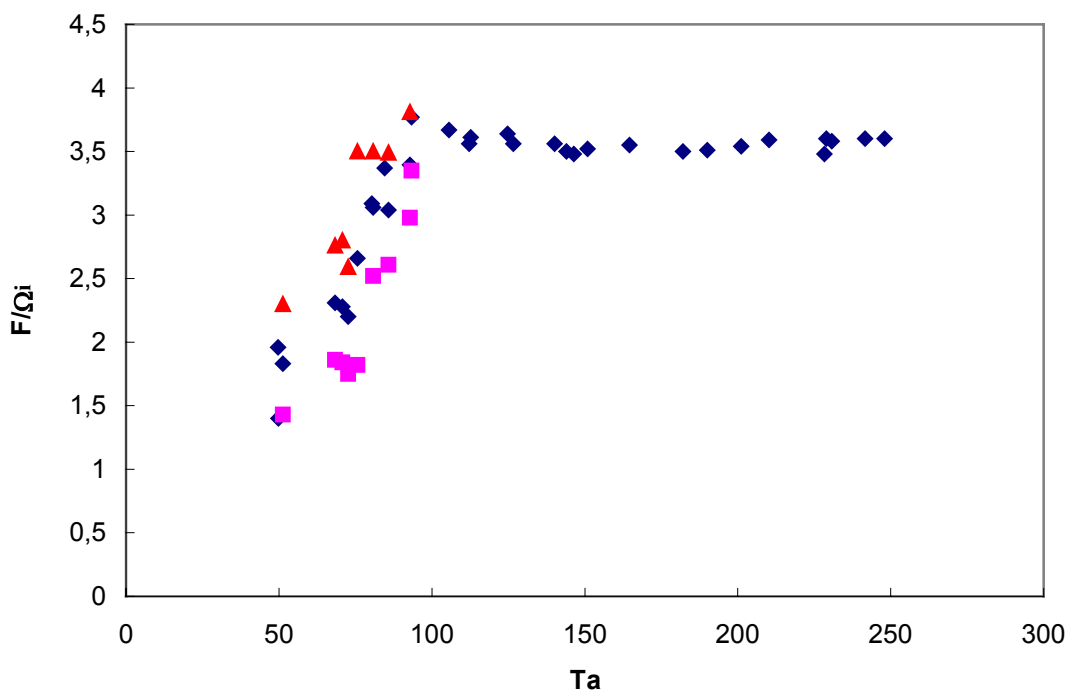


Figure 3.14 Fréquences normalisées caractéristiques du WVF en fonction du nombre de Taylor

◆ mF_0/Ω_i , ■ f_1/Ω_i , ▲ f_2/Ω_i .

L'évolution de la vitesse de phase en fonction du nombre de Taylor est donnée sur la Figure 3.15. La vitesse du train d'onde qui vaut $0.49\Omega_i$ juste à la transition au WVF, décroît rapidement avec l'augmentation du nombre de Taylor pour atteindre une valeur constante de

$0.39\Omega_i$ à partir de $Ta=100$. Cette vitesse de phase, notée F_0 , permet d'accéder au nombre d'onde « m » pour le régime de troisième instabilité là où les visualisations se font par vidéo et ce en ayant la fréquence principale de l'onde azimutale mF_0 .

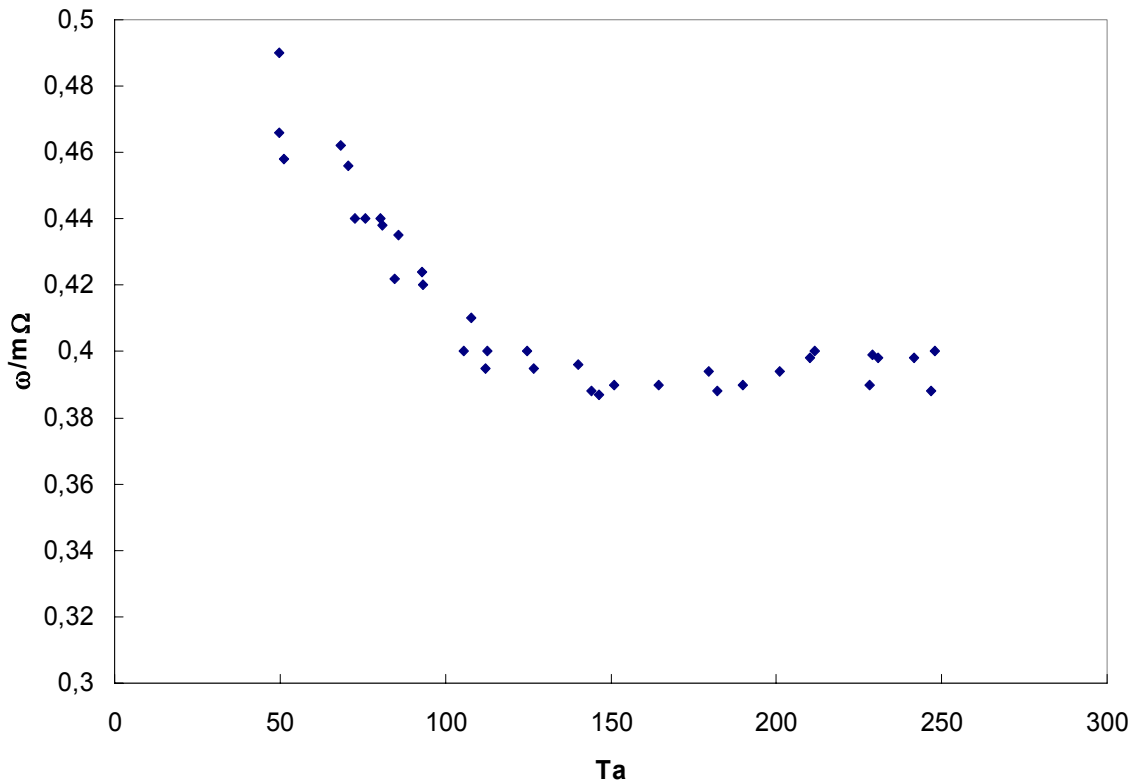


Figure 3.15 Vitesse de phase adimensionnelle du WVF en fonction du nombre de Taylor

3.3. Caractérisation du régime de troisième instabilité : Le régime de modulation d'onde

3.3.1. Visualisation de la topologie de l'écoulement en régime de modulation d'ondes

A la transition au régime de MWVF (troisième instabilité), on observe une modulation d'amplitude de l'onde azimutale (GS mode), (Takeda *et al.* 1993, Gorman et Swinney 1979 et 1982)). L'apparition de la troisième instabilité peut être mise en évidence par des visualisations sous éclairage stroboscopique. Elle apparaît à $Ta_{c3} = 266 \pm 20$ (soit $Ta_{c3}/Ta_{c1} = 6.1$). Le régime de MWVF perdure jusqu'à l'apparition du régime de turbulence naissante vers $Ta=700$ caractérisé par la présence de structures aléatoires.

Du fait de la différence entre les vitesses de phase des 2 trains d'onde, la longueur d'onde azimutale de l'onde principale ne paraît pas homogène sur le contour du dispositif. Ainsi pour caractériser le nombre d'onde azimutal de l'onde principale, on a recours à des séquences vidéo. On se place à une position axiale donnée ; le temps que met le train d'ondes principales pour parcourir un tour complet est déterminé en considérant que la vitesse de phase reste

inchangée égale à $0.39 \Omega_i$ comme en WVF (Bouabdallah, 1980). On fait un suivi du train d'ondes sur un tour complet et on arrive ainsi à dénombrer les ondulations.

D'un point de vue purement visuel, à l'apparition de cette instabilité, l'écoulement paraît perturbé, les cellules de Taylor paraissent déstructurées, Figure 3.16.a. Cela provient du fait qu'en plus de la superposition de l'onde de 3^{ème} instabilité, plusieurs états d'écoulement cohabitent, caractérisés par des nombres d'onde azimutale différents à chaque position axiale. L'écoulement redevient bien structuré à partir de $Ta=400$, Figure 3.16.b.

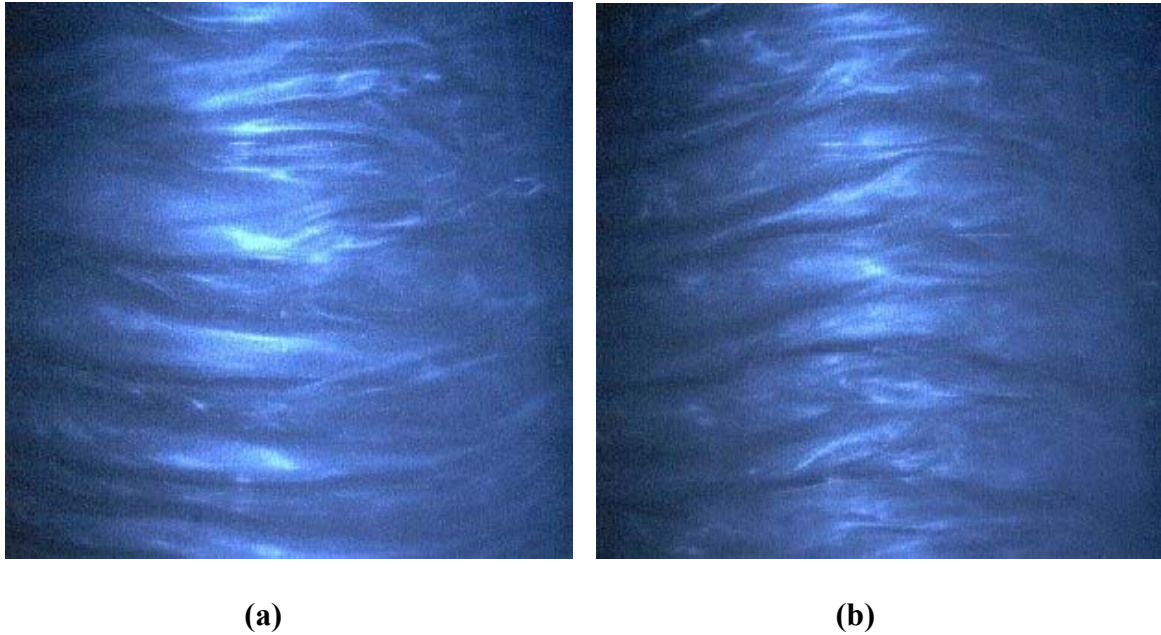


Figure 3.16 Visualisation du régime d'onde de troisième instabilité (MWVF)
a) $Ta = 303$ ($m=5$) **b) $Ta=416$ ($m=4$)**

Nous avons reporté sur la Figure 3.17, l'évolution du nombre d'onde azimutal de l'onde principale en fonction du nombre de Taylor. Le nombre d'onde azimutal décroît rapidement pour atteindre $m=4$ à partir de $Ta=330$.

Sur la Figure 3.18, ci-dessous, on présente l'évolution de la longueur d'onde axiale en fonction du nombre de Taylor, on remarque qu'il y'a trois paliers à $\lambda/d = 2, 2.5$ et 3.1 , fonction du régime. Pour les régimes d'écoulement entre $Ta_{c3} < Ta < 400$ qui correspondent à un régime d'écoulement désorganisé, nous n'avons pas pu mesurer la longueur d'onde axiale avec précision, que ce soit par visualisation ou par VLD. Cependant, d'après les mesures de Bouabdallah (1980), le changement de $\lambda/d = 2,5$ à 3.1 se produit brutalement lorsqu'on atteint le palier de nombre d'onde azimutal ($m=4$) à partir de $Ta=300$.

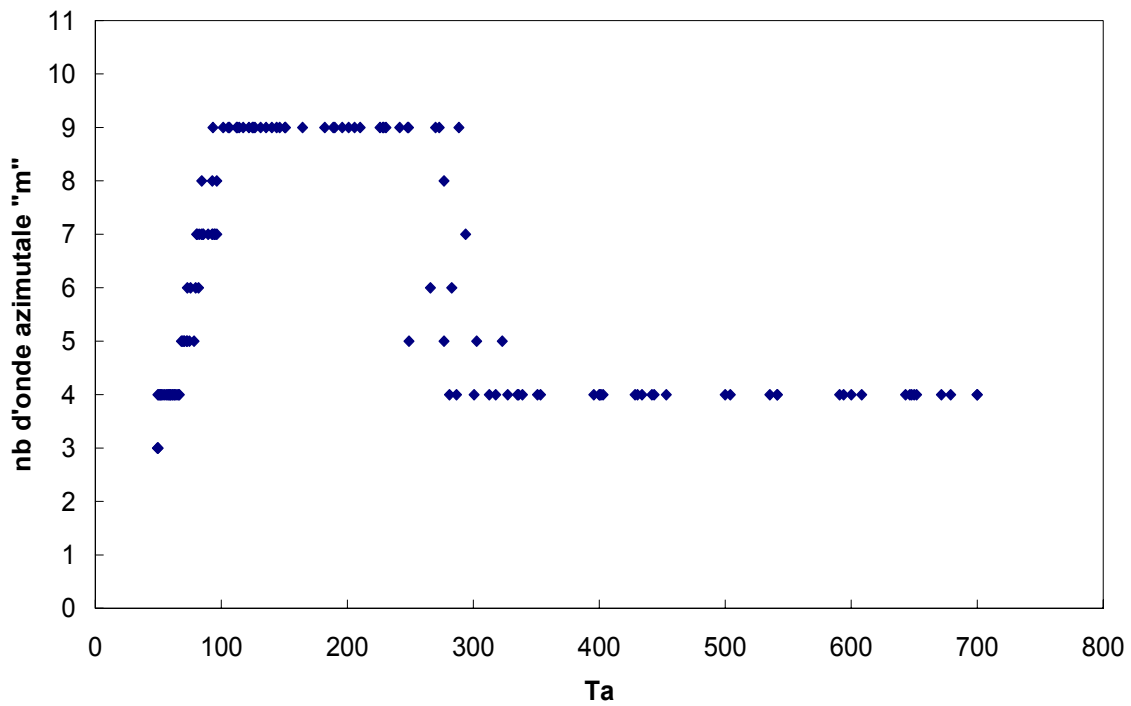


Figure 3.17 Evolution du nombre d'onde azimutal en fonction du nombre de Taylor pour les régime de 2^{ème} instabilité (WVF) et 3^{ème} instabilité (MWVF).
 ◆ mesures obtenues par visualisations et VLD

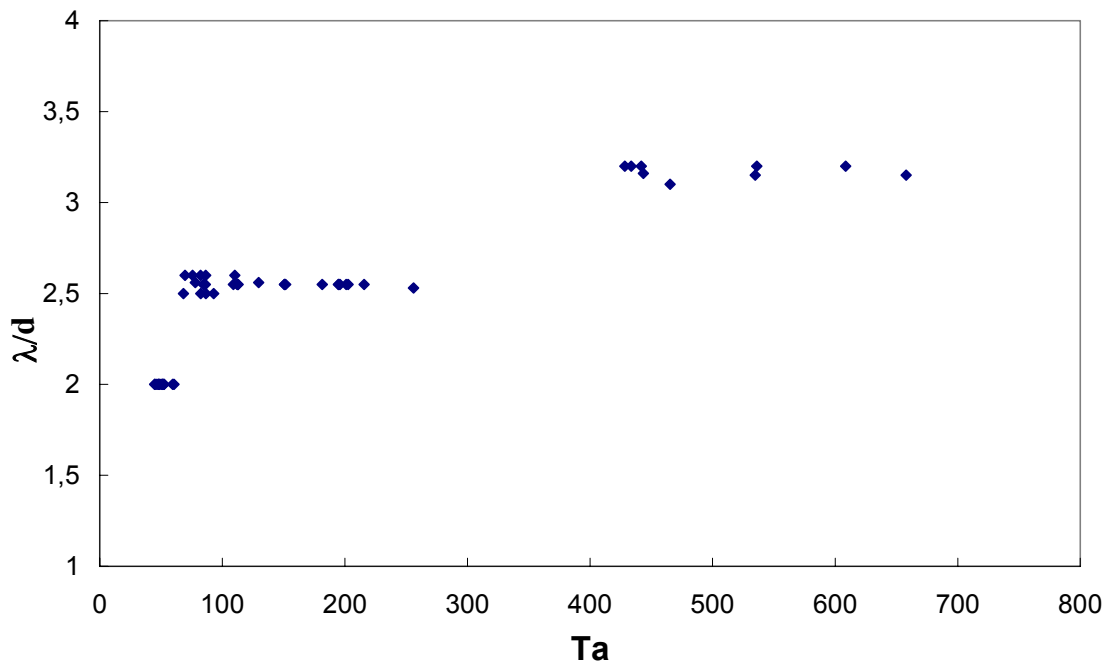


Figure 3.18 Evolution de la longueur d'onde axiale en fonction du nombre de Taylor pour les régime de 1^{ère} instabilité (TVF), 2^{ème} instabilité (WVF) et 3^{ème} instabilité (MWVF).
 ◆ mesures obtenues par visualisations et VLD

Ainsi, à partir de $Ta=400$, l'état d'écoulement n'évolue plus, les longueurs d'onde axiale et azimutale restent constantes sur toute la plage du régime de 3^{ème} instabilité.

Dans la littérature, nous n'avons pas recensé d'études portant sur les effets d'accélération sur l'état d'écoulement en régime de 3^{ème} instabilité. Nous avons cependant remarqué, lors de nos différents essais, que pour une rampe d'accélération $dRe/dt > 10 \text{ s}^{-1}$, on obtient une diminution de la longueur d'onde axiale de 4% par rapport à la valeur 3.1d, indiquée précédemment.

Le protocole expérimental est le suivant : à partir de l'apparition de la 3^{ème} instabilité à Ta_{c3} , on impose une accélération constante dRe/dt entre 5 et 8 s^{-1} , jusqu'à l'obtention de la vitesse de rotation désirée. Pour cette plage d'accélération, on observe une bonne reproductibilité de l'état d'écoulement au-delà de $Ta=400$ caractérisé par le doublet ($\lambda=3.1d$, $m=4$).

3.3.2. Caractérisation du champ de vitesse en régime de modulation d'ondes

La Figure 3.19 montre une cartographie de la vitesse moyenne axiale normalisée pour $Ta/Ta_{c1}=7$. On met en évidence ici la déstructuration des cellules de Taylor observées à la transition au régime de 3^{ème} instabilité et qui perdure jusqu'à $Ta=400$ ($Ta/Ta_{c1}=9.25$).

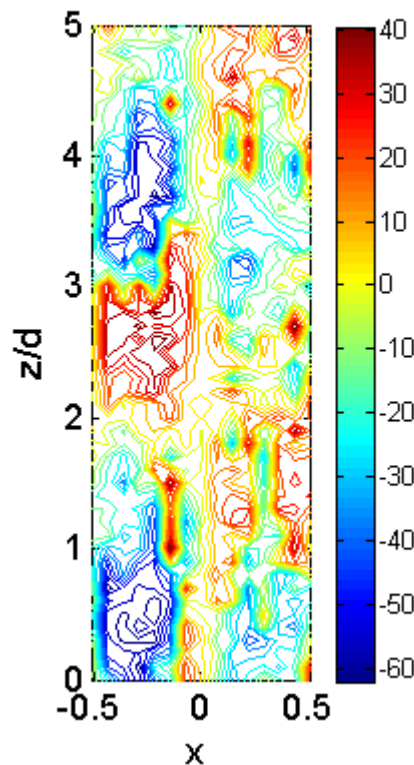


Figure 3.19 Cartographie de composante moyenne de vitesse axiale en MWVF, $Ta/Ta_{c1}=7$

Figure 3.20 Comme on peut le voir sur la figure 3.20 qui présente une cartographie des iso valeurs des composantes moyennes de vitesse axiale et azimutale, les cellules se réorganisent à partir de $Ta = 400$, régime à partir duquel on n'observe plus qu'un état d'écoulement possible.

La comparaison des cartographies de la composante azimutale entre les régimes de WVF, Figure 3.7 et de MWVF, Figure 3.20 montre bien l'augmentation des gradients près des parois des deux cylindres avec l'augmentation du nombre de Taylor et l'amincissement des couches limites sauf à l'endroit de naissance des jets.

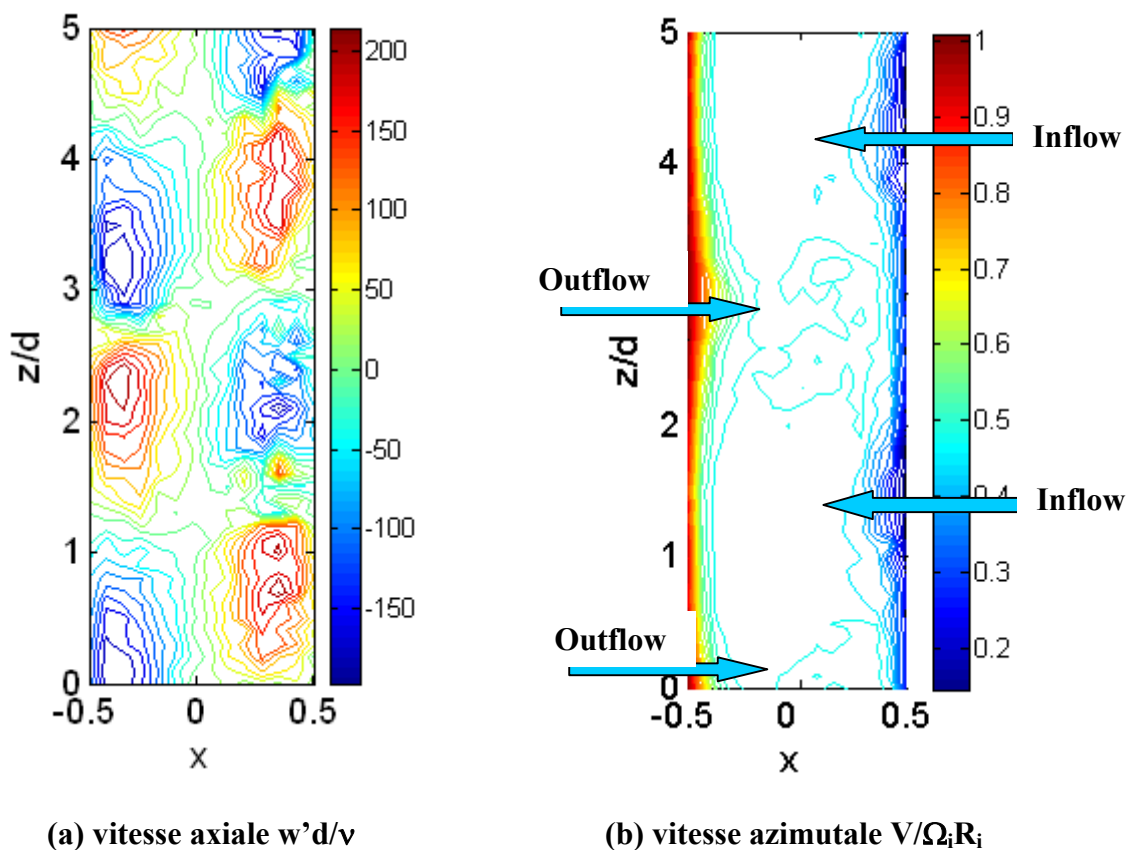


Figure 3.20 Cartographie des composantes moyennes de vitesse en MWVF $Ta/Ta_{cl} = 10$

On présente sur la Figure 3.21 les profils radiaux de vitesse moyenne azimutale, mesurés en milieu de cellules, $z/d=2.3$, en fonction du nombre de Taylor. On reporte aussi à titre de comparaison, les profils obtenus en régime laminaire, TVF et WVF. On a une homogénéisation plus importante de la vitesse azimutale au centre de l'entrefer avec l'augmentation du nombre de Taylor, caractérisée par un élargissement du plateau de vitesse au centre $V_0/\Omega_i R_i = 0.47$ et une augmentation des gradients de vitesse aux parois.

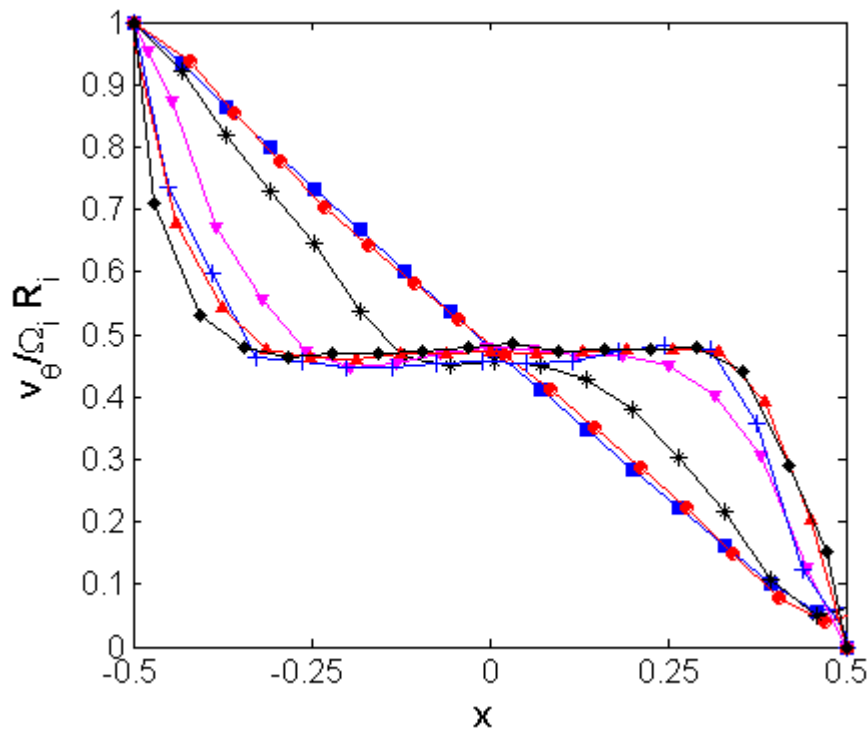


Figure 3.21 Profil radial de vitesse moyenne azimutale en fonction du nombre de Taylor (milieu de cellule)

■ $Ta/Ta_{c1} = 0.74$ (laminaire), ● $Ta/Ta_{c1} = 1.03$ (TVF)
 * $Ta/Ta_{c1} = 1.15$ (WVF), ▼ $Ta/Ta_{c1} = 3.21$ (WVF), + $Ta/Ta_{c1} = 5.77$ (WVF),
 ▲ $Ta/Ta_{c1} = 9.93$ (MWVF), ◆ $Ta/Ta_{c1} = 12.2$ (MWVF)

La Figure 3.22 montre les profils radiaux de vitesse moyenne axiale normalisée, en fonction du nombre de Taylor. De même que pour la composante azimutale, on a reporté les profils correspondants aux régimes précédents. Avec l'augmentation du nombre de Taylor, on observe une augmentation des maxima de la vitesse axiale en milieu de cellule, ainsi qu'un décalage des maxima de vitesse près du cylindre intérieur. Cela induit une interaction entre la paroi et les cellules plus prononcée du côté du cylindre intérieur, et a pour conséquence un amincissement plus marqué de la couche limite du côté du cylindre intérieur dans la zone de inflow, comme on peut le voir sur comme on peut le voir sur la figure 3.20. Globalement, on a une augmentation de la vorticité des cellules, avec l'augmentation de la vitesse de rotation du cylindre.

Sur la Figure 3.23, pour la position radiale $x = -0.25$, nous comparons les profils axiaux de vitesse moyenne axiale normalisée, obtenus pour différentes valeurs du nombre de Taylor. On met en évidence, en plus de l'augmentation de $w^2 d/\nu$ avec Ta , l'évolution de la longueur d'onde axiale avec Ta pour les régimes de 1^{ère}, 2^{ me} et 3^{ me} instabilité. On retrouve bien les valeurs : $\lambda/d = 2$ en TVF et WVF pour $Ta < 69$, $\lambda/d = 2.5$ en WVF et régime modulé pour $Ta < 300$ et $\lambda/d = 3.1$ pour $Ta > 300$.

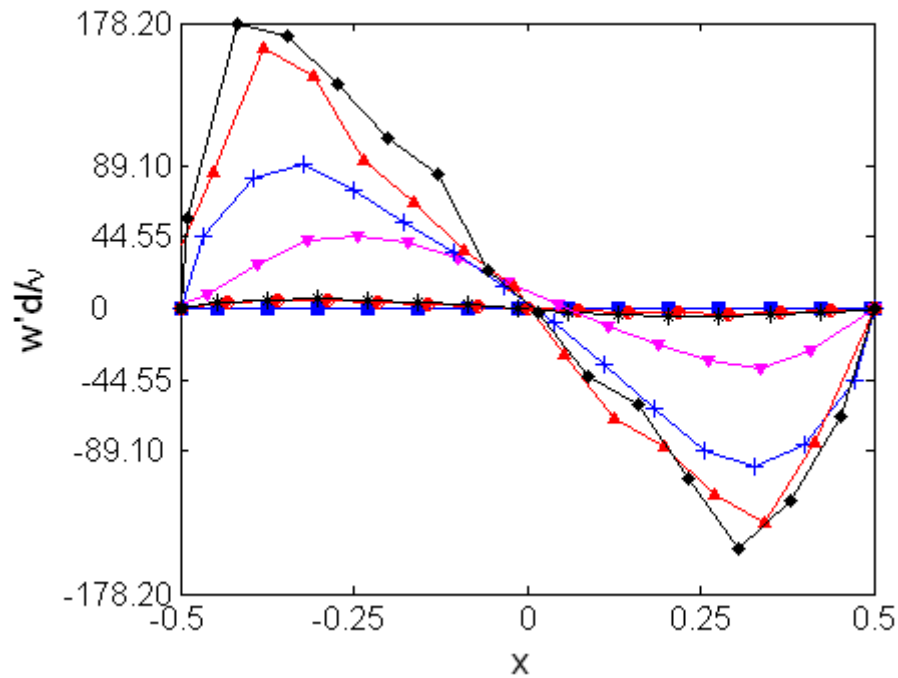


Figure 3.22 Profil radial de vitesse moyenne axiale en fonction du nombre de Taylor (milieu de cellules)

■ $Ta/Ta_{c1} = 0.74$ (laminaire), ● $Ta/Ta_{c1} = 1.03$ (TVF)
 * $Ta/Ta_{c1} = 1.15$ (WVF), ▼ $Ta/Ta_{c1} = 3.21$ (WVF), + $Ta/Ta_{c1} = 5.77$ (WVF),
 ▲ $Ta/Ta_{c1} = 9.93$ (MWVF), ◆ $Ta/Ta_{c1} = 12.2$ (MWVF)

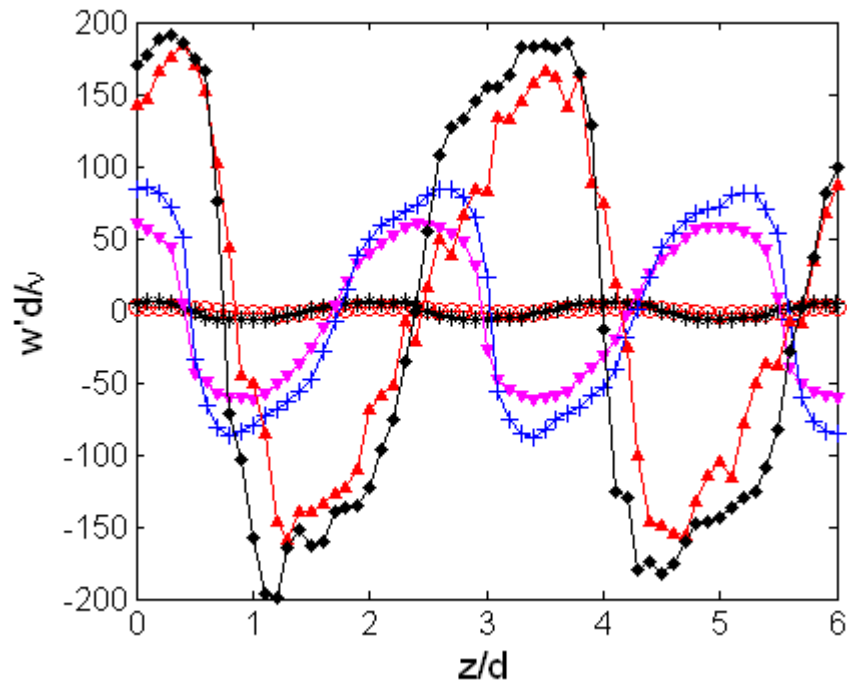


Figure 3.23 Profil axial de vitesse moyenne axiale en fonction du nombre de Taylor ($x=-0.25$)

● $Ta/Ta_{c1} = 1.03$ (TVF)
 * $Ta/Ta_{c1} = 1.15$ (WVF), ▼ $Ta/Ta_{c1} = 3.21$ (WVF), + $Ta/Ta_{c1} = 5.77$ (WVF),
 ▲ $Ta/Ta_{c1} = 9.98$ (MWVF), ◆ $Ta/Ta_{c1} = 13.29$ (MWVF)

3.3.3. Fréquences caractéristiques du régime de modulation d'ondes

Une analyse spectrale a permis de déterminer les fréquences caractéristiques pour les différents états d'écoulement du régime de modulation d'ondes. Les figures 3.24 à 3.26 montrent quelques spectres les plus significatifs. Ces spectres ont été réalisés en milieu de cellules pour $x=0.25$. D'autres spectres sont présentés en Annexe 2B.

Le régime de modulation d'ondes ($266 < Ta < 700$) est caractérisé d'une part par l'apparition dans le spectre d'une fréquence incommensurable f' avec la fréquence de l'onde azimutale mF_0 qui persiste encore en ce régime. On observe également les harmoniques de f' , ainsi que les combinaisons linéaires avec la fréquence de l'onde principale $f'_1 = mF_0 - f'$ et $f'_2 = mF_0 + f'$.

Dans la plage $266 < Ta < 300$ pour laquelle m décroît de 9 à 4, on note aussi dans les spectres la présence de la fréquence du train d'onde F_0 et les combinaisons linéaires f_1 et f_2 , caractéristiques d'un changement continu de l'état d'écoulement (Figure 3.24). A partir de $Ta=400$, l'état d'écoulement ($m=4$, $\lambda=3.1d$) est stabilisé et est caractérisé par une fréquence de l'onde azimutale mF_0/Ω_i constante égale à 1.55. Sur toute la plage $266 < Ta < 700$, quel que soit l'état d'écoulement, f'/Ω_i et F_0/Ω_i sont constantes égales respectivement à 0.45 et 0.39.

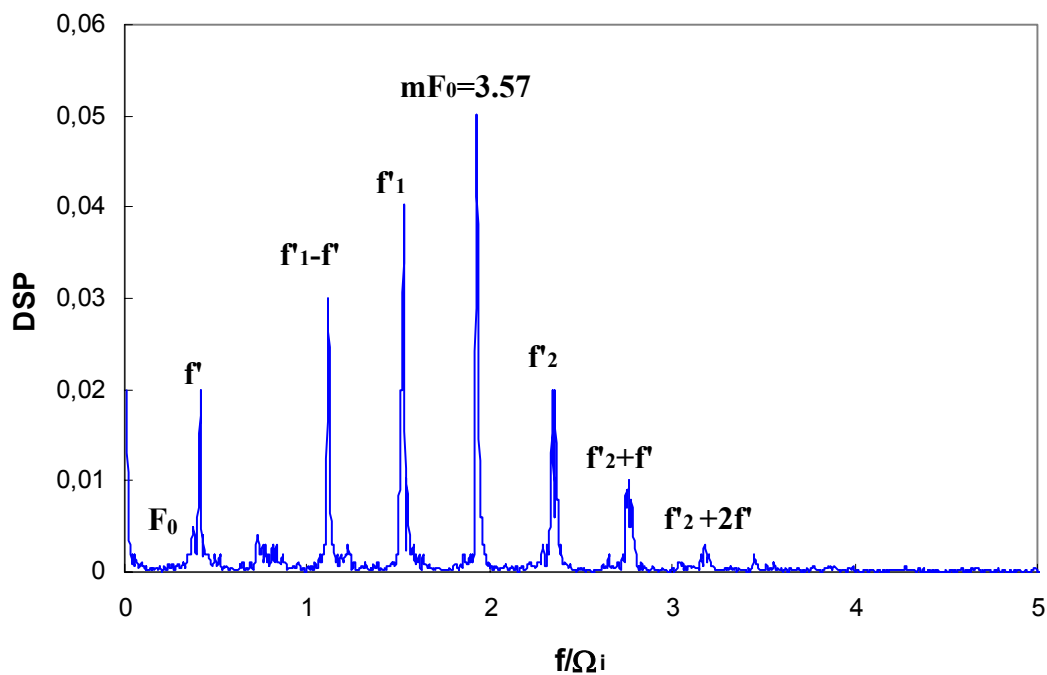


Figure 3.24 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta/Ta_{cl} = 6.33 - m=5$, $\Omega = 1.84$ tr/s

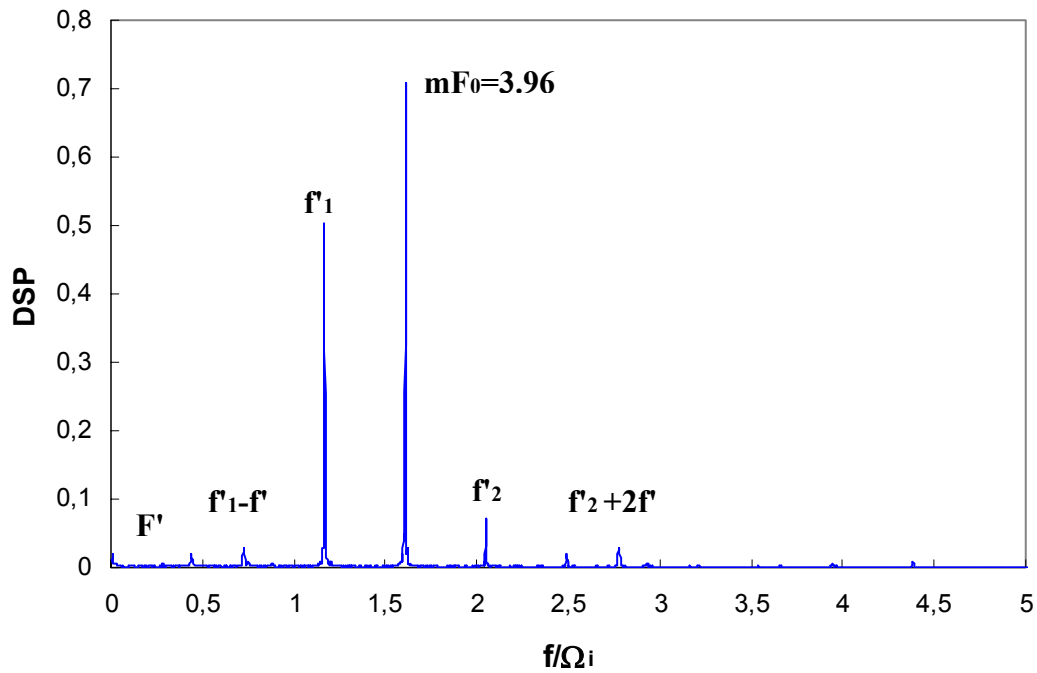


Figure 3.25 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta/Ta_{c1} = 12.4 - m=4$, $\Omega = 2.46 \text{ tr/s}$

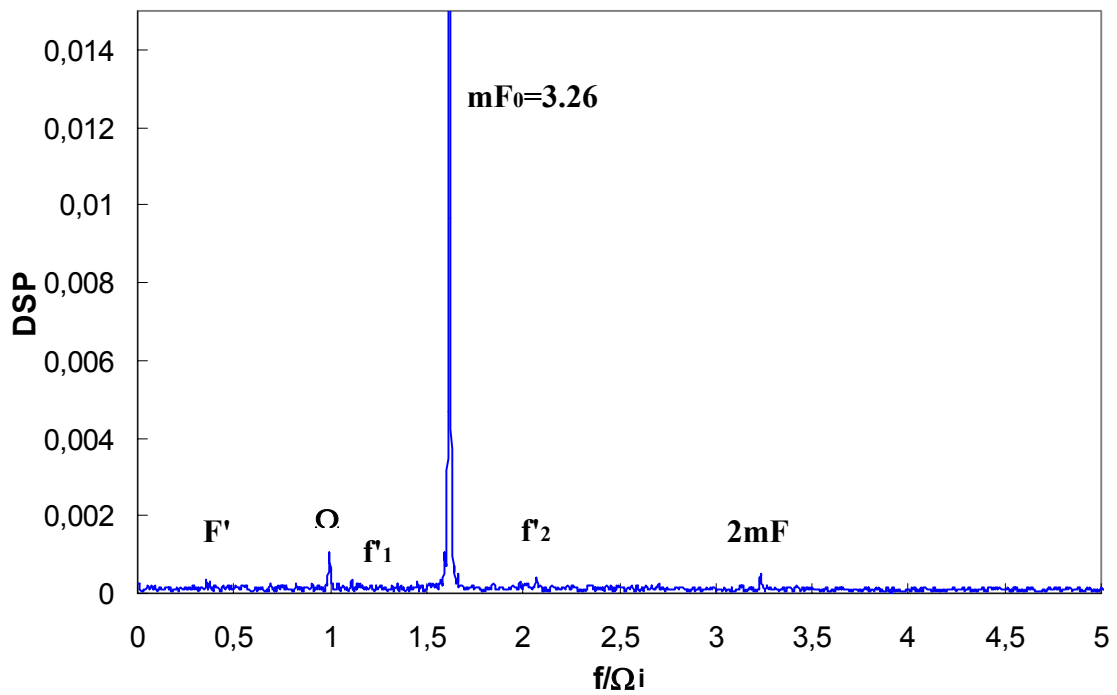


Figure 3.26 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta/Ta_{c1} = 15 - m=4$, $\Omega = 2.01 \text{ tr/s}$

3.4. Caractérisation du régime de turbulence naissante

Le régime de turbulence naissante (TN) correspond à l'apparition de structures chaotiques, de fréquences caractéristiques autour de la fréquence de modulation f' (spectre large). D'un point de vue purement visuel, il est difficile de mettre en évidence la transition au régime de turbulence naissante. Aussi a-t-elle été caractérisée par analyse spectrale. On obtient un nombre de Taylor critique $Ta_{c4}=700 \pm 40$. Ce régime couvre une grande plage de Ta

Dans la plage du régime de turbulence naissante, nous avons mis en évidence deux régimes distincts : Pour le premier régime correspondant à $700 < Ta < 850$, l'onde azimutale perdure mais perd petit à petit de l'énergie. Ce régime sera qualifié de chaotique. Pour le second régime correspondant à $850 < Ta$, il n'y a plus d'onde azimutale. Ce régime sera qualifié de faiblement turbulent. Nous noterons $Ta_1=850 \pm 25$, le nombre de Taylor qui correspond à la disparition de l'onde azimutale.

3.4.1. Visualisation de la topologie de l'écoulement en turbulence naissante

Sur la Figure 3.27, nous pouvons visualiser la structure de l'écoulement pour des valeurs de Ta dans les régimes chaotique (a) et faiblement turbulent (b).

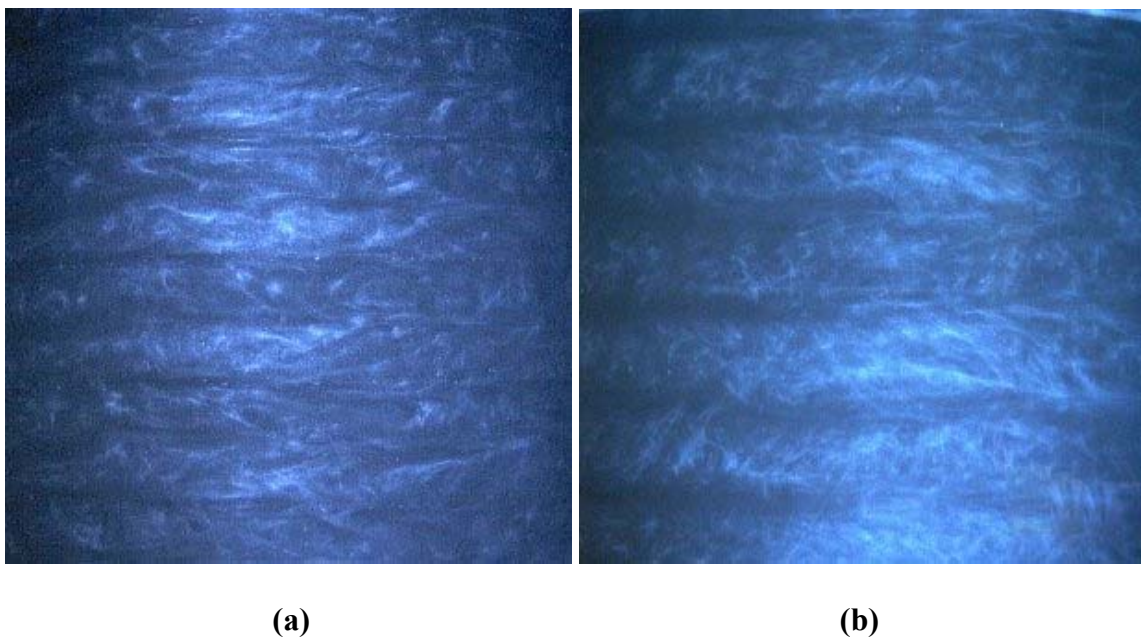


Figure 3.27 Visualisation du régime de turbulence naissante
a) $Ta = 755$ ($m=4$) **b) $Ta=996$**

Pour le régime chaotique, le nombre d'onde de l'onde azimutale a été déterminé, comme en régime de modulation d'ondes, grâce à des séquences vidéo, en considérant que la vitesse de phase est égale à $0.39\Omega_i$ (Bouabdallah, 1980). Pour toute la plage considérée, m n'évolue pas et reste égal à 4, comme en régime modulé.

La longueur d'onde axiale a été déterminée pour la plage du régime de turbulence naissante jusqu'à $Ta=1300$. Nous avons dénombré 29 cellules sur la hauteur de l'entrefer, ce qui correspond à λ constante égale à $3.1d$, comme en régime modulé.

Le protocole utilisé ici est le même qu'en MWVF, c'est à dire, dRe/dt entre 5 et 8 s^{-1} .

3.4.2. Caractérisation du champ de vitesse en régime de turbulence naissante

Des mesures par LDV ont été réalisées en régime de turbulence naissante pour deux nombres de Taylor, correspondant chacun au régime chaotique et au régime faiblement turbulent.

Sur les figures 3.28 et 3.29, nous présentons les cartographies de vitesse moyenne axiale et azimutale correspondantes. On visualise bien les cellules contra-rotatives de Taylor ainsi que l'impact des jets sur les parois en inflow et outflow, qui provoque un amincissement de la couche limite très marquée à ce niveau là. Pour ce régime, le renforcement des jets en inflow et outflow induit une inclinaison et une déformation des cellules sous l'effet du cisaillement.

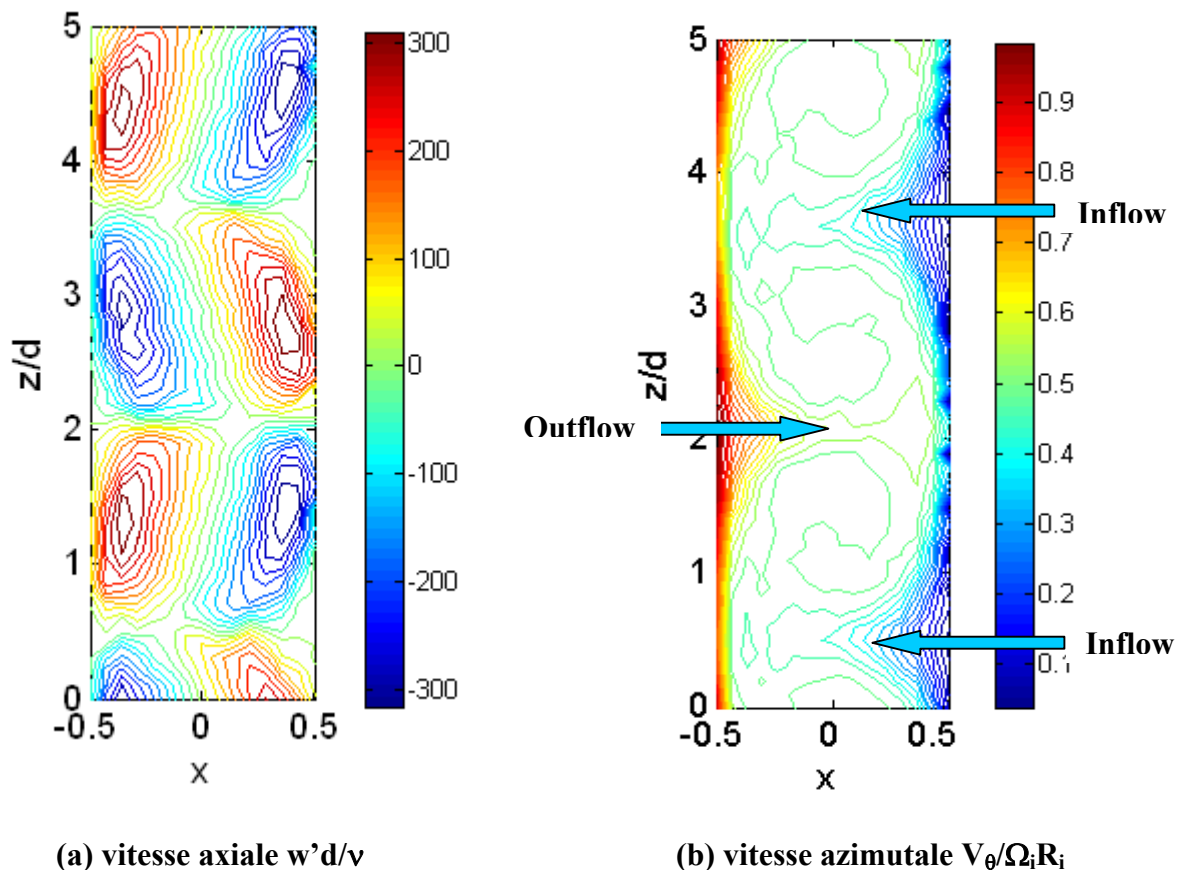


Figure 3.28 Cartographie des composantes moyenne de vitesse en TN, $Ta/Ta_{cl}=18$

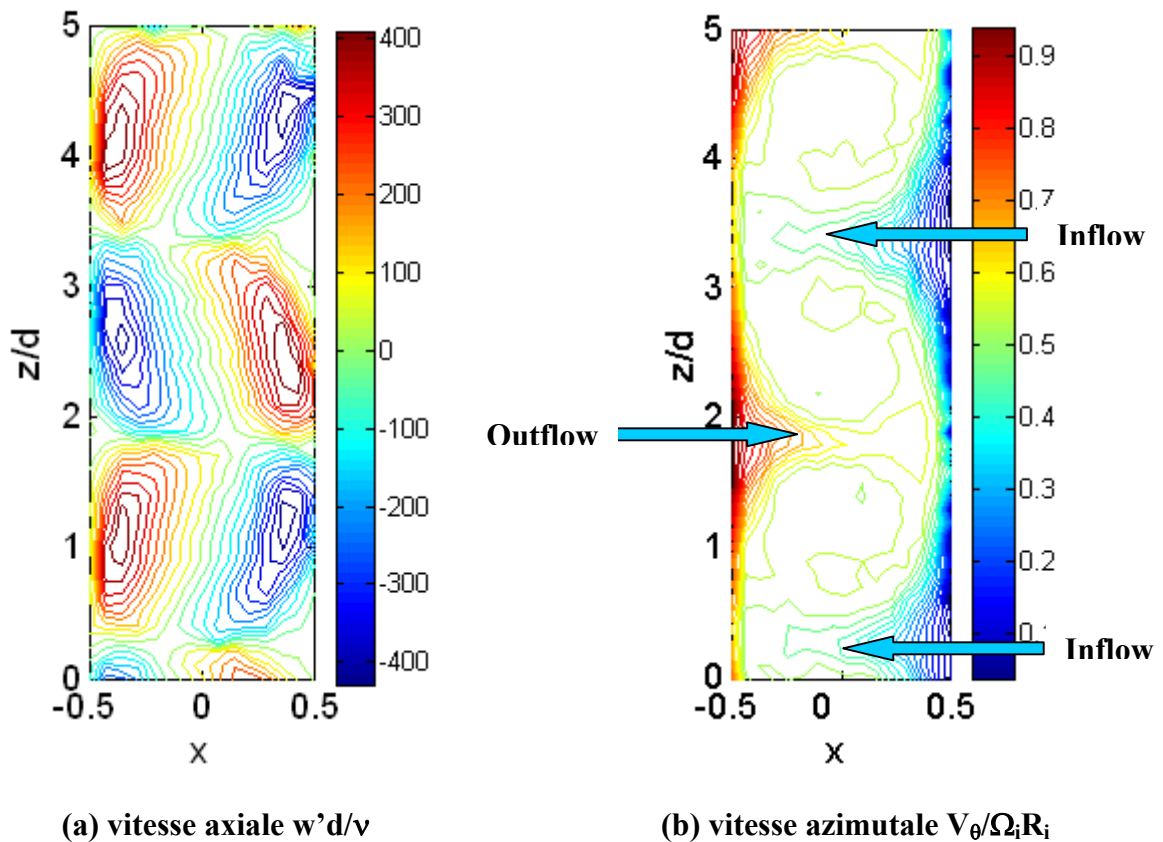


Figure 3.29 Cartographie des composantes moyennes de vitesse en TN, $Ta/Ta_{c1} = 23$

Nous voyons bien l'amincissement de la couche limite sur les profils radiaux de vitesse moyenne azimutale présentés sur la Figure 3.30 où on observe effectivement des gradients de vitesse plus importants dans les zones de outflow, côté cylindre extérieur et dans les zones de inflow, côté cylindre intérieur, comparativement aux gradients en milieu de cellules. L'augmentation des gradients de vitesse dans la zone d'impact du jet est compensée par une diminution du gradient dans la zone de génération du jet. On remarque également un décalage du plateau de vitesse azimutale en milieu d'entrefer, en fonction de la position axiale. Les zones de inflow et outflow permettant d'échanger la quantité de mouvement azimutale d'une paroi à une autre. En outflow, la quantité de mouvement azimutale provient du cylindre en rotation, on récupère alors dans tout l'entrefer une vitesse azimutale plus grande qu'en inflow. En milieu de cellule, on récupère une vitesse intermédiaire. C'est aussi en milieu de cellules que l'écoulement est le plus homogène. Les mêmes tendances sont observées pour des nombres de Taylor plus élevés en régime faiblement turbulent.

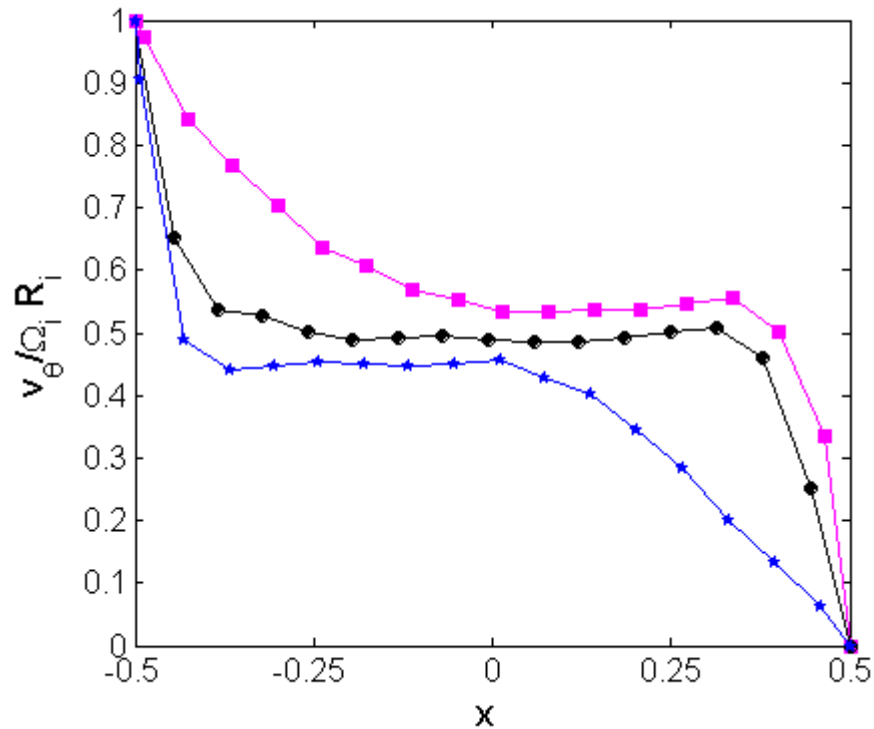


Figure 3.30 Profil radial de vitesse moyenne azimutale à $Ta/Ta_{c1} = 18$ en fonction de la position axiale
 ■ Outflow, ● Milieu de cellule, ★ Inflow

Sur les figures 3.31 et 3.32 sont présentés et comparés les profils de vitesse moyenne azimutale et axiale en fonction du nombre de Taylor (pour différents régimes).

Dès le régime de turbulence naissante, la vitesse azimutale en milieu d'entrefer augmente sensiblement. Le même phénomène a été observé par Wereley et Lueptow (1994) en régime turbulent, et expliqué par une augmentation des transferts par la présence du mélange turbulent. En régime de turbulence naissante, nous pouvons considérer que les petites structures chaotiques participent à l'échange de quantité de mouvement azimutale. Sur la Figure 3.31, on remarque le saut du plateau de vitesse en milieu d'entrefer ($V_{\theta}/\Omega_i R_i$) à 0.50 alors qu'il était à 0.47 pour $Ta < 700$.

Sur la Figure 3.32, On observe, en plus de l'augmentation des extrema de vitesse moyenne axiale, un décalage de plus en plus important de ces extrema vers les parois des cylindres, y compris vers la paroi du cylindre extérieur.

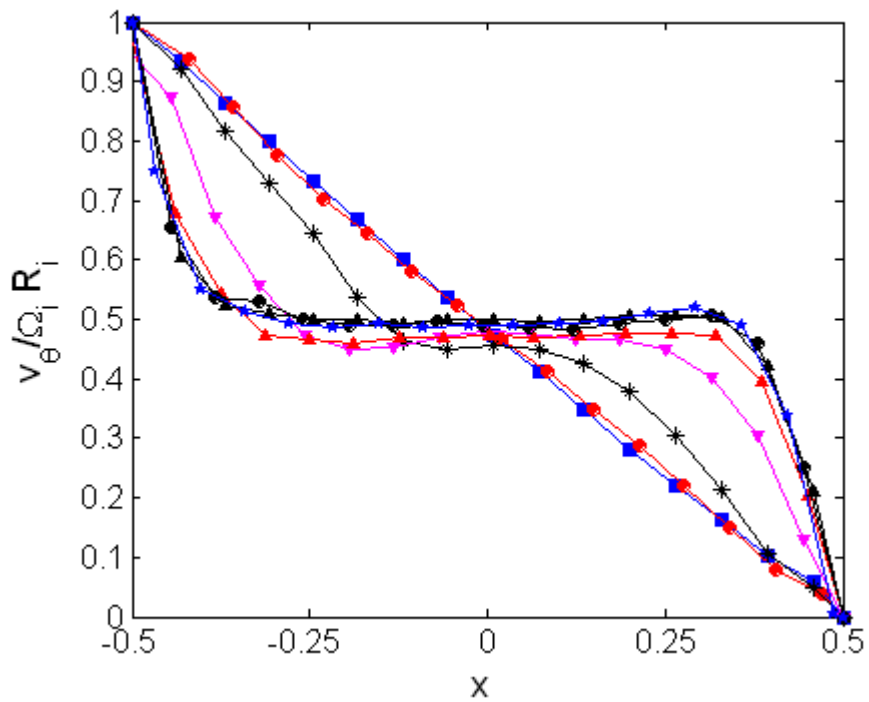


Figure 3.31 Profil radial de vitesse moyenne azimutale en fonction du nombre de Taylor (milieu de cellule)

■ $Ta/Ta_{c1}=0.74$, ● $Ta/Ta_{c1}=1.03$, * $Ta/Ta_{c1}=1.15$, ▼ $Ta/Ta_{c1}=3.21$,
 ▲ $Ta/Ta_{c1}=9.93$, ● $Ta/Ta_{c1}=18$, ▲ $Ta/Ta_{c1}=23$, ★ $Ta/Ta_{c1}=27$

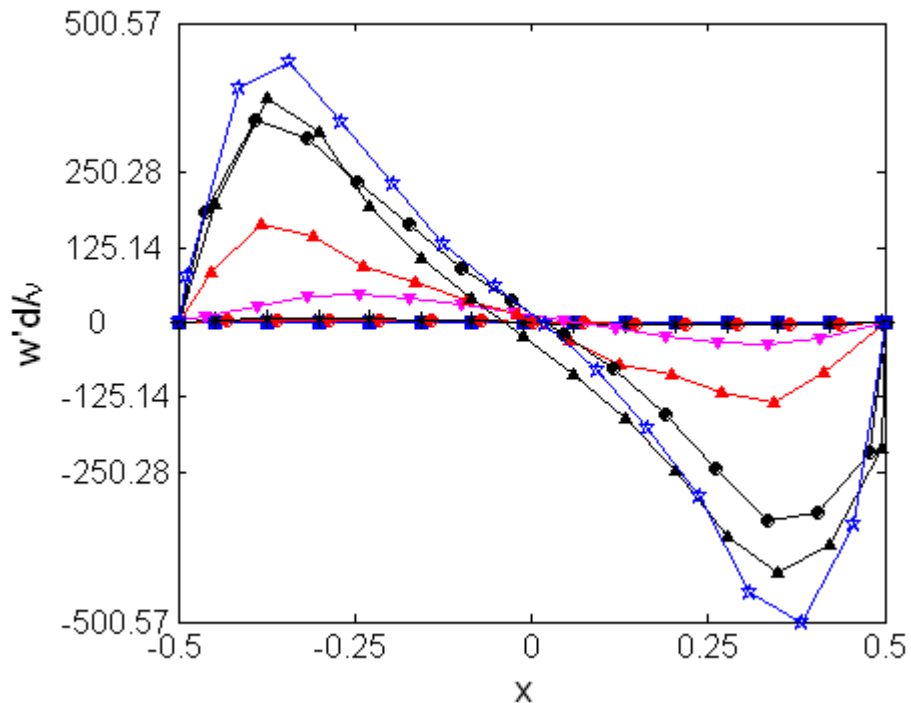


Figure 3.32 Profil radial de vitesse moyenne axiale en fonction du nombre de Taylor (milieu de cellule)

■ $Ta/Ta_{c1}=0.74$, ● $Ta/Ta_{c1}=1.03$, * $Ta/Ta_{c1}=1.15$, ▼ $Ta/Ta_{c1}=3.21$,
 ▲ $Ta/Ta_{c1}=9.93$, ● $Ta/Ta_{c1}=18$, ▲ $Ta/Ta_{c1}=23$, ★ $Ta/Ta_{c1}=27$

Nous avons reporté sur la Figure 3.33 l'évolution des profils axiaux de vitesse moyenne axiale en fonction du nombre de Taylor pour les différents régimes permet de visualiser l'évolution de la longueur d'onde axiale. Pour la plage de Taylor étudiée en turbulence naissante, elle reste constante, égale à $3.1d$, valeur confirmée par le dénombrement des cellules dans l'entrefer.

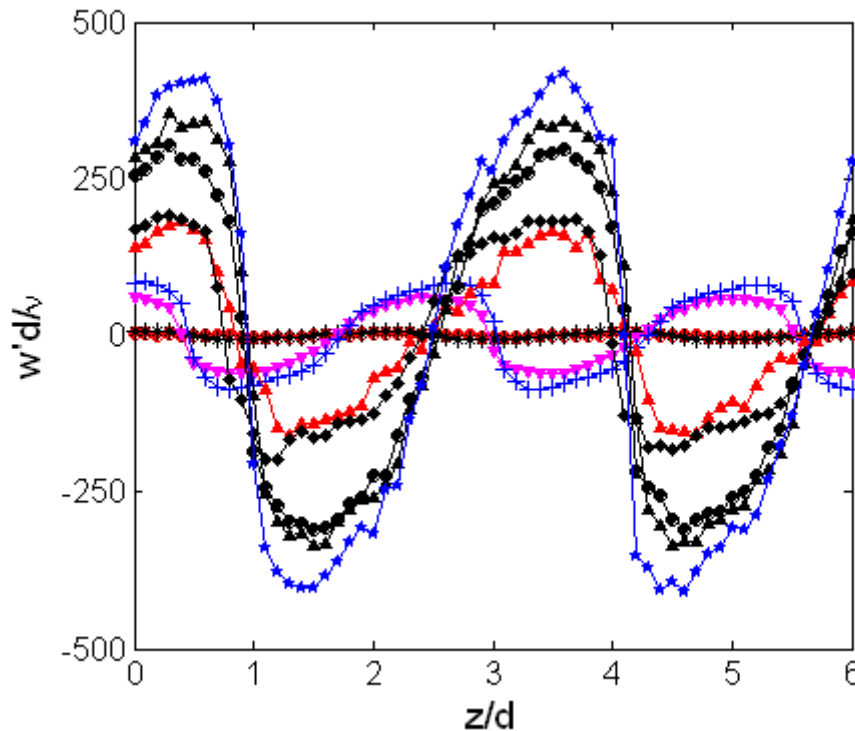


Figure 3.33 Profil axial de vitesse moyenne axiale en fonction du nombre de Taylor
($x=-0.25$)

● $Ta/Ta_{c1} = 1.03$, * $Ta/Ta_{c1} = 1.15$, ▼ $Ta/Ta_{c1} = 3.21$, + $Ta/Ta_{c1} = 5.77$
 ▲ $Ta/Ta_{c1} = 9.98$, ◆ $Ta/Ta_{c1} = 13.29$, ● $Ta/Ta_{c1} = 18$, ▲ $Ta/Ta_{c1} = 23$, ★ $Ta/Ta_{c1} = 27$

Compte tenu de l'apparition de structures chaotiques en régime de turbulence naissante, il est intéressant de discuter des valeurs rms des composantes de vitesse. Les figures 3.34 et 3.35 montrent les profils radiaux de vitesses rms azimuthale et axiale respectivement pour le régime chaotique et pour le régime faiblement turbulent. Ces mesures ont été réalisées en milieu de cellules. Avec l'augmentation du nombre de Taylor, l'énergie des fluctuations augmente. Pour la composante azimuthale, le niveau d'énergie augmente plutôt en proche paroi, conséquence de l'amincissement des couches limites. Pour la composante axiale, on a une augmentation généralisée de l'énergie fluctuante sur toute la largeur de l'entrefer. Pour les deux composantes, les maxima de vitesse rms sont localisés près des parois et on a une répartition symétrique des profils en milieu de cellule.

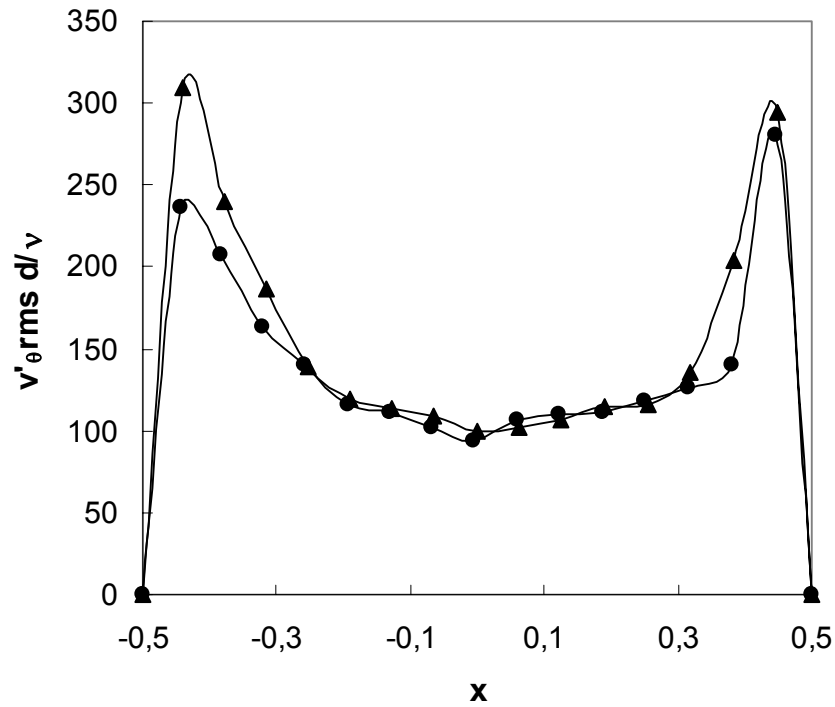


Figure 3.34 Profil radial de vitesse rms azimuthale en fonction du nombre de Taylor (milieu de cellule)
 ● $Ta/Ta_{c1} = 18$ (QPF), ▲ $Ta/Ta_{c1} = 23$ (QT)

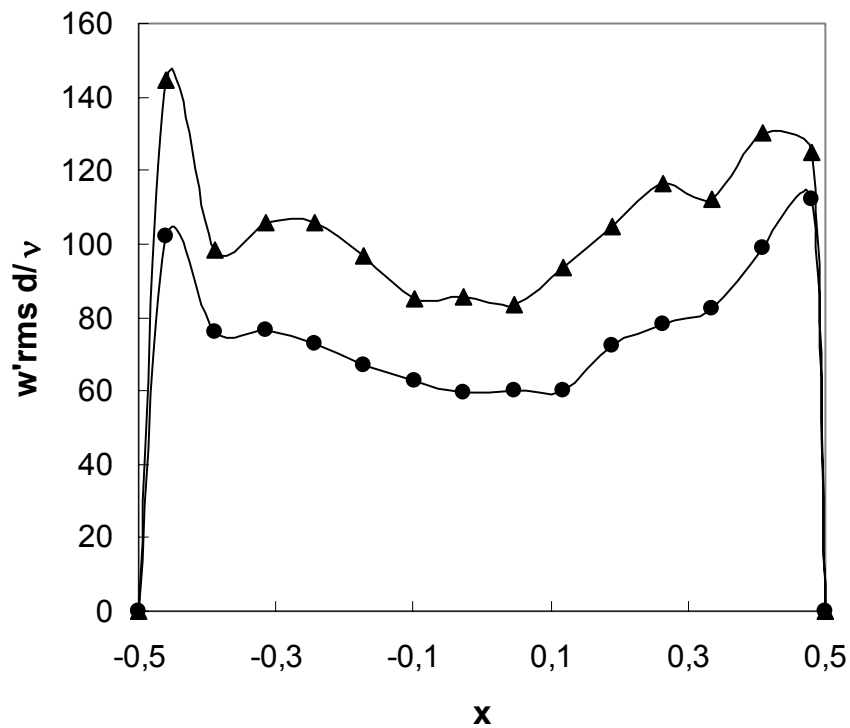


Figure 3.35 Profil radial de vitesse rms axiale en fonction du nombre de Taylor (milieu de cellule)
 ● $Ta/Ta_{c1} = 18$ (QPF), ▲ $Ta/Ta_{c1} = 23$ (QT)

Les figures 3.36 et 3.37 montrent les profils radiaux de vitesses rms azimutale et axiale respectivement pour différentes positions axiales en régime chaotique. Les fluctuations de vitesse sont globalement plus importantes dans les zones de inflow, outflow qu'en milieu de cellules. En particulier, on a une augmentation nette de vitesse rms azimutale dans les zones d'impact des jets, en outflow du côté du cylindre extérieur et en inflow du côté du cylindre intérieur, là où les gradients de vitesse moyenne sont maximum. Notons que les mêmes tendances sont observées en régime faiblement turbulent.

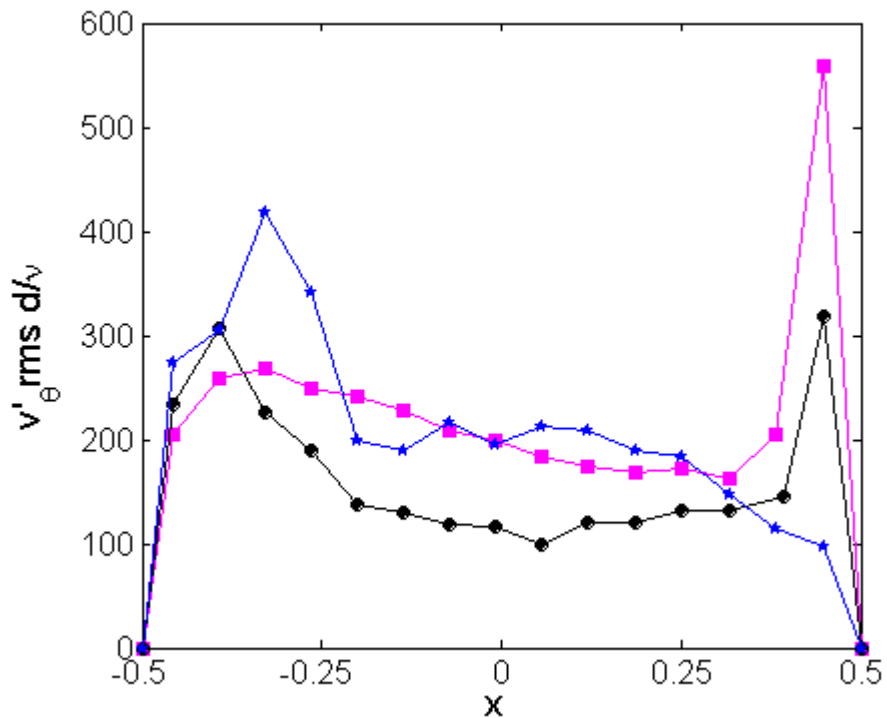


Figure 3.36 Profil radial de vitesse rms azimutale en fonction de la position axiale ($Ta/Ta_{c1} = 18$)
 ■ Outflow, ● Milieu de cellule, ★ Inflow

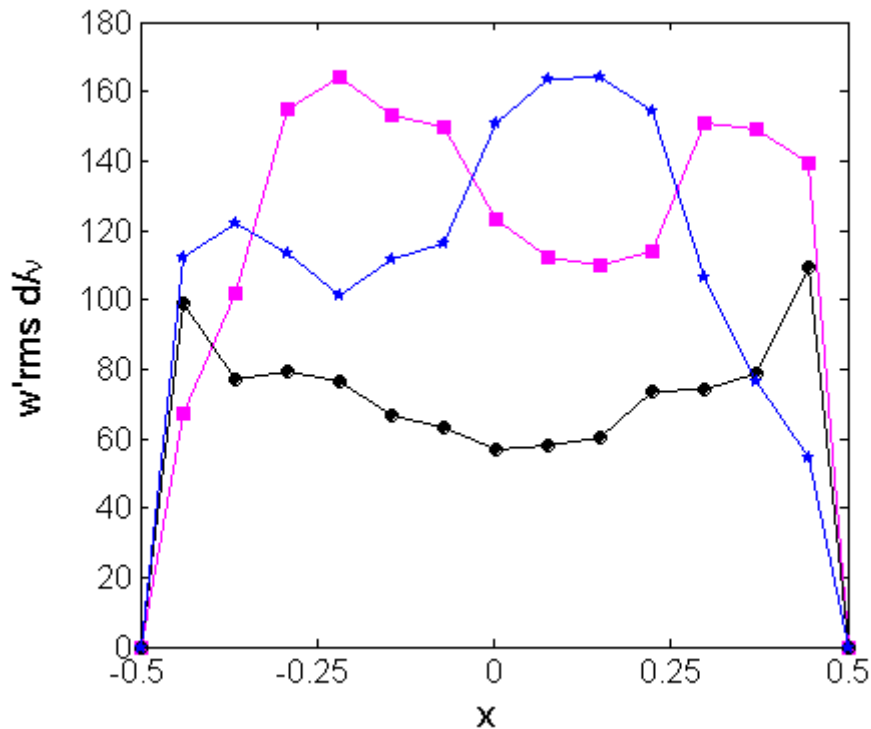


Figure 3.37 Profil radial de vitesse rms axiale en fonction de la position axiale ($Ta/Ta_{c1} = 18$)

■ Outflow, ● Milieu de cellule, ★ Inflow

3.4.3. Fréquences caractéristiques du régime de turbulence naissante

Nous présentons sur les figures 3.38 à 3.43 les spectres les plus significatifs pour le régime de turbulence naissante. Ces spectres ont été réalisés dans la zone de outflow à $x=0.25$.

Le passage au régime de turbulence naissante se fait progressivement. A $Ta=700$, la modulation d'onde toujours caractérisée par la fréquence $F'=0.45\Omega_i$ devient aussi énergétique que l'onde principale et le spectre se caractérise par un élargissement spectral autour de F' . Avec l'augmentation du nombre de Taylor au-delà de $Ta=700$, on observe un transfert d'énergie du fondamental ($mF_0=1.55\Omega_i$) vers les autres fréquences (principalement F' , f_1' et Ω_i due à l'oscillation de la surface libre), jusqu'à la disparition totale de mF_0 qui ne se produit qu'à $Ta_1=850\pm 25$ ($Ta_1/Ta_{c1}=19.7$). Notons qu'au-delà de Ta_1 , l'élargissement du spectre autour de la fréquence f' est alors de plus en plus marqué avec l'augmentation du Ta .

Gollub et Swinney (1975) et Fenstermacher et al (1979) pour un dispositif de facteur de forme $\eta=0.877$, rapportent aussi l'existence d'un spectre large-bande de fréquence caractéristique $0.44\Omega_i$ avant la disparition de la fréquence de l'onde azimutale qu'ils observent à $Ta/Ta_{c1}=21.9$. La transition au régime de turbulence naissante a également été étudié par Takeda (1998) sur un dispositif expérimental semblable au notre avec $\eta=0.9$, les spectres de puissance effectués sur les mesures spatio-temporelles de la vitesse axiale révèlent la disparition de la fréquence principale à $Ta/Ta_{c1}=21$. D'autre part, la décomposition en éléments propres de ces mêmes signaux a permis d'évaluer l'entropie globale qui augmente quand l'énergie globale est distribuée de manière plus ou moins équitable entre les différents modes de perturbation de vitesse présents dans l'écoulement et diminue quand un ou quelques

modes prédominant comme c'est le cas en WVF. Takeda démontre ainsi sur un plan énergétique l'augmentation de l'entropie globale à la disparition de l'onde azimutale.

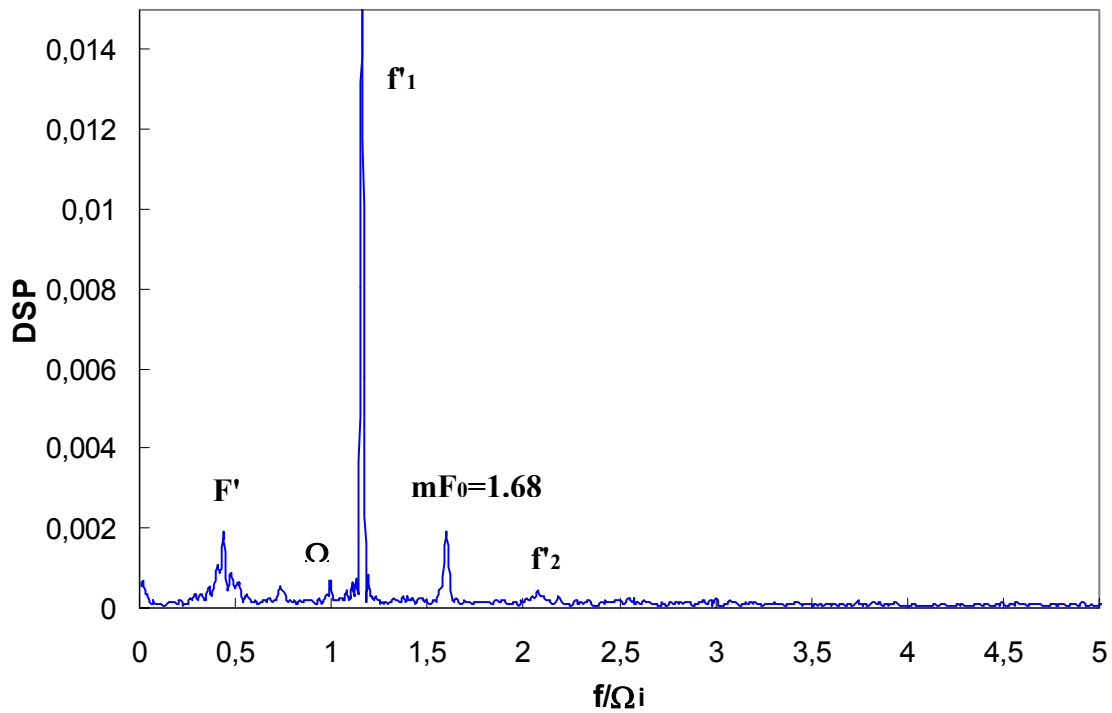


Figure 3.38 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta/Ta_{c1} = 16.16 - m=4$, $\Omega = 1.05 \text{tr/s}$

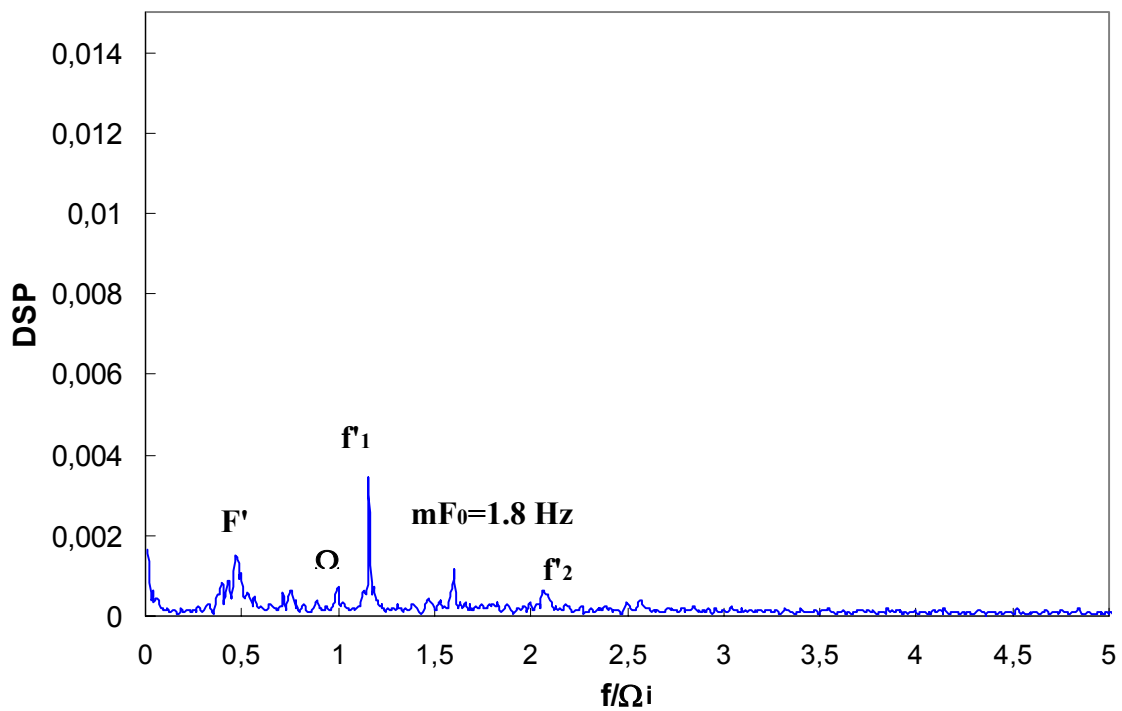


Figure 3.39 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta/Ta_{c1} = 18 - m=4$, $\Omega = 1.12 \text{tr/s}$

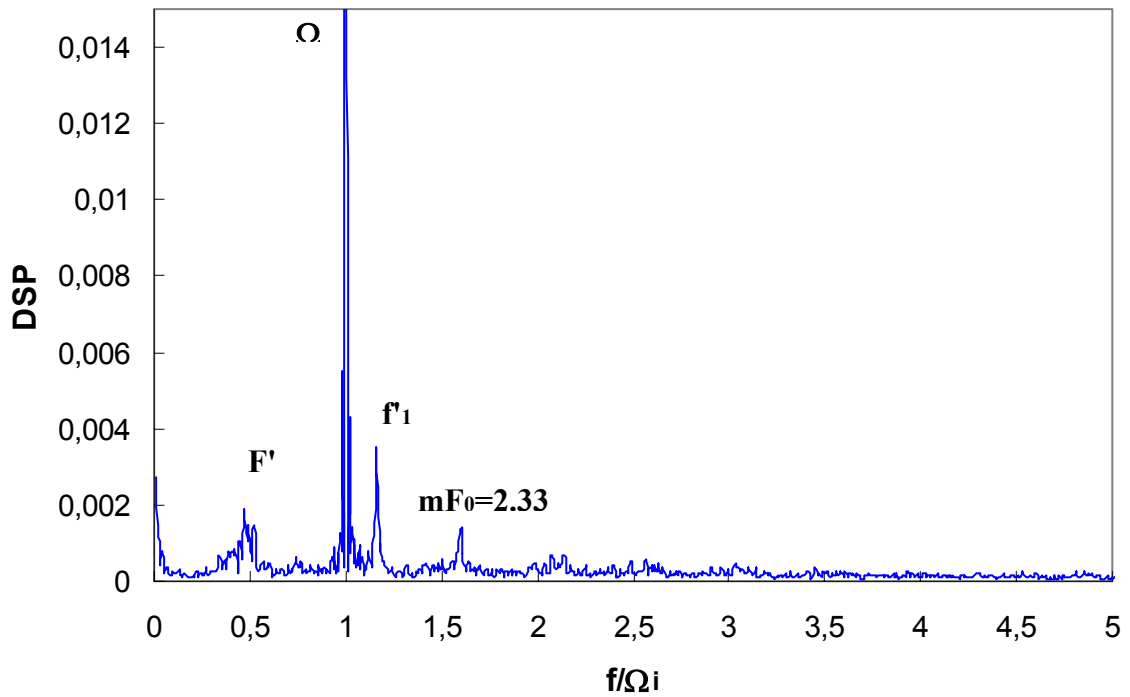


Figure 3.40 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta/Ta_{c1} = 18.9 - m=4$, $\Omega = 1.45 \text{tr/s}$

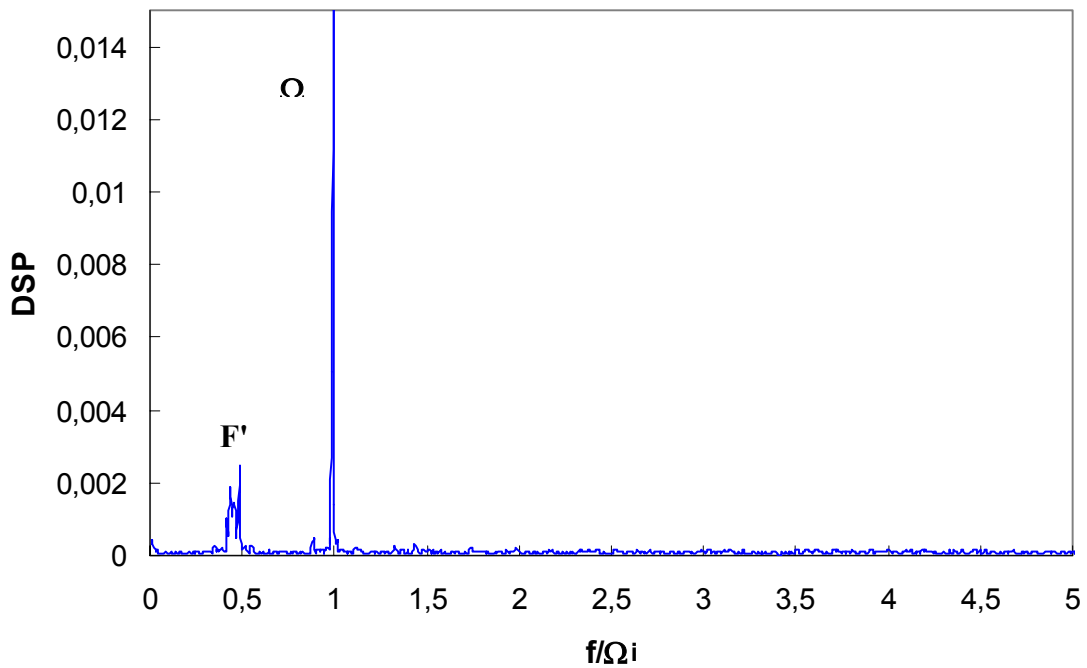


Figure 3.41 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta/Ta_{c1} = 19.65$, $\Omega = 1.49 \text{tr/s}$

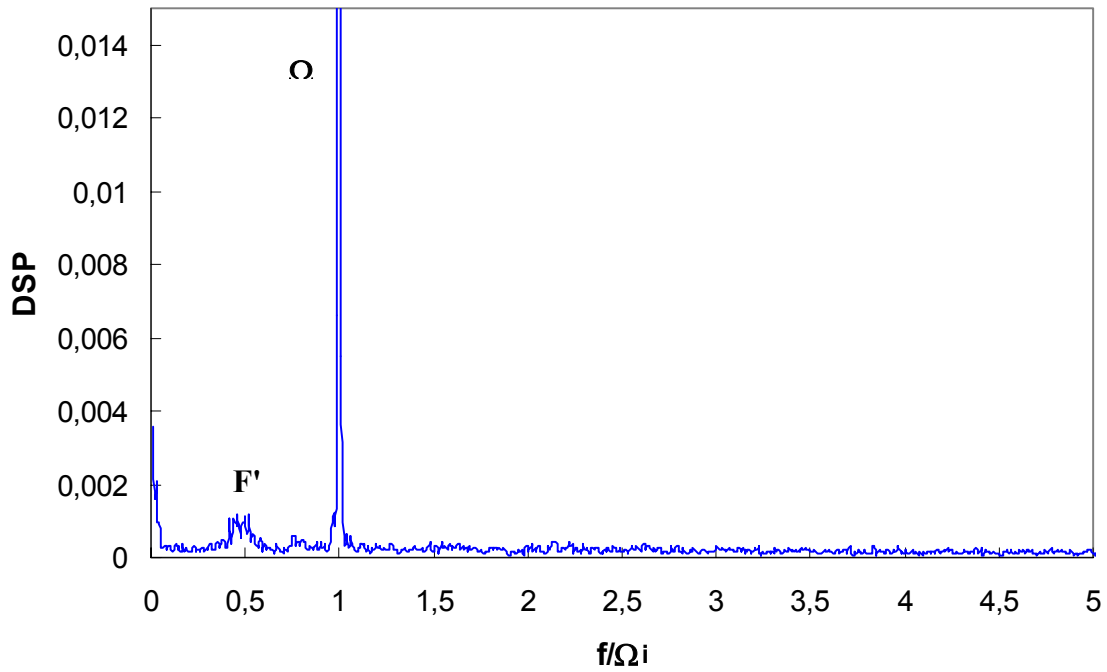


Figure 3.42 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta/Ta_{c1} = 23.55$, $\Omega = 1.48 \text{tr/s}$

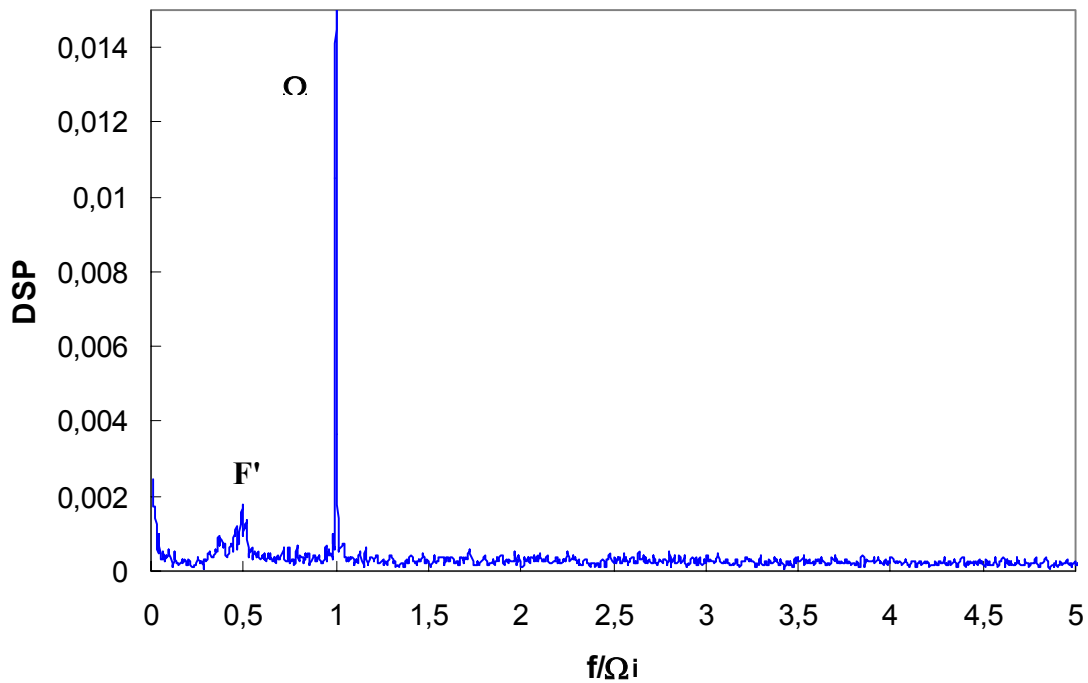


Figure 3.43 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta/Ta_{c1} = 27.8$, $\Omega = 1.7 \text{tr/s}$

- *Influence de la position axiale des points de mesures sur la forme du spectre*

Pour tous les régimes d'écoulement étudiés, les spectres obtenus dépendent de la position axiale au point de mesure. En particulier, pour le régime de turbulence naissante, les pics de fréquence f_1 , f_2 et F' sont nettement plus prononcées dans les zones de outflow qu'en milieu de cellules. Ainsi le transfert d'énergie en turbulence naissante de l'onde principale vers les structures chaotiques caractérisées par F' est beaucoup plus marqué dans les zones frontières qu'en milieu de cellules. Les spectres présentés sur les Figure 3.44 à 3.45, ci-dessous, illustrent ce résultat.

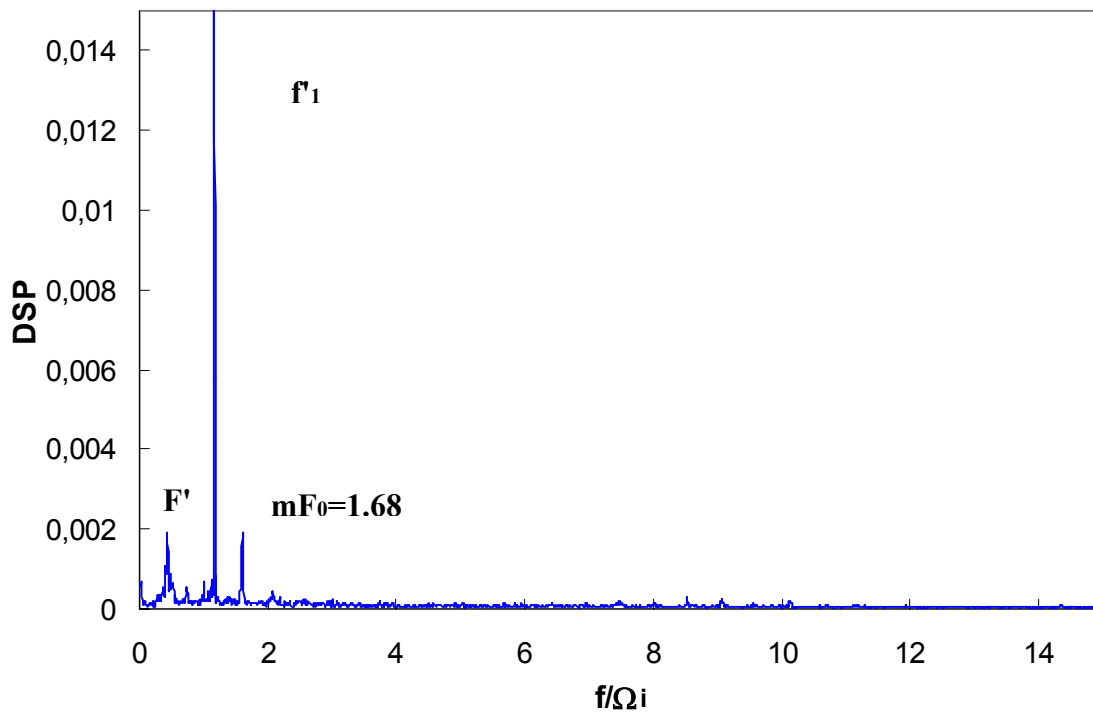


Figure 3.44 Spectre en outflow à $Ta/Ta_{c1} = 16.16$, $\Omega = 1.05 \text{ tr/s}$

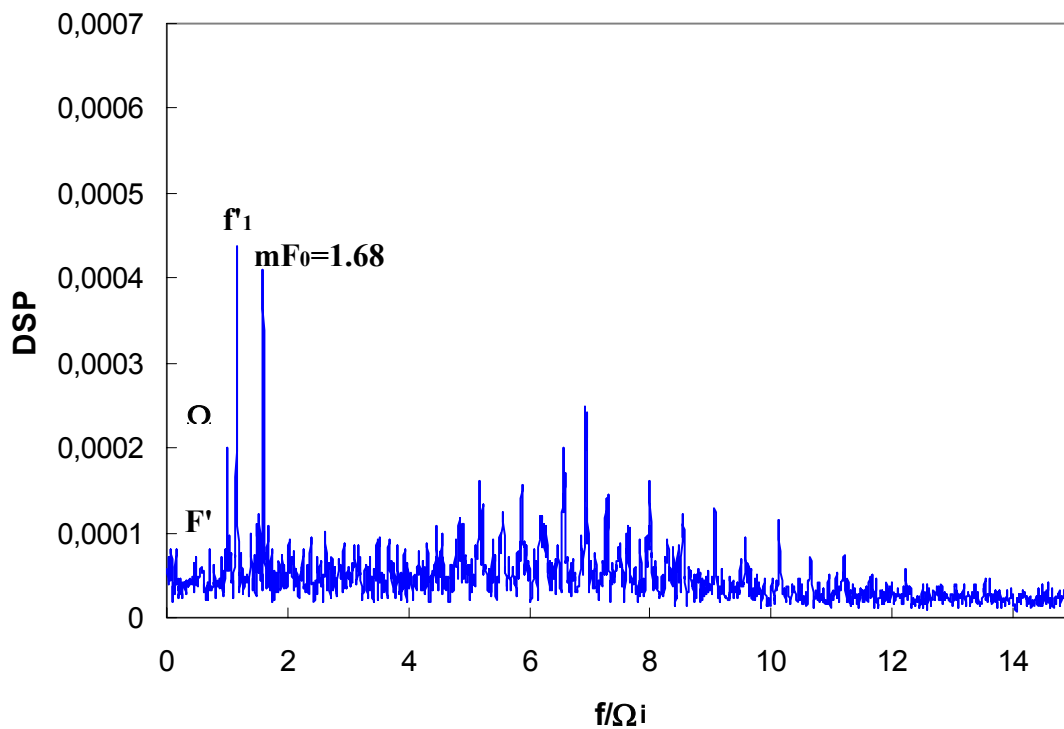


Figure 3.45 Spectre en milieu de cellule à $Ta/Ta_{c1} = 16.16$, $\Omega = 1.05 \text{tr/s}$

Les deux spectres précédents ont été représentés sur la gamme complète de fréquence du calcul du spectre. On peut voir sur le spectre de la Figure 3.45, réalisé en milieu de cellules, la présence de pics de fréquence plus élevée entre $4\Omega_i$ à $10\Omega_i$. Ces fréquences sont visibles dans le spectre à partir de $Ta = 700$, et constituent un groupement de 8 à 10 pics équidistants d'un pas de fréquence qui vaut approximativement la fréquence F' . Ce groupement n'est pas lié à la présence de l'onde azimutale puisqu'il perdure au-delà de $Ta = 1000$. Takeda (1997) remarque aussi l'apparition de ce « multiplet » à partir de $Ta/Ta_{c1} = 18$. L'apparition du multiplet dans les spectres coïncide avec une transition vers un état d'écoulement, cité par Takeda (1998) et décrit par Brandstater et Swinney (1988), comme étant un écoulement de dynamique semblable à celle du chaos mais l'explication sur l'apparition de ce multiplet n'a pas été donnée. Notons que le multiplet n'est pas visible sur les spectres réalisés en outflow pour des raisons d'échelle, les pics de fréquence F' , f_1 et mF_0 , étant alors beaucoup plus énergétiques.

3.5. Caractérisation du régime turbulent

Le régime turbulent est caractérisé par une homogénéisation de l'écoulement en présence des structures turbulentes. Pour Bouabdallah, cet état d'écoulement est atteint à partir de $Ta=4500$ et caractérisé par un spectre continu, sans émergence d'une fréquence caractéristique. Malgré le caractère chaotique de l'écoulement, les cellules de Taylor perdurent encore pour des valeurs de nombre de Taylor très importantes jusqu'à $Ta/Ta_{c1} = 3 \cdot 10^5$. (Smith et Townsend, 1982).

Nous avons caractérisé le régime turbulent pour deux valeurs du nombre de Taylor de 4600 et 5500 (respectivement $Ta/Ta_{c1} = 106$ et $Ta/Ta_{c1} = 127$). Pour cette valeur du nombre de Taylor, malgré la persistance des cellules de Taylor, il est difficile de les dénombrer visuellement dans l'entrefer, comme on peut le voir sur la Figure 3.46.



Figure 3.46 Visualisation du régime turbulent à $Ta/Ta_{c1} = 106$, $\Omega = 1.97tr/s$

3.5.1. Caractérisation du champ de vitesse en régime de turbulence naissante

Sur la Figure 3.47, on présente les profils radiaux de la vitesse azimutale en frontières et en milieu de cellule pour $Ta=4500$. En régime turbulent, on peut voir que le décalage du plateau de vitesse azimutale entre les zones de inflow et outflow est atténué, comparativement au régime de turbulence naissante (Figure 3.30), caractéristique d'une meilleure homogénéisation de l'écoulement et d'une diffusion plus importante.

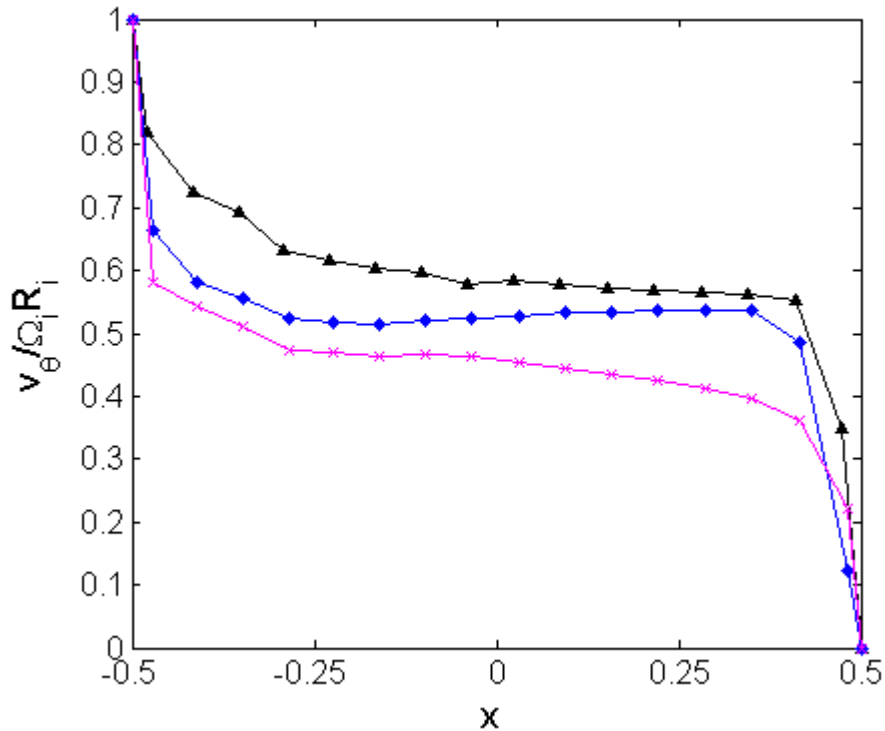


Figure 3.47 Profil radial de vitesse moyenne azimutale à $Ta/Ta_{c1} = 106$ en fonction de la position axiale
 ▲ Outflow, ◆ Milieu de cellule, × Inflow

La Figure 3.48 qui présente l'allure en milieu de cellule des profils radiaux de vitesse moyenne azimutale pour les différents régimes étudiés permet aussi de mettre en évidence le caractère diffusif de la turbulence. En effet, le passage au régime turbulent est accompagné d'un saut du plateau de la vitesse azimutale en milieu d'entrefer. Le plateau passe de 0.5 en régime de turbulence naissante à 0.53 en régime turbulent pour les Taylor étudiés. Nous remarquons aussi l'amincissement de plus en plus prononcé des couches limites avec l'augmentation des gradients de vitesse au niveau des parois, ces gradients de vitesses qui valent (d'une façon approximative) en milieu de cellule $\frac{d(V_\theta/\Omega_i R_i)}{dx} = 3.6$ et 7.28 près des cylindres extérieur et intérieur alors qu'ils étaient de 2.98 et 3.98 respectivement en régime de turbulence naissante.

Sur la Figure 3.49, on visualise l'évolution du profil radial de la vitesse moyenne axiale en fonction du nombre de Taylor pour les différents régimes. On voit une évolution forte du profil en régime turbulent, les extremums de la vitesse se rapprochent beaucoup des parois des cylindres à $x = \pm 0.43$, la valeur de ces extremums augmente aussi considérablement.

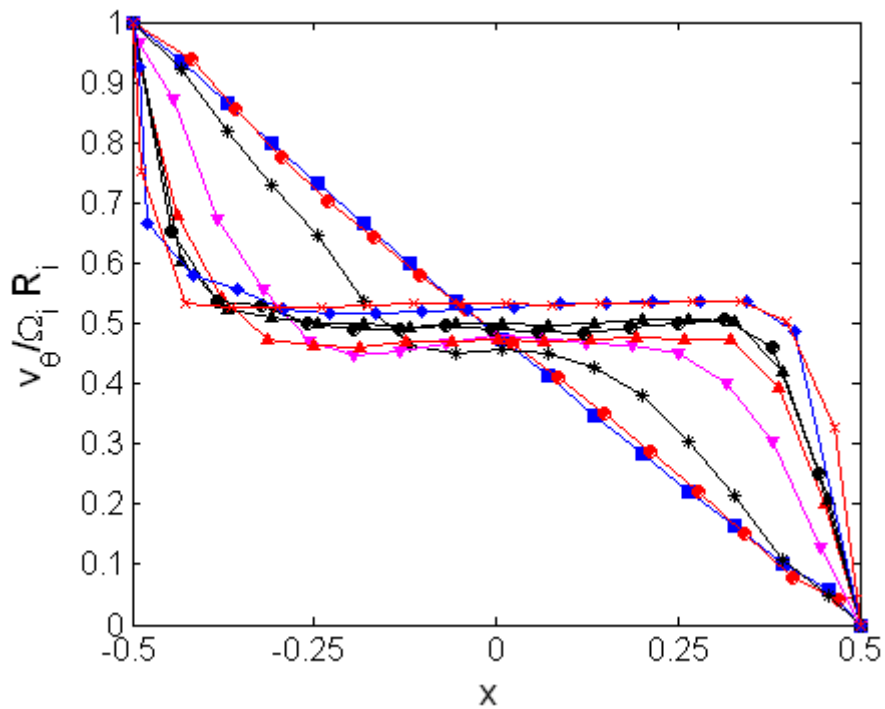


Figure 3.48 Profil radial de vitesse moyenne azimutale en fonction du nombre de Taylor (milieu de cellule)

■ $Ta/Ta_{c1}=0.74$, ● $Ta/Ta_{c1}=1.03$, * $Ta/Ta_{c1}=1.15$, ▼ $Ta/Ta_{c1}=3.21$,
 ▲ $Ta/Ta_{c1}=9.93$, ● $Ta/Ta_{c1}=18$, ▲ $Ta/Ta_{c1}=23$, ◆ $Ta/Ta_{c1}=106$, × $Ta/Ta_{c1}=127$

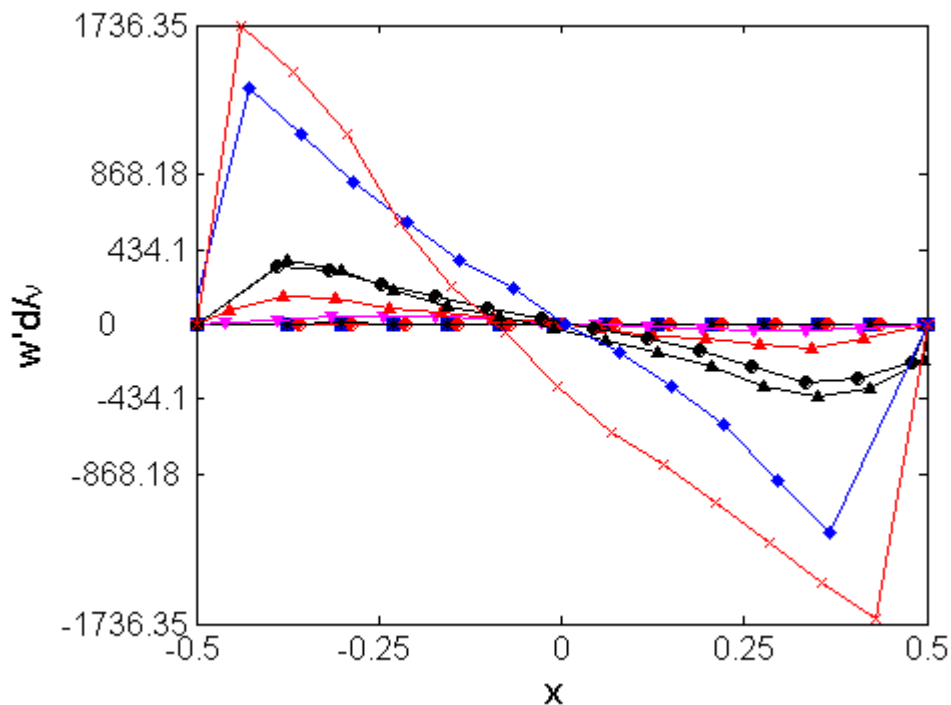


Figure 3.49 Profil radial de vitesse moyenne azimutale en fonction du nombre de Taylor (milieu de cellule)

■ $Ta/Ta_{c1}=0.74$, ● $Ta/Ta_{c1}=1.03$, * $Ta/Ta_{c1}=1.15$, ▼ $Ta/Ta_{c1}=3.21$,
 ▲ $Ta/Ta_{c1}=9.93$, ● $Ta/Ta_{c1}=18$, ▲ $Ta/Ta_{c1}=23$, ◆ $Ta/Ta_{c1}=106$, × $Ta/Ta_{c1}=127$

Le profil axial de vitesse moyenne axiale nous permet de visualiser la périodicité axiale de l'écoulement, due à la persistance des cellules de Taylor. λ augmente de $3.1d$ en régime de turbulence naissante à $4d$ à $Ta=4600$ et $4.8d$ à $Ta= 5510$ en régime turbulent. En régime turbulent, la longueur d'onde augmente de manière continue avec le nombre de Taylor.

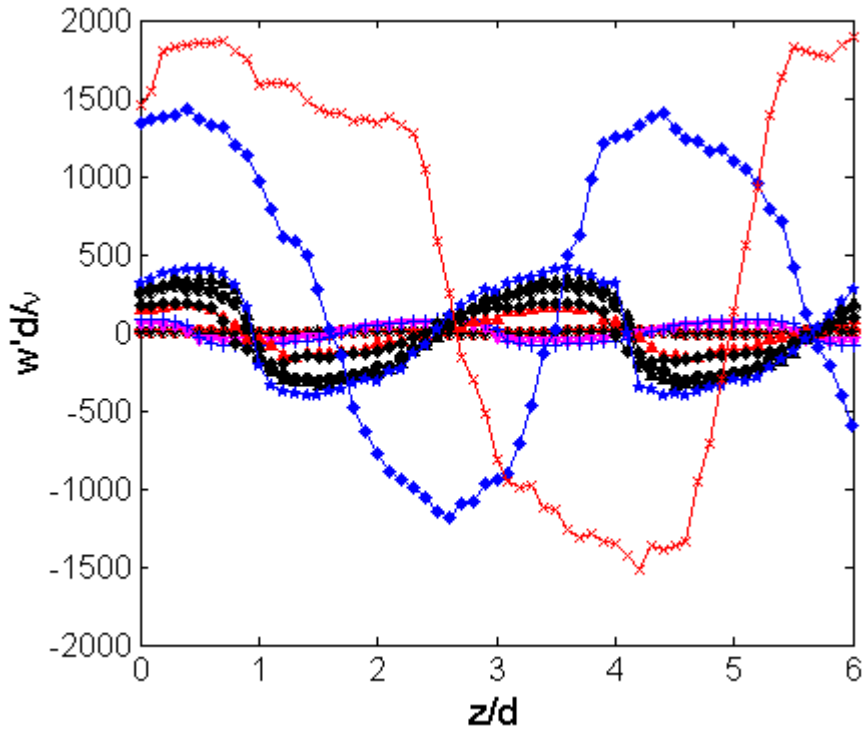


Figure 3.50 Profil axial de vitesse moyenne axiale en fonction du nombre de Taylor ($x=-0.25$)

- $Ta/Ta_{c1} = 1.03$, * $Ta/Ta_{c1} = 1.15$, ▼ $Ta/Ta_{c1} = 3.21$, + $Ta/Ta_{c1} = 5.77$, ▲ $Ta/Ta_{c1} = 9.98$
- ◆ $Ta/Ta_{c1} = 13.29$, ● $Ta/Ta_{c1} = 18$, ▲ $Ta/Ta_{c1} = 23$, ★ $Ta/Ta_{c1} = 27$, ◆ $Ta/Ta_{c1} = 106$,
× $Ta/Ta_{c1} = 127$.

Sur les figures 3.51 et 3.52, on compare les profils radiaux des vitesses rms azimutale et axiale obtenus en régime turbulent avec ceux obtenus en régime de turbulence naissante. Si l'allure générale ne change pas, les maximums augmentent en intensité près des parois en accord avec l'augmentation des gradients de vitesse moyenne dans ces régions.

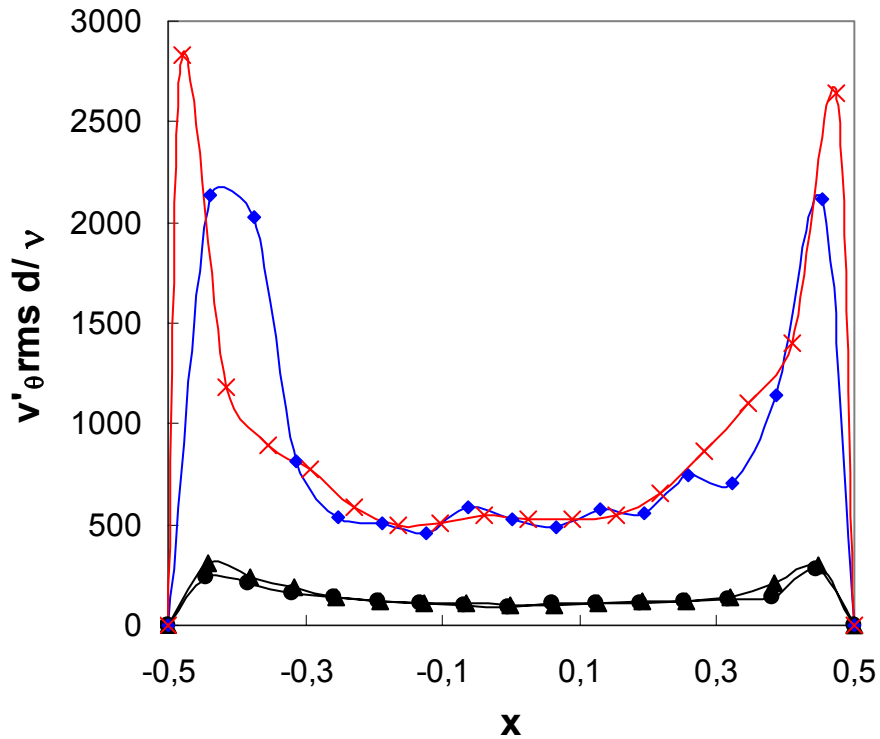


Figure 3.51 Profil radial de vitesse rms azimutale en fonction du nombre de Taylor (milieu de cellule)

● $Ta/Ta_{c1} = 18$ (QPF), ▲ $Ta/Ta_{c1} = 23$ (QT), ♦ $Ta/Ta_{c1} = 106$, × $Ta/Ta_{c1} = 127$ (turbulent).

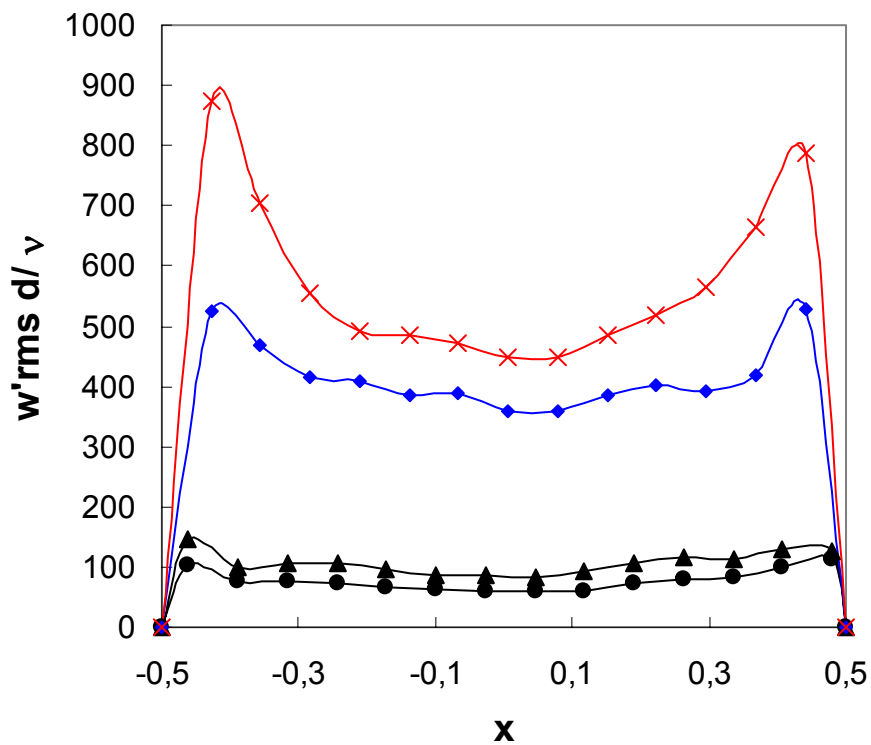


Figure 3.52 Profil radial de vitesse rms axiale en fonction du nombre de Taylor (milieu de cellule)

● $Ta/Ta_{c1} = 18$ (QPF), ▲ $Ta/Ta_{c1} = 23$ (QT), ♦ $Ta/Ta_{c1} = 106$, × $Ta/Ta_{c1} = 127$ (turbulent).

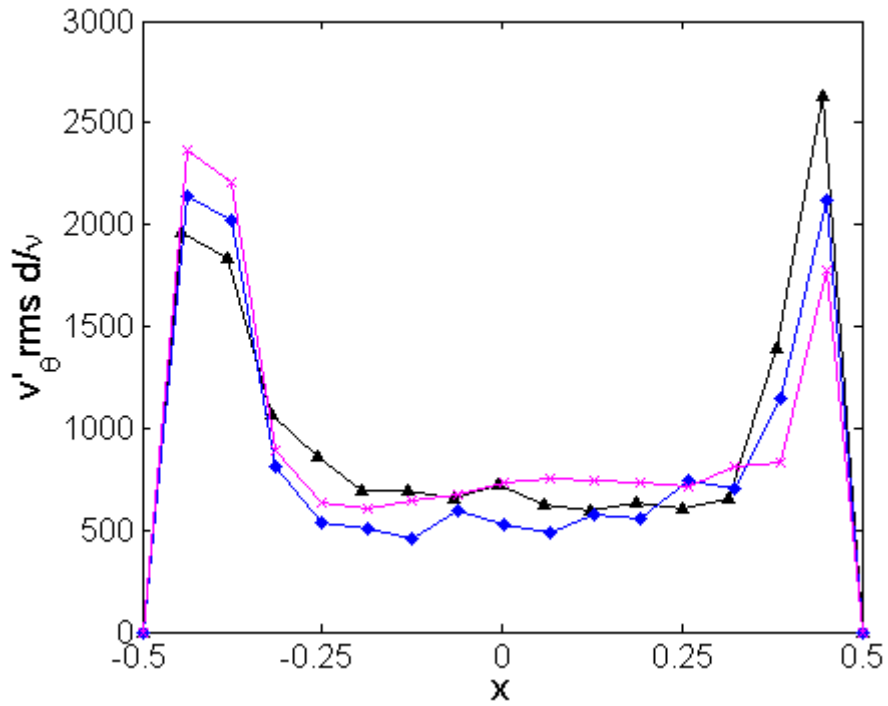


Figure 3.53 Profil radial de vitesse rms azimutale en fonction de la position axiale ($Ta/Ta_{c1} = 106$)

▲ Outflow, ◆ Milieu de cellule, × Inflow

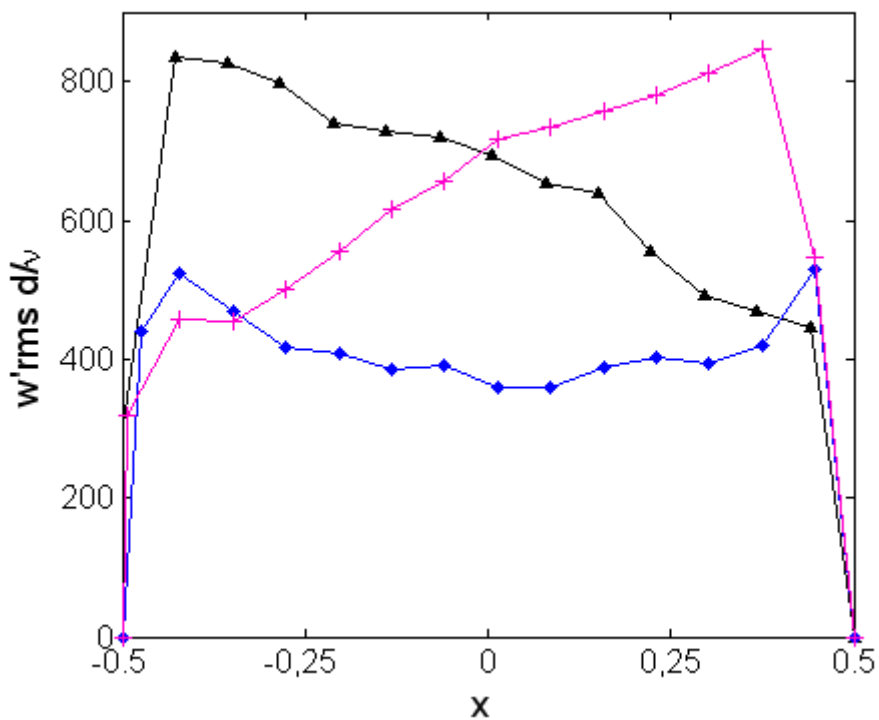


Figure 3.54 Profil radial de vitesse rms axiale en fonction de la position axiale ($Ta/Ta_{c1} = 106$)

▲ Outflow, ◆ Milieu de cellule, × Inflow

L'influence de la position axiale sur les valeurs rms des deux composantes de la vitesse est présentée sur les figures 3.53 et 3.54. En milieu d'entrefer, la fluctuation de vitesse azimuthale tend à s'uniformiser en régime turbulent entre les régions de inflow, outflow et milieu de cellules, avec un maximum toujours dans les zones d'impact des jets. On a une uniformisation axiale moins marquée de la composante axiale de vitesse rms pour laquelle, les maxima sont situés dans les zones de génération des jets. L'énergie cinétique turbulente dans la direction axiale est produite dans la zone de génération du jet, transportée radialement par les jets et convertie en énergie cinétique turbulente dans la direction azimuthale dans la zone d'impact du jet. Les mêmes tendances sont observées à $Ta/Ta_{c1} = 127$.

3.5.2. Fréquences caractéristiques du régime turbulent

Les spectres réalisés à partir de la composante axiale instantanée de vitesse en région de outflow sont présentés sur les Figure 3.55 et 3.56 pour les deux nombres de Taylor étudiés ($Ta/Ta_{c1} = 106$ et $Ta/Ta_{c1} = 127$ respectivement). Les spectres en régime turbulent sont caractérisés par une répartition continue de l'énergie cinétique fluctuante sur une gamme de fréquence qui augmente avec l'augmentation du nombre de Taylor (0-15Hz et 0-20Hz pour $Ta/Ta_{c1} = 106$ et $Ta/Ta_{c1} = 127$ respectivement). On voit cependant l'émergence dans le spectre d'une raie de fréquence $f_{os} = 0.47\Omega_i$, cette fréquence correspond à la fréquence de l'oscillation de la surface libre qui a été mesurée avec la sonde optique. Cette fréquence se substitue à la fréquence f^* caractéristique du régime de turbulence naissante, elle a été observée notamment par Bouabdallah qui l'attribue, lui aussi, à l'oscillation de la surface libre.

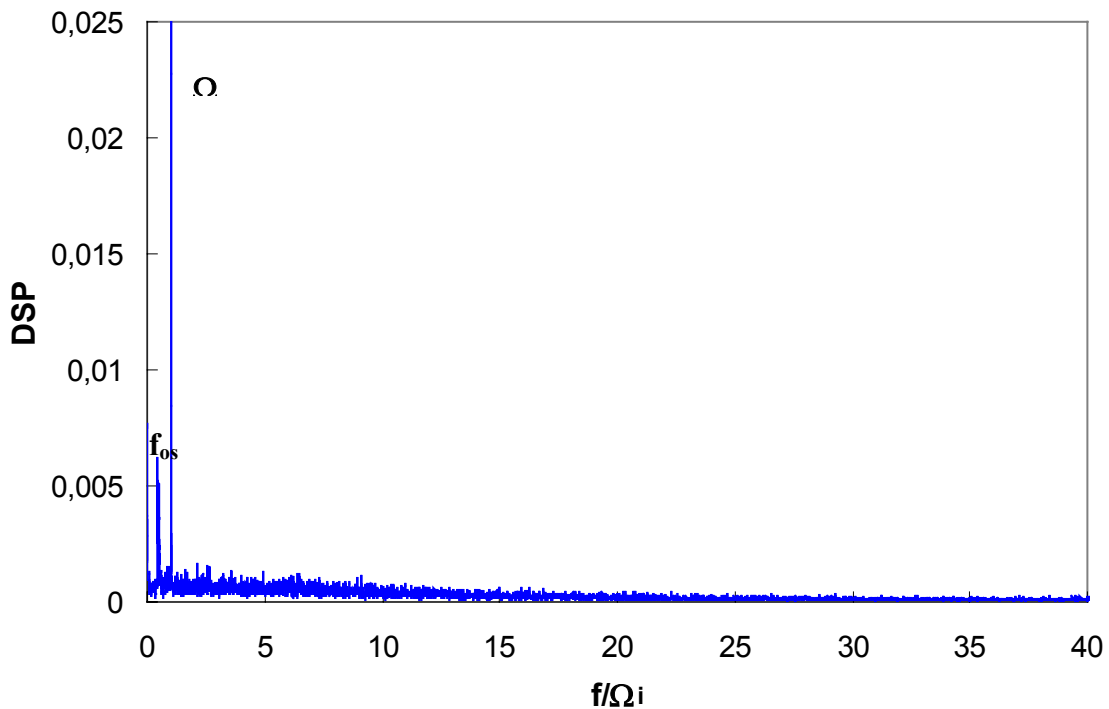


Figure 3.55 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta/Ta_{c1} = 106$, $\Omega = 1.966\text{tr/s}$

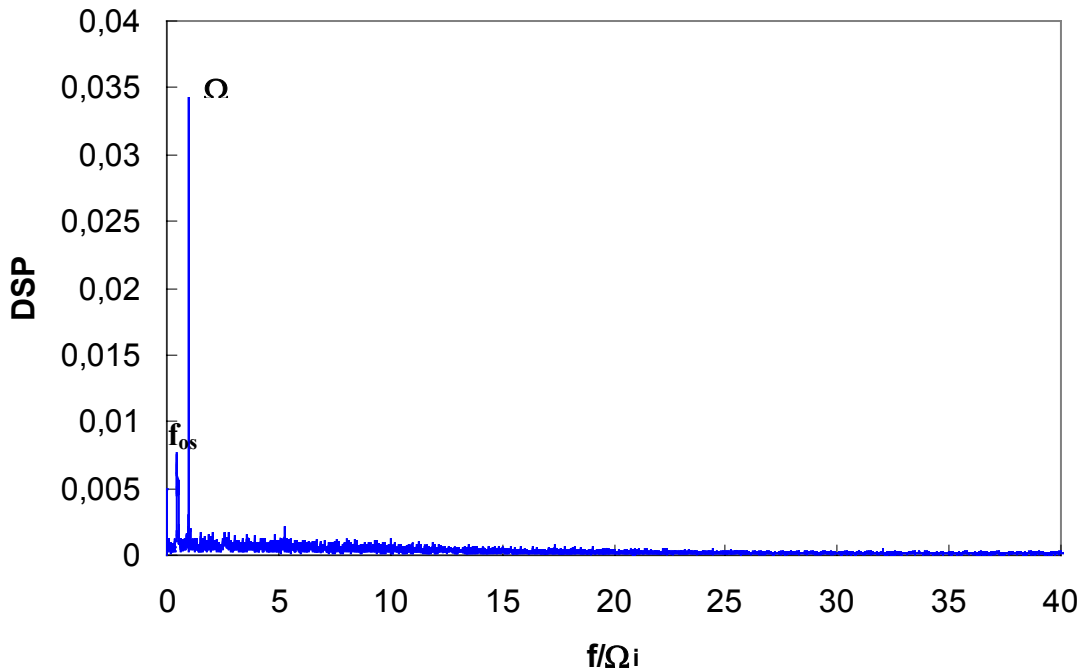


Figure 3.56 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta/Ta_{c1} = 127$, $\Omega = 1.966 \text{tr/s}$

3.6. Récapitulatif des différents régimes

Les régimes d'écoulement rencontrés dans notre dispositif en fonction du Ta sont récapitulés dans le Tableau 3.1. Les remarques qu'on peut en tirer sont les suivantes :

- Tous les régimes sont influencés par l'accélération du cylindre intérieur pour atteindre un nombre de Ta donné. Cette influence se traduit par un état d'écoulement différent en nombre d'onde azimutale et/ou une longueur d'onde axiale différente. Nous avons défini un protocole qui permet d'avoir une bonne reproductibilité de l'état d'écoulement qui est lié à la pente d'accélération.
- Le TVF est caractérisé par une périodicité axiale de longueur d'onde $\lambda=2d$.
- Le WVF se décompose en deux plages en fonction du nombre de Taylor. La première plage, jusqu'à $Ta \approx 100$, correspond d'une part à l'augmentation du nombre d'onde azimutal de $m=3$ à 9 et d'autre part à la diminution de la célérité de l'onde par rapport à la vitesse de rotation du cylindre intérieur. Sur cette première plage, on observe également un changement de longueur d'onde axiale à $Ta=69$ de $\lambda=2d$ à $\lambda=2.5d$. La deuxième plage est caractérisée par un état d'écoulement invariant avec l'augmentation du nombre de Taylor ($m=9$, $\lambda=2.5d$, $F_0=0.39\Omega_i$) jusqu'à la transition au MWVF à $Ta=266$.
- Le régime de MWVF est caractérisé par la superposition d'une modulation de fréquence $f \approx 0.44 \Omega_i$ incommensurable avec mF_0 . Il se décompose lui aussi en deux plages en fonction du nombre de Taylor. Dans la première plage qui

commence juste à la transition et jusqu'à $Ta=300$: on voit une diminution très rapide du nombre d'onde azimutal de $m=7$ à $m=4$, les cellules de Taylor sont déstructurées. Après la restructuration des cellules à $Ta=400$, on observe un saut de longueur d'onde de $\lambda = 2.5d$ à $\lambda = 3.1d$ opéré pendant la phase transitoire de cellules déstructurées. La deuxième plage qui s'étend jusqu'à 700, est caractérisée par un état d'écoulement invariant avec l'augmentation du nombre de Taylor ($m=4, \lambda = 3.1d, F_0=0.39\Omega_i, f'=0.44 \Omega_i$).

- Le régime de turbulence naissante est caractérisé par la persistance des cellules de Taylor de longueur d'onde axiale $\lambda = 3.1d$ et étalement du spectre autour de la fréquence $f' \approx 0.44 \Omega_i$. Ce régime est caractérisé par deux plages en fonction du nombre de Taylor. Dans la première plage, de $Ta=700$ à $Ta_1=850$, on a persistance de l'onde azimutale avec $m=4$ mais son énergie à la fréquence mF_0 devient inférieure à celle de la modulation d'onde à f' . Dans la deuxième plage, on a une disparition de l'onde azimutale.
- En régime de turbulence pour $Ta \leq 5510$, on a encore une organisation axiale de l'écoulement sous forme de cellules de Taylor. La longueur d'onde axiale $\lambda = 4d$ à $Ta=4600$ vaut $4.8d$ à 5510 . Visuellement, nous avons du mal à discerner les frontières. Sur un plan spectral, le spectre est continu avec l'émergence d'une fréquence nouvelle, $f_{os} \approx 0.47 \Omega_i$ qui se substitue à F' .

Taylor critiques	Régimes d'écoulement	Caractéristiques de l'écoulement	Fréquences caractéristiques
$43.3 \leq Ta < 49.6$	Cellules de Taylor contrarotatives (TVF)	$\lambda=2d$ $n=44$	-
$49.6 \leq Ta < 266$	Régime d'onde azimutale (WVF)	$\lambda=2d$ et $\lambda=2.5d$ $m=3$ à 9 $n=35$	mF_0, F_0 $f_1=mF_0-F_0$ $f_2=mF_0+F_0$
$266 \leq Ta \leq 700$	Régime de modulation d'onde (MWVF)	$\lambda=2.5d$ et $\lambda=3.1d$ $m=7$ à 4	mF_0, F' $f'_1=mF_0-F'$ $f'_2=mF_0+F'$
$700 \leq Ta \leq 1300$	Régime de turbulence naissante (TN)	$\lambda=3.1d$ $m=4$ $n=29$	Disparition de mF_0 à $Ta_1=850$
$4500 \leq Ta$	Régime de turbulence	$\lambda \geq 4d$	Spectre continu émergence de f_d

Tableau 3.1 Récapitulatif des régimes d'écoulement en fonction du nombre de Taylor.

Pour le protocole utilisé qui a été décrit régime par régime, on présente sur les figures 3.57 et 3.58, les courbes récapitulatives de l'évolution de la longueur d'onde axiale et du nombre d'onde azimutal en fonction du nombre de Taylor, que l'on compare aux valeurs mesurées par Bouabdallah (1980).

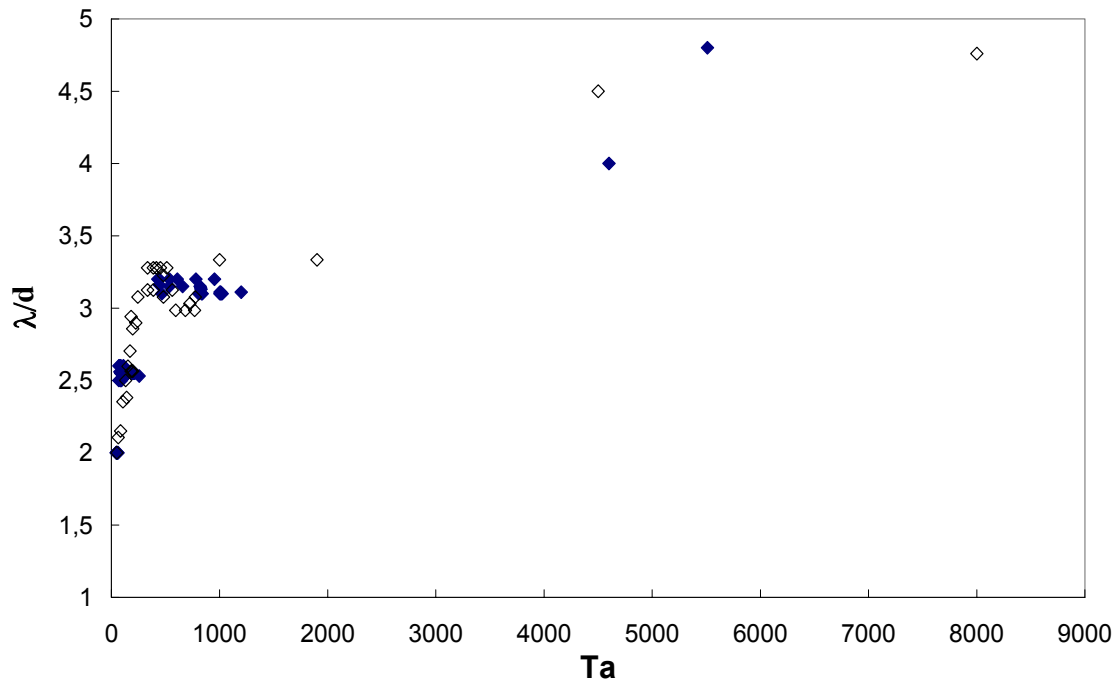


Figure 3.57 Evolution de la longueur d'onde axiale en fonction du nombre de Taylor
 ◆ mesures obtenues par visualisations et VLD
 ◇ mesures obtenues par visualisation et polarographie (Bouabdallah, 1980)

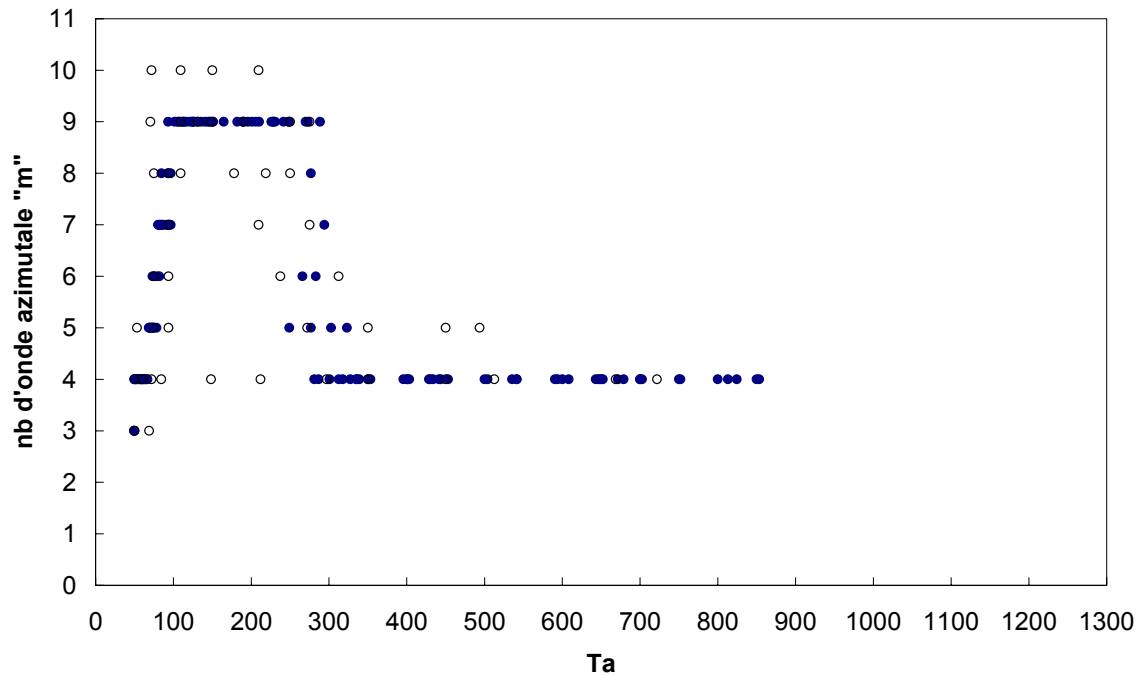


Figure 3.58 Evolution du nombre d'onde azimutale en fonction du nombre de Taylor
 ● mesures obtenues par VLD
 ○ mesures obtenues par polarographie (Bouabdallah, 1980)

Sur la Figure 3.59, on résume les fréquences caractéristiques obtenues pour les différents régimes dans notre dispositif :

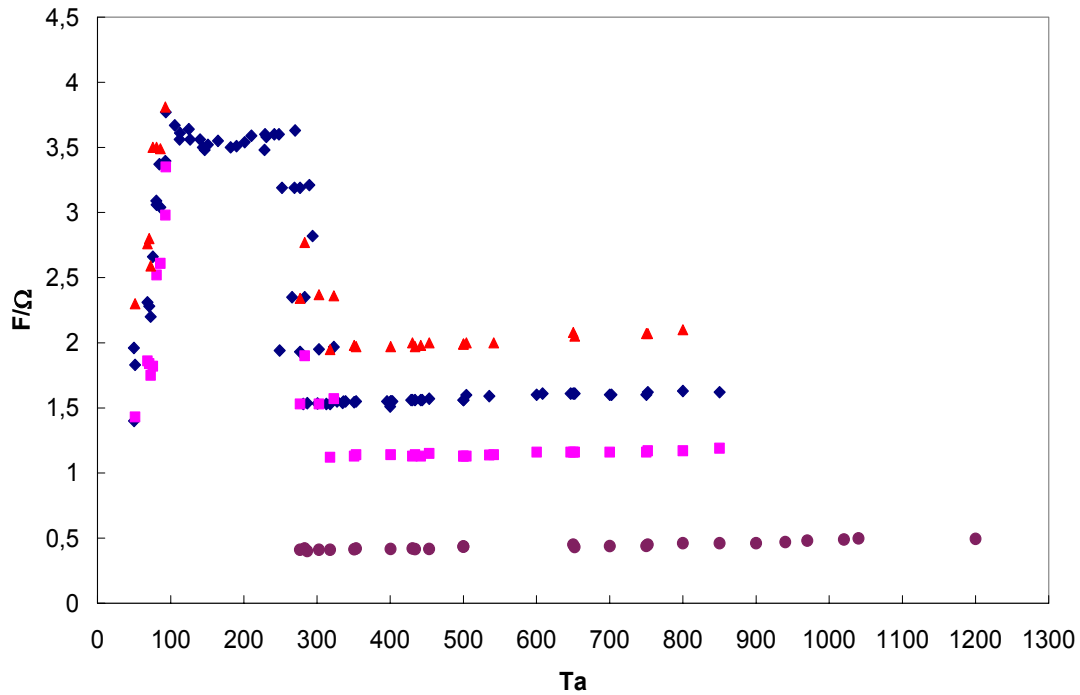


Figure 3.59 Variation des fréquences caractéristiques normalisées

◆ mF_0/Ω ■ f_1/Ω ▲ f_2/Ω ● f'/Ω

Nous retrouvons, en grande partie, les résultats de Bouabdallah (1980). Cependant, alors que pour Bouabdallah, la turbulence naissante commence à $Ta=510$ et se caractérise par un doublet large bande de fréquences $f_{d1}=0.52\Omega_i$ et $f_{d2}=0.26\Omega_i$, qui fusionnent à $Ta=1250$, nous n'observons qu'un pic étalé de fréquence de valeur intermédiaire $F'=0.44\Omega_i$.

Nous reportons dans le tableau suivant les nombres de Taylor de transition obtenus par Bouabdallah, que nous comparons aux valeurs obtenues dans notre expérience.

Transition à	Taylor critique	Expérience étudiée	Bouabdallah (1980)
TVF	Ta_{c1}	43.3 ± 0.5	41
WVF	Ta_{c2}	49.6 ± 0.6	49
MWVF	Ta_{c3}	266 ± 20	298
TN	Ta_{c4}	700 ± 40	700
	Ta_1	850 ± 25	840

Tableau 3.2 Récapitulatif des nombres de Taylor critique et comparaison à l'expérience de Bouabdallah (1980).

3.7. Modélisation du champ de vitesse par décomposition en séries de Fourier

Avec la transition vers la première instabilité (TVF), des perturbations de vitesse apparaissent induisant par-là même la formation des cellules de Taylor, l'analyse non linéaire nous permet de faire une décomposition spatiale du champ de vitesse perturbé qui concorde remarquablement bien avec les mesures expérimentales jusqu'à $Ta/Ta_{c1} = 11$ en régime de modulation d'onde. Cette décomposition peut être étendue jusqu'au régime de turbulence naissante à $Ta/Ta_{c1} = 24$.

Davey (1962) propose une formulation du champ de vitesse, basée sur les travaux de Chandrasekhar (1961) et Stuart (1958) en considérant que les perturbations de vitesse se superposent à l'écoulement de base sous la forme d'un développement en série de Fourier :

$$\begin{aligned} w'(r, z, \hat{\varepsilon}) &= \sum_{p=1}^N w_p(r, \hat{\varepsilon}) \sin(pkz) \\ u'(r, z, \hat{\varepsilon}) &= \sum_{p=1}^N u_p(r, \hat{\varepsilon}) \cos(pkz) \end{aligned} \quad \text{et } \hat{\varepsilon} = 1 - (Ta_{c1}/Ta)^2 \quad (3.1)$$

$$\text{où} \quad \begin{aligned} w_p(r, \hat{\varepsilon}) &= \sum_{i=0}^{\infty} W_{pi}(r) A(t, \hat{\varepsilon}) \\ u_p(r, \hat{\varepsilon}) &= \sum_{i=0}^{\infty} U_{pi}(r) A(t, \hat{\varepsilon}) \end{aligned} \quad (3.2)$$

et k est le nombre d'onde axial.

Les coefficients $U_{pi}(r)$ et $W_{pi}(r)$ reflètent la dépendance radiale de la perturbation, tandis que les termes $A(t, \hat{\varepsilon})$ représentent les facteurs d'amplitude gouvernés par l'équation de Landau :

$$\frac{\partial A}{\partial t} = a_0 A + a_1 A^3 + a_2 A^5 + \dots \quad (3.3)$$

Le premier terme du second membre de cette équation correspond à l'évolution d'amplitude décrite par analyse linéaire pour une perturbation de taille infinitésimale, les termes d'ordres supérieurs traduisent l'influence des modes stables qui vont progressivement interférer avec le mode instable pour conduire au nouvel état d'équilibre.

En accord avec la théorie de Landau, juste après la transition à Ta_{c1} en position d'équilibre, le champ de vitesse peut s'écrire sous la forme d'un harmonique du 1^{er} ordre, w_1 et u_1 avec un facteur d'amplitude qui peut être correctement approché en ne considérant que les deux premiers termes de l'équation (3.3) ce qui donne : $Ae(\hat{\varepsilon}) = \sqrt{-a_0(\hat{\varepsilon})/a_1}$. Ainsi Davey déduit une formulation pour le champ de vitesses qui varient en $\sqrt{\hat{\varepsilon}}$ pour une position radiale donnée.

Nous nous sommes intéressé donc à l'évolution de la perturbation non loin du seuil. Pour cela, nous avons réalisé une décomposition au 1^{er} ordre de profils de vitesse moyenne axiale mesurés en $x=0.25$ pour différentes valeurs de $\hat{\varepsilon}$ entre 0.1 et 0.6. En considérant $w_1(x=0.25)=1$, égal à l'extrémum de vitesse en milieu de cellule pour toutes les valeurs de $\hat{\varepsilon}$, nous avons tracé sur la Figure 3.60 l'évolution de A en fonction de $\hat{\varepsilon}$ non loin du seuil. Nous

obtenons par lissage : $\tilde{A}_1 = 0.073 \tilde{\varepsilon}^{0.5}$. Le coefficient multiplicateur reste assez faible par rapport à celui obtenu par Davey égal à 0.57, mais est assez proche de la valeur obtenue par Favé (1999), égale à 0.11.

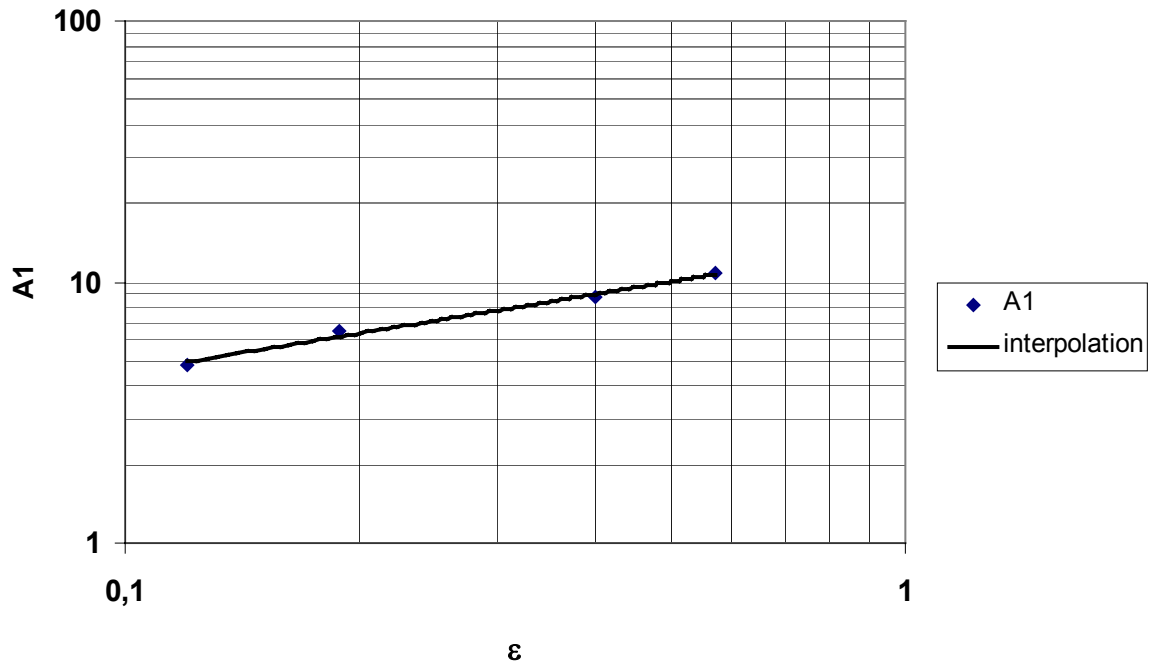


Figure 3.60 L'évolution du coefficient $A_1(\varepsilon)$ près du seuil

Pour les régimes d'écoulement qui sont assez loin du seuil (jusqu'à $\varepsilon = 10$), Davey, Diprima et Stuart (1968) ont montré que les perturbations de vitesse peuvent être modélisées sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 w'(r, z, \varepsilon) &= \sum_{p=1}^N A_p(\varepsilon) w_p(r) \sin(pkz) \\
 u'(r, z, \varepsilon) &= \sum_{p=1}^N A_p(\varepsilon) u_p(r) \cos(pkz)
 \end{aligned}
 \quad \text{avec } \varepsilon = \frac{Ta - Ta_{cl}}{Ta_{cl}} \quad (3.4)$$

Cette écriture des équations permet de prendre en compte les harmoniques d'ordre supérieur qui découlent de la déformation des cellules et de l'influence de la superposition de l'onde azimutale sur le champ moyen de la perturbation.

Nous souhaitons réaliser une décomposition similaire du champ de perturbation de vitesse jusqu'à $\varepsilon=23$ en régime de turbulence naissante. La transformée de Fourier d'un profil axial de vitesse moyenne axiale mesuré à $\varepsilon=23$ nous a permis de déterminer que seuls les 4 premiers harmoniques contribuaient à la perturbation de vitesse pour la plage étudiée. La décomposition en série de Fourier à l'ordre 4 ($p=1$ à 4 dans les équations 3.4) est réalisée à partir des profils de vitesse moyenne axiale issus des cartographies mesurées par VLD. Les coefficients $A_p(\varepsilon)w_p(r)$, pour $1 \leq p \leq 4$, sont obtenus pour chaque position radiale en minimisant

la somme des erreurs quadratiques aux points de mesure. Globalement, l'erreur de décomposition est au maximum égale à 5.5 % pour $\varepsilon = 23$. A titre d'exemple, on montre sur la Figure 3.61 un profil radial vitesse axiale obtenu en milieu de cellule par décomposition à l'ordre 4 des profils axiaux pour $\varepsilon=17$, que l'on compare au profil radial expérimental.

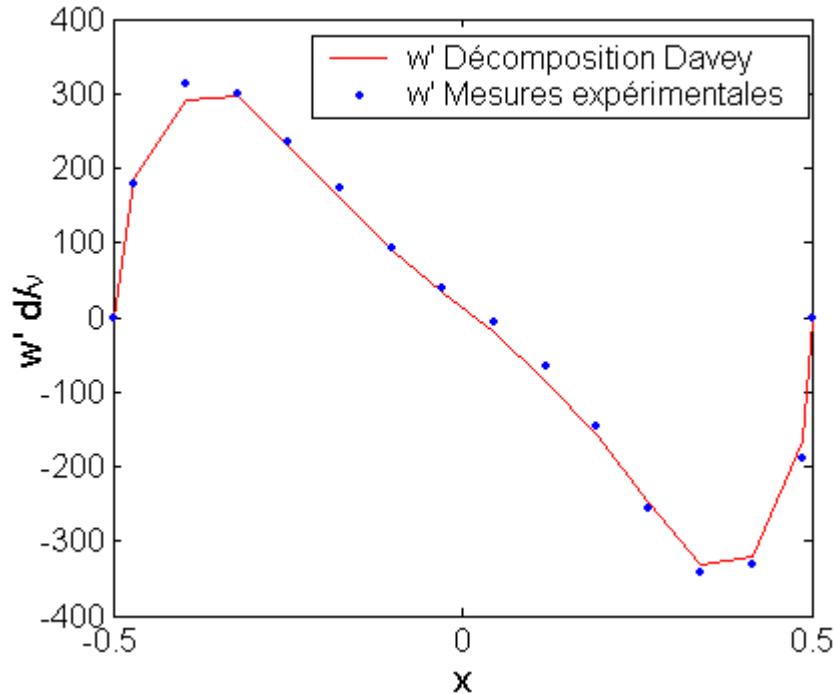


Figure 3.61 Comparaison du profil radial de la vitesse axiale moyenne obtenu expérimentalement en milieu de cellule à $\varepsilon = 17$ et avec celui issu de la décomposition en série de Fourier à l'ordre 4. (L'erreur de la décomposition est alors de 2.5%).

Les coefficients $A_p(\varepsilon)$ sont évalués à la position radiale de l'extremum de vitesse axiale ($x=0.25$ jusqu'à $\varepsilon=3$, puis x se décale vers le cylindre extérieur), en attribuant la valeur 1 aux coefficients w_p pour cette position radiale de vitesse maximale comme on peut le voir sur la figure 3.67 (Davey (1962), Davey, Diprima et Stuart (1968) et Wereley et Lueptow (1994)).

On présente sur les figures 3.62 à 3.65, l'évolution des coefficients A_p en fonction de ε obtenus pour notre expérience jusqu'à $\varepsilon=23$, que l'on compare aux coefficients de Gollub et Freilich obtenus jusqu'à $\varepsilon=10$, (Gollub et Freilich 1974 et 1976). On observe une bonne concordance des coefficients A_1 et A_2 avec les coefficients de Gollub et Freilich.

:

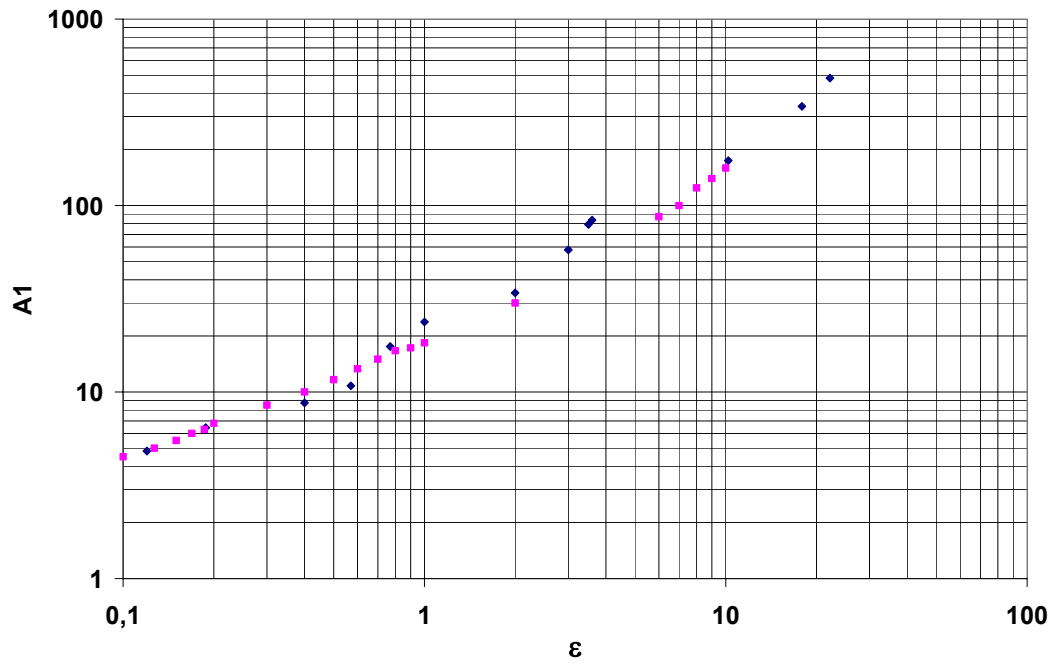


Figure 3.62 Evolution du coefficient $A_1(\epsilon)$
 ◆ Expérience à l'étude ■ Gollub et Freilich

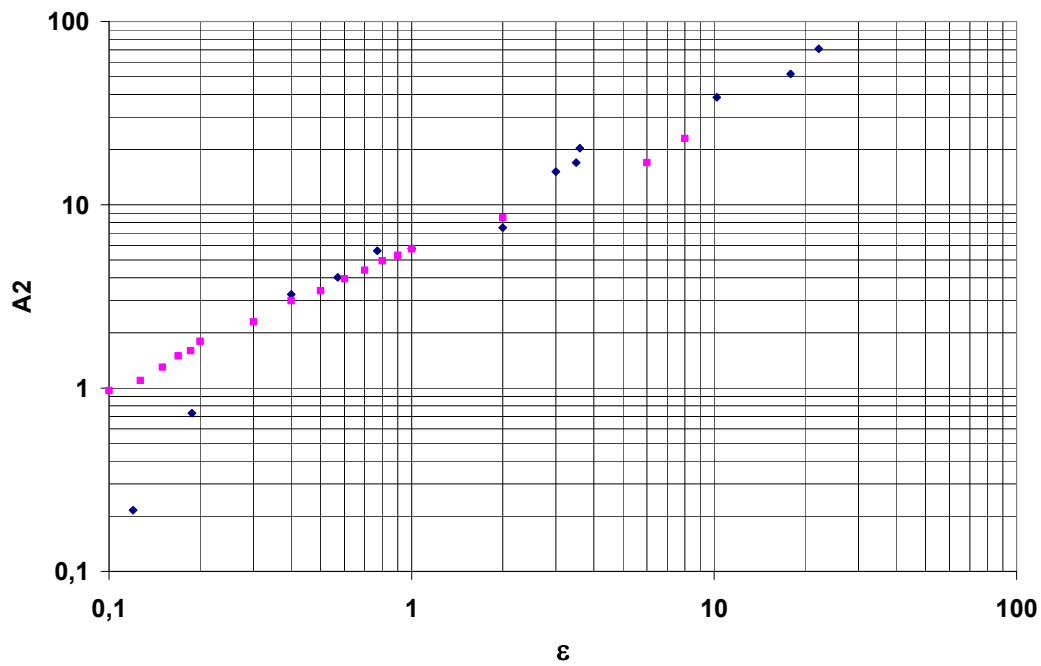


Figure 3.63 Evolution du coefficient $A_2(\epsilon)$
 ◆ Expérience à l'étude ■ Gollub et Freilich

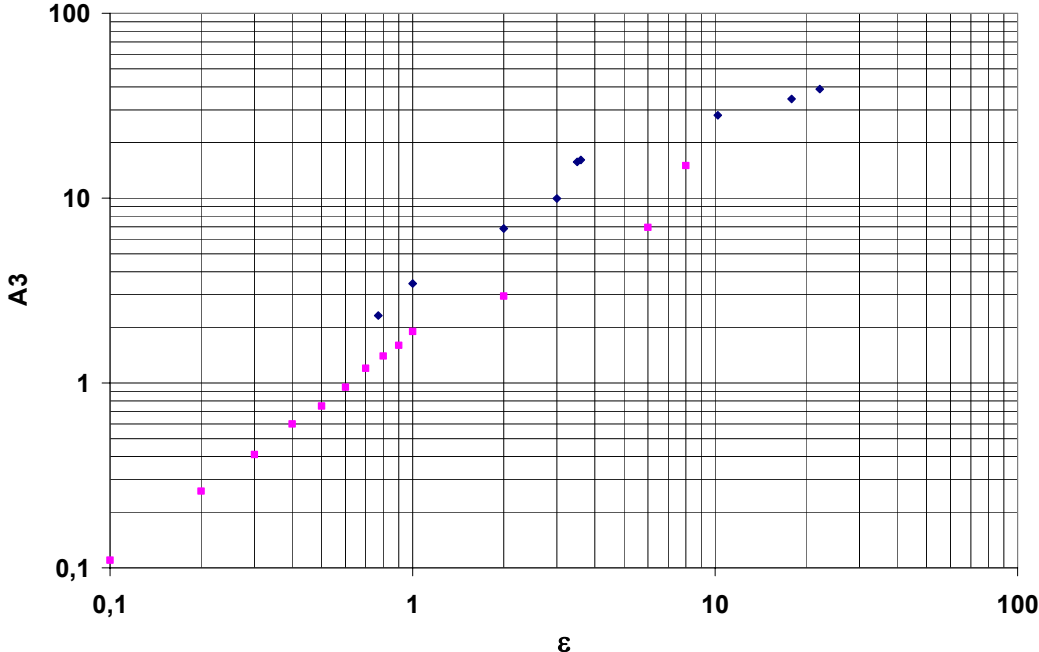


Figure 3.64 Evolution du coefficient $A_3(\epsilon)$
◆ Expérience à l'étude ■ Gollub et Freilich

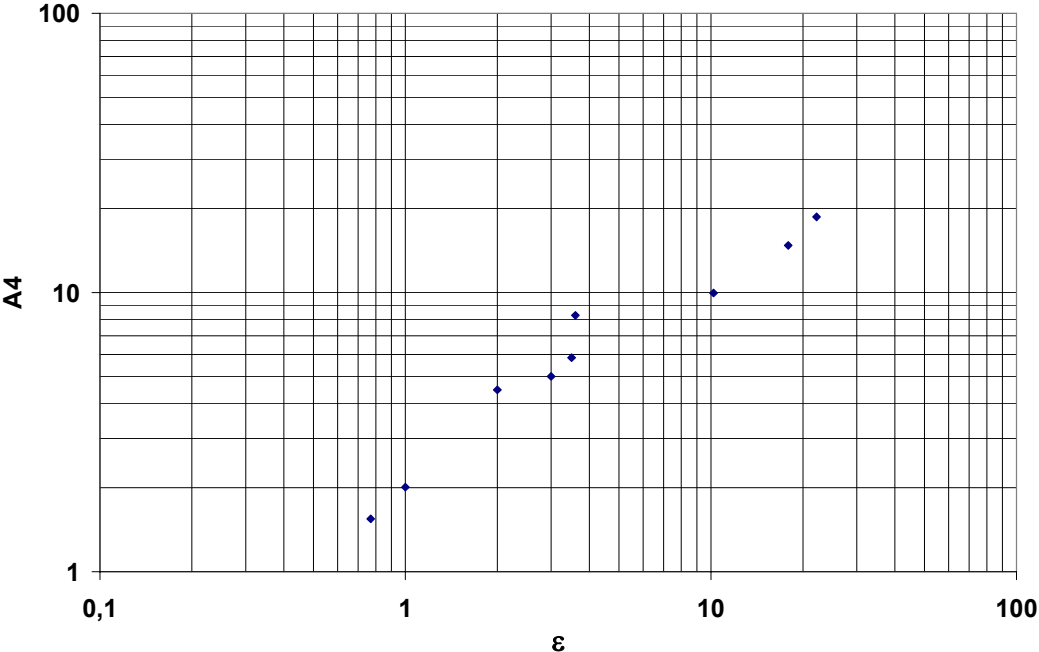


Figure 3.65 Evolution du coefficient $A_4(\epsilon)$

L'évolution des différents coefficients en fonction de ε est liée aussi à l'évolution du nombre d'onde axial qui, pour l'expérience étudiée, varie beaucoup avec ε comme nous le montre la Figure 3.66. k est déduit de la mesure de la longueur d'onde axiale et il est représenté sous une forme normalisée k/k_{crit} (cf. Figure 3.56). On note effectivement une rupture de pente des coefficients A_2 , A_3 et A_4 en représentation log-log au changement de longueur d'onde qui correspond au régime d'onde modulé.

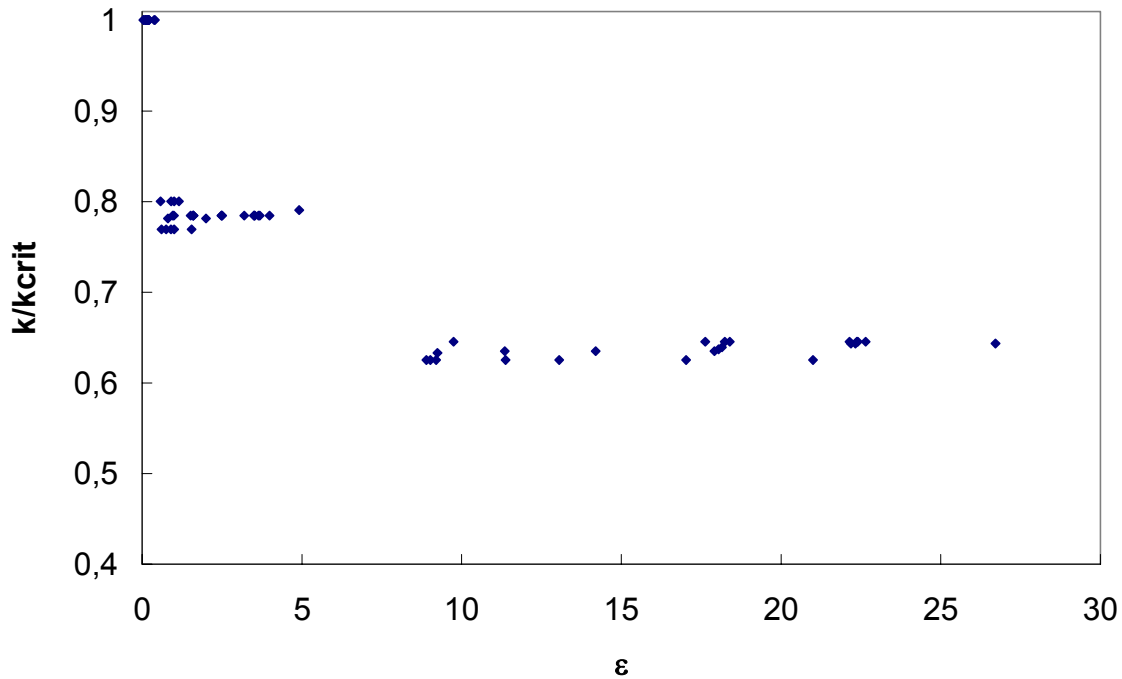


Figure 3.66 Variation du nombre d'onde axial adimensionnel en fonction de ε .

- **Formulation analytique des coefficients $w_p(r)$**

Un exemple de profil radial des coefficients normalisés w_p ($1 \leq p \leq 4$) obtenus en milieu de cellule est présenté sur la Figure 3.67 pour $\varepsilon=3$. Nous avons réalisé une comparaison entre le résultat obtenu par décomposition en série de Fourier pour chaque position radiale et le résultat obtenu en considérant que les coefficients w_p varient de manière sinusoïdale radialement (Davey (1962), Favé (1999)), ce qui conduit à l'expression (3.5). La comparaison est présentée sur la Figure 3.68. On voit que dès $\varepsilon \geq 3$, avec le décalage des extrema de vitesse axiale près des parois, une modélisation sous forme sinusoïdale des coefficients de vitesse axiale ne convient plus et induit une erreur de 8% alors que la détermination de ces coefficients par décomposition en série de Fourier pour chaque position radiale induit une erreur de 0.2% en milieu de cellule.

$$w'(x, z, \varepsilon) = \sum_{p=1}^4 (-1)^{p+1} A_p(\varepsilon) \sin(2\pi x) \sin(pkz) \quad (3.5)$$

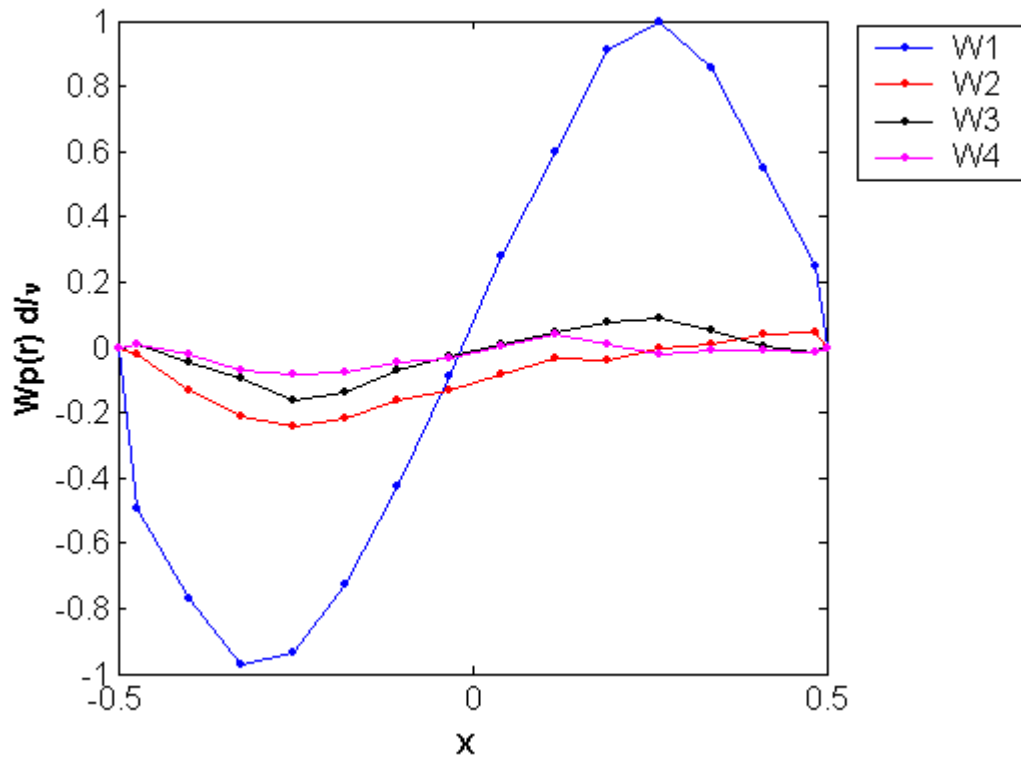


Figure 3.67 Coefficients $w_p(r)$ normalisés de la décomposition en série de Fourier à l'ordre 4 obtenus à partir de la cartographie des iso vitesses de la composante axiale à $\varepsilon = 3$ ($z/d=1.5$).

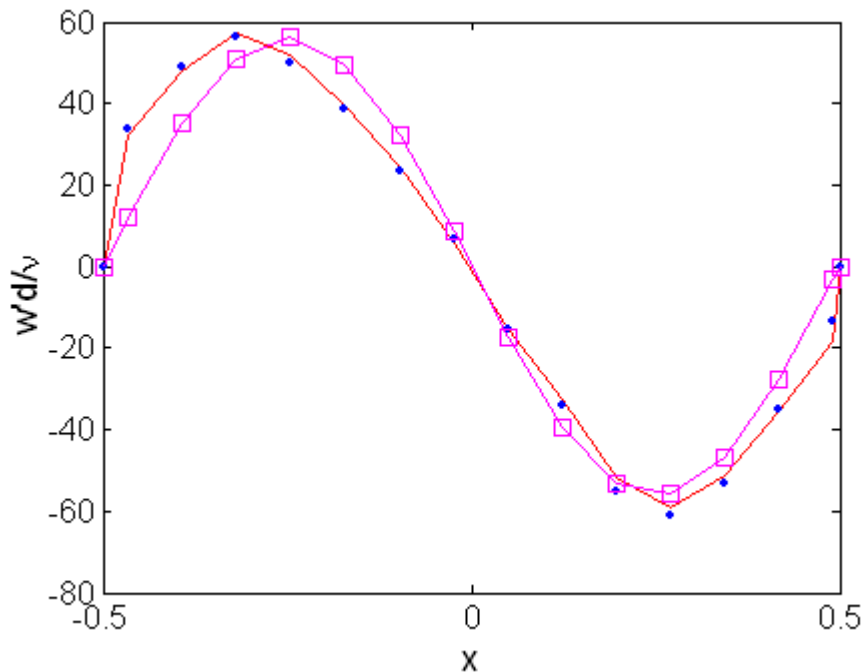


Figure 3.68 Comparaison à $\varepsilon=3$ en milieu de cellule : • profil radial expérimental de vitesse axiale, — profil issu de la décomposition en série de Fourier sans hypothèse a-priori sur les $w_p(r)$ (eq. 3.3), -□- profil issu de la décomposition en série de Fourier à $x=0.25$ en supposant une distribution sinusoïdale des $w_p(r)$ (eq. 3.4).

Nous n'avons donc pas cherché, par la suite, à modéliser l'évolution radiale des coefficients de vitesse de la décomposition sous forme sinusoidale mais nous avons opté, pour déterminer la loi de variation des coefficients $w_p(r)$, à une méthode de double regression polynomiale à l'ordre 15 des profils de variation des coefficients $w_p(r)$ adimensionnés issus de la décomposition en série de Fourier, comme ceux obtenus à $\epsilon=3$ et présentés en figure 3.67.

- **Détermination des $u_p(r)$**

L'équation de continuité permet de déterminer les coefficients $u_p(r)$ de la décomposition en série de Fourier à l'ordre 4 de la vitesse radiale (eq. 3.4). La périodicité axiale de l'écoulement permet d'écrire :

$$w_p(r) = -\frac{1}{pk} \left(\frac{\partial u_p(r)}{\partial r} + \frac{u_p(r)}{r} \right) \quad (3.6)$$

Les dérivées sont déterminées à partir d'un schéma centré. Etant donné que le pas radial pour la mesure par VLD de la composante axiale de vitesse reste constant, les nœuds de calcul correspondent aux points de mesure. Soit N, le nombre de pas d'espace dans l'entrefer dans la direction radiale. L'équation (3.6) discrétisée conduit à l'expression (3.7). Les conditions aux limites aux parois imposent $u_p(r_1) = u_p(r_{N+1}) = 0$.

$$w_p(r_i) = -\frac{1}{pk} \left(\frac{u_p(r_{i+1}) - u_p(r_{i-1}))}{2(r_i - r_{i-1})} + \frac{u_p(r_i)}{r_i} \right) \quad \text{pour } 2 \leq i \leq N \text{ et } 1 \leq p \leq 4 \quad (3.7)$$

Un exemple de profil radial des coefficients u_p ($1 \leq p \leq 4$) obtenus en milieu de cellule est présenté sur la Figure 3.69 pour $\epsilon=3$, ci-dessous :

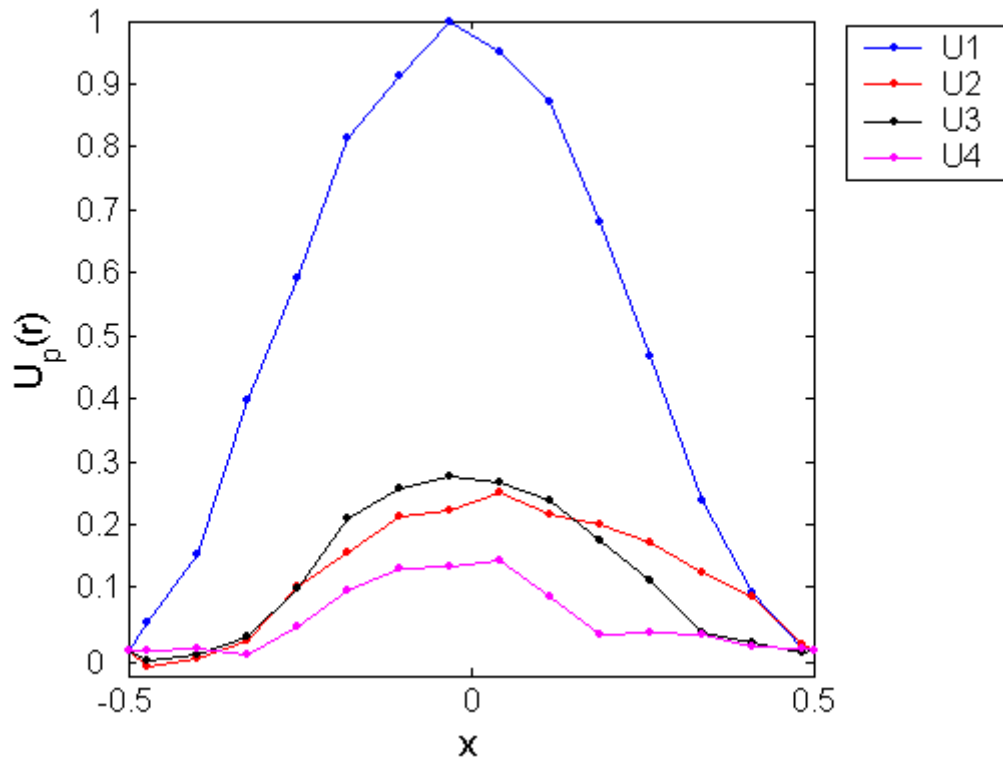


Figure 3.69 Coefficients $u_p(r)$ normalisés de la décomposition en série de Fourier à l'ordre 4 obtenus à partir de la cartographie des iso vitesses de la composante axiale à $\varepsilon = 3$ ($z/d=1.5$).

De même la formulation analytique des coefficients $u_p(r)$ sont déterminés par une double régression polynomiale à l'ordre 16 des profils issus de la décomposition en série de Fourier comme ceux présentés ci-dessus à $\varepsilon=3$.

Sur les figures 3.70 et 3.71, les profils axiaux de vitesse radiale déterminés à chaque position radiale et obtenus pour $\varepsilon=3$ et 17 respectivement par décomposition, mettent bien en évidence les écoulements de jet entre les cellules produits en outflow (vitesses positives à $z/d= 0.74$ et $3.4d$ pour $\varepsilon=3$ et $z/d= 2.05$ pour $\varepsilon=17$) et produits en inflow (vitesses négatives à $z/d= 2.1$ et $4.8d$ pour $\varepsilon=3$ et $z/d= 0.5$ et $3.6d$ pour $\varepsilon=17$). La vitesse de jet en outflow est plus importante que la vitesse de jet en inflow (dans un rapport 1.4 pour $\varepsilon=3$ et 1.35 pour $\varepsilon=17$).

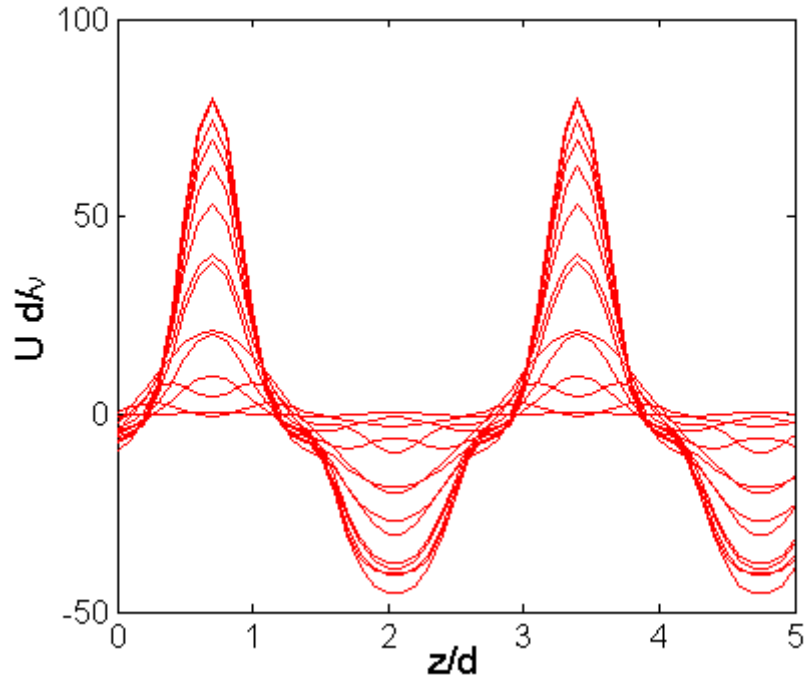


Figure 3.70 Profils axiaux de vitesse radiale obtenus sur tout l'entrefer à partir de la décomposition en série de Fourier à l'ordre 4 de la cartographie des iso vitesses de la composante axiale à $\varepsilon=3$.

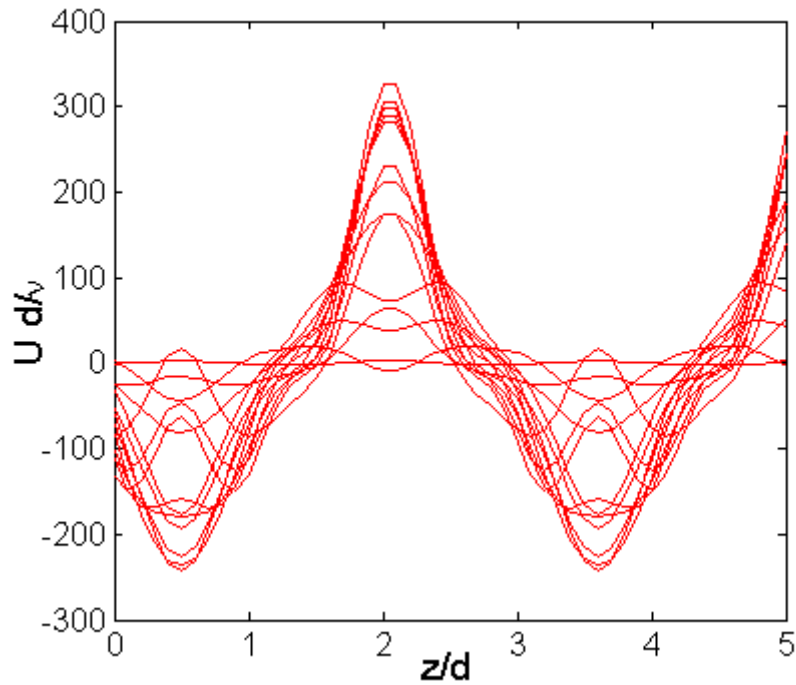


Figure 3.71 Profils axiaux de vitesse radiale obtenus sur tout l'entrefer à partir de la décomposition en série de Fourier à l'ordre 4 de la cartographie des iso vitesses de la composante axiale à $\varepsilon=17$.

3.8. Conclusion

L'écoulement monophasique de Taylor-Couette a été qualifié grâce à des visualisations et à des mesures de vitesse locale par VLD. Nous avons exploré les régimes de 1^{ère}, 2^{ème}, 3^{ème} instabilité, le régime de turbulence naissante, de $Ta=43.3$ à $Ta=1300$, ainsi que le régime turbulent de $Ta=4600$ à $Ta=5500$, en nous intéressant dans la mesure du possible aux changements d'états d'écoulement liés aux différentes transitions. Des comparaisons avec l'étude de Bouabdallah (1980) ont permis de valider le protocole expérimental mis en place. D'autre part, nous avons procédé à une décomposition en série de Fourier à l'ordre 4 des profils axiaux de vitesse axiale mesurée, ce qui nous permet de modéliser sans trop d'erreur le champ de vitesse moyen dans le plan des cellules jusqu'à $Ta/Ta_{c1}=23$. Le même type de décomposition sera effectué par la suite en écoulement diphasique, de sorte à déterminer de manière analytique les positions d'équilibre des bulles dans les cellules.

Etant donné que la manière de la mise en vitesse du cylindre peut influencer les seuils d'instabilité et les états d'écoulement obtenus (Hall 1975, Riley et Laurence 1976, Barenghi et Jones 1989), nous avons pris soin de contrôler l'accélération du dispositif en procédant à la programmation d'un pilotage automatique de la vitesse de rotation du cylindre. Nous avons, par ailleurs, mis en place un protocole basé sur une étude systématique des plages d'accélérations admises pour chaque régime, ce qui nous permet d'avoir une bonne reproductibilité des états d'écoulement.

Cet écoulement nous sert de référence pour étudier l'écoulement de Taylor Couette diphasique. En effet, en écoulement diphasique, nous procédons d'abord à la mise en vitesse du dispositif, et une fois l'écoulement monophasique, tel qu'il a été décrit ici, établi, nous procédons à la génération des bulles, soit par ventilation, soit par injection et cavitation.

Chapitre 4

4. DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE TAYLOR COUETTE DIPHASIQUE

4.1. Introduction

Nous décrivons dans ce chapitre, le dispositif expérimental de Taylor Couette en régime diphasique. La génération des bulles est obtenue, soit par ventilation (agitation de la surface libre), soit par cavitation (baisse de pression dans l'enceinte). Nous faisons un descriptif du protocole expérimental et des conditions opératoires. Dans la 2^{ème} partie de ce chapitre, nous discutons des techniques de mesure utilisées pour caractériser l'écoulement diphasique. Nous avons mesuré les composantes locales de vitesse du liquide par VLD. Les caractéristiques des bulles : taux de vide local, vitesse locale ainsi que la taille des bulles ont été déterminés à l'aide de sondes optiques. Nous détaillons particulièrement cette technique ainsi que les méthodes de traitement du signal associées. Cette technique est en effet très sensible au choix des paramètres de l'acquisition et du traitement, dont nous discutons l'influence sur la mesure. Dans la dernière partie, nous discutons de l'effet d'intrusion des sondes optiques dans l'écoulement de Taylor-Couette pour les différents régimes étudiés.

4.2. Dispositif expérimental de Taylor Couette diphasique et conditions opératoires

Le dispositif de Taylor Couette utilisé en écoulement diphasique est le même qu'en écoulement monophasique. L'assemblage cylindres coaxiaux, moteur, réducteur a été décrit en détail dans le chapitre 2. La hauteur du fluide dans l'entrefer reste inchangée. Le dispositif présente donc les mêmes paramètres géométriques vis-à-vis de l'écoulement (facteur de forme et rapport d'aspect) qu'en régime monophasique : $\eta=0.91$, $\Gamma=44.3$.

4.2.1. Le montage expérimental

Pour obtenir la mise en dépression du dispositif, nécessaire à la cavitation, une enceinte de mise sous vide axisymétrique a été fixée sur le flasque supérieur. Son diamètre intérieur est de 506 mm et son diamètre extérieur de 526 mm. Sa hauteur est de 750 mm. L'étanchéité à la base de l'enceinte est assurée par un joint torique de 2.7 mm. L'enceinte est reliée à une pompe qui permet de la mettre sous vide. On peut atteindre une pression minimale dans l'enceinte de 700Pa. La régulation du débit de fuite est assurée à l'aide d'une vanne pointeau dont la résolution permet de contrôler la pression dans l'enceinte à 10 Pa près.

Un capteur type KISTLER AW 1000 A10, fixé sur le dessus de l'enceinte, permet de mesurer la pression absolue entre 0 et 1 bar avec une précision de 200 Pa. Le capteur se comporte comme un système linéaire, de sortie en tension comprise entre 0 et 10V. La courbe d'étalonnage est celle utilisée dans la thèse de Favé (1999).

Afin d'assurer une bonne mise sous vide du dispositif, le système de déplacement des sondes optiques a été intégré dans l'enceinte. Seuls les câbles de commande du système, ainsi que les fibres optiques émergent de l'enceinte, ce qui permet d'éviter les problèmes d'étanchéité dynamique. L'étanchéité statique est assurée par un joint en mastic silicone mono-composant.

Pour positionner les sondes, nous utilisons un système motorisé à deux axes Charly Robot, fixé sur le flasque supérieur. L'ensemble du dispositif (enceinte de mise sous vide, Charly Robot et dispositif de Taylor Couette monophasique) est schématisé sur la Figure 4.1. La course radiale du système de positionnement des sondes est de 25 mm, et la course axiale est de 200 mm. Le positionnement se fait avec une précision absolue de $0.3 \mu\text{m}$. En position basse, la sonde est immergée à 200 mm au dessous de la surface libre, soit 5 à 8 cellules de Taylor au dessous de la surface libre. On règle ainsi en position basse l'offset du module opto-électronique. En position haute, la pointe de la sonde émerge du liquide, ce qui permet de faire un réglage du gain du module opto-électronique. La commande du système de déplacement se fait via un boîtier C10 à 2 axes. Un programme que nous avons réalisé sous Test Point nous permet de dialoguer via le port RS232 avec le boîtier de commande.

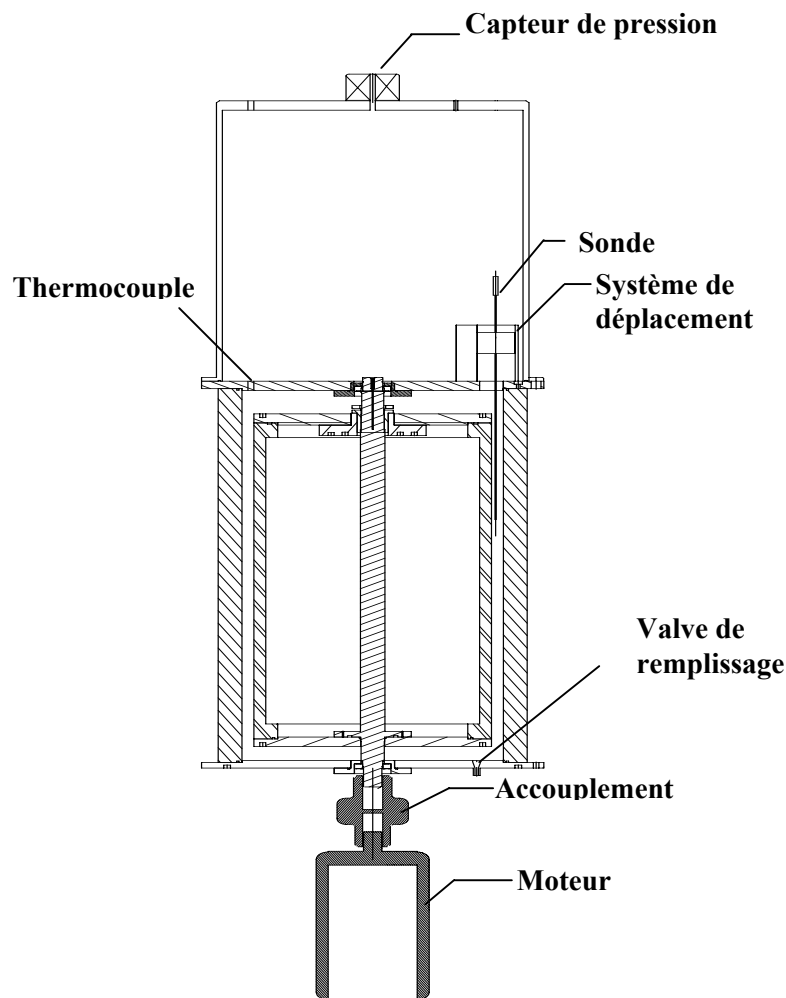


Figure 4.1 Dispositif expérimental de Taylor Couette diphasique

4.2.2. Les conditions opératoires en régime ventilé

A pression atmosphérique, la ventilation naturelle s'amorce à partir d'une certaine vitesse de rotation du cylindre intérieur pour $\Omega_i > 2$ tr/sec. Nous avons choisi de travailler avec un mélange à 80% de glycérine, ce qui permet d'avoir une vitesse de rotation suffisante pour obtenir la ventilation à des nombres de Taylor modérés. Cependant même pour ce mélange, nous ne pouvons pas observer la ventilation pour les régimes de WVF et MWVF, la vitesse de rotation du cylindre étant insuffisante. L'étude de l'écoulement de Taylor Couette en régime ventilé est faite pour les régimes de turbulence naissante (chaotique et faiblement turbulent), le régime turbulent présentant quant à lui une déformation trop importante de la surface libre qui perturbe l'écoulement.

Avec le début de la ventilation ($\Omega_i \approx 2$ tr/sec), les bulles capturées sous la surface libre peuvent rester localisées sous l'interface, ou diffuser dans tout l'entrefer, par diffusion axiale de cellules en cellules. La diffusion est observée à partir de $\Omega_i > 2,45$ tr/sec. Lorsque les bulles diffusent dans tout l'entrefer, nous avons la ventilation totale de l'écoulement.

Du point de vue expérimental, nous avons étudié l'écoulement de Taylor Couette en ventilation totale pour $\Omega_i = 2.45$ t/s et $\Omega_i = 3.07$ t/s, correspondant respectivement aux régimes chaotique et quasi turbulent. Nous travaillons à vitesse de rotation imposée. Les nombres de Taylor correspondants pour la gamme de température de fonctionnement sont reportés dans le Tableau 4.1. Nous allons discuter les critères pour la ventilation et la diffusion des bulles en fonction de leur taille pour ces deux vitesses de rotation.

4.2.2.1. Critères de ventilation

L'oscillation de l'interface correspond à la propagation d'une onde de Kelvin Helmholtz due au glissement et à la différence de densité entre le fluide et l'air à l'interface (Pijush k. Kundu, 1990). Pour un fluide léger de densité ρ_1 immobile, superposé à un fluide plus lourd de densité ρ_2 animé d'une vitesse U_2 , en écoulement potentiel 2D, la relation de dispersion pour des petites oscillations de l'interface est bien connue (Pijush k. Kundu, 1990). Lorsque l'on néglige les effets de tension superficielle, la solution est stable à condition de respecter le critère suivant sur le nombre de Froude, (Pijush k. Kundu, 1990):

$$Fr = \frac{k(U_2)^2}{g} < \frac{\rho_2^2 - \rho_1^2}{\rho_1 \rho_2}, \text{ avec } k \text{ le nombre d'onde dans la direction de propagation } x.$$

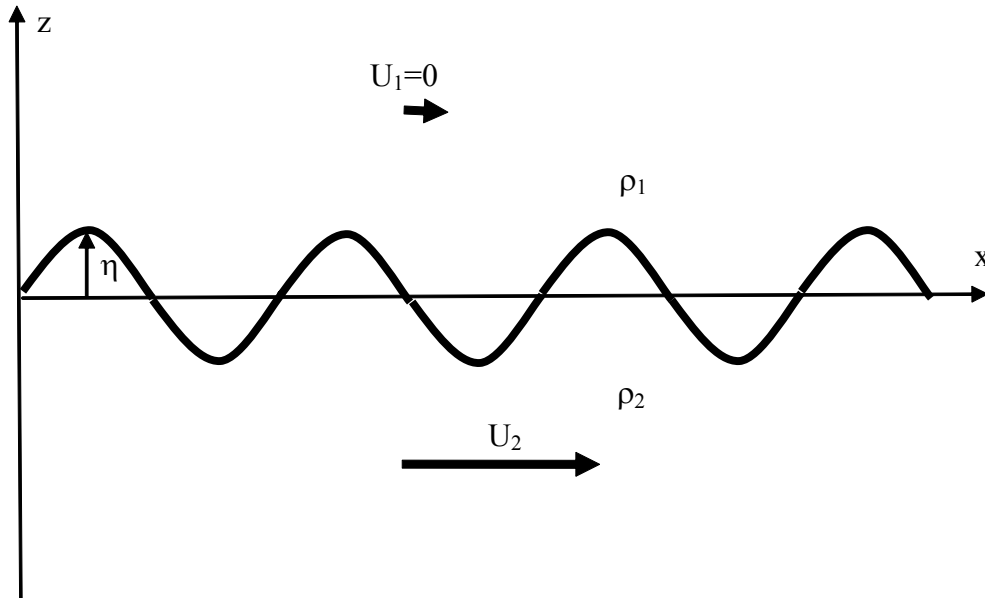


Figure 4.2 Onde de Kelvin Helmholtz

Dans le cas qui nous intéresse, nous ne sommes pas dans ces conditions idéales de génération d'ondes à l'interface puisque l'écoulement présente une périodicité longitudinale et un gradient transversal de vitesse longitudinale. Aussi, la célérité de l'onde est déduite expérimentalement, de la mesure de la fréquence d'oscillation de l'interface à l'aide de la sonde optique double, pour la pointe amont et de la mesure du nombre d'ondes $Ri \cdot k_{\text{exp}}$ grâce à des visualisations. Pour les régimes chaotique et quasi turbulent et pour un mélange eau-glycérine à 80%, on trouve une fréquence d'oscillation proche de la fréquence de rotation du cylindre intérieur Ω_i . De même l'amplitude maximale des oscillations η_{exp} est obtenue par mesure avec la sonde optique.

- Considérons que l'amplitude d'oscillation de l'interface varie comme $\eta_{\text{exp}} = \hat{\eta} e^{i(kx - \omega t)}$ avec ω la pulsation d'oscillation de l'interface. Etant donné qu'à l'interface, on a, à l'ordre 1, $w_2(z \approx 0) = \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} + U_2 \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)_{z \approx 0}$, la vitesse verticale w_2 d'oscillation est proportionnelle à l'amplitude d'oscillation de l'interface, et déphasée de $\Pi/2$:

$$w_2(z \approx 0) = i(kU_2 - \omega)\hat{\eta}$$

Ainsi la vitesse verticale de l'interface est maximale aux nœuds (à $\eta=0$) et évaluée expérimentalement par la relation suivante, en considérant U_2 égale à la vitesse azimutale en milieu d'entrefer, soit environ $0.47 V_i$. Nous appellerons l'amplitude de la vitesse verticale d'oscillation de l'interface vitesse de ventilation.

$$W_{\text{ventilation}} = \left(0.47 Ri - \frac{1}{k_{\text{exp}}} \right) 2\pi \Omega_i k_{\text{exp}} \eta_{\text{exp}} \quad (4.1)$$

Pour des bulles de rayon r_b , la vitesse ascensionnelle terminale w_b est obtenue par l'équilibre entre la force d'Archimède et la force de traînée en fluide au repos, ce qui conduit à :

$$w_b = \sqrt{\frac{8r_b g}{3C_D}} \quad (4.2)$$

C_D est le coefficient de traînée qui dépend du nombre de Reynolds de bulle $Re_b = \frac{2w_b r_b}{\nu}$.

Pour $1 < Re_b < 60$, nous prendrons la modélisation de Rivero et al. (1991), nous prendrons celle de Mei et al. (1994) pour des valeurs de Re_b plus élevées et jusqu'à 300. On aura donc ventilation naturelle de bulles de rayon r_b si $w_b < W_{\text{ventilation}}$, plus précisément, des bulles de taille r_b et vitesse w_b dirigée vers le bas, sont capturées par la cellule de Taylor qui se trouve juste en dessous de la surface libre. On obtient ainsi la taille critique des bulles de ventilation ou taille maximale, qui correspond à la vitesse maximum d'oscillation de l'interface. On peut néanmoins moyenniser la vitesse d'oscillation sur l'ensemble des vitesses verticales négatives sur une double période dans le temps et dans l'espace, ce qui nous donne

une vitesse moyenne d'oscillation de l'interface $\overline{W_{\text{ventilation}}} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^2 W_{\text{ventilation}}$, susceptible de capturer les bulles de taille moyenne, correspondant à $w_b < \overline{W_{\text{ventilation}}}$.

Nous déterminons dans le Tableau 4.1, les tailles critiques et tailles moyenne de bulles de ventilation pour $\Omega_i > 2\text{tr/s}$ pour différentes températures de fonctionnement, ainsi que les caractéristiques de l'oscillation de l'interface. A titre de comparaison, nous reportons également la taille réelle des bulles mesurée dans l'entrefer par traitement des images. On observe une augmentation du nombre d'ondes d'oscillation de l'interface ainsi qu'une augmentation de l'amplitude d'oscillation avec l'augmentation de la vitesse de rotation. Pour une même vitesse de rotation, on note une influence de la variation de température sur l'onde à la surface libre. Pour une température d'écoulement plus faible, on observe une augmentation du nombre d'onde et une diminution de l'amplitude de l'oscillation liées à l'augmentation de la tension superficielle.

Pour $\Omega_i = 2.45\text{tr/s}$, à 29°C , en régime chaotique ($Ta = 780$), on obtient un bon accord entre la taille moyenne des bulles obtenues par le modèle de ventilation et la taille moyenne mesurée dans l'entrefer, soit environ $700 \mu\text{m}$. Avec l'augmentation de la vitesse de rotation, on s'attend en régime faiblement turbulent ($\Omega_i = 3.07\text{tr/s}$, $Ta = 1000$), à avoir une augmentation de la taille critique et donc de la taille moyenne des bulles de ventilation. Or dans la réalité, la taille des bulles est du même ordre de grandeur que pour $\Omega_i = 2.45\text{tr/s}$, ce qui laisse supposer que les effets 3D ne sont plus négligeables à partir d'une certaine vitesse. Pour une température d'écoulement plus faible, de 19°C , on s'attend à avoir avec le modèle, des bulles de ventilation plus grosses qu'à 30°C . Ceci est confirmé expérimentalement puisqu'on observe alors des bulles plus grosses, qui sont millimétriques.

On s'intéresse à présent à la diffusion des bulles dans l'entrefer. A partir de la mesure de la vitesse axiale moyenne dans l'écoulement, on détermine le maximum de vitesse W_{max} . Pour le régime de turbulence naissante, le maximum est localisé en alternance côté cylindre intérieur ou extérieur à $x \approx \pm 0,25$. Il correspond au maximum de vitesse tangentielle dans les cellules de Taylor et permet d'assurer la diffusion axiale dans les cellules. Dans les zones frontières, ce sont les fluctuations de vitesse axiale qui permettent d'assurer la diffusion axiale

entre cellules. On relève donc la vitesse rms axiale mesurées dans les zones de inflow, côté cylindre extérieur et dans les zones de outflow côté cylindre intérieur : $W_{rms,outflow}$, $W_{rms,inflow}$. On obtient la diffusion des bulles de ventilation de rayon critique r_b tel que $w_b < \min(W_{max}, W_{rms,outflow}, W_{rms,inflow})$.

Dans le Tableau 4.1, la taille critique des bulles de diffusion est reportée pour toute la gamme de température de fonctionnement pour les deux régimes étudiés : chaotique et faiblement turbulent. Pour les régimes étudiés, la vitesse de diffusion axiale étant bien supérieure à la vitesse de ventilation à l'interface, les bulles de ventilation n'ont aucun mal à diffuser dans l'entrefer de haut en bas, par transfert axial de cellule en cellule.

Ω_i (tr/s)	T (C°)	Ta	Ri* k_{exp}	η_{exp} (mm)	$W_{ventilation}$ (ventilation) (m/s)	r_{bmax} (mm) (ventilation)	r_{bmoy} (mm) (ventilation)	r_{bmax} (mm) (diffusion)	r_{bmoy} (mm) (mesuré)	Cas étudiés
2.45	29.5	780	3	7.3	0.046	0.69	0.39	1.5	0.35	×
3.07	30	1000	4	11.2	0.191	1.7	0.92	1.6	0.35	×
3.07	19	500	5	8.1	0.21	2.1	1.3		1.5	
3.07	26	780	Ventilation obtenue à 19°C pendant 20 mn puis augmentation progressive de la température jusqu'à 26°C Les grosses bulles ($r_b=1.5mm$) obtenues par ventilation à 19°C diffusent ainsi que les bulles de ventilation plus petites ($r_b=0.35mm$) obtenues à 26°C.					1.7	1.5	×
3.07	30	1000	Ventilation obtenue à 19°C pendant 20 mn puis augmentation progressive de la température jusqu'à 30°C Les grosses bulles ($r_b=1.5mm$) obtenues par ventilation à 19°C diffusent ainsi que les bulles de ventilation plus petites ($r_b=0.35mm$) obtenues à 30°C.					1.6	1.5	×

Tableau 4.1 Caractéristiques de l'oscillation de la surface libre et détermination de la taille critique de bulles pour la ventilation et la diffusion avec un mélange eau-glycérine à 80%. Comparaison avec les tailles moyennes de bulles mesurées dans l'entrefer. Les cases cochées correspondent aux régimes diphasiques caractérisés par la suite dans la thèse.

4.2.2.2. Protocole en régime ventilé

En faisant ventiler le mélange soit à basse température (19°C), soit à haute température (29°C), nous avons la possibilité de générer dans l'écoulement des bulles millimétriques (3mm de diamètre) ou des bulles sub-millimétriques (700 μm de diamètre). Ainsi le protocole sera le suivant.

- Pour la ventilation avec petites bulles, on met en route le dispositif à vitesse de rotation inférieure à 2 tr/s afin d'éviter toute ventilation, et ce jusqu'à obtention de la température de 29°C désirée. On arrête le dispositif, puis on le remet en route, jusqu'à

obtention de la vitesse désirée (ie $\Omega_i=2.45\text{tr/s}$, $Ta=780$ ou $\Omega_i=3.07\text{tr/s}$, $Ta=1000$), en respectant les étapes définies dans le chapitre 4 qui permettent une bonne reproductibilité des états d'écoulement. On entreprend les mesures en régime diphasique au bout de 30 minutes de ventilation. Les bulles sub-millimétriques sont organisées sous forme de colliers de bulles isolées, localisées dans les zones de outflow, près du cylindre intérieur.

- Pour la ventilation avec grosses bulles, on met en route le dispositif en respectant les paliers d'accélération, avec une température initiale d'écoulement de 19°C , jusqu'à $\Omega_i=3.07\text{tr/s}$, soit $Ta=500$. On a alors ventilation de bulles millimétriques qui diffusent dans l'entrefer (durée 240 minutes). On laisse dériver la température jusqu'à 26° ou 30° , soit $Ta=780$ ou $Ta=1000$, avant d'entreprendre les mesures (durée 120-180 minutes). Les bulles millimétriques sont organisées sous la forme de colliers de bulles isolées. Une partie des bulles millimétriques est localisée en milieu de cellules de Taylor, une cellule sur deux, l'autre partie est localisée dans les zones de outflow, proches du cylindre intérieur. Pour ce qui est des bulles sub-millimétriques, elles sont localisées dans les zones de outflow, près du cylindre intérieur.

4.2.3. Les conditions opératoires en régime cavitant

On procède à une diminution de pression dans l'entrefer dans le but d'activer l'ensemble des germes (ou micro bulles) présents dans le fluide (en dessous d'une pression critique équivalent à la pression de vapeur saturante $P_v=2500\text{Pa}$). Compte tenu de la hauteur de la colonne d'eau et de la valeur minimale de la pression dans le dispositif, une introduction de germes a été nécessaire, comme nous allons le voir par la suite, pour obtenir un ensemencement suffisant dans tout l'entrefer. Le choix de la taille des germes de cavitation a été dicté par la valeur de pression disponible.

Dans le but d'éviter les bulles issues de la ventilation en minimisant les effets de la vitesse de rotation engendrant une ventilation naturelle, on utilise ici un mélange d'eau à 65% ou 40% de glycérine. Le mélange à 65% est utilisé pour étudier l'écoulement de turbulence naissante cavitant pour les régimes chaotique et faiblement turbulent à $Ta=780$ et $Ta=1000$ respectivement. Le mélange à 40% est utilisé pour étudier le régime turbulent cavitant à $Ta=4500$. Pour l'écoulement cavitant, nous travaillons à Taylor imposé. Les vitesses de rotation correspondantes sont de 93, 106 et 118 tr/min respectivement pour les nombres de $Ta=780, 1000$ et 4500. La vitesse de début de ventilation étant de 120tr/min pour les mélanges utilisées et aux températures étudiées.

- Critère de cavitation

La cavitation étant le phénomène de changement de phase liquide-vapeur quand la pression diminue, il est nécessaire dans un premier temps de déterminer le champ de pression qui est lié d'une part à la mise en dépression du système par la pompe à vide et d'autre part aux dépressions locales dues à l'écoulement spécifique de Taylor Couette.

Soit P , la pression dans l'enceinte de mise sous vide. La pression locale est égale à $P_{\text{haut}}=P-\Delta P_{\text{vort}} - \Delta P_{\text{rot}}$ et $P_{\text{bas}}=P+\rho gL - \Delta P_{\text{vort}} - \Delta P_{\text{rot}}$, respectivement en haut et en bas de l'entrefer. L'abaissement local de la pression est dû à la contribution des structures tourbillonnaires de Taylor ΔP_{vort} et à la dépression induite par le champ de vitesse azimutale ΔP_{rot} .

- la dépression induite par la vorticité des cellules de Taylor s'écrit :

$$\Delta P_{\text{vort}} = -\rho \int_0^{d/2} \frac{w^2(\tilde{r}, \varepsilon)}{\tilde{r}} d\tilde{r}, \text{ avec } \tilde{r} = x d \quad (4.3)$$

- la dépression induite par la rotation du dispositif s'écrit : $\Delta P_{\text{rot}} = -\rho \int_{R_i}^{R_e} \frac{v^2(r)}{r} dr$ (4.4)

- la pression hydrostatique due à la hauteur de colonne d'eau dans l'entrefer $\rho g L$ est égale à 10241 Pa pour le mélange à 65% en régime de turbulence naissante et 9545 Pa pour le mélange à 40% en régime turbulent.

A partir de la décomposition de Davey à l'ordre 4 d'un profil de vitesse moyenne axiale mesuré à $x = -0.25$, on peut modéliser w sous la forme $w(x, z, \varepsilon) \approx \sum A_p(\varepsilon) \sin[2\pi x] \sin(pkz)$ et évaluer ainsi grossièrement en milieu de cellule la dépression radiale induite par la vorticité sous la forme ( q. 4.5), la pression étant minimum au cœur de la cellule.

$$\Delta P_{\text{vort}} \approx -\rho (A_1 - A_3)^2 \int_0^{0.5} \frac{\sin^2(2\pi x)}{x} dx \approx -1.85 \rho (A_1 - A_3)^2 \quad (4.5)$$

La dépression radiale induite par la rotation du dispositif est évaluée en milieu de cellule à partir d'un profil de type laminaire ( quation 2.4), l'augmentation des gradients près des parois étant compensée par l'aplatissement du profil en milieu d'entrefer. Notons que la dépression est plus importante dans la zone de outflow et plus faible dans la zone de inflow et que le minimum de pression se situe près du cylindre intérieur.

En régime turbulent, les mêmes estimations des dépressions locales peuvent être faites. Cependant, la décomposition de Davey n'étant pas applicable à ces régimes, l'expression analytique de l'évolution de la vitesse axiale est déduite d'une interpolation réalisée à partir des profils expérimentaux.

En ce qui concerne le critère d'apparition de cavitation, différents critères peuvent être considérés. Ce critère peut être caractérisé soit par l'apparition de bulles dans l'entrefer soit par l'apparition d'un arrangement structurel de la phase vapeur. Des essais préliminaires réalisés par Fav  (1999) sur une installation de plus petite dimension ont montré une meilleure reproductibilité pour un critère basé sur un arrangement particulier de la phase dispersée sous la forme de colliers de bulles. La procédure alors adoptée dans ce cas consiste à se placer à un nombre de Taylor donné et à diminuer la pression de l'enceinte. Cette procédure a donné lieu à des arrangements de bulles de très petites tailles submillimétriques. Ces bulles diffusent dans tout l'entrefer et migrent en proche paroi du cylindre intérieur dans les zones de outflow.

De même qu'en régime ventilé, à partir de la mesure de la vitesse axiale et en tenant compte du mélange eau-glycérine (mélange à 65 %) on obtient une diffusion des bulles de cavitation de rayon critique de l'ordre de 2 mm (valeur assez peu différente de celle obtenue pour le régime ventilé). Compte tenu de la pression minimum que l'on peut obtenir dans l'enceinte et de la contribution de l'écoulement aux dépressions locales engendrées par la vitesse de rotation et la vorticité des cellules, on peut obtenir des bulles de tailles inférieures à 4 mm en diminuant la pression dans l'enceinte sans atteindre en partie haute de l'entrefer, la pression critique caractéristique du germe engendrant une croissance asymptotique de son rayon (les courbes de Rayleigh donnant l'évolution du rayon d'une bulle en fonction du saut de pression sont données en Figure 4.3.

Pour obtenir cette loi d'évolution du rayon d'une bulle en fonction du saut de pression qu'elle subit, on considère un germe sphérique de taille initiale R_0 soumis à une pression extérieure de liquide égale à P_∞ . P_{g0} est la pression initiale du gaz constituant le germe, P_v la pression de vapeur saturante et σ la tension superficielle. Dans le cas d'une transformation isotherme, en régime statique, le rayon du germe R varie avec la pression extérieure comme :

$$P_\infty = P_{g0} \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 + P_v - \frac{2\sigma}{R} \quad (\text{Franc et al., 1995}).$$

La courbe $P_\infty(R)$ est représentée sur la

Figure 4.3 pour différentes valeurs de taille initiale entre $5 \mu\text{m}$ et 2mm . Ces courbes comportent deux phases bien distinctes : la branche descendante correspondant à un comportement stable de la bulle et la branche ascendante instable correspondant à une phase de croissance asymptotique de la bulle.

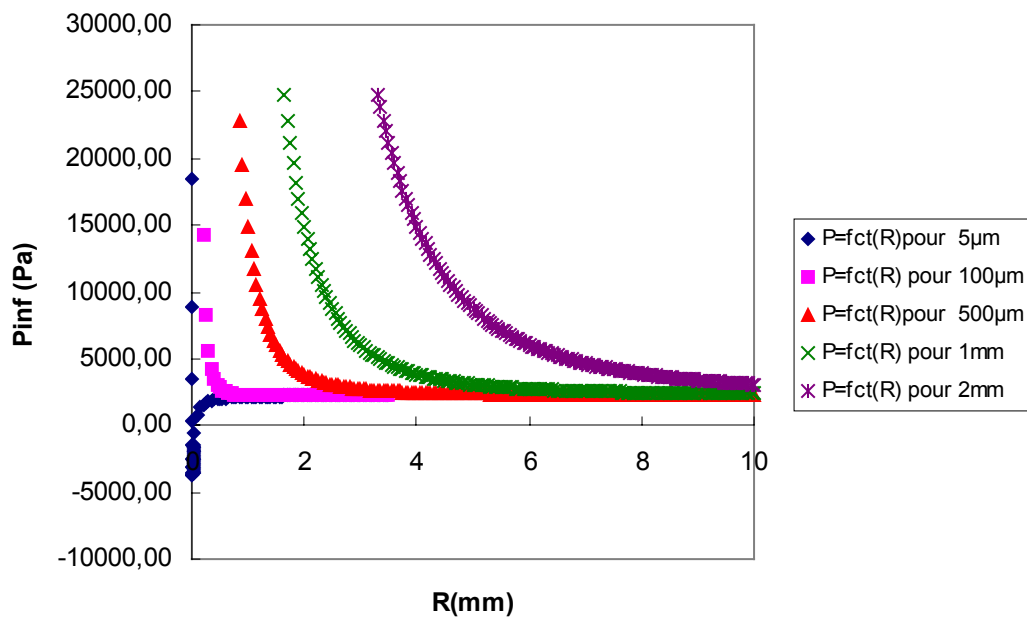


Figure 4.3 Calcul de l'équilibre d'un germe sphérique $P_\infty(R)$ pour différentes tailles de bulles entre $5 \mu\text{m}$ et 2mm ($P_{g0}=101325\text{Pa}$, $s= 0.0728 \text{ N/m}$, $P_v= 2300\text{Pa}$)

Cependant, compte tenu de la teneur en germe du mélange eau-glycérine et de la pression hydrostatique en partie basse de l'ordre de $10\,000 \text{ Pa}$, on ne peut pas obtenir des bulles millimétriques en partie basse de l'entrefer. En effet, les dépressions locales engendrées par la rotation du cylindre intérieur et la vorticité des cellules (de l'ordre de 100 à 200 Pa pour $Ta = 780$ et 1000) ne permettent pas de contre-balançer les effets de la hauteur de colonne de fluide.

Ainsi, il apparaît donc nécessaire, pour obtenir des tailles de bulles millimétriques sur toute la hauteur de l'entrefer, de procéder à une injection de bulles millimétriques en partie basse de l'entrefer, couplée à une mise en dépression du dispositif. Des calculs préalables ont permis de déterminer la taille du capillaire pour obtenir des bulles millimétriques. La mise en dépression et la force d'Archimède permettent une diffusion des bulles du bas vers le haut, quelle que soit leur taille. Durant la phase d'ascension des bulles, leur taille est sensiblement affectée par la pression locale. On peut noter que pour des bulles millimétriques, la variation de rayon avec la pression hydrostatique est de l'ordre du dixième de millimètre donnant ainsi une légère stratification de taille de bulles entre le haut et le bas de l'entrefer.

L'arrangement des bulles est du même type qu'en écoulement ventilé-grosses bulles. De même, une partie des bulles est localisée en milieu de cellules de Taylor, une cellule sur deux, l'autre partie est localisée dans les zones de outflow, proches du cylindre intérieur.

Cette procédure assez bien reproductible permet d'obtenir des bulles de taille environ 0.15 fois la taille de l'entrefer en milieu de cellules.

4.3. METROLOGIE SPECIFICIQUE EN ECOULEMENT DIPHASIQUE

Nous décrivons les techniques de mesure utilisées dans l'écoulement de Taylor Couette diphasique : ventilé et cavitant : technique de vélocimétrie laser et erreur induite par la présence des bulles pour la mesure des caractéristiques de la phase liquide, techniques optiques pour la mesure des caractéristiques de la phase dispersée (sondes optiques intrusives et traitement d'images).

4.3.1. *Vélocimétrie laser en écoulement dispersé*

La technique de mesure par vélocimétrie laser en écoulement de Taylor Couette diphasique est la même que celle utilisée en écoulement monophasique et décrite dans le chapitre 2. Les particules, ainsi que les caractéristiques de la source et de l'optique restent inchangées (même longueur d'onde, même focale, même taille du volume de mesure).

Il est probable que le passage des petites bulles de ventilation de taille environ 700 μm dans le volume de mesure soit validé par le BSA comme un burst. Aussi est-il nécessaire d'évaluer l'erreur induite. L'erreur relative maximale sur la détermination de la vitesse azimutale moyenne du liquide est évaluée à partir de la fréquence maximale de passage des bulles en un point, du datarate et de la vitesse moyenne des bulles et de la vitesse moyenne du liquide. Plus le datarate augmente et plus l'erreur diminue.

$$\text{erreur(\%)} = 100 \frac{[V_b f_b + V_L (\text{datarate} - f_b) - V_L \text{datarate}]}{V_L \text{datarate}}$$

L'erreur est au maximum de 3% pour la ventilation à petites bulles pour les régimes chaotique et faiblement turbulent, le nombre de bulles détectées par seconde étant au maximum de 30.

Pour les régimes cavitant et ventilé caractérisés par des bulles millimétriques, il est peu probable que les bulles contribuent à fausser la mesure de vitesse azimutale du liquide. L'erreur maximale a cependant été évaluée. Elle reste dans tous les cas très faible, inférieure à 1%, le nombre de bulles par seconde restant quant à lui très faible, inférieur à 2.

4.3.2. *Sonde optique*

Afin de déterminer les caractéristiques de la phase dispersée : taux de vide, vitesse de bulles et taille des bulles, des sondes optiques ont été utilisées. Dans ce paragraphe, on rappellera brièvement le principe de la mesure. Puis on décrira la géométrie des sondes

utilisées et ce que cela implique sur la résolution spatiale du capteur. On fera ensuite une description de l'environnement informatique qui a permis de piloter le positionnement des sondes, et l'acquisition et le traitement du signal. On décrira plus longuement les procédés de traitement du signal, ainsi que les critères mis en place pour la détection des bulles. Finalement, on discutera de l'effet intrusif des sondes sur les caractéristiques de l'écoulement.

4.3.2.1. Principe

Les sondes optiques utilisées sont des sondes monofibres, qui se terminent en pointe fine étirée de $10\mu\text{m}$ de diamètre. Une diode infra-rouge intégrée dans un module opto-électronique émet un rayonnement qui est en partie réfléchi par la pointe de la sonde et en partie réfracté par le milieu dans lequel baigne la sonde (cf. Figure 4.4). Lorsque la pointe de la sonde est immergée dans le liquide (eau pure ou mélange eau-glycérine), une partie du signal est réfracté. En revanche, dans la phase dispersée (air ou vapeur), l'indice de réfraction ne permet pas de réfraction. Dans le module opto-électronique, un photo-détecteur mesure la puissance du signal réfléchi. On peut régler le zéro et le gain du module opto-électronique sur chaque voie de sorte à avoir 0V dans le liquide et jusqu'à 10V dans l'air ou la vapeur.

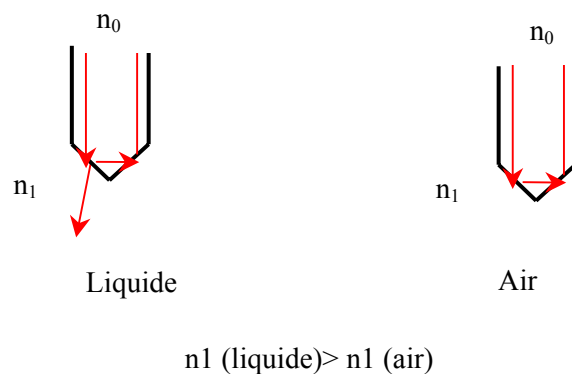


Figure 4.4 Principe de fonctionnement des sondes optiques

A titre d'exemple, on peut voir sur la Figure 4.5 un signal temporel théorique.

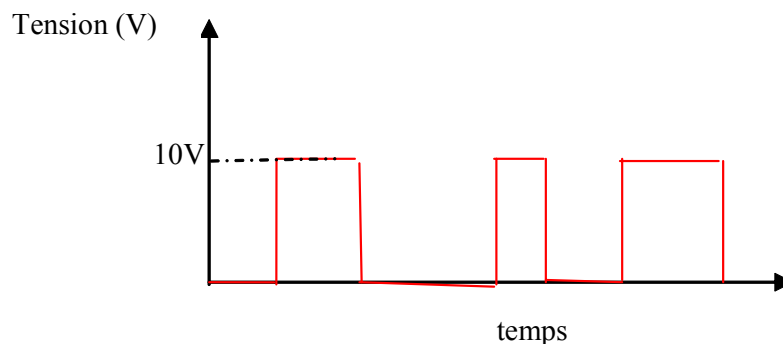


Figure 4.5 Signal temporel théorique obtenu avec une sonde optique en écoulement à bulle

4.3.2.2. Description des sondes

Nous avons utilisé une sonde double fabriqué par RBI. Les pointes des fibres sont étirées, de sorte à donner à la partie sensible des sondes la forme d'un cône de 10 μm de diamètre. Comme on peut le voir sur la Figure 4.6, la sonde est constituée d'un assemblage de tubes de différents diamètres sur une longueur totale de 686 mm. La partie immergée du corps de sonde correspond à un tube inox de 2mm de diamètre. Elle est soudée sur 12 mm de longueur avec un diamètre de 0.6 mm de sorte à perturber le moins possible l'écoulement diphasique au niveau des pointes de la sonde. La pointe amont de la sonde est dans l'axe de l'écoulement azimuthal, permettant ainsi un perçage des bulles perpendiculaire à l'interface. En revanche, la pointe aval de la sonde est orientée obliquement par rapport à l'écoulement, permettant un perçage moins bien défini entre le perçage perpendiculaire et la perçage parallèle. Les deux pointes sont espacées dans la direction azimuthale de $l_{12}=2.85$ mm.

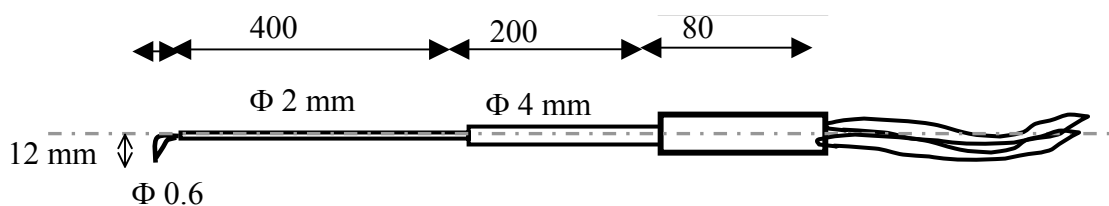


Figure 4.6 Schéma descriptif de la sonde optique double

La taille de la pointe de la fibre conditionne la résolution spatiale de la sonde, c'est-à-dire la taille des bulles les plus petites que l'on pourra détecter. Pour appréhender cela, on peut utiliser le concept de longueur de latence qui permet de relier la réponse dynamique des sondes optiques à leur résolution spatiale. La longueur de « latence » telle qu'elle est définie dans la littérature (Cartelier, 1990) caractérise la phase transitoire de démouillage des sondes. La longueur de latence correspond au produit de la vitesse de l'interface par le temps de démouillage.

Pour une interface plane eau-air, en perçage perpendiculaire, la longueur de latence d'une sonde monofibre de pointe étirée à 15 μm a été évaluée par Cartelier (1991) à 150 μm pour une vitesse d'interface au-delà de 20 cm/s. Cela présuppose que le temps de démouillage est inversement proportionnel à la vitesse de l'interface à partir de cette vitesse critique.

Pour avoir une détection correcte des bulles, Il est nécessaire que le temps de résidence des bulles sur la sonde soit plus important que le temps de démouillage de la sonde. Si on suppose que les bulles sont beaucoup plus grosses que la pointe de la sonde (afin de négliger les effets de courbure de l'interface) et d'autre part, si on néglige les effets de déformation des bulles au perçage (ce qui permet d'approximer la vitesse de l'interface par la vitesse d'advection des bulles), on pourra donc détecter correctement des bulles de taille supérieure à la longueur de latence. Ainsi, dans notre écoulement, pour des vitesses de bulles supérieures à 20cm/s, la taille minimale des bulles détectables sera de 150 μm en eau pure. Cette condition en vitesse est vérifiée pour les régimes de turbulence naissante ou turbulent, cavitant ou ventilé, pour des bulles situées en milieu d'entrefer ou proche du cylindre intérieur.

On peut s'interroger sur ce que sera la taille des bulles les plus petites détectées en mélange eau-glycérine. Pour caractériser cette longueur de latence, on a mesuré le temps de démouillage de la sonde pour une interface plane air-mélange à 80% de glycérine. Le temps de démouillage correspond au temps de réponse de la sonde à 5% pour le passage de la phase

liquide vers la phase gazeuse. Etant donné que nous ne maîtrisons pas pour ce test la vitesse de déplacement de l'interface, nous avons comparé le temps de démouillage obtenu pour le mélange avec le temps de démouillage obtenu pour l'eau pure, et ce après s'être assuré de la reproductibilité du protocole expérimental. On obtient un temps de démouillage de 250 μs pour une interface air-eau et un temps de démouillage de 700 μs pour une interface air-mélange à 80% de glycérine. On pourra donc considérer que la longueur de latence des sondes et donc la taille des bulles les plus petites que l'on peut détecter dans le mélange eau/glycérine à 80% vaut 420 μm , c'est-à-dire 2.8 fois la longueur de latence dans l'eau pure.

4.3.2.3. Système d'acquisition

Le signal de tension analogique en sortie du photo-détecteur est échantillonné et numérisé grâce à une carte PCI 6111E, ayant une résolution de 12 bits, une gamme de la mesure de $\pm 10\text{V}$, une fréquence d'échantillonnage maximum de 5MHz pour 2 voies et un décalage minimum entre les 2 voies de 20MHz. Un programme réalisé sous Test Point permet de piloter le système de positionnement de la sonde optique et d'enchaîner une acquisition. Il permet d'exécuter de manière automatique un profil ou une cartographie. Ce programme permet aussi de traiter les données pour chaque point de la mesure a posteriori à partir d'un exécutable écrit en C++.

Le choix de la fréquence d'échantillonnage et du temps de mesure est un compromis car le nombre de points que l'on peut stocker dans la mémoire de la carte est limité à 10^6 .

En régime cavitant pour les mélanges à 65% et 40%, nous avons choisi une fréquence d'échantillonnage de 20kHz. Cette fréquence permet de mesurer les temps de résidence des bulles et donc le taux de vide avec une incertitude en valeur relative de $\pm 7\%$. Cette fréquence permet la détermination de la vitesse des bulles avec une incertitude en valeur relative de $\pm 7\%$ en régime de turbulence naissante et $\pm 12\%$ en régime turbulent. Cela permet la détermination des longueurs de corde avec une erreur relative de $\pm 13\%$ et 19% respectivement pour les régimes de turbulence naissante et turbulent.

En régime ventilé pour le mélange à 80% avec le protocole qui permet d'obtenir des bulles de taille similaire au régime cavitant, nous avons choisi la même fréquence d'échantillonnage qu'en régime cavitant, soit 20kHz. L'incertitude relative sur la détermination du taux de vide, de la vitesse des bulles et de la longueur de corde est de $\pm 9\%$, $\pm 15\%$, 24% respectivement.

En régime ventilé pour le mélange à 80% à 29°C, les bulles étant plus petites qu'en régime cavitant, nous avons choisi une fréquence d'échantillonnage plus importante de 40 kHz. Pour cette fréquence, on peut alors mesurer le taux de vide avec une incertitude de $\pm 12\%$ et déterminer la vitesse des bulles avec une incertitude de $\pm 7\%$ en valeurs relatives. En régime ventilé, la taille des bulles n'est pas suffisante pour déterminer correctement leur longueur de corde.

Pour l'analyse spectrale, compte tenu des valeurs faibles des fréquences qui caractérisent l'écoulement de Taylor Couette ($< 40\text{ Hz}$). On procède à un sous échantillonnage de la fonction d'autocorrélation de la fonction indicatrice de phase. La fréquence du sous-échantillonnage est de 80Hz et 150Hz pour les régimes de turbulence naissante et turbulent respectivement.

Entre les deux voies de la sonde double, on a imposé une fréquence de décalage de 5MHz, ce qui conduit à une erreur systématique minimale de 0.1% sur la détermination de la vitesse et de la taille de bulles.

Nous allons à présent discuter de la reproductibilité de la mesure, compte tenu du temps de mesure. Le choix de la fréquence d'échantillonnage conditionne le temps de mesure. Le temps de mesure T est de 50 secondes pour une fréquence d'échantillonnage de 20kHz en régime cavitant et régime ventilé (grosses bulles) et 25 secondes pour une fréquence d'échantillonnage de 40kHz en régime ventilé (petites bulles). Cela limite le nombre de bulles détectées et induit par conséquent des erreurs pour le calcul des statistiques.

Pour T de 50 secondes en régimes cavitant et ventilé (grosses bulles), on a une reproductibilité du taux de vide meilleure que $\pm 0.025\%$ en valeur absolue. Globalement, la vitesse moyenne des bulles et la longueur de corde moyenne des bulles sont déterminées avec une reproductibilité en valeur relative meilleure que $\pm 6\%$ et $\pm 16\%$ respectivement. Pour la détermination des histogrammes des longueurs de corde, en vue de l'obtention des histogrammes de répartition des tailles de bulles, nous faisons en sorte d'avoir 600-800 bulles. On juxtapose alors les séries de mesure successives, augmentant ainsi artificiellement le temps de mesure, de sorte à améliorer le calcul statistique.

Pour T de 25 secondes en régime ventilé (petites bulles), la reproductibilité pour la mesure du taux de vide est de $\pm 0.04\%$ en valeur absolue. Globalement, la reproductibilité pour la détermination de la vitesse moyenne est évaluée à $\pm 7\%$. Par contre, un temps de mesure de 25 secondes n'est pas suffisant pour permettre de faire de l'analyse spectrale en régime ventilé, ainsi qu'une inversion de longueur de corde en vue de l'obtention des tailles de bulles.

4.3.2.4. Traitement des données

a) Détection des bulles

La détection des bulles est faite sur le signal issu du photo-détecteur après échantillonnage et numérisation.

La méthode la plus répandue de détection des bulles consiste à imposer un seuillage constant. Si la tension S en sortie du photo-détecteur est supérieure au seuil, la pointe de la sonde est supposée être dans les bulles, la fonction indicatrice de phase dans le gaz ou la vapeur vaut alors $\chi_G=1$. Par contre, si la tension est inférieure, on est dans le liquide, la fonction indicatrice de phase vaut $\chi_G=0$. Le taux de vide est obtenu à partir de la moyenne de χ_G sur le temps de mesure T. Il correspond également à la somme des temps de résidence des bulles sur la sonde t_G rapporté au temps de mesure total.

$$\alpha = \chi_G = \frac{\sum_{i=1}^n \chi_G(i)}{n} = \frac{\sum_{j=1}^{n_B} t_G(j)}{T} \quad (4.6)$$

, n représente le nombre de points d'acquisition pendant le temps de mesure, n_B représente le nombre de bulles détectées et t_G le temps de résidence de la bulle « j ».

Pour la sonde double, 40% des bulles qui sont percées par la pointe amont, sont déviées de leur trajectoire et évitent ainsi la pointe aval. Le taux de vide est alors déterminé à partir des mesures sur la pointe amont.

Le niveau de seuil peut être calé de sorte à ne pas comptabiliser dans le taux de vide le bruit résiduel dans le liquide.

On ne doit pas non plus comptabiliser la phase transitoire de remouillage des pointes. La méthode de seuillage simple est par conséquent limitée si les durées des phases de démouillage et de remouillage ne sont pas identiques. Sur les figures 4.7 et 4.8, nous présentons un signal brut de tension obtenu en régime cavitant et en régime ventilé (petites bulles) pour $Ta = 780$. Pendant la phase de démouillage, on observe un « overshoot ». Ce phénomène a déjà été mis en évidence par Cartelier (1990) et attribué à l'existence d'un film liquide très mince qui entoure la sonde et modifie sa géométrie. Ce phénomène est probablement accentué par le fait que nous travaillons en fluide très visqueux et d'autant plus marqué que les bulles sont grosses et en perçage perpendiculaire, ce qui nous conduit à penser que ces bulles au contact de la pointe de la sonde subissent une déformation transitoire.

Nous considérerons que la bulle touche la sonde dès le début de la phase de démouillage que nous détecterons à partir d'un premier seuil de tension S_d . Il s'agit ensuite de détecter le début de la phase de remouillage à partir d'un autre seuil.

D'autre part, la méthode de seuillage avec un seuil constant ne convient pas pour détecter des bulles dont le démouillage partiel ne permet pas d'atteindre pendant la phase de perçage le niveau de tension obtenu en régime statique. Ce cas se présente pour des bulles de taille inférieure à la longueur de « latence » ou pour des bulles qui passent partiellement sur la pointe de la sonde comme on peut le voir sur la Figure 4.7.

Pour ces raisons, nous avons choisi d'imposer un double seuillage : un seuil constant pour détecter le début de la phase de démouillage (seuil bas S_d) et un seuil variable pour détecter le début de la phase de remouillage (seuil haut S_r).

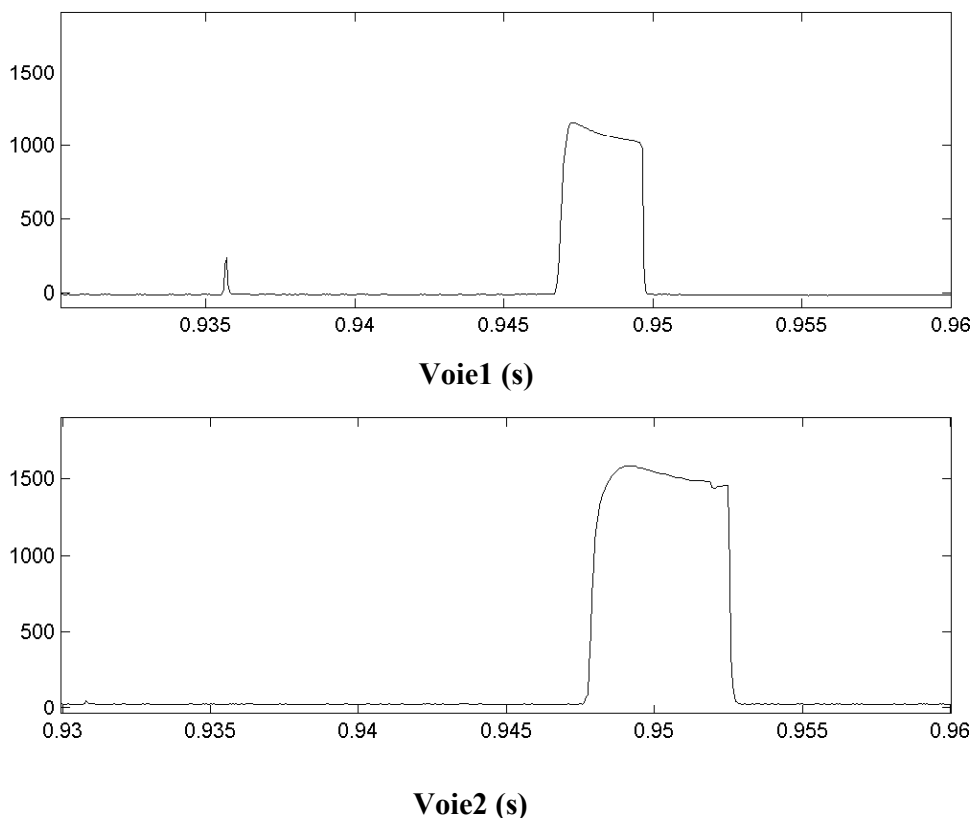


Figure 4.7 Signal temporel de tension numérisé, obtenu en régime cavitant pour $Ta=780$ dans le 3^{ème} collier en milieu de cellules ($f_e=20\text{kHz}$).

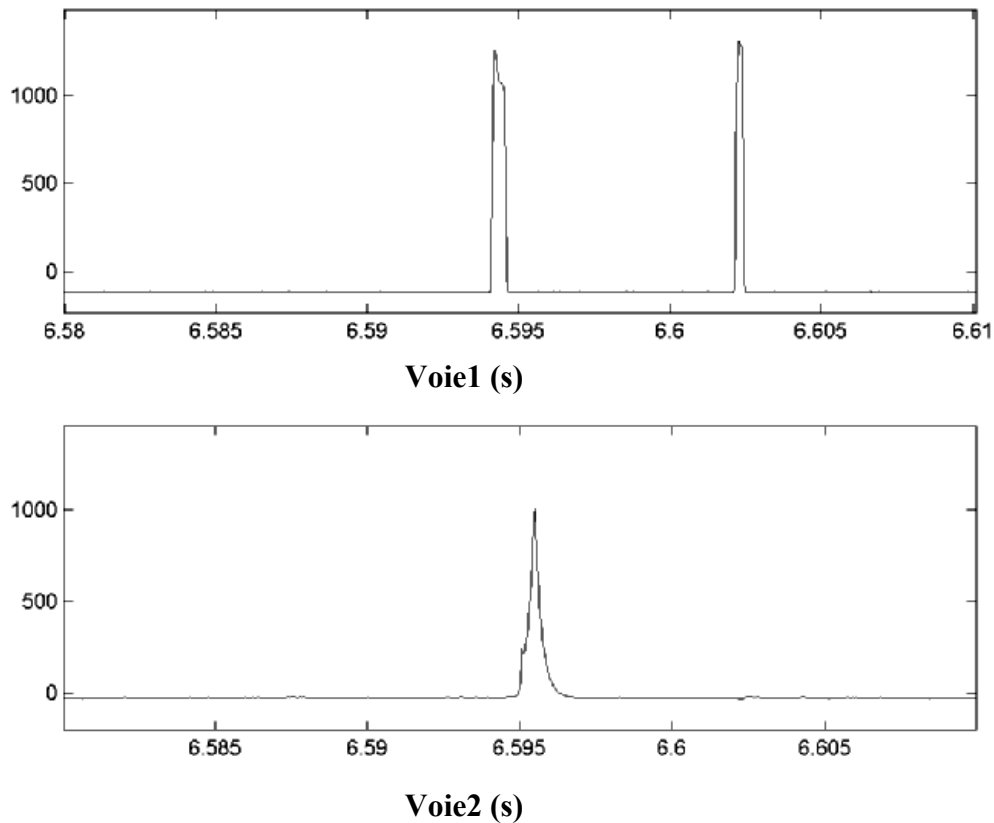


Figure 4.8 Signal temporel de tension numérisé, obtenu à 2,5 mm du cylindre intérieur en régime ventilé (petites bulles) pour $Ta=790$, $\Omega=147$ trs/min dans le 2^{ème} collier en outflow ($f_e=40$ kHz).

Le seuil haut correspond à un pourcentage de la tension maximum observé dans la bulle pendant la phase de perçage. Le seuil haut a été fixé à 80% de la tension maximale dans la bulle ($S_r=0.8S_{max}$) en régime ventilé (petites bulles) et à 40% de la tension maximale dans la bulle ($S_r=0.4S_{max}$) en régime cavitant et régime ventilé (grosses bulles). Le seuil bas est obtenu à partir du niveau moyen de tension dans l'écoulement diphasique \bar{S} que l'on majore de S_d . Le seuil bas a été fixé à $S_d=180$ pts en régime cavitant et ventilé (grosses bulles) et $S_d=100$ pts en régime ventilé (petites bulles).

La convergence du taux de vide et du nombre de bulles détectées en fonction du seuil bas a été évaluée. En régimes cavitant et ventilé (grosses bulles), pour un réglage en dynamique entre 0 et 9V, on constate que le choix du seuil bas influence peu le taux de vide (3% en valeur relative) pour un seuil bas S_d à partir de 180 points (soit 0.8V) et ce jusqu'à 580 points (soit 2.8V) au dessus du niveau moyen de tension. Cela constitue la bande de tolérance du seuil bas. Dans cette bande de tolérance, la sensibilité au seuil du nombre de bulles détectées par la pointe amont est de 10% en valeur relative. La sensibilité de la vitesse moyenne des bulles au seuil bas reste inférieure à 5%.

En régime ventilé (petites bulles), pour un réglage en dynamique entre 0 et 7V, pour un seuil bas S_d à partir de 40 points (soit 0.2V) et ce jusqu'à 100 points (soit 0.5V) au dessus du niveau moyen de tension, la sensibilité du taux de vide au seuil est de 6% en valeur relative. Pour cette bande de tolérance du seuil bas, la sensibilité au seuil du nombre de bulles

détectées par la pointe amont est de 1% en valeur relative. La sensibilité de la vitesse moyenne des bulles au seuil bas est de l'ordre de 3%.

Nous nous sommes également intéressés à la convergence des mesures en fonction du choix du seuil haut, le seuil bas ayant été fixé dans le domaine de tolérance. En régime cavitant et ventilé (grosses bulles), le taux de vide converge pour un seuil haut entre 0.3 et 0.5. Sur cette plage, la sensibilité du taux de vide au seuil haut est de 5% en valeur relative et la sensibilité de la vitesse moyenne de bulles n'est que de 0.5%. En régime ventilé (petites bulles), pour un seuil haut entre 0.6 et 0.8, on a une bonne convergence du taux de vide. Sur cette plage, la sensibilité du taux de vide au seuil haut est de 3% en valeur relative, celle de la vitesse moyenne de bulles est de 8%.

On peut voir sur les figures 4.9 et 4.10, un exemple de fonction indicatrice de phase, obtenue après double seuillage du signal brut de tension, superposée au signal brut de tension.

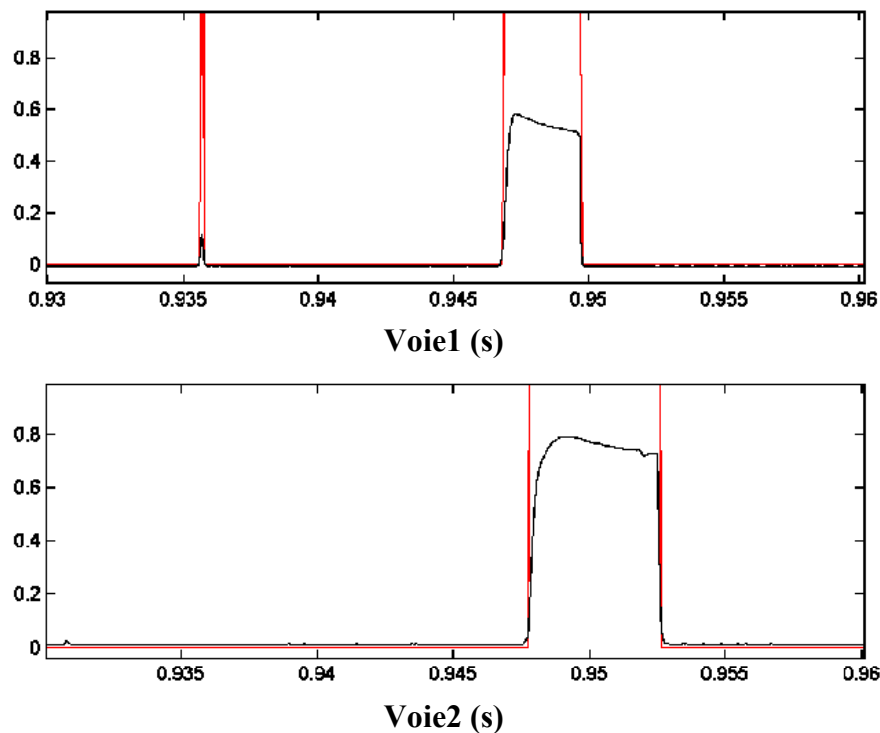


Figure 4.9 Fonction indicatrice de phase obtenue par double seuillage sur les 2 voies, en régime cavitant pour $Ta=780$ dans le 3^{ème} collier en milieu de cellules ($f_e=20\text{kHz}$).
 — Fonction indicatrice de phase ($S_d=180$ pts, $S_r=0.4S_{\text{max}}$), — signal brut /2000.

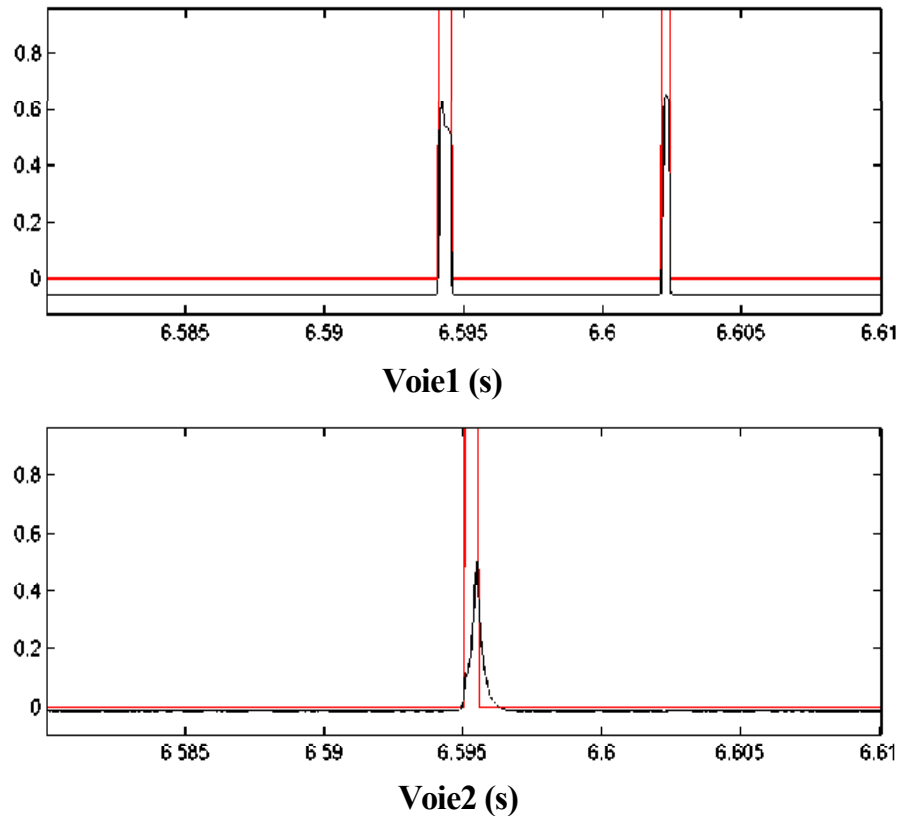


Figure 4.10 Fonction indicatrice de phase obtenue par double seuillage sur les 2 voies, à 2,5 mm du cylindre intérieur en régime ventilé (petites bulles) pour $Ta=790$, $\Omega=147$ trs/min dans le 2^{ème} collier en outflow ($f_e=40$ kHz).
 — Fonction indicatrice de phase ($S_d=100$ points, $S_r=0.8S_{max}$), — signal brut /2000.

b) Détermination de la vitesse des bulles

Nous allons à présent décrire la procédure de détermination des vitesses de bulles. La vitesse est déterminée pour chaque bulle qui transite sur les 2 pointes de la sonde suivi d'un calcul statistique de la vitesse moyenne. La difficulté consiste dans l'identification d'une même bulle sur les deux pointes.

A partir des fonctions indicatrices de phases obtenues sur les 2 voies ($\chi_{G,1}$ et $\chi_{G,2}$), on calcule l'intercorrélacion. On peut voir sur la Figure 4.11 un exemple de fonction intercorrélacion obtenue pour $Ta=780$, en régime cavitant. L'abscisse du maximum de la fonction d'intercorrélacion correspond au temps le plus probable de transit des bulles de la pointe amont vers la pointe aval Δt_{probi} . Connaissant la distance entre les deux pointes, on obtient ainsi la vitesse de bulles la plus probable : $V_{probi} = \frac{l_{12}}{\Delta t_{probi}}$. Cependant on ne peut pas considérer cette vitesse de bulles comme la vitesse moyenne car la fonction

d'intercorrélation prend en compte les bulles qui passent sur la pointe amont et pas sur la pointe aval.

Pour corriger cela, on cherche à associer les signatures de bulles sur les deux voies, en identifiant les bulles qui sont percées par la pointe aval dans l'intervalle de temps autour de Δt_{probi} $[\Delta t_{probi} + \Delta t_{min}, \Delta t_{probi} + \Delta t_{max}]$ après avoir été percées par la sonde amont.

Δt_{min} , et Δt_{max} sont définis sous la forme :

$$\Delta t_{min} = (1 - c_1) \Delta t_{probi}$$

$$\Delta t_{max} = (1 + c_2) \Delta t_{probi}$$

On cherche donc à associer les signatures pour des vitesses azimutales de bulles v_B comprises entre : $\frac{V_{probi}}{(1 + c_2)} \leq v_B \leq \frac{V_{probi}}{(1 - c_1)}$.

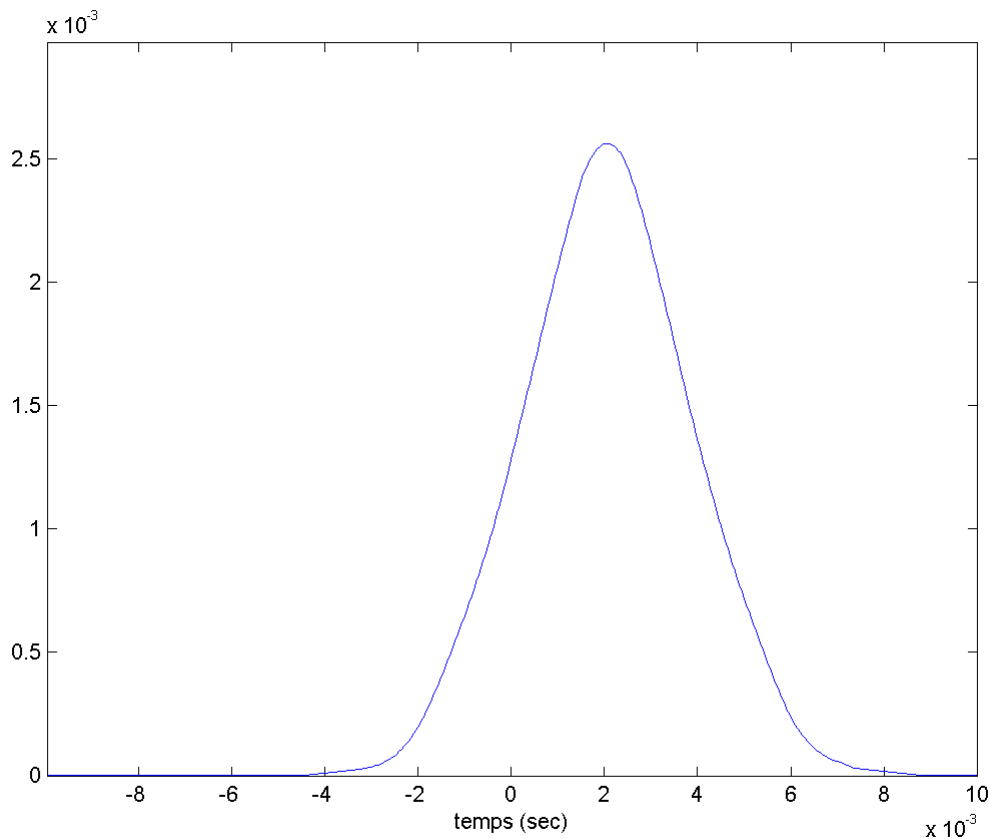


Figure 4.11 Intercorrélation des fonctions indicatrices de phases obtenue en régime cavitant pour $Ta=780$ dans le 3^{ème} collier en milieu de cellules ($f_e=20kHz$).avec $Sd=180$ points, et $Sr=0.4S_{max}$. Cela correspond à un taux de vide de 0.3%.

Les cas d'association des signatures de bulles sont les mêmes que dans la thèse de Gabillet (1998). On associe entre elles la signature de la bulle n° j_1 détectée par la pointe amont à l'instant $t_1(j_1)$ avec celle de la bulle n° j_2 détectée par la pointe aval à l'instant $t_2(j_2)$ si :

- seule la bulle $n^{\circ}j_2$ a été détectée par la pointe aval dans l'intervalle de temps $[t_1(j_1) + \Delta t_{\min}, t_1(j_1) + \Delta t_{\max}]$.

-ou bien n_{j_2} bulles ont été détectée par la pointe aval dans l'intervalle de temps $[t_1(j_1) + \Delta t_{\min}, t_1(j_1) + \Delta t_{\max}]$. On doit alors avoir n_{j_2} bulles détectées par la pointe amont dans l'intervalle de temps $[t_1(j_1), t_1(j_1) + t_2(j_2 + n_2 - 1) - t_2(j_2) - \Delta t_{\min}]$.

Une fois les deux signatures de bulles associées, on calcule alors la vitesse de la bulle :

$$v_B = \frac{l_{12}}{t_2(j_2) - t_1(j_1)}$$

La vitesse azimutale moyenne des bulles V_B est alors obtenue par moyenne sur l'ensemble des bulles associées des vitesses pondérées par le temps de résidence des bulles sur la pointe amont $t_{G,1}$.

$$V_B = \frac{1}{T} \sum_{k=1}^{n_{B,asso}} t_{G,1}(k) v_B(k) \quad (4.7)$$

où $n_{B,asso}$ est le nombre de bulles associées, k est le numéro de bulle associée correspondant.

La longueur de corde des bulles associées l_B est obtenue à partir de leur temps de résidence sur la pointe amont et de leur vitesse respective : $l_B(k) = t_{G,1}(k) v_B(k)$. Cela représente la longueur de bulle interceptée par la pointe de la sonde. L'évolution de la longueur de corde moyenne sur l'ensemble des bulles est représentative d'un point de vue qualitatif de l'évolution de la taille des bulles.

c) Influence de la fenêtre d'association des bulles

c_1 et c_2 sont des coefficients arbitraires qui permettent de définir la largeur de la fenêtre d'association des signatures de bulles. Nous avons testé plusieurs valeurs de ces coefficients. Ou bien, on cherche à associer les signatures dans une fenêtre temporelle symétrique autour de Δt_{probi} , ou bien on cherche à associer les signatures pour avoir un histogramme des vitesses symétrique autour de V_{probi} . L'influence de la combinaison de ces deux coefficients sur la détermination de la vitesse moyenne de bulles et de la longueur de corde moyenne a été quantifiée pour les différents régimes.

Pour les régimes cavitant et ventilé (grosses bulles), pour $c_2 > 1.5$, on est surtout sensible à la valeur de c_1 . La sensibilité à c_2 de la vitesse moyenne des bulles est alors de 1%, et la sensibilité de la longueur de corde moyenne est inférieure à 0.2%. Nous avons testé l'influence du choix de c_1 sur ces mêmes grandeurs, pour une valeur de $c_2 > 1.5$ fixe dans la plage de convergence. Le nombre de bulles associé, la vitesse moyenne des bulles ainsi que la longueur de corde moyenne converge pour une valeur de c_1 à partir de 0.5. Pour c_1 entre 0.5 et 1, la sensibilité de la vitesse moyenne à c_1 est de 7%, la sensibilité de la longueur de corde moyenne est de 4%. Pour le régime ventilé (petites bulles), le nombre de bulles associées avec une fréquence d'échantillonnage de 40kHz n'est pas suffisant pour pouvoir observer une convergence nette de ces grandeurs à partir des mêmes valeurs de c_1 et de c_2 .

Pour le régime cavitant et le régime ventilé (grosses bulles et petites bulles), nous avons vérifié que nous ne sommes pas limités par les bornes de l'histogramme des vitesses. Nous avons défini les valeurs optimales de ces deux coefficients de manière visuelle. Nous prendrons : $c_1 = 0.6$ et $c_2 = 2$.

d) Détermination des tailles de bulles

A partir de la distribution des longueurs de corde sur l'ensemble des bulles associées, on peut déterminer la distribution des diamètres de bulles, par la méthode d'inversion des longueurs de corde (Clark et Turton, 1988), que nous allons décrire. Notons que cette méthode ne s'applique qu'aux régimes cavitants et ventilés (grosses bulles), la détermination des tailles de bulles pour les petites bulles en régime ventilé (petites bulles) n'étant pas fiable.

Compte tenu, d'une part, de l'orientation des pointes de la sonde dans la direction de l'écoulement azimutal et d'autre part, de la déformation des bulles par le cisaillement dans cette même direction, lorsque les bulles sont localisées près du cylindre intérieur, la méthode d'inversion est écrite pour des bulles dont le perçage est fait dans la direction du grand axe, comme cela est représenté sur la Figure 4.12. Avec la sonde optique double, nous allons donc pouvoir mesurer le grand axe.

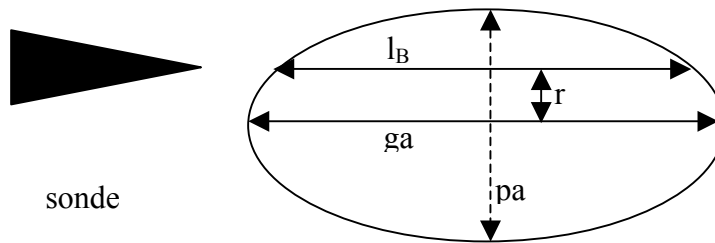


Figure 4.12 Perçage d'une bulle ellipsoïdale dans la direction du grand axe.

e) Distribution des longueurs de corde

On construit l'histogramme de répartition des longueurs de corde. Les classes de l'histogramme sont de même largeur. On appellera $l_B(q)$, la borne supérieure de la $q^{\text{ème}}$ classe de longueur de corde. Pour r classes, la borne supérieure de la $1^{\text{ère}}$ classe vaut $l_{B,1} = l_{B,\max}$ et la borne inférieure de la $r^{\text{ème}}$ classe vaut $l_{B,r+1} = 0$. La longueur de corde maximum $l_{B,\max}$ correspond au grand axe de bulle le plus grand ga_{\max} . Ainsi nous prendrons les mêmes bornes pour définir les r classes du grand axe des bulles.

Nous appellerons g , la densité de probabilité de la loi marginale pour la distribution des longueurs de corde. La probabilité W_q d'avoir des bulles de longueur de corde dans la $q^{\text{ème}}$ classe s'écrit :

$$W_q = P[l_{B,q+1} < l_B \leq l_{B,q}] = \int_{l_{B,q+1}}^{l_{B,q}} g(l_B) dl_B \quad \text{pour } 1 \leq q \leq r. \quad (4.8)$$

On notera $g(l_B/ga)$, la densité de probabilité de la loi conditionnelle de la longueur de corde connaissant la valeur du grand axe et on appellera f , la densité de probabilité de la loi marginale de distribution du grand axe des bulles. W_q s'écrit aussi :

$$W_q = \int_{l_{B,q+1}}^{l_{B,q}} dl_B \int_{ga_{q+1}}^{ga_1} g(l_B / ga) f(ga) dga \quad (4.9)$$

f) Distribution des tailles de bulles

A partir des W_q , on veut calculer la probabilité P_m d'avoir des valeurs de grands axes dans les classes considérées, c'est-à-dire :

$$P_m = P[ga_{,m+1} < ga \leq ga_{,m}] = \int_{ga_{,m+1}}^{ga_{,m}} f(ga) dga \quad \text{pour } 1 \leq m \leq r \quad (4.10)$$

Pour cela, on détermine la densité de probabilité de la loi conditionnelle $g(l_B/ga)$ qui est fonction de la forme de la bulle. La densité de probabilité pour qu'une bulle de grand axe ga soit touchée par la pointe de la sonde à une distance r de son grand axe est donnée par Clark et

Turton : $g(r/ga) = \frac{2r}{\left(\frac{pa}{2}\right)^2}$ avec $pa = Ega$. E est le facteur d'excentricité de la bulle. La

probabilité de détecter une bulle de grand axe ga selon la corde l_B est donc égale à :

$g(l_B / ga) dl_B = g(r / ga) \left| \frac{dr}{dl_B} \right| dl_B$. Pour une bulle ellipsoïdale d'excentricité E , on connaît la

relation entre r et l_B . On obtient finalement : $g(l_B / ga) = \frac{2 l_B}{(ga)^2}$.

Nous allons à présent calculer la distribution des tailles de bulles P_m à partir de la distribution des longueurs de corde W_q . On a :

$$W_q = \sum_{m=q}^{m=1} \int_{ga_{,m+1}}^{ga_{,m}} f(ga) dga \int_{l_{B,q+1}}^{l_{B,q}} g(l_B / ga) dl_B = \sum_{m=q}^{m=1} \int_{ga_{,m+1}}^{ga_{,m}} f(ga) dga \left[\frac{l_{B,q}^2 - l_{B,q+1}^2}{ga^2} \right]$$

On obtient finalement :

$$W_q = \sum_{m=q}^{m=1} C_{q,m} P_m \quad \text{avec } C_{q,m} = \frac{4(l_{B,q}^2 - l_{B,q+1}^2)}{(ga_{,m} + ga_{,m+1})^2} \quad 1 \leq q \leq r \quad (4.11)$$

Sur la Figure 4.13, on compare, en régime cavitant, les tailles de bulles obtenues par inversion de longueurs de corde et les tailles de bulles obtenues par visualisation. On obtient une bonne concordance des deux méthodes pour des bulles sphériques en milieu de cellules, en régimes cavitant et ventilé (grosses bulles). Néanmoins, on a une mauvaise estimation des tailles de bulles par inversion de longueur de corde pour les bulles situées en proche paroi du cylindre intérieur en régime cavitant et régime ventilé (grosses bulles). En effet, on ne peut pas approcher la sonde plus près que 2.5 mm de la paroi du cylindre intérieur, les bulles ayant un petit axe de 2.7mm, ce qui ne permet pas de piquer correctement les grosses bulles ellipsoïdales sur une corde correspondant à leur grand axe (sensibilité à la valeur de l'excentricité).

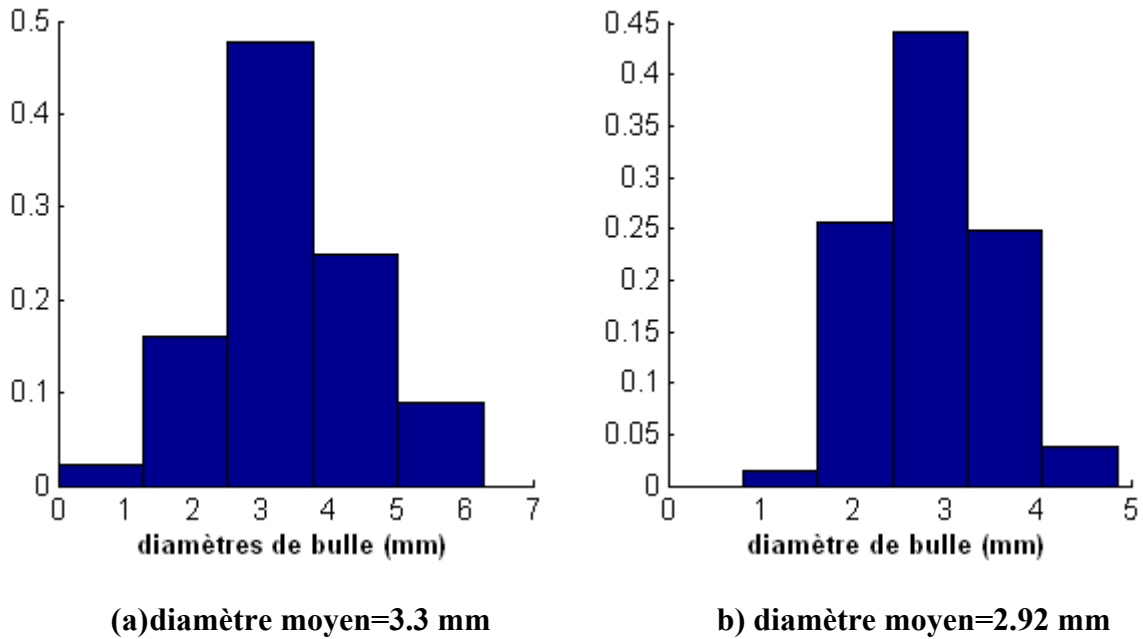


Figure 4.13 Comparaison entre les tailles de bulles déterminées par méthode inverse (a) et les tailles de bulles déterminées par visualisation et traitement des images (b). La taille des bulles est déterminée ici en milieu de cellules dans le 3^{ème} collier sous la surface libre en écoulement cavitant à $Ta=1000$.

g) Effet intrusif de la sonde

L'effet intrusif de la sonde optique sur l'écoulement et en particulier sur les instabilités a été quantifié en écoulement monophasique. Pour cela, nous introduisons dans l'écoulement un fac-similé de sonde, présentant la même géométrie, réalisé dans le même matériau que la sonde, mais sans les pointes étirées et les fibres optiques. Nous avons comparé les caractéristiques de l'écoulement avec et sans présence de sonde. Pour cela nous avons comparé la longueur d'onde axiale, les profils de vitesse azimutale et les spectres obtenus par LDV ainsi que le nombre d'onde de l'onde azimutale obtenu par visualisation de l'écoulement. Les tests de comparaison ont été réalisés pour un mélange intermédiaire eau-glycérine de 65%. Nous nous sommes intéressés aux premières instabilités (TVF, WVF, MWVF) ainsi qu'aux régimes de turbulence naissante.

Globalement, c'est pour une intrusion de sonde maximale (c'est-à-dire 200 mm au-dessous de la surface libre) et pour une intrusion de sonde du côté du cylindre intérieur que la perturbation induite est maximale, la position radiale de la sonde jouant un rôle non négligeable en particulier pour la 1^{ère} instabilité. La vitesse d'immersion de sonde a été testée, elle ne semble pas jouer de rôle sur la perturbation de l'écoulement, y compris pour les 1^{ères} instabilités. Le temps d'établissement de l'écoulement, en présence de sonde a été évalué. Il est inférieur à 5 mn pour les 2 premières instabilités et diminue avec l'augmentation du nombre de Taylor en régimes modulé et régimes de turbulence naissante (3mn).

Nous nous focalisons à présent plus particulièrement sur les résultats obtenus par LDV pour les régimes de turbulence naissante (chaotique et faiblement turbulent), qui correspondent aux conditions expérimentales en écoulement diphasique. Les mesures ont été réalisées pour un fac-similé à immersion maximum, localisé au plus près du cylindre

intérieur (soit 2,5 mm). Le volume de mesure est localisé *en amont de la sonde à une distance de 0.03*le périmètre*.

En annexe 3, on a reporté les profils axiaux de vitesse moyenne axiale avec et sans sonde. La longueur d'onde axiale augmente de 4% et 9% en valeur relative, respectivement pour $Ta=780$ et $Ta=1000$. L'augmentation de longueur d'onde axiale est répartie de manière homogène sur la zone qui correspond à l'immersion de la sonde, elle est compensée par une diminution en valeur relative de la vitesse axiale du même ordre de grandeur, ce qui laisse supposer que la vorticité se conserve. En de  de la zone d'immersion de la sonde, on n'observe aucun effet d'intrusion.

Les profils radiaux de vitesse azimutale, réalisés en milieu de cellule à hauteur de la pointe de la sonde et présentés en annexe 3 attestent que le gradient de vitesse en proche paroi reste inchangé en présence de la sonde.

Les spectres de vitesse, présentés, eux aussi en annexe 3, montrent que les fréquences caractéristiques sont les mêmes avec et sans sonde pour les 2 régimes étudiés (chaotique et faiblement turbulent). D'autre part, les spectres réalisés pour un nombre de Taylor juste en de  de la disparition de l'onde azimutale attestent qu'il n'y a pas de disparition prématurée de l'onde en présence de la sonde. Le porte-sonde, assimilé à un cylindre de 2 mm de diamètre, génère d'une part un sillage dans la direction azimutale de l'écoulement, mais il peut également localement générer un sillage radial dans les zones de jet : outflow et inflow. On peut quantifier la fréquence de détachement tourbillonnaire en se basant sur un nombre de Strouhal, fonction du nombre de Reynolds de la sonde, entre 0,11 et 0,2 en milieu infini (Roshko, 1961).

Pour une vitesse azimutale en proche paroi égale à la vitesse azimutale du cylindre intérieur, on minimise la fréquence de détachement dans la direction azimutale. On obtient une fréquence entre 150 et 400Hz. En estimant la vitesse dans les zones de jets à partir de la vitesse axiale maximum dans les cellules, on obtient une fréquence de détachement dans la direction radiale entre 15 et 30Hz. La fréquence de détachement tourbillonnaire reste toutefois supérieure à la fréquence caractéristique des instabilités (maximum 5Hz), ce qui laisse supposer que la sonde n'interagit pas avec les instabilités pour les régimes chaotique et faiblement turbulent.

Notons que la perturbation de la sonde n'a pas été quantifiée pour un mélange à 80% de glycérine, ce qui correspond à l'écoulement de turbulence naissante ventilé, ainsi que pour un mélange à 40% qui correspond à l'écoulement turbulent. A partir de l'équilibre entre le temps caractéristique de la diffusion et le temps caractéristique de l'advection, on peut relier l'épaisseur du sillage à la vitesse d'advection et de la viscosité cinématique ou la viscosité turbulente, selon que le sillage soit laminaire ou turbulent. Ainsi l'épaisseur du sillage azimutal pour une distance d'advection de 1 périmètre ($2\pi Ri$) est relié à la vitesse de rotation

($V_i=2\pi\Omega_i Ri$) de l'écoulement et s'écrit sous la forme : $\sqrt{\frac{v}{\Omega_i}}$ ou $\sqrt{\frac{v_t}{\Omega_i}}$. On peut raisonner de

même et modéliser l'épaisseur du sillage radial dans les zones de jets sous la forme

$\sqrt{\frac{d^2}{W_{\max} d/v}}$, le sillage radial étant toujours laminaire, compte tenu des vitesses mises en jeu.

Pour un mélange à 80% en régimes chaotique et faiblement turbulent, l'augmentation de la vitesse compense l'augmentation de la viscosité et les épaisseurs des sillages azimutal et radial restent du même ordre de grandeur que pour le mélange à 65% déjà étudié.

Pour un mélange à 40% en régime turbulent, du fait de la diminution de viscosité et de l'augmentation de la vitesse, on peut s'attendre à avoir un sillage radial derrière le porte-sonde moins épais dans les zones de jet et par conséquent moins marqué, avec des perturbations induites par la sonde moindre dans les cellules où elle est immergée. Par contre, le sillage azimuthal derrière la sonde étant turbulent, on s'attend à avoir un épaississement du sillage. Pour un sillage lointain, le problème de solution de similitude permet d'estimer la viscosité turbulente dans le sillage à partir du nombre de Reynolds de la sonde $Re_d \frac{v_t}{v} = \frac{a^2}{4Ln2} Re_D$ (Comte Bellot, pp 111-113). D'après les travaux de Wygnanski, pour un cylindre dont le coefficient de traînée est de l'ordre de 1, ce qui est typiquement le cas à $Ta=4500$ ($Re_d \approx 2000$), a vaut 0.19. Cela conduit à une épaisseur de sillage de 6 mm sur une longueur de 1 périmètre, soit un sillage azimuthal 2 fois plus épais derrière la sonde que pour les régimes de turbulence naissante à 65 et 80%. Cependant, pour évaluer l'impact de la sonde au voisinage de la paroi du cylindre intérieur en régime turbulent, il faut aussi tenir compte de l'amincissement de la couche limite pour ce régime qui va compenser l'épaississement du sillage derrière la sonde.

On s'intéresse à présent à la perturbation induite par la sonde dans les cellules voisines des cellules dans lesquelles elle est directement immergée. La perturbation varie avec la diffusion axiale entre cellules. Or la diffusivité turbulente v_t dans la direction axiale peut être estimée à partir du produit de la longueur d'onde axiale avec la vitesse axiale rms. Si le rapport v_t/v est du même ordre de grandeur pour les mélanges à 80% et 65% en régime de turbulence naissante, il augmente dans un rapport de 6 en écoulement turbulent pour un mélange à 40%. Cela laisse supposer que plus de cellules seront affectées par l'intrusion de la sonde en régime turbulent.

En écoulement diphasique, on n'a pas relevé d'effet notable de l'intrusion de la sonde sur l'arrangement des bulles. Les bulles restent organisées sous forme de colliers de bulles isolées et le nombre de colliers reste inchangé. La distance entre les colliers localisés en outflow, représentative de la longueur d'onde en écoulement diphasique, est peu affectée par l'intrusion de la sonde. On note une légère augmentation de longueur d'onde avec l'intrusion de la sonde, du même ordre qu'en écoulement monophasique.

Néanmoins, pour les régimes cavitant et ventilé (grosses bulles), l'introduction de la sonde a tendance à décaler de leur position d'équilibre une partie des bulles initialement capturées en milieu de cellules, pour les cellules localisées au dessus de la pointe de la sonde. Ces bulles sont amenées à migrer vers le haut, une partie est capturée par la cellule de Taylor au dessus, l'autre partie migre jusqu'à la surface libre. Bien que le taux de vide, pour les cellules situées au dessus de la sonde décroît avec le temps d'immersion de la sonde, cela n'affecte en rien le taux de vide, localement mesuré par la sonde, à condition de ne pas avoir introduit la sonde auparavant en deçà de ce point de mesure.

Dans tous les cas, en écoulement diphasique, on préférera s'affranchir de la perturbation induite par l'intrusion de sonde pour caractériser la phase liquide. En effet, toutes les mesures par LDV (vitesse axiale et azimuthale du liquide, spectres de la composante axiale) seront réalisées pour des essais sans intrusion de sonde.

4.3.3. Visualisations

A partir de visualisations de l'écoulement diphasique, on détermine le type d'organisation de la phase dispersée (organisation en colliers de bulles séparées) ainsi que sa localisation

dans l'entrefer. Associée au traitement d'images, la visualisation de l'écoulement, permet de déterminer les tailles de bulles. En particulier, la détermination de la taille de bulles par traitement des images pour les bulles situées en proche paroi du cylindre intérieur vient compléter la détermination de la taille des bulles par inversion de longueur de corde pour les bulles situées en milieu de cellules. Pour cela, on utilise un appareil photo numérique Nikon E35, muni d'un objectif de 60 mm. Les visualisations en écoulement diphasique ont été obtenues avec une vitesse d'obturation de $1/30^{\text{ème}}$ et une ouverture assez réduite (F4.8) ce qui permet d'avoir une bonne profondeur et une assez grande netteté.

Le programme de traitement des images, réalisé au sein de l'IRENav, est un programme manuel de détection des contours de bulles. En effet, nous n'avons pas pu travailler par éclairage en ombroscopie, aussi le contraste entre les bulles et le fluide n'est pas assez marqué pour faire une détection automatique des contours à partir d'un seuillage, le contour des bulles n'étant alors pas fermé. Nous procédons de la manière suivante :

- Nous sélectionnons les zones de l'image qui nous intéressent.

- Le contour de chaque bulle dans la zone sélectionnée est déterminé en cliquant sur 4 points : d'abord les extrémités du grand axe puis les extrémités du petit axe. Le programme trace alors automatiquement le contour à partir de la reconstitution d'une ellipse, que l'on peut corriger a posteriori pour chaque bulle.

- On sélectionne ensuite une autre zone de l'image, en évitant les recouvrements et on recommence la même procédure.

- On stocke dans un fichier texte, les coordonnées des centres de bulles, les valeurs correspondantes pour chaque bulle du grand axe, petit axe et angle d'inclinaison de bulles.

- On fait ensuite un calcul de répartition des tailles de bulles sur leur grand axe et leur petit axe ainsi qu'un calcul des valeurs moyennes. Les calculs statistiques peuvent se faire en choisissant les zones de l'écoulement qui nous intéressent : zones de outflow ou milieu de cellules.

4.3.4. Conclusion

Nous avons montré que nous avons une mesure fiable du champ de vitesse dans le liquide par LDV, du taux de vide et de la vitesse de bulles avec la sonde optique double. Néanmoins, nous avons insisté sur la sensibilité des caractéristiques des bulles au choix des coefficients de détection et d'association des bulles. Dans le cas de l'écoulement diphasique avec bulles millimétriques (cavitant et ventilé-grosses bulles), on peut considérer que la sonde optique double permet une bonne détermination de la taille des bulles en milieu de cellules. Ceci est confirmé par traitement des images et valide le choix des paramètres de traitement de la sonde optique. En proche paroi du cylindre intérieur, on préférera déterminer la taille et la forme des bulles par traitement d'images. Dans le cas de l'écoulement ventilé avec bulles sub-millimétriques (ventilé-petites bulles), la sonde optique double permet une détermination plus précise de la taille des bulles que celles obtenues par traitement des images.

Pour s'affranchir de l'effet intrusif de la sonde optique sur l'écoulement, les caractéristiques de la phase liquide en écoulement diphasique, sont mesurées par VLD sans intrusion de sonde puis comparées à l'écoulement monophasique, sans intrusion de sonde. Les caractéristiques des bulles dans la direction radiale sont mesurées dans un deuxième temps, avec introduction de la sonde optique, en veillant à ne pas avoir immergé la sonde au préalable en deçà de la position axiale de la mesure.

Chapitre 5

5. CARACTERISATION DE L'ÉCOULEMENT DE TAYLOR COUETTE DIPHASIQUE

5.1. Introduction

Comme nous l'avons déjà mentionné dans les chapitres précédents, l'étude de l'écoulement de Taylor Couette diphasique, dans les régimes de transition vers la turbulence, présente un grand intérêt, dès lors qu'il y a des interactions multiples entre les bulles et l'écoulement (interaction possible entre les bulles et les zones de fort cisaillement et interaction possible entre les bulles et les structures tourbillonnaires de Taylor). Nous nous intéressons en particulier à l'effet de la taille des bulles sur leur localisation dans l'écoulement et à l'influence de leur taille et de leur localisation sur les caractéristiques de l'écoulement. Étant donné que l'écoulement de Taylor Couette peut être caractérisé par une multitude d'états d'écoulement, il est nécessaire de quantifier l'influence des bulles sur l'état d'écoulement (longueur d'onde axiale, nombre d'onde, fréquences caractéristiques) ainsi que sur le mouvement moyen et fluctuant du liquide dans l'entrefer.

Nous avons choisi d'étudier, en régime diphasique, le régime de turbulence naissante (chaotique $Ta=780$ et faiblement turbulent $Ta=1000$) et le régime turbulent ($Ta=4500$). Nous avons choisi de générer dans l'écoulement des bulles de taille différente soit par ventilation naturelle, soit par injection et dépression. L'injection associée à une mise en dépression du dispositif (cavitation gazeuse) permet de générer des bulles millimétriques dans l'entrefer. La ventilation naturelle permet pour deux protocoles différents, soit de générer des bulles submillimétriques, soit de générer des bulles millimétriques de taille équivalente au procédé de cavitation gazeuse. Les deux procédés (ventilation naturelle et cavitation gazeuse) pour des bulles de taille équivalente sont complémentaires, car le premier est un procédé de génération et diffusion des bulles par le haut du dispositif alors que le second est un procédé de génération et diffusion des bulles par le bas du dispositif. Les protocoles respectifs de ces deux procédés ont été décrits en détail dans le chapitre 4.

La mise en évidence des échanges entre les phases dans l'écoulement de Taylor Couette diphasique requiert une caractérisation locale du taux de vide, de la taille des bulles et une caractérisation locale cinématique de la phase gazeuse et de la phase liquide. Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats expérimentaux de l'ensemble des essais.

Nous présentons tout d'abord les caractéristiques de la phase dispersée pour les deux procédés (cavitation gazeuse et ventilation naturelle) pour les différents régimes. Cela comprend le taux de vide, taille et vitesse des bulles. Nous présentons ensuite les caractéristiques de la phase liquide pour les deux procédés : profils axiaux de vitesse moyenne axiale, profils radiaux de vitesse moyenne azimutale, spectres de la composante axiale et profils de vitesse rms. Les barres d'erreur représentées sur les différents profils représentent la reproductibilité des grandeurs respectives, due d'une part à la reproductibilité du protocole expérimental et d'autre part à la reproductibilité de la mesure.

5.2. Caractéristiques de la phase dispersée

Les caractéristiques de la phase dispersée sont obtenues à l'aide de la sonde optique double, avec les paramètres décrits précédemment (chapitre 4). Les profils de taux de vide, couplés aux visualisations, nous donnent une indication sur la localisation de la phase gazeuse dans l'entrefer. La mesure de la taille de bulles nous permet de discuter de leur localisation en fonction de leur taille. Enfin les profils de vitesse des bulles, nous permettent de quantifier leur vitesse de glissement, en fonction de leur localisation et de leur taille. Nous commençons par décrire les caractéristiques de l'écoulement cavitant, puis nous décrivons les caractéristiques de l'écoulement ventilé (petites bulles). Nous présenterons pour finir les résultats pour l'écoulement ventilé (grosses bulles).

5.2.1. Caractéristiques de la phase dispersée en écoulement de cavitant

5.2.1.1. Arrangement des bulles

En régime cavitant (injection et mise en dépression), une partie des bulles est capturée au cœur des cellules, une cellule sur deux, les bulles sont millimétriques et de forme sphérique. L'autre partie des bulles est située en région de outflow près du cylindre intérieur, les bulles sont millimétriques et déformées. L'arrangement des bulles est présenté sur les figures 5.1 à 5.3 en fonction de la pression dans le dispositif pour les différents régimes. Les visualisations montrent que les bulles sont organisées sous forme de colliers de bulles isolées. Sur les différents colliers, on observe cependant un regroupement des bulles, qui met en évidence une oscillation axiale des colliers avec un nombre d'onde $m=4$.

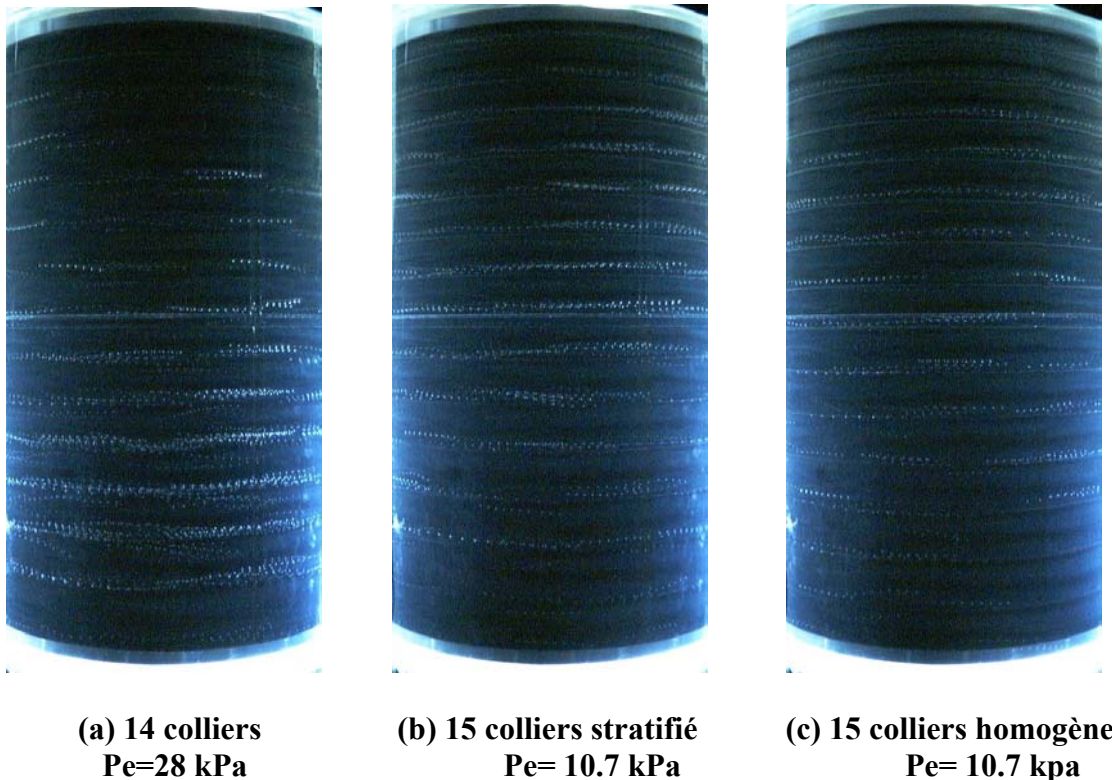
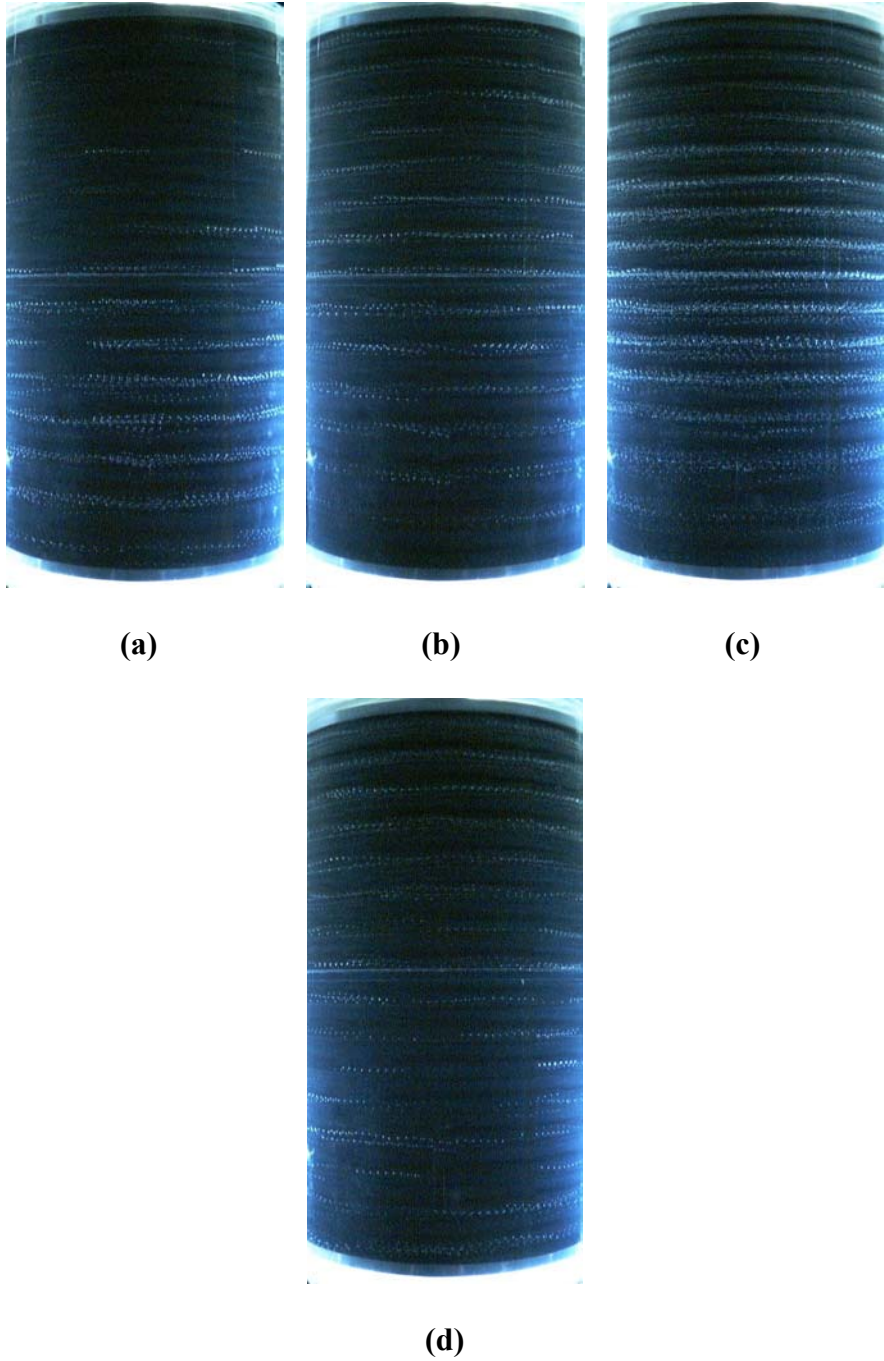


Figure 5.1 Visualisation de l'arrangement des bulles à $Ta=780$



(a) 14 colliers $Pe=42$ kPa (b) 15 colliers $Pe= 30.7$ kPa (c) 16 coll. stratifié $Pe= 8.58$ kPa (d) 16 coll. homogène

Figure 5.2 Visualisation de l'arrangement des bulles à $Ta=1000$



**Figure 5.3 Visualisation de l'arrangement des bulles à Ta=4500
13 colliers stratifié, Pe= 10 kPa.**

Le nombre de colliers observé en outflow sur la hauteur de l'entrefer n_c est représentatif de la longueur d'onde axiale moyenne $\bar{\lambda}$: $\bar{\lambda} = \frac{L}{n_c + 0.5}$, l'espacement entre collier étant lui-même représentatif de la taille de 2 cellules contra-rotatives.

L'évolution du nombre de colliers avec la dépression et pour les différents régimes est résumée sur la Figure 5.4. Sur cette figure, on présente l'arrangement de la phase dispersée en nombre de colliers en fonction de la pression dans l'enceinte et du nombre de Taylor, pour une même valeur de la longueur d'onde axiale en régime monophasique ($\lambda=3.1d$). Pour cette valeur de la longueur d'onde à Ta=780 et Ta=1000, $n_c=14$ correspond à une diffusion complète des bulles dans l'entrefer, sans modification de longueur d'onde.

Comme on peut le voir, le nombre de colliers augmente avec la mise en dépression du dispositif. En effet, avec la dépression qui augmente, le débit d'injection ainsi que le nombre de bulles augmentent. On observe alors une stratification de la longueur d'onde axiale qui précède l'apparition de nouveaux colliers en bas du dispositif. Chaque apparition d'un nouveau collier correspond à une nouvelle stratification. Entre l'apparition des colliers, on observe une phase transitoire où la stratification de la longueur d'onde axiale est linéaire, la longueur d'onde étant plus grande en bas du dispositif et plus faible en haut, sous la surface libre. Lors de la phase transitoire, avec la mise en dépression du dispositif, les bulles sont plus nombreuses en haut du dispositif qu'en bas. Lorsque l'on stabilise la pression et que l'on interrompt l'injection, on observe alors une réorganisation de l'écoulement qui correspond à une homogénéisation de la longueur d'onde axiale qui laisse supposer une homogénéisation du nombre de bulles dans les différents colliers. La durée de la phase d'homogénéisation dépend du nombre de Taylor, de la viscosité du mélange et du nombre de colliers de bulles.

Pour une même longueur d'onde en régime monophasique, on observe une augmentation du nombre de colliers avec le nombre de Taylor. Ceci s'explique par le fait que le nombre de bulles capturées augmente avec l'augmentation de la vitesse de rotation dans les cellules de Taylor. D'autre part, la diminution du temps de diffusion des bulles dans l'entrefer avec l'augmentation du nombre de Taylor conduit à une répartition plus homogène des bulles dans l'écoulement, et par conséquent à une augmentation du nombre de colliers.

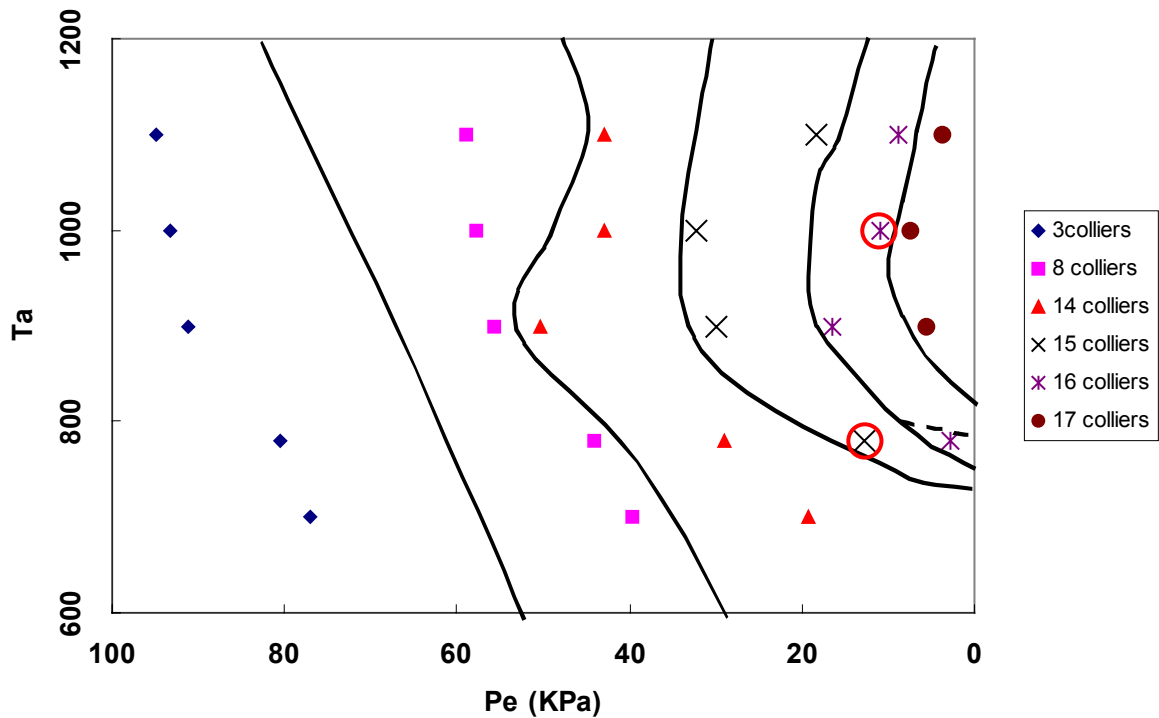


Figure 5.4 Evolution du nombre de colliers de bulles en outflow en fonction de Ta et de la pression d'enceinte.

En régime turbulent ($Ta=4500$), pour une longueur d'onde en régime monophasique de $4d$, la diffusion totale des bulles dans l'entrefer correspond à $nc=11$, avec une longueur d'onde axiale homogène. Pour ce régime, durant la phase d'injection et de mise en dépression, on observe l'apparition simultanée de 2 colliers en bas du dispositif avec stratification linéaire de la longueur d'onde axiale. Après stabilisation de la pression et interruption de l'injection, la stratification axiale persiste. On n'observe pas de réhomogénéisation de l'écoulement. En effet, les bulles capturées au cœur des cellules sont réparties plus uniformément en radial dans l'entrefer à 4500 qu'à 780 et 1000, ce qui atteste d'un équilibre des bulles au cœur des cellules plus stable en écoulement turbulent.

Dans le Tableau 5.1, nous avons reporté, pour les différents régimes et les différents arrangements en nombre de colliers, les valeurs de la longueur d'onde. λ_{min} et λ_{max} représentent la longueur d'onde observée respectivement en haut et en bas du dispositif. λ_{max} peut atteindre $1.4\lambda_0$, avec λ_0 la longueur d'onde de l'écoulement monophasique, ce qui correspond ici à l'étirement maximum admissible d'une cellule de Taylor. La caractérisation complète de l'écoulement (phase liquide et phase dispersée) a été réalisée pour les points de

fonctionnement suivants : ($Ta=780$, $nc=15$, stratifié et homogène ; $Ta=1000$, $nc=16$, stratifié et homogène ; $Ta=4500$, $nc=13$, stratifié). Ces points de fonctionnement sont indiqués par une croix sur le Tableau 5.1 et repérée sur la Figure 5.4.

Ta	Type d'écoulement	λ_{\max}	λ_{\min}	$\alpha_{\text{coeur}} (\%)$	$\alpha_{\text{outflow}} (\%)$ $x=-0.375$	caractérisation complète de l'écoulement
780	monophasique	3.1d	3.1d	0		
780	nc=14 (homogène)	3.1d	3.1d	0.08		
780	nc=14 (stratifié)	4.25d	2.75d	0.1		
780	$n_s=15$ (stratifié)	4.25d	2.4d	0.35	0.077	×
780	nc=15 (homogène)	2.85d	2.85d	0.12	0.045	×
1000	monophasique	3.1d	3.1d	0		
1000	nc=14 (homogène)	3.1d	3.1d	0.05		
1000	nc=14 (stratifié)	4.25d	2.75d	0.26		
1000	nc=15 (stratifié)	4.25d	2.4d	0.36		
1000	nc=16 (stratifié)	4.25d	2.15d	0.75	0.139	×
1000	nc=16 (homogène)	2.68d	2.68d	0.3	0.07	×
4500	monophasique	4d	4d	0		
4500	nc=11 (homogène)	4d	4d	0.04		
4500	nc=13 (stratifié)	5.75d	1.75d	0.51	0.184	×

Tableau 5.1 Organisation de l'écoulement en fonction du taux de vide au cœur et en outflow mesuré dans le 3^{ème} collier sous la surface libre.

5.2.1.2. Taux de vide

Nous reportons dans le Tableau 5.1 le taux de vide mesuré au coeur des cellules de Taylor pour le 3^{ème} collier, sous la surface libre. Cette valeur est donnée pour les différents régimes étudiés ($Ta=780$, 1000 et 4500) et pour les différents arrangements en nombre de colliers. On voit nettement que l'homogénéisation s'accompagne d'une diminution du taux de vide au cœur de cellule du 3^{ème} collier, en accord avec une diffusion des bulles vers le bas. Pour un nombre de Taylor donné, on observe bien évidemment l'augmentation du taux de vide avec l'augmentation du nombre de colliers et la dépression.

Il est important de noter que la présence des bulles modifie la longueur d'onde axiale, à partir d'un taux de vide critique au cœur des cellules de 0.1%, Mehel *et al* (2005). L'écoulement correspond alors à un écoulement stratifié.

Les profils radiaux de taux de vide ont été mesurés en outflow et milieu de cellule pour le 3^{ème} collier. Les profils obtenus pour les régimes stratifiés et homogènes sont présentés sur des figures différentes. Les figures 5.5 à 5.9 présentent les profils obtenus pour les différents nombres de Taylor :

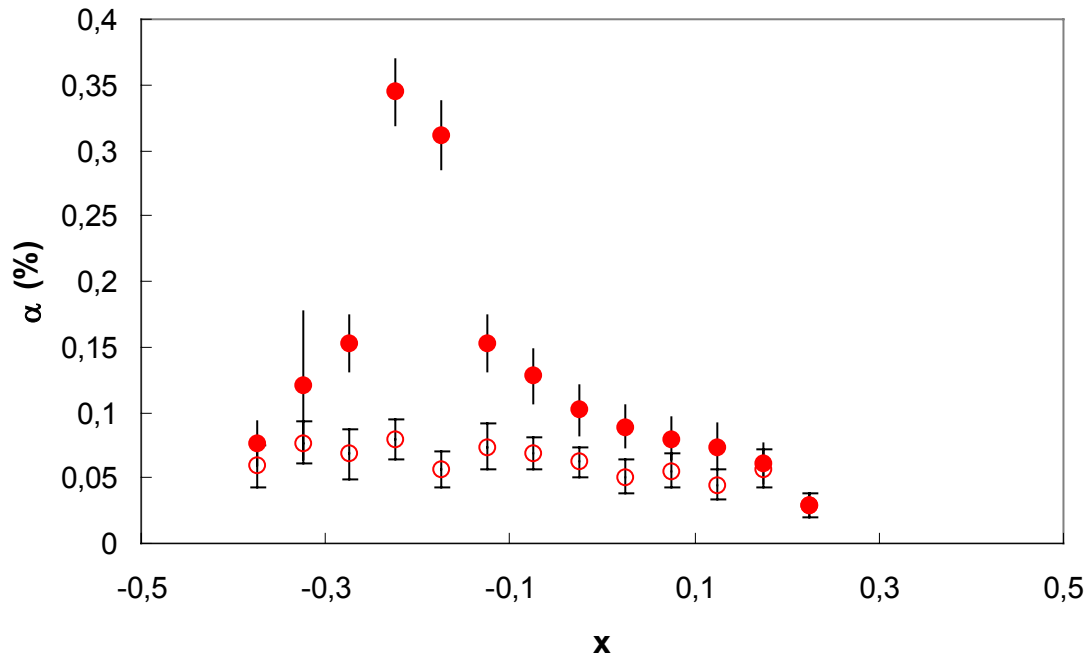


Figure 5.5 Profils radiaux du taux de vide dans le troisième collier de bulles à $Ta=780$, $\Omega_i = 1.56$ tr/s, $Pe = 10700$ Pa (cavitant stratifié, $n_c=15$).
 ● milieu de cellule, ○ outflow.

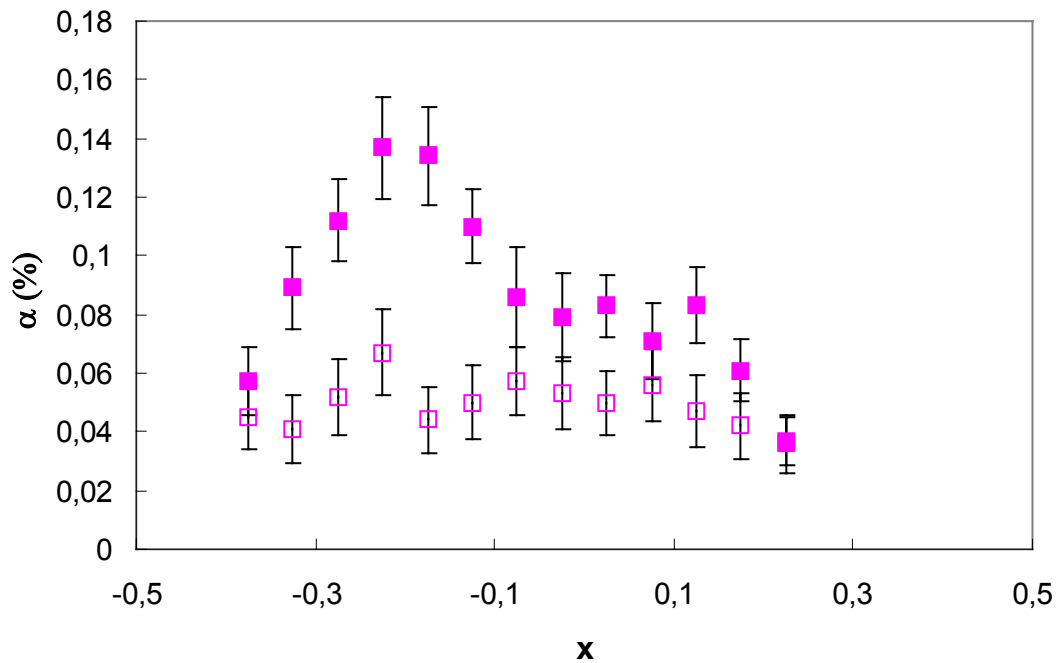


Figure 5.6 Profils radiaux du taux de vide dans le troisième collier de bulles à $Ta=780$, $\Omega_i = 1.56$ tr/s, $Pe = 10700$ Pa (cavitant homogène, $n_c=15$).
 ■ milieu de cellule, □ outflow.

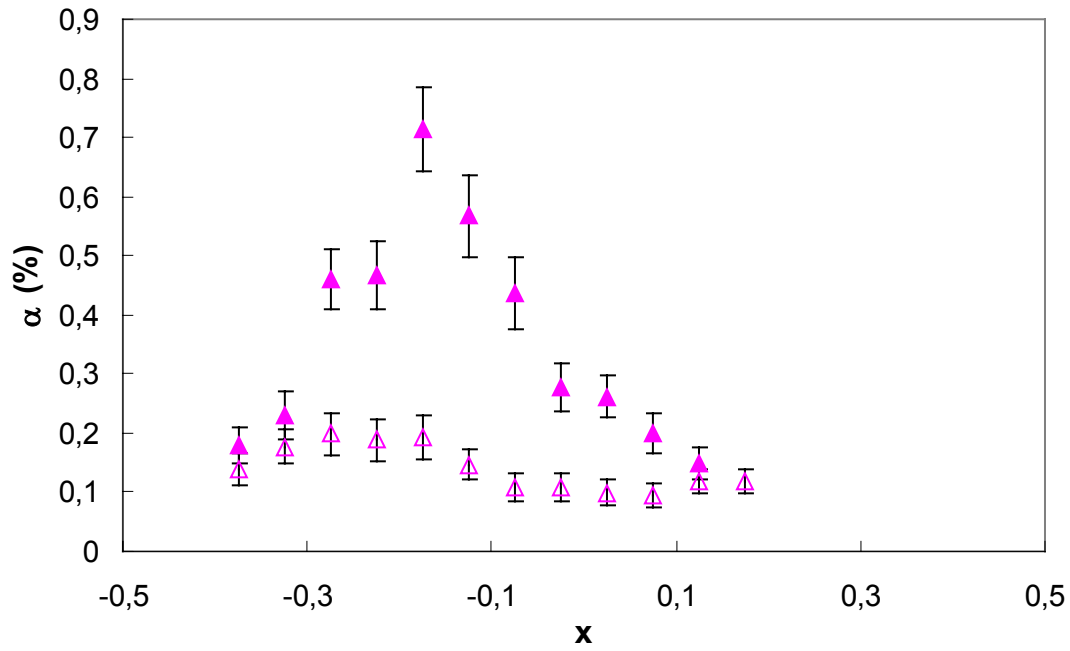


Figure 5.7 Profils radiaux du taux de vide dans le troisième collier de bulles à $Ta=1000$, $\Omega_i = 1.76$ tr/s, $Pe= 8580$ Pa (cavitant stratifié, $n_c=16$).
 ▲ milieu de cellule, △ outflow.

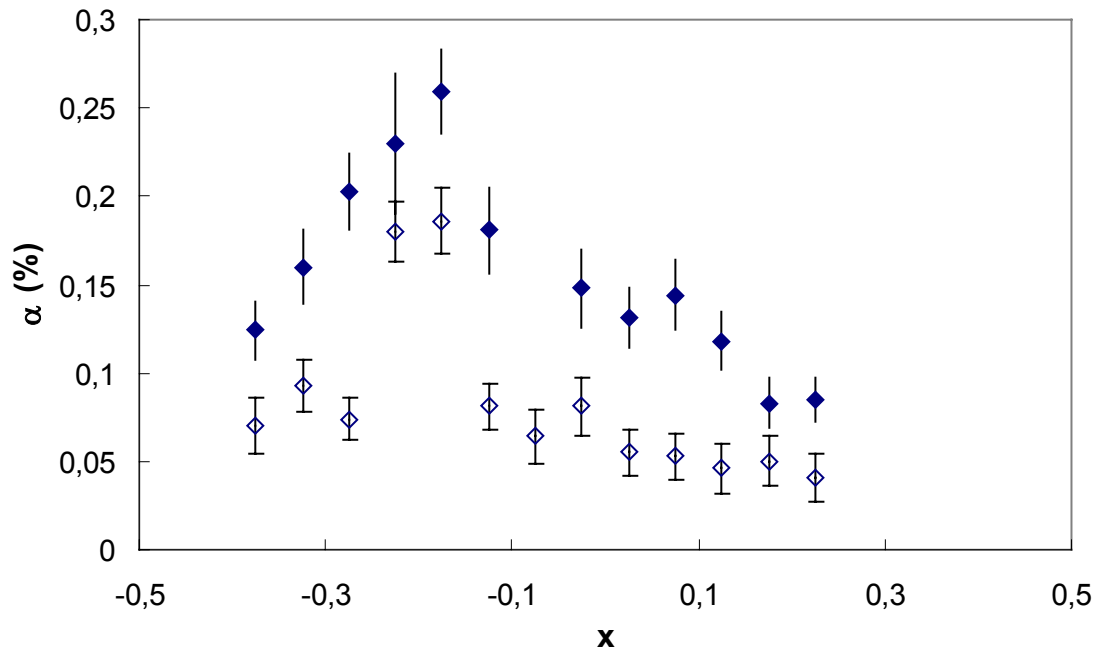


Figure 5.8 Profils radiaux du taux de vide dans le troisième collier de bulles à $Ta=1000$, $\Omega_i = 1.76$ tr/s, $Pe= 8580$ Pa (cavitant homogène, $n_c=16$).
 ◆ milieu de cellule, ◇ outflow.

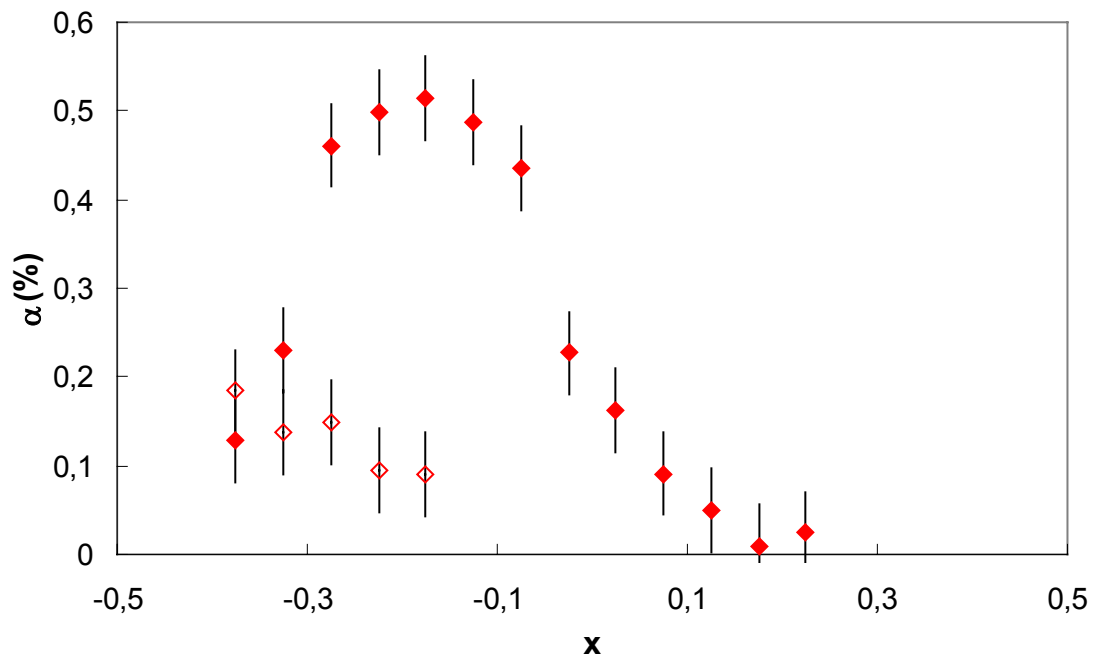


Figure 5.9 Profils radiaux du taux de vide dans le troisième collier de bulles à $Ta=4500$, $\Omega_i=1.96$ tr/s, $Pe= 10000$ Pa (cavitant stratifié).
 ◆ milieu de cellule, ◇ outflow.

Pour les régimes de turbulence naissante, les profils de taux de vide en milieu de cellule mettent en évidence la présence d'un pic de taux de vide à environ 5.6 mm de la paroi du cylindre intérieur ($x=-0.22\pm 0.025$), représentatif de la position radiale des bulles capturées en cœur de cellule. Pour le régime turbulent, les propriétés diffusives induisent une plus grande dispersion des bulles capturées en cœur de cellule, caractérisée par un étalement du pic de taux de vide $x=[-0.075,-0.275]$ et une diminution locale du taux de vide, comparativement aux autres régimes.

Dans la région de outflow, pour tous les régimes, le taux de vide augmente sensiblement près du cylindre intérieur. On remarque que le taux de vide en outflow, dans le troisième collier sous la surface libre, est inférieur au taux de vide en cœur de cellule. On s'attend cependant à une augmentation du taux de vide en outflow en s'approchant davantage du cylindre intérieur là où la sonde ne peut effectuer la mesure.

Dans la région de outflow, pour $Ta=1000$ en régime cavitant homogène, on observe un pic de taux de vide à $x=-0.22\pm 0.025$ comme au cœur des cellules. Cela est dû à l'oscillation axiale des cellules de Taylor et au fait que l'on récupère au point de mesure en outflow la contribution des bulles capturées en cœur de cellule. Etant donné que toute stratification dans une direction est supposée inhiber le mouvement dans cette même direction, on observe de ce fait une oscillation axiale des cellules de Taylor moins marquée en régime cavitant stratifié qu'en régime cavitant homogène. Il convient de souligner qu'il aurait été souhaitable, d'un point de vue expérimental, de pouvoir faire les mesures et moyenner en suivant l'onde ou les modulations d'onde dans la direction azimutale, mais cela nécessitait de toute façon au préalable une qualification locale complète de l'écoulement, pour pouvoir ensuite procéder à un asservissement de la sonde optique, de même qu'à un asservissement de l'optique de la LDV, impossible à réaliser.

En régime cavitant stratifié, la stratification axiale du taux de vide a été évaluée, au cœur des cellules, et en région de outflow, pour les 3 premiers colliers sous la surface libre. Les profils axiaux présentés sur la Figure 5.10 attestent que le taux de vide au cœur des cellules est maximum en haut du dispositif et diminue à mesure que l'on s'éloigne de la surface libre ($z/d=0$). On observe une stratification quasi-linéaire du taux de vide. Au cœur des cellules, la stratification du taux de vide a été quantifiée : $d\alpha/dz \approx -0.3\%/ \lambda$ pour $Ta=780$, $d\alpha/dz \approx -0.5\%/ \lambda$ pour $Ta=1000$ et $d\alpha/dz \approx -0.07\%/ \lambda$ pour $Ta=4500$. En outflow, la stratification du taux de vide n'a été quantifiée qu'à $Ta=780$, on obtient une stratification exponentielle sous la forme : $\alpha(i\lambda) \approx A \exp(-ik\lambda)$ avec $k=13m^{-1}$. l'indice i caractérise ici le numéro du collier de bulles, $i=1$ correspondant au premier collier sous la surface libre. Ainsi, la stratification globale du taux de vide en outflow est environ trois fois moindre qu'au cœur des cellules, ce qui laisse supposer que la répartition du taux de vide entre cœur et outflow s'inverse en bas du dispositif, Mehel *et al* (2005). Le taux de vide est plus important au cœur des cellules en haut du dispositif et plus important en outflow en bas du dispositif.

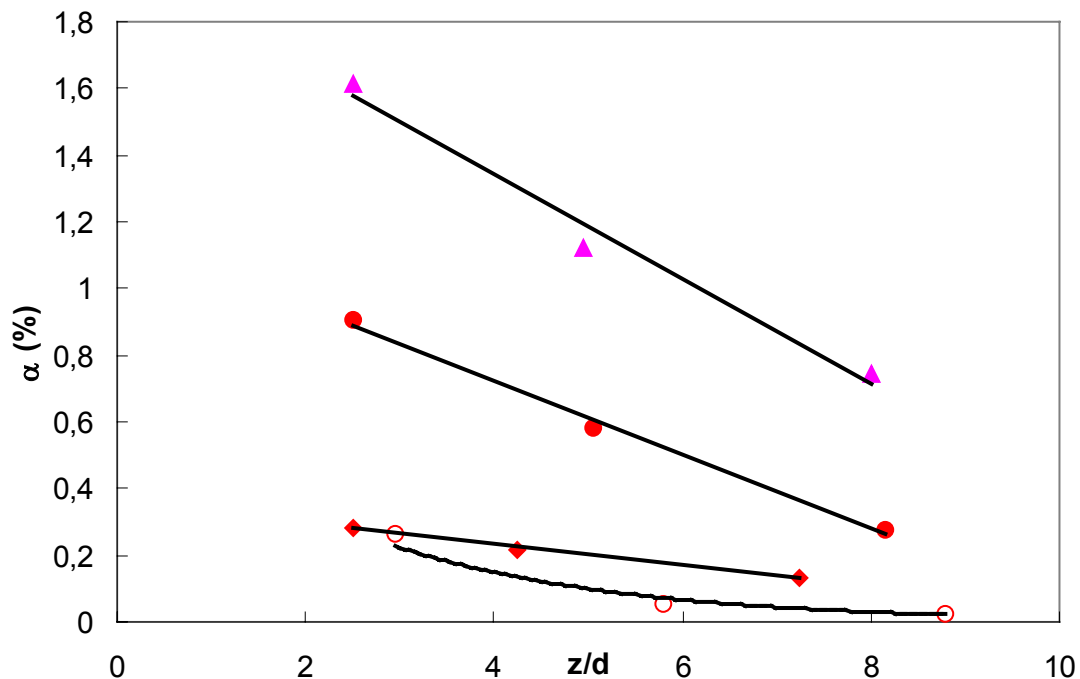


Figure 5.10 Stratification axiale du taux de vide en écoulement cavitant stratifié
à $Ta=780$: ● cœur de cellule, ○ outflow ; à $Ta=1000$: ▲ milieu de cellule ;
à $Ta=4500$: ◆ cœur de cellule

Après stabilisation de la pression et arrêt de l'injection, en écoulement cavitant homogène, les mesures de taux de vide attestent qu'il n'y a pas de stratification axiale du taux de vide, que ce soit au cœur et en région de outflow.

5.2.1.3. Taille et nombre de bulles

La taille des bulles a été déterminée au cœur des cellules par inversion de longueur de corde. Les histogrammes de répartition des diamètres de bulles obtenus au cœur des cellules pour le 3^{ème} collier, sous la surface libre, sont présentés sur les figures 5.11, 5.12, 5.13 pour $Ta=780$, $Ta=1000$ et 4500 respectivement. Etant donné notre processus d'injection de bulles en cavité en milieu immobile, on n'observe effectivement pas d'influence notable, de la

vitesse de rotation et du nombre de Taylor sur la taille des bulles capturées. De même, comme le confirme la Figure 5.14 qui montre la distribution de diamètre de bulles obtenue à $Ta=780$ en régime stratifié, on n'observe pas d'influence notable de l'état d'écoulement (stratifié ou homogène) sur la taille des bulles capturées. L'inversion de longueur de corde pratiquée pour les 3 premiers colliers au dessous de la surface libre a confirmé que la taille des bulles ne varie pas avec la position axiale, et reste indépendante de la stratification.

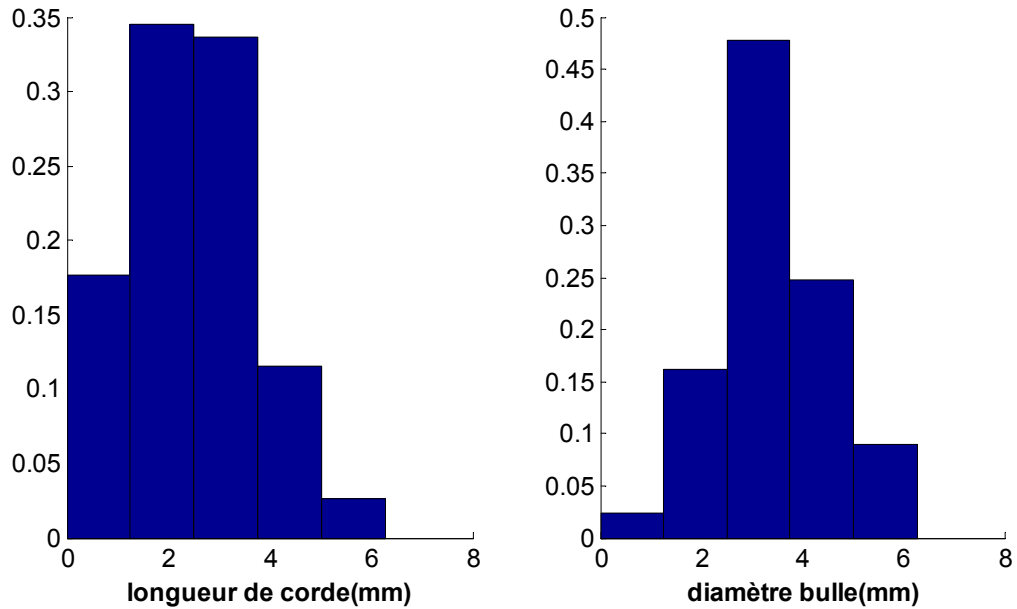


Figure 5.11 Histogramme de répartition des longueurs de corde et diamètres de bulles au cœur de cellules ($3^{\text{ème}}$ collier) à $Ta=780$, $\Omega_i = 1.56$ tr/s, $Pe= 10700$ Pa, $d_B=3.15$ mm (cavitant homogène).

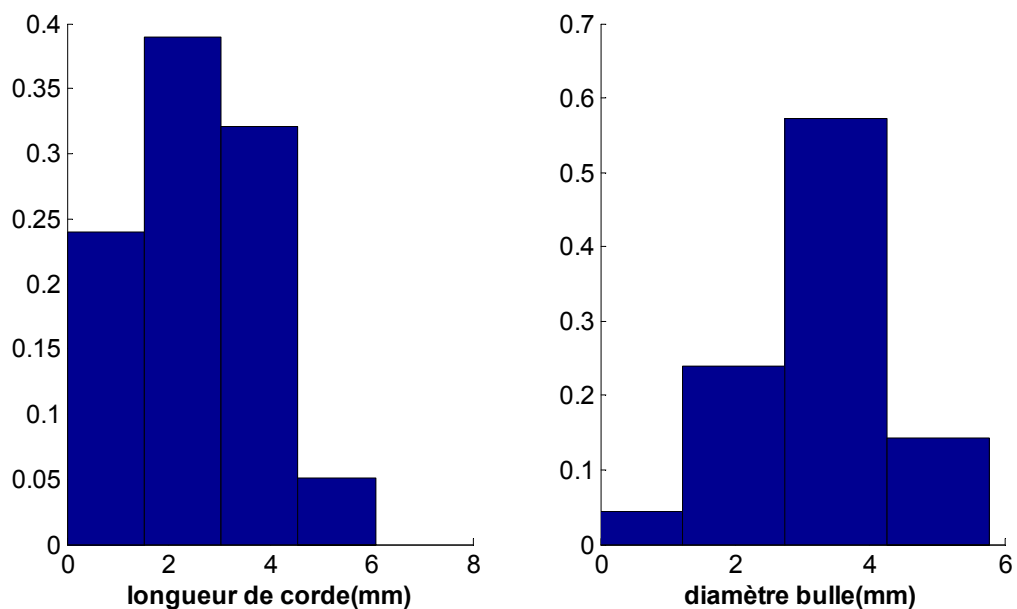


Figure 5.12 Histogramme de répartition des longueurs de corde et diamètres de bulles au cœur de cellules ($3^{\text{ème}}$ collier) à $Ta=1000$, $\Omega_i = 1.76$ tr/s, $Pe= 8580$ Pa, $d_B=3.25$ mm (cavitant homogène).

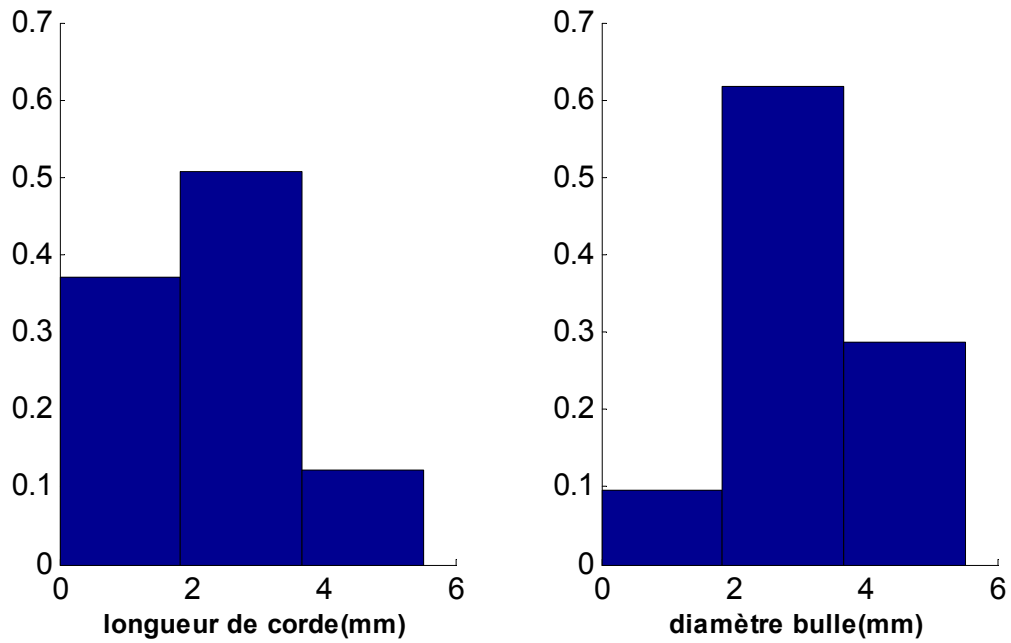


Figure 5.13 Histogramme de répartition des longueurs de corde et diamètres de bulles au cœur de cellules (3^{ème} collier) à $Ta=4500$, $\Omega_i=1.96$ tr/s, $Pe=10000$ Pa, $d_B=3.1$ mm (cavitant stratifié).

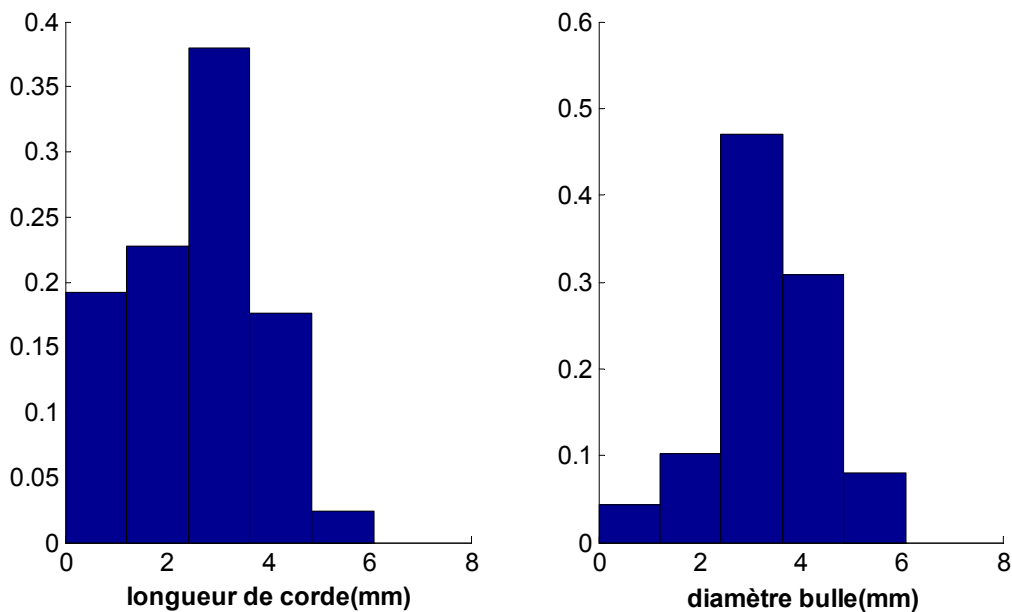


Figure 5.14 Histogramme de répartition des longueurs de corde et diamètres de bulles au cœur de cellules (3^{ème} collier) à $Ta=780$, $\Omega_i=1.56$ tr/s, $Pe=10700$ Pa, $d_B=3.15$ mm (cavitant stratifié).

Ainsi pour les régimes de turbulence naissante et turbulent, stratifié et homogène, on a une répartition homogène des tailles de bulles au cœur des cellules, avec un diamètre moyen de l'ordre de 3.2 mm, soit $d_B \approx 0.16d$. Notons que pour des bulles millimétriques, l'influence globale de la pression hydrostatique sur leur taille a été évaluée à l'aide des courbes de Rayleigh Plesset (chapitre 4) et reste effectivement limitée à $1/10^{\text{ème}}$ de millimètre.

En revanche, le nombre de bulles capturées par les cellules varie avec Ta et la stratification. En régime cavitant stratifié, en cœur de cellule, dans le 3^{ème} collier, la fréquence de passage des bulles locale est de 2.8, 7.2 et 1.2 bulles/s pour $Ta=780$, 1000 et 4500 respectivement. En régime cavitant homogène, on a moins de bulles capturées : 2.1 et 4 bulles/s respectivement à $Ta=780$ et 1000.

En outflow, les bulles soumises à la contrainte forte de cisaillement de proche paroi, sont ellipsoïdales, étirées dans le sens de l'écoulement, Figure 5.15 :

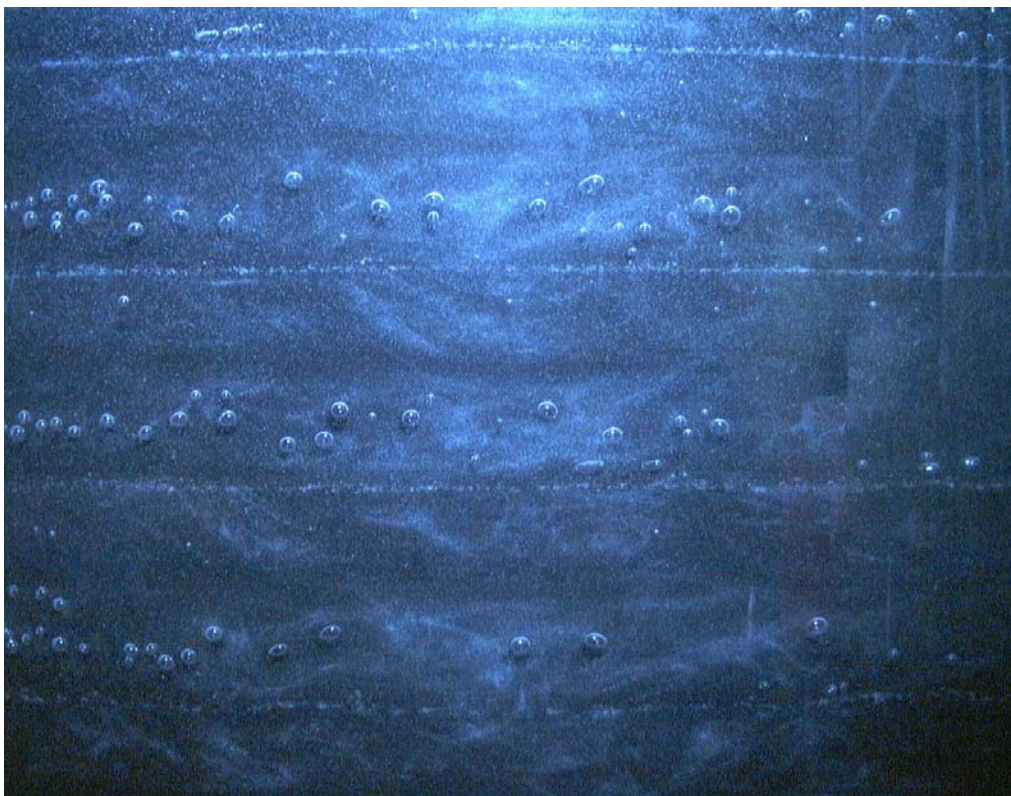


Figure 5.15 Visualisation de la forme des bulles au cœur de cellule et en outflow à $Ta=780$, $Pe= 10700$ Pa (cavitant homogène).

La sonde optique ne permet pas de déterminer de manière fiable leur taille en proche paroi. Aussi, pour cette région particulière de l'écoulement, la taille des bulles a été déterminée à l'aide de visualisations et traitement des images. En supposant que pour la taille des bulles en outflow est homogène et indépendante du nombre de Taylor, de même que la taille des bulles au cœur des cellules, on a procédé à un moyennage des valeurs de grand axe et petit axe mesurées sur l'ensemble des régions de outflow, sur toute la hauteur du dispositif en régime homogène. A $Ta=1000$, le grand axe des bulles obtenu dans la direction azimutale est deux fois plus grand que le diamètre des bulles capturées au cœur des cellules, de l'ordre de 6mm (soit $l_{0B} \approx 0.3d$). Le petit axe obtenu dans les directions radiale et axiale, est un peu plus faible que le diamètre des bulles au cœur, de l'ordre de 2.6 mm (soit $l_{0B} \approx 0.13d$), Figure 5.16 :

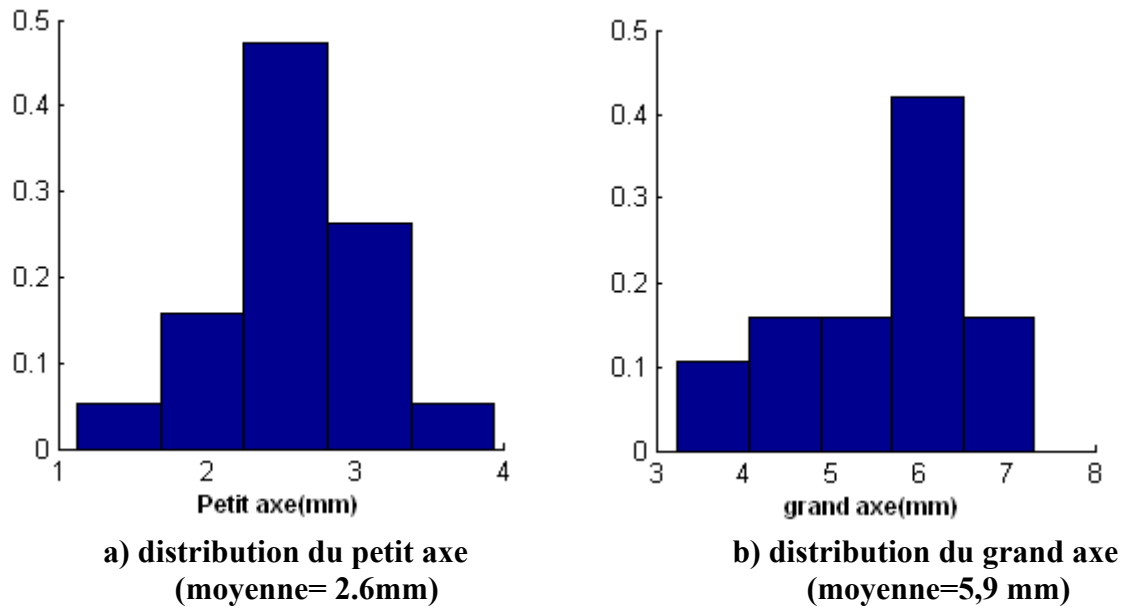


Figure 5.16 Histogramme de répartition des diamètres de bulles en outflow (obtenu par traitement d'images sur toute la hauteur de l'entrefer) à $Ta=1000$, $\Omega_i = 1.76$ tr/s, $Pe=8580$ Pa (cavitant homogène).

En outflow, en régime cavitant stratifié, au point de mesure le plus proche de la paroi, on compte 1.8, 2.6 et 1.8 bulles/s, respectivement pour $Ta=780$, 1000 et 4500. En régime cavitant homogène, le nombre de bulles décroît : 1.1 et 1.5 bulles/s pour $Ta=780$ et 1000.

En résumé, la taille des bulles influence leur localisation. En effet, les cellules de Taylor opèrent comme un filtre vis-à-vis des bulles capturées. Sont capturées par les cellules préférentiellement des bulles de taille moyenne, de l'ordre de 3.2 mm de diamètre. Les bulles de taille plus importante sont, en moyenne localisées préférentiellement en zone de outflow près du cylindre intérieur. Cela est en accord avec les observations de Favé (1999) et Djeridi et al. (2004) qui montrent que les bulles à partir d'une taille critique migrent en zone de outflow. Il est cependant surprenant de constater que le régime ici (chaotique ou turbulent) influence peu la taille des bulles capturées. Ce point sera discuté dans le chapitre suivant dans la partie traitant de l'analyse de la capture des bulles par les cellules de Taylor.

5.2.1.4. Spectres de la fonction indicatrice de la phase gazeuse

Pour savoir si l'onde azimutale et la modulation de fréquences respectives mF_0 et f' jouent un rôle dans la capture des bulles par les cellules de Taylor, il est nécessaire d'analyser la périodicité de l'arrangement des bulles. Nous avons donc tracé les spectres de la fonction indicatrice de la phase gazeuse, mesurée au cœur des cellules. Les spectres obtenus pour les différents nombres de Taylor sont présentés sur les figures 5.17 à 5.20.

Pour le régime de turbulence naissante, en écoulement cavitant homogène et stratifié, les bulles sont organisées en suivant l'onde de modulation de fréquence caractéristique F' , inchangée par rapport à l'écoulement monophasique ($F'=0.44\Omega_i$). En régime chaotique, il semblerait que les bulles millimétriques soient préférentiellement capturées par l'onde basse fréquence qui est plus énergétique que l'onde azimutale $mF_0=1.55\Omega_i$.

Cela nous amène à penser que les cellules de Taylor doivent osciller à basse fréquence pour pouvoir capturer les bulles. Les bulles, au cœur des cellules, suivent alors l'oscillation des cellules.

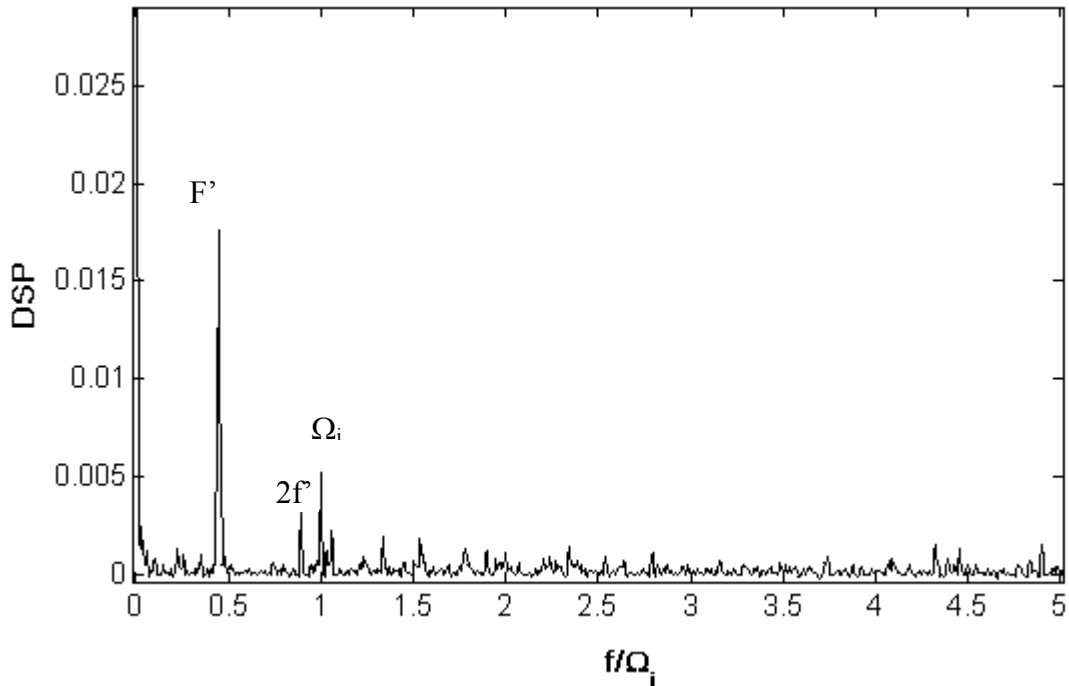


Figure 5.17 Spectre de la fonction indicatrice de la phase gazeuse $Ta=780$, $\Omega_i = 1.56$ tr/s, $Pe = 10700$ Pa (cavitant stratifié, cœur de cellule).

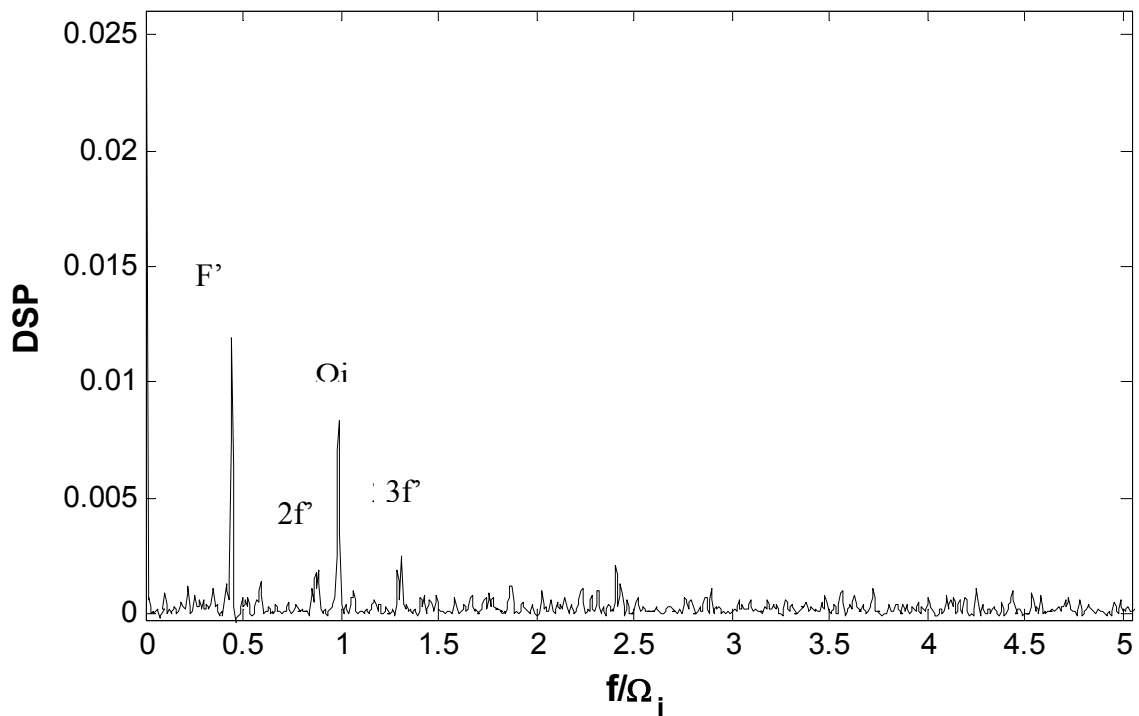


Figure 5.18 Spectre de la fonction indicatrice de la phase gazeuse $Ta=780$, $\Omega_i = 1.56$ tr/s, $Pe = 10700$ Pa (cavitant homogène, cœur de cellule).

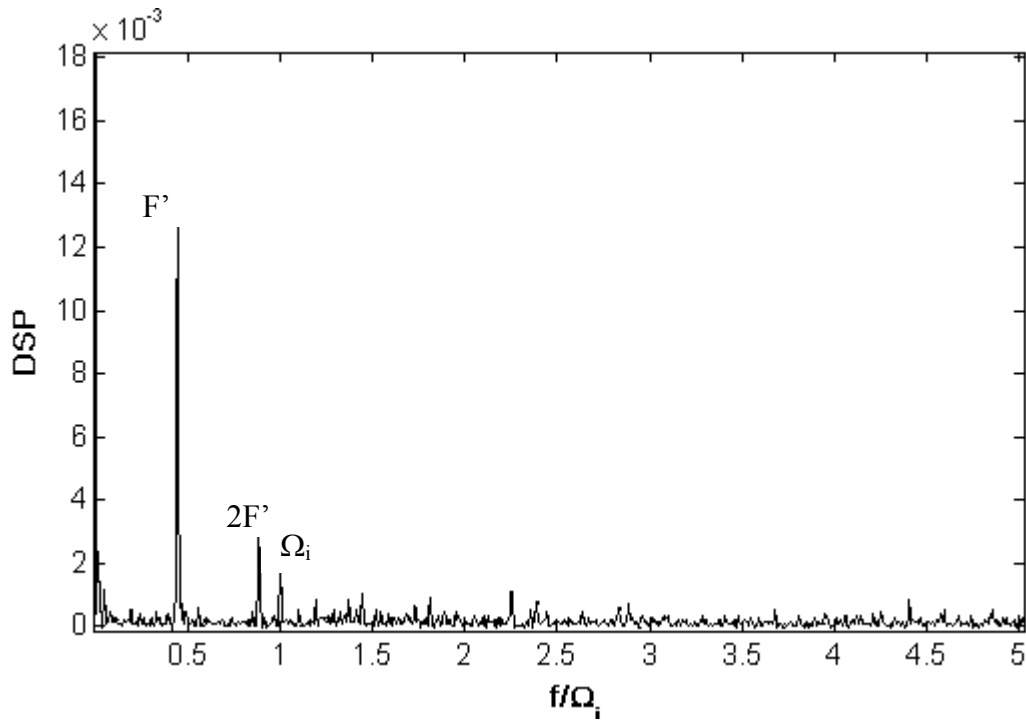


Figure 5.19 Spectre de la fonction indicatrice de la phase gazeuse $Ta=1000$, $\Omega_i=1.76$ tr/s, $Pe=8580$ Pa (cavitant stratifié, cœur de cellule).

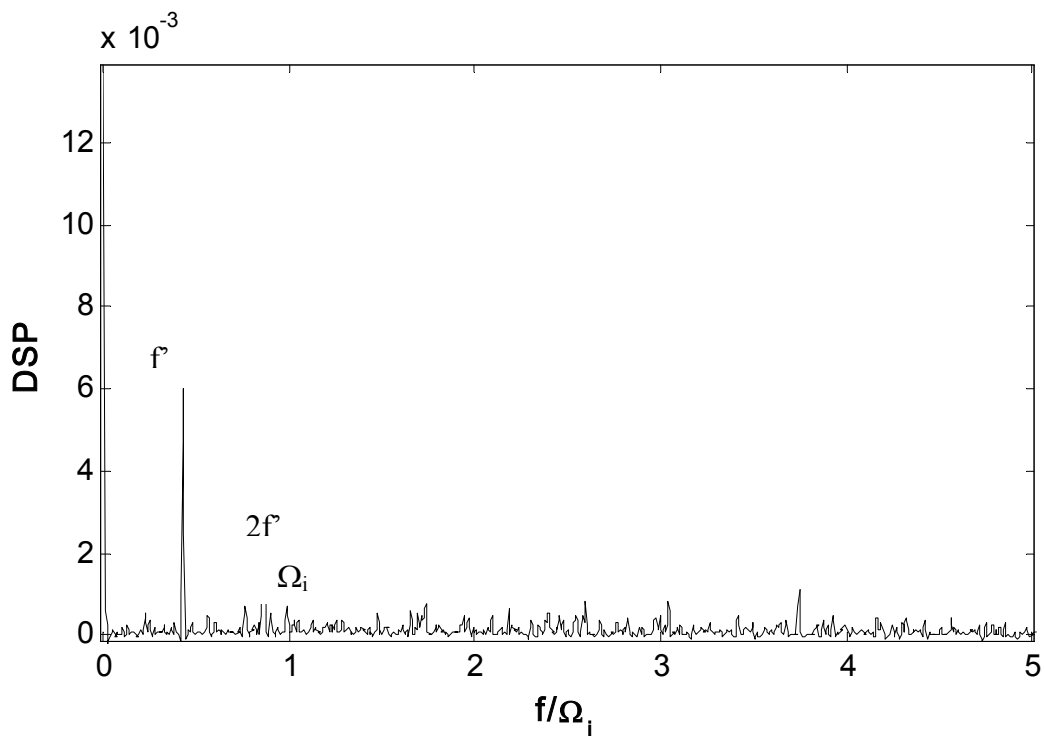


Figure 5.20 Spectre de la fonction indicatrice de la phase gazeuse $Ta=1000$, $\Omega_i=1.76$ tr/s, $Pe=8580$ Pa (cavitant homogène, 3^{ème} collier).

5.2.1.5. Vitesse des bulles

On présente sur les figures 5.21, 5.22 et 5.23, les profils radiaux de vitesse moyenne azimutale des bulles, mesurée dans le 3^{ème} collier, pour les régimes cavitants homogènes à $Ta=780$ et 1000 , ainsi que pour le régime cavitant stratifié à $Ta=1000$. On a porté sur les mêmes figures les profils obtenus en outflow et milieu de cellules. On constate que la localisation des bulles n'a pas d'influence sur leur vitesse azimutale en régime de turbulence naissante. Par contre en régime turbulent, la vitesse de bulles en outflow est supérieure à la vitesse des bulles capturées au cœur des cellules.

Afin de mettre en évidence l'influence de la localisation des bulles sur leur vitesse de glissement, on a superposé sur ces mêmes figures les profils radiaux de vitesse moyenne azimutale du liquide mesurés par LDV, dans le 3^{ème} collier. La comparaison des vitesses du gaz et du liquide montre que les bulles ont une vitesse azimutale plus faible que celle du liquide particulièrement en outflow et que cela est plus accentué près de la paroi du cylindre intérieur, là où la vitesse du liquide augmente. Nous avons quantifié la vitesse de glissement pour les différents régimes, au point le plus près de la paroi à $x=-0.375$ dans le Tableau 5.2.

Ta	Type d'écoulement	$\frac{V_b - V_\theta}{V_\theta}$	$\frac{V_b - V_{\theta 0}}{V_{\theta 0}}$	$\alpha(\text{outflow})$ %
780	$n_S=15$ (stratifié)	-17%	-28%	0.077
780	$n_S=15$ (homogène)	-40%	-28%	0.045
1000	$n_S=16$ (stratifié)	-11%	-25.5%	0.139
1000	$n_S=16$ (homogène)	-27%	-25.5%	0.07
4500	$n_S=13$ (stratifié)	-4%	-21%	0.184

Tableau 5.2 Récapitulatif des vitesses de glissement de bulles en outflow pour les différents régimes en écoulement cavitant

Pour les régimes de turbulence naissante, la vitesse des bulles semble se caler sur la vitesse azimutale moyenne du liquide en milieu de cellule, ce qui laisse supposer que les bulles, lors du processus de diffusion sur la hauteur du dispositif, passent par une phase de capture transitoire en cœur de cellules, pour migrer finalement en outflow. Cela a pour conséquence que la vitesse de bulle ne dépend pas de sa position radiale, ni la localisation axiale (outflow ou cœur de cellule). Cela induit aussi une vitesse de glissement négligeable en milieu de cellules et maximale en outflow près du cylindre intérieur.

Pour le régime turbulent, les échanges entre les phases en outflow sont plus importants qu'en régime de turbulence naissante et on pense que les bulles recalent leur vitesse sur celle du liquide, de même que la vitesse du liquide sur celle des bulles. La comparaison de la vitesse du liquide en régime monophasique et en régime cavitant nous permettra de juger de la validité de cette hypothèse. La vitesse des bulles dépend alors de leur localisation axiale, la différence de vitesse entre outflow et milieu de cellule étant de l'ordre de la différence de vitesse du liquide dans ces mêmes régions. Globalement, la vitesse de glissement diminue avec le taux de vide en outflow, ce qui laisse supposer que la vitesse du liquide s'ajuste et diminue aussi dans la couche de bulles en outflow.

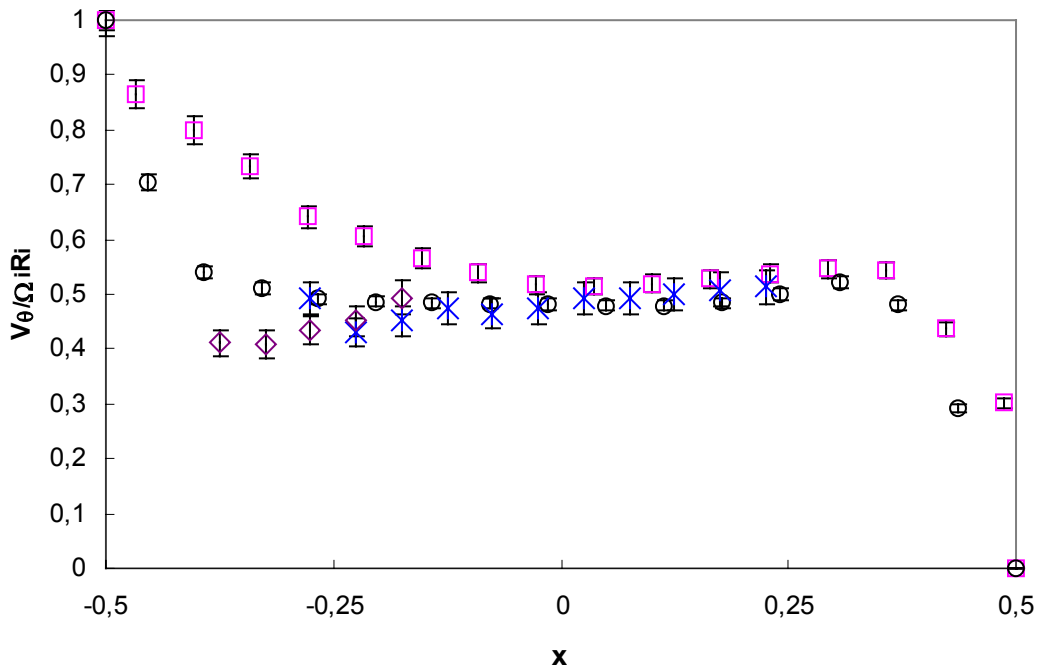


Figure 5.21 Vitesse moyenne azimutale des bulles et du liquide en outflow et milieu de cellule pour $Ta=780$, $Pe=10700$ Pa (cavitant homogène)

Outflow : \square cavitant homogène, \diamond Vitesse bulles
Cœur : \circ cavitant homogène, $*$ Vitesse bulles

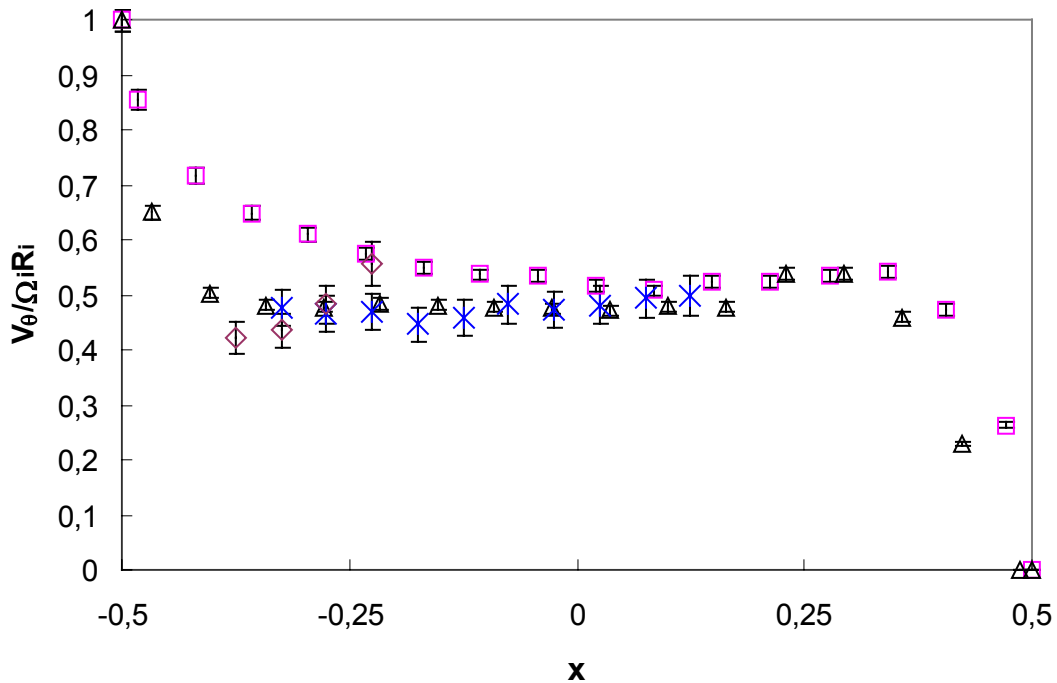


Figure 5.22 Vitesse moyenne azimutale des bulles et du liquide en outflow et milieu de cellule pour $Ta=1000$, $Pe=8580$ Pa (cavitant homogène)

Outflow : \square cavitant homogène, \diamond Vitesse bulles
Cœur : \triangle cavitant homogène, $*$ Vitesse bulles

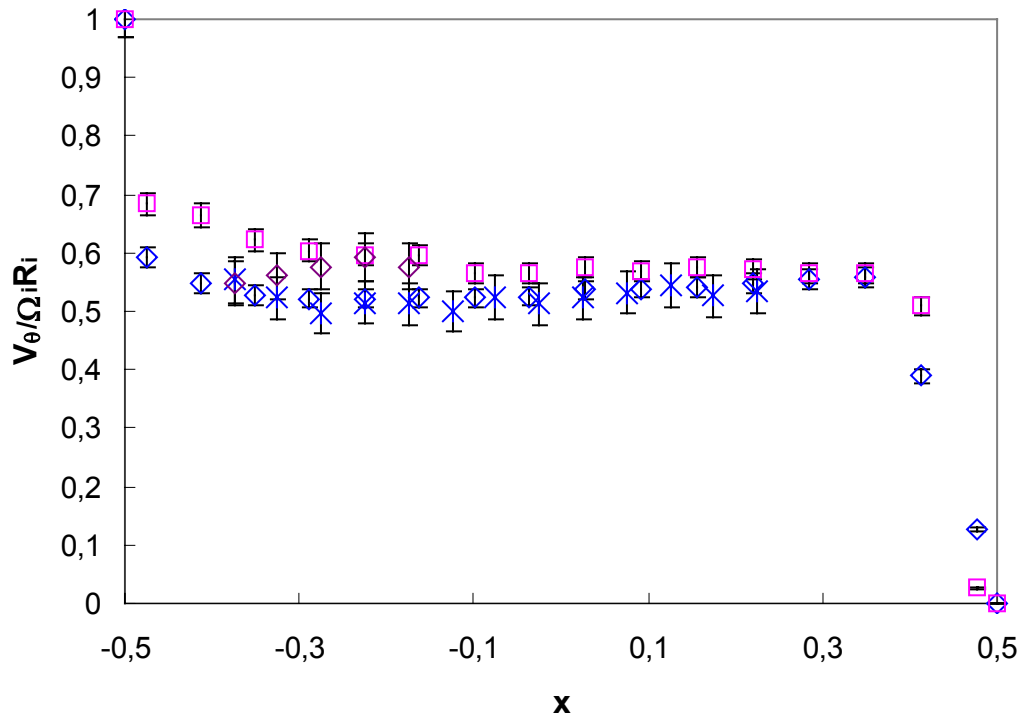


Figure 5.23 Vitesse moyenne azimutale des bulles et du liquide en outflow et milieu de cellule dans le troisième collier pour $Ta=4500$, $Pe=8500$ Pa (cavitant stratifié)

Outflow : □ cavitant stratifié, ◇ Vitesse bulles

Cœur : ◇ cavitant stratifié, * Vitesse bulles

On peut voir l'influence des bulles sur la vitesse de la phase liquide en comparant les profils radiaux en cavitant et en monophasique sur les figures 5.47 à 5.49.

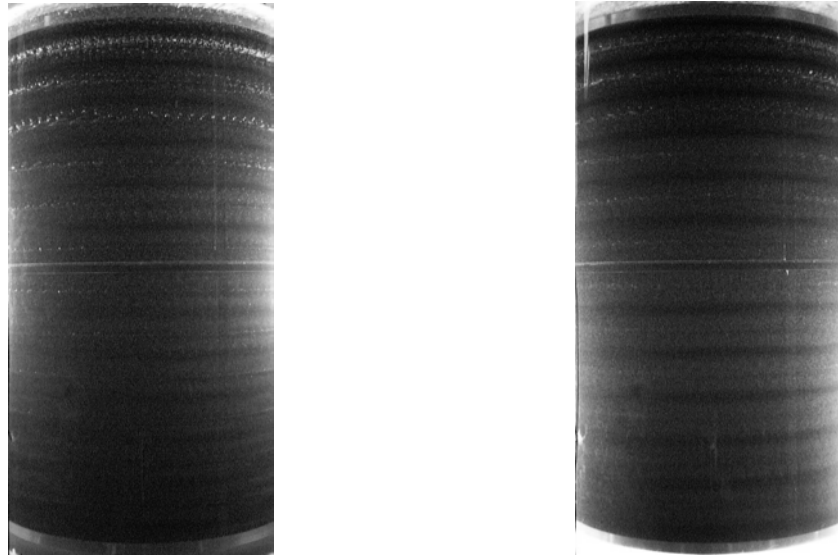
5.2.2. Caractéristiques de la phase dispersée en écoulement ventilé (petites bulles)

5.2.2.1. Arrangement des bulles

En régime ventilé, les bulles, capturées sous la surface libre par son oscillation, diffusent dans l'écoulement. On obtient des bulles sub-millimétriques pour une ventilation naturelle à température relativement élevée (29°C - mélange à 80% de glycérine). Les bulles sont organisées sous forme de colliers de bulles sphériques, isolées, localisées en outflow près du cylindre intérieur. Cet arrangement des bulles n'est pas surprenant, puisqu'il est en accord avec les observations d'Atkhen (2000) en régime turbulent ventilé pour des bulles sub-millimétriques.

Après 30 minutes de ventilation, on ne voit pas d'évolution dans le temps de l'espacement entre les colliers et du taux de vide. Cet état d'écoulement perdure pendant un temps suffisamment long pour pouvoir faire les mesures de la phase gazeuse et de la phase liquide en régime de turbulence naissante ($Ta=780$, $Ta=1000$). Pour le régime turbulent, on observe une oscillation de la surface libre trop importante pour pouvoir dissocier l'effet de la présence des bulles sur l'écoulement, aussi ce régime n'a-t-il pas été étudié avec ventilation des bulles.

Sur la Figure 5.24 (a) et (b), on visualise l'arrangement de la phase gazeuse pour les deux nombres de Taylor étudiés. On observe 14 colliers de bulles. L'espacement entre les colliers de bulles représente la longueur d'onde axiale. Comme en écoulement monophasique, la longueur d'onde est homogène sur la hauteur de l'entrefer. Cependant, les visualisations montrent que la longueur d'onde axiale augmente de 5% ($\lambda=3.26d$) et 7% ($\lambda=3.32d$), par rapport à l'écoulement monophasique pour $Ta=780$ et 1000 , respectivement.



(a) $Ta=780$, $\Omega_i=2.45$ tr/sec, 14 colliers (b) $Ta=1000$, $\Omega_i=3.07$ tr/sec, 14 colliers

Figure 5.24 Visualisation de l'arrangement de la phase dispersée en régime ventilé (petites bulles)

5.2.2.2. Taille des bulles

Bien que la taille des bulles soit du même ordre de grandeur que la résolution de la sonde, nous avons utilisé la méthode d'inversion des longueurs de corde pour déterminer approximativement la taille moyenne des bulles. En effet, la méthode de traitement des images par détection manuelle des contours s'avère très laborieuse et tout aussi imprécise pour déterminer la taille de petites bulles. Pour le protocole prédéfini du régime ventilé (petites bulles), nous obtenons un diamètre moyen de bulles de l'ordre de $800 \mu\text{m}$ (soit $0.04d$). Les histogrammes de répartition des longueurs de corde et diamètres de bulles sont présentés pour les deux nombres de Taylor étudiés sur les figures 5.25 et 5.26. Compte tenu de l'imprécision de la mesure, on ne remarque pas d'influence concluante de la vitesse de rotation et du nombre de Taylor sur la taille des bulles. Sur un plan purement visuel, on ne voit pas non plus de stratification axiale de la taille des bulles, celle-ci restant homogène, indépendante de la pression hydrostatique.

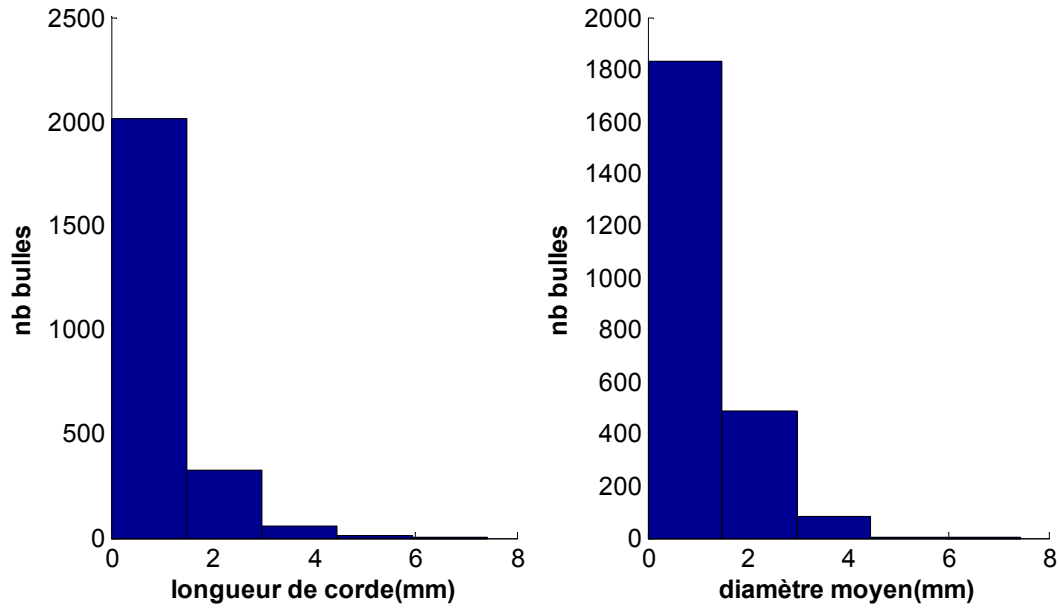


Figure 5.25 Histogramme de répartition des longueurs de corde et diamètres de bulles en outflow (3^{ème} collier) à $Ta=780$, $\Omega_i = 2.45$ tr/s, $d_B=0.77$ mm (ventilé-petites bulles).

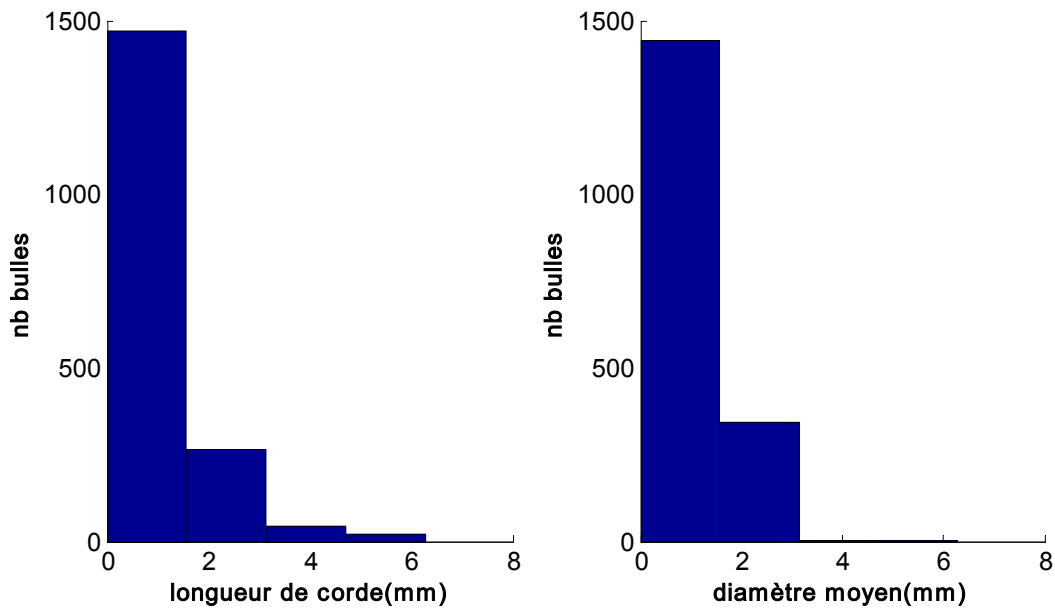


Figure 5.26 Histogramme de répartition des longueurs de corde et diamètres de bulles en outflow (3^{ème} collier) à $Ta=1000$, $\Omega_i = 3.07$ tr/s, $d_B=0.78$ mm (ventilé-petites bulles).

5.2.2.3. Taux de vide

Les profils radiaux de taux de vide mesurés en outflow dans le 3^{ème} collier sous la surface libre sont présentés sur la Figure 5.27, pour les deux nombres de Taylor étudiés.

Les profils radiaux confirment l'augmentation du taux de vide en proche paroi du cylindre intérieur. D'autre part, on note l'augmentation du taux de vide avec le nombre de Taylor. Cela est attribué à l'augmentation du nombre de bulles de ventilation avec l'augmentation de la vitesse de rotation du cylindre intérieur. Au point de mesure le plus proche de la paroi, dans le 3^{ème} collier, on compte 10 bulles/sec pour $Ta=780$ et 30 bulles/sec pour $Ta=1000$.

Afin d'évaluer la stratification axiale du taux de vide, la Figure 5.28 montre l'évolution du taux de vide en outflow, dans les trois premiers colliers sous la surface libre, au point de mesure le plus proche de la paroi. Bien qu'il n'y ait pas de stratification axiale de la longueur d'onde axiale, on observe toutefois une stratification axiale du taux de vide en outflow sous forme exponentielle : $\alpha(i\lambda) = A \exp(-ikp\lambda)$ avec $kp=6.5\text{m}^{-1}$ et 7.5m^{-1} respectivement pour $Ta=780$ et 1000 . l'indice i caractérise ici le numéro du collier de bulles, $i=1$ correspondant au premier collier sous la surface libre ($z/d=0$).

Ainsi le taux de vide, ie le nombre de bulles de ventilation décroît exponentiellement avec la distance à la surface libre. Notons que selon la théorie des ondes de Kelvin Helmholtz, en écoulement potentiel, cela correspond à une vitesse axiale induite par l'oscillation, ou vitesse de ventilation, qui décroît exponentiellement avec la distance à la surface libre, avec un nombre d'onde azimutal près du cylindre intérieur qui correspond à $kRi=1.4$, deux à trois fois plus faible que ce qui est observé en milieu d'entrefer (cf. chapitre 4). Cela est aussi dû à la pressions hydrostatique.

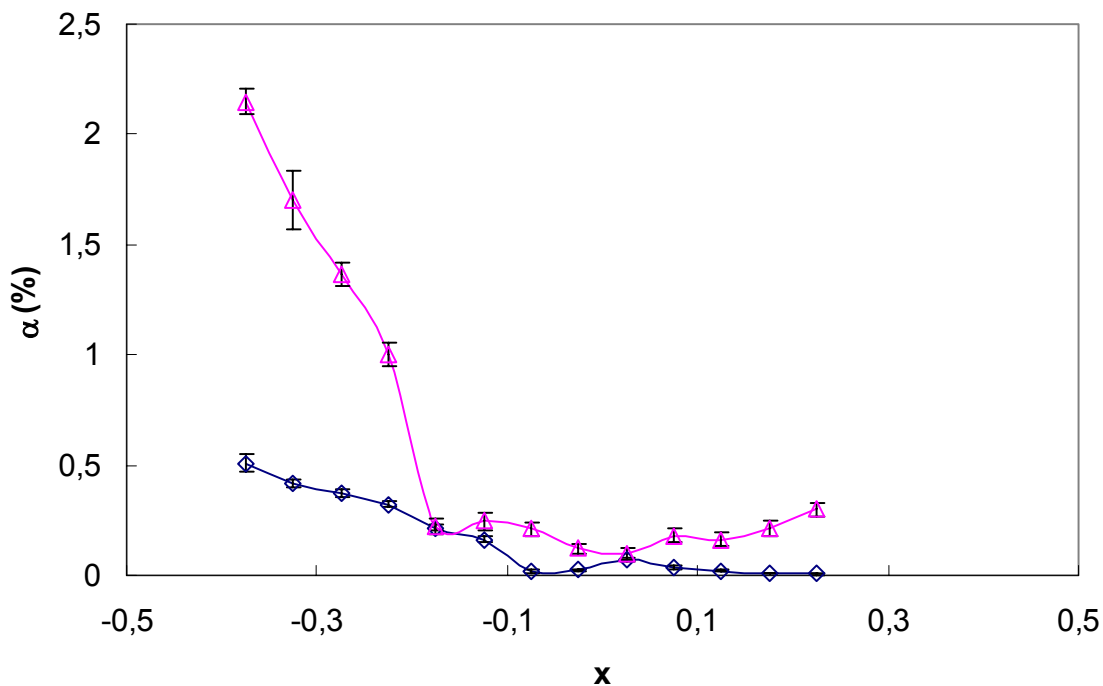


Figure 5.27 Profils radiaux du taux de vide en outflow dans le troisième collier (ventilé-petites bulles).

◇ $Ta=780 - \Omega_i = 2.45 \text{ tr/s}$, △ $Ta= 1000 - \Omega_i = 3.07 \text{ tr/s}$.

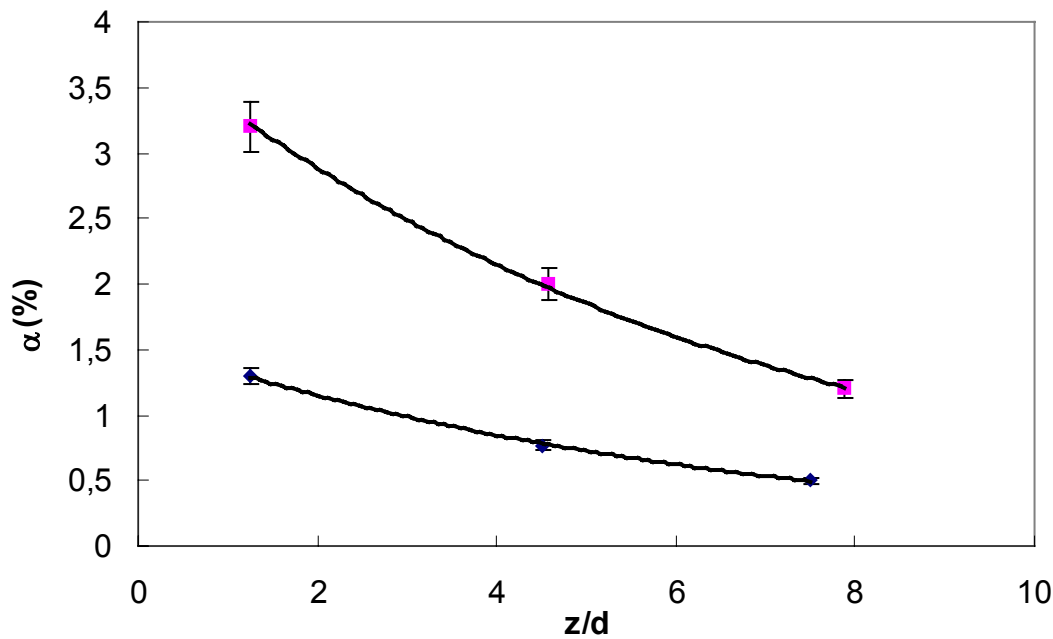


Figure 5.28 Stratification axiale du taux de vide en outflow (ventilé-petites bulles).
 ◆ $Ta=780 - \Omega_i = 2.45$ tr/s, ■ $Ta=1000 - \Omega_i = 3.07$ tr/s.

5.2.2.4. Vitesse des bulles

Les profils radiaux de vitesse moyenne azimutale des bulles, mesurée en outflow dans le 3^{ème} collier, sont présentés sur les figures 5.29 et 5.30, pour $Ta=780$ et $Ta=1000$. Afin de quantifier les vitesses de glissement respectives, nous avons superposé les profils de vitesse moyenne azimutale de la phase liquide. Près du cylindre intérieur, les bulles ont une vitesse d'advection légèrement plus faible que celle du liquide.

Avec la marge d'erreur de la mesure de vitesse de bulles, la vitesse de glissement des bulles apparaît comme négligeable pour $Ta=780$. Pour $Ta=1000$, la vitesse de glissement est de l'ordre de 10% de la vitesse du liquide. La vitesse de glissement, évaluée à partir de la vitesse du liquide en écoulement monophasique est de 5% et 14% de la vitesse du liquide respectivement à $Ta=780$ et $Ta=1000$.

Par comparaison avec l'écoulement cavitant, pour les mêmes Taylor, on peut considérer que les bulles sub-millimétriques cale leur vitesse sur la vitesse du liquide plus facilement que les bulles millimétriques. D'autre part, on peut supposer que les bulles lors du processus de diffusion sur la hauteur de l'entrefer, ne passent pas par une phase transitoire de capture par les cellules, contrairement à l'écoulement cavitant, ce qui induit une vitesse de bulles plus grande qu'en écoulement cavitant et une vitesse de glissement moindre.

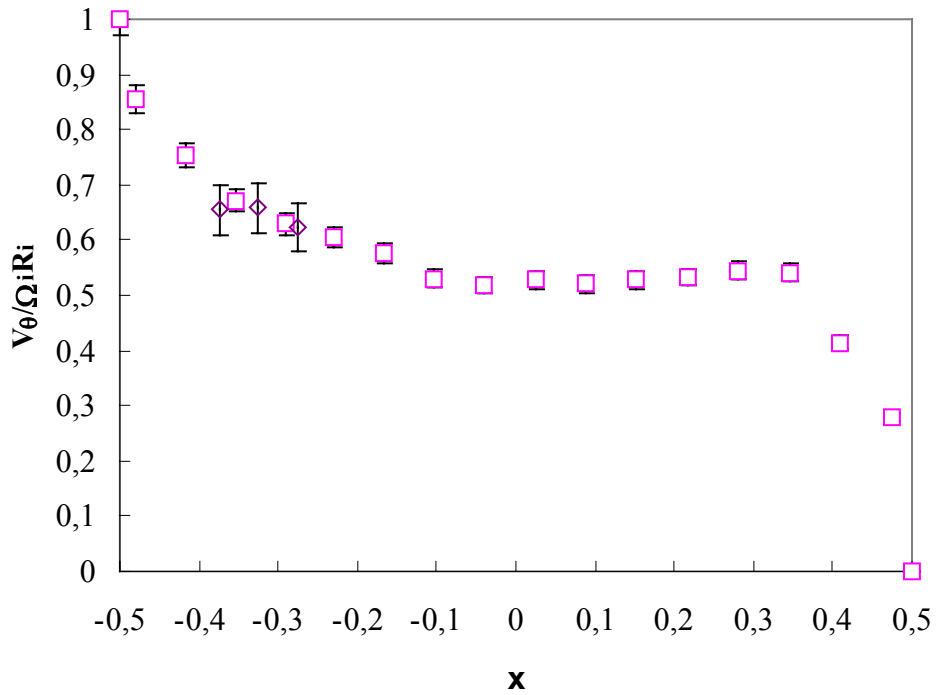


Figure 5.29 Vitesse moyenne azimutale des bulles et du liquide en outflow dans le troisième collier pour $Ta=780$, $\Omega_i=2.45$ tr/s (ventilé petites bulles)
 □ ventilé homogène, ◇ Vitesse bulles

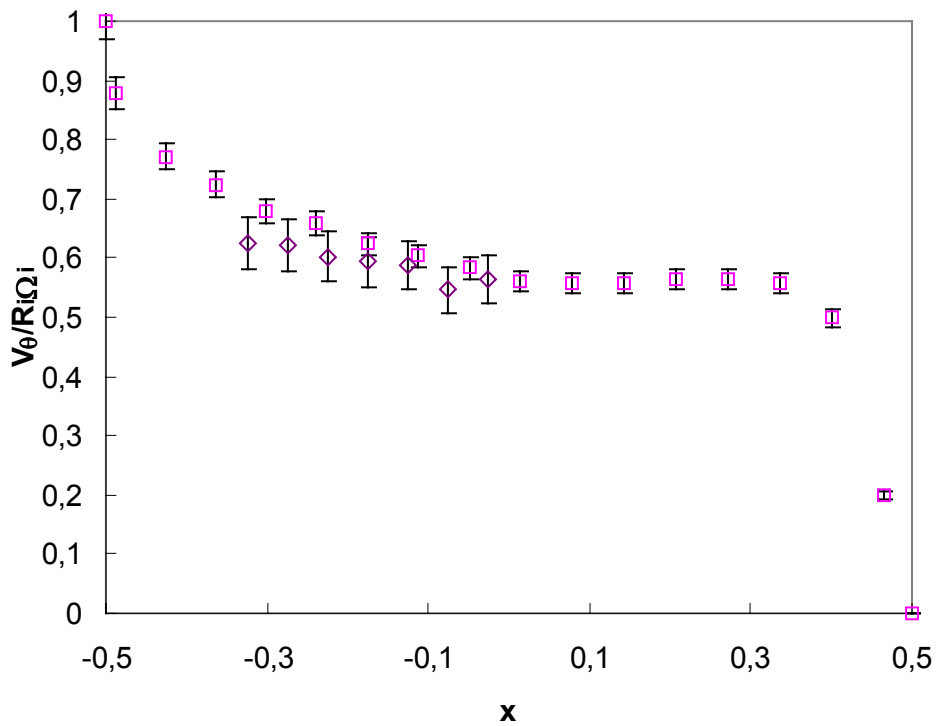


Figure 5.30 Vitesse moyenne azimutale des bulles et du liquide en outflow dans le troisième collier pour $Ta=1000$, $\Omega_i=3.07$ tr/s (ventilé petites bulles)
 □ ventilé homogène, ◇ Vitesse bulles

5.2.3. *Caractéristiques de la phase dispersée en écoulement ventilé (grosses bulles)*

5.2.3.1. Arrangement des bulles

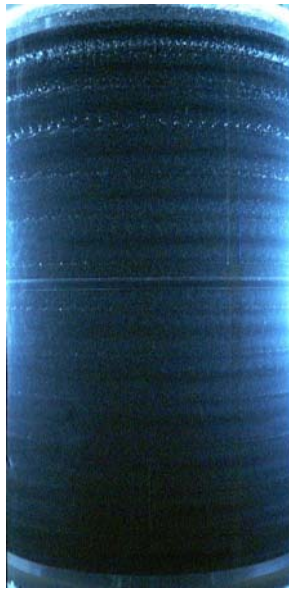
Le régime ventilé (grosses bulles) est obtenu en faisant ventiler à $\Omega_i=3.07$ tr/s en régime de modulation d'onde ($400 < Ta < 600$) puis en laissant dériver la température jusqu'à l'obtention du régime de turbulence naissante ($Ta=780$ et $Ta=1000$). Pendant la phase de ventilation en régime de modulation d'onde qui dure environ 240 minutes, les bulles de ventilation sont des bulles millimétriques. Comme en régime cavitant, la majorité des bulles est millimétrique, de forme sphérique et localisée au cœur des cellules de Taylor, une cellule sur deux et quelques bulles millimétriques de forme ellipsoïdale sont localisées en outflow, près du cylindre intérieur. Pendant la phase de ventilation en régime de turbulence naissante qui dure de 120 minutes à 180 minutes, les bulles de ventilation sont des bulles submillimétriques et localisées en outflow près du cylindre intérieur, comme en régime ventilé (petites bulles).

En régime de turbulence naissante, la température dérive lentement, on ne voit pas d'évolution notable de l'arrangement des bulles ainsi que de la quantité de bulles (taux de vide) pendant 60 minutes, ce qui laisse le temps de qualifier complètement l'écoulement sans dérive du nombre de Taylor.

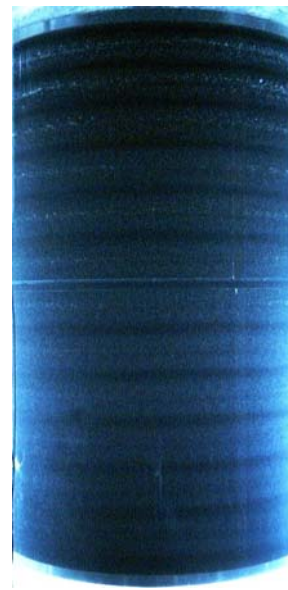
L'arrangement des bulles est présenté sur les visualisations des figures 5.31 (a) et (b) en régime chaotique pour $Ta=780$ et régime faiblement turbulent pour $Ta=1000$ respectivement. Globalement, on se retrouve avec trois populations de bulles : des bulles millimétriques en outflow, et au cœur des cellules dans la partie haute du dispositif sous la surface libre, des bulles sub-millimétriques en outflow sur toute la hauteur du dispositif. On s'attend par conséquent à retrouver d'une part les tendances de l'écoulement cavitant stratifié en partie haute et les tendances de l'écoulement ventilé (petites bulles) en partie basse.

Les bulles sont organisées sous forme de colliers de bulles isolées. Pour cet écoulement, le nombre de colliers est égal à 14. En partie haute, on note un regroupement des bulles millimétriques dans les colliers au cœur et en outflow, les bulles millimétriques semblent s'organiser en suivant des oscillations, de nombre d'onde apparent $m=4$, comme en régime cavitant.

L'espace entre les colliers en outflow est représentatif de la longueur d'onde axiale. En partie haute, sous la surface libre et jusqu'au 6^{ème} collier, on note une stratification linéaire de la longueur d'onde axiale, la longueur d'onde étant minimum sous la surface libre, comme en écoulement cavitant stratifié. On note λ_{min} , la longueur d'onde sous la surface libre. λ_{min} est égale à $2.4d$ pour $Ta=780$ et 1000 . Au-delà du 6^{ème} collier, la longueur d'onde est homogène, légèrement plus grande qu'en écoulement monophasique, égale à $3.27d$ et $3.3d$ à $Ta=780$ et 1000 respectivement.



(a) $Ta=780, \Omega_i=3.07$ tr/s



(b) $Ta=1000, \Omega_i=3.07$ tr/s.

Figure 5.31 Visualisation de l'arrangement des bulles en régime ventilé (grosses bulles).

5.2.3.2. Taux de vide

Les profils radiaux de taux de vide mesurés dans le 3^{ème} collier sont présentés sur les figures 5.32 et 5.33 pour $Ta=780$ et $Ta=1000$. A titre de comparaison, on superpose les profils en cœur de cellule et en outflow. La position radiale du pic de taux de vide en cœur de cellules, nous donne la localisation radiale de capture des bulles. Les bulles sont capturées à environ 5.5 mm de la paroi du cylindre intérieur, soit $x=-0.2$. Le taux de vide en outflow, comme en régime cavitant et régime ventilé (petites bulles) augmente en s'approchant du cylindre intérieur. Etant donné que le protocole de ventilation des bulles millimétriques est indépendant du nombre de Taylor final, nous ne voyons pas d'influence du nombre de Taylor sur le taux de vide au cœur de cellule. Par contre, le taux de vide en outflow augmente avec le nombre de Taylor, le nombre de bulles de ventilation sub-millimétriques augmentant avec la durée de ventilation et le nombre de Taylor final.

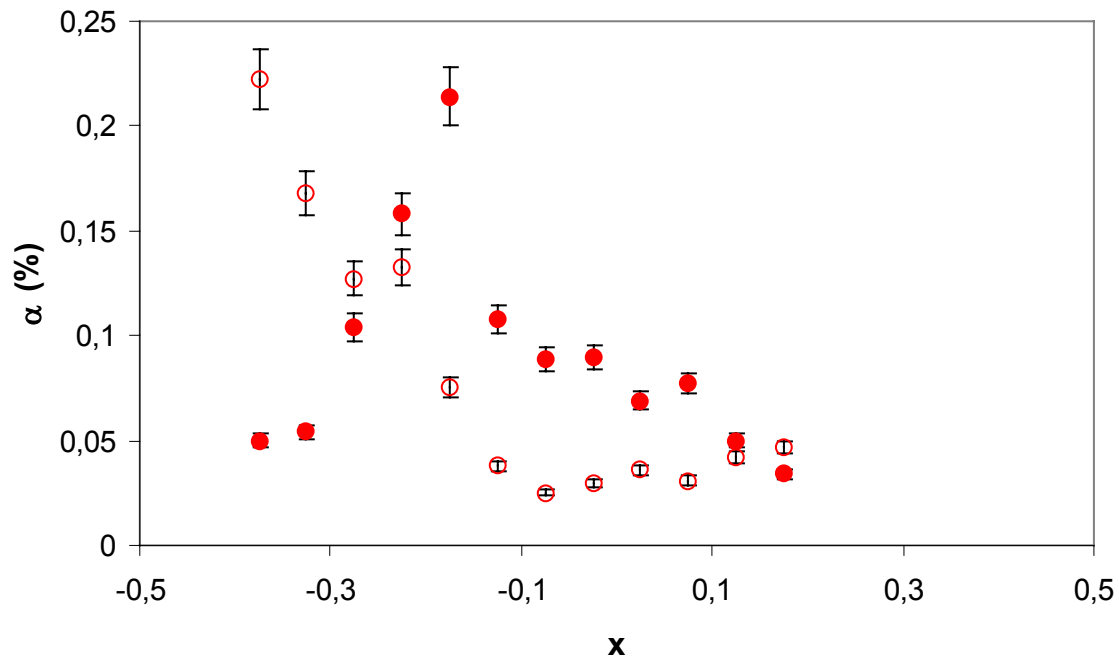


Figure 5.32 Profils radiaux du taux de vide dans le troisième collier de bulles à $Ta=780$, $\Omega_i=3.07$ tr/s, (ventilé grosses bulles).
 ● cœur de cellule, ○ outflow.

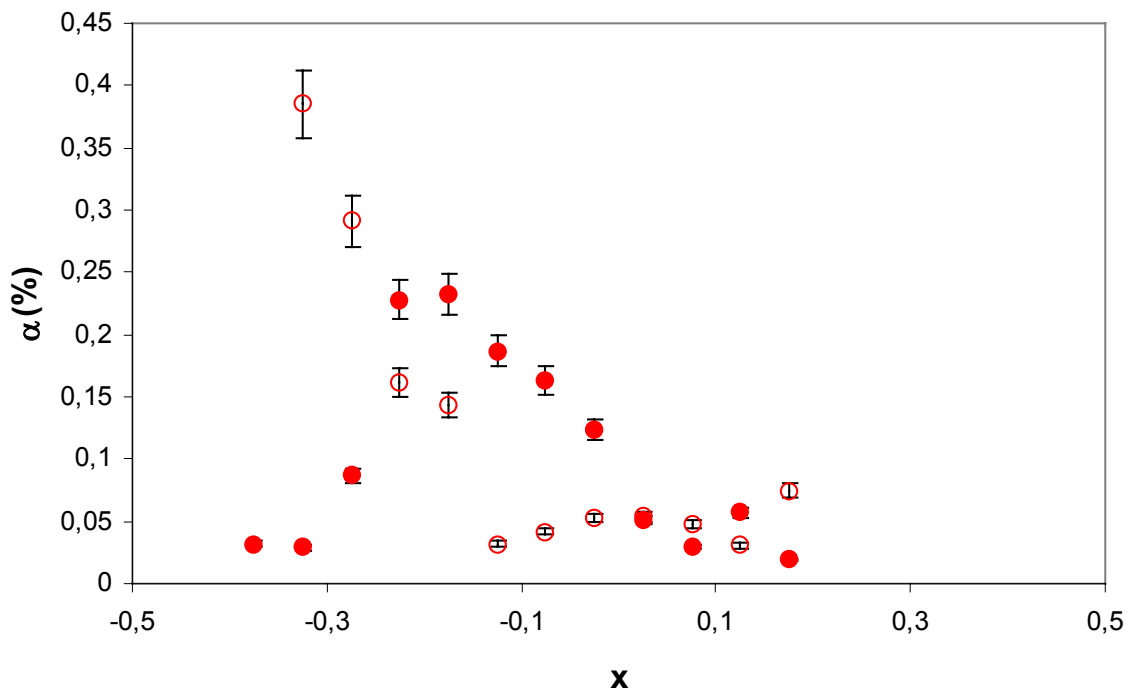


Figure 5.33 Profils radiaux du taux de vide dans le troisième collier de bulles à $Ta=1000$, $\Omega_i=3.07$ tr/s, (ventilé grosses bulles).
 ● cœur de cellule, ○ outflow.

Les graphes de la Figure 5.34 montrent la stratification axiale du taux de vide à $Ta=780$ en outflow et cœur de cellule pour les 3 premiers colliers sous la surface libre. Le taux de vide est maximum sous la surface libre et décroît avec la distance à la surface libre. Comme en régime cavitant stratifié et en accord avec la stratification linéaire de la longueur d'onde, on observe une stratification linéaire du taux de vide au cœur des cellules ($d\alpha/dz=-0.073\%/ \lambda$). Le taux de vide en outflow présente plutôt une stratification exponentielle, comme en régimes cavitant et ventilé (petites bulles). On obtient : $\alpha(i\lambda)=A\exp(-ikp\lambda)$ avec $kp=5m^{-1}$, plus faible qu'en régime ventilé (petites bulles).

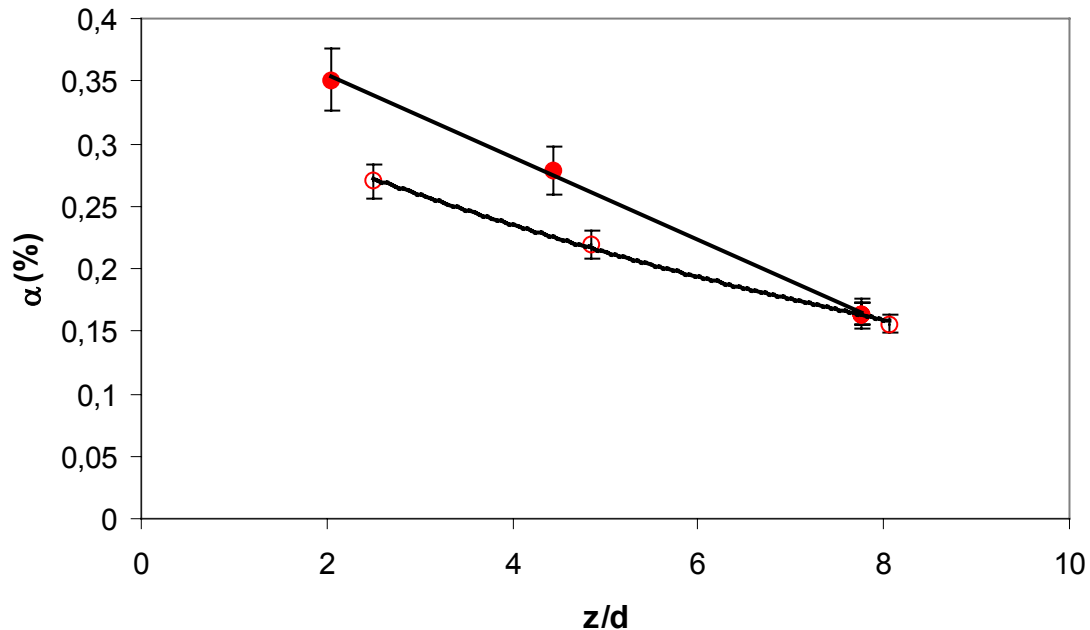


Figure 5.34 Stratification axiale du taux de vide en régime ventilé (grosses bulles), $\Omega_i = 3.07$ tr/s, $Ta=780$, pour les 3 premiers colliers sous la surface libre.
● cœur de cellule, ○ outflow.

5.2.3.3. Taille des bulles et nombre de bulles

Sur la Figure 5.35, on présente l'histogramme de répartition des diamètres de bulles obtenu par inversion de longueur de cordes en cœur de cellule dans le 3^{ème} collier sous la surface libre à $Ta=780$. Les bulles ont une taille moyenne d'environ 3.55 mm ($d_B \approx 0.177d$), de l'ordre de grandeur des bulles en régime cavitant. On a ici confirmation que la taille des bulles capturées par les cellules ne dépend pas du protocole choisi (ventilé ou cavitant). Comme en régime cavitant homogène et stratifié, la taille des bulles est sensiblement la même pour les 2 nombres de Taylor étudiés ($Ta=780$ et $Ta=1000$).

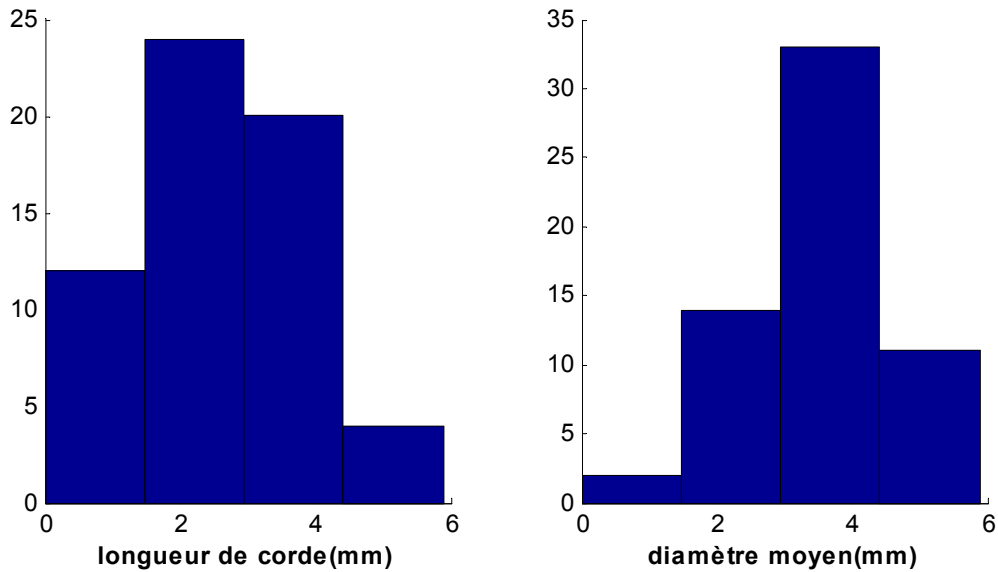


Figure 5.35 Histogramme de répartition des longueurs de corde et diamètres de bulles en cœur de cellule (3^{ème} collier) à $Ta=780$, $\Omega_i = 2.45$ tr/s, $d_B = 3.55$ mm (ventilé-grosses bulles).

En outflow, les bulles millimétriques sont localisées trop près de la paroi du cylindre intérieur et les bulles sub-millimétriques sont trop petites, pour permettre une détermination fiable de leur taille avec la sonde optique. Nous pouvons néanmoins mettre en évidence les deux classes de population de bulles et leur proportion relative, en montrant un histogramme de répartition des longueurs de corde. La Figure 5.36 présente l'historgramme de répartition des longueurs de corde en nombre de bulles obtenu pour $Ta=780$ et $Ta=1000$ dans le troisième collier en outflow. Les bulles de petites taille sont en majorité et présentent une fréquence de passage de 7.7 bulles/s et 16 bulles/s respectivement pour $Ta=780$ et $Ta=1000$ alors que les bulles plus grosses, millimétriques, sont en minorité et caractérisées par une fréquence de passage de 0.1 bulles/s.

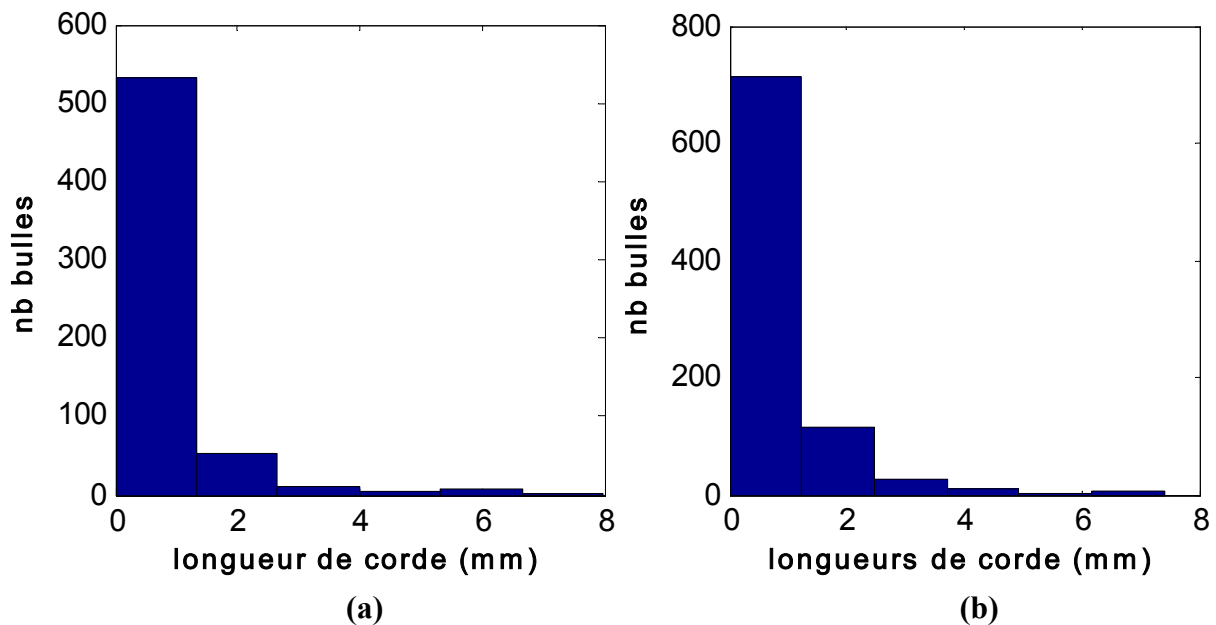


Figure 5.36 Histogramme de répartition des longueurs de corde en outflow (3^{ème} collier) à : (a) $Ta=780$ et (b) $Ta=1000$, $\Omega_i = 3.07$ tr/s (ventilé-grosses bulles).

Comme en écoulement cavitant, on peut penser que les bulles de ventilation, millimétriques, qui ne sont capturées par les cellules de Taylor sont les bulles, les plus grosses. D'autre part, étant donné le protocole de ventilation choisi, les bulles de ventilation sub-millimétriques sont de même taille qu'en ventilation (petites bulles) à $\Omega_i=3.07$ tr/s. Connaissant le temps de résidence moyen des bulles sub-millimétriques en régime ventilé (petites bulles), on peut en déduire via un histogramme de répartition des temps de résidence, Figure 5.37, la proportion des bulles sub-millimétriques et des bulles millimétriques dans l'écoulement.

On obtient donc en outflow 92.3% de petites bulles sphériques de taille $800\mu\text{m}$ ($0.04d$) et 7.7% de bulles ellipsoïdale de grand axe supérieur à 3.55mm ($0.177d$) à $Ta=780$ et 94.4% et 5.6% respectivement à $Ta=1000$. Ainsi pour un taux de vide global maximum de 0.23% en proche paroi à $Ta=780$, le taux de vide du à la contribution des bulles millimétriques est de 0.018% et celui du à la contribution des bulles de $800\mu\text{m}$ de 0.21%. Et pour un taux de vide global de 0.38% à $Ta=1000$, 0.36% est dû aux petites bulles et 0.021% aux grosses bulles.

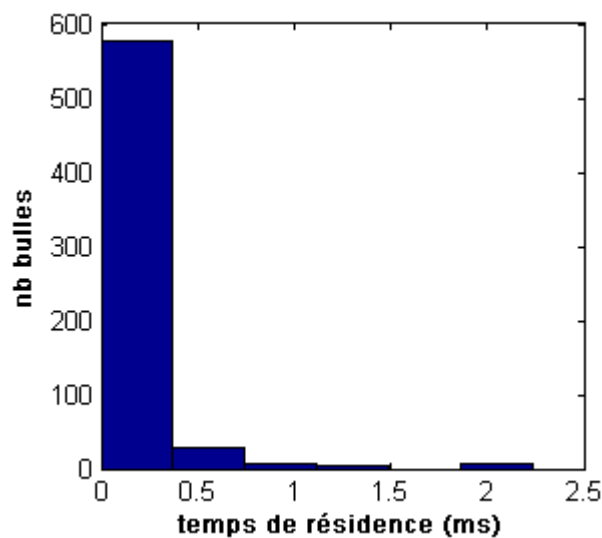


Figure 5.37 Histogramme de répartition des temps de résidence en outflow (3^{ème} collier) à $Ta=780$, $\Omega_i=3.07$ tr/s (ventilé-grosses bulles).

5.2.3.4. Spectres de la fonction indicatrice de la phase gazeuse

Pour $Ta=780$ et $Ta=1000$, en régime ventilé (grosses bulles), les spectres de la fonction indicatrice du gaz, obtenus dans le 3^{ème} collier au cœur des cellules, sont présentés sur les figures 5.38 et 5.39.

A $Ta=780$, en régime chaotique, les bulles suivent préférentiellement l'oscillation de l'onde azimutale qui apparaît inchangée par rapport à l'écoulement monophasique ($mf_0=1.55\Omega_i$). Les bulles suivent également, mais de manière moins marquée la modulation de fréquence F' ($F'=0.44\Omega_i$), également inchangée par rapport à l'écoulement monophasique. Le spectre est similaire au spectre des fluctuations de vitesse du liquide en écoulement monophasique pour le même nombre de Taylor.

A $Ta=1000$, en régime faiblement turbulent, on obtient en écoulement ventilé (grosses bulles) le même type de spectre qu'en écoulement cavitant stratifié. Les bulles capturées suivent l'oscillation de la modulation $F'=0.44\Omega_i$. Le spectre est identique au spectre des fluctuations de vitesse du liquide en écoulement monophasique.

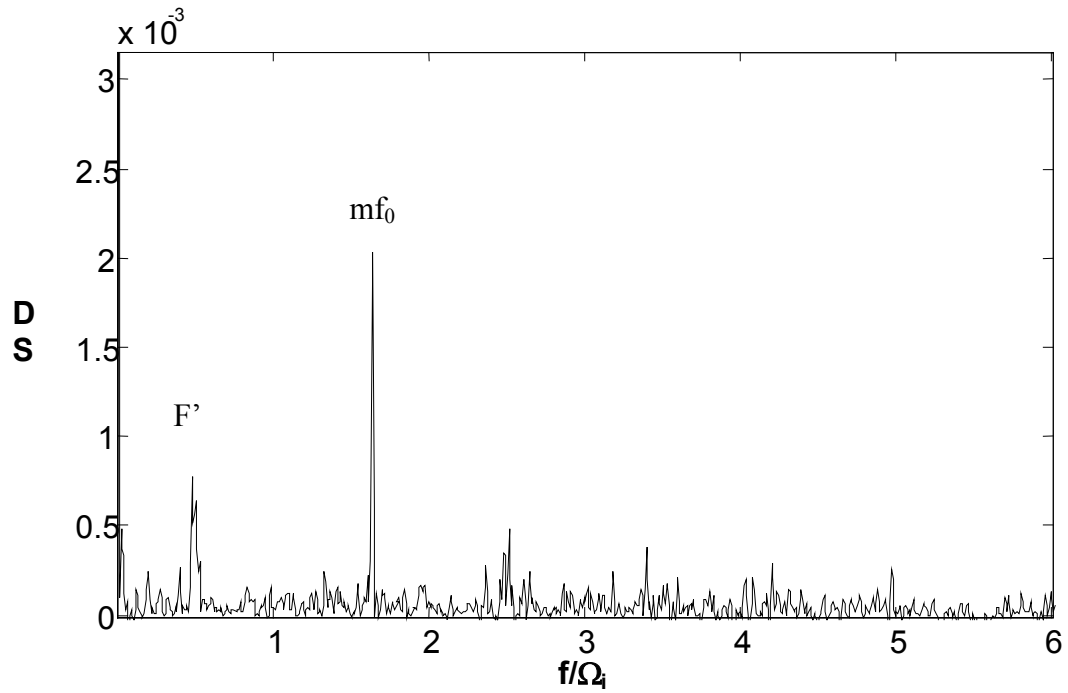


Figure 5.38 Spectre de la fonction indicatrice de la phase gazeuse $Ta=780$, $\Omega_i = 3.07$ tr/s, 3ème collier (ventilé-grosses bulles, cœur de cellule).

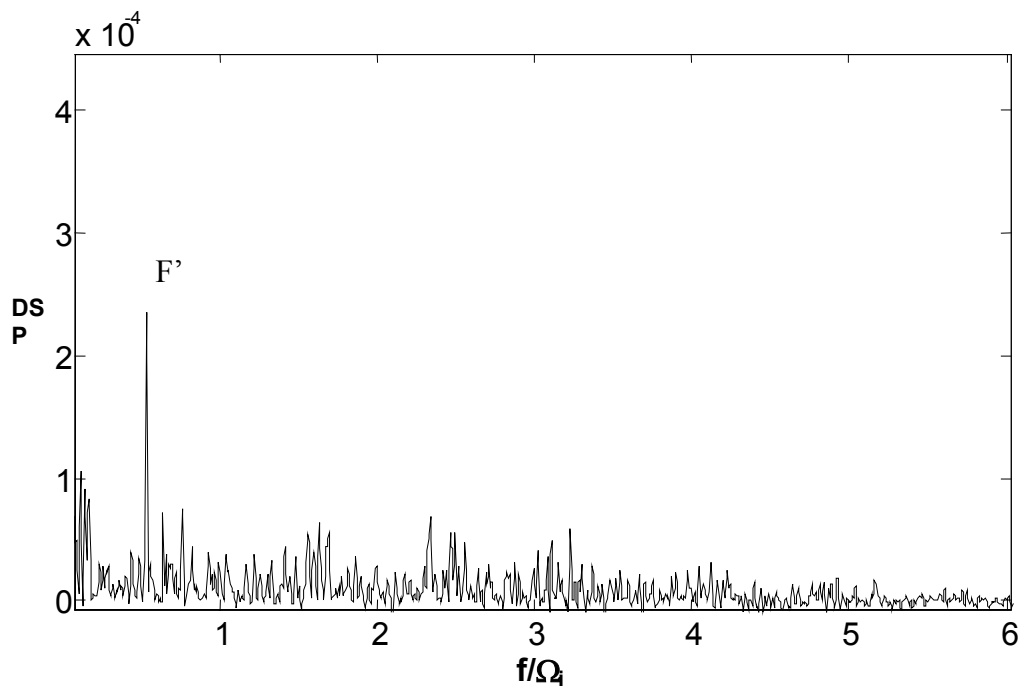


Figure 5.39 Spectre de la fonction indicatrice de la phase gazeuse $Ta=1000$, $\Omega_i = 3.07$ tr/s, 3ème collier (ventilé-grosses bulles, cœur de cellule).

5.2.3.5. Vitesse des bulles

La vitesse moyenne azimutale des bulles a été quantifiée en écoulement ventilé (grosses bulles) pour $Ta=780$ et 1000 dans le 3^{ème} collier sous la surface libre. Les figures 5.40 et 5.41 montrent les profils radiaux de vitesse de bulles, en outflow et cœur de cellule, auxquels on a superposé la vitesse azimutale de la phase liquide, pour mettre en évidence le mouvement relatif moyen des bulles.

En outflow, d'une part, nous avons montré, en écoulement cavitant, que les bulles millimétriques calent leur vitesse sur la vitesse du liquide en cœur de cellule. D'autre part nous avons montré, en écoulement ventilé (petites bulles), que les bulles sub-millimétriques calent leur vitesse sur celle du liquide en outflow. Or comme l'écoulement ventilé (grosses bulles), comprend ces deux types de populations de bulles, nous nous trouvons dans une situation intermédiaire, où on s'attend à avoir une vitesse des bulles en outflow plus faible que celle du liquide en outflow, mais néanmoins supérieure à la vitesse du liquide en cœur de cellule. C'est effectivement ce que l'on retrouve sur les graphes des figures 5.40 et 5.41. Notons que la vitesse des bulles est plus importante à $Ta=1000$ qu'à $Ta=780$, car la contribution des petites bulles en outflow est plus importante, la contribution des grosses bulles restant approximativement la même.

A $x=-0.375$, on relève une vitesse de glissement de 20% et 7% de la vitesse azimutale du liquide, respectivement pour $Ta=780$ et 1000 . Si on évalue maintenant la vitesse de glissement des bulles par rapport à la vitesse du liquide en écoulement monophasique, elle vaut respectivement 24% et 14% de la vitesse azimutale du liquide à $Ta=780$ et 1000 .

En cœur de cellule, pour les régimes de turbulence naissante, l'écoulement ventilé (grosses bulles) est en accord avec l'écoulement cavitant (stratifié et homogène) pour lequel on n'observe pas de vitesse de glissement des bulles millimétriques capturées par les cellules.

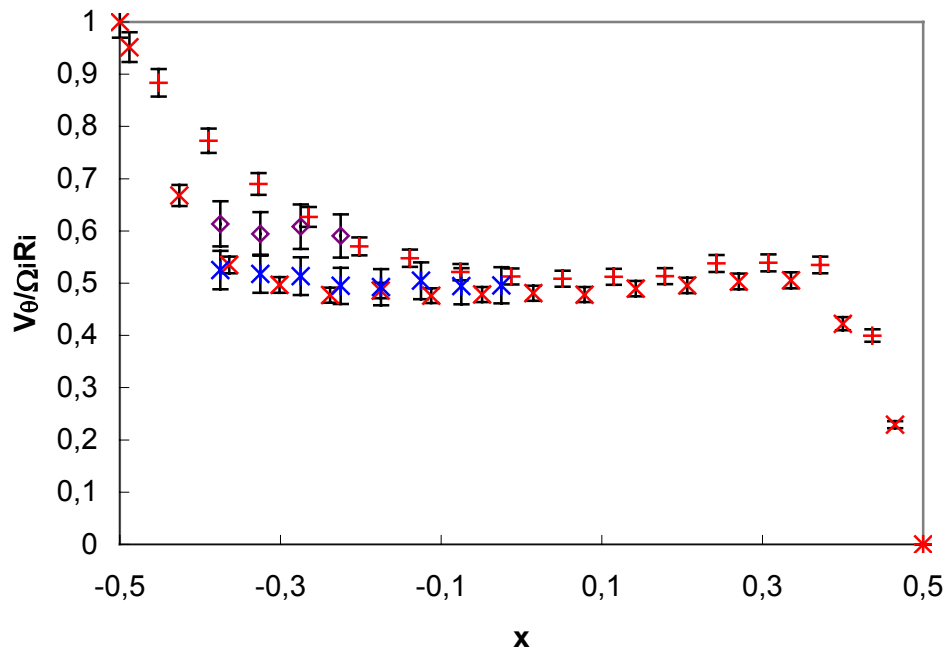


Figure 5.40 Vitesse moyenne azimutale des bulles et du liquide en outflow et cœur de cellule dans le 3^{ème} collier pour $Ta=780$, $\Omega_i=3.07tr/s$ (ventilé-grosses bulles)

Outflow : + ventilé stratifié haut, \diamond Vitesse bulles
Cœur : × ventilé stratifié, × Vitesse bulles

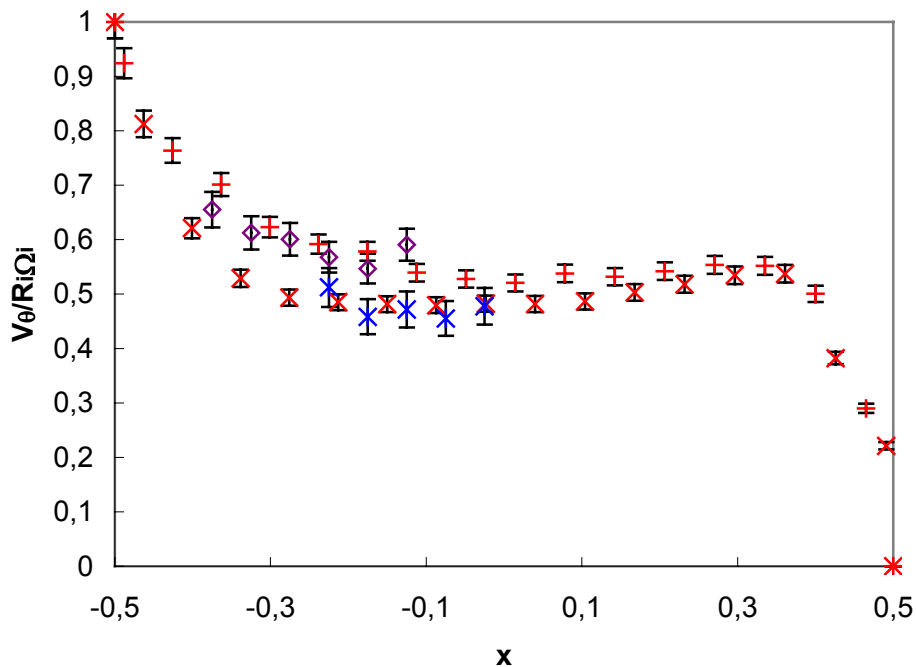


Figure 5.41 Vitesse moyenne azimutale des bulles et du liquide en outflow et cœur de cellule dans le 3^{ème} collier pour $Ta=1000$, $\Omega_i=3.07tr/s$ (ventilé-grosses bulles)

Outflow : + ventilé stratifié, \diamond Vitesse bulles
Cœur : × ventilé stratifié, × Vitesse bulles

5.3. Caractéristiques de la phase liquide

Nous comparons les vitesses de la phase liquide obtenues par cavitation gazeuse ou ventilation (grosses bulles et petites bulles) aux vitesses obtenues en écoulement monophasique, qui constitue notre écoulement de référence et indicié 0. Les profils axiaux de vitesse moyenne axiale nous permettent de déterminer avec précision la longueur d'onde axiale et la vitesse tangentielle dans les cellules. Les profils axiaux ont été mesurés pour la position radiale $x=0.25$. Les profils radiaux de vitesse moyenne azimutale, comparés aux profils monophasiques, permettent de quantifier l'échange de quantité de mouvement entre phase due à la vitesse de glissement des bulles. Pour évaluer la contribution des bulles aux fluctuations de vitesse en régime turbulent, nous avons tracé, pour ce régime, les profils radiaux des composantes de vitesse rms. D'autre part, l'analyse spectrale de la composante de vitesse axiale nous permet de discuter de l'influence des bulles sur la répartition en fréquence de l'énergie cinétique fluctuante. L'erreur induite par la présence des bulles sur la mesure de vitesse par LDV a été quantifiée et discutée dans le chapitre 4.

5.3.1. Caractéristiques de la phase liquide en écoulement cavitant

On rappelle que l'écoulement cavitant a été qualifié pour les régimes $Ta=780$ (15 colliers), $Ta=1000$ (16 colliers) et $Ta=4500$ (13 colliers). On rappelle également que l'écoulement cavitant en régime de turbulence naissante passe par une phase de stratification durant le processus d'injection pour se stabiliser ensuite en un écoulement homogène. L'écoulement cavitant, en régime turbulent, même après interruption de l'injection et stabilisation de la pression, reste un écoulement stratifié.

En régime de turbulence naissante, pour l'écoulement stratifié, les cellules de Taylor ont tendance à se décaler axialement dans le temps, ce qui ne permet pas de réaliser des profils axiaux ou des cartographies. Pour réaliser les profils radiaux de vitesse en outflow ou milieu de cellule, il a été nécessaire de recalibrer axialement le volume de mesure point par point. Cela induit une imprécision relative qui reste inférieure à 1% et 2% pour la mesure radiale des composantes moyennes et fluctuantes. Par contre, l'écoulement stratifié en régime turbulent est suffisamment stable dans le temps pour déterminer des profils axiaux et radiaux sans recalage.

5.3.1.1. Cartographie des composantes moyennes de vitesse

Les figures 5.42 et 5.43 présentent les cartographies de la composante axiale et azimutale pour $Ta=780$ et $Ta=1000$ respectivement en écoulement cavitant homogène.

La comparaison des cartographies de la composante axiale avec celles obtenues en écoulement monophasique (Figures 3.28 et 3.29,) montre que la longueur d'onde axiale diminue en régime cavitant. D'autre part, la comparaison des cartographies de la composante azimutale met en évidence une augmentation du gradient de vitesse en proche paroi du cylindre intérieur en outflow.

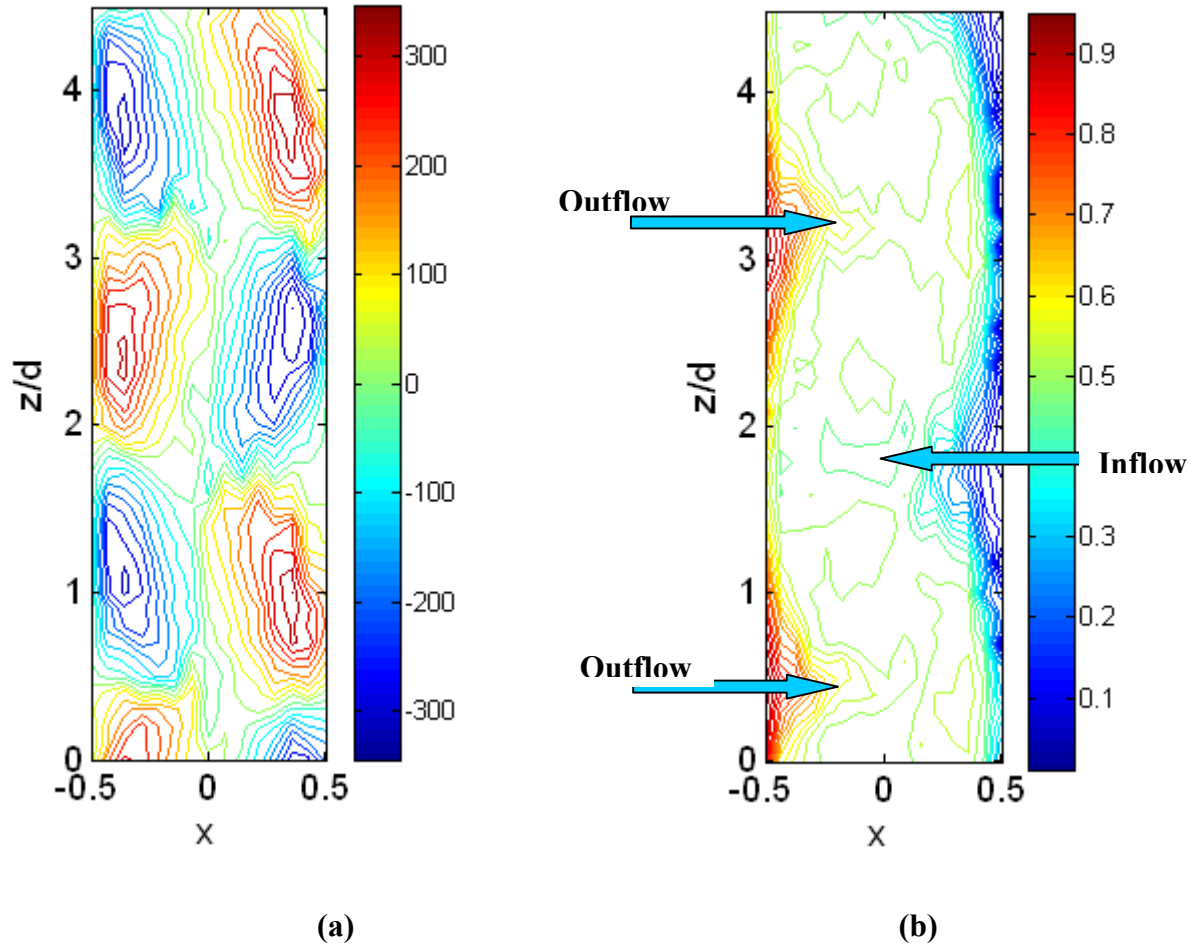


Figure 5.42 Cartographie des composantes moyennes de vitesse à $Ta=780$, en régime cavitant homogène ($nc=15$, $Pe = 10700$ Pa)

a) vitesse axiale $w'd/v$

b) vitesse azimutale $V_\theta/\Omega_i R_i$

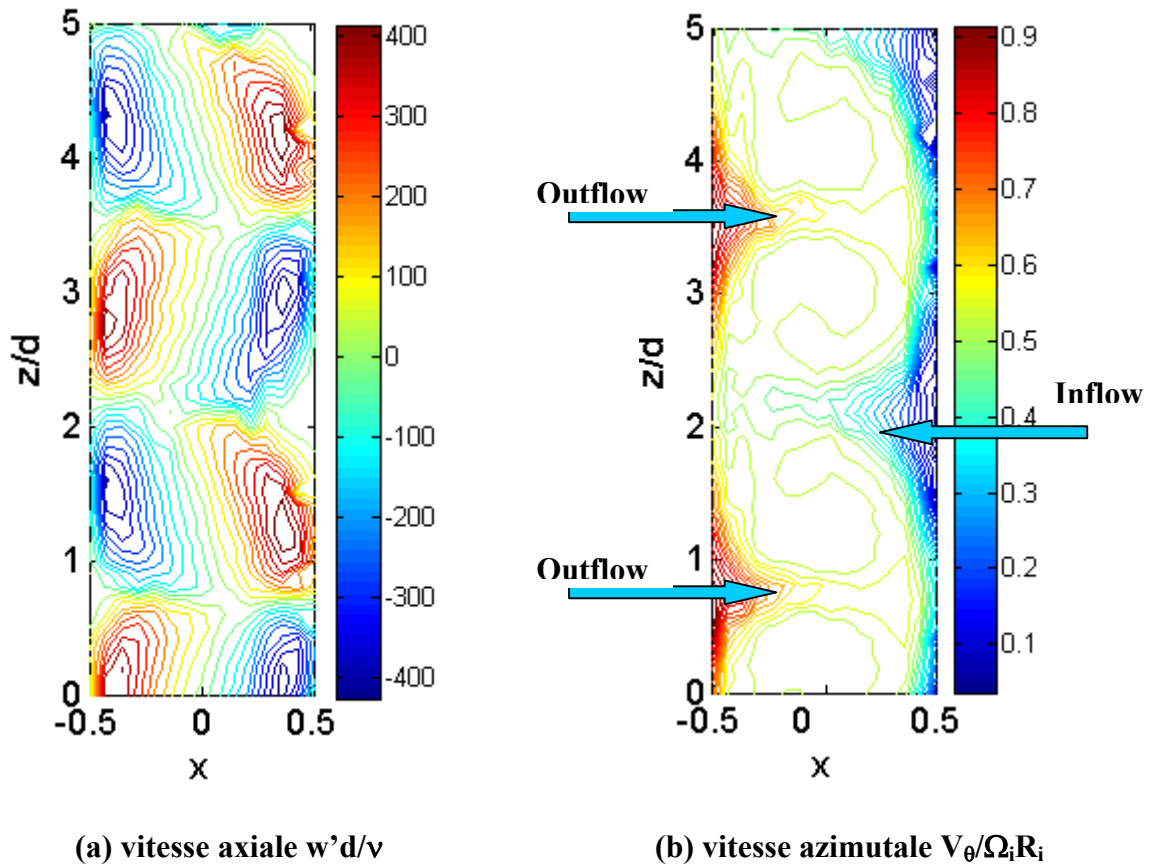


Figure 5.43 Cartographie des composantes moyennes de vitesse à $Ta=1000$, en régime cavitant homogène ($nc=16$, $Pe = 8580Pa$)

5.3.1.2. Vitesse moyenne axiale

Les profils axiaux de vitesse moyenne obtenus à $Ta=780$ et $Ta=1000$ en écoulement homogène sont présentés sur les figures 5.44 et 5.45. La comparaison avec les profils en écoulement monophasique confirme que la longueur d'onde axiale est réduite en écoulement cavitant homogène. On retrouve les valeurs de longueur d'onde obtenues par visualisation de l'arrangement des bulles. On observe également une diminution de vitesse tangentielle dans les cellules.

On retrouve les mêmes tendances en écoulement cavitant stratifié pour le régime turbulent. Sur la Figure 5.46, on visualise l'évolution axiale de la vitesse axiale autour du 3^{ème} collier de bulles. Nous rappelons que ce collier de bulles est celui qui a été caractérisé à l'aide de la sonde optique.

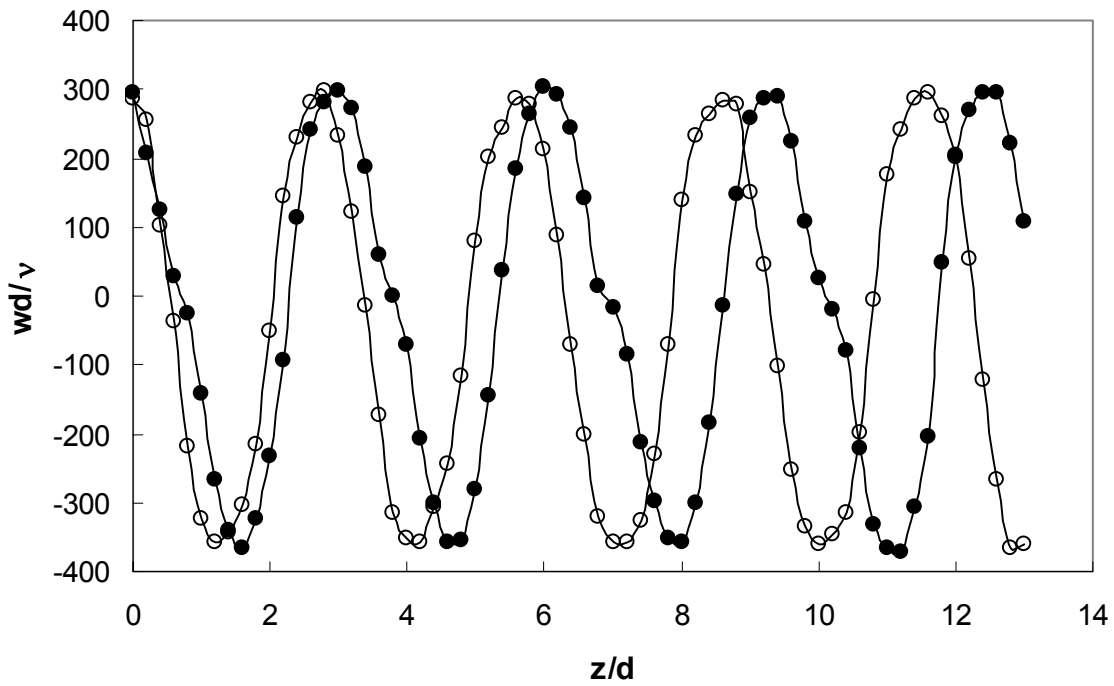


Figure 5.44 Profils axiaux de la vitesse moyenne axiale à $Ta=780$, $\Omega_i = 1.56$ tr/s.
 ● Monophasique, ○ cavitant homogène ($Pe=10700$ Pa).

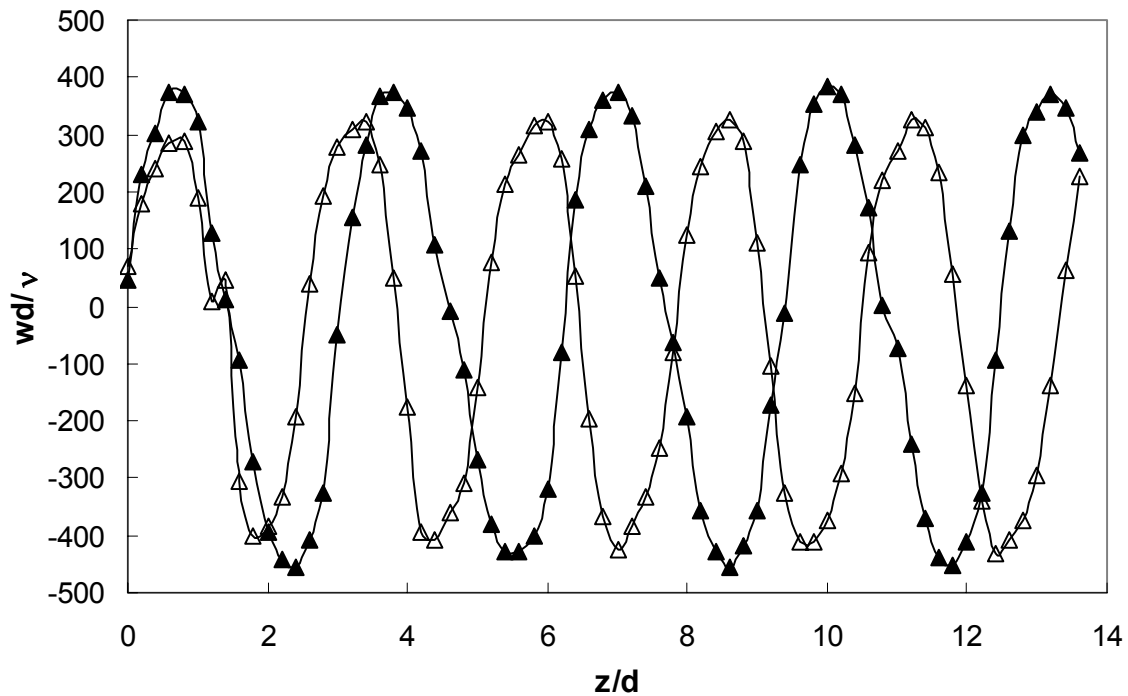


Figure 5.45 Profils axiaux de la vitesse moyenne axiale à $Ta=1000$, $\Omega_i = 1.76$ tr/s.
 ▲ Monophasique, △ cavitant homogène ($Pe=8580$ Pa).

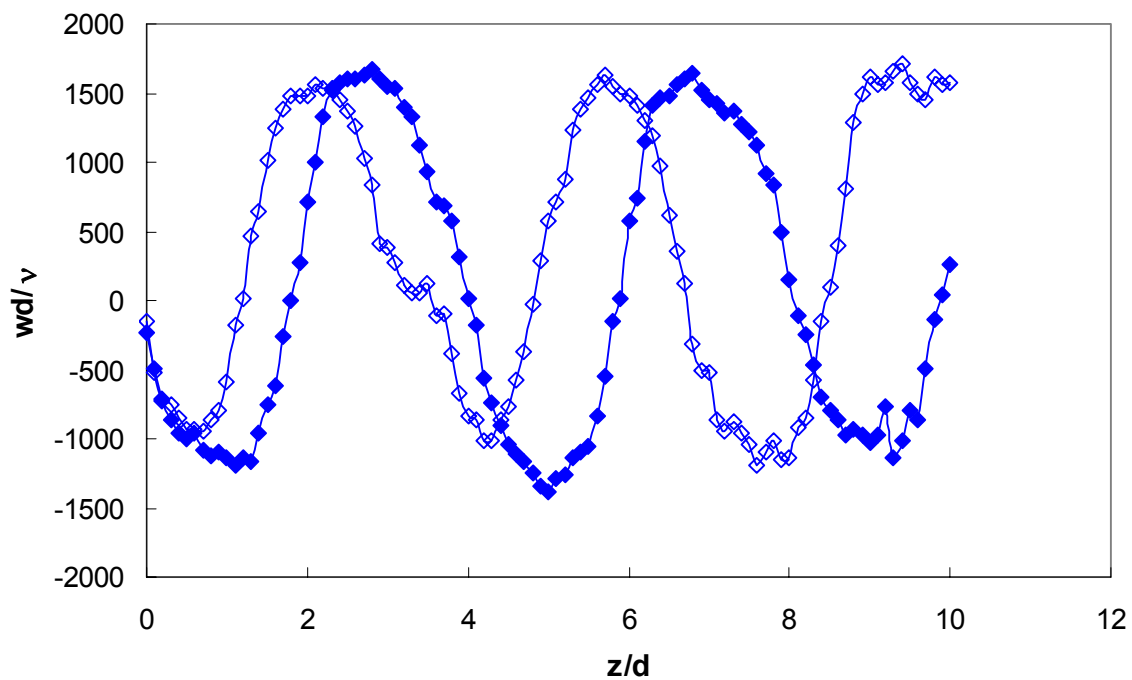


Figure 5.46 Profils axiaux de la vitesse moyenne axiale à $Ta=4500$, $\Omega_i = 1.97$ tr/s.
 ◆ Monophasique, ◇ cavitant homogène ($Pe=10000$ Pa).

Les profils radiaux de vitesse axiale, obtenus pour les différents régimes en écoulement stratifié et homogène et présentés en annexe 4, mettent eux aussi en évidence la diminution de vitesse tangentielle dans les cellules. Dans le 3^{ème} collier, pour l'écoulement stratifié, on observe cependant une diminution de vitesse tangentielle moindre qu'en écoulement homogène, la diminution de longueur d'onde étant quant à elle plus importante.

La variation relative de vitesse tangentielle et la variation relative de longueur d'onde sont reportées dans le Tableau 5.3 pour tous les régimes confondus, homogènes et stratifiés.

Ta	Écoulement cavitant	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$	$\frac{\Delta w_{rms}}{w_{rms0}}$	$\frac{\Delta\Omega}{\Omega_0}$	$\frac{\Delta V_{\theta}}{V_{\theta 0}}$	$\alpha(\text{outflow}) \%$	$\alpha(\text{coeur}) \%$
780	$n_S=15$ (stratifié)	-13.5%	-3%	10.5%	-9%	0.077	0.35
780	$n_S=15$ (homogène)	-8.5%	-3%	5.5%	-4%	0.045	0.12
1000	$n_S=16$ (stratifié)	-21%	-8%	13%	-14%	0.139	0.75
1000	$n_S=16$ (homogène)	-15.5%	-11.5%	4%	-7%	0.07	0.3
4500	$n_S=13$ (stratifié)	-36%	-26%	10%	-17%	0.184	0.51

Tableau 5.3 Récapitulatif des caractéristiques de la phase liquide, ainsi que du taux de vide en outflow et cœur de cellule en écoulement cavitant pour les différents régimes dans le 3^{ème} collier

Globalement, pour tous les régimes, l'aplatissement des cellules de Taylor et la diminution de vitesse tangentielle augmente avec le nombre de Taylor et le taux de vide. Lorsque l'on combine l'aplatissement des cellules avec la diminution de vitesse tangentielle, on s'attend à avoir une vorticité dans les cellules $\frac{\Delta\Omega}{\Omega_0} = \frac{\Delta w_{rms}}{w_{rms0}} - \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$ plus importante qu'en régime monophasique. Ceci est en accord avec les résultats de Sridhar et Katz (1999) qui montrent, que lorsque des bulles, même en petit nombre, sont capturées au cœur d'un vortex, le vortex peut voir sa taille diminuer de manière significative.

5.3.1.3. Vitesse moyenne azimutale

Les figures 5.47 à 5.49 présentent pour les différents régimes les profils radiaux de vitesse moyenne azimutale. On a reporté sur un même graphe les profils mesurés en milieu de cellule et en outflow, ainsi que les profils mesurés en écoulement homogène et en écoulement stratifié dans le troisième collier. On peut comparer aux profils obtenus en écoulement monophasique.

De manière générale, on constate que les bulles ont peu d'influence sur la vitesse du liquide en milieu de cellule. Ceci est en accord avec une vitesse de glissement des bulles faible dans cette région de l'écoulement.

En région d'outflow, étant donné que les bulles ont une vitesse plus faible que celle du liquide, l'échange de quantité de mouvement entre les phases induit une diminution de vitesse de la phase liquide dans la zone de localisation des bulles, c'est-à-dire près du cylindre intérieur. En outflow, la décélération du liquide en région de proche paroi est responsable d'une part de l'augmentation du gradient de vitesse à la paroi du cylindre intérieur et d'autre part de l'élargissement du plateau de vitesse en milieu d'entrefer.

Dans le Tableau 5.2, on a quantifié la variation relative de vitesse du liquide à $x=-0.375$, qui correspond au point de mesure le plus proche de la paroi avec la sonde optique. La décélération est moins prononcée en écoulement homogène qu'en écoulement stratifié en accord avec une diminution du taux de vide localement dans le 3^{ème} collier lors de l'homogénéisation de l'écoulement. La décélération est sensible au nombre de Taylor, mais elle augmente plus vraisemblablement avec le taux de vide. Ainsi la décélération du liquide en proche paroi et l'élargissement du plateau de vitesse en milieu d'entrefer sont intrinsèquement liés au taux de vide en outflow.

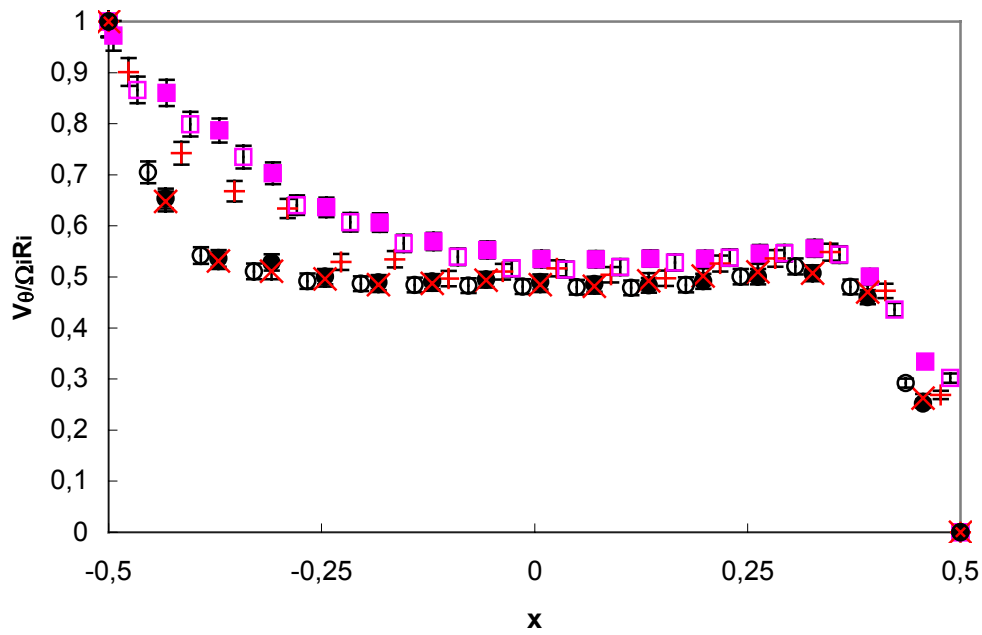


Figure 5.47 Profils radiaux de la vitesse moyenne azimutale dans le 3^{ème} collier à $Ta=780$, $\Omega_i = 1.56$ tr/s, $Pe=10700$ Pa.

Outflow : ■ Monophasique, □ cavitant homogène, + cavitant stratifié,
Cœur : ● Monophasique, ○ cavitant homogène, × cavitant stratifié

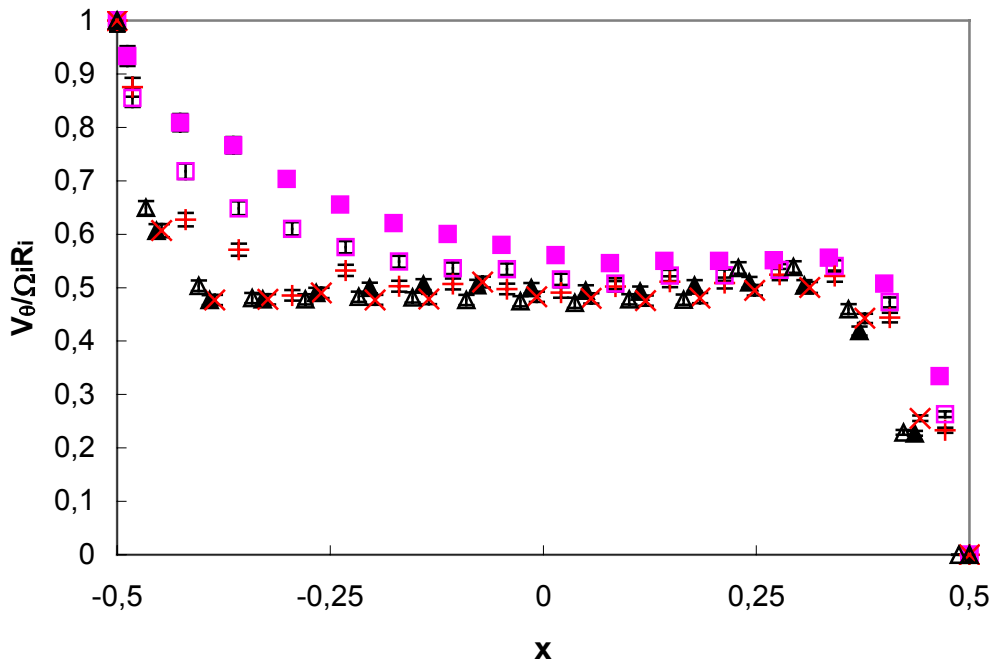


Figure 5.48 Profils radiaux de la vitesse moyenne azimutale dans le 3^{ème} collier à $Ta=1000$, $\Omega_i = 1.76$ tr/s, $Pe= 8580$ Pa.

Outflow: ■ Monophasique, □ cavitant homogène, + cavitant stratifié,
Cœur : ▲ Monophasique, △ cavitant homogène, × cavitant stratifié

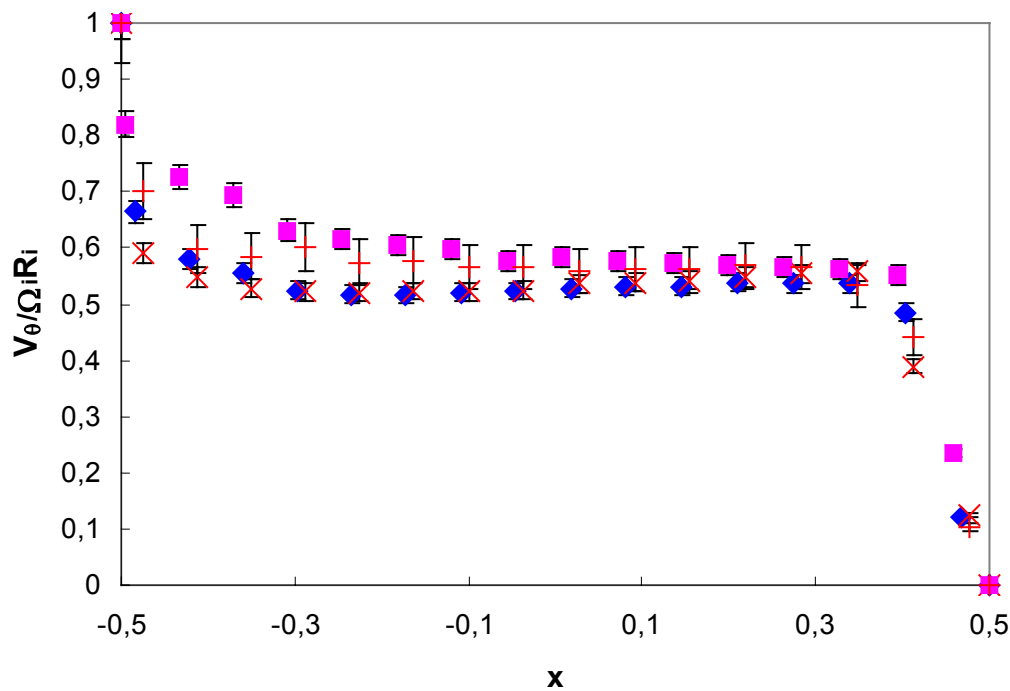


Figure 5.49 Profils radiaux de la vitesse moyenne azimutale dans le 3^{ème} collier à $Ta=4500$, $\Omega_i = 1.97$ tr/s, $Pe= 10000$ Pa.
Outflow : ■ Monophasique, + cavitant stratifié,
Coeur: ◆ Monophasique, × cavitant stratifié

5.3.1.4. Spectre de la composante axiale de vitesse

Les figures 5.50 à 5.52 présentent les spectres de la vitesse axiale en outflow pour $Ta=780$, 1000 et 4500 respectivement. Les spectres obtenus en écoulement monophasique sont superposés et comparés aux spectres obtenus pour les écoulements stratifié et homogène. En régime faiblement turbulent à $Ta=1000$ et turbulent à $Ta=4500$, on retrouve les mêmes fréquences caractéristiques qu'en écoulement monophasique avec une amplitude des fluctuations plus importante et ce pour les deux types d'écoulement : stratifié et homogène.

En revanche, en régime chaotique à $Ta=780$, en écoulement stratifié, on observe la disparition prématurée de l'onde azimutale de fréquence $mF_0=1.55\Omega_i$. La disparition de mF_0 est accompagnée d'un gain d'énergie et d'une redistribution sur la fréquence $F'=0.44 \Omega_i$, inchangée par rapport à l'écoulement monophasique. En écoulement homogène, pour ce régime, on n'a pas de disparition prématurée de mF_0 , en revanche l'énergie est distribuée préférentiellement sur F' et ses harmoniques, plutôt que les combinaisons entre F' et mF_0 . L'écoulement homogène étant caractérisé par un taux de vide en outflow plus faible qu'en écoulement stratifié, la disparition prématurée de l'onde azimutale est assurément liée au taux de vide dans cette région de l'écoulement.

Le renforcement des fluctuations de vitesse observé en écoulement cavitant en particulier pour f' et ses harmoniques peut être attribué à un phénomène de couplage avec le phénomène

de capture de bulles au cœur des cellules, en accord avec les spectres de la fonction indicatrice de la phase gazeuse.

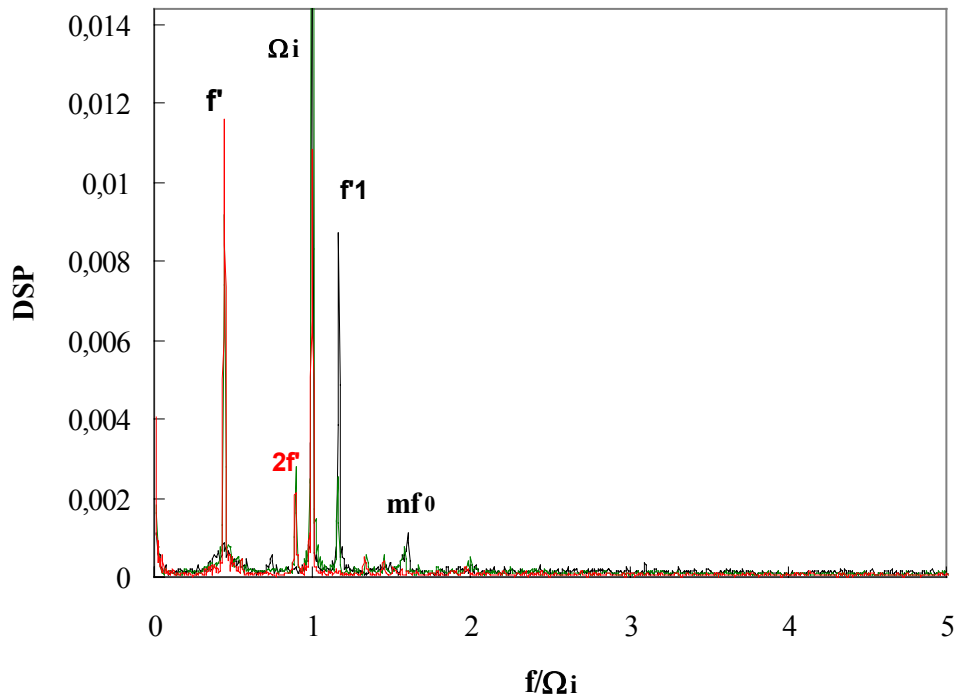


Figure 5.50 spectre de la composante axiale de vitesse à $Ta=780$ (outflow),
 — Monophasique, — cavitant stratifié, — cavitant homogène .

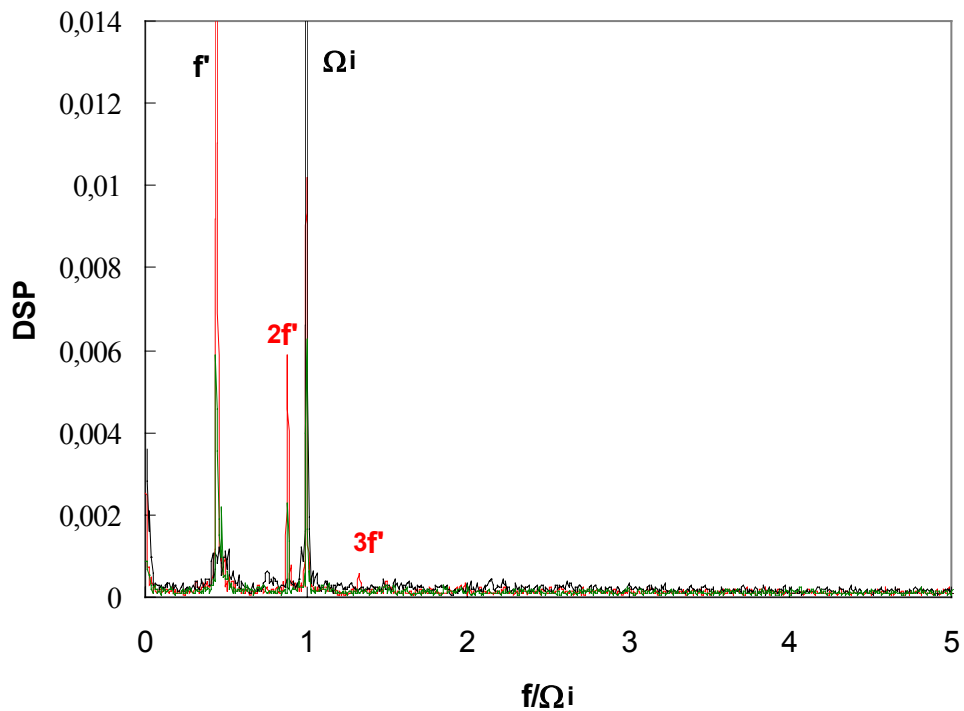


Figure 5.51 spectre de la composante axiale de vitesse à $Ta=1000$ (outflow),
 — Monophasique, — cavitant stratifié, — cavitant homogène.

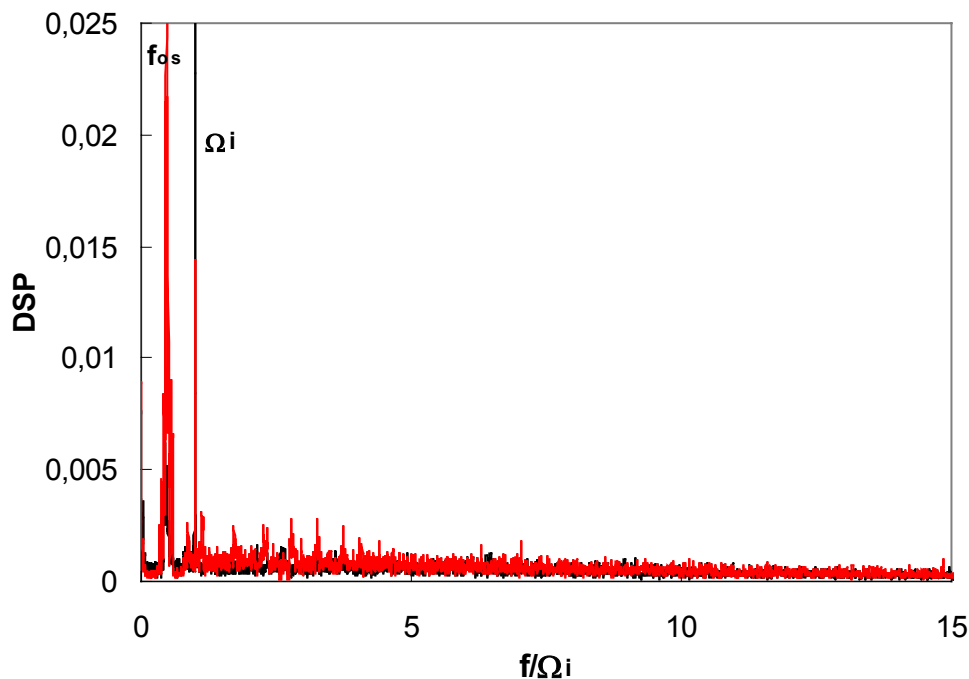


Figure 5.52 spectre de la composante axiale de vitesse à $Ta=4500$ (outflow),
 — Monophasique, — cavitant stratifié.

5.3.1.5. Vitesse rms azimutale et axiale

En écoulement cavitant, on a un gain d'énergie cinétique fluctuante. En régime turbulent, on cherche à savoir comment est répartie cette énergie dans l'entrefer, en fonction de la position axiale. Les figures 5.53 et 5.54 montrent les profils radiaux de vitesse rms pour les composantes azimutale et axiale respectivement. On a superposé sur chaque graphe les profils en outflow et milieu de cellules, pour les écoulements monophasique et cavitant stratifié dans le 3^{ème} collier.

En écoulement cavitant, la vitesse axiale rms augmente dans tout l'entrefer. Elle augmente dans les même proportion pour les différentes positions axiales : milieu de cellules et outflow. On observe également une augmentation de la vitesse rms azimutale. En cœur de cellule, cette augmentation est localisée en proche paroi des deux cylindres. En outflow, l'augmentation de la fluctuation de vitesse pour la composante azimutale est plus marquée en proche paroi du cylindre intérieur, là où le gradient de vitesse moyenne est maximum. En contrepartie, on observe une légère diminution en proche paroi du cylindre extérieur dans la zone de outflow.

En résumé, il semblerait que les bulles favorisent les fluctuations de vitesse dans les zones de génération des jets au niveau des zones frontières et que la tendance soit inversée dans les zones d'impact. Les bulles localisées en outflow près du cylindre intérieur échangent de la quantité de mouvement, renforcent l'énergie fluctuante axiale et azimutale du liquide dans cette zone, tout en ralentissant le jet et diminuant ainsi les fluctuations de vitesse azimutale au point d'impact. En milieu de cellule, on pense, et nous le vérifierons dans le chapitre 6, que les bulles au point de capture, n'étant pas tout à fait situées au cœur de la cellule ont une composante de vitesse moyenne de glissement dans les directions axiale et radiale. Cela génère des fluctuations de vitesse préférentiellement dans ses deux directions.

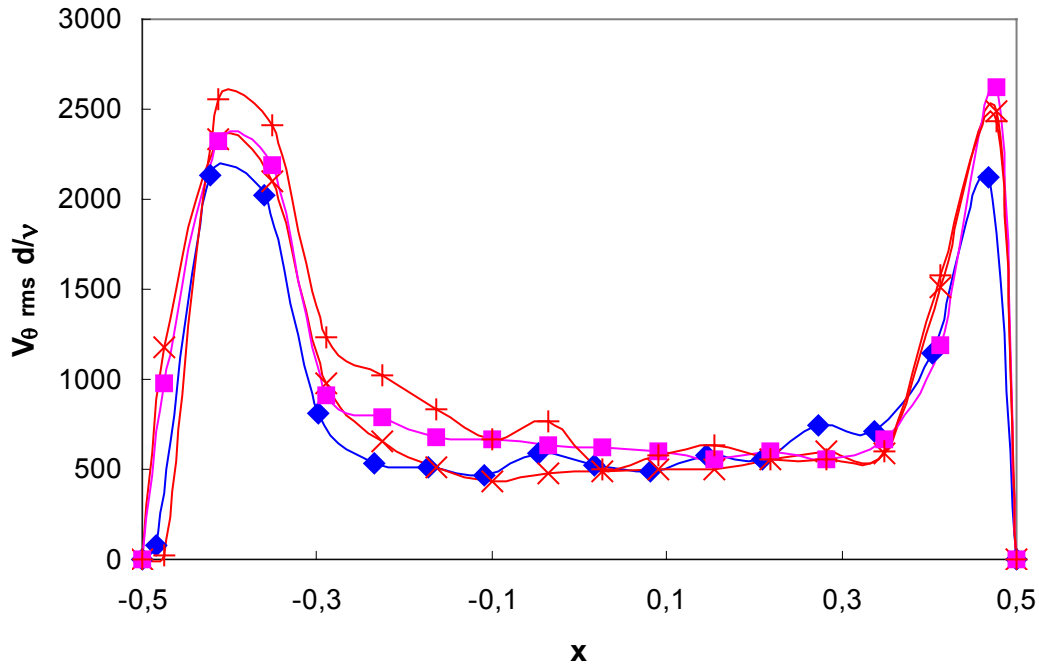


Figure 5.53 Profils radiaux de la valeur RMS de la vitesse azimutale à $Ta=4500$, $\Omega_i=1.97tr/s$ Outflow : ■ Monophasique, + cavitant stratifié, Coeur: ◆ Monophasique, × cavitant stratifié

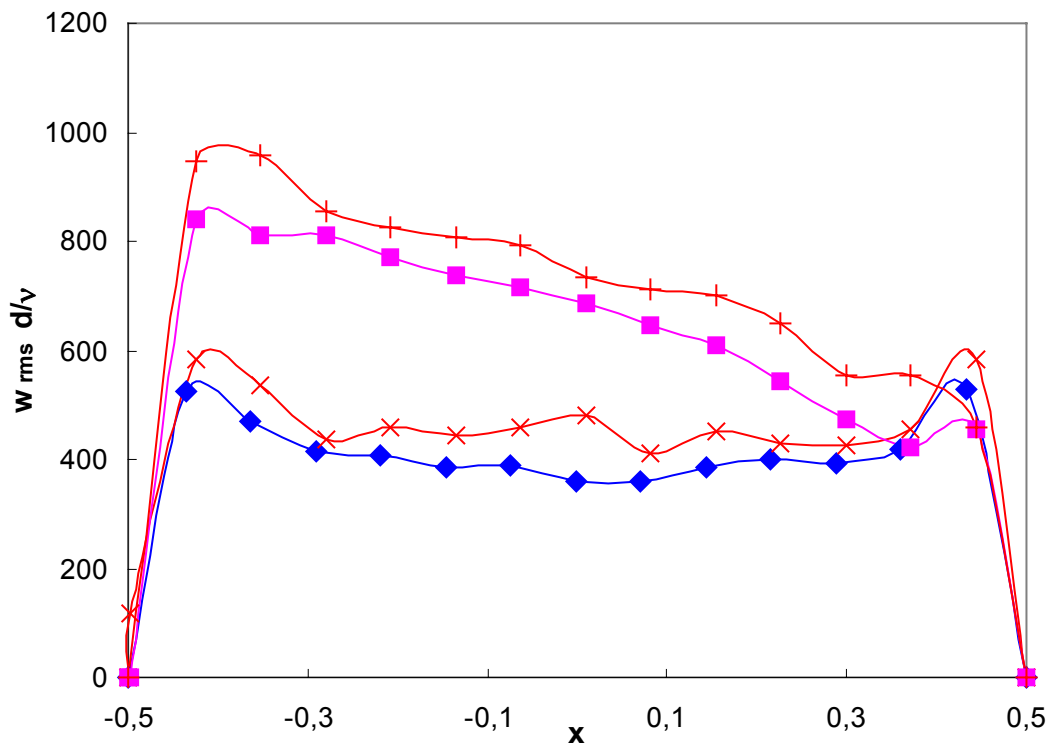


Figure 5.54 Profils radiaux de de la valeur RMS de la vitesse axiale à $Ta=4500$, $\Omega_i=1.97tr/s$ Outflow : ■ Monophasique, + cavitant stratifié, Coeur: ◆ Monophasique, × cavitant stratifié

5.3.2. Caractéristiques de la phase liquide en écoulement ventilé (petites bulles)

On rappelle que l'écoulement ventilé a été qualifié pour le régime de turbulence naissante à $Ta=780$ et $Ta=1000$. Il conduit à un écoulement homogène de longueur d'onde plus grande qu'en écoulement monophasique, avec des bulles sub-millimétriques localisées en outflow près du cylindre intérieur.

5.3.2.1. Vitesse moyenne axiale

Les profils axiaux de vitesse moyenne axiale, tracés à $x=0.25$ sur les figures 5.55 et 5.56 pour les différents Ta , permettent de visualiser la longueur d'onde axiale. Comme avec les visualisations de l'arrangement des bulles, on retrouve, $3.26d$ et $3.32d$ à $Ta=780$ et 1000 respectivement au lieu de $3.1d$ en écoulement monophasique.

La composante axiale de vitesse montre que la vitesse tangentielle dans les cellules reste inchangée par rapport à l'écoulement monophasique. L'étirement léger des cellules, pour ce régime, laisse supposer que la vorticité dans les cellules diminue dans les mêmes proportions.

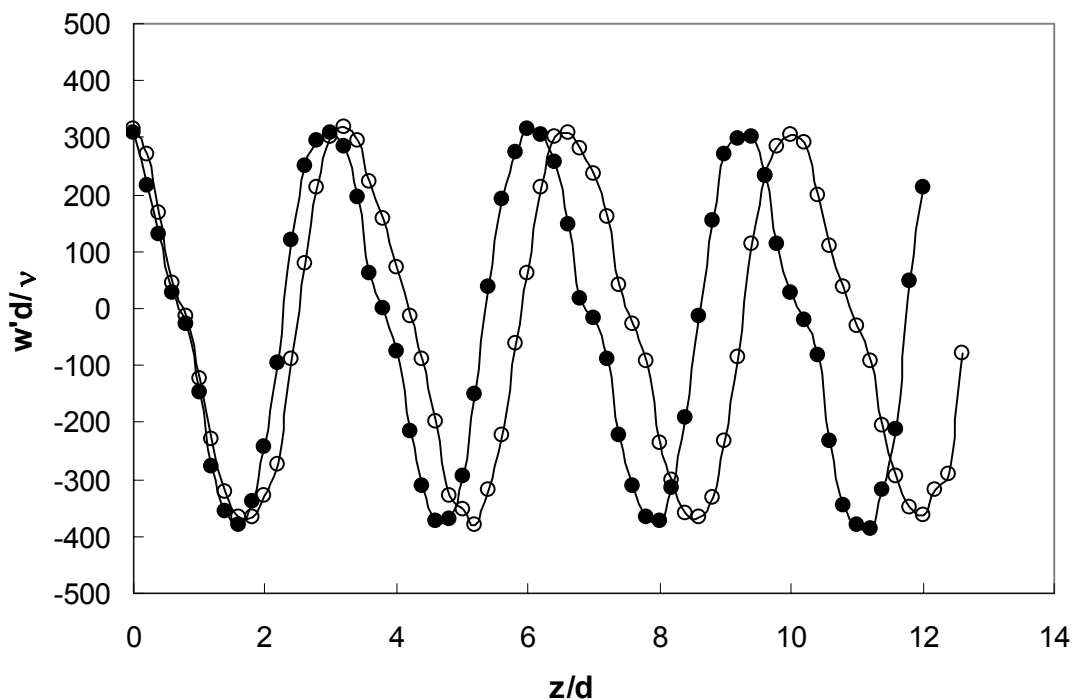


Figure 5.55 Profils axiaux de la vitesse moyenne axiale à $Ta=780$, $\Omega_i = 2.45$ tr/s.
● Monophasique, ○ Ventilé (petites bulles).

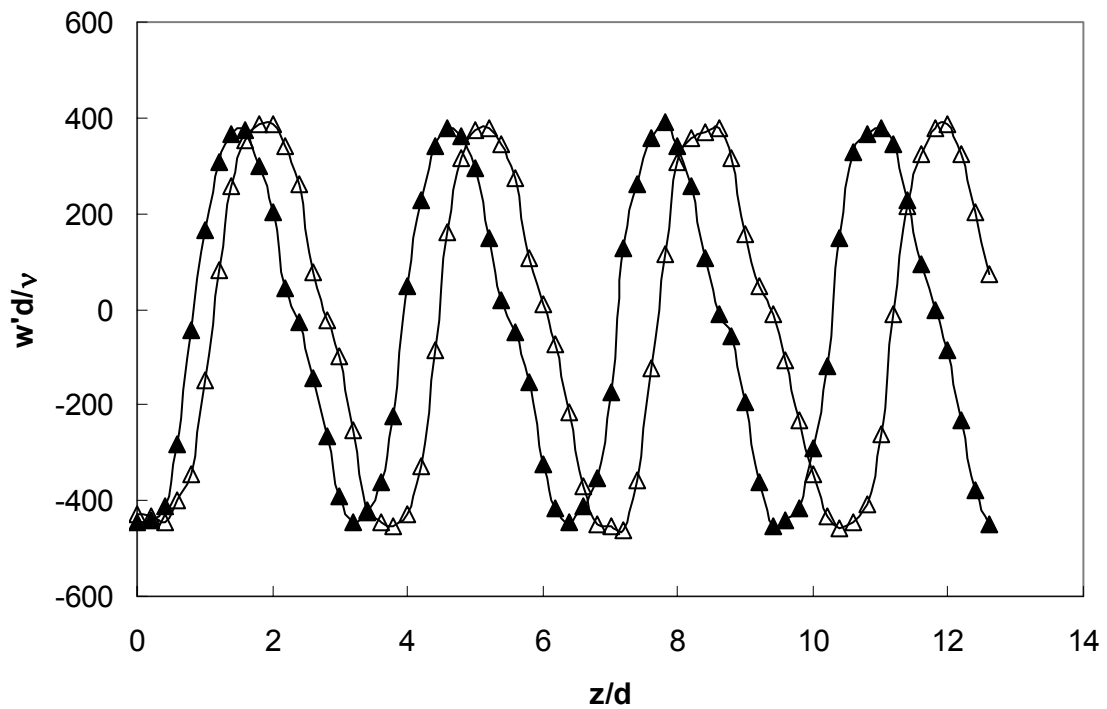


Figure 5.56 Profils axiaux de la vitesse moyenne axiale à $Ta=1000$, $\Omega_i = 3.07$ tr/s.
▲ Monophasique, △ Ventilé (petites bulles).

5.3.2.2. Vitesse moyenne azimutale

Les profils radiaux de vitesse moyenne azimutale mesurés en outflow, sont présentés sur les figures 5.57 et 5.58 pour les deux Taylor étudiés. La comparaison avec les profils de vitesse en écoulement monophasique montre qu'il y a une légère décélération du liquide en proche paroi du cylindre intérieur, là où sont localisées les bulles. La décélération est d'autant plus marquée que le taux de vide augmente. Elle est quantifiée dans le Tableau 5.4 au point le plus proche de la paroi.

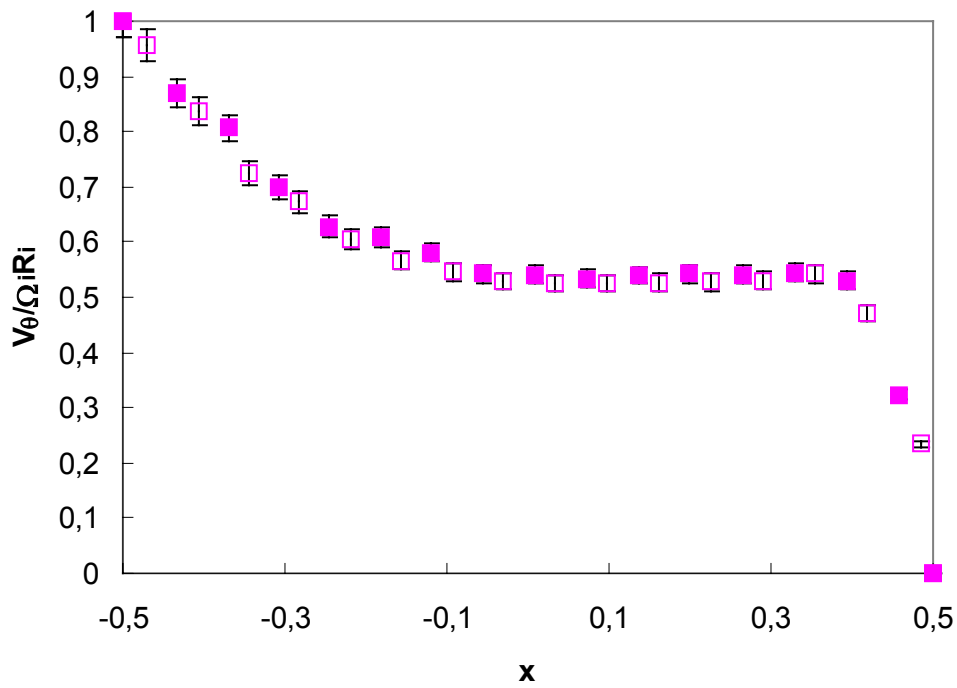


Figure 5.57 Profils radiaux de la vitesse moyenne azimuthale à $Ta=780$, $\Omega_i = 2.45$ tr/s.
 Outflow : ■ Monophasique, □ ventilé (petites bulles)

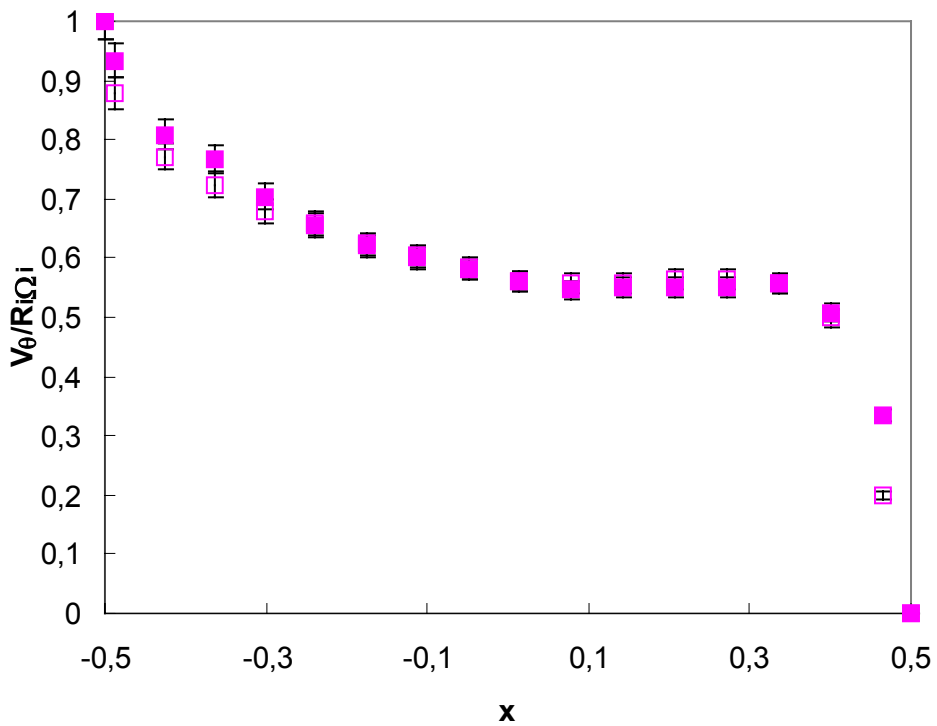


Figure 5.58 Profils radiaux de la vitesse moyenne azimuthale à $Ta=1000$, $\Omega_i = 3.07$ tr/s.
 Outflow: ◆ Monophasique, ◇ ventilé (petites bulles)

Ω_i (tr/s) Ventilé (petites bulles)	Ta	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$	$\frac{\Delta V_\theta}{V_{\theta 0}}$	$\frac{V_b - V_\theta}{V_\theta}$	$\frac{V_b - V_{\theta 0}}{V_{\theta 0}}$	$\alpha(\text{outflow}) \%$
2.45	780	5.2%	-4%		-5%	0.51
3.07	1000	7%	-5.6%	-10%	-14%	2.2

Tableau 5.4 Récapitulatif des caractéristiques de la phase liquide, ainsi que du taux de vide en outflow en écoulement ventilé (petites bulles) pour les différents régimes

5.3.2.3. Spectre de la composante axiale de vitesse

On présente sur les figures 5.59 et 5.60 les spectres de la vitesse axiale de la phase liquide obtenus pour les Taylor respectifs de 780 et 1000 en régime ventilé (petites bulles) à $x=0.25$ en outflow. Les spectres en écoulements diphasique et monophasique sont semblables. Les fréquences caractéristiques ($mF_0=1.55\Omega_i$ et $F^*=0.44\Omega_i$) sont inchangées. L'amplitude des oscillations aux fréquences caractéristiques est amplifiée par la présence des bulles ainsi que le niveau global de bruit.

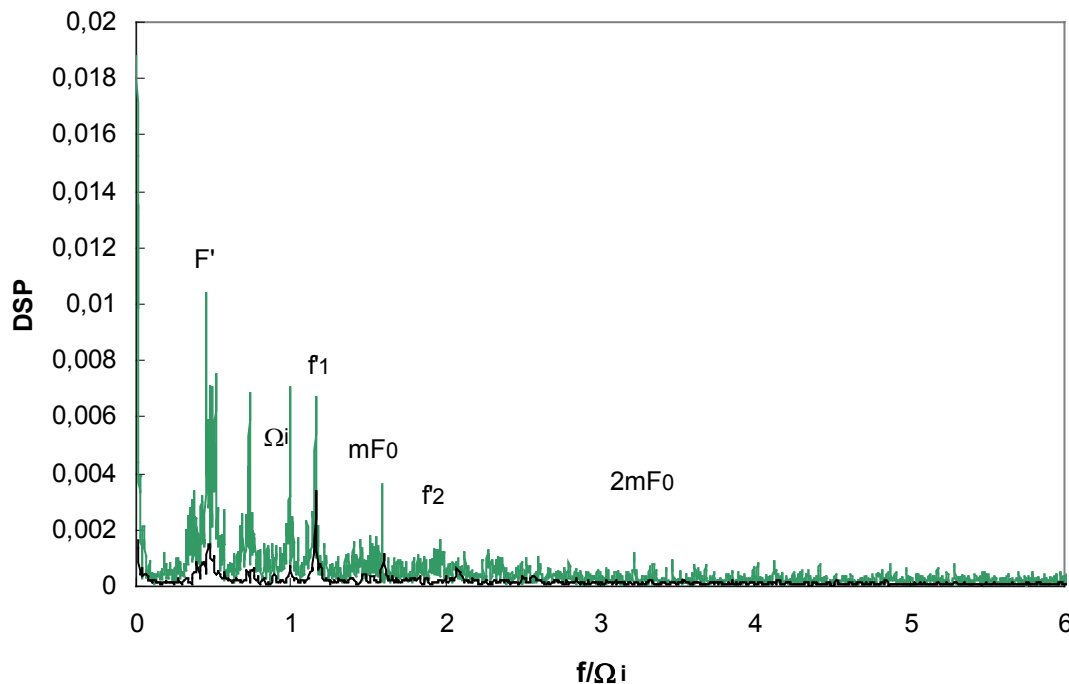


Figure 5.59 Spectre de la composante axiale de vitesse à $Ta=780$ (outflow),
— Monophasique, — ventilé (petites bulles).

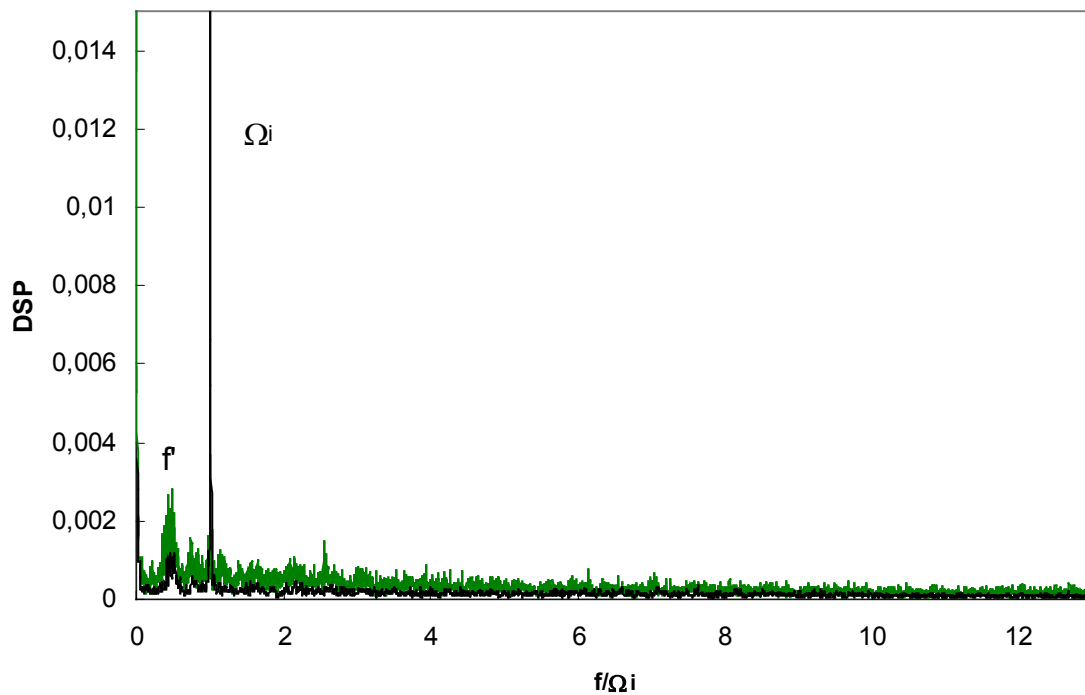


Figure 5.60 Spectre de la composante axiale de vitesse à $Ta=1000$ (outflow),
— Monophasique, — ventilé (petites bulles).

5.3.3. Caractéristiques de la phase liquide en écoulement de ventilé (grosses bulles)

L'écoulement ventilé (grosses bulles) a été qualifié en régime de turbulence naissante pour $Ta=780$ et $Ta=1000$. On rappelle qu'il est composé de bulles millimétriques localisées en outflow et cœur de cellule ainsi que de bulles sub-millimétriques localisées en outflow. Pour les 4 premiers colliers sous la surface libre, la longueur d'onde est stratifiée. Au delà la longueur d'onde est homogène et l'écoulement est composé très majoritairement de bulles sub-millimétriques.

5.3.3.1. Vitesse moyenne axiale

En haut du dispositif, comme en régime cavitant stratifié, la longueur d'onde et la vitesse axiale diminuent sous la surface libre, favorisant ainsi une augmentation de vorticité dans les cellules où les bulles millimétriques sont capturées. Les valeurs des modifications induites par les bulles dans le 3 me collier sont reportées dans le Tableau 5.5. On a reporté également les valeurs du taux de vide global en outflow et cœur de cellule ainsi que la contribution des bulles millimétriques et des bulles sub-millimétriques au taux de vide mesurés en outflow.

En bas du dispositif, comme en écoulement ventilé (petites bulles), la longueur d'onde axiale augmente légèrement par rapport à l'écoulement monophasique, en accord avec les visualisations, et la vitesse tangentielle reste inchangée. Les valeurs des modifications induites par les bulles en bas du dispositif dans la zone homogène sont reportées dans le Tableau 5.5.

5.3.3.2. Vitesse moyenne azimutale

On montre sur les figures 5.61 et 5.62 les profils radiaux de vitesse azimutale obtenus en régime ventilé (grosses bulles) pour $Ta=780$ et 1000 respectivement. On dispose sur une même figure les profils radiaux en outflow et coeur de cellules obtenus pour le 3ème collier et en partie basse du dispositif.

La comparaison avec l'écoulement monophasique montre que les bulles ralentissent le liquide en outflow du côté du cylindre intérieur, sur la partie haute du dispositif (zone stratifiée). Pour la partie basse du dispositif, les bulles étant submillimétriques et le taux de vide étant supposé plus faible, on a effectivement une influence moindre des bulles sur la vitesse azimutale du liquide en outflow.

Comme pour l'écoulement cavitant, la vitesse de glissement des bulles en coeur de cellule étant très faible, la présence des bulles ne modifie pas la vitesse azimutale du liquide dans cette région de l'écoulement.

La décélération relative du liquide obtenue en outflow en partie haute et basse pour les différents régimes est quantifiée dans le Tableau 5.5, où on a également reporté les vitesses de glissement des bulles en partie haute. Les tendances observées sont les mêmes qu'en écoulement cavitant stratifié pour la partie haute et les mêmes qu'en écoulement ventilé (petites bulles) pour la partie basse homogène.

Ta	localisation	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$	$\frac{\Delta w_{rms}}{w_{rms0}}$	$\frac{\Delta\Omega}{\Omega_0}$	$\frac{\Delta V_\theta}{V_{\theta 0}}$ outflow	$\frac{V_b - V_\theta}{V_\theta}$ outflow	$\alpha(\text{outflow})$ % Grosses bulles	$\alpha(\text{outflow})$ % petites bulles	$\alpha(\text{coeur})$ %
780	3ème collier (stratifié)	-3%	-1%	2%	-4.2%	-20%	0.018	0.21	0.21
780	Partie basse (homogène)	5.6%		-5.6%	-2.5%				
1000	3ème collier (stratifié)	-3%	-1.2%	1.8%	-8.5%	-7%	0.021	0.36	0.23
1000	Partie basse (homogène)	6.4%		-6.4%	-5.9%				

Tableau 5.5 Récapitulatif des caractéristiques de la phase liquide, ainsi que du taux de vide en écoulement ventilé (grosses bulles) pour les différents régimes

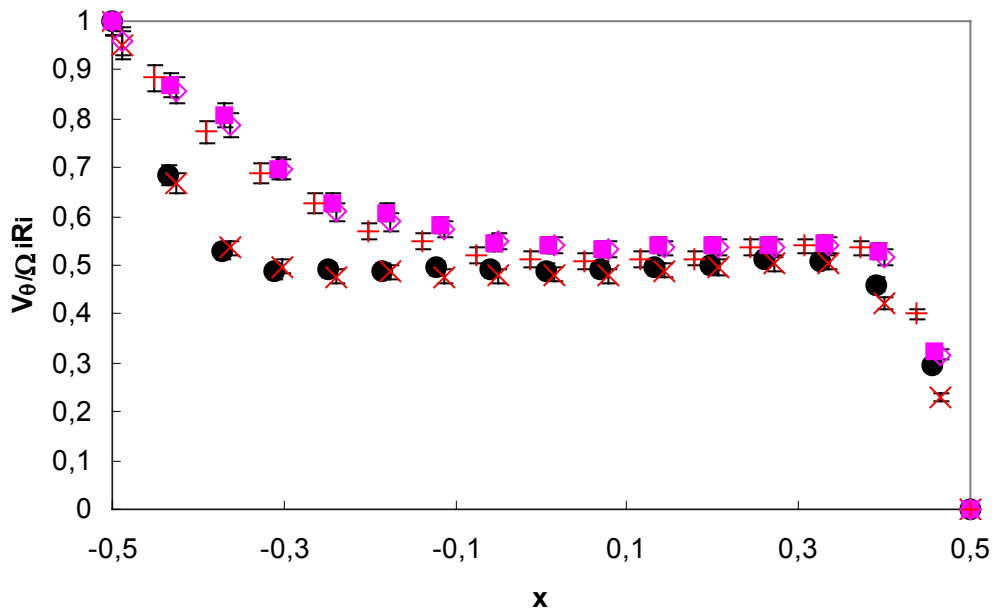


Figure 5.61 Profils radiaux de vitesse moyenne azimutale à $Ta=780$, $\Omega_i = 3.07$ tr/s.
Outflow : ■ Monophasique, + ventilé (grosses bulles), 3ème collier, ◇ ventilé (grosses bulles), bas du dispositif
coeur : ● Monophasique, × ventilé (grosses bulles) 3ème collier

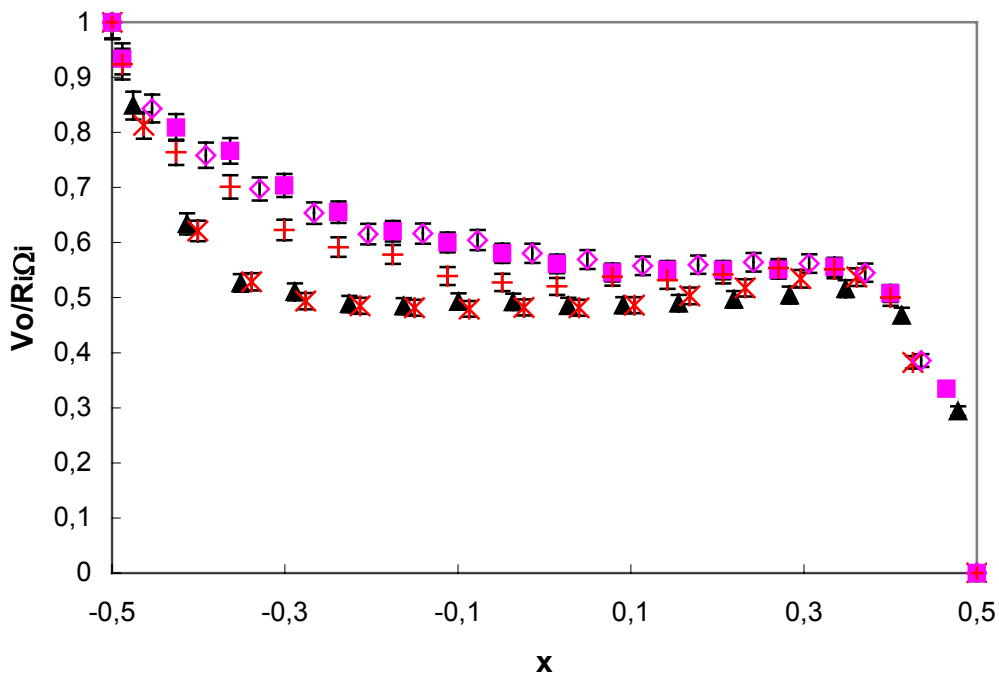


Figure 5.62 Profils radiaux de la vitesse moyenne azimutale à $Ta=1000$, $\Omega_i = 3.07$ tr/s.
Outflow : ■ Monophasique, + ventilé (grosses bulles), 3ème collier, ◇ ventilé (grosses bulles), bas du dispositif
coeur : ▲ Monophasique, × ventilé (grosses bulles), 3ème collier

5.3.3.3. Spectre de la composante axiale de vitesse

Les figures 5.63 et 5.64 présentent les spectres de la composante axiale de vitesse, mesurée en outflow à $x=0.25$ pour l'écoulement ventilé (grosses bulles) dans le 3^{ème} collier. On retrouve les mêmes fréquences caractéristiques qu'en écoulement monophasique. Néanmoins, le niveau d'énergie cinétique fluctuante, en écoulement ventilé (grosses bulles), augmente sensiblement aux différentes fréquences. La contribution des bulles millimétriques au taux de vide dans la partie haute stratifiée de l'écoulement ventilé étant moindre qu'en écoulement cavitant stratifié, on n'observe pas de disparition prématurée de l'onde azimuthale. Les spectres de vitesse de la phase liquide sont en accord avec les spectres de la fonction indicatrice de la phase gazeuse, les bulles étant capturées au cœur des cellules en suivant l'onde azimuthale et sa modulation (cf. figures 5.38 et 5.39).

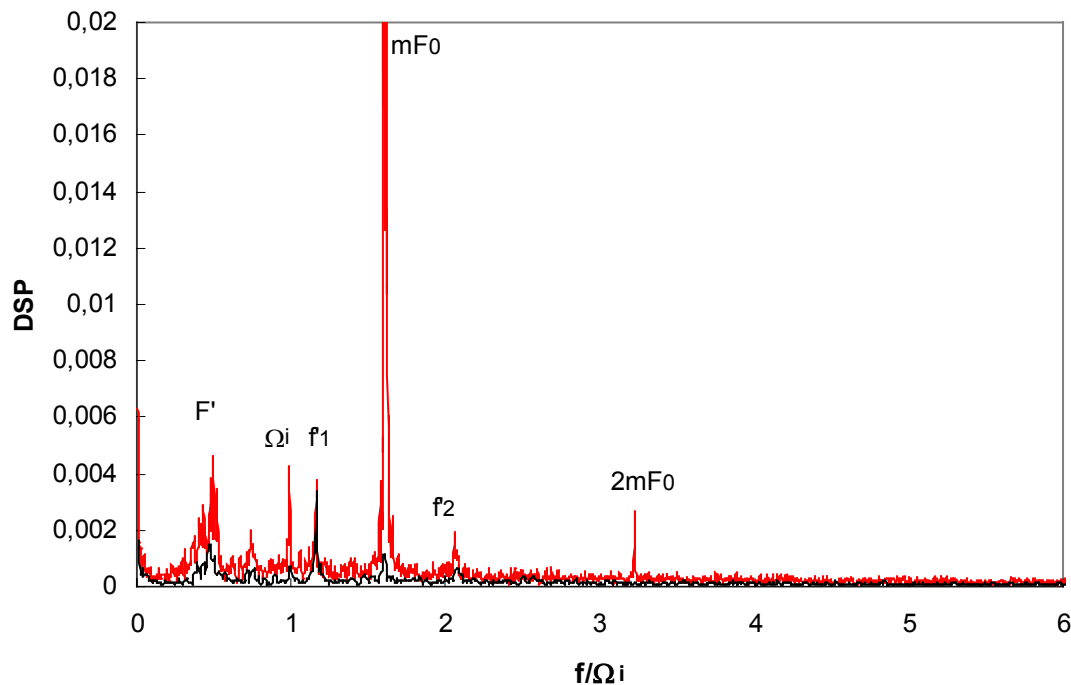


Figure 5.63 Spectre de la composante axiale de vitesse à $Ta=780$ (outflow), $\Omega_i=3.07\text{tr/s}$
 — Monophasique, — ventilé (grosses bulles-3^{ème} collier).

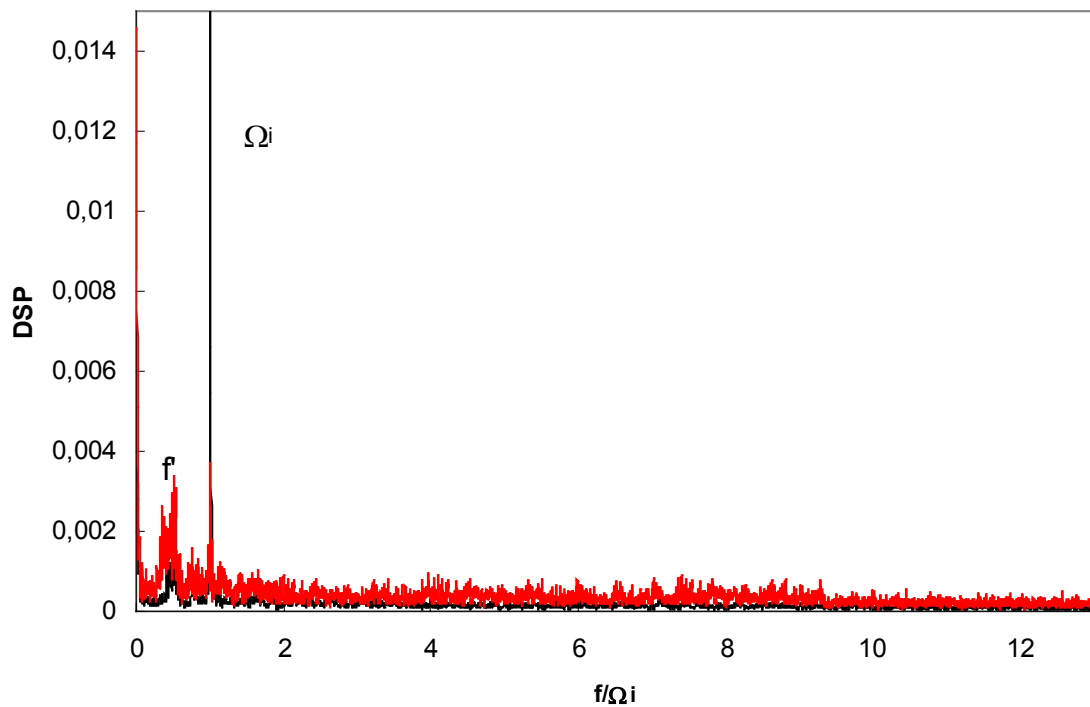


Figure 5.64 Spectre de la composante axiale de vitesse à $Ta=1000$ (outflow), $\Omega_i=3.07tr/s$
 — Monophasique, — ventilé (grosses bulles-3^{ème} collier).

5.4. Conclusion

Nous avons présenté et décrit dans ce chapitre les caractéristiques de la phase gazeuse : arrangement des bulles dans l'entrefer, taille des bulles, profils de taux de vide, profils de vitesse de bulle et spectre de la fonction indicatrice de phase. Nous avons fait de même pour les caractéristiques de la phase liquide : profils des composantes moyennes axiale et azimutale, profils des composantes rms et spectres de la vitesse axiale.

Les mesures mettent en évidence un arrangement particulier de la phase gazeuse, fonction de la taille des bulles. Les bulles millimétriques (0.15d-0.18d) sont en partie capturées dans les cellules de Taylor, une cellule sur deux et en partie localisée en outflow près du cylindre intérieur. Cela correspond au régime cavitant. Les bulles sub-millimétriques (0.04d) sont localisées en outflow, préférentiellement près du cylindre intérieur mais réparties de manière plus diffuse que les bulles millimétriques dans l'entrefer. Cela correspond au régime ventilé (petites bulles). Pour le régime ventilé (grosses bulles), on comptabilise des bulles millimétriques localisées comme en régime cavitant et des bulles sub-millimétriques localisées comme en régime ventilé (petites bulles). Les bulles millimétriques sont localisées dans les 6 premiers colliers sous la surface libre, le bas du dispositif n'étant composé que de bulles sub-millimétriques.

En écoulement ventilé (grosses bulles) en haut du dispositif et en écoulement cavitant pendant la phase d'injection et de mise en dépression, on a une stratification linéaire de

longueur d'onde axiale. Cette stratification est associée à une stratification axiale du taux de vide au cœur et en outflow par la contribution des bulles millimétriques.

Il convient de s'interroger sur l'influence respective du taux de vide en outflow et du taux de vide au cœur de cellule sur la taille des structures de Taylor. Les écoulements cavitant stratifié (haut du dispositif), cavitant homogène et ventilé (grosses bulles-haut du dispositif) attestent que les bulles millimétriques capturées en cœur des cellules induisent une diminution de la longueur d'onde axiale. Pour l'écoulement ventilé (petites bulles) dans tout le dispositif, et pour les écoulements cavitant stratifié et ventilé (grosses bulles) en bas du dispositif, les bulles majoritaires en outflow contribuent à l'augmentation de longueur d'onde axiale.

La vitesse des bulles dépend avant tout de leur taille. Les bulles millimétriques ajustent leur vitesse à celle du liquide en cœur de cellule, y compris pour les bulles localisées en outflow. Les bulles sub-millimétriques ont moins d'inertie et ajustent plus facilement leur vitesse à celle du liquide, induisant ainsi une vitesse de glissement plus faible en outflow. La vitesse de glissement des bulles millimétriques et sub-millimétriques est négligeable en cœur de cellule.

La vitesse de glissement des bulles en outflow induit une décélération du liquide dans la direction azimutale à l'origine de l'aplatissement du profil de vitesse azimutale en milieu d'entrefer et de l'augmentation du gradient de vitesse azimutale à la paroi du cylindre intérieur, d'autant plus marqués que le taux de vide et la vitesse de glissement augmentent.

Globalement, les fréquences qui caractérisent la transition vers la turbulence en régime de turbulence naissante sont inchangées pour les différents types d'écoulement étudiés. On note un net renforcement énergétique des fluctuations à ces fréquences lorsque les bulles sont capturées au cœur des cellules. On a couplage entre les fréquences de capture des bulles et les fréquences de l'écoulement. Néanmoins, on a constaté la disparition prématurée de l'onde azimutale à $Ta=780$ en écoulement cavitant stratifié. Cela est attribué aux taux de vide en outflow du à la contribution des bulles millimétriques plus important qu'en écoulement cavitant homogène ou en écoulement ventilé (grosses bulles). L'onde azimutale étant générée dans les zones frontières, on peut penser que des bulles, localisées dans cette zone, peuvent interférer avec elle.

Ces différents aspects : capture des bulles en suivant les oscillations de fréquences caractéristiques, aplatissement des cellules durant la phase de capture, disparition prématurée de l'onde azimutale et augmentation du frottement à la paroi seront discutés dans la chapitre suivant.

Chapitre 6

6. ANALYSE PHYSIQUE et DISCUSSION DES RESULTATS

6.1. Introduction

L'étude expérimentale de l'écoulement de Taylor Couette diphasique en régime de turbulence naissante et en régime turbulent a mis en évidence l'existence d'interaction entre la phase liquide et la phase dispersée sous forme de bulles. Nous avons quantifié ces interactions pour différentes tailles de bulles (millimétriques ou sub-millimétriques) introduites dans l'écoulement par différents procédés : injection et abaissement de la pression (cavitation gazeuse) ou ventilation naturelle.

Les résultats ont montré que la localisation des bulles dans l'écoulement (cœur de cellule ou outflow près du cylindre intérieur) dépend de toute évidence de la taille des bulles. La première partie du chapitre est consacrée à l'analyse physique de la localisation des bulles. A partir du calcul analytique de la position de capture des bulles au cœur des cellules, nous pouvons mettre en évidence le rôle de la modulation de l'onde azimutale dans la capture au cœur et le rôle des différentes forces exercées sur les bulles pour expliquer soit la capture, soit la localisation en outflow.

Dans la deuxième partie, nous discutons de l'influence de la capture des bulles au cœur des cellules sur les caractéristiques de l'écoulement de liquide. Nous nous intéressons en particulier à la longueur d'onde axiale de l'écoulement. Nous discutons également de l'influence du protocole de génération des bulles sur la structure des cellules de Taylor.

La troisième partie du chapitre est dédiée à l'analyse physique de l'influence des bulles localisées en outflow près du cylindre intérieur sur les caractéristiques de l'écoulement de liquide. On s'intéresse en particulier à la diffusion turbulente et au frottement pariétal.

6.2. ANALYSE PHYSIQUE DE LA LOCALISATION DES BULLES

L'étude analytique de la position de capture des bulles dans les cellules de Taylor a été conduite en écoulement cavitant homogène à $Ta=780$ pour des bulles millimétriques de diamètre $0.15d$.

Nous décrivons tout d'abord le modèle utilisé pour reconstruire le champ de vitesse de l'écoulement moyen de liquide. Nous discutons ensuite de la prise en compte du comportement instationnaire de l'écoulement, via la modélisation de la modulation d'onde azimutale. Nous présentons ensuite le modèle du bilan des forces exercées sur les bulles utilisé pour calculer la position d'équilibre stable des bulles dans l'entrefer. Nous discutons de l'influence du coefficient de portance, du gradient axial de vitesse azimutale et de la modulation de l'onde azimutale sur la position finale de capture des bulles. L'analyse du

bilan de forces pour des bulles plus petites ($0.04d$) ou plus grosses que $0.15d$ nous permet d'expliquer la localisation des bulles en proche paroi du cylindre intérieur en outflow.

6.2.1. Modélisation du champ de vitesse moyen du liquide

L'expression analytique des composantes de vitesse moyenne axiale et radiale du liquide sont déterminées par la méthode que nous avons développée pour le régime monophasique, par la décomposition en série de Fourier (basée sur la décomposition de Davey). La vitesse azimutale est obtenue à partir d'une interpolation à l'ordre 3 des cartographies de la vitesse axiale et de la vitesse azimutale mesurées en écoulement cavitant homogène. On procède ensuite à une double régression polynomiale à l'ordre 15 des profils axiaux et des profils radiaux normalisés de vitesse axiale et azimutale.

Les figures 6.1 et 6.2 montrent la comparaison entre les cartographies mesurées et recalculées par le modèle pour les 2 composantes de vitesse : axiale et azimutale. On remarque que la modélisation ne rend pas bien compte du jet en inflow et qu'elle a tendance à le renforcer. En revanche, pour la région de outflow, le jet et les gradients de vitesse azimutale à la paroi sont bien rendus par la modélisation.

Pour la composante de vitesse moyenne axiale, l'écart maximum relatif entre la modélisation et l'expérience est obtenu en milieu de cellule et d'entrefer et atteint 4.4%. En ce qui concerne la composante de vitesse moyenne azimutale, l'écart maximum est obtenu en inflow en milieu d'entrefer et atteint 17%. L'écart entre la vitesse azimutale expérimentale et la vitesse obtenue par modélisation est plus faible en milieu de cellule et en outflow, de l'ordre de 2% et 0.4% respectivement.

Sur la Figure 6.3 qui présente une cartographie de la composante de vitesse radiale, on visualise parfaitement les zones de jets. Le jet en outflow est moins épais mais plus intense que le jet observé en inflow. La Figure 6.4 montre l'allure des lignes de courant obtenue par la modélisation dans le plan (x,z) pour un maillage en radial et axial de pas égal à 0.2 mm. Nous représentons, sur la figure, deux cellules contra-rotatives, la position $z/\lambda=0$ correspond à la région de outflow.

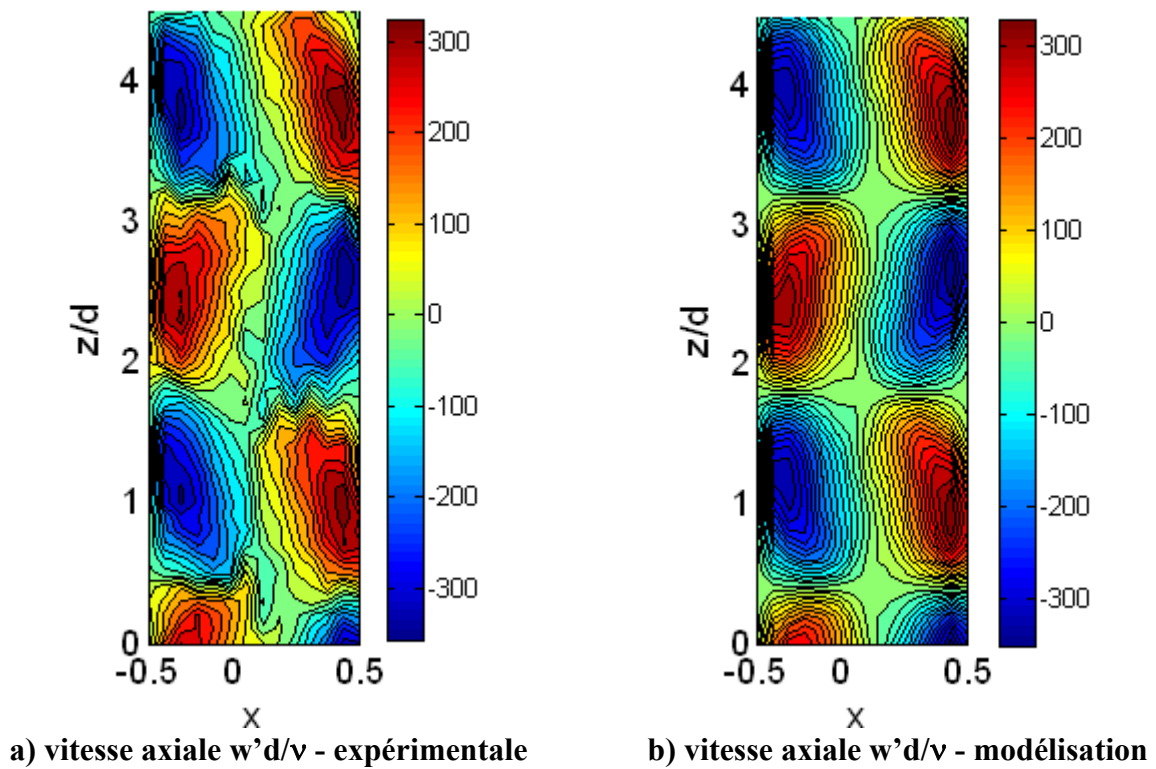


Figure 6.1 Cartographies de la composantes moyenne de vitesse axiale en écoulement cavitant homogène ($nc=15$, $Pe =10700$ Pa)

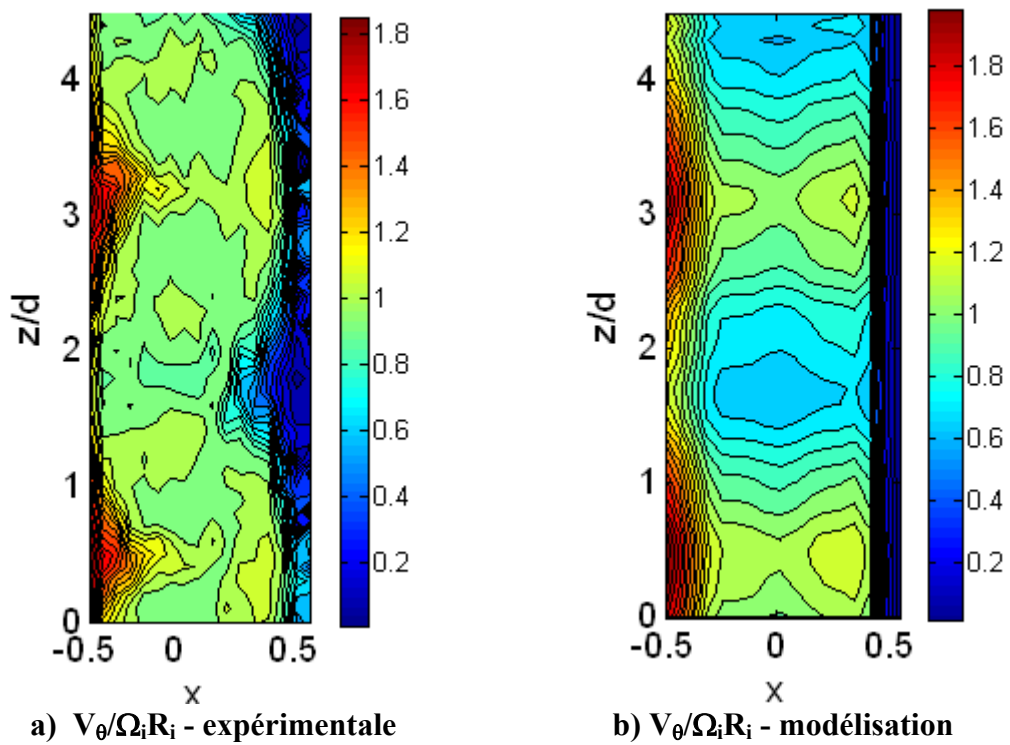


Figure 6.2 Cartographies de la composante moyenne de la vitesse azimutale à $Ta=780$, en régime cavitant homogène ($nc=15$, $Pe =10700$ Pa)

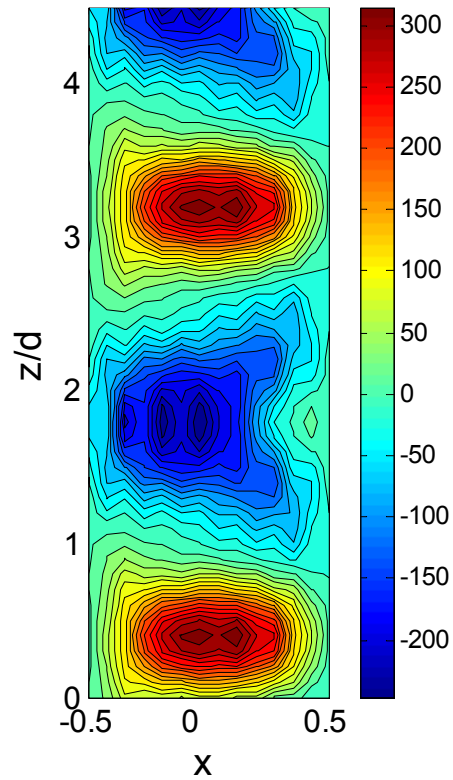


Figure 6.3 Cartographie de la composante moyenne de la vitesse radiale $u'd/v$ obtenue par la modélisation du champ de vitesse à $Ta=780$, en régime cavitant homogène ($nc=15$, $Pe = 10700$ Pa)

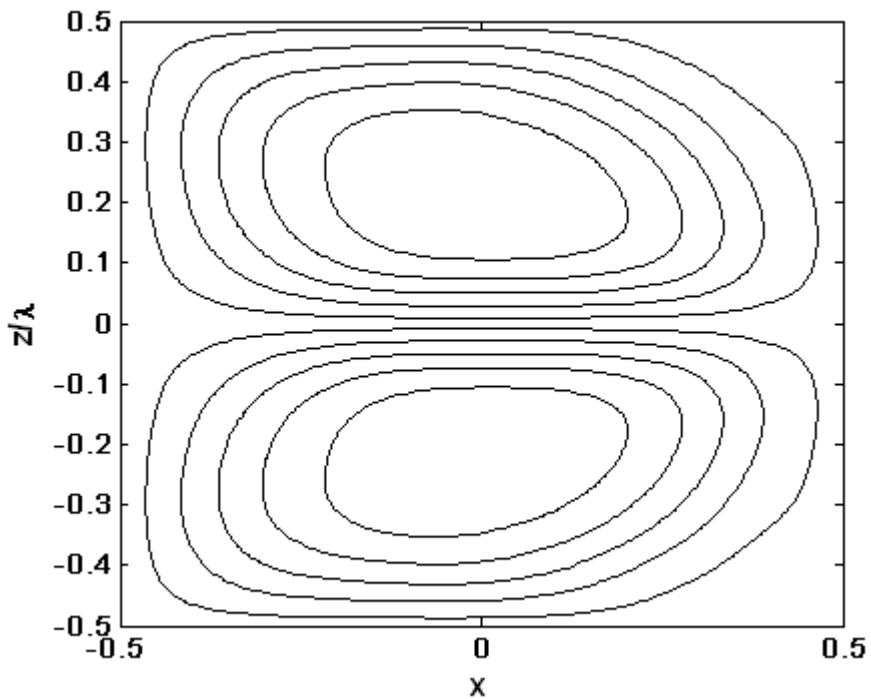


Figure 6.4 Représentation des lignes de courant dans l'entrefer obtenues par la modélisation à $Ta=780$, en régime cavitant homogène ($nc=15$, $Pe = 10700$ Pa)

6.2.2. Modélisation du champ de vitesse du liquide par la prise en compte de l'onde azimutale

L'écoulement moyen est considéré comme permanent et axisymétrique. Pour prendre en compte l'effet de l'oscillation axiale des cellules due à l'onde azimutale et sa modulation sur la capture des bulles au cœur des cellules, nous avons superposé à la composante axiale de la vitesse du liquide w' une composante due à l'oscillation axiale $w_{osl} = \tilde{w} \cos(2\pi f't - m'\theta)$. f' , en écoulement cavitant, est la fréquence de capture des bulles et correspond à la modulation de l'onde azimutale $f' = 0.44\Omega_i$, m' est le nombre d'onde lié à f' . m' est ici déterminé grâce à des visualisations des colliers de bulles capturées au cœur des cellules, prises en figeant l'onde azimutale. La distance entre deux positions de capture des bulles est donnée par $\frac{2\pi R_i}{m'}$, avec $m' = 4$.

L'amplitude de l'oscillation \tilde{w} de fréquence f' est déterminée à partir d'une représentation temps-fréquence des signaux temporels bruts de la vitesse axiale instantanée du liquide à la position de capture des bulles. Les Figure 6.5 et 6.6 montrent une représentation temps fréquence 2D et 3D. On retrouve la prédominance énergétique de f' (0.68 Hz) par rapport à mF_0 . Ainsi, on détermine l'amplitude de \tilde{w} à l'instant où l'on a le maximum d'amplitude de la densité spectrale de f' , à savoir à l'instant $t=3.7s$ ($\tilde{w} = 0.078m/s$). Cette valeur est légèrement inférieure à celle que l'on peut déduire des densités spectrales de puissance de vitesse.

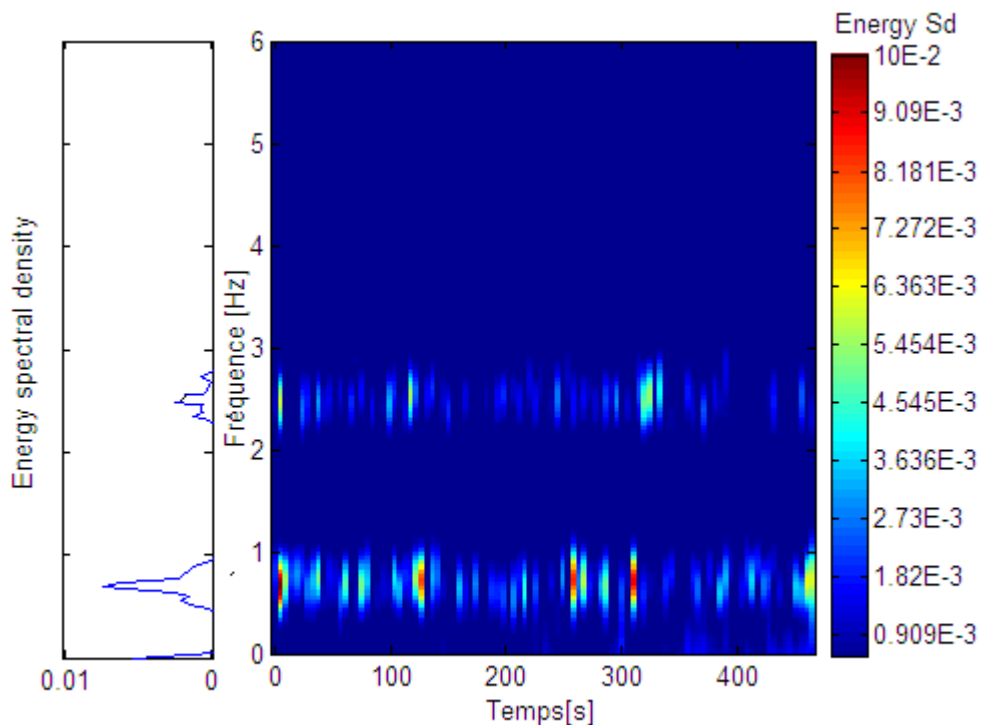


Figure 6.5 Représentation temps-fréquence du signal temporel brut de la vitesse axiale instantanée w' à $Ta=780$ en régime cavitant homogène ($nc=15$, $Pe = 10700$ Pa)

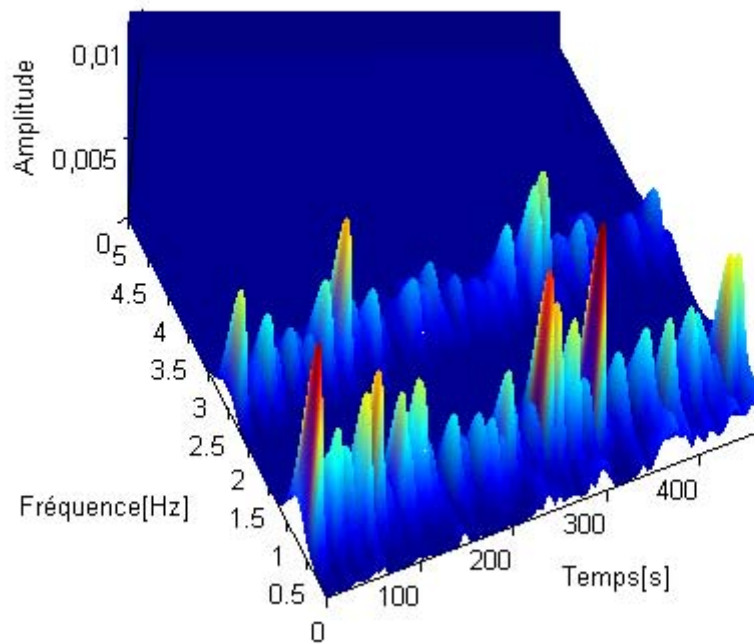


Figure 6.6 représentation temps-fréquence en 3 dimensions du signal temporel de la vitesse axiale instantanée w' à $Ta=780$ en régime cavitant homogène ($nc=15$, $Pe =10700$ Pa)

L'amplitude de la composante de vitesse d'oscillation ainsi déterminée, la composante de vitesse axiale est déduite de la superposition du champ moyen et de l'oscillation axiale.

6.2.3. Modélisation du bilan de forces exercées sur les bulles

Le modèle utilisé pour calculer la position de capture des bulles est le modèle, mis en place et décrit dans Djeridi et al. (2004). La formulation est cependant plus réaliste, car on prend en compte ici le champ de vitesse moyen modifié par la présence des bulles, la contribution de l'onde azimutale de fréquence f' et le gradient axial de vitesse azimutale.

Pour calculer la position d'équilibre des bulles dans l'entrefer, on écrit le bilan des forces exercées sur la bulle :

$$\vec{F}_d + \vec{F}_p + \vec{F}_a + \vec{F}_l + \vec{F}_g = \rho_G V \frac{d\vec{v}_b}{dt} \quad (6.1)$$

avec \vec{V}_b (u_b, v_b, w_b) la vitesse lagrangienne de la bulle et V son volume. Le membre de gauche est constitué, respectivement des forces de traînée, de gradient de pression, de masse ajoutée, de portance et d'archimède. Les différentes forces et leurs projections dans le repère (r, θ, z) sont exprimées en Annexe 5 .

En négligeant l'inertie de la bulle et en considérant la bulle sphérique de rayon r_b , le bilan s'écrit :

$$\begin{aligned}
 & -\frac{\pi \cdot r_b^2}{2} \cdot \rho_f \cdot C_D \cdot \left| \vec{v}_b - \vec{v}_f \right| (\vec{v}_b - \vec{v}_f) \\
 & = \vec{0} \tag{6.2} \\
 & + \left(\frac{4}{3} \pi r_b^3 \right) \rho_f \left[\frac{D\vec{v}_f}{Dt} + C_a \left(\frac{D\vec{v}_f}{Dt} - \frac{d\vec{v}_b}{dt} \right) - C_l (\vec{v}_b - \vec{v}_f) \wedge \vec{\Omega}_f - \vec{g} \right]
 \end{aligned}$$

$\vec{v}_f (u_f, v_f, w_f)$ est la vitesse eulérienne du liquide au centre de la bulle.

La vitesse de glissement des bulles à la position de capture étant faible, le coefficient de traînée C_D est pris égal à $\frac{16}{Re_b} (1 + 0.16 Re_b^{0.5})$, valable pour un nombre de Reynolds de bulle

$$Re_b = \frac{\left| \vec{v}_b - \vec{v}_f \right| d_b}{\nu} \text{ compris entre 1 et 60 (Rivero et al, 1991).}$$

La valeur du coefficient de masse ajoutée C_a est prise égale à 0.5, valeur proposée par Auton (1988). Le coefficient de portance C_l a été déterminé à partir des corrélations données par Magnaudet et Legendre (1998) qui tiennent compte de la valeur de la vorticité locale, et le nombre de Reynolds de bulles. On obtient une valeur de C_l de l'ordre de 0.37 pour des bulles de diamètre 0.15d.

Pour calculer les positions d'équilibre, on suppose que la bulle reste immobile dans le plan (r, z) , c'est à dire $u_b=0, w_b=0, \frac{du_b}{dt} = 0$ et $\frac{dw_b}{dt} = 0$.

w_f correspond ici à la vitesse de glissement axiale du liquide par rapport aux bulles et modélisée sous la forme : $w' + \tilde{w} \cos(2\pi f t - m'\theta + \Phi)$, avec Φ le déphasage entre les noeuds à vitesse axiale maximale de l'onde azimutale de fréquence f' et la position d'équilibre des bulles sur l'onde azimutale. Si on fige l'onde azimutale, w_f vaut w' , vitesse moyenne axiale.

L'accélération de la bulle dans la direction azimutale est nulle ($\frac{dv_b}{dt} = 0$), ce qui nous permet de déterminer la composante azimutale de la vitesse de glissement $v_b - v_f$ à partir du bilan des forces. On obtient :

$$v_b = v_f + \frac{r_b^2 (1 + C_a - C_l)}{3\nu} \left[u_f \left(\frac{v_f}{r} + \frac{\partial v_f}{\partial r} \right) + w_f \frac{\partial v_f}{\partial z} \right] + \frac{r_b^2 C_l}{3\nu} \frac{w_f}{r} \frac{\partial w_f}{\partial \theta} \tag{6.3}$$

Comparativement à la vitesse de glissement expérimentale, celle-ci est tout aussi faible <3%.

  la position d'équilibre (r_{eq}, z_{eq}) , l'équilibre des forces (6.2) selon r et z conduit aux expressions $a_r(r_{eq}, z_{eq})=0$ et $a_z(r_{eq}, z_{eq})=0$ avec :

$$\begin{aligned}
 a_r(r,z) &= \frac{6\nu}{r_b^2} u_f + 2(1 + Ca) \left(u_f \frac{\partial u_f}{\partial r} + w_f \frac{\partial u_f}{\partial z} - \frac{v_f^2}{r} \right) \\
 &+ \frac{2Ca}{r} v_b^2 - 2C_1 w_f \left(\frac{\partial u_f}{\partial z} - \frac{\partial w_f}{\partial r} \right) - 2C_1 (v_b - v_f) \left(\frac{\partial v_f}{\partial r} + \frac{v_f}{r} \right)
 \end{aligned}$$

et

(6.4)

$$\begin{aligned}
 a_z(r,z) &= \frac{6\nu}{r_b^2} w_f + 2(1 + Ca) \left(u_f \frac{\partial w_f}{\partial r} + \frac{v_f}{r} \frac{\partial w_f}{\partial \theta} + w_f \frac{\partial w_f}{\partial z} + \frac{\partial w_f}{\partial t} \right) \\
 &+ 2C_1 u_f \left(\frac{\partial u_f}{\partial z} - \frac{\partial w_f}{\partial r} \right) - 2C_1 (v_b - v_f) \left(\frac{\partial v_f}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial w_f}{\partial \theta} \right) + 2g
 \end{aligned}$$

a_r et a_z et v_b sont exprimées en annexe 5 en tenant compte de la contribution à l'ordre 1 de la composante instationnaire de fréquence f' . a_r , a_z et v_b sont écrites en fonction des composantes de vitesse moyenne du liquide ($U_L=U'$, $V_L=V_0$, $W_L=W'$), de leur gradient, de l'amplitude de la fluctuation de vitesse axiale \tilde{w} , du nombre d'onde azimutal m' et de la fréquence f' . L'annulation simultanée des fonctions a_r et a_z permet la détermination des positions d'équilibre.

Afin d'étudier la stabilité des positions d'équilibre, il faut écrire le système d'équations qui régit la dynamique des bulles dans le plan (r,z) :

$$\begin{aligned}
 -\frac{6\nu}{r_b^2} u_b - 2C_a \frac{du_b}{dt} + 2C_1 w_b \left(\frac{\partial U_L}{\partial z} - \frac{\partial W_L}{\partial r} \right) + a_r(r,z) &= 0 \\
 -\frac{6\nu}{r_b^2} w_b - 2C_a \frac{dw_b}{dt} + 2C_1 u_b \left(\frac{\partial U_L}{\partial z} - \frac{\partial W_L}{\partial r} \right) + a_z(r,z) &= 0
 \end{aligned}$$

(6.5)

La linéarisation du système d'équations en dynamique autour de la position d'équilibre (r_{eq}, z_{eq}) conduit à l'obtention du produit matriciel suivant (Djeridi et al., 2004) (6.6) avec A exprimée en annexe 5. Les positions d'équilibre pour lesquelles les valeurs propres de la matrice A ont une valeur réelle négative sont les positions d'équilibre stable. Nous ne retiendrons que celles là.

$$[A] \begin{Bmatrix} r - r_{eq} \\ z - z_{eq} \\ u_b \\ w_b \end{Bmatrix} = \frac{d}{dt} \begin{Bmatrix} r - r_{eq} \\ z - z_{eq} \\ u_b \\ w_b \end{Bmatrix}$$

(6.6)

6.2.4. Positions d'équilibre stable des bulles dans les cellules

La visualisation de la Figure 6.7 présente un zoom de l'écoulement. La capture des bulles se produit dans la cellule située au dessus de la zone de outflow (sens de rotation anti-horaire). On obtient une position axiale moyenne de capture de $z_{\text{exp}}/\lambda=0.34\pm 0.1$, $z/\lambda=0$ représentant la zone de outflow. La position radiale de capture obtenue à l'aide des profils radiaux de taux de vide vaut $x_{\text{exp}}=-0.22\pm 0.025$.

Nous avons testé l'influence du gradient vertical de vitesse axiale sur la position de capture des bulles dans l'entrefer et nous avons fait varier l'angle de déphasage de l'onde de fréquence f' .

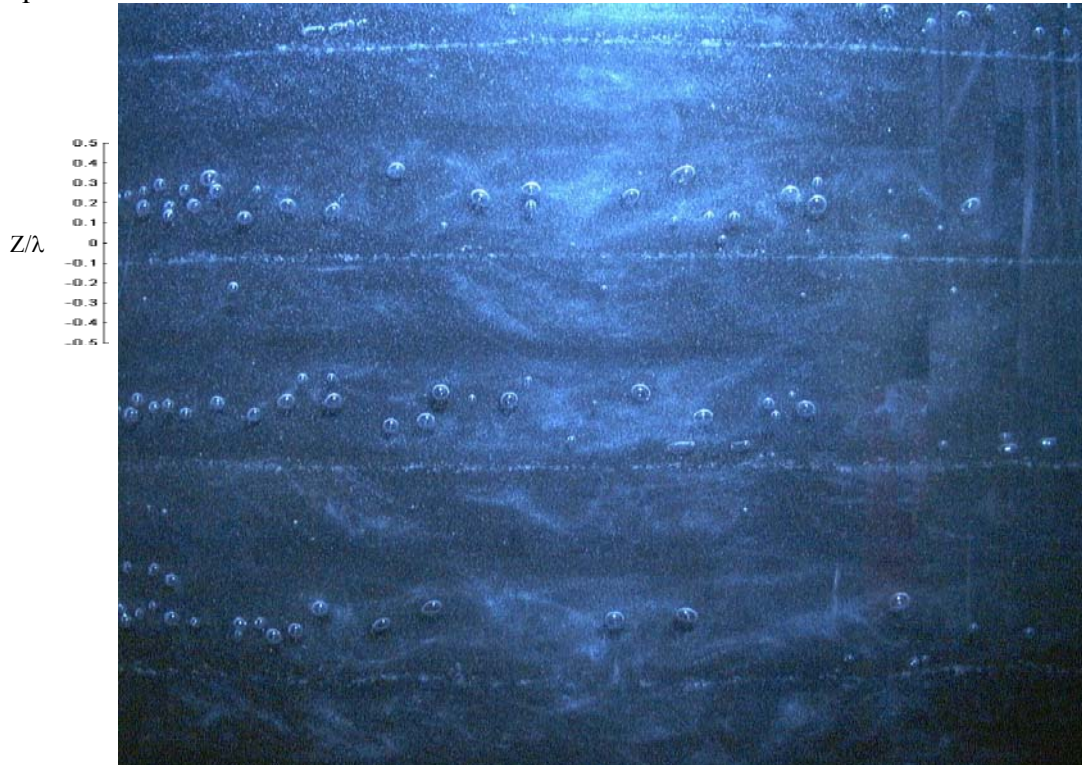


Figure 6.7 Visualisation de la localisation des bulles au cœur de cellule et en outflow à $Ta=780$ (cavitant homogène), $Pe= 10700$ Pa.

- **Influence de l'évolution dans la direction axiale de la composante de vitesse azimutale :**

Contrairement aux calculs réalisés par Djeridi et al. (2004), sans prise en compte du gradient de vitesse azimutale $\partial v_{\varphi}/\partial z$, nous n'obtenons pas de capture des bulles au cœur des cellules. Lorsque l'on rajoute dans le modèle de force les termes en $\partial v_{\varphi}/\partial z$, on obtient une position axiale de capture des bulles proche de la valeur expérimentale. La Figure 6.8 montre la position de capture des bulles obtenue, en figeant l'onde azimutale ($z_{\text{eq}}/\lambda=0.31\pm 0.01$, $x_{\text{eq}}=-0.26\pm 0.015$).

Les différentes forces exercées sur les bulles sont représentées avec un code de couleur : bleu pour la force de portance, noir pour la force d'Archimède, rouge pour la force de traînée, vert pour la force de masse ajoutée et rose pour la force de pression.

Dans la direction axiale, les forces dominantes sont les forces de traînée et d'Archimède qui se compensent. Les forces de masse ajoutée et de pression dirigées vers le bas contribuent elles aussi à cet équilibre, la force axiale de portance, plus faible étant dirigée vers le haut.

Dans la direction radiale, ce sont les forces de portance et de traînée, dirigées vers le cylindre intérieur tournant, qui compensent les forces centrifuges composées des forces de masse ajoutée et de pression qui tendent à attirer les bulles vers le centre de la cellule.

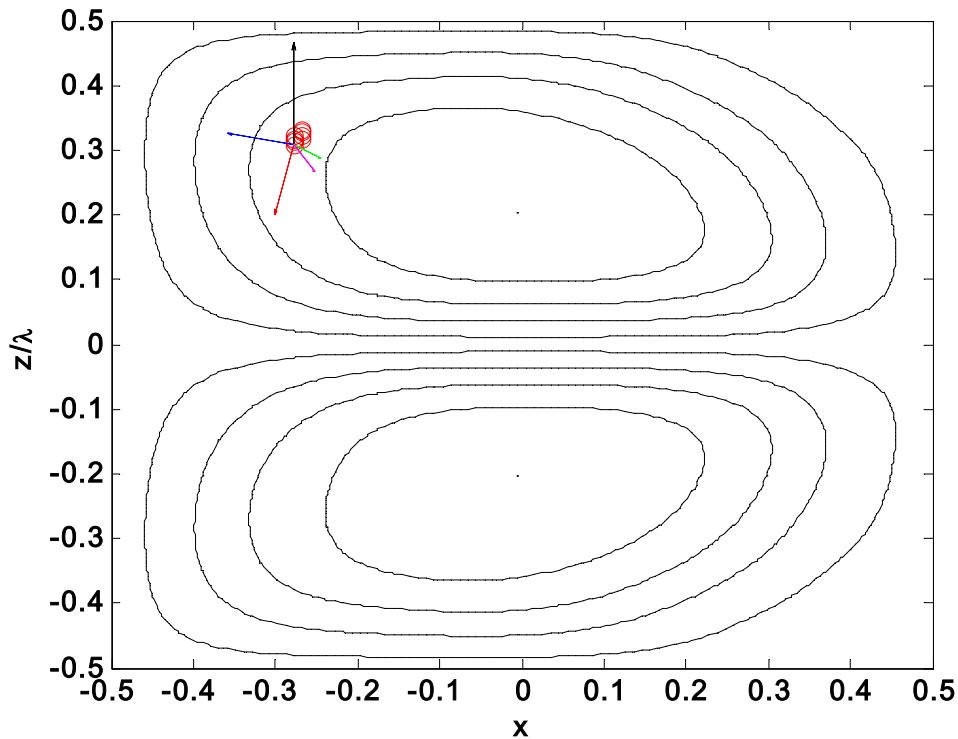


Figure 6.8 Calcul des positions de capture des bulles ($d_B=0.15d$) à $Ta=780$, en régime cavitant homogène ($n_c=15$, $Pe = 10700$ Pa) avec prise en compte de $\partial v_\varphi/\partial z$ et sans prise en compte de l'onde azimutale, $C_I=0.37$.

On peut voir sur la figure ci-dessus, l'existence de 16 positions d'équilibre très proches l'une de l'autre

- **Influence de l'oscillation de l'onde azimutale:**

L'oscillation de l'onde azimutale à la fréquence f joue un rôle important dans la capture des bulles comme nous l'avons vu à partir des spectres de la fonction indicatrice de la phase dispersée. Nous avons calculé la position de capture des bulles pour différents déphasages Φ . La Figure 6.9 montre le résultat du calcul de la position axiale de capture des bulles. Pour $\Phi < 1.32$ rad, on n'obtient pas de position d'équilibre stable dans les cellules. Pour $\Phi = 1.5$ rad, la position axiale de capture ($z_{eq}/\lambda = 0.34 \pm 0.01$) correspond à la valeur observée expérimentalement. La position radiale de capture est peu sensible à la valeur de Φ et reste constante voisine de -0.26 ($x_{eq} = -0.26 \pm 0.015$). Les bulles suivent par conséquent la modulation azimutale de fréquence f et sont localisées à proximité des crêtes de l'onde de la modulation ($75^\circ < \Phi < 115^\circ$), conformément à la Figure 6.10.

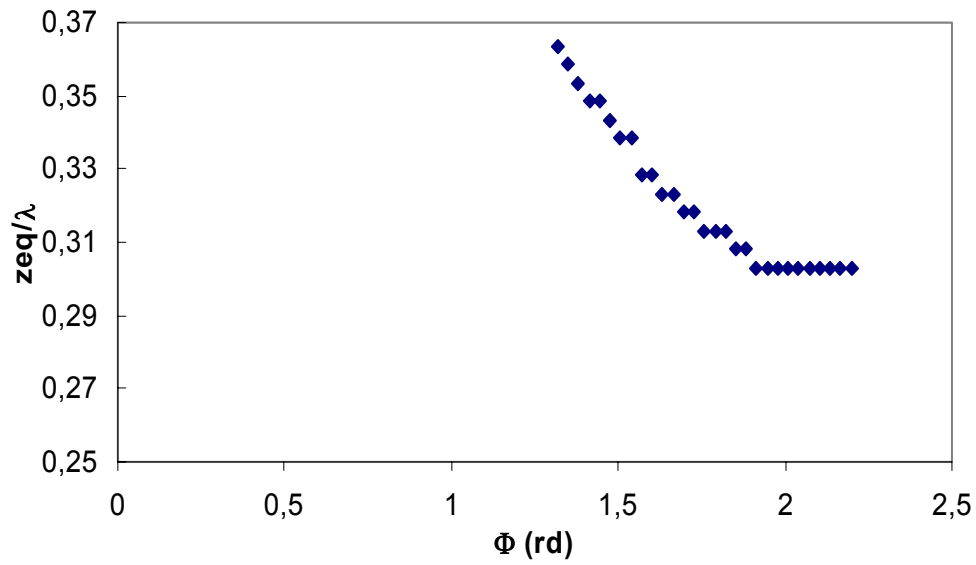


Figure 6.9 Positions axiale de capture des bulles obtenues par calcul à $Ta=780$, en régime cavitant homogène ($nc=15$, $Pe = 10700$ Pa) en fonction du déphasage de l'onde azimutale, $C_I=0.37$.

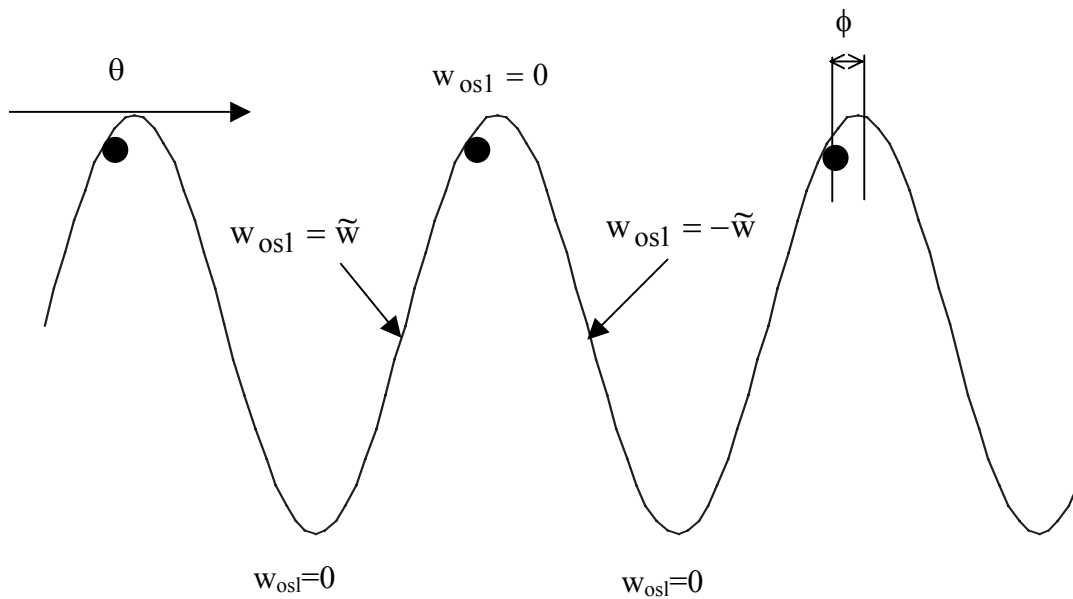


Figure 6.10 Position des bulles capturées dans l'onde azimutale de fréquence f .

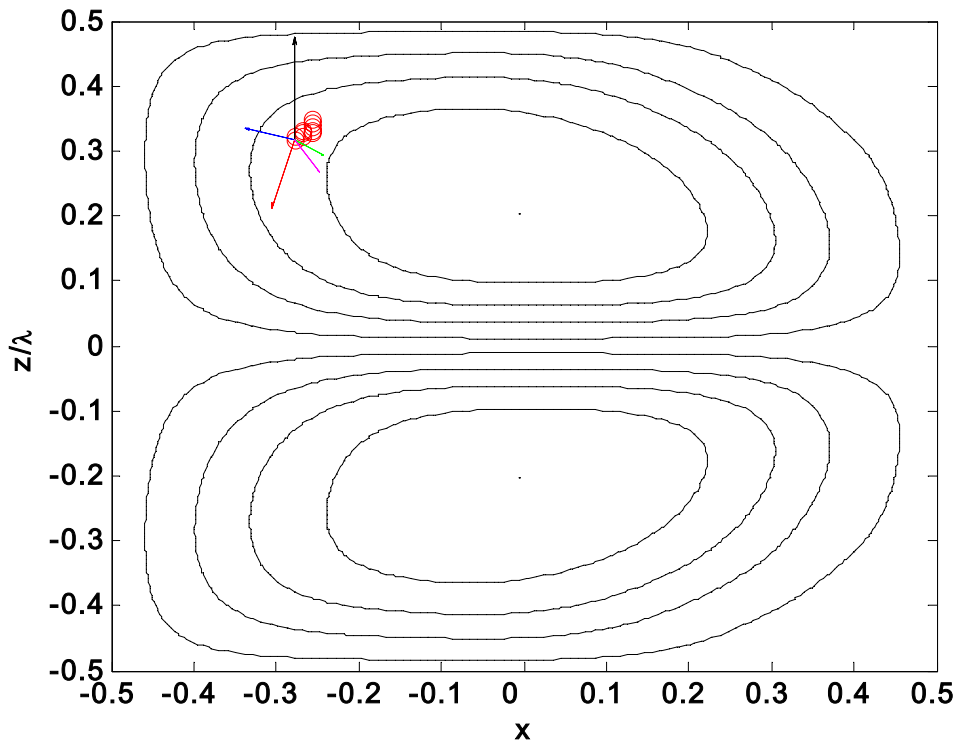


Figure 6.11 Calcul des positions de capture des bulles ($d_B=0.15d$) à $Ta=780$, en régime cavitant homogène ($nc=15$, $Pe =10700$ Pa) avec prise en compte de $\partial v_f/\partial z$ et prise en compte de l'onde azimutale, $\Phi=1.5\text{rad}$, $C_f=0.37$.

La prise en compte de l'onde azimutale modifie légèrement le bilan des forces. Dans la direction axiale, on a préférentiellement une augmentation de la force de portance, compensée par une augmentation des forces de pression et de masse ajoutée, qui correspond à un éloignement du cœur des cellules de la position de capture. Cela se répercute dans la direction radiale par une diminution de la force de portance globale, compensée par une diminution de la force de masse ajoutée. Si l'écart entre la position radiale de capture expérimentale et numérique est dû principalement à l'incertitude expérimentale, ils se pourrait qu'il soit dû à l'influence de l'excentricité de la bulle (même faible) sur les coefficients de portance et de masse ajouté.

6.2.5. Analyse physique de la localisation des bulles en outflow

En écoulements cavitants (stratifié et homogène) ainsi qu'en écoulement ventilé (grosses bulles), les bulles millimétriques les plus grosses sont localisées en outflow près du cylindre intérieur et étirées dans la direction azimutale par le cisaillement. Cela est en accord avec la configuration en double spirale observée par Shiomi et al.(1993), en écoulement de Taylor Couette avec bulles millimétriques et flux axial diphasique.

L'étude analytique de la capture des bulles réalisée en écoulement cavitant homogène à $Ta=780$, montre que l'on ne capture effectivement plus les bulles au cœur des cellules pour une taille critique au-delà de $0.25d$. Le même phénomène a été obtenu par Djeridi et al. (2004) en 2^{ème} et 3^{ème} instabilité pour des bulles de taille au-delà de $r_b^2 = \frac{2\pi\nu}{\Omega_i} f(\epsilon)$. Ainsi pour une

même valeur du nombre de Taylor, la taille critique des bulles capturées par les cellules de Taylor est la même pour un mélange à 80% (cavitation gazeuse) ou un mélange à 65% (ventilation-grosses bulles).

La rupture de l'équilibre des forces pour des bulles au-delà de la taille critique correspond à un déséquilibre en axial entre la force d'Archimède et la somme des autres forces (rapport 1.3 pour $d_B=0.25d$). Les bulles sont alors localisées dans les zones de minimum de pression, correspondant à la région d'outflow près du cylindre intérieur.

En écoulement ventilé (petites bulles), les bulles de taille $0.035d$ sont localisées dans la région de outflow, préférentiellement près du cylindre intérieur. La capture des bulles au cœur des cellules ne peut pas se produire car la force de traînée au cœur est alors prépondérante dans les directions axiales et radiales.

La localisation des bulles en outflow près du cylindre intérieur est en accord avec les observations de Atkhen et al. (2000) qui expliquent que si la vitesse terminale de bulles est plus faible que la vitesse axiale de fluctuation, les bulles peuvent être capturées dans les zones de jet (outflow ou inflow). Néanmoins la force de traînée qui tient compte de la contribution des composantes radiales de vitesse moyenne et fluctuante ne peut compenser la force d'accélération centripète que dans la zone de jet sortant ou outflow.

6.3. INFLUENCE DE LA LOCALISATION DES BULLES AU CŒUR DES CELLULES SUR LES CARACTERISTIQUES DE L'ÉCOULEMENT

Lorsque les bulles millimétriques sont capturées au voisinage du cœur des cellules (cavitant homogène et stratifié, ventilé stratifié), et lorsque le taux de vide dû à la contribution des bulles millimétriques est inférieur en outflow au taux de vide au cœur des cellules, nous observons une diminution de la taille des cellules et de la vitesse tangentielle dans les cellules. La capture des bulles par les cellules de Taylor est par conséquent associée à une augmentation de la vorticité dans les cellules.

Avec la contribution d'un flux axial, Atkhen et al. (2000) ont également observé un aplatissement des cellules en écoulement faiblement et fortement turbulent. Pour répondre à la question de savoir quelle est la contribution du flux axial lors de la génération des bulles sur la réduction de la longueur d'onde axiale, nous allons dans un premier temps quantifier le flux axial dû au procédé de génération des bulles.

Nous décrirons les mécanismes physiques qui conduisent à la diminution de la taille des cellules à travers l'analyse descriptive du champ de pression induit par la capture des bulles, suivi d'une analyse paramétrique.

6.3.1. Influence du flux axial sur l'aplatissement des cellules

Pendant la phase d'injection de bulles dans le dispositif, en écoulement cavitant stratifié, on peut estimer la vitesse superficielle du gaz J_G . Pour cela, nous avons mesuré le temps de diffusion « t_D » des colliers de bulles sur la hauteur L du dispositif. La vitesse superficielle est calculée à partir du profil de taux de vide mesuré dans le 3^{ème} collier sous la surface libre, à partir de l'équation (6.7).

$$j_G = \frac{1}{\pi(R_e^2 - R_i^2)} \int_{R_i}^{R_e} \alpha(r) \frac{L}{t_d} 2\pi r dr \quad (6.7)$$

Pour $Ta=780$, 1000 et 4500 , J_G vaut 0.002 mm/s, 0.006 mm/s et 0.004 mm/s respectivement (soit $1.08 \cdot 10^{-6} V_i$, $2.07 \cdot 10^{-6} V_i$ et $1.97 \cdot 10^{-7} V_i$).

Atkhen et al. (2000) ont montré que, pour $Ta=1000$, la longueur d'onde axiale peut être réduite de 20% pour un flux volumétrique de liquide correspondant à $J_L = 0.034$ m/s (ie : $J_L = 0.044 V_i$). Mais, en injection de bulles, l'inertie de l'air étant bien moindre que celle du liquide, un même flux volumétrique de bulles conduirait néanmoins à une modification moindre de la taille des cellules. En effet, pour des nombres de Taylor compris entre 3000 et 25000, Shiomi et al. (1993) démontrent qu'il n'y a pas de modification de la longueur d'onde axiale pour une vitesse superficielle de mélange (eau et air) inférieure à $0.35 V_i$.

Nous obtenons des valeurs du flux axial très faibles comparativement aux expériences de Shiomi et Atkhen, ce qui laisse supposer que l'aplatissement des cellules de Taylor est principalement dû à l'échange de quantité de mouvement issu de la présence des bulles au cœur des cellules.

6.3.2. Analyse descriptive du champ de pression

La Figure 6.12 montre une cartographie du champ du Laplacien de la pression obtenue par la modélisation du champ de vitesse en écoulement cavitant homogène et en écoulement monophasique à $Ta=780$. Il a été montré, (Favé, 1999), que le Laplacien de pression obtenu à partir de la divergence des équations de Navier Stokes résulte directement de la différence entre la vorticité et la déformation.

Les valeurs positives maximales du Laplacien caractérisent le cœur des structures tourbillonnaires de Taylor (zone à forte vorticité), alors que les valeurs négatives maximales du Laplacien caractérisent les zones de jet à forte déformation. On peut par conséquent identifier la localisation du cœur des cellules de Taylor.

En écoulement monophasique, du fait de la prépondérance du jet en outflow par rapport au jet en inflow, le cœur des cellules est décalé près de la zone de outflow, près du cylindre extérieur ($x_{\text{cœur}}=0.125$, $z_{\text{cœur}}/\lambda=0.1$). On observe déjà pour ce nombre de Taylor un fractionnement des maxima de vorticité en une deuxième zone ($x_{\text{cœur}}=0.18$, $z_{\text{cœur}}/\lambda=0.3$) qui correspond à un début de fractionnement des cellules.

En écoulement cavitant, le cœur des cellules (vorticité maximale) se décale légèrement vers le cylindre extérieur ($x_{\text{cœur}}=0.21$, $z_{\text{cœur}}/\lambda=0.1$). On observe un décalage vers le cylindre intérieur du maximum de vorticité de la 2^{ me} zone ($x_{\text{cœur}}=0.12$, $z_{\text{cœur}}/\lambda=0.3$), avec renforcement de la recirculation à la naissance du jet en inflow. D'autre part, deux nouveaux maxima locaux de vorticité sont générés près du cylindre intérieur ($x_{\text{cœur}}=-0.18$, $z_{\text{cœur}}/\lambda=0.1$ et $x_{\text{cœur}}=-0.1$, $z_{\text{cœur}}/\lambda=0.34$). Globalement la vorticité augmente et le maximum global de vorticité se décale vers le cylindre intérieur et s'éloigne de la zone de outflow. Cela résulte de la capture des bulles près du cylindre intérieur à la position ($x_{\text{eq}}=-0.22$, $z_{\text{eq}}/\lambda=0.34$) qui a tendance à renforcer la vorticité près de leur position d'équilibre. On assiste à un fractionnement de la vorticité, la vorticité locale à la position de capture des bulles étant franchement augmentée par rapport à l'écoulement monophasique en accord avec un renforcement du jet en inflow et une atténuation de jet en outflow.

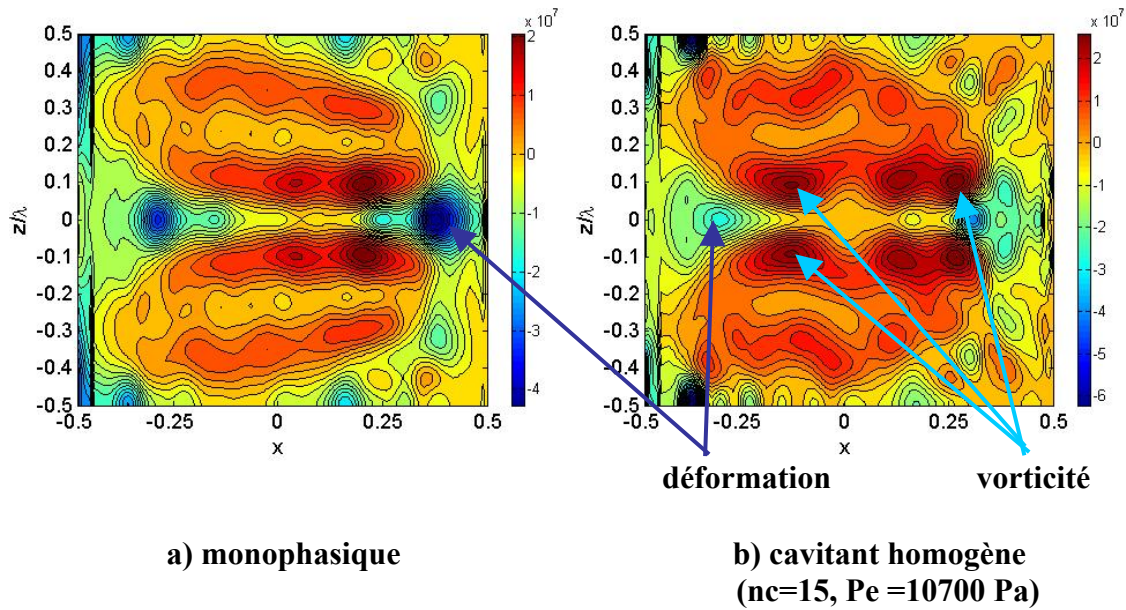


Figure 6.12 Cartographie du laplacien de pression obtenue par la modélisation du champ de vitesse à $Ta=780$, en Pa/m^2

6.3.3. Analyse paramétrique de la vorticité dans les cellules

Lorsque les bulles millimétriques (d_B de 0.15   0.18d) sont majoritairement capturées par les cellules de Taylor, elles induisent une diminution de longueur d'onde axiale (λ initialement de $3.1d$   $4d$) et une augmentation de la vorticité dans les cellules.

Sridhar et Katz (1999) ont montré qu'il suffit de quelques bulles entraînées dans un vortex, même à faible taux de vide, pour réduire la taille du vortex. Cela est valable pour des vortex laminaires, de transition ou turbulents. La distorsion provient du transfert de quantité de mouvement lors de l'entraînement des bulles par le vortex, qui déplace le centre du cœur du vortex. Cependant, chez Sridhar et Katz, la distorsion qui s'accompagne d'une augmentation de vorticité locale, se fait à circulation globale constante. La distorsion peut être nulle, modérée ou sévère en fonction de la position finale de capture des bulles dans le vortex mais aussi en fonction du rapport entre la force d'Archimède et la force due au gradient de pression dans le vortex qui s'exprime par $\frac{g d_B^3}{G^2}$. G représente ici la circulation du vortex et

G_0 la circulation calculée en écoulement monophasique.

Les petites bulles dont la localisation finale dans le vortex est proche du centre du cœur du vortex ont un effet négligeable sur la taille du vortex. De même, l'entraînement de grosses bulles dont la localisation finale est éloignée du cœur ne modifie pas la taille de la structure. En revanche, pour une certaine combinaison entre la circulation, la taille des bulles, on peut avoir une distorsion du vortex, sévère ou marginale. La distorsion est modérée pour un déplacement du centre du vortex inférieur à 1 diamètre de bulle et pour une position finale de capture des bulles r_{eq} située entre $0.4R$ et $0.45R$ du centre du vortex, R représente ici le rayon du vortex. Les bulles qui déplacent beaucoup le centre du vortex et génèrent une distorsion sévère ont une localisation finale entre $0.2R$ et $0.4R$. D'après Sridhar et Katz, la distorsion dépend aussi du temps de résidence et du nombre de bulles entraînées dans le vortex.

Si on se fie à l'augmentation de la vorticité dans notre cas qui est de 2% en régime ventilé grosse-bulle dans le 3^{ me} collier et varie de 4% à 13% en régime cavitant, la distorsion des cellules de Taylor peut être considérée comme modérée. Pour $Ta=780$, en écoulement cavitant homogène, la position de capture par rapport au cœur des cellules ($0.86R$ en radial et $0.96R$ en axial) sont en accord avec une distorsion modérée, à faible. Le Tableau 6.1 donne les valeurs du rapport $\frac{gd_B^3}{G_0^2}$, évalué dans le 3^{ me} collier sous la surface libre à partir de la circulation en écoulement monophasique.

Ecoulement	Ta	α (cœur) (%)	$\frac{\Delta\Omega}{\Omega_0}$	$\frac{gd_B^3}{G_0^2}$
cavitant homogène	780	0,15	2,8	5,07E-04
cavitant homogène	1000	0,3	4	4,72E-04
cavitant stratifié	4500	0,51	9	3,42E-04
cavitant stratifié	780	0,35	9,5	5,07E-04
cavitant stratifié	1000	0,75	13	4,72E-04
ventilé stratifié (grosses bulles)	780	0,21	2	1,80E-04
ventilé stratifié (grosses bulles)	1000	0,23	1,8	9,48E-05

Tableau 6.1 Récapitulatif des caractéristiques pour la capture des bulles et la déformation des cellules en écoulements cavitant et ventilé (grosses bulles)

Sous l'effet de la compétition entre la force d'Archimède et la force induite par le gradient de pression, le centre du vortex est translatée vers le haut. Cela est en accord avec une translation axiale de la position de capture des bulles dans les cellules de Taylor, de toute évidence plus importante en écoulement cavitant qu'en écoulement ventilé (grosses bulles) et plus importante   $Ta=780$. La position finale de capture des bulles dans le vortex r_{eq} varie en $R \frac{gd_B^3}{G^2}$. Le rapport $\frac{gd_B^3}{G^2}$ est plus important que dans l'expérience de Sridhar et Katz, ce qui laisse supposer que la distorsion est modérée, voire faible. Néanmoins, Sridhar et Katz observent que la distorsion dépend aussi du temps de résidence et du nombre de bulles entraînées dans le vortex. Il convient donc de modéliser la distorsion en fonction du taux de vide.

D'autre part, les bulles, avant d'être capturées à leur position finale d'équilibre décrivent une spirale dans le vortex et exercent ainsi sur le fluide une force centripète opposée au gradient de pression dans le vortex.

Nous pouvons par conséquent modéliser le transfert de quantité de mouvement des bulles vers le liquide sous la forme :

$$\Delta F_b = \alpha_{coeur} \frac{\pi d_B^3}{6} \rho \frac{G^2}{4\pi^2 R^4} r_{eq} \approx \alpha_{coeur} \rho g \frac{d_B^6}{R^3} \quad (6.8)$$

Le modèle présuppose que la circulation se conserve en présence des bulles, ce qui n'est pas le cas dans notre expérience. Sur Figure 6.13, nous avons néanmoins testé le modèle et

représenté la variation relative de vorticité due à la présence des bulles en fonction de ΔF_b . On obtient approximativement :

$$\frac{\Delta\Omega}{\Omega_0}(\%) \approx 9.5 \alpha_{\text{coeur}} \rho g \frac{d_B^6}{R^3} \quad (6.9)$$

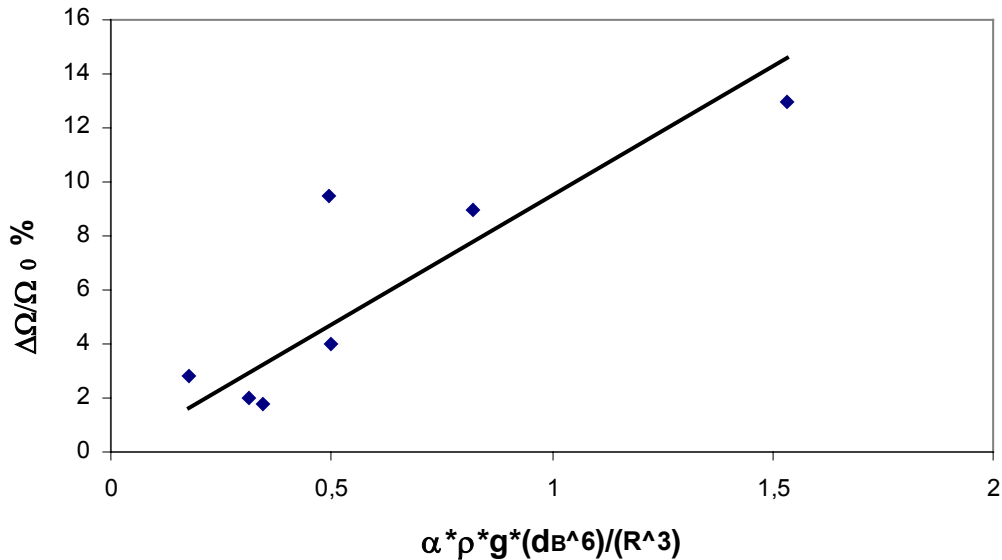


Figure 6.13 Variation relative de la vorticité des cellules de Taylor en fonction de la quantité de mouvement cédée par les bulles capturées au cœur des cellules (3^{ème} collier sous la surface libre).

Sur la figure précédente, sont représentés les régimes cavitant homogène, stratifié et ventilé grosses bulles. On en conclut que l'augmentation de la vorticité dans la cellule évolue linéairement avec le taux de vide local.

6.4. INFLUENCE DE LA LOCALISATION DES BULLES EN OUTFLOW PRES DU CYLINDRE INTERIEUR SUR LES CARACTERISTIQUES DE L'ECOULEMENT

Les bulles localisées en outflow sont les bulles submillimétriques de taille inférieure à $0.04d$ (écoulement ventilé petites bulles) ou millimétriques de taille supérieure à $0.25d$ (écoulement cavitant ou ventilé-grosses bulles).

A $Ta=780$, en écoulement cavitant stratifié, on a observé la disparition prématurée de l'onde azimutale. Nous allons tout d'abord discuter de l'interaction entre l'onde azimutale et les bulles en fonction de leur taille.

D'autre part, les bulles localisées près du cylindre intérieur en outflow, ont une vitesse de glissement importante et tendent à homogénéiser la vitesse azimutale, induisant ainsi une décélération du fluide en proche paroi et une augmentation du frottement pariétal. Nous allons

corrélent la décélération et l'augmentation du frottement aux caractéristiques de la phase gazeuse : taux de vide et vitesse de glissement.

De plus, les bulles localisées en outflow induisent une augmentation de la taille des cellules de Taylor. L'influence des bulles sur la longueur d'onde axiale est ici analysée à travers l'analyse de la diffusivité axiale.

6.4.1. Influence des bulles sur l'onde azimutale

En écoulement ventilé petites bulles, l'énergie cinétique fluctuante du liquide est distribuée de la même manière qu'en écoulement monophasique. En écoulement chaotique, à $Ta=780$, on retrouve dans les spectres de la vitesse du liquide, les mêmes fréquences caractéristiques des instabilités : $mF_0=1.55\Omega_i$ caractérisant l'onde azimutale et $f'=0.44\Omega_i$ caractérisant la modulation (figures 5.59 et 5.60). Cela laisse supposer que les bulles submillimétriques n'interagissent pas avec l'onde azimutale.

En présence de bulles millimétriques, la disparition prématurée de l'onde azimutale observée pour $Ta=780$, en écoulement cavitant, correspond à la phase de stratification de l'écoulement et disparaît en écoulement cavitant homogène. Or la stratification axiale en densité n'est pas en accord avec le développement prématuré de la turbulence, puisqu'elle a tendance à stabiliser l'écoulement et retarder la transition des instabilités, tout au moins pour les premières instabilités (Caton, Jagnaud et Hopfinger, 2000).

Nous savons que ce sont les régions d'outflow à fort jet sortant dirigées vers le cylindre extérieur qui donnent naissance à l'onde azimutale (Marcus, 1984, Cognet, 1984). Ainsi la disparition de l'onde azimutale peut être attribuée à l'interaction entre l'onde de fréquence mF_0 et les bulles localisées dans cette même région. Ce n'est pas le cas de la modulation d'onde qui prendrait naissance selon Marcus (1984) dans les zones de jets entrants en inflow et se trouve ici renforcée d'une part par l'accrochage des bulles capturées au cœur des cellules à la fréquence f' et d'autre part par le transfert d'énergie fluctuante contenue initialement dans l'onde de fréquence mF_0 .

Il semblerait donc que la disparition de l'onde azimutale soit liée aux nombres de bulles en outflow, plus précisément au taux de vide et à leur taille. A partir du taux de vide dû à la contribution des bulles millimétriques mesuré à $Ta=780$ en écoulement cavitant stratifié, cavitant homogène et ventilé stratifié (grosses bulles) de l'ordre de 0.077%, 0.045% et 0.02% respectivement, nous pouvons dégager un taux de vide critique en outflow à partir duquel l'onde azimutale disparaît : $0.05\% < \alpha_{crit} \leq 0.075\%$.

A partir de la mesure en outflow de la composante de vitesse axiale rms, on peut comparer la taille des bulles aux tailles caractéristiques des structures énergétiques constituant l'onde azimutale « l_0 » et la modulation d'onde « l' ». Les bulles millimétriques localisées en outflow ont effectivement une taille comparable à l_0 et déstructure l'onde azimutale, en accord avec l'atténuation du jet observée en outflow, Mehel *et al* (2006).

$$l_0 = \frac{W_{rms}}{mf_0} \approx 5\text{mm} \quad \text{et} \quad l' = \frac{W_{rms}}{f'} \approx 16 \text{ mm.} \quad (6.10)$$

Nous allons à présent évaluer l'interaction entre l'écoulement et les fluctuations turbulentes produites dans le sillage des bulles (ie : pseudo-turbulence) pour les bulles localisées dans la zone de jet en outflow. Pour les régimes de turbulence naissante, si l'on considère le petit axe des bulles l_{xB} , et si l'on approxime très grossièrement la vitesse radiale du jet par la vitesse axiale dans les cellules, la fréquence caractéristique des fluctuations dans le sillage des bulles est estimée à partir du nombre de Strouhal $\frac{f_B l_{xB}}{U_{L,outflow}} \approx \frac{f_B l_{xB}}{W_L}$, compris

entre 0.11 et 0.2. On obtient des fréquences allant de 11 à 30Hz ($6\Omega_i$ à $10\Omega_i$), bien supérieures à f' et mF_0 . Notons qu'en régime ventilé (petites bulles), il n'y a pas de détachement tourbillonnaire dans le sillage des bulles. Notons également que d'après les mesures de Lance et Bataille (1990) en turbulence de grille, le taux de vide doit être supérieur à 0.1% pour que la pseudo-turbulence affecte les spectres de vitesse de la phase liquide.

Pour tous les régimes d'écoulement (ventilé petites bulles, ventilé grosses bulles et cavitant), l'énergie cinétique fluctuante globale augmente en présence des bulles. On peut par conséquent considérer que le supplément de turbulence induit par la présence des bulles est dû principalement à la production d'énergie cinétique turbulente par le cisaillement

6.4.2. Influence des bulles sur la vitesse azimutale du liquide

Les bulles millimétriques capturées au cœur des cellules ont une vitesse de glissement négligeable dans la direction azimutale. En revanche, cela n'est pas vrai pour les bulles localisées dans les zones de outflow.

Lors du processus de diffusion des bulles dans le dispositif, les bulles millimétriques localisées en outflow près du cylindre intérieur sont passées par une phase de capture transitoire au cœur des cellules et ajustent ainsi leur vitesse azimutale à celle du liquide au cœur des cellules. Du fait du transfert de quantité de mouvement entre les bulles et le liquide dans la direction azimutale, les bulles en outflow ont par conséquent tendance à décélérer l'écoulement de liquide. On obtient donc une vitesse de glissement dans la direction azimutale pouvant aller de 4% à 40%, fonction croissante du taux de vide en outflow et fonction décroissante de la décélération du liquide.

Pour les bulles sub-millimétriques localisées en outflow, le processus de diffusion se fait de manière préférentielle, entre les zones de jet, par la rotation des cellules. Les bulles, plus petites, ajustent leur vitesse à une vitesse moyenne dans l'entrefer, inférieure à la vitesse en proche paroi du cylindre intérieur, mais néanmoins supérieure à la vitesse au cœur des cellules. La vitesse de glissement plus faible que pour les bulles millimétriques induit un ralentissement de la vitesse azimutale du liquide en proche paroi plus faible, fonction croissante du taux de vide.

Pour des écoulements à phases dispersées, Kowe *et al* (1988) ont proposé une démarche intéressante qui consiste à définir un volume de fluide advecté par des bulles, dans une approche à trois fluides. Dans cette démarche, on considère l'écoulement dispersé comme la superposition de trois fluides : le premier représente les bulles, le deuxième représente le liquide déplacé par les bulles et le troisième représente le liquide non perturbé ou «liquide interstitiel», situé loin des bulles. Le volume du fluide peut être considéré comme la somme de deux volumes élémentaires, ayant chacun une vitesse spécifique. Dans ces conditions la vitesse azimutale du liquide peut s'écrire sous la forme :

$$(1 - \alpha)V_{\theta L} = V_{\theta} \approx (1 - \alpha - \alpha C_a)V_{\theta 0} + \alpha C_a V_b \approx (1 - \alpha)V_{\theta 0} + \alpha C_a (V_b - V_{\theta 0}) \quad (6.11)$$

$V_{\theta L}$ représente ici la vitesse moyenne eulérienne phasique de la phase liquide, dans une approche à 2 fluides. V_{θ} représente la vitesse moyenne volumique du liquide. La vitesse $V_{\theta 0}$ est la vitesse moyenne eulérienne phasique du liquide interstitiel, dans une approche à 3 fluides. αC_a représente la fraction du volume de la phase liquide déplacée par les bulles à la vitesse moyenne eulérienne phasique des bulles, avec $C_a = 0.5$ le coefficient de masse ajoutée. $V_{\theta 0}$ est assimilée à la vitesse moyenne de l'écoulement monophasique.

La Figure 6.14 montre l'évolution de la décélération de l'écoulement en proche paroi $\frac{V_{\theta} - V_{\theta 0}}{V_{\theta 0}}$ en fonction de $\alpha_{outflow} \left(1 + C_a \frac{V_{\theta 0} - V_b}{V_{\theta 0}} \right)$, conformément à l'équation (6.11).

On peut regrouper d'une part les points de mesure obtenus en écoulement cavitant homogène et stratifié avec les bulles millimétriques et d'autre part les points de mesure obtenus en écoulement ventilé pour des bulles submillimétriques majoritaires en outflow. $\frac{V_{\theta} - V_{\theta 0}}{V_{\theta 0}}$

varie linéairement avec le taux de vide et la vitesse de glissement .

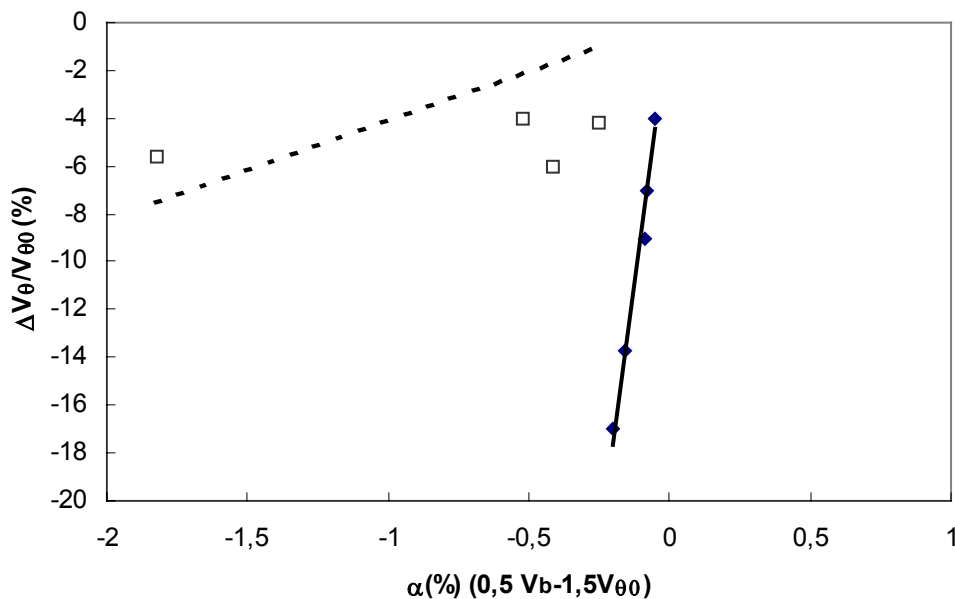


Figure 6.14 Décélération relative du liquide en fonction du taux de vide et de la vitesse de glissement des bulles pour les différents régimes
 \blacklozenge cavitant (homogène et stratifié) \square ventilé (grosses bulles et petites bulles)

6.4.3. Influence des bulles sur le frottement pariétal

Pour des bulles localisées en outflow, la diminution de la vitesse azimutale de la phase liquide se traduit par un aplatissement des profils radiaux de la vitesse azimutale (figures 5.47, 5.48, 5.49, 5.57, 5.58, 5.61, 5.62) et une augmentation du gradient de vitesse en proche paroi du cylindre intérieur. La présence de bulles en outflow induit par conséquent une augmentation du frottement pariétal au niveau du cylindre intérieur et un amincissement de la couche limite, en accord avec une transition prématurée vers la turbulence. Nous cherchons ici à modéliser l'augmentation de frottement.

Connaissant la relation entre la contrainte de cisaillement et le gradient de vitesse (6.12),

$$\tau_{r\theta} = \mu \left(\frac{V_\theta}{r} - \frac{\partial V_\theta}{\partial r} \right) \quad (6.12)$$

on peut exprimer le frottement visqueux à partir du modèle à 3 fluides (6.13) :

$$\tau_{r\theta} \approx (1 - \alpha - \alpha C_a) \tau_{r\theta 0} + \alpha C_a \mu \left(\frac{V_b}{r} - \frac{\partial V_b}{\partial r} \right) + \mu [V_{\theta 0} + C_a (V_{\theta 0} - V_b)] \frac{\partial \alpha}{\partial r} \quad (6.13)$$

Le frottement visqueux correspond à la superposition des contributions respectives du volume de liquide interstitiel, du volume de liquide déplacé à la vitesse des bulles et un terme supplémentaire qui dépend du gradient du taux vide et de la vitesse de glissement

La paroi joue un rôle répulsif pour les bulles (Legendre et Magnaudet, 1998), il existe donc toujours une fine couche de liquide entre la paroi et les bulles. A la paroi, on peut négliger le taux de vide, tandis que le gradient radial de taux de vide (positif) joue un rôle prépondérant pour le calcul du frottement. Cela est en accord avec les mesures de frottement en écoulement ascendant avec injection de bulles à l'entrée (Moursali, 1993, Marié, 1987, Wang, 1985, Kamp, 1996), où on montre que le frottement à la paroi augmente avec le pic de taux de vide près de la paroi.

On obtient finalement :

$$\tau_w - \tau_{w0} \approx \mu [V_{\theta 0} + C_a (V_{\theta 0} - V_b)] \left(\frac{\partial \alpha}{\partial r} \right)_{r=R_i} \quad (6.14)$$

avec τ_{w0} le frottement à la paroi du cylindre intérieur en écoulement monophasique. Le frottement pariétal augmente avec le taux de vide près de la paroi et avec la vitesse de glissement des bulles, en accord avec la décélération du liquide. La vitesse de glissement des bulles ayant tendance à augmenter avec la taille des bulles, de manière générale, on s'attend à ce que le frottement induit augmente non seulement avec le taux de vide en proche paroi mais aussi avec la taille des bulles.

Dans le Tableau 6.2, nous avons reporté la valeur du frottement pariétal induit par la présence des bulles ($\tau_w - \tau_{w0}$) pour les différents régimes d'écoulement cavitant. Le gradient de taux de vide à la paroi est obtenu à partir de la mesure du taux de vide au 1^{er} point de mesure ($x = -0.375$).

Les écoulements	Ta	Ω_1 (tr/s)	$\frac{\partial\alpha}{\partial r}$ (%/mm)	$\frac{V_{\theta 0} - V_B}{V_{\theta 0}}$	$\frac{\tau_W - \tau_{W0}}{\mu_L V_{L0}/d}$
Cavitant stratifié	780 (nS=15)	1.56	0.022	0.28	0.43
Cavitant homogène	780 (nS=15)	1.56	0.018	0.28	0.35
Cavitant stratifié	1000 (nS=16)	1.76	0.056	0.26	1.08
Cavitant homogène	1000 (nS=16)	1.76	0.028	0.26	0.54
Cavitant stratifié	4500 (nS=13)	2.47	0.074	0.21	1.39
ventilé Grosses bulles	780	3.07	0.084	0.24	0.21
	1000	3.07	0.144	0.14	0.34
ventilé petites bulles	780	2.45	0.204	0.05	0.46
	1000	3.07	0.88	0.14	2.07

Tableau 6.2 Frottement pariétal induit par la présence des bulles pour les différents régimes

A partir du tableau précédent, on peut remarquer que le frottement pariétal augmente globalement dans tous les régimes diphasiques. Cette augmentation est proportionnelle au taux de vide mais aussi à la taille des bulles. En effet, si on compare les régimes cavitants stratifié et homogène, on voit bien qu'en cavitant stratifié le frottement est plus important pour un gradient du taux de vide moindre. Si l'on compare, maintenant le régime ventilé grosses bulles au régime cavitant, à un gradient de taux de vide moins important en cavitant, l'augmentation du frottement est plus important pour ce régime dû à la présence de bulles millimétriques en outflow en cavitant.

6.4.4. Influence sur la longueur d'onde axiale

Lorsque les bulles (sub ou millimétriques) sont localisées en outflow, on observe une augmentation de la longueur d'onde axiale. Néanmoins, pour les bulles millimétriques, ce phénomène est contrebalancé par la réduction de la taille des cellules due à la capture des bulles : il faut alors que le taux de vide en outflow due à la contribution des bulles millimétriques soit plus important que le taux de vide au cœur des cellules pour obtenir augmentation globale de longueur d'onde axiale (cavitant stratifié en bas du dispositif). En écoulement faiblement turbulent, la Figure 6.15 montre que la variation relative de longueur d'onde axiale varie linéairement avec la différence entre le taux de vide mesuré au cœur et en outflow.

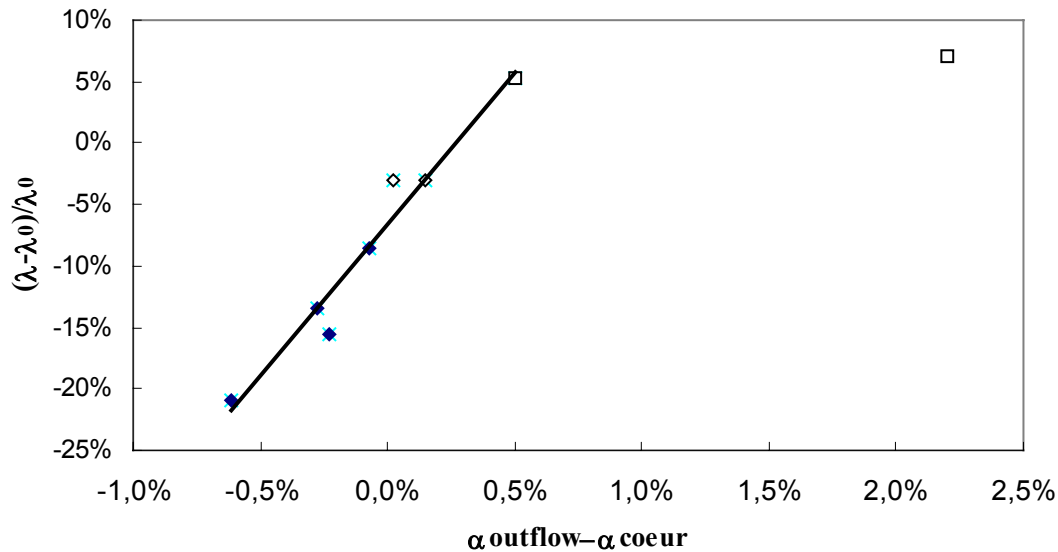


Figure 6.15 Variation relative de la longueur d'onde axiale en fonction du taux de vide au cœur et en outflow pour les régimes chaotique et faiblement turbulent
 ◆ cavitant (homogène et stratifié), △ ventilé (grosses bulles), □ ventilé (petites bulles)

En écoulement de Taylor Couette monophasique, l'augmentation de la longueur d'onde est liée à l'augmentation du frottement pariétal (Cognet, 1984), en accord avec le développement de la turbulence. Le frottement induit par la présence des bulles en outflow contribue ainsi à l'amincissement de la couche limite, à l'augmentation de la taille des cellules et à l'augmentation de la longueur d'onde axiale.

De plus, le frottement induit par la présence des bulles en outflow produit un supplément d'énergie cinétique fluctuante dans la zone de jet. Sur la Figure 6.16, nous avons représenté l'augmentation de la vitesse rms axiale induite en outflow par la présence des bulles en fonction du taux de vide au point de mesure le plus proche de la paroi. Pour les régimes faiblement turbulents, le gain d'énergie cinétique turbulente dans la direction axiale comprend essentiellement la turbulence de cisaillement et augmente avec la taille des bulles. On montre que l'excès d'énergie cinétique turbulente varie linéairement avec le taux de vide local ou avec le gradient de taux de vide à la paroi (ce qui revient au même car pour le calcul du gradient à la paroi, on utilise la valeur du taux de vide au 1^{er} point de mesure). Pour le régime turbulent, le gain d'énergie cinétique est plus important et tient compte de la contribution de la pseudo-turbulence.

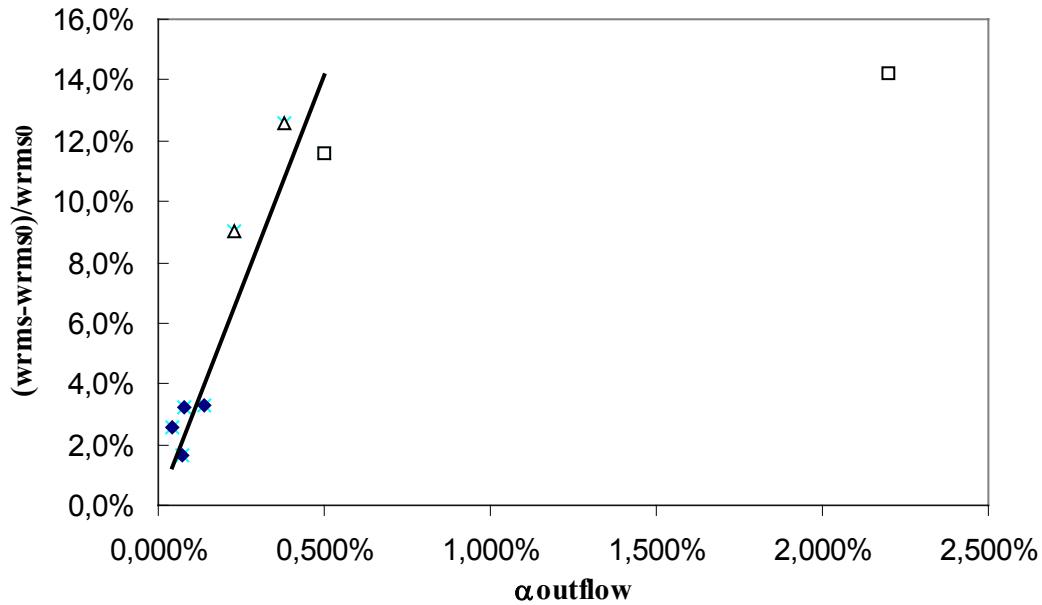


Figure 6.16 Evolution de la valeur RMS de la vitesse axiale en région d'outflow en fonction du taux de vide pour les régimes faiblement turbulents
◆ cavitant (homogène et stratifié), △ ventilé (grosses bulles), □ ventilé (petites bulles)

Les régions frontières étant connues pour constituer des barrières aux échanges entre cellules, on peut donc supposer que les bulles qui viennent se placer dans ces régions en proche paroi améliorent la diffusivité axiale. En écoulement de Taylor Couette monophasique, Tam et Swinney (1987) ont montré que la diffusivité axiale évolue linéairement avec la longueur d'onde axiale. On peut modéliser la diffusivité axiale dans les zones frontières sous la forme :

$$D_z \approx w_{rms} \lambda \quad (6.15)$$

Nous avons tracé sur la Figure 6.17 la variation relative de diffusivité axiale $\frac{\Delta D_z}{D_{z0}} \approx \frac{\Delta w_{rms}}{w_{rms0}} + \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0}$ en fonction du taux de vide en région d'outflow et au cœur des cellules.

Globalement la diffusivité axiale pour les régimes de turbulence naissante évolue linéairement avec le taux de vide en outflow et le taux de vide au cœur des cellules.

Ainsi avec l'introduction de bulles localisées en outflow près du cylindre intérieur, on développe prématurément la turbulence. En particulier, on augmente la diffusion turbulente axiale, lorsque le taux de vide en outflow est supérieur au taux de vide au cœur des cellules (cas des bulles millimétriques).

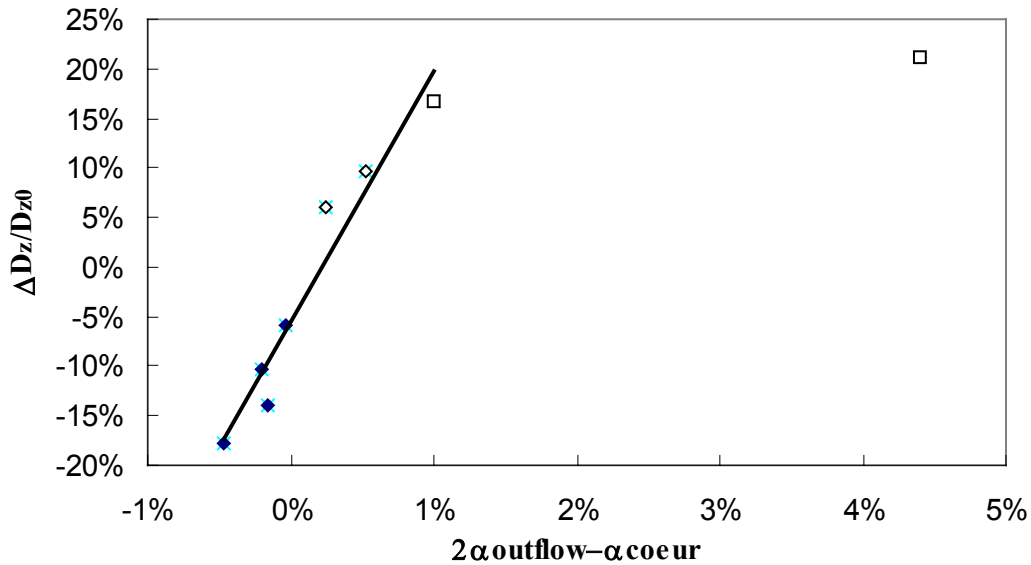


Figure 6.17 Variation relative de la diffusivité axiale en fonction du taux de vide pour les régimes faiblement turbulents
 ◆ cavitant (homogène et stratifié), ◇ ventilé (grosses bulles), □ ventilé (petites bulles)

6.5. Conclusion

A partir de la comparaison entre les différents régimes d'écoulement (cavitant, ventilé grosses bulles et petites bulles), nous avons pu mettre en évidence l'effet de la taille des bulles sur leur localisation dans l'écoulement de Taylor Couette et sur les caractéristiques de l'écoulement.

Les bulles de taille $0.15d$ à $0.18d$ sont capturées au cœur des cellules de Taylor, dans les cellules dont le sens de rotation est anti-horaire. A partir de la modélisation du champ de vitesse et du bilan des forces exercées sur les bulles, nous avons réalisé un calcul analytique des positions de capture stables des bulles. En écoulement chaotique, la localisation des bulles au cœur des cellules résulte de l'équilibre entre la force de traînée axiale et la force d'archimède et est en bon accord avec les observations. Dans la direction radiale, les différentes forces représentent une même contribution. Nous avons mis en évidence le rôle joué par le gradient axial de vitesse azimuthale sur la capture des bulles. Nous avons également calculé le déphasage entre les nœuds de la modulation à la fréquence F' et la position de capture des bulles.

Pour capturer les bulles, il y a décalage des maximas de vorticité des cellules vers la position d'équilibre des bulles et redistribution de la vorticité, avec augmentation locale à la position d'équilibre. Globalement, la vorticité augmente dans les cellules de Taylor et la taille des cellules diminue, proportionnellement au taux de vide dans les cellules.

Les bulles sub-millimétriques ou millimétriques de taille supérieure à $0.25d$ sont localisées en outflow, dans la zone de minimum de pression près du cylindre intérieur. La région d'outflow étant le si ge de jets sortants responsables de la naissance de l'onde

azimutale, les bulles ralentissent le jet et peuvent déstructurer l'onde azimutale pour des bulles de taille comparable à l'échelle de longueur de l'onde azimutale (ici 5mm). En écoulement chaotique, on peut alors observer la disparition prématurée de l'onde azimutale si le taux de vide en outflow est supérieur à un taux de vide critique entre 0.05% et 0.07% . L'accrochage des bulles capturées au cœur des cellules à la fréquence de la modulation f contribue alors à redistribuer l'énergie du mouvement fluctuant de l'onde azimutale vers sa modulation.

D'autre part, les bulles situées en zone d'outflow près du cylindre intérieur tendent à homogénéiser dans l'entrefer la quantité de mouvement dans la direction azimutale. On observe une décélération de l'écoulement près du cylindre intérieur en rotation, décélération proportionnelle à la vitesse de glissement et au taux de vide en proche paroi. Les bulles dans la région d'outflow sont responsables de l'augmentation du frottement pariétal. Nous avons relié l'augmentation du frottement au gradient de taux de vide à la paroi et à la vitesse de glissement des bulles en proche paroi.

Globalement, on a un gain d'énergie cinétique turbulente en écoulement de Taylor Couette diphasique principalement dû au travail des contraintes de cisaillement. Lorsque les bulles sont majoritairement localisées en outflow près du cylindre intérieur, la diffusivité axiale augmente et inversement si les bulles sont majoritairement capturées par les cellules de Taylor.

En résumé, les bulles localisées au cœur des cellules contribuent à stabiliser l'écoulement par l'augmentation de la vorticité, alors que les bulles localisées en proche paroi dans la zone de jet contribuent à développer la turbulence, par l'augmentation du cisaillement dépendant de la taille des bulles.

CONCLUSION

7. Conclusion

Le but de ce travail était d'étudier expérimentalement les mécanismes d'interaction entre le développement des structures de la turbulence et une phase dispersée (gaz ou vapeur) dans un dispositif de Taylor Couette avec rotation du cylindre intérieur. Les bulles ont été générées soit par ventilation (taille $0.04d$ ou $0.04d$ à $0.3d$), soit par injection associée à une mise en dépression de l'installation (taille de 0.15 à $0.3d$).

L'écoulement de Taylor Couette a été choisi car il présente de nombreux avantages. En effet, d'une part la turbulence se développe progressivement : il y a apparition de cellules contra-rotatives de Taylor et superposition progressive des différentes instabilités. Les caractéristiques de ces instabilités étant connues, nous avons étudié les interactions entre les bulles et ces structures de Taylor. D'autre part, l'écoulement de Taylor Couette présente aussi des zones à fort cisaillement : zone de jet entre cellules et zones de proche paroi. Les interactions ont été étudiées aussi dans ces zones là.

Nous avons procédé à l'étude expérimentale de l'écoulement de Taylor Couette diphasique pour des régimes qui n'avaient pas été étudiés jusqu'à présent. Nous nous sommes intéressés aux régimes intermédiaires (chaotique $Ta=780$, quasi turbulent $Ta=1000$) et pour le régime turbulent ($Ta=4500$) et en particulier à la transition entre les deux régimes de turbulence naissante. Pour ces différents régimes, nous avons également analysé la nature des interactions en fonction de la taille des bulles.

Nous avons caractérisé le régime d'écoulement monophasique par des mesures LDV et des visualisations. Le but était de recenser tous les états d'écoulement possibles, du régime laminaire au régime turbulent au fur et à mesure du développement des instabilités. Nous avons caractérisé la longueur d'onde axiale, le nombre d'onde azimutale et les fréquences caractéristiques ainsi que les composantes axiale et azimutale de la vitesse moyenne et fluctuante. Une étude systématique de la rampe d'accélération de la vitesse du cylindre tournant a été menée afin d'assurer une bonne reproductibilité pour les différents régimes étudiés.

En régime d'écoulement diphasique, nous avons caractérisé l'état d'écoulement par des visualisations (arrangement de la phase dispersée, nombre de colliers de bulles, longueur d'onde axiale, nombre d'ondes azimutales). Nous avons procédé à des mesures LDV (fréquences caractéristiques, profils de vitesse azimutale et axiale). D'autre part, nous avons caractérisé la phase dispersée par intrusion de sonde optique double dans le but de quantifier le taux de vide, la taille et la vitesse de bulles. La détermination des tailles de bulles par cette méthode de mesure a été validée par traitement d'image.

Pour les régimes étudiés, la localisation des bulles dans l'entrefer ne dépend pas du régime mais de la taille des bulles. Pour un diamètre de bulle variant entre $0.15d < d_B < 0.25d$, les bulles sont capturées au cœur des cellules, une cellule sur deux, dans la cellule qui se situe juste au dessus du outflow. Les bulles sont capturées préférentiellement par la modulation d'onde $f=0,44\Omega_i$. Les bulles de taille supérieure ou submillimétriques sont localisées en région d'outflow entre cellules près du cylindre intérieur. Nous avons ainsi observé que les structures de l'écoulement interagissaient différemment avec les bulles selon leur localisation.

Des simulations ont permis de déterminer les positions d'équilibre stables au cœur des cellules. Les résultats des calculs sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Les bulles capturées au cœur des cellules modifient la structure de l'écoulement. Pour un taux de vide critique au cœur des cellules supérieur à 0.1%, la longueur d'onde axiale diminue. D'une part, le maximum de vorticité se décale vers la position de capture des bulles sous l'effet de la force d'Archimède engendrant un transfert de quantité de mouvement radial de la région d'outflow vers la région d'inflow, se matérialisant par le renforcement du jet en inflow et l'affaiblissement du jet en outflow. D'autre part, pour capturer les bulles malgré la force centrifuge due à la rotation des cellules, la vorticité augmente et cette augmentation est proportionnelle au taux de vide au cœur des cellules.

Pour des bulles millimétriques localisées dans les régions à fort cisaillement type outflow, nous avons observé une disparition prématurée de l'onde azimutale pour un taux de vide critique entre 0.05% et 0.07%. Cela est dû à la déstructuration du jet donnant naissance à l'onde azimutale par la présence des bulles dans cette région d'écoulement, pour des bulles de taille équivalente à la taille caractéristique de l'onde azimutale. L'énergie cinétique fluctuante est transférée de l'onde azimutale vers la modulation d'onde avec un renforcement de cette dernière par la capture des bulles au cœur des cellules.

Pour des bulles localisées en outflow (de taille submillimétriques ou millimétriques), les bulles ont une vitesse de glissement dans la direction azimutale et ont tendance à ralentir le liquide dans cette direction. On observe une homogénéisation de la vitesse azimutale dans l'entrefer et une augmentation du gradient à la paroi du cylindre intérieur. Ce résultat est conforme   ce que l'on attend avec injection de bulles de l'extérieur de la couche limite vers l'intérieur de la couche limite et présence d'un pic de taux de vide en proche paroi. Le frottement pariétal ainsi que l'énergie cinétique turbulente, produite essentiellement par le cisaillement, augmentent proportionnellement au taux de vide et avec la taille des bulles.

Pour des bulles localisées en outflow près du cylindre intérieur (de taille submillimétriques ou millimétriques), on a une augmentation de la longueur d'onde axiale, en accord avec l'augmentation du frottement pariétal. Si on capture de bulles aussi au cœur des cellules, la longueur d'onde axiale varie linéairement avec la différence des taux de vide entre la zone d'outflow et le cœur des cellules. Dans la direction axiale, la diffusivité varie avec la longueur d'onde axiale et la vitesse axiale rms. Lorsque le taux de vide est prépondérant en outflow proche paroi, la diffusivité axiale augmente et diminue lorsque le taux de vide au cœur des cellules est prépondérant.

Globalement, les bulles qui se localisent en cœur des cellules tendent à stabiliser l'écoulement en augmentant la vorticité, alors que les bulles qui viennent se localiser en proche paroi dans la région de jet contribuent à développer la turbulence, par augmentation du cisaillement.

Néanmoins, il serait utile de mesurer le frottement pariétal par la mesure du couple exercé sur le cylindre intérieur. Pour corréler le frottement pariétal au pic de taux de vide à la paroi, il serait nécessaire de mesurer les gradients de taux de vide en proche paroi à l'aide de sondes optiques plus petites ou par mesures PIV couplées à une méthode de discrimination de phase. Il serait également intéressant de mesurer le frottement turbulent par PIV ou polarographie et ce afin de quantifier la production d'énergie cinétique turbulente induite par la présence des bulles et pouvoir discuter des contributions respectives de la turbulence de cisaillement et de la pseudo-turbulence dans la turbulence induite.

La composante radiale de la vitesse mériterait d'être quantifiée par PIV, cela permettrait une détermination plus fiable de la vorticité dans le cellule et cela permettrait de quantifier le glissement radial des bulles dans les zones du jet.

D'autre part, afin de dissocier les effets de la contribution des bulles localisées au cœur des cellules de la contribution des bulles localisées en outflow, il serait souhaitable d'avoir un système d'injection plus sélectif pour n'avoir que des bulles (0,15d à 0,25d) capturées au cœur des cellules. Cela permettrait d'analyser la répercussion du déplacement de la vorticité au cœur sur l'intensité des jets en zone frontière, sans échange de quantité de mouvement dû au glissement dans les zones frontières.

De plus, il serait nécessaire d'étudier l'influence de bulles submillimétriques, localisées en outflow, sur la longueur d'onde axiale en s'affranchissant de l'effet d'oscillation de la surface libre. Pour cela il faudrait dimensionner un dispositif d'injection de bulles de petite taille et pouvoir analyser ainsi la corrélation entre l'augmentation de la longueur d'onde axiale et le frottement pariétal induit par la présence des bulles. En effet, les mécanismes physiques responsables de l'augmentation de la longueur d'onde pour cette configuration d'écoulement mériteraient d'être analysés en détail.

REFERENCES
BIBLIOGRAPHIQUES

Références bibliographiques

- R.J. Adrian & C.S Yao. Power spectra of fluid velocities measured by Laser Doppler Velocimetry. *Experiments in fluids*, Vol 56: 17-28, 1987
- K. Atkhen, J. Fontaine & J.E. Wesfreid. Highly turbulent Couette-Taylor bubbly flow patterns. *Journal of Fluid Mechanics*. Vol 422 : 56-68, 2000
- T.R. Auton, J.C.R. Hunt & M. Prud'homme. The force exerted on a body in inviscid unsteady non-uniform rotational flow. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol 197: 241-257, 1988.
- C.F. Barenghi & C.A. Jones. Modulated Taylor Couette flow, *Journal of Fluid Mechanics*, 208: 127-160, 1989.
- B. Belahadji & J.P. Franc. Cavitation in the rotational structures of a turbulent wake, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol 287: 383-403, 1995.
- A. Bouabdallah. Transitions par évolution spectrale et phénomènes d'interactions instabilités-turbulence, *Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine*, 1980.
- A. Brandstater & H.L Swinney. Chaotic Couette-Taylor flow, *Internal Symposium on flow-induced vibration, ASME*, Chicago US, 1988.
- A. Cartelier. Optical probes for local void fraction measurements : Characterization of performance, *Review of Scientific Instruments*. Vol 61, n°2: 874-886, 1990.
- A. Cartelier & J.L. Achard. Local phase detection probes in fluid/fluid two-phase flows, *Review of Scientific Instruments*, Vol 62, n°2: 279-303, 1991.
- F. Caton, B. Janiaud & E. J. Hopfinger. Stability and bifurcations in stratified Taylor-Couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol 419 : 93-124, 2000.
- G.L. Chahine, E. Delepoule & P. Hauwaert. Study of the interaction between a bubble and a vortical structure. *Cavitation and multiphase Flow ASME*, 153: 39-45, 1993.
- S. Chandrasekhar. Hydrodynamic and hydromagnetic stability. *Oxford: Claredon Press.*, 1961.
- N.N. Clark & R.Turton. Chord length distributions related to bubble size distributions in multiphase flows, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol 14 n°4: 413-424, 1988
- E. Climent & J. Magnaudet. Modifications d'une couche de mélange verticale induites par la présence de bulles. *C.R. Acad. Sci. Paris*, t. 326, Série II b, p 627-634, 1998.
- G. Cagnet. Les étapes vers la turbulence dans l'écoulement de Couette-Taylor entre cylindres coaxiaux. *Journal de Mécanique Théorique et Appliquée*, Numéro spécial 7-44, 1984.

- J.A. Cole. Taylor-vortex instability and annulus-length effects. *Journal of Fluid Mechanics*, 75: part 1: 1-15, 1976.
- D. Coles. Transition in circular Couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 21:385-425, 1965.
- G.Comte Bellot. Ecoulement turbulent entre deux parois parallèle. *Publications scientifiques et techniques du ministère de l'air*, n° 419, 1965
- K.T.Coughlin & P.S. Marcus. Modulated waves in Taylor-Couette flow. Part 2. Numerical simulation, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol 234: 19-46, 1992.
- A. Davey. The growth of Taylor vortices in flow between rotating cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 14: 336-368, 1962
- A. Davey, R.C Di Prima & J.T. Stuart. On the instability of Taylor vortices. *Journal of Fluid Mechanics*, 31:17-52, 1968.
- R.C. Diprima, P.M Eagles & B.S. Ng. Effect of radius ratio on the stability of Couette flow-Taylor vortex flow. *Physics of Fluids*, 27:N°10: 2403-2411, 1984.
- H. Djeridi, C. Gabillet, J.Y. Billard. Two-phase Couette Taylor flow: Arrangement of the dispersed phase and effects on the flow structures. *Physics of Fluid*, Vol. 16, n°1, pp. 128-139, 2004.
- M.A. Dominguez-Lerma, G. Ahlers & D.S. Canel. Marginal stability curve and linear growth rate for rotating Couette-Taylor flow and Rayleigh-Benard convection. *Phys. Rev.*, 27: 856-860, 1984.
- J.F. Favé. Analyse des effets d'une phase dispersée par cavitation ou ventilation sur les structures de l'écoulement de Taylor Couette. *Thèse de doctorat, Institut de Recherche de l'Ecole Navale*, 1999.
- P.R. Fenstermacher, H.L. Swinney & J.P. Gollub. Dynamical instabilities and the transition to chaotic Taylor vortex flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 94 part 1: 103-128, 1979.
- J.P. Franc, F. Avellan, B. Belahadji, J.Y. Billard, L. Briançon-Marjollet, D. Fréchou, D.H. Fruman, A. Karimi, J.L. Kueny & J.M. Michel. La cavitation. *Collection Grenoble Sciences, Presses Universitaires de Grenoble*, 1995.
- C. Gabillet. Etude expérimentale d'un écoulement turbulent en canal horizontal avec injection pariétale de bulles. *Thèse de doctorat, Institut Nationale Polytechnique de Toulouse*, 1998.
- M. Gaster & J.B. Roberts Spectral analysis of randomly sampled signals, *J.Inst.Maths Applics*, Vol 15, 1975.
- J.P. Gollub & M.H. Freilich. Optical heterodyne study of the Taylor instability in a rotating fluid. *Physical Review letters*, 33:N°25:1465-1468, 1974.
- J.P. Gollub & M.H. Freilich. Optical heterodyne test of perturbation expansions for the Taylor instability. *Physics of Fluids*, 19:N°5:618-626, 1976.

- M. Gorman & H.L. Swinney. Visual observation of the second characteristic mode in a quasiperiodic flow. *Physical Review Letters*, 43: N°25:1871-1875, 1979.
- M. Gorman, L.A. Reith & H.L. Swinney. Modulation patterns, multiple frequencies, and other phenomena in circular Couette flow. *Annals New York Academy of Sciences*, 1980.
- M. Gorman & H.L. Swinney. Spatial and temporal characteristics of modulated waves in the circular Couette system. *Journal of Fluid Mechanics*, 117:123-142, 1982.
- P. Hall. The stability of unsteady cylinder flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 67:20-63, 1975.
- A. Kamp. Ecoulements turbulents à bulles dans une conduite en micropesanteur. *Thèse de doctorat, Institut Nationale Polytechnique de Toulouse*, 1996.
- A. Kubota, H. Kato & H. Yamaguchi. A New Modelling of Cavitating Flows: A Numerical Study of Unsteady Cavitation on a Hydrofoil Section, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 240, pp. 59-96.
- D. Legendre & J. Magnaudet. The lift force on a spherical bubble in a viscous linear shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*. 368: 81-126, 1998.
- T.T. Lim, Y.T. Chew & Q. Xiao. A new flow regime in a Taylor Couette flow. *Physics of Fluids*, 10:N°12: 3233-3235, 1998.
- P.S. Marcus. Simulation of Taylor Couette flow. Part 2. Numerical results for wavy-vortex flow with one traveling wave. *Journal of Fluid Mechanics*, 146: 65-113, 1984.
- J.L. Marié. Modelling of the skin friction and heat transfer in turbulent two component bubbly flows in pipes. *International Journal of Multiphase Flow*, Vol 13 n° 3: 309-325, 1987.
- R. Mei, C.J. Lawrence & R.J. Adrian, Unsteady drag on a sphere at finite Reynolds number with small amplitude fluctuations in the free stream velocity. *Physics of fluids*, Vol 6: 418-420, 1994.
- A. Mehel, C. Gabillet, H. Djeridi, Bubble effect on the Structures of Weakly turbulent Couette Taylor Flow, *In Proceedings of FEDSM'2005*, 10pp, 2005 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting and Exhibition, June 19-23, 2005, Houston TX, USA
- A. Mehel, C. Gabillet, H. Djeridi, *Caractérisation de l'écoulement de Taylor Couette diphasique*, *In Proceedings of CFM'2005*, 6pp, 17ème Congrès Français de Mécanique, 2-3 septembre, 2005, Troyes, France
- A. Mehel, C. Gabillet, H. Djeridi, Bubble effect on the Structures of Weakly turbulent Couette Taylor Flow. (Publication à paraître au) *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 128, July 2006
- E.M. Moursali. Etude expérimentale d'une couche limite eau-air à bulles se développant sur une plaque plane verticale. *Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon*, 1993

- J. Parker and P. Merati. An investigation of turbulent Taylor Couette flow using Laser Doppler Velocimetry in a refractive index matched facility. *Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering*, 118:810-818, 1996.
- Pijush k. Kundu, Fluid Mechanics. *Academic Press*, 1990
- P.J. Riley & R.L. Laurence. Linear stability of modulated circular-Couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*. 75: 625-646, 1975.
- M. Rivero. Etude par simulation numérique des forces exercées sur un inclusion sphérique par un écoulement accéléré. *Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse*, 1993.
- J.B. Roberts & D.B.S. Ajmani. Spectral analysis of randomly sampled signals using a correlation-based slotting technique. *IEE proceedings Vol. 133*: 153-162, 1986.
- V. Roig. Zone de mélange d'écoulements diphasiques à bulles. *Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse*, 1993.
- A. Roshko, Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol 10: 345-356.
- K.J. Sene, J.C.R. Hunt & N.H. Thomas. The role of coherent structures in bubble transport by turbulent shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 259: 219-240, 1994.
- I.Senocak and W.Shyy. A Pressure-Based Method for Turbulent Cavitating Flow Computations, 31st AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, AIAA 2001-2907, 2001.
- Y. Shiomi, H. Kutsuna K. Akagawa & M.Ozawa. Two-phase flow in an annulus with a rotating inner cylinder (flow pattern in bubbly flow region), *Nuclear Engineering and Design* 141: 27-34, 1993.
- G.P. Smith & A.A. Townsend. Turbulent Couette flow between concentric cylinders at large Taylor numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 123: 187 - 217, 1982
- G. Sridhar & J. Katz. Effects of entrained bubbles on the structure of vortex rings. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol 397: 171-202, 1999.
- J.T. Stuart. On the non linear mechanics of hydrodynamic stability. *Journal of Fluid Mechanics*, 4: 1-21, 1958.
- Y. Takeda. On the high frequency multiplet of power spectrum in a rotating Couette system. *Proceedings of the 10 th International Couette-Taylor Workshop*, July 15-18, Paris, France, 1997.
- Y. Takeda. Quasi-periodic state and transition to turbulence in a rotating Couette System. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol 389: 81-99, 1999
- Y. Takeda & W. E. Fischer. Experimental observation of the quasiperiodic modes in a rotating Couette system. *Physical Review E*, Vol 47 n°6: 4130-4134, 1993

W. Y. Tam and Harry L. Swinney. Mass transport in turbulent Couette-Taylor flow, *Physical Review A*, 36: 1374–1381, 1987.

G.I. Taylor. Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders, *Philosophical Transaction of the Royal Society, London, A*: vol CCXXIII: 289-343, 1923.

N.H. Thomas, T.R. Auton, K. Sene, J.C.R. Hunt. Entrapment and transport of bubbles by transient large eddies in multiphase turbulent shear flows. *International Conference on the Physical Modeling of Multi-Phase Flow, Coventry. Fluid Engineering*, 1983.

S.K.L. Wang. Three dimensionnal turbulence structure measurements in air-water two phase flow. *Phd thesis, Rensselaer Polytechnic Institute, New York*, 1985

ANNEXES

Annexe 1 : Correction de la position du volume de mesure

Une correction optique a dû être apportée aux mesures obtenues compte tenu de la réfraction due au changement de milieu mais aussi au problème du dioptré cylindrique où le rayon de courbure est assez important. Des calculs spécifiques pour la correction des déplacements (position du volume de mesure) et de la vitesse ont été conduits.

Les faisceaux laser vont traverser successivement une première interface cylindrique air/altuglas puis une deuxième altuglas/eau-glycérine :

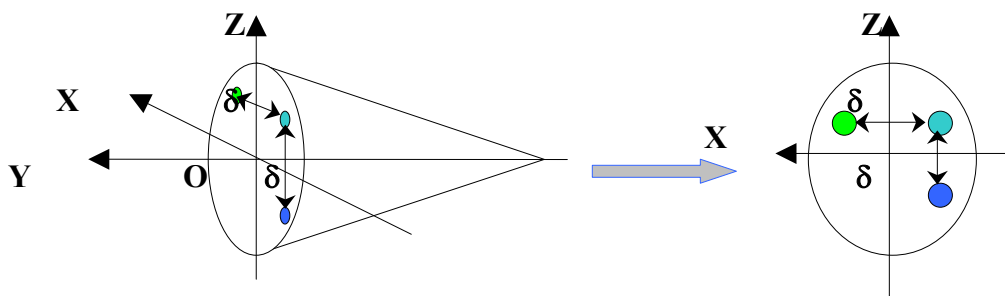


Figure A1.1 Les faisceaux laser à la sortie de la lentille

Nous allons chercher le point d'intersection du faisceau bleu avec le plan $Z = 0$ où il va couper le faisceau commun pour former le volume de mesure servant à mesurer la composante axiale de la vitesse. De même pour le point d'intersection du faisceau vert avec le plan $X = 0$, mesure de la composante azimutale, figure A1.2.

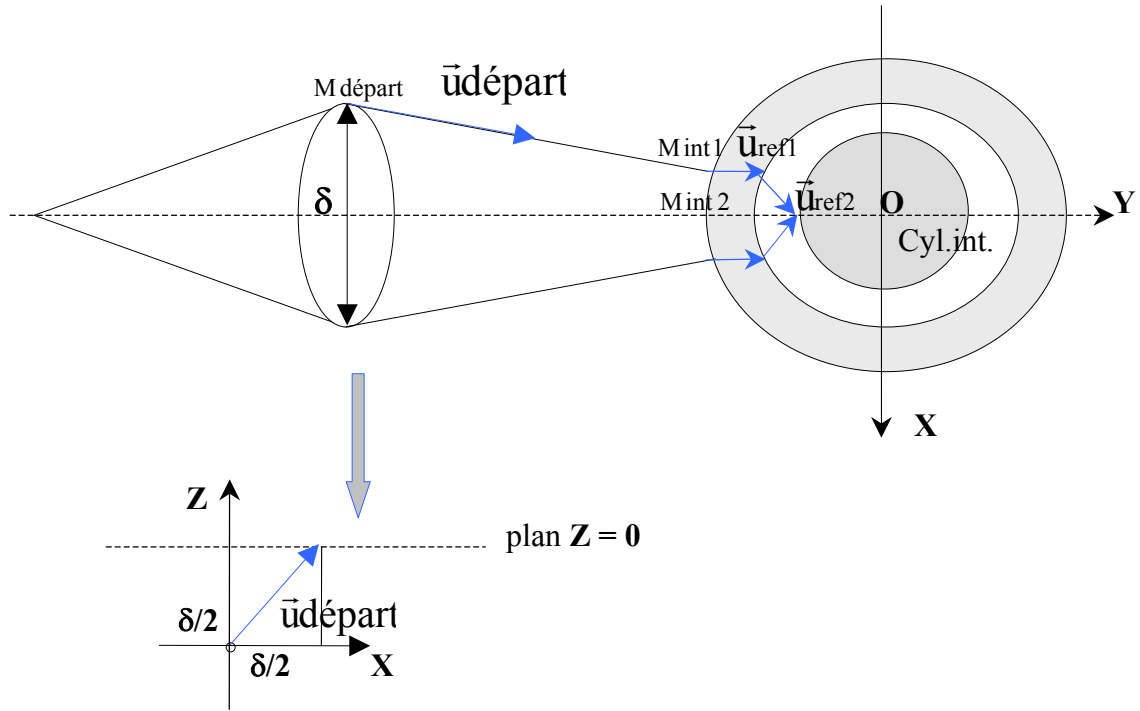


Figure A1.2 Les réfractions subies par les faisceaux

Le faisceau de départ aura pour point de départ $M_{\text{départ}}$ de coordonnées :

$$M_{\text{départ}} = \begin{cases} X_{\text{départ}} = X_{\text{traverse}} - \frac{\delta}{2} \\ Y_{\text{départ}} = Y_{\text{traverse}} - Y_{00} - (R_{\text{ext}} + f\theta c) \\ Z_{\text{départ}} = Z_{\text{traverse}} - \frac{\delta}{2} \end{cases} \quad (\text{A1.1})$$

Comme les fichiers des mesures récupérés affichent les positions de la lentille qui est fixée sur son propre système de déplacement, il nous a semblé plus judicieux d'introduire $(X, Y, Z)_{\text{traverse}}$ qui sont donc les positions de la lentille, figure suivante :

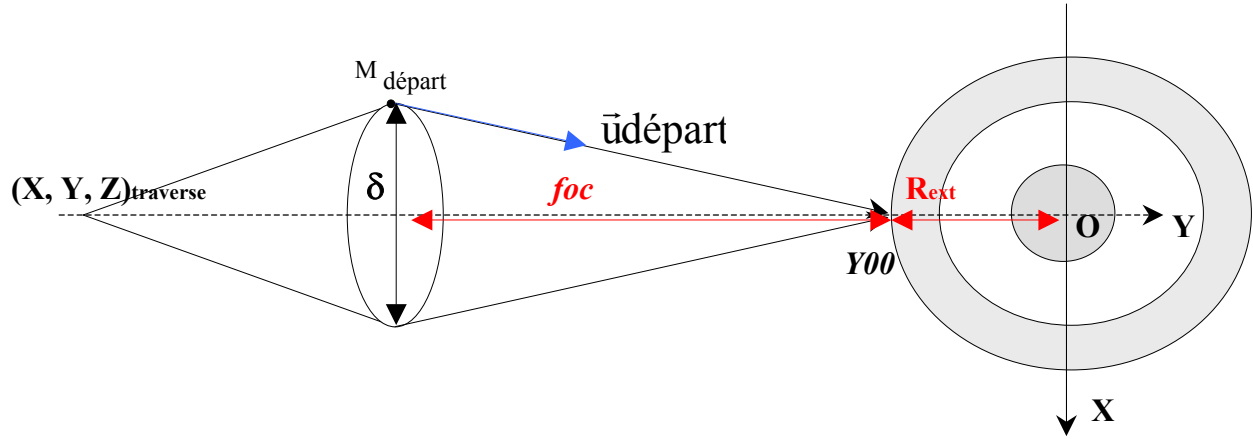


Figure A1.3 La référence du point de départ

Y00 est la position de la lentille sur l'axe Y pour laquelle le volume de mesure se retrouve sur la paroi du cylindre extérieur.

Le vecteur directeur $\vec{u}_{\text{départ}}$ aura pour composantes

$$\begin{cases} u_{\text{départ}X} = \frac{\delta}{2} \\ u_{\text{départ}Y} = \text{foc} \\ u_{\text{départ}Z} = \frac{\delta}{2} \end{cases} \quad (\text{A1.2})$$

On normalise ensuite ces composantes par la norme du vecteur directeur. On évaluera

ensuite l'angle d'incidence $i_1 = \arctg\left(\frac{u_{\text{départ}X}}{u_{\text{départ}Z}}\right)$

Et $i_2 = \arctg\left(\frac{u_{\text{départ}Y}}{u_{\text{départ}Z}}\right)$ (A1.3)

- **Les coordonnées du point d'intersection du faisceau avec le cylindre**

A présent nous allons chercher le premier point d'intersection du faisceau avec le cylindre extérieur :

-Le cylindre extérieur a pour équation : $X^2 + Y^2 = R_{\text{ext}}^2$ (A1.4)

et le faisceau :

$$\begin{cases} X = X_{\text{départ}} + tu_{\text{départ}X} \\ Y = Y_{\text{départ}} + tu_{\text{départ}Y} \\ Z = Z_{\text{départ}} + tu_{\text{départ}Z} \end{cases} \quad (\text{A1.5})$$

En combinant A1.5 et A1.3 et en injectant dans A1.4 \Rightarrow une équation du second degré à variable t :

$$(u_{départX}^2 + u_{départY}^2) X^2 + 2(u_{départX} X_{départ} + u_{départY} Y_{départ}) X + (X_{départ}^2 + Y_{départ}^2 - R_{ext}^2) = 0 \quad (\text{A1.6})$$

Cette équation a deux solutions t^- et t^+ qui sont la première intersection à l'entrée du faisceau dans le cylindre et un deuxième à la sortie de ce dernier.

La solution qui nous intéresse étant la première, nous aurons donc déterminé les coordonnées du point de la première intersection :

$$M_{int1} = \begin{cases} X_{int1} = X_{départ} + t^- u_{départX} \\ Y_{int1} = Y_{départ} + t^- u_{départY} \\ Z_{int1} = Z_{départ} + t^- u_{départZ} \end{cases} \quad (\text{A1.7})$$

- **Le vecteur directeur du faisceau réfracté**

Ayant le point d'intersection, on cherche maintenant le vecteur directeur du faisceau réfracté :

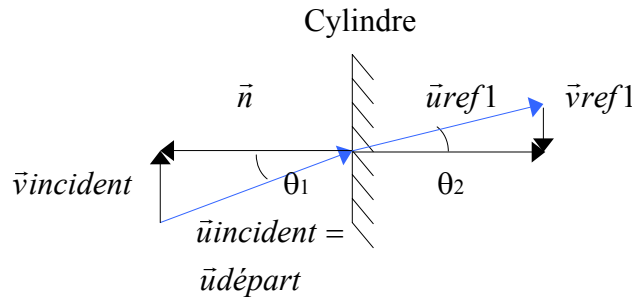


Figure A1.4 la réfraction du faisceau

Cela nous permet d'écrire :

$$\vec{u}_{incident} = (\vec{u}_{incident} \cdot \vec{n}) \vec{n} + \vec{v}_{incident} \Leftrightarrow \vec{v}_{incident} = \vec{u}_{incident} - (\vec{u}_{incident} \cdot \vec{n}) \vec{n} \quad (\text{A1.8})$$

$$\text{avec } \sin \theta_1 = \frac{\|\vec{v}_{incident}\|}{\|\vec{u}_{incident}\|} = \sin i_1 \quad \text{et} \quad \sin \theta_2 = \frac{\|\vec{v}_{refl}\|}{\|\vec{u}_{refl}\|}$$

$$\text{Et comme la loi de Descartes nous permet d'écrire : } \sin \theta_2 n_2 = \sin \theta_1 n_1 \quad (\text{A1.9})$$

$$\Rightarrow \frac{\|\vec{v}_{refl}\|}{\|\vec{u}_{refl}\|} = \frac{n_1}{n_2} \frac{\|\vec{v}_{incident}\|}{\|\vec{u}_{incident}\|} \quad (\text{A1.10})$$

$$\text{mais } \|\vec{u}_{incident}\| = \|\vec{u}_{ref1}\| = 1 \quad \Rightarrow \quad \boxed{\vec{v}_{ref1} = \frac{n_1}{n_2} \vec{v}_{incident}} \quad (\text{A1.11})$$

$$\text{donc } \vec{u}_{ref1} = \vec{v}_{ref1} + \vec{\alpha}n \quad \Rightarrow \quad \|\vec{u}_{ref1}\|^2 = 1 = \|\vec{v}_{ref1}\|^2 + \alpha^2 \quad (\text{A1.12})$$

$$\text{Donc } \alpha = \pm \sqrt{1 - \|\vec{v}_{ref1}\|^2}.$$

$$\text{Alors } \boxed{\vec{u}_{ref1} = \frac{n_1}{n_2} \vec{v}_{incident} \pm \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1\right)^2} \vec{n}} \quad (\text{A1.13})$$

On procèdera au même calcul pour la deuxième réfraction à l'interface altuglas/eau-glycérine avec :

$$M_{int1} (X_{int1}, Y_{int1}, Z_{int1}) \equiv M_{départ} (X_{départ}, Y_{départ}, Z_{départ})$$

$$\text{Et } \vec{u}_{ref1} \equiv \vec{u}_{départ}$$

- **le point d'intersection des deux faisceaux**

1. La composante azimutale

Le faisceau vert a été réfracté deux fois et pour former le volume de mesure, il coupe le deuxième faisceau (le commun), réfracté lui aussi, dans le plan $X=X_{traverse}$, cela suppose que la lentille de mesure doit être centrée par rapport au Taylor couette (origine O au centre de Taylor Couette par rapport à l'axe X).

Comme on raisonne par rapport aux positions données par la traverse, alors le faisceau coupera le plan $X = X_{traverse} \Leftrightarrow X_{int2} + t.u_{ref2X} = X_{traverse} \Rightarrow t = \frac{X_{traverse} - X_{int2}}{u_{ref2X}}$ (A1.14)

Alors la position corrigée du volume de mesure dans l'entrefer pour la composante azimutale sera :

$$\begin{cases} X_x = X_{int2} + t.u_{ref2X} = X_{int2} + (X_{treverse} - X_{int2}) \frac{1}{u_{ref2X}} u_{ref2X} = X_{treverse} \\ Y_x = Y_{int2} + t.u_{ref2Y} = Y_{int2} + (X_{treverse} - X_{int2}) \frac{1}{u_{ref2X}} u_{ref2Y} \\ Z_x = Z_{int2} + t.u_{ref2Z} = Z_{int2} + (X_{treverse} - X_{int2}) \frac{1}{u_{ref2X}} u_{ref2Z} \end{cases} \quad (\text{A1.15})$$

2. La composante axiale

Même principe pour la composante axiale mais le faisceau bleu et le commun se coupent dans le plan $Z = Z_{\text{traverse}} \Leftrightarrow Z_{\text{int}2} + t' \cdot u_{\text{ref}2Z} = Z_{\text{traverse}} \Rightarrow t' = \frac{Z_{\text{traverse}} - Z_{\text{int}2}}{u_{\text{ref}2Z}}$ (A1.16)

La position finale du volume de mesure de la composante axiale :

$$\begin{cases} X_z = X_{\text{int}2} + t' \cdot u_{\text{ref}2X} = X_{\text{int}2} + (Z_{\text{traverse}} - Z_{\text{int}2}) \frac{1}{u_{\text{ref}2Z}} u_{\text{ref}2X} = X_{\text{traverse}} \\ Y_z = Y_{\text{int}2} + t' \cdot u_{\text{ref}2Y} = Y_{\text{int}2} + (Z_{\text{traverse}} - Z_{\text{int}2}) \frac{1}{u_{\text{ref}2Z}} u_{\text{ref}2Y} \\ Z_z = Z_{\text{int}2} + t' \cdot u_{\text{ref}2Z} = Z_{\text{traverse}} \end{cases} \quad (\text{A1.17})$$

- **les demi-angles**

Les demi-angles formé par les composantes de $\vec{u}_{\text{ref}2}$:

$$i'_1 = \arctg\left(\frac{u_{\text{ref}2X}}{u_{\text{ref}2Z}}\right) \quad \text{et} \quad i'_2 = \arctg\left(\frac{u_{\text{ref}2Y}}{u_{\text{ref}2Z}}\right) \quad (\text{A1.18})$$

- **Correction des vitesses**

1. La composante azimutale

La vitesse mesurée dans le mélange dans le cas d'un dioptre plan:

$$V_{\text{mélange}} = C_{\text{mélange}} f_D \quad \text{Avec} \quad C_{\text{mélange}} = C_{\text{air}} = \frac{\lambda_{\text{air}}}{2 \sin(\theta/2)_{\text{air}}} = \frac{\lambda_{\text{mélange}}}{2 \sin(\theta/2)_{\text{mélange}}} \quad (\text{A1.19})$$

Mais dans un dioptre cylindrique, $C_{\text{mélange}} \neq C_{\text{air}}$, donc la vitesse corrigée s'exprimera en fonction de la vitesse mesurée :

$$\begin{aligned} (\text{A1.19}) \Rightarrow V_{\text{mélange}} &= f_D C_{\text{air}} \cdot (C_{\text{mélange}} / C_{\text{air}}) \\ \Leftrightarrow V_{\text{mélange}} &= (f_D C_{\text{air}}) \frac{\lambda_{\text{mélange}} \sin(\theta/2)_{\text{air}}}{\lambda_{\text{air}} \sin(\theta/2)_{\text{mélange}}} \\ \Leftrightarrow (V_{\text{ortho}})_{\text{corrigée}} &= (f_D C_{\text{air}}) \frac{n_1 \sin(i_1)}{n_3 \sin(i'_1)} \end{aligned} \quad (\text{A1.20})$$

$f_D C_{\text{air}}$ étant la vitesse mesurée et affichée par le BSA.

2. La composante axiale

A partir de l'équation (A1.20):
$$(V_{\text{axiale}})_{\text{corrigée}} = (f_D C_{\text{air}}) \frac{n_1 \sin(i_2)}{n_3 \sin(i_2')} \quad (\text{A1.21})$$

Pour vérifier le bon fonctionnement du programme de correction optique basé sur les calculs précédents, on a effectué une mesure en régime laminaire où la variation de la vitesse dans l'entrefer est linéaire, on a calé la courbe des vitesses corrigées à la courbe théorique qui se superposent parfaitement (cf. Figure 2.6).

D'autre part, cette méthode de recalage, nous confirme à 0.1 mm près la position de la traverse Y00.

Ci dessous, le Tableau A1.3 où sont reportés les coefficients de correction des composantes de la vitesse ainsi que les pas de déplacement des volumes de mesures dans l'entrefer équivalent à un déplacement de 1 mm dans l'air :

Direction Azimutale																
Position en entrefer R (mm)	219,21	217,92	216,62	215,34	214,05	212,77	211,49	210,22	208,95	207,69	206,43	205,17	203,92	202,67	201,43	200,18
Coefficient de correction de la vitesse Korth(r)	0,9490	0,9475	0,9460	0,9445	0,9430	0,9415	0,9400	0,9385	0,9370	0,9355	0,9340	0,9326	0,9311	0,9296	0,9282	0,9267
Pas de déplacement dans l'entrefer (mm)	-	1,2971	1,2930	1,2888	1,2847	1,2806	1,2766	1,2725	1,2685	1,2645	1,2605	1,2565	1,2525	1,2486	1,2446	1,2407
Direction Axiale																
Position en entrefer R (mm)	219,94	218,49	217,05	215,60	214,15	212,71	211,26	209,82	208,37	206,93	205,48	204,03	202,59	201,14		
Coefficient de correction de la vitesse Kax(r)	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
Pas de déplacement dans l'entrefer (mm)	-	1,45	1,45	1,45	1,45	1,45	1,45	1,45	1,45	1,45	1,45	1,45	1,45	1,45	1,45	1,45

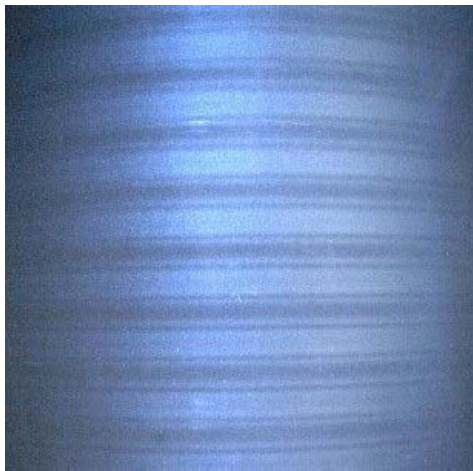
Tableau A1.3 Les coefficients de correction des vitesses et les pas de déplacement du volume de mesure dans l'entrefer.

Comme on peut le remarquer, il ne y'a pas de correction apportée sur la composante axiale de la vitesse.

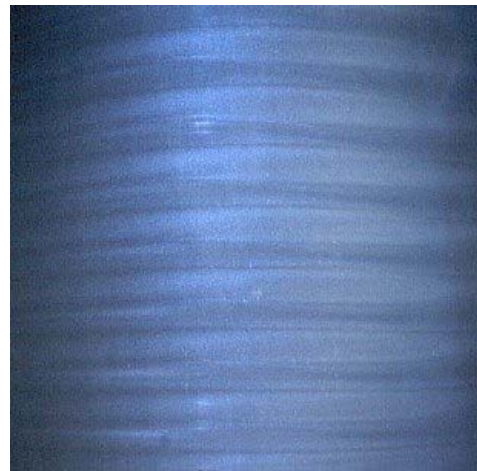
Annexe 2 : Les visualisations et les spectres obtenus en écoulement monophasique à différents régimes.

- ***Annexe2A***

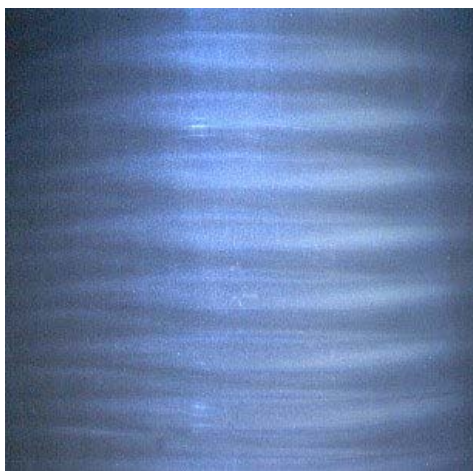
Nous présentons ci dessous les photographies obtenues en régime monophasique pour un nombre de Ta croissant de l'apparition des cellules de Taylor jusqu'à la turbulence développée :



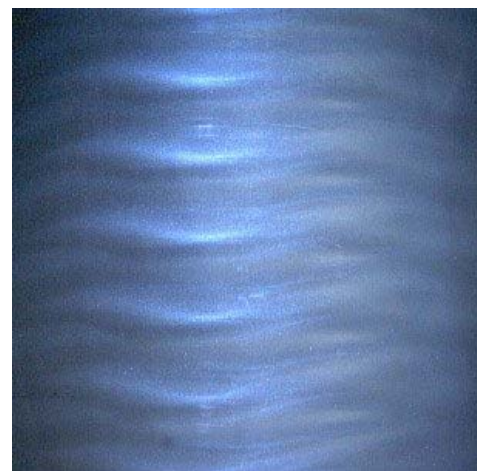
TVF $Ta= 43.37$



WVF $Ta= 49.65, m=3$



WVF $Ta= 51.24, m=4$



WVF $Ta= 68.4, m=5$



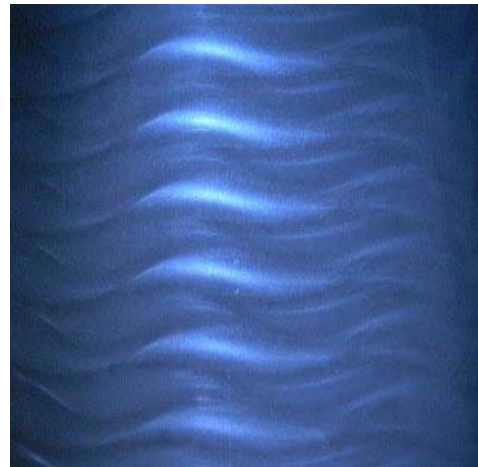
WVF Ta=75.72, m= 6



WVF Ta=85.77, m=7



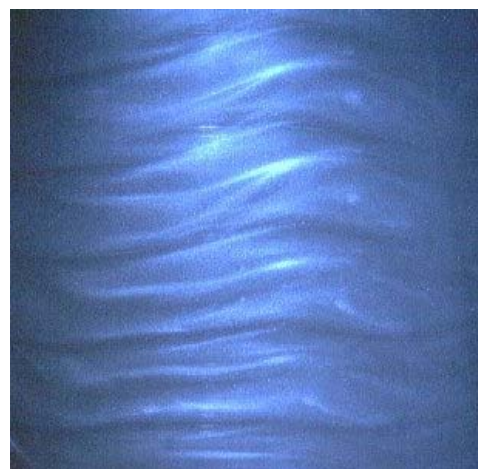
WVF Ta=92.89, m= 8



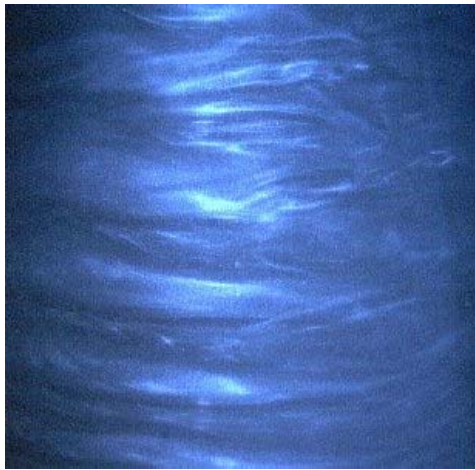
WVF Ta=124.7, m=9



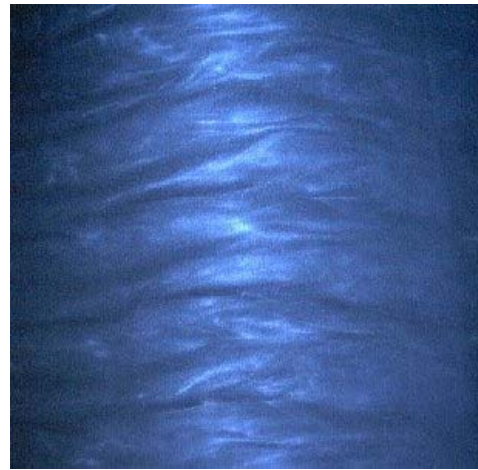
WVF Ta=241.9, m=9



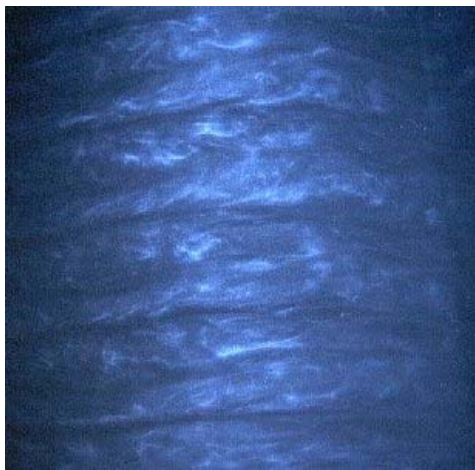
MWVF Ta= 269, m=6



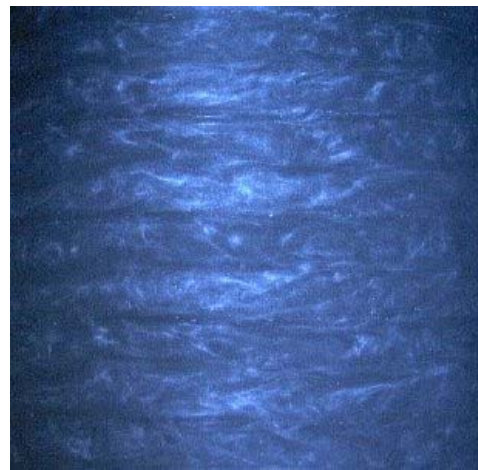
MWVF Ta= 302.95, m=4



MWVF Ta= 416, m=4



MWVF Ta= 607, m=4



Chaotique Ta=775, m=4



Faiblement turbulent Ta=1000



Turbulent Ta 4500

• **Annexe2B**

On présente dans cette partie les spectres de la composante axiale de la vitesse obtenus en régime monophasique dès l'apparition de l'onde azimutale :

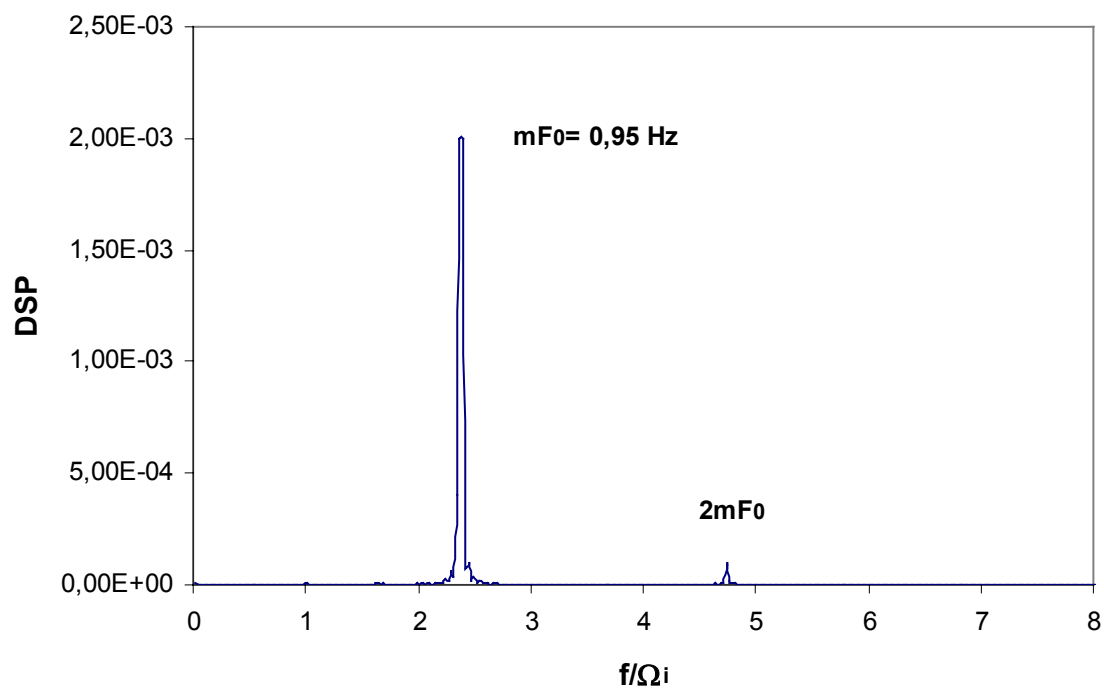


Figure A2.18 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta=50.2$ – ($\lambda=2d$, $m=4$), $\Omega_i = 0.396 \text{ tr/s}$

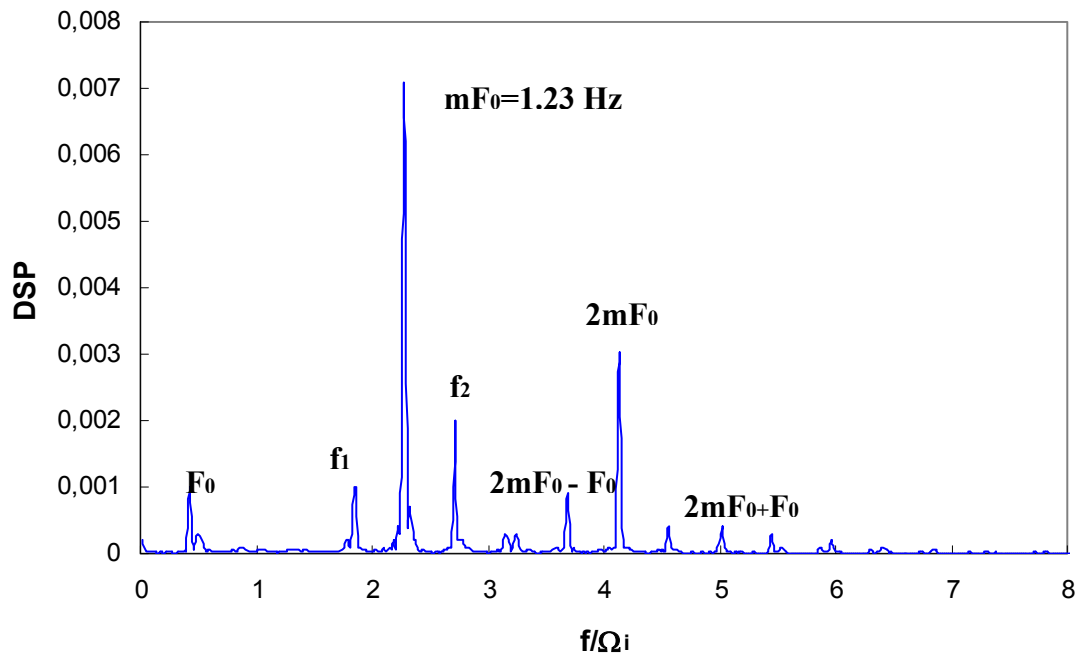


Figure A2.19 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta = 67.54$ – ($\lambda = 2.5d$, $m=5$), $\Omega_i = 0.54$ tr/s

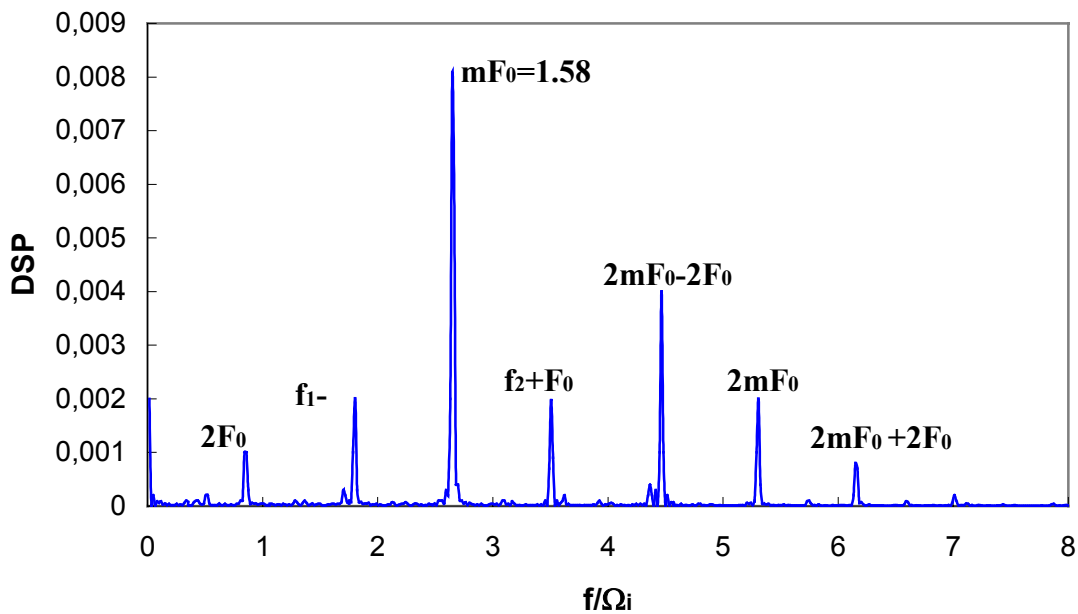


Figure A2.20 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta = 75.67$ – ($\lambda = 2.5d$, $m=6$), $\Omega_i = 0.59$ tr/s

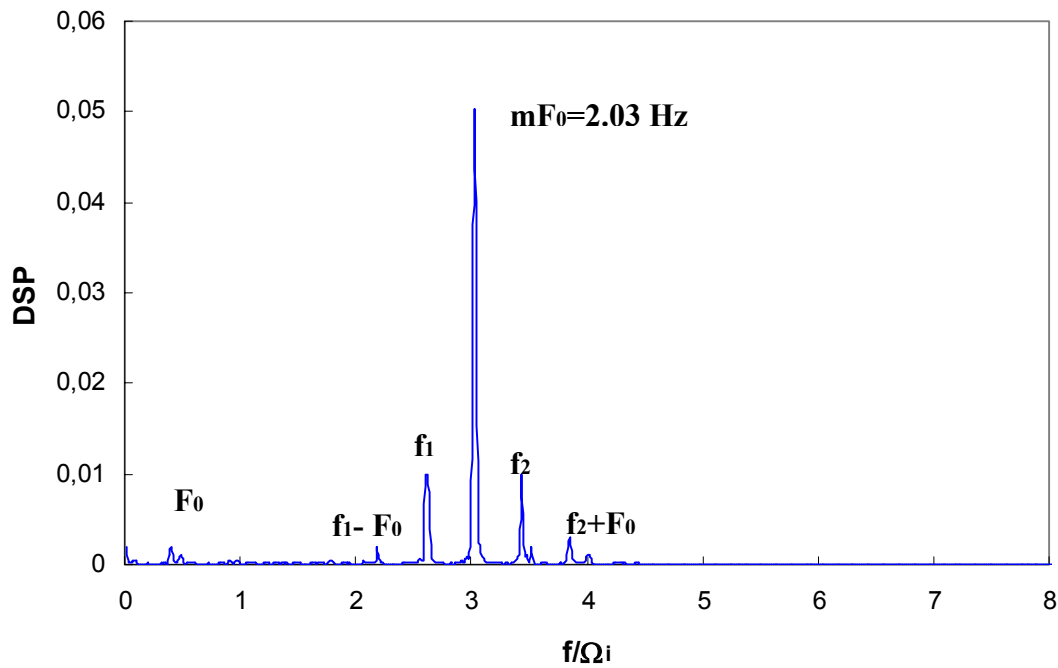


Figure A2.21 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta/Ta_{c1} = 1.96 - (\lambda = 2.5d, m = 7), \Omega_i = 0.66 \text{ tr/s}$

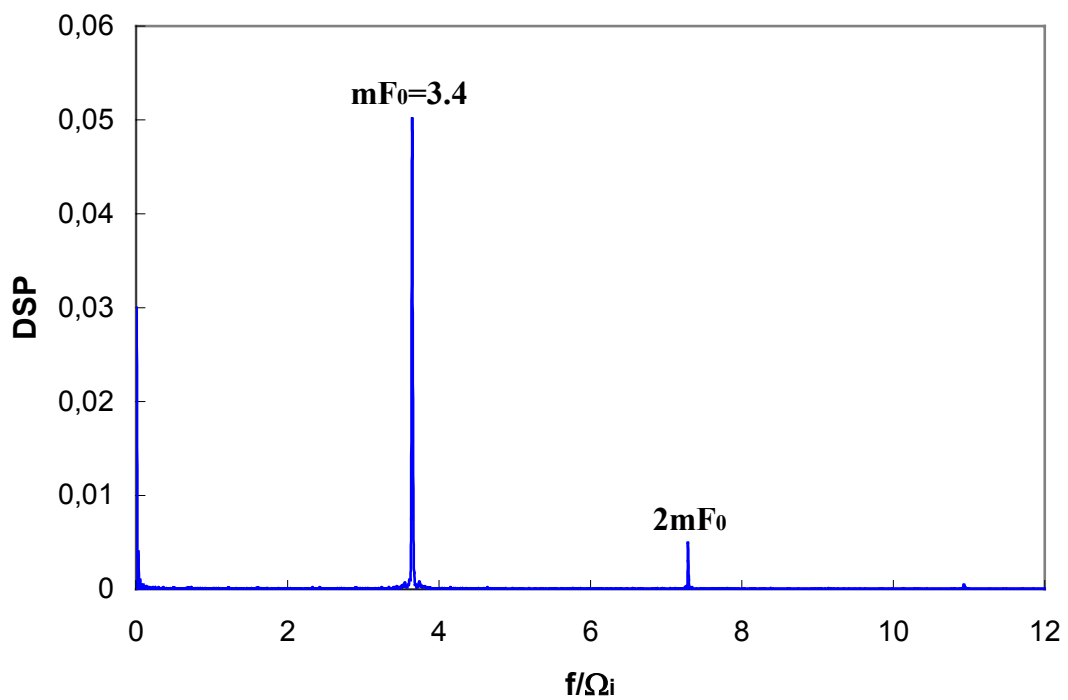


Figure A2.22 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta = 124.7 - (\lambda = 2.5d, m = 9), \Omega_i = 0.94 \text{ tr/s}$

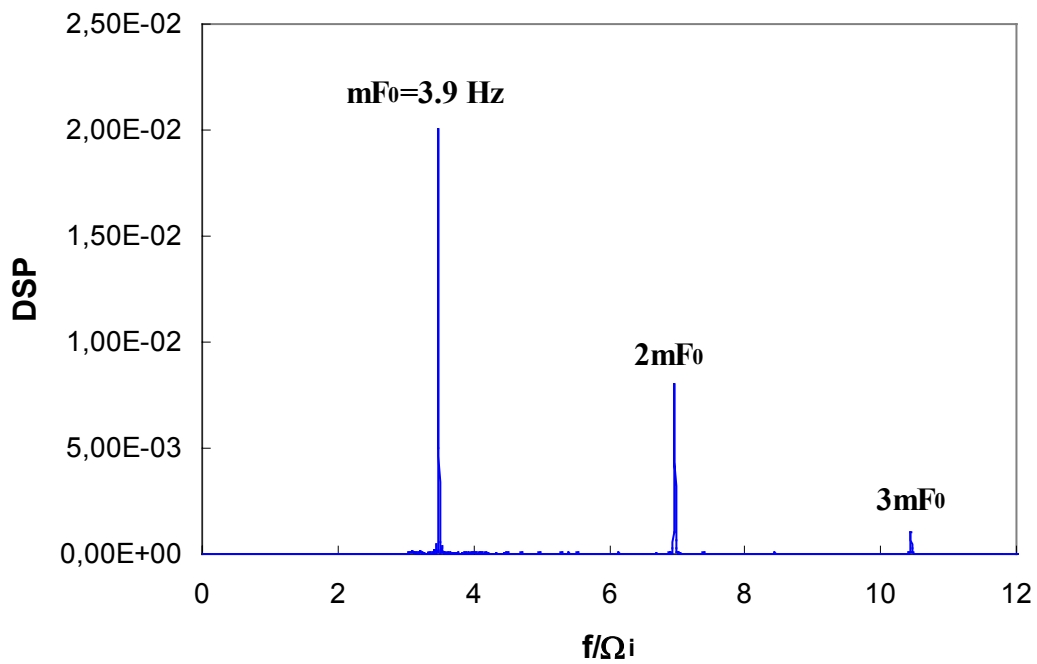


Figure A2.23 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta=141.14 - (\lambda=2.5d, m=9), \Omega_i=1.16 \text{ tr/s}$

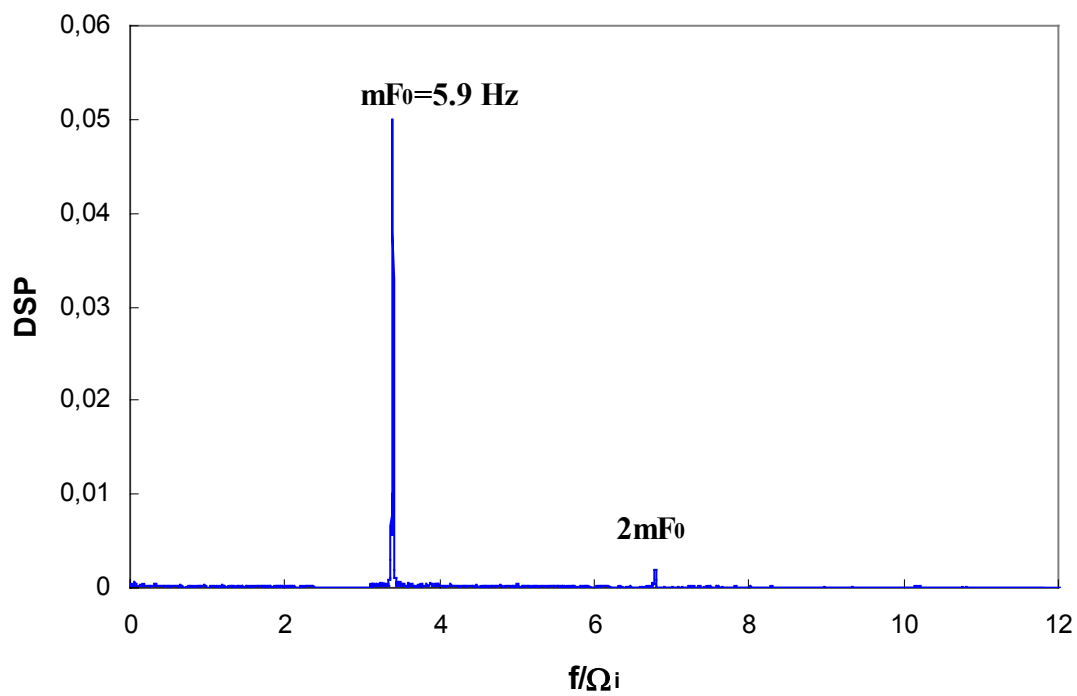


Figure A2.24 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta=241.56 - (\lambda=2.5d, m=9), \Omega_i=1.64 \text{ tr/s}$

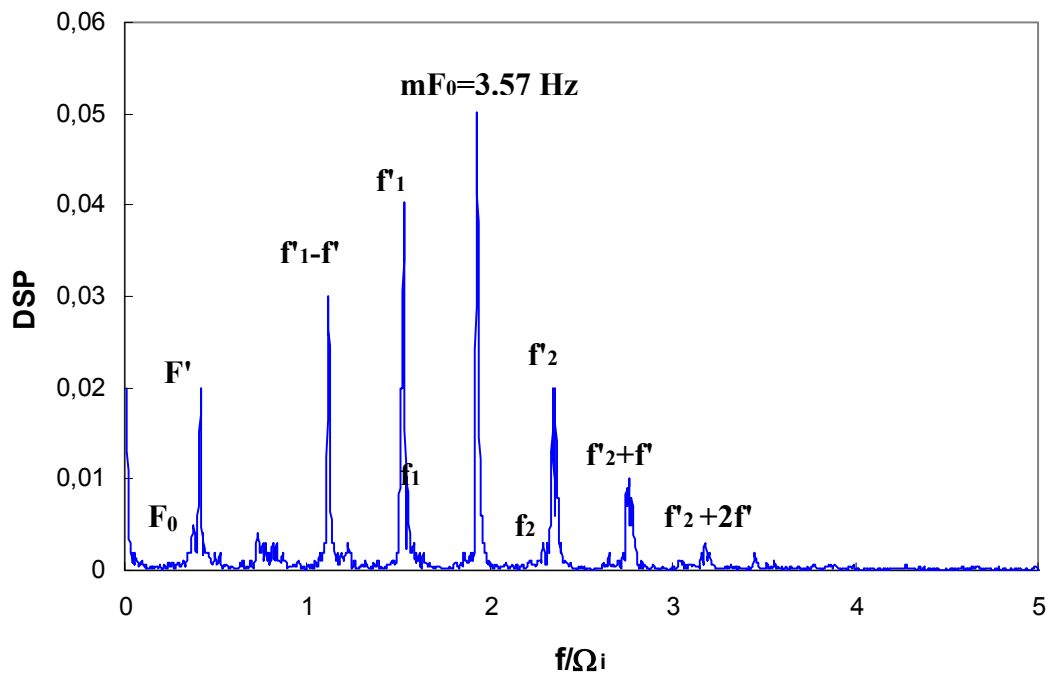


Figure A2.25 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta = 274 - m = 5$, $\Omega = 1.84 \text{ tr/s}$

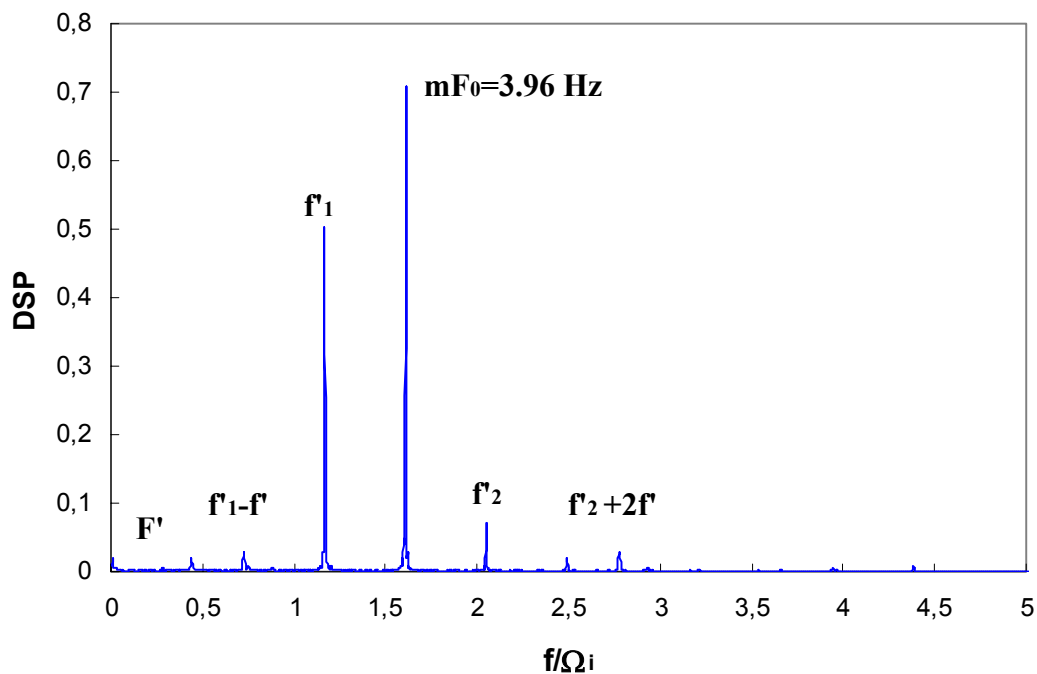


Figure A2.26 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta = 536.6 - m = 4$, $\Omega = 2.46 \text{ tr/s}$

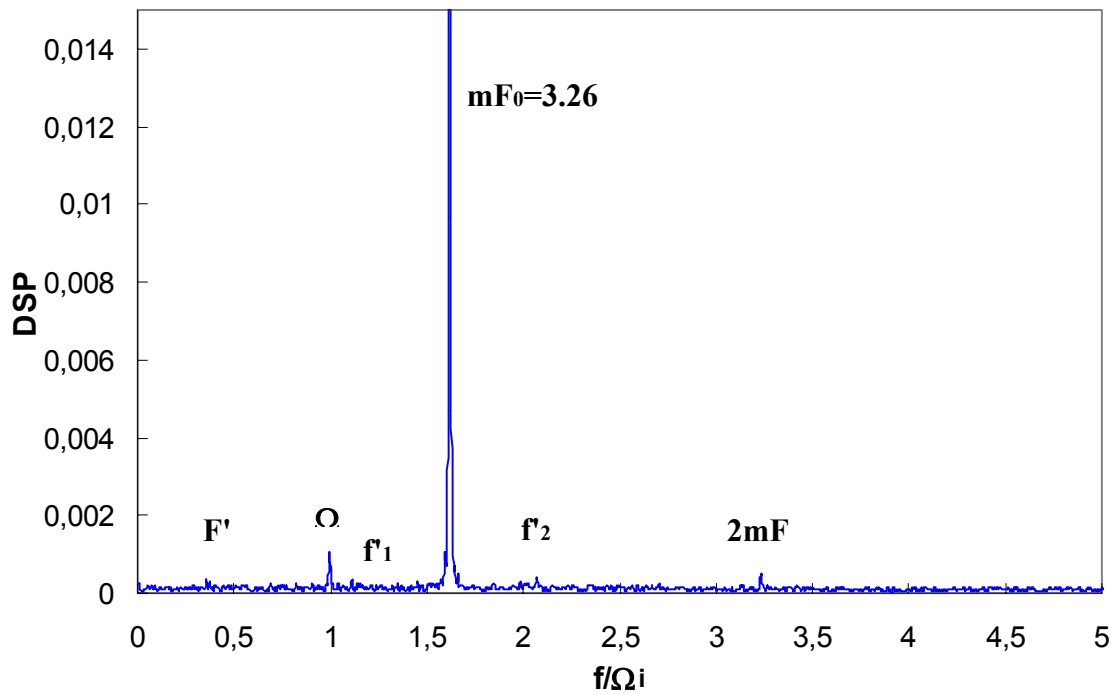


Figure A2.27 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta= 649.5- m=4$,
 $\Omega = 2.01tr/s$

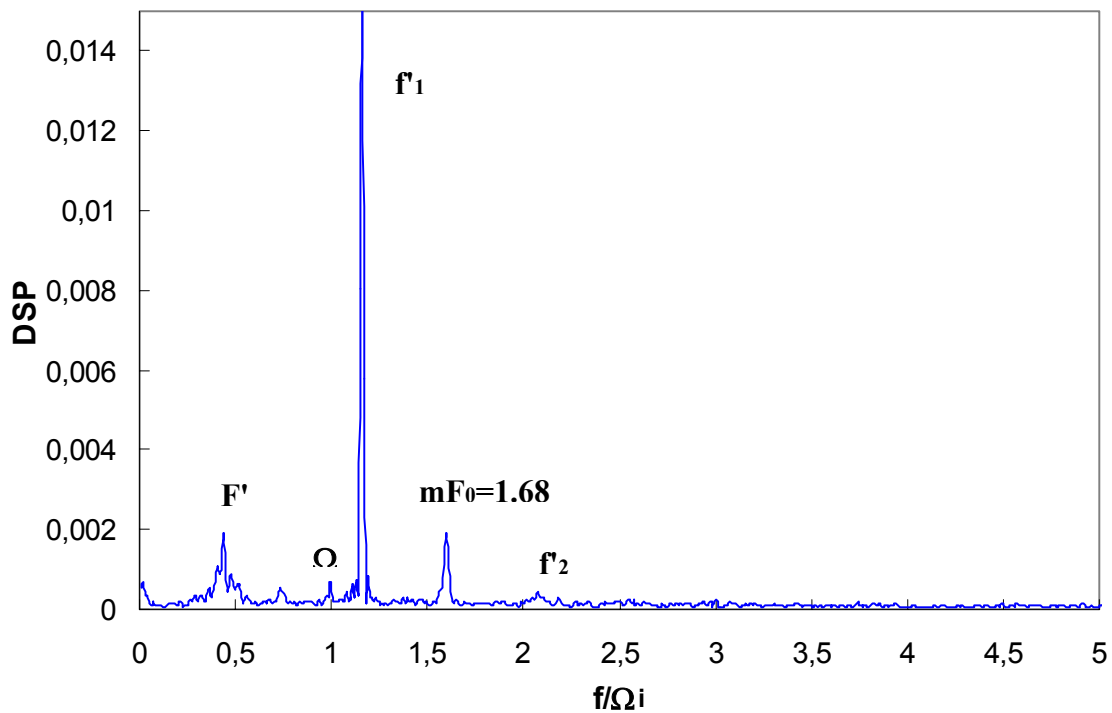


Figure A2.28 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta= 700- m=4$,
 $\Omega = 1.05tr/s$

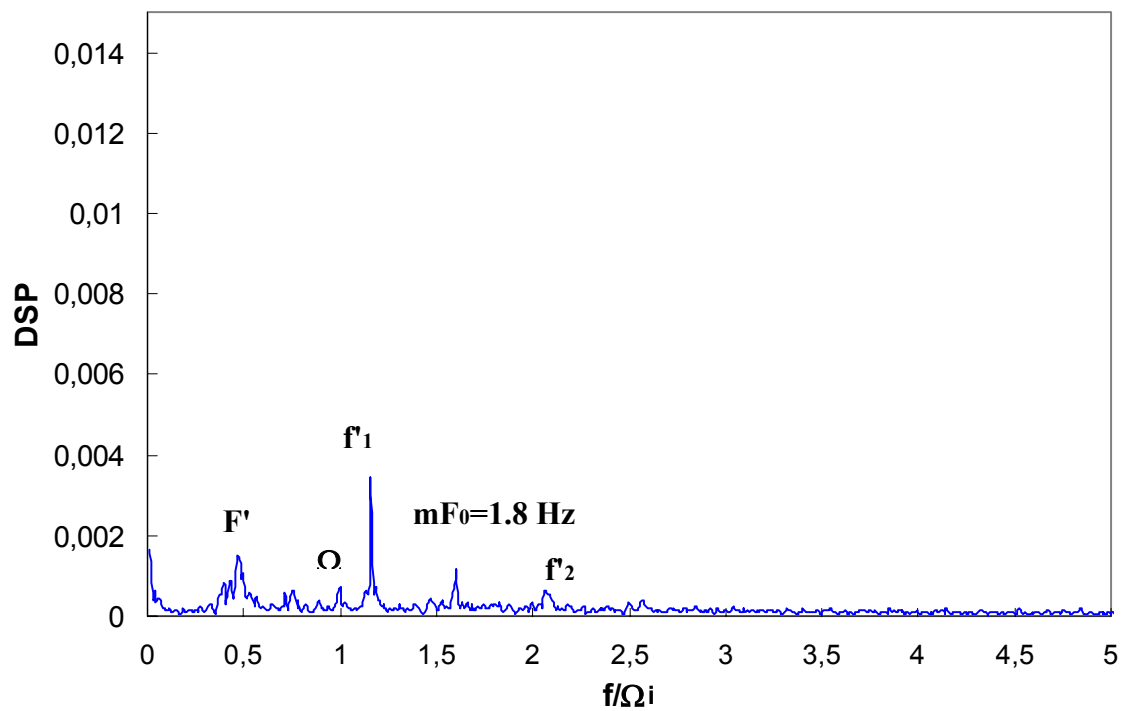


Figure A2.29 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta = 780 - m = 4$,
 $\Omega = 1.12 \text{tr/s}$

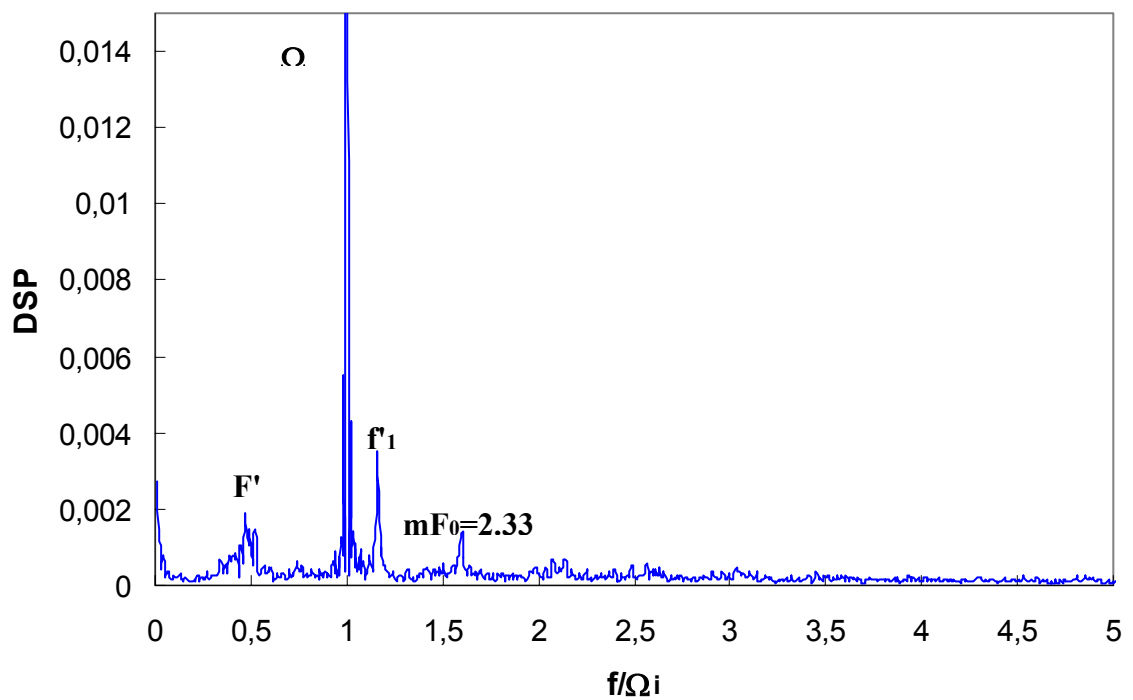


Figure A2.30 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta = 818.37 - m = 4$,
 $\Omega = 1.45 \text{tr/s}$

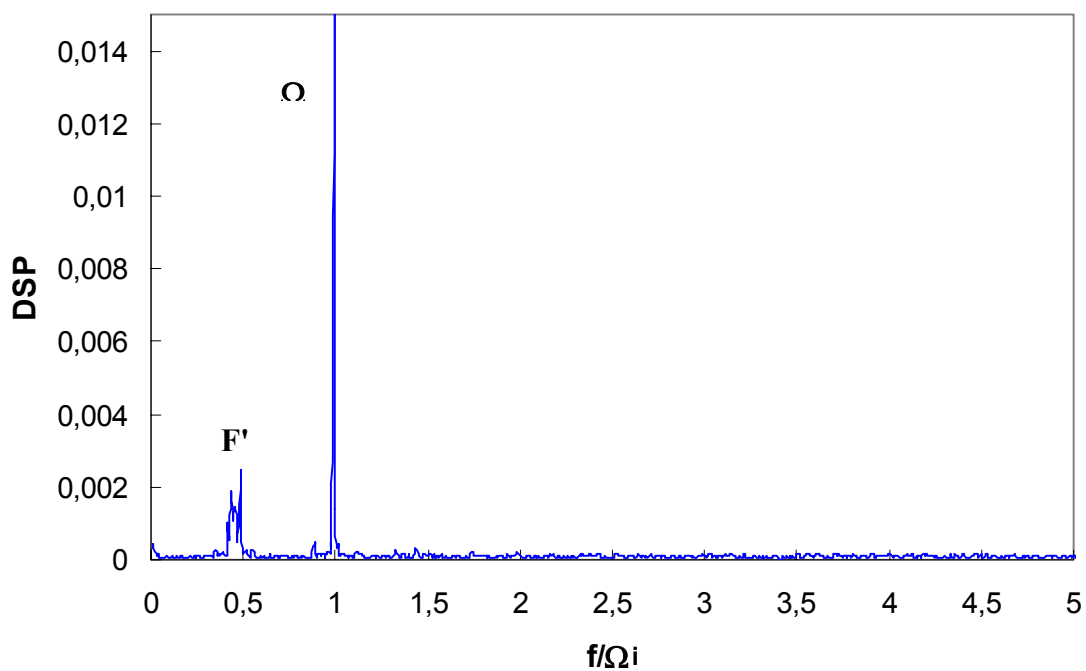


Figure A2.31 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta= 850.8$, $\Omega = 1.49tr/s$

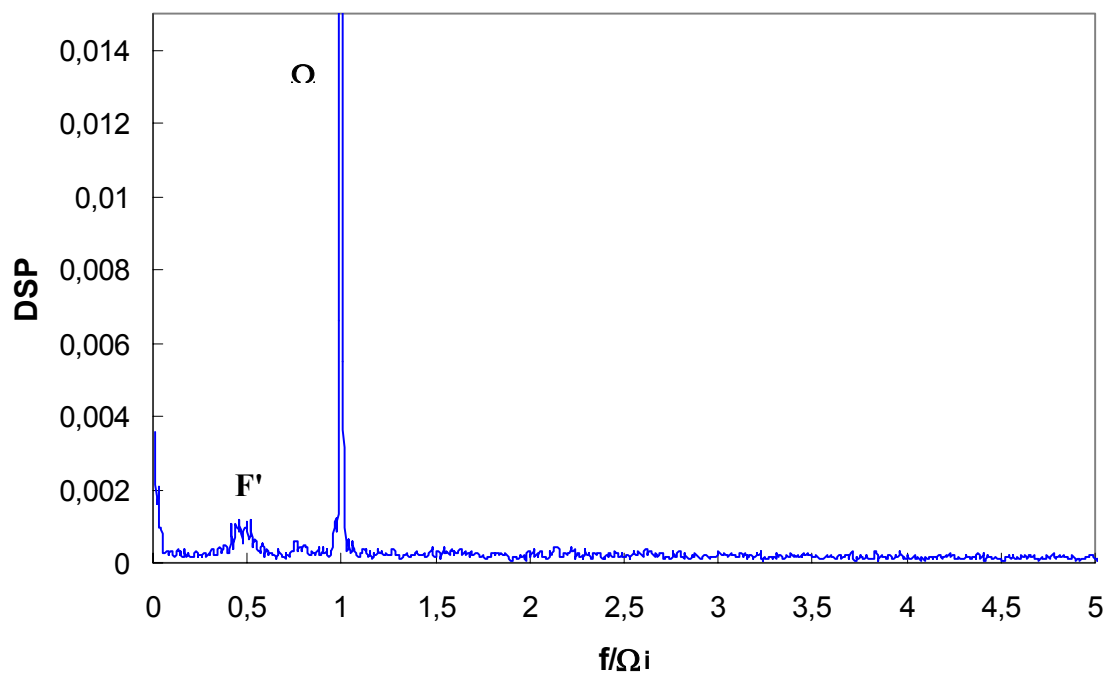


Figure A7.32 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta= 1019.7$, $\Omega = 1.48tr/s$

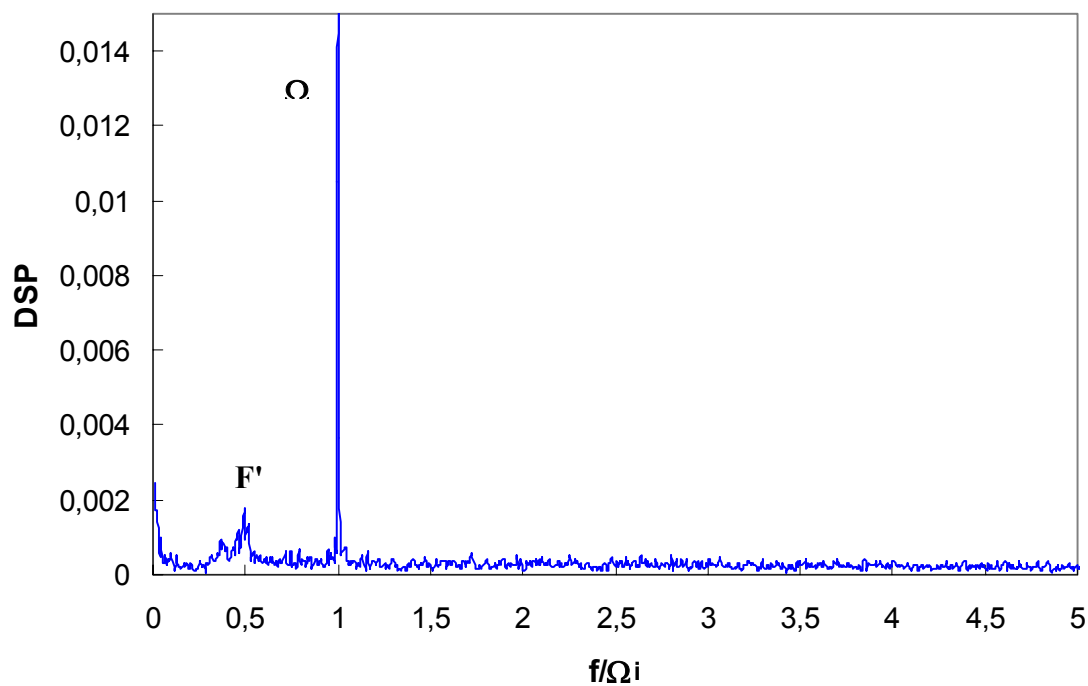


Figure A7.33 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta= 1203.7$, $\Omega = 1.7tr/s$

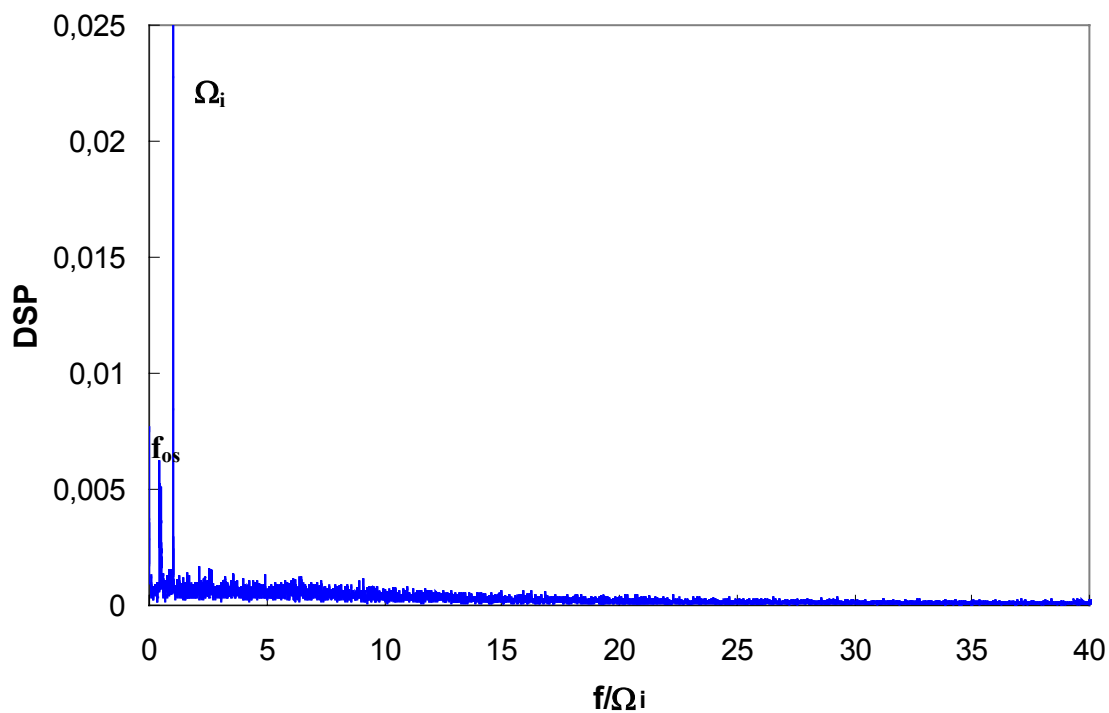


Figure A2.34 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta= 4590$, $\Omega = 1.966tr/s$

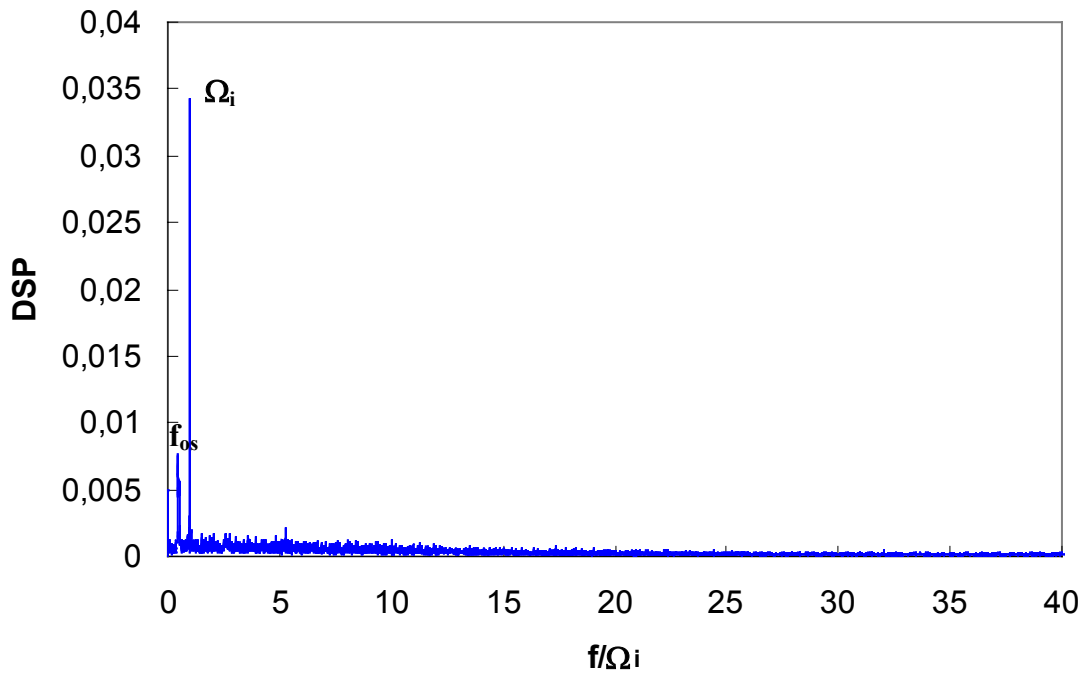


Figure A7.35 Spectre de la composante axiale de la vitesse, $Ta=5500$, $\Omega = 1.966\text{tr/s}$

Annexe 3 : Effet de l'intrusion de la sonde en régime de turbulence naissante.

Nous présentons ci-dessous les différents graphes permettant la comparaison entre les écoulements monophasiques avec et sans présence de la sonde. Sont présentés, les profils axiaux de la vitesses axiale, les profils radiaux de la vitesse azimutale et axiale et les spectres en régime de turbulence naissante. L'intrusion de la sonde dans l'écoulement ne modifie que la longueur d'onde axiale dans une proportion qui reste modérée, 5% et 9% au maximum respectivement pour $Ta=780$ et $Ta=1000$. Les profils radiaux de la vitesse axiale et azimutale sont identiques, de même pour les spectres de la composante axiale de la vitesse. Globalement, l'effet d'intrusion de la sonde sur l'écoulement en régime de turbulence naissante reste assez faible.

- *Les profils axiaux de la vitesse axiale*

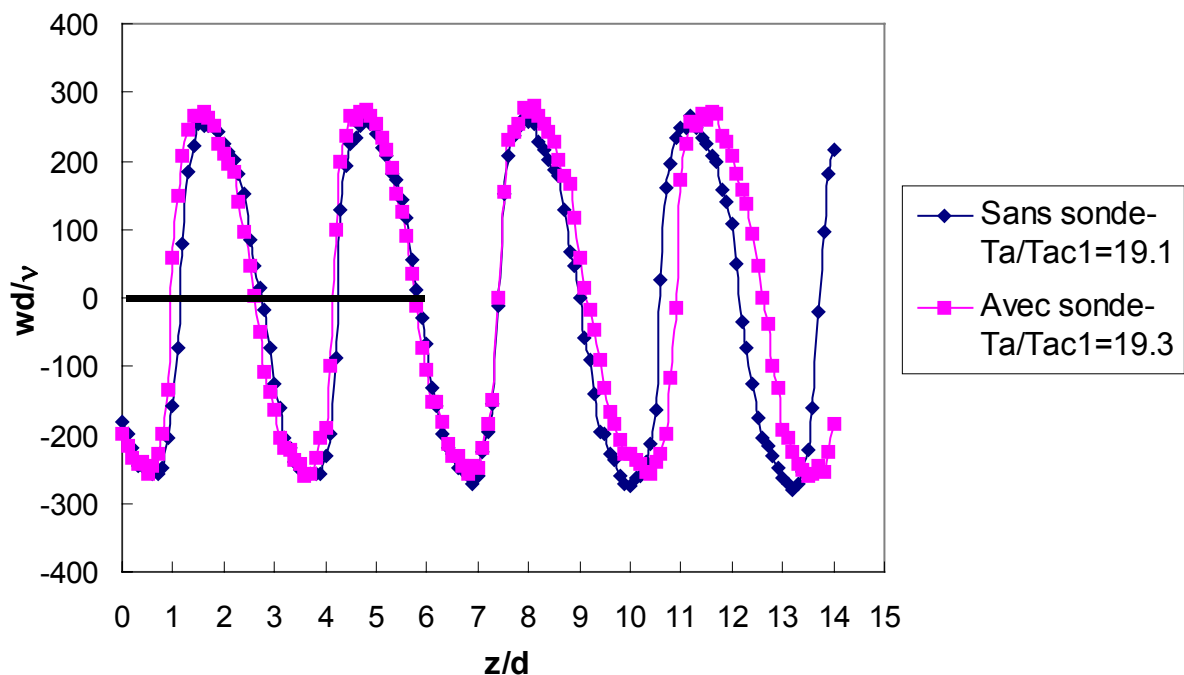


Figure A3.36 Profil Axial de vitesse moyenne axiale à $x=-0.25$, avec et sans sonde pour $Ta=780$ (sonde a 2.5 mm de la paroi du cylindre intérieur en immersion maximum de 200 mm sous la surface libre).

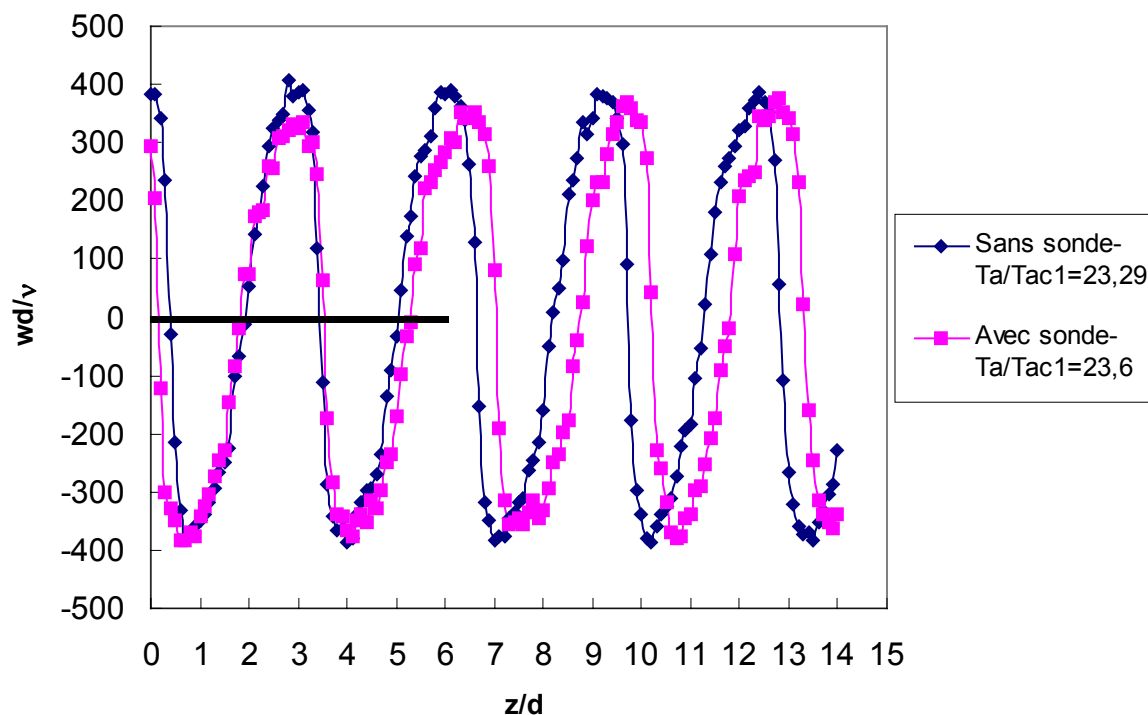


Figure A3.37 Profil Axial de vitesse moyenne axiale à $x=-0.25$, avec et sans sonde pour $Ta=1000$ (sonde a 2.5 mm de la paroi du cylindre intérieur en immersion maximum de 200mm, la sonde est représentée sur la figure par un trait noir)

• *Les profils radiaux de la vitesse azimuthale et axiale*

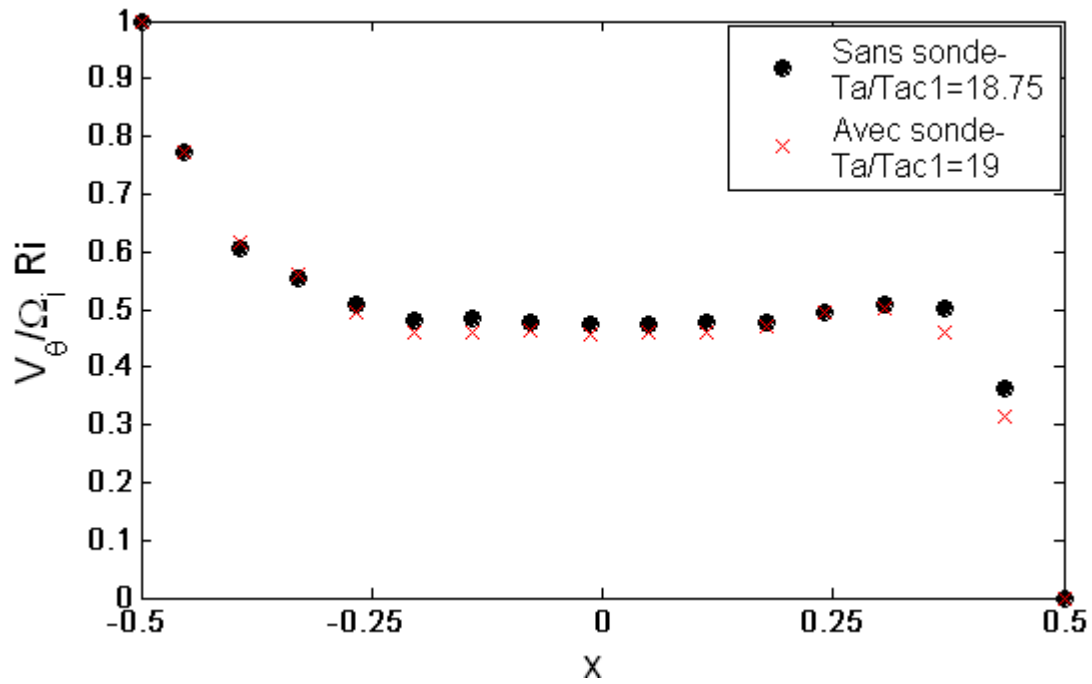


Figure A3.38 Profil radial de vitesse moyenne azimuthale en milieu de cellule avec et sans sonde pour $Ta=780$ (pour une immersion au maximum)

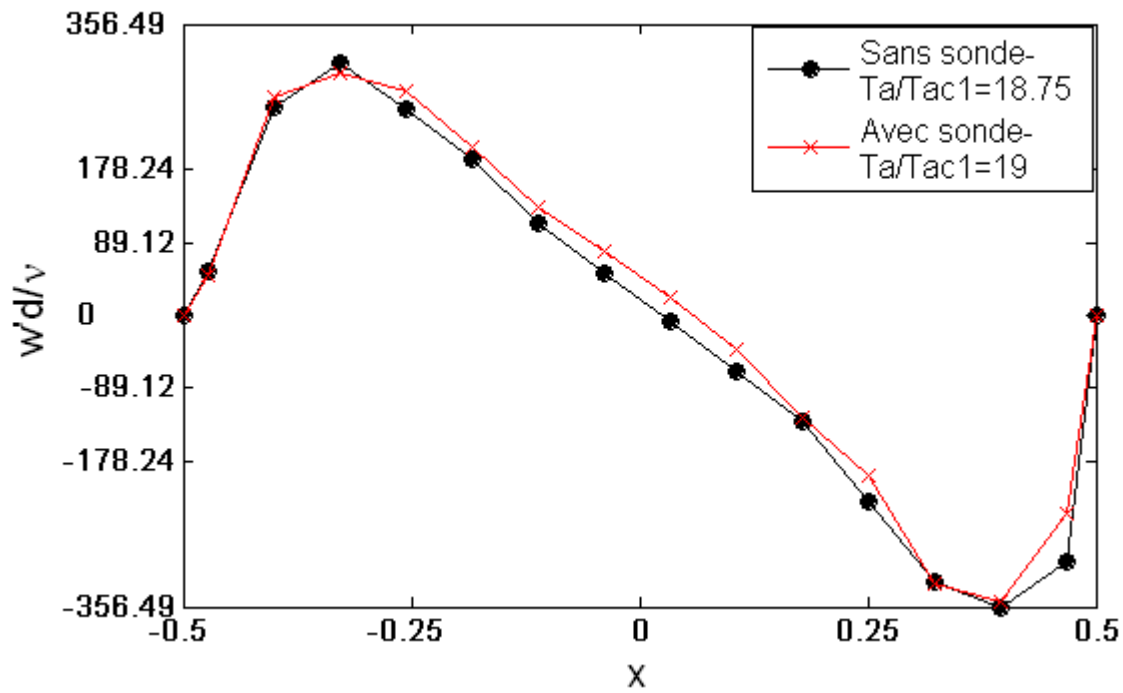


Figure A3.39 Profil radial de vitesse moyenne axiale en milieu de cellule avec et sans sonde pour $Ta=780$ (pour une immersion au maximum)

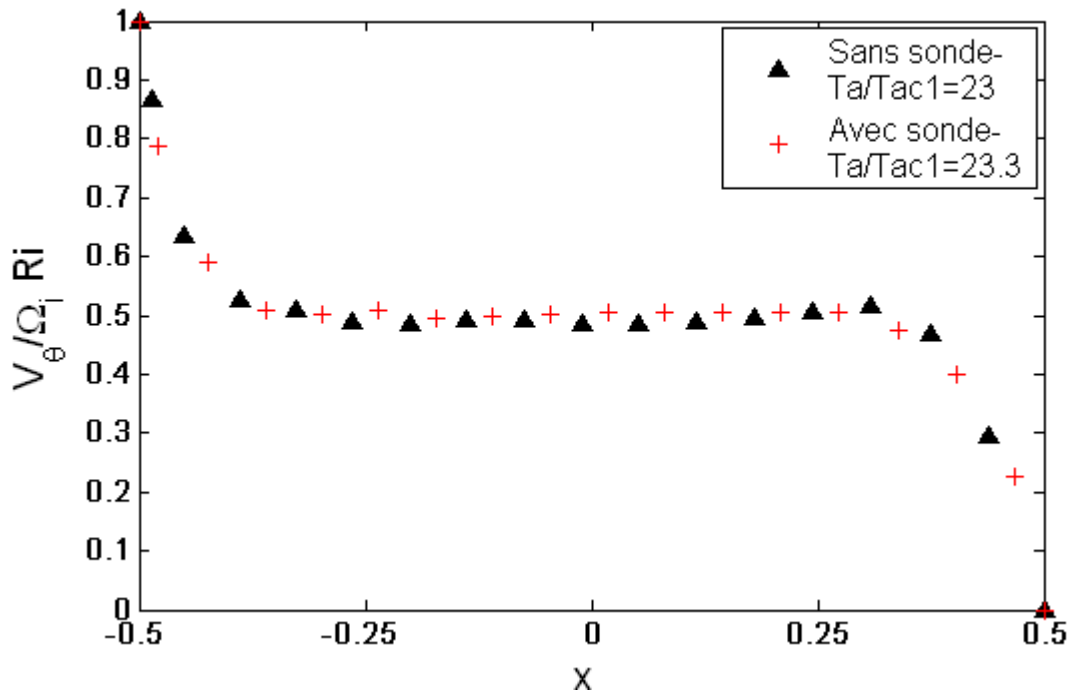


Figure A3.40 Profil radial de vitesse moyenne azimutale en milieu de cellule avec et sans sonde pour $Ta=1000$ (pour une immersion au maximum)

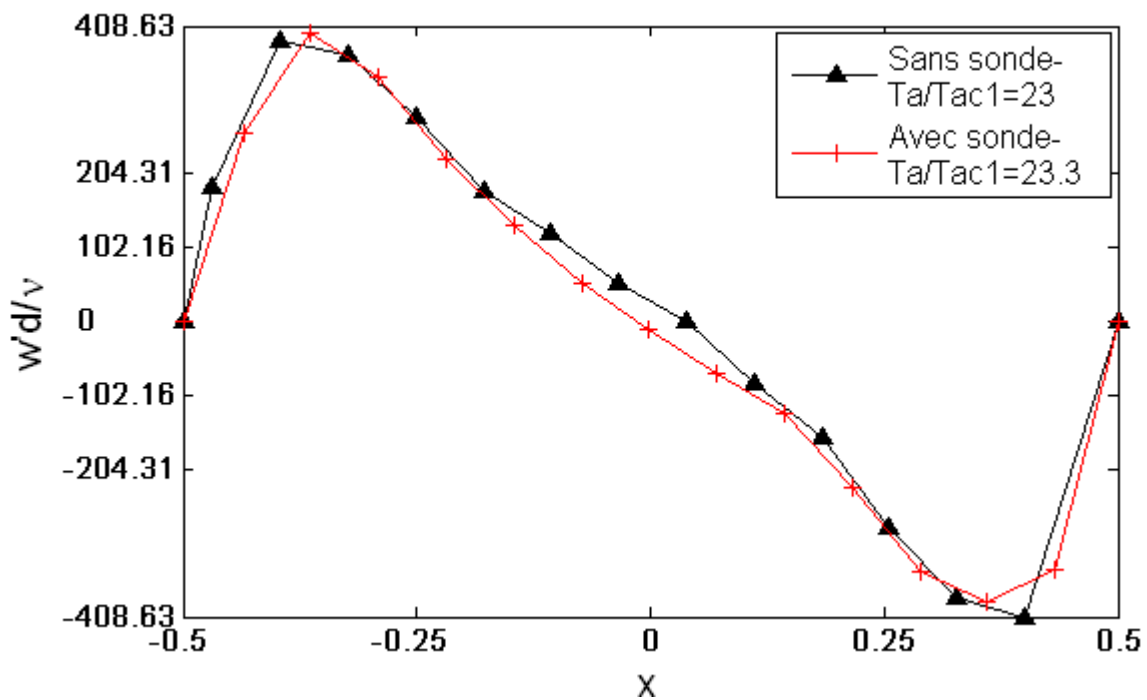


Figure A3.41 Profil radial de vitesse moyenne axiale en milieu de cellule avec et sans sonde pour $Ta=1000$ (pour une immersion au maximum)

- *Les spectres de la composante axiale de la vitesse*

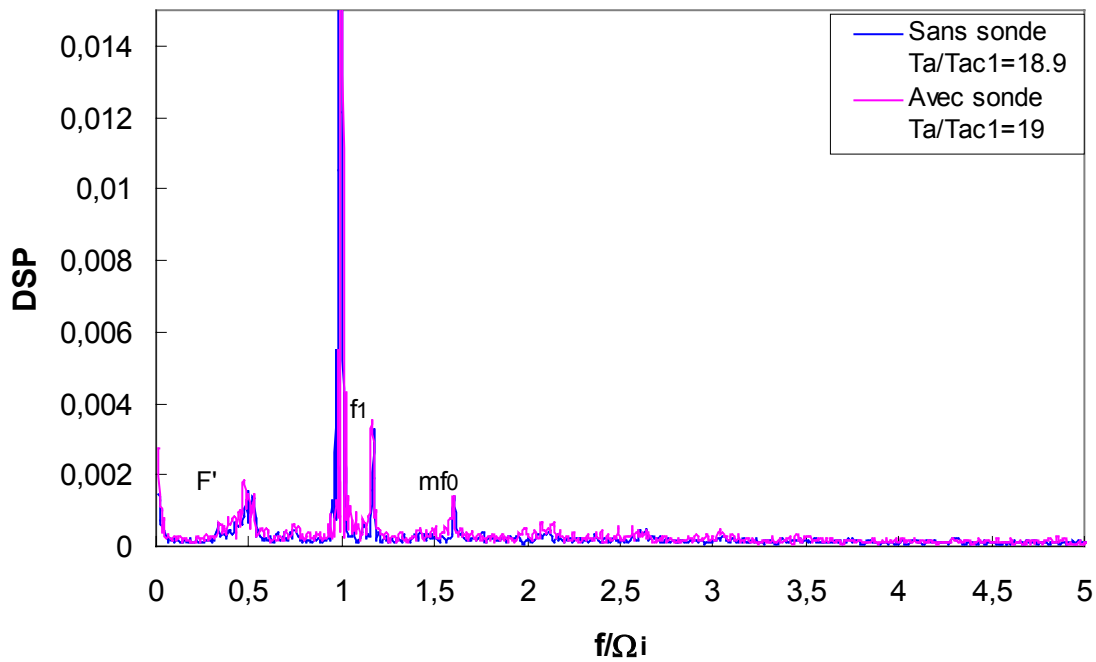


Figure A3.42 Spectre de la composante de vitesse axiale avec et sans sonde pour $Ta=800$ (sonde a 2.5 mm de la paroi du cylindre intérieur en immersion maximum de 200mm).

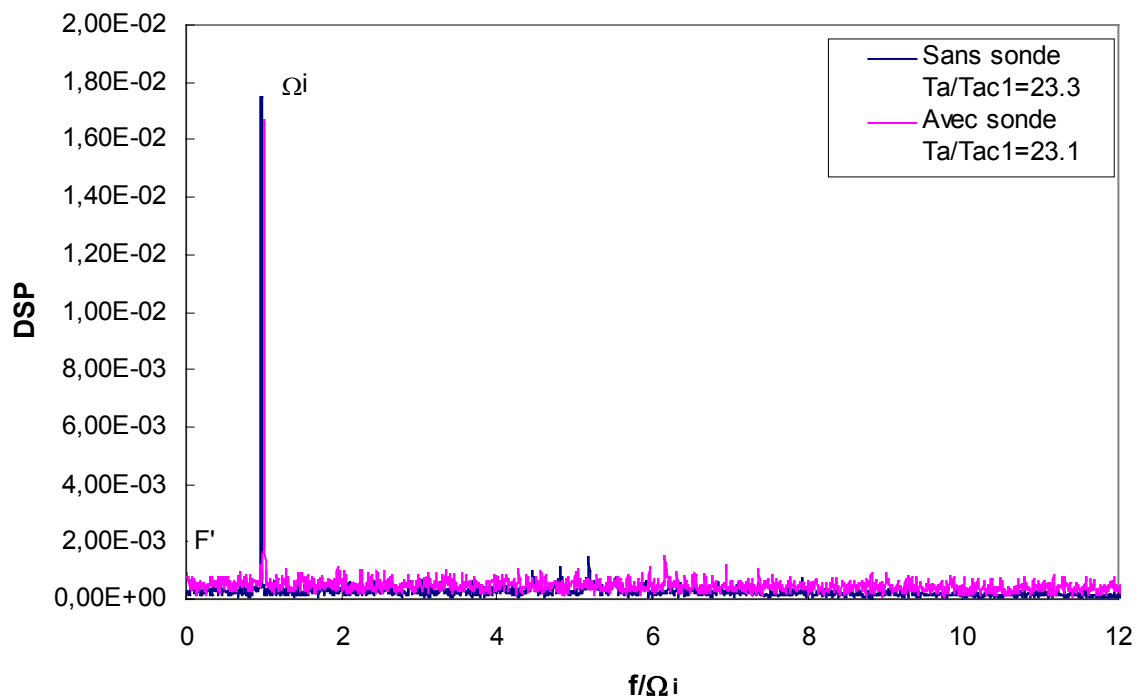


Figure A3.43 Spectre de la composante de vitesse axiale avec et sans sonde pour $Ta=1000$ (sonde a 2.5 mm de la paroi du cylindre intérieur en immersion maximum de 200mm)

Annexe 4 : Profils radiaux de la vitesse axiale

Nous présentons dans cette annexe les profils radiaux de la vitesse axiale en écoulement stratifié et homogène en régime cavitant pour $Ta=780$, 1000 et 4500. Cela nous permet de visualiser la diminution de la vitesse tangentielle dans la cellule par rapport au monophasique qui est de -3% pour le $Ta=780$, -8% et -11.5% respectivement pour les régimes stratifié et homogène à $Ta=1000$ et -26% en régime turbulent à $Ta=4500$. Cette baisse de la vitesse combinée à la diminution de la longueur d'onde axiale induit globalement une augmentation de la vorticité, (cf. Tableau 5.3, chapitre 5)

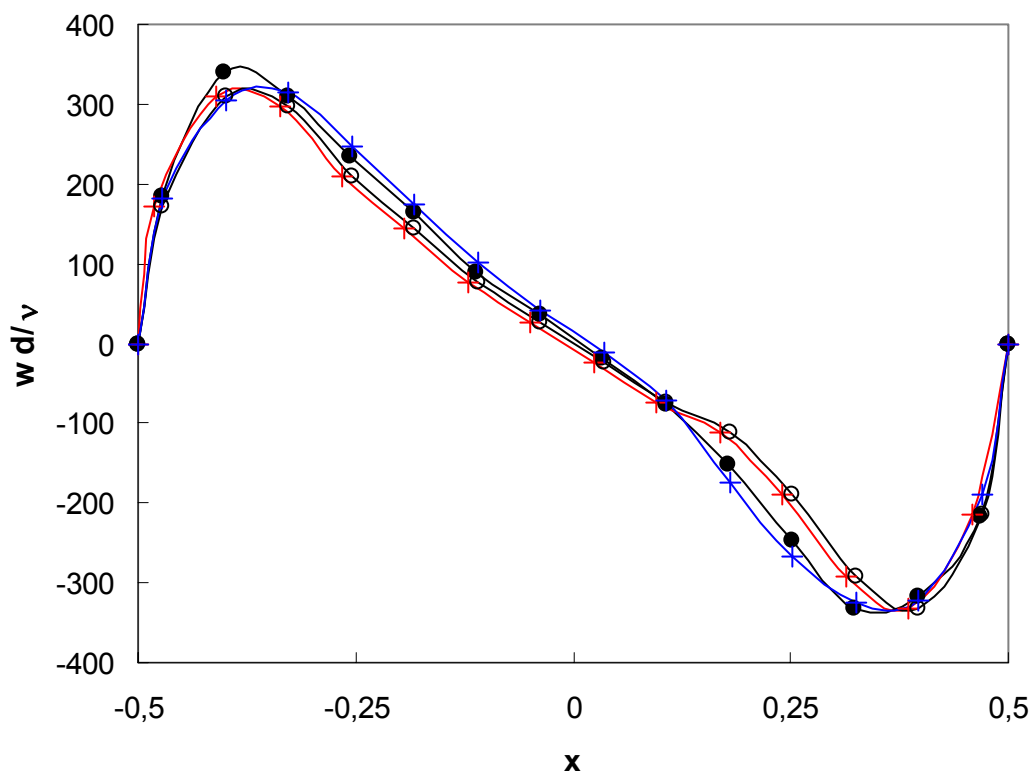


Figure A4.44 Profils radiaux de la vitesse moyenne axiale en milieu de cellule à $Ta=780$, $\Omega_i = 1.56$ tr/s, $Pe = 10700$ Pa.

Cœur : ● Monophasique, ○ cavitant homogène, + cavitant stratifié haut, + cavitant homogène bas.

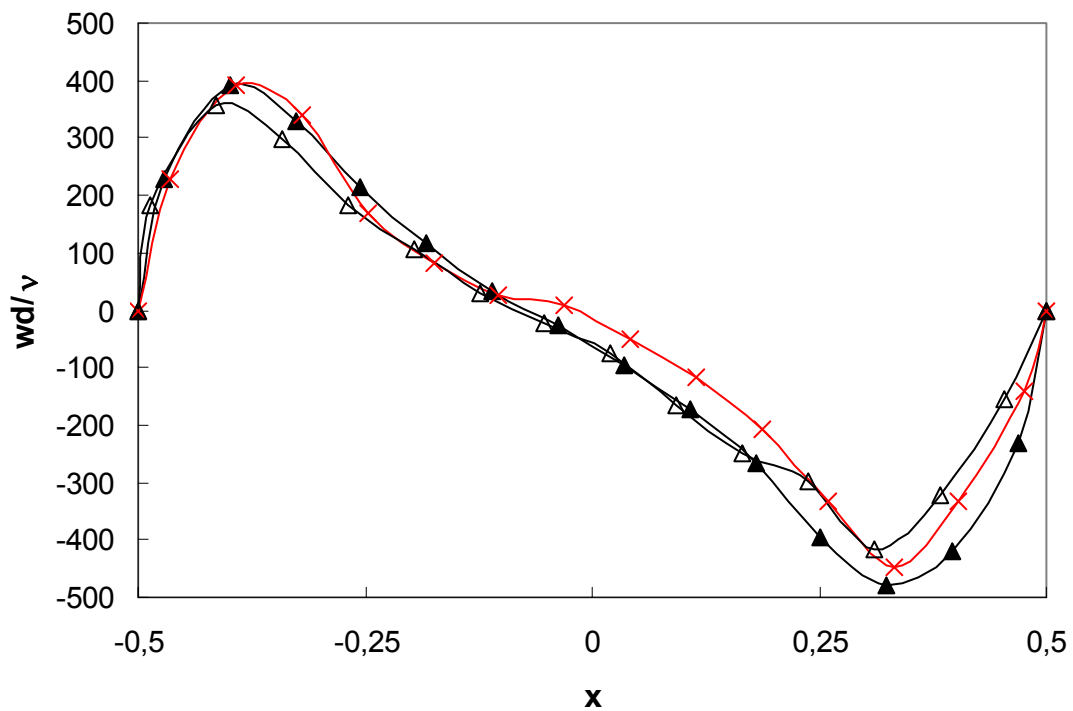


Figure A4.45 Profils radiaux de la vitesse moyenne axiale en milieu de cellule à $Ta=1000$, $\Omega_i = 1.76$ tr/s, $Pe=8580$ Pa.
Cœur : \blacktriangle Monophasique, \triangle cavitant homogène, \times cavitant stratifié haut

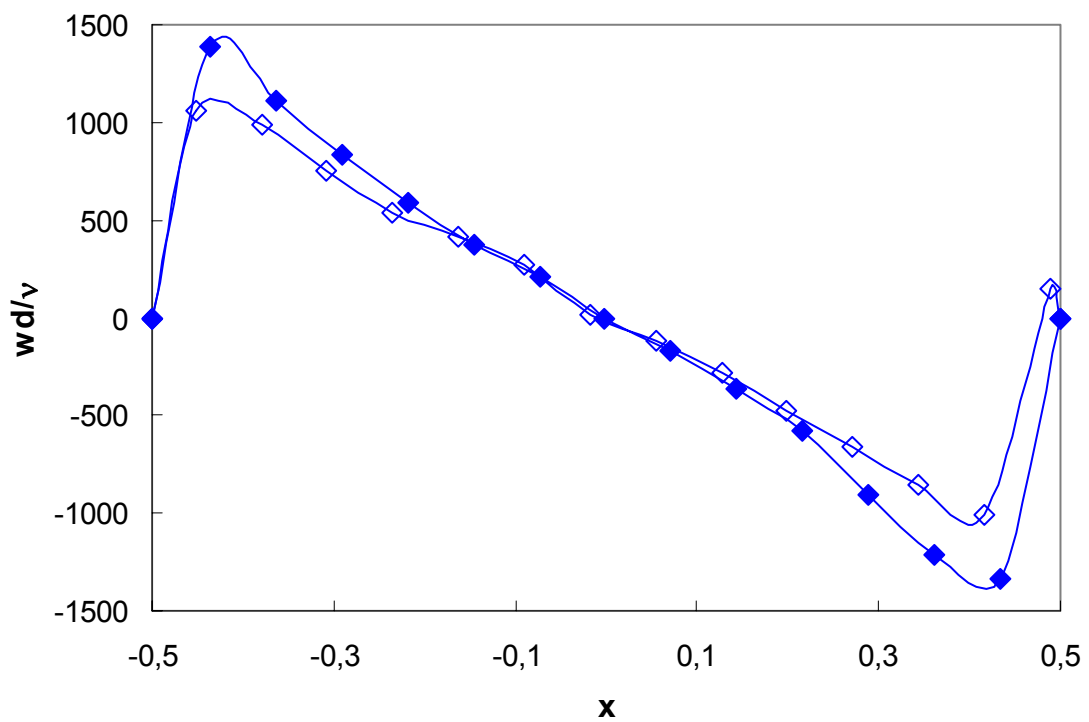


Figure A4.46 Profils radiaux de la vitesse moyenne axiale à $Ta=4500$,
Cœur: \blacklozenge Monophasique, \diamond cavitant

Annexe 5 : Le bilan des forces exercées sur une bulle capturée au cœur de la cellule

Si l'on suppose l'existence de positions d'équilibre stable où l'on capture les bulles, le bilan des forces exercées sur la bulle s'écrit:

$$\vec{F}_d + \vec{F}_p + \vec{F}_a + \vec{F}_l + \vec{F}_b = \vec{0} \quad (\text{A5.1})$$

avec F_d la force de traînée:

$$\vec{F}_d = -\frac{\pi.r_b^2}{2} \cdot \rho_l \cdot C_D \cdot |\vec{v}_b - \vec{v}_f| \cdot (\vec{v}_b - \vec{v}_f) \quad (\text{A5.2})$$

- F_p la force induite par les gradients de pression :

$$\vec{F}_p = \left(\frac{4}{3} \pi r_b^3 \right) \rho_l \frac{d\vec{v}_f}{dt} \quad (\text{A5.3})$$

- F_a la force de masse ajoutée :

$$\vec{F}_a = C_a \left(\frac{4}{3} \pi r_b^3 \right) \rho_l \left(\frac{d\vec{v}_f}{dt} - \frac{d\vec{v}_b}{dt} \right) \quad (\text{A5.4})$$

- F_l la force de portance :

$$\vec{F}_l = -C_l \rho_l \left(\frac{4}{3} \pi r_b^3 \right) \cdot (\vec{v}_b - \vec{v}_f) \wedge \vec{\Omega}_L \quad (\text{A5.5})$$

- F_b la poussée d'Archimède :

$$\vec{F}_b = \frac{4}{3} \pi r_b^3 \cdot (\rho_b - \rho_l) \cdot \vec{g} \quad (\text{A5.6})$$

Ces forces s'expriment en coordonnées cylindriques:

$$\vec{F}_d = -4 \pi r_b \cdot \rho_l \cdot \begin{Bmatrix} u_b - u_f \\ v_b - v_f \\ w_b - w_f \end{Bmatrix} \quad (\text{A5.7})$$

$$\vec{F}_p = \frac{4}{3} \pi r_b^3 \cdot \rho_l \cdot \begin{Bmatrix} -\frac{v_f^2}{r} + u_f \frac{\partial u_f}{\partial r} + \frac{v_f}{r} \frac{\partial u_f}{\partial \theta} + w_f \frac{\partial u_f}{\partial z} + \frac{\partial u_f}{\partial t} \\ \frac{u_f v_f}{r} + u_f \frac{\partial v_f}{\partial r} + \frac{v_f}{r} \frac{\partial v_f}{\partial \theta} + w_f \frac{\partial v_f}{\partial z} + \frac{\partial v_f}{\partial t} \\ u_f \frac{\partial w_f}{\partial r} + \frac{v_f}{r} \frac{\partial w_f}{\partial \theta} + w_f \frac{\partial w_f}{\partial z} + \frac{\partial w_f}{\partial t} \end{Bmatrix} \quad (\text{A5.8})$$

$$\vec{F}_a = Ca \frac{4}{3} \pi r_b^3 \cdot \rho \cdot \left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{v_b^2 - v_f^2}{r} + u_f \frac{\partial u_f}{\partial r} + \frac{v_f}{r} \frac{\partial u_f}{\partial \theta} + w_f \frac{\partial u_f}{\partial z} + \frac{\partial u_f}{\partial t} - \frac{du_b}{dt} \right) \\ \left(\frac{u_f v_f - u_b v_b}{r} + u_f \frac{\partial v_f}{\partial r} + \frac{v_f}{r} \frac{\partial v_f}{\partial \theta} + w_f \frac{\partial v_f}{\partial z} + \frac{\partial v_f}{\partial t} - \frac{dv_b}{dt} \right) \\ u_f \frac{\partial w_f}{\partial r} + \frac{v_f}{r} \frac{\partial w_f}{\partial \theta} + w_f \frac{\partial w_f}{\partial z} + \frac{\partial w_f}{\partial t} - \frac{dw_b}{dt} \end{array} \right\} \quad (\text{A5.9})$$

$$\vec{F}_l = Cl \frac{4}{3} \pi r_b^3 \cdot \rho \cdot \left\{ \begin{array}{l} (w_b - w_f) \left(\frac{\partial u_f}{\partial z} - \frac{\partial w_f}{\partial r} \right) - (v_b - v_f) \left(\frac{\partial v_f}{\partial r} + \frac{v_f}{r} - \frac{1}{r} \frac{\partial u_f}{\partial \theta} \right) \\ (w_b - w_f) \left(\frac{\partial v_f}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial w_f}{\partial \theta} \right) + (u_b - u_f) \left(\frac{\partial v_f}{\partial r} + \frac{v_f}{r} - \frac{1}{r} \frac{\partial u_f}{\partial \theta} \right) \\ - (v_b - v_f) \left(\frac{\partial v_f}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial w_f}{\partial \theta} \right) - (u_b - u_f) \left(\frac{\partial u_f}{\partial z} - \frac{\partial w_f}{\partial r} \right) \end{array} \right\} \quad (\text{A5.10})$$

Pour pouvoir linéariser l'expression de la force de trainée, l'expression du coefficient de trainée est réduite à $16/Re_b$, Re_b le nombre de Reynolds de bulle basée sur le diamètre de bulle et la vitesse de glissement. Ca et Cl sont pris à 0.5.

u_f , v_f and w_f étant les composantes de la vitesse du liquide dans les directions radiale, azimutale et axiale respectivement et qui ont comme valeurs les composantes moyennes (U_L , V_L , W_L) issues du champ de vitesse recalculé pour le cavitant homogène à $Ta=780$. On introduit par ailleurs une composante axiale de la vitesse due à l'oscillation de la modulation d'onde f' de nombre d'onde m' : $\tilde{w} \cos(2\pi f't - m'\theta + \Phi)$ avec Φ le déphasage entre les noeuds à vitesse axiale maximale de l'onde azimutale de fréquence f' et la position d'équilibre des bulles sur l'onde azimutale.

Pour calculer les positions d'équilibre, on suppose que la bulle reste immobile dans le plan (r,z) , c'est à dire $u_b=0$, $w_b=0$, $\frac{du_b}{dt} = 0$ et $\frac{dw_b}{dt} = 0$. L'accélération de la bulle dans la direction azimutale est nulle ($\frac{dv_b}{dt} = 0$), ce qui nous permet de déterminer la composante azimutale de la vitesse de glissement v_b-v_f à partir du bilan des forces. On obtient :

$$v_b = V_L + \frac{r_b^2(1+Ca-Cl)}{3\nu} \left[U_L \left(\frac{V_L}{r} + \frac{\partial V_L}{\partial r} \right) + (W_L + \tilde{w} \cos(2\pi f't - m'\theta)) \frac{\partial V_L}{\partial z} \right] + \frac{r_b^2}{3\nu} Cl m' \frac{W_L}{r} \tilde{w} \sin(2\pi f't - m'\theta)$$

A la position d'équilibre (r_{eq}, z_{eq}) , l'équilibre des forces (A6.1) selon r et z conduit aux expressions $a_r(r_{eq}, z_{eq}) = 0$ et $a_z(r_{eq}, z_{eq}) = 0$ avec :

$$\begin{aligned}
 a_r(r,z) &= \frac{6\nu}{r_b} U_L \\
 &+ 2(1+Ca) \left(U_L \frac{\partial U_L}{\partial r} + (W_L + \tilde{w} \cos(2\pi f't - m'\theta)) \frac{\partial U_L}{\partial z} - \frac{V_L^2}{r} \right) \\
 &+ \frac{2Ca}{r} \left(V_L + \frac{r_b^2(1+Ca-Cl)}{3\nu} \left[U_L \left(\frac{V_L}{r} + \frac{\partial V_L}{\partial r} \right) + (W_L + \tilde{w} \cos(2\pi f't - m'\theta)) \frac{\partial V_L}{\partial z} \right] \right)^2 \\
 &\quad + \frac{r_b^2 C_l m'}{3\nu} \frac{W_L}{r} \tilde{w} \sin(2\pi f't - m'\theta) \\
 &- 2Cl(W_L + \tilde{w} \cos(2\pi f't - m'\theta)) \left(\frac{\partial U_L}{\partial z} - \frac{\partial W_L}{\partial r} \right) \\
 &- 2Cl \frac{r_b^2}{3\nu} \left(\frac{\partial V_L}{\partial r} + \frac{V_L}{r} \right) \left((1+Ca-Cl) \left[U_L \left(\frac{V_L}{r} + \frac{\partial V_L}{\partial r} \right) + (W_L + \tilde{w} \cos(2\pi f't - m'\theta)) \frac{\partial V_L}{\partial z} \right] \right. \\
 &\quad \left. + C_l m' \frac{W_L}{r} \tilde{w} \sin(2\pi f't - m'\theta) \right) \\
 \\
 a_z(r,z) &= \frac{6\nu}{r_b} (W_L + \tilde{w} \cos(2\pi f't - m'\theta)) + 2g \\
 &+ 2(1+Ca) \left(U_L \frac{\partial W_L}{\partial r} + m' \frac{V_L}{r} \tilde{w} \sin(2\pi f't - m'\theta) + (W_L + \tilde{w} \cos(2\pi f't - m'\theta)) \frac{\partial W_L}{\partial z} - 2\pi f' \tilde{w} \sin(2\pi f't - m'\theta) \right) \\
 &+ 2Cl U_L \left(\frac{\partial U_L}{\partial z} - \frac{\partial W_L}{\partial r} \right) \\
 &- 2Cl \frac{r_b^2}{3\nu} \left(\frac{\partial V_L}{\partial z} - m' \frac{\tilde{w}}{r} \sin(2\pi f't - m'\theta) \right) \left((1+Ca-Cl) \left[U_L \left(\frac{V_L}{r} + \frac{\partial V_L}{\partial r} \right) \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + (W_L + \tilde{w} \cos(2\pi f't - m'\theta)) \frac{\partial V_L}{\partial z} \right] \right. \\
 &\quad \left. + C_l m' \frac{W_L}{r} \tilde{w} \sin(2\pi f't - m'\theta) \right)
 \end{aligned}$$

Afin d'étudier la stabilité des positions d'équilibre, il faut écrire le système d'équations qui régit la dynamique des bulles dans le plan (r,z) comme proposée par (Djeridi et al, 2004):

$$-\frac{6\nu}{r_b^2} u_b - 2Ca \frac{du_b}{dt} + 2Cl w_b \left(\frac{\partial U_L}{\partial z} - \frac{\partial W_L}{\partial r} \right) + a_r(r,z) = 0 \quad (\text{A5.11})$$

$$-\frac{6\nu}{r_b^2} w_b - 2Ca \frac{dw_b}{dt} - 2Cl u_b \left(\frac{\partial U_L}{\partial z} - \frac{\partial W_L}{\partial r} \right) + a_z(r,z) = 0 \quad (\text{A5.12})$$

La linéarisation du système d'équations en dynamique autour de la position d'équilibre (r_{eq}, z_{eq}) conduit à l'obtention du produit matriciel suivant :

$$[A] \begin{Bmatrix} r - r_{eq} \\ z - z_{eq} \\ u_b \\ w_b \end{Bmatrix} = \frac{d}{dt} \begin{Bmatrix} r - r_{eq} \\ z - z_{eq} \\ u_b \\ w_b \end{Bmatrix} \quad (A5.13)$$

avec

$$[A] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ \frac{1}{2Ca} \left(\frac{\partial a_r}{\partial r} \right)_{r_{eq}, z_{eq}} & \frac{1}{2Ca} \left(\frac{\partial a_r}{\partial r} \right)_{r_{eq}, z_{eq}} & -\frac{1}{2Ca} \frac{6\nu}{r_b^2} & \frac{Cl}{Ca} \left(\frac{\partial u_f}{\partial z} - \frac{\partial w_f}{\partial r} \right)_{r_{eq}, z_{eq}} \\ \frac{1}{2Ca} \left(\frac{\partial a_z}{\partial r} \right)_{r_{eq}, z_{eq}} & \frac{1}{2Ca} \left(\frac{\partial a_z}{\partial r} \right)_{r_{eq}, z_{eq}} & -\frac{Cl}{Ca} \left(\frac{\partial u_f}{\partial z} - \frac{\partial w_f}{\partial r} \right)_{r_{eq}, z_{eq}} & -\frac{1}{2Ca} \frac{6\nu}{r_b^2} \end{bmatrix}$$

Les positions d'équilibre pour lesquelles les valeurs propres de la matrice A ont une valeur réelle négative sont les positions d'équilibre stable.

ETUDE EXPERIMENTALE D'UN ECOULEMENT DIPHASIQUE DE TAYLOR COUETTE

Résumé :

Ce travail de thèse vise à étudier expérimentalement les mécanismes d'interaction entre les structures de la turbulence et une phase dispersée (gaz ou vapeur) dans une expérience de Taylor Couette avec rotation du cylindre intérieur. Cette étude a été réalisée pour des régimes d'écoulement correspondant aux régimes chaotique ($Ta=780$), faiblement turbulent ($Ta=1000$) et turbulent ($Ta=4500$). La phase dispersée sous forme de bulles, de tailles variées, a été introduite soit par ventilation par agitation de la surface libre, soit par injection associée à une mise en dépression de l'installation. L'intrusion de sondes optiques doubles a permis de caractériser l'arrangement de la phase dispersée (localisation des bulles dans l'entrefer) ainsi que le taux de vide, la taille et la vitesse des bulles. Afin de caractériser la dynamique de l'écoulement, des visualisations couplées à des mesures du champ de vitesse par vélocimétrie Laser Doppler ont été effectuées dans l'entrefer. Des comparaisons fines entre la dynamique du liquide en présence de bulles et celle obtenue en écoulement monophasique ont permis de mettre en évidence les interactions et les mécanismes de couplages ou d'échange entre la structure de l'écoulement et la phase dispersée.

En ce qui concerne l'arrangement de la phase dispersée, les résultats ont montré que les bulles de taille millimétrique sont en partie capturées par les cellules de Taylor, une cellule sur deux et en partie localisées dans les zones de jet (outflow) près du cylindre intérieur. Les bulles sub-millimétriques sont essentiellement localisées en région de outflow près du cylindre intérieur mais de manière plus diffuse dans l'entrefer.

En ce qui concerne les mécanismes d'interaction entre les bulles et la dynamique du champ de vitesse liquide, il a été montré que les bulles localisées au cœur des cellules contribuent à stabiliser l'écoulement par augmentation de la vorticit   alors que les bulles localisées en proche paroi du cylindre intérieur (dans la zone de jet) contribuent à développer la turbulence par augmentation du cisaillement d  pendant de la taille des bulles. On a observ   globalement un gain d'  nergie cin  tique turbulente en   coulement diphasique de Taylor Couette principalement d   au travail de cisaillement.

Mots-cl  s : Ecoulement de Taylor-Couette, Ecoulement diphasique, Sondes optiques, V  locim  trie Laser Doppler.

Experimental study of a two-phase Couette Taylor flow

Abstract :

The present study investigates the effects of the dispersed phase on the structure of a Couette Taylor flow. Experiments are conducted for the chaotic ($Ta=780$), the weakly turbulent ($Ta=1000$) and turbulent ($Ta=4500$) flow regimes. Bubbles are generated either by agitation of the upper free surface (ventilated flow) and by injection at the bottom of the apparatus and by applying a pressure drop (gaseous-cavitating flow). Void fraction, bubble size and velocity, as well as axial and azimuthal velocity components of the liquid are investigated. To have a good insight into the bubbly flow patterns, it is necessary to quantify locally the void fraction, bubble size and velocity using optical probes and a detailed information about the liquid flow properties is given by LDV measurements and visualizations. Bubble induced effects are evident from comparison between the single phase flow and bubbly flow patterns.

Concerning bubble's arrangement, submillimetric bubbles are localized in the outflow regions near the inner cylinder and millimetric bubbles are localized both in the outflow regions near the inner cylinder and in one in two Taylor vortex cores.

Bubble induced effects are characterized by an increase of vorticity of the liquid for a preferential bubble location in the Taylor cells and an increase of the wall shear stress at the inner cylinder when bubbles are located in the outflow region. A global turbulent agitation has been observed corresponding to a gain of turbulent kinetic energy in the present two phase Couette Taylor flow.

Key words: Couette Taylor Flow, Two phase flow, Optical probes, Laser Doppler velocimetry.