
ÉCOLE DOCTORALE SPIGA

Année 2011

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

Analyse expérimentale des interactions écoulement - paroi
par PIV et polarographie en utilisant des sondes multi-
segmentées : Application à un rhéomètre plan-plan et un
système de Couette-Taylor

THÈSE DE DOCTORAT
Discipline : Génie des Procédés
Spécialité : *Mécanique des fluides et Transferts*

*Présentée
et soutenue publiquement par*

Emna BERRICH

Le 9 décembre 2011, devant le jury ci-dessous

Président	Mohamed SOUHAR	<i>Professeur à l'INPL, Nancy</i>
Rapporteurs	Innocent MUTABAZI Salaheddine SKALI-LAMI	<i>Professeur à l'Université du Havre Maître de Conférences, Docteur d'Etat, à l'UHP, Nancy I</i>
Examineurs	Éric SERRE Larbi LABRAGA Fethi ALOUI Vaçlav SOBOLIK Jack LEGRAND	<i>Directeur de Recherche au CNRS, M2P2, Aix-Marseille 3 Professeur à l'Université de Valenciennes Professeur à l'Université de Valenciennes Professeur à l'Université de La Rochelle Professeur à l'Université de Nantes</i>
Invités	Abdelhak AMBARI Sassi BEN NASRALLAH	<i>Professeur à l'ENSAM ParisTech - Centre d'Angers Professeur à l'Université de Monastir, Tunisie</i>

*Directeur de thèse : Fethi ALOUI
Co-directeur : Jack LEGRAND*

Dédicaces

À tous ceux qui m'aiment,

La recherche commence par un premier chapitre : la patience

Emna

Remerciements

C'est avec un grand plaisir que je réserve ces lignes de gratitude et de reconnaissances à tous ceux qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce travail. Qu'ils veuillent trouver ici l'expression de ma sincère gratitude.

Ce travail de recherche a été effectué au sein du laboratoire du Génie des Procédés, Environnement et Agroalimentaire (GEPEA) de l'Université de Nantes, du Département des Systèmes Energétiques et Environnement (DSEE) de l'École des Mines de Nantes (EMN), sous la direction de Fethi ALOUI, Professeur à l'ENSIAME de l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis et de Jack LEGRAND (co-directeur), Professeur à l'Université de Nantes et Directeur du laboratoire GEPEA. Je leur exprime ma plus haute estime et ma profonde gratitude pour m'avoir permis de préparer cette thèse, sous leurs directions, en m'aidant par leurs conseils et suggestions, avec efficacité et bienveillance, pour que ce travail aille jusqu'au bout. L'étude a été réalisée dans le cadre d'un projet ANR (Agence Nationale de Recherche) s'intitulant : Cisaillement pariétal et tourbillons en écoulement Taylor-Couette (CPARTOUT). Je n'oublie pas de remercier le Ministère de Recherche pour le financement qu'il m'a apporté, notamment par le biais d'une d'Allocation de Recherche.

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements aux membres de jury, en particulier à Monsieur Innocent MUTABAZI, Professeur à l'Université du Havre, et à Monsieur Salaheddine SKALI-LAMI, Maître de Conférences HDR à l'Université Henri Poincaré, Nancy 1, pour l'honneur qu'ils m'ont accordés en acceptant de rapporter ce manuscrit.

Je remercie vivement Monsieur Mohamed SOUHAR, Professeur à l'INPL, Nancy, d'avoir accepté de présider mon jury de thèse et d'examiner ce travail.

Je remercie vivement Monsieur Eric SERRÉ, Directeur de recherche au CNRS au laboratoire M2P2, Aix-Marseille 3, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et sa participation au jury.

Je suis très honorée par la présence au jury de Monsieur Larbi LABRAGA, Professeur à l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, qui a accepté d'évaluer et d'enrichir ce travail par ses conseils judicieux et très constructifs.

Je remercie également Monsieur Vaçlav SOBOLIK, Professeur à l'Université de La Rochelle, qui m'a fait l'honneur d'accepter de faire partie du jury.

Je tiens finalement à remercier Monsieur Abdelhak AMBARI, professeur à l'ENSAM ParisTech - Centre d'Angers, et Monsieur Sassi BEN NASRALLAH, professeur à l'École Nationale d'Ingénieurs de l'Université de Monastir (Tunisie) pour avoir acceptés de participer à mon jury de soutenance.

J'espère que ce travail donnera satisfaction d'une part aux membres de mon équipe de recherche du GEPEA de l'Université de Nantes, et permettra de continuer les relations de recherche avec les différents membres de l'ANR (CPARTOUT) avec lesquels j'ai collaboré durant cette thèse.

Mes remerciements s'adressent aux membres des départements DSEE de l'EMN et de physique de l'UFR sciences et Techniques de Nantes, au sein desquels j'ai fait 3 ans de monitorat et une année d'ATER.

Finalement, j'offre ce travail résumant l'expérience que j'ai vécue au GEPEA-DSEE aux personnes qui m'ont soutenue le long de ces trois ans de thèse de doctorat.

Emna

TABLE DES MATIERES

Table des figures.....	6
Liste des tableaux	14
Nomenclature.....	15
Introduction générale.....	17
Chapitre 1 : Synthèse bibliographique	21
Partie A : Ecoulements de Couette-Taylor : Généralités et Métrologie	23
1. Introduction.....	23
2. Historique	23
3. Applications Industrielles du Système de Couette-Taylor	23
3.1. Tribologie des paliers de transmission des vitesses dans les machines tournantes	24
3.2. Réacteur continu de Couette-Taylor pour la hydrolyse d'alumine	25
3.3. Bioréacteur de Couette-Taylor.....	26
3.4. Séparateur-filtre (membrane) de Taylor-Couette	26
3.5. Réacteur enzymatique de Couette-Taylor-Poiseuille.....	27
3.6. Réacteur photocatalytique de vortex de Taylor pour la purification d'eau	28
4. Description de l'écoulement	28
4.1. Équations gouvernant l'écoulement	28
4.2. Paramètres de contrôle de l'instabilité	30
4.3. Critère de stabilité de Rayleigh.....	31
4.4. Facteurs d'influence de l'instabilité	32
4.4.1. <i>Effets géométriques</i>	33
4.4.1.1. Effets de bords	33
4.4.1.2. Effet de la largeur de l'espace annulaire ou l'effet du rapport radial	33
4.4.1.3. Effet de la hauteur ou le rapport d'aspect Γ	34
4.4.2. <i>Effet Thermique</i>	35
4.4.3. <i>Effets Dynamiques</i>	35
4.4.3.1. Effet du débit axial et/ou radial	35
4.4.3.2. Effet de la surface libre	36
4.4.3.3. Effet de l'accélération (régulière ou brusque).....	36
5. Cartographie d'états de l'écoulement de Couette-Taylor pour un fluide newtonien....	37
5.1. Régime laminaire de Couette (CF).....	39
5.2. Régime des vortex de Taylor (TVF)	41
5.3. Régime des vortex de Taylor ondulés (WVF)	42
5.4. Régime des vortex de Taylor ondulés modulés (MWVF)	43
5.5. Régime de la turbulence naissante.....	44
5.6. Régime turbulent	44
5.7. Écoulement de Couette-Taylor Poiseuille.....	45
6. Conclusion	48
Partie B : Interaction vortex - paroi	51
1. Introduction.....	51
2. Problème direct en transfert de masse	51
2.1. Principe de la méthode polarographique	52
2.2. Sondes électrochimiques simples, doubles et triples	54
2.2.1. <i>Sondes simples</i>	54

2.2.2.	<i>Sondes doubles</i>	55
2.2.3.	<i>Sonde triple (ou tri-segmentée)</i>	56
2.2.3.1.	Caractéristiques géométriques et caractéristiques directionnelles d'une sonde triple	56
2.2.3.2.	Détermination des composantes du gradient pariétal de vitesse pour un écoulement de vortex de Taylor en utilisant une sonde triple	58
2.2.3.3.	Détermination des composantes du gradient pariétal de vitesse pour un écoulement de vortex de Taylor ondulés en utilisant une sonde triple	61
3.	Méthodes usuelles de détermination du gradient pariétal de vitesse	63
3.1.	Équation de convection diffusion	63
3.2.	Approche quasi-stationnaire de Lévêque (1928)	66
3.3.	Approche de Sobolik et al., (1987)	67
3.4.	Fonctions de transfert	68
4.	Méthode inverse en transfert de masse pour la détermination du gradient pariétal de vitesse	69
4.1.	Principe de la méthode inverse	70
4.2.	Application de la méthode inverse en transfert de masse pour le cas d'une sonde simple	72
4.2.1.	<i>Méthode inverse en régime stationnaire</i>	72
4.2.2.	<i>Méthode inverse en régime instationnaire</i>	73
5.	Conclusion	75
Chapitre 2 : Dispositifs expérimentaux et techniques de mesure		77
1.	Contexte et objectifs de l'étude	79
2.	Introduction	80
3.	Rhéomètre plan-plan	80
3.1.	Description du dispositif expérimental	80
3.2.	Principe du rhéomètre plan-plan	82
3.3.	Interface courant-tension EDIK2 et interface Electro-Diffusion	83
4.	Système de Couette Taylor (SCT)	83
4.1.	Système d'étalonnage et de validation de la méthode inverse (SCT avec $\eta=0,975$)	83
4.2.	Dispositif de Couette-Taylor avec un rapport radial $\eta=0,855$	84
4.3.	Conception et réalisation d'un banc d'essai	85
5.	Techniques de mesures	91
5.1.	Visualisation de l'écoulement par Kalliroscope	91
5.2.	La méthode polarographique	92
5.2.1.	<i>Microphotographie des sondes électrochimiques simples, doubles et triples</i> ...	92
5.2.2.	<i>Choix des réactifs</i>	94
5.2.3.	<i>Choix de l'électrolyte indifférent (l'inerte)</i>	95
5.2.4.	<i>Détermination des propriétés physico-chimiques de la solution</i>	95
5.2.5.	<i>Choix de la tension de polarisation</i>	96
5.2.6.	<i>Détermination du coefficient de diffusion moléculaire</i>	98
5.2.7.	<i>Détermination de la surface active des sondes électrochimiques</i>	100
5.3.	Technique laser : Vélométrie par Image de Particules PIV	102
5.3.1.	<i>Historique</i>	102
5.3.2.	<i>Principe de la technique de PIV</i>	102
5.3.3.	<i>Ensemencement de l'écoulement</i>	103
5.3.4.	<i>Laser pulsé Nd-YAG (PIV classique) et laser continu (PIV rapide)</i>	105
5.3.4.1.	<i>Laser Nd YAG (PIV classique)</i>	105

5.3.4.2.	Lasers continus (PIV rapide).....	106
5.3.5.	<i>Camera classique (PIV classique) et camera continue (PIV rapide)</i>	106
5.3.5.1.	Camera classique (PIV classique)	107
5.3.5.2.	Camera rapide (PIV rapide)	107
5.3.6.	<i>Traitements d'images</i>	108
5.3.6.1.	Autocorrélations et intercorrélations	108
5.3.6.2.	Défauts de l'intercorrélation classique.....	108
5.3.7.	<i>Système de sécurité laser</i>	109
5.3.8.	<i>Synchronisation PIV-polarographie</i>	111
5.3.8.1.	Synchronisation PIV classique - polarographie	111
5.3.8.2.	Synchronisation PIV rapide - polarographie.....	112
6.	Plan de l'étude	113
7.	Conclusion	113
Chapitre 3 : Validation expérimentale de la méthode inverse en utilisant des sondes simples, doubles et triples		
1.	Introduction.....	117
2.	Analyse critique de la méthode inverse pour le cas d'une sonde simple.....	118
2.1.	Réponse en fréquence d'une sonde simple en régime transitoire	118
2.2.	Effet de l'amplitude d'oscillation.....	121
2.3.	Analyse fréquentielle.....	126
3.	Validation expérimentale et analyse critique de la méthode inverse pour le cas d'une sonde double	132
3.1.	Effet de la fréquence d'oscillation sur le gradient pariétal de vitesse	133
3.2.	Effet de la direction de l'écoulement sur le gradient pariétal de vitesse.....	136
4.	Validation expérimentale et analyse critique de la méthode inverse pour le cas d'une sonde triple (tri-segmentée)	138
4.1.	Caractéristiques directionnelles d'une sonde triple.....	139
4.2.	Effet de l'angle directionnel sur le gradient pariétal de vitesse	141
4.3.	Effet de la fréquence d'oscillation sur le gradient pariétal de vitesse	144
4.4.	Comparaison de la méthode inverse et de la solution quasi-linéaire pour des angles directionnels d'une sonde triple	146
5.	Conclusion	147
Chapitre 4 : Instabilités et interactions hydrodynamiques dans un écoulement de Couette-Taylor sans et avec écoulement axial.....		
151		
1.	Introduction.....	153
2.	Topologie de l'écoulement : étude qualitative.....	153
2.1.	Régime laminaire de Couette (Couette-Flow)	153
2.1.1.	<i>Topologie de l'écoulement de base de Couette</i>	153
2.1.2.	<i>Qualification du SCT par polarographie</i>	154
2.2.	Régime de vortex de Taylor (TVF).....	155
2.3.	Régime des vortex de Taylor ondulés (WVF)	156
2.4.	Régime des vortex de Taylor ondulés modulés (MWVF)	159
2.5.	Régime turbulent	159
2.6.	Écoulement de Couette-Poiseuille	161
2.7.	Écoulement de Taylor avec écoulement axial.....	164
2.7.1.	<i>Protocole direct : Écoulement de Taylor avec écoulement axial</i>	164
2.7.2.	<i>Protocole inverse : Écoulement axial avec écoulement de Taylor</i>	165
2.7.2.1.	Écoulement axial avec écoulement de TVF.....	165
2.7.2.2.	Écoulement axial avec écoulement de Taylor ondulés	167
2.7.2.3.	Écoulement axial avec écoulement en régime turbulent.....	169
2.7.3.	<i>Conclusion</i>	170

2.8.	Effet d'une perturbation	171
2.8.1.	<i>Perturbation brusque : Transition brusque d'un régime à un régime supérieur...</i>	171
2.8.1.1.	Transition de la première instabilité au régime de vortex de Taylor développé	171
2.8.1.2.	Transition de la deuxième instabilité au régime de vortex de Taylor ondulés	172
2.8.1.3.	Transition du régime de vortex de Taylor ondulés au régime de vortex de Taylor ondulés modulés	173
2.8.1.4.	Transition du MWVF au régime de la turbulence naissante	174
2.8.1.5.	Transition du régime de la turbulence naissante au régime turbulent développé	174
2.8.2.	<i>Perturbation progressive : Ecoulement d'accélération-décélération</i>	175
2.9.	Ecoulement de Couette-Taylor oscillant	176
2.10.	Conclusion.....	176
3.	Validation expérimentale et analyse critique de la méthode inverse en utilisant une sonde triple dans un SCT	177
3.1.	Écoulement de Couette-Taylor oscillant	177
3.1.1.	<i>Evolution du transfert de masse pour des écoulements oscillants dans un SCT....</i>	177
3.1.2.	<i>Détermination du gradient pariétal de vitesse pour un écoulement oscillant avec écoulement de retour en utilisant une sonde triple.....</i>	179
3.2.	Écoulement d'accélération – décélération.....	182
3.2.1.	<i>Effet d'une accélération sur le nombre de Taylor</i>	183
3.2.2.	<i>Effet des instabilités sur le transfert de masse</i>	185
3.2.3.	<i>Effet des instabilités sur le gradient pariétal de vitesse</i>	187
3.3.	Réponse d'une sonde électrochimique à une variation brusque d'écoulement dans le système de Couette Taylor.....	191
4.	Structures d'écoulement, instabilités et transitions dans un écoulement de Couette- Taylor	194
4.1.	Caractéristiques du SCT.....	194
4.2.	Qualification du dispositif expérimental par PIV	195
4.3.	Investigation expérimentale d'un écoulement de Couette-Taylor sans et avec écoulement axial par synchronisation PIV - polarographie.....	196
4.3.1.	PIV classique pour des régimes d'écoulement inférieurs	196
4.3.1.1.	Champs de vitesse déterminé par PIV classique pour WVF et MWVF ..	197
4.3.1.2.	Profils de vitesse déterminé par PIV	198
4.3.1.3.	PIV rapide pour des régimes d'écoulement supérieurs.....	200
4.3.2.	Résultats PIV pour un écoulement de Couette-Taylor avec un écoulement axial	202
5.	Critères de détection des structures tourbillonnaires	203
5.1.	Etat de l'art	203
5.1.1.	Champs de vorticité.....	204
5.1.2.	Critère Q	205
5.1.3.	Critère Γ_2	206
5.2.	Description des algorithmes de post-traitement des données issues de la PIV .	208
5.2.1.	Algorithme de post-traitement des données par PIV sous Matlab®.....	208
5.2.2.	Algorithme de calcul du critère Γ_2	208
6.	Détection des structures tourbillonnaires pour un écoulement de Couette-Taylor sans et avec un flux axial.....	209

6.1.	Cartographies des composantes de la vitesse et de leurs RMS	209
6.1.1.	Cartographies des composantes d'un écoulement WVF sans et avec un écoulement axial	209
6.1.2.	Cartographies des composantes de vitesse d'un écoulement MWVF sans et avec un écoulement axial	210
6.1.3.	Cartographies des composantes d'un écoulement à la turbulence naissante sans et avec un écoulement axial	211
6.1.4.	Cartographies de l'écoulement turbulent sans et avec un écoulement axial	215
6.2.	Critères de détection des structures tourbillonnaires : Champs de vorticité, critère Q et critère I_2	219
6.2.1.	Écoulement WVF sans et avec un écoulement axial	219
6.2.2.	Critères de détection des structures tourbillonnaires pour un écoulement MWVF sans et avec un écoulement axial	221
6.2.3.	Critères de détections des structures tourbillonnaires en régime de la turbulence naissante sans et avec un écoulement axial	223
6.2.4.	Critères de détections des structures tourbillonnaires dans un écoulement turbulent sans et avec un écoulement axial	224
7.	Détermination des composantes radiale et azimutale du gradient pariétal de vitesse en utilisant une sonde triple	226
8.	Comparaison PIV-polarographie	227
9.	Conclusion	229
	Conclusion générale et Perspectives	233
	Références Bibliographiques	240

TABLE DES FIGURES

Figure 1.1. Écoulement de Couette-Taylor dans des : a) turboréacteurs en Avionique b) Pompes à centrifugations employées dans les industries chimiques et pharmaceutiques	24
Figure 1.2. Paliers de transmission de vitesse dans l'industrie automobile, en aéronautique et les centrales de production de l'énergie électrique.....	24
Figure 1.3. Mélangeur de fluide.....	25
Figure 1.4. Diagrammes schématiques du réacteur continu de Taylor de Couette-Taylor pour la production industrielle des particules sphériques d'alumine mono-dispersées à partir de l'hydrolyse du métal d'alkoxide d'alumine avec l'octanol et l'acétonitrile	26
Figure 1.5. Effet du nombre de Taylor sur l'agglomération des particules d'alumine produites par hydrolyse au sein du réacteur continu de Couette-Taylor.....	26
Figure 1.6. Bioréacteur de Couette-Taylor (Haut et al., 2002)	26
Figure 1.7. Séparateur-filtre de Taylor-Couette (Wereley et al., 2002).....	27
Figure 1.8. Système de Couette-Taylor et ses coordonnées géométriques	28
Figure 1.9. Bifurcation de type fourche dans le cas de transition de l'écoulement stable de Couette à l'écoulement de vortex de Taylor (Cliffe et al., 1992).....	33
Figure 1.10. Nombre de Taylor critique en fonction du rapport radial : ϕ : mesures expérimentales (Diprima et Swinney, 1981) ; Δ : mesures expérimentales (Sobolik, 1998)	34
Figure 1.11. Phénomène d'hystérésis pour un écoulement WVF ($\eta = 0,874$; $\Gamma = 14$) : Variation de la fréquence temporelle f^* de l'onde azimutale adimensionnée par la fréquence de rotation du cylindre intérieur f_i^* en fonction du nombre de Reynolds du cylindre intérieur (Cole, 1965)	36
Figure 1.12. Variation de la longueur d'onde axiale en fonction du nombre de Reynolds : Comparaison entre les résultats de Koschmieder (1979) ($\eta = 0,894$, $\Gamma = 94$: $dRe/dt^* = 0,1123$; \blacklozenge $dRe/dt^* = 1,123$; \blacktriangle : $dRe/dt^*=11,23$; \bullet : $dRe/dt^*=2.247$) et les résultats de Xiao et al. (2002) ($\eta = 0,890$, $\Gamma = 123,5$; Δ : mode quasi-statique ; ϕ : accélération brusque).....	37
Figure 1.13. Régimes d'écoulements de Couette-Taylor (Ratica, 2009).....	38
Figure 1.14. Diagramme d'état des régimes de SCT ($\eta = 0,883$) établi par Andereck et al. (1986)	38
Figure 1.15. Régimes de transition en fonction du nombre de Taylor Ta	38
Figure 1.16. Répartition uniforme des particules des billes de verres pour le régime de Couette (Abcha, 2006)..	39
Figure 1.17. Profil de vitesse de l'écoulement de Couette.....	40
Figure 1.18. Régime de rouleaux de Taylor (TVF) : a) Représentation schématique des rouleaux de Taylor ; b) Simulation numérique des rouleaux de Taylor dans les sections verticale et cylindrique de l'entrefer d'un SCT pour $\eta = 0,796$ et $\Gamma=38,24$ (Paritam et al., 2004).....	41
Figure 1.19. Champs de vitesse (r,z) (flèches) et les découpes Radial-axiaux de la vitesse azimutale dans le plan pour le régime de rouleaux de Taylor à $Re = 124$, $Ta = 56$. Le cylindre extérieur fixe correspond à la ligne (OC) (Snyder et Lambert, 1966).....	41
Figure 1.20. Vitesse radiale normalisée par la vitesse angulaire du cylindre intérieur suivant une ligne axiale par le centre de l'espace annulaire ; b) Vitesse axiale normalisée par la vitesse angulaire du cylindre intérieur suivant une ligne radiale par un centre de vortex (Snyder et Lambert, 1966).....	41
Figure 1.21. Champs de vitesse dans le plan (r,z) dans un SCT ($\eta = 0,8$) pour le régime de rouleaux de Taylor à $Re = 125$ (Abcha, 2006).....	41
Figure 1.22. Régime de rouleaux de Taylor ondulés (WVF) : a) Représentation schématique des rouleaux de Taylor ondulés ; b) Simulation numérique des rouleaux de Taylor dans les sections verticales de l'entrefer pour un SCT où $\eta = 0,796$ et $\Gamma=38,24$ (Paritam et al., 2004)	42
Figure 1.23. Champs et profils de vitesse dans le plan (r,z) pour le régime de rouleaux de Taylor ondulés (WVF) à $Re = 880$ pour SCT où $\eta=0,8$ et $\Gamma=45,6$ (Abcha, 2006)	42
Figure 1.24. Champs de répartition des particules de billes de verres, pour le régime de MWVF (Abcha, 2006) 43	
Figure 1.25. Nombre de Taylor critique pour des modes convectifs instables en fonction des nombres de Reynolds radial et axial (notation des auteurs (Martinand et al., 2009) : α et β). Des nuances de plus en plus légères représentent les modes $n = 0, 1, 2, 3$ et 4. Les points blancs représentent les simulations numériques pour $\alpha=10$, $\beta=20$ et $Ta= 160$ et pour $\alpha=10$, $\beta=40$ et $Ta=160$. Les traits représentent le mode toroïdal ($n=0$) et spirales simples, doubles, triples et quadratiques $n = 1, 2, 3$ et 4. Les traits n'expliquent pas la modulation spatiale de l'amplitude des modes le long de l'axe z . (Martinand et al., 2009)	45
Figure 1.26 Nombre de Taylor critique pour des modes absolus instables en fonction des nombres de Reynolds radial et axial (notation des auteurs (Martinand et al., 2009) : α et β). Des nuances de plus en plus légères représentent les modes $n=-1$ et $n=0$. Les traits représentent le mode toroïdal ($n=0$) et spirales simples ($n=-1$). Les traits n'expliquent pas la modulation spatiale de l'amplitude des modes le long de l'axe z . Les points blancs	

représentent les simulations numériques pour $\alpha=-10$, $\beta=10$ et $Ta=215$ et $\alpha=5$, $\beta=15$ et $Ta=220$ (Martinand et al., 2009).....	46
Figure 1.27. Évolution du nombre de Reynolds axial critique de l'écoulement de Couette-Taylor Poiseuille en fonction du nombre de Reynolds critique de l'écoulement de Couette-Taylor sans écoulement axial.....	47
Figure 1.28. Schéma de vortex de Taylor déformés dans un écoulement de Couette-Taylor Poiseuille.....	47
Figure 1.29. Principe de la méthode polarographique.....	53
Figure 1.30. Différents types de sondes électrochimiques.....	54
Figure 1.31. Réponse en fréquence d'une sonde circulaire, A, sonde simple ; B, sonde double (fluctuations axiales) ; C, fluctuations transversales (Tournier et Py, 1977).....	56
Figure 1.32. Caractéristiques directionnelles d'une sonde triple selon la théorie de sonde triple idéale.....	57
Figure 1.33. Comparaison des courbes caractéristiques directionnelles de la sonde : (a) Théorie de la sonde idéale (selon Sobolik et al., 1990) : (-) ; (b) : Calcul à partir d'image (points expérimentaux : segment 1 (▲), segment 2 (●), segment 3 (■)).....	57
Figure 1.34. Effet de la diffusion latérale sur les caractéristiques directionnelles pour une sonde tri-segmentée.....	58
Figure 1.35. Vortex de Taylor schématisé: 1 Sonde triple, 2 Tube de vortex de Taylor, γ_z composante axiale du gradient pariétal de vitesse, γ_θ Composante azimutale du gradient pariétal de vitesse.....	58
Figure 1.36. Gradient de vitesse moyen et ses composantes (Sobolik et al., 2011) : Gradient moyen γ , composante axiale γ_z , composante azimutale γ_θ ; a) Paroi extérieur (indice 2) ; b) Paroi intérieur (indice 1), $\eta=0,8$, $Ta = 52,2$	60
Figure 1.37. Composantes du gradient pariétal de vitesse en fonction du nombre de Taylor pour différents rapports radiaux : a) Composante azimutale ; b) Composante axiale (Sobolik et al., 2011).....	61
Figure 1.38. Évolution temporelle des : a) Intensités de courants issues de la sonde triple (I1, I2 et I3) et 3 sondes simples (I4, I5 et I6) ; b) Corrélations des intensités de courant par respect au courant I4.....	62
Figure 1.39. Les conditions aux limites de l'équation de convection-diffusion.....	66
Figure 1.40. Protocole général de la méthode inverse.....	72
Figure 1.41. L'évolution du nombre de Sherwood en fonction du nombre de Péclet en régime permanent.....	73
Figure 1.42 Influence de la fréquence adimensionnelle f^* et de β sur l'écart entre le gradient moyen quasi-stationnaire de Lévêque et le gradient moyen calculé par la méthode directe (Rehimi, 2006).....	74
Figure 1.43. Dépendance de l'atténuation de β_0 avec la fréquence pour différentes valeur de β	74
Figure 1.44. Dépendance de la phase de la fréquence adimensionnelle de l'écoulement pour différentes valeurs β	74
Figure 2.1. Schéma descriptif de l'installation expérimentale globale.....	81
Figure 2.2. Vue générale de l'installation expérimentale du rhéomètre plan-plan.....	81
Figure 2.3. Vue schématique de la veine d'essais.....	81
Figure 2.4. Interface du logiciel EDWORK (Wein et al., 2008a).....	83
Figure 2.5. Cylindre extérieur transparent et disposition des sondes simples et triple (réalisé sous AutoCAD).....	84
Figure 2.6. Images de synthèse réalisées sous AutoCAD des cylindres intérieur et extérieur avec les couvercles.....	85
Figure 2.7. Dessin d'ensemble du dispositif de Couette-Taylor en position couchée montrant les deux cylindres coaxiaux verticaux et leurs couvercles.....	86
Figure 2.8. Dessin d'ensemble en vue de dessus du dispositif expérimental.....	86
Figure 2.9. Vue de dessous (avec cotation) de la base sur laquelle repose le dispositif expérimental (support de maintien).....	87
Figure 2.10. Plans des rangées des trous de sondes électrochimiques simples sur la paroi interne du cylindre extérieur du SCT.....	87
Figure 2.11. Dimensions (en mm) séparant les différentes sondes électrochimiques simples sur la paroi interne du cylindre extérieur du SCT.....	88
Figure 2.12. Emplacement des sondes sur la paroi interne du cylindre extérieur du SCT.....	89
Figure 2.13. Installation expérimentale complète du système de Couette-Taylor.....	90
Figure 2.14. Photo des ranges de sondes simples sur (a) et (b), et photo de la sonde tri-segmentée (b) et (c).....	92
Figure 2.15. Microphotographie de la sonde simple utilisée : (a) : sonde simple idéale, (b) : sonde simple.....	92
Figure 2.16. Sonde double composée de deux segments rectangulaires séparés par une frontière isolante : a) Vue globale de la sonde double idéale ; b) Vue des deux segments séparés par la frontière isolante.....	93
Figure 2.17. Microphotographie de la sonde double utilisée.....	93
Figure 2.18. Vue d'ensemble d'une sonde triple : (a) idéale ; (b) les frontières d'une sonde triple réelle.....	94
Figure 2.19. Microphotographie de la sonde triple utilisée.....	94
Figure 2.20. Évolution de la viscosité de la solution utilisée (FF25G40%, Kalliroscope 2%) en fonction de la température.....	96

Figure 2.21. Évolution de la masse volumique de la solution utilisée (FF25K2SO4G40%, Kalliroscope 2%) en fonction de la température.....	96
Figure 2.22. Polarogrammes du courant de diffusion délié par une sonde simple en fonction de la tension de polarisation U_p pour différentes nombre de Reynolds	97
Figure 2. 23. Polarogrammes des courants limites de diffusion délié par une sonde double en fonction de la tension de polarisation U_p et pour un nombre de Reynolds $Re^* = 0,62$	97
Figure 2. 24. Polarogrammes des courants limites de diffusion déliés par une sonde triple en fonction de la tension de polarisation U_p et pour différentes nombres de Reynolds : a) $Re^* = 0,06$; b) $Re^* = 0,62$; c) $Re^* = 2,07$	98
Figure 2.25. Détermination expérimentale de α_{el}	99
Figure 2.26. Évolution du coefficient de diffusion en fonction de la température	99
Figure 2.27. Réponse d'une sonde électrochimique à un échelon de tension	100
Figure 2.28. Asymptote de Cottrell.....	101
Figure 2.29. Schéma de disposition des sondes electrochimiques 1 à 14 de A à X	101
Figure 2.30. Principe de mesure par la technique de PIV	103
Figure 2.31. Particules d'ensemencement utilisés pour la PIV et la synchronisation PIV-polarographie : a) Particules de rhodamine ; b) particules de polyamide ; c) particules de verre	104
Figure 2.32. Ensemencement de la solution électrochimique par des particules de verre de diamètre moyen $10 \mu m$	105
Figure 2.33. Laser Nd-YAG pulsé utilisé (La Vision).....	106
Figure 2.34. Laser continu utilisé (La Vision utilisé)	106
Figure 2.35. Camera classique utilisée (La Vision)	107
Figure 2.36. Caméra rapide utilisée (La Vision utilisé)	108
Figure 2.37. Superposition et décomposition des deux images en zones d'interrogation.....	108
Figure 2.38. Principe de sécurité laser sur le panneau arrière de l'alimentation électrique.....	110
Figure 2.39. Confinement du système laser et PIV avec le dispositif de mesures dans le local fermé (respect des normes de sécurité).....	110
Figure 2.40. Principe de la synchronisation PIV-polarographie.....	111
Figure 2.41. Principe de la synchronisation de la PIV-polarographie : interaction vortex- paroi : champs de vitesse global et impact local sur le cisaillement à la paroi.....	112
Figure 3.1. Évolution temporelle du transfert de masse en régime transitoire (méthode de Cottrell et Oldham, 1981) : a) $Re^* = 0,062$; b) $Re^* = 0,62$; c) $Re^* = 1,02$; d) ; $Re^* = 1,45$; e) $Re^* = 2,07$	120
Figure 3.2. Évolution temporelle du transfert de masse instantané obtenu à partir de la résolution du problème direct et du transfert de masse expérimental pour $Pe = 4,58 \cdot 10^3$, $f^* = 0,74$:.....	121
Figure 3.3. Comparaison entre le gradient pariétal de vitesse expérimental imposé et des gradients de vitesse obtenus à partir d'autres approches linéaires pour $f^* = 205$, $\beta = 30\%$ et $Pe = 4,59 \cdot 10^3$	122
Figure 3.4. Comparaison entre le gradient pariétal de vitesse expérimental imposé et des gradients de vitesse déterminés à partir d'autres approches linéaires pour $f^* = 205$, $\beta = 50\%$ et $Pe = 4,59 \cdot 10^3$	122
Figure 3.5. Comparaison du gradient pariétal de vitesse expérimental imposé et des gradients de vitesse déterminés par les méthodes linéaires pour $f^* = 205$, $\beta = 70\%$ et $Pe = 4,59 \cdot 10^3$	123
Figure 3.6. Évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse et densité spectrale déterminés à partir de la méthode inverse pour $Pe = 4,59 \cdot 10^4$, $f^* = 1650$, $f^* = 1,2858$, $\beta = 30\%$: a) Évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse ; b) Densités spectrales déterminé à partir des signaux obtenus par la méthode inverse	127
Figure 3.7. Évolution temporelle du transfert de masse instantané déterminé à partir de la méthode inverse pour $f^* = 1646$, $\beta = 30\%$: Gauche) $Pe = 4,58 \cdot 10^4$, $f^* = 1646$, $f^* = 1,2858$; Droite): $Pe = 7,63 \cdot 10^4$, $f^* = 1646$, $f^* = 0,9150$	127
Figure 3.8. Comparaison du gradient pariétal de vitesse expérimental imposé avec es autres gradients pariétaux de vitesse déterminés pour $f^* = 1650$, $f^* = 1,2858$, $\beta = 30\%$ et $Pe = 4,58 \cdot 10^4$	128
Figure 3.9. Comparaison du gradient pariétal de vitesse expérimental imposé avec les autres gradients calculés pour $f^* = 1650$, $f^* = 0,9150$, $\beta = 30\%$, $Pe = 7,63 \cdot 10^4$	128
Figure 3.10. Comparaison du gradient pariétal de vitesse expérimental imposé avec les autres gradients de vitesse déterminés pour $f^* = 1646$, $f^* = 0,7349$, $\beta = 30\%$, $Pe = 1,06 \cdot 10^5$	128
Figure 3.11. Déphasage entre le transfert de masse et le gradient pariétal de vitesse expérimental et instantané	134

Figure 3.12. Évolution temporelle du transfert de masse local déterminé à partir de la résolution du problème direct et du transfert de masse expérimental mesuré pour $Pe = 7,63 \cdot 10^3$, $\beta = 40\%$, $f^* = 820$ et $\theta = 0^\circ$	134
Figure 3.13. Évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la méthode inverse comparé au gradient pariétal de vitesse expérimental pour $Pe = 7,63 \cdot 10^3$, $\beta = 40\%$, $f^* = 820$ et $\theta = 0^\circ$	134
Figure 3.14. Évolution temporelle du transfert de masse local déterminé à partir de la résolution du problème direct et du transfert de masse expérimental mesuré pour $Pe = 7,63 \cdot 10^3$, $\beta = 20\%$, $f^* = 1640$ et $\theta = 0^\circ$	135
Figure 3.15. Évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la méthode inverse comparé au gradient pariétal de vitesse expérimental pour $Pe = 7,63 \cdot 10^3$, $\beta = 20\%$, $f^* = 1640$ et $\theta = 0^\circ$	135
Figure 3.16. Évolution temporelle du transfert de masse local déterminé à partir de la résolution du problème inverse et du transfert de masse expérimental mesuré pour $Pe = 1,5 \cdot 10^5$, $\beta = 60\%$, $f^* = 1640$ et $\theta = 90^\circ$	136
Figure 3.17. Évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la méthode inverse et comparé à celui imposé expérimentalement pour $Pe = 1,5 \cdot 10^5$, $\beta = 60\%$, $f^* = 1640$ et $\theta = 90^\circ$	137
Figure 3.18. Évolution temporelle du transfert de masse local déterminé à partir de la résolution du problème inverse et du transfert de masse expérimental mesuré pour $Pe = 1,5 \cdot 10^5$, $\beta = 40\%$, $f^* = 1640$ et $\theta = 180^\circ$	137
Figure 3.19. Évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la méthode inverse comparé à celui imposé expérimentalement pour $Pe = 1,5 \cdot 10^5$, $\beta = 40\%$, $f^* = 1640$ et $\theta = 180^\circ$	138
Figure 3.20. Caractéristiques directionnelles de la sonde triple utilisée : a) $Pe = 4,58 \cdot 10^3$; b) $Pe = 9,16 \cdot 10^3$; c) $Pe = 1,83 \cdot 10^4$; d) $Pe = 3,66 \cdot 10^4$; e) $Pe = 5,49 \cdot 10^4$; f) $Pe = 7,32 \cdot 10^4$; g) $Pe = 1,53 \cdot 10^5$	141
Figure 3.21. Évolution temporelle pour $\theta = 0^\circ$, $f^* = 0,5846$, $\beta = 60\%$, du : a) Transfert de masse numérique obtenu à partir de la résolution du problème directe et comparé à celui mesuré ; b) Gradient pariétal de vitesse numérique obtenu à partir de la méthode inverse et compare au gradient pariétal expérimental imposé	143
Figure 3.22. Évolution temporelle, pour $\theta = 120^\circ$, $f^* = 0,5846$, $\beta = 60\%$, du : a) Transfert de masse numérique obtenu à partir de la résolution du problème direct et comparé à celui mesuré ; b) Gradient pariétal de vitesse numérique obtenu à partir de la méthode inverse et comparé au gradient pariétal expérimental imposé	143
Figure 3.23. Évolution temporelle, pour $\theta = 240^\circ$, $f^* = 0,5846$ et $\beta = 60\%$ pour : a) Transfert de masse numérique obtenu à partir de la résolution du problème direct et comparé à celui mesuré ; b) Gradient pariétal de vitesse numérique obtenu à partir de la méthode inverse et comparé au gradient pariétal expérimental imposé	143
Figure 3.24. Évolution temporelle, pour $\theta = 0^\circ$, $f^* = 0,2923$ et $\beta = 60\%$: a) Transfert de masse numérique obtenu à partir de la résolution du problème direct et comparé à celui mesuré ; b) Gradient pariétal de vitesse numérique obtenu à partir de la méthode inverse et comparé au gradient pariétal expérimental imposé	144
Figure 3.25. Évolution temporelle, pour $\theta = 120^\circ$, $f^* = 0,2923$ et $\beta = 60\%$ pour : a) Transfert de masse numérique obtenu à partir de la résolution du problème direct et compare au transfert de masse expérimental ; b) Gradient pariétal de vitesse numérique obtenu à partir de la méthode inverse et comparé au gradient pariétal expérimental imposé	144
Figure 3.26. Évolution temporelle, pour $\theta = 240^\circ$, $f^* = 0,2923$ et $\beta = 60\%$: a) Transfert de masse numérique obtenu à partir de la résolution du problème direct comparé à celui mesuré ; b) Gradient pariétal de vitesse numérique obtenu à partir de la méthode inverse et comparé au gradient pariétal expérimental imposé	145
Figure 3.27. Comparaison de l'évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse déterminé par la méthode inverse et la méthode de Lévêque pour $\theta = 240^\circ$, $f^* = 0,5846$ et $\beta = 60\%$	147
Figure 3.28. Comparaison de l'évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse déterminé par la méthode inverse et la méthode de Lévêque pour $\theta = 120^\circ$, $f^* = 0,2923$ et $\beta = 60\%$	147
Figure 4.1. Régime de Couette : a) Visualisation de l'écoulement de base dans un SCT ($\eta = 0,855$; $\Gamma = 30,03$) ; b) Répartition uniforme des particules de Kalliroscope pour le régime de Couette	154
Figure 4.2. Évolution temporelle du transfert de masse pour un écoulement de Couette à $Ta = 6$ à $z/H = 0,514$ à $x = 10 \text{ mm}$, 20 mm et 30 mm de l'axe médian et à $z/H = 0,492$	155
Figure 4.3. Évolution temporelle du transfert de masse pour un écoulement de Couette pour $Ta = 6$	155
Figure 4.4. Régime de rouleaux de Taylor pour $Ta = 45,45$: a) Visualisation de l'écoulement de rouleaux de Taylor dans un SCT ($\eta = 0,855$; $\Gamma = 30,03$) ; b) Répartition des particules de Kalliroscope pour le régime TVF	155
Figure 4.5. Régime de rouleaux de Taylor pour $Ta \approx 60$, $Ta^* \approx 1,33$: Visualisation de l'écoulement de rouleaux de Taylor ondulés dans un SCT ($\eta = 0,855$; $\Gamma = 30,03$) ; b) Répartition des particules de Kalliroscope pour régime des rouleaux de Taylor ondulés	157
Figure 4.6. Régime de rouleaux de Taylor pour $Ta = 212$; $Ta^* \approx 4,66$: Visualisation de l'écoulement de rouleaux de Taylor ondulés dans un SCT ($\eta = 0,855$; $\Gamma = 30,03$)	157
Figure 4.7. Régime de rouleaux de Taylor ondulés pour $Ta \approx 303$; $Ta^* \approx 6,67$: a) Visualisation de l'écoulement de rouleaux de Taylor ondulés dans un SCT ($\eta = 0,855$; $\Gamma = 30,03$) ; b) Répartition des particules de Kalliroscope pour le régime des rouleaux de Taylor ondulés	157

Figure 4.8. Régime de rouleaux de Taylor ondulés pour $Ta \approx 424$; $Ta^* \approx 9,33$: a) Visualisation de l'écoulement de rouleaux de Taylor ondulés dans un SCT ($\eta = 0,855$; $\Gamma = 30,03$) ; b) Répartition des particules de Kalliroscope pour le régime des rouleaux de Taylor ondulés.....	158
Figure 4.9. Régime de rouleaux de Taylor ondulés pour $Ta \approx 545$; $Ta^* \approx 12$: a) Visualisation de l'écoulement de rouleaux de Taylor ondulés dans un SCT ($\eta = 0,855$; $\Gamma = 30,03$) ; b) Répartition des particules de Kalliroscope pour le régime des rouleaux de Taylor ondulés	158
Figure 4.10 Régime de vortex de Taylor ondulés modulés à $Ta \approx 606$; $Ta^* \approx 13,33$	159
Figure 4.11 Régime de la turbulence naissante à $Ta \approx 1210$; $Ta^* \approx 26,66$: a) Visualisation de l'écoulement dans un SCT ($\eta = 0,855$; $\Gamma = 30,03$) ; b) Répartition des particules de Kalliroscope	160
Figure 4.12 Visualisation de l'écoulement en régime turbulent à $Ta \approx 2424,17$; $Ta^* \approx 53,34$	161
Figure 4.13 Régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 45,45$; $Ta^* \approx 1$, $Re_{ax} \approx 0,25$: a) Visualisation de l'écoulement ; b) Répartition des particules de Kalliroscope	162
Figure 4.14 Régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 45,45$; $Ta^* \approx 1$, $Re_{ax} \approx 0,94$	162
Figure 4.15 Régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 45,45$; $Ta^* \approx 1$, $Re_{ax} \approx 1,45$: a) Visualisation de l'écoulement ; b) Répartition des particules de Kalliroscope	163
Figure 4.16 Régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 45,45$; $Ta^* \approx 1$, $Re_{ax} \approx 18,37$: a) Visualisation de l'écoulement ; b) Répartition des particules de Kalliroscope	163
Figure 4.17 Régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 45,45$; $Ta^* \approx 1$, $Re_{ax} \approx 36,41$: a) Visualisation de l'écoulement ; b) Répartition des particules de Kalliroscope	163
Figure 4.18 Régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 45,45$; $Ta^* \approx 1$, $Re_{ax} \approx 54,03$: a) Visualisation de l'écoulement ; b) Répartition des particules de Kalliroscope	163
Figure 4.19 Régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 47,27$; $Ta^* \approx 1,04$; $Re_{ax} \approx 34,88$: a) Visualisation de l'écoulement ; b) Répartition des particules de Kalliroscope	164
Figure 4.20 Régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 47,27$; $Ta^* \approx 1,04$; $Re_{ax} \approx 84,74$	165
Figure 4.21 Détachement des structures tourbillonnaires en régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 47,27$; $Ta^* \approx 1,04$; $Re_{ax} \approx 84,74$	165
Figure 4.22 Evolution spatio-temporelle des structures tourbillonnaire en régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 45,45$; $Ta^* \approx 1$; $Re_{ax} \approx 1,02$	166
Figure 4.23 Effet de battement des structures tourbillonnaire en régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 45,45$; $Ta^* \approx 1$; $Re_{ax} \approx 1,02$	167
Figure 4.24 Visualisation des structures tourbillonnaires d'un écoulement WVF superposé à un écoulement axial à $Ta \approx 90,90$; $Ta^* \approx 2$; $Re_{ax} \approx 2,64$	168
Figure 4.25 Visualisation d'un écoulement WVF superposé à un écoulement axial à $Ta \approx 121$; $Ta^* \approx 2,66$; $Re_{ax} \approx 20,845$	168
Figure 4.26. Evolution spatio-temporelle du phénomène de détachement et de croisement des structures tourbillonnaires en régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 121$; $Ta^* \approx 2,66$; $Re_{ax} \approx 20,8$	168
Figure 4.27 Effet de battement des structures tourbillonnaires pour $Ta \approx 181$; $Ta^* \approx 4$; $Re_{ax} \approx 20,8$	169
Figure 4.28. Evolution spatio-temporelle des phénomènes de détachement et de croisement des structures tourbillonnaires pour $Ta \approx 181$; $Ta^* \approx 4$; $Re_{ax} \approx 20,8$	169
Figure 4.29. Evolution spatio-temporelle des vortex hélicoïdaux pour $Ta \approx 1212,08$; $Ta^* \approx 26,66$; $Re_{ax} \approx 97,2$	170
Figure 4.30. Evolution spatio-temporelle des vortex hélicoïdaux pour $Ta \approx 1210$; $Ta^* \approx 26,66$; $Re_{ax} \approx 104$	170
Figure 4.31. Effet d'une perturbation sur les structures tourbillonnaires dans le régime TVF de $Ta \approx 45,45$; $Ta^* \approx 1$ à $Ta \approx 48,48$; $Ta^* \approx 1,07$	171
Figure 4.32. Effet d'une perturbation sur les vortex de Taylor de $Ta \approx 48,48$; $Ta^* \approx 1,07$ à $Ta \approx 54,54$, $Ta_3^* \approx 1,2$	171
Figure 4.33. Effet d'une perturbation sur les structures tourbillonnaires du régime WVF de $Ta \approx 60,60$; $Ta^* \approx 1,33$ à $Ta \approx 66,66$; $Ta_3^* \approx 1,46$	172
Figure 4.34. Effet d'une légère perturbation sur les structures tourbillonnaires du régime WVF de $Ta \approx 72,72$; $Ta^* \approx 1,6$ à $Ta \approx 78,78$; $Ta^* \approx 1,73$	172
Figure 4.35. Effet d'une perturbation sur les vortex de Taylor de $Ta \approx 78,78$; $Ta^* \approx 1,73$ à $Ta \approx 121$; $Ta^* \approx 2,66$	173
Figure 4.36. Effet d'une perturbation sur les structures tourbillonnaires du régime WVF de $Ta \approx 121$; $Ta^* \approx 2,66$ à $Ta \approx 303$; $Ta^* \approx 6,67$	173
Figure 4.37. Effet d'une perturbation sur les structures tourbillonnaires du régime WVF de $Ta \approx 303,021$; $Ta^* \approx 6,67$ à $Ta \approx 424,23$; $Ta^* \approx 9,33$	173
Figure 4.38. Effet d'une perturbation sur les structures tourbillonnaires du régime WVF de $Ta \approx 424$; $Ta^* \approx 9,33$ à $Ta \approx 606$; $Ta_3^* \approx 13,33$	174

Figure 4.39. Effet d'une perturbation sur les structures tourbillonnaires du régime MWVF ($Ta \approx 606,04$; $Ta^* \approx 13,33$) au régime turbulent ($Ta \approx 1210$; $Ta_3^* \approx 26,66$)	174
Figure 4.40. Effet d'une perturbation sur les structures tourbillonnaires du régime de la turbulence naissante au régime turbulent de $Ta \approx 1210$; $Ta^* \approx 26,66$ à $Ta \approx 1520$; $Ta^* \approx 33,33$	175
Figure 4.41. Effet d'une perturbation sur les structures tourbillonnaires en régime turbulent de $Ta \approx 1820$; $Ta^* \approx 40$ à $Ta \approx 2420$; $Ta^* \approx 53,34$	175
Figure 4.42. Effet d'une perturbation progressive sur l'écoulement de Couette-Taylor	176
Figure 4.43. Ecoulement de Couette-Taylor oscillant	176
Figure 4.44. Evolution temporelle du nombre de Taylor pour un écoulement de Couette oscillant avec écoulement de retour (le signe négatif représente la présence de l'écoulement de retour).....	178
Figure 4.45. Replissements du transfert de masse de formes sinusoïdales répétitives pour un écoulement de Couette-Taylor oscillant avec écoulement de retour.....	178
Figure 4.46. Évolution du transfert de masse en fonction de l'emplacement des sondes simples circulaires sur le SCT	179
Figure 4.47. Evolution temporelle du nombre de Taylor (écoulement laminaire de Couette) et du nombre de Péclet (diffusion axiale) pour un écoulement oscillant caractérisé par $\beta = 0.9640$, $f^* = 645$	180
Figure 4.48. Evolution du gradient pariétal de vitesse pour un écoulement oscillant caractérisé par $\beta = 0.9640$, $f^* = 645$: ligne continue : Exp. ; ligne discontinue : méthode de Lévêque ; point : méthode inverse ; ligne continue rouge : méthode de Sobolik; ligne continue bleue : méthode de Deslouis.....	180
Figure 4.49. Evolution temporelle du nombre de Taylor (écoulement laminaire de Couette) et du nombre de Péclet (diffusion axiale) pour un écoulement oscillant caractérisé par $\beta = 4.7835$, $f^* = 645$	181
Figure 4.50. Evolution du gradient pariétal de vitesse pour un écoulement oscillant caractérisé par $\beta = 4.7835$, $f^*=645$: ligne continue : Exp. ; ligne discontinue : méthode de Lévêque (1928) ; point : méthode inverse ; ligne continue rouge : méthode de Sobolik; ligne continue bleue : méthode de Deslouis.....	181
Figure 4.51. Visualisation de l'écoulement de rouleaux de Taylor ondulés modulés dans un SCT.....	184
Figure 4.52. Evolution temporelle du nombre de Taylor pour un écoulement d'accélération-décélération	185
Figure 4.53. Evolution temporelle du transfert de masse et du gradient quasi-linéaire de vitesse.....	186
Figure 4.54. Evolution du transfert de masse instantané en fonction du nombre de Taylor adimensionnel (deux périodes seulement sont présentées pour la clarté de la présentation).....	186
Figure 4.55. Evolution temporelle du gradient pariétal de vitesse pour trois périodes successives: - méthode quasi-linéaire ; -- méthode de Sobolik et al. (1987) ; - méthode de Lévêque (1928)	187
Figure 4.56. Evolution temporelle du gradient pariétal de vitesse le long du régime laminaire de Couette CF (Décélération de $t = 16,14$ s $\rightarrow Ta^* 92,2$ à $t = 16,22$ $\rightarrow Ta = 18$): - méthode quasi-linéaire ; -- méthode de Sobolik et al. (1987) ; - méthode de Lévêque (1928)	188
Figure 4.57. Evolution temporelle du gradient pariétal de vitesse du régime CF au régime WVF ($t = 22$ s $\rightarrow Ta = 41,4$ à $t = 26$ s $\rightarrow Ta = 56,2$).....	189
Figure 4.58. Evolution du gradient pariétal de vitesse en fonction du nombre de Taylor (troisième période)....	189
Figure 4.59. Evolution temporelle du gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la méthode inverse	190
Figure 4.60. Evolution du gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la méthode inverse en fonction du nombre de Taylor.....	191
Figure 4.61. Evolution temporelle du nombre de Taylor suite à la variation brusque de l'écoulement dans le système de Couette-Taylor	192
Figure 4.62. Evolution temporelle du transfert de masse mesuré lors d'une variation brusque du régime de l'écoulement (signaux brut et filtré)	192
Figure 4.63. Evolution temporelle du transfert de masse (signal filtré) : a) Variation brusque de $Ta=177$ à $Ta = 1272$; b) Zoom : après sur la partie après la variation brusque ($Ta = 1272$)	193
Figure 4.64. Evolution temporelle des gradients pariétaux de vitesse déterminés par la méthode de Sobolik et al. (1987) et par la méthode quasi-linéaire (S à droite)	193
Figure 4.65. Evolution du gradient pariétal de vitesse déterminé par la méthode inverse : a) Avant la variation brusque ($Ta = 177$) ; b) Après la variation brusque ($Ta = 1272$)	194
Figure 4.66. Système de Couette-Taylor et ses coordonnées géométriques	195
Figure 4.67. Profil de vitesse radiale en régime laminaire de Couette à $Ta = 30,3$; $Ta^* = 0,67$	195
Figure 4.68. Champ de vitesse déterminé par PIV classique à $Ta = 60,6$	198
Figure 4.69. Champs de vitesse déterminés par PIV classique respectivement à $Ta = 72$; à $Ta = 121$	198
Figure 4.70. Profil de la vitesse radiale dans la direction axiale pris au milieu de l'entrefer pour WVF ($Ta = 212$)	199
Figure 4.71. Profil de la vitesse axiale pris au $\frac{1}{4}$ de l'entrefer ($(r-a)/d = 0,25$) pour WVF ($Ta = 212$).....	199
Figure 4.72. Profil de la vitesse axiale dans la direction radiale pris à travers le cœur du vortex pour WVF	199
Figure 4.73. Profil de la vitesse radiale dans la direction axiale pris à $(r-a)/d = 0,9$ pour WVF ($Ta = 212$).....	199

Figure 4.74. Champ de vitesse déterminé par PIV rapide à $Ta = 212$	201
Figure 4.75. Champ de vitesse déterminé par PIV rapide à $Ta = 303$	201
Figure 4.76. Champs de vitesse déterminé par PIV rapide à $Ta = 606,6$ et à $Ta = 1091$	202
Figure 4.77. Champs de vitesse déterminé par PIV rapide à $Ta = 1210$	202
Figure 4.78. Champs de vitesse déterminé par PIV classique pour un écoulement de Couette-Taylor-Poiseuille à $Ta = 60,6$ et $Re_{ax} = 3,49$ et par PIV rapide à $Ta = 212$ et $Re_{ax} = 3,06$	203
Figure 4.79. Lignes iso-valeurs de la composante axiale de la vitesse sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 303$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 3,15$; c) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 73,17$	210
Figure 4.80. Lignes iso-valeurs de la composante radiale de la vitesse sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 303$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 3,15$; c) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 73,17$	210
Figure 4.81. Lignes iso-valeurs de la composante radiale de la vitesse sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 606$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 101$	211
Figure 4.82. Lignes iso-valeurs de la composante axiale de la vitesse sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 606$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 101$	211
Figure 4.83. Lignes iso-valeurs de la composante radiale de la vitesse sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 1212$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 107$	212
Figure 4.84. Lignes iso-valeurs de la composante axiale de la vitesse sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 1212$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 107$	212
Figure 4.85. Lignes iso-valeurs des RMS de la composante radiale de la vitesse sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 1212$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 107$	213
Figure 4.86. Lignes iso-valeurs des RMS de la composante axiale de la vitesse sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 1212$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 107$	213
Figure 4.87. Lignes iso-valeurs du tenseur de Reynolds $u'v'$ sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 1212$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 107$	213
Figure 4.88. Cartographies des coefficients de dissymétrie sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 1212$: a) Sans un écoulement axial ; b) avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 107$	215
Figure 4.89. Cartographies du coefficient d'aplatissement sans et avec écoulement un axial pour $Ta = 1212$: a) Sans écoulement un axial ; b) Avec écoulement un axial : $Re_{ax} = 107$	215
Figure 4.90. Lignes iso-valeurs de la composante radiale de la vitesse sans et avec écoulement axial :	216
Figure 4.91. Lignes iso-valeurs de la composante axiale de la vitesse sans et avec écoulement axial :	216
Figure 4.92. Lignes iso-valeurs des RMS de la composante radiale de la vitesse sans et avec écoulement axial : a) Pour $Ta = 2424$, sans écoulement axial (PIV rapide) ; b) pour $Ta = 3636$, sans écoulement axial (PIV rapide) ; c) pour $Ta = 2424$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 113$ (PIV rapide) ; d) $Ta = 4848$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 110$ (PIV rapide).....	217
Figure 4.93. Lignes iso-valeurs des RMS de la composante axiale de la vitesse sans et avec écoulement axial : a) Pour $Ta = 2424$, sans écoulement axial (PIV rapide) ; b) Pour $Ta = 3636$, sans écoulement axial (PIV rapide) ; c) Pour $Ta = 2424$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 113$ (PIV rapide) ; d) $Ta = 4848$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 110$ (PIV rapide).....	217
Figure 4.94. Lignes iso-valeurs du tenseur de Reynolds $u'v'$ sans et avec écoulement axial : a) Pour $Ta = 2424$, sans écoulement axial (PIV rapide) ; b) Pour $Ta = 3636$, sans écoulement axial (PIV rapide) ; c) Pour $Ta = 2424$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 113$ (PIV rapide) ; d) $Ta = 4848$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 110$ (PIV rapide)	217
Figure 4.95. Cartographies des coefficients de dissymétrie sans et avec un écoulement axial : a) Pour $Ta = 2424$, sans écoulement axial (PIV rapide) ; b) Pour $Ta = 3636$, sans écoulement axial (PIV rapide) ; c) Pour $Ta = 2424$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 113$ (PIV rapide) ; d) $Ta = 4848$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 110$ (PIV rapide)	218
Figure 4.96. Cartographies du coefficient d'aplatissement sans et avec un écoulement axial : a) Pour $Ta = 2424$, sans écoulement axial (PIV rapide) ; b) Pour $Ta = 3636$, sans écoulement axial (PIV rapide) ; c) Pour $Ta = 2424$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 113$ (PIV rapide) ; d) $Ta = 4848$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 110$ (PIV rapide)	218
Figure 4.97. Champs de vorticité ω sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 303$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 3,15$; c) Avec écoulement axial : $Re_{ax} = 73,17$	220
Figure 4.98. Critère Q sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 303$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 3,15$; c) Avec écoulement axial : $Re_{ax} = 73,17$	220
Figure 4.99. Critère I_2 sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 303$: a) Sans un écoulement axial ; b) avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 3,15$; c) avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 73,17$	221

Figure 4.100. Critère Q sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 606$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 101$	222
Figure 4.101. Champs de vorticité ω sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 606$: a) Sans un écoulement axial ; b) avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 101$	222
Figure 4.102. Critère r_2 sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 606$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 101$	222
Figure 4.103. Critère Q sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 1212$:.....	223
Figure 4.104. Champs de vorticité ω sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 1212$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 107$	223
Figure 4.105. Critère r_2 sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 1212$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 107$	224
Figure 4.106. Critère Q sans et avec un écoulement axial :.....	225
Figure 4.107. Champs de vorticité ω sans et avec un écoulement axial : a) $Ta = 2424$, sans un écoulement axial (PIV rapide) ; b) $Ta = 3636$, sans un écoulement axial (PIV rapide) ; c) $Ta = 2424$, avec un écoulement axial $Re_{ax} = 113$ (PIV rapide) ; d) $Ta = 4848$, avec un écoulement axial $Re_{ax} = 110$ (PIV rapide).....	225
Figure 4.108. Critère r_2 sans et avec un écoulement axial : a) $Ta = 2424$, sans un écoulement axial (PIV rapide) ; b) $Ta = 3636$, sans un écoulement axial (PIV rapide) ; c) $Ta = 2424$, avec un écoulement axial $Re_{ax} = 113$ (PIV rapide) ; d) $Ta = 4848$, avec un écoulement axial $Re_{ax} = 110$ (PIV rapide).....	225
Figure 4.109. Evolutions des composantes axiale et azimutale et du gradient moyen déterminés à partir de la méthode de Sobolik et al. (1987) � $Ta = 303$ et $Re_{ax} = 3,15$ en utilisant une sonde triple	227
Figure 4.110. Evolutions des composantes axiale et azimutale et du gradient moyen déterminés à partir de la méthode inverse à $Ta = 303$ et $Re_{ax} = 3,15$ en utilisant une sonde triple	227
Figure 4.111. Evolution de la composante axiale du gradient déterminé par PIV pour $Ta = 303$ et $Re_{ax} = 3,15228$	
Figure 4.112. Evolution de la composante axiale du gradient déterminé par PIV filtrée et par la méthode de Sobolik et al. (1987) avec une sonde triple pour $Ta = 303$ et $Re_{ax} = 3,15$	228
Figure 4.113. Evolution de la composante axiale du gradient déterminé par PIV classique filtrée et par la méthode inverse avec une sonde triple pour $Ta = 303$ et $Re_{ax} = 3,15$	229

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1. Caractéristiques géométriques de la sonde simple utilisée.....	93
Tableau 2. Caractéristiques géométriques de la sonde double utilisée.....	93
Tableau 3. Caractéristiques géométriques de la sonde triple utilisée.....	94
Tableau 4. Diamètres actifs (en mm) des différentes sondes, obtenus en utilisant la méthode de l'asymptote de Cottrell.....	101
Tableau 5. Propriétés des particules d'ensemencement utilisées.....	105
Tableau 6. Déviation entre la méthode standard de Lévêque et le gradient expérimental imposé pour $f^*=205$ et $f^*= 0,7450$ (cas d'une sonde simple).....	123
Tableau 7 Déviation et déphasage entre le gradient pariétal de vitesse déterminé par l'approche de Sobolik et de Deslouis et le gradient expérimental pour $f^*=205$, $f^*= 0.7450$ et $\beta = 0.5$ (Cas d'une sonde simple).....	124
Tableau 8. Déviation entre la méthode inverse et la solution quasi-stationnaire pour $f^*=205$, $f^*= 0,7450$ (cas d'une sonde simple).....	125
Tableau 9. Déviation et déphasage entre le gradient pariétal de vitesse déterminé par la méthode de Lévêque et celui imposé expérimentalement pour $f^*=1650$ et $\beta= 30\%$ (cas d'une sonde simple).....	129
Tableau 10. Déviation et déphasage entre le gradient pariétal de vitesse expérimental et les autres gradients obtenus selon 'approche de Sobolik et al. (1987) et l'approche de Deslouis (1991) pour $f^*=1650$ et $\beta= 30\%$	129
Tableau 11. Déphasage entre le gradient pariétal de vitesse déterminé respectivement par la méthode inverse ou l'approche de Deslouis comparativement à celui du gradient expérimental imposé pour $f^*=1650$, $\beta= 30\%$ et $f^*=1,2858$ (cas d'une sonde simple).....	131
Tableau 12 Les nombres de Taylor critiques correspondants aux transitions du régime laminaire au régime turbulent pour SCT ($\eta = 0,855$; $\Gamma= 31,034$).....	161
Tableau 13. Caractéristiques des acquisitions par PIV classique.....	197
Tableau 14. Nombres de Taylor pour les mesures par PIV standard présentées.....	198
Tableau 15. Nombres de Taylor pour les mesures par PIV rapide présentées.....	201
Tableau 16. Nombres de Taylor et nombres de Reynolds pour les mesures par PIV présentées.....	202

NOMENCLATURE

A	(m^2)	: Surface active de la sonde
c	$(mol\ m^{-3})$: Concentration molaire de l'ion active
c_0	$(mol\ m^{-3})$: Concentration molaire de la solution électrochimique
C		: Concentration adimensionnelle de l'ion active
d	(m)	: largeur de l'espace annulaire
D	$(m^2\ s^{-1})$: Coefficient de diffusion moléculaire
f	(Hz)	: Fréquence
f^*	$f^* = fl^2/D$: Fréquence adimensionnelle
f^+	$f^+ = f^* Pe^{-2/3} = f(l^2/S^2 D)^{1/3}$: Fréquence adimensionnelle
F	$F = 96500\ (C.mol^{-1})$: Nombre de Faraday
g	$(m\ s^{-2})$: Accélération de la pesanteur
$G\ (SCT)$	$G = 2\ \pi\ \gamma\theta m / \eta 2\Omega.$: Moment adimensionnel
$G\ (RPP)$	(m)	: Épaisseur (gap) entre les deux disques plans du RPP
$G_H(R)$: Impédance hydrodynamique
H	(m)	: Hauteur du SCT
i, i_1, i_2, i_3	(A)	: Courant électrochimique; courant issue du segment
K	$(m\ s^{-1})$: Coefficient du transfert de masse
K_c	$(m\ s^{-1})$: Coefficient du transfert de masse dans la couche diffusionnelle
l	(m)	: Longueur de la sonde
m	-	: Nombre d'onde azimutale
n	-	: Nombre d'onde axial, nombre d'électron mis en jeu dans une réaction
p	(Pa)	: Pression
P	(m)	: Périmètre de la sonde
Pe	$Pe = Sl^2/D$: Nombre de Péclet
r	(m)	: Distance radiale (RPP)
$r, R_{int}=a, R_{ext}=b$	(m)	: Rayon, rayons du cylindre intérieur, extérieur (du SCT)
r, θ, z	-	: Coordonnées cylindriques
R	$R = 2\pi fh^2/\nu$: Nombre de Reynolds oscillatoire (RPP)
Re^*	$Re^* = \Omega h^2/\nu$: Nombre de Reynolds oscillatoire (PPR)
Re	$Re = \Omega_{int} R_{int} d/\nu$: Nombre de Reynolds (SCT)
Re_{ax}	$Re_{ax} = Ua\ d/\nu$: Nombre de Reynolds axial (SCT)
$S,$	(s^{-1})	: Gradient pariétal de vitesse
Sc	$Sc = \nu/D$: Nombre de Schmidt
Sh	$Sh = 2kd/D$: Nombre de Sherwood
t	(s)	: Temps
Ta	$Ta = \Omega R d/\nu$: Nombre de Taylor
u, u_r, u_θ, u_z	$(m.\ s^{-1})$: Vitesse, composante de vitesse radiale, azimutale et axiale
R^*	-	: Rayon adimensionnel
w	$(tr.\ s^{-1})$: Fréquence de rotation du cylindre intérieur
<i>Symboles Grec</i>		
β		: Amplitude relative à l'oscillation
γ	(s^{-1})	: Gradient pariétal de vitesse
λ		: Longueur d'onde axiale
ε		: Constante
ρ		: Masse volumique du fluide
η	$\eta = R_{int}/R_{out}$: Rapport radial
ν	$(m^2\ s^{-1})$: Viscosité cinématique
μ	$(Pa\ s)$: Viscosité dynamique

θ	°	: Angle d'écoulement
$\Omega 1, \Omega 2$	(rad.s ⁻¹)	: Vitesse de rotation
Δ		: Opérateur Laplacien
<i>Indices</i>		
-		: Moyenne temporelle
*		: Forme adimensionnelle
-		: Fonction ou paramètre complexe
<i>c</i>		: Critique
<i>Des.</i>		: Méthode de Deslouis et al., (1991)
<i>exp</i>		: Expérimental
<i>grad</i>		: Gradient
<i>Lev</i>		: Lévêque
<i>m</i>		: Moyen
<i>meth.inv.</i>		: Méthode inverse
<i>num</i>		: Numérique
<i>q.l.</i>		: Quasi-linéaire
<i>Sob</i>		: Méthode de Sobolik et al. (1987)
<i>Abbréviations</i>		
<i>CF</i>		Régime laminaire de Couette (Couette Flow)
<i>ED</i>		Méthode polarographique (Electro-Diffusion method)
<i>MWVF</i>		Régime de vortex de Taylor ondulés modulés (Modulated Wavy Vortex Flow)
<i>RPP</i>		Rhéomètre Plan - Plan
<i>SCT</i>		Système de Couette-Taylor
<i>TF</i>		Régime turbulent (Turbulent Flow)
<i>TVF</i>		Régime de vortex de Taylor (Taylor Vortex Flow)
<i>WVF</i>		Régime de vortex de Taylor ondulés (Wavy Vortex Flow)

INTRODUCTION GENERALE

La maîtrise et la réduction des pertes énergétiques dues aux frottements d'un écoulement à la paroi des systèmes, nécessitent une connaissance de plus en plus précise de l'hydrodynamique globale et locale les gouvernant, et plus précisément de l'interaction fluide-paroi. Les systèmes de Couette-Taylor sont fréquemment rencontrés dans les industries. Ils jouent le rôle d'un rotor-stator, de réacteurs d'écoulement de Taylor, des bioréacteurs de Taylor, de dispositifs de plasmaphoresis du sang, de dispositifs d'enrichissement de l'uranium appauvri dans les réacteurs nucléaires, de réacteurs chimiques catalytiques, de dispositifs de filtration, de systèmes de photochimie homogènes, etc. L'écoulement de Couette-Taylor présente un modèle prototype pour l'étude des instabilités hydrodynamiques en vue de réaliser la prévision de leur apparition, la description des propriétés des structures tourbillonnaires qui les caractérisent (la forme, la taille, le centre, l'intensité énergétique, l'impact sur le transfert de masse et le cisaillement pariétal, etc.), la transition vers le chaos et la turbulence développée, et d'étudier l'interaction de ces structures (vortex de Taylor) sur le transfert de masse et le gradient de vitesse pariétal.

Ce présent travail est une partie d'un *projet ANR (Agence Nationale de Recherche)* s'intitulant : *Cisaillement pariétal et tourbillons en écoulement Taylor-Couette (CPARTOUT)*, et dont l'objectif est d'étudier les écoulements de Couette-Taylor permettant de développer un nouveau procédé de filtration énergétiquement efficace et performant. Ce projet est effectué dans le cadre d'une recherche pour l'amélioration des procédés, et fait intervenir des partenaires universitaires : le Laboratoire **GEPEA** de l'université de Nantes, le Laboratoire **LMTAI** de l'université de La Rochelle et le Laboratoire **M2P2** de l'université d'Aix-Marseille 3. Le nouveau procédé en question repose sur l'étude hydrodynamique d'un écoulement de Couette-Taylor sans et avec la superposition d'un écoulement axial. Son impact sur l'apparition des structures tourbillonnaires et des instabilités du régime laminaire au régime turbulent et sur le transfert de masse généré par chaque type d'écoulement (interaction vortex - paroi) seront étudiés.

Ce rapport est constitué de quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, nous proposons une synthèse bibliographique sur les écoulements dans les Systèmes de Couette-Taylor (SCT) et les mécanismes de transfert. Un bref historique et quelques applications industrielles mettant en évidence l'utilité du SCT jusqu'à nos jours seront présentés. Par la suite, nous proposons une description de

l'écoulement de Couette-Taylor, sans et avec un écoulement axial. Les principaux paramètres de contrôle seront rappelés ainsi que les facteurs influant sur l'écoulement de Couette-Taylor et qui entraînent l'apparition des vortex de Taylor que nous les décrirons ultérieurement. Les mécanismes d'interaction entre ces vortex et le transfert de masse pariétal feront l'objet de la deuxième partie du premier chapitre. Nous décrirons leurs empreintes sur le transfert de masse et le gradient de vitesse pariétal. Le problème direct et le problème inverse (la méthode inverse) en transfert de masse (la méthode inverse) seront alors expliqués. Nous détaillerons en particulier la contribution de la sonde électrochimique tri-segmentée dans la compréhension des mécanismes d'interaction vortex-paroi et la détermination des composantes du gradient pariétal et les propriétés des structures tourbillonnaires.

Dans le second chapitre, les deux dispositifs expérimentaux utilisés et les techniques de mesures seront décrits. Le premier dispositif nous servira à la validation expérimentale de la méthode inverse et l'analyse des avantages et des limites d'application d'approches généralement utilisées pour la détermination du gradient pariétal de vitesse à partir du transfert de masse. Nous présentons par la suite le second dispositif expérimental que nous avons mis en place lors de la thèse. Les trois techniques expérimentales utilisées, en l'occurrence la visualisation par des particules de Kalliroscope, la polarographie en utilisant des sondes électrochimiques simples, doubles et triples et la technique laser « Vélocimétrie par Images de particules » (PIV) classique et rapide seront présentées. Nous décrirons également la démarche d'installation d'un système de sécurité laser, et les nombreuses précautions qui ont été prises avant l'utilisation de la PIV, afin de respecter les toutes récentes normes en vigueur.

Dans le troisième chapitre, nous présenterons les résultats d'interaction fluide-paroi, moyennant la méthode polarographique, pour un écoulement oscillant dans un rhéomètre plan-plan en utilisant des sondes électrochimiques simples, doubles et triples. La banque de données des intensités de courants limite de diffusion issue de ces sondes multi-segmentées nous servira principalement à la validation expérimentale de la méthode inverse en transfert de masse à partir des signaux expérimentaux obtenus grâce aux réponses en fréquences de ces sondes simples circulaires, doubles (rectangulaires) et triples (tri-segmentées) montées affleurantes sur le disque supérieur d'un rhéomètre plan-plan. Nous analyserons les domaines de validité de différentes approches utilisées pour la détermination du gradient pariétal de vitesse. Nous définirons et analyserons également leurs avantages et leurs limites

d'application en termes de fréquences, amplitudes d'oscillation, effet de la frontière isolante et de la direction d'écoulement.

Une étude critique des approches linéaires et de la méthode inverse pour un écoulement oscillant sans écoulement de retour (pour des amplitudes d'oscillation $\beta < 1$) sera présentée dans le chapitre 3. Elle résume les quelques résultats obtenus pour le cas du rhéomètre plan-plan. Les résultats permettent de définir des domaines d'application et de validité de chacune des méthodes pour la détermination du gradient pariétal de vitesse, selon le type de l'écoulement (la fréquence d'oscillation, l'amplitude de l'oscillation, le nombre de Péclet et la direction de l'écoulement) et selon la nature de la sonde électrochimique utilisée pour la détermination du transfert de masse (sonde simple, double et triple). Toutefois, les limites mécaniques du dispositif expérimental utilisé (Rhéomètre plan-plan RPP), ne permettent pas l'étude des écoulements de retour contrairement à notre dispositif expérimental (SCT). Nous proposerons alors dans le chapitre 4 (présentant quelques résultats pour le cas du SCT) de compléter l'étude critique des méthodes de détermination du gradient pariétal de vitesse à partir du transfert de masse pour des écoulements oscillants avec retour, en exploitant notre deuxième dispositif conçu lors de la thèse : le dispositif expérimental de Couette-Taylor. Ceci est impératif car pour des régimes supérieurs de Couette-Taylor, selon l'état d'art synthétisé dans le chapitre bibliographique, la présence des vortex de Taylor est illustrée par la présence des oscillations du transfert de masse, et donc cette analyse critique pour le cas des écoulements oscillant sans et avec retour paraît être indispensable pour le choix de la méthode adéquate de détermination du gradient pariétal de vitesse dans un écoulement de Couette-Taylor.

Dans le quatrième chapitre, nous présenterons les résultats relatifs à l'écoulement dans un système de Couette-Taylor. Un vortex de Taylor se manifeste par la présence d'oscillations dans les évolutions du transfert de masse et du gradient de vitesse. Nous exploiterons alors dans la chapitre suivant (chapitre 4) les méthodes de détermination du gradient de vitesse analysées et validées dans le chapitre 3 pour le cas des écoulements oscillants (avec différents fréquences et amplitudes et nombres de Péclet) pour étudier les évolutions du transfert de masse et déterminer les évolutions des gradients de vitesse dus aux interactions vortex-paroi.

Dans la première partie de ce chapitre, nous étudierons la topologie des écoulements de Couette-Taylor du régime laminaire au régime turbulent, sous l'effet de différents facteurs tels que l'effet d'un écoulement axial, l'effet d'une oscillation, l'effet d'une perturbation

brusque permettant de passer d'un régime à un régime supérieur, l'effet d'une perturbation progressive d'accélération-décélération générant l'apparition d'une série d'instabilités pouvant atteindre trois régimes successifs. Dans la deuxième partie du chapitre, nous nous intéresserons au transfert de masse généré par de tels types d'écoulements en étudiant les réponses en fréquences des sondes multi-segmentées. La banque de données ainsi obtenue sera utile pour l'analyse critique de la méthode inverse et d'autres approches qui sont généralement utilisées pour la détermination du gradient de vitesse pariétal à partir du transfert de masse locales. Dans la troisième partie de ce chapitre, nous présenterons les résultats de la synchronisation de la PIV (classique et rapide) - polarographie. Nous étudierons les caractéristiques des vortex pour des écoulements de Couette-Taylor sans et avec écoulement axial en exploitant les champs de vitesse, les profils des composantes de la vitesse et de leurs RMS et des critères de détection des structures tourbillonnaires (la vorticité ω , le critère Q et le critère I_2). Puis, nous illustrons la contribution de la sonde tri-segmentée dans la compréhension des mécanismes d'interaction vortex-paroi.

Chapitre 1 : Synthèse bibliographique

Ce chapitre présente une synthèse bibliographique sur le système de Couette-Taylor (SCT) et les mécanismes de transfert. On présentera dans la première partie du chapitre un bref historique suivi d'un ensemble d'applications industrielles mettant en évidence l'utilité du SCT jusqu'à nos jours. Par la suite, nous proposons une description de l'écoulement de Couette-Taylor, sans et avec un écoulement axial. Nous numérotons les principaux paramètres de contrôle et facteurs influant sur l'écoulement de Couette-Taylor, en provoquant l'apparition d'instabilités (vortex de Taylor) que nous les décrivons ultérieurement. Les mécanismes d'interaction entre les vortex et le transfert de masse pariétal feront l'objet de la deuxième partie de ce chapitre. Nous aborderons alors les empreintes des structures tourbillonnaires de l'écoulement de Couette-Taylor sur le transfert de masse et le gradient de vitesse pariétal. Nous récapitulons le problème direct et le problème inverse en transfert de masse (la méthode inverse). Nous décrierons en particulier la contribution de la sonde tri-segmentée dans la compréhension des mécanismes d'interaction vortex-paroi et la détermination des composantes du gradient pariétal de vitesse et les propriétés des structures tourbillonnaires.

PARTIE A : ECOULEMENTS DE COUETTE-TAYLOR :

GENERALITES ET METROLOGIE

1. INTRODUCTION

L'écoulement de Couette-Taylor se présente comme un modèle prototype pour l'étude des instabilités hydrodynamiques en vue de réaliser la prévision de leurs apparitions, la description des propriétés des structures tourbillonnaires qui les caractérisent (la forme, la taille, le centre, l'intensité énergétique, l'impact sur le transfert de masse et le cisaillement pariétal, etc.), la transition vers le chaos et la turbulence développée, etc. Il a fait l'objet de milliers d'investigations dans l'histoire de la dynamique des fluides, et occupe jusqu'à ce jour une grande importance de sorte qu'une conférence internationale biannuelle est entièrement consacrée à ce type d'écoulement « *International Couette – Taylor Workshop* », dont la 17^{ème} édition s'est organisée récemment (juillet 2011) en Angleterre. Jusqu'à nos jours, ce type d'écoulement, géométriquement simple et riche en instabilités, continue à attirer l'attention des chercheurs malgré le nombre considérable de travaux théoriques, expérimentaux et numériques (plus de 2000 articles). Nous proposons une synthèse bibliographique de quelques travaux parmi les plus marquants. Ceci nous servira par la suite de préciser notre contribution.

2. HISTORIQUE

Taylor (1923) était le premier à avoir observé l'instabilité d'un fluide confiné dans un entrefer entre deux cylindres coaxiaux quand le cylindre intérieur excède une vitesse de rotation critique. Des séries de travaux théoriques, expérimentaux et numériques ont succédées les travaux fondateurs de Taylor (1923), cherchant à caractériser l'hydrodynamique de l'écoulement, la forme et la taille des vortex, l'effet d'un écoulement axial et/ou radial sur l'écoulement de Couette-Taylor, la contribution des vortex dans le transfert de masse et/ou de chaleur, etc.

3. APPLICATIONS INDUSTRIELLES DU SYSTEME DE COUETTE-TAYLOR

La simplicité géométrique et la richesse en instabilités du système de Couette-Taylor (SCT) a encouragé les chercheurs et les industriels à s'investir dans ce type d'écoulement.

Nombreuses applications industrielles du système de Couette-Taylor sont alors réalisées. Par exemple, des réacteurs d'écoulement de Taylor (Kataoka et al., 1975 ; 1995), des bioréacteurs de Taylor (Janes et al., 1987), des dispositifs de plasmaphoresis du sang (Cohen et Marom, 1991), des dispositifs d'enrichissement de l'uranium appauvri dans les réacteurs nucléaires, des réacteurs chimiques catalytiques (Cohen et Maron, 1991), des dispositifs de filtration (Holeschovsky et Conney, 1991), des systèmes de photochimie homogènes (Hiam et Pismen, 1994), etc.

Nous proposons d'examiner quelques applications industrielles mettant en évidence la multiplicité des exemples d'applications et l'utilité de l'écoulement de Couette-Taylor.

3.1. Tribologie des paliers de transmission des vitesses dans les machines tournantes

Le système de Couette-Taylor est principalement utilisé dans les turbines qui s'intègrent dans les alternateurs des centrales électriques, les turboréacteurs en avionique (Fig.1.1.a), les pompes à centrifugations fréquemment rencontrées dans les industries chimiques et pharmaceutiques (Fig.1.1.b), etc. Il est également utilisé en tribologie pour établir les conditions optimales de lubrification des paliers de transmission de vitesse dans l'industrie automobile, en aéronautique et les centrales de production d'énergie électrique (Fig.1.2).

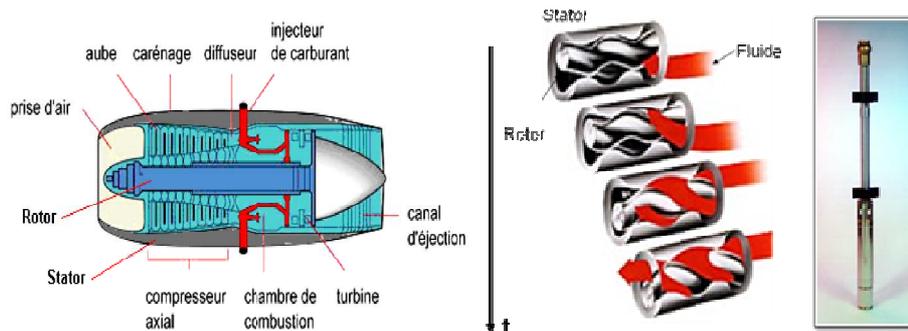


Figure 1.1. Écoulement de Couette-Taylor dans des : a) turboréacteurs en Avionique b) Pompes à centrifugations employées dans les industries chimiques et pharmaceutiques



a) Palier constitué de deux cylindres coaxiaux à plusieurs roulements b) Palier en phase de démarrage

Figure 1.2. Paliers de transmission de vitesse dans l'industrie automobile, en aéronautique et les centrales de production de l'énergie électrique

L'amélioration des procédés d'échanges tels que le transfert de masse, le transfert thermique et le transfert de quantité de mouvement dans le SCT, permet de réduire le frottement dans les paliers, et donc d'augmenter le rendement des turbomachines et de réaliser des économies d'énergie.

3.2. Réacteur continu de Couette-Taylor pour la hydrolyse d'alumine

Le système de Couette-Taylor est utilisé comme mélangeur, vu sa richesse en régimes d'écoulement, et en particulier les régimes de turbulence. Cette dernière permet donc d'obtenir un meilleur mélange des composés réactifs (Fig.1.3).

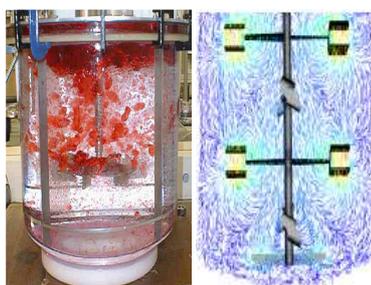


Figure 1.3. Mélangeur de fluide

Ogihara et Nomura (2002) ont développé un réacteur continu de Couette-Taylor pour la production industrielle des particules sphériques d'alumine mono-dispersées à partir de l'hydrolyse du métal d'alkoxide d'alumine avec l'octanol et l'acétonitrile. Ils ont étudié en particulier l'effet du nombre de Taylor et du temps de séjour sur les dimensions des particules produites, la distribution de la taille des particules, le rendement et la densité du nombre de particules qui ont été obtenues à des nombres de Taylor allant de 50 à 150. Les vortex de Taylor développés dans le réacteur servent à mélanger la solution. Les dimensions des particules produites dans le réacteur continu de Couette-Taylor (Fig.1.4) et leurs distributions ont été comparées à celles obtenues par des traitements usuelles (« Batch reactor »). Ils ont montré expérimentalement que la dimension moyenne des particules d'alumine produites et l'écart type géométrique sont indépendants du nombre de Taylor dans l'intervalle variant entre 50 à 150 (Fig.1.4). Toutefois, le rendement et la densité augmentent quand le nombre de Taylor accroît. Les particules d'alumine produites par hydrolyse au sein du réacteur continu du Couette-Taylor s'agglomèrent quand le nombre de Taylor dépasse 150 (Fig.1.5).

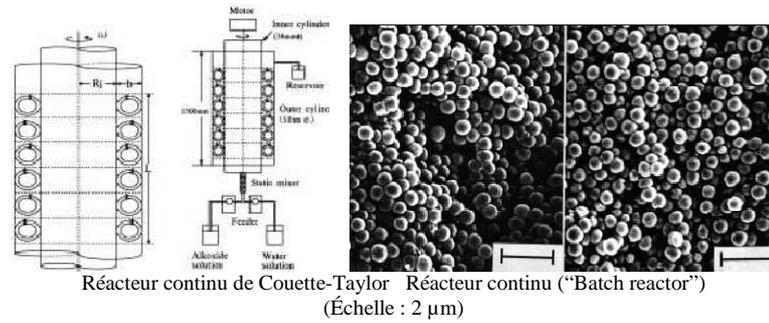


Figure 1.4. Diagrammes schématiques du réacteur continu de Taylor de Couette-Taylor pour la production industrielle des particules sphériques d'alumine mono-dispersées à partir de l'hydrolyse du métal d'alkoxide d'alumine avec l'octanol et l'acétonitrile

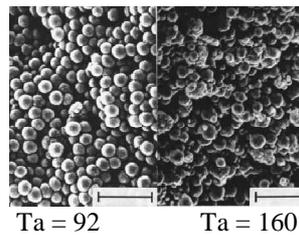


Figure 1.5. Effet du nombre de Taylor sur l'agglomération des particules d'alumine produites par hydrolyse au sein du réacteur continu de Couette-Taylor

3.3. Bioréacteur de Couette-Taylor

Le système de Couette-Taylor joue également le rôle d'un bioréacteur (Fig.1.6) pour la culture des tissus et des cellules animales en suspension (Haut et al., 2002).

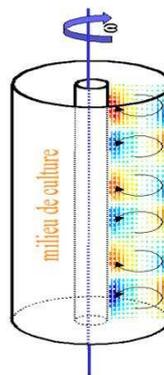


Figure 1.6. Bioréacteur de Couette-Taylor (Haut et al., 2002)

3.4. Séparateur-filtre (membrane) de Taylor-Couette

Lorsque le cylindre intérieur représente un milieu poreux, le système de Couette-Taylor peut être utilisé en tant que séparateur - filtre (Wereley et al., 2002) (Fig.1.7). Trois types d'écoulement peuvent avoir lieu : écoulement radial, écoulement azimutal et écoulement axial. Le système de séparation de Couette-Taylor est plus efficace dans les

régimes de Wavy Vortex Flow (WVF) et le régime turbulent TTVF (Turbulent Taylor Vortex Flow).

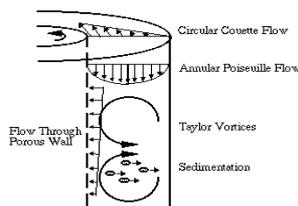


Figure 1.7. Séparateur-filtre de Taylor-Couette (Wereley et al., 2002)

L'écoulement généré suite à la superposition d'un flux axial à l'écoulement de Couette-Taylor est connu sous le nom de l'écoulement de Couette-Taylor-Poiseuille (CTP). Il est intéressant dans les procédés de séparation. Kataoka (1975) était le premier à avoir utilisé ce type d'écoulement dans des réacteurs chimiques pour déterminer le profit apporté par le transfert de masse dans le régime d'écoulement laminaire afin améliorer le rendement du réacteur chimique connu sous le nom de « Vortex Flow Reactor » (VFR). La théorie linéaire prédit que la vitesse de la dérive du vortex (« vortex drift velocity »), qui représente le rapport de la vitesse axiale du noyau du vortex par la vitesse superficielle, V_d , est égale à 1,17 (Chadrachkar, 1961). Quand V_d est égale à 1, tous les vortex coulent en descendant sans aucune déviation ou reflux, en se rapprochant ainsi du type d'écoulement connu sous le nom de « plug-flow pattern » (Desmet et al., 1960).

Le comportement du réacteur chimique de Couette-Taylor a été étudié par Giordano et al. (1998) pour le régime d'écoulement laminaire de vortex de Taylor toroïdaux et non onduleux, et pour des flux axiaux relativement faibles (le Reynolds axial est compris entre 0,172 et 1,067). Ils ont observé que le noyau du vortex ralentit son déplacement axial pour des rotations croissantes du cylindre intérieur.

3.5. Réacteur enzymatique de Couette-Taylor-Poiseuille

En raison du faible gradient de vitesse qui caractérise l'écoulement dedans, ce type de réacteur est particulièrement utile pour le traitement des biocatalyses fragiles. Par conséquent, il peut être une solution intéressante pour des réactions à des enzymes immobilisées.

Ce réacteur peut être aussi utilisé en hydrolyse enzymatique de polypeptides obtenus à partir du lait doux du fromage avec des enzymes immobilisées sur l'agarose gélifiant. Il a été utilisé par (Resende et al., 2004) pour estimer le transfert de masse dans un réacteur hétérogène de Couette-Taylor Poiseuille. Les distributions du temps de séjour (DTS) ont été déterminées après l'injection par pulse de plusieurs traceurs (des particules pleines teintées).

3.6. Réacteur photocatalytique de vortex de Taylor pour la purification d'eau

Dans la conception des réacteurs photocatalytiques à lit fixe, il est important d'assurer une distribution uniforme du transfert de masse des polluants à la surface catalytique. Szechowski et al. (1995) étaient les premiers à étudier expérimentalement les instabilités de l'écoulement de Couette-Taylor dans un réacteur photocatalytique afin d'augmenter son efficacité photocatalytique. Ils ont utilisé des particules de catalyseurs comme suspensions, et ont montré que la réaction a eu lieu seulement périodiquement. Paritam et al. (2004) ont utilisé un réacteur photocatalytique de Couette-Taylor, de rapport radial 0,796 et de rapport d'aspect 38,24 pour la purification de l'eau. La surface externe du cylindre intérieur a été couverte du catalyseur. Une lampe fluorescente a été placée à l'intérieur du cylindre intérieur. Ils ont étudié l'effet du nombre de Reynolds et du catalyseur sur la dégradation photocatalytique. La réaction photocatalytique est contrôlée par le phénomène de diffusion lorsque le catalyseur est fixe (Periyathamby et Ray, 1999). Paritam et al. (2004) ont augmenté le transfert de masse en augmentant la turbulence (le nombre de Reynolds). Le réacteur photocatalytique de Couette-Taylor est très prometteur pour la purification d'eau, même lorsque le catalyseur est fixe.

4. DESCRIPTION DE L'ÉCOULEMENT

4.1. Équations gouvernant l'écoulement

Le système de Couette Taylor (SCT) est un système hydrodynamique, géométriquement simple. Dans l'une de ces configurations, il est composé de deux cylindres coaxiaux verticaux dont l'entrefer est rempli par un fluide de viscosité dynamique μ et de masse volumique ρ (Fig.1.8). Le SCT est de hauteur h . Le cylindre intérieur de rayon $R_1 = a$ est en rotation avec une vitesse de rotation $\Omega_1 = \Omega$. Tandis que le cylindre extérieur de rayon $R_2 = b$ est maintenu immobile ($\Omega_2 = 0$). L'épaisseur de l'entrefer entre les deux cylindres est $d = b - a$.

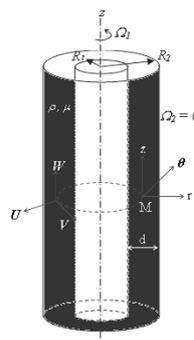


Figure 1.8. Système de Couette-Taylor et ses coordonnées géométriques

Considérons un point M de coordonnées cylindriques $M(r, \theta, z)$. Son champ de vitesse $\vec{V}(U, V, W)$ et sa pression vérifient l'équation de conservation de la masse (Eq.(1.1)) et les équations de conservation de la quantité de mouvement (Eq.(1.2)) :

Équation de conservation de la masse :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rU) + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (1-1)$$

avec :

$$\begin{cases} r: \frac{D}{Dt}U - \frac{V^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + v \left[\left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2} \right) U - \frac{2}{r^2} \frac{\partial V}{\partial \theta} \right] \\ \theta: \frac{D}{Dt}V + \frac{UV}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} + v \left[\left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2} \right) V - \frac{2}{r^2} \frac{\partial U}{\partial \theta} \right] \\ z: \frac{D}{Dt}W = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + v \nabla^2 W \end{cases} \quad (1-2)$$

où P est la pression et $\frac{D}{Dt}$ est l'opérateur dérivée particulière, tel que :

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial r} + \frac{V}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + W \frac{\partial}{\partial z} \quad (1-3)$$

et $\Delta = \nabla^2$ est le Laplacien en coordonnées cylindriques :

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (1-4)$$

Le bilan de conservation de la quantité de mouvement traduit les contributions de la force centrifuge $\frac{-V^2}{r}$ selon r et de la force de cisaillement $\frac{UV}{r}$ selon θ .

Les conditions aux limites associées aux équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement pour un fluide dans l'entrefer d'un SCT dont le cylindre intérieur est en rotation selon une vitesse de rotation Ω_1 et un cylindre extérieur immobile ($\Omega_2 = 0$) sont :

$$r = R_1 = a : \begin{cases} V = R_1 \Omega_1 = a \Omega \\ U = W = 0 \end{cases} \quad (1-5)$$

et :

$$r = R_2 = b : \begin{cases} V = 0 \\ U = W = 0 \end{cases} \quad (1-6)$$

4.2. Paramètres de contrôle de l'instabilité

Plusieurs paramètres sont à prendre en compte lors de l'étude hydrodynamique d'un système de Couette-Taylor, parce qu'ils influent beaucoup sur les instabilités hydrodynamiques de l'écoulement. Parmi lesquels, on note :

- Le rapport radial : $\eta = \frac{a}{b}$ (1-7)

- Le rapport d'aspect : $\Gamma = \frac{h}{d}$ (1-8)

- La courbure : $\delta = \frac{d}{a} = \frac{1-\eta}{\eta}$ (1-9)

- Le rapport d'aspect : $\Gamma = \frac{h}{d}$ (1-10)

- Le rapport des vitesses de rotation : $\mu = \frac{\Omega_2}{\Omega_1} = 0$ (1-11)

- Échelle de temps associée à la dissipation visqueuse : $\tau_v = \frac{d^2}{\nu}$ (1-12)

- Échelle de temps associée à la non linéarité inertielle : $\tau_a = \frac{d}{\Omega a}$ (1-13)

- Échelle de temps associée à la force centrifuge : $\tau_{cent} = \frac{1}{\Omega} \sqrt{\frac{d}{a}}$ (1-14)

Le rapport des deux paramètres (Eq.(1-12)) et (Eq.(1-13)), définit le nombre de Reynolds décrivant la compétition entre la dissipation visqueuse et l'inertie :

$$\text{Re} = \frac{\tau_v}{\tau_a} = \frac{\Omega a d}{\nu} \quad (1-15)$$

Le rapport des deux paramètres donnés par les équations (1-12) et (1-14)) définit le nombre de Taylor qui décrivant la compétition entre la dissipation visqueuse et la force centrifuge :

$$Ta = \frac{\tau_v}{\tau_{cent}} = \frac{\Omega a d}{\nu} \sqrt{\frac{d}{a}} = \text{Re} \sqrt{\delta} \quad (1-16)$$

Une autre définition du nombre de Taylor est :

$$T = 2 \frac{d}{a} \left(\frac{\Omega a d}{\nu} \right)^2 = 2 \text{Re}^2 \frac{d}{a} \quad (1-17)$$

Cognet (1984) a introduit le nombre de Taylor adimensionnel défini par :

$$Ta^* = \frac{Ta}{Ta_{c1}} = \frac{Ta}{41.3} \quad (1-18)$$

où Ta_{c1} est le nombre de Taylor critique d'apparition de la première instabilité de l'écoulement de Couette-Taylor ($\eta = 0,909$) et a proposé une cartographie de l'écoulement en fonction de nombre adimensionnel.

4.3. Critère de stabilité de Rayleigh

La perte de stabilité de l'écoulement de Couette circulaire donne naissance à un mouvement secondaire qui se superpose à l'écoulement moyen. Rayleigh (1917) était le premier à déterminer les critères d'instabilité centrifuge d'un écoulement circulaire non visqueux entre deux cylindres coaxiaux. Il a montré que l'origine de l'instabilité de l'écoulement rotatif est due aux forces centrifuges. La trajectoire des particules fluides résulte de l'équilibre entre la force centrifuge et le gradient de pression radial centripète. L'écoulement est stable si le déplacement infinitésimal d'une particule fluide dans la direction radiale est atténué et il est instable si le déplacement de la particule devient amplifié.

Considérons une particule fluide ayant une vitesse orthogonale $V(r) = r \Omega(r)$, initialement à une distance r de l'axe des cylindres coaxiaux. La particule subit une force centrifuge $F = \frac{\rho V^2}{r}$, contrebalancée par un gradient de pression centripète $\frac{\partial P}{\partial r}$. En se déplaçant d'une distance dr , la conservation du moment cinétique $\Gamma = Vr = \Omega r^2$ entraîne que la particule va devoir ralentir. Par conséquent, à la position $r+dr$, la force centrifuge de la particule diminue et ne sera plus compensée par le gradient de pression. Dans ce cas, si le moment cinétique $\Gamma(r+dr) > \Gamma(r)$, le gradient de pression centripète $\left(\frac{\partial P}{\partial r} \right)_{r+dr}$ aura tendance

à ramener la particule à sa position initiale. L'écoulement est alors stable. Sinon, la particule subit une force centrifuge supérieure au gradient de pression et elle se déplace à r croissant. L'écoulement dans ce cas est instable. Le critère de Rayleigh peut alors se résumer ainsi :

L'écoulement est stable si :

$$\frac{\partial \Gamma(r)}{\partial r} > 0 \quad (1-19)$$

Dans le cas d'un fluide parfait c.à.d. un fluide qui n'oppose aucune résistance à l'écoulement, le critère de Rayleigh s'écrit :

$$\frac{\partial |\Omega r^2|}{\partial r} \geq 0 \quad (1-20)$$

Dans le cas où $R_1 < r < R_2$, le critère de Rayleigh s'écrit :

$$\Omega_2 R_2^2 - \Omega_1 R_1^2 \geq 0 \quad (1-21)$$

Pour le cas de notre étude expérimentale qui sera présentée dans le dernier chapitre, le dispositif de Couette-Taylor (SCT) sera constitué d'un cylindre intérieur en mouvement et d'un cylindre extérieur immobile. On a donc $\Omega_1 \neq 0$ et $\Omega_2 = 0$. Selon le critère de Rayleigh, on déduit alors que l'écoulement sera instable même pour des faibles vitesses de rotation Ω_1 .

Ce critère est modifié sous l'effet de la viscosité qui retarde l'apparition des instabilités. La viscosité a un effet stabilisant sur l'écoulement. Les effets de la dissipation visqueuse s'opposent à la stratification du moment cinétique. Ceci sera exploité par la suite dans notre étude, dans laquelle on utilisera un fluide à base de solutions électrochimiques sans et avec de la glycérine qui le rend plus ou moins visqueux. L'objectif sera de rallonger la gamme du régime laminaire pour mieux aborder l'étude hydrodynamique de certains régimes d'écoulement par la polarographie en vue de la validation des méthodes inverses en transfert de masse.

4.4. Facteurs d'influence de l'instabilité

Le système de Couette-Taylor (SCT) possède une simplicité géométrique et une riche variété de régimes d'écoulement : écoulement de base laminaire, instabilité, chaos, etc. Les modes de transition entre ces régimes dépendent de divers effets, parmi lesquels on peut citer sans être exhaustif : effets géométriques, effets thermiques, effets rhéologiques liés aux

comportements de fluides non newtoniens en raison du comportement viscoélastique ou viscoplastique (Crumeyrole et al., 2003 ; Laghouati et al., 2004), effets dynamiques, effets du débit axial et/ou radial, effet de la surface libre, effet de l'accélération progressive ou brusque, effet du champ magnétique (Chandrasekhar, 1961 ; Chen et Chang, 1998 ; Willis et Barenghi, 2002 ; Rudiger et al., 2003) et effets de l'inclinaison du SCT (des rouleaux d'ondes de Taylor-Dean et l'Oeil de poisson, instabilité baroclinique). Nous proposons dans cette partie du chapitre, de faire une synthèse de ces différents effets.

4.4.1. Effets géométriques

4.4.1.1. Effets de bords

La transition du régime d'écoulement de Couette stable au régime de vortex de Taylor (TVF), pour des cylindres infiniment longs, est décrite par une bifurcation de type fourche supercritique (Fig.1.9). Les branches de la bifurcation, en présence de parois finis, suivent une transition continue de l'écoulement de Couette stable à l'écoulement de vortex de Taylor (TVF) (Mullin et al., 2001). La transition du régime d'écoulement de vortex de Taylor du mode stationnaire (Taylor vortex) au mode instationnaire (Wavy mode) apparaît à des nombres de Taylor plus élevés pour des cylindres courts par rapport aux cylindres longs (Cole, 1976). La transition du régime d'écoulement des vortex ondulés au régime d'écoulement modulé des vortex ondulés apparaît à des nombres de Taylor plus élevés pour des cylindres courts par rapport aux cylindres longs (Ross, 1987).

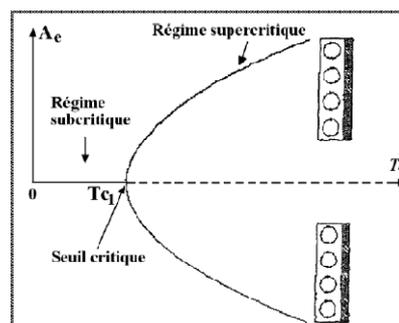


Figure 1.9. Bifurcation de type fourche dans le cas de transition de l'écoulement stable de Couette à l'écoulement de vortex de Taylor (Cliffe et al., 1992)

4.4.1.2. Effet de la largeur de l'espace annulaire ou l'effet du rapport radial

L'effet de la largeur de l'espace annulaire a été étudié analytiquement par Diprima et Swinney (1981) pour un rapport radial $\eta = a/b = R_1/R_2$ variant de 0,65 à 1, et pour un SCT où le cylindre intérieur est en rotation et le cylindre extérieur est maintenu immobile. Ils ont constaté que le nombre de modes normaux instables diminue rapidement pour un nombre de

Taylor fixé, et qu'il y a un rapport radial η critique à partir duquel l'instabilité axisymétrique apparaît pour un nombre de Taylor élevé. Sobolik (1998) a étudié par polarographie l'évolution du nombre de Taylor critique en faisant varier le cylindre intérieur (le rapport radial η). Il a montré que ce nombre diminue lorsque le rapport radial augmente (Fig.1.10).

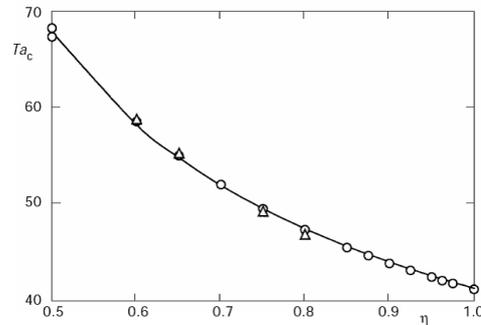


Figure 1.10. Nombre de Taylor critique en fonction du rapport radial : ϕ : mesures expérimentales (Diprima et Swinney, 1981) ; Δ : mesures expérimentales (Sobolik, 1998)

Le régime d'écoulement de vortex de Taylor secondaire (Second Taylor Vortex Flow STVF) apparaît pour un rapport radial $\eta = 0,803$, mais pas pour $\eta = 0,66$ et $\eta = 0,894$ (Xiao et al., 2002). Xiao et al. (2002) ont appliqué une légère accélération (dRe/dt^*) pour que l'état de STVF apparaisse. La longueur d'onde axiale moyenne des vortex de Taylor est définie par :

$$\lambda^* = \frac{2H}{nd} \quad (1-22)$$

où n est le nombre d'ondes axial. Ce nombre est obtenu en comptant le nombre de vortex sur la longueur entière de la colonne fluide, et est sensible au rapport radial et au rapport d'aspect.

4.4.1.3. Effet de la hauteur ou le rapport d'aspect Γ

L'effet de la hauteur du SCT est évalué par le rapport d'aspect défini par :

$$\Gamma = \frac{h}{d} \quad (1-23)$$

Les phénomènes de transition dépendent fortement de ce paramètre. Le nombre de Taylor critique d'apparition d'ondes azimutales augmente quand le rapport d'aspect diminue (Cole, 1976 ; Mahamdia, 2005).

La longueur d'onde axiale dans le régime d'écoulement de vortex de Taylor secondaire (Second Taylor Vortex Flow STVF) est inférieure à celle en TVF et WVF pour des rapports d'aspect Γ élevés (Xiao et al., 2002).

4.4.2. Effet Thermique

Un gradient de température radial a un effet significatif sur l'instabilité de l'écoulement de Couette-Taylor. En effet, en chauffant le cylindre intérieur, le gradient de température négatif imposé a un effet stabilisant sur l'écoulement. Toutefois, un gradient de température imposé positif peut déstabiliser l'écoulement (Yih, 1961). L'état stable de l'écoulement correspond aux cellules toroïdales de type Taylor. Tandis que l'état instable correspond à des cellules sous formes de spirales différentes de celles de Taylor.

En chauffant le cylindre extérieur isothermiquement, la déstabilisation de l'écoulement accroît en augmentant le gradient de température radial (Sorour et Coney, 1979). La courbe de stabilité est indépendante des propriétés du fluide. Mais, elle est fortement dépendante du rapport radial, du rapport d'aspect, du nombre de Taylor et du gradient de température. Ceci a été étudié expérimentalement par Benazouz et Bouabdallah (1985) en utilisant la technique polarographique. Ces derniers ont constaté que le chaos apparaît selon une transition de type Rayleigh-Benard par division de fréquence. Ce processus est différent de celui de l'écoulement de Couette-Taylor sans gradient thermique imposé. En superposant un débit axial au flux thermique imposé, Sorour et Coney (1979) ont montré que la stabilité est modifiée lorsque la convection naturelle est élevée, et qu'elle dépend de la direction de l'écoulement axial. Le gradient de température axial qui résulte de la convection naturelle modifie alors le nombre d'ondes axial.

L'effet d'un gradient de température radial sur la stabilité de l'écoulement de Couette-Taylor pour un SCT où le cylindre intérieur est en rotation et le cylindre extérieur est maintenu immobile, a été étudié par Mutabazi et al. (2011). Ils ont montré que la rotation du cylindre intérieur et le gradient de température radial créent un nouveau régime caractérisé par un écoulement oscillatoire en spirale dans la direction axiale.

4.4.3. Effets Dynamiques

4.4.3.1. Effet du débit axial et/ou radial

Le débit axial et/ou radial a un effet significatif sur la stabilité de l'écoulement de Couette-Taylor. Ce type d'écoulement est connu par l'écoulement de Couette-Taylor Poiseuille. L'effet de ce type d'écoulement en particulier l'effet d'un écoulement axial sera synthétisé dans une section antérieure.

4.4.3.2. Effet de la surface libre

L'effet d'une hauteur finie sur les phénomènes de transition d'un écoulement de Taylor a été étudié par Cole (1976). Ses observations montrent que les cellules apparaissent aux extrémités des cylindres pour une valeur faible du nombre de Reynolds, correspondant à la deuxième instabilité Re_{c2} par rapport à la valeur critique du nombre de Reynolds correspondant à la première instabilité Re_{c1} . Le nouveau nombre de Reynolds critique Re_{c2} correspondant à l'apparition du régime d'ondes azimutales, augmente quand la hauteur de la colonne de fluide diminue. L'effet de la surface libre a aussi été étudié par visualisation (Mahamdia et Bouabdallah, 1990), par polarographie et par Anémométrie laser (Mahamdia et Bouabdallah, 2003). Ces derniers ont constaté que la surface libre n'a pas d'effet significatif sur l'apparition de l'onde axiale. Toutefois, la deuxième instabilité est retardée quand la hauteur de la colonne fluide dans l'entrefer du SCT diminue. Pour un rapport d'aspect $\Gamma < 10$, il existe une hauteur critique H_c au-delà de laquelle la transition du régime laminaire vers le régime turbulent s'effectue directement sans passer par le régime d'onde azimutal. Le nombre d'ondes azimutales diminue alors de 4 à 3. Cette diminution de fréquence est d'autant plus retardée quand le rapport d'aspect diminue. Pour un rapport d'aspect $\Gamma < \Gamma_c$, une perturbation sous forme de spirale torsadée apparaît au voisinage de la surface libre. Quand le nombre de Taylor accroit, elle se propage vers le fond du SCT.

4.4.3.3. Effet de l'accélération (régulière ou brusque)

Les instabilités dépendent non seulement des conditions initiales, mais également du protocole de l'accélération du cylindre intérieur. Cole (1965) était le premier à constater la non-unicité des vortex ondulés. Il existe 20 à 25 états d'écoulement avec différentes longueurs d'ondes axiales et/ou longueurs d'ondes azimutales distinctes pour un même nombre de Taylor. En augmentant le nombre de Reynolds, le nombre d'ondes azimutales changent par paliers qui forment des boucles d'hystérésis (Fig.1 .11).

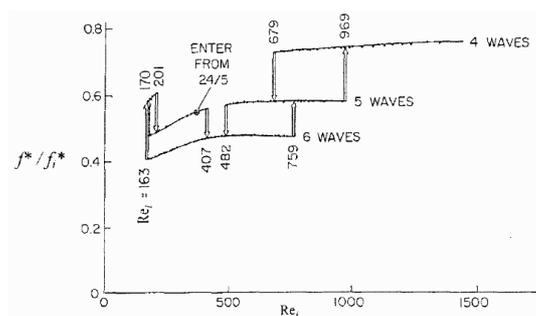


Figure 1.11. Phénomène d'hystérésis pour un écoulement WVF ($\eta = 0,874$; $\Gamma = 14$) : Variation de la fréquence temporelle f^* de l'onde azimutale adimensionnée par la fréquence de rotation du cylindre intérieur f_i^* en fonction du nombre de Reynolds du cylindre intérieur (Cole, 1965)

La longueur d'onde axiale obtenue suite à un démarrage brusque de rotation du cylindre intérieur est identique à celle obtenue suite à une accélération régulière du cylindre intérieur (Koschmieder, 1979). Toutefois, à l'apparition de vortex ondulés, la longueur d'onde axiale devient sensible aux conditions initiales. L'accélération affecte également la vitesse de l'onde azimutale (King et al., 1984). Un régime d'écoulement initialement non identifié a été découvert par Xiao et al. (2002) en étudiant l'histoire de l'écoulement (dRe/dt^*) et en imposant une gamme d'accélération linéaire. Il s'agit de l'écoulement secondaire des vortex de Taylor (Second Taylor Vortex Flow STVF).

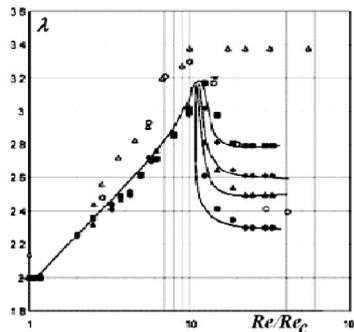


Figure 1.12. Variation de la longueur d'onde axiale en fonction du nombre de Reynolds : Comparaison entre les résultats de Koschmieder (1979) ($\eta = 0,894$, $\Gamma = 94$: $dRe/dt^* = 0,1123$; \blacklozenge $dRe/dt^* = 1,123$; \blacktriangle : $dRe/dt^* = 11,23$; \bullet : $dRe/dt^* = 2,247$) et les résultats de Xiao et al. (2002) ($\eta = 0,890$, $\Gamma = 123,5$; Δ : mode quasi-statique ; \circ : accélération brusque)

Lorsque le nombre de Reynolds augmente, la longueur d'onde axiale, la vitesse et l'amplitude de l'onde azimutale sont fortement dépendantes de l'accélération. La longueur d'onde axiale des vortex ondulés augmente alors d'une façon monotone avec le nombre de Reynolds (Xiao et al., 2002) (Fig.1.12).

5. CARTOGRAPHIE D'ETATS DE L'ÉCOULEMENT DE COUETTE-TAYLOR POUR UN FLUIDE NEWTONIEN

L'écoulement de base (l'écoulement circulaire de Couette) confiné dans l'entrefer de deux cylindres coaxiaux infiniment longs possède des symétries spatiales et temporelles :

- Une symétrie de rotation autour de l'axe de rotation : $\theta \rightarrow \theta + d\theta$
- Une symétrie de réflexion du sens de rotation : $\theta \rightarrow -\theta$
- Une symétrie de réflexion par rapport à un plan perpendiculaire à l'axe de rotation :
 $z \rightarrow -z$
- Une symétrie de translation sur l'axe de rotation : $z \rightarrow z + dz$
- Une symétrie de réflexion temporelle : $t \rightarrow -t$
- Une symétrie de translation temporelle : $t \rightarrow t + dt$

La brisure d'une de ces symétries entraîne l'apparition d'une bifurcation qui représente une transition d'un état d'écoulement à un nouvel état hydrodynamique. L'écoulement de Couette-Taylor est ainsi un écoulement intéressant car il est très riche en instabilités (Fig.1.13).

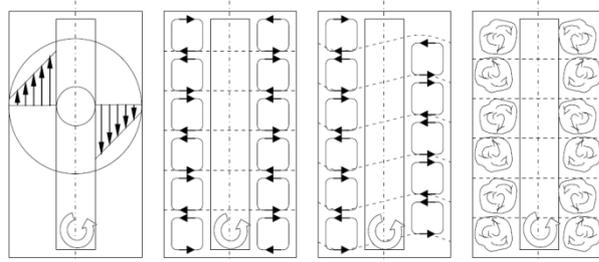


Figure 1.13. Régimes d'écoulements de Couette-Taylor (Ratica, 2009)

C'est un prototype de la coexistence laminaire-turbulent. Un diagramme d'état correspondant aux régimes d'écoulements observés en fonction du nombre de Reynolds du cylindre intérieur R_i et du cylindre extérieur R_o dans un SCT de rapport radial $\eta = 0,883$ et un rapport d'aspect Γ allant de 20 à 48 a été établi par Andereck et al. (1986) (Fig.1.14). Ce diagramme est plus complet que celui établi par Coles (1965).

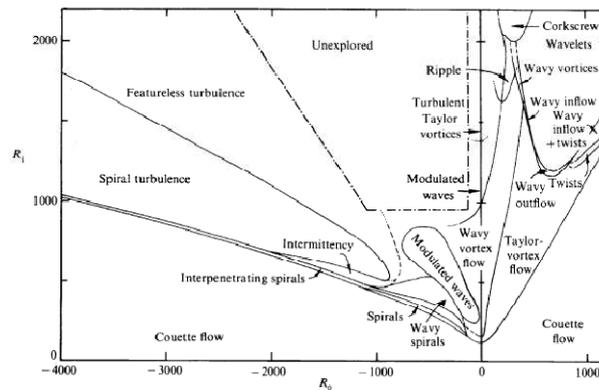


Figure 1.14. Diagramme d'état des régimes de SCT ($\eta = 0,883$) établi par Andereck et al. (1986)

Les différents régimes de transition sont résumés dans le diagramme (Fig.1.15) en fonction du nombre de Taylor Ta .

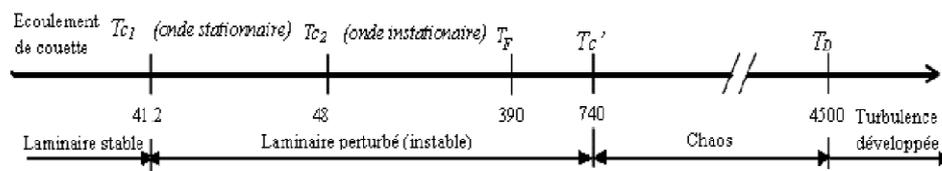


Figure 1.15. Régimes de transition en fonction du nombre de Taylor Ta

5.1. Régime laminaire de Couette (CF)

L'écoulement de base (Écoulement de Couette : Couette Flow CF) est homogène selon l'axe z , stationnaire et axisymétrique, de vitesse axiale nulle. Dans ce régime, des particules des billes de verres sont uniformément distribuées (Fig.1.16).

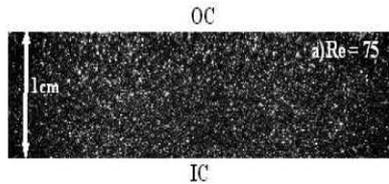


Figure 1.16. Répartition uniforme des particules des billes de verres pour le régime de Couette (Abcha, 2006)

La vitesse de l'écoulement de base comporte une seule direction qui est la direction azimutale. Elle ne dépend que de la direction radiale. L'équation d'équilibre entre la force centrifuge et le gradient radial de pression est :

$$\frac{v_{\theta}^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (1-24)$$

L'équation de Navier-Stokes correspondant à l'écoulement circulaire de Couette est :

$$\frac{d}{dr} \left(r \frac{dv_{\theta}}{dr} \right) - \frac{v_{\theta}}{r^2} = 0 \quad (1-25)$$

Les conditions aux limites sont :

$$\begin{cases} v_{\theta}(r=a) = \Omega_i a \\ v_{\theta}(r=b) = \Omega_o b \end{cases} \quad (1-26)$$

Le profil de vitesse de l'écoulement de base (Fig.1.17) s'écrit sous la forme suivante :

$$v_{\theta}(r) = Ar + B \frac{1}{r} \quad (1-27)$$

avec :

$$\begin{cases} A = \frac{\Omega_o b^2 - \Omega_i a^2}{b^2 - a^2} \\ B = (\Omega_i - \Omega_o) \frac{a^2 b^2}{(b^2 - a^2)} \end{cases} \quad (1-28)$$

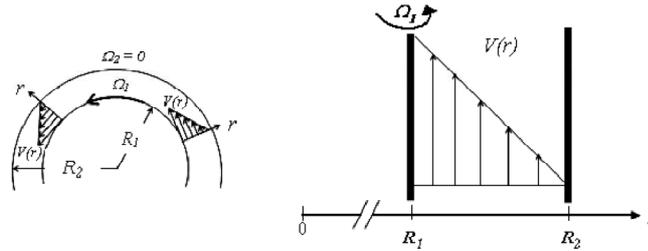


Figure 1.17. Profil de vitesse de l'écoulement de Couette

En imposant :

$$\begin{cases} x = \frac{(r-a)}{b-a} \\ V(r) = \bar{V}(x)\Omega_i a \end{cases} \quad (1-29)$$

le profil de vitesse de l'écoulement de base, sous la forme adimensionnelle, s'écrit ainsi :

$$\bar{V}(x) = \frac{\mu - \eta^2}{1 - \eta^2} \left(1 + \frac{(1-\eta)}{\eta} x \right) + \left(\frac{1-\mu}{1-\eta^2} \right) \frac{1}{\left(1 + \frac{(1-\eta)}{\eta} x \right)} \quad (1-30)$$

où μ est le rapport des vitesses de rotation, qui est donné par :

$$\mu = \frac{\Omega_0}{\Omega_i} \quad (1-31)$$

La vitesse de l'écoulement de base s'annule sur la paroi cylindrique et est appelée « la surface nodale ». Elle est donnée par :

$$\eta_0 = \frac{a}{r_0} = \sqrt{\frac{\eta^2 - \mu}{1 - \mu}} \quad (1-32)$$

Lorsque le cylindre intérieur est en rotation et le cylindre extérieur est maintenu immobile, on a $\mu=0$ et par suite :

$$\eta_0 = \eta = \frac{a}{b} \quad (1-33)$$

et :

$$x_0 = \frac{\eta}{1-\eta} \left(\sqrt{\frac{\mu-1}{\mu-\eta^2}} - 1 \right) \quad (1-34)$$

5.2. Régime des vortex de Taylor (TVF)

Lorsque seul le cylindre intérieur tourne ou pour des faibles vitesses de rotation du cylindre extérieur, l'écoulement de base (l'écoulement de Couette) devient linéairement instable.

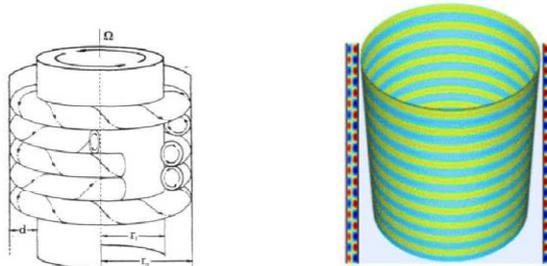


Figure 1.18. Régime de rouleaux de Taylor (TVF) : a) Représentation schématique des rouleaux de Taylor ; b) Simulation numérique des rouleaux de Taylor dans les sections verticale et cylindrique de l'entrefer d'un SCT pour $\eta = 0,796$ et $\Gamma = 38,24$ (Paritam et al., 2004)

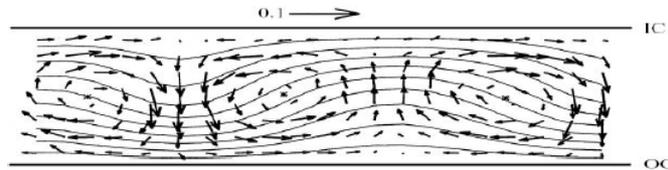


Figure 1.19. Champs de vitesse (r,z) (flèches) et les découpes Radial-axiaux de la vitesse azimutale dans le plan pour le régime de rouleaux de Taylor à $Re = 124$, $Ta = 56$. Le cylindre extérieur fixe correspond à la ligne (OC) (Snyder et Lambert, 1966)

Des vortex toriques, connu sous le nom de « rouleaux de Taylor » (Fig.1.18 - Fig.2.21) apparaissent à une valeur seuil du nombre de Taylor Ta_{c1} (du nombre de Reynolds du cylindre intérieur Re_{c1}). Le régime de rouleaux de Taylor (TVF) est caractérisé par une périodicité axiale de longueur d'onde $\lambda = 2d$.

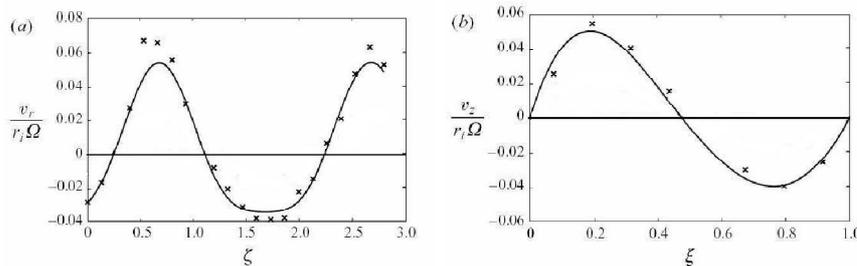


Figure 1.20. Vitesse radiale normalisée par la vitesse angulaire du cylindre intérieur suivant une ligne axiale par le centre de l'espace annulaire ; b) Vitesse axiale normalisée par la vitesse angulaire du cylindre intérieur suivant une ligne radiale par un centre de vortex (Snyder et Lambert, 1966)

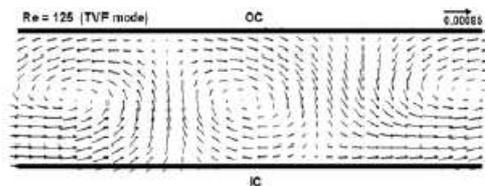


Figure 1.21. Champs de vitesse dans le plan (r,z) dans un SCT ($\eta = 0,8$) pour le régime de rouleaux de Taylor à $Re = 125$ (Abcha, 2006)

Pour $0,5 < \eta < 1$, le nombre de Taylor critique Ta_{c1} est théoriquement déterminé par l'équation suivante (Sobolik et al., 2011) :

$$Ta_{c1} = 36.2(\eta - 0.256)^{-0.445} \quad (1-35)$$

Pour $\eta = 0,8$, Sobolik et al. (2011) ont obtenu $Ta_{c1} = 47,5$.

5.3. Régime des vortex de Taylor ondulés (WVF)

En augmentant la vitesse de rotation du cylindre intérieur, une deuxième transition apparaît (Fig.1.22 - Fig.1.23). Celle-ci est caractérisée par l'apparition des vortex azimutaux.

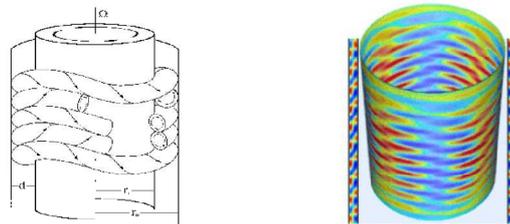


Figure 1.22. Régime de rouleaux de Taylor ondulés (WVF) : a) Représentation schématique des rouleaux de Taylor ondulés ; b) Simulation numérique des rouleaux de Taylor dans les sections verticales de l'entrefer pour un SCT où $\eta = 0,796$ et $\Gamma = 38,24$ (Paritam et al., 2004)

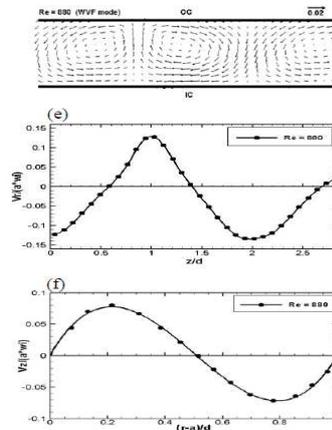


Figure 1.23. Champs et profils de vitesse dans le plan (r,z) pour le régime de rouleaux de Taylor ondulés (WVF) à $Re = 880$ pour SCT où $\eta = 0,8$ et $\Gamma = 45,6$ (Abcha, 2006)

Peu de travaux ont été trouvés dans la littérature sur le nombre de Taylor critique de ce régime connu sous le nom de régime de Taylor modulé. La valeur du nombre de Taylor critique de ce troisième régime est $Ta_{c2} = 80,5$ pour un système de Couette-Taylor où $\eta = 0,8$ (Sobolik et al., 2011).

Les vortex ondulés sont périodiques dans la direction axiale avec une période λ et dans la direction azimutale avec un nombre d'onde m et dans le temps avec une fréquence f_l . Coles (1965) a confirmé que la vitesse tangentielle de l'onde des vortex ondulés décroît de $0,5\Omega$ à

$0,35 \Omega$, et devient constante pour des vitesses de rotations élevées. Pour des rapports d'aspect supérieurs à $\Gamma=40$, la deuxième transition est fortement dépendante de l'allongement des vortex, i.e. le nombre de paires des vortex (Cole, 1976). Pour un rapport radial $\eta = 0,8703$, Edwards et al. (1991) ont montré que le nombre de Taylor critique correspondant à cette deuxième transition, et est égal à $Ta_{c2} = 234$ pour 3 paires de vortex et $Ta_{c2} = 52$ pour 17 paires de vortex. Ceci est peut-être dû à l'effet des vortex d'Ekman qui sont formés à la paroi immobile de l'entrefer (Sobolik et al., 2011). Mehel (2006) a montré que le régime WVF se décompose en deux plages en fonction du nombre de Taylor. Pour des nombres de Taylor inférieurs approximativement à $Ta \approx 100$, l'écoulement est caractérisé par une augmentation du nombre d'onde azimutale de $m = 3$ à $m = 9$, et par la diminution de la célérité de l'onde par rapport à la vitesse de rotation du cylindre intérieur. Sur cette première plage, une augmentation de la longueur d'onde de $\lambda = 2d$ à $\lambda = 2,5d$ a été observée par Mehel (2006) pour $Ta = 69$. Tandis que, la deuxième plage est caractérisée par un écoulement invariant avec l'augmentation du nombre de Taylor. Cet écoulement est donc caractérisé par $\lambda = 2,5d$; $m = 9$ et $f = 0,39\Omega_i$ pour un SCT de rapport radial $\eta = 0,91$ et un rapport d'aspect $\Gamma=44,3$ (Mehel, 2006), jusqu'à la transition vers le régime des rouleaux de Taylor ondulés modulés (MWVF).

5.4. Régime des vortex de Taylor ondulés modulés (MWVF)

En augmentant la vitesse de rotation du cylindre intérieur, des rouleaux ondulés modulés (MWVF) apparaissent (Takeda et al. 1993). L'écoulement est perturbé, les cellules de Taylor sont déstructurées. Des particules de billes de verre migrent vers le cœur du vortex où la vitesse radiale est nulle (Abcha, 2006) (Fig.1.24).



Figure 1.24. Champs de répartition des particules de billes de verres, pour le régime de MWVF (Abcha, 2006)

La longueur d'onde azimutale de l'onde principale n'est plus homogène sur le contour du SCT. Pour caractériser le nombre d'ondes azimutales de l'onde principale, le temps que met un train d'ondes principales pour parcourir un tour complet est déterminé en utilisant des séquences vidéo, et en considérant que la vitesse de phase reste constante et égale à $0,39\Omega_i$ comme en régime des vortex de Taylor WVF (Bouabdallah, 1980). Un suivi du train d'ondes sur un tour complet permet de déterminer le nombre d'ondes azimutales. La troisième transition est caractérisée par l'apparition d'une basse fréquence f_2 qui présente la fréquence de modulation des rouleaux ondulés. Le rapport des fréquences f_1/f_2 s'accroît quand le nombre

de Taylor augmente. Ce rapport est indépendant de l'espace (r,z) (Gorman et Swinney, 1982). Mehel (2006) a montré que le régime MWVF est caractérisé par une superposition d'une modulation de fréquence $f^* \approx 0,44\Omega_i$. Il est décomposé aussi en deux plages en fonction du nombre de Taylor. La première plage se propage de la transition jusqu'à $Ta = 300$ pour un SCT de rapport radial $\eta = 0,91$ et un rapport d'aspect $\Gamma=44,3$. Elle est caractérisée par des cellules de Taylor déstructurées et par une diminution très rapide du nombre d'ondes azimutales de $m = 7$ à $m = 4$. Une phase transitoire entre la première et la deuxième plages est détectée à $Ta = 400$ pour un SCT de rapport radial $\eta = 0,91$ et un rapport d'aspect $\Gamma=44,3$ (Mehel, 2006). Elle est caractérisée par un saut de longueur d'onde variant de $\lambda = 2,5d$ à $\lambda = 3,1d$. La deuxième phase apparaît à $Ta \approx 700$. Elle est caractérisée par un écoulement invariant avec l'augmentation du nombre de Taylor, de longueur d'onde $\lambda = 3,1d$ avec $m = 4$, $f_0 = 0,39\Omega$ et $f' = 0,44$ pour un SCT de rapport radial $\eta = 0,91$ et un rapport d'aspect $\Gamma=44,3$ (Mehel, 2006), jusqu'à la transition vers le régime de la turbulence naissante.

5.5. Régime de la turbulence naissante

Le régime des rouleaux de Taylor ondulés modulés (MWVF) persiste jusqu'à l'apparition du régime de la turbulence naissante (TN), à des nombres de Taylor élevés. Il est difficile de mettre en évidence la transition du régime MWVF au régime de TN par visualisation (Mehel, 2009). Fenstermacher et al. (1979) ont montré l'existence d'un spectre large-bande de fréquence caractéristique égale à $0,44\Omega$ avant l'apparition de la fréquence de l'onde azimutale observée à $Ta/Ta_{c1} = 21,9$ pour un SCT de rapport radial $\eta = 0,887$. Mehel (2006) a confirmé l'existence de la large bande de fréquence pour un SCT de rapport radial $\eta = 0,91$. Le régime de la turbulence naissante est caractérisé par la présence de structures chaotiques et de l'étalement du spectre de fréquences caractéristiques autour de la fréquence de modulation $f' \approx 0,44 \Omega$ pour un un SCT de rapport radial $\eta = 0,91$ et un rapport d'aspect $\Gamma=44,3$ (Mehel, 2006). Il est décomposé également en deux phases. La première s'étale sur la gamme allant de $Ta = 700$ à $Ta = 850$, et est caractérisée par la persistance des cellules de Taylor de longueur d'onde axiale $\lambda = 3,1d$ et d'onde azimutale $m = 4$. Tandis que la deuxième phase, elle est caractérisée par la disparition de l'onde azimutale.

5.6. Régime turbulent

Le régime turbulent apparaît pour des nombres de Taylor très élevés, de l'ordre de $Ta=4500$ (Bouabdallah, 1985). Il est caractérisé par une homogénéisation de l'écoulement et une meilleure diffusion en présence des structures turbulentes. Il est caractérisé par un spectre

continu sans fréquence caractéristique. Mehel (2006) a observé deux écoulements turbulents pour deux valeurs de $Ta = 4600$ et $Ta=5500$ (correspondants respectivement à $Ta/Ta_{c1} = 106$ et 127). Il a confirmé que malgré la persistance des cellules de Taylor, il est difficile de les dénombrer visuellement. Les spectres de fréquences en régime turbulent sont caractérisés par une répartition continue de l'énergie cinétique fluctuante sur une gamme de fréquence qui augmente quand le nombre de Taylor accroit. A titre d'exemple, elle varie de 0 à 15 Hz pour $Ta/Ta_{c1} = 106$ et de 0 à 20 Hz pour $Ta/Ta_{c1} = 127$ pour un SCT de rapport radial $\eta = 0,91$ et un rapport d'aspect $\Gamma=44,3$ (Mehel, 2006).

5.7. Écoulement de Couette-Taylor Poiseuille

L'effet d'un écoulement axial sur la stabilité de l'écoulement de Couette-Taylor sur l'historique et la nature de l'instabilité en superposant à l'écoulement de Couette-Taylor un écoulement axial et/ou radial est synthétisé. Diprima (1960) et Chandrasekher (1961) étaient parmi les premiers à analyser ce type d'écoulement pour un SCT de faible rapport radial, suivis par Hassan et Lartin (1977) pour des SCT de rapports radiaux plus larges. Kaye et Eglar (1958), en utilisant la technique du fil chaud, ont montré que l'écoulement axial modifie les conditions d'apparition des instabilités.

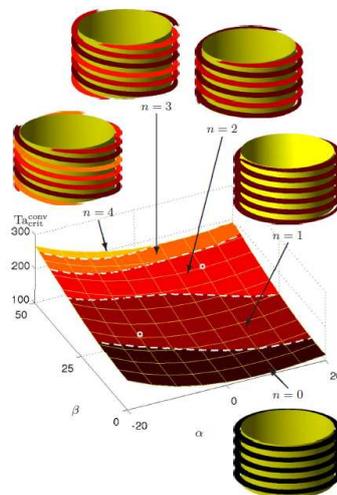


Figure 1.25. Nombre de Taylor critique pour des modes convectifs instables en fonction des nombres de Reynolds radial et axial (notation des auteurs (Martinand et al., 2009) : α et β). Des nuances de plus en plus légères représentent les modes $n = 0, 1, 2, 3$ et 4. Les points blancs représentent les simulations numériques pour $\alpha=-10, \beta=20$ et $Ta=160$ et pour $\alpha=10, \beta=40$ et $Ta=160$. Les traits représentent le mode toroïdal ($n=0$) et spirales simples, doubles, triples et quadratiques $n = 1, 2, 3$ et 4. Les traits n'expliquent pas la modulation spatiale de l'amplitude des modes le long de l'axe z . (Martinand et al., 2009)

La transition du régime laminaire stable vers un régime laminaire perturbé est stabilisée en imposant un débit axial. D'autres travaux ont montré qu'un débit axial imposé à l'écoulement de Couette-Taylor, modifie non seulement les conditions d'apparition des instabilités mais aussi la structure tourbillonnaire des vortex. Martinand et al. (2009) ont étudié théoriquement

et numériquement l'effet d'un écoulement axial et/ou radial homogène dans la direction axiale, sur la première transition de l'écoulement de Couette-Taylor (instabilité convective et absolue). Ils ont montré qu'à faible débit axial, l'instabilité convective est axisymétrique. Toutefois, lorsque le débit axial est plus significatif, les modes hélicoïdaux deviennent convectifs (Fig.1.25), avec un nombre croissant de spirales ayant une « hélicité » opposée à celle de l'écoulement de base. Quand le débit axial accroît, les modes hélicoïdaux dominent. Ils ont montré également que l'écoulement radial n'a pas un effet significatif sur l'écoulement de Couette-Taylor. Le nombre de spirales et le nombre de Taylor critique sont légèrement affectés par le débit radial. L'écoulement devient donc absolument instable à des nombres de Taylor plus élevés (Fig.1.26). Les modes axisymétriques absolument instables apparaissent pour des flux radiaux centripètes, tandis que les modes hélicoïdaux absolument instables ayant une « hélicité » identique à celle d'un écoulement de base apparaissent à un nombre de Reynolds axial élevé pour un flux radial sortant.

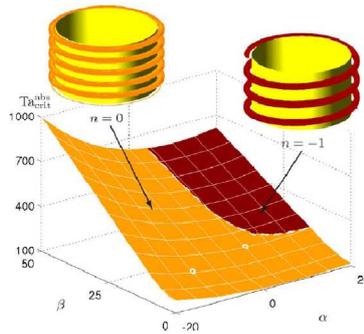


Figure 1.26 Nombre de Taylor critique pour des modes absolus instables en fonction des nombres de Reynolds radial et axial (notation des auteurs (Martinand et al., 2009) : α et β). Des nuances de plus en plus légères représentent les modes $n=-1$ et $n=0$. Les traits représentent le mode toroïdal ($n=0$) et spirales simples ($n=-1$). Les traits n'expliquent pas la modulation spatiale de l'amplitude des modes le long de l'axe z . Les points blancs représentent les simulations numériques pour $\alpha=-10$, $\beta=10$ et $Ta=215$ et $\alpha=5$, $\beta=15$ et $Ta=220$ (Martinand et al., 2009)

Nous discutons dans cette partie, en particulier les paramètres de contrôle et les principaux résultats trouvés pour un écoulement de Couette-Taylor avec écoulement axial imposé, connu par l'écoulement de Couette-Taylor Poiseuille.

Le nombre de Reynolds axial est défini par :

$$Re_{ax} = \frac{u_{ax} \cdot 2d}{\nu} \quad (1-36)$$

et le nombre de Taylor est (Racina, 2008) :

$$Ta = \frac{2 \cdot \Omega_i^2 \cdot \eta^2 \cdot d^4}{(1 - \eta^2) \cdot \nu^2} \quad (1-37)$$

Quand $\eta \rightarrow 1$, le nombre de Taylor critique correspondant à l'apparition de la première instabilité qui est lié au nombre de Reynolds axial et au nombre de Taylor critique d'un écoulement de Couette-Taylor sans écoulement axial (Snyder, 1962) par :

$$Ta_c(Re_{ax} \neq 0) = Ta_c(Re_{ax} = 0) + 0,28 \cdot Re_{ax}^2 \tag{1-38}$$

et :

$$Re_{\theta,c} = \sqrt{Re_{\theta,c}^2(Re_{ax} = 0) + 0,28 \cdot Re_{ax}^2 \cdot \frac{(1+\eta)}{2 \cdot (1-\eta)}} \tag{1-39}$$

Donnelly et Fultz (1960) ont étudié expérimentalement l'évolution du nombre de Reynolds axial critique de l'écoulement de Couette-Taylor Poiseuille en fonction du nombre de Reynolds critique de la configuration sans écoulement axial. Ces résultats expérimentaux (Fig.1.27), vérifient bien l'équation (1.39).

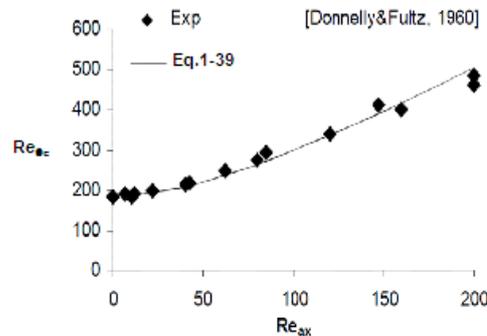


Figure 1.27. Évolution du nombre de Reynolds axial critique de l'écoulement de Couette-Taylor Poiseuille en fonction du nombre de Reynolds critique de l'écoulement de Couette-Taylor sans écoulement axial

Tsemeret et Steinberg (1994) ont étudié expérimentalement les états d'un écoulement de Couette-Taylor Poiseuille. Ils ont observé des vortex de Taylor propagés « Propagating Taylor Vortices » (PTV), des spirales stationnaires (SSP), et des spirales mobiles (MS), résultants de différentes brisures de symétries. Le débit axial perturbe l'écoulement de Couette-Taylor et les propriétés de transport des vortex, en les déplaçant dans la direction de l'écoulement axial imposé si le débit axial est faible. Si l'écoulement axial est important, les vortex de Taylor se cassent en formant des spirales (Fig.1.28) avec un angle d'inclinaison (Takeuchi et Jankowski, 1981) donné par la relation suivante :

$$\alpha = a \tan g \left(1 - \frac{\pi}{\lambda} \right) \tag{1-40}$$

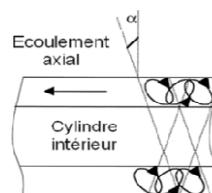


Figure 1.28. Schéma de vortex de Taylor déformés dans un écoulement de Couette-Taylor Poiseuille

Pour des faibles valeurs de Re/Re_{ax} , où :

$$Re_a = \frac{dU_{ax}}{\nu} = \frac{Re_{ax}}{2} \quad (1-41)$$

et :

$$Re = \frac{2\pi fad}{\nu} \quad (1-42)$$

la longueur des vortex demeure approximativement constante, mais due au recouvrement des cellules, la longueur d'onde est réduite.

Muller et al. (1989) et Recktenwald et al. (1993) ont simulé les régimes convectifs et absolus de stabilité du régime de Couette-Taylor Poiseuille CT PF au cas où le cylindre extérieur est immobile. Ils ont constaté que les vortex de Taylor dans le régime des vortex de Taylor propagés « Propagating Taylor Vortices » PTV résultent d'une instabilité du régime CTPF. Les vortex de Taylor propagés PTV axisymétriques se propagent dans la direction de l'écoulement axial. L'effet de différentes conditions aux limites ont été étudié numériquement en utilisant les équations de Navier-Stokes (Buchel et al., 1996 ; Chomaz et Couairon, 1999) pour la transition au régime PTV. Ils ont étudié en particulier le comportement des bifurcations dans le régime instable absolu. Les frontières de stabilité de PTV ont été déterminées expérimentalement par Tsamaret et Steinberg (1991), Tsamaret et Steinberg (1994), et Lueptow et al. (1992). Dans le régime convectif instable, Tsamaret et Steinberg (1991), Babcock et al. (1991) et Babcock et al. (1994) ont observé des vortex PTV « bruités » (noise-sustained PTV) avec une amplitude dépendante de la fréquence d'oscillation et une phase contenant du bruit.

6. CONCLUSION

Dans cette première partie de ce chapitre, nous avons synthétisé l'état d'art concernant les écoulements de Couette-Taylor. Nous avons présenté un brève historique du système de Couette-Taylor, suivi d'exemples d'applications industrielles du SCT permettant ainsi de mettre en évidence le rôle important d'un tel dispositif dans l'industrie en général, et plus particulièrement en génie des procédés. Nous avons ensuite décrit la topologie de l'écoulement qui s'avère être très riche en instabilité du régime laminaire au régime turbulent. Nous avons alors décrit les paramètres de contrôle de ces instabilités, le critère de stabilité de l'écoulement. Ensuite, nous avons énuméré les facteurs d'influence d'instabilité tels que les facteurs géométriques liés principalement au rapport radial et au rapport d'aspect, thermique et dynamiques liés essentiellement à la superposition d'un écoulement axial, radial ou à une

accélération. Ceci, nous a permis de synthétiser les principaux travaux sur ce type d'écoulement et de présenter une cartographie de l'écoulement selon ces paramètres et ces facteurs. En raison de la simplicité de la configuration du SCT qui génère une chaîne d'apparition d'instabilités stationnaires et instationnaires, le déclenchement du chaos et le développement de la turbulence, la compréhension des mécanismes des instabilités paraît indispensable. Par ailleurs, la nécessité d'améliorer les procédés d'échange tels que le transfert de masse, le transfert thermique et le transfert de quantité de mouvement dans le système de Couette-Taylor est indispensable. Ceci vise à réduire le frottement dans le système où le procédé général, tel que dans les paliers par exemple, et donc à augmenter le rendement des turbomachines et à réaliser des économies d'énergie. Dans ce qui suit, on s'intéressera aux mécanismes d'interaction vortex-paroi (cisaillement pariétal - transfert de masse pariétal).

PARTIE B : INTERACTION VORTEX - PAROI

1. INTRODUCTION

En polarographie, le gradient pariétal de vitesse est lié au transfert de masse par l'équation de convection diffusion. La résolution numérique directe de cette dernière, implique la connaissance au préalable d'un gradient pariétal de vitesse (ou imposé), et à partir duquel on remonte à la détermination d'un transfert de masse (nombre de Sherwood). Dans la pratique, en utilisant cette technique polarographique (ou électrochimique), on mesure plutôt un transfert de masse à partir duquel on essaye de remonter au gradient pariétal de vitesse, et par suite au cisaillement pariétal. Ainsi, le problème direct n'est donc pas la solution, et une inversion de l'équation de convection-diffusion est alors nécessaire. Il s'agit alors ici d'un problème inverse. Ce problème, reposant sur l'inversion de cette équation de bilan des espèces permet en final de remonter au gradient de vitesse pariétal moyennant la connaissance du transfert de masse (signaux mesurés par polarographie). Nous examinons dans cette partie, une synthèse de l'état d'art sur les phénomènes de transfert de masse pour la détermination de ce gradient pariétal de vitesse.

2. PROBLEME DIRECT EN TRANSFERT DE MASSE

Plusieurs études ont été menées pour les écoulements de Couette-Taylor. Toutefois, dans la plupart d'entre elles, la détermination du gradient pariétal de vitesse reste qualitative. Le gradient pariétal moyen de vitesse a été calculé à partir de mesures du couple mécanique (Donnelly et Simon, 1960), et par théories linéaires (Eagles, 1974). Cependant, les composantes du gradient local pour un écoulement de Couette-Taylor sont en fonction des coordonnées axiales (Sobolik et al., 2011). Les méthodes d'anémométrie laser-Doppler (Curran and Black, 2004) et la technique laser « Vélocimétrie par Image de Particule » PIV (Akonur and Lueptow, 2003) ne permettent pas une évaluation correcte du gradient pariétal de vitesse, du fait qu'elles ne sont pas adaptées pour des mesures en proche paroi. La méthode polarographique est la seule technique fiable et correcte pour la détermination du gradient pariétal de vitesse (Mizushina, 1971), mais pour des écoulements de liquides. Elle est couramment utilisée comme étant un moyen de mesure du transfert de masse local au niveau d'une paroi, permettant ainsi de remonter aux caractéristiques hydrodynamiques de

l'écoulement. L'utilisation de cette méthode, dans le sens actuellement connu, a été introduite par Reiss et Hunratty en 1962. Son principe repose sur l'utilisation de microélectrodes ou sondes électrochimiques (Hunratty et al., 1983 ; Wein et al., 1987). La méthode polarographique permet d'effectuer des mesures pariétales locales du transfert de masse local et global, et par suite de remonter au gradient pariétal de vitesse et au sens de l'écoulement. Dans cette partie, une synthèse bibliographique permettant de se familiariser avec la méthode électrochimique, est présentée. En premier lieu, le principe de la méthode est développé. Ensuite, les différents types de sondes qui seront utilisées dans notre étude seront décrits. Une comparaison entre les utilités et les limites de chaque type de sonde est aussi réalisée. La partie suivante sera consacrée à l'apport de la sonde tri-segmentée dans la détermination des composantes du gradient pariétal de vitesse d'un écoulement de Couette-Taylor et/ou un écoulement de Couette-Taylor Poiseuille. En particulier, on s'intéressera à sa contribution dans la détermination des composantes du gradient pariétal de vitesse pour un écoulement de vortex de Taylor et un écoulement de vortex de Taylor modulés. Les méthodes usuelles linéaires, ainsi que la méthode inverse (plus élaborée) pour la détermination du gradient de vitesse pariétal à partir du transfert de masse seront ensuite développées. Ces méthodes seront utilisées, validées expérimentalement et analysées en termes d'avantages et limites d'application dans les chapitres 3 et 4.

2.1. Principe de la méthode polarographique

En 1954, Heyrovsky a reçu le prix Nobel de physique pour ses travaux portant sur une technique électrochimique d'analyse qu'il avait découverte une trentaine d'années auparavant. C'est la polarographie (Heyrovsky, 1923). Cette technique permet, à partir de la mesure des transferts de masse à une interface entre une goutte de mercure et une solution environnante, de déterminer la concentration des solutés en présence. Debray et al. (1994 et 1995) ont développé une méthode de mesure électrochimique originale permettant la mesure des transferts de masse résultant de l'agitation d'une interface entre deux liquides. C'est une méthode non-intrusive qui est basée sur une réaction chimique d'oxydo-réduction à la surface d'une électrode. Les principes fondamentaux de cette méthode sont détaillés dans les nombreux travaux de Reiss et Hunratty (1962), Cognet (1968), Lebouché (1968), Souhar (1982), Sobolik et al. (1987), Selman et al. (1990), Aloui (1993), etc. Debray et al. (1995 et 1996) ont appliqué cette méthode pour la mesure du coefficient de transfert de masse dans des cas de brassage pneumatique et électromagnétique d'une interface liquide-électrolyte. La méthode électrochimique est fréquemment utilisée pour étudier les instabilités hydrodynamiques.

Le principe de la méthode polarographique est présenté dans la figure 1.29. Cette technique nécessite la mise en place de petites sondes (de faibles dimensions) affleurantes à une surface inerte. Elle est souvent utilisée pour mesurer des valeurs locales de taux de cisaillement (Hanratty et Campbell, 1983). La sonde, ayant une surface active, fonctionne comme une petite électrode où une réaction électrochimique à cinétique rapide a lieu. Le principe de la méthode repose sur la réduction électrochimique rapide d'un réactif en solution (Lebouché et Cognet, 1967 ; Lebouché et Martin, 1975), en général ionique, dans des conditions particulières. La réduction des ions ferricyanure sur une cathode en platine est la réaction d'oxydo-réduction la plus utilisée. L'équation de la réaction mise en jeu est :



La vitesse de la réaction est contrôlée par le biais de la couche limite massique. L'intensité mesurée augmente avec l'application d'une tension entre l'anode et la cathode, jusqu'à ce qu'elle atteigne un palier constant correspondant ainsi à la limitation du phénomène de la diffusion ionique. Le coefficient de transfert de masse peut ensuite être calculé par la relation suivante :

$$K = \frac{I}{A n F C_0} \quad (1-44)$$

où n est le nombre d'électrons impliqués dans la réaction d'oxydo-réduction, F est la constante de Faraday, A est la surface de la microélectrode et C_0 est la plus grande concentration de l'espèce active en réaction.

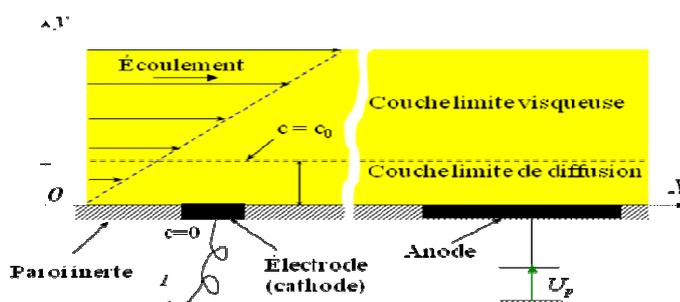


Figure 1.29. Principe de la méthode polarographique

Lorsqu'on applique une tension électrique continue U entre les électrodes (les sondes), on provoque l'apparition d'un courant d'électrolyse I lié au flux de masse à la sortie de l'électrode. Ce courant limite est contrôlé par les phénomènes de convection-diffusion. Les sondes de mesure insérées à la paroi inerte sont portées à un potentiel tel que la concentration du réactif C_0 soit nulle sur leurs surfaces actives, jouant ainsi le rôle d'électrodes. Cette concentration est égale à C_∞ loin de celles-ci (conditions aux limites). Les équations

gouvernant les phénomènes de convection-diffusion et les conditions aux limites correspondantes seront développées dans la partie suivante.

Kolthoff et Lingane (1952) ont montré que lorsque la réaction électrochimique est très rapide par rapport au phénomène de diffusion, on peut supposer que la concentration au niveau des électrodes est pratiquement nulle à partir d'un certain potentiel appliqué à celles-ci. La contre électrode, de grande dimension par rapport à celle de l'électrode, assure la continuité du circuit électrique sans affecter la vitesse de la réaction qui a lieu à la surface de l'électrode. Un électrolyte support inerte aux électrodes, neutralise le champ électrique au sein de la solution et rend négligeable la contribution de la migration au déplacement du réactif. Si le réactif est une solution aqueuse de ferricyanure et ferrocyanure de potassium, l'ajout un large excès de sulfate de potassium (K_2SO_4) comme électrolyte support permet l'obtention d'une solution électrochimique à cinétique de réaction rapide et peu corrosive.

2.2. Sondes électrochimiques simples, doubles et triples

Les différents types de sondes électrochimiques sont présentés dans Fig. 1.30.

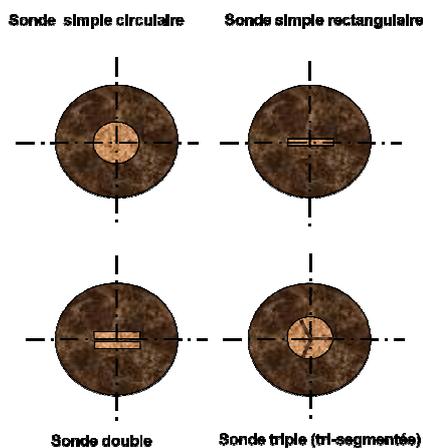


Figure 1.30. Différents types de sondes électrochimiques

2.2.1. Sondes simples

Les sondes simples sont fréquemment utilisées. Elles sont généralement en Nickel ou en platine (métal noble et inattaquable par la solution corrosive). Il y a deux types de sondes simples : les sondes rectangulaires et sondes circulaires. En pratique, les sondes circulaires sont assimilées à des sondes rectangulaires de largeurs équivalentes : $l_e = 0,82 d_s$.

2.2.2. Sondes doubles

Les sondes doubles (bi-segmentées), généralement en Nickel ou en platine, sont constituées de deux segments métalliques électriquement isolés, polarisés au même potentiel par rapport à une électrode commune.

Ce type de sonde donne des résultats satisfaisants pour le cas des écoulements de non-retour (Mao et Hanratty, 1992). En utilisant des sondes doubles, on peut mesurer les composantes du gradient pariétal de vitesse et la direction de l'écoulement dans la zone en proche paroi. Le principe de la mesure est basée sur la comparaison des deux courants issus des deux segments de la sonde double (Deslouis et al., 1993 ; Py, 1973).

Dumaine (1981) a étudié numériquement la réponse en fréquence d'une sonde double à des fluctuations du gradient pariétal de vitesse de type sinusoïdale $S^* = S_0(1 + \sqrt{2}\tau \sin(2\pi Ft))$. Il a utilisé la méthode des éléments finis pour résoudre l'équation de convection diffusion. Il a assimilé la sonde double à deux segments d'une sonde fictive avec une épaisseur de la frontière isolante quasiment nulle, obtenue en coupant une sonde simple en deux segments. Son approche numérique est limitée à des faibles amplitudes d'oscillations (inférieur à 40%). Elle n'est plus valide pour des larges amplitudes d'oscillations.

Wein (2006) a étudié le processus transitoire pour le cas où l'épaisseur de la frontière isolante entre les deux segments de la sonde double est nulle (frontière isolante nulle), sous l'approximation de la couche de diffusion. Par analogie avec le cas du régime stationnaire et des caractéristiques de l'impédance, il a proposé de calculer le courant total de la sonde double comme étant la différence entre les courants des électrodes aval et amont.

La mesure de l'angle entre la direction principale de l'écoulement et celle de la paroi, dans les zones de séparation de la couche limite, est indispensable pour en déterminer le sens de l'écoulement ainsi que sa structure. Grâce à l'utilisation des sondes doubles, l'angle de l'écoulement ainsi que les deux composantes de la contrainte de cisaillement pariétal peuvent être déterminés (Fig.1.31). Les mesures de ces grandeurs reposent sur la comparaison des deux courants issus des deux segments de l'électrode (Deslouis et al., 1993 ; Tournier et Ply et al., 1977). Toutefois, lorsque l'écoulement devient perpendiculaire à la frontière isolante, la sensibilité de ce type de sondes est mise en défaut (Barbeu et al., 2002). Ce défaut peut être corrigé en utilisant d'autres types de sondes, dites triples ou tri-segmentées.

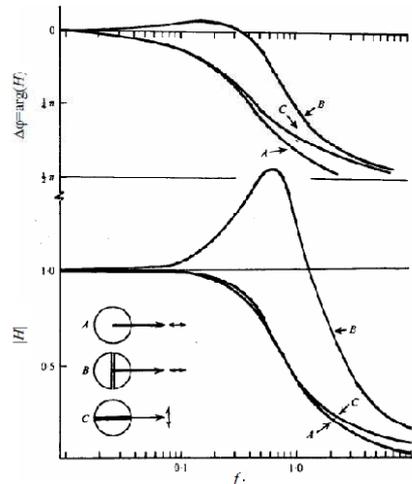


Figure 1.31. Réponse en fréquence d'une sonde circulaire, A, sonde simple ; B, sonde double (fluctuations axiales) ; C, fluctuations transversales (Tournier et Py, 1977)

2.2.3. Sonde triple (ou tri-segmentée)

2.2.3.1. Caractéristiques géométriques et caractéristiques directionnelles d'une sonde triple

Les sondes électrochimiques tri-segmentées sont couramment utilisées pour la détermination du sens de l'écoulement. Elles sont composées de trois segments, séparés par trois frontières isolantes faisant un angle de 120° l'une par rapport à l'autre. En pratique, elles sont aussi connues sous le nom de « sondes tri-segmentées ». Expérimentalement, l'angle d'inclinaison de l'écoulement θ est déterminé directement à partir de l'intensité du courant limite de diffusion mesuré sur chaque segment I_k . Ensuite, les courants sont normalisés et comparés entre eux. L'angle d'inclinaison de l'écoulement est déterminé à partir du courant intermédiaire, car la variation de ce dernier est plus sensible à l'angle (Sobolik, 1998).

La théorie de la sonde triple « idéale » est développée par Sobolik et al. (1990). La notion d'une sonde idéale se base sur le principe qui consiste à considérer que les contours des secteurs sont parfaitement idéales, et que les frontières isolantes sont négligées. A l'aide de cette théorie, les caractéristiques directionnelles de l'écoulement peuvent être déterminées à partir de la variation du courant limite de diffusion sur chaque segment en fonction de l'angle de l'écoulement.

Considérant les coordonnées coplanaires x , y et normal z , le vecteur du champ de vitesse s'écrit :

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} \tag{1-45}$$

avec :

$$\begin{cases} u = \cos(\theta)S_z \\ v = \sin(\theta)S_z \\ w = Az^2 \end{cases} \tag{1-46}$$

Pour des conditions d'écoulement vérifiant un angle et un gradient constants, et un coefficient quadratique A de la vitesse normale nul, Wein et al. (2006b) ont étudié les variations des courants issus d'une sonde triple. Ces variations sont présentées sur la figure 1.32.

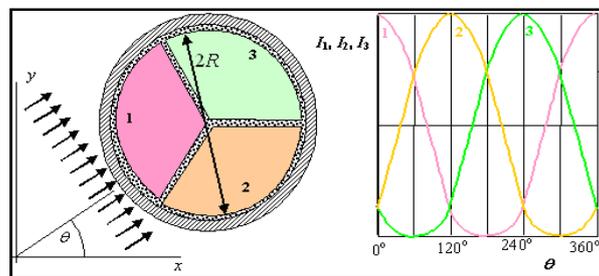


Figure 1.32. Caractéristiques directionnelles d'une sonde triple selon la théorie de sonde triple idéale

La présence des frontières isolantes entre les segments d'une sonde multi-segmentée « réelle » entraîne une déformation (pic) des caractéristiques directionnelles (Fig.1.33). A des moyens nombres de Péclet, la diffusion latérale affaiblit la déformation (Fig.1.34) due à la frontière isolante (Wein et al., 2008b).

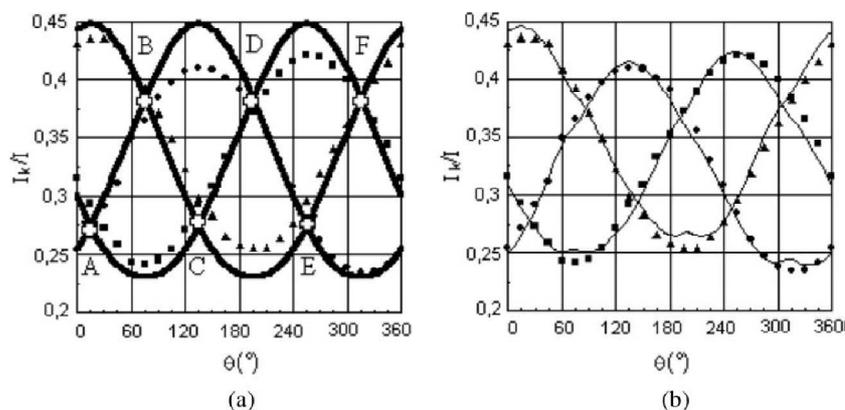


Figure 1.33. Comparaison des courbes caractéristiques directionnelles de la sonde : (a)Théorie de la sonde idéale (selon Sobolik et al., 1990) : (-) ; (b) : Calcul à partir d'image (points expérimentaux : segment 1 (▲), segment 2 (●), segment 3 (■))

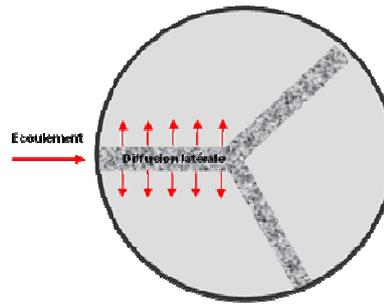


Figure 1.34. Effet de la diffusion latérale sur les caractéristiques directionnelles pour une sonde tri-segmentée

La direction de l'écoulement peut être déterminée à partir des ratios des courants limites de diffusion issus de la sonde triple (Wein et Sobolik, 1987). La valeur absolue du gradient pariétal de vitesse peut être déterminée à partir de la somme des trois courants limites de diffusion issus de la sonde triple. Les caractéristiques directionnelles permettent de décomposer le gradient pariétal de vitesse pour obtenir ses composantes axiale et azimutale (Sobolik et al., 2011).

2.2.3.2. Détermination des composantes du gradient pariétal de vitesse pour un écoulement de vortex de Taylor en utilisant une sonde triple

Les composantes du gradient pariétal de vitesse peuvent être déterminées à partir de la réponse en fréquence d'une sonde triple (Wouahbi et al., 2007). Le gradient pariétal de vitesse et ses composantes axiale et azimutale ont été déterminés expérimentalement par Sobolik et al. (2011) pour un écoulement de vortex de Taylor, superposé à un faible débit axial pour des nombre de Taylor allant de 52 à 725. Durant leur étude, Sobolik et al. (2011) ont utilisé deux sondes triples et 3 sondes simples montées affleurantes à la surface interne du cylindre extérieur d'un SCT pour deux rapports radiaux de $\eta = 0,5$ et de $\eta = 0,8$.

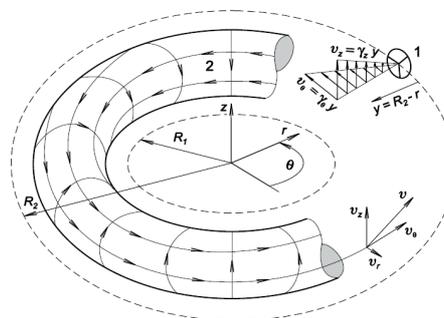


Figure 1.35. Vortex de Taylor schématisé: 1 Sonde triple, 2 Tube de vortex de Taylor, γ_z composante axial du gradient pariétal de vitesse, γ_θ Composante azimutale du gradient pariétal de vitesse

Les composantes de la vitesse (Eq.(1-47)) d'un vortex stationnaire possèdent une symétrie axiale. Elles sont périodiques en fonction de z et ne dépendent pas de θ (Sobolik, 1998) :

$$\begin{cases} v_r(r, z) = \sum_k v_{rk}(r) \cos[k\alpha z + \varphi_{rk}(r)] \\ v_\theta(r, z) = \overline{v_\theta}(r) + \sum_k v_{\theta k}(r) \cos[k\alpha z + \varphi_{\theta k}(r)] \\ v_z(r, z) = \sum_k v_{zk}(r) \sin[k\alpha z + \varphi_{zk}(r)] \end{cases} \quad (1-47)$$

La théorie linéaire (Chandrasekher, 1961) prédit le nombre de Taylor critique et le nombre d'onde des vortex. Les théories non-linéaires (Stuart, 1958 ; Davery, 1962) tiennent compte de la distorsion de l'écoulement moyen due aux fluctuations. Elles sont donc capables de prédire l'évolution des composantes de vitesse en fonction du nombre de Taylor. Les composantes axiale v_z et radiale v_r de la vitesse sont reliées par l'équation de continuité :

$$\frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (1-48)$$

Sous l'hypothèse d'une couche limite de concentration très faible, l'effet de la courbure de la paroi peut être négligé (Sobolik et al., 2011). En introduisant la distance normale :

$$y = R_2 - r \quad (1-49)$$

seulement, deux composantes du tenseur du gradient de vitesse sont non nulles sur la paroi externe (Sobolik et al., 2011) :

$$\begin{cases} \left. \frac{\partial v_\theta}{\partial y} \right|_{y=0} = \gamma_\theta(z) = \gamma_m + \sum_k \gamma_{\theta k} \cos(k\alpha z) \\ \left. \frac{\partial v_z}{\partial y} \right|_{y=0} = \gamma_z(z) = \sum_k \gamma_{zk} \sin(k\alpha z) \end{cases} \quad (1-50)$$

Les composantes azimutale γ_θ et axiale γ_z du gradient pariétal de vitesse (Fig.1.35) peuvent être déterminées à partir des courants limites de diffusion issus d'une sonde triple en utilisant ses caractéristiques directionnelles, et en supposant que la vitesse normale v_r est négligeable (la composante axiale ne dépend pas de z selon Wein et Sobolik (1989)).

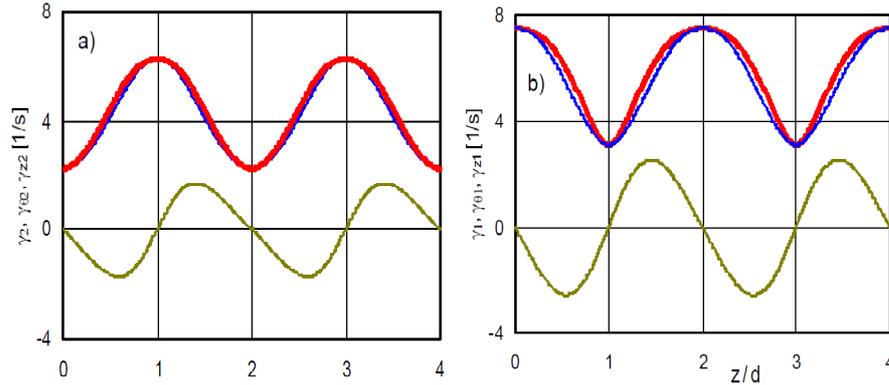


Figure 1.36. Gradient de vitesse moyen et ses composantes (Sobolik et al., 2011) : Gradient moyen γ , composante axiale γ_z , composante azimutale γ_θ ; a) Paroi extérieure (indice 2) ; b) Paroi intérieure (indice 1), $\eta=0,8$, $Ta = 52,2$

Pour l'évaluation de la direction de l'écoulement, Sobolik et al. (2011) ont utilisé la méthode de Lévêque (1928) qui sera détaillée dans ce qui suit, pour déterminer les composantes du gradient pariétal de vitesse. Le segment en amont a une intensité de courant limite de diffusion plus importante que le segment voisin en aval. Le gradient pariétal moyen est, par conséquent, calculé à partir de la somme des courants limites de diffusion. Ses composantes sont calculées à partir des rapports des courants (Wein et Sobolik, 1987).

Le rapport entre le gradient pariétal de vitesse moyen à la paroi intérieure et à la paroi extérieure est approximativement le même que le régime de Couette laminaire (Sobolik et al., 2011) :

$$\frac{\gamma_1}{\gamma_2} = \frac{(1 + \eta^2)}{2\eta^2} \quad (1-51)$$

Ils ont proposé une relation reliant la composante azimutale du gradient pariétal de vitesse en fonction du nombre de Taylor critique :

$$\frac{\gamma_{\theta 2,m}}{\Omega} = aTa^{-2} + bTa^c \quad (1-52)$$

Pour $\eta = 0,8$, a est égal à -4990 , $b = 1,26$ et $c = 0,397$. Ils ont montré que la différence entre $\gamma_{\theta 1,m}$ et γ_1 et entre $\gamma_{\theta 2,m}$ et γ_2 est significatif lorsque η est petit (Fig.1.36). Il peut atteindre 50 % pour $\eta = 0,5$. Pour $\eta = 0,8$, $\gamma_{\theta 1,m}$, γ_1 , $\gamma_{\theta 2,m}$ et γ_2 sont respectivement égales à 5,56 ; 5,85 ; 4,20 et 4,36 (Sobolik et al., 2011).

Les composantes maximales du gradient pariétal de vitesse à la paroi extérieure ont été déterminées par (Sobolik et al., 2011) : a) Composante azimutale et b) Composante axiale

(Fig.1.37). La composante azimutale du gradient de vitesse à la paroi extérieur ne dépend pas du rapport radial alors que la composante axiale du gradient de vitesse à la paroi extérieur est fortement dépendante du rapport radial.

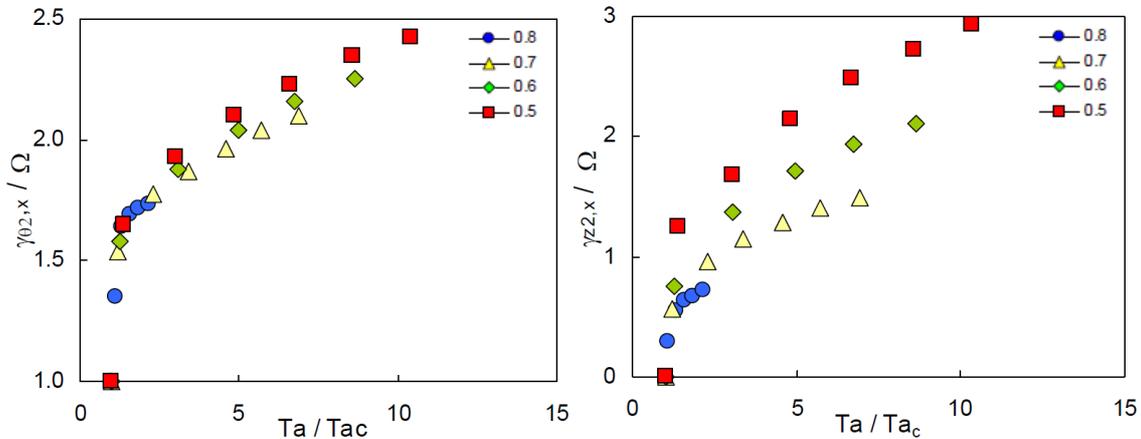


Figure 1.37. Composantes du gradient pariétal de vitesse en fonction du nombre de Taylor pour différents rapports radiaux : a) Composante azimutale ; b) Composante axiale (Sobolik et al., 2011)

L'écoulement de Couette-Taylor a généralement été étudié à partir des mesures de couple. Le couple peut être déterminé à partir du gradient pariétal de vitesse γ_m à la paroi interne du cylindre extérieur. Il est nécessaire d'utiliser une sonde triple pour évaluer correctement ce couple, parce qu'une sonde simple donne $\gamma(z)$ à partir de laquelle il est impossible d'obtenir la vraie valeur de γ_m .

Sobolik (1998) a introduit le couple adimensionnel G^* , défini le rapport du gradient pariétal de vitesse à la paroi du cylindre intérieur par le taux de rotation :

$$G^* = \frac{G}{\Omega \mu a^2 L} = \frac{2\pi \gamma_m}{\eta^2 \Omega} \quad (1-53)$$

Dans le cas d'un écoulement de Couette laminaire, le couple adimensionnel ne dépend que du rapport radial η (Sobolik, 1998) :

$$G^* = \frac{4\pi}{(1-\eta^2)} \quad (1-54)$$

2.2.3.3. Détermination des composantes du gradient pariétal de vitesse pour un écoulement de vortex de Taylor ondulés en utilisant une sonde triple

Les évolutions temporelles des composantes axiale et azimutale du gradient pariétal de vitesse peuvent être déterminées par polarographie à partir des mesures des courants limites

de diffusion en utilisant une sonde triple. Kristiawan et al. (2011) ont étudié les évolutions temporelles des composantes axiale et azimuthale du gradient pariétal de vitesse en fonction du nombre de Reynolds en utilisant une sonde triple et 3 sondes simples de diamètres 0,5 mm pour un SCT de rapport radial $\eta = 0,8$ et un rapport d'aspect $\Gamma = 44$.

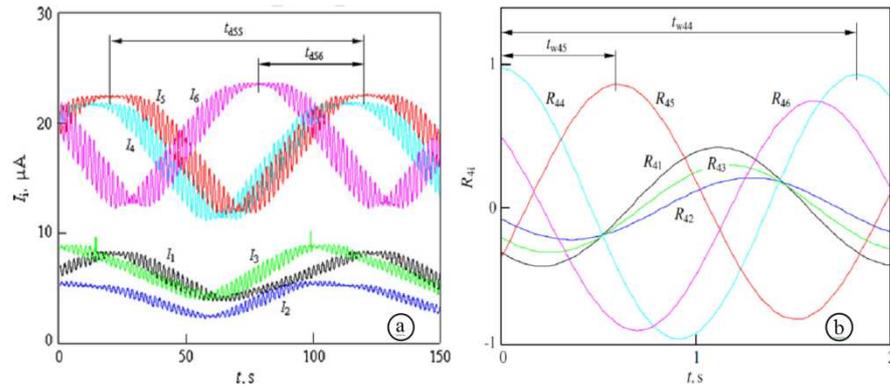


Figure 1.38. Évolution temporelle des : a) Intensités de courants issues de la sonde triple (I1, I2 et I3) et 3 sondes simples (I4, I5 et I6) ; b) Corrélations des intensités de courant par respect au courant I4

L'évolution axiale des composantes du gradient de vitesse pariétal a été déterminée à partir du transfert de masse mesuré par la sonde triple, pour un écoulement de vortex de Taylor modulé et pour un nombre de Reynolds $Re = 646$ avec un écoulement axial très faible. La longueur d'onde et la célérité de la phase des vortex azimuthaux, la longueur d'onde et la vitesse de l'onde axiale ont été calculées à partir des courants limites de diffusion issus de cette sonde triple. Leurs incertitudes de mesures sont principalement liées au protocole de mise en rotation du cylindre intérieur (fouling). Kristiawan et al. (2011) ont montré que les signaux des sondes simples voisines et les 3 signaux issus de la sonde triple ont deux périodes (Fig.1.38.a). Les vortex azimuthaux se manifestent par les signaux oscillatoires avec une période courte. La longue période (t_{d55}) correspond au passage de paires de vortex au voisinage de la sonde triple. La vitesse (« drifting velocity ») des vortex peut être calculée à partir du temps que prend le vortex pour couvrir la distance entre la sonde simple et la sonde simple voisine disposées verticalement. Ce temps correspondant au retard de phase t_{d56} entre les deux courants I_5 et I_6 . La hauteur du vortex est obtenue en multipliant la vitesse (« drifting velocity ») par la période du vortex. Les corrélations par respect au courant de la sonde en amont doivent être calculées (Fig.1.38.b). La période de l'onde ondulée (t_{w44}) est égale à la période de la corrélation. La vitesse de l'onde azimuthale peut être calculée à partir du retard de phase entre les courants limites de diffusion délivrés par deux sondes simples voisines disposées horizontalement et la distance entre ces deux sondes simples. Ce temps, correspond au déphasage (t_{w45}) entre les corrélations R_{44} et R_{45} . La longueur du vortex azimuthal est alors calculée à partir de leur célérité et leur période. Le nombre d'ondes azimuthales est déterminé

en divisant le périmètre du cylindre extérieur par la longueur de l'onde. La longueur d'onde axiale peut être obtenue avec le même protocole.

Pour un régime WVF, la théorie stipule que la longueur d'onde des vortex est environ le double de la largeur de l'entrefer. En utilisant deux sondes triples espacées verticalement par une distance de 5mm, Wouahbi (2009) a montré que pour un écoulement WVF pour un SCT de $\eta=0,8$, la taille des vortex se situe dans l'intervalle $[0,97d - 1,43d]$ où d est l'épaisseur de l'entrefer.

3. METHODES USUELLES DE DETERMINATION DU GRADIENT PARIETAL DE VITESSE

3.1. Équation de convection diffusion

L'équation de convection diffusion s'écrit sous la forme :

$$\left(\frac{\partial c(x, y, z)}{\partial t} \right) + \vec{v} \cdot \nabla c(x, y, z) = D \cdot \nabla^2 c(x, y, z) \quad (1-55)$$

où C est la concentration (mol/m^3) de l'espèce active et D est le coefficient de diffusion moléculaire (m^2/s).

Les phénomènes mis en jeu sont :

- la diffusion massique liée à la concentration de l'espèce active,
- l'inertie de la couche limite massique,
- la convection instationnaire.

En coordonnées cartésiennes, cette équation s'écrit :

$$\frac{\partial c(x, y, z)}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial c(x, y, z)}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial c(x, y, z)}{\partial y} + w \cdot \frac{\partial c(x, y, z)}{\partial z} = D \cdot \left[\frac{\partial^2 c(x, y, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c(x, y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c(x, y, z)}{\partial z^2} \right] \quad (1-56)$$

Pour un écoulement bidimensionnel, elle se réduit à :

$$\frac{\partial c(x, y)}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial c(x, y)}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial c(x, y)}{\partial y} = D \cdot \left[\frac{\partial^2 c(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c(x, y)}{\partial y^2} \right] \quad (1-57)$$

Si le fluide en écoulement est incompressible :

$$\operatorname{div}(\vec{v}) = 0 \quad (1-58)$$

Le nombre de Schmidt mesurant la compétition entre la diffusion massique et les forces visqueuses, est défini par :

$$Sc = \frac{\nu}{D} \quad (1-59)$$

où ν est la viscosité cinématique du liquide.

Lorsque le nombre de Schmidt est très grand ($Sc = \frac{\nu}{D} \gg 1$), la couche limite diffusionnelle est très petite devant la couche limite visqueuse, et les effets de la composante transversale de vitesse peuvent être négligés. Dans la couche limite visqueuse, la composante axiale de la vitesse u s'écrit (approximation de la couche limite) :

$$u = S(t) \cdot y \quad (1-60)$$

avec :

$$S(t) = \left(\frac{\partial c(x, y)}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (1-61)$$

où $S(t)$ est le gradient pariétal de vitesse instantané.

L'écoulement étant unidirectionnel, donc :

$$\begin{cases} v \approx 0 \\ v \cdot \frac{\partial c(x, y)}{\partial y} \approx 0 \end{cases} \quad (1-62)$$

D'où l'équation devient :

$$\frac{\partial c(x, y)}{\partial t} + S(t) \cdot y \cdot \frac{\partial c(x, y)}{\partial x} = D \cdot \left[\frac{\partial^2 c(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c(x, y)}{\partial y^2} \right] \quad (1-63)$$

Sous la forme adimensionnelle, elle s'écrit :

$$f^* Pe^{-2/3} \frac{\partial C}{\partial t^*} + S^* \cdot y^* \cdot \frac{\partial C}{\partial x^*} = D \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^{*2}} \right) \quad (1-64)$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} x^* = \frac{x}{l} \\ y^* = \frac{y}{\delta_c} \\ t^* = tf = t \left(\frac{\omega}{2\pi} \right) \\ C = \frac{c}{C_0} \\ S^* = \frac{S}{\bar{S}} \end{array} \right. \quad (1-65)$$

et :

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta_c = \left(\frac{\bar{S}}{l^2 D} \right)^{1/3} \\ Pe = \frac{\bar{S} l^2}{D} \\ f^* = \frac{fl^2}{D} \end{array} \right. \quad (1-66)$$

L'équation de convection diffusion s'écrit finalement sous sa forme adimensionnelle :

$$A \frac{\partial C}{\partial t^*} + S^* \cdot y^* \cdot \frac{\partial C}{\partial x^*} = B \frac{\partial^2 C}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^{*2}} \quad (1-67)$$

où :

$$\left\{ \begin{array}{l} A = f^* \bar{Pe}^{-2/3} \\ B = \bar{Pe}^{-2/3} \end{array} \right. \quad (1-68)$$

Les conditions aux limites s'écrivent (Fig.1.39) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Sur la surface de la sonde : } C = 0, y^* = 0 \text{ et } 0 \leq x^* \leq 1 \\ \text{Loin de la sonde : } C = 1, y^* > 0 \text{ et } x^* \longrightarrow \infty \\ \text{Loin de la sonde : } C = 1, y^* \longrightarrow \infty \\ \text{Au niveau de la paroi inerte : } \frac{\partial C}{\partial y^*} = 0, y^* > 0 \text{ et } x^* < 0 \text{ et } x^* > 0 \end{array} \right. \quad (1-69)$$

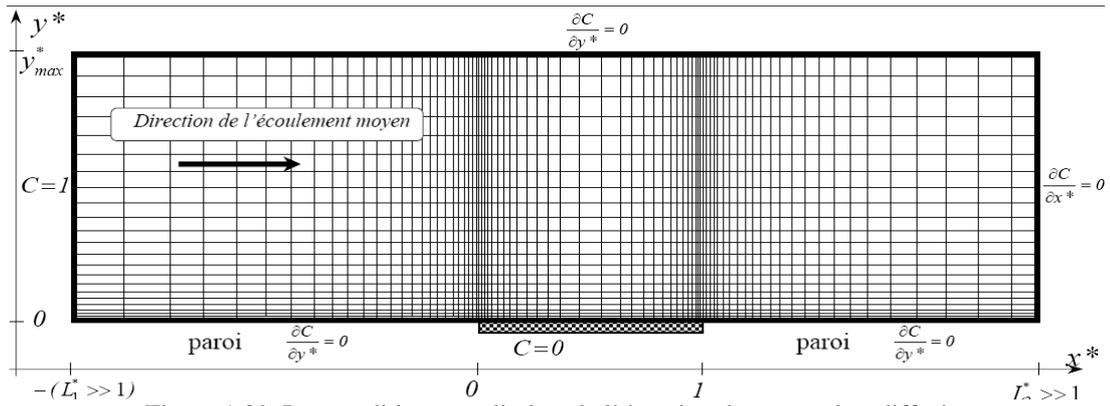


Figure 1.39. Les conditions aux limites de l'équation de convection-diffusion

Le recours à des simplifications dans l'étude des phénomènes physiques est largement répandu. Ces simplifications représentent une tendance naturelle à faciliter la construction des modèles mathématiques. Nous présenterons dans ce qui suit des approches proposées pour la résolution de l'équation de convection-diffusion servant à la détermination du gradient pariétal de vitesse à partir du transfert de masse (du courant limite de diffusion délivré par la sonde électrochimique). Nous signalons que nous développerons sous Matlab® et nous analyserons ces approches dans les chapitres suivants.

3.2. Approche quasi-stationnaire de Lévêque (1928)

En régime d'écoulement stationnaire, on a :

$$\frac{\partial C}{\partial t^*} = 0 \quad (1-70)$$

Le gradient pariétal de vitesse adimensionnel est $S^* = s(t)/S_0 = 1$. Pour des nombres de Péclet élevés, la diffusion axiale peut être négligée :

$$\frac{\partial^2 c}{\partial y^2} \gg \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \quad (1-71)$$

Dans ces conditions, l'équation de convection diffusion se simplifie et s'écrit alors sous la forme :

$$S^* y^* \frac{\partial C}{\partial x^*} = \frac{\partial^2 C}{\partial y^{*2}} \quad (1-72)$$

Reiss et Hunratty (1962,1963) et Mitchell et Hunratty (1966) ont résolu cette équation de convection diffusion (Eq.1-72) en régime permanent avec une diffusion axiale négligeable.

La solution analytique de cette équation est connue sous le nom de l'équation de Lévêque (1928) :

$$\overline{Sh}_{Lev} = 0.807 \overline{Pe}^{1/3} = 0.807 \left(\frac{\overline{Sl}^2}{D} \right)^{1/3} \quad (1-73)$$

En régime instationnaire, et en négligeant l'effet de la diffusion axiale, l'équation de convection diffusion est :

$$A \frac{\partial C}{\partial t^*} + S^* \cdot y^* \cdot \frac{\partial C}{\partial x^*} = \frac{\partial^2 C}{\partial y^{*2}} \quad (1-74)$$

L'extension de la solution de Lévêque, en supposant que le transfert de masse suit instantanément les fluctuations de l'écoulement, est connue sous le nom de la solution quasi-stationnaire de Lévêque (1928) :

$$Sh_{Lev}(t) = 0.807 Pe(t)^{1/3} = 0.807 \left(\frac{S(t)l^2}{D} \right)^{1/3} \quad (1-75)$$

3.3. Approche de Sobolik et al., (1987)

Les hypothèses simplificatrices adoptées pour la résolution de l'équation de convection-diffusion engendrent que la solution quasi-stationnaire de Lévêque (1928) devient invalide pour des hautes fréquences d'oscillations et/ou lorsque l'effet de la diffusion axiale est significatif. Ceci correspond à des nombres de Péclet relativement faibles ($Pe < 5000$) selon Ling (1964) et variant de 100 à 1000 selon Rehimy (2006).

Ainsi, une correction de la solution de Lévêque (1928) est proposée par Sobolik et al. (1987) :

$$S_{Sob}(t) = S_q(t) + \frac{2}{3} \theta(t) \left(\frac{\partial S_q(t)}{\partial t} \right) \quad (1-76)$$

où :

$$S_q = S_{Lev} = \frac{D}{l^2} \left(\frac{Sh(t)}{0.807} \right)^3 \quad (1-77)$$

et:

$$\theta(t) = 0.486 l^{\frac{2}{3}} D^{\frac{1}{3}} S_q(t)^{\frac{2}{3}} \quad (1-78)$$

Sobolik et al. (1987) ont ajouté un terme obtenu à partir de la réponse en fréquence d'une sonde simple en régime instationnaire. Selon Rehim et al. (2006), leur méthode permet une bonne prédiction du gradient pariétal de vitesse pour des nombres de Péclet relativement élevés lorsque le nombre d'échantillons est suffisant.

3.4. Fonctions de transfert

La fonction de transfert de Deslouis et al. (1990) est dérivée de la fonction de transfert proposée par Nakoryakov et al. (1986). Elle est basée sur la linéarisation de l'équation de convection diffusion où le terme du transfert de masse stationnaire est la solution de Lévêque (1928). Ainsi, la fonction de transfert donnée par Deslouis et al. (1990) dépend de la fréquence adimensionnelle σ_{rect} selon les plages suivantes :

$$\text{- Si } \sigma_{rect} = 2\pi f \left(\frac{l^2}{DS} \right)^{\frac{1}{3}} \leq 6 :$$

$$\begin{cases} \left| \frac{H(\sigma_{rect})}{H(0)} \right| = (1 + 0,056\sigma_{rect}^2 + 0,00126\sigma_{rect}^4) \\ \arg(H(\sigma_{rect})) = -\arctan(0,276\sigma_{rect}(1 + 0,02\sigma_{rect}^2 - 0,00026\sigma_{rect}^4)) \end{cases} \quad (1-79)$$

$$\text{- Si } \sigma_{rect} = 2\pi f \left(\frac{l^2}{DS} \right)^{\frac{1}{3}} \geq 6 :$$

$$\begin{cases} \left| \frac{H(\sigma_{rect})}{H(0)} \right| = \frac{\sqrt{55,2049 + \left(5,64 - 7,49\sigma_{rect}^{\frac{1}{2}} \right)^2}}{2\sigma_{rect}^{\frac{3}{2}}} \\ \arg(H(\sigma_{rect})) = -\arctan\left(\frac{7,43\sigma_{rect}^{\frac{1}{2}} - 3,99\sqrt{2}}{3,99\sqrt{2}} \right) \end{cases} \quad (1-80)$$

Pour le cas d'une sonde circulaire de diamètre d_s , Deslouis et al. (1989) ont obtenu :

$$\text{- Si } \sigma_{circ} = 2\pi f \left(\frac{d_s^2}{DS} \right)^{\frac{1}{3}} \leq 6:$$

$$\begin{cases} \left| \frac{H(\sigma_{circ})}{H(0)} \right| = (1 + 0,049\sigma_{rect}^2 + 0,0006\sigma_{rect}^4)^{\frac{1}{2}} \\ \arg(H(\sigma_{circ})) = -\arctan(0,246\sigma_{circ} (1 + 0,0124\sigma_{circ}^2 - 0,00015\sigma_{circ}^4)) \end{cases} \quad (1-81)$$

$$\text{- Si } \sigma_{circ} = 2\pi f \left(\frac{d_s^2}{DS} \right)^{\frac{1}{3}} \geq 6:$$

$$\begin{cases} \left| \frac{H(\sigma_{circ})}{H(0)} \right| = \frac{\sqrt{56,18 + \left(7,495 - 8,832\sigma_{circ}^{\frac{1}{2}} \right)^2}}{2\sigma_{circ}^{\frac{3}{2}}} \\ \arg(H(\sigma_{circ})) = -\arctan\left(\frac{7,495 - 8,832\sqrt{\sigma_{circ}}}{7,495} \right) \end{cases} \quad (1-82)$$

Pour conclure, les approches linéaires détaillées dans cette partie ont quelques restrictions. Principalement, ces méthodes reposent sur des hypothèses simplificatrices qui négligent l'effet de la diffusion axiale et qui supposent que le gradient pariétal de vitesse est homogène. La solution de Lévêque (1928) suppose que l'inertie de la sonde peut être négligée et par suite, elle est généralement valable pour des faibles fréquences d'oscillations. Quant à l'approche de Sobolik et al. (1987), qui est une correction de la solution de Lévêque (1928) et qui est plus simple à mettre en œuvre que les fonctions de transfert, elle n'impose pas d'hypothèse sur l'amplitude des fréquences d'oscillation. Toutefois, elle est sensible au bruit (Rehimi et al., 2006). La solution de Deslouis et al. (1990), qui est une approche linéaire basée sur l'utilisation des fonctions de transfert, devient probablement invalide à des fluctuations de larges amplitudes (Kaiping, 1983 ; Funshilling, 2001). A hautes fréquences d'oscillations et/ou à la présence d'un écoulement de retour, toutes ces solutions ne sont plus valides, et seule la méthode inverse reste fortement conseillée.

4. METHODE INVERSE EN TRANSFERT DE MASSE POUR LA DETERMINATION DU GRADIENT PARIETAL DE VITESSE

Pour des faibles nombres de Péclet, la méthode inverse est fréquemment suggérée. Les détails sur ce type de méthode ont été développés pour la première fois par Beck et al.

(1985), et qui l'a introduit pour résoudre les problèmes de transfert thermique, puis, par Mao et Hunratty (1990) et Maquinghem (1999) pour résoudre le problème de transfert de masse.

4.1. Principe de la méthode inverse

Dans les problèmes de convection diffusion, la méthode inverse (méthode non linéaire) repose sur une détermination séquentielle du gradient de vitesse pariétal à partir des mesures de transfert de masse. L'équation de convection diffusion est résolue numériquement pour obtenir le coefficient de transfert de masse (nombre de Sherwood). L'initialisation du gradient de vitesse est réalisée en adoptant une méthode classique linéaire (solution de Lévêque (1928), fonctions de transferts, solution de Sobolik et al. (1987), etc.). Ce gradient de vitesse pariétal est injecté dans l'équation de convection diffusion pour recalculer numériquement le transfert de masse (nombre de Sherwood). La même opération est répétée aux voisinages immédiats gauche et droit de ce transfert. Moyennant un développement en série de Taylor à l'ordre 1 du gradient de pariétal de vitesse, on minimise l'écart entre le coefficient de transfert expérimental et celui obtenu numériquement. Cette minimisation conduit à la solution recherchée du gradient pariétal de vitesse. Pratiquement, il s'agit d'une inversion numérique de l'équation de convection diffusion, qui ne peut pas être numériquement inversible. Cette méthode permet d'obtenir le gradient de vitesse pariétal pour des écoulements instationnaires, et quelque soit la nature de cette instationnarité. Un code séquentiel de calcul numérique de ce gradient pariétal de vitesse par cette méthode inverse a été déjà développé au laboratoire GEPEA par Rehim (2006). Ce code a été testé par la suite sur des données de transfert de masse simulées numériquement afin de déterminer le gradient pariétal de vitesse. Il a été aussi testé sur des signaux de transfert de masse obtenus expérimentalement à partir d'une sonde simple placée sur une paroi plane inerte et en contact avec un écoulement d'accélération progressive de type rampe dans un rhéomètre cône-plan.

La détermination des champs de concentration permet de calculer le transfert de masse adimensionnel instantané (le nombre de Sherwood) par intégration, en utilisant la méthode de Simpson, selon l'équation :

$$Sh(t) = Pe^3 \int_0^1 \left(\frac{\partial C}{\partial y^*} \right)_{y^*=0} dx^* \quad (1-83)$$

Le transfert de masse instantané (nombre de Sherwood $Sh_{num}(t_i^*)$) est déterminé numériquement en résolvant l'équation de convection diffusion, qui utilise une valeur estimée

par une méthode linéaire du gradient pariétal de vitesse. La minimisation de la différence entre la solution numérique du nombre de Sherwood $Sh_{num}(t_i^*)$ et le nombre de Sherwood expérimental $Sh_{exp}(t^*)$ permet de déterminer numériquement le gradient pariétal de vitesse recherché selon l'expression :

$$S_{exp}^*(t_i^*) = \bar{S}_{num}^*(t_i^*) + \frac{\left(Sh_{exp}^*(t_i^*) - \bar{Sh}_{num}^*(t_i^*) \right)}{\left(\frac{\partial \bar{Sh}_{num}^*(t_i^*)}{\partial S^*} \right)_{\bar{S}_{num}^*(t_i^*)}} \quad (1-84)$$

où $\left(\frac{\partial \bar{Sh}_{num}^*(t_i^*)}{\partial S^*} \right)_{\bar{S}_{num}^*(t_i^*)}$ est estimé numériquement par l'équation (Rehimi, 2006) ci-dessous :

$$\left(\frac{\partial \bar{Sh}_{num}^*(t_i^*)}{\partial S^*} \right)_{\bar{S}_{num}^*(t_i^*)} = \frac{\left(\bar{Sh}_{num}^*(t_i^*, (1+\varepsilon)\bar{S}_{num}^*) - \bar{Sh}_{num}^*(t_i^*, (1-\varepsilon)\bar{S}_{num}^*) \right)}{2\varepsilon \bar{S}_{num}^*} \quad (1-85)$$

Beck et al. (1985) ont montré que l'intervalle optimal pour ε est : $10^{-6} < \varepsilon < 10^{-3}$.

Dans notre étude, nous choisirons de travailler avec une valeur $\varepsilon=10^{-4}$. Cela correspond à une valeur optimale pour le calcul de la dérivée numérique $\left(\frac{\partial \bar{Sh}_{num}^*(t_i^*)}{\partial S^*} \right)_{\bar{S}_{num}^*(t_i^*)}$. Cette valeur permet d'obtenir une évolution quasi-linéaire entre $Sh(t_i^*)$ et $S^*(t_i^*)$ sur le intervalle $Sh(S[1-\varepsilon, 1+\varepsilon])$ ou $S^*(Sh[1-\varepsilon, 1+\varepsilon])$ selon Rehimi et al. (2006).

La nouvelle valeur du gradient pariétal de vitesse ainsi obtenue numériquement $S_{num}^*(t_i^*)$ est de nouveau injectée dans l'équation de convection diffusion pour calculer la nouvelle valeur du nombre de Sherwood numérique $Sh_{num}^*(t_i^*)$. Pour s'assurer du bon fonctionnement de la méthode inverse, la valeur d'estimation initiale du gradient pariétal de vitesse $\bar{S}_{num}^*(t_i^*)$ doit être bien choisie. Dans notre étude, nous choisirons d'initialiser la méthode inverse en utilisant la méthode de Sobolik et al. (1987) $S_{num}^*(t^*=t_0^*)=S_{Sb}^*(t^*=t_0^*)$. Et nous montrerons dans le chapitre 3 que cet estimé initial est le plus intéressant pour converger rapidement au gradient pariétal de vitesse recherché par la méthode inverse.

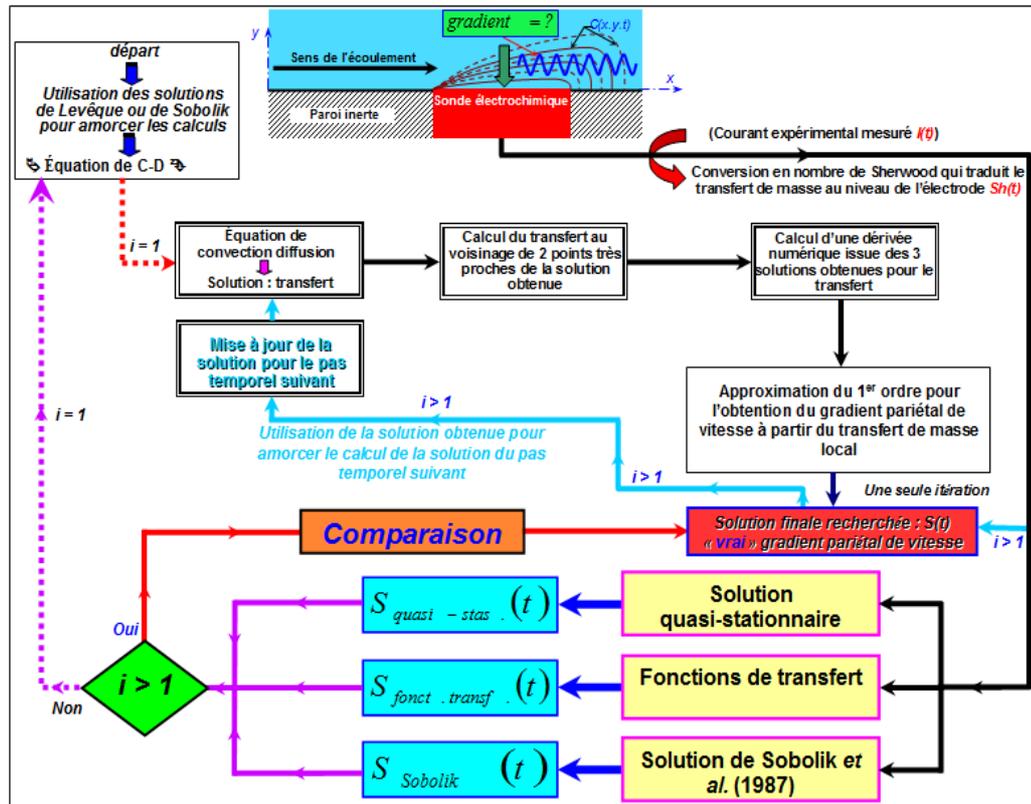


Figure 1.40. Protocole général de la méthode inverse

Pour résumer, la figure 1.40 ci-après donne le protocole général de mise en œuvre de cette méthode inverse.

4.2. Application de la méthode inverse en transfert de masse pour le cas d'une sonde simple

La méthode inverse en transfert de masse pour le cas d'une sonde simple a été appliquée sur des signaux numériquement simulés par Rehimy (2006) pour un écoulement imposé de type sinusoïdal. Elle a été aussi validée pour le cas d'une sonde simple sur un rhéomètre cône-plan en imposant un écoulement d'accélération-décélération, de type rampe (Rehimy, 2006).

4.2.1. Méthode inverse en régime stationnaire

En régime stationnaire ($S^* = 1$), et en négligeant l'effet de la diffusion axiale du transfert de masse ($B=0$ dans l'équation (1.67)), le gradient pariétal de vitesse peut être déterminé en utilisant la solution de Lévêque (1928). Rehimy et al. (2006) ont montré que l'écart entre la solution numérique obtenue en appliquant la méthode inverse et en utilisant des signaux de transfert numériquement simulés et celle de Lévêque (1928) reste inférieur à 0,3%.

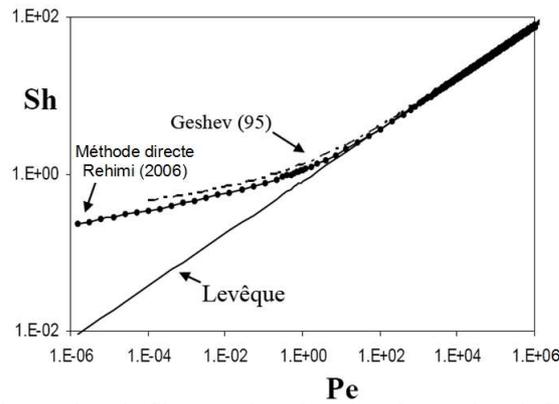


Figure 1.41. L'évolution du nombre de Sherwood en fonction du nombre de Péclet en régime permanent

L'évolution du transfert de masse en régime permanent (nombre de Sherwood) en fonction du nombre de Péclet moyen (donc gradient de vitesse moyen) dans le cas d'une sonde simple a été estimée numériquement par Rehimi (2006) en résolvant le problème direct. La figure 1.41 montre que la solution numérique et la solution de Lévêque sont quasiment confondues à partir de $Pe \approx 100$. L'effet de la diffusion axiale pour le cas d'une sonde simple rectangulaire peut donc être négligé lorsque le nombre de Péclet dépasse approximativement 100. Ce résultat n'est valide que dans le cas d'une sonde simple rectangulaire car, pour ce type de sonde, la diffusion axiale dans la direction de l'envergure de la sonde peut être négligée.

4.2.2. Méthode inverse en régime instationnaire

En régime instationnaire, Rehimi (2006) a estimé numériquement l'évolution temporelle du nombre de Sherwood pour une sonde simple rectangulaire en injectant un gradient pariétal de vitesse de type sinusoïdal ($S^* = S/S_0 = 1 + \beta \cos(2\pi f^*t^* + \varphi)$) dans l'équation (1.67), afin de déterminer numériquement le transfert de masse qui en découle (nombre de Sherwood). Pour des nombres de Péclet relativement élevés, il a réalisé des simulations numériques pour évaluer l'effet de la fréquence adimensionnelle f^* et de l'amplitude d'oscillation β (Fig.1.42). Il a montré que pour des écoulements de non-retour caractérisés par $\beta < 1$, le gradient pariétal moyen estimé numériquement et celui déterminé à partir de la solution quasi-stationnaire de Lévêque (1928) restent relativement peu éloignés. Toutefois, pour des écoulements de retour caractérisés par $\beta > 1$ et où la réponse en fréquence d'une sonde n'est plus linéaire, l'écart entre la solution quasi-stationnaire (celle de Lévêque) et le gradient de vitesse pariétal moyen augmente quand la fréquence adimensionnelle f^* croît.

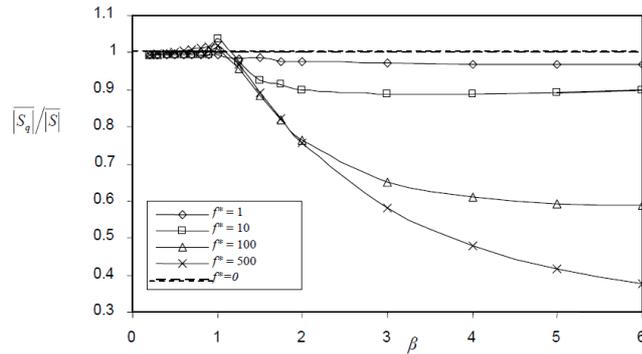


Figure 1.42 Influence de la fréquence adimensionnelle f^* et de β sur l'écart entre le gradient moyen quasi-stationnaire de Lévêque et le gradient moyen calculé par la méthode directe (Rehimi, 2006)

La dépendance de l'atténuation des rapports des amplitudes d'oscillation du gradient pariétal moyen (Rehimi, 2006) par celui de la solution quasi-stationnaire (Lévêque, 1928) en fonction de la fréquence d'oscillation est présentée en Fig.1.43. Quand la fréquence augmente, la solution quasi-stationnaire de Lévêque (1928) s'écarte du vrai gradient de vitesse pariétal moyen en sous-estimant les fluctuations de ce gradient.

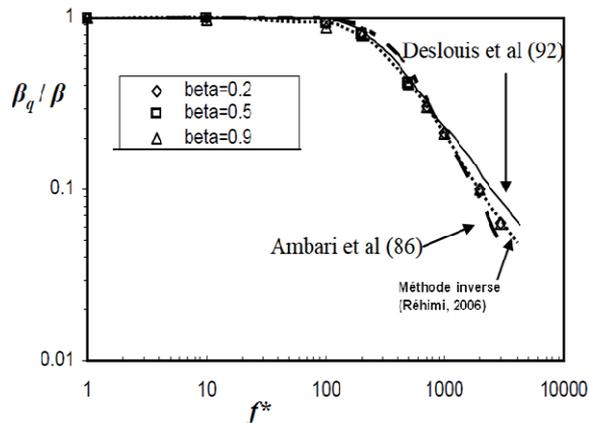


Figure 1.43. Dépendance de l'atténuation de β_q avec la fréquence pour différentes valeur de β

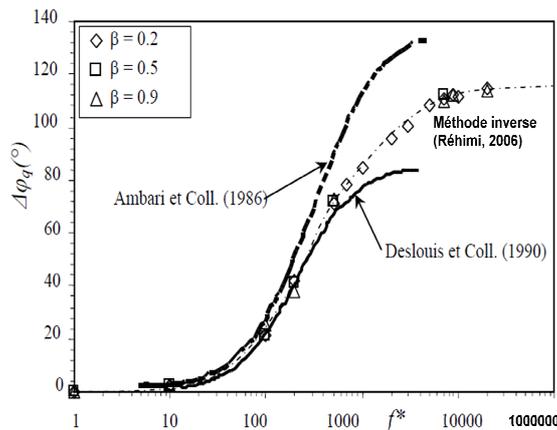


Figure 1.44. Dépendance de la phase de la fréquence adimensionnelle de l'écoulement pour différentes valeurs β

L'effet capacitif généré par la couche massique joue le rôle d'un filtre qui retarde la réponse en fréquence de la sonde aux fluctuations de l'écoulement. La réponse en fréquence de la

sonde simple devient plus amortie pour les fortes variations hydrodynamiques de l'écoulement. Dans ce cas, un déphasage important apparaît entre le transfert de masse et le gradient pariétal de vitesse. Selon Réhimi et al. (2006), ce déphasage augmente quand la fréquence d'oscillation croît (Fig.1.44).

La sonde simple ne permet pas d'évaluer le sens de l'écoulement. Le signe du gradient pariétal de vitesse est alors inconnu. Une valeur positive du gradient pariétal de vitesse est généralement imposée, dans ce cas, pour l'initialisation de la méthode séquentielle. L'algorithme privilégie le signe du gradient d'initialisation. Ceci mène à un signe physiquement incorrect du résultat obtenu dans certains cas. Afin de connaître le signe du gradient pariétal de vitesse, il est donc préférable d'utiliser des sondes doubles ou triples. Les principales remarques et résultats présentés dans cette section seront discutés en détail dans les chapitres 3 et 4.

5. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'état de l'art des écoulements de Couette-Taylor (CT), un écoulement très utile qui permet l'amélioration des performances des procédés et la réduction des pertes énergétiques. Ce type de système est fréquemment rencontré dans diverses applications industrielles. Pour cela, nous nous sommes intéressées alors à la description de l'écoulement de Couette-Taylor, sans et avec un écoulement axial (écoulement de Couette-Poiseuille). Cet écoulement est riche en instabilités. Les facteurs influant sur les régimes de transitions de l'écoulement de Couette-Taylor du régime laminaire de Couette au régime turbulent ont été recensés. Ces facteurs permettent de définir un certain nombre de paramètres de contrôle, parmi lesquels on peut citer le rapport radial, le rapport d'aspect, etc. Les mécanismes d'apparition des instabilités de l'écoulement dépendent des protocoles de mise en mouvement du SCT, des conditions initiales et de l'ensemble des facteurs déjà évoqués ; ce qui génère l'apparition de structures tourbillonnaires. Quant aux mécanismes d'interaction entre les vortex et la paroi, c'est grâce aux mesures du transfert de masse pariétal que l'on peut les mettre en évidence. La connaissance de ce transfert, obtenu via l'équation de convection diffusion, et moyennant la méthode polarographique permet de remonter au gradient pariétal de vitesse. Ce passage de l'un (transfert de masse) à l'autre (gradient pariétal de vitesse) n'est pas linéaire surtout lorsque l'écoulement présente des instabilités. C'est pourquoi, le problème direct et le problème inverse en transfert de masse ont été rappelés, et présentés en détails. La contribution de la sonde tri-segmentée dans la compréhension des mécanismes d'interaction vortex-paroi et la détermination des

composantes du gradient pariétal et les propriétés des structures tourbillonnaires a été résumée. Les méthodes usuelles (linéaires) et la méthode inverse pour une sonde simple (utilisée pour la détermination du gradient de vitesse pariétal à partir du transfert de masse) ont ensuite été développées. Ces méthodes seront utilisées, validées expérimentalement et analysées en profondeur en termes d'avantages et de limites d'application dans les chapitres 3 et 4 qui suivront.

Chapitre 2 : Dispositifs expérimentaux et techniques de mesure

Dans ce deuxième chapitre, nous présentons les deux dispositifs expérimentaux utilisés et les techniques de mesures. Le premier dispositif nous servira à la validation expérimentale de la méthode inverse et l'analyse des avantages et des limites d'application d'une certaines approches généralement utilisées pour la détermination du gradient pariétal de vitesse à partir du transfert de masse. Nous présentons par la suite le second dispositif expérimental que nous avons mis en place lors de la thèse. Nous décrivons les techniques expérimentales utilisées, à l'occurrence la visualisation par des particules de Kalliroscope, la polarographie en utilisant des sondes électrochimiques simples, doubles et triples et la technique de « Vélocimétrie par Images de particules » (PIV) classique et rapide. Nous décrivons également la démarche d'installation d'un système de sécurité laser et les précautions qui ont été installées.

1. CONTEXTE ET OBJECTIFS DE L'ETUDE

Ce travail consiste à étudier les interactions entre structures tourbillonnaires et paroi sur un dispositif de Couette-Taylor avec deux rapports radiaux de 0,975 et 0,855 sans et avec un écoulement axial. Ce dispositif doit satisfaire différents objectifs, parmi lesquels les possibilités de mesures pariétales et la visualisation de l'écoulement. Cette visualisation nécessite des accès optiques, afin de qualifier convenablement les instabilités de l'écoulement et de les quantifier grâce à la technique de « Vélocimétrie par image de particules » (PIV), et la technique polarographique en utilisant principalement une sonde tri-segmentée. La première technique donne des informations globales sur l'hydrodynamique de l'écoulement. Elle permet de déterminer les champs de vitesse instantanés. La deuxième technique donne des informations locales sur l'hydrodynamique de l'écoulement au voisinage immédiat de la paroi. En particulier, en utilisant des sondes électrochimiques, cette technique permet d'obtenir des informations intéressantes sur l'empreinte de l'écoulement qui se traduit par un transfert de masse local au niveau de la paroi. Les mécanismes d'interaction entre structures tourbillonnaires et paroi seront étudiés, grâce à la détermination de l'évolution temporelle du transfert de masse mesuré et à partir duquel on remonte au gradient pariétal de vitesse instantanée. Ce dernier sera obtenu en adoptant la méthode inverse en transfert de masse. L'objectif est la constitution d'une base de données expérimentale pour différents cas d'études et différents types d'écoulements tels que :

- les instabilités de Couette-Taylor du régime laminaire au régime turbulent,
- l'écoulement de Couette-Taylor superposé à un écoulement axial connu sous le nom de l'écoulement de Couette-Poiseuille,
- l'écoulement oscillant,
- l'écoulement oscillant superposé à un écoulement axial,
- l'écoulement avec une accélération progressive suivie d'une décélération brusque.

Ces données permettront de :

- mieux comprendre les mécanismes d'interaction entre vortex et paroi,
- étudier la réponse en fréquence des sondes simples, doubles et triples à l'hydrodynamique de l'écoulement,
- tester la robustesse de la méthode inverse développée au sein du laboratoire GEPEA pour la détermination du gradient pariétal de vitesse à partir du transfert de masse mesuré,
- valider le code de simulation numérique développé au laboratoire M2P2 à l'université D'Aix-Marseille 3 dans le cadre du projet ANR Blanc commun.

2. INTRODUCTION

Ce chapitre présente une description des dispositifs expérimentaux ainsi que des techniques de mesures que nous avons utilisés, et est réparti principalement en trois parties. La première partie est consacrée à la description de la première installation expérimentale utilisée « un rhéomètre plan-plan ». Ce dernier a été utilisé lors d'un stage de recherche à l'"Institute of Chemical Process Fundamentals" de l'Académie des Sciences de la République Tchèque à Prague. La seconde partie est dédiée à la description des phases de conception et de réalisation pendant la thèse d'un dispositif expérimental de Couette-Taylor avec deux configurations. La première configuration est caractérisée par un rapport radial de $\eta=0,975$. Quant à la seconde, elle est caractérisée par un rapport radial de $\eta=0,855$. Le rapport d'aspect Γ varie selon le niveau de remplissage de l'entrefer par le fluide. Un remplissage complet correspond respectivement à un rapport d'aspect $\Gamma= 180$ pour $\eta=0,975$ et $\Gamma=31,03$ pour $\eta=0,855$. Le choix des matériaux utilisés pour l'installation expérimentale a été conditionné exclusivement par les techniques expérimentales à mettre en place, et plus précisément par l'accès optique afin de réaliser la visualisation par des particules de Kalliroscope de l'écoulement. Les principales techniques de mesures utilisées sont la polarographie en utilisant des sondes électrochimiques simples, doubles et triples et la technique de Vélocimétrie à Images de particules (PIV) classique et rapide. Les trois techniques seront détaillées en termes de principe, équipements et mode opératoire. La notion de "sécurité et de réglementation" sur l'utilisation du laser au laboratoire a fait l'objet d'une partie importante de notre démarche de travail avant toute utilisation de la technique de mesures par PIV. Cette démarche a été bien mise en place et respectée lors de cette thèse. Dans la troisième partie, nous présenterons les critères de détection de structures tourbillonnaires.

3. RHEOMETRE PLAN-PLAN

3.1. Description du dispositif expérimental

Le premier dispositif expérimental que nous avons utilisé est un rhéomètre plan-plan installée à l'Institut des Procédés Chimiques Fondamentaux de l'Académie des Sciences de la République Tchèque à Prague lors d'un stage de recherche durant ma thèse. Ce dispositif est représenté schématiquement par la figure 2.1, et montré aussi sur la photo de la figure 2.2. Il se compose principalement deux disques plans parallèles dont l'un est fixe et l'autre est mobile. Ces derniers sont fabriqués en plexiglas transparent, et forment un rhéomètre plan-plan. Ce dernier est donc assimilé à ces deux disques plans dont celui du bas peut se mettre en mouvement continu ou en mouvement sinusoïdal, grâce à un moteur de type YASKAWA relié à un

contrôleur. Tandis que le disque supérieur est maintenu fixe (Fig.2.3), et comporte une sonde électrochimique tri-segmentée.

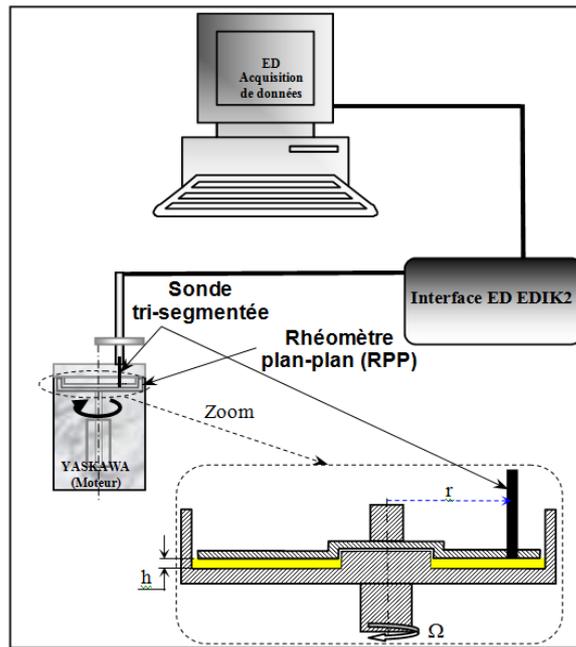


Figure 2.1. Schéma descriptif de l'installation expérimentale globale

Figure 2.2. Vue générale de l'installation expérimentale du rhéomètre plan-plan

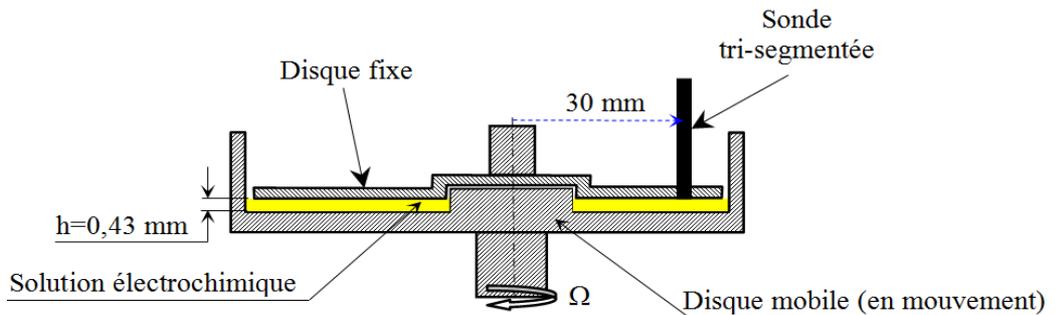


Figure 2.3. Vue schématique de la veine d'essais

L'espace entre les deux disques est destiné pour être rempli avec la solution électrochimique de travail. La conception de ce rhéomètre plan-plan a été effectuée de sorte que les disques soient facilement accessibles et nettoyables, et que le disque fixe contenant la sonde tri-segmentée présente l'avantage d'être facilement interchangeable avec d'autres disques semblables. De plus, ce système a été fabriqué de façon à limiter sensiblement le bruit de mesure sur les courants limites de diffusion. Le fait de changer le disque fixe conduit à des épaisseurs de liquide bien calibrées dans le rhéomètre plan-plan : $h=0,43\pm 0,02$ mm, $h=0,71\pm 0,03$ mm et $h=0,95\pm 0,03$ mm. La distance radiale r séparant l'axe de la sonde tri-segmentée de l'axe des disques tournants est égale à 30 mm. Dans notre cas d'étude, nous avons utilisés les disques plan-plan séparés d'une hauteur $h = 0,43\pm 0,02$ mm. Pour les mesures électrochimiques, une interface de conversion courant-tension "EDIK" à trois ou six voies, liée à une carte d'acquisition NI PCI 6221 sous l'environnement Windows a été utilisée.

3.2. Principe du rhéomètre plan-plan

Le rhéomètre plan-plan permet d'imposer des fluctuations du taux de cisaillement pariétal (le gradient pariétal de vitesse imposé), de type sinusoïdal :

$$S(t) = S_0(1 + \beta \sin(2\pi f t)) \quad (2-1)$$

avec :

$$S_0(t) = \frac{\Omega(t) r}{h} \quad (2-2)$$

et :

$$\Omega(t) = \frac{2\pi\omega(t)}{60} \quad (2-3)$$

Le nombre de Reynolds pour un écoulement de cisaillement oscillant s'écrit (Wein, 2008) :

$$Re = \frac{2\pi f h^2}{\nu} \quad (2-4)$$

où t est le temps (en s), S_0 est le gradient de vitesse pariétal moyen (s^{-1}), β est l'amplitude des fluctuations, f est la fréquence des fluctuations (Hz), Ω est la vitesse de rotation ($rad.s^{-1}$), ω est la vitesse de rotation en tours par minute (RPM), r est la distance radiale de la sonde

électrochimique par rapport à l'axe de la rotation (m), h est l'épaisseur entre le disque plan tournant et le disque plan fixe.

L'acquisition des différents signaux issus des microélectrodes ou sondes électrochimiques (courant limite de diffusion en A), de la tension de polarisation et de la vitesse de rotation, est grâce à l'interface d'Electro-diffusion EDIK (convertisseur courant-tension) reliée à la carte d'acquisition NI PCI-6221 dans un PC, et sous le logiciel LabVIEW.

3.3. Interface courant-tension EDIK2 et interface Electro-Diffusion

EDWork est un logiciel développé par Wein et al. (2008a) à l'ICPF de l'Académie des Sciences de la République Tchèque à Prague pour l'acquisition, le contrôle et la régulation des processus électrochimiques (Fig. 2.4). Il permet l'acquisition et l'analyse des signaux électrochimiques, provenant du convertisseur courant-tension EDIK via une carte NI PCI6221 (68pin) AD/DA sous l'environnement LabVIEW d'un PC fonctionnant sous Windows.

Actuellement, deux variantes de convertisseur existent ; à savoir EDIK1 et EDIK2. Elles diffèrent l'une de l'autre par le nombre de voies d'acquisition (3 voies pour EDIK1 et 6 voies pour EDIK2) aussi bien dans les codes d'entrée pour choisir la gamme du courant. Le logiciel actuel est commun pour les deux variantes du matériel.

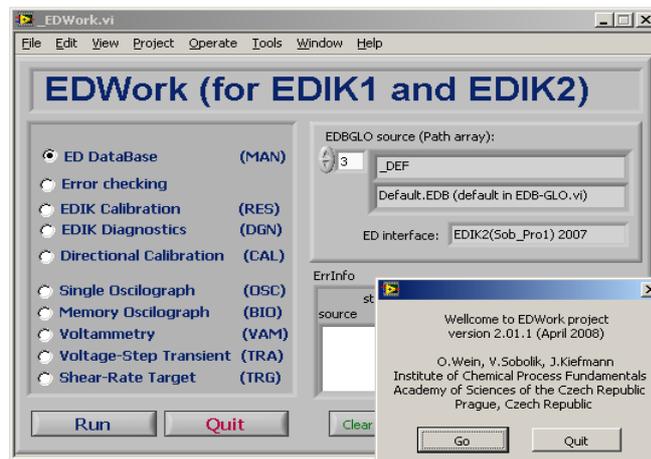


Figure 2.4. Interface du logiciel EDWORK (Wein et al., 2008a)

4. SYSTEME DE COUETTE TAYLOR (SCT)

4.1. Système d'étalonnage et de validation de la méthode inverse (SCT avec $\eta=0,975$)

En plus des mesures associées de PIV et d'électrochimie, le dispositif de Couette-Taylor (SCT) a été également conçu pour s'adapter principalement à l'étalonnage des sondes

électrochimiques et la validation expérimentale de la méthode inverse pour la déterminer du gradient pariétal de vitesse. Le dispositif est constitué de deux cylindres coaxiaux verticaux. Le cylindre intérieur est de rayon $a = 97,5 \text{ mm}$, et le cylindre extérieur est de rayon $b = 100 \text{ mm}$. La largeur de l'entrefer est dans ce cas $d = b - a = 2,5 \text{ mm}$. La hauteur totale utile du système est $L = 450 \text{ mm}$, permettant de donner ainsi un rapport d'aspect $\Gamma = L/d = 180$. Le rapport radial vaut $\eta = a/b = 0,975$. Les extrémités de l'entrefer sont fermées par des parois planes liées au cylindre extérieur qui est maintenu immobile. Ce dernier est fabriqué en plexiglas transparent afin d'assurer une bonne visualisation de l'écoulement par la technique de PIV grâce à 3 faces externes planes. Il est équipé d'une sonde triple (tri-segmentée) et de sondes simples (38 sondes simples circulaires). Ces différentes sondes sont affleurantes à la paroi interne du cylindre extérieur. Les différentes vues des faces planes et cylindriques du cylindre extérieur, avec et sans les couvercles supérieur et inférieur ont été modélisées sous AutoCAD, et présentées sur la figure 2.5.

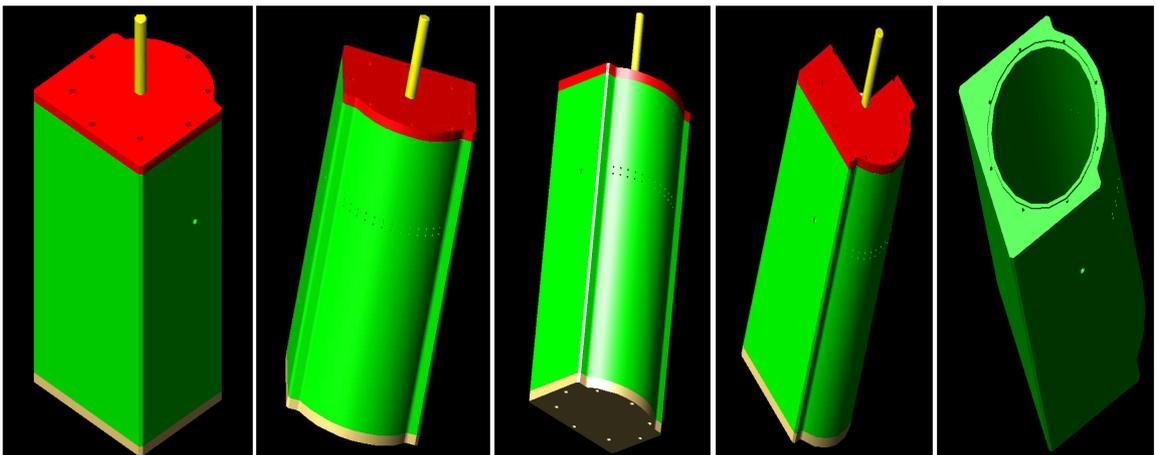


Figure 2.5. Cylindre extérieur transparent et disposition des sondes simples et triple (réalisé sous AutoCAD)

4.2. Dispositif de Couette-Taylor avec un rapport radial $\eta=0,855$

Le même dispositif de Couette-Taylor comporte également un autre cylindre intérieur mobile interchangeable avec le premier. Ce cylindre, réalisé aussi en plexiglas transparent, est de rayon $a = 85,5 \text{ mm}$ (Fig.2.6). La largeur de l'entrefer est $d = b - a = 14,5 \text{ mm}$. Quant à longueur totale utile du système, elle est toujours la même, et est égale à $L = 450 \text{ mm}$. Pour ces dimensions, on obtient un rapport d'aspect $\Gamma = L/d = 30,03$, et un rapport radial qui vaut $\eta = a/b = 0,855$. Le dispositif expérimental est destiné à l'étude de l'hydrodynamique des écoulements de Couette-Taylor. Cette étude, utilisant les techniques de polarographie et de PIV (Vélocimétrie par Images de Particules), s'articule autour de :

- la visualisation de l'écoulement en utilisant le Kalliroscope,

- l'hydrodynamique des écoulements oscillants de Couette-Taylor,
- l'hydrodynamique des écoulements de Couette-Taylor Poiseuille,
- la détermination des instabilités en termes de tailles, nombres, centre des vortex, etc.,
- l'impact des vortex sur le transfert de masse local et le gradient de vitesse pariétal,
- la synchronisation des mesures (champs de vitesse par PIV classique et la PIV rapide et du transfert de masse local /gradient de vitesse pariétal par polarographique en utilisant une sonde triple).

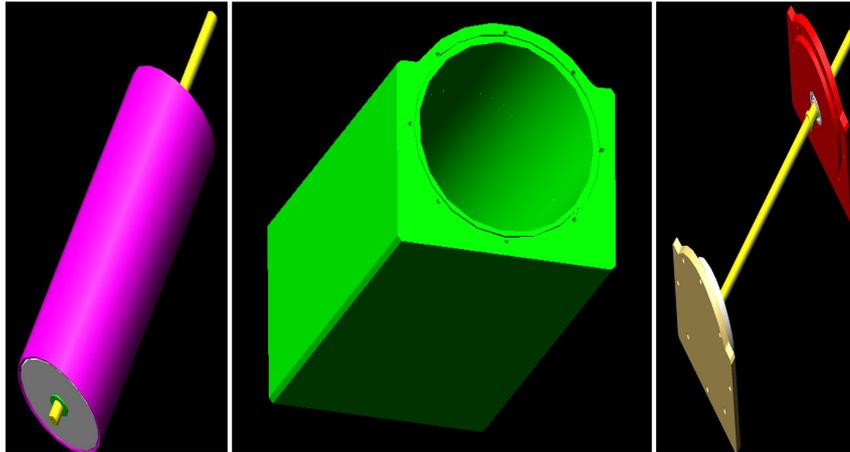


Figure 2.6. Images de synthèse réalisées sous AutoCAD des cylindres intérieur et extérieur avec les couvercles

4.3. Conception et réalisation d'un banc d'essai

Pour la réalisation des mesures expérimentales, plusieurs contraintes ont été prises en considérations pour la réalisation de notre dispositif expérimental. Ces contraintes sont liées aux exigences des techniques de mesures ; à savoir la visualisation de l'écoulement par des particules de Kalliroscope, l'utilisation de la méthode polarographique et l'utilisation de la technique de PIV. Parmi ces exigences, on peut noter :

- la transparence du dispositif pour réaliser des visualisations,
- le dispositif doit supporter la solution électrochimique qui est corrosive pour utiliser la polarographie,
- on doit avoir au moins deux faces planes et transparentes du cylindre extérieur pour réaliser les mesures par PIV dans l'entrefer du système de Couette-Taylor : Une surface plane pour la génération du plan laser et une surface plane pour la prise des images d'acquisition par la caméra CCD.

Les plans de conception de la veine d'essai sont schématisés sur les figures 2.7, 2.8 et 2.9.

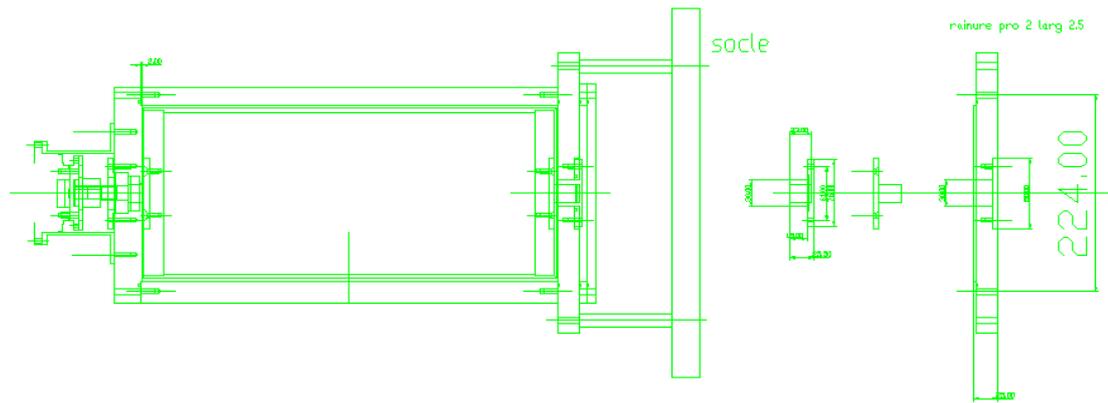


Figure 2.7. Dessin d'ensemble du dispositif de Couette-Taylor en position couchée montrant les deux cylindres coaxiaux verticaux et leurs couvercles

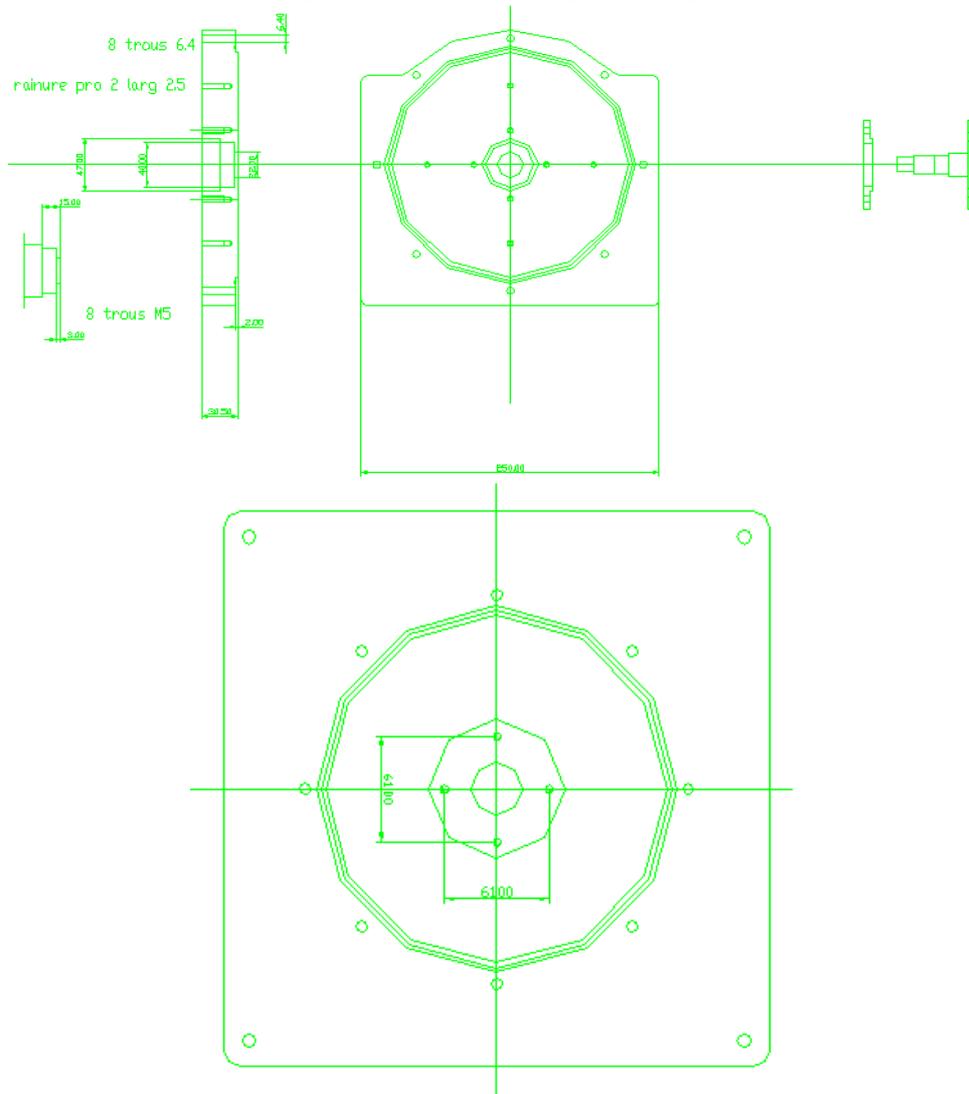


Figure 2.8. Dessin d'ensemble en vue de dessus du dispositif expérimental

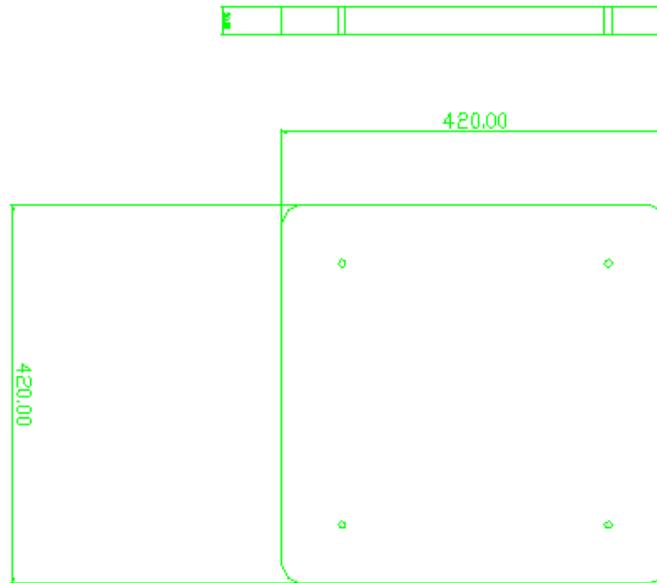


Figure 2.9. Vue de dessous (avec cotation) de la base sur laquelle repose le dispositif expérimental (support de maintien)

Au total, on dispose de 38 sondes électrochimiques simples. Ces dernières sont réparties sur deux rangées horizontales au milieu de la hauteur du dispositif expérimental (26 sondes), et une rangée verticale le long d'une génératrice du cylindre extérieur (12 sondes). Les deux rangées horizontales et parallèles de sondes sont séparées par une distance de 10 mm.

Sur ces rangées, deux sondes voisines sont espacées d'un angle de 7° sur la circonférence de la paroi interne du cylindre extérieur du SCT (Fig.2.10 et Fig.2.11). Les deux rangées horizontales sont espacées d'une distance de 10 mm. Sur la rangée verticale, 7 paires de sondes simples sont implantées. Chaque deux paires sont séparées les unes des autres de 55 mm. Quant à la distance séparant deux sondes d'une même paire, elle est de 10 mm.

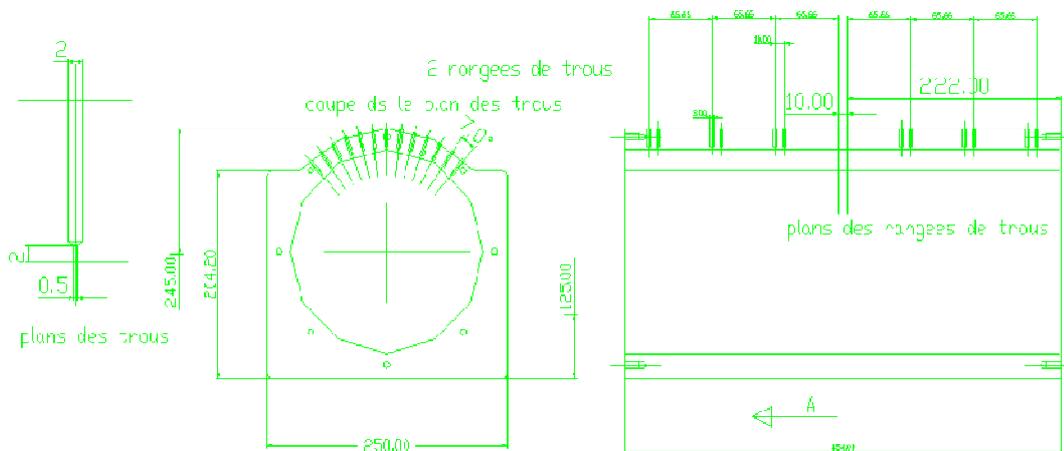


Figure 2.10. Plans des rangées des trous de sondes électrochimiques simples sur la paroi interne du cylindre extérieur du SCT

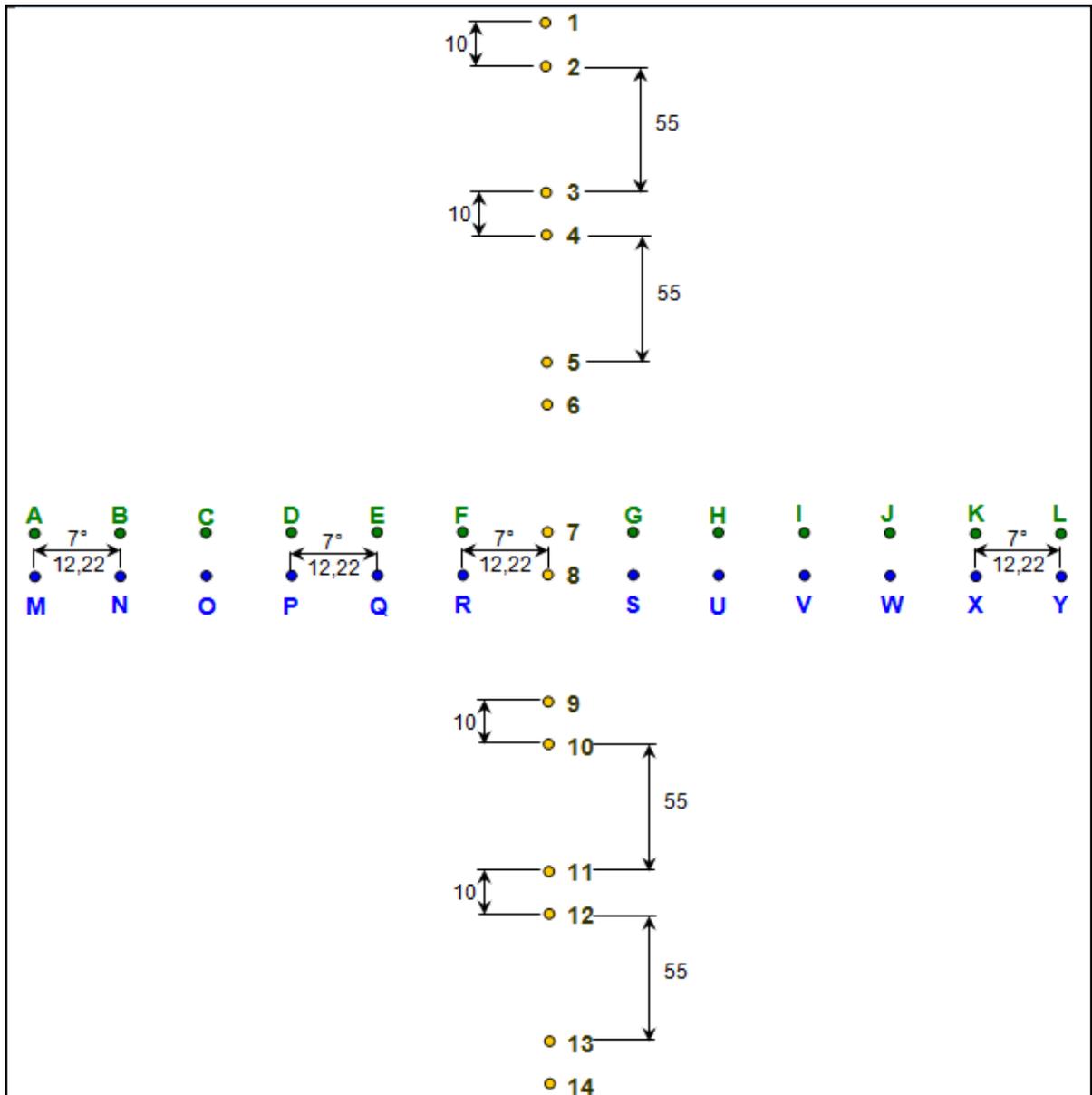


Figure 2.11. Dimensions (en mm) séparant les différentes sondes électrochimiques simples sur la paroi interne du cylindre extérieur du SCT

Les 39 sondes électrochimiques (38 sondes simples et une sonde triple) sont affleurantes à la paroi interne du cylindre extérieur pour capter les signatures pariétales des vortex dans leur écoulement. Les opérations de collage et de fixation des sondes simples est relativement difficile à cause de la géométrie courbée de l'intérieur du cylindrique externe du dispositif expérimental.

Les deux sondes triples utilisées ont chacune un diamètre de $0,5 \text{ mm}$. Elles étaient mises au point et fabriquées par le Professeur Sobolik à L'université de la Rochelle et l'ICPF à Prague. La technique de fabrication est détaillée dans Sobolik et al. (1987). Sur une des parois planes et latérales du cylindre extérieur, se trouve la position de la sonde triple. Elle se situe sur le plan médian réparant les deux rangées horizontales de sondes simples (Fig.2.12). Sa mise en place et son démontage du dispositif expérimental sont relativement faciles.

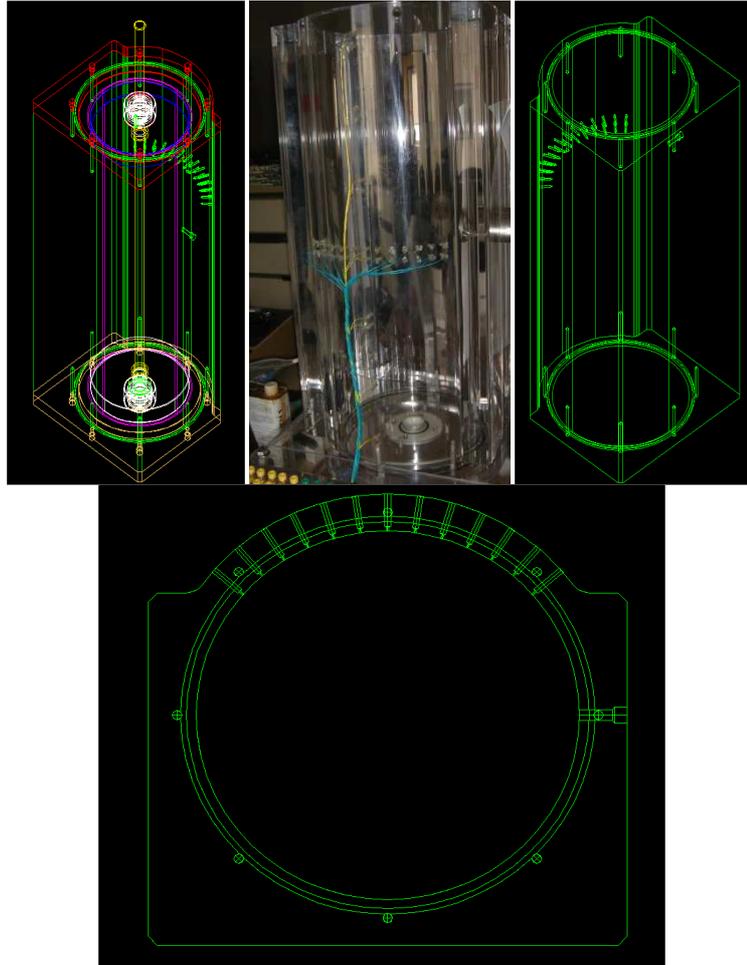


Figure 2.12. Emplacement des sondes sur la paroi interne du cylindre extérieur du SCT

L'installation expérimentale globale (Fig.2.13) est constituée de la veine d'essais (système de Couette-Taylor), d'un moteur de type α -Step (commercialisé par la société *Omeron*), d'un bac d'alimentation en liquide, d'un variateur de vitesse et d'un débitmètre. Le moteur α -Step permet d'imposer au cylindre intérieur mobile une vitesse maximale de 120 tr/mn. Ce moteur est alimenté par un générateur de signaux. Ce dernier permet d'imposer plusieurs types de mouvements (continus, sinusoïdaux, carrés, en dents de scie, rampes, aléatoires, etc.) au cylindre intérieur via le moteur.

A ce dispositif expérimental, est associée une pompe de recirculation permettant d'assurer un débit d'écoulement axial maximal de 7 l/mn dans l'entrefer.

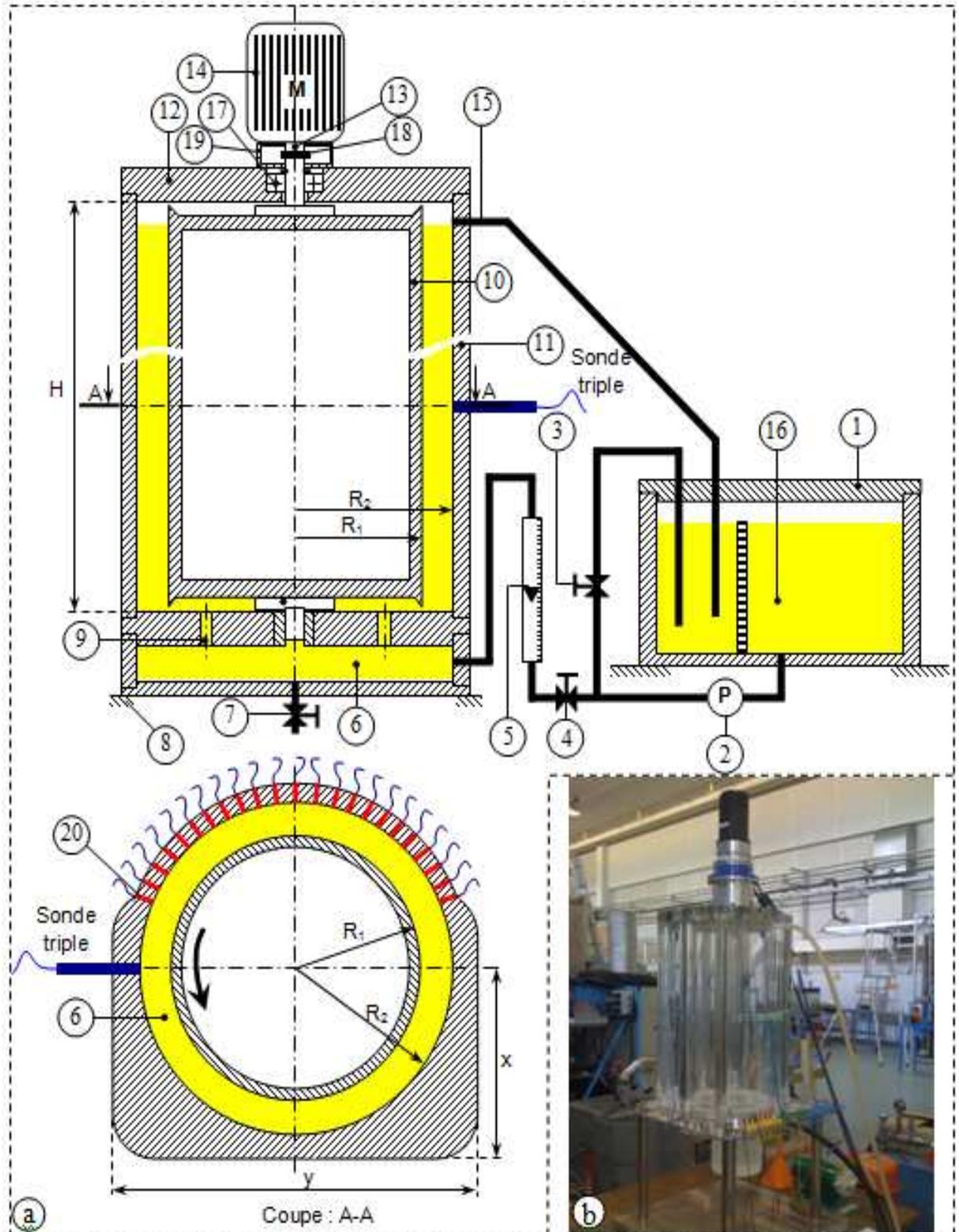


Figure 2.13. Installation expérimentale complète du système de Couette-Taylor

a) Vue schématique du système de Couette-Taylor équipé des sondes simples et triples : 1 Réservoir de stockage ; 2 Pompe ; 3 By-pass ; 4 Vanne de réglage du débit d'écoulement axial ; 5 Débitmètre ; 6 Réservoir d'alimentation du CT ; 7 Vanne de vidange ; 8 Support ; 9 Trous d'approvisionnement pour le remplissage homogène de l'entrefer (8 trous) ; 10 Cylindre intérieur de CT ; 11 Cylindre extérieur de CT ; 12 Flasque permettant d'éviter d'avoir à effectuer l'étanchéité ; 13 Arbre du moteur ; 14 Moteur électrique ; 15 Tuyau de retour de l'écoulement ; 16 Bac de stockage ; 17 Accouplement élastique ; 18 Disque de protection ; 19 Flasque ; 20 Sondes circulaires

b) Photographie de l'installation de CT

5. TECHNIQUES DE MESURES

Trois techniques de mesures sont utilisées pour réaliser notre étude : la visualisation de l'écoulement par Kalliroscope, la polarographie et la technique de Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) classique et rapide. Ces deux dernières techniques (PIV – électrochimie) ont été aussi synchronisées. Dans ce qui suit, nous présenterons une synthèse descriptive de ces trois techniques de mesures, et on déterminera les différentes propriétés de la solution polarographique caractéristiques ainsi qu'une qualification du dispositif expérimental.

5.1. Visualisation de l'écoulement par Kalliroscope

Le Kalliroscope est généralement utilisé pour visualiser les écoulements. Ce produit est une suspension formée de paillettes de formes ellipsoïdales réfléchissantes, de dimensions $30 \times 6 \times 0,07 \mu m$ (Matisse et Gorman, 1984 ; Abcha, 2007) et de masse volumique $1,62 \text{ g/cm}^3$. Il possède une anisotropie bidimensionnelle. Les particules de Kalliroscope dispersées dans la solution (1% à 2% environ) ont un fort indice de réfraction égal à 1,85 qui les rend facilement visibles, même dans les solutions fortement diluées (inférieures à 0,1%). Les paillettes s'alignent dans la direction des lignes de courant révélant ainsi la structure de l'écoulement. L'écoulement est visible si la particule a le temps de s'orienter convenablement. Des simulations numériques effectuées par Gauthier et al. (1998) ont montré que des particules de kalliroscope (ou d'iriodin) peuvent être liées à la composante radiale de la vitesse. Toutefois, leur constatation n'est pas illustrée expérimentalement par aucune composante de mesures. Abcha (2007) a réalisé des visualisations par kalliroscope dans un système de Couette-Taylor de rapport radial 0,802 et dont le cylindre intérieur est en rotation et le cylindre extérieur est maintenu fixe pour les régimes TVF, TWF et MWVF. Il a comparé des champs de vitesse obtenus par PIV aux profils d'intensité de la lumière réfléchi par les particules anisotropes de kalliroscope. Il a constaté que les particules donnent des informations sur la composante radiale de la vitesse. Ceci contredit le travail de Svas (1985) qui stipule que les particules réfléchissantes donnent des informations sur le taux de cisaillement. En effet, Abcha (2007) a montré que les particules réfléchissantes s'alignent avec les lignes de courant et par conséquent elles sont liées à la composante de vitesse qui soutient ces alignements. La faible concentration en paillettes évite d'affecter l'écoulement. Pour une concentration de 2% ou moins en Kalliroscope, l'effet des particules sur la vitesse des ondes dans l'écoulement de vortex dans un système de Couette-Taylor est inférieur à 0,1% (Matisse et Gorman, 1984).

5.2. La méthode polarographique

Nous sommes intéressés dans cette partie du chapitre au calibrage des sondes multi-segmentées utilisées (simples, doubles et triples) et au contrôle de leurs dynamiques ; ce qui permet d'étudier principalement :

- la réponse en fréquence des sondes électrochimiques simples, doubles et triples,
- l'effet des frontières isolantes des sondes doubles et triples sur leurs réponses dynamiques,
- l'effet de la diffusion,
- l'effet de la fréquence d'oscillation et de l'amplitude d'oscillation,
- l'effet de la direction de l'écoulement.

Les photos illustrées par la figure 2.14, représentent les sondes simples (2.14a) et la sonde tri-segmentée (Fig. 2.14b et 2.14c).

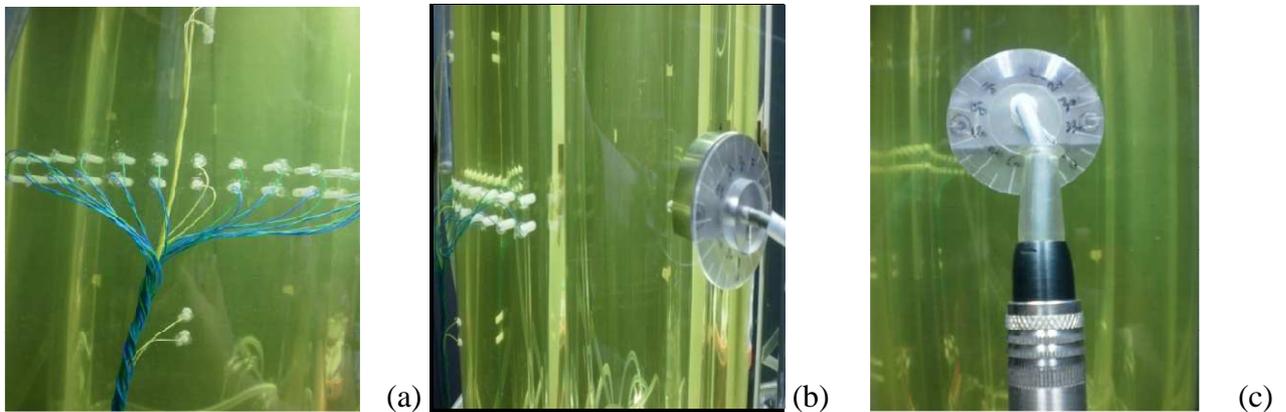


Figure 2.14. Photo des ranges de sondes simples sur (a) et (b), et photo de la sonde tri-segmentée (b) et (c)

5.2.1. Microphotographie des sondes électrochimiques simples, doubles et triples

La figure 2.15 ci-dessous représente une schématisation et une microphotographie réelle de l'une des sondes simples utilisées. Cette sonde possède les caractéristiques géométriques qui sont regroupées dans le tableau ci-dessous (Tab.1). Dans ce tableau, on compare également les caractéristiques géométriques de la sonde utilisée avec celles d'une sonde simple idéale.

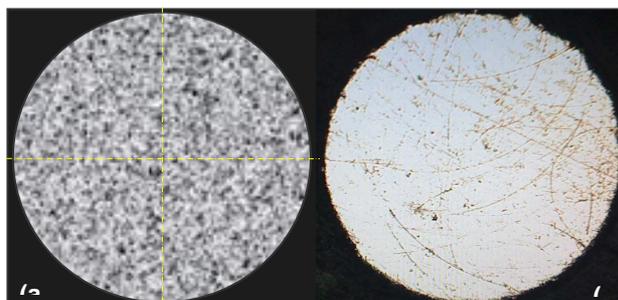


Figure 2.15. Microphotographie de la sonde simple utilisée : (a) : sonde simple idéale, (b) : sonde simple

Tableau 1. Caractéristiques géométriques de la sonde simple utilisée

Type de la sonde simple	Idéale	Réelle
Aire de la sonde simple (mm ²)	0,19635	0,193367
Périmètre de la sonde simple (mm)	1,570796	1,832762

La figure 2.16 représente schématiquement une sonde polarographique double que nous avons utilisés. La microphotographie de cette sonde double est présentée sur la figure 2.17.

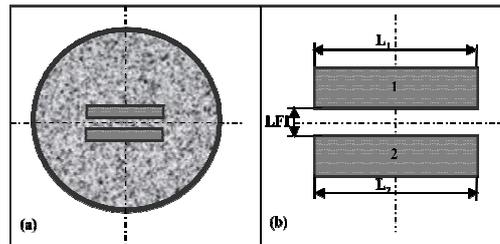


Figure 2.16. Sonde double composée de deux segments rectangulaires séparés par une frontière isolante : a) Vue globale de la sonde double idéale ; b) Vue des deux segments séparés par la frontière isolante

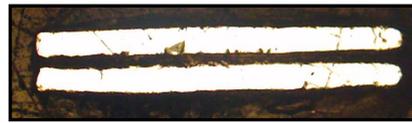


Figure 2.17. Microphotographie de la sonde double utilisée

Tableau 2. Caractéristiques géométriques de la sonde double utilisée

N° de segment de la sonde double	Segment n° 1	Segment n° 2
Aire du segment (mm ²)	0,0421	0,0422
La largeur du segment (mm)	0,0507	0,0496

Il est à noter que la longueur de la frontière isolante entre les deux segments de cette sonde double est $L_{FI} = 0,0271\text{mm}$.

Une des sondes triples utilisées est présentée par la figure 2.18. Sur cette dernière, Fig.2.18a représente une sonde triple selon le concept d'une sonde triple idéale. Ce concept se base sur l'hypothèse d'un contour des secteurs parfaitement circulaire et des épaisseurs des frontières isolantes négligeables. La figure 2.18b montre les frontières de la sonde triple utilisée. Elles sont obtenues expérimentalement en exploitant la micrographie de cette sonde tri-segmentée sur le l'interface d'EDIK sous LabView. Pratiquement, on fait tourner la sonde à plusieurs reprises, et on montre qu'une sonde réelle ne possède quasiment pas un contour circulaire. Ce résultats montrent également que l'interface EDIK, sous le logiciel LabView, nous permet de réaliser, traiter et analyser toutes les mesures quelque soit l'angle d'écoulement. La microphotographie de la sonde triple utilisée est représentée sur la figure 2.19. Elle montre que le secteur de la sonde présente des rugosités et que les frontières isolantes ne sont pas parfaitement lisses. Ce facteur influe alors sur les résultats de mesures électrochimiques par comparaison avec le cas d'une sonde idéale (théorie de la sonde triple).

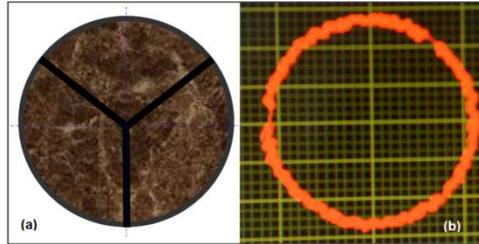


Figure 2.18. Vue d'ensemble d'une sonde triple : (a) idéale ; (b) les frontières d'une sonde triple réelle

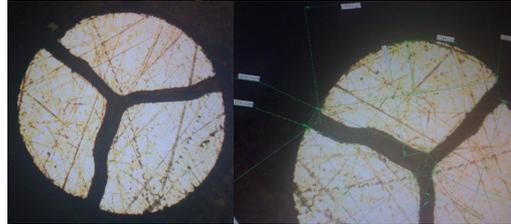


Figure 2.19. Microphotographie de la sonde triple utilisée

Les aires des trois segments et des frontières isolantes de la sonde triple sont indiquées dans le tableau 3. Cette sonde triple est de diamètre égal à 0,5 mm.

Tableau 3. Caractéristiques géométriques de la sonde triple utilisée

N° de segment dans la sonde triple	Segment n° 1	Segment n° 2	Segment n° 3
Aire du segment (mm ²)	0,0684	0,0733	0,0759
Longueur de la frontière isolante (mm)	0,0384	0,0395	0,0388

5.2.2. Choix des réactifs

Trois solutions électrochimiques ont été utilisées dans notre étude. Ces dernières sont en ferri-ferrocyanure de potassium avec une concentration de l'ion actif de 25 mol/m³ :

- Cette solution estensemencée par des paillettes de kalliroscope à 2%. Elle a été utilisée pour réaliser la visualisation des insatiabilités en écoulements de Couette-Taylor où :
 - le cylindre intérieur tourne à une vitesse de rotation constante et le cylindre extérieur est fixe,
 - le cylindre intérieur tourne à une vitesse de rotation progressive, suivie d'une chute brusque et le cylindre extérieur est fixe. Ce type d'écoulement est caractérisé par une perturbation progressive, permettant ainsi de visualiser les apparitions et les disparitions des instabilités progressives.
 - le cylindre intérieur est oscillant et le cylindre extérieur est fixe (écoulement sinusoïdal),
 - le cylindre intérieur tourne à une vitesse de rotation constante et le cylindre extérieur est fixe, avec un débit axial assuré par la pompe (écoulements de Couette-Taylor-Poiseuille).

- Cette solution est composée de 40% de glycérine et 60% d'eau. Elle a été utilisée pour réaliser l'étude par polarographie des réponses en fréquences des sondes électrochimiques simples et triples pour les écoulements cités dans le paragraphe précédent.
- Cette solution a été utilisée pour réaliser l'étude par polarographie (ou électrochimie), l'étude par PIV, et l'étude synchronisée PIV classique-polarographie et/ou PIV rapide-polarographie.

5.2.3. Choix de l'électrolyte indifférent (l'inerte)

Le choix de l'électrolyte inerte indifférent est primordial pour limiter les courants parasites. Nous avons utilisé comme électrolyte inerte le sulfate de potassium K_2SO_4 à :

- une concentration de 200 mol/m^3 avec la solution de ferri-ferrocyanure de potassium qui est de concentration 25 mol/m^3 . Cette solution a étéensemencée par des paillettes de Kalliroscope à 2%.
- une concentration de 130 mol/m^3 avec la solution de ferri-ferrocyanure de potassium de concentration 25 mol/m^3 avec 40% de glycérine.
- une concentration de 200 mol/m^3 avec la solution de ferri-ferrocyanure de potassium de concentration 25 mol/m^3 .

Toutes ces solutions ont été bien agitées sur une durée de plus de 24h pour assurer la bonne dissolution des réactifs en vue de l'obtention des solutions très homogènes.

5.2.4. Détermination des propriétés physico-chimiques de la solution

La détermination des paramètres de contrôle de l'écoulement de Couette-Taylor, en particulier le nombre de Reynolds et le nombre de Taylor, et la détermination du coefficient de diffusion de la solution électrochimique utilisée pour l'obtention du transfert de masse nécessitent la connaissance des propriétés physico-chimiques des solutions utilisées.

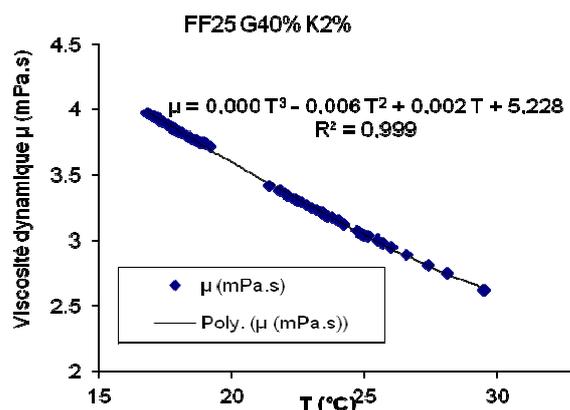


Figure 2.20. Évolution de la viscosité de la solution utilisée (FF25G40%, Kalliroscope 2%) en fonction de la température

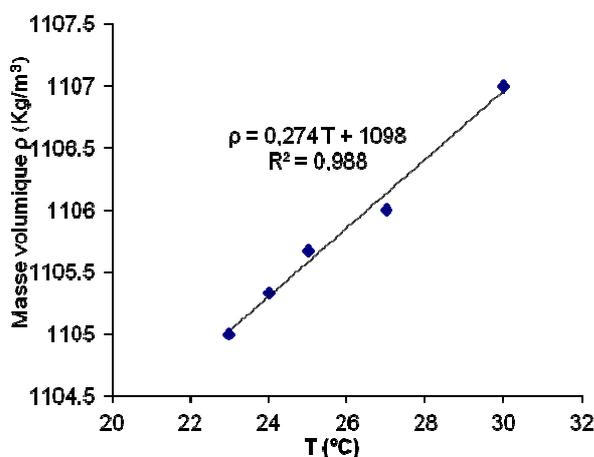


Figure 2.21. Évolution de la masse volumique de la solution utilisée (FF25K2SO4G40%, Kalliroscope 2%) en fonction de la température

Les figures 2.20 et 2.21 représentent respectivement les évolutions en fonction de la température, de la viscosité et de la masse volumique de la solution électrochimiques de ferri-ferrocyanure de potassium à concentration molaire 25 mol/m^3 , de glycérine à 40% et de Kalliroscope à 2%. Le support inerte est le sulfate de potassium K_2SO_4 dosé à la concentration de 130 mol/m^3 .

5.2.5. Choix de la tension de polarisation

La méthode polarographique nécessite la détermination des polarogrammes $I = f(U_p)$, où U_p est la tension de polarisation. L'objectif est de localiser le palier correspondant au courant limite de diffusion atteint lorsque la concentration du réactif est nulle à la surface de la sonde. Dans ces conditions expérimentales, la réponse en fréquence des sondes est meilleure du côté du palier ferricyanure et le polarogramme relatif au transfert global est plus satisfaisant (M. Lebouche and G. Cognet, 1967). La tension de polarisation est donc choisie à partir du polarogramme $I = f(U_p)$, dans la plage où le courant limite de diffusion reste constant (Fig.2.22).

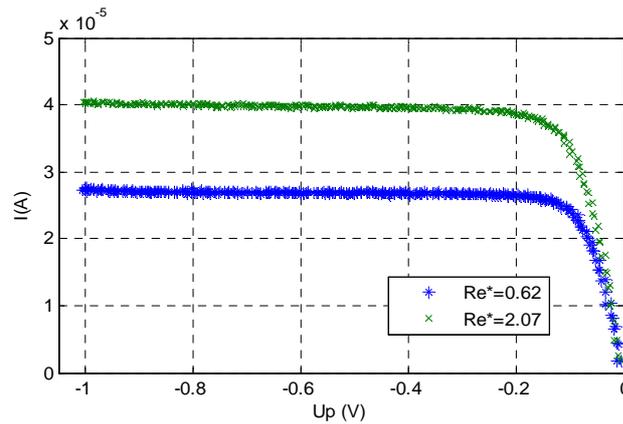


Figure 2.22. Polarogrammes du courant de diffusion délivré par une sonde simple en fonction de la tension de polarisation U_p pour différents nombres de Reynolds

Nous présentons des exemples d'évolution d'intensités de courants de courant limite de diffusion délivrés par une sonde simple, une sonde double (les deux courants) et une sonde triple (les 3 courants) pour différents nombres de Reynolds respectivement dans les figures 2.23 et 2.24. La tension de polarisation est choisie dans le palier où le courant limite de diffusion reste quasiment stable. Cette tension a été choisie égale à $U_p = -0,8$ V.

La sonde double est constituée de deux segments séparée par une frontière isolante. En tenant compte de l'approximation de la couche de diffusion (CD), le courant (le flux de transfert de masse) délivré par le segment en amont n'est pas affecté par le processus en aval de ce segment. Alors que le courant limite de diffusion du segment en aval est inférieur en comparant au courant limite de diffusion délivré par une sonde simple de même dimensions que ce segment (Wein, 2006). D'après le polarogramme (Fig.2.23), on déduit que, dans ce cas d'étude présentée, le segment n°2 est en aval car l'intensité du courant délivrée par ce segment est inférieure à celui délivrée par le segment n°1.

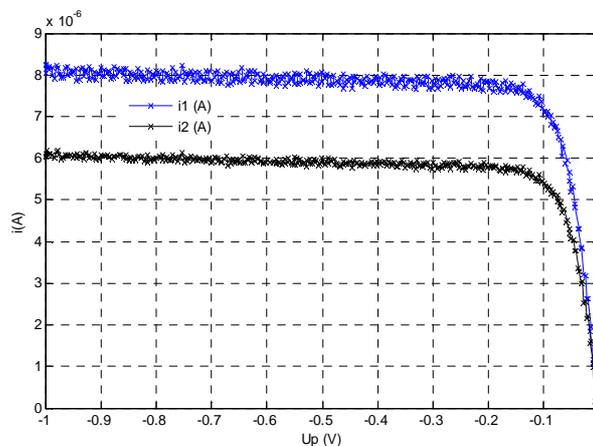


Figure 2. 23. Polarogrammes des courants limites de diffusion délivrés par une sonde double en fonction de la tension de polarisation U_p et pour un nombre de Reynolds $Re^* = 0,62$

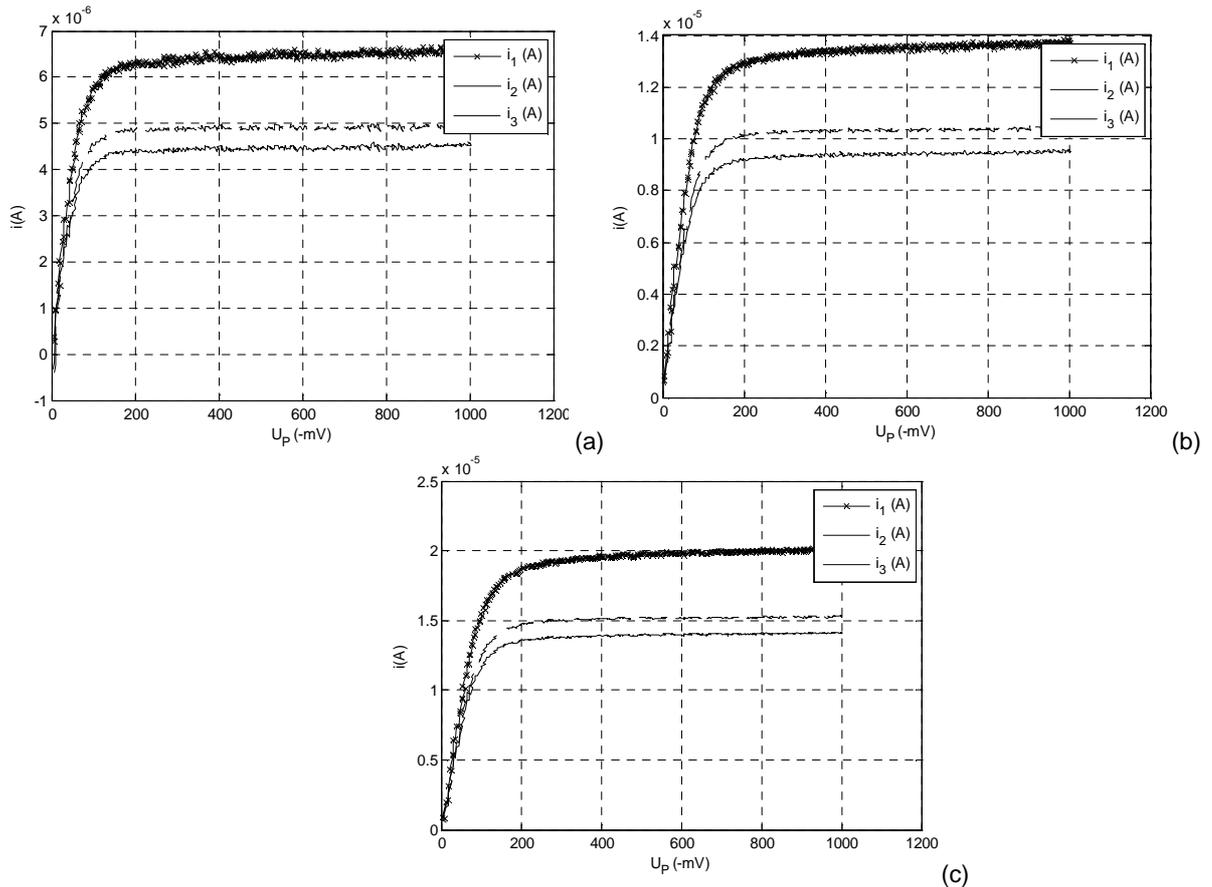


Figure 2. 24. Polarogrammes des courants limites de diffusion délivrés par une sonde triple en fonction de la tension de polarisation U_p et pour différents nombres de Reynolds : a) $Re^* = 0,06$; b) $Re^* = 0,62$; c) $Re^* = 2,07$

5.2.6. Détermination du coefficient de diffusion moléculaire

La détermination du coefficient de diffusion moléculaire de l'espèce active en solution (dans notre cas, ion ferricyanure $Fe(CN)_6^{2-}$) est basée sur la mesure du courant limite de diffusion créé suite à la polarisation de l'électrode de mesure. En utilisant un dispositif expérimental d'électrode tournante, on peut déterminer le coefficient de Diffusion D , grâce à la mesure du courant limite de diffusion. Ce courant, dans le cas d'un écoulement permanent d'un liquide Newtonien, vérifie la relation suivante (Levich, 1962) :

$$I = 0,62.n.F.A_{el}.C_1.v^{-1/6}.D^{2/3}.\omega^{1/2} = \alpha_{el}.\omega^{1/2} \quad (2-5)$$

En traçant la courbe $I = f(\omega^{1/2})$ en régime stationnaire, on remonte à la détermination du coefficient α_{el} et par la suite, on détermine le coefficient de diffusion moléculaire D à partir de la relation :

$$D = \left[\frac{\alpha_{el} \cdot \nu^{1/6}}{0,155 \cdot n \cdot F \cdot A_{el} \cdot C_1} \right]^3 \tag{2-6}$$

Le transfert de matière sur la surface de l'électrode, dans ce cas, s'écrit sous forme adimensionnelle ainsi :

$$Sh = 0,621 \cdot Re^{1/2} \cdot Sc^{1/3} \tag{2-7}$$

avec :

$$Sh = \frac{K_m \cdot R_d}{D}, \quad Re = \frac{\omega \cdot R_d^2}{\nu}, \quad Sc = \frac{\nu}{D} \quad \text{et } K_m \text{ est le coefficient de transfert de masse sur l'électrode.}$$

Nous présentons dans la figure 2.25, un exemple de variation de l'intensité du courant $I = f(\omega^{1/2})$ pour l'une des sondes simples de notre dispositif expérimental (sonde n° 12).

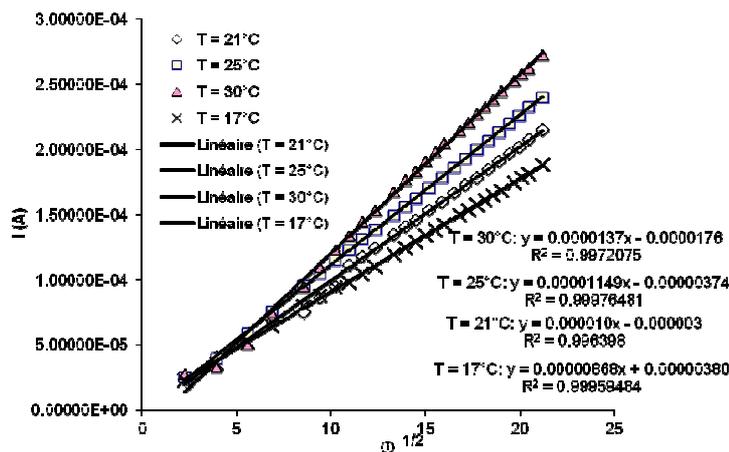


Figure 2.25. Détermination expérimentale de α_{el}

En déterminant le coefficient α_{el} , on a pu déterminer le coefficient de diffusion moléculaire D pour des différentes températures (Fig.2.26).

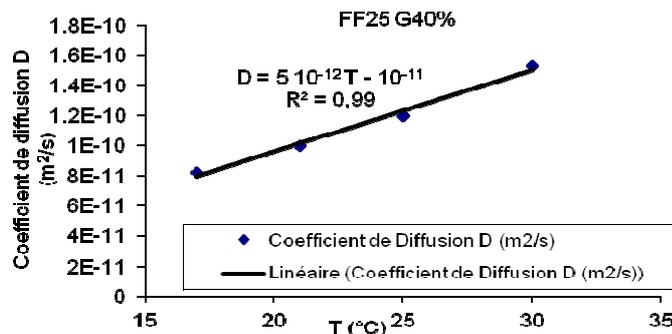


Figure 2.26. Évolution du coefficient de diffusion en fonction de la température

5.2.7. Détermination de la surface active des sondes électrochimiques

Lors de la conception du dispositif expérimental Couette-Taylor, et plus précisément, lors des opérations de collage et de polissage des sondes électrochimiques sur la surface intérieure du cylindre extérieur, une modification de la géométrie des sondes a été remarquée. En effet, des photographies de ces sondes ont montré l'existence de rugosités sur la surface de la sonde. Ainsi, la surface active de chaque sonde est donc différente de celle déduite à partir de la section du fil de platine utilisé donnée par le fabricant.

La méthode de détermination de la surface active d'une sonde électrochimique ou la méthode d'étalonnage consiste à soumettre cette dernière à une polarisation imposée et instantanée de type échelon. Par la suite, on relève la réponse temporelle de cette électrode à étalonner (Sobolik et al., 1998). Cette méthode est connue sous le nom de « la méthode de l'asymptote de Cottrell » ou la méthode du saut de potentiel.

L'équation de Cottrell (du nom de l'américain Frederick Gardner Cottrell) concerne les techniques d'électrochimie transitoire. Elle montre que lorsqu'un saut de potentiel est imposé à une électrode, le courant électrique décroît selon l'inverse de la racine carrée du temps. Dans le cas d'une réaction d'oxydo-réduction, de type $\text{Red} \rightarrow \text{Ox} + n \text{ e}^-$, l'équation de Cottrell s'écrit :

$$I(t) = n.C_0.F.A.\left(\frac{D}{\pi.t}\right)^{1/2} = \alpha_s.t^{-1/2} \quad (2-8)$$

où I est l'intensité (en A), t le temps (en s), n : le nombre d'électrons mis en jeu lors de la réaction chimique (1 électron), F le nombre de Faraday ($F=96485 \text{ C.mol}^{-1}$), A la surface de l'électrode (en m^2), C_0 la concentration de l'espèce active (en mol m^{-3}) et D le coefficient de diffusion moléculaire (en $\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$).

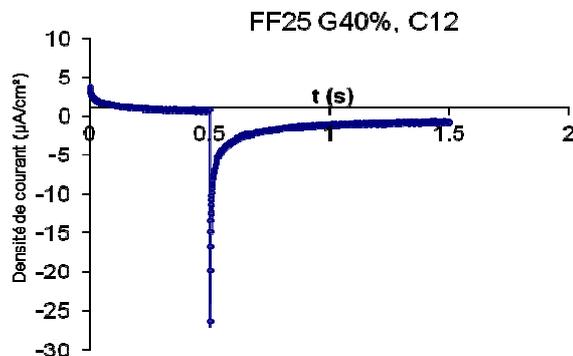


Figure 2.27. Réponse d'une sonde électrochimique à un échelon de tension

L'asymptote de Cottrell est indépendante de l'hydrodynamique de l'écoulement. Il est donc possible d'étalonner la sonde en présence d'un écoulement en régime permanent ou en régime transitoire. Nous présentons sur la figure 2.27 un exemple de réponse d'une sonde électrochimique à un échelon de tension. L'asymptote de Cottrell correspondante est présentée sur la figure 2.28.

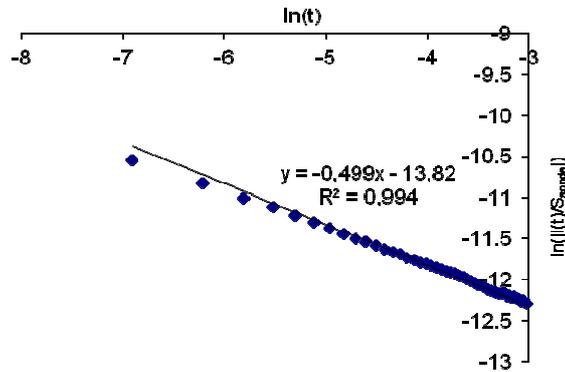


Figure 2.28. Asymptote de Cottrell

En déterminant l'évolution du courant limite de diffusion en fonction du temps, et en traçant l'asymptote de Cottrell, nous pouvons remonter à la détermination des surfaces actives des différentes sondes électrochimiques en utilisant l'équation (2-8). Le plan de positionnement des différentes sondes simples utilisées sur le cylindre extérieur fixe est présenté sur la figure 2.29. Les diamètres actifs des sondes électrochimiques ainsi déterminés selon la méthode de l'asymptote de Cottrell sont regroupés dans tableau 4.

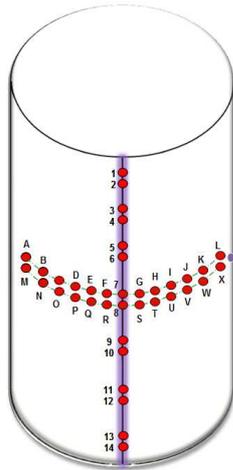


Figure 2.29. Schéma de disposition des sondes électrochimiques 1 à 14 de A à X

1	0,230	A	0,24	O	0,255
2	0,230	B	0,186	P	0,269
3	0,231	C	0,21	Q	0,245
4	0,232	D	0,269	R	0,245
5	0,246	E	0,267	S	0,25
6	0,178	F	0,256	T	0,257
7	0,265	G	0,256	U	0,257
8	0,254	H	0,231	V	0,243
9	0,251	I	0,267	W	0,245
10	0,256	J	0,319	X	0,246
11	0,276	K	0,269		
12	0,273	L	0,246		
13	0,276	M	0,249		
14	0,271	N	0,253		

5.3. Technique laser : Vélocimétrie par Image de Particules PIV

5.3.1. Historique

La Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) est apparue au début des années 80. Elle a fait l'objet de développements considérables en termes d'amélioration de la technique et des post-traitements, surtout depuis 1990. Les principales améliorations apportées à cette technique concernent surtout la caractérisation d'écoulements turbulents instationnaires, et récemment le filtrage des mesures et la reconstitution des champs de vitesse instantanés en cherchant à extraire les modes les plus énergétiques contenus dans l'écoulement grâce à la POD (Rehimi et al., 2008). Contrairement aux méthodes usuelles de mesures de vitesses de fluides (tube de Pitot, anémométrie à fil ou film chaud ou LDA), la PIV offre pour une mesure non intrusive de toute une carte de vitesse instantanée permettant ainsi la détection simultanée des grandes et petites échelles d'un écoulement. Grâce à la PIV, on arrive à calculer les champs de vorticités instantanés au lieu d'une antérieure sur la « pseudo-vorticités ».

5.3.2. Principe de la technique de PIV

Le principe général de la PIV consiste à enregistrer des images de particules (traceurs) à des instants successifs (Fig.2.30). La comparaison de deux images successives permet de remonter localement au déplacement de chaque particule fluide, et ainsi d'accéder au champ de vitesse à un instant donné. En écoulement bidimensionnel, on illumine le plan de mesure à l'aide d'une nappe Laser. En plaçant une caméra CCD perpendiculairement au plan de mesure illuminé, on estime convenablement le champ de déplacement moyen $\Delta\vec{X}(x, y, t)$ des particules sur des zones d'interrogations, et ce pendant une durée Δt . Le champ de vitesse des particules, qui est généralement confondu avec celui du fluide, est défini par :

$$\vec{U}(x, y, t) = \frac{\Delta\vec{X}(x, y, t)}{\Delta t} \quad (2-9)$$

Le calcul de la vitesse est effectué en utilisant la méthode de corrélation adaptative. Cette méthode calcule un champ de vitesse initial sur une fenêtre d'interrogation de 32x32 pixels. Une évaluation de la déformation de l'image est alors possible ; ce qui permet de calculer avec plus de précision la vitesse de l'écoulement jusqu'à une fenêtre de 8x8 pixels ; voire moins.

La fréquence d'acquisition des champs de vitesse est $f_a = 15\text{Hz}$. Le théorème de Nyquist-Shannon (nommé d'après Harry Nyquist et Claude Shannon) énonce que la fréquence

d'échantillonnage d'un signal doit être égale ou supérieure au double de la fréquence maximale contenue dans ce signal, afin de convertir convenablement ce signal d'une forme analogique à une forme numérique. Ce théorème est à la base de la conversion numérique des signaux. En se basant sur ce théorème, on capte alors les informations dont la fréquence ne dépasse pas environ $7,5 \text{ Hz}$.

La technique de PIV nécessite quatre étapes distinctes :

- un bon ensemencement de l'écoulement,
- un plan laser d'épaisseur fine,
- l'acquisition des images brutes prises par une caméra CCD,
- les post-traitements des paires d'images acquises sont effectués sur le logiciel Davis de la Vision, puis en utilisant des algorithmes spécialement développés pour cette étude sous Matlab ®.

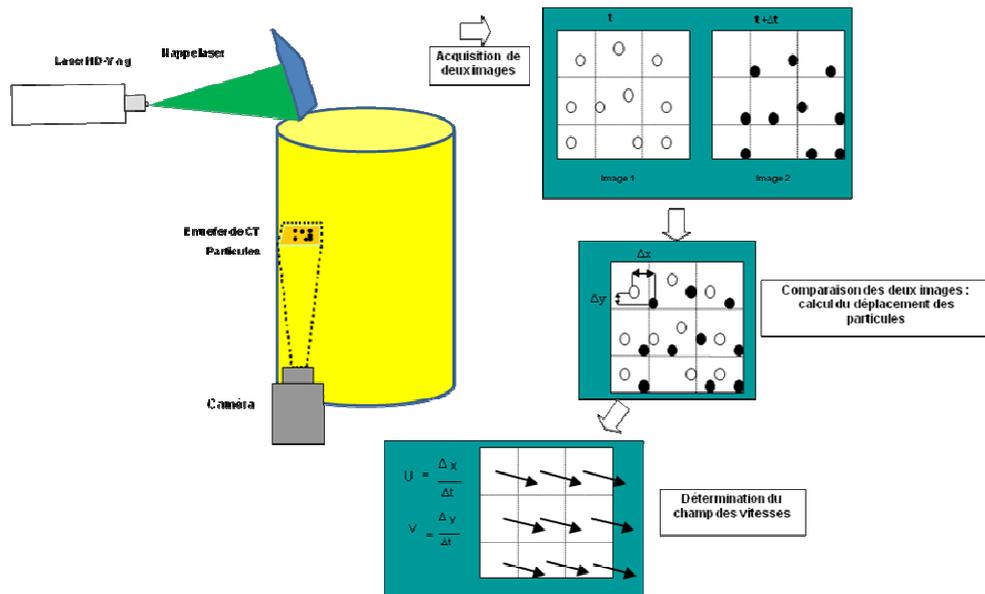


Figure 2.30. Principe de mesure par la technique de PIV

5.3.3. Ensemencement de l'écoulement

Il existe plusieurs types de traceurs tels que de la glycérine, de l'oxyde d'aluminium pour un écoulement d'air et des poudres de polyamide ou d'aluminium, des bulles pour un écoulement diphasique gaz liquide (F. Durst et al., 1981 ; Van de Hulst, 1981 ; Aloui et Madani, 2007 et 2008). Le choix d'un traceur dépend essentiellement du fluide et de la nature de l'écoulement étudié. Les particules d'ensemencement doivent être homogènes de point de vue taille et répartition dans l'écoulement. La mesure de la vitesse des particules d'ensemencement permet

d'accéder à la vitesse de l'écoulement du fluide. Or, pour estimer la vitesse de ces particules, il faut avoir une bonne diffusion de la lumière qui dépend de plusieurs paramètres, comme l'indice de réfraction du milieu fluide avec les particules, de la taille des particules et de leurs orientations. Pour augmenter la diffusion de la lumière, on peut augmenter la taille des particules. Sauf que cette opération induit des temps de relaxation (des particules) plus importants ; ce qui donne aux particules un caractère moins traceur. En effet, une diminution du diamètre des particules permet de diminuer le temps de relaxation, et donc d'augmenter la traçabilité des particules. Cette déduction a été vérifiée expérimentalement en réalisant des mesures par PIV en utilisant à chaque fois des particules d'ensemencement de tailles différentes. Dans la pratique, on joue plutôt sur l'intensité de la lumière provenant de la source laser pour l'augmentation de la quantité de lumière diffusée. La propriété la plus importante pour les particules d'ensemencement utilisées en PIV reste inévitablement la traçabilité. Celle-ci consiste à l'aptitude des particules à suivre le mouvement du fluide sans perturbation de l'écoulement ou de ses propriétés.

Sur le dispositif de Couette-Taylor, nous avons utilisé plusieurs traceurs pour limiter les problèmes de réflexions laser sur l'entrefer de 14,5 mm et l'absorbance de la solution électrochimique à une profondeur importante de cet entrefer. L'ensemencement de l'écoulement dans l'entrefer du SCT a été effectuée en utilisant des :

- particules sous forme de microbilles de rhodamine B, PMMA (Fig.2.31a). Leur pouvoir lumineux est très important.
- particules de polyamide (Fig.2.31b) produites par procédé de polymérisation. Les particules ne sont pas exactement sphériques, et elles sont poreuses.
- Des particules sous forme de microbilles de verre (Fig.2.31.c). Elles sont sphériques, non poreuses et à surface lisse.

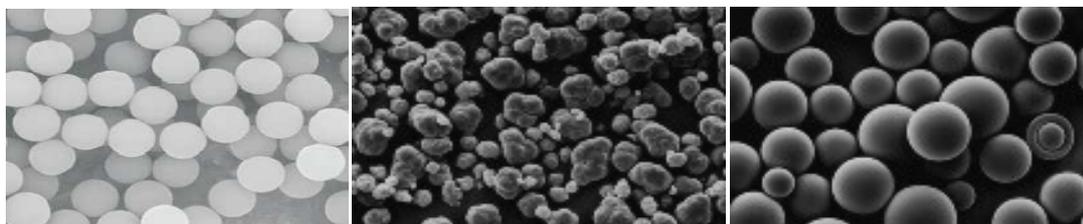
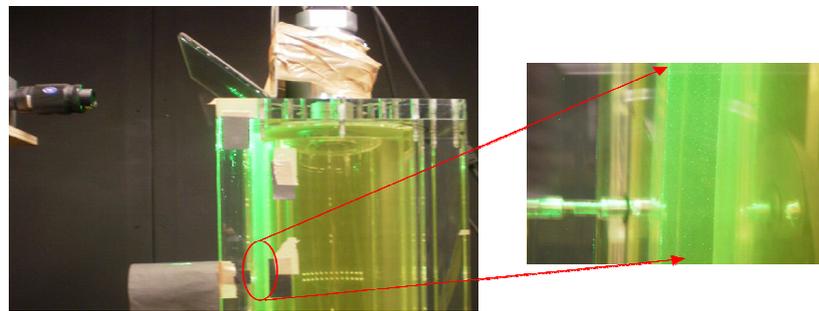


Figure 2.31. Particules d'ensemencement utilisés pour la PIV et la synchronisation PIV-polarographie : a) Particules de rhodamine ; b) particules de polyamide ; c) particules de verre

Tableau 5. Propriétés des particules d'ensemencement utilisées

Propriétés	Taille	Masse volumique	Indice de réfraction
Rhodamine	20 à 50 μm	1,19 g/cm^3	1,48
Polyamide	20 à 50 μm	1,03 g/cm^3	1,50
Verre	10 μm	1,1 g/cm^3	1,52

Une étude comparative de l'effet de la nature des particules d'ensemencement (Fig.2.32) est alors réalisée ; ce qui a servi par la suite à choisir les particules de verre $d_p \approx 10\mu\text{m}$ pour ensemencher l'alimentation. La densité de ces particules est proche de celle de l'eau ($\rho_p \approx 1030\text{kg}/\text{m}^3$).

Figure 2.32. Ensemencement de la solution électrochimique par des particules de verre de diamètre moyen 10 μm

5.3.4. Laser pulsé Nd-YAG (PIV classique) et laser continu (PIV rapide)

Les particules d'ensemencement (traceurs) sont éclairées par un plan lumineux généré par un faisceau laser. Pour la PIV classique, un laser pulsé Nd-YAG (Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet) est utilisé. Pour la PIV rapide, un laser continu est utilisé.

5.3.4.1. Laser Nd YAG (PIV classique)

Un laser Nd-YAG est utilisé (Fig.2.33) pour réaliser l'étude par PIV classique et l'étude de synchronisation PIV classique - polarographie de l'écoulement de Couette Taylor. Il est de classe 4, et est de la famille « NewWave Solo ». Les impulsions lumineuses proviennent de deux cavités indépendantes ; ce qui permet d'avoir deux pulses d'intensités indépendantes de l'écart entre les impulsions. Ce laser présente par rapport aux autres modèles, l'avantage d'avoir une largeur de pulse très courte (10 ns). À la sortie du canon, le faisceau laser passe par un système optique comprenant une lentille cylindrique qui le transforme en une nappe laser plane d'épaisseur la plus fine possible ($\approx 1\text{mm}$). L'épaisseur de cette nappe peut se régler grâce à un système approprié lié au canon du laser.

Les caractéristiques du laser Nd-YAG utilisé pour les mesures, sont :



Figure 2.33. Laser Nd-YAG pulsé utilisé (La Vision)

- temps d'impulsion laser : 10 ns
- énergie maximale d'impulsion : 120 mJ
- longueur d'onde : 532 nm
- énergie d'émission du faisceau laser : 700 mJ/pulse
- diamètre du faisceau laser à la sortie : 5 mm
- divergence (Angle d'ouverture) : 2mrad
- fréquence des pulses laser f : 15 Hz

5.3.4.2. Laser continu (PIV rapide)

Le laser utilisé pour réaliser l'étude de l'hydrodynamique de l'écoulement de Couette Taylor par PIV rapide est un laser continu (Fig.2.34), qui émet en continu de la lumière. Comparativement par rapport au laser Nd-YAG utilisé pour l'étude par PIV classique, l'intensité du laser continu est plus importante, elle est de 5 Watts. Son refroidissement se fait par l'air. Le laser et son système de commande et de refroidissement par eau sont relativement petits par rapport au laser Nd-YAG. Nous avons utilisé ce laser couplé à une caméra rapide pour les mesures par PIV à des fréquences élevées.



Figure 2.34. Laser continu utilisé (La Vision utilisé)

- énergie émise \approx 5Watt
- longueur d'onde : 532 nm
- hautes fréquences (\approx 2000 Hz)
- refroidissement à l'air par un système de ventilation

5.3.5. Camera classique (PIV classique) et camera continu (PIV rapide)

Une caméra CCD est nécessaire pour enregistrer, sous forme de paires d'images d'acquisition, les mouvements des particules d'ensemencement (les traceurs) entre deux instants différents t et $t + \Delta t$. La caméra est équipée d'un capteur CCD (Charge Coupled Device) qui capte les mouvements des traceurs. Le capteur CCD est un capteur photoélectrique qui convertit les photons reçus en un signal électrique. A partir d'une paire d'images entre les deux instants différents t et $t + \Delta t$, et connaissant la distance de déplacement de la particule, on peut alors déterminer la vitesse de son déplacement.

Nous avons utilisé deux types de caméra pour les acquisitions par PIV classique et par PIV rapide : la caméra classique à une fréquence d'acquisition de 15 Hz, et la caméra rapide à hautes

fréquences d'acquisition pouvant atteindre les 50 kHz. Chaque caméra est associée à un type de laser et un mode opératoire spécifique.

5.3.5.1. *Camera classique (PIV classique)*

Pour la PIV classique, la caméra classique (Fig.2.35) de fréquence d'acquisition de 15 Hz est associée au laser Nd-YAG de fréquences de 15 Hz. Les deux dispositifs sont synchronisés à chaque pulse du laser le long de l'acquisition. La première image captée par la caméra correspond au premier pulse laser pris à l'instant t , et la seconde image captée par la caméra correspond au deuxième pulse laser pris à l'instant $t+\Delta t$. Chaque prise d'images est suivie de son enregistrement (pour plus de détails dans Davis, cf. le manuel de l'utilisateur de PIV classique de La Vision). La mémoire interne de la caméra classique est faible. Nous avons enregistré les séquences d'images d'acquisition dans un disque dur externe.



Figure 2.35. Camera classique utilisée (La Vision)

- caméra classique à 15Hz
- résolution 1600 x 1600 pixels
- mémoire interne égale à 2 Giga-Octets

5.3.5.2. *Camera rapide (PIV rapide)*

Pour la PIV rapide, le laser continu (Fig.2.36) nécessite l'utilisation d'une caméra disposant d'un obturateur à ouvertures et fermetures assez rapides. Ce dernier, permet de générer deux clichés successifs. Le laser émet en continu de la lumière pour éclairer les particules d'ensemencement (les traceurs). La caméra est synchronisée avec le laser continu au déclenchement de la première acquisition et à la fin de l'acquisition. Contrairement à la caméra classique, ce type de caméra est doté d'une mémoire interne. L'enregistrement des paires d'images lors des acquisitions rapide se fait directement en interne (sur les 8Go), et une fois l'acquisition est terminée, la caméra transfère son enregistrement à l'unité de stockage des données (disque externe ou celui de l'ordinateur) en vidant sa mémoire. Contrairement à la caméra classique, le transfert de données dans le cas de la caméra rapide prend un temps relativement important pouvant atteindre les 20 mn pour une acquisition de 2700 champs à 100 Hz, quand on travaille en pleine résolution.



Figure 2.36. Caméra rapide utilisée (La Vision utilisé)

- caméra rapide (50 kHz)
- résolution 1024x1024 pixels (jusqu'à 5,4 kHz)
- mémoire interne égale à 8 Giga-Octets

5.3.6. Traitements d'images

5.3.6.1. Autocorrélations et intercorrélations

Les images brutes obtenues par PIV sont subdivisées en plusieurs petites zones d'interrogation (Fig. 2.37) de tailles 8x8 pixels, 16x16 pixels, 32x32 pixels selon la dynamique de l'écoulement, etc. Sur chaque zone d'interrogation, on analyse un déplacement moyen des traceurs qui permettra de déterminer le vecteur vitesse en cette zone. Lorsque les deux images acquises sont enregistrées sur une même figure, on effectue une autocorrélation des fenêtres d'interrogation. Lorsque l'opération de corrélation est appliquée à des images successives enregistrées séparément, on parle d'intercorrélation.

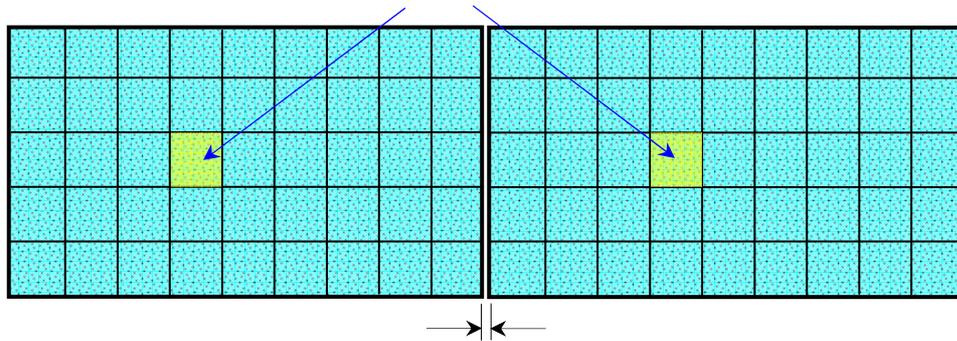


Figure 2.37. Superposition et décomposition des deux images en zones d'interrogation

5.3.6.2. Défauts de l'intercorrélacion classique

Les opérations d'intercorrélations classiques présentent quelques défauts et limitations, parmi les quels on peut citer la sous-estimation de la valeur du vecteur vitesse dans le cas où on a une inhomogénéité de la vitesse de déplacement des particules. En effet, lorsque les particules les plus rapides ont des positions initiales ou finales à l'extérieur de la zone d'interrogation, le calcul sera basé sur les particules les plus lentes ce qui biaise les mesures de PIV en sous-

estimant le champ de vitesse. Ce phénomène apparaît souvent dans le cas où l'écoulement présente un fort gradient de vitesse dans la zone de mesure. Le cas du fort gradient provoque aussi des déformations importantes et augmente le nombre de faux vecteurs par l'introduction d'un biais important ; ce qui conduit à conclure que la taille de la zone d'interrogation choisie doit dépendre essentiellement de l'écoulement étudié. Les mesures par PIV bidimensionnelle (à 2 composantes), présentent des erreurs dues à la présence des effets tridimensionnels dans l'écoulement. Ces erreurs sont d'autant plus importantes quand l'épaisseur de la nappe laser est grande. C'est pour cela, que l'on doit faire attention dans le cas de prises de mesures 2D en vérifiant bien que le plan Laser est le plus mince possible.

5.3.7. *Système de sécurité laser*

Les types de lasers utilisés sont capables de produire des réflexions diffuses dangereuses. Il peut causer des dommages sur la peau et des dangers d'incendie. L'utilisation de ce type de laser requiert des précautions extrêmes (limites supérieures à celles de la classe 3B). En effet, nous avons réalisé des calculs minutieux pour ce laser, en tenant en compte ses caractéristiques ; ce qui nous a permis de déduire :

- l'Emission maximale Permise EMP pour l'œil, calculé pour le laser Nd-YAG est de $3,6 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$. Elle correspond au niveau maximal de rayonnement laser Nd-YAG auquel la personne (l'œil sans lunette de protection laser) peut être exposée sans subir de dommages immédiats ou à long termes.
- L'Émission Maximale Permise EMP pour la peau est de $143,72 \text{ J/m}^2$.
- L'exposition énergétique est de $35,66 \cdot 10^3 \text{ J}$.
- La Distance Nominale de Risque Oculaire DNRO est de $7,86 \cdot 10^3 \text{ m}$ pour l'œil, tandis que la DNRO pour la peau est de $36,88 \text{ m}$.

Les consignes de sécurité et de réglementation laser ont été mises en place autour du dispositif expérimental et respectées, avant de réaliser l'étude expérimentale dans laquelle les mesures par la technique laser ont été nécessaires. En effet, pour l'utilisation de la PIV, un contacteur reliant la commande du laser et l'ouverture de la porte du local où l'installation expérimentale et les systèmes de mesures sont mis, permet de sécuriser le travail. Ce contacteur permet de couper tout le système laser en cas d'ouverture accidentelle de la porte du local (Fig. 2.38 et Fig.2.39).



Figure 2.38. Principe de sécurité laser sur le panneau arrière de l'alimentation électrique



Figure 2.39. Confinement du système laser et PIV avec le dispositif de mesures dans le local fermé (respect des normes de sécurité)

5.3.8. Synchronisation PIV-polarographie

5.3.8.1. Synchronisation PIV classique - polarographie

L'étude des mécanismes d'interaction vortex-paroi (gradient de vitesse-transfert de masse) nécessite la synchronisation des deux techniques la PIV et la polarographie. La première technique permet le champ de vitesse instantané, et la seconde technique permet de détecter au même instant l'empreinte des structures tourbillonnaires sur la paroi grâce à la mesure du transfert de masse. Les informations globales sur la dynamique de l'écoulement sont obtenues par PIV, et les informations locales et instantanées sont obtenues par la polarographie. La PIV classique permet de donner des informations sur les structures tourbillonnaires contenues dans l'écoulement et évoluant à des fréquences inférieures ou égales à 7,5 Hz (selon le théorème de Shannon). La synchronisation de la PIV classique-polarographie sera mise en place et utilisée pour les premiers régimes d'écoulement de Couette-Taylor, jusqu'au régime d'apparition de la turbulence naissante. La fréquence d'échantillonnage des signaux polarographiques est choisie dans un intervalle de 200 Hz à 500 Hz. Nous signalons que la mise en place et le réglage correspondant à la synchronisation sont assez délicats. Le protocole de mise en place et le principe de la synchronisation PIV-polarographie sont schématisés sur les figures 2.40 et 2.41.

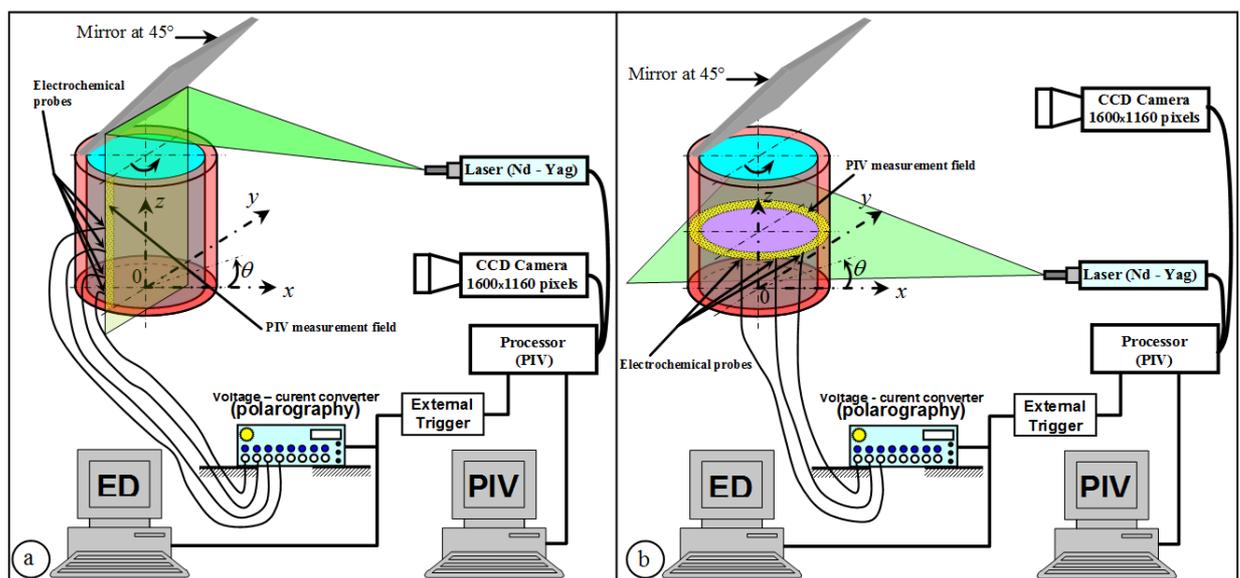


Figure 2.40. Principe de la synchronisation PIV-polarographie

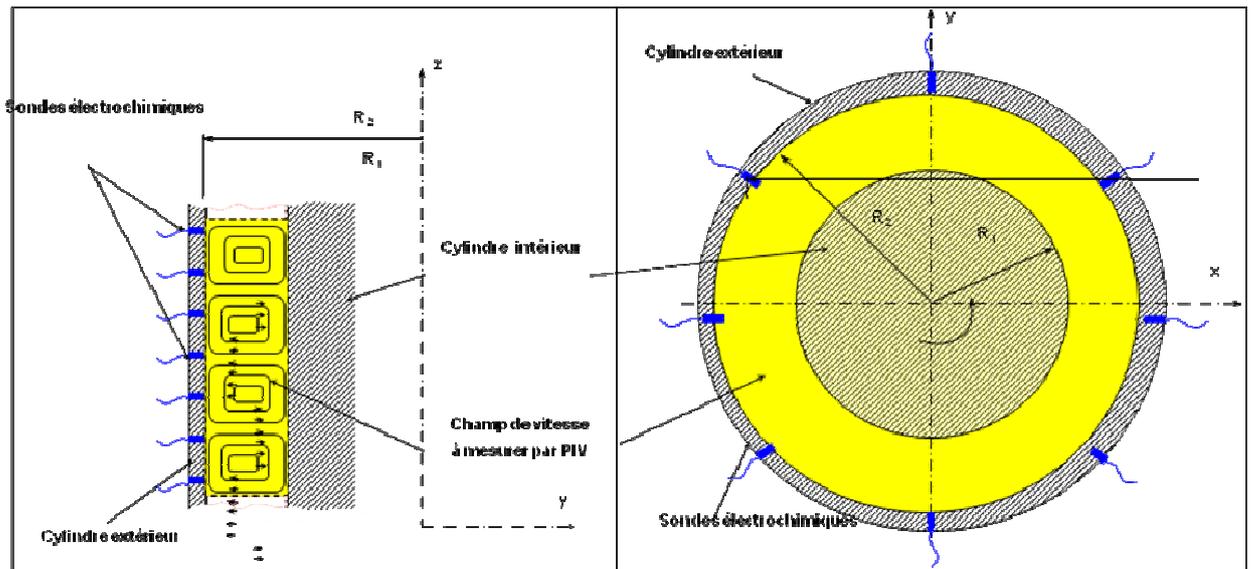


Figure 2.41. Principe de la synchronisation de la PIV-polarographie : interaction vortex- paroi : champs de vitesse global et impact local sur le cisaillement à la paroi

5.3.8.2. Synchronisation PIV rapide - polarographie

La synchronisation des techniques de PIV classique-polarographie permet d'étudier les mécanismes d'interaction pour des phénomènes relativement lents où les fréquences caractéristiques d'apparition ou de passage des structures tourbillonnaires restent inférieures ou égales à 7,5 Hz. La synchronisation de la PIV classique-polarographie sera mise en place et utilisée pour les premiers régimes d'écoulement de Couette-Taylor jusqu'au régime d'apparition de la turbulence naissante. Au delà de ce régime, les structures tourbillonnaires deviennent plus rapide. Pour capter convenablement ces structures de hautes fréquences, nous utiliserons alors la PIV rapide (de 50 à 300 images/s). Cette dernière sera synchronisée avec la technique de polarographie. La fréquence d'échantillonnage des signaux polarographiques est choisie toujours dans un intervalle de 200 Hz à 500 Hz. Pour la synchronisation des deux techniques de mesures (PIV rapide et polarographie), le tableau 6 ci-dessous donne un aperçu sur la fréquence d'acquisition des champs PIV, le nombre de champs, le nombre d'échantillons acquis par polarographie et le temps des acquisitions synchronisées.

Tableau 6. Paramètres des acquisitions PIV rapide - Polarographie

<i>Fréquence d'acquisition des champs PIV (rapide)</i>	<i>50 Hz</i>	<i>100 Hz</i>	<i>300 Hz</i>
<i>Nombres de champs PIV (acquisition rapide)</i>	2500 champs	2500 champs	2500 champs
<i>Durée de l'acquisition</i>	50 sec.	25 sec.	8,5 sec.
<i>Nombres d'échantillons sur chaque signal polarographique acquis</i>	30000 points	17500 points	5500 points

6. PLAN DE L'ETUDE

Notre choix s'est porté sur l'écoulement de Couette-Taylor pour des différentes raisons :

En régime de Couette (CF), l'écoulement est parfaitement laminaire et le gradient de vitesse suit l'approximation linéaire. Cette caractéristique de l'écoulement de Couette-Taylor nous permettra de valider expérimentalement la méthode inverse en transfert de masse pour la détermination du gradient pariétal de vitesse, et de réaliser une étude critique de nombreuses approches fréquemment utilisées en transfert de masse en termes de fréquence, d'amplitude d'oscillation et de direction d'écoulement.

Les écoulements de Couette-Taylor-Poiseuille n'ont pas fait d'autant de travaux expérimentaux. Compte tenu du manque d'informations sur l'hydrodynamique des instabilités pour certains régimes d'écoulement de Couette-Taylor et de l'écoulement de Couette-Taylor-Poiseuille et de l'interaction entre les structures tourbillonnaires (champs de vitesse) - paroi (transfert de masse), nous nous sommes proposés d'étudier expérimentalement ces structures. La détection et la caractérisation des structures tourbillonnaires en termes de taille, forme, centre, etc. seront réalisées. Les mécanismes de transfert de masse qui accompagnent leur apparition et le développement seront également étudiés.

Trois techniques seront utilisées, en l'occurrence la visualisation par le Kalliroscope, la polarographie en utilisant des sondes électrochimiques multi-segmentées et la PIV classique et rapide. Un des points de mérite de ce travail est la synchronisation PIV classique-polarographie pour étudier les premières instabilités. Un second point sera la synchronisation PIV rapide - polarographie pour étudier les régimes supérieurs d'instabilités du régime de vortex de Taylor ondulés, jusqu'au régime de la turbulence développée. Un troisième point essentiel est l'exploitation de la réponse en fréquence d'une sonde tri-segmentée (triple) qui nous permet de déterminer les composantes du gradient pariétal de vitesse et les propriétés des vortex pour différents régimes d'écoulement de Couette-Taylor et Couette-Taylor Poiseuille, ainsi que la direction de l'écoulement au voisinage de la paroi. Les gradients de vitesse seront déterminés par les méthodes usuelles (linéaires) de Lévêque (1928), de Sobolik et al., (1987), de Deslouis (1990) et par la méthode inverse (Rehimi, 2006).

7. CONCLUSION

Les deux dispositifs expérimentaux utilisés ont été décrits en détails : un rhéomètre plan-plan et un système de Couette-Taylor avec deux cylindres intérieurs interchangeables, mobiles et

de diamètres différents. Ce système a été conçu et nous avons suivi sa réalisation durant cette thèse. Avec ses deux cylindres mobiles interchangeable, il permet d'avoir deux rapports radiaux respectivement de $\eta = 0,975$ et de $\eta = 0,855$. Une description des différents éléments constituant l'installation globale a été présentée. Trois techniques de mesures ont été utilisées : la visualisation par le Kalliroscope, la méthode polarographique et la PIV. Les équipements mis en place et exploités pour la visualisation et pour la synchronisation des deux techniques de mesures PIV (classique et rapide) - polarographie ont été décrits. Un système de sécurité laser a été mis en place lors de cette thèse, pour respecter les consignes et les normes de sécurité en vigueur.

L'état de l'art, les dispositifs expérimentaux et leurs techniques de mesures présentées en détails précédemment, nous ont aidé à fixer nos objectifs et à établir plan de notre travail expérimental qui sera présentée dans les deux chapitres qui suivent.

Chapitre 3 : Validation expérimentale de la méthode inverse en utilisant des sondes simples, doubles et triples

Dans ce troisième chapitre, nous présentons essentiellement la validation expérimentale de la méthode inverse en transfert de masse à partir des signaux expérimentaux (des courants limites de diffusion) issus des réponses en fréquences des sondes simples circulaires, doubles (rectangulaires) et triples (tri-segmentées) montées affleurantes sur le disque supérieur d'un rhéomètre plan-plan. Nous analysons les domaines de validité de différentes approches utilisées pour la détermination du gradient pariétal de vitesse. Nous présentons leurs avantages et leurs limites d'application en termes de fréquences, d'amplitudes d'oscillation, d'effet de la frontière isolante et de la direction d'écoulement.

1. INTRODUCTION

Dans le but d'étudier l'applicabilité de la méthode inverse en transfert de masse, les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse se sont orientés vers deux grands axes de recherche liés au type d'écoulement (fréquence, amplitude, déphasage, direction), et au type de sonde (simple, double, triple). Ainsi, on s'intéresse plus particulièrement, dans chacune de ces thématiques, à l'impact de l'écoulement imposé sur le transfert de masse pariétal et à la détermination du gradient pariétal de vitesse à partir de ce transfert de masse mesuré via la méthode inverse. Nous examinons les réponses en fréquences de différents types de sondes en utilisant la méthode polarographique moyennant la résolution du problème direct en transfert de masse. Cette méthode directe permet de remonter à un courant limite de diffusion (à comparé avec celui que l'on mesure). Donc, l'objectif est de calculer le transfert de masse local et instantané (un nombre de Sherwood expérimental) à la paroi du disque supérieur d'un rhéomètre plan-plan, généré par un fluide entrainé en mouvement suite à la rotation du disque inférieur du rhéomètre plan-plan ; et par suite de remonter instantanément et localement à partir de ce transfert de masse mesuré au gradient pariétal de vitesse. Nous utilisons en premier temps les méthodes de linéarisation classiques ; à savoir la méthode quasi-stationnaire de Lévêque (1928), la méthode de Sobolik et al. (1987) et la méthode de Deslouis et al. (1991). Ensuite, on exploite les signaux expérimentaux ainsi obtenus sur le transfert de masse local et instantané. Ces méthodes linéaires de calcul sont développées sous Matlab®, et comparées à la méthode inverse. Les avantages et les limites d'application de chaque approche sont illustrés.

Dans la première partie du chapitre, nous présentons les résultats de la validation expérimentale de la méthode inverse en transfert de masse à partir des signaux expérimentaux (des courants limites de diffusion) issus des réponses en fréquences des sondes simples circulaires. Nous illustrons et discutons l'effet de la fréquence d'oscillations et l'effet de l'amplitude d'oscillation sur la réponse en fréquence d'une sonde simple et sur le gradient pariétal de vitesse déterminé par chacune des approches citées précédemment. Dans la deuxième partie, nous étendrons l'utilisation de la méthode inverse pour le cas d'une sonde double afin de déterminer principalement l'effet de la frontière isolante et de la direction de l'écoulement sur la robustesse de la méthode inverse. Dans la troisième partie du chapitre, nous étudions la validité de la méthode inverse pour le cas d'une sonde triple. Nous discutons les effets des fréquences d'oscillations et des amplitudes d'oscillation ; ainsi que les effets des frontières isolantes et des directions de l'écoulement.

2. ANALYSE CRITIQUE DE LA METHODE INVERSE POUR LE CAS D'UNE SONDE SIMPLE

La méthode inverse a fait l'objet de peu d'études qui se sont intéressées à la résolution des problèmes de transfert de masse. Rehimy et al. (2006) ont appliqué la méthode inverse en générant numériquement des signaux simulant des nombres de Sherwood. En effet, ils ont injecté dans le problème direct (Eq.(1-67)) un signal imposé de gradient de vitesse adimensionnel de la forme $S_{exp.num}^*(t^*) = 1 + \beta \cos(2\pi ft^* + \varphi)$ pour obtenir numériquement un signal simulé de transfert de masse. Les signaux simulés de transfert de masse, pour le cas d'une sonde simple, correspondent à de hauts nombres de Péclet ($Pe = 10^4$) ; ce qui permet de négliger l'effet de la diffusion axiale.

La technique polarographique est utilisée pour étudier expérimentalement la réponse en fréquence d'une sonde simple circulaire, pour déterminer le gradient pariétal de vitesse à partir d'un transfert de masse local et instantané. La sonde électrochimique est implantée affleurante à une paroi inerte, et sert à la détermination du gradient pariétal de vitesse. Un rhéomètre plan-plan (RPP), générant un gradient connu (gradient imposé), est alors utilisé pour construire la banque de données expérimentale nécessaire à la validation expérimentale de la méthode inverse (Rehimy et al., 2006). Le rhéomètre plan - plan (RPP) est généralement utilisé dans plusieurs applications basées sur le contrôle des conditions et des propriétés de fluctuations des fluides. Il est fréquemment utilisé pour les mesures de viscosités des fluides. Il est aussi utilisé dans les domaines de recherche et développement comme par exemple la production des adhésifs, des huiles, des gels, de peinture et de cosmétique. Zhang et Martins (2004) l'ont utilisé pour l'analyse de l'effet des faibles amplitudes d'oscillations avec différentes fréquences dans les procédés de cristallisation.

La comparaison de la méthode inverse développée par Rehimy et al. (2006), la méthode de Lévêque (1928), de la méthode de Sobolik et al. (1987) et des fonctions de transfert de Deslouis et al. (1991) au gradient expérimental imposé permet de définir les avantages et les limites d'application de chacune des approches.

2.1. Réponse en fréquence d'une sonde simple en régime transitoire

L'utilisation de méthode électrochimique (ou polarographique) est basée sur l'équation de la convection diffusion. En 2D ou en 3D, cette équation peut être résolue localement et numériquement en partant de la connaissance du gradient de vitesse pariétal imposé

(écoulement connu de type sinusoïdal, par exemple). Le problème ainsi obtenu est dit problème direct. La résolution de ce problème direct conduit à la détermination d'un courant limite de diffusion, qui est censé être délivré par une sonde polarographique. A partir de ce courant, on remonte à un transfert de masse. Dans la pratique, on mesure plutôt un courant limite de diffusion (transfert de masse), et on souhaite remonter au gradient pariétal de vitesse qui est inconnu. Cela veut dire qu'au lieu de passer par la résolution du problème direct via l'équation de convection diffusion, on doit inverser ce problème ; d'où le nom de la "méthode inverse". Ainsi, dans le problème inverse, le transfert de masse est connu (mesuré), et le gradient pariétal de vitesse est donc à déterminer en inversant l'équation de convection diffusion. La détermination de ce gradient de vitesse pariétal et instantané, pour des hautes fréquences d'oscillation, des hautes amplitudes d'oscillation, et pour des faibles nombres de Péclet (où la diffusion axiale a un effet significatif sur la réponse en fréquence de la sonde électrochimique), nécessite la résolution du problème inverse en transfert de masse. Ling (1964) a montré que la diffusion axiale peut être négligée pour des nombres de Péclet moyens $Pe \geq 5 \cdot 10^3$. Rehim et al. (2006) ont montré qu'elle peut être négligée à partir de $Pe \geq 100$.

Des fluctuations sinusoïdales du gradient pariétal de vitesse sont imposées à l'écoulement afin d'étudier l'effet de la fréquence et de l'amplitude d'oscillations. En pratique, les trois paramètres expérimentaux de contrôle f^+ , β et Pe sont indépendants. Le régime des basses fréquences est valable pour $f^+ < 0,1$. Tandis que le régime des hautes fréquences correspond à $f^+ > 2$ (Ambari et al., 1986). Pour garantir des comparaisons raisonnables entre les différentes approches, on a choisi de travailler avec des nombres de Péclet relativement importants. Notre étude est liée aussi aux limites mécaniques de fonctionnement du dispositif expérimental. Les écoulements oscillatoires imposés au disque inférieur du rhéomètre plan-plan ont des fréquences adimensionnelles d'oscillation f^+ comprises entre 0,74 et 1,28 (capacité maximale du système). L'amplitude d'oscillations est comprise entre 30% et 70%. Le nombre de Péclet varie de $Pe = 4,58 \cdot 10^3$ à $Pe = 1,06 \cdot 10^5$. La diffusion numérique lors du calcul de la dérivée du nombre de Sherwood/gradient pariétal de vitesse (Eq. 1-85) peut être limitée en sur-échantillonnant ou sous-échantillonnant le signal brut.

L'évolution du transfert de masse pour le cas d'une sonde simple en régime transitoire, pour des différentes valeurs du nombre de Reynolds, est illustrée sur la figure 3.1. L'évolution du transfert de masse local et instantané en régime transitoire (la méthode de Cottrell et Oldham) permet de diviser le signal de réponse de la sonde en trois parties : un saut suivi

d'une courbe de pente égale à $-1/2$ (méthode de Cottrell) et une courbe présentant la solution de Lévêque (1928). L'intersection entre les deux courbes permet de déduire le temps de transition.

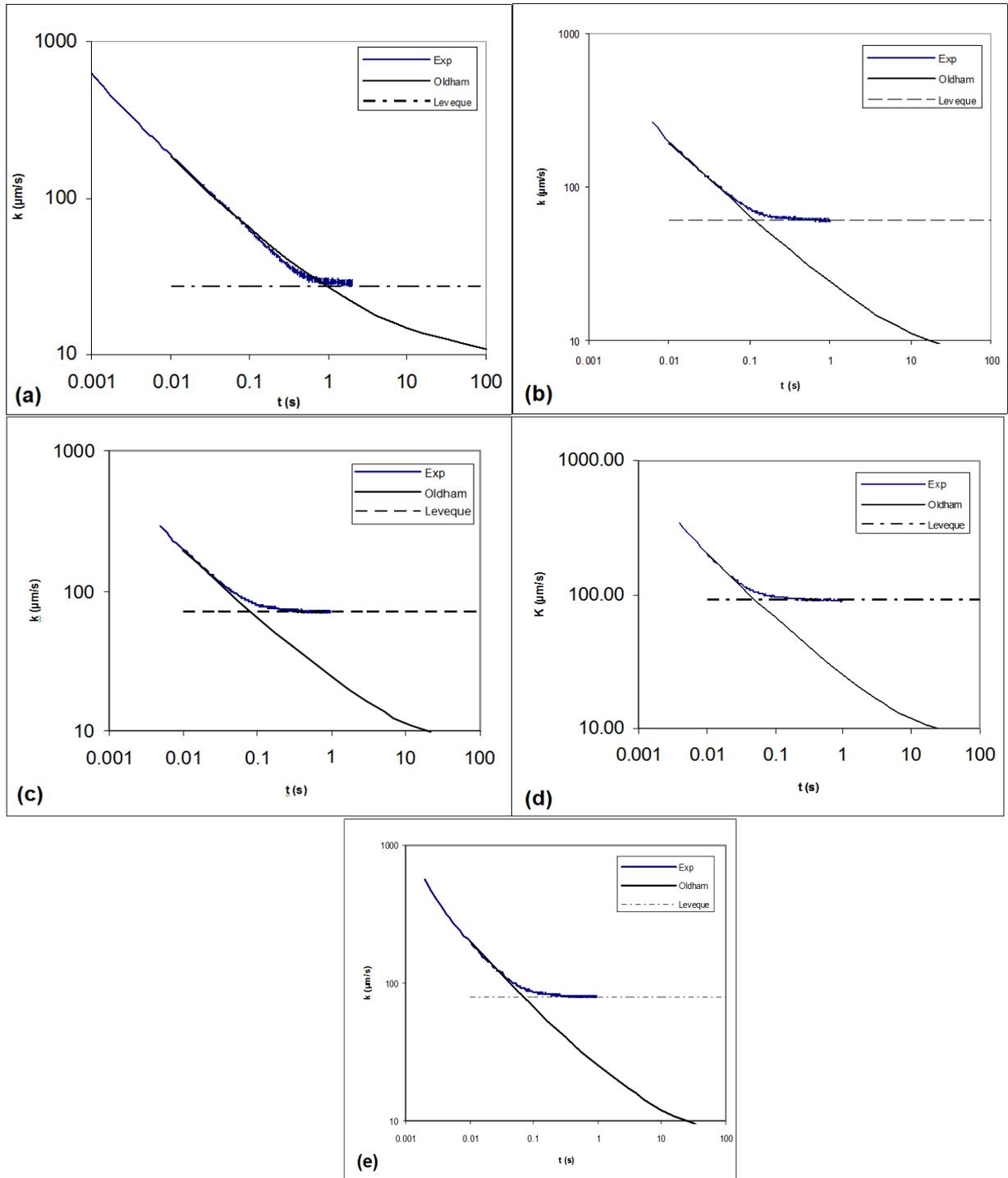


Figure 3.1. Évolution temporelle du transfert de masse en régime transitoire (méthode de Cottrell et Oldham, 1981) : a) $Re^* = 0,062$; b) $Re^* = 0,62$; c) $Re^* = 1,02$; d) $Re^* = 1,45$; e) $Re^* = 2,07$

2.2. Effet de l'amplitude d'oscillation

L'évolution temporelle du transfert de masse adimensionnel (nombre de Sherwood) est déterminée à partir de la résolution du problème direct pour $Pe = 4,58 \cdot 10^3$, $f^* = 205$ et pour trois amplitudes d'oscillations : (a) $\beta = 30\%$; (b) $\beta = 50\%$; (c) $\beta = 70\%$; est illustrée par les figures 3.2a, 3.2b et 3.2c. La diffusion numérique lors du calcul de la dérivée du nombre de Sherwood peut être limitée en sur-échantillonnant et sous-échantillonnant le signal expérimental. Ceci est le cas d'un écoulement oscillant avec un écoulement de retour. Les limites mécaniques du rhéomètre plan-plan ne permettent pas d'imposer ce type d'écoulement.

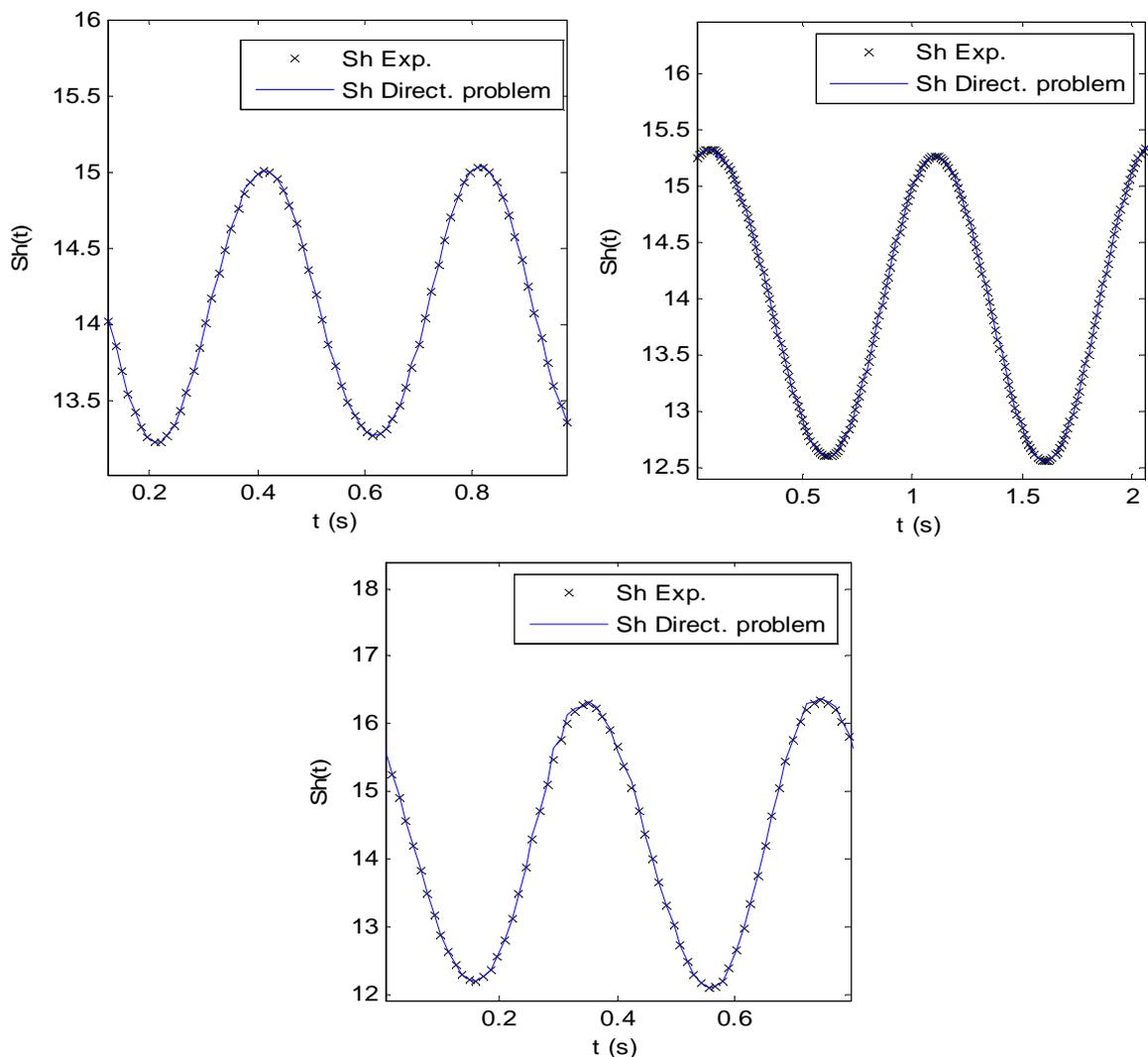


Figure 3.2. Évolution temporelle du transfert de masse instantané obtenu à partir de la résolution du problème direct et du transfert de masse expérimental pour $Pe=4,58 \cdot 10^3$, $f^*=0,74$:

a) $\beta = 30\%$; b) $\beta = 50\%$; c) $\beta = 70\%$

Le transfert de masse expérimental déterminé à partir du courant limite de diffusion délivré par la sonde électrochimique simple en utilisant la loi de Faraday, est également représenté

sur les mêmes figures. Ces dernières montrent bien que l'évolution temporelle du transfert de masse déterminé numériquement à partir de la résolution du problème direct et celui obtenu expérimentalement sont confondues.

Une comparaison temporelle du gradient pariétal de vitesse pour $f^*=205$ et $\beta=30\%$, $Pe=4,58 \cdot 10^3$ est réalisée pour quatre différentes méthodes de détermination du gradient pariétal de vitesse ; à savoir : la méthode standard de Lévêque (1928), la méthode de Sobolik et al. (1987), la méthode de Deslouis et al. (1991) et la méthode inverse (Rehimi et al., (2006)). Les différents résultats sont illustrés par la figure 3.3. Les deux figures 3.4 et 3.5 présentent les résultats obtenus respectivement pour des amplitudes d'oscillation $\beta=50\%$ et $\beta=70\%$, pour la même fréquence adimensionnelle d'oscillation $f^*=205$ et le même nombre de Péclet $Pe = 4,58 \cdot 10^3$. Les gradients de vitesse pariétaux et instantanés sont également comparés au gradient pariétal de vitesse expérimental imposé.

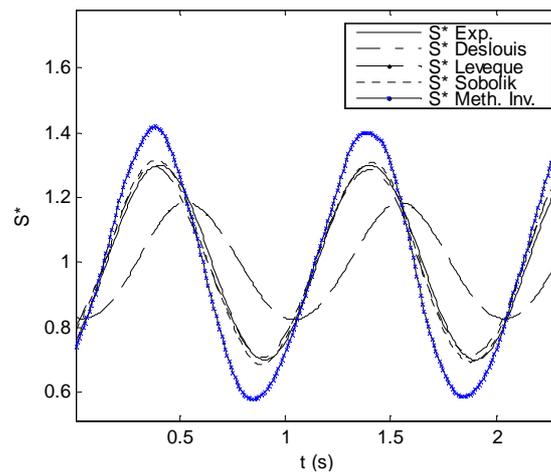


Figure 3.3. Comparaison entre le gradient pariétal de vitesse expérimental imposé et des gradients de vitesse obtenus à partir d'autres approches linéaires pour $f^* = 205$, $\beta = 30\%$ et $Pe = 4,59 \cdot 10^3$

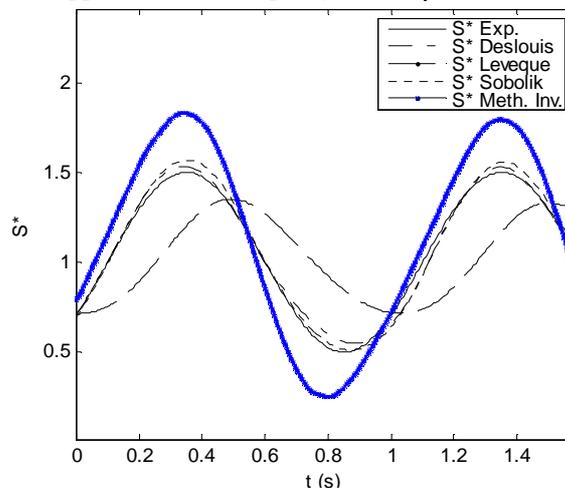


Figure 3.4. Comparaison entre le gradient pariétal de vitesse expérimental imposé et des gradients de vitesse déterminés à partir d'autres approches linéaires pour $f^* = 205$, $\beta = 50\%$ et $Pe = 4,59 \cdot 10^3$

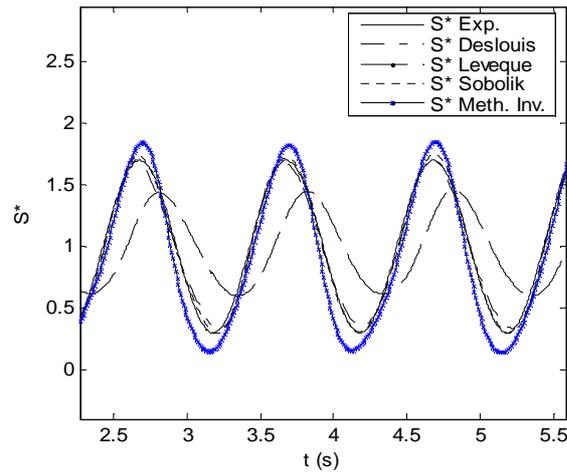


Figure 3.5. Comparaison du gradient pariétal de vitesse expérimental imposé et des gradients de vitesse déterminés par les méthodes linéaires pour $f^* = 205$, $\beta = 70\%$ et $Pe = 4,59 \cdot 10^3$

En comparant le gradient de vitesse pariétal instantané expérimental imposé et ceux obtenus à partir des différentes méthodes utilisées, nous constatons que pour une sonde idéale sans inertie, le gradient pariétal de vitesse est obtenu à partir de la solution stationnaire de Lévêque (1928). Alors que pour une sonde réelle et pour un écoulement de non-retour ($\beta < 1$), la différence entre le gradient pariétal de vitesse réel et celui obtenu à partir de la solution quasi-stationnaire de Lévêque peut atteindre 9% pour $\beta = 30\%$; 12% pour $\beta = 50\%$ et 14% pour $\beta = 70\%$.

Tableau 6. Déviation entre la méthode standard de Lévêque et le gradient expérimental imposé pour $f^* = 205$ et $f^* = 0,7450$ (cas d'une sonde simple)

β	30%	50%	70%
$ \bar{S}_{\text{exp.}} - \bar{S}_{\text{Lévêque}} $	9%	12%	14%

L'effet capacitif de la sonde électrochimique entraîne que la solution stationnaire de Lévêque (1928) devienne déphasée et que les fluctuations deviennent atténuées en comparant avec le gradient de vitesse expérimental imposé. Ce résultat confirme l'intérêt de la méthode inverse de Rehimy et al. (2006). Pour $\beta \geq 50\%$ et $f^* = 500$, la différence entre le gradient de vitesse pariétal moyen et le gradient pariétal quasi-stationnaire moyen peut atteindre les 5%. Plus précisément, nous pouvons confirmer que pour $\beta \geq 50\%$ et $f^* \geq 205$, la différence entre le gradient de vitesse pariétal moyen et le gradient pariétal quasi-stationnaire moyen peut atteindre les 12%.

Dans nos calculs, on a initialisé la méthode inverse (méthode séquentielle) en utilisant la méthode de Sobolik et al. (1987), et nous avons aussi déterminé les gradients de vitesse instantanés par la méthode de Sobolik et al. (1987). Pour des faibles fréquences d'oscillations ($f^* \leq 205$), cette méthode de Sobolik et al. (1987) est en accord avec le gradient de vitesse

pariétal et instantané calculé selon la méthode inverse. La différence entre ce gradient de vitesse pariétal local et instantané (de Sobolik et al., 1987) et celui obtenu expérimentalement (imposé) reste inférieure à 7% pour $\beta \leq 50\%$ et le déphasage reste inférieur à $\Delta\varphi = \varphi_{\text{Sobolik}} - \varphi \approx 13^\circ$. Le déphasage entre le gradient de vitesse pariétal local et instantané déterminé selon Sobolik et al. (1987) et celui obtenu selon l'approche linéaire de Lévêque (1928) est supérieur à $\Delta\varphi_q = \varphi_{\text{Sobolik}} - \varphi_q \approx 66^\circ$.

Le gradient de vitesse pariétal et instantané déterminé à partir de la méthode de Deslouis et al. (1991) est en accord avec celui imposé expérimentalement. La différence entre le gradient de vitesse pariétal obtenu par la fonction de transfert de Deslouis et al. (1991) et celui expérimental imposé est inférieure à 4 % pour $\beta \leq 50\%$ et le déphasage est de l'ordre de $\Delta\varphi = \varphi_{\text{Deslouis}} - \varphi \approx 10^\circ$. Le déphasage entre le gradient de vitesse pariétal et instantané déterminé à partir de la méthode de Deslouis et al. (1991) et celui obtenu par Lévêque (1928) peut atteindre $\Delta\varphi_q = \varphi_{\text{Deslouis}} - \varphi_q \approx 62^\circ$.

Tableau 7 Déviation et déphasage entre le gradient pariétal de vitesse déterminé par l'approche de Sobolik et de Deslouis et le gradient expérimental pour $f^*=205$, $f^+ = 0.7450$ et $\beta = 0.5$ (Cas d'une sonde simple)

<i>Approche</i>	$ \bar{S}_{\text{exp.}} - \bar{S}_{\text{approche}} $	<i>Déphasage $\Delta\varphi$</i>	<i>Déphasage $\Delta\varphi_{\text{quasi-stationnaire}}$</i>
<i>Approche de Sobolik</i>	7%	13°	66°
<i>Approche de Deslouis</i>	4%	10°	62°

Pour conclure, la méthode de Sobolik et al. (1987) et la méthode de Deslouis et al. (1991), qui sont des approches linéaires, sont validées expérimentalement pour des écoulements oscillatoires de faibles fréquences d'oscillations $f^* \leq 205$ et pour des amplitudes d'oscillations $\beta \leq 50\%$. Le gradient pariétal de vitesse déterminé numériquement en utilisant ces deux approches présente une déviation de moins de 4% et un déphasage de moins de 10° par rapport au gradient expérimental pour $f^* \leq 205$ et pour $\beta \leq 50\%$.

Nous avons réalisé une étude comparative des résultats obtenus à partir de la méthode inverse par rapport à la méthode quasi-stationnaire de Lévêque (1928). Nous avons constaté que le déphasage entre le gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la méthode inverse et celui obtenu à partir de l'approche stationnaire de Lévêque pour $\beta = 30\%$ est $\Delta\varphi = \varphi_{\text{Inv. Meth.}} - \varphi_q \approx 54^\circ$, pour $\beta = 50\%$ est égal à $\Delta\varphi = \varphi_{\text{Inv. Meth.}} - \varphi_q \approx 56^\circ$ et pour $\beta = 70\%$ est de l'ordre de $\Delta\varphi = \varphi_{\text{Inv. Meth.}} - \varphi_q \approx 48^\circ$.

Tableau 8. Déviation entre la méthode inverse et la solution quasi-stationnaire pour $f^*=205$, $f^+ = 0,7450$ (cas d'une sonde simple)

β	0,3	0,5	0,7
$ \Delta\varphi = \varphi_{\text{Inv. Meth.}} - \varphi_{\text{quasi-stationnaire}} $	54°	56°	48°

En résumé, pour des fréquences d'oscillations adimensionnelles de $f^* = 205$, le déphasage entre le gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la méthode inverse et celui obtenu à partir de l'approche quasi-stationnaire de Lévêque peut atteindre les 46°. Le résultat expérimental confirme bien ce que la méthode inverse permet de donner numériquement (Rehimi et al., 2006). En effet, pour $f^* = 205$, Rehimi et al. (2006) ont obtenu un déphasage de $\Delta\varphi = \varphi_{\text{Inv. Meth.}} - \varphi_q \approx 41^\circ$. Ils ont étudié par la suite la dépendance du déphasage en fonction de la fréquence pour des différentes amplitudes d'oscillation ; à savoir $\beta = 20\%$; $\beta = 50\%$ and $\beta = 90\%$. Ils ont montré, à partir de signaux simulés numériquement, que le déphasage entre le gradient pariétal de vitesse déterminé par la méthode inverse et celui obtenu à partir de l'approche stationnaire (ou quasi-stationnaire) de Lévêque est légèrement dépendant de β . En effet, la différence reste inférieure à 5° lorsque β augmente de 20% à 50%. Il est à noter que l'effet d'inertie qui peut avoir lieu dans un rhéomètre plan-plan peut générer cette différence et l'amplifier. Ellenberger et Fortuin (1985) ont défini un critère adimensionnel sur le nombre de Reynolds $Re^* = \Omega h^2 / \nu$ pour étudier les régimes d'écoulements des liquides newtoniens dans un Rhéomètre plan-plan (RPP). Ils ont montré que l'écoulement secondaire n'a pas d'effet significatif sur le couple relatif pour des $Re^* \leq 1$. L'apparition de l'écoulement secondaire (effet d'inertie dans un écoulement entre deux disques plan-plan) correspond dans notre étude à un nombre de Péclet $Pe \geq 7,63 \cdot 10^4$. Wein (2006) a montré qu'un mouvement oscillatoire stationnaire d'un liquide newtonien entre deux disques coaxiaux génère un écoulement caractérisé par un gradient pariétal de vitesse radial, et que lorsque le nombre de Reynolds oscillatoire (défini par $Re = 2Jf h^2 / \nu$) est faible, l'effet d'inertie peut être négligé. L'évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse suit l'approximation quasi-stationnaire $S(t) = \Omega(t)r/h$. En se basant sur l'analyse de Wein (2006), on peut déduire que lorsque $Re < 1$, le déphasage reste inférieur à $-0,05\pi$.

En utilisant la méthode inverse, le temps de calcul CPU pour chaque cas traité dépasse les 2h pour des signaux constitués de plus de 4000 échantillons. Une mauvaise initialisation du gradient pariétal de vitesse $S_{num}^* (t^* = t_0^*)$, conduit à un long temps CPU de calcul pour la résolution du problème inverse en régime instationnaire.

2.3. Analyse fréquentielle

Pour des hautes fréquences adimensionnelles d'oscillation $f^+ \rightarrow \infty$, l'effet d'inertie du transfert de masse devient significatif. Ainsi, l'effet capacitif de la couche limite de diffusion amortit les fluctuations. Pour $f^+ \rightarrow \infty$, la couche limite de diffusion ne suit plus les fluctuations de l'écoulement (Funfschilling, 2001).

L'évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse, déterminée numériquement à partir de la méthode inverse, est étudiée pour une fréquence d'oscillation $f^* = 1650$, qui est huit fois plus importante que celle étudiée dans la partie précédente ($f^* = 205$), et trois fois plus grande que celle de l'analyse de Rehimy et al. (2006). Ces auteurs ont étudié numériquement l'effet de la fréquence adimensionnelle sur le gradient pariétal de vitesse à partir des signaux simulés numériquement à $f^* = 500$).

Nous présentons les résultats pour des fréquences d'oscillations adimensionnelles $f^+ = 1,28$; $0,91$ et $0,73$, et pour $Pe = 4,57 \cdot 10^4$; $7,63 \cdot 10^4$ et $Pe = 1,06 \cdot 10^5$. Cet intervalle de fréquences adimensionnelles correspond au domaine de fréquences intermédiaires (Ambari et al., 1986).

Un filtrage numérique du signal est nécessaire avant de comparer le gradient de vitesse pariétal expérimental imposé à ceux obtenus à partir de la solution de Lévêque (1928), l'approche de Sobolik et al. (1987), la méthode de Deslouis et al. (1991) et la méthode inverse (Rehimy et al., 2006). Les signaux brut et filtré sont simulés numériquement à partir de la méthode inverse, et sont représentés sur la figure 3.6a. La figure 3.6b présente les modules des spectres de fréquences du gradients pariétal de vitesse relatifs à la méthode inverse (signal brut) et celui filtré pour $Pe = 4,57 \cdot 10^4$, $f^+ = 1,28$ et $\beta = 30\%$.

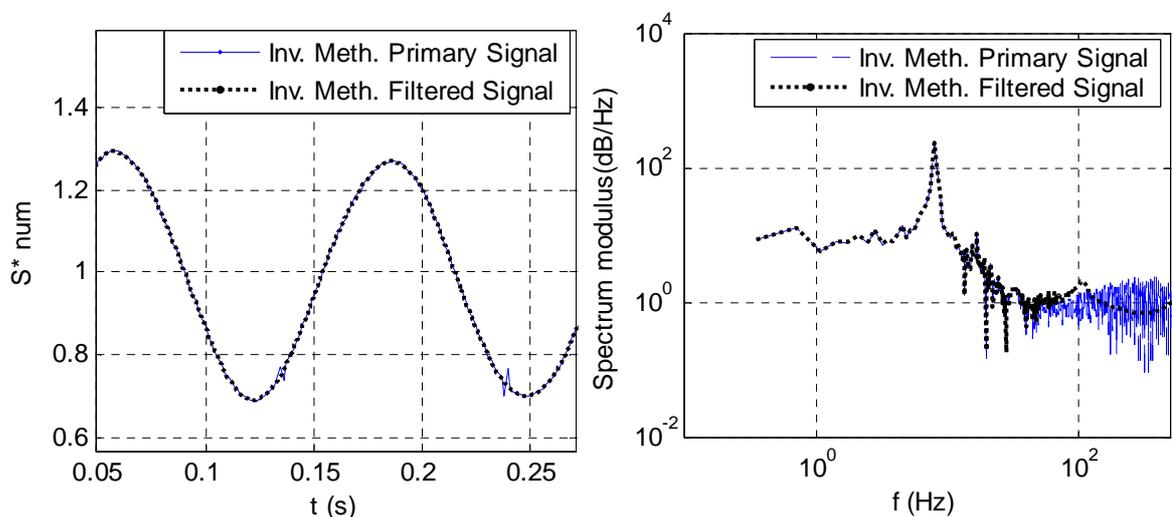


Figure 3.6. Évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse et densité spectrale déterminés à partir de la méthode inverse pour $Pe = 4,59 \cdot 10^4$, $f^* = 1650$, $f^+ = 1,2858$, $\beta = 30\%$: a) Évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse ; b) Densités spectrales déterminé à partir des signaux obtenus par la méthode inverse

La fréquence d'oscillation imposée à l'écoulement est détectée sur le spectre de fréquences, et est déterminée à partir de la réponse en fréquence d'une sonde simple circulaire en utilisant la méthode inverse. Ceci permet de qualifier à la fois notre dispositif expérimental qui répond bien aux consignes imposées et également de valider la méthode inverse qui détecte bien la fréquence imposée à l'écoulement oscillant.

L'évolution temporelle du transfert de masse local déterminé à partir de la résolution du problème direct a été comparée à celui déterminé localement à partir de la réponse en fréquence de la sonde simple Sh_{exp} (Fig. 3.7).

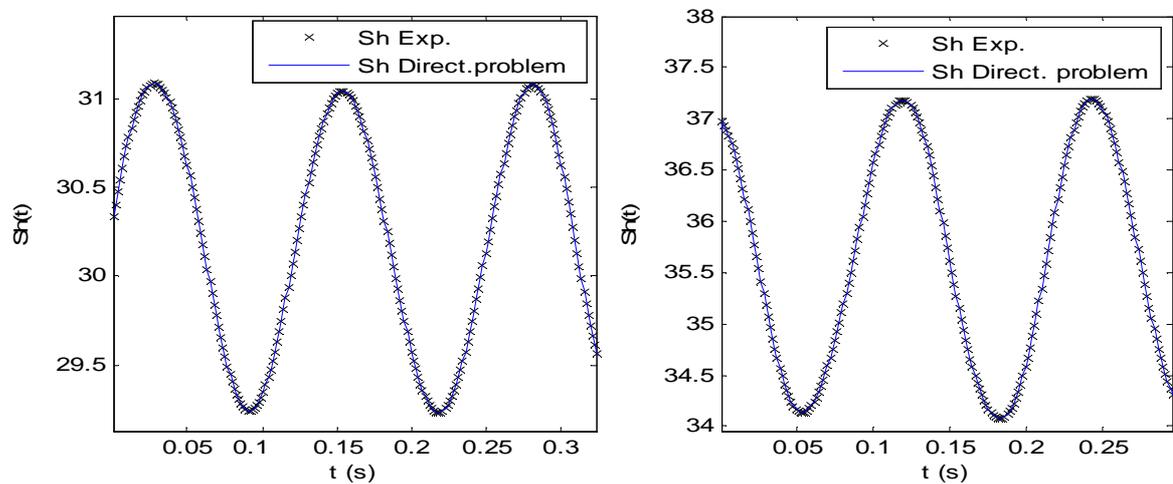


Figure 3.7. Évolution temporelle du transfert de masse instantané déterminé à partir de la méthode inverse pour $f^* = 1646$, $\beta = 30\%$: Gauche) $Pe = 4,58 \cdot 10^4$, $f^* = 1646$, $f^+ = 1,2858$; Droite) $Pe = 7,63 \cdot 10^4$, $f^* = 1646$, $f^+ = 0,9150$

La figure 3.7a. représente les évolutions temporelles des transferts de masse locaux pour $f^* = 1646$, $\beta = 30\%$ and $Pe = 4,57 \cdot 10^4$, tandis que la figure 3.7b, elle illustre les évolutions temporelles de ces transferts pour $Pe = 7,63 \cdot 10^4$. Dans les deux cas d'étude, la comparaison montre que le transfert de masse local calculé numériquement à partir de la méthode directe est égal à celui déterminé à partir des mesures expérimentales.

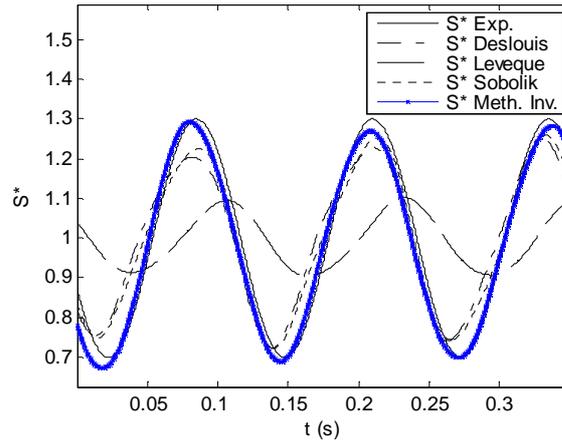


Figure 3.8. Comparaison du gradient pariétal de vitesse expérimental imposé avec es autres gradients pariétaux de vitesse déterminés pour $f^*=1650$, $f^+=1,2858$, $\beta=30\%$ et $Pe=4,58 \cdot 10^4$

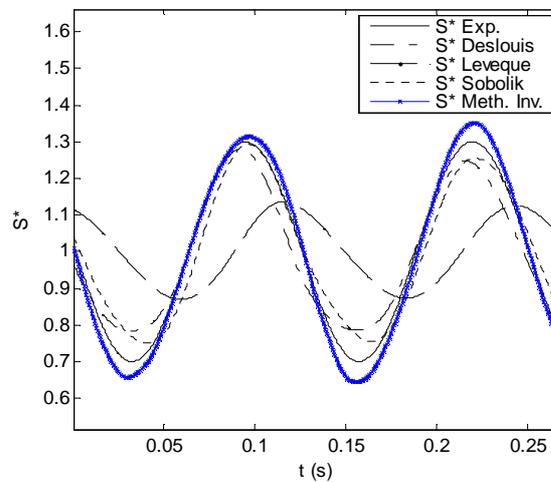


Figure 3.9. Comparaison du gradient pariétal de vitesse expérimental imposé avec les autres gradients calculés pour $f^*=1650$, $f^+=0,9150$, $\beta=30\%$, $Pe=7,63 \cdot 10^4$

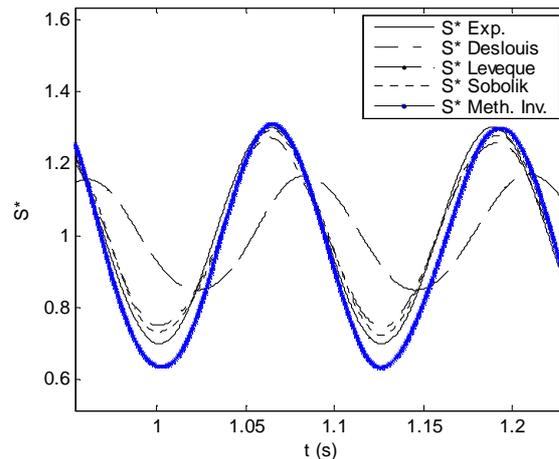


Figure 3.10. Comparaison du gradient pariétal de vitesse expérimental imposé avec les autres gradients de vitesse déterminés pour $f^*=1646$, $f^+=0.7349$, $\beta=30\%$, $Pe=1,06 \cdot 10^5$

La comparaison entre le gradient pariétal de vitesse expérimental et celui déterminé en utilisant l'approche quasi-stationnaire de Lévêque (1928), la méthode de Deslouis et al. (1991), la méthode de Sobolik et al. (1987) et la méthode inverse (Rehimi et al., 2006) est donnée sur la figure 3.8 pour $Pe=4,57 \cdot 10^4$ et $f^*=1650$, sur la figure 3.9 pour $Pe=7,63 \cdot 10^4$ et

sur la figure 3.10 pour $Pe=1,06 \cdot 10^5$. Lorsque f^* augmente ($f^* \geq 1000$), le gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la méthode de Lévêque (1928) s'atténue en amplitude et un déphasage par rapport au gradient expérimental imposé est remarqué. En effet, pour $\beta = 33\%$, la différence entre le gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la méthode de Lévêque (1928) et le gradient expérimental peut atteindre les 19% pour $f^* = 1650$ et $Pe = 4,58 \cdot 10^4$, 17% pour $f^* = 1650$ et $Pe = 7,63 \cdot 10^4$, et 13 % pour $f^* = 1646$ et $Pe = 1,06 \cdot 10^5$.

Pour $f^* = 1650$ et $\beta=30\%$, le déphasage entre le gradient pariétal de vitesse expérimental et celui déterminé par la méthode de Lévêque (1928) est égal à $\Delta\varphi = \varphi_q - \varphi_{exp} = 62^\circ$ pour $Pe = 4,58 \cdot 10^4$, à $\Delta\varphi = \varphi_q - \varphi_{exp} = 64^\circ$ pour $Pe = 7,63 \cdot 10^4$ et à $\Delta\varphi = 55^\circ$ pour $Pe = 1,06 \cdot 10^5$. On constate que ce déphasage est maintenu approximativement constant pour l'intervalle $4,58 \cdot 10^4 \leq Pe \leq 1,06 \cdot 10^5$. Pour les hautes fréquences d'oscillations, le gradient pariétal de vitesse déterminé en utilisant l'approche linéaire de Lévêque devient très atténué et fortement déphasé, à cause de la réponse en fréquence de la sonde qui est dû à l'effet capacitif induit par la couche limite de diffusion, et qui crée un retard dans la réponse en fréquence de la sonde aux fluctuations de l'écoulement oscillatoire.

Tableau 9. Déviation et déphasage entre le gradient pariétal de vitesse déterminé par la méthode de Lévêque et celui imposé expérimentalement pour $f^*=1650$ et $\beta= 30\%$ (cas d'une sonde simple)

f^+	$f^+ = 1,2858$	$f^+ = 0,9150$	$f^+ = 0,7349$
$ \bar{S}_{\text{quasi-stationnaire}} - \bar{S}_{\text{exp}} $	19%	17%	13%
$ \Delta\varphi_q = \varphi_{\text{quasi-stationnaire}} - \varphi_{\text{exp.}} $	62%	64°	55°

Pour des hautes fréquences d'oscillation, la méthode de Sobolik et al. (1987) et la méthode de Deslouis et al. (1991) ne permettent pas de donner la bonne valeur du gradient pariétal de vitesse, même si les nombres de Péclet sont modérés. Ces deux approches linéaires donnent des résultats atténués en amplitudes et déphasés en fréquences. En effet, pour $f^*=1650$ et $\beta=30\%$, la différence entre le gradient pariétal de vitesse expérimental et celui de Deslouis et al. (1991) peut atteindre 9 % pour $Pe = 4,58 \cdot 10^4$ et 6 % $Pe = 7,63 \cdot 10^4$. Quant à la différence avec le résultat de Sobolik et al. (1987), elle peut atteindre les 8% $Pe = 4,58 \cdot 10^4$ et 6 % pour $Pe = 7,63 \cdot 10^4$.

Tableau 10. Déviation et déphasage entre le gradient pariétal de vitesse expérimental et les autres gradients obtenus selon 'approche de Sobolik et al. (1987) et l'approche de Deslouis (1991) pour $f^*=1650$ et $\beta= 30\%$ (cas d'une sonde simple)

Approche	$f^+ = 1,2858$	$f^+ = 0,9150$	$f^+ = 0,7349$
$ \bar{S}_{\text{Deslouis}} - \bar{S}_{\text{exp}} $	9%	6%	4%
$ \bar{S}_{\text{Sobolik}} - \bar{S}_{\text{exp}} $	8%	6°	3%

Pour des hautes fréquences d'oscillation, lorsque le nombre de Péclet augmente, l'écart entre le gradient expérimental et celui de Deslouis et al. (1991) diminue considérablement. Cet écart est de 4 % pour $f^* = 1650$; $\beta=30\%$ et $Pe = 1,06 \cdot 10^5$. De même, l'écart entre le gradient expérimental et le gradient de Sobolik et al. (1987) diminue à 3% pour $f^* = 1646$; $\beta=30\%$ et $Pe = 1,06 \cdot 10^5$. Lorsque le nombre de Péclet augmente ($Pe \geq 10^5$), et pour $f^* \leq 1650$ et $\beta \leq 30\%$, la méthode de Sobolik et al. (1987) et la méthode de Deslouis et al. (1991) suivent l'évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse imposé expérimentalement. La différence entre le gradient de vitesse instantané expérimental et celui déterminé en utilisant la méthode de Sobolik et al. (1987) et la méthode de Deslouis et al. (1991) reste globalement inférieure à 4%. Quant au déphasage entre le vrai gradient imposé expérimentalement et celui calculé selon l'approche de Deslouis et al. (1991) pour $f^* \leq 1650$, $Pe \geq 4,58 \cdot 10^4$ et $\beta \leq 30\%$, il reste inférieur à $\Delta\varphi = \varphi_{\text{Deslouis}} - \varphi_{\text{exp}} \approx 28^\circ$ et pour $f^* \leq 1650$, $Pe \geq 7,63 \cdot 10^4$ et $\beta \leq 30\%$ il est inférieur à 8° . D'où, pour $f^* \leq 1650$, lorsque le nombre de Péclet augmente, on peut dire que la méthode de Deslouis et al. (1991) permet de remonter au vrai gradient pariétal de vitesse.

Après avoir validé la méthode de Deslouis et al. (1991), en la comparant au gradient expérimental, nous avons examiné les différences entre cette méthode et la méthode classique de Lévêque (1928). Le déphasage entre le gradient pariétal de vitesse déterminé en utilisant la méthode de Deslouis et al. (1991) et celui déterminé à partir de la méthode de Lévêque (1928) pour $f^* \leq 1646$, $Pe \geq 7,63 \cdot 10^4$ et $\beta \leq 30\%$ est inférieur à $\Delta\varphi_q = \varphi_{\text{Deslouis}} - \varphi_q \approx 70^\circ$. Ce résultat confirme l'analyse numérique de Rehimy et al. (2006) concernant la dépendance du déphasage du signal du gradient pariétal de vitesse avec la fréquence pour $\beta=20\%$. En effet, ils ont montré que pour des hautes fréquences d'oscillation ($f^* \approx 10^3$ par exemple), le déphasage est approximativement égal à $\Delta\varphi_q = \varphi_{\text{Deslouis}} - \varphi_q \approx 75^\circ$.

Après avoir comparé et analysé les gradients de vitesse pariétaux instantanés calculés par les méthodes linéaires, nous examinons dans cette partie le gradient de vitesse pariétal instantané déterminé à partir de la méthode inverse.

La méthode inverse utilisée pour déterminer le gradient de vitesse à la paroi du disque supérieur du rhéomètre plan-plan, est une méthode séquentielle qui est basée sur la minimisation de la sortie. Il s'agit d'une minimisation entre le courant limite de diffusion mesuré à la sortie de la sonde polarographique et celui calculé via l'équation de convection diffusion pour les mêmes conditions. En effet, à chaque instant t_i , l'écart entre le transfert de

masse local expérimental $Sh_{exp}(t_i)$ et celui calculé à partir de l'équation de convection-diffusion $Sh_{num}(t_i)$ en injectant un gradient pariétal de vitesse initial estimé $S_{num}(t_i)$, est réduit. La valeur initiale du gradient permettant d'amorcer les calculs doit être bien choisie pour le bon fonctionnement de la méthode séquentielle. De ce fait, la méthode de Sobolik et al. (1987) s'avère être un choix raisonnable pour démarrer les calculs d'inversion.

Lors de l'estimation séquentielle du gradient de vitesse pariétal et instantané S_{exp} à partir du transfert de masse instantané Sh_{exp} , il est indispensable de connaître $S_{num}(t \leq t_i)$. Le calcul de la nouvelle valeur du gradient pariétal de vitesse $S_{num}(t_i)$ en utilisant l'équation (1-84), exige le calcul de la dérivée numérique donnée par l'équation (1-85). La valeur ε dans cette équation peut être choisie comprise entre $10^{-6} \leq \varepsilon \leq 10^{-3}$. Dans notre cas d'étude, cette valeur de ε a été fixée à 10^{-4} . Selon Rehimy et al. (2006), cette valeur est optimale pour une bonne estimation de la dérivée numérique citée précédemment.

Pour des nombres de Péclet $Pe \geq 10^5$, et pour $f^* \geq 1650$, la différence entre déphasage du gradient de vitesse instantané expérimental et celui déterminé en utilisant la méthode inverse ne dépasse pas les 4° pour $f^* = 1650$, $\beta = 30\%$ et $Pe = 4,58 \cdot 10^4$.

Tableau 11. Déphasage entre le gradient pariétal de vitesse déterminé respectivement par la méthode inverse ou l'approche de Deslouis comparativement à celui du gradient expérimental imposé pour $f^* = 1650$, $\beta = 30\%$ et $f^* = 1,2858$ (cas d'une sonde simple)

<i>Approche</i>	<i>Méthode de Deslouis</i>	<i>Méthode inverse</i>
$ \Delta\varphi = \varphi_{\text{approche}} - \varphi_{\text{exp.}} $	28°	4°

La méthode inverse est validée pour des hautes fréquences d'oscillations où le gradient pariétal et instantané de vitesse déterminé selon les approches linéaires, est atténué et déphasé. En comparant le gradient pariétal de vitesse déterminé en utilisant la méthode inverse et celui déterminé à partir de l'approche linéaire de Lévêque (1928), le déphasage est constaté, et est d'environ $\Delta\varphi_q = \varphi_{\text{Inv. Meth.}} - \varphi_q = 67^\circ$ pour $f^* = 1650$; $\beta = 30\%$ et $Pe = 4,58 \cdot 10^4$. Ce déphasage diminue jusqu'à 42° pour des hautes fréquences $f^* = 1650$; $\beta = 30\%$, lorsque le nombre de Péclet augmente à $Pe = 1,06 \cdot 10^5$. Ce résultat expérimental confirme le résultat numérique de Rehimy et al. (2006). En effet, ils ont montré que pour des hautes fréquences ($f^* \approx 10^4$), le déphasage entre le gradient pariétal de vitesse déterminé selon la méthode inverse et celui obtenu à partir de la solution de Lévêque (1928), peut atteindre $\Delta\varphi_q = \varphi_{\text{Inv. Meth.}} - \varphi_q \approx 112^\circ$.

Les sondes simples circulaires permettent la mesure du transfert de masse local pour remonter au module du gradient pariétal de vitesse, alors que les sondes simples

rectangulaires permettent, via la mesure du coefficient de transfert local, d'obtenir le module de la composante du gradient de vitesse dans la direction de l'écoulement. La sonde double est fréquemment recommandée pour la détermination du gradient pariétal de vitesse instantané ainsi que la direction de l'écoulement dans la zone en proche paroi (Lebouché, 1968 ; Py et Gosse, 1969 ; Hanratty et Campbell, 1983). Elle a été utilisée pour l'investigation d'un écoulement adiabatique bidimensionnel et tridimensionnel dans un canal pour la description de l'écoulement à la paroi (Gradeck et Lebouché, 1998). Ces sondes électrochimiques (multi-segmentées) sont généralement utilisées pour des écoulements oscillatoires de faibles amplitudes et où la direction de l'écoulement est bien connue. Toutefois, elles sont déconseillées pour les écoulements de grandes oscillations avec de faibles vitesses et avec variation de la direction de l'écoulement, comme le cas d'un écoulement tourbillonnaire diphasique dans une colonne à bulles. Ainsi on restreint notre étude aux écoulements oscillatoires de faibles amplitudes ($\beta < 1$). L'amplitude maximale que notre dispositif expérimental peut tolérer est de 100%.

La sonde double est sensible à l'écoulement quand l'écoulement devient perpendiculaire à la frontière isolante. Pour cette raison, nous réalisons une étude expérimentale pour des différentes fréquences d'oscillations et différentes directions d'écoulements oscillatoires.

3. VALIDATION EXPERIMENTALE ET ANALYSE CRITIQUE DE LA METHODE INVERSE POUR LE CAS D'UNE SONDE DOUBLE

Le rhéomètre plan-plan permet d'imposer des gradients de vitesse pariétaux connus. Pour des faibles fréquences d'oscillations, l'effet d'inertie qui peut être généré dans un rhéomètre plan-plan est généralement négligé, et le gradient pariétal de vitesse suit l'approximation quasi-stationnaire $S(t) = \Omega(t)r/h$. On a exploité cette importante propriété pour valider la méthode inverse et étendre notre étude à la détermination du gradient pariétal de vitesse instantané en utilisant la méthode inverse pour différentes fréquences d'oscillations et différentes directions d'écoulement. En effet, la réponse en fréquence de la sonde double aux fluctuations hydrodynamiques de l'écoulement, sous l'effet du phénomène de convection-diffusion, permet de déterminer les avantages et les limites d'application de la méthode inverse en transfert de masse. On propose des applications typiques et originales de la méthode inverse pour le cas d'une sonde double sous la même hypothèse adoptée par Wein (2006) et Dumaine (1981) ; c-à-d en négligeant l'effet de la frontière isolante. L'application de la méthode inverse aux signaux de transfert de masse déterminés à partir des réponses en fréquences d'une sonde double est complètement originale. Les résultats obtenus sont

prometteurs. Ils seront discutés selon les fréquences d'oscillations et l'effet de la direction de l'écoulement.

3.1. Effet de la fréquence d'oscillation sur le gradient pariétal de vitesse

Les mesures polarographiques sont conduites dans le rhéomètre plan-plan en utilisant une sonde double. Nous avons testé la validité de la méthode inverse pour différents cas d'écoulements oscillatoires à faible amplitude (Small Amplitude Oscillatory Shear : SAOS). L'angle directionnel est fixé à zéro pour le cas de cette étude. Ensuite, des séries de mesures sont conduites pour différents angles directionnels dans le but d'étudier l'effet de la direction de l'écoulement sur la réponse en fréquence de la sonde double, et par la suite sur le transfert de masse et le gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de ce transfert. Pour négliger l'effet de la diffusion axiale, on a travaillé avec des nombres de Péclet relativement élevés. Ceci nous permet d'étudier principalement l'effet de la direction de l'écoulement, en négligeant tous les autres effets. Les résultats obtenus pour des différentes directions critiques, caractérisées par un angle directionnel relatif à un repère fixe sont discutés. La première direction correspond à un angle directionnel égal à zéro. La seconde direction correspond à un angle directionnel égal à 90° (position verticale à la première position de référence). Finalement, nous avons étudié l'effet de la direction de l'écoulement pour une position inverse à la position de référence (angle directionnel égal à 180°). Les résultats sont présentés dans ce qui suit, puis discutés.

Il est généralement impossible de séparer les effets des différents paramètres et/ou phénomènes durant une étude. Toutefois, d'un point de vue théorique, des complications significatives impliquées dans un cas réel où les effets des paramètres sont couplés peuvent être simplifiées en considérant quelques hypothèses simplificatrices. En effet, les effets des paramètres sont généralement séparés ou négligés pour étudier l'effet d'un paramètre donné. Dans notre étude, l'effet de la fréquence d'oscillation sur le transfert de masse et sur le gradient pariétal de vitesse est déterminé à partir de la méthode inverse. Un algorithme en utilisant Matlab®, est développé pour le post-traitement, le filtrage des signaux du transfert de masse et du gradient pariétal de vitesse instantanés (Fig.3.11).

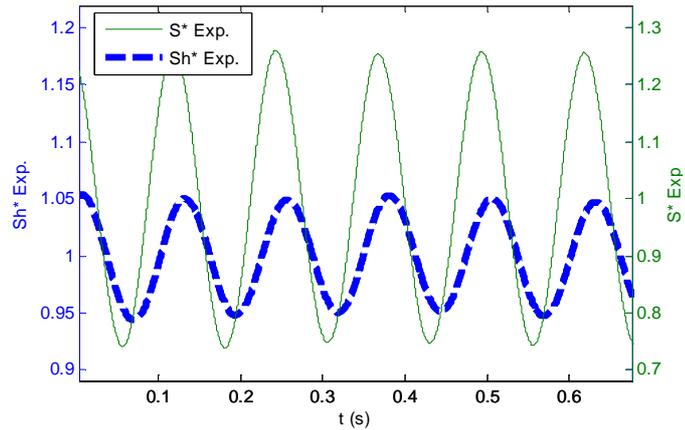


Figure 3.11. Déphasage entre le transfert de masse et le gradient pariétal de vitesse expérimental et instantané

L'évolution temporelle du transfert de masse et du gradient pariétal de vitesse est étudiée pour des fréquences d'oscillation $f^*=820$ et $f^*=1640$. Les Figures 3.12. et 3.14 présentent les évolutions temporelles du transfert de masse instantané et local respectivement pour $f^*=820$ et $f^*=1640$. Ce transfert de masse local et instantané déterminé expérimentalement à partir de la loi de Faraday, et celui calculé numériquement et qui est obtenu à partir de la résolution du problème inverse, sont quasiment les mêmes.

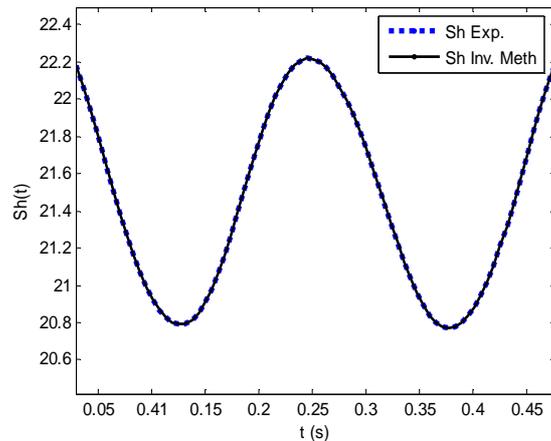


Figure 3.12. Évolution temporelle du transfert de masse local déterminé à partir de la résolution du problème direct et du transfert de masse expérimental mesuré pour $Pe = 7,63 \cdot 10^3$, $\beta = 40\%$, $f^* = 820$ et $\theta = 0^\circ$

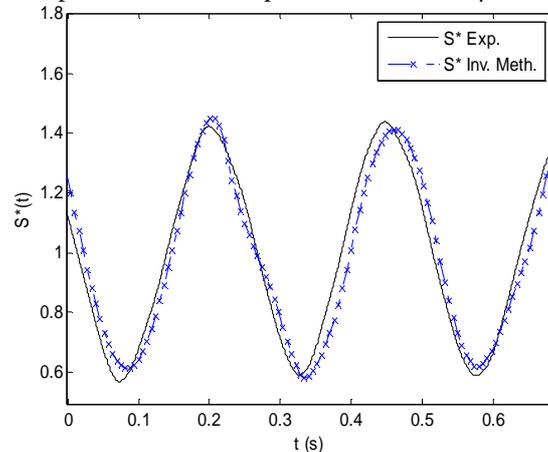


Figure 3.13. Évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la méthode inverse comparé au gradient pariétal de vitesse expérimental pour $Pe = 7,63 \cdot 10^3$, $\beta = 40\%$, $f^* = 820$ et $\theta = 0^\circ$

L'évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse respectivement pour $f^* = 820$ et $f^* = 1640$, et pour $Pe = 7,63 \cdot 10^3$ est présentée sur les figures.3.13 et 3.15. Le gradient adimensionnel de vitesse local et instantané déterminé numériquement par la méthode inverse est en accord avec le gradient de vitesse expérimental. Pour un angle directionnel $\theta = 0^\circ$, la méthode inverse donne une bonne estimation du gradient pariétal de vitesse. La méthode inverse est expérimentalement validée pour des différentes fréquences d'oscillations. Un bon filtrage du signal brut (courants limite de diffusion) est indispensable pour la bonne convergence de la méthode inverse séquentielle. Le pas de temps entre deux nombres de Sherwood consécutifs doit être petit. Ceci conduit à un temps CPU de calcul assez important, mais assure la convergence de la méthode.

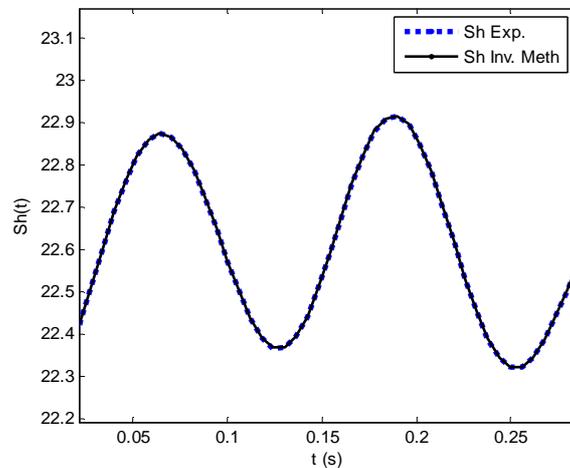


Figure 3.14. Évolution temporelle du transfert de masse local déterminé à partir de la résolution du problème direct et du transfert de masse expérimental mesuré pour $Pe = 7,63 \cdot 10^3$, $\beta = 20\%$, $f^* = 1640$ et $\theta = 0^\circ$

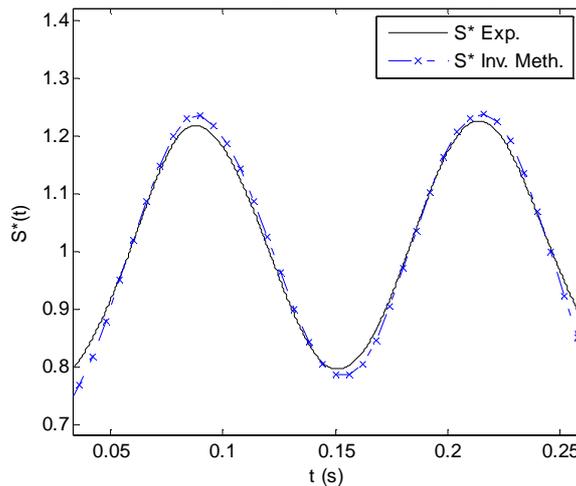


Figure 3.15. Évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la méthode inverse comparé au gradient pariétal de vitesse expérimental pour $Pe = 7,63 \cdot 10^3$, $\beta = 20\%$, $f^* = 1640$ et $\theta = 0^\circ$

Dans cette étude, nous avons choisi $\varepsilon = 10^{-4}$ pour le calcul de la quantité $\left(\frac{\partial \overline{Sh}_{num}^*(t_i^*)}{\partial S^*} \right)_{S_{num}^*(t_i^*)}$. Cette valeur permet d'obtenir une évolution linéaire entre $Sh(ti)$ et $S(ti)$. Elle correspond à une valeur optimale de la dérivée numérique $\left(\frac{\partial Sh_{num}^*(t_i^*)}{\partial S^*} \right)_{S_{num}^*(t_i^*)}$.

3.2. Effet de la direction de l'écoulement sur le gradient pariétal de vitesse

En utilisant le système d'acquisition EDIWORK développé sous LabView, la méthode polarographique nous a permis d'approuver les connaissances sur le transfert de masse et sa forte dépendance à l'hydrodynamique de l'écoulement (gradient de vitesse). Cette partie est consacrée à l'analyse de l'effet de la direction de l'écoulement sur le transfert de masse, et par suite la validité des approches de détermination du gradient pariétal de vitesse.

Les résultats sont présentés successivement pour un angle directionnel $\theta=90^\circ$ puis $\theta=180^\circ$. Ils seront aussi comparés aux résultats pour l'angle directionnel $\theta=0^\circ$, présentés dans la partie précédente. Le nombre de Péclet est choisi supérieur à 10^5 . L'effet de la diffusion axiale est négligé (Ling, 1964 ; Rehimy et al., 2006).

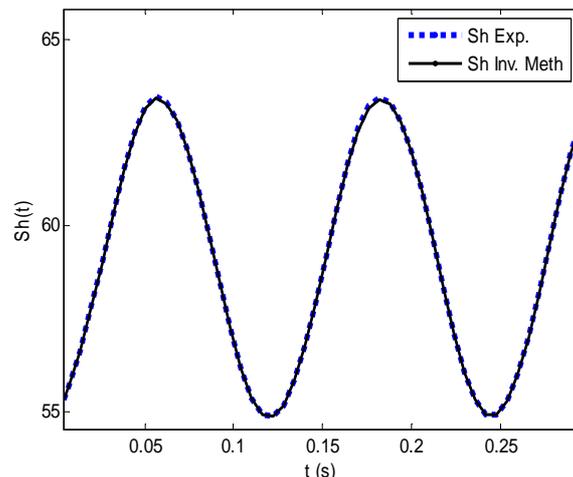


Figure 3.16. Évolution temporelle du transfert de masse local déterminé à partir de la résolution du problème inverse et du transfert de masse expérimental mesuré pour $Pe = 1,5 \cdot 10^5$, $\beta = 60\%$, $f^* = 1640$ et $\theta = 90^\circ$

Les évolutions temporelles du transfert de masse obtenues à partir de la réponse en fréquence de la sonde double sont respectivement illustrées pour les deux angles directionnels $\theta=90^\circ$ et $\theta=180^\circ$ respectivement sur les figures 3.16 et 3.18. A des nombres de Péclet

relativement élevés, les résultats numériques (méthode inverse) et les résultats expérimentaux sont en accord de pont de vue amplitude et phase.

Les évolutions temporelles du gradient pariétal de vitesse obtenu à partir de la méthode inverse et celui imposé expérimentalement sont respectivement illustrées pour les deux angles directionnels $\theta=90^\circ$ et $\theta=180^\circ$ respectivement sur les figures 3.17 et 3.19 pour un $Pe=1,5 \cdot 10^5$. Lorsque l'angle directionnel augmente à 90° (Fig.3.17), le gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la méthode inverse devient légèrement déphasé et atténué par rapport à celui imposé expérimentalement. Cela est peut être dû à l'effet de la frontière isolante qui a été négligé dans l'application de la méthode inverse, ou à l'effet de la direction de l'écoulement par rapport à la frontière isolante sur la réponse en fréquence de la sonde double. En effet, lorsque l'angle directionnel est égal à zéro, l'amplitude et le déphasage du gradient pariétal de vitesse instantané étaient les mêmes que ceux du gradient expérimental instantané imposé.

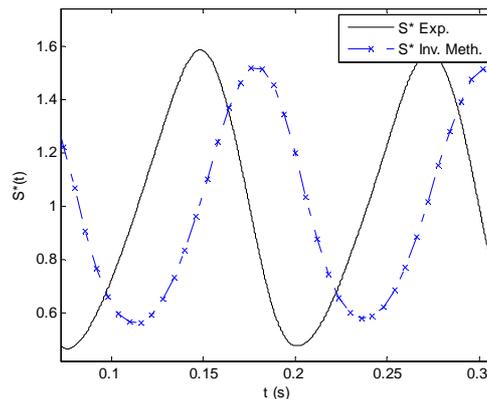


Figure 3.17. Évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la méthode inverse et comparé à celui imposé expérimentalement pour $Pe = 1,5 \cdot 10^5$, $\beta = 60\%$, $f^* = 1640$ et $\theta=90^\circ$

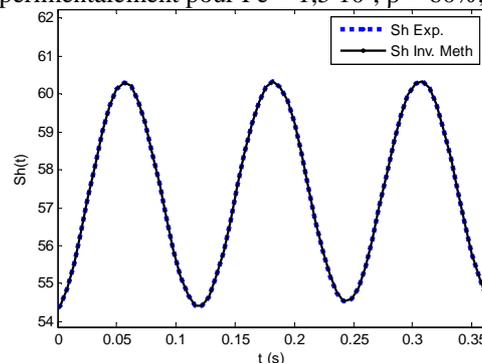


Figure 3.18. Évolution temporelle du transfert de masse local déterminé à partir de la résolution du problème inverse et du transfert de masse expérimental mesuré pour $Pe = 1,5 \cdot 10^5$, $\beta = 40\%$, $f^* = 1640$ et $\theta=180^\circ$

Un intérêt de la méthode inverse est qu'elle permet de déterminer le gradient pariétal de vitesse instantané pour une large gamme de nombres de Péclet ($10^{-6} \leq Pe \leq 10^6$). Lorsque l'angle directionnel est $\theta = 180^\circ$ (Fig.3.19), la direction de l'écoulement est opposée à celle de

la référence (c-à-d $\theta = 0^\circ$, cf. Fig.3.15), le gradient pariétal de vitesse calculé à partir de la réponse en fréquence de la sonde double en utilisant la méthode inverse et en négligeant l'effet de la frontière isolante est en bon accord avec le gradient expérimental imposé. La comparaison des résultats de la figure Fig.3.17 pour $\theta=90^\circ$ à ceux de la figure Fig.3.19 ($\theta=180^\circ$) montre que le léger déphasage détecté dans le cas de l'angle directionnel $\theta=90^\circ$ disparaît quand l'angle directionnel augmente à $\theta=180^\circ$. En effet, le gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la méthode inverse est en accord avec le gradient pariétal de vitesse expérimental quand l'angle directionnel augmente à 180° . La sonde double donne des bons résultats pour des écoulements oscillatoires à faible amplitude ($\beta = 60\%$). Ceci est en accord avec l'analyse de Barbeu et al. (1998). Le déphasage observé sur l'angle directionnel 90° est due à la sensibilité de la sonde double pour une telle direction de l'écoulement. Barbeu et al. (1998) ont fait les mêmes constatations. L'utilisation d'une sonde double est donc déconseillée pour des hautes fluctuations avec de faibles vitesses d'écoulement.

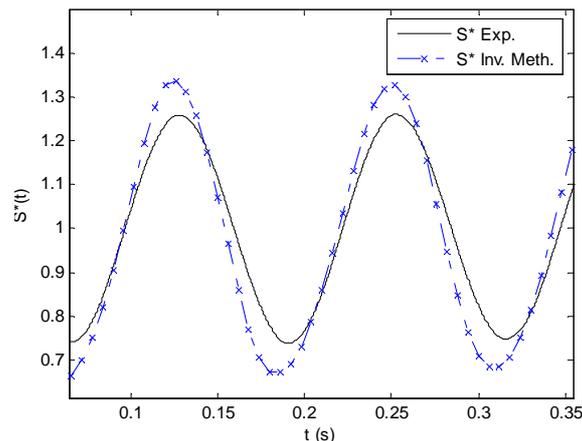


Figure 3.19. Évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la méthode inverse comparé à celui imposé expérimentalement pour $Pe = 1,5 \cdot 10^5$, $\beta = 40\%$, $f^* = 1640$ et $\theta = 180^\circ$

La réponse en fréquence d'une sonde double a été étudiée et exploitée pour la détermination des avantages et des limites d'application de la méthode inverse, et pour des fréquences d'oscillation et des directions d'écoulements. Nous avons constaté que la sonde double devient sensible quand l'écoulement est perpendiculaire à la frontière isolante. Nous avons alors étendu l'étude au test de la validité de la méthode inverse à partir de la réponse en fréquence d'une sonde triple.

4. VALIDATION EXPERIMENTALE ET ANALYSE CRITIQUE DE LA METHODE INVERSE POUR LE CAS D'UNE SONDE TRIPLE (TRI-SEGMENTEE)

Une sonde triple est composée de trois segments séparés par un angle de 120° l'un par rapport à l'autre. Les trois segments sont électriquement isolés et polarisés à la même tension

en utilisant une contre-électrode commune (une anode). La théorie de la sonde triple est basée sur l'hypothèse que l'effet de la frontière isolante est négligeable et que les secteurs des segments de la sonde tri-segmentée sont parfaitement circulaires (Sobolik et Wein, 1990). Les caractéristiques directionnelles présentent les variations du courant adimensionnel délivré par chaque segment de la sonde en fonction de la direction de l'écoulement (Sobolik et al., 1987) et peuvent être déterminées à partir de la solution de Lévêque (1928). Dans la zone de la couche limite de séparation, la mesure de l'angle directionnel entre l'écoulement principal et l'écoulement à la paroi est nécessaire pour la détermination de la structure de l'écoulement. Dans ce cas, l'étude de la réponse en fréquence de la sonde triple en utilisant la technique polarographique permet l'étude de la dynamique de l'écoulement dans la zone en proche paroi.

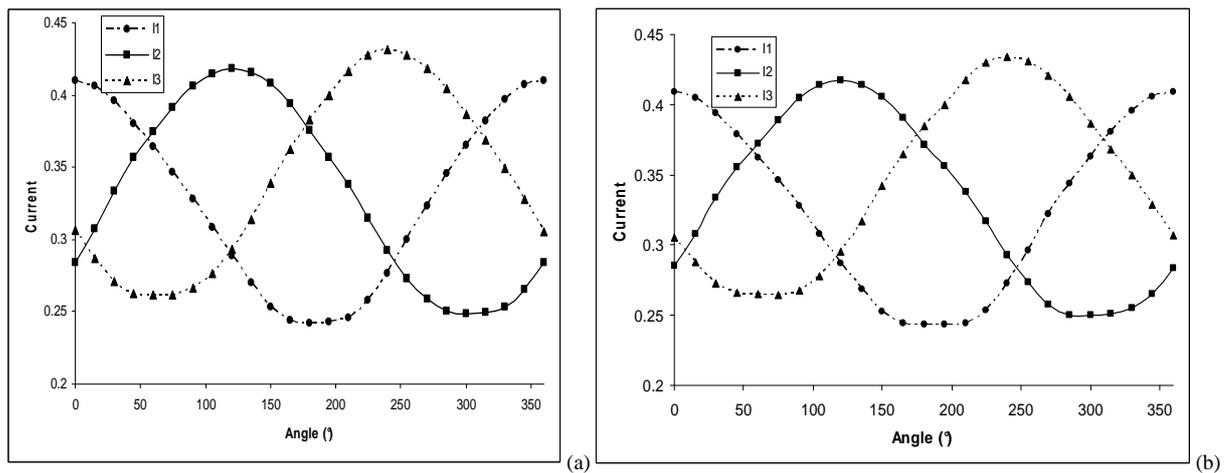
Dans cette troisième partie du chapitre, on étudie la réponse en fréquence d'une sonde triple à des fluctuations de l'écoulement, et on l'exploite par la suite pour déterminer les intervalles de validité et les limites d'application de la méthode inverse pour différentes amplitudes d'oscillation, fréquences d'oscillation et directions d'écoulement.

4.1. Caractéristiques directionnelles d'une sonde triple

Sobolik et al. (1998) ont montré que les courants délivrés par une sonde triple peuvent donner des informations intéressantes sur la cinématique de l'écoulement dans la zone en proche paroi, et en particulier le gradient pariétal de vitesse ainsi que la direction de l'écoulement, et ce grâce à un étalonnage approprié. Les caractéristiques directionnelles issues des trois segments de la sonde triple sont illustrées. Des angles directionnels ont été choisis pour étudier la robustesse de la méthode inverse et déterminer le vrai gradient pariétal de vitesse. L'objectif principal de l'utilisation de la méthode inverse est de déterminer l'effet de la direction de l'écoulement au voisinage de la zone proche en paroi sur la validité de la méthode inverse. La troisième partie de ce chapitre présente une réponse à la question «*Est-ce que la méthode inverse reste pertinente lorsque la direction de l'écoulement autour de la sonde triple change ?* »

Les caractéristiques directionnelles d'un fluide newtonien sont représentées sur la figure 3.24. pour des gradients de vitesse moyens correspondant à des nombres de Péclet moyens respectivement égaux à : a) $Pe=4,58 \cdot 10^3$; b) $Pe=9,16 \cdot 10^3$; c) $Pe=1,83 \cdot 10^4$; d) $Pe=3,66 \cdot 10^4$; e) $Pe=5,49 \cdot 10^4$; f) $Pe=7,32 \cdot 10^4$; g) $Pe=1,53 \cdot 10^5$. Les caractéristiques directionnelles sont

légèrement différentes quand le gradient pariétal de vitesse moyen varie de $Pe=0,458 \cdot 10^4$ à $Pe=15,27 \cdot 10^4$. En effet, un léger pic apparait progressivement dans la variation du courant limite de diffusion normalisé du segment n°1 de la sonde triple lorsque le nombre de Reynolds augmente. Cela est peut-être dû aux caractéristiques géométriques de la sonde triple, aux propriétés du fluide ou à un écoulement secondaire et aux fluctuations de l'écoulement principal. Ce phénomène a été détecté pour des liquides de faible viscosité (Wein, 2008). Les frontières isolantes affectent les caractéristiques directionnelles de la sonde triple. Elles génèrent l'apparition, pour $Pe=1,83 \cdot 10^4$, d'un pic à un angle directionnel de 180° . Ce pic se développe progressivement sur une gamme de Péclet variant de $Pe=1,83 \cdot 10^4$ à $Pe=1,53 \cdot 10^5$. La frontière isolante déforme les parties linéaires des caractéristiques directionnelles en déclenchant l'apparition du pic. Ce phénomène est connu sous le nom de l'effet de « beak » (Wein, 2008). Ce « maximum » est probablement dû à la pénétration d'une solution fraîche dans la frontière isolante. Pour des nombres de Péclet modérés, de l'ordre de 10^3 à 10^4 , l'effet du pic (beak) peut être négligé (Fig. 3.20). Il est supprimé par l'effet de la diffusion latérale de la frontière isolante le long des bords latéraux des segments (Wein, 2008). Les simulations numériques de Wein (2008) permettent de conclure que ces effets sont généralement négligés lorsque $2g/d < 0.1$. Dans notre cas d'étude, selon les caractéristiques géométriques de la sonde triple utilisée, ce rapport est égal à 1,5 et on a considéré que ces effets peuvent être négligés avec une incertitude de 6% entre les simulations numériques de Wein (2008) et notre cas expérimental.



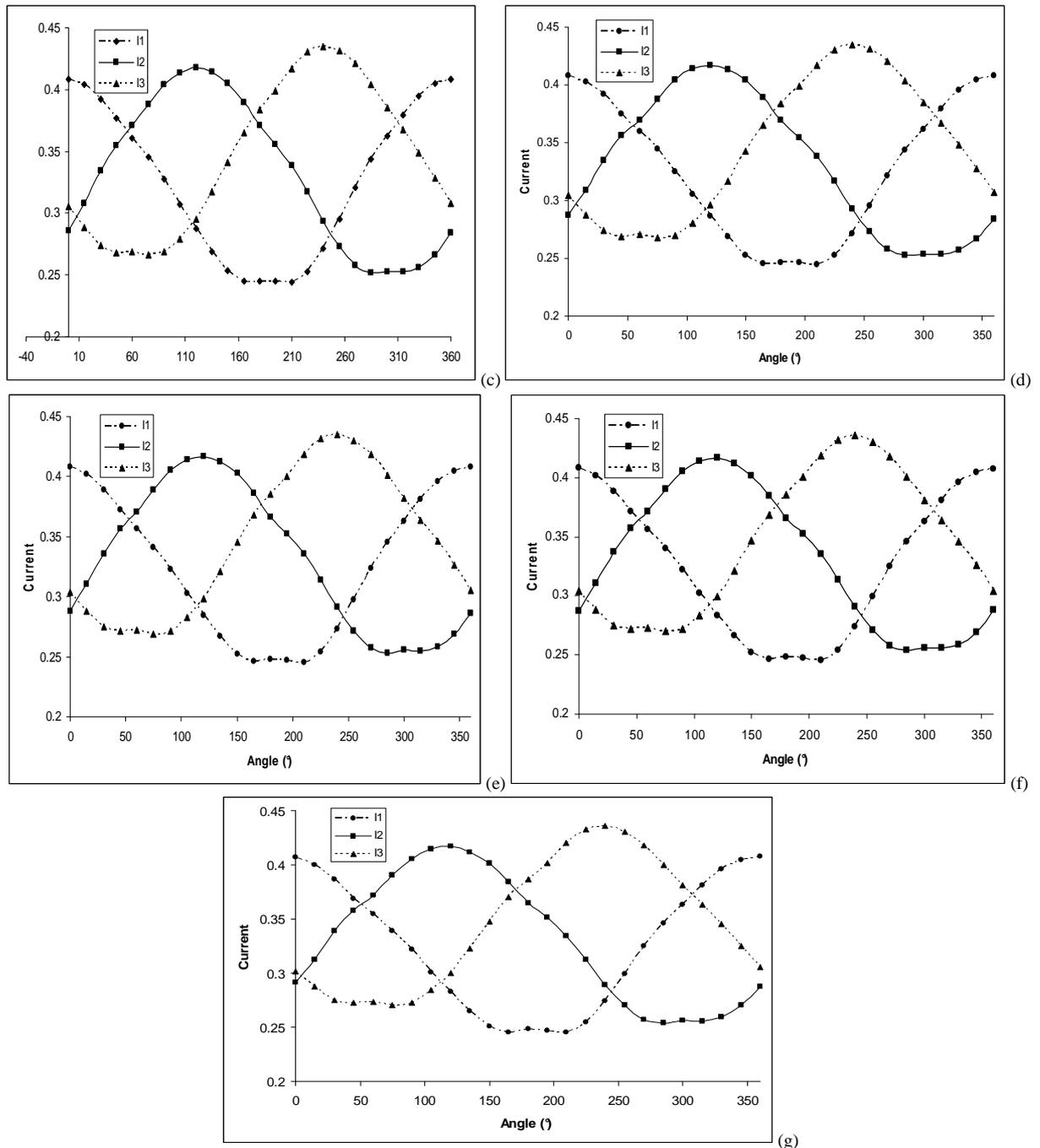


Figure 3.20. Caractéristiques directionnelles de la sonde triple utilisée : a) $Pe=4,58 \cdot 10^3$; b) $Pe=9,16 \cdot 10^3$; c) $Pe=1,83 \cdot 10^4$; d) $Pe=3,66 \cdot 10^4$; e) $Pe=5,49 \cdot 10^4$; f) $Pe=7,32 \cdot 10^4$; g) $Pe=1,53 \cdot 10^5$

4.2. Effet de l'angle directionnel sur le gradient pariétal de vitesse

L'étude des variations des transferts de masse pour des fluctuations d'un écoulement oscillant dans un rhéomètre plan-plan en utilisant une sonde triple permet de déterminer l'effet de l'angle directionnel sur le gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la réponse en fréquence de la sonde tri-segmentée en négligeant l'effet de la frontière isolante en utilisant la méthode inverse. Pour plus de commodité, nous avons considéré les sources possibles d'erreur individuellement et nous avons isolé la cause principale dans chaque cas

d'étude. Par exemple, nous nous sommes concentrés sur l'effet de l'angle directionnel ou à l'effet des fréquences d'oscillation sur le gradient pariétal de vitesse déterminé numériquement à partir du transfert de masse issus de la sonde triple en utilisant la méthode inverse.

Les résultats sont obtenus pour différentes directions de l'écoulement caractérisées par un angle directionnel par rapport un repère fixé sur le support de la sonde triple. La première position correspond à un angle directionnel égal à 0° qui sera notre position de référence. La deuxième et la troisième positions correspondent respectivement à des angles directionnels égaux à 120° et 240° . Le nombre de Péclet dans cette section est égal à $Pe=1,53 \cdot 10^5$. Ceci nous permet de négliger l'effet de la diffusion axiale (Ling, 1964 ; Rehim et al., 2006). La sensibilité de la méthode inverse à la direction de l'écoulement est étudiée, sous l'hypothèse d'un effet non significatif de la frontière isolante comme première approximation pour étendre la méthode inverse aux sondes triples.

Les analyses préliminaires sont obtenues en utilisant l'interface polarographique EDIK2. Cette interface est également utilisée pour contrôler simultanément les mesures des intensités de courants limites de diffusion issus de la sonde triple, la tension de polarisation, la vitesse angulaire imposée au disque supérieur du rhéomètre. Un algorithme a été développé sous Matlab® pour le post-traitement des différents signaux délivrés par la sonde triple.

L'évolution temporelle du transfert de masse local déterminé à partir de la somme des courants délivrés par la sonde triple et l'évolution du transfert de masse déterminé à partir de la résolution du problème direct, respectivement pour des angles directionnels $\theta=0^\circ$, $\theta=120^\circ$ et $\theta=240^\circ$, et pour la même amplitude d'oscillation $\beta=60\%$, sont montrées respectivement sur les figures 3.21a, 3.22a et 3.23a. En examinant ces figures, on constate un bon accord entre le transfert de masse local et instantané expérimental et celui numérique tant sur le plan de l'amplitude que sur le plan du déphasage pour les différentes directions de l'écoulement oscillant.

Les évolutions temporelles du gradient pariétal de vitesse pour les trois directions d'écoulement (correspondantes respectivement à $\theta=0^\circ$, $\theta=120^\circ$ et $\theta=240^\circ$) sont illustrées par les figures 3.21b, 3.22b et 3.23b. Trois remarques peuvent être tirées de ces résultats. Premièrement, le gradient pariétal de vitesse instantané déterminé numériquement en utilisant la méthode inverse suit celui imposé expérimentalement lorsque la direction d'écoulement est $\theta=0^\circ$ et $\theta=240^\circ$. En second lieu, les résultats montrent que lorsque la direction d'écoulement correspond à un angle de $\theta=120^\circ$, l'amplitude du gradient pariétal de vitesse déterminé numériquement à partir de la méthode inverse est égal à celle du gradient expérimental. Quant

à la phase du gradient de vitesse obtenu numériquement selon la méthode inverse, il est légèrement décalé par rapport à celui imposé expérimentalement. Ceci est probablement dû à l'hypothèse d'un effet de frontière isolante non significatif dans l'approche numérique et/ou à l'approximation quasi-linéaire pour le calcul du gradient de vitesse pariétal expérimental qui est correct surtout pour des écoulements oscillants de faible amplitude.

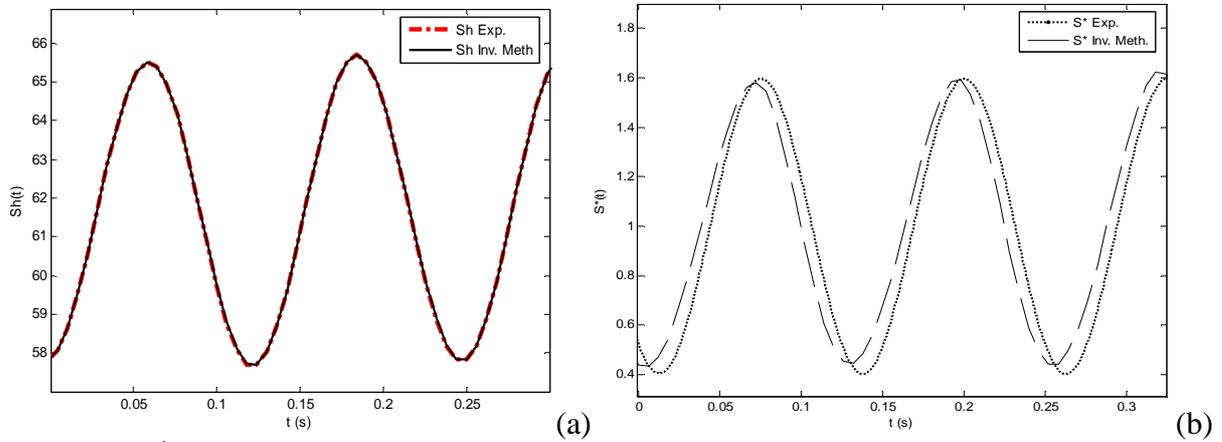


Figure 3.21. Évolution temporelle pour $\theta = 0^\circ$, $f^+ = 0,5846$, $\beta = 60\%$, du : a) Transfert de masse numérique obtenu à partir de la résolution du problème directe et comparé à celui mesuré ; b) Gradient pariétal de vitesse numérique obtenu à partir de la méthode inverse et compare au gradient pariétal expérimental imposé

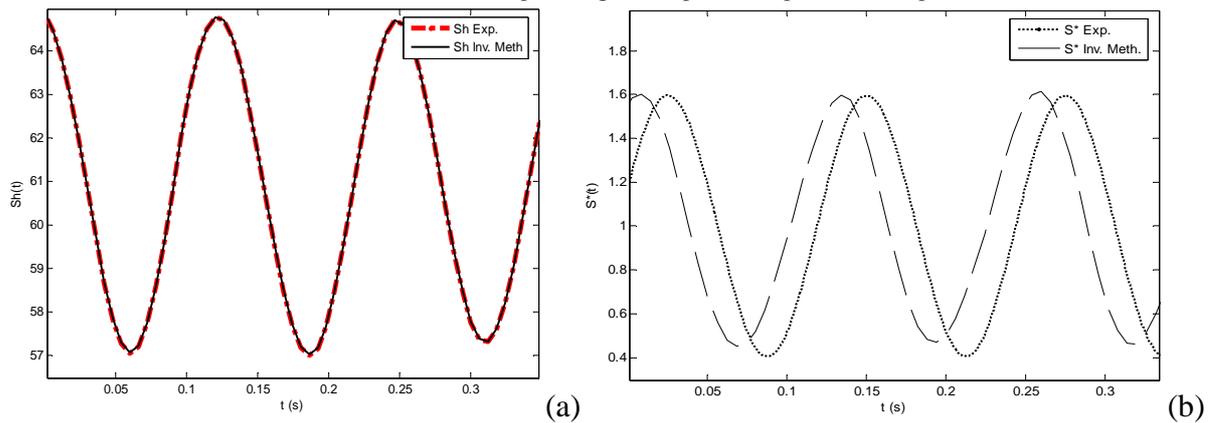


Figure 3.22. Évolution temporelle, pour $\theta = 120^\circ$, $f^+ = 0,5846$, $\beta = 60\%$, du : a) Transfert de masse numérique obtenu à partir de la résolution du problème direct et comparé à celui mesuré ; b) Gradient pariétal de vitesse numérique obtenu à partir de la méthode inverse et comparé au gradient pariétal expérimental imposé

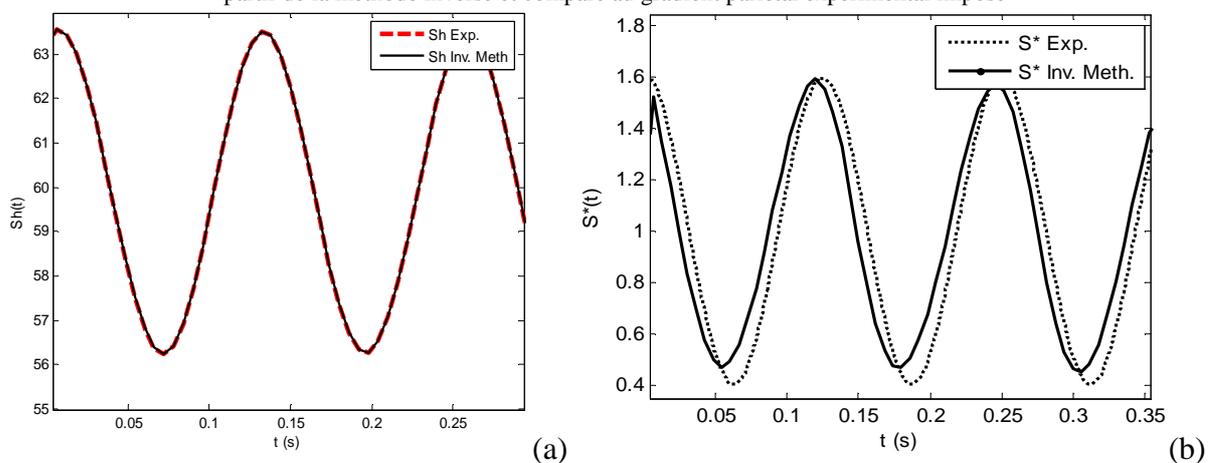


Figure 3.23. Évolution temporelle, pour $\theta = 240^\circ$, $f^+ = 0,5846$ et $\beta = 60\%$ pour : a) Transfert de masse numérique obtenu à partir de la résolution du problème direct et comparé à celui mesuré ; b) Gradient pariétal de vitesse numérique obtenu à partir de la méthode inverse et comparé au gradient pariétal expérimental imposé

4.3. Effet de la fréquence d'oscillation sur le gradient pariétal de vitesse

L'évolution temporelle du transfert de masse local déterminé à partir de la somme des courants délivrés par la sonde triple et l'évolution du transfert de masse déterminé à partir de la résolution du problème direct, respectivement pour des fréquences adimensionnelles d'oscillation $f^+ = 0,5846$ et $f^+ = 0,2923$ et pour la même direction d'écoulement $\theta = 0^\circ$, sont respectivement représentées sur les figures 3.24a et 3.25b. Le transfert de masse local et instantané numérique est le même que celui imposé expérimentalement. L'amplitude et la phase du transfert de masse sont correctement déterminées.

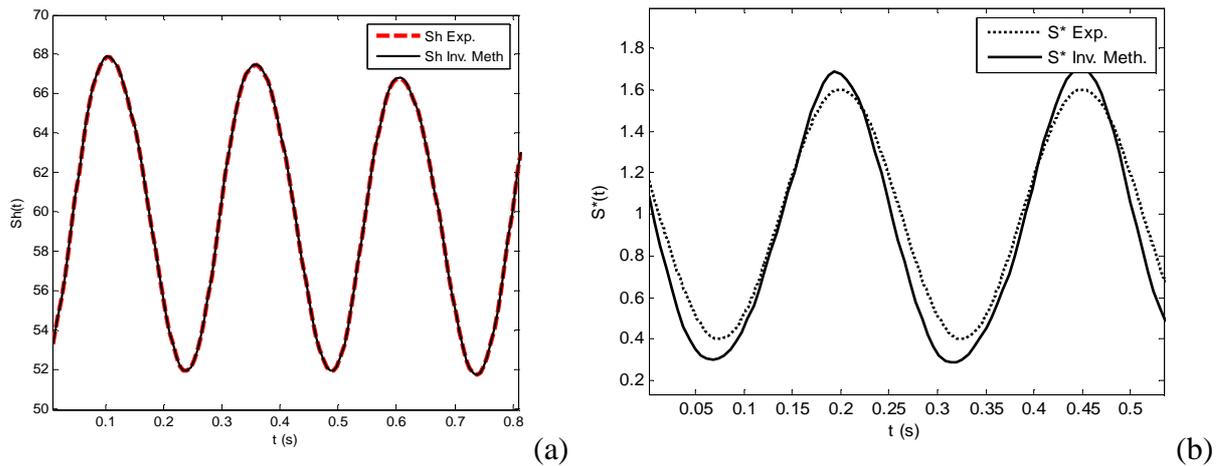


Figure 3.24. Évolution temporelle, pour $\theta = 0^\circ$, $f^+ = 0,2923$ et $\beta = 60\%$: a) Transfert de masse numérique obtenu à partir de la résolution du problème direct et comparé à celui mesuré ; b) Gradient pariétal de vitesse numérique obtenu à partir de la méthode inverse et comparé au gradient pariétal expérimental imposé

Les évolutions temporelles du gradient pariétal de vitesse pour des fréquences adimensionnelles d'oscillation $f^+ = 0,5846$ et $f^+ = 0,2923$, et pour la même direction d'écoulement $\theta = 0^\circ$, $\beta = 60\%$, sont respectivement montrées sur les figures 3.24b et 3.25b. Le gradient pariétal de vitesse instantané déterminé numériquement en utilisant la méthode inverse suit celui expérimental imposé pour $f^+ = 0,5846$ et $f^+ = 0,2923$.

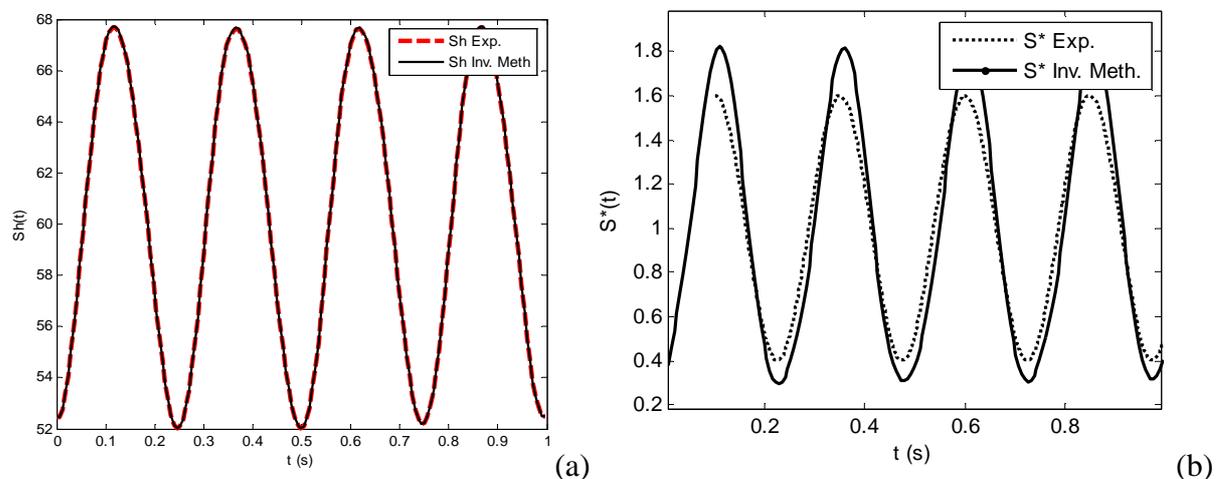


Figure 3.25. Évolution temporelle, pour $\theta = 120^\circ$, $f^+ = 0,2923$ et $\beta = 60\%$ pour : a) Transfert de masse numérique obtenu à partir de la résolution du problème direct et compare au transfert de masse expérimental ; b) Gradient pariétal de vitesse numérique obtenu à partir de la méthode inverse et comparé au gradient pariétal expérimental imposé

Les évolutions temporelles du transfert de masse local et du gradient pariétal de vitesse pour $\theta = 0^\circ$, $f^+ = 0,2923$, $\beta = 60\%$ sont présentées respectivement sur les figures 3.24a et 3.24b. En comparant le transfert de masse numérique obtenu à partir de la résolution du problème direct à celui expérimental mesuré pour $\theta = 120^\circ$, $f^+ = 0,2923$ et $\beta = 60\%$ aux transferts obtenus pour $f^+ = 0,5846$ en gardant inchangés les autres paramètres (Fig.3.25a et Fig.3.25b), nous constatons ce que les évolutions temporelles du transfert de masse obtenu à partir de la résolution du problème direct et du transfert de masse expérimental sont confondues. D'autre part, l'amplitude du gradient pariétal numérique est correctement prédite pour $f^+ = 0,5846$, mais un léger retard de phase est détecté dans l'évolution du gradient numérique par rapport à celle du gradient pariétal instantané expérimental. Pour $f^+ = 0,2923$ et un angle directionnel $\theta = 120^\circ$, l'amplitude du gradient pariétal de vitesse numérique obtenu à partir de la méthode inverse est supérieure à celle du gradient de vitesse pariétal instantané expérimental. Cela est probablement dû à l'hypothèse d'un effet de frontière isolante qui est rencontré pour cet angle directionnel (Berrich et al., 2011) et qui est négligé dans l'approche numérique et/ou à l'effet tridimensionnel du phénomène de transfert de masse qui est également négligé dans le code séquentiel ou dans l'approximation quasi-linéaire du gradient pariétal de vitesse expérimental.

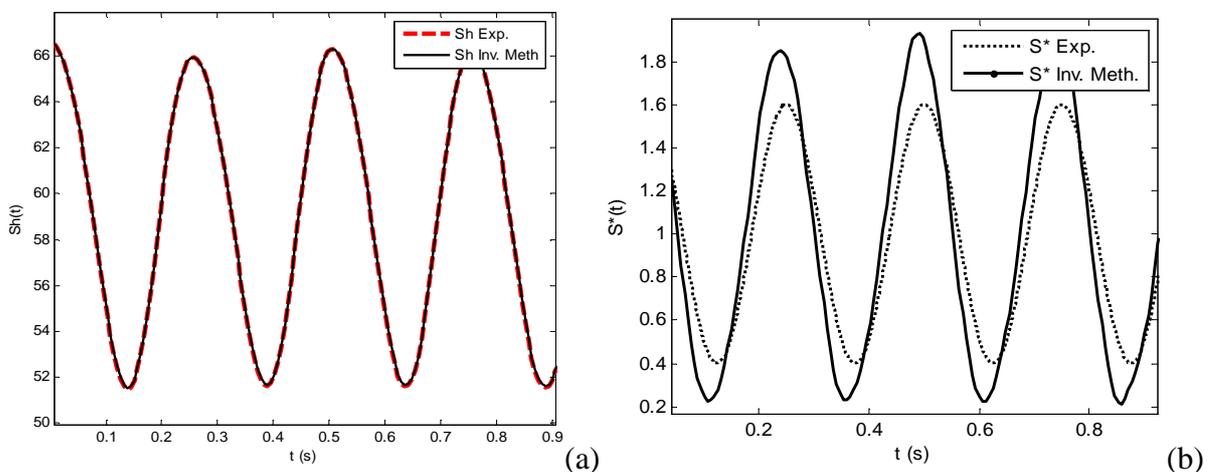


Figure 3.26. Évolution temporelle, pour $\theta = 240^\circ$, $f^+ = 0,2923$ et $\beta = 60\%$: a) Transfert de masse numérique obtenu à partir de la résolution du problème direct comparé à celui mesuré ; b) Gradient pariétal de vitesse numérique obtenu à partir de la méthode inverse et comparé au gradient pariétal expérimental imposé

L'évolution temporelle du transfert de masse local déterminé à partir de la somme des courants délivrés par la sonde triple et l'évolution du transfert de masse déterminé à partir de la résolution du problème direct, respectivement pour des fréquences adimensionnelles d'oscillation $f^+ = 0.5846$ and $f^+ = 0,2923$ pour la même direction d'écoulement $\theta = 240^\circ$ sont données respectivement sur les figures 3.23a et 3.26a. Le transfert de masse local et instantané

numérique et celui local et instantané expérimental sont égaux. L'amplitude et la phase sont correctement prédites par la méthode inverse.

Les évolutions temporelles des gradients pariétaux de vitesse expérimental et numérique pour la même direction d'écoulement $\theta = 240^\circ$ sont présentées sur la figure 3.26b. La comparaison des évolutions des gradients de vitesse pour $\theta = 0^\circ$ (Fig.3.24b) et des évolutions des gradients de vitesse pour $\theta = 240^\circ$ (Fig.3.26b) montre que la phase du gradient est correctement prédite dans les deux cas. Pour les mêmes conditions expérimentales, et en doublant la fréquence d'oscillation ($f^+ = 0,5846$), le gradient pariétal de vitesse déterminé numériquement selon la méthode inverse semble être correcte. L'amplitude et la phase du transfert de masse sont correctement prédites (Fig.3.23b).

4.4. Comparaison de la méthode inverse et de la solution quasi-linéaire pour des angles directionnels d'une sonde triple

Dans cette section, nous comparons le gradient pariétal et instantané de vitesse obtenu numériquement par la méthode inverse à partir de la réponse en fréquence de la sonde triple à celui obtenu à partir de l'approche linéaire de Lévêque (1928). L'évolution temporelle du gradient pariétal et instantané de vitesse obtenu par la méthode inverse et celle obtenu à partir de l'approche linéaire de Lévêque (1928) pour $f^+ = 0,5846$, $\theta = 240^\circ$ et $\beta = 60\%$ sont présentées sur la figure 3.27. La méthode linéaire de Lévêque (1928), contrairement à la méthode inverse qui suit l'évolution expérimentale (Fig.3.23.b), ne permet pas de remonter correctement au gradient de vitesse pariétal et instantané.

L'évolution temporelle du gradient pariétal et instantané de vitesse obtenu par la méthode inverse et celui obtenu à partir de l'approche linéaire de Lévêque (1928) pour $f^+ = 0,2923$, $\theta = 120^\circ$ et $\beta = 60\%$ sont présentées dans la figure 3.28. Le gradient pariétal de vitesse déterminé par la méthode linéaire de Lévêque (1928) est déphasé comparativement avec celui déterminé numériquement par la méthode inverse. En examinant la figure 3.25b, la solution de Lévêque semble être en phase avec le gradient pariétal expérimental.

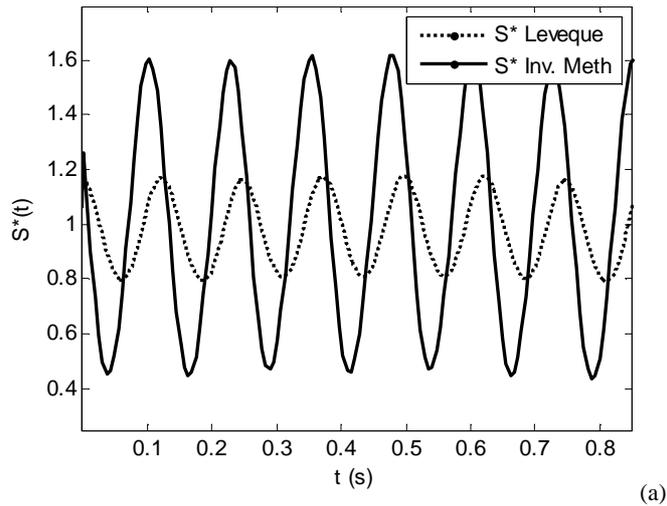


Figure 3.27. Comparaison de l'évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse déterminé par la méthode inverse et la méthode de Lévêque pour $\theta = 240^\circ$, $f^+ = 0,5846$ et $\beta = 60\%$

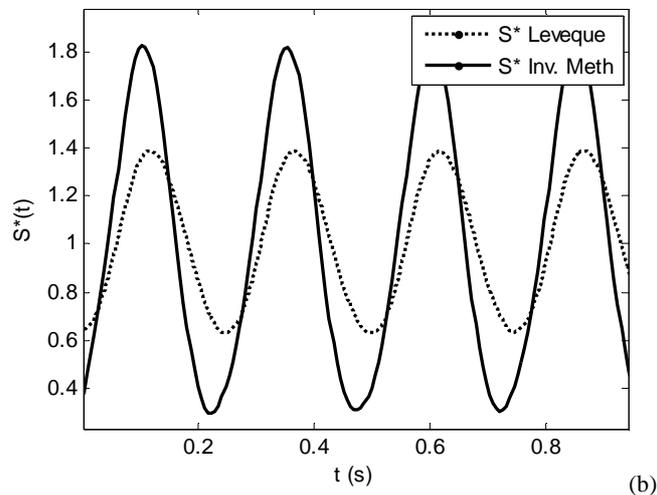


Figure 3.28. Comparaison de l'évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse déterminé par la méthode inverse et la méthode de Lévêque pour $\theta = 120^\circ$, $f^+ = 0,2923$ et $\beta = 60\%$

Les fréquences $f^+ = 0,2923$ et $f^+ = 0,5846$ se situent dans le régime intermédiaire (Ambari, 1964). La comparaison du gradient pariétal de vitesse instantané de la méthode inverse à celui de Lévêque montre que l'approche linéaire de Lévêque reste légèrement déphasée et que son amplitude est atténuée lorsque la fréquence adimensionnelle f^+ augmente. En effet, la déviation de la méthode linéaire de Lévêque augmente lorsque f^+ tends vers 2, ce qui correspond à la limite inférieure du régime des hautes fréquences (Ambari et al., 1964).

5. CONCLUSION

Rehimi et al. (2006) ont étudié numériquement la réponse en fréquence d'une sonde électrochimique simple. Ils ont appliqué l'algorithme d'estimation séquentielle, basé sur l'inversion de l'équation de convection diffusion, pour déterminer le gradient pariétal de vitesse en utilisant des données de transfert de masse simulées numériquement. Dans ce chapitre, nous avons validé expérimentalement l'approche de méthode inverse en transfert de

masse, développée par Rehimy et al. (2006) pour le cas d'une sonde simple en imposant un écoulement oscillant sur un rhéomètre plan-plan (RPP). Nous avons réalisé une analyse critique qui nous a permis de mettre en évidence les avantages et les inconvénients de cette méthode séquentielle, et de définir ses domaines d'application. La méthode inverse a été vérifiée sur un intervalle de nombre de Péclet variant de $4,58 \cdot 10^3$ à $1,06 \cdot 10^5$, afin de pouvoir la comparer avec les méthodes linéaires classiques de détermination des gradients de vitesse à partir de mesures de transfert de masse. Un algorithme optimal programmé sous Matlab® a été développé pour le post-traitement des signaux et pour les calculs utilisant les méthodes usuelles généralement utilisées en polarographie pour la détermination du gradient de vitesse ; à savoir la méthode de Lévêque (1928), la méthode de Sobolik et al. (1987) et la méthode de Deslouis et al. (1990). La comparaison entre les résultats obtenus par ces méthodes, la méthode inverse et le gradient expérimental imposé a permis de définir les domaines de validité de chacune de ces méthodes. Nous avons démontré que la différence entre le gradient expérimental imposé et le gradient quasi-stationnaire de Lévêque (1928) peut atteindre les 9% pour $f^* \geq 205$ et $\beta \geq 30\%$. Pour des faibles fréquences d'oscillations ($f^* \leq 205$), la méthode de Sobolik et al. (1987) et la méthode de Deslouis et al. (1990) sont en accord avec le gradient imposé. Ainsi, la méthode inverse est validée pour des hautes fréquences d'oscillations pour lesquelles les approches linéaires sont atténuées en amplitude et déphasées. Nous signalons que dans la majorité des cas d'études, on était amené à filtrer les signaux issus des sondes électrochimiques avant de lancer les calculs avec la méthode inverse. Un second algorithme a alors été développé pour le filtrage de ces signaux.

La méthode de Lévêque (1928) ne permet pas, dans certains cas, de calculer correctement le gradient pariétal de vitesse. En effet, elle présente plusieurs inconvénients qui sont liés notamment à l'hypothèse d'une diffusion axiale négligée. Pour palier à ce problème, notre attention s'est portée sur l'utilisation de la correction proposée par Sobolik et al. (1987) et aux fonctions de transfert (méthode de Deslouis et al., 1990) avec en perspective, la détermination du gradient pariétal instantané en tenant compte du terme d'accumulation dans l'équation de convection diffusion ou en ajoutant une correction semi-empirique à la solution quasi-stationnaire de Lévêque (1928). La méthode de Sobolik et al. (1987) présente l'avantage de ne pas nécessiter l'utilisation de filtrage des signaux de transfert de masse ni d'initialisation pour les calculs. Toutefois, cette méthode néglige l'effet de la diffusion axiale et elle amplifie le bruit. La méthode inverse paraît être une méthode prometteuse. On a expérimentalement validé la méthode inverse pour la détermination du gradient pariétal de vitesse instantané pour un écoulement oscillatoire en utilisant une sonde simple pour

différents fréquences d'oscillation, différentes amplitudes d'oscillation, et différents nombres de Péclet. Nous avons mis en évidence les avantages et les limites d'utilisation de la méthode inverse, de la solution de Lévêque (1928), la méthode de Sobolik et al. (1987) et la méthode de Deslouis et al. (1991) pour des nombres de Péclet allant de $4,58 \cdot 10^3$ à $1,06 \cdot 10^5$, pour des fréquences d'oscillation adimensionnelle f^* allant de 205 à 1646 et pour des f^+ allant de 0,74 à 1,28 (Ambari et al., 1986). La solution de Sobolik et al. (1987) et la fonction de transfert de Deslouis et al. (1991) permettent une bonne prédiction du gradient pariétal de vitesse pour des hauts nombres de Péclet lorsque le nombre d'échantillon est suffisant.

L'utilisation de sondes simples ne permet pas d'étudier l'effet de la direction de l'écoulement sur la réponse en fréquence de la sonde et sur le gradient pariétal de vitesse.

Les réponses en fréquences d'une sonde double ont été exploitées pour construire une base de données expérimentale permettant de tester la validité de la méthode inverse pour le cas d'une sonde double. Les signaux de courants issus de la réponse en fréquence de la sonde double permettent de calculer le transfert de masse local et instantané. Les signaux de transfert de masse ont été injectés par la suite dans le code séquentiel de la méthode inverse pour le calcul du gradient pariétal de vitesse. L'effet de l'amplitude d'oscillation, de la fréquence d'oscillation et l'effet de la direction de l'écoulement ont été étudiés pour déterminer l'efficacité et les limites d'application de la méthode inverse. Les résultats montrent que le gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la méthode inverse est en accord avec celui imposé expérimentalement pour des différentes fréquences d'oscillation et des différentes directions de l'écoulement au niveau de la zone en proche paroi. La légère différence constatée dans quelques cas étudiés, est probablement due à la sensibilité de la sonde double à la direction de l'écoulement ou au fait que l'effet de la frontière isolante soit négligé dans la méthode inverse. Les différents résultats obtenus pour des directions critiques de l'écoulement oscillant, caractérisées par un repère fixé sur le support de la sonde double, ont été présentés et discutés. La méthode inverse a été validée pour le cas d'une sonde double en négligeant l'effet de la frontière isolante.

La sonde double est sensible à la direction de l'écoulement. Une sonde électrochimique triple a été alors utilisée pour remédier à ce problème et tester la robustesse de la méthode inverse. Ainsi, nous avons étudié l'évolution du transfert de masse et les caractéristiques directionnelles pour cette sonde triple. Nous avons validé expérimentalement la méthode inverse en transfert de masse à partir des signaux expérimentaux issus de la réponse en fréquence de cette sonde, pour différentes directions de l'écoulement au voisinage

immédiat de la paroi. Les caractéristiques directionnelles de la sonde triple sont illustrées pour différentes fréquences adimensionnelles. Les évolutions temporelles du transfert de masse expérimental et celui déterminé à partir de la résolution du problème direct sont les mêmes pour les différentes directions d'écoulement étudiées avec les différentes fréquences d'oscillation imposées. L'évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse déterminé numériquement à partir de la méthode inverse suit celle du gradient expérimental imposé d'une manière satisfaisante. La légère différence dans quelques cas d'études est probablement due à l'hypothèse d'une frontière isolante négligée dans l'approche numérique et/ou à l'approximation linéaire pour le calcul du gradient pariétal de vitesse expérimental (Berrich et al., 2011). La méthode inverse donne des résultats satisfaisants comparativement aux approches linéaires qui n'ont pas valables en le régime instationnaire à hautes fréquences. La méthode inverse apparaît robuste au vu des évolutions temporelles des gradients pariétaux étudiés. Ces résultats montrent que la méthode inverse introduit une légère diffusion et très peu de dispersion numérique pour des amplitudes d'oscillation $0,3 < \beta < 0,7$.

En se basant sur l'état d'art concernant les écoulements et le développement des instabilités dans les systèmes de Couette-Taylor, les vortex de Taylor génèrent des oscillations du gradient pariétal de vitesse dont l'amplitude et la fréquence d'oscillation varient selon le régime d'écoulement. Les différentes méthodes de détermination du gradient pariétal de vitesse sont validées expérimentalement dans ce chapitre. Elles seront alors utilisées dans le chapitre suivant pour étudier l'interaction vortex de Taylor - paroi, et l'intensification des transferts selon les régimes d'écoulement de Couette-Taylor en déterminant le gradient pariétal de vitesse à partir de ces transferts. En effet, nous avons défini les domaines de validité de ces méthodes de détermination du gradient pariétal de vitesse selon les fréquences, les amplitudes d'oscillations, l'effet de la diffusion axiale (intervalles des nombres de Péclet), la direction de l'écoulement en étudiant les réponses en fréquences des sondes doubles et tri-segmentées, l'effet de la frontière isolante des sondes multi-segmentés sur le transfert de masse, etc. La mesure de ce transfert permet de remonter gradient pariétal de vitesse causé par des vortex de Taylor sur la paroi. Les différentes méthodes évoquées précédemment pour la détermination du gradient pariétal de vitesse seront utilisées dans la chapitre suivant.

Chapitre 4 : Instabilités et interactions hydrodynamiques dans un écoulement de Couette-Taylor sans et avec écoulement axial

Dans ce chapitre, nous présentons dans la première partie la topologie des écoulements de Couette-Taylor du régime laminaire jusqu'au régime turbulent, sous l'effet de différents facteurs tels que l'effet d'un écoulement axial, l'effet d'une oscillation, l'effet d'une perturbation progressive permettant de changer de régime, l'effet d'une perturbation progressive d'accélération-décélération brusque permettant l'apparition d'une série d'instabilités et pouvant atteindre trois régimes successivement. Dans la deuxième partie du chapitre, nous nous sommes intéressés au transfert de masse généré par de tels types d'écoulements, en étudiant les réponses en fréquences de sondes multi-segmentées. Les résultats seront utilisés pour l'analyse critique de la méthode inverse et d'autres approches généralement utilisées pour la détermination du gradient de vitesse pariétal à partir du transfert de masse local. Dans la troisième partie de ce chapitre, nous avons étudié l'interaction vortex - paroi (dynamique des structures tourbillonnaires - gradient pariétal de vitesse) à partir des résultats de mesures basés sur la synchronisation de la PIV (classique et rapide) et la polarographie. Nous avons analysé la contribution de la sonde tri-segmentée dans la compréhension des mécanismes d'interaction vortex-paroi.

1. INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de l'étude sur les interactions vortex - paroi pour différents types d'écoulements. Parmi ces derniers, on peut citer les instabilités de Couette-Taylor allant du régime laminaire jusqu'au régime turbulent, un écoulement axial superposé à l'écoulement principal de Couette-Taylor (connu sous le nom de l'écoulement de Couette-Taylor-Poiseuille, et appelé protocole direct), un écoulement de Couette-Taylor superposé à un écoulement axial (appelé protocole inverse), un écoulement d'un des régimes de Couette-Taylor superposé à un écoulement axial initialement imposé, un écoulement de Couette-Taylor du laminaire au turbulent sous l'effet d'une perturbation brusque, un écoulement de Couette-Taylor oscillant, un écoulement sous l'effet d'une perturbation progressive : écoulement d'accélération progressive suivi d'une décélération brusque, etc.

2. TOPOLOGIE DE L'ÉCOULEMENT : ÉTUDE QUALITATIVE

Nous avons réalisé des visualisations sur la hauteur de l'entrefer du système de Couette-Taylor afin d'obtenir la topologie générale de l'écoulement. L'écoulement a étéensemencé par des particules de Kalliroscope à 2%. Ces visualisations ont été accompagnées par des mesures polarographiques du transfert de masse grâce à l'utilisation d'une solution électrochimique de Ferri-Ferrocyanure de potassium et de concentration 25 mol/m^3 , avec un excès de K_2SO_4 comme électrolyte inerte, dosé à 200 mol/m^3 . Les images ont été prises par une caméra CCD et traitées par la suite sous le logiciel d'acquisition Davis de La Vision, qui permet également de reconstituer des séquences vidéo de l'évolution spatio-temporelle des structures tourbillonnaires et de mettre en évidence le train d'ondes. Ceci nous a permis de dénombrer les cellules de Taylor et de déterminer la longueur d'onde axiale sous le régime de la première, la deuxième et la troisième instabilité. Pour les régimes de la deuxième et la troisième instabilité, les séquences vidéo des visualisations traitées sous Davis, permettent de suivre l'évolution spatio-temporelle des vortex de Taylor ondulés, et de déterminer ainsi le nombre d'onde azimutal, par un dénombrement des oscillations sur une portion du contour.

2.1. Régime laminaire de Couette (Couette-Flow)

2.1.1. Topologie de l'écoulement de base de Couette

La visualisation directe de l'écoulement de Couette par des particules de Kalliroscope dans le plan (r,z) du SCT de rapport radial $\eta = 0,85$ et de rapport d'aspect $\Gamma = 31,03$ est

présentée sur la figure 4.1a. Les champs d'intensité de la lumière réfléchie obtenus après post-traitement sont illustrés par la figure 4.1b. Nous observons une homogénéité spatiale de l'intensité de la lumière réfléchie. Le long du SCT, aucun agglomérat particulier des particules de Kalliroscope n'est observé accroché à la paroi. Dans ce régime d'écoulement, les champs d'intensité de la lumière réfléchie par les particules de Kalliroscope sont uniformément répartis. L'écoulement de base est alors parfaitement homogène selon l'axe z (vertical), stationnaire et axisymétrique, et est parfaitement azimuthal. La vitesse axiale est donc nulle. Ceci est en accord avec les constatations d'Abcha (2006) qui a utilisé des billes de verre lors de ses visualisations.

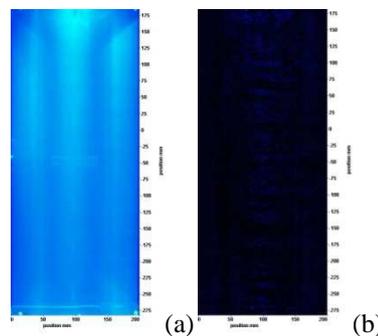
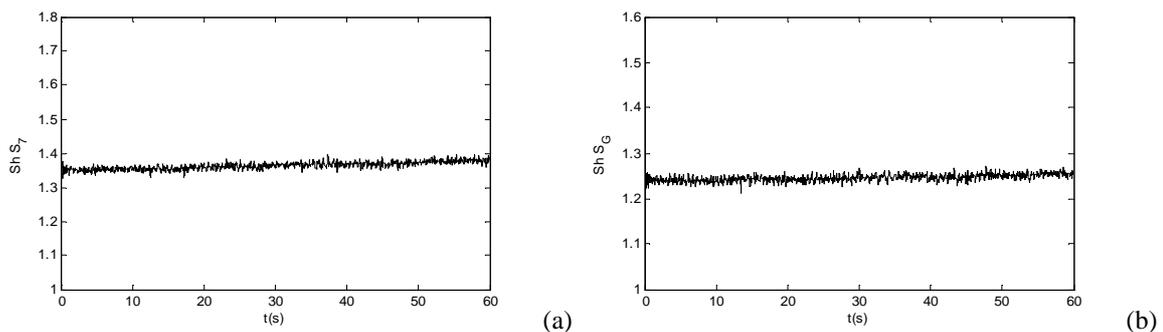


Figure 4.1. Régime de Couette : a) Visualisation de l'écoulement de base dans un SCT ($\eta=0,855$; $\Gamma=30,03$) ; b) Répartition uniforme des particules de Kalliroscope pour le régime de Couette

2.1.2. Qualification du SCT par polarographie

Des mesures polarographiques accompagnant ces visualisations pour des faibles nombres de Taylor ($Ta \approx 6$) nous ont permis de qualifier notre dispositif expérimental. Les évolutions du transfert de masse à $z/H = 0,514$ et à $x = 10$ mm, $x = 20$ mm et $x = 30$ mm de l'axe médian et à $z/H = 0,492$ sont présentées sur la figure 4.2. Elles sont parfaitement alignées. L'évolution du gradient pariétal de vitesse est illustrée par la figure 4.3. Elle montre que ce gradient vérifie bien l'approximation linéaire. Le transfert de masse et le gradient pariétal de vitesse dans l'écoulement de base sont parfaitement linéaires.



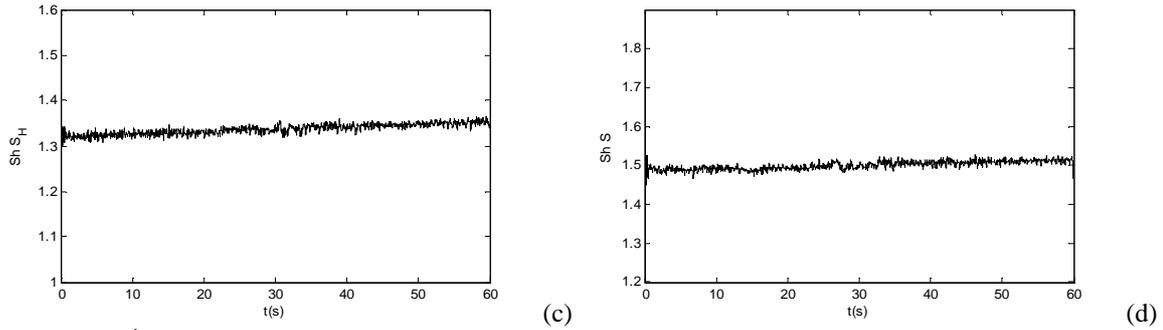


Figure 4.2. Évolution temporelle du transfert de masse pour un écoulement de Couette à $Ta = 6$ à $z/H = 0,514$ à $x = 10 \text{ mm}$, 20 mm et 30 mm de l'axe médian et à $z/H = 0,492$

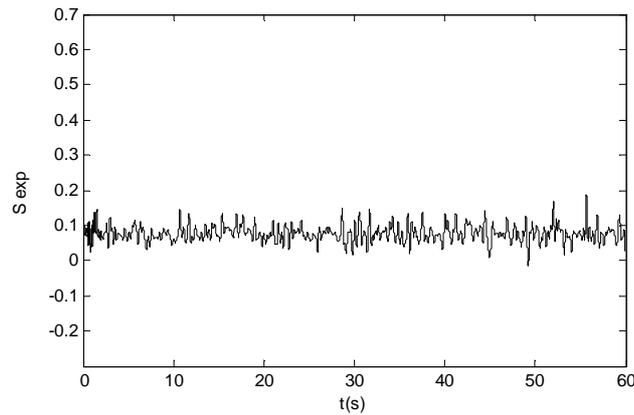


Figure 4.3. Évolution temporelle du transfert de masse pour un écoulement de Couette pour $Ta = 6$

2.2. Régime de vortex de Taylor (TVF)

En augmentant le nombre de Taylor, l'évolution de l'intensité de la lumière réfléchie devient spatialement non homogène. Les champs d'intensité de la lumière réfléchie par les particules de Kalliroscope dans le plan (r,z) du SCT pour un régime d'écoulement de rouleaux de Taylor sont illustrés sur la figure 4.4a.

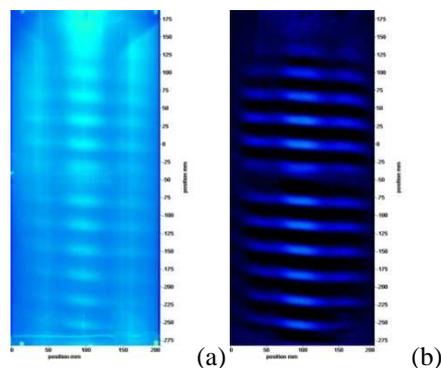


Figure 4.4. Régime de rouleaux de Taylor pour $Ta = 45,45$: a) Visualisation de l'écoulement de rouleaux de Taylor dans un SCT ($\eta = 0,855$; $\Gamma = 30,03$) ; b) Répartition des particules de Kalliroscope pour le régime TVF

Un post-traitement réalisé sous Davis permet d'extraire l'évolution de l'intensité tourbillonnaire des vortex de Taylor (Fig.4.4b). Un phénomène de « condensation »

d'intensité de lumière montre les mouvements périodiques des particules formant ainsi des structures tourbillonnaires. L'évolution de l'intensité montre la présence de vortex toroïdaux (des rouleaux de Taylor), qui sont caractérisés par une périodicité axiale de longueur d'onde $\lambda \approx 2d$. En faisant augmenter progressivement la vitesse du cylindre intérieur, nous avons observé que les vortex de Taylor commencent à apparaître à un $Ta_{c1} \approx 45,45$. Comparativement à la valeur théorique déterminée à partir de la corrélation empirique (Eq.(1-35)) proposée par Sobolik et al. (2011), $Ta_{c1\text{empirique}} \approx 45,47$. Cette relation est alors vérifiée pour le cas de notre système dont le rapport radial est $\eta = 0,855$. La longueur d'onde axiale est déterminée à partir du nombre de cellules visualisées et la hauteur du SCT. Dans notre cas d'étude, nous avons trouvé que cette longueur d'onde axiale est approximativement égale à $\lambda \approx 2,2d$. Il est à noter que les cellules sont légèrement inclinées. Ceci est probablement dû à un effet thermique généré par l'échauffement des équipements dans la cabane.

2.3. Régime des vortex de Taylor ondulés (WVF)

La deuxième instabilité correspond à l'apparition de l'onde azimutale caractérisée par le nombre d'onde azimutal m . L'onde azimutale se superpose aux vortex de Taylor générant leur oscillation. La visualisation de l'écoulement par des particules de Kalliroscope est présentée sur la figure 4.5a. Les champs d'intensité de la lumière réfléchis par les particules de Kalliroscope dans le plan (r,z) du SCT sont illustrés par la figure 4.3b. Ils montrent l'apparition de la deuxième instabilité à $Ta_{c2} = 60,60$; caractérisée par des vortex ondulés sous forme de réseaux qui sont ondulés dans la direction axiale et dans la direction azimutale. Les vortex ondulés sont périodiques dans la direction axiale avec une période λ , et dans la direction azimutale avec un nombre d'onde m . Les évolutions spatio-temporelles de l'intensité de lumière après post-traitement, pour $Ta \approx 60,6$; $Ta \approx 212,11$; $Ta \approx 303$; $Ta \approx 424,33$ et $Ta \approx 545,44$ sont respectivement présentées sur les figures 4.5.b à 4.9.b. Elles montrent que la longueur d'onde azimutale de l'onde principale n'est plus homogène sur le contour du SCT. Pour caractériser le nombre d'ondes azimutales de l'onde principale, le temps que met un train d'ondes principales pour parcourir un tour complet (Bouabdallah, 1980), est déterminé grâce aux séquences vidéo. Lorsqu'on augmente le nombre de Taylor, le nombre d'onde azimutal augmente en passant de $m \approx 3$ pour $Ta_{c2} \approx 60,6$; puis par 4, 5, 6, 7, 8 et se stabilise à 9. Les visualisations montrent que le régime WVF se décompose en deux plages en fonction du nombre de Taylor. Pour des nombres de Taylor $Ta \leq 303$, l'écoulement est caractérisé par une augmentation du nombre d'onde azimutal de $m \approx 3$ à $m \approx 9$, et par la diminution de la célérité de l'onde par rapport à la vitesse de rotation du cylindre intérieur.

Ceci confirme les observations faites par Mehel (2006). Sur cette première plage, la longueur d'onde augmente de $\lambda \approx 2,2.d$ à $\lambda \approx 2,52.d$ pour $Ta \approx 212$. Tandis que, sur la deuxième plage, l'écoulement est invariant avec l'augmentation du nombre de Taylor. Sa longueur d'onde est $\lambda \approx 2,5.d$ pour $m \approx 9$.

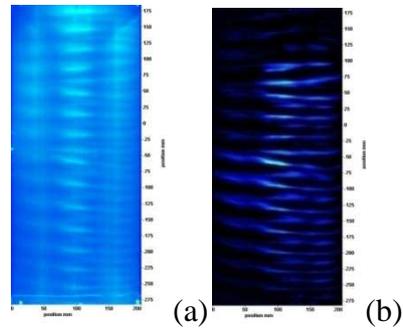


Figure 4.5. Régime de rouleaux de Taylor pour $Ta \approx 60$, $Ta^* \approx 1,33$: Visualisation de l'écoulement de rouleaux de Taylor ondulés dans un SCT ($\eta = 0,855$; $\Gamma = 30,03$) ; b) Répartition des particules de Kalliroscope pour régime des rouleaux de Taylor ondulés



Figure 4.6. Régime de rouleaux de Taylor pour $Ta = 212$; $Ta^* \approx 4,66$: Visualisation de l'écoulement de rouleaux de Taylor ondulés dans un SCT ($\eta = 0,855$; $\Gamma = 30,03$)

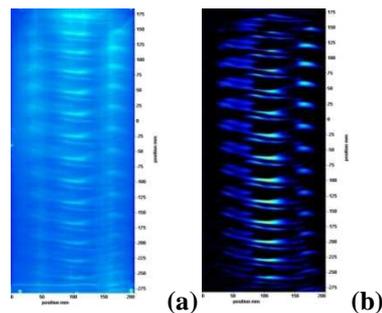


Figure 4.7. Régime de rouleaux de Taylor ondulés pour $Ta \approx 303$; $Ta^* \approx 6,67$: a) Visualisation de l'écoulement de rouleaux de Taylor ondulés dans un SCT ($\eta = 0,855$; $\Gamma = 30,03$) ; b) Répartition des particules de Kalliroscope pour le régime des rouleaux de Taylor ondulés

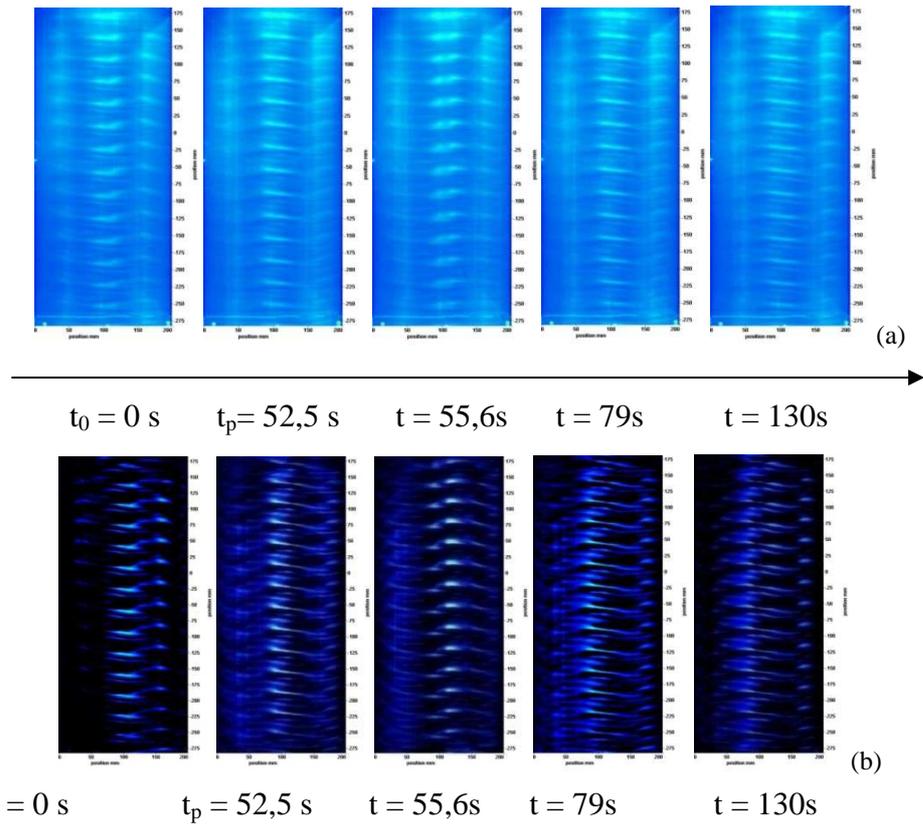


Figure 4.8. Régime de rouleaux de Taylor ondulés pour $Ta \approx 424$; $Ta^* \approx 9,33$: a) Visualisation de l'écoulement de rouleaux de Taylor ondulés dans un SCT ($\eta = 0,855$; $\Gamma = 30,03$) ; b) Répartition des particules de Kalliroscope pour le régime des rouleaux de Taylor ondulés

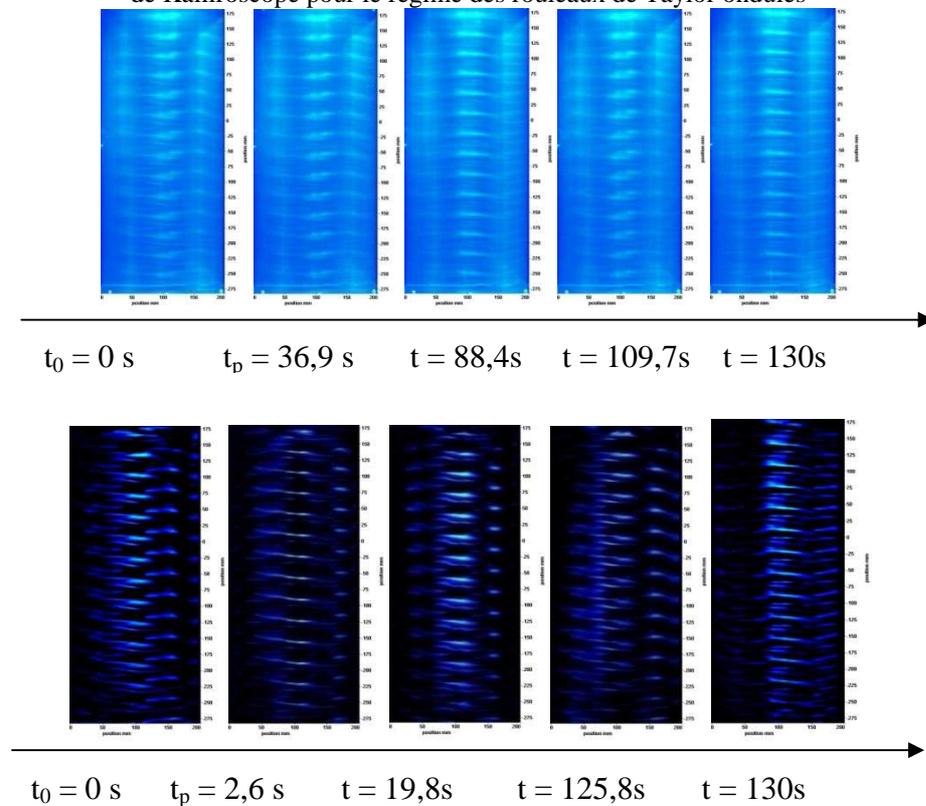


Figure 4.9. Régime de rouleaux de Taylor ondulés pour $Ta \approx 545$; $Ta^* \approx 12$: a) Visualisation de l'écoulement de rouleaux de Taylor ondulés dans un SCT ($\eta = 0,855$; $\Gamma = 30,03$) ; b) Répartition des particules de Kalliroscope pour le régime des rouleaux de Taylor ondulés

2.4. Régime des vortex de Taylor ondulés modulés (MWVF)

En augmentant la vitesse de rotation du cylindre intérieur, des rouleaux ondulés modulés (MWV) apparaissent à un nombre de Taylor seuil $Ta_{c3} \approx 606$. La visualisation de l'écoulement au seuil montre une modulation d'amplitude de l'onde azimutale. L'écoulement devient perturbé, les cellules de Taylor commencent à se déstructurer lorsqu'on augmente le nombre de Taylor. Les particules du Kalliroscope migrent vers le cœur du vortex. Abcha, (2006) ; utilisant des billes de verre, a expliqué ce phénomène de migration de particules par la vitesse radiale qui est nulle (Fig.4.10).

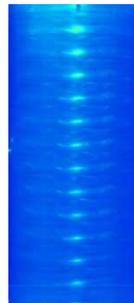


Figure 4.10 Régime de vortex de Taylor ondulés modulés à $Ta \approx 606$; $Ta^* \approx 13,33$

Les visualisations montrent que ce régime se décompose en deux plages en fonction du nombre de Taylor. La première plage est caractérisée par des cellules de Taylor déstructurées et par une diminution très rapide du nombre d'onde azimutal de $m \approx 7$ à $m \approx 4$. La deuxième phase apparaît à $Ta \approx 900$. Dans cette phase, l'écoulement reste invariant quand on augmente le nombre de Taylor.

2.5. Régime turbulent

Le régime des rouleaux de Taylor ondulés modulés (MWVF) persiste jusqu'à l'apparition du régime turbulent à des nombres de Taylor élevés. Il est difficile de mettre en évidence la transition du régime MWVF au régime de la turbulence naissante par visualisation (Mehel, 2009). Nous présentons l'évolution spatio-temporelle de l'écoulement à $Ta \approx 1212,08$; $Ta^* \approx 26,26$, sur la Fig.4.11. Elle montre que le régime des rouleaux de Taylor ondulés modulés (MWVF) disparaît et que l'écoulement devient turbulent. Toutefois, les rouleaux de Taylor persistent. Ceci confirme les visualisations de Coles (1965) et de Walden et Donnelly (1979). Un réseau de rouleaux de Taylor apparaît. Ces rouleaux sont caractérisés par des structures turbulentes. Ce régime correspond à l'écoulement turbulent de vortex de Taylor (TTVF).

Le régime turbulent est décomposé également en deux phases. La première phase correspond au régime de turbulence naissante. Elle s'étale de $Ta \approx 1210$; à $Ta \approx 2420$. Elle est caractérisée par la persistance des cellules de Taylor. Tandis que la deuxième phase est caractérisée par la disparition de l'onde azimutale.

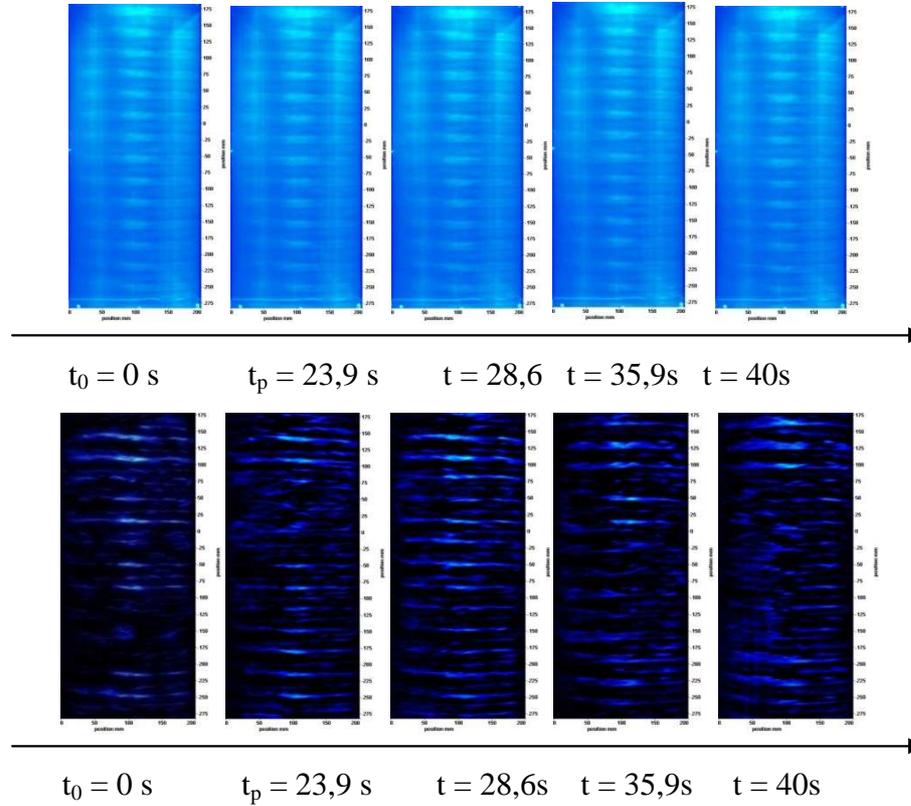


Figure 4.11 Régime de la turbulence naissante à $Ta \approx 1210$; $Ta^* \approx 26,66$: a) Visualisation de l'écoulement dans un SCT ($\eta = 0,855$; $\Gamma = 30,03$) ; b) Répartition des particules de Kalliroscope

En résumé, la visualisation de l'écoulement sans aucun post-traitement permet de détecter la présence des vortex, de déterminer leur nombre et leur longueur d'onde. Le post-traitement permet de localiser le détachement au sein du vortex. Les vortex de Taylor sont alignées et en compétition avec la turbulence. L'augmentation de la turbulence entraîne la brisure des vortex. L'évolution spatio-temporelle de l'écoulement illustre le détachement et la réapparition des vortex au cours du temps.

L'écoulement à $Ta \approx 2420$; $Ta^* \approx 53,34$ est présenté sur la Fig.4.12. Elle montre une homogénéisation de l'écoulement. Malgré la persistance des cellules de Taylor, il est difficile de les dénombrer visuellement, quand le nombre de Taylor augmente.

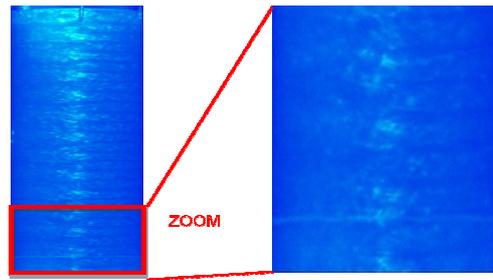


Figure 4.12 Visualisation de l'écoulement en régime turbulent à $Ta \approx 2424,17$; $Ta^* \approx 53,34$

En résumé, les visualisations ont permis d'étudier la topologie de l'écoulement du régime laminaire au régime turbulent et de prévoir les nombres de Taylor correspondant aux transitions (à l'apparition des instabilités) :

Tableau 12 Les nombres de Taylor critiques correspondants aux transitions du régime laminaire au régime turbulent pour SCT ($\eta = 0,855$; $\Gamma = 31,034$)

Transition de l'écoulement : apparition des instabilités	Nombre de Taylor critique Ta_c
<i>Écoulement laminaire de Couette (CF)</i> <i>Écoulement de vortex de Taylor (TVF)</i>	45,45
<i>Écoulement de vortex (TVF)</i> <i>Écoulement de vortex ondulés (WVF)</i>	60,6
<i>Écoulement de vortex ondulés (WVF)</i> <i>Écoulement de vortex ondulés modulés (MWVF)</i>	606
<i>Écoulement de vortex ondulés modulés (MWVF)</i> <i>Écoulement turbulent</i>	1210

2.6. Écoulement de Couette-Poiseuille

Cornish (1933) fût le premier à étudier un écoulement axial imposé à l'écoulement de Couette-Taylor. Il a montré que l'écoulement axial a un effet stabilisant pour l'écoulement TVF. Il retarde l'apparition de la première instabilité au régime TVF. Gildstein ensuite (1937) a étudié analytiquement l'écoulement TVF avec un écoulement axial pour un intervalle de nombre de Reynolds axial $0 < Re < 25$. Il a montré que, contrairement aux résultats de Cornish (1933), un écoulement axial a un effet stabilisant du régime TVF pour $0 < Re < 15$ mais pour $15 < Re < 25$, l'écoulement axial a un effet plutôt déstabilisant de l'écoulement.

Nous avons réalisé des séries de visualisation de l'écoulement de Taylor au seuil (apparition du régime TVF) et après le seuil avec un écoulement axial correspondant à un nombre de Reynolds très faible de $Re_{ax} \approx 0,25$ à des nombres de Reynolds élevés $Re_{ax} \approx 104$ (limite mécanique supérieur de notre pompe assurant l'écoulement axial). A chaque fois,

l'écoulement de rouleaux de Taylor étant développé, nous imposons par la suite l'écoulement axial. Ce protocole sera appelé protocole direct.

Les évolutions spatio-temporelles de l'écoulement de Couette-Taylor-Poiseuille avant et après le post-traitement pour $Ta \approx 45,4$; $Ta^* \approx 1$, superposé à un écoulement axial caractérisé respectivement par un nombre de Reynolds axial $Re_{ax} \approx 0,25$; $Re_{ax} \approx 0,94$; $Re_{ax} \approx 1,45$; $Re_{ax} \approx 18,37$; $Re_{ax} \approx 36,41$ et $Re_{ax} \approx 54,0$ sont illustrés sur les Fig.4.13 à Fig.4.18. On remarque que pour des faibles nombres de Reynolds axial, les vortex de Taylor commencent à se déplacer dans la même direction que l'écoulement axial imposé et une hélice ascendante se forme. Dans les cas illustrés, les vortex hélicoïdaux remontent à une vitesse de 1 à 1,3 la vitesse de l'écoulement axial. Ceci confirme les résultats de Johnson et Lueptow (1997). En augmentant le nombre de Reynolds axial à $Re_{ax} \approx 18,37$; l'hélice se brise et finie par disparaître (Fig.4.16). L'instabilité est alors retardée en présence d'un écoulement axial correspondant à $Re_{ax} \approx 18,37$. Ceci confirme les visualisations de Weisberg et al. (1997).

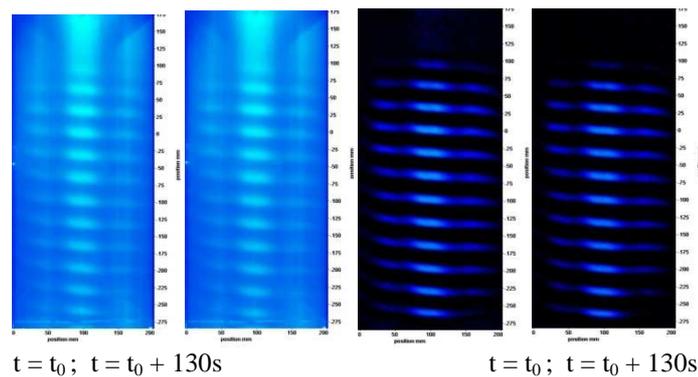


Figure 4.13 Régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 45,45$; $Ta^* \approx 1$, $Re_{ax} \approx 0,25$: a) Visualisation de l'écoulement ; b) Répartition des particules de Kalliroscope

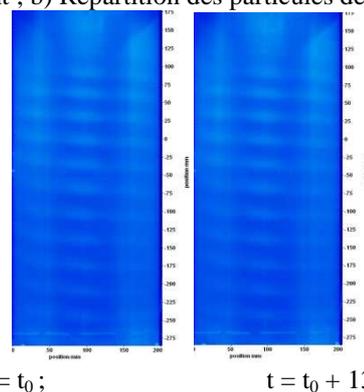
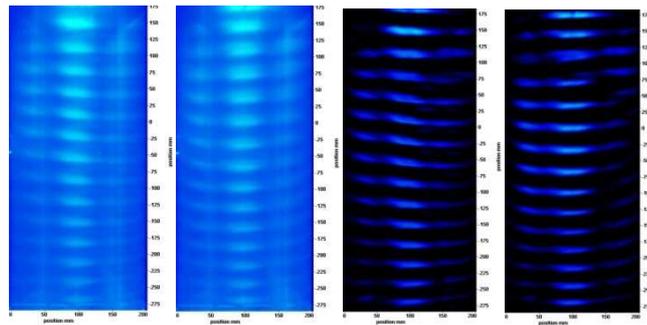


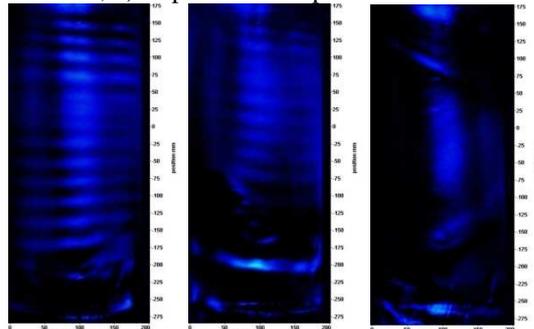
Figure 4.14 Régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 45,45$; $Ta^* \approx 1$, $Re_{ax} \approx 0,94$



$t = t_0$; $t = t_0 + 130s$

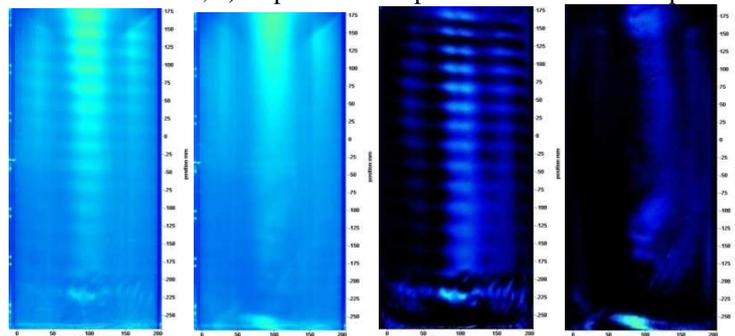
$t = t_0$; $t = t_0 + 130s$

Figure 4.15 Régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 45,45$; $Ta^* \approx 1$, $Re_{ax} \approx 1,45$: a) Visualisation de l'écoulement ; b) Répartition des particules de Kalliroscope



$t = t_0$; $t = t_0 + 12,5s$; $t = t_0 + 130s$

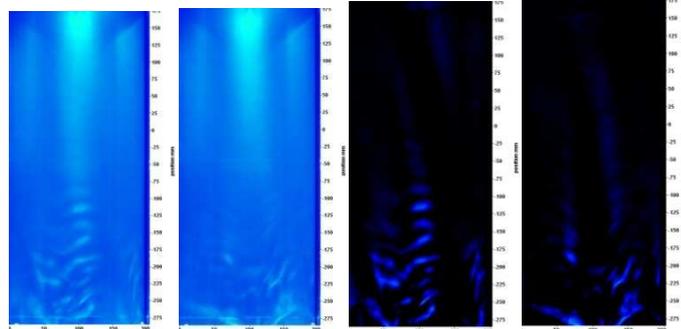
Figure 4.16 Régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 45,45$; $Ta^* \approx 1$, $Re_{ax} \approx 18,37$: a) Visualisation de l'écoulement ; b) Répartition des particules de Kalliroscope



$t = t_0$; $t = t_0 + 130s$

$t = t_0$; $t = t_0 + 130s$

Figure 4.17 Régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 45,45$; $Ta^* \approx 1$, $Re_{ax} \approx 36,41$: a) Visualisation de l'écoulement ; b) Répartition des particules de Kalliroscope



$t = t_0$; $t = t_0 + 130s$

$t = t_0$; $t = t_0 + 130s$

Figure 4.18 Régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 45,45$; $Ta^* \approx 1$, $Re_{ax} \approx 54,03$: a) Visualisation de l'écoulement ; b) Répartition des particules de Kalliroscope

En résumé, l'écoulement de Couette-Taylor avec écoulement axial peut être assimilé à un écoulement de Poiseuille annulaire avec superposition d'un écoulement azimuthal induit par

une rotation différentielle du cylindre, il correspond à l'écoulement spiral de Poiseuille (spiral Poiseuille flow). Deux sortes d'instabilités (instabilité centrifuge, instabilité due au cisaillement) peuvent avoir lieu dans ce type d'écoulement (Martinand, 2009). Leurs apparitions dépendent de compétition entre l'écoulement axial et l'écoulement azimutal (Meseguer et Marques, 2002).

2.7. Ecoulement de Taylor avec écoulement axial

2.7.1. Protocole direct : Ecoulement de Taylor avec écoulement axial

L'évolution spatio-temporelle de l'écoulement de Couette-Taylor-Poiseuille juste après le seuil à $Ta \approx 47,27$; $Ta^* \approx 1,04$; $Re_{ax} \approx 34,88$ est illustrée sur la Fig.4.19. Elle montre un effet de « *battement* » des cellules de Taylor. Il y a un détachement des cellules. Ensuite, les cellules disparaissent dans la moitié supérieure du SCT et réapparaissent dans sa moitié inférieure. A $t = 65s$, les cellules réapparaissent au centre du SCT, inclinées d'environ 45° dans le sens ascendant. A $t \approx 101s$, les cellules réapparaissent en bas du SCT. Elles sont inclinées de 45° dans le sens descendant. A $t \approx 110s$, les cellules s'alignent à $z/h \approx 0,58$. A $t \approx 120s$, les cellules disparaissent. A $t \approx 126$, les cellules réapparaissent en bas. Elles sont alignées. Ce phénomène de « *battement de vortex* » est répétitif. La compétition persiste entre l'effet de l'écoulement centrifuge ayant tendance à déstabiliser l'écoulement en formant des vortex de Taylor et entre l'écoulement axial ayant un effet stabilisant de l'écoulement.

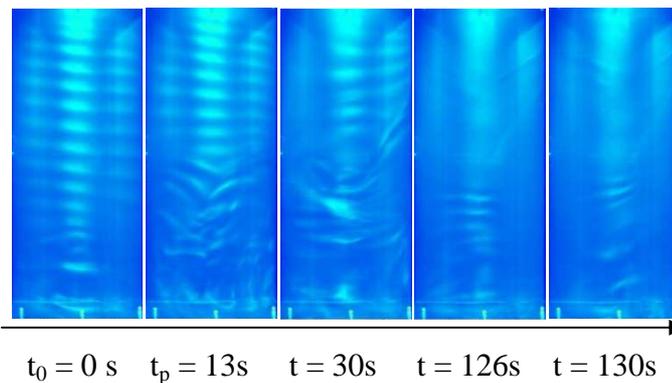


Figure 4.19 Régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 47,27$; $Ta^* \approx 1,04$; $Re_{ax} \approx 34,88$: a) Visualisation de l'écoulement ; b) Répartition des particules de Kalliroscope

L'évolution spatio-temporelle de l'écoulement de Couette-Taylor-Poiseuille juste après le seuil à $Ta \approx 47,27$; $Ta^* \approx 1,04$; $Re_{ax} \approx 34,88$ est présentée sur la Fig.4.20. Les vortex de Taylor initialement développés à $Ta \approx 47,27$ sans écoulement axial se brisent et disparaissent, l'écoulement devient axial à un nombre de Reynolds $Re_{ax} \approx 34,88$.

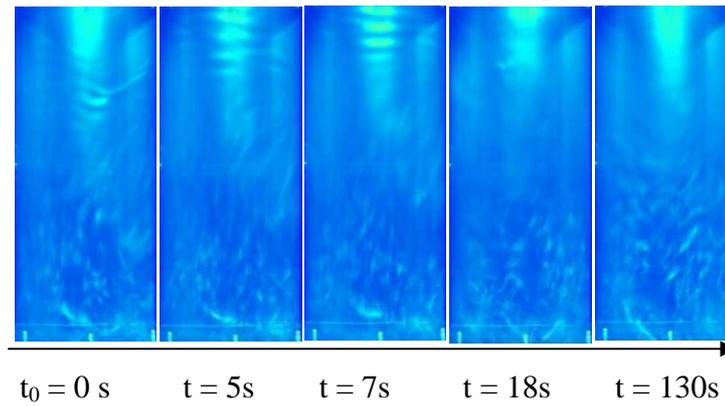


Figure 4.20 Régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 47,27$; $Ta^* \approx 1,04$; $Re_{ax} \approx 84,74$

L'évolution spatio-temporelle de l'écoulement de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 47,27$; $Ta^* \approx 1,04$; $Re_{ax} \approx 84,74$ est illustré sur la Fig.4.21. L'écoulement axial brise les structures tourbillonnaires de WVF, dans moins de 10 secondes. Des structures turbulentes détachées prennent naissance et donne un caractère déstabilisant à l'écoulement résultant.

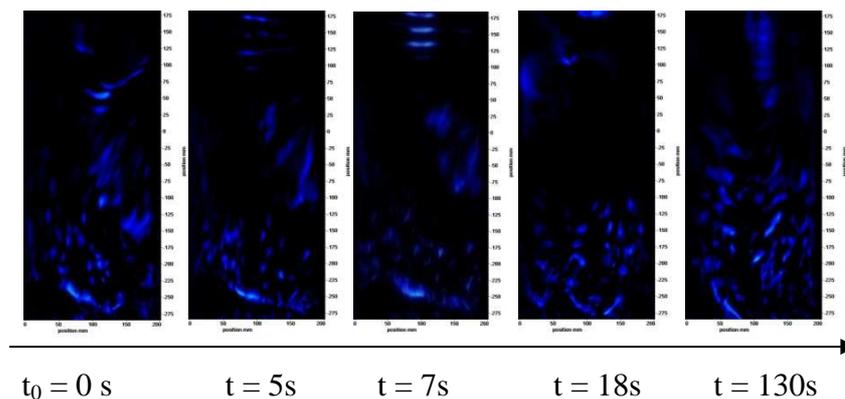


Figure 4.21 Détachement des structures tourbillonnaires en régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 47,27$; $Ta^* \approx 1,04$; $Re_{ax} \approx 84,74$

En résumé, les visualisations montrent qu'un écoulement axial imposé à un écoulement TVF a un effet stabilisant de l'écoulement pour un intervalle de nombre de Reynolds $0,25 < Re_{ax} < 18,37$. L'écoulement axial retarde l'apparition de l'instabilité correspondant à la transition au régime WVF (Di Prima, 1960 ; Donnelly et Fultz, 1960 ; Johnson et Lueptow, 1997).

2.7.2. Protocole inverse : Écoulement axial avec écoulement de Taylor

2.7.2.1. Écoulement axial avec écoulement de TVF

Nous avons réalisé des séries de visualisation par la caméra CCD en imposant l'écoulement axial suivi de l'écoulement de vortex de Taylor et des autres régimes. En inversant le protocole, l'état de l'écoulement change. Il y a une multiplicité d'états fortement

dépendants de l'historique de l'écoulement (le protocole), du nombre de Taylor et du nombre de Reynolds axial.

La visualisation de l'écoulement de Taylor au seuil de TVF ($Ta \approx 45,45$) superposé à un écoulement axial correspondant à un nombre de Reynolds $Re_{ax} \approx 1,02$ est illustrée dans la Fig.4.22. En comparant l'état d'écoulement à celui du protocole direct à $Ta \approx 45,45$ et $Re_{ax} \approx 0,94$ (Fig.4.14) et à $Ta \approx 45,45$ et $Re_{ax} = 1,14$ (Fig.4.15), nous avons constaté que lorsque l'écoulement TVF est développé en premier temps puis suivi d'un écoulement axial $0,25 \leq Re_{ax} < 18,14$; les vortex de Taylor persistent et se déplacent dans la direction de l'écoulement axial, formant des vortex hélicoïdaux. Toutefois, dans le cas du protocole inverse caractérisé par un écoulement axial $Re_{ax} \approx 1,02$ suivi d'un écoulement TVF pour le même nombre de Taylor seuil, l'état de l'écoulement résultant est complètement différent.

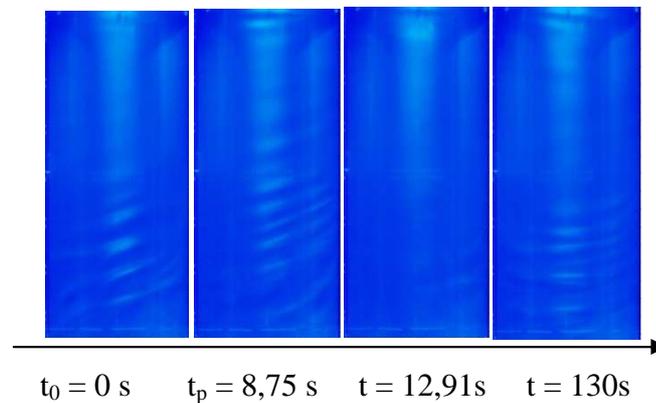


Figure 4.22 Evolution spatio-temporelle des structures tourbillonnaires en régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 45,45$; $Ta^* \approx 1$; $Re_{ax} \approx 1,02$

L'évolution spatio-temporelle de ce cas de protocole inverse est présentée dans la Fig.4.23. Elle montre l'effet de « *battement* » des cellules inclinées d'environ 30° vers le bas, situées sur la moitié inférieure du SCT. Les cellules disparaissent au bout de ≈ 39 s. A $t \approx 66$ s, les vortex réapparaissent dans la partie inférieure du SCT; le long du $\frac{3}{4}$ de la hauteur de l'entrefer. Elles sont légèrement inclinées de 20° et ont tendance à s'aligner. A $t \approx 71$ s, les vortex sont alignés. A $t \approx 85$ s, les cellules disparaissent sur le $\frac{3}{4}$ h de la partie inférieure et d'autres cellules alignées apparaissent sur le $\frac{1}{4}$ de la partie supérieure du SCT. A $t \approx 106$ s, les cellules de Taylor sur le $\frac{1}{4}$ de la partie supérieure du SCT s'inclinent en se déplaçant dans le sens inverse de l'écoulement axial, faisant apparaître des cellules inclinées d'environ 45° , en bas du SCT. A $t \approx 130$ s, les cellules de Taylor de la partie supérieure disparaissent et les cellules de Taylor de la partie inférieure s'alignent. Les observations de l'écoulement montrent que ce phénomène de compétition entre l'instabilité présente par l'apparition des vortex de Taylor et la stabilité due à l'écoulement axial persiste et qu'au cours du temps,

aucun des deux écoulements ne l'emporte. Le nombre de Taylor seuil correspondant à cet écoulement est estimé à $Ta_c \approx Ta_c (Re_{ax} \approx 1,02) \approx 45,76$ en utilisant l'éq.1-38 (Snyder, 1962).

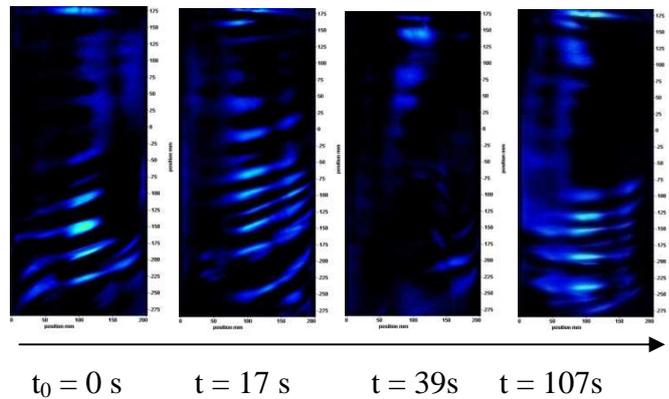


Figure 4.23 Effet de battement des structures tourbillonnaire en régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 45,45$; $Ta^* \approx 1$; $Re_{ax} \approx 1,02$

2.7.2.2. *Écoulement axial avec écoulement de Taylor ondulés*

Nous avons introduit un écoulement axial développé correspondant à un nombre de Reynolds axial $Re_{ax} \approx 2,64$. Puis, nous avons superposé un écoulement azimutal de Couette à un nombre de Taylor $Ta^* \approx 2$ correspond à un écoulement en régime WVF. La visualisation post-traitée de l'écoulement de vortex de Taylor ondulés ($Ta \approx 90,90$) superposé à un écoulement axial ($Re_{ax} \approx 2,64$) initialement développé dans l'entrefer du SCT est présentée dans la Fig.4.24. Elle montre l'apparition et l'ondulation des structures tourbillonnaires en dépit de la présence de l'écoulement axial modéré $Re_{ax} \approx 2,64$. L'écoulement axial s'avère incapable de freiner la formation des vortex ondulés ou de les briser. L'effet de l'écoulement azimutal l'emporte.

En conservant une proportionnalité entre l'effet déstabilisant et l'effet stabilisant ($Re_{ax2}/Ta_2 \approx Re_{ax1}/Ta_1$) tout en doublant chacun des paramètres de contrôle, soit $Re_{ax2} \approx 2.Re_{ax1}$ et $Ta_2 \approx 2.Ta_1$, la comparaison de l'écoulement résultant (Re_{ax2}, Ta_2) au cas de l'écoulement précédant (Re_{ax1}, Ta_1) montre que le phénomène de compétition persistant dans la cas 1 devient en faveur de l'écoulement azimutal de Couette-Taylor en doublant les valeurs des paramètres et ce malgré cette proportionnalité.

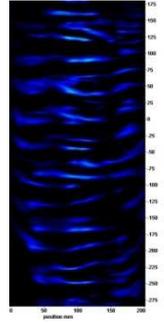


Figure 4.24 Visualisation des structures tourbillonnaires d'un écoulement WVF superposé à un écoulement axial à $Ta \approx 90,90$; $Ta^* \approx 2$; $Re_{ax} \approx 2,64$

Les visualisations d'un écoulement WVF superposé à un écoulement axial relativement important sont présentées sur les Fig.4.25 et Fig.4.27. En augmentant d'environ 9 fois l'écoulement axial par rapport au cas précédent (respectivement $Re_{ax} \approx 20,845$; $Re_{ax} \approx 20,76$), et en superposant un écoulement WVF correspondant respectivement à $Ta^* \approx 2,66$ et $Ta^* \approx 4$; nous avons constaté que des vortex hélicoïdaux ondulés apparaissent malgré l'écoulement axial relativement important $Re_{ax} \approx 20$ (Fig.4.26 ; Fig.4.28).

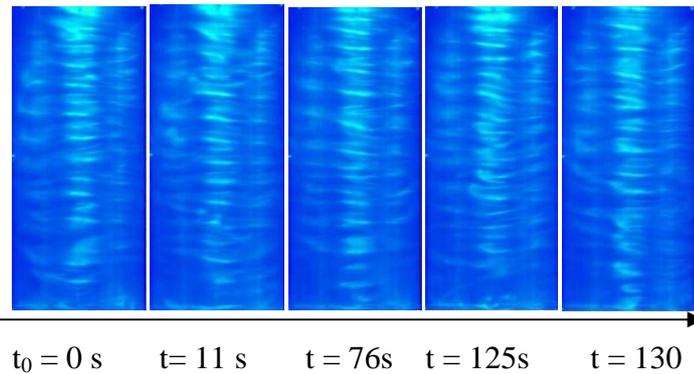


Figure 4.25 Visualisation d'un écoulement WVF superposé à un écoulement axial à $Ta \approx 121$; $Ta^* \approx 2,66$; $Re_{ax} \approx 20,845$

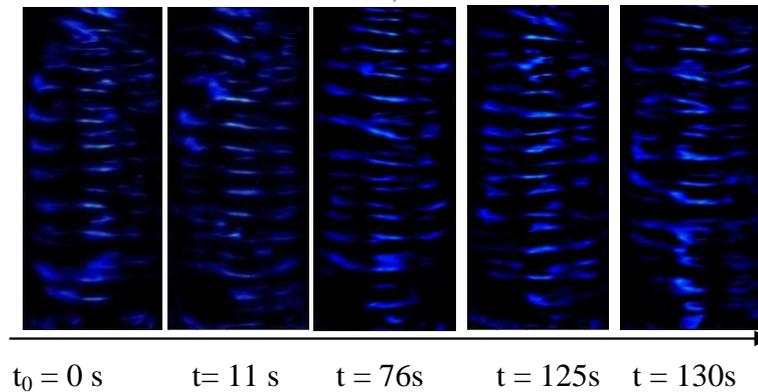


Figure 4.26. Evolution spatio-temporelle du phénomène de détachement et de croisement des structures tourbillonnaires en régime de Couette-Taylor-Poiseuille pour $Ta \approx 121$; $Ta^* \approx 2,66$; $Re_{ax} \approx 20,8$

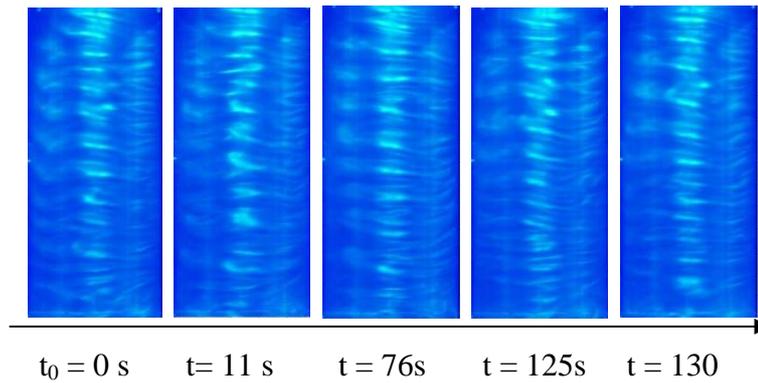


Figure 4.27 Effet de battement des structures tourbillonnaires pour $Ta \approx 181$; $Ta^* \approx 4$; $Re_{ax} \approx 20,8$

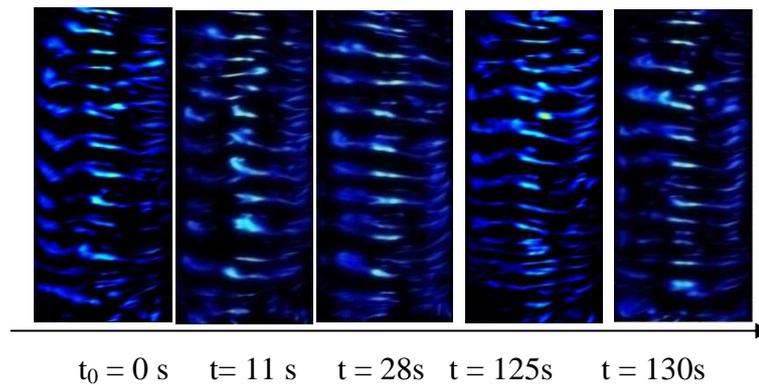


Figure 4.28. Evolution spatio-temporelle des phénomènes de détachement et de croisement des structures tourbillonnaires pour $Ta \approx 181$; $Ta^* \approx 4$; $Re_{ax} \approx 20,8$

2.7.2.3. *Écoulement axial avec écoulement en régime turbulent*

Un écoulement turbulent a été superposé à un écoulement axial important initialement développé dans l'entrefer. Deux cas d'écoulement sont présentés et comparés au cas d'écoulement turbulent sans débit axial. Les évolutions spatio-temporelles de l'écoulement à $Ta \approx 1210$; $Ta^* \approx 26,26$, superposé à un écoulement axial développé correspondant respectivement à $Re_{ax} \approx 97,2$ et $Re_{ax} \approx 104$ sont présentées respectivement sur les Fig.4. 29 et Fig.4.30. Elles montrent l'apparition et le développement de vortex hélicoïdaux turbulents à l'intérieur qui se déplacent dans la direction du débit axial. Malgré l'écoulement axial important, les vortex apparaissent et se développent le long du SCT. Ils sont caractérisés par des structures turbulentes à l'intérieur. Un écoulement axial caractérisé par $Re_{ax} \leq 103,97$ s'avère incapable de casser les structures tourbillonnaires turbulentes. Toutefois, comparé au cas d'écoulement sans débit axial (Fig.4.11), la longueur d'onde de ces vortex hélicoïdaux turbulents augmente. Elle est d'environ 1,3 fois la longueur d'onde d'un écoulement turbulent sans débit axial.

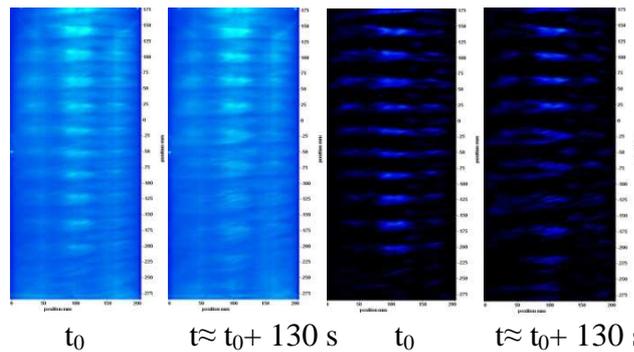


Figure 4.29. Evolution spatio-temporelle des vortex hélicoïdaux pour $Ta \approx 1212,08$; $Ta^* \approx 26,66$; $Re_{ax} \approx 97,2$

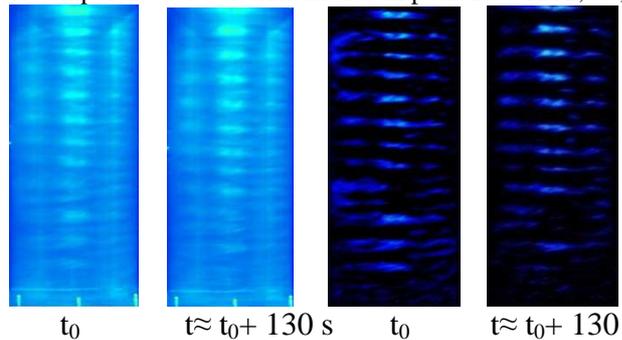


Figure 4.30. Evolution spatio-temporelle des vortex hélicoïdaux pour $Ta \approx 1210$; $Ta^* \approx 26,66$; $Re_{ax} \approx 104$

Les vortex de Taylor turbulent à l'intérieur persistent même à des nombres de Reynolds axial relativement élevés (Fig.4.29 et Fig.4.30).

2.7.3. Conclusion

Deux protocoles ont été proposés pour étudier l'effet d'un écoulement axial superposé à l'écoulement de Couette Taylor. Le premier protocole consiste à imposer l'écoulement azimuthal au cylindre intérieur du SCT ; une fois le régime est bien établi, on superpose à l'écoulement de Couette-Taylor un écoulement axial. Le second protocole consiste à imposer initialement un écoulement axial au sein de l'entrefer du SCT. Une fois le régime développé, on superpose un écoulement azimuthal au cylindre intérieur. Nous avons nommé le premier protocole « le protocole direct ». Tandis que le deuxième protocole est nommé « le protocole inverse ». Il a été montré que l'écoulement résultant de la superposition est fortement dépendant de l'historique de l'écoulement (du protocole choisi). Pour les mêmes paramètres à savoir un même nombre de Taylor et un même débit axial, l'écoulement résultant est complètement différent. Il a été montré qu'un écoulement axial imposé à l'écoulement de Couette Taylor (protocole direct et protocole inverse) peut retarder l'apparition de l'instabilité, déplacer les vortex de Taylor dans la direction de l'écoulement axial, modifier le caractère de l'instabilité de l'écoulement en formant des vortex hélicoïdaux ou des vortex hélicoïdaux ondulés. Ceci confirme les résultats de Donnelly et Fultz (1960), Lueptow et al. (1992), Wereley et Lueptow (1999).

2.8. Effet d'une perturbation

2.8.1. Perturbation brusque : Transition brusque d'un régime à un régime supérieur

Des perturbations brusques ont été imposées à l'écoulement de Couette-Taylor. Leurs effets sur l'évolution spatio-temporelle des vortex de Taylor et les transitions de l'écoulement sont étudiés. Le protocole est le suivant : Le régime initial étant bien développé, nous avons imposé une augmentation brusque du nombre de Taylor et nous avons enregistré et post-traité les intensités de lumière pour déterminer les évolutions spatio-temporelles de l'état d'écoulement.

2.8.1.1. Transition de la première instabilité au régime de vortex de Taylor développé

L'effet d'une perturbation brusque sur les structures tourbillonnaires dans le régime WVF respectivement de $Ta \approx 45,45$; $Ta^* \approx 1$ à $Ta \approx 48,48$; $Ta^* \approx 1,07$ et de $Ta \approx 48,48$; $Ta^* \approx 1,07$ à $Ta \approx 54,54$, $Ta^* \approx 1,2$ est illustrée sur les Fig.4.31 et Fig.4.32. Après environ 125 secondes de la perturbation brusque, des vortex de Taylor sont bien développés le long du SCT.

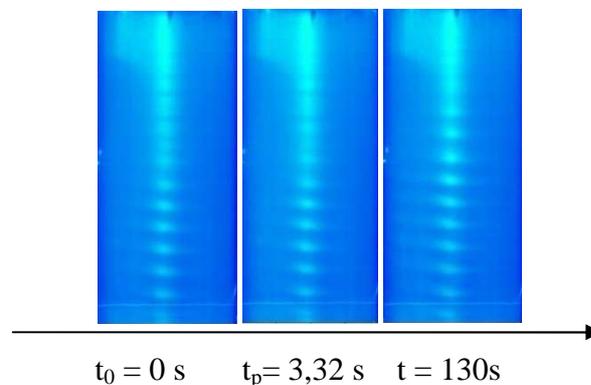


Figure 4.31. Effet d'une perturbation sur les structures tourbillonnaires dans le régime TVF de $Ta \approx 45,45$; $Ta^* \approx 1$ à $Ta \approx 48,48$; $Ta^* \approx 1,07$

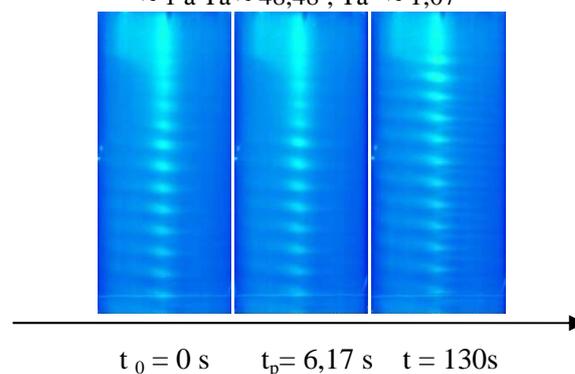


Figure 4.32. Effet d'une perturbation sur les vortex de Taylor de $Ta \approx 48,48$; $Ta^* \approx 1,07$ à $Ta \approx 54,54$, $Ta_3^* \approx 1,2$

2.8.1.2. Transition de la deuxième instabilité au régime de vortex de Taylor ondulés

L'évolution spatio-temporelle de la deuxième transition du régime de vortex de Taylor ondulés développés WVF est illustrée dans la Fig.4.33. Elle montre l'effet d'une perturbation brusque de $Ta \approx 60,60$; $Ta^* \approx 1,33$ à $Ta \approx 66,66$; $Ta^* \approx 1,46$.

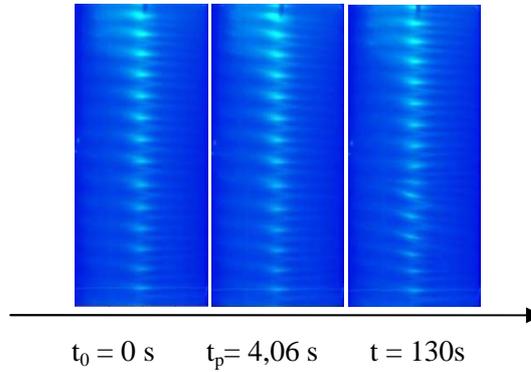


Figure 4.33. Effet d'une perturbation sur les structures tourbillonnaires du régime WVF de $Ta \approx 60,60$; $Ta^* \approx 1,33$ à $Ta \approx 66,66$; $Ta^* \approx 1,46$

L'effet d'une légère perturbation de $Ta \approx 72,72$; $Ta^* \approx 1,6$ à $Ta \approx 78,78$; $Ta^* \approx 1,73$ sur l'évolution spatio-temporelle des vortex de Taylor est illustré sur la Fig.4.34.

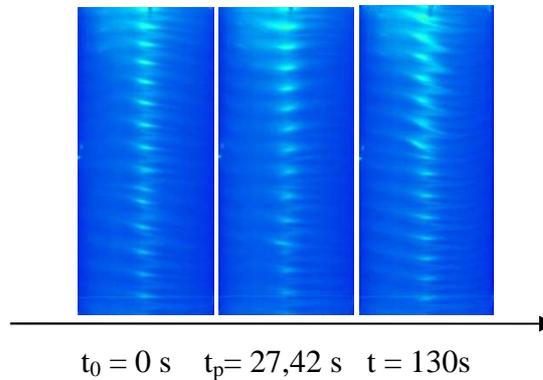
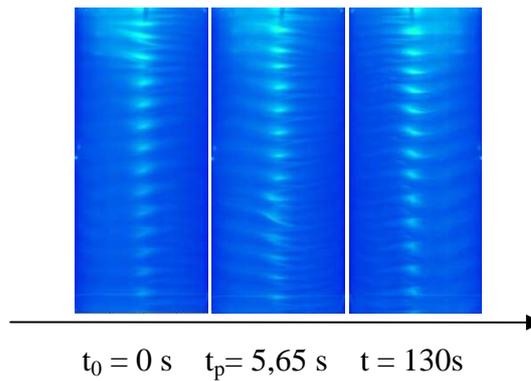
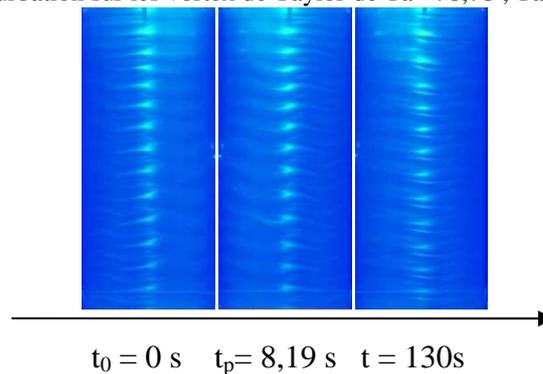
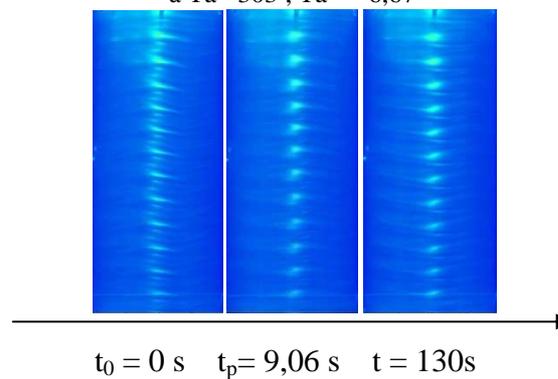


Figure 4.34. Effet d'une légère perturbation sur les structures tourbillonnaires du régime WVF de $Ta \approx 72,72$; $Ta^* \approx 1,6$ à $Ta \approx 78,78$; $Ta^* \approx 1,73$

Les évolutions spatio-temporelles d'une perturbation brusque respectivement de $Ta \approx 78,78$ ($Ta^* \approx 1,73$) à $Ta \approx 121,20$ ($Ta^* \approx 2,66$) ; de $Ta \approx 121$ ($Ta^* \approx 2,66$) à $Ta \approx 303$ ($Ta^* \approx 6,67$) et de $Ta \approx 303$ ($Ta^* \approx 6,67$) à $Ta \approx 424,23$ ($Ta^* \approx 9,33$) sont illustrées respectivement sur les Fig.4.35, Fig.4.36 et Fig.4.37. Elle montre l'augmentation du nombre d'onde azimutale.

Figure 4.35. Effet d'une perturbation sur les vortex de Taylor de $Ta \approx 78,78$; $Ta \approx 1,73$ à $Ta \approx 121$; $Ta^* \approx 2,66$ Figure 4.36. Effet d'une perturbation sur les structures tourbillonnaires du régime WVF de $Ta \approx 121$; $Ta^* \approx 2,66$ à $Ta \approx 303$; $Ta^* \approx 6,67$ Figure 4.37. Effet d'une perturbation sur les structures tourbillonnaires du régime WVF de $Ta \approx 303,021$; $Ta^* \approx 6,67$ à $Ta \approx 424,23$; $Ta^* \approx 9,33$

2.8.1.3. Transition du régime de vortex de Taylor ondulés au régime de vortex de Taylor ondulés modulés

L'effet d'une perturbation brusque du régime de vortex de Taylor ondulés WVF au régime vortex de Taylor ondulés modulés MWVF est illustré sur la Fig.4.38. L'évolution spatio-temporelle des structures tourbillonnaires de $Ta \approx 424$ ($Ta^* \approx 9,33$) au seuil d'apparition du régime de vortex de Taylor ondulés modulés $Ta \approx 606$ ($Ta^* \approx 13,33$) montre la diminution progressive du nombre de l'onde azimutale en moins de 7 secondes après la perturbation. L'écoulement devient perturbé. Les vortex de Taylor s'alignent progressivement au cours du temps et commencent à se déstructurer lorsqu'on augmente le nombre de Taylor.

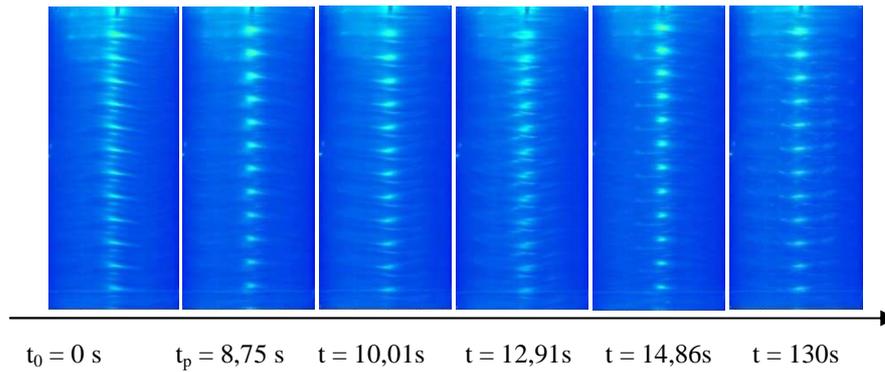


Figure 4.38. Effet d'une perturbation sur les structures tourbillonnaires du régime WVF de $Ta \approx 424$; $Ta^* \approx 9,33$ à $Ta \approx 606$; $Ta_3^* \approx 13,33$

2.8.1.4. Transition du MWVF au régime de la turbulence naissante

L'effet d'une perturbation brusque du régime de vortex de Taylor ondulés modulés MWVF au régime turbulent est illustré sur la Fig.4.39. L'évolution spatio-temporelle des structures tourbillonnaires de $Ta \approx 606$ ($Ta^* \approx 13,33$) à la turbulence naissante $Ta \approx 1210$ ($Ta^* \approx 26,26$) montre qu'en moins d'une seconde après la perturbation, l'onde azimutale disparaît. Les vortex deviennent parfaitement alignés et perturbés à l'intérieur.

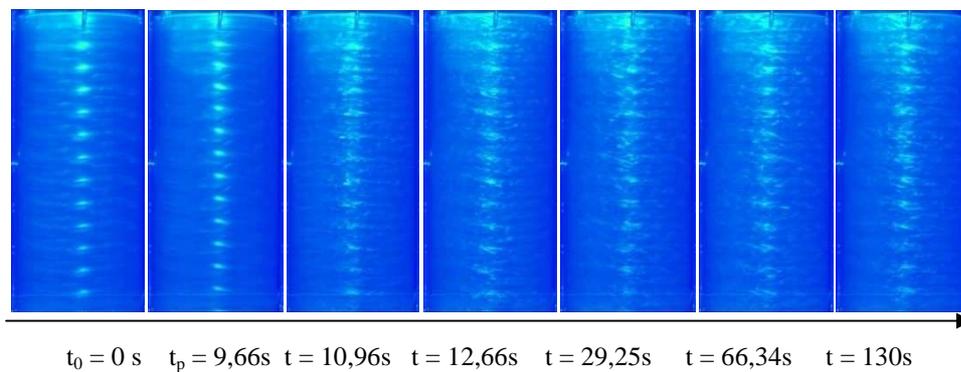


Figure 4.39. Effet d'une perturbation sur les structures tourbillonnaires du régime MWVF ($Ta \approx 606,04$; $Ta^* \approx 13,33$) au régime turbulent ($Ta \approx 1210$; $Ta_3^* \approx 26,66$)

2.8.1.5. Transition du régime de la turbulence naissante au régime turbulent développé

L'effet d'une perturbation brusque du régime de la turbulence naissante au régime turbulent est illustré sur les Fig.4.40 et Fig.4.41. Les évolutions spatio-temporelles des structures tourbillonnaires suite à une perturbation brusque de $Ta \approx 1210$ ($Ta^* \approx 26,26$) à $Ta \approx 1520$ ($Ta^* \approx 33,33$) et de $Ta \approx 1820$ ($Ta^* \approx 40$) à $Ta \approx 2420$ ($Ta^* \approx 53,34$) montrent que lorsque le nombre de Taylor augmente, les vortex deviennent de plus en plus turbulents à l'intérieur.

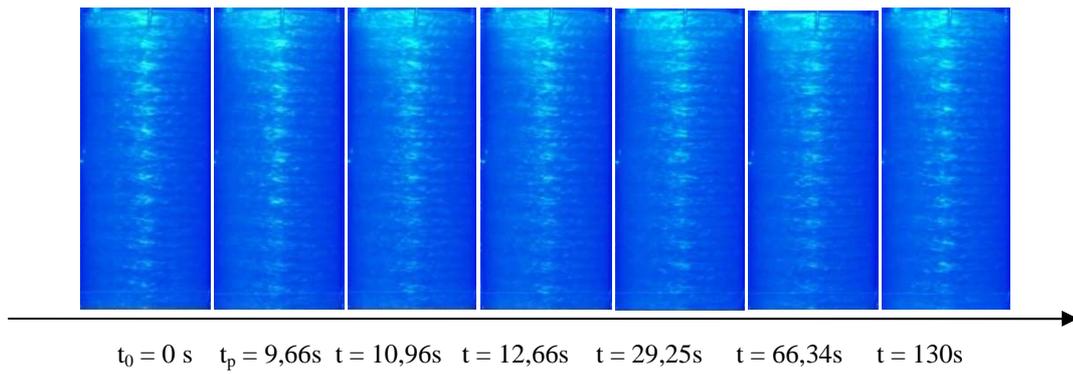


Figure 4.40. Effet d'une perturbation sur les structures tourbillonnaires du régime de la turbulence naissante au régime turbulent de $Ta \approx 1210$; $Ta^* \approx 26,66$ à $Ta \approx 1520$; $Ta^* \approx 33,33$

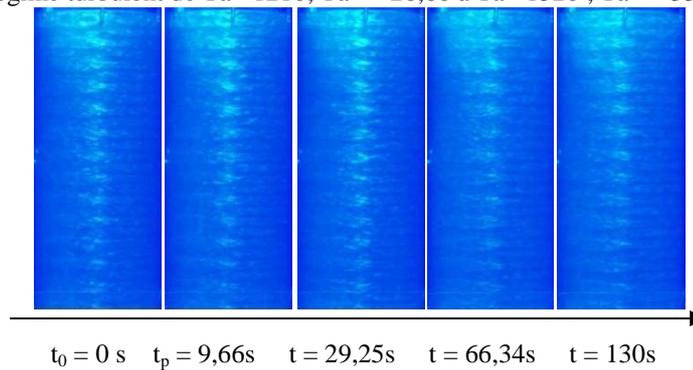


Figure 4.41. Effet d'une perturbation sur les structures tourbillonnaires en régime turbulent de $Ta \approx 1820$; $Ta^* \approx 40$ à $Ta \approx 2420$; $Ta^* \approx 53,34$

Des séries de mesures polarographiques accompagnant ces visualisations montrent que la perturbation entraîne une intensification du transfert de masse et une augmentation brusque du gradient de vitesse pariétal.

2.8.2. Perturbation progressive : Écoulement d'accélération-décélération

L'effet d'une perturbation progressive sur l'écoulement de Couette-Taylor a été étudié. La visualisation de l'écoulement montre l'apparition et la disparition progressive de trois régimes d'écoulement successifs détectés par l'augmentation et la diminution de l'onde azimutale (Fig.4.42). Ce type d'écoulement a été également étudié par polarographie. La réponse en fréquence de la sonde triple permet de remonter au gradient pariétal de vitesse et de déterminer les nombres de Taylor critique de chaque instabilité (partie suivante 3.1).

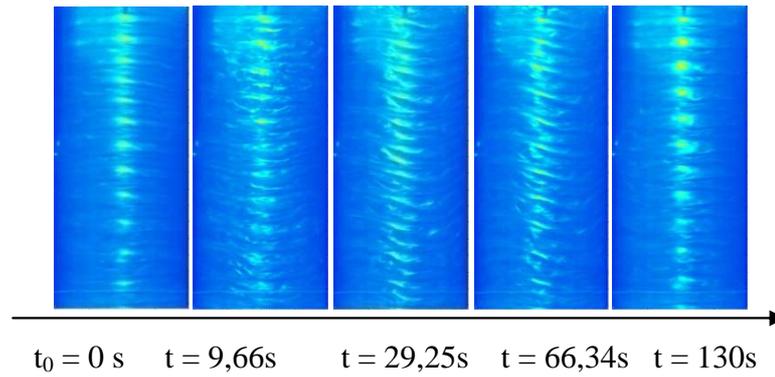


Figure 4.42. Effet d'une perturbation progressive sur l'écoulement de Couette-Taylor

2.9. Écoulement de Couette-Taylor oscillant

Nous avons soumis l'écoulement de Couette-Taylor à des oscillations harmoniques pour différentes fréquences, amplitudes d'oscillations et nombres de Taylor. La visualisation de l'écoulement (Fig.4.43) illustre l'ondulation des vortex de Taylor et l'interférence des vortex qui se s'approchent et se repoussent. Ce type d'écoulement a été également étudié par polarographie. La réponse en fréquence de la sonde triple permet de remonter au gradient pariétal de vitesse et de tester la validité de la méthode inverse pour différentes fréquences, amplitudes d'oscillations et nombres de Taylor (partie suivante 3.2).

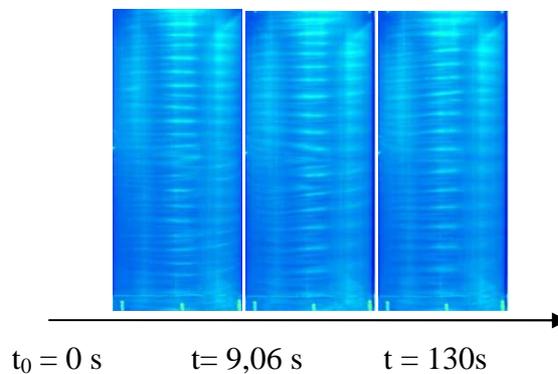


Figure 4.43. Écoulement de Couette-Taylor oscillant

2.10. Conclusion

Une étude qualitative de l'écoulement a été réalisée, dans cette première partie du chapitre, pour :

- L'écoulement de Couette-Taylor du régime laminaire au régime turbulent,
- L'écoulement de Couette-Taylor avec écoulement axial,
- L'écoulement de Couette-Taylor avec perturbation brusque permettant le passage d'une instabilité à une instabilité supérieure (succession progressive de régimes),

- L'écoulement de Couette-Taylor avec accélération progressive suivi d'une décélération brusque,
- L'écoulement de Couette-Taylor avec oscillations harmonique.

Cette étude a permis d'étudier les évolutions spatio-temporelles des instabilités de l'écoulement, le développement de vortex de Taylor et leur détachement et de prévoir le nombre de Taylor critique correspondant à chaque instabilité. Les effets des facteurs dynamiques superposés à l'écoulement de Couette-Taylor sur l'évolution spatio-temporelle des vortex de Taylor ont été également illustrés.

Ces différents types d'écoulement seront dans ce qui suit étudiés quantitativement par polarographie et par PIV (classique et rapide). Le transfert de masse et le gradient de vitesse seront déterminés en premier temps par polarographie en utilisant des sondes multi-segmentées pour deux cas d'écoulement de Couette-Taylor. Le premier cas d'étude est l'écoulement de Couette-Taylor avec une perturbation progressive d'accélération et une décélération brusque. Le deuxième cas est l'écoulement de Couette-Taylor oscillant (sans et avec écoulement de retour). Ceci permet d'étudier la réponse en fréquence des sondes à ce type d'écoulement et d'achever l'analyse critique des méthodes de détermination du gradient pariétal de vitesse, réalisée pour des écoulements oscillants (sans écoulement de retour) présentée dans le chapitre 3.

3. VALIDATION EXPERIMENTALE ET ANALYSE CRITIQUE DE LA METHODE INVERSE EN UTILISANT UNE SONDE TRIPLE DANS UN SCT

3.1. Écoulement de Couette-Taylor oscillant

La méthode inverse a été validée pour le cas d'une sonde simple, double et triple pour des écoulements oscillants sans écoulement de retour. Pour compléter l'étude pour le cas d'un écoulement oscillant avec écoulement de retour, nous avons utilisé le SCT ($\eta = 0,975$).

3.1.1. Evolution du transfert de masse pour des écoulements oscillants dans un SCT

Nous avons étudié les réponses en fréquences des sondes électrochimiques aux écoulements de Couette-Taylor oscillant avec différentes vitesses de rotation, différentes fréquences d'oscillations et différentes amplitudes d'oscillations.

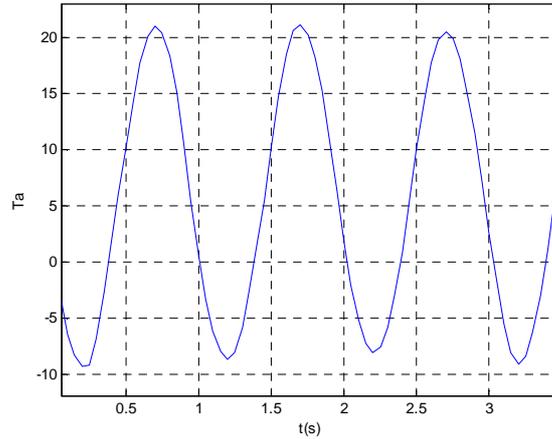


Figure 4.44. Evolution temporelle du nombre de Taylor pour un écoulement de Couette oscillant avec écoulement de retour (le signe négatif représente la présence de l'écoulement de retour)

Les trois types de mouvements oscillatoires étudiés sont des écoulements de Couette-Taylor des écoulements sans écoulement de retour ($\beta < 1$), avec écoulement de retour ($\beta > 1$) et pour $\beta = 1$. Dans le premier type d'écoulement, nous avons imposé soit un mouvement oscillant au cylindre intérieur initialement immobile ou initialement en rotation. Un exemple d'écoulement oscillant avec écoulement de retour est illustré sur la Fig.4.44. Il montre l'évolution du nombre de Taylor de -10 et 20. Ceci correspond au régime d'écoulement laminaire de Couette.

Les réponses en fréquences, à un écoulement oscillant avec écoulement de retour, de sondes simples circulaires placées sur deux plans horizontaux et un plan vertical le long du SCT ($\eta = 0,975$) sont présentées sur les Fig.4.45 et Fig.4.46.

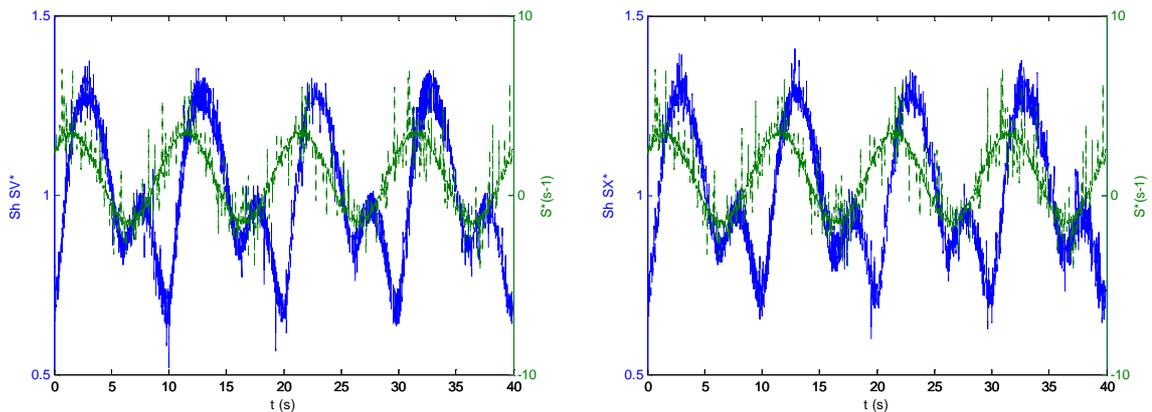


Figure 4.45. Repliements du transfert de masse de formes sinusoïdales répétitives pour un écoulement de Couette-Taylor oscillant avec écoulement de retour

Les signaux issus des sondes sont parfaitement sinusoïdaux pour des cas de faibles vitesses angulaires. Pour d'autres cas, les signaux présentent des formes sinusoïdales répétitives caractérisées par deux sinusoïdes voisines d'amplitudes doublées (repliements des

signaux). Pour d'autres cas de gradients sinusoidaux imposés, les signaux de transfert de masse ne sont plus sinusoidaux.

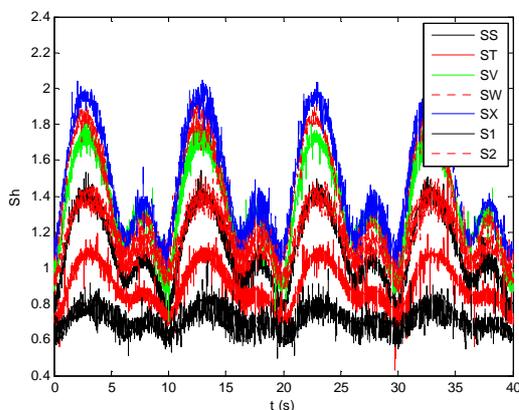


Figure 4.46. Évolution du transfert de masse en fonction de l'emplacement des sondes simples circulaires sur le SCT

3.1.2. Détermination du gradient pariétal de vitesse pour un écoulement oscillant avec écoulement de retour en utilisant une sonde triple

Nous avons réalisé une étude critique des approches linéaires et de la méthode inverse pour un écoulement oscillant sans écoulement de retour (pour des amplitudes d'oscillation $\beta < 1$) dans le chapitre précédant avec le rhéomètre plan-plan (Chapitre 3). Les résultats ont permis de définir des domaines d'application et de validité de chacune des méthodes pour la détermination du gradient pariétal de vitesse, selon le type de l'écoulement (la fréquence d'oscillation, l'amplitude de l'oscillation, le nombre de Péclet et la direction de l'écoulement) et selon la nature de la sonde électrochimique utilisée pour la détermination du transfert de masse (sonde simple, double et triple). Toutefois, les limites mécaniques du dispositif expérimental utilisé (RPP) ne permettent pas l'étude des écoulements de retour contrairement à notre dispositif expérimental (SCT). Nous proposons alors dans cette partie du chapitre 4 une analyse critique des méthodes de détermination du gradient pariétal de vitesse sur le dispositif expérimental de Couette-Taylor pour des écoulements oscillants avec écoulement de retour.

Afin d'appliquer les différentes approches et de pouvoir les comparer, il faut que l'écoulement oscillant soit un écoulement laminaire. Vu l'inertie de notre dispositif expérimental, les deux premiers régimes sont rapidement atteints. Nous avons alors utilisé une solution électrochimique avec de la glycérine à 40%, pour étendre le régime d'écoulement

laminaire oscillant. L'évolution du nombre de Taylor est présentée sur la Fig.4.47.a. Elle illustre que l'écoulement oscillant imposé est bien un écoulement laminaire de Couette. Le nombre de Taylor varie entre $0,1 < Ta < 5,7 < 41,3$.

Nous présentons le cas d'un écoulement oscillant caractérisé par un avancement du cylindre intérieur puis un arrêt brusque puis un ré-avancement. Ceci est équivalent à un écoulement oscillant de $\beta \approx 1$ ($\beta = 0.9640$). L'évolution temporelle du nombre de Péclet est présentée sur la Fig.4.47.b. Elle montre que le nombre de Péclet varie entre $230 < Pe < 1,2 \cdot 10^4$. L'effet de la diffusion axiale est significatif pour des faibles nombres de Péclet.

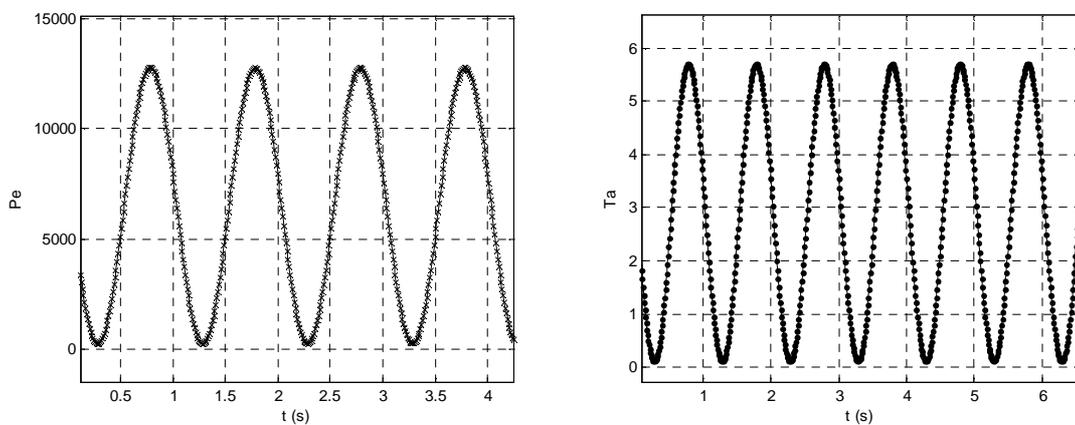


Figure 4.47. Evolution temporelle du nombre de Taylor (écoulement laminaire de Couette) et du nombre de Péclet (diffusion axiale) pour un écoulement oscillant caractérisé par $\beta = 0.9640$, $f^* = 645$

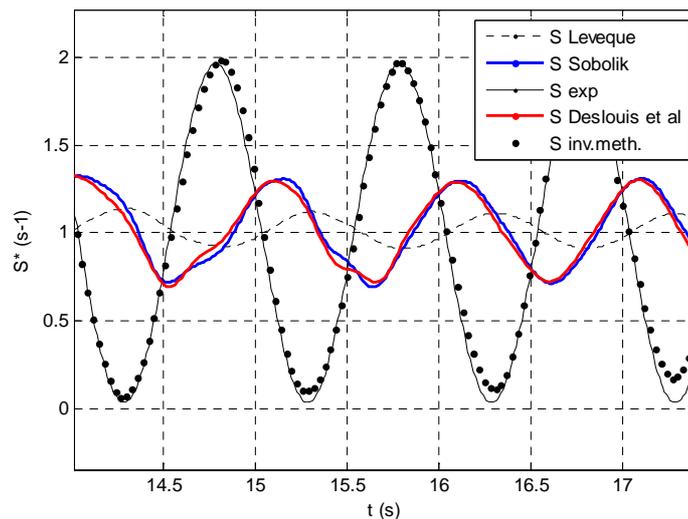


Figure 4.48. Evolution du gradient pariétal de vitesse pour un écoulement oscillant caractérisé par $\beta = 0.9640$, $f^* = 645$: ligne continue : Exp. ; ligne discontinue : méthode de Lévêque ; point : méthode inverse ; ligne continue rouge : méthode de Sobolik; ligne continue bleue : méthode de Deslouis

Des sur-échantillonnages et/ou des sous-échantillonnages le signal brut peuvent être appliqués pour limiter la diffusion numérique lors du calcul de la dérivée du nombre de

Sherwood/ gradient (équation 1-85) lorsque le gradient devient nul. C'est le cas d'une présence d'un écoulement de retour. L'évolution du gradient pariétal de vitesse pour un écoulement oscillant caractérisé par $\beta = 0.9640$, $f^* = 645$ est présentée dans la Fig.4.48. Il est déterminé par la solution de Lévêque (1928); la méthode de Sobolik et al. (1987); la méthode de Deslouis et al. (1990) et la méthode inverse (Rehimi et al., 2006). En comparant ces différentes approches, nous constatons que la solution quasi-stationnaire de Lévêque n'est pas valable car l'effet de la diffusion axiale n'est pas pris en compte dans cette méthode. Les approches de Sobolik et al. (1987) et de Deslouis et al., (1990) ne donnent pas le vrai gradient de vitesse pour un écoulement oscillant avec écoulement de retour pour $\beta = 0.9640$; $f^* = 645$; $232 < Pe < 1,2 \cdot 10^4$. Contrairement aux méthodes usuelles, le gradient pariétal de vitesse déterminé en utilisant la méthode inverse est en accord avec le gradient expérimental.

Un deuxième exemple d'écoulement oscillant avec écoulement de retour est présenté (Fig.49 et Fig.50).

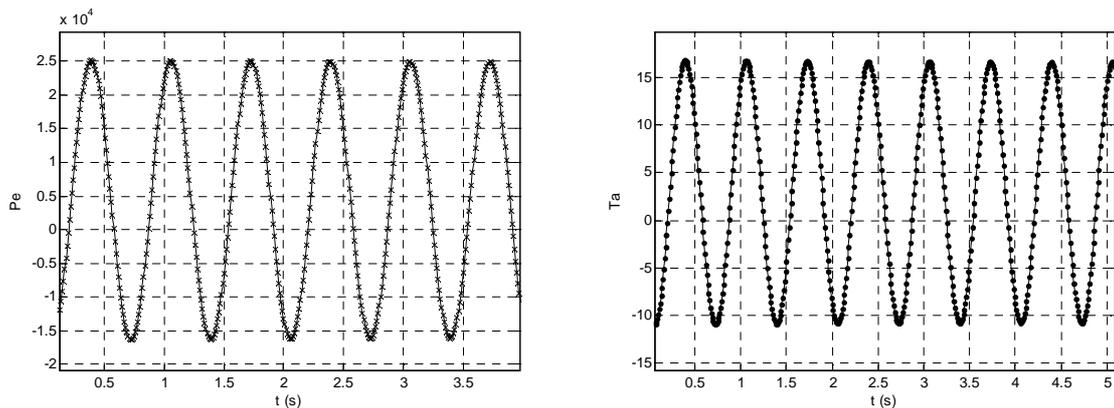


Figure 4.49. Evolution temporelle du nombre de Taylor (écoulement laminaire de Couette) et du nombre de Péclet (diffusion axiale) pour un écoulement oscillant caractérisé par $\beta = 4.7835$, $f^* = 645$

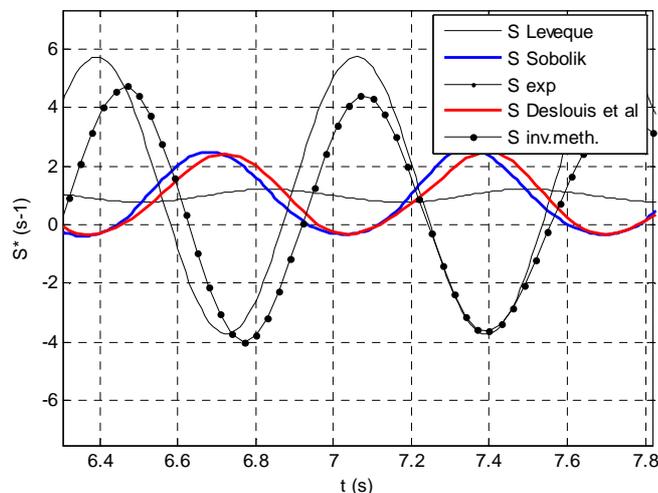


Figure 4.50. Evolution du gradient pariétal de vitesse pour un écoulement oscillant caractérisé par $\beta = 4.7835$, $f^* = 645$: ligne continue : Exp. ; ligne discontinue : méthode de Lévêque (1928) ; point : méthode inverse ; ligne continue rouge : méthode de Sobolik; ligne continue bleue : méthode de Deslouis

Il est caractérisé par un avancement du cylindre intérieur d'environ 3Π (environ 1.5 tours) puis un reculement d'environ 3Π (environ 1.5 tours) ; ceci est équivalent à un écoulement oscillant de $\beta \approx 5$ (4.7835). L'évolution du nombre de Taylor est présentée sur la Fig.4.49.a. Elle illustre que l'écoulement oscillant imposé est bien un écoulement laminaire de Couette. Le nombre de Taylor varie entre $-11 < Ta < 16,8 < 41.3$.

L'évolution temporelle du nombre de Péclet est présentée sur la Fig.4.49.b. Le nombre de Péclet varie entre $-1,6 \cdot 10^4 < Pe < 2,5 \cdot 10^4$. L'effet de la diffusion axiale est significatif pour des faibles nombres de Péclet.

L'évolution du gradient pariétal de vitesse pour un écoulement oscillant caractérisé par $\beta = 4.7835$, $f^* = 645$ est présenté dans la Fig.4.50. Il est déterminé par la solution de Lévêque (1928); la méthode de Sobolik; la méthode de Deslouis et la méthode inverse.

Pour conclure, les méthodes usuelles ne sont pas valides pour des écoulements de retour, contrairement à la méthode inverse qui permet de donner une bonne estimation du gradient pariétal de vitesse pour des écoulements de retour. L'utilisation de la sonde triple permet de connaître la direction de l'écoulement et de déterminer le signe du gradient. L'algorithme séquentiel converge rapidement vers le bon gradient pariétal de vitesse même pour des écoulements de retour (après moins d'une vingtaine de pas de temps). Ceci confirme les résultats de Rehim (2006), obtenus sur des signaux de transfert de masse numériquement simulés en injectant dans l'équation de convection diffusion un gradient pariétal de vitesse connu sous forme sinusoïdale. Toutefois, pour certains cas d'écoulements de retour caractérisés par des β croissants, l'algorithme devient instable. Ceci est dû au passage par un gradient pariétal de vitesse nul qui déstabilise l'algorithme.

Nous avons validé la méthode inverse pour des écoulements oscillants sans et avec un écoulement de retour. Nous avons par la suite testé la méthode inverse sur des écoulements de fortes perturbations tels que l'écoulement d'accélération-décélération et la perturbation brusque.

3.2. Écoulement d'accélération – décélération

Les études antérieures effectuées sur l'effet d'une accélération – décélération sur l'écoulement sont limitées au régime d'écoulement WVF (Park et al. 1981) ou restreintes à des conditions extrêmes c-à-d une mise en marche brusque ou un écoulement quasi-stationnaire (Burkhalter et Koschmider, 1973 ; 1974). Des visualisations intéressantes ont été

réalisées par Coles (1965) et par Ahlers et al. (1983). Le manque de travaux portant sur l'effet d'accélération – décélération sur l'écoulement de Couette-Taylor nous a motivés à réaliser des séries de mesures par visualisation accompagnées des mesures polarographiques en utilisant des sondes simples et triples. Notre objectif principal s'est orienté à l'étude de l'effet d'une accélération – décélération linéaire sur la réponse en fréquence d'une sonde triple, sur l'évolution instantanée du transfert de masse et du gradient pariétal de vitesse.

3.2.1. Effet d'une accélération sur le nombre de Taylor

Une accélération–décélération linéaire est imposé à la vitesse du cylindre intérieur du SCT dans un intervalle de nombre de Taylor allant de 18 à 93 (Fig.4.52). Le gradient de vitesse varie entre 41s^{-1} à 202s^{-1} . Un ou deux ou trois régimes d'écoulement peuvent être atteints simultanément. Le rapport d'aspect et le rapport radial ont un effet signifiant sur l'apparition des instabilités (le nombre de Taylor critique) et la multiplicité des états d'écoulement. Les caractéristiques géométriques de notre deuxième système de Couette-Taylor conçu lors de la thèse vérifient trois objectifs principaux. Le premier objectif est d'étalonner les sondes électrochimiques. Le deuxième objectif est d'assurer un entrefer de faible épaisseur assurant une solution quasi-linéaire du gradient pariétal de vitesse expérimental :

$$S_{\text{quasi-lin}} = 2\pi\omega R_{\text{int}} / (60 d) \quad 4-1$$

où ω est la vitesse angulaire en tr/mn et d est l'épaisseur de l'entrefer. Ceci permet de bien localiser le régime laminaire de Couette et donc de qualifier notre dispositif expérimental. Le troisième objectif est d'étudier les transitions du régime d'écoulement dans le cas d'une évolution progressive du nombre de Taylor à partir de la réponse en fréquence de la sonde triple et l'effet de ces transitions sur le transfert de masse et le gradient pariétal de vitesse.

Un faible rapport radial η , c-à-d une large épaisseur d'entrefer (gap), peut retarder les transitions, voir même la deuxième instabilité peut ne pas avoir lieu pour $\eta < 0,67$ (Di Prima et al., 1984) ou si le rapport d'aspect est suffisamment faible ($\Gamma < 6$, Dominguez-Lerma et al., 1984). L'effet des caractéristiques géométriques est plus significatif dans la deuxième instabilité plus que pour la première instabilité (Mehel, 2006). A partir de l'apparition de la seconde instabilité, l'écoulement est caractérisé par une multiplicité d'état (Coles, 1965). Plusieurs combinaisons entre le nombre d'onde axiale et le nombre d'onde azimutale peuvent être possibles. Un rapport d'aspect important ($\Gamma > 40$) favorise la multiplicité des états

d'écoulement qui dépendent non seulement du nombre de Taylor mais aussi de l'historique de l'écoulement (Cole, 1976 ; Cognet, 1984). En tenant compte de ces critères, notre deuxième système de Couette-Taylor est choisi avec un rapport d'aspect $\eta = 0,975$ et $\Gamma = 180$. Le cylindre intérieur est accéléré linéairement selon deux cas : soit il est initialement au repos, soit il est initialement en mouvement à une vitesse initiale et il est par la suite accéléré linéairement pour atteindre une vitesse prédéterminée en tenant compte des limites mécaniques de notre dispositif expérimental. Dans le cas illustré dans cette partie du chapitre, nous présentons le cas d'une accélération progressive à partir d'un nombre de Taylor initialement faible caractérisant le régime laminaire de Couette (conditions quasi-stationnaires valides) à un nombre de Taylor caractérisant le régime de vortex de Taylor ondulés modulés MWVF, en s'appuyant sur les topologies des écoulements visualisés par des particules de Kalliroscope ensemençant l'écoulement lors de l'étude. Une prédiction des nombres de Taylor seuil des apparitions et des disparitions des instabilités sera justifiée par l'étude des réponses en fréquences de la sonde triple à l'écoulement.

Le fluide de travail est une solution électrochimique de Ferri-Ferrocyanure de potassium avec un excès de K_2SO_4 comme électrolyte inerte et 2% de particules de Kalliroscope. La solution électrochimique permet de réaliser des mesures polarographiques qui nous ont servi à déterminer le transfert de masse et à remonter au gradient pariétal de vitesse. Les particules de Kalliroscope permettent de visualiser la topologie de l'écoulement lors de la mesure polarographique et donc d'observer l'apparition des instabilités (Fig.4.51) et le développement des vortex d'un régime à autre.

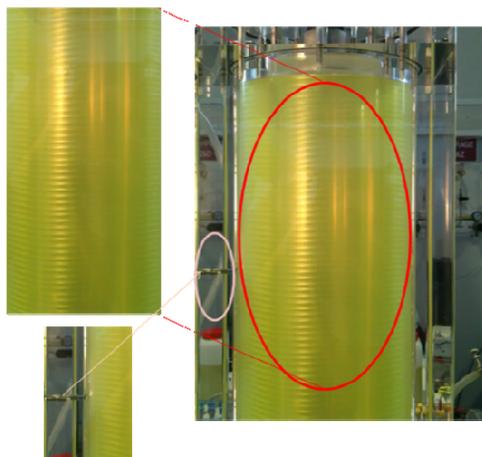


Figure 4.51. Visualisation de l'écoulement de rouleaux de Taylor ondulés modulés dans un SCT

($\eta = 0,975$; $\Gamma=168$)

En tenant compte des caractéristiques géométriques de notre dispositif expérimental, la valeur du nombre de Taylor critique, caractérisant l'apparition de la première instabilité, est déterminée par estimation linéaire à partir de la littérature des rapports géométriques similaires proposés par Roberts (1965). Pour notre SCT de rapport radial $\eta = 0,975$, $\mu = 0$, $\alpha = 2J\epsilon/\lambda = 3.13$, la valeur du nombre de Taylor critique est $Ta_{c1} = 41,79$.

L'évolution temporelle du nombre de Taylor est présentée dans la Fig.4.52. Le nombre de Taylor varie entre 18 et 93. Ceci correspond à une évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse quasi-stationnaire qui varie entre $41s^{-1}$ à $202 s^{-1}$. En s'appuyant sur la topologie des écoulements visualisés par des particules de Kalliroscope, cet intervalle du nombre de Taylor correspond à l'apparition progressive de trois premiers régimes d'écoulement : CF, WVF et MWVF dans le SCT ($\eta = 0,975$). Notre analyse basée sur le travail de Roberts (1965) montre que dans notre dispositif expérimental, la première instabilité apparaît à un nombre de Taylor seuil $Ta_{c1} = 41,79$. L'intervalle ($18 < Ta < 41,79$) correspond à l'écoulement de base de Couette caractérisé par une évolution linéaire du gradient pariétal de vitesse. Cette caractéristique de l'écoulement est exploitée pour tester la validité de la méthode inverse en transfert de masse pour la détermination du gradient pariétal de vitesse à partir du transfert de masse local, en la comparant à la solution quasi-linéaire valide en régime laminaire de Couette.

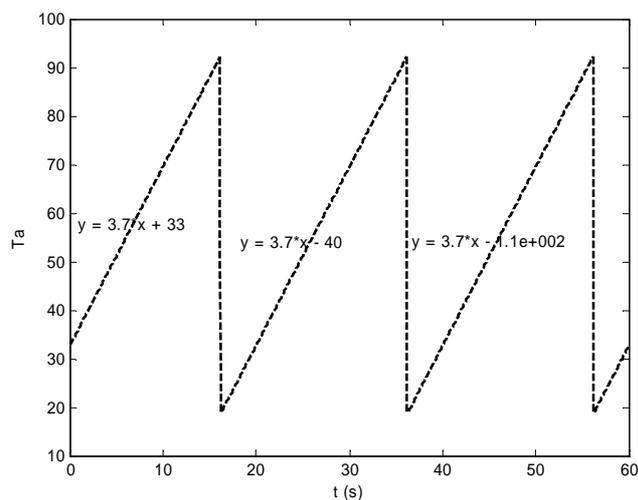


Figure 4.52. Evolution temporelle du nombre de Taylor pour un écoulement d'accélération-décélération

3.2.2. Effet des instabilités sur le transfert de masse

Le nombre de Taylor critique correspondant à l'apparition de la première instabilité est $Ta_{c1} = 41,79$. Un écoulement caractérisé par des vortex toroïdaux périodiques apparaît. A Ta

≈ 50.15 , la deuxième instabilité apparaît. Ceci correspond à la disparition du régime de rouleaux de Taylor et l'apparition du régime de rouleaux de Taylor ondulés modulés. Les instabilités de l'écoulement entraînent des variations majeures sur l'évolution du transfert de masse et du gradient de vitesse. L'étude de ces évolutions permet de localiser les instabilités et de déterminer les nombres de Taylor correspondant à leurs apparitions.

L'évolution temporelle du transfert de masse est illustrée dans la Fig.4.53. Elle résume l'effet de l'histoire de l'écoulement d'accélération-décélération sur l'évolution du transfert de masse. Elle montre l'apparition de deux instabilités.

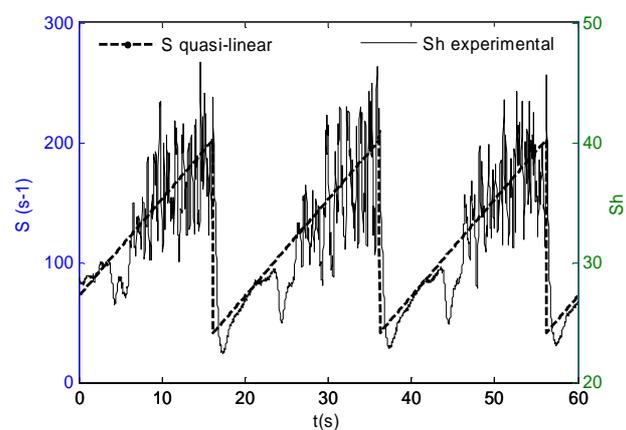


Figure 4.53. Evolution temporelle du transfert de masse et du gradient quasi-linéaire de vitesse

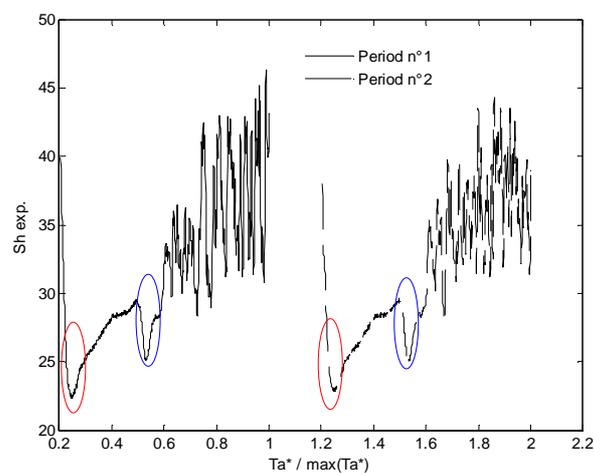


Figure 4.54. Evolution du transfert de masse instantané en fonction du nombre de Taylor adimensionnel (deux périodes seulement sont présentées pour la clarté de la présentation)

En examinant la réponse en fréquence d'une sonde triple à un écoulement d'accélération – décélération (Fig.4.54), une chute de vitesse imposée périodique et brusque génère une chute du transfert de masse légèrement retardée. Ce phénomène est probablement dû à l'effet d'inertie de la sonde. La sonde crée une couche limite de diffusion qui joue le rôle d'un filtre (un effet capacitif) autour de la sonde. Cet effet retarde la réponse de la sonde à la décélération brusque de $Ta = 93$ à $Ta = 18$.

L'évolution temporelle du transfert de masse est présentée sur Fig.4.53. Le transfert de masse suit une évolution répétitive. La réponse en fréquence de la sonde suit l'évolution de l'écoulement d'accélération – décélération imposée. L'évolution du transfert de masse en fonction du nombre de Taylor est présentée sur la Fig.4.54. Les deux premières périodes sont illustrées. Elles montrent que le transfert de masse évolue d'une manière similaire pour une range de nombres de Taylor donnée.

3.2.3. Effet des instabilités sur le gradient pariétal de vitesse

Lorsque le nombre de Taylor augmente progressivement, trois régimes se développent progressivement : CF, TVF et WVF. L'évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse de l'écoulement d'accélération – décélération est fortement affectée par les transitions entre les régimes d'écoulement et par les états d'écoulement au sein d'un même régime. L'évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse est déterminée à partir de la réponse en fréquence de la sonde triple. Quatre méthodes ont été utilisées pour déterminer l'évolution du gradient pariétal à partir de l'évolution du transfert de masse local.

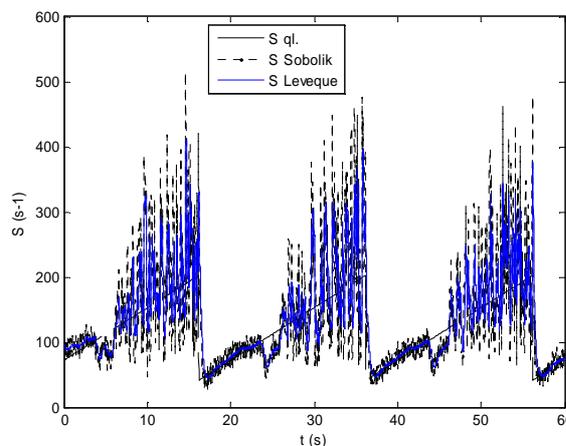


Figure 4.55. Evolution temporelle du gradient pariétal de vitesse pour trois périodes successives: - méthode quasi-linéaire ; -- méthode de Sobolik et al. (1987) ; - méthode de Lévêque (1928)

L'évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse pour trois périodes successives est présentée sur la Fig.4.55. Le gradient pariétal est déterminé par l'approximation quasi-linéaire, la méthode usuelle de Lévêque (1928) fréquemment utilisée en polarographie pour la détermination du gradient pariétal de vitesse, la méthode de Sobolik et al. (1987). Le gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la solution de Lévêque (1928) et l'approche de Sobolik et al. (1987) suit bien l'évolution du gradient quasi-linéaire le long du régime laminaire de Couette CF (Fig.4.56). Ceci permet de détecter la transition du régime CF au

régime WVF qui correspond à la déviation de l'évolution du gradient de celle de la solution quasi-linéaire.

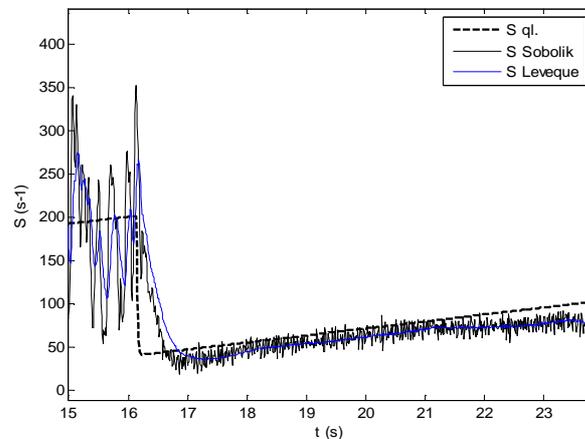


Figure 4.56. Evolution temporelle du gradient pariétal de vitesse le long du régime laminaire de Couette CF (Décélération de $t = 16,14 \text{ s} \rightarrow Ta^* 92,2$ à $t = 16,22 \rightarrow Ta = 18$): - méthode quasi-linéaire ; -- méthode de Sobolik et al. (1987) ; - méthode de Lévêque (1928)

En examinant l'évolution du gradient de vitesse pariétal et en la comparant à l'évolution quasi-stationnaire, on a constaté que le gradient pariétal décroît, suite à la décélération brusque imposée au cylindre intérieur, selon une évolution linéaire de large pente par rapport à celle de l'approximation linéaire (première ellipse sur la Fig.4.54). Ceci est dû à l'effet d'inertie de la sonde triple jouant le rôle d'un filtre (effet capacitif) qui retarde la réponse en fréquence de la sonde tri-segmentée à la forte et rapide évolution de la vitesse imposée au cylindre intérieur correspondant à une chute du nombre de Taylor de 93 à 18 dans moins d'une seconde.

Cette décroissance est détectée par toutes les méthodes utilisées pour la détermination du gradient pariétal de vitesse. Elle disparaît progressivement. Le gradient pariétal de vitesse suit ensuite l'évolution quasi-linéaire. En effet, lorsque la vitesse diminue brusquement, le nombre de Taylor chute de $Ta = 92,2$ à $t = 16,14 \text{ s}$ pour la première période à $Ta = 18$ à $t = 16,22 \text{ s}$ (Fig.4.57). A $t = 16,85 \text{ s}$, le gradient pariétal de vitesse calculé à partir de la réponse en fréquence de la sonde triple (l'évolution du transfert de masse) en utilisant l'approche de Sobolik et al. (1987) commence à suivre l'évolution linéaire. La réponse en fréquence de la sonde suit l'évolution du gradient linéaire après 0,63 seconde. Ceci permet de conclure qu'un écoulement soumis à une perturbation brusque de 80 ms nécessite environ 10 fois la durée de la perturbation pour être réarrangé (0,60 seconde pour être réarrangé (Fig.4.57)).

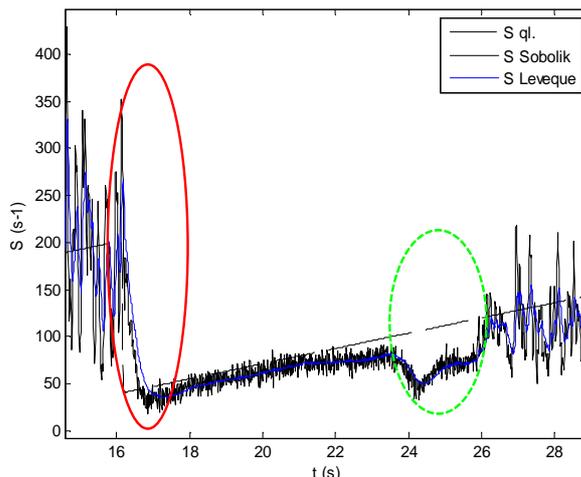


Figure 4.57. Evolution temporelle du gradient pariétal de vitesse du régime CF au régime WVF ($t = 22\text{s} \rightarrow Ta = 41,4$ à $t = 26\text{s} \rightarrow Ta = 56,2$)

Lorsque le nombre de Taylor augmente, le gradient pariétal dévie de la solution linéaire valide dans un écoulement laminaire de Couette. Cette caractéristique a été exploitée pour valider expérimentalement la méthode inverse pour le cas d'un écoulement d'accélération-décélération en utilisant une sonde triple.

Lorsque le nombre de Taylor augmente, une deuxième diminution du gradient pariétal de vitesse est détectée par les différentes approches utilisées (Fig.4.58 et Fig.4.59). Cette diminution correspond à un nombre de Taylor seuil $Ta_c = 41,3$ selon l'évolution du gradient de vitesse pariétal déterminé par l'approche de Sobolik et al. (1987). Elle devient significative à $Ta = 46,1$ selon l'évolution du gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la méthode inverse (Fig.4.59).

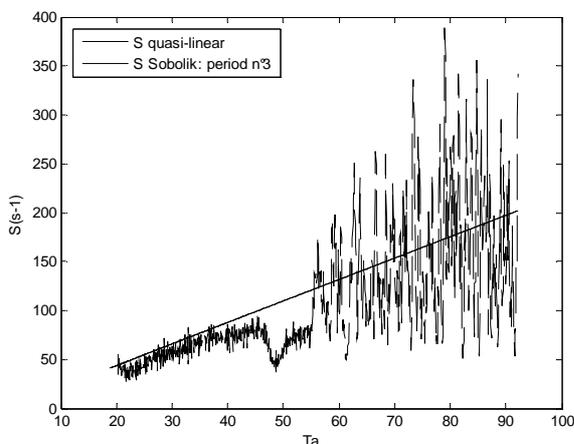


Figure 4.58. Evolution du gradient pariétal de vitesse en fonction du nombre de Taylor (troisième période)

La diminution du gradient caractérise l'apparition de la première transition à $Ta = 41,3$. Cette diminution persiste jusqu'à un nombre de Taylor $Ta = 48,3$. Le premier pic

correspond à $Ta = 55$ ($Ta^* = 1,33$). Ceci caractérise l'apparition de la deuxième transition du deuxième régime TVF au troisième régime WVF. Par la suite, le gradient pariétal de vitesse présente des séries de pics caractérisant le passage des vortex de Taylor.

Le gradient pariétal de vitesse déterminé par l'approximation quasi-linéaire entre $41,3 < Ta < 55$, est plus important que celui déterminé en utilisant la méthode de Sobolik et al. (1987). Ceci permet de conclure que l'écoulement migre vers la zone proche du cylindre intérieur. La sonde est localisée dans la zone d'un écoulement sortant des vortex de Taylor.

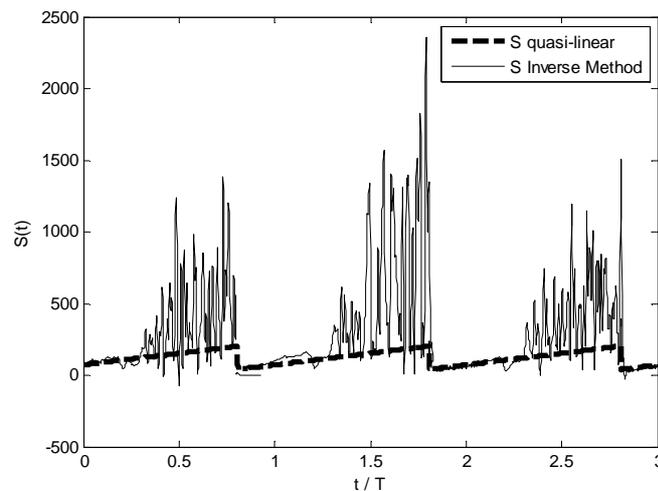


Figure 4.59. Evolution temporelle du gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la méthode inverse

La méthode inverse est une méthode séquentielle basée sur l'inversion de l'équation de convection diffusion. Elle est pour la première fois appliquée pour un écoulement caractérisé par des variations hydrodynamiques fortes et rapides. Le gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la méthode inverse (Rehimi, 2006) a été comparé au gradient quasi-linéaire. Nous avons initialisé la méthode séquentielle en utilisant la méthode de Sobolik et al. (1987). Le temps de calcul a dépassé 4h pour le cas présenté. La méthode est en accord avec le gradient linéaire le long du régime laminaire de Couette (Fig. 4.59 et Fig.4.60).

Lorsque la vitesse de l'écoulement décroît lors de la décélération brusque imposée, le nombre de Taylor décroît de $Ta = 92,2$ (à $t = 56,14$ pour la troisième période, Fig.4.52) à $Ta = 18,8$ (à $t = 56,22$ s). Sur la Fig.4.60, les flèches indiquent l'évolution du gradient de vitesse pariétal durant une période d'accélération-décélération imposée au cylindre intérieur. Un léger effet d'hystérésis est détecté. En effet, l'évolution du gradient pariétal de vitesse ne diminue pas immédiatement. Elle ne suit pas instantanément la chute brusque de la vitesse du cylindre intérieur.

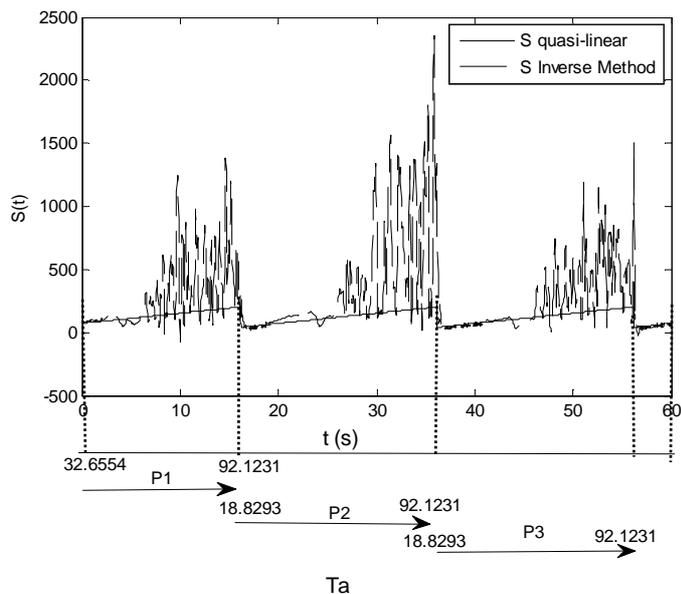


Figure 4.60. Evolution du gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la méthode inverse en fonction du nombre de Taylor

L'effet d'hystérésis entraîne une augmentation du gradient pariétal de vitesse au début de la chute de vitesse du cylindre intérieur puis ce dernier diminue jusqu'à s'égaliser avec le gradient de vitesse pariétal quasi-linéaire (régime d'écoulement laminaire de Couette).

3.3. Réponse d'une sonde électrochimique à une variation brusque d'écoulement dans le système de Couette Taylor

Dans cette section, nous proposons une étude de l'effet d'une variation brusque sur les réponses en fréquences d'une sonde électrochimique triple (ou tri-segmentée). Cette partie est complémentaire aux visualisations, qui nous ont permis d'étudier l'effet d'une variation brusque de l'écoulement sur les évolutions spatio-temporelles des structures tourbillonnaires. Deux types de variations brusques ont été étudiés : une variation de l'écoulement pour laquelle le cylindre intérieur est initialement au repos en passant brutalement à une vitesse supérieure, et une variation brusque d'un régime d'écoulement initialement développé (régime WVF) vers la turbulence naissante (passant par différents états d'écoulement du régime intermédiaire MWVF). Les résultats de mesures présentés dans cette section ont été synchronisés avec ceux de la PIV rapide (2500 champs acquis à une fréquence de 50 Hz ; soit un temps d'acquisition de 50 secondes).

L'effet d'une variation brusque sur un écoulement WVF est étudié par polarographie en utilisant une sonde triple située à la hauteur $z \approx H/2$. Le nombre d'échantillons de mesures

polarographiques est 48000 et la fréquence d'acquisition (échantillonnage) est $F_{\text{polaro}} = 500$ Hz. Les mesures polarographiques ont été synchronisées avec ceux de la PIV rapide (2500 champs instantanés de vitesse par PIV rapide à une fréquence $F_{\text{PIV}} = 50$ Hz). Les signaux ainsi recueillis de la sonde triple sont discutés dans cette partie.

Sous l'effet de la variation brusque, le nombre de Taylor augmente brusquement de Ta caractérisant le régime WVF développé ($Ta = 177$) au régime de la turbulence naissante TN correspondant à $Ta = 1272$ (Fig.4.61). Cette variation brusque entraîne une succession d'instabilités et une transition des états d'écoulements multiples (3 régimes successifs).

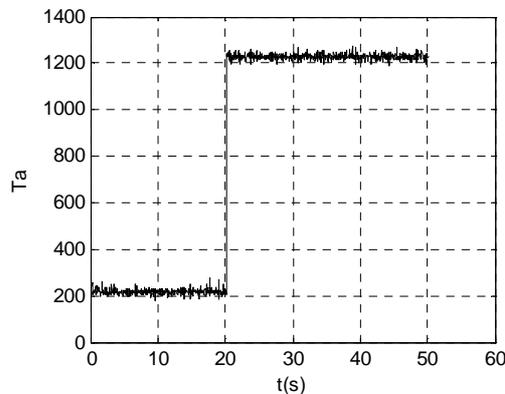


Figure 4.61. Evolution temporelle du nombre de Taylor suite à la variation brusque de l'écoulement dans le système de Couette-Taylor

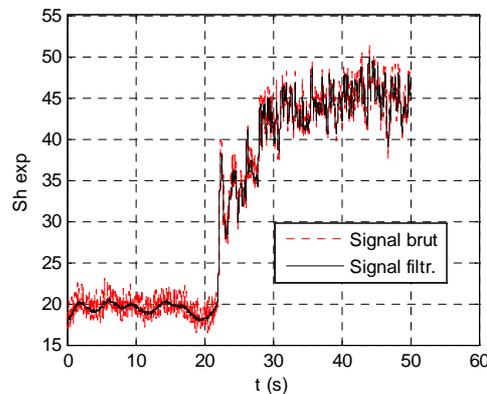


Figure 4.62. Evolution temporelle du transfert de masse mesuré lors d'une variation brusque du régime de l'écoulement (signaux brut et filtré)

Les différentes approches de détermination du gradient pariétal de vitesse sont sensibles aux fluctuations du transfert de masse mesuré, et plus particulièrement aux bruits de mesures. Nous avons alors filtré les différents signaux expérimentaux du transfert de masse instantané (Fig.4.62).

Les évolutions temporelles du transfert de masse mesuré expérimentalement et filtré, avec celui déterminé numériquement à partir de la méthode directe (où le gradient pariétal de vitesse est obtenu selon la méthode inverse) sont présentées sur la figure Fig.4.63. Les évolutions sont quasiment les mêmes. Toutefois, suite à la variation brusque de l'écoulement, le transfert de masse déterminé numériquement par la méthode directe est légèrement plus faible que celui obtenu expérimentalement. En retranchant des signaux mesurés sur toute la durée de l'acquisition la partie correspondante à la variation brusque, l'évolution temporelle du transfert de masse déterminé par la méthode directe devient en bon accord avec celui mesuré expérimentalement. Ainsi, on peut constater que la transition rapide d'un régime d'écoulement vers un autre, intensifie le transfert de masse. Cette intensification est significative du développement des vortex de Taylor ondulés, suivis de ceux ondulés modulés, caractérisant le régime MWVF jusqu'au seuil de celui de la turbulence naissante. L'augmentation de l'onde azimutale entraîne des fluctuations du transfert de masse pariétal.

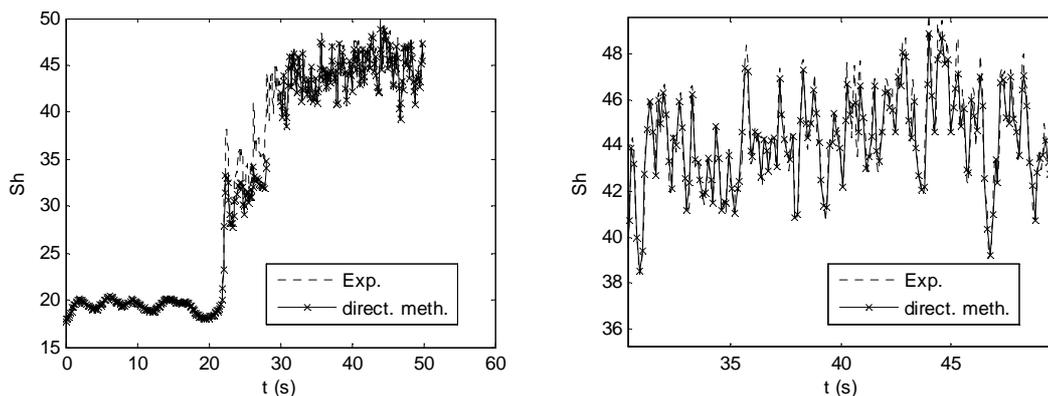


Figure 4.63. Evolution temporelle du transfert de masse (signal filtré) : a) Variation brusque de $Ta=177$ à $Ta=1272$; b) Zoom : après sur la partie après la variation brusque ($Ta=1272$)

Le gradient pariétal de vitesse a été déterminé en utilisant la méthode de Sobolik et al. (1987) (Fig.4.64). Il évolue progressivement comparativement à l'évolution brusque du gradient quasi-linéaire ($S=\Omega.R_{int}/d$).

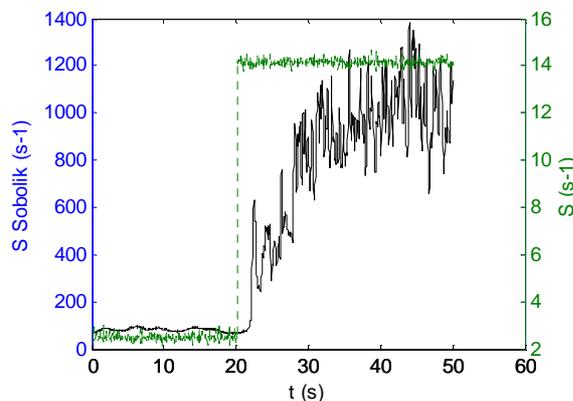


Figure 4.64. Evolution temporelle des gradients pariétaux de vitesse déterminés par la méthode de Sobolik et al. (1987) et par la méthode quasi-linéaire (S à droite)

Le déphasage obtenu entre les deux solutions (selon Sobolik et al. (1987) et selon la méthode quasi-linéaire) est dû principalement à l'effet de la variation brusque sur la réponse en fréquence de la sonde triple (effet capacitif de l'électrode du à la couche limite visqueuse).

Nous avons par la suite utilisé la méthode de Sobolik et al. (1987) pour initialiser la méthode inverse (Rehimi et al., 2006). L'évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse ainsi déterminé selon cette méthode, est présentée sur la figure 4.65. La convergence de la méthode inverse a nécessité environ 1500 pas de temps du signal de transfert de masse mesuré et filtré. Le temps de calcul pour ce cas ci est d'environ 3h sur un processeur Intel Core 2 Duo (2,5 GHz).

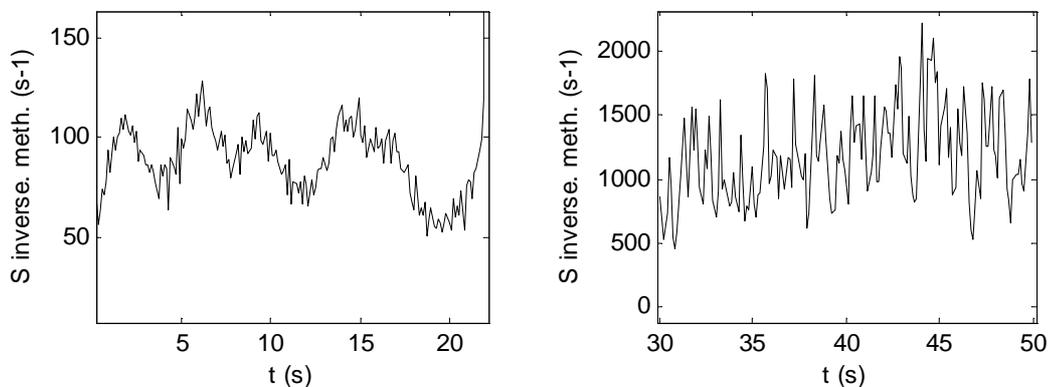


Figure 4.65. Evolution du gradient pariétal de vitesse déterminé par la méthode inverse :
a) Avant la variation brusque ($Ta = 177$) ; b) Après la variation brusque ($Ta = 1272$)

L'évolution du gradient pariétal de vitesse, obtenu par la méthode inverse, avant la variation brusque de l'écoulement est sinusoïdale. Cette évolution est significative de la présence des vortex de Taylor ($Ta = 177$). Selon cette évolution, nos résultats paraissent similaires à ceux obtenus expérimentalement par Wouahbi (2009) pour le cas d'un écoulement WVF sans effet dynamique perturbateur (pour un SCT où $\eta=0,8$ et $\Gamma=44$). Tandis qu'après la variation brusque, le gradient pariétal de vitesse augmente. Ceci est significatif d'un fort niveau de turbulence ($Ta = 1272$). Ainsi, les vortex se manifestent par la présence d'oscillations dans l'évolution du gradient pariétal.

4. STRUCTURES D'ÉCOULEMENT, INSTABILITES ET TRANSITIONS DANS UN ÉCOULEMENT DE COUETTE-TAYLOR

4.1. Caractéristiques du SCT

Comme cela a été déjà évoqué dans le premier chapitre, les caractéristiques géométriques du Système de Couette-Taylor (SCT) sont représentées sur la figure 4.66 ci-dessous. En effet, la hauteur de l'entrefer est h . Le cylindre intérieur, de rayon $R_{int} = R_I = a$, est

en rotation avec une vitesse de rotation $\Omega_1 = \Omega_i = \Omega \neq 0$. Tandis que le cylindre extérieur, de rayon $R_{ext}=R_2=b$, est maintenu immobile ($\Omega_2 = 0$). L'épaisseur de l'entrefer entre les deux cylindres est alors $d=b-a$.

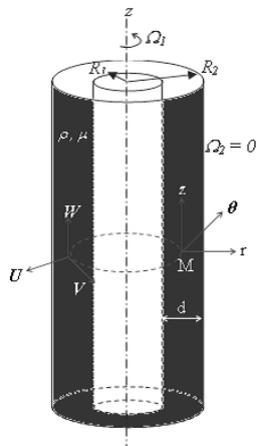


Figure 4.66. Système de Couette-Taylor et ses coordonnées géométriques

Un point M dans l'entrefer est de coordonnées cylindriques $M(r, \theta, z)$. Son champ de vitesse est $\vec{V}(U, V, W)$. Nous présentons dans ce qui suit quelques exemples de résultats de la synchronisation entre la technique de PIV (classique et rapide) et la polarographie en respectant les notations indiquées ci-dessus.

4.2. Qualification du dispositif expérimental par PIV

Nous avons effectué des séries de mesures par PIV classique et rapide en régime d'écoulement de base de Couette, en régime de rouleaux de Taylor et en régime de rouleaux de Taylor ondulé pour qualifier notre dispositif expérimental.

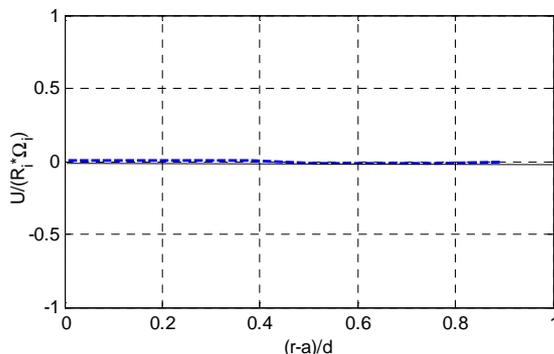


Figure 4.67. Profil de vitesse radiale en régime laminaire de Couette à $Ta = 30,3$; $Ta^* = 0,67$

Nous avons réalisé des séries de mesures PIV classique (1500 champs de vitesse instantanés) en régime laminaire de Couette. Le profil de vitesse radiale pour $Ta=30,3$; $Ta^*=0,67$ est illustré sur la figure 4.67. Le profil de vitesse suit une évolution quasi-linéaire.

La valeur moyenne de la vitesse est quasiment nulle, elle est de $(5,12 \cdot 10^{-3})$. L'écoulement est donc celui prévu pour un écoulement laminaire de Couette. Le dispositif expérimental est alors qualifié par visualisation de l'écoulement (2.1.1), par polarographie (2.1.2), et par PIV.

4.3. Investigation expérimentale d'un écoulement de Couette-Taylor sans et avec écoulement axial par synchronisation PIV - polarographie

4.3.1. PIV classique pour des régimes d'écoulement inférieurs

La synchronisation de la technique laser PIV et de la technique polarographique nécessite que le plan laser soit sur l'axe de la sonde utilisée pour déterminer à la fois le champ de vitesse et son empreinte à la paroi. L'utilisation de la sonde permet de déterminer instantanément l'effet du passage du vortex sur le transfert de masse local et de remonter au gradient pariétal de vitesse. L'entrefer est d'épaisseur relativement faible (1,45 cm) par rapport à une hauteur relativement importante ($H = 45$ cm). Un accès direct du faisceau laser sur la paroi cylindrique était impossible à cause du support de la sonde triple qui cache l'accès lumineux à la sonde située à environ $H/2$. Nous avons alors opté pour éclairer la zone de mesure en utilisant un miroir incliné à 45° placée sur le SCT, en face du laser. La longueur du faisceau laser qui éclaire par la suite une partie de l'entrefer doit forcément atteindre le plan de la sonde triple, donc il doit atteindre une hauteur d'au moins $H/2$.

La solution électrochimique absorbe environ 50% la lumière comparativement à des mesures PIV réalisées avec de l'eau (fluide transparent) dans l'entrefer. Pour atteindre une profondeur de pénétration correspondant à celle de la sonde triple, les intensités des pulses laser étaient réglées afin d'assurer une homogénéité de distribution de la lumière de la nappe laser le long de la zone de mesure PIV-polarographie.

Les mesures PIV bidimensionnelles entraînent des erreurs dues à l'effet tridimensionnel de l'écoulement. Cette erreur devient plus significative lorsque l'épaisseur du faisceau laser est importante. L'épaisseur du faisceau laser doit être idéalement du même ordre de grandeur que les particules d'ensemencement. Toutefois, en pratique, ceci est difficilement réalisable. Dans notre cas d'étude, nous avons réussi à atteindre une épaisseur du faisceau laser de 1mm. Les banques de données PIV (classique et rapide) sont enregistrées et post-traitées en premier temps sur Davis de La Vision puis exportés et post-traités sous Matlab® pour déterminer et analyser les champs de vitesse.

Plus la zone d'interrogation PIV est petite, mieux est la précision des champs vectoriels de vitesse à la zone proche paroi. Les fenêtres d'interrogation sont choisies alors petites ; ce qui a permis de se rapprocher au plus de la zone proche de la paroi. Les fenêtres d'interrogation sont 16x16 pixels ; 12x12 pixels ou 8x8 pixels (avec 50% de recouvrement) selon la zone de mesure PIV et le régime d'écoulement. A titre d'exemple, pour une fenêtre d'interrogation de 8x8 pixels (50% de recouvrement), le dernier vecteur PIV standard est espacé de $dx < 0,616$ mm, soit $0.04d$ de la paroi pour $Ta = 303$.

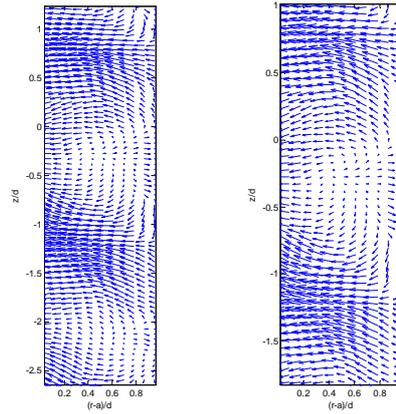
Une estimation de la précision sur les résultats obtenus reste de l'ordre de $0,1$ à $0,01$ pixel (David et al., 2006). Avec un degré de confiance de 95%, les incertitudes sur la plupart de nos mesures par PIV (classique) restent dans une gamme assez petite, comprises entre 2 et 3%.

Tableau 13. Caractéristiques des acquisitions par PIV classique

Fréquence d'acquisition f (Hz)	15
Distance focale de l'objectif (mm)	50
Nombre de snapshots	2000 / 2500
Taille de la fenêtre d'interrogation (pixels ²)	8x8 / 12x12 / 16x16
Recouvrement	50 %
Incertitude des mesures PIV classique (intervalle de confiance de 95%)	± 2 %

4.3.1.1. *Champs de vitesse déterminé par PIV classique pour WVF et MWVF*

Les mesures par PIV nous ont permis de déterminer les champs de vitesse instantanés le long de l'entrefer. Nous avons pris comme origine dans l'axe axial la position de la sonde triple sur la paroi interne du cylindre extérieur. Le champ de vitesse pour un nombre de Taylor respectivement égal à $Ta = 60$, $Ta = 72$ et $Ta = 121$ (tableau.13) montrent le développement des structures tourbillonnaires le long de l'entrefer caractérisant le régime des rouleaux de Taylor (TVF) et le régime des rouleaux de Taylor ondulés (WVF) (Fig.4.68 – Fig4.69).



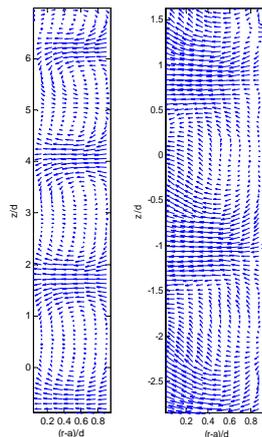
Zoom

Figure 4.68. Champ de vitesse déterminé par PIV classique à $Ta = 60,6$

Tableau 14. Nombres de Taylor pour les mesures par PIV standard présentées

Nombre de Taylor	60,6	72	121	212
Régime d'écoulement	Seuil TVF-WVF	WVF	WVF	WVF

Les champs de vitesse montrent la périodicité axiale de l'écoulement sous forme de paires de vortex de Taylor contrarotatifs de longueur d'onde $\lambda \approx 2,5d$. Il existe un étirement dans la région de l'écoulement entrant et un resserrement des lignes de vitesse dans la région de l'écoulement sortant. Ceci est dû à la dissymétrie de l'écoulement générée par les oscillations des séparatrices. Elle est induite par le transfert de fluide de vortex adjacent vers le vortex adjacent de même paire. Ceci est en accord avec les résultats expérimentaux de Abcha (2006) et Wereley et Lueptow (1998) et les numérique de Hwang et al. (2004).

Figure 4.69. Champs de vitesse déterminés par PIV classique respectivement à $Ta = 72$; à $Ta = 121$

4.3.1.2. Profils de vitesse déterminé par PIV

Le profil de la vitesse radiale dans la direction axiale pris au milieu de l'entrefer pour un écoulement WVF ($Ta = 212$) est présenté dans la Fig.4.70. La vitesse radiale le long de la

direction axiale présente une dissymétrie entre l'écoulement entrant caractérisé par une vitesse radiale négative et l'écoulement sortant caractérisé par une vitesse radiale positive.

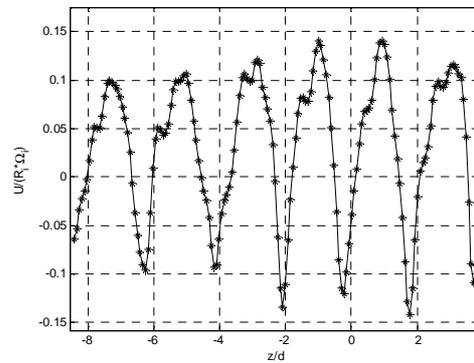


Figure 4.70. Profil de la vitesse radiale dans la direction axiale pris au milieu de l'entrefer pour WVF ($Ta = 212$)

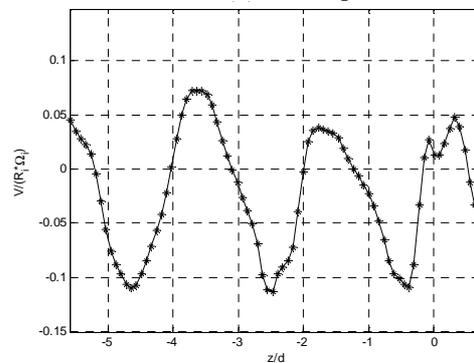


Figure 4.71. Profil de la vitesse axiale pris au $1/4$ de l'entrefer ($(r-a)/d = 0,25$) pour WVF ($Ta = 212$)

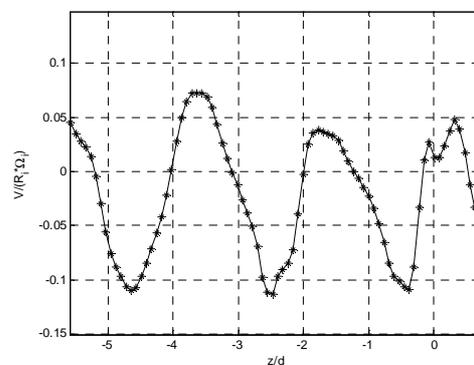


Figure 4.72. Profil de la vitesse axiale dans la direction radiale pris à travers le cœur du vortex pour WVF ($Ta = 212$)

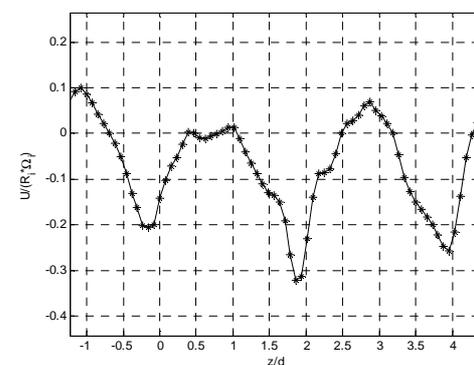


Figure 4.73. Profil de la vitesse radiale dans la direction axiale pris à $(r-a)/d = 0,9$ pour WVF ($Ta = 212$)

Pour conclure, les résultats présentés pour la PIV standard dans une coupe transversale ont permis de déterminer les champs de vitesse et les profils de vitesse axiale et radiale de trois régimes d'écoulement. Les profils ont l'avantage de montrer l'alternance positive et négative des composantes de la vitesse en fonction de la position axiale et de la position radiale. Ceci permet de déterminer les centres et les frontières des vortex contrarotatifs et de localiser les régions de l'écoulement entrant et de l'écoulement sortant, les régions de jet entre les cellules, sièges de fortes déformations.

Le système d'acquisition de PIV classique que nous avons utilisé dans un premier temps est limité à 15 Hz maxi (basse fréquence). D'après le théorème de Nyquist-Shannon, nous ne captions que les informations dont la fréquence ne dépasse pas environ $7,5\text{ Hz}$. Nous avons alors utilisé la PIV rapide pour étudier les écoulements des régimes supérieurs jusqu'au régime turbulent avec écoulement axial élevé.

4.3.1.3. PIV rapide pour des régimes d'écoulement supérieurs

Des séries d'acquisitions synchronisées PIV rapide – polarographie (sonde triple) ont été réalisées pour les régimes d'écoulement supérieur de Couette-Taylor sans et avec écoulement axial. Chaque fichier data PIV rapide est exporté du logiciel d'acquisition et de post-traitement primaire de LAVISION « Davis ». Ce fichier doit être téléchargé et lu sous Matlab® pour être par la suite post-traité. Un algorithme spécifique est alors développé sous Matlab® pour extraire les data PIV sous un format téléchargeable sous Matlab. L'extraction et la lecture des data PIV sous Matlab® demandent plus de 15 mn pour un fichier de données de 2500 champs d'acquisition PIV. Pour la PIV rapide, le dernier vecteur PIV rapide est espacé à $dx < 0,36\text{ mm}$ de la paroi, soit $0.025d$.

Des champs de vitesse pour un écoulement respectivement à $Ta = 212$, $Ta = 303$, $Ta = 606$, $Ta = 1090$ et $Ta = 1210$ sont illustrés sur les Fig.4.74 à Fig.4.77. Les acquisitions permettent d'obtenir 2500 champs PIV rapide à une fréquence respectivement de 50 Hz pour l'écoulement en régime WVF et de 100 Hz pour l'écoulement en MWVF.

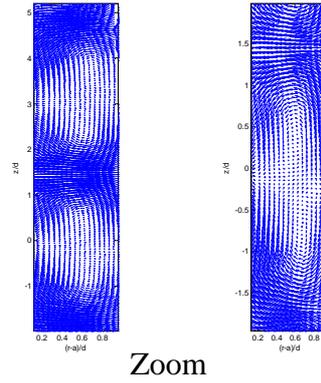


Figure 4.74. Champ de vitesse déterminé par PIV rapide à $Ta = 212$

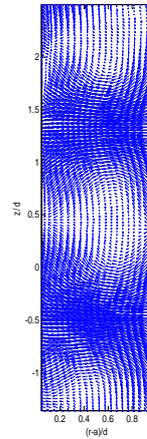


Figure 4.75. Champ de vitesse déterminé par PIV rapide à $Ta = 303$

Les champs de vitesse montrent l'existence des vortex de Taylor avec des oscillations, dans la direction axiale et une légère oscillation dans la direction radiale, marquées par les centres des vortex. Ce phénomène est dû aux ondulations des vortex de Taylor. Il est connu par « symétrie par décalage-réflexion » (Marcus, 1984).

Les mesures PIV rapide ont été synchronisées avec 8 mesures polarographiques simultanées permettant d'obtenir le transfert de masse local de la sonde triple et des sondes simples 7, 8, G, S et H (la disposition des sondes est disponible sur la Fig.2.29). Les résultats obtenus par la polarographie seront présentés et discutés dans la partie suivante (chapitre 4.5).

Tableau 15. Nombres de Taylor pour les mesures par PIV rapide présentées

Nombre de Taylor	212	303	606	1091	1212
Régime d'écoulement	WVF	WVF	Seuil WVF-MWVF	MWVF	Turbulent

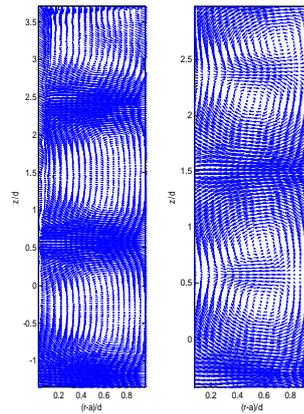
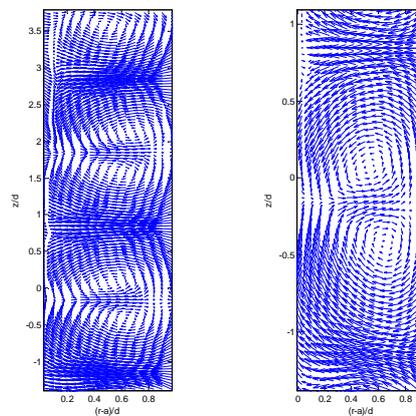


Figure 4.76. Champs de vitesse déterminé par PIV rapide à $Ta = 606,6$ et à $Ta = 1091$



Zoom

Figure 4.77. Champs de vitesse déterminé par PIV rapide à $Ta = 1210$

4.3.2. Résultats PIV pour un écoulement de Couette-Taylor avec un écoulement axial

Le champ de vitesse pour un écoulement de Couette-Taylor Poiseuille à Ta seuil=60,60 et un $Re_{ax} = 3,43$ (PIV classique) est illustré sur la Fig.4.78.a. 2500 acquisitions PIV classique à 15 Hz (15 paires d'images par seconde) ont été enregistrées. Le nombre de Taylor correspond à la deuxième transition du régime TVF au régime WVF avec un écoulement axial correspondant à un nombre de Reynolds $Re_{ax} = 3,43$. Pour ce même nombre de Reynolds axial, le champ de vitesse pour un régime WVF correspondant à $Ta = 212$ et un $Re_{ax} = 3,43$ (PIV rapide) est illustré sur la Fig.4.78.b. Les champs de vitesse montrent le développement des vortex de Taylor en dépit de la présence de l'écoulement axial.

Tableau 16. Nombres de Taylor et nombres de Reynolds pour les mesures par PIV présentées

Nombre de Taylor	Nombre de Reynolds	Type de PIV	Protocole
60,6	3,43	standard	direct
212	3,43	rapide	direct

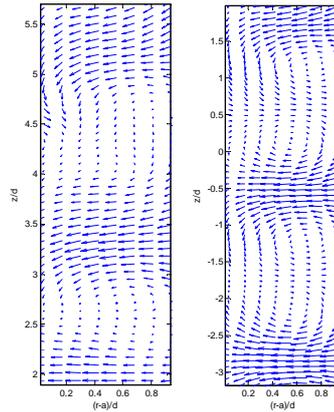


Figure 4.78. Champs de vitesse déterminé par PIV classique pour un écoulement de Couette-Taylor-Poiseuille à $Ta = 60,6$ et $Re_{ax} = 3,49$ et par PIV rapide à $Ta = 212$ et $Re_{ax} = 3,06$

5. CRITERES DE DETECTION DES STRUCTURES TOURBILLONNAIRES

Dans cette section, nous proposons d'étudier les structures tourbillonnaires de l'écoulement de Couette-Taylor en régime WVF, MWVF, régime de la turbulence naissante et régime turbulent sans et avec un écoulement axial. Nous décrirons, dans la première partie, les critères de détection des structures tourbillonnaires ; à savoir la vorticité ω , le critère Q , et le critère Γ_2 . Ces grandeurs, seront déterminées par la suite en exploitant les mesures expérimentales sur des champs de vitesse obtenus par PIV (standard et rapide) (présentés et discutés dans le chapitre 4), via des algorithmes de post-traitement que nous avons développés sous le Matlab®. La deuxième partie sera alors consacrée à la description de ces algorithmes de détermination des critères de détection des structures tourbillonnaires. Dans la troisième partie, nous présenterons et discuterons quelques résultats d'écoulement de Couette-Taylor pour chaque régime d'instabilité. L'effet de l'écoulement axial sur les vortex de Taylor sera illustré par des cartographies des composantes des vitesses, de leurs RMS, le tenseur de Reynolds, le champ de vorticité, le critère Q et le critère Γ_2 .

5.1. Etat de l'art

De nombreuses définitions de la notion de structure cohérente, extraite de la référence Chassaing (2000) ont été proposées. Perry (1990), reprenant une suggestion de Lumley, les définit comme étant des motifs récurrents de l'écoulement. Cela n'implique pas la notion d'ordre, les échelles de vitesse peuvent être aléatoires, mais les motifs doivent avoir des caractéristiques d'orientation fixes grâce auxquelles ils deviennent identifiables. Ce sont, d'après Kline, des événements récurrents qui sont essentiels à la dynamique tels

que la production des tensions de Reynolds, dissipation d'énergie cinétique de turbulence, etc., des entités qui assurent un transport de quantité de mouvement selon Stull. Wygnanski les définit comme étant les modes prédominants d'instabilité. Contrairement à ces références, nous ne cherchons pas ici à dresser une présentation exhaustive de l'ensemble des études, mais plutôt à dégager les traits distinctifs de la réorganisation des structures tourbillonnaires dans l'écoulement.

5.1.1. Champs de vorticité

En régime turbulent, même si l'écoulement moyen est bidimensionnel, les fluctuations induites par la turbulence sont nécessairement tridimensionnelles et le champ de vitesse est rotationnel. En effet, on peut décomposer toute grandeur étudiée en une partie moyenne et une partie fluctuante. Ceci nous permet d'écrire les composantes de la vitesse radiale u et axiale v ainsi :

$$u = U + u' \quad (4-2)$$

$$v = V + v' \quad (4-3)$$

La vorticité est un critère de détection des structures tourbillonnaires cohérentes ou non cohérentes. La vorticité $\vec{\Omega}$ ($= \omega \vec{u}_z$) est un vecteur utilisé pour mesurer le taux de rotation d'un écoulement. Sa direction, spécifiant les axes de rotation de l'écoulement, s'écrit sous la forme :

$$\vec{\Omega} = \nabla \wedge \vec{V} \quad (4-4)$$

avec \vec{V} est le vecteur de vitesse, ∇ est l'opérateur rotationnel, et \wedge désigne le produit vectoriel.

Strawn et al. (1999) ont défini le centre de tourbillon comme étant un maximum local du module de la vorticité ω . En 2D, le vecteur vorticité s'écrit :

$$\vec{\Omega} = \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \vec{u}_z \quad (4-5)$$

où \vec{u}_z est le vecteur directionnel normale au plan (x,y).

La vorticité ω s'écrit :

$$\omega(x, y) = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (4-6)$$

Le centre de tourbillon est identifié comme étant un extremum local de la fonction vorticité ω .

5.1.2. Critère Q

Le critère Q a été proposé par Hunt et al. (1988). La carte spatiale de Q est la superposition de deux termes, un terme de rotation défini par :

$$Q_{\Omega} = \frac{1}{2} \Omega^2 \quad (4-7)$$

et un terme de cisaillement dont l'expression est :

$$Q_s = -\frac{1}{2} S^2 \quad (4-8)$$

Les tourbillons apparaissent dans la région où l'écoulement est dominé par le tenseur rotation ($Q_{\Omega} > Q_s$). Les structures tourbillonnaires sont identifiées par les iso-valeurs de Q positives, alors que leurs centres sont identifiés par les valeurs maximales de ce critère.

Le critère Q peut être écrit ainsi :

$$Q = \frac{1}{2} (\Omega_{ij} \Omega_{ij} - S_{ij} S_{ij}) \quad (4-9)$$

avec :

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} (u_{i,j} - u_{j,i}) \quad (4-10)$$

et :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (4-11)$$

Ce qui donne, dans le cas incompressible :

$$Q = -\frac{1}{2}u_{ij}u_{ij} \quad (4-12)$$

Or d'après l'équation de Poisson, on a :

$$\nabla^2 p = -\rho u_{ij}u_{ji} \quad (4-13)$$

Ceci permet d'écrire que :

$$\nabla^2 p = 2\rho Q \quad (4-14)$$

En deux dimensions (2D), le critère Q s'écrit sous la forme :

$$Q = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] \quad (4-15)$$

5.1.3. Critère Γ_2

Le critère Γ_1 est développé par Graftieaux et al. (2001). Cette technique est capable de déterminer l'emplacement du centre tourbillonnaire et la limite du tourbillon en considérant uniquement la topologie de champ de vitesse et non plus sa valeur. Ceci permet alors d'éviter les problèmes rencontrés avec les autres méthodes d'identification des structures tourbillonnaires à faibles vitesses.

La fonction scalaire dimensionnelle normalisée Γ_1 est comprise entre ± 1 . Elle est définie en un point fixe P du domaine par (Eq.(4-15)) :

$$\Gamma_1(P) = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{(\overrightarrow{PM} \wedge \overrightarrow{U_M}) \cdot \vec{Z}}{\|\overrightarrow{PM}\| \cdot \|\overrightarrow{U_M}\|} dS \quad (4-16)$$

avec :

S : l'aire qui entoure le point P ,

M : un point de l'étendu S ,

Z : vecteur normal au plan de mesure.

Cette fonction est un moyen pour quantifier la topologie des lignes de courant de l'écoulement à la proximité du point P , ainsi que le signe de rotation du tourbillon. Généralement, près du centre de tourbillon, on a $|\Gamma_1 \approx 1|$.

Bien que Γ_1 ne soit pas un invariant Galiléen (c.à.d. dépendant de la valeur moyenne locale du champ du vecteur de vitesse), ce critère représente une méthode simple et robuste pour identifier les centres des tourbillons dans les écoulements à structures dominantes.

Le critère Γ_2 dérive du premier critère Γ_1 en tenant compte de la convection locale du tourbillon. La fonction Γ_2 est définie par :

$$\Gamma_2(P) = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{(\overline{PM} \wedge (\overline{U_M} - \vec{u})) \cdot \vec{Z}}{\|\overline{PM}\| \cdot \|\overline{U_M} - \vec{u}\|} dS \quad (4-17)$$

où :

$$\vec{u} = \frac{1}{S} \int_S U dS, \text{ est la vitesse locale de convection.}$$

Le critère Γ_2 , contrairement à Γ_1 , est un invariant Galiléen (Graftieaux et al., 2001).

Ces différentes grandeurs caractérisant l'identification des structures tourbillonnaires dans les écoulements instationnaires, seront utilisées par la suite dans l'analyse de nos résultats expérimentaux après un post-traitement approprié des données issues des mesures instantanées de champs de vitesse par PIV (standard et rapide). Ce post-traitement, a fait l'objet de plusieurs algorithmes conséquents développés sous Matlab® lors de la thèse. Les principaux résultats ainsi déduits à partir des champs de vitesse instantanés par PIV sont : les quantités moyennes et fluctuantes, les tensions de Reynolds $-\rho \overline{u'v'}$, les cartographies des coefficients de dissymétrie et d'aplatissement, la vorticité ω , le critère Q et le critère Γ_2 . Tous ces critères ont été développés sous Matlab® et seront interprétés dans la section suivante.

5.2. Description des algorithmes de post-traitement des données issues de la PIV

5.2.1. Algorithme de post-traitement des données par PIV sous Matlab®

Pour automatiser le post-traitement des banques de données expérimentales obtenues par PIV standard et par PIV rapide, un algorithme optimisé a été développé pour extraire toutes les quantités moyennes et turbulentes issues de chaque séquence de champs de vitesse instantanés mesurés par PIV. Cet algorithme peut être résumé succinctement selon les étapes suivantes :

- a) Charger les données exportées (après le post-traitement primaire sous le logiciel Davis de La Vision) de chaque série de champs de vitesse obtenus par PIV pour une zone donnée de l'entrefer du SCT, un nombre de Taylor donné et un nombre de Reynolds axial donné,
- b) Supprimer l'entête de chaque fichier de données qui est sous la forme de B0000k.dat, où k est le nombre de champs acquis par PIV.
- c) Réarranger les données de PIV et les sauvegarder sous un seul fichier au format ASCII,
- d) Reconstruire à partir de ces données une matrice tridimensionnelle (3^{ème} dimension représentant le temps),
- e) Calculer la matrice moyenne du champ de vitesse moyen $M(i, j)$ sur la totalité des champs mesurés,
- f) Initialiser les valeurs de la vortacité ω , du critère Q , etc.
- g) Calculer la vortacité ω et du critère Q ,
- h) Représenter le champ de vitesse, les profils de chaque composante de vitesse dans différentes sections et à différentes positions dans l'entrefer, les lignes iso-valeurs des deux composantes axiale et radiale, les lignes iso-valeurs des RMS de chaque composante, les tensions de Reynolds, les profils les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement,
- i) Tracer l'évolution des deux composantes du vecteur vitesse, et sauvegarder toutes les données traitées.

5.2.2. Algorithme de calcul du critère Γ_2

Comme pour le cas précédent, un algorithme développé sous MATLAB permet de charger le fichier ASCII des champs de vitesses instantanés traités. Par la suite, le calcul du critère Γ_2 est effectué sur chaque champ. L'objectif de ce critère est d'extraire convenablement

les structures tourbillonnaires en se basant sur leurs rotations dans l'écoulement, car la vorticité ω ne permet pas de distinguer entre cisaillement et rotation. Le calcul de ce critère pour chaque champ PIV est infiniment lent à cause du nombre de boucles nécessaires dans les algorithmes du traitement (plus de $2h$ pour 1000 champs de vitesse acquis par PIV).

6. DETECTION DES STRUCTURES TOURBILLONNAIRES POUR UN ECOULEMENT DE COUETTE-TAYLOR SANS ET AVEC UN FLUX AXIAL

6.1. Cartographies des composantes de la vitesse et de leurs RMS

La banque de données expérimentales obtenues par PIV standard et rapide permet d'effectuer des analyses des propriétés moyennes et fluctuantes de l'écoulement. Les résultats concernent principalement les champs de vitesse, ainsi que les profils des composantes axiale et radiale de la vitesse. Ces profils peuvent être également déterminés simultanément afin d'obtenir des cartographies représentant les iso-valeurs des composantes radiale et axiale de la vitesse.

6.1.1. Cartographies des composantes d'un écoulement WVF sans et avec un écoulement axial

L'alternance des vitesses positives et négatives de la composante axiale (illustrée dans le chapitre 4) caractérise la présence des vortex contrarotatifs. Ceci permet de déterminer les cartographies d'iso-valeurs et de déduire la longueur d'onde axiale de la vitesse. Les cartographies de la vitesse axiale et de la vitesse radiale loin du seuil de WVF, à $Ta = 303$, sont présentées sur les figures 4.79 et 4.80. Ces dernières montrent bien les vortex de Taylor contrarotatifs bien développés. Sur une hauteur de $19,5d$, ces cartographies obtenues par PIV standard (à 15 Hz) montrent l'existence de 7,5 paires de vortex contrarotatifs bien développées. La longueur d'onde du vortex est $\lambda \approx 2,6d$ à $Ta = 303$. Rappelons qu'à partir des résultats issus des visualisations, nous avons pu diviser le régime WVF en deux plages, caractérisées par l'augmentation de la longueur d'onde de $\lambda \approx 2,2d$ à $\lambda \approx 2,52d$ pour $Ta \geq 212$. En comparant ces résultats de visualisation à ceux issus des mesures par PIV, nous constatons que l'écart entre la longueur d'onde déterminé par la visualisation à $Ta = 303$ et celui déterminé par la PIV est égal à 3% environ.

L'effet d'un flux axial sur l'écoulement est illustré grâce à ces différentes cartographies. Un écoulement axial correspondant à un nombre de Reynolds $Re_{ax} = 3,15$

entraîne une légère inclinaison de la composante axiale de l'écoulement. La longueur d'onde axiale augmente de $\lambda = 2,6d$ à $\lambda = 2,69d$ sous l'effet de l'écoulement axial. Cependant, un écoulement axial 23 fois plus important entraîne la brisure des structures tourbillonnaires. L'écoulement est déstabilisé sous l'effet du flux axial ($Re_{ax} = 73,17$).

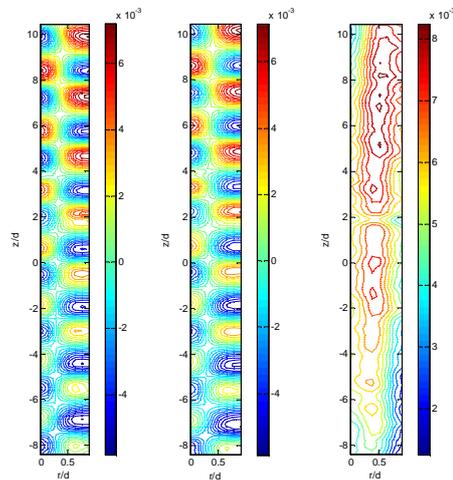


Figure 4.79. Lignes iso-valeurs de la composante axiale de la vitesse sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 303$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 3,15$; c) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 73,17$

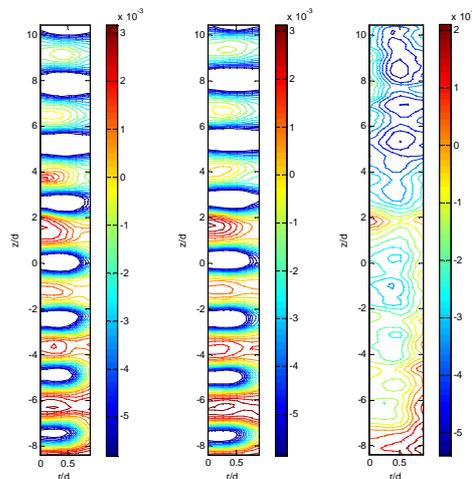


Figure 4.80. Lignes iso-valeurs de la composante radiale de la vitesse sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 303$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 3,15$; c) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 73,17$

6.1.2. Cartographies des composantes de vitesse d'un écoulement MWVF sans et avec un écoulement axial

Les lignes iso-valeurs des composantes radiale et axiale de la vitesse pour $Ta = 606$ sans et avec un écoulement axial correspondant à un nombre de Reynolds axial $Re_{ax} = 101$, sont représentées respectivement sur la figure 4.81 et 4.82 Cette dernière met en

évidence une déstructuration des vortex caractérisant le seuil d'apparition de la troisième transition (MWVF). Ce résultat est en accord avec ceux obtenus par Mehel (2006) grâce à la technique LDV. La longueur d'onde des vortex de Taylor est $\lambda = 3,1d$. L'écoulement axial, caractérisé par un nombre de Reynolds $Re_{ax} = 101$, entraîne la déstabilisation et la brisure des vortex.

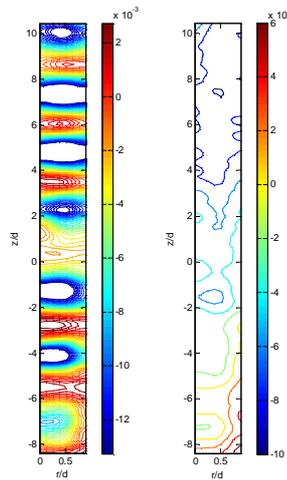


Figure 4.81. Lignes iso-valeurs de la composante radiale de la vitesse sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 606$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 101$

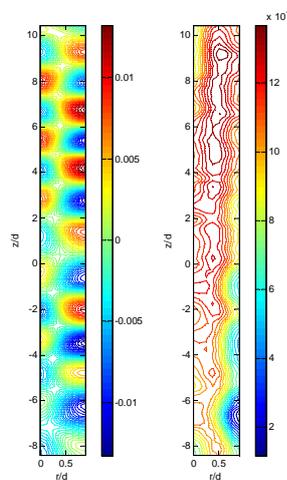


Figure 4.82. Lignes iso-valeurs de la composante axiale de la vitesse sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 606$: a) Sans un écoulement axial b) avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 101$

6.1.3. Cartographies des composantes d'un écoulement à la turbulence naissante sans et avec un écoulement axial

Les lignes iso-valeurs des composantes radiale et axiale de la vitesse et de leurs RMS pour $Ta = 1212$ sans et avec un écoulement axial et correspondant à un nombre de Reynolds axial $Re_{ax} = 107$, sont présentées respectivement sur la figure 4.83-86. Cette dernière met en

évidence la présence de vortex contrarotatifs et l'impact du jet sur la zone d'entrée (inflow) et la zone de sortie (outflow). Les jets entraînent un amincissement de la couche limite remarquable aux zones outflow et inflow. Ceci se manifeste par une inclinaison et une déformation des vortex de Taylor sous l'effet du cisaillement. Cette inclinaison s'accroît en passant du régime de la turbulence naissante (TN) au régime turbulent.

En comparant les cartographies de la vitesse axiale présentées pour les différents régimes d'écoulement, on a remarqué que lorsque le nombre de Taylor augmente, il y a une augmentation des extrema de la vitesse moyenne axiale, ainsi qu'un décalage de ces extrema de plus en plus accentué vers la paroi du cylindre extérieur. Ces constatations sont similaires à celles de Mehel (2006), qui a utilisé la technique de LDV dans un SCT ($\eta = 0,91$ et $\Gamma = 44,3$).

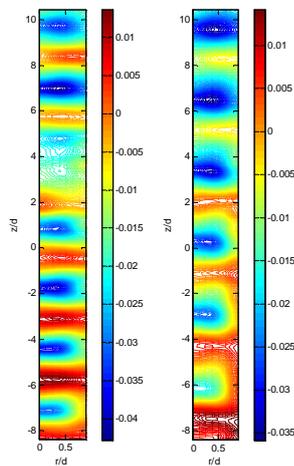


Figure 4.83. Lignes iso-valeurs de la composante radiale de la vitesse sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 1212$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 107$

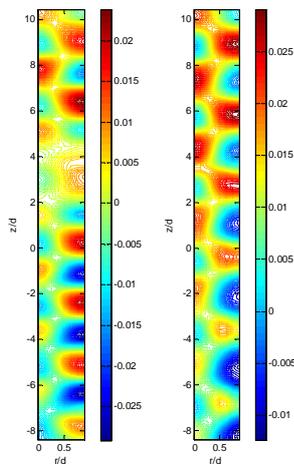


Figure 4.84. Lignes iso-valeurs de la composante axiale de la vitesse sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 1212$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 107$

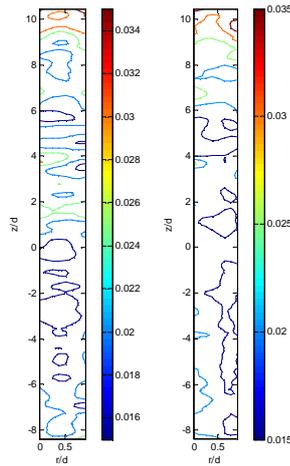


Figure 4.85. Lignes iso-valeurs des RMS de la composante radiale de la vitesse sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 1212$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 107$

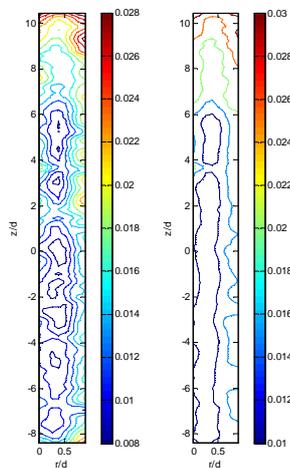


Figure 4.86. Lignes iso-valeurs des RMS de la composante axiale de la vitesse sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 1212$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 107$

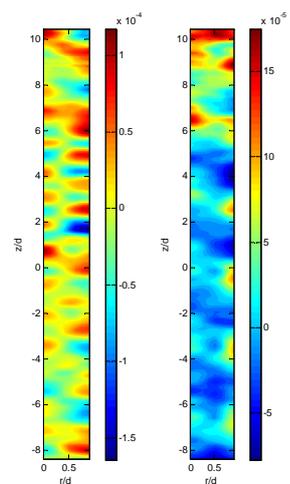


Figure 4.87. Lignes iso-valeurs du tenseur de Reynolds $u'v'$ sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 1212$: a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 107$

En comparant les cartographies de l'écoulement TN sans un écoulement axial à celles avec un écoulement axial relativement important ($Re_{ax} = 107$), on a constaté que les vortex de Taylor persistent en dépit du flux axial qui s'avère incapable de briser ces cellules. Toutefois, les vortex sont plus étendus et ont tendance à se briser. Leurs centres et leur dispersion seront illustrés via les critères de détection des structures tourbillonnaires.

Nous nous sommes intéressés par la suite à la description de l'écoulement de Couette-Taylor en régime turbulent sans et avec un écoulement axial en utilisant les moments d'ordre 3 et 4, connus sous les noms respectifs de coefficient de dissymétrie S , et coefficient d'aplatissement F .

Les composantes de la vitesse u et v , mesurées par PIV dans un plan donné s'écrivent (la décomposition de Reynolds) :

$$\begin{cases} u(t) = \bar{u} + u' \\ v(t) = \bar{v} + v' \end{cases} \quad (4-18)$$

où \bar{u} et \bar{v} représentent les composantes moyennes de la vitesse (les moments d'ordre 0), u' et v' présentent les fluctuations de la vitesse selon la décomposition de Reynolds. À partir des champs instantanés de vitesse, on a calculé les écarts types ($\sqrt{\overline{u'^2}}$), ainsi que le coefficient de dissymétrie :

$$S = \overline{u'^3} / \left(\overline{u'^2} \right)^{3/2} \quad (4-19)$$

et le coefficient d'aplatissement :

$$F = \overline{u'^4} / \left(\overline{u'^2} \right)^2 \quad (4-20)$$

Ces paramètres nous renseignent sur l'asymétrie de la densité de probabilité d'une part, et sa répartition autour de son centre d'autre part.

Les cartographies des coefficients de dissymétrie pour $Ta = 1212$ sans écoulement axial et avec un écoulement axial correspondant à un nombre de Reynolds axial $Re_{ax} = 107$, sont présentées sur la figure 4.88. Tandis que la figure 4.89, elle présente les cartographies du coefficient d'aplatissement pour le même nombre de Taylor et les mêmes nombres de Reynolds axial. Les cartographies des coefficients de dissymétrie sont généralement utilisées

indirectement pour caractériser le transfert entre les échelles. Ce coefficient caractérise le mécanisme non-linéaire de la création des petites structures et les effets de la dissipation par ces dernières (Batchelor, 1953). En analysant ces cartographies, nous avons remarqué que les valeurs de S peuvent être positives ou négatives. En effet, un moment d'ordre 3 négatif est caractéristique d'un cisaillement important nécessaire pour étirer les tourbillons plus que les aplatir, et créer ainsi des tourbillons aux petites échelles à partir des tourbillons des plus grandes (Le Bourelot, 2011).

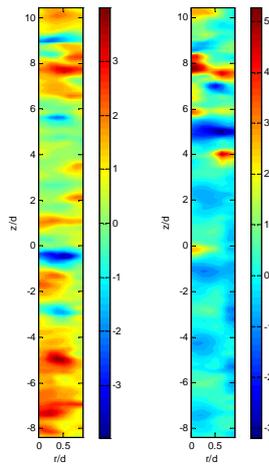


Figure 4.88. Cartographies des coefficients de dissymétrie sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 1212$:
a) Sans un écoulement axial ; b) avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 107$

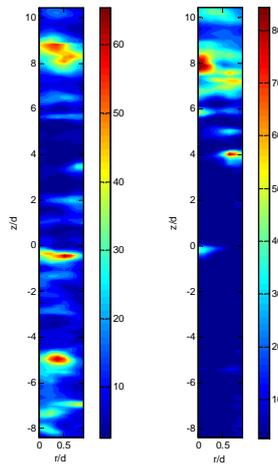


Figure 4.89. Cartographies du coefficient d'aplatissement sans et avec écoulement un axial pour $Ta = 1212$:
a) Sans écoulement un axial ; b) Avec écoulement un axial : $Re_{ax} = 107$

6.1.4. Cartographies de l'écoulement turbulent sans et avec un écoulement axial

En se basant sur les visualisations de l'écoulement turbulent, nous avons constaté qu'il était difficile de dénombrer les structures tourbillonnaires présentes. Les cartographies des vitesses et leurs RMS à $Ta = 2424$, à $Ta = 3636$ et à $Ta = 4848$ sont présentées sur la figure

4.90-93. Cette dernière montre que le régime turbulent est caractérisé par une homogénéisation de l'écoulement en présence de structures tourbillonnaires. Cet état d'écoulement est atteint à $Ta = 2424$. Les vortex de Taylor persistent pour des $Ta \leq 3636$ pour un SCT ($\eta = 0,855$ et $\Gamma = 31,03$) en dépit du caractère chaotique de l'écoulement. Selon Bouabdallah (1980), cet état d'écoulement est atteint à $Ta = 4500$ pour un SCT ($\eta = 0,91$ et $\Gamma = 40$). Mehel (2006) a observé cet état à $Ta = 4600$ pour un SCT ($\eta = 0,91$ et $\Gamma = 44,3$). Smith et Townsend (1982) ont mesuré la vitesse moyenne en utilisant des tubes de Pitot et l'anémométrie à fil chaud à des nombres de Taylor critique variant entre $Ta^* = 10^4$ et $2,3 \cdot 10^6$. Ils ont constaté que les vortex de Taylor perdurent jusqu'à $Ta^* = 3 \cdot 10^5$. Ceci est probablement dû à la couche limite qui sépare les zones de l'écoulement "inflow" et "outflow" de la zone centrale (Smith et Townsend, 1982).

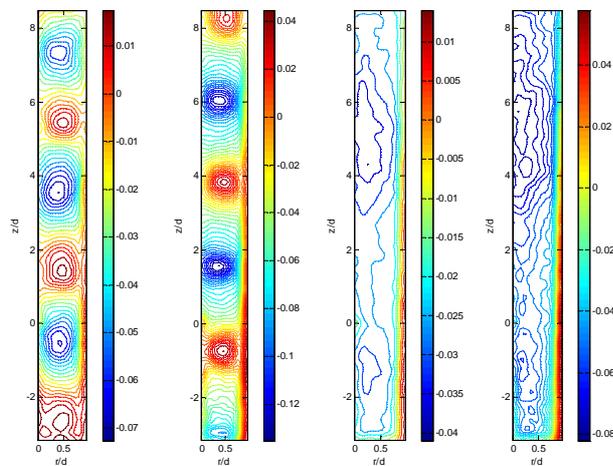


Figure 4.90. Lignes iso-valeurs de la composante radiale de la vitesse sans et avec écoulement axial :
a) Pour $Ta = 2424$, sans écoulement axial (PIV rapide) ; b) Pour $Ta = 3636$, sans écoulement axial (PIV rapide) ; c) Pour $Ta = 2424$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 113$ (PIV rapide) ; d) $Ta = 4848$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 110$ (PIV rapide)

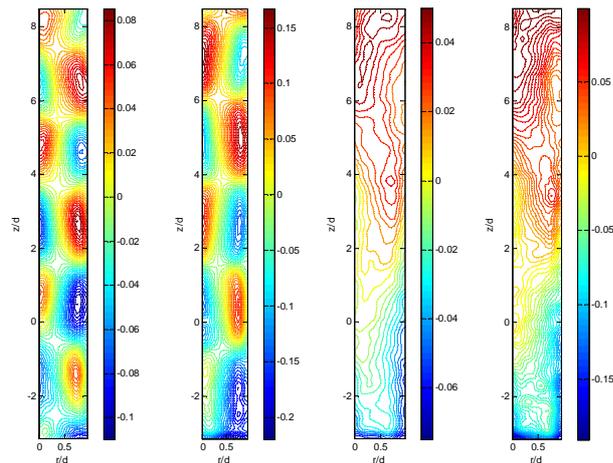


Figure 4.91. Lignes iso-valeurs de la composante axiale de la vitesse sans et avec écoulement axial :
a) Pour $Ta = 2424$, sans écoulement axial (PIV rapide) ; b) pour $Ta = 3636$, sans écoulement axial (PIV rapide) ;
c) Pour $Ta = 2424$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 113$ (PIV rapide) ; d) $Ta = 4848$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 110$ (PIV rapide)

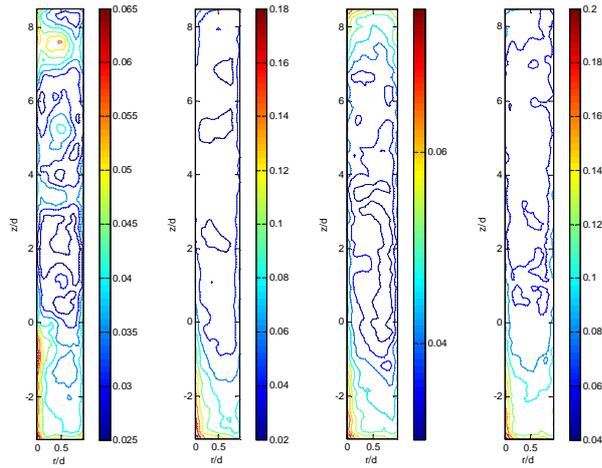


Figure 4.92. Lignes iso-valeurs des RMS de la composante radiale de la vitesse sans et avec écoulement axial :
 a) Pour $Ta = 2424$, sans écoulement axial (PIV rapide) ; b) pour $Ta = 3636$, sans écoulement axial (PIV rapide) ;
 c) pour $Ta = 2424$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 113$ (PIV rapide) ; d) $Ta = 4848$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 110$ (PIV rapide)

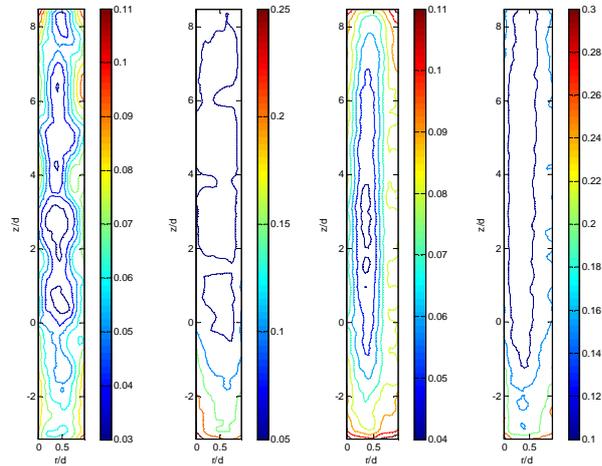


Figure 4.93. Lignes iso-valeurs des RMS de la composante axiale de la vitesse sans et avec écoulement axial :
 a) Pour $Ta = 2424$, sans écoulement axial (PIV rapide) ; b) Pour $Ta = 3636$, sans écoulement axial (PIV rapide) ;
 c) Pour $Ta = 2424$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 113$ (PIV rapide) ; d) $Ta = 4848$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 110$ (PIV rapide)

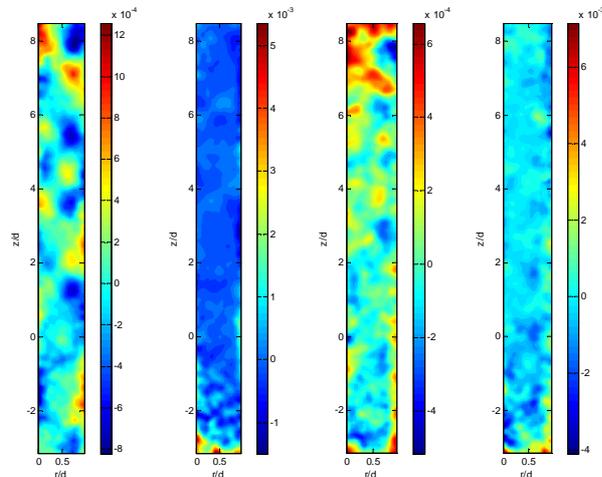


Figure 4.94. Lignes iso-valeurs du tenseur de Reynolds $u'v'$ sans et avec écoulement axial :
 a) Pour $Ta = 2424$, sans écoulement axial (PIV rapide) ; b) Pour $Ta = 3636$, sans écoulement axial (PIV rapide) ;
 c) Pour $Ta = 2424$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 113$ (PIV rapide) ; d) $Ta = 4848$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 110$ (PIV rapide)

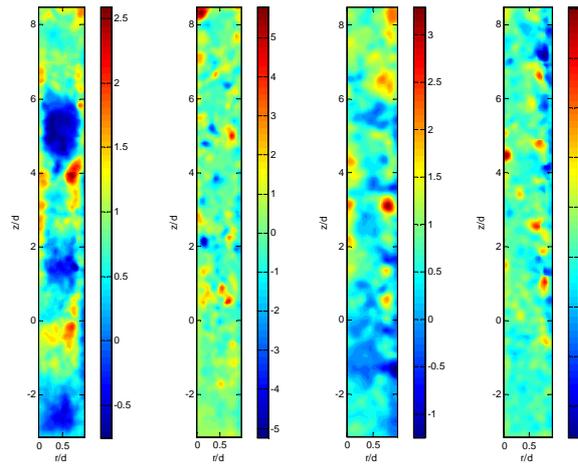


Figure 4.95. Cartographies des coefficients de dissymétrie sans et avec un écoulement axial :
 a) Pour $Ta = 2424$, sans écoulement axial (PIV rapide) ; b) Pour $Ta = 3636$, sans écoulement axial (PIV rapide) ;
 c) Pour $Ta = 2424$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 113$ (PIV rapide) ; d) $Ta = 4848$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 110$ (PIV rapide)

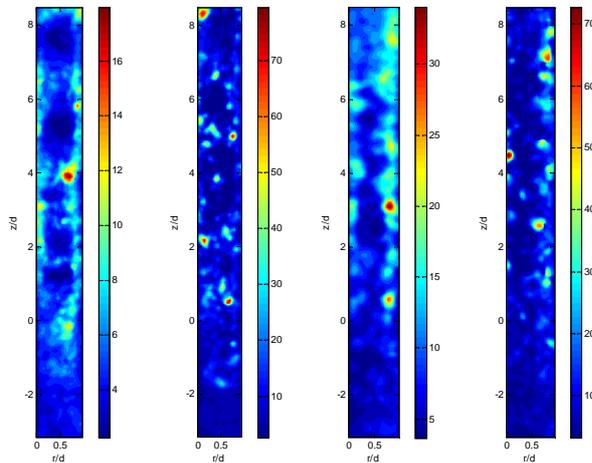


Figure 4.96. Cartographies du coefficient d'aplatissement sans et avec un écoulement axial :
 a) Pour $Ta = 2424$, sans écoulement axial (PIV rapide) ; b) Pour $Ta = 3636$, sans écoulement axial (PIV rapide) ;
 c) Pour $Ta = 2424$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 113$ (PIV rapide) ; d) $Ta = 4848$, avec écoulement axial $Re_{ax} = 110$ (PIV rapide)

Les cartographies des vitesses montrent une alternance de vitesses négatives et positives (Fig.95-96). Ceci est principalement associé au développement de vortex contrarotatifs. L'organisation axiale de l'écoulement sous forme de cellules de Taylor persiste à $Ta = 2424$. La longueur d'onde axiale est $\lambda = 3,6d$ à $Ta = 2424$ et augmente à $\lambda = 4,3d$ pour $Ta = 3636$. Visuellement, il était difficile de distinguer les frontières des vortex de Taylor. Mais, ceci pourrait être possible via les cartographies des champs de vorticité. Les centres des vortex seront identifiés via les cartographies du critère Q .

L'influence de la position axiale sur les valeurs des RMS des deux composantes de la vitesse et sur le tenseur de Reynolds $u'v'$ ainsi que les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement, est présentée via des cartographies sur une hauteur $H \approx 19,5d$, sur la figure 4.92-94. Les fluctuations de l'écoulement tendent à s'uniformiser

entre les régions "inflow", "outflow" et le milieu du vortex en régime turbulent et en présence d'un écoulement axial. Cette uniformisation est plus remarquable sur la composante axiale de la vitesse RMS. Leurs maxima sont situés dans les zones de génération des jets relatifs à l'écoulement "inflow" et "outflow". En effet, l'énergie cinétique turbulente dans la direction axiale produite dans la zone de génération du jet est transportée, par les jets, dans la direction radiale. Elle est par la suite convertie en énergie cinétique turbulente dans la direction azimutale au niveau de la zone d'impact du jet.

En augmentant le nombre de Taylor, nous avons constaté une augmentation des maxima de la vitesse axiale au milieu du vortex, et un décalage des maxima de cette vitesse près du cylindre intérieur. Il en résulte un amincissement plus marqué de la couche limite du coté du cylindre intérieur dans la région "inflow". Et, en augmentant le nombre de Taylor de $Ta = 2424$ à $Ta = 4848$, pour un flux axial important ($Re_{ax} \geq 100$), il se produit alors une déstructuration remarquable des vortex de Taylor.

6.2. Critères de détection des structures tourbillonnaires : Champs de vortacité, critère Q et critère I_2

6.2.1. Ecoulement WVF sans et avec un écoulement axial

Les cartographies du champ de vortacité ω , du critère Q et du critère I_2 sont présentées en dégradé de couleurs: couleur rouge pour les valeurs positives et couleurs bleu pour les valeurs négatives.

La vortacité ω est un critère de détection des structures tourbillonnaires cohérentes ou non cohérentes. Quelques exemples de champs de vortacité pour un écoulement WVF sans et avec un écoulement axial sont illustrés. En effet, la figure 4.97 présente les champs de vortacité ω pour un nombre de Taylor $Ta = 303$ et respectivement pour un écoulement axial correspondant à un nombre de Reynolds axial $Re_{ax} = 0$, $Re_{ax} = 3,15$ et $Re_{ax} = 73,17$. Cette figure illustre la présence de vortex de Taylor contrarotatifs marqués par les valeurs de vortacité négatives et positives. Leurs centres correspondent au maxima de la vortacité. En effet, les centres des vortex se manifestent par la présence d'un maximum local de la vortacité (Strawn et al, 1999). Leur longueur d'onde varie en fonction du nombre de Reynolds axial. Ces vortex disparaissent lorsque l'écoulement axial devient important ($Re_{ax} \geq 73,17$).

L'utilisation de la vorticité ω comme critère de détection des structures tourbillonnaires n'est pas adapté en présence du cisaillement important en paroi. Dans ce cas, le recours au critère Q ou I_2 est généralement préférable, car ces derniers ne sont pas sensibles au cisaillement.

La présentation adimensionnelle que nous avons optée pour les résultats obtenus tels que les champs de vitesse pour chaque type d'écoulement étudié, ainsi que pour toutes les autres grandeurs obtenues, nous permet de déduire directement les propriétés des vortex (leurs nombres, leurs formes, leurs longueurs d'onde, leurs intensités, etc.). Les distributions spatiales de l'écoulement sans et avec un écoulement axial obtenues pour le critère Q pour $Ta = 303$ et respectivement pour un nombre de Reynolds $Re_{ax} = 0$, $Re_{ax} = 3,15$ et $Re_{ax} = 73,17$ sont présentées sur la figure 4.98. Sur une hauteur d'environ $z/d = 19,5$, nous avons visualisé par PIV 7,5 paires de vortex contrarotatifs bien développées. Les cartographies du critère Q permettent de déterminer donc la longueur d'onde du vortex. Cette dernière est $\lambda \approx 2,6d$.

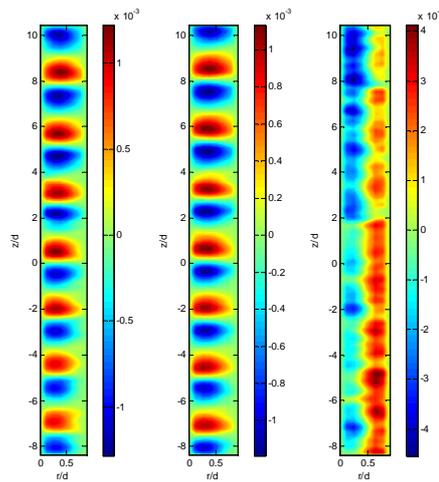


Figure 4.97. Champs de vorticité ω sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 303$:
a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 3,15$; c) Avec écoulement axial : $Re_{ax} = 73,17$

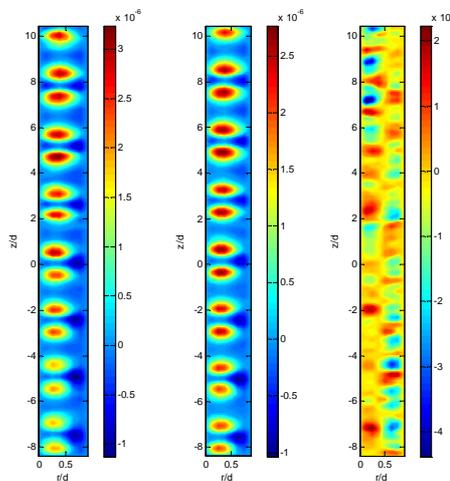


Figure 4.98. Critère Q sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 303$:
a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 3,15$; c) Avec écoulement axial : $Re_{ax} = 73,17$

Des exemples de champs instantanés pour le critère I_2 obtenu après le post-traitement des données de PIV sur une surface 7 couches et pour $Ta = 303$ et respectivement pour un nombre de Reynolds $Re_{ax} = 0$, $Re_{ax} = 3,15$ et $Re_{ax} = 73,17$ sont illustrés par la figure 4.99. En effet, cette figure montre la distribution spatiale des vortex de Taylor le long de l'entrefer. Lorsque l'écoulement axial devient important, les structures tourbillonnaires deviennent de plus en plus déstructurées.

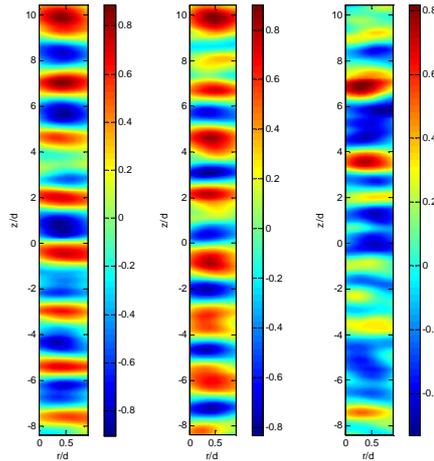


Figure 4.99. Critère I_2 sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 303$:
a) Sans un écoulement axial ; b) avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 3,15$; c) avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 73,17$

6.2.2. Critères de détection des structures tourbillonnaires pour un écoulement MWVF sans et avec un écoulement axial

Juste au seuil de l'instabilité caractérisant la transition de l'écoulement WVF à l'écoulement MWVF, les champs de vorticités (Fig.101) et le critère Q (Fig.100) sont présentés, respectivement pour un écoulement sans un flux axial et un écoulement turbulent avec un flux axial correspondant à un nombre de Reynolds $Re_{ax} = 101$. Un champ instantané pour le critère I_2 obtenu après le post-traitement des données de PIV sur une surface 7 couches est présenté, respectivement pour un écoulement sans flux axial et un écoulement turbulent avec flux axial correspondant à un nombre de Reynolds $Re_{ax} = 101$ sur la figure 4.102. Sur cette figure, les différentes cartographies permettent de caractériser les vortex contrarotatifs présents sur une hauteur d'environ $19,5d$. Elles mettent en évidence les caractéristiques des vortex en termes de forme, centre et longueur d'onde. La longueur d'onde des vortex de Taylor caractérisant l'apparition de la troisième instabilité, déterminée à partir de ces cartographies, est $\lambda \approx 3,1d$. Les vortex sont identifiés par les iso-valeurs de Q positives (Fig.100). Leurs centres sont identifiés par les valeurs maximales de ce critère.

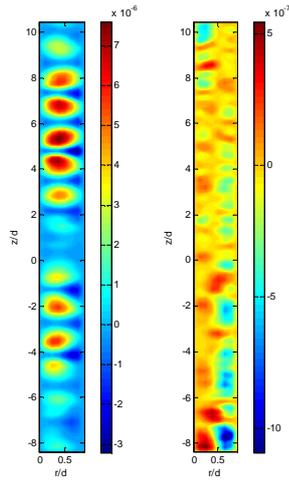


Figure 4.100. Critère Q sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 606$:
a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 101$

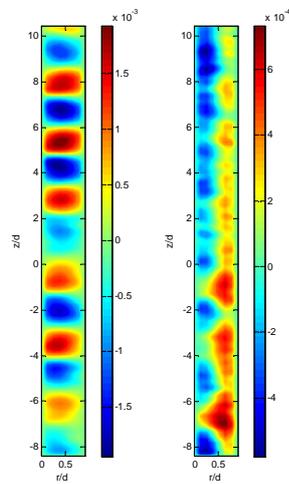


Figure 4.101. Champs de vorticité ω sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 606$:
a) Sans un écoulement axial ; b) avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 101$

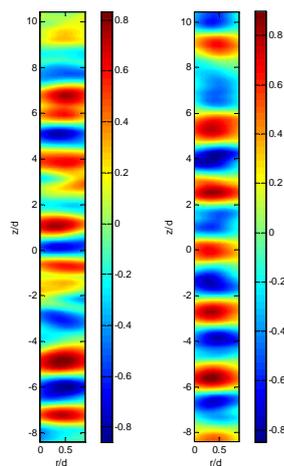


Figure 4.102. Critère I_2 sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 606$:
a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 101$

6.2.3. Critères de détections des structures tourbillonnaires en régime de la turbulence naissante sans et avec un écoulement axial

Juste au seuil de l'instabilité caractérisant le passage de l'écoulement MWVF et le régime turbulent, les champs de vorticité, du critère Q et du critère T_2 obtenu après le post-traitement des données de PIV sur une surface de 7 couches sont présentés, respectivement pour un écoulement sans un flux axial et un écoulement turbulent avec un écoulement axial correspondant à un nombre de Reynolds $Re_{ax} = 107$ (Fig.4.103 à Fig.4.105). Les cellules apparaissent dans la région où l'écoulement est dominé par le tenseur rotation. Les vortex sont facilement identifiables par les iso-valeurs de Q positives. Alors que leurs centres sont identifiés par les valeurs maximales de ce critère. On en déduit à partir de la cartographie du critère Q que la longueur d'onde de ces vortex est $\lambda = 3,25d$.

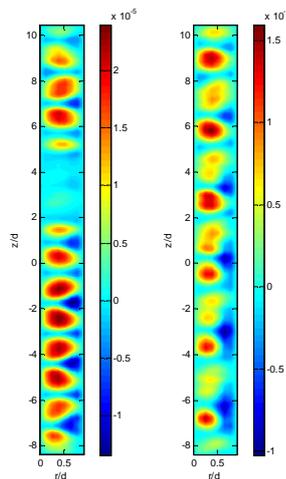


Figure 4.103. Critère Q sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 1212$:
a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 107$

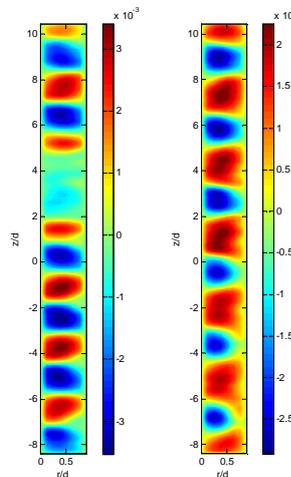


Figure 4.104. Champs de vorticité ω sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 1212$:
a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 107$

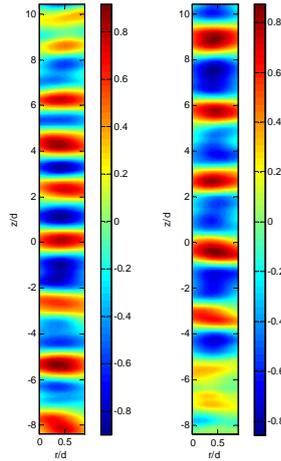


Figure 4.105. Critère Γ_2 sans et avec un écoulement axial pour $Ta = 1212$:
a) Sans un écoulement axial ; b) Avec un écoulement axial : $Re_{ax} = 107$

Les cartographies des différents critères montrent qu'un écoulement axial relativement important est insuffisant pour briser les vortex caractérisant le régime de la turbulence naissante. Toutefois, en comparant la longueur d'onde de l'écoulement en régime TN à l'écoulement en régime MWVF sans écoulement axial, on a constaté que la longueur d'onde augmente de $\lambda = 3,1d$ à $\lambda = 3,25d$. En comparant les deux écoulements en présence d'un écoulement axial à $Re_{ax} \approx 100$, nous avons constaté que ce dernier est suffisant pour briser les vortex en régime MWVF, mais insuffisant en régime de la turbulence naissante où les vortex persistent le long de l'entrefer. Toutefois, leurs tailles sont plus petites et ces vortex sont plus dispersés à cause du flux axial.

6.2.4. Critères de détections des structures tourbillonnaires dans un écoulement turbulent sans et avec un écoulement axial

Pour un écoulement turbulent sans et avec un flux axial important, les champs de vorticité, du critère Q et du critère Γ_2 obtenu après le post-traitement des données de PIV sur une surface de 7 couches sont présentés sur les figures 4.106 à 4.108. Il est à noter que le nombre de Reynolds axial $Re_{ax} = 113$ correspond à la limite supérieure de la capacité de la pompe assurant l'écoulement axial. En augmentant le nombre de Taylor, on constate une augmentation de la vorticité des vortex et de la longueur d'onde. Pour un écoulement axial $Re_{ax} \geq 110$, et pour un écoulement turbulent plus développé correspondant respectivement à $Ta = 2424$ et $Ta = 3636$, les longueurs d'onde axiale sont respectivement égales à $\lambda = 3,6d$ et $\lambda = 4,3d$. Les centres des vortex sont illustrés via les cartographies du critère Q .

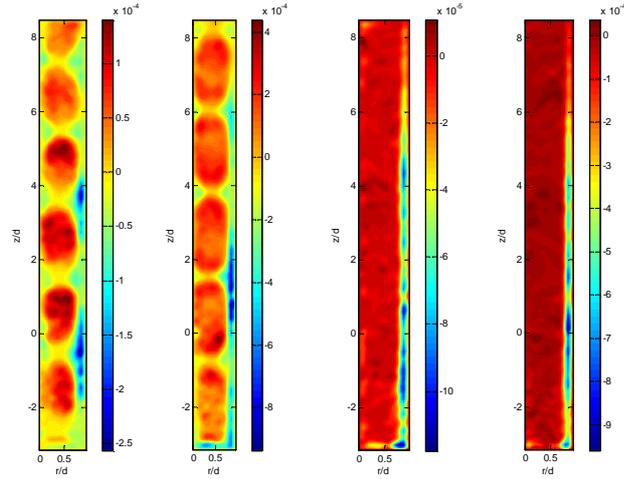


Figure 4.106. Critère Q sans et avec un écoulement axial :
 a) $Ta = 2424$, sans un écoulement axial (PIV rapide) ; a) $Ta = 3636$, sans un écoulement axial (PIV rapide) ;
 c) $Ta = 2424$, avec un écoulement axial $Re_{ax} = 113$ (PIV rapide) ; d) $Ta = 4848$ avec un écoulement axial $Re_{ax} = 110$ (PIV rapide)

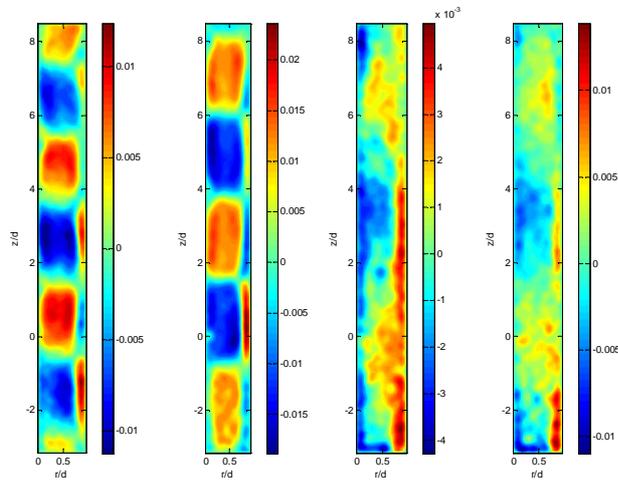


Figure 4.107. Champs de vorticité ω sans et avec un écoulement axial : a) $Ta = 2424$, sans un écoulement axial (PIV rapide) ;
 b) $Ta = 3636$, sans un écoulement axial (PIV rapide) ; c) $Ta = 2424$, avec un écoulement axial $Re_{ax} = 113$ (PIV rapide) ;
 d) $Ta = 4848$, avec un écoulement axial $Re_{ax} = 110$ (PIV rapide)

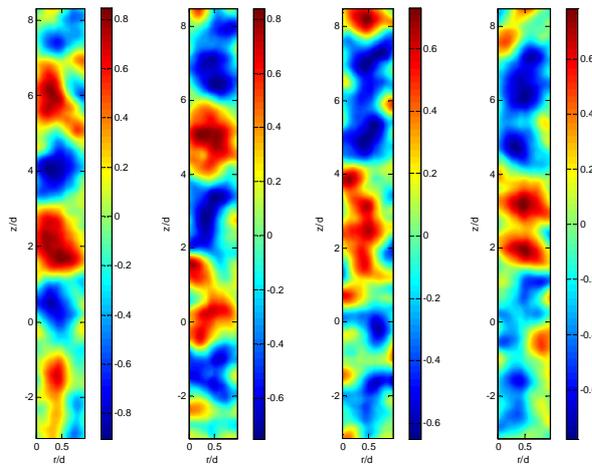


Figure 4.108. Critère F_2 sans et avec un écoulement axial : a) $Ta = 2424$, sans un écoulement axial (PIV rapide) ;
 b) $Ta = 3636$, sans un écoulement axial (PIV rapide) ; c) $Ta = 2424$, avec un écoulement axial $Re_{ax} = 113$ (PIV rapide) ;
 d) $Ta = 4848$, avec un écoulement axial $Re_{ax} = 110$ (PIV rapide)

Tableau 1. Table récapitulatif de quelques résultats présentés

Ta	Régime d'écoulement	Écoulement axial (Re_{ax})	Visualisation	Polarographie	PIV (standard et rapide)	λ
303	WVF	SEA	Camera CCD + post-traitement	Oui (st, ss)	PIV standard	2,6d
303	WVF	3,15	Camera CCD + post-traitement	Oui (st, ss)	PIV standard	2,69d
303	WVF	73,17	Camera CCD + post-traitement	Oui (st, ss)	PIV standard	Pas de vortex
606	MWVF	SEA	Camera CCD + post-traitement	Oui (st, ss)	PIV standard	3,1d
606	MWVF	101	Camera CCD + post-traitement	Oui (st, ss)	PIV standard	Pas de vortex
1212	TN	SEA	Camera CCD + post-traitement	Oui (st, ss)	PIV standard	3,25d
1212	TN	107	Camera CCD + post-traitement	Oui (st, ss)	PIV standard	Pas de vortex
1212	TN	107	Camera CCD + post-traitement	Oui (st, ss)	PIV standard	Pas de vortex
2424	turbulent	SEA	-	Oui (st, ss)	PIV rapide	3,6d
2424	turbulent	113	-	Oui (st, ss)	PIV rapide	Pas de vortex
3636	turbulent	SEA	-	Oui (st, ss)	PIV rapide	4,3d
4848	turbulent	110	-	Oui (st, ss)	PIV rapide	Pas de vortex

* Ss : sonde simple

* St : sonde triple

*SEA : Sans Écoulement Axial

7. DETERMINATION DES COMPOSANTES RADIALE ET AZIMUTALE DU GRADIENT PARIETAL DE VITESSE EN UTILISANT UNE SONDE TRIPLE

Les composantes du gradient pariétal de vitesse sont déterminées à partir des mesures synchronisées PIV-polarographie (sonde triple) en analysant la réponse en fréquence de la sonde triple à l'écoulement.

Les composantes de la vitesse d'un vortex stationnaire possèdent une symétrie axiale. Elles sont périodiques en fonction de z et ne dépendent pas de θ (Sobolik, 1998). Les composantes azimutale $\gamma_\theta = S_\theta$ et axiale $\gamma_z = S_z$ du gradient pariétal de vitesse sont alors déterminées à partir des courants limites de diffusion issus de la sonde triple utilisée en exploitant ses caractéristiques directionnelles et en supposant que la vitesse normale v_r est négligeable (la composante axiale ne dépend pas de z (Wein et Sobolik, 1989)). Le gradient pariétal de vitesse et ses composantes axiale et azimutale sont déterminés expérimentalement à partir de la réponse en fréquence de la sonde triple en utilisant l'approche de Sobolik et al. (1987) et la méthode inverse.

Les évolutions temporelles du gradient pariétal de vitesse et de ses composantes axiale et azimutale pour $Ta = 303$ et $Re_{ax} = 3,15$ sont présentées sur les Fig.4.109 et Fig.4.110. Ces évolutions ont une allure sinusoïdale. Elles correspondent à l'apparition des vortex de Taylor.

En effet, les ondulations des vortex de Taylor sont confirmées par l'évolution sinusoïdale des signaux. L'évolution de la composante azimutale du gradient pariétal exhibe un minimum et un maximum auquel la composante axiale du gradient s'annule. Ces deux points sont appelés puits et sources (Wouahbi, 2009). La période de l'évolution de la composante axiale du gradient de vitesse pariétal correspond au passage d'une paire de vortex. La composante azimutale du gradient pariétal de vitesse est présentée sur la même figure. L'évolution de la composante azimutale du gradient de vitesse se superpose au gradient pariétal de vitesse moyen. Ceci confirme les résultats expérimentaux de Wouahbi (2009).

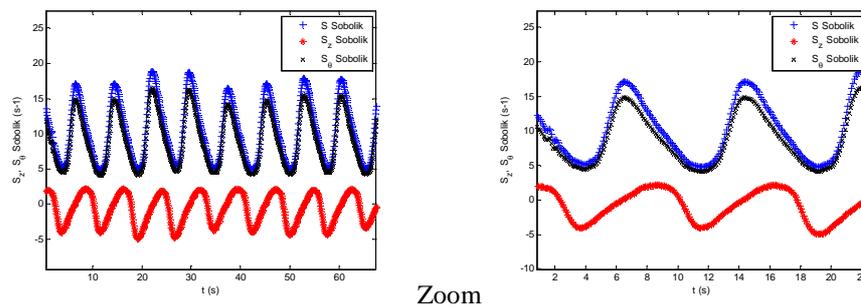


Figure 4.109. Evolutions des composantes axiale et azimutale et du gradient moyen déterminés à partir de la méthode de Sobolik et al. (1987) à $Ta = 303$ et $Re_{ax} = 3,15$ en utilisant une sonde triple

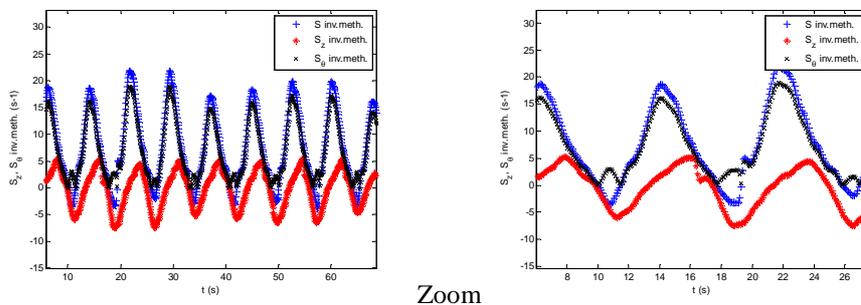


Figure 4.110. Evolutions des composantes axiale et azimutale et du gradient moyen déterminés à partir de la méthode inverse à $Ta = 303$ et $Re_{ax} = 3,15$ en utilisant une sonde triple

8. COMPARAISON PIV-POLAROGRAPHIE

Les résultats de la synchronisation de PIV – polarographie effectuée sur le plan (r,z) nous ont permis de déterminer la composante axiale du gradient pariétal de vitesse par PIV et de la comparer par la suite à la composante axiale du gradient déterminé par polarographie en utilisant une sonde triple.

L'évolution de la composante axiale du gradient pariétal de vitesse déterminé par PIV est illustrée sur la Fig.4.111. Elle montre la présence de fluctuations qui correspondent au

passage des ondes azimutales. En effet, les ondes azimutales se manifestent par les oscillations superposées au gradient de vitesse. En filtrant les ondes azimutales, nous obtenons une évolution sinusoïdale lissée de la composante axiale du gradient semblable à celle en régime TVF. Ceci est en accord avec l'étude polarographique de Wouahbi (2009) pour un SCT ($\eta = 0,8$ et $\Gamma = 44$).

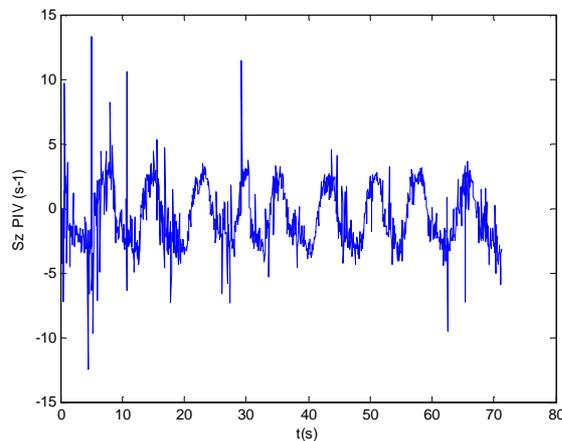


Figure 4.111. Evolution de la composante axiale du gradient déterminé par PIV pour $Ta = 303$ et $Re_{ax} = 3,15$

La comparaison des deux évolutions lissées de la composante axiale du gradient pariétal de vitesse déterminée par PIV et celle déterminée en utilisant une sonde triple respectivement par la méthode de Sobolik et al. (1987) et la méthode inverse (2006), sont illustrées respectivement sur les Fig.4.112 et Fig.4.113. Les deux évolutions présentent la même allure sinusoïdale significative au passage des vortex. Leurs minima et maxima des deux évolutions PIV et polarographie sont en phase que ce soit pour l'évolution déterminée par la méthode de Sobolik et al. (1987) sur la figure 4.112, ou celle déterminée par la méthode inverse (Rehimi et al., 2006) selon la figure 4.113.

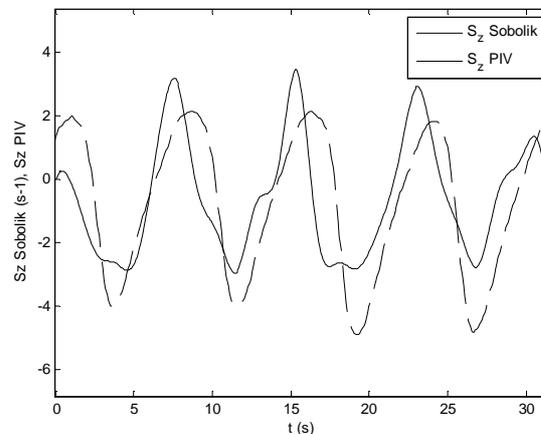


Figure 4.112. Evolution de la composante axiale du gradient déterminé par PIV filtrée et par la méthode de Sobolik et al. (1987) avec une sonde triple pour $Ta = 303$ et $Re_{ax} = 3,15$

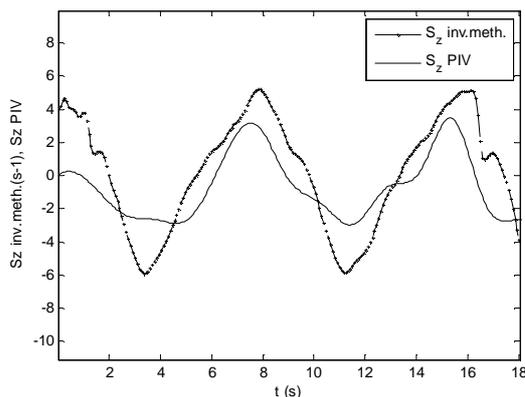


Figure 4.113. Evolution de la composante axiale du gradient déterminé par PIV classique filtrée et par la méthode inverse avec une sonde triple pour $Ta = 303$ et $Re_{ax} = 3,15$

L'écart entre les amplitudes moyennes des deux évolutions de la composante axiale du gradient pariétal de vitesse déterminée par PIV et par polarographie (sonde triple) synchronisées est estimé à environ 33% pour ce cas d'étude. Ceci est dû à l'incapacité de la technique Laser PIV à atteindre la paroi. En effet, pour un entrefer de SCT de $d = 14,5$ mm et d'une hauteur de $H = 450$ mm, parmi les fenêtres d'interrogation les plus faibles utilisées pour les premiers post-traitements des banques de données PIV standard est 8×8 pixels² avec 50% de recouvrement. Ceci a permis de se rapprocher de la paroi interne de l'entrefer au maximum d'une distance radiale d'environ 0,6 mm, soit $0,04d$.

Pour conclure, la PIV nous permet de s'approcher au maximum à une distance de $0,04d$ de la zone proche paroi. Alors que, la sonde triple nous permet de déterminer les composantes du gradient pariétal exactement à la paroi. Donc, cette comparaison des évolutions des composantes déterminées par deux techniques globale (la PIV) et locale (la polarographie), réalisée à titre indicatif, permet de conclure que ces deux techniques sont plutôt complémentaires : La PIV permet de détecter la présence et le développement d'un vortex et de déterminer son champ de vitesse. Tandis que la polarographie synchronisée à la PIV permet de déterminer l'impact de ce vortex, lors de son passage, sur la paroi du système.

9. CONCLUSION

Les écoulements de Couette-Taylor du régime laminaire au régime turbulent ont été étudié par trois techniques différentes : la visualisation, la PIV (classique et rapide) et la polarographie en utilisant des sondes multi-segmentées. Nous avons montré dans la première partie de ce chapitre les évolutions spatiotemporelles des écoulements de Couette-Taylor, sous l'effet de différents facteurs tels que l'effet d'un écoulement axial, l'effet d'une

oscillation, l'effet d'une perturbation progressive permettant de changer de régime d'écoulement, l'effet d'une perturbation progressive d'accélération-décélération brusque permettant l'apparition d'une série d'instabilités pouvant atteindre trois régimes successifs. Après avoir qualifié notre système conçu lors de la thèse par visualisation et vérifié l'existence et le développement des vortex, nous nous sommes intéressés, dans la deuxième partie de ce chapitre, à l'interaction des vortex visualisés sur le transfert de masse en étudiant les réponses en fréquences de sondes multi-segmentées aux empreintes des vortex sur la paroi interne du cylindre extérieur du SCT. Ceci nous a permis entre autre de valider la méthode inverse sur la totalité du régime laminaire de Couette et de définir les régimes de transitions et les nombres de Taylor correspondants. La PIV classique a servi à la détermination des champs de vitesses pour les régimes inférieurs CF, TVF, WVF, MWVF. Tandis que la PIV rapide a permis de déterminer les champs de vitesse pour les régimes supérieurs WVF, MWVF et turbulent.

La présentation sous forme de cartographie des composantes de vitesse, décrite par Favé (1999) et Parker et Merati (1996) a été illustrée et discutée pour un écoulement de Couette-Taylor en régime WVF, MWVF, en régime de la turbulence naissante et en régime turbulent, sans et avec un écoulement axial. Ces cartographies des composantes axiale et radiale de la vitesse ainsi que leurs RMS et les lignes iso-valeurs des tenseurs de Reynolds ont montré l'alternance positive et négative des composantes de la vitesse. Ceci met en évidence les frontières des vortex contrarotatifs et les régions de l'écoulement entrant « inflow » et de l'écoulement sortant « outflow », les régions des jets entre les structures tourbillonnaires, sièges de forte déformation. L'effet de l'écoulement axial sur la forme et la longueur d'onde des vortex est également mis en évidence en utilisant les critères de détection de structures (la vorticité ω , le critère Q et le critère I_2) qui ont permis de localiser les centres des vortex.

La synchronisation de la PIV (classique et rapide) - polarographie a permis d'illustrer la contribution de la sonde tri-segmentée dans la compréhension des mécanismes d'interaction vortex-paroi et la détermination des composantes du gradient pariétal et les propriétés des structures tourbillonnaires.

La PIV (classique et rapide) est une technique globale qui nous a permis de déterminer les champs de vitesse de l'écoulement de Couette-Taylor soumis à une perturbation ou un écoulement donné et de localiser les vortex. Sur un entrefer de SCT de $d = 14,5$ mm sur une hauteur de $h = 450$ mm, parmi les fenêtres d'interrogation les plus

faibles utilisées pour les premiers post-traitements des banques de données PIV classique est la 8×8 pixels² avec 50% de recouvrement. Ceci a permis de se rapprocher de la paroi interne de l'entrefer au maximum d'une distance radiale de 0,6 mm, soit $0,04d$. La polarographie complète donc cette limite dans la technique PIV. Elle permet de déterminer le transfert de masse local en utilisant des sondes multi-segmentées et de remonter au gradient de vitesse à la paroi. L'utilisation de la sonde triple a servi à la détermination des composantes axiale et azimutale du gradient de vitesse à la paroi. La synchronisation PIV (classique et rapide) – polarographie (sonde triple) permet donc d'étudier l'hydrodynamique de l'écoulement et l'interaction des vortex présents sur le transfert de masse local et donc sur la paroi. Cette technique est alors un bon moyen de détermination des informations globales et locales d'un écoulement.

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Ce travail est une investigation expérimentale des interactions hydrodynamiques entre structures tourbillonnaires et paroi. Deux dispositifs expérimentaux conséquents, ont été utilisés : un rhéomètre plan-plan (RPP) et un système de Couette-Taylor (SCT).

Le dispositif de rhéomètre plan-plan (RPP) nous a permis d'atteindre deux objectifs principaux. Le premier est la validation expérimentale de la méthode inverse pour la détermination du gradient pariétal de vitesse à partir de la mesure du transfert de masse local et instantané sur des microélectrodes. Le deuxième objectif concerne l'analyse critique des approches de détermination du gradient pariétal de vitesse, généralement utilisées jusqu'à présent dans la pratique, et de les comparer à la méthode inverse.

Les facteurs d'étude sont liés à l'écoulement et au type de la sonde utilisée. Les facteurs liés à l'écoulement (imposé de type sinusoïdal), sont la fréquence et l'amplitude des oscillations, le nombre de Péclet relatif à la diffusion axiale et le nombre de Reynolds relatif à l'inertie du rhéomètre. Trois types de sondes ont été utilisés : une sonde simple circulaire, double rectangulaire et une sonde tri-segmentée (ou triple). Ceci nous a permis d'étudier l'effet de la nature de la sonde, l'effet de la frontière isolante d'une sonde multi-segmentée et l'effet de la direction de l'écoulement.

Les résultats obtenus en utilisant une sonde simple ont servi à la validation expérimentale de la méthode inverse. En effet, la méthode séquentielle a été vérifiée sur un intervalle de nombre de Péclet variant entre $4,58 \cdot 10^3$ et $1,06 \cdot 10^5$. Cette gamme de nombres de Péclet, est choisie afin de pouvoir la comparer les résultats issus de la méthode inverse à ceux calculés par les autres méthodes linéaires classiques pour la détermination du gradient pariétal de vitesse. Un algorithme a été développé sous Matlab® pour le post-traitement de données instantanées et pour calculer le gradient pariétal de vitesse à partir des méthodes usuelles qui sont généralement utilisées en polarographie. Ces approches linéaires représentent la méthode de Lévêque (1928), la méthode de Sobolik et al. (1987) et la fonction de transfert de Deslouis et al. (1990).

La comparaison des résultats obtenus par ces différentes méthodes linéaires, et aussi la méthode inverse avec le gradient expérimental imposé nous a permis de définir des domaines de validité de chacune des méthodes. En effet, pour des fréquences d'oscillations relativement faibles ($f^* \leq 205$), nous avons montré que la différence entre le gradient de vitesse pariétal

quasi-stationnaire de Lévêque (1928) et le gradient expérimental imposé peut atteindre au minimum 9% pour $f^* \leq 205$ et $\beta \leq 30\%$. Tandis que la méthode de Sobolik et al. (1987), la méthode de Deslouis et al. (1990) et la méthode inverse sont en accord avec le gradient imposé pour des faibles fréquences d'oscillations ($f^* \leq 205$). Pour des hautes fréquences d'oscillations ($f^* = 1640$, par exemple), la méthode inverse est validée alors que les approches linéaires sont fortement atténuées à la fois en amplitude et en phase (déphasage très important).

Nous avons montré que la méthode quasi-stationnaire de Lévêque (1928) ne permet pas, dans certains cas étudiés, de calculer correctement le gradient pariétal de vitesse. En effet, elle présente plusieurs inconvénients liés notamment à l'hypothèse d'une diffusion axiale négligée, et d'un régime permanent. Pour pallier à ce problème, notre attention s'est focalisée sur l'utilisation de la correction proposée par Sobolik et al. (1987) et sur les fonctions de transfert, et en particulier sur celle de Deslouis et al. (1990). Ces deux approches permettent une bonne prédiction du gradient pariétal de vitesse pour des forts nombres de Péclet lorsque le signal de transfert de masse mesuré est suffisamment échantillonné. La méthode de Sobolik et al. (1987) présente l'avantage d'être facilement programmable quelque soit la nature du signal de transfert de masse mesuré. Toutefois, cette méthode néglige l'effet de la diffusion axiale et elle amplifie le bruit quand le signal d'entrée (transfert de masse) est fortement fluctuant. Comparativement à toutes ces méthodes classiques et quasi-linéaires, la méthode inverse permet de franchir tous ces obstacles rencontrés pour estimer convenablement le gradient pariétal de vitesse. C'est pourquoi, on peut la qualifier de "méthode prometteuse".

L'utilisation de sondes simples ne permet pas d'étudier l'effet de la direction de l'écoulement sur leurs réponses en fréquences pour l'obtention du gradient pariétal de vitesse. La connaissance de la direction de l'écoulement est une condition indispensable et doit connue à priori pour pouvoir amorcer le calcul du gradient de vitesse par la méthode inverse. Le démarrage de ces calculs nécessite une solution approchée qui peut être obtenue par l'une des méthodes quasi-linéaires présentées précédemment. Une solution approchée du gradient pariétal de vitesse recherché permet une bonne initialisation de la méthode inverse. Nous avons alors étendu notre étude en utilisant par la suite une sonde électrochimique double. Les résultats obtenus ont montré que le gradient pariétal de vitesse déterminé à partir de la méthode inverse est en accord avec celui imposé expérimentalement pour des différentes fréquences d'oscillation et des différentes directions de l'écoulement dans la zone en proche

paroi. La légère différence constatée dans quelques cas étudiés, est probablement due à la sensibilité de la sonde double à certaines directions de l'écoulement, ou au fait de négliger l'effet de la frontière isolante dans le protocole de calcul par la méthode inverse séquentielle. D'autres causes peuvent être liées à la précision des méthodes de résolution numérique ainsi qu'à la nature du maillage utilisé lors de la discrétisation de l'équation de convection-diffusion. Et malgré tous ces inconvénients, les résultats de la méthode inverse demeurent très acceptables pour le cas d'une sonde double même en négligeant l'effet de la frontière isolante.

L'évolution du transfert de masse et les caractéristiques directionnelles pour une sonde triple ont été également étudiés. Les caractéristiques directionnelles de la sonde triple ont été présentées pour différentes fréquences adimensionnelles. Les résultats ont montré que les évolutions temporelles du transfert de masse expérimental et celui déterminé à partir de la résolution du problème direct sont en très bon accord pour différentes directions de l'écoulement au voisinage immédiat de la sonde et à différentes fréquences d'oscillation. L'évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse, déterminé numériquement à partir de la méthode inverse, suit d'une manière assez satisfaisante celle du gradient expérimental imposé pour différentes directions de l'écoulement et différentes fréquences. La légère différence dans certains cas est probablement due à l'hypothèse d'une frontière isolante négligée dans l'approche numérique et/ou à l'approximation linéaire pour le calcul du gradient pariétal de vitesse imposé expérimentalement (Berrich et al., 2011). La méthode inverse donne alors des résultats très satisfaisants comparativement à l'approche linéaire de Lévêque, qui n'est pas valable en régimes d'écoulements instationnaires.

Les méthodes de détermination du gradient pariétal de vitesse ont été analysées expérimentalement pour des écoulements oscillants et pour le cas de sonde simple, de sonde double et de sonde triple. Elles ont été utilisées par la suite pour déterminer le gradient pariétal de vitesse pour des écoulements de type Couette-Taylor présentant des vortex induisant des fluctuations du transfert de masse, et donc du gradient pariétal de vitesse.

Dans la deuxième application sur le système de Couette-Taylor, nous avons étudié les cas sans et avec écoulement axial, sans et avec perturbation (tels qu'une oscillation, accélération brusque ou progressive). Nous avons alors réalisé dans un premier temps, une étude qualitative par visualisation en utilisant des particules de Kalliroscope. Les résultats de cette étude nous ont conduit dans une seconde étape à une démarche expérimentale quantitative et complémentaire, basée sur la PIV (classique et rapide) et sur la polarographie en utilisant des sondes simples et multi-segmentées. Les structures tourbillonnaires de

l'écoulement ont été alors bien caractérisées grâce à la technique de PIV. La technique de polarographie nous a permis de déterminer les évolutions du transfert de masse en utilisant les sondes multi-segmentées. Ainsi, le gradient pariétal de vitesse local et instantané a été ensuite obtenu en utilisant les différentes approches analysées précédemment.

Les évolutions spatio-temporelles ont été présentées et discutées pour des écoulements de Couette-Taylor à partir du régime laminaire jusqu'au régime turbulent. Ceci nous a permis de qualifier le bon fonctionnement du dispositif expérimental conçu et réalisé lors de cette thèse pour étudier les instabilités de l'écoulement, et définir les nombres de Taylor critiques correspondants à chacune d'entre elles.

Nous avons ajouté par la suite un effet dynamique à l'écoulement de Couette-Taylor, et nous avons étudié son impact sur les structures tourbillonnaires de l'écoulement. Nous avons étudié en premier lieu l'écoulement de Couette-Taylor superposé à un écoulement axial imposé. Le nombre de Taylor correspondant varie alors de 45 à 1212, tandis que le nombre de Reynolds correspondant à l'écoulement axial ascendant imposé varie de 0,25 à 107. Deux protocoles ont été adoptés pour étudier l'effet de l'écoulement axial superposé à l'écoulement de Couette-Taylor. Le premier consiste à imposer l'écoulement axial à l'écoulement de Couette-Taylor. Le second protocole consiste à imposer un écoulement de Couette-Taylor à un écoulement axial dans l'entrefer. Nous avons nommé le premier protocole « protocole direct », tandis que le deuxième protocole est appelé « protocole inverse ». Les résultats obtenus ont montré que l'écoulement résultant de cette superposition sont fortement dépendants de l'historique de l'écoulement, c'est à dire du protocole choisi. En effet, pour un même nombre de Taylor et un même débit axial, l'écoulement résultant est complètement différent. Les résultats ont montré aussi qu'un écoulement axial imposé à l'écoulement de Couette-Taylor (protocoles direct et inverse), peut retarder l'apparition de l'instabilité, déplacer les vortex de Taylor dans la direction de l'écoulement axial, modifier le caractère de l'instabilité de l'écoulement en formant des vortex hélicoïdaux ou des vortex hélicoïdaux ondulés. Ceci confirme les résultats de Donnelly et Fultz (1960), Lueptow et al. (1992), Wereley et Lueptow (1999).

Un deuxième effet dynamique sur les instabilités de l'écoulement de Couette-Taylor a été également étudié. C'est l'effet d'une perturbation brusque. En effet, nous avons imposé une perturbation brusque permettant de remonter d'un régime d'écoulement initialement choisi à un régime d'écoulement supérieur prévu. Les évolutions spatio-temporelles de l'écoulement illustrées avant la perturbation, au moment de la perturbation et après la

perturbation, montrent le développement des vortex, leurs brisures et la variation du nombre d'onde azimutale.

Un troisième effet dynamique sur les instabilités de l'écoulement de Couette-Taylor a été également étudié. Il s'agit de l'effet d'une perturbation progressive d'accélération-décélération brusque. Ce type d'écoulement a permis d'étudier l'apparition successive d'une série d'instabilités pouvant atteindre trois régimes successifs dans un ordre croissant.

Un quatrième effet dynamique sur les instabilités de l'écoulement de Couette-Taylor a été également étudié. C'est l'effet d'une oscillation sans et avec écoulement de retour. Les évolutions spatio-temporelles de l'écoulement ont montré l'ondulation des vortex de Taylor et l'interférence de ces dernières qui se s'approchent et se repoussent mutuellement. Leurs longueurs d'ondes varient selon la fréquence et l'amplitude de l'écoulement oscillant imposée.

Après avoir qualifié le dispositif expérimental et étudié qualitativement l'écoulement de Couette-Taylor sous l'effet de différents facteurs dynamiques, nous nous sommes intéressés à l'interaction des structures tourbillonnaires et la paroi en étudiant les réponses des différentes sondes multi-segmentées permettant ainsi de détecter les empreintes pariétales de ces vortex sur la paroi interne du cylindre extérieur du SCT. En effet, l'étude quantitative par polarographie nous a servi, d'une part à la validation expérimentale de la méthode inverse sur la totalité du régime laminaire de Couette, et d'autre part, de définir les régimes de transition et les nombres de Taylor correspondants en étudiant les interactions vortex-paroi. La méthode inverse a été validée pour le cas d'un écoulement de Couette-Taylor avec perturbation de type oscillation et avec écoulement de retour. Ceci nous a permis de compléter l'analyse critique de la méthode pour les écoulements oscillants, sans écoulement de retour (cf. chapitre 3) et avec écoulement de retour (cf. chapitre 4) ; ce qui a justifié l'utilisation de la méthode inverse pour la détermination du gradient pariétal de vitesse présentant l'empreinte du passage d'un vortex sur la paroi.

La synchronisation de la PIV (classique et rapide) - polarographie (sonde triple) nous a permis également d'étudier l'empreinte du passage d'un vortex sur la paroi interne fixe du cylindre fixe. La PIV classique a servi alors à la détermination des champs de vitesses instantanés des vortex pour les régimes inférieurs (CF, TVF, WVF, MWVF). Tandis que la PIV rapide nous a conduit à déterminer les champs de vitesse instantanés pour les régimes supérieurs (WVF, MWVF et turbulent). Des cartographies des composantes de vitesse a été

illustrée et discutée pour un écoulement de Couette-Taylor en régime WVF, MWVF, en régime de la turbulence naissante et en régime turbulent, sans et avec un écoulement axial. Ces cartographies des composantes axiale et radiale de la vitesse ainsi que leurs RMS et les lignes iso-valeurs des tenseurs de Reynolds ont montré l'alternance positive et négative des composantes de la vitesse. Ceci met en évidence les frontières des vortex contrarotatifs et les régions de l'écoulement entrant « inflow » et de l'écoulement sortant « outflow », les régions des jets entre les structures tourbillonnaires, sièges de forte déformation. L'effet de l'écoulement axial sur la forme et la longueur d'onde des vortex est également mis en évidence en utilisant les critères de détection de structures (la vorticité ω , le critère Q et le critère F_2) qui ont permis de localiser les centres des vortex.

Les propriétés des structures tourbillonnaires et la contribution de la sonde tri-segmentée dans la compréhension des mécanismes d'interaction vortex-paroi pour la détermination des composantes axiale et azimutale du gradient pariétal de vitesse, ont été présentées et discutées. Avec un degré de confiance de 95%, les incertitudes sur la plupart de nos mesures par PIV (standard et rapide) restent dans une gamme assez restreinte, comprises entre 2 et 3%. Dans l'entrefer du SCT qui est $d = 14,5$ mm, et sur une hauteur de $h = 450$ mm, les meilleures zones d'interrogation utilisées pour le post-traitement des données de PIV (classique/rapide) sont de 8×8 pixels avec un recouvrement de 50%. Ceci nous a permis de nous rapprocher au mieux pour obtenir le premier vecteur vitesse se situant à 0,6 mm de la paroi fixe pour la PIV classique, et à 0,35 mm pour PIV rapide. A partir de ces distances, on peut estimer le gradient pariétal axial local et instantané grâce aux mesures instantanées des champs de vitesse par PIV, afin de le comparer à celui que l'on obtient par la méthode électrochimique. Ainsi, la méthode polarographique se révèle ici bien complémentaire à la technique de PIV. Elle nous a permis de déterminer le transfert de masse local en utilisant des sondes multi-segmentées afin de remonter au gradient pariétal de vitesse à la paroi. L'utilisation de la sonde triple a servi à la détermination des composantes axiale et azimutale de ce gradient de vitesse à la paroi en utilisant l'approche de Sobolik et al. (1987) et la méthode inverse. La synchronisation PIV (classique ou rapide) - polarographie (sonde triple) est alors un bon moyen de détermination des informations globales et locales d'un écoulement. L'utilisation de cette synchronisation est originale dans l'étude des écoulements des vortex de Taylor. Ces deux techniques complémentaires nous ont permis d'étudier l'interaction entre les vortex et la paroi, et de caractériser ces structures tourbillonnaires en termes de formes et de tailles pour les différents régimes d'écoulements explorés.

Pour finir, quelques perspectives pertinentes pourraient être envisagées pour la continuation de ce travail. En particulier :

- Nous avons étudié, par polarographie (sonde simple et tri-segmentée), les évolutions temporelles et les évolutions en fonction du nombre de Taylor du transfert de masse et des composantes du gradient pariétal de vitesse. Il serait intéressant d'étudier leurs évolutions spatiales (en fonction de z/d).
- A partir de nos banques de données PIV standard et rapide, nous avons illustré les évolutions spatiotemporelles des structures tourbillonnaires via les critères de détection des structures (la vorticité ω , le critère Q et le critère I_2) qui ont permis en particulier de déterminer la taille et le centre des vortex . Il serait utile d'appliquer la décomposition orthogonale en modes propres (la POD) pour filtrer et reconstruire l'écoulement à partir des modes les plus énergétiques.
- Nous avons tracé les profils de vitesse en fonction de la direction axiale et/ou radiale. Il serait alors intéressant l'évolution axiale du gradient pariétal et de la comparer au gradient déterminé à partir du transfert de masse.
- Il serait intéressant d'étudier les écoulements de Couette-Taylor avec des débits axiaux plus élevés car, un débit axial maximal correspondant à $Re_{ax} \approx 100$ est insuffisant pour briser les structures dans un écoulement de type MWVF et en régime de la turbulence naissante.
- Il serait également important de réaliser des mesures par PIV en écoulements instationnaires avec accélération progressive afin de bien comprendre les mécanismes de formation d'instabilités.
- Il serait aussi utile d'étendre cette étude aux écoulements de Couette-Taylor avec écoulement axial et écoulement radial, qui sont généralement fréquemment rencontrés dans les procédés de filtration.
- A court terme, on pourrait réaliser une synchronisation entre les techniques de PIV et polarographie dans un plan horizontal (r, θ), pour visualiser l'écoulement azimuthal et obtenir des informations via la PIV sur le gradient pariétal de vitesse dans cette direction.
 - Il serait également intéressant d'approfondir l'étude de la dynamique des sondes triples en faisant varier l'angle de l'écoulement par exemple. Ceci permettrait de mieux connaître la réponse de la sonde tri-segmentées et d'étendre la méthode inverse au cas de 3D en calculant très précisément le gradient pariétal sur chaque segment.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- ABCHA N., LATRACHE N., CRUMEYROLLE O., MUTABAZI I.**, “Application de la Vélocimétrie par Images de Particules « PIV » à l’étude des vortex de Taylor”, Congrès Francophone de Techniques Laser, CFTL (2006).
- ABCHA N.**, “Caractérisations quantitative et qualitative des modes supérieurs des instabilités d’écoulements newtoniens ou viscoélastiques dans le système de Couette-Taylor”, Thèse de doctorat, Université de Havre, (2007).
- AHLERS G., CANNEL D.S., AND DOMINGUEZ-LERMA M.A.**, “Possible mechanism for transitions in wavy Taylor-vortex flow”, *Phys. Rev. Vol. 27*, 1225 (1983).
- AIT AIDER A.**, “Instabilities and Transition to Chaos in Flows between Concentric Cylinders”, *International Journal of Chemical Reactor Engineering*, Vol. 6, 98 (2008).
- AKONUR A., LUEPTOW R.M.**, “Three-dimensional velocity field for wavy Taylor Couette flow, *Phys. Fluids Vol. 15*, 947–960 (2003).
- ALOUI F.**, “Étude des écoulements monophasiques et diphasiques dans les élargissements brusques axisymétrique et bidimensionnel”, Thèse de Doctorat de l’INPL, Nancy, (1994).
- ALOUI F., MADANI S.**, “Wet foam flow under a fence located in the middle of a horizontal duct of square section”, *Colloids and Surfaces A, Physicochem. Eng. Aspects*, Vol.309, 71–86, (2007).
- ALOUI F., MADANI S.**, “Experimental investigation of a wet foam flow through a horizontal sudden expansion”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol.32, 905-926 (2008).
- ANDERECK C. D., LIU S. S., SWINNEY H. L.**, “Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders”, *J. Fluid Mech. Vol.164*, 155 (1986).
- BABCOCK, K.L., AHLERS, G., CANNELL, D.S.**, “Noise-sustained structure in Taylor–Couette flow with through flow”, *Phys. Rev. Lett. Vol. 67*, 3388–3391 (1991).
- BABCOCK, K.L., AHLERS, G., CANNELL, D.S.**, “Noise amplification in open Taylor–Couette flow. *Phys. Rev. Vol.50*, 3670–3692 (1994).
- BARBEU F., SOBOLIK V., MARTEMIANOV S., GBAHOUE L.**, “Caractéristique directionnelle calculée et mesurée d’une sonde électrochimique”, *C. R. Mécanique*, Vol. 330, 433-436 (1998).
- BATCHELOR G.K.**, “The theory of homogeneous turbulence”, Université de Cambridge, Press (1953).
- BENAZOUZ C.**, These Magister, USTHB, Alger, Algérie, 1985.
- BUHEL, P., LUCKE, M., ROTH, D., SCHMITZ, R.**, “Pattern selection in the absolutely unstable regime as nonlinear eigenvalue problem: Taylor vortices in axial flow”, *Phys. Rev. Vol. 53*, 4764–4777 (1996)
- BURKHALTER J. E. AND KOSCHMIDER E. L.**, “Steady supercritical Taylor vortex flow”, *J. Fluid Mech.*, Vol.58, 547 (1973).
- BURKHALTER J. E. AND KOSCHMIDER E. L.**, “Steady supercritical Taylor vortices after sudden starts”, *Phys. Fluids*, Vol. 17, 1929 (1974).
- CHANDRASEKHAR, S.**, “Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability”, Clarendon Press, Oxford (1961).

- CHASSAING P.**, “Turbulence en mécanique des fluides : Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l’usage de l’ingénieur, Édité par CÉPADUÉS., Coll. POLYTECH de l’INP de Toulouse, 255 (2000).
- CHEN C.-K, AND CHANG M. H.**, *J. Fluid Mech.*, Vol. 366, 135–158 (1998).
- CHOMAZ, J.M., COUAIRON, A.**, “Against the wind”, *Phys. Fluids*, Vol. 11, 2977–2983 (1999).
- CLIFFE K. A., KOBINE J. J. AND MULLIN. T.** “The Role of anomalous modes in Taylor–Couette flow”. *Proc. R. soc. London A*, Vol. 439, 243-258 (1992).
- COHEN, S., MAROM, D.M.**, “Analysis of a rotating annular reactor in the vortex flow regime”, *Chemical Engineering Science*, Vol. 46, 123–134 (1991).
- COGNET, G.**, “Contribution à l’étude de l’écoulement de Taylor-Couette par la méthode polarographique”, Doctorat es Sciences, Université de Nancy, (1968).
- COGNET G.**, “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).
- COLE J.A.**, “Taylor-vortex instability and annulus-length effects”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 75, 1-15 (1976).
- COLES D.**, “Transition in circular Couette flow”, *J. Fluid Mech.* Vol. 21, 385 (1965).
- CORNISH, J. A.**, “Flow of water through fine clearances with relative motion of the boundaries”, *Proc. R. Soc. Lond.* Vol. 140, 227-240 (1933).
- CRUMEYROLLE, O. LATRACHE, N. EZERSKY, A. MUTABAZI I.**, “Instability modes observed in a viscoelastic Couette-Taylor flow”, *Mécanique et Industries*, Vol. 4, 397-409 (2003).
- CURRAN S.J, BLACK R.A.**, “Quantitative experimental study of shear stresses and mixing in progressive flow regimes within annular-flow bioreactors”, *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 59, 5859-5868 (2004).
- DAVEY A.**, “The growth of Taylor vortices in flow between rotating cylinders”, *J. Fluid Mech.*, Vol. 14, 336-368 (1962).
- DESLOUIS C., GIL O. AND TRIBOLLET B.**, “Frequency response of electrochemical sensors to hydrodynamic fluctuations”, *J. Fluid Mech.*, Vol. 215, 85-100 (1989).
- DESLOUIS C., GIL O., TRIBOLLET B.**, “Frequency response of electrochemical sensors in a cone-and-plate modulated flow”, *Int J. Heat Mass trans.*, 2525-2532 (1990).
- DESLOUIS C., HUET F., GIL O., TRIBOLLET B.**, “Spectral analysis of wall turbulence with a bicircular electrochemical probe”, *Experiments in Fluids*, Vol. 16, 97-104 (1993).
- DESMET, G., VERELST, H. AND BARON, G.V.**, “Local and Global Dispersion Effects in Couette-Taylor Flow – I: Description and Modeling of the Dispersion Effects”, *Chem. Engng. Sci.*, Vol. 51, 1287-1298 (1996).
- DIPRIMA R. C.**, “The stability of a viscous fluid between rotating cylinders with an axial flow,” *J. Fluid Mech.* Vol. 9, 621 (1960).
- DIPRIMA R.C., EAGLES P.M, NG. B.S.** “Effect of radius ratio on the stability of Couette flow-Taylor vortex flow”, *Physics of Fluids*, Vol. 27, 2403-2411 (1984).
- DIPRIMA R.C., H.L. SWINNEY.** “Instabilities and transition in flow between concentric rotating cylinders”, *Topics in Applied Physics*, Vol. 45, 139–180 (1981).
- DOMINGUEZ-LERMA M.A., AHLERS G. & CANNEL. D.S.** “Marginal stability curve and linear growth rate for rotating Couette-Taylor flow and Rayleigh-Bernard convection”. *Phys. Rev.*, Vol. 27, 856-860 (1984).
- DONNELLY R. J. AND FULTZ D.**, “Experiments on the stability of spiral flow between rotating cylinders,” *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* Vol. 46, 1150 (1960).

DONNELLY R.J. ET SIMON N.J., "An Empirical Torque Relation for Supercritical Flow Between Rotating Cylinders", *J. Fluid. Mech.* Vol. 7. 401-418 (1960).

DUMAINE J. Y., "Étude numérique de la réponse en fréquence des sondes électrochimiques", *Letters in Heat and Mass Transfer*, Vol. 8, 293-302 (1981).

DURST F., MELLING A., WHITELOW J. H., "Principles and practice of laser-Doppler anemometry, second edition, Academic Press, (1981).

EAGLES P.M., "On the torque of wavy vortices", *J. Fluid Mech.*, Vol. 62, 1-9 (1974).

EDWARDS, W.S., BEANE S.R., VARMA S., "Onset of wavy vortices in the finite-length Couette-Taylor problem", *Phys. Fluids*, Vol. 3 (1991).

EL TAHRY S., Discussion of "The Role of Coherent Structures", in "[Whither Turbulence? Turbulence at the Crossroads](#)", *Lecture Notes in Physics*, 1990, Vol. 357/1990, 170-191, DOI: 10.1007/3-540-52535-1_45.

FAVE. J.F., "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'École Navale (1999).

FENSTERMACHER P.R., SWINNEY H.L., GOLLUB. J.P., "Dynamical instabilities and the transition to chaotic Taylor vortex flow", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 94, 103-128 (1979).

GRAFTIEAUX M., LOLLINI L., GROJEAN N., "Combining PIV, POD and Vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows", *Measurement Science and Technology*, Vol. 12, 1422-1429 (2001).

GIORDANO, R.C., GIORDANO, R.L.C., PRAZERES, D.M.F., COONEY, C.L., "Analysis of a Taylor-Poiseuille Vortex Flow Reactor - I: Flow Patterns and Mass Transfer Characteristics", *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 53, 3635-3652 (1998).

GORMAN M., SWINNEY H.L., "Spatial and temporal characteristics of modulated waves in the circular Couette system", *J. Fluid Mech.*, Vol. 117, 123-142 (1982).

GOLDSTEIN, S., "The stability of viscous fluid flow between rotating cylinders, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, Vol. 33, 41-61 (1937).

HANRATTY T. J., CAMPBELL J.A., GOLDSTEIN R.J. "Measurement of wall shear stress", (Ed.), *Fluid Mechanics Measurements*, Hemisphere Publishing, Washington, (1983). **HASSON M. A., MARTIN B. W.**, *Proc. R. Soc. Lond. A*, Vol. 38, 352 (1977).

HAUT B., BEN AMOR H., COULON L., JACQUET A., HALLOIN V., "Hydrodynamics and Mass Transfer in a Couette-Taylor Bioreactor for the Culture of Animal Cells", *Chem. Eng. Sci.*, 58 (2002).

HIAM, D., PISMEN, L.M., "Performance of a photochemical reactor in the regime of Taylor-Görtler vortical flow", *Chemical Engineering Science*, Vol. 49 (7), 1119-1129 (1994).

HOLESCHOVSKY, U.B., CONNEY, C.L., "Quantitative description of ultrafiltration in a rotating filtration device", *A.I.Ch.E. Journal* 37, Vol. 8, 1219 (1991).

HUNRATTY T. J., "Use of the polarographic method to measure wall shear stress", *Journal of Applied Electrochemistry*, 1038-1046 (1991).

- HUNT J. C. R., WRAY A. A., MOIN P.**, “Eddies, Stream and convergence zones in Turbulent flows”, Center for Turbulence Research, Report CRT-S88, 193 (1988).
- JANES D.A., THOMAS, N.H., CALLOW, J.A.**, “Demonstration of a bubble free annular—vortex membrane bioreactor for batch culture of red beet cells”, *Biotechnology Techniques* 1 Vol. 4, 257 (1987).
- JOHNSON E. C., LUEPTOW R. M.**, “Hydrodynamic stability of flow between rotating porous cylinders with radial and axial flow”, *Phys. Fluids*, Vol. 9, 3687 (1997).
- KAAYE J., EGELAR E.C.**, *Trans ASME*, (80), 753, (1958).
- KATAOKA K.**, “Heat-Transfer in a Taylor Vortex Flow”, *J. Chem. Engng. Japan*, Vol. 8, 271-276 (1975).
- KATAOKA K., OKUBO M.**, “Emulsion polymerization of styrene in a continuous Taylor vortex flow reactor”, *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 50, 1409-1416 (1995).
- KAYE J., ELGAR E. C.**, “Modes of adiabatic and diabatic fluid flow in an annulus with an inner rotating cylinder”, *Trans. ASME*, Vol. 80, 753 (1958).
- KEVIN W., MOSERA L., GUY R., HARRIS D. A.**, Douglas Morris H., Georgiadisa J.,
- KING G.P., LI Y., LEE W., SWINNEY H.S., MARCUS P.S.**, “Wave speeds in wavy Taylor-vortex flow”, *J. Fluid Mech.*, Vol. 141, 365–390 (1984).
- KOLTHOFF, I. M., LINGANE, J. J.**, “Polarography”, 2nd.Ed., New York: John Wiley and Sons Inc, 147 (1952).
- KOSCHMIEDER E.L.**, “Turbulent Taylor vortex flow”, *J. Fluid Mech.*, Vol. 93, 515–527, (1979).
- LAGHOUATI Y., BOUABDALLAH A. ET MUTABAZI I.**, “Effet de la concentration de polymère sur la stabilité de l’écoulement Taylor–Dean”, *Int. Journ. Rheology*. (2004).
- LEBOUCHE M., COGNET G.**, “La polarographie, moyen d’étude du mouvement des liquides”, *Chimie et Industrie Génie Chimique*, Vol. 97, 2002-2009, (1968).
- LEBOUCHE M.**, “Relation entre les fluctuations pariétales du transfert massique et du gradient de vitesse dans le cas d’un nombre de Schmidt grand”, *Comptes Rendus de l’Académie des Sciences, Série A*, 438-441, (1970).
- LEBOUCHE M., MARTIN M.**, “Convection forcée autour du cylindre : sensibilité aux pulsations de l’écoulement externe”, *Int. J. Heat and Mass Transfert*, Vol. 18, 1161-1175, (1975).
- LEGRAND J., COEURET F., BILLON M.**, “Structure dynamique et transfert de matière liquide-paroi dans le cas de l’écoulement laminaire tourbillonnaire de Couette–Poiseuille”. *International Journal of Heat and Mass transfer*, Vol. 26, 1075–1085 (1983).
- LEVEQUE M.A.**, “Les lois de transmission de la chaleur par convection”, *Ann. Mines*, Vol. 13, 381-412 (1928).
- LUEPTOW R. M., Docter A., and Min K.**, “Stability of axial flow in an annulus with a rotating inner cylinder,” *Phys. Fluids*, Vol. 4, 2446 (1992).
- MAHAMDIA A., BOUABDALLAH A.**, “Modelling, Measurement and control”, *AMSE Presse*, Vol. 30, 5 (1990).
- MAHAMDIA A. ET BOUABDALLAH A.**, CIPA (2003).
- MAHAMDIA A., BOUABDALLAH A. ET SKALI S.E.**, “Ecoulement de Taylor – Couette en géométrie finie et à surface libre”, *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, Vol. 83, 652-657, August (2005).
- MAO Z., HANRATTY T. J.**, “Measurement of wall shear rate in large amplitude unsteady flows”, *Exp. Fluids*, Vol. 12, 342-350 (1992).

- MARCUS P. S.**, "Simulation of Taylor-Couette flow. Part 2. Numerical results for wavy vortex flow with one travelling wave", *J. Fluid Mech.* Vol. 146, 65-113 (1984).
- MARTINAND D., SERRE E., RICHARD M. LUEPTOW**, "Absolute and convective instability of cylindrical Couette flow with axial and radial flows", *Physics of Fluids*, Vol. 21, 104102 (2009).
- MEHEL A.**, "Etude expérimentale d'un écoulement diphasique de Couette-Taylor", Thèse de doctorat, Université de Nantes, Ecole Centrale de Nantes, (2006).
- MESEGUER A. AND MARQUES F.**, "On the competition between centrifugal and shear instability in spiral Poiseuille flow," *J. Fluid Mech.*, 129 (2002).
- MITCHELL J. E., HUNRATTY T. J.**, "A study of turbulence at a wall using an electrochemical wallstress meter", *J. Fluid Mech.*, 199-221 (1966).
- MIZUSHINA T.**, "The electrochemical method in transport phenomena, in: T.F. Irvine", J.P. Hartnett (Eds.), *Advances in Heat Transfer*, Academic Press, New York, Vol. 7, 87-161 (1971).
- MULLER H.W., LUCKE M., KAMPS M.**, "Convective patterns in horizontal flow", *Eur. Phys. Lett.* Vol. 10, 451 (1989).
- MULLIN T., BLOHM C.** "Bifurcation phenomena in a Taylor – Couette flow with asymmetric boundary conditions", *Phys. Fluids*, Vol. 13, 51-66 (2001).
- MULLER, H.W., LUCKE, M., KAMPS, M.**: "Convective patterns in horizontal flow", *Eur. Phys. Lett.*, Vol. 10, 451 (1989).
- MUTABAZI I., GOHARZADEH A. ET DUMOUCHEL F.** 12th International Couette-Taylor Workshop, September 6-8, Evanston, IL USA (2001).
- OGIHARA T. AND NOMURA M.**, "Continuous Synthesis of Monodispersed Alumina Particles by the Hydrolysis of Metal Alkoxide Using a Taylor Vortex", *KONA.*, Vol. 20, 231-237 (2002).
- PARITAM K. DUTTA, AJAY K., RAY**, "Experimental investigation of Taylor vortex photocatalytic reactor for water purification", *Chemical Engineering Science*, Vol. 59, 5249-5259 (2004).
- PARK K., GERARD L. AND DONNELLY R. J.**, "Determination of the transition in Couette flow in finite geometries", *Phys. Rev. Lett.* Vol. 47, 1448 (1981).
- PARKER J., MERATI P.**, "An investigation of turbulent Taylor Couette flow using Laser Doppler Velocimetry in a refractive index matched facility". *Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering*, Vol. 118, 810-818 (1996).
- PERIYATHAMBY, U., RAY, A.K.**, "Computer simulation of a photocatalytic reactor using distributive computing", *Chemical Engineering Technology*, Vol. 10, 881-888 (1999).
- RAYLEIGH. L.**, *Phil. Mag.*, Vol. 26, 776 (1913).
- PY B., GOSSE J.**, "Sur la réalisation d'une sonde polarographique sensible à la vitesse et à la direction de l'écoulement", *C.R. Acad. Sc. Paris*, t., 401-405, (1969).
- RACINA A.**, "Vermischung in Taylor-Couette Strömung", Thèse, Université Karlsruhe, Germany (2008).
- RAYLEIGH L.**, "On the dynamics of revolving fluids", *Proc. R. Soc.*, Vol. 93, 148-154 (1917).
- RECKTENWALD, A., LÜCKE, M., MULLER, H.W.**, Taylor vortex formation in axial through-flow: Linear and weakly nonlinear analysis. *Phys. Rev. E*, Vol. 48, 4444-4454 (1993).
- REHIMI F.**, "Caractérisation expérimentale des structures tourbillonnaires derrière un cylindre en milieu confiné par PIV et par polarographie", thèse de doctorat, Université de Nantes, Université de Mounastir, (2006).

- REHIMI F., ALOUI F., BEN NASRALLAH S., DOUBLIEZ L., LEGRAND J.**, “Inverse method for electrochemical diagnostics of flows”, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 49, 1242- 1254 (2006).
- REISS L. P., HUNRATTY T. J.**, “An experimental study of the unsteady nature of the viscous sublayer”, *A.I.Ch.E Journal*, 154-160 (1963).
- RESENDE M. M., VIEIRA P. G., SOUSA R., GIORDANO R. L. C. AND GIORDANO R. C.**, Estimation of mass transfer parameters in a Taylor-Couette Poiseuille Heterogeneous reactor, *Brazilian Journal of Chemical Engineering*, Vol. 21, 175 - 184 (2004).
- ROBERTS P. H.**, “The solution of the characteristic value problems”. *Proc. R. Soc. London A*, Vol. 283, 550-556, (1965).
- ROSS M. P. AND HUSSAIN A. K. M. F.**, “Effects of cylinder length on transition to doubly periodic Taylor-Couette flow,” *Phys. Fluids*, Vol. 30, 607 (1987).
- RUDIGER G., SCHLTZ M., AND SHALYBKOV D.**, *Phys. Rev. E*, Vol. 67 (2003).
- SCZECHOWSKI, J. G., KOVAL, C. A. AND NOBLE, R. D.**, A Taylor Vortex Reactor for Heterogeneous Photocatalysis, *Chem. Engng. Sci.*, Vol. 50, 3163- 3173 (1995).
- SELMAN J.R., TOBIAS CH.W.**, Mass-Transfer Measurements by the Limiting-Current Technique. In: *Advances in Chem.Engineering* (T.B.Drew, G.R.Cokelet, J.V.Hoopes, Jr., T.Vermeulen, Ed.), Acad. Press, N.Y., Vol. 10, 211-318 (1978).
- SHANNONC M., PHILPOTTB M.**, Visualization of Taylor-Couette and spiral Poiseuille flows using a snapshot FLASH spatial tagging sequence, *Magnetic Resonance Imaging*. Vol. 18, 199-207 (2000).
- SMITH G.P., TOWNSEND A.A.**, “Turbulent Couette flow between concentric cylinders at large Taylor numbers”. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.123, 187 – 217 (1982).
- SNYDER H.A.**, Experiments on the stability of spiral flow at low axial Reynolds numbers, *Proc. R.Soc. London Ser. A*, 198-214 (1962).
- SOBOLIK V., MITSCHKA P., T. MENZEL**, “Method of manufacture of segmented probe with circular cross-section”, *Czechoslovak Pat. AO*, 262-823 (1986).
- SOBOLIK V., WEIN O., J. CERMAK**, “Simultaneous measurement of film thickness and wall shear stress in wavy flow of non-Newtonian liquids”, *Collection Czechoslovak Chem. Comun.*, Vol. 52, 913-928 (1987).
- SOBOLIK V., BENABES B., COGNET G.**, “Study of Taylor-Couette flow using a three-segment electrodiffusion probe”, *Journal of Applied Electrochemistry*, Vol. 25, 441-449 (1995).
- SOBOLIK V. WEIN O., WICHTERLE K.**, "Transient technique in electrodiffusion measurements", In : *Proc. Of 4th Electro. Diffusion Workshop*, Lahnstein. (1996).
- SOBOLIK V.**, "Electrochemical study of Taylor-Couette flow by limiting diffusion current method", *Collect. Czech. Chem. Commun.*, Vol. 64, 1193 (1998).
- SOBOLIK V., JIROUT T., HAVLICA J., KRISTIAWAN M.**, "Wall Shear Rates in Taylor Vortex Flow, *Journal of Applied Fluid Mechanics*", Vol. 4, (2), 25-31, (2011).
- SOROUR M. M. ET CONEY J. E. R.**, *J. Mecha. Eng. Science*, Vol. 21, 403, (1979).

SOUHAR M., "Contribution à l'étude dynamique des écoulements diphasiques gaz-liquide en conduite verticale : cas des régimes à bulles et à poches", Thèse, Nancy, (1982).

STRAWN R. C, KENWRIGHT D.N., AHMAD J., "Computer visualisation of vortex wake systems", AIAA Journal, Vol. 37 (4), 511-512 (1999).

STUART J. T., "On the non-linear mechanics of hydrodynamic stability", J. Fluid Mech., Vol. 4, (1958).

TAKEDA Y., FISCHER. W. E., "Experimental observation of the quasi-periodic modes in a rotating Couette system", Physical Review E, Vol. 47, 4130-4134, (1993).

TAKEUCHI D.I., JANKOWSKI D.F., "A numerical and experimental investigation of the stability of spiral Poiseuille flow", J. Fluid Mech, Vol. 26, 102-101, (1981).

TAYLOR G. I., "Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders", Philosophical Transaction of the Royal Society, London, A: CCXXIII, 289-343, (1923).

TSAMARET, A., STEINBERG, V., "Noise modulated-propagating pattern in a convectively unstable system", Phys. Rev. Lett. Vol. 67, 3392–3395, (1991).

TSAMERET A., STEINBERG V., "Competing states in a Couette-Taylor system with an axial flow, Phys. Rev. E, Vol. 49 (5), 4077-4086 (1994).

VAN DA HULST H. C., "Light Scattering by Small Particles", Dover publications, (1981).

WEISBERG A., SMITS A.J., KEVREKIDI I., "Delaying transition in Taylor-Couette flow with axial motion of the inner cylinder", J. Fluid Mech., Vol. 11, 1 (1997).

WERELEY S. T., LUEPTOW R. M., "Velocity field for Taylor–Couette flow with an axial flow", Phys. Fluids Vol. 11, 3637, (1999).

WERELEY S.T., AKONUR A., LUEPTOW RM, "Particle-fluid velocities and fouling in rotating filtration of a suspension", Journal of membrane science, 209, (2002).

WILLIS A. P., BARENGHI C. F., J. Fluid Mech., Vol. 472, 399–410 (2002).

WOUAHBI F. Z., ALLAF K., SOBOLIK V., "Electrochemical analysis of Taylor vortices", J. of Applied Electrochemistry, Vol. 37, 57-62, (2007).

WOUAHBI F.Z., "Étude de l'écoulement Taylor Couette avec les sondes tri-segmentées électrochimiques", Thèse de doctorat, Université de La Rochelle, (2009).

XIAO Q., LIM T. T., ET CHEW Y. T., "Second Taylor–Couette flow: effects of radius ratio and aspect ratio", Phys. Fluids, Vol. 14, 1537–1539 (2002).

XIAO Q., LIM T. T., CHEW Y. T., "Effect of acceleration on the wavy Taylor vortex flow", Experiments in Fluids, vol. 32, 639–644 (2002).

YIH C. S., "Dual role of viscosity in the instability of revolving fluids of variable density", Phys. Fluids, Vol. 4, 806 (1961).

Titre : Analyse expérimentale des interactions écoulement - paroi par PIV et polarographie en utilisant des sondes multi-segmentées : Application à un rhéomètre plan-plan et un système de Couette-Taylor

Ce travail est une étude expérimentale des mécanismes de transfert pour un écoulement oscillant dans un rhéomètre plan-plan et pour un écoulement de Couette-Taylor sans et avec écoulement axial. Nous avons effectué d'abord une étude qualitative en visualisant les instabilités grâce à des particules de kalliroscope. Ensuite, une étude quantitative utilisant la PIV et la polarographie a été effectuée. La PIV classique a servi à caractériser les régimes d'écoulement des premières instabilités (TVF, WVF, MWVF et TN) en analysant les composantes moyennes et fluctuantes de la vitesse. La PIV rapide a permis d'étudier les régimes WVF, MWVF et turbulent. Pour bien extraire les structures tourbillonnaires, différents critères de détection de tourbillons ont été développés (la vorticité ω , le critère Q et le critère Γ_2). Les vortex de Taylor ont été caractérisés en termes de nombre d'ondes, taille, forme, centre, longueur d'onde axiale et azimutale, etc. L'écoulement axial peut avoir un effet stabilisant sur l'écoulement de Couette-Taylor. En effet, la présence d'un écoulement axial peut déplacer les vortex de Taylor dans la même direction ou la direction inverse du flux axial imposé, peut générer la formation de vortex hélicoïdaux ou la brisure et la disparition des vortex. En polarographie, la méthode inverse a été validée expérimentalement sur un rhéomètre plan-plan, puis sur le système de Couette-Taylor pour le cas de sondes simples, doubles et triples. Les résultats de cette méthode ont été comparés à ceux d'autres approches classiques, afin de définir les domaines de validité de chacune d'elles en termes de fréquences, amplitudes d'oscillation, effet de la frontière isolante et direction d'écoulement. Ces approches ont été ensuite exploitées pour déterminer le gradient pariétal de vitesse. L'utilisation de la sonde triple dans la caractérisation des structures tourbillonnaires a contribué à la compréhension des mécanismes d'interaction vortex-paroi et à la détermination des composantes du gradient pariétal. La synchronisation entre la PIV et la polarographie a servi à étudier l'interaction vortex-paroi et a montré une bonne cohérence entre les caractéristiques des vortex et les gradients pariétaux et instantanés.

Mots clés : *Écoulement de Couette-Taylor ; Rhéomètre plan-plan ; Transfert de masse ; Sondes simples, doubles et triples ; Méthodes inverses ; Synchronisation PIV-polarographie ; Gradient pariétal de vitesse ; Structures cohérentes, critère de détection de tourbillon.*

Title: Experimental analysis of fluid-wall interactions by PIV and Polarography using multi-segment probes: Application to parallel plate rheometer and Couette-Taylor system

This work deals with an experimental analysis of the transfer mechanisms on oscillatory flows in parallel plate rheometer and on Couette-Taylor flows without and with axial flow. Firstly, a qualitative study by visualization using kalliroscope particles was done. Secondly, a quantitative study by PIV (low and high speed) and by polarography using multi-segment probe have been used to characterize the impact of vortex structures on the Couette-Taylor flows without and with an axial flow on the transfer. Standard PIV technique was used to characterize the flow regimes of first instabilities (TVF, WVF, MWVF and TN) by analysing the mean and fluctuating velocity components. High speed PIV was used to study the WVF, MWVF and turbulent regimes. To extract the vortex characteristics, different detection criteria were developed (the vorticity ω , the Q criteria and the Γ_2 criteria). We determined the Taylor vortices characteristics such as wave number, size, form, centre, axial and azimuthal wavelength, etc. We demonstrated that an axial flow can have a stabilized effect on the flow. In fact, an axial flow imposed to Couette-Taylor flow can move the Taylor vortices in the same direction or the opposite direction of the imposed axial flow, can generate the formation of helicoidal vortices or the disappearance of the vortices. In polarography, inverse method was validated experimentally using a Parallel Plate Rheometer and the Couette-Taylor system using single, sandwich and three-segment probes. Results of this method were compared to those of the other approaches. Thus, validity domains of every approach were defined in term of frequency, oscillation amplitude, isolated gap effect, and flow direction effect. These approaches were then used to determine the wall shear rate. We used three-segment probe to characterise the vortex-wall interaction mechanisms and to determine the wall shear rate components. PIV - Polarography synchronization allowed the vortex-wall interaction study and demonstrated the good agreement between the vortex characteristics and the instantaneous wall shear rates.

Keywords: *Couette-Taylor Flow; Parallel plate rheometer; Mass transfer; Single probes; Sandwich and three-segment probes; Inverse methods; PIV- Polarography Synchronization; Wall shear stress; Coherent structures, Vortex detection criteria.*