UNIVERSITE DE NANTES

ÉCOLE DOCTORALE

SCIENCES POUR L'INGENIEUR, GEOSCIENCES, ARCHITECTURE

DE NANTES

2010

Thèse de DOCTORAT

Discipline : Sciences de l'Ingénieur Spécialité : Thermique et Énergétique

présentée et soutenue publiquement par

Mojtaba JARRAHI KHAMENEH

le 1^{er} décembre 2010

à l'École Polytechnique de l'Université de Nantes

INTENSIFICATION DU MÉLANGE PAR ADVECTION CHAOTIQUE PULSÉE

Jury :

M^{me}. Valérie DEPLANO M. Mohamed SOUHAR M. Abdelhak AMBARI M^{me}. Cathy CASTELAIN M. Yves LE GUER M. Hassan PEERHOSSAINI Rapporteur Rapporteur Examinateur Examinateur Examinateur

Chargée de Recherche CNRS, IRPHE, Université de la Méditerranée Professeur, LEMTA, ENSEM-INPL, Nancy Professeur, EMT/LPMI, ENSAM, Angers Chargée de Recherche CNRS, LTN, Université de Nantes Maitre de Conférences, LATEP, Université de Pau Professeur, LTN, Université de Nantes

Directeur de thèse : Prof. Hassan PEERHOSSAINI Co-encadrant : Dr. Cathy CASTELAIN

ECOLE DOCTORALE MÉCANIQUE, THERMIQUE ET GÉNIE CIVIL ED 0367

LISTE DES DIRECTEURS DE RECHERCHE

AMBIANCES ARCHITECTURALES ET URBAINES

Michel	BERENGIER	HDR	DR LCPC	LCPC	Division Exploitation Entretien Acoustique Routière	
Gérard	HEGRON		PR	Ecole Architecture Nantes	CERMA Nantes	UMR 1563
Jean-Pierre	PENEAU		PR émérite		CERMA Nantes	UMR 1563

DYNAMIQUE DES FLUIDES ET DES TRANSFERTS

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

GENIE CIVIL

Alain	ALEXIS		PR	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GeM	UMR 6183
Guy	BASTIAN		PR émérite	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GeM	UMR 6183
Pierre	CHAMBON	HDR	MC	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	GeM	UMR 6183
Francis	DE LARRARD	HDR	Pr. Ag.	LCPC	Division Technologies du GC et de l'Environnement	
Jacques	GARNIER	HDR	DR LCPC	LCPC	Division Reconnaissance et Mécanique des Sols	
Pierre-Yves	HICHER		PR	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Agnès	JULLIEN	HDR	DR LCPC	LCPC	Division Technologies du GC et de l'Environnement	
Abdelhafid	KHELIDJ		PR	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GeM	UMR 6183
Van Anh	LE		PR	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	GeM	UMR 6183

Ahmed	LOUKILI	HDR	MC	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Gilles	PIJAUDIER-CABOT		PR	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Abdul-Hamid	SOUBRA		PR	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	GeM	UMR 6183
Philippe	TAMAGNY	HDR	DR LCPC	LCPC	Division Mécanique et Structure des Chaussées	
Pierre	THOMAS		PR	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GeM	UMR 6183
Christian	WIELGOSZ		PR	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	GeM	UMR 6183

GEOSCIENCES

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

GENIE MECANIQUE

Fouad	BENNIS		PR	Ecole Centrale de Nantes	IRCCyN	UMR 6597
Alain	BERNARD		PR	Ecole Centrale de Nantes	IRCCyN	UMR 6597
Christian	BURTIN	HDR	MC	Ecole Centrale de Nantes		
Patrice	CARTRAUD		PR	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Pascal	CASARI	HDR	MC	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	GeM	UMR 6183
Patrick	CHEDMAIL		PR	Ecole Centrale de Nantes	IRCCyN	UMR 6597
Chi Yuen	CHIEM		PR	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Philippe	DEPINCE	HDR	MC	Ecole Centrale de Nantes	IRCCyN	UMR 6597
Benoît	FURET		PR	IUT Nantes - Univ. Nantes	IRCCyN	UMR 6597
Laurent	GORNET	HDR	MC	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Ronald	GUILLEN		PR	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GeM	UMR 6183
Jean-Yves	HASCOËT		PR	Ecole Centrale de Nantes	IRCCyN	UMR 6597
Frédéric	JACQUEMIN	HDR		IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GeM	UMR 6183

Bernard	LAMY		PR	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Donatien	LE HOUËDEC		PR émérite	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Surandar	MARYA		PR	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Nicolas	MOES		PR	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Pascal	MOGNOL	HDR	MC	ENS CACHAN	IRCCyN	UMR 6597
Bernard	PESEUX		PR Emérite	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Jean-François	PETIOT		PR	Ecole Centrale de Nantes	IRCCyN	UMR 6597
Arnaud	POITOU		PR	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Guillaume	RACINEUX		PR	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Erwan	VERRON	HDR	MC	Ecole Centrale de Nantes	GeM	UMR 6183
Philippe	WENGER		DR CNRS	Ecole Centrale de Nantes	IRCCyN	UMR 6597

THERMIQUE, ÉNERGÉTIQUE ET GÉNIE DES PROCÉDÉS

Yves	ANDRES	HDR	MA	Ecole des Mines de Nantes	GEPEA	UMR 6144
Hervé	ANDRIEU	HDR	IDTPE	LCPC	Division Eau	
Marie	DELAMBALLERIE	HDR	PR	ENITIAA Nantes	GEPEA	UMR 6144
Marc	ANTON		DR	INRA Nantes	Unité BIA	
Abdellah	ARHALIASS		PR	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GEPEA	UMR 6144
Jean-Pierre	BARDON		PR Emérite	Ecole Polytechnique - Univ. Nantes	Lab. Thermocinétique	UMR 6607
Jérôme	BELLETRE	HDR	MA	Ecole des Mines de Nantes	Dép. Syst. Energ & Environnement	UMR 6144
Lionel	BOILLEREAUX		PR	ENITIAA Nantes	GEPEA	UMR 6144
Brahim	BOUROUGA		PR	Ecole Polytechnique - Univ. Nantes	Lab. Thermocinétique	UMR 6607
Jacques	COMITI		PR	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GEPEA	UMR 6144
Didier	DELAUNAY		DR CNRS	Ecole Polytechnique - Univ. Nantes	Lab. Thermocinétique	UMR 6607
Arnaud	DELEBARRE		PR	Ecole des Mines de Nantes	GEPEA	UMR 6144
Guy	DELLA VALLE	HDR	IR	INRA Nantes	Unité BIA	
Anne	DESRUMAUX	HDR	MC	ENITIAA Nantes	GEPEA	UMR 6144
Rémi	DETERRE		PR	IUT Nantes - Univ. Nantes	OPERP EE 0101	
Jean-Louis	DOUBLIER		DR	INRA Nantes	Unité BIA	
Louis	DOUBLIEZ		PR	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	GEPEA	UMR 6144
Francine	FAYOLLE	HDR	МС	ENITIAA Nantes	GEPEA	UMR 6144
Alain	FOUCAULT	HDR	IR CNRS	CRTT Saint-Nazaire	GEPEA	UMR 6144
Bertrand	GARNIER	HDR	CR	Ecole Polytechnique - Univ. Nantes	Lab. Thermocinétique	UMR 6607
Jean-Luc	ILARI	HDR	PR	ENITIAA Nantes	GEPEA	UMR 6144
Pascal	JAOUEN		PR	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	GEPEA	UMR 6144
Yvon	JARNY		PR	Ecole Polytechnique - Univ. Nantes	Lab. Thermocinétique	UMR 6607
Abdeljalil	LAHMAR		PR	IUT La Roche/Yon - Univ. Nantes	Lab. Thermocinétique	UMR 6607
Alain	LE BAIL	HDR	PR	ENITIAA Nantes	GEPEA	UMR 6144
Laurence	LE COQ	HDR	МА	Ecole des Mines de Nantes	Dép. Syst. Energ & Environnement	UMR 6144

Olivier	LE CORRE	HDR	MA	Ecole des Mines de Nantes	Dept Syst.Energet. et Environnement	
Yves	LECOINTE		PR	Ecole Polytechnique - Univ. Nantes	Lab. Thermocinétique	UMR 6607
Patrick	LEGENTILHOMME		PR	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GEPEA	UMR 6144
Jack	LEGRAND		PR	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GEPEA	UMR 6144
Michel	LEGRET	HDR	DR LCPC	LCPC	Division Eau	
Denis	LOURDIN		CR	INRA Nantes	BIA	
Agnès	MONTILLET	HDR	MC	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GEPEA	UMR 6144
Ahmed	OULD EL MOCTAR	HDR	MC	Ecole Polytechnique - Univ. Nantes	Lab. Thermocinétique	UMR 6607
Hassan	PEERHOSSAINI		PR	Ecole Polytechnique - Univ. Nantes	Lab. Thermocinétique	UMR 6607
Denis	PONCELET		PR	ENITIAA Nantes	GEPEA	UMR 6144
Jérémy	PRUVOST	HDR	MC	Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes	GEPEA	UMR 6144
Francis	QUEMENEUR		PR Emérite	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GEPEA	UMR 6144
Véronique	RUBAN	HDR	DR LCPC	LCPC	Division Eau	
Jean-Pierre	SCHLUMPF	HDR	MC	IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes	GEPEA	UMR 6144
Camille	SOLLIEC	HDR	MA	Ecole des Mines de Nantes	GEPEA	UMR 6144
Mohan	TAZEROUT	HDR	MA	Ecole des Mines de Nantes	Dép. Syst. Energ & Environnement	

à mes parents, Hosnieh et Mehdi

Remerciements

Ce travail a été effectué au sein du Laboratoire de Thermocinétique de Nantes (laboratoire associé au Centre National de la Recherche Scientifique – UMR 6607), sous la direction conjointe du Professeur Hassan PEERHOSSAINI et du Docteur Cathy CASTELAIN. Je souhaite leur exprimer mes sincères remerciements pour les précieux conseils et l'appui qu'ils ont pu me témoigner tout le long de ces trois années. Je n'oublie pas de remercier le CNRS pour le financement qu'il m'a apporté, notamment par le biais d'une bourse de docteur ingénieur (BDI).

Je tiens spécialement à remercier les membres du jury, en particulier Madame DEPLANO et Monsieur SOUHAR pour l'honneur qu'ils m'ont accordé en rapportant ma thèse, ainsi que Messieurs AMBARI et LE GUER pour l'intérêt qu'ils ont portés à mon travail.

Je suis profondément reconnaissant du temps consacré par Monsieur Ahmed OULD-EL-MOCTAR. Sans ses nombreux conseils et sa gentillesse, je n'aurai pas pu mener à bien les mesures par la technique PIV.

Je tiens également à remercier tous les personnels du LTN, et plus particulièrement Messieurs Olivier GIBOULOT, Jérôme DELMAS et Michel JEZEGOU du service technique pour leur aide et leurs efforts dans la mise en place du dispositif expérimental.

Je remercie tous mes chers amis qui d'une manière ou d'une autre, m'ont soutenu pendant cette période passée à Nantes et dont je ne garderai que de bons souvenirs : je pense particulièrement à Nazanin pour son réconfort pendant et surtout dans les moments difficiles, la famille LE RHUN en qui j'ai trouvé une seconde famille et dont la gentillesse m'a permis de supporter l'isolement familial, la famille KHOSHNIAT, la famille PEERHOSSAINI, Hossein, Mojtaba, Yousef, Younes, Fereshteh, Farzaneh, Saeid, Parisa, Mahmoud, Leonardo, Charbel, Bakri, Gilberto, Fethi, Dima, Solmaz, Boussad, Majid, Alireza et Hessam.

Enfin, aucune action ou parole ne pourrait indiquer toute la reconnaissance et l'admiration que je porte à mes très chers parents Hosnieh et Mehdi. Toutefois, j'aimerai leur témoigner toute mon affection en leur dédiant ce mémoire.

Table des matières

Table des matières	1
Liste des figures	3
Liste des tableaux	4
Nomenclature	5
Introduction générale	9
Chapitre I : Ecoulement de Dean alterné dépendant du temps	11
I.1.Terminologie du chaos	13
I.1.1. Systèmes dynamiques	13
I.1.1.1. Système aléatoire	13
I.1.1.2. Système déterministe	14
I.1.2. Systèmes chaotiques	14
I.1.2.1. Chaos temporel	14
I.1.2.2. Chaos spatial	14
I.1.3. Différentes approches pour étudier le chaos	14
I.1.3.1. Approche Lagrangienne	14
I.1.3.2. Approche Eulérienne	14
I.1.4. Différentes méthodes de mise en évidence du chaos	15
I.1.4.1. Sensibilité aux conditions initiales – Exposants de Lyapunov	15
I.1.4.2. Caractérisations topologiques – Points particuliers	15
I.1.4.3. Transformation de type fer à cheval	16
I.1.5. Advection chaotique	17
I.2. Advection chaotique en écoulement de Dean alterné	18
I.2.1. Ecoulement de Dean	18
I.2.2. Chaos spatial dans l'écoulement de Dean alterné	19
I.3. Ecoulement de Dean alterné pulsé	21
I.3.1. Pourquoi la dépendance temporelle ?	21
I.3.2. Ecoulement pulsé et paramètres caractéristiques	21
I.3.3. Complexité de l'écoulement secondaire – Structure de Lyne	23
I.3.4. Equations de l'écoulement de Dean alterné pulsé	28
I.3.5. Travaux précédents sur l'écoulement de Dean alterné pulsé	29
I.3.6. Advection chaotique pulsée dans les mélangeurs microfluidiques	32
Chapitre II : Dispositif expérimental et techniques de mesure	35
II.1.Description du dispositif expérimental	37
II.1.1. Génération de l'écoulement pulsé	37
II.1.2. Générateur de pulsation	39
II.1.2.1. Mécanisme Scotch-Yoke	39
II.1.2.2. Longueur de la manivelle et diamètre du piston	42
II.1.2.3. Réglage des différentes conditions de pulsation	43
II.1.2.4. Vérification du mouvement de la pulsation	45
II.2. Techniques de mesure	47
II.2.1. Description de vélocimétrie par image de particules (PIV)	47
II.2.1.1. Définition et présentation des avantages	47
II.2.1.2. Principe de la PIV	47
II.2.1.3. Méthode de corrélation	48
II.2.1.4. Réglage du décalage temporel	49
II.2.2. Prise des mesures	50

II.2.2.1. Description du système de la PIV utilisé	50
II.2.2.2. Synchronisation	51
II.2.2.3. Dispositif en forme de « T »	53
II.2.2.4. Mesures et traitement des données	54
Chanitre III · Structures d l'écoulement secondaire et mélange dans un coude	59
III 1 Introduction	61
III.1. Initioduction	67
III.2.5 inductives de l'economient secondarie	02 65
III.2.1. Structures observees a $\omega t = 0^{-1}$	05
III.2.2. Structures observees a $(0.1 = 90^\circ)$	6/
III.2.3. Structures observées à ω .t = 180°	67
III.2.4. Structures observées à ω .t = 270°	70
III.3. Intensification du mélange	73
III.3.1. Rôle de la vorticité et du taux de déformation sur l'intensification du	
mélange	73
III.3.2. Mesure de l'intensification du mélange	77
III.3.3. Mélange global	80
III.3.4. Homogénéité de mélange	83
III.4. Conclusions	84
Chapitre IV : Mélange dans l'écoulement de Dean alterné stationnaire et pulsé IV.1.Introduction	85 87
IV.2. Ecoulement de Dean alterné stationnaire	89
IV.2.1. Topologie d'écoulement secondaire	89
IV 2.2. Amélioration du mélange – Mécanisme avantageux mais limité	93
IV 3 Ecoulement de Dean alterné nulsé	97
IV 3.1. A mélioration du mélange par intensification de la vorticité et du taux	71
de déformation	07
IV 2.2. A málioration du málanga par álargissement das zonas da mouvament	91
IV.5.2. Amenoration du metange par etargissement des zones de mouvement	101
	101
IV.4. Conclusions	105
Chapitre V : Conclusions et perspectives	107
V.1. Conclusions générales	109
V.2. Perspectives	111
Déférences hibliographiques	112
kererences bibliographiques	113
	173

Liste des figures

<u>Chapitre I</u>

Figure I-1 : Particules à l'origine très proches s'écartant exponentiellement dans un système chaotique Figure I-2 : a) Point elliptique b) Point hyperbolique

Figure I-3 : Différentes étapes de transformation de type fer à cheval [Ottino (1989), Le Guer (1993)]

Figure I-4 : Cellules de Dean

Figure I-5 : Ecoulement de Dean alterné obtenue par l'orientation des plans de courbure

Figure I-6 : Ecoulement secondaire de Lyne

Figure I-7 : Ensemble du dispositif expérimental de Sumida et al. (1989)

Figure I-8 : Classification des structures de l'écoulement secondaire dans un écoulement pulsé qui est complètement établi [Sumida et al. (1989)]

Figure I-9 : Classification des structures de l'écoulement secondaire dans un écoulement purement sinusoïdal qui est complètement établi [Sudo et al. (1992)]

Figure I-10 : Différentes structures de l'écoulement secondaire observées en sortie du premier coude à différents moments d'une période d'oscillation pour β =1[Timité et al. (2009)]

Figure I-11 : Différentes structures de l'écoulement secondaire observées en sortie du premier coude à différents moments d'une période d'oscillation pour $\beta=2$ [Timité et al. (2009)]

Figure I- 12 : Différentes structures de l'écoulement secondaire observées en sortie de troisième, quatrième et sixième coudes à différents moments d'une période d'oscillation pour { $Re_{st}=600$, $\beta=2$ $\alpha=10,26$ }. a) Visualisations par LIF ; b) Calculs numériques par Fluent ([Timité et al. (2009)]

Figure I-13 : Evolution de l'aire normalisée en fonction de l'abscisse longitudinale normalisée pour le point d'injection (x / $r_0 = 0$, y / $r_0 = 0$,7) [Timité (2005)]

Figure I-14 : Microcanaux serpentins avec les sections de 300µm×300µm [Beebe et al. (2001)]

<u>Chapitre II</u>

Figure II-1 : Schéma d'ensemble du dispositif expérimental

Figure II-2 : Photographie d'un élément coudé

Figure II-3 : Assemblage des éléments coudés dans une configuration chaotique

Figure II-4 : Schéma du dispositif expérimental et du système de mesure

Figure II-5 : Générateur de pulsation (système Scotch-Yoke)

Figure II-6 : Composantes immobiles du générateur de pulsation : volume de jonction et cylindre

Figure II-7 : Schème de la zone de jonction entre la longueur droite de développement et le cylindre du générateur de pulsation

Figure II-8 : Assemblage du système courroie-poulie

Figure II-9 : Pour {Re_{st} = 280, $\beta = 1$, $\alpha = 11.24$ } : a) Vitesse instantanée à la position radiale r/r₀ = 2/5 b) Evolution de la vitesse axiale moyenne instantanée sur un cycle pour différentes positions radiales; mesures expérimentales (•, •, o); solutions analytiques (—); (1) r/r₀ = 4/5, (2) r/r₀ = 2/5, (3) r/r₀ = 0

Figure II-10 : Principe de la PIV (figure empruntée du site Dantec Dynamics)

Figure II-11 : (a) Autocorrélation (b) Intercorrélation

Figure II-12 : Particules quittant la zone d'interrogation

Figure II-13 : positionnement du laser et de la caméra sur le dispositif expérimental

Figure II-14 : Temps de délai, t_d, associé à chaque position de top tour (ou phase d'oscillation)

Figure II-15 : Temps de délai, t_d , introduit dans le système d'acquisition de la PIV par le logiciel Dynamic-Studio

Figure II-16 : a) Photographie du dispositif en forme de T, b) Plans de coupe de ce dispositif

Figure II-17 : Détermination du facteur d'échelle

Figure II-18 : Configurations du système PIV pour les mesures dans les écoulements stationnaires et pulsés

Figure II-19 : Exemple de la fenêtre du « System Control » - Acquisition à la phase ω .t=0° lorsque Re_{st}=600, β =2 et α =14,51

Figure II-20 : Traitements effectués sur les images acquises

Chapitre III

Figure III-1 : Mesures par PIV de l'écoulement secondaire pour Re = 600, β = 2 et α = 10,26

Figure III-2 : Structures de l'écoulement secondaire à ω .t = 0° pour {420 \leq Re_{st} \leq 1000, 1 \leq β \leq 4, 8.37 \leq α \leq 24.5}

Figure III-3 : Structures de l'écoulement secondaire à ω .t = 90° pour { $420 \le \text{Re}_{st} \le 1000, 1 \le \beta \le 4, 8.37 \le \alpha \le 24.5$ } Figure III-4 : Structures de l'écoulement secondaire à ω .t = 180° pour { $420 \le \text{Re}_{st} \le 1000, 1 \le \beta \le 4, 8.37 \le \alpha \le 24.5$ } Figure III-5 : Structures de l'écoulement secondaire à ω .t = 270° pour { $420 \le \text{Re}_{st} \le 1000, 1 \le \beta \le 4, 8.37 \le \alpha \le 24.5$ }

Figure III-6 : a) Diffusion pure, b) Augmentation de la surface d'interface et du gradient normal des espèces, c) Augmentation du mélange par vorticité (source de la figure)

Figure III-7 : Variations de $|\zeta_P|/|\zeta_S$ et $|\epsilon_P|/|\epsilon_S|$ avec la phase et α au cours d'une période d'oscillation pour $Re_{st}=420$ quand $\beta=1,\,2$ et 4

Figure III-8: Variations des valeurs maximales de $|\zeta_P|/|\zeta_S$ et $|\epsilon_P|/|\epsilon_S|$ avec α et β pour Re_{st}=420

Figure III-9: Variations des valeurs maximales de $|\zeta_P|/|\zeta_S$ et $|\epsilon_P|/|\epsilon_S|$ avec Re_{st} et β pour α =14,51

Figure III-10: A_{ζ} et A_{ε} dans l'ordre croissant pour {420 \leq Re_{st} \leq 1000, 1 \leq $\beta\leq$ 4, 8.37 $\leq\alpha\leq$ 24.5} (un seul coude) Figure III-11: Variations de $|\zeta|$, de SD et de RSD au cours d'une période d'oscillation pour Re=600 lorsque β =0, 1, 2 et α =0, 10.26, 14.51

Chapitre IV

Figure IV-1 : Dispositif expérimental lors des mesures en sortie du troisième coude

Figure IV-2 : Structures de l'écoulement secondaire dans un écoulement de Dean alterné stationnaire

Figure IV-3 : Présentation des paramètres mesurés pour localiser les centres de cellules

Figure IV-4 : Variations de $\frac{r_1}{r_0}$ et $\frac{r_2}{r_0}$ en fonction du nombre de Reynolds dans les différents coudes

Figure IV-5 : Variations de θ_1 et θ_2 en fonction du nombre de Reynolds dans les différents coudes

Figure IV-6 : Positions de centres des cellules formées en sortie des coudes dans l'écoulement de Dean alterné stationnaire

Figure IV-7 : Variations de la vorticité (ζ_S) et du taux de déformation (ϵ_S) en fonction du nombre de Reynolds pour 1^{er}, 2^{ème}, 3^{ème} et 6^{ème} coude.

Figure IV-8 : Champs représentatifs de la vitesse, de la vorticité et du taux de déformation en sortie des coudes dans un écoulement de Dean alterné stationnaire

Fig. IV-9 : $\overline{A_{\zeta}}$ pour {420≤Re_{st}≤1000, 1≤β≤4, 8.37≤α≤24.5} dans la configuration chaotique

Fig. IV-10 : $\overline{A_{\varepsilon}}$ pour {420 ≤ Re_{st} ≤ 1000, 1 ≤ β ≤ 4, 8.37 ≤ α ≤ 24.5} dans la configuration chaotique

Figure IV-11 : Champs représentatifs de la vitesse, de la vorticité et du taux de déformation en sortie du $2^{\text{ème}}$, $3^{\text{ème}}$ et $6^{\text{ème}}$ coude dans un écoulement de Dean alterné pulsé lorsque ω .t = 0°

Figure IV-12 : Champs représentatifs de la vitesse, de la vorticité et du taux de déformation en sortie du $2^{\text{ème}}$, $3^{\text{ème}}$ et $6^{\text{ème}}$ coude dans un écoulement de Dean alterné pulsé lorsque ω .t = 90°

Figure IV-13 : Champs représentatifs de la vitesse, de la vorticité et du taux de déformation en sortie du $2^{\text{ème}}$, $3^{\text{ème}}$ et $6^{\text{ème}}$ coude dans un écoulement de Dean alterné pulsé lorsque ω .t = 180°

Figure IV-14 : Champs représentatifs de la vitesse, de la vorticité et du taux de déformation en sortie du $2^{\text{ème}}$, $3^{\text{ème}}$ et $6^{\text{ème}}$ coude dans un écoulement de Dean alterné pulsé lorsque ω .t = 270°

Figure IV-15 : Positions de centres des cellules formées en sortie des coudes dans l'écoulement de Dean alterné stationnaire (Re_{st} =600) ainsi que dans l'écoulement de Dean alterné pulsé (Re_{st} =600, β =2, α =10.26)

Annexe

Figure A-1 : Variations de $|\zeta_P|/|\zeta_S$ et $|\epsilon_P|/|\epsilon_S|$ avec la phase et α au cours d'une période d'oscillation pour {Re_{st} = 600, $\beta = 1$ }, {Re_{st} = 1000, $\beta = 1$ } et {Re_{st} = 430, $\beta = 3$ }

Liste des tableaux

Chapitre II

Tableau II-1 : Paramètres du réglage pour la production des différentes conditions de pulsation Tableau II-2 : Temps de délai calculés pour la synchronisation

Chapitre III

Table III-1: Conditions de pulsation étudiées

Nomenclature

• Notations :

Symboles	<u>Unités</u>	Définitions
$A_{m { m \acute{e}} lange}$	m ²	Section du noyau entièrement mélangé
$A_{s}(\zeta)$	rad.s ⁻¹	• Intégrale de la courbe de vorticité axiale absolue au cours d'une période dans un écoulement stationnaire
$A_{s}(\boldsymbol{\varepsilon})$	rad.s ⁻¹	• Intégrale de la courbe du taux de déformation absolu au cours d'une période dans un écoulement stationnaire
$A_p(\zeta)$	rad.s ⁻¹	• Intégrale de la courbe de vorticité axiale absolue au cours d'une période dans un écoulement pulsé
$A_{P}(\mathcal{E})$	rad.s ⁻¹	• Intégrale de la courbe du taux de déformation absolu au cours d'une période dans un écoulement pulsé
$\overline{A}(\zeta)$		Critère de mélange lié à la vorticité
$\overline{A}(\mathcal{E})$		Critère de mélange lié au taux de déformation
d	m	• Diamètre de la section transversale du coude
Δd_{P}	m	Déplacement transversal des traceurs
D	$m^2.s^{-1}$	Coefficient de diffusion moléculaire
D_1, D_2	m	Diamètre des poulies
Dn		Nombre de Dean
е	m	• Épaisseur du plan laser
\vec{q}	m.s ⁻²	• Pesanteur
I		• Matrice d'image
K	mol.m ⁻³	Concentration
l	m	• Écartement de trajectoires
dl	m	Longueur d'une ligne matérielle
L	m	• longueur
n		Nombre de points de mesure dans la section
Ma	$m^2.s^{-1}$	Augmentation du taux de consommation
	tr.min ⁻¹	• Vitesse de rotation du moteur
N _{volant}	tr.min ⁻¹	Vitesse de rotation du volant
Р	Pa	Pression
R		Rapport du réducteur
r	m	• Rayon
r _c	m	• Rayon de courbure
r_0	m	Rayon de la section du coude
<i>r</i> ₁	m	• Distance entre le centre de la section et la cellule située proche de la paroi supérieure
r_2	m	• Distance entre le centre de la section et la cellule située proche de la paroi inferieure
Re		Nombre de Reynolds
t	S	• Temps
t_d	S	Temps de délai
Δt	S	Décalage temporel entre deux expositions laser

Τ	S	Période d'oscillation
\overrightarrow{U}	m.s ⁻¹	Vecteur de vitesse Eulérienne
U	$\mathrm{m.s}^{-1}$	• Vitesse
<i>u</i> , <i>v</i> , <i>w</i>	m.s ⁻¹	Composantes cartésiennes de la vitesse
u _e	m.s ⁻¹	Composante tangentielle de la vitesse
W _P	m.s ⁻¹	Vitesse axiale des traceurs
X _{Piston}	m	Déplacement du piston
• X Piston	m.s ⁻¹	Dérivée du déplacement (vitesse) du piston
X_i		Valeur locale d'un paramètre étudié
\overline{X}		Valeur moyenne d'un paramètre étudié
<i>x</i> , y, z	m	Coordonnées cartésiennes
\overline{x} , \overline{y}		Coordonnées cartésiennes adimensionnelles
Δz_P	m	Déplacement axial des traceurs

• Caractères grecs :

Symboles	<u>Unités</u>	<u>Définitions</u>
α		Paramètre de Womersley ou paramètre de fréquence
β		Rapport des composantes de vitesse
Γ	$m^2.s^{-1}$	Circulation
δ	m	Épaisseur de la couche limite
ε	s ⁻¹	Taux de déformation
ζ	s ⁻¹	Vorticité
η		Rapport de courbure
$ heta_1$	deg.	• Angle entre la ligne qui connecte le centre de la section au centre de la cellule supérieure et l'axe « x »
θ_2	deg.	• Angle entre la ligne qui connecte le centre de la section au centre de la cellule inferieure et l'axe « x »
λ		• Exposant de Lyapunov
υ	$m^2.s^{-1}$	Viscosité cinématique
ρ	kg.m ⁻³	Masse volumique
Φ	deg.	• Angle d'ouverture de la conduite courbe
Ψ		• Fonction de courant
ω	rad.s ⁻¹	• Vitesse angulaire

• Indices :

<u>Symboles</u>	<u>Définitions</u>
cell	• Cellule
int	Zone d'interrogation
m	• Moyenne
max	• Maximum
Р	Pulsé, Particule

S, st	• Stationnaire
sin	• Sinusoïdal
tot	• Total

• Abréviations :

Symboles	Définitions
AC	Autocorrélation
CFD	Mécanique des fluides numérique (MFN)
erf	Fonction d'erreur
IC	Intercorrélation
LIF	Fluorescence induite par laser
LDV	Vélocimétrie laser à effet Doppler
NC	Structure sans cellule
PIV	Vélocimétrie par images de particules
RD	• Écart type
RSD	• Écart type relatif
TF	Transformée de fourrier

Introduction générale

L'intensification du mélange en régime laminaire a une grande importance pour certains secteurs de l'industrie (alimentaire, pharmacie, plastique, chimie et polymère) où la qualité des produits ne doit pas être altérée à cause de contraintes de cisaillement trop élevées. Ces produits sont souvent des fluides très visqueux constitués de longues chaînes moléculaires susceptibles d'être brisées dans un régime turbulent. L'amélioration de la performance des mélangeurs qui fonctionnent en régime laminaire a donc fait l'objet de nombreuses études.

Les mélangeurs de type hélicoïdal sont déjà utilisés dans l'industrie puisque le mélange s'effectue plus efficacement dans les canaux courbes que dans les canaux droits. Ceci est dû à l'écoulement secondaire généré par la force centrifuge. Grâce à cet écoulement secondaire, les déplacements transversaux des particules augmentent et la dispersion axiale diminue, et par conséquent le mélange s'intensifie. En plus, les cellules de Dean (1927, 1928) formées dans l'écoulement secondaire jouent le rôle d'agitateurs internes qui homogénéisent le mélange. Afin d'améliorer le mélange (ainsi que les transferts thermiques) dans le régime laminaire, une configuration géométrique plus complexe par rapport à celle hélicoïdale a été proposée et étudiée au laboratoire de Thermocinétique (LTN) [Le Guer (1993), Castelain (1995), Mokrani (1997), Chagny-Regardin (2000)]. Cette géométrie, appelée configuration chaotique, est composée de plusieurs coudes dont l'angle entre les plans de courbure varie de ±90° d'un coude à l'autre. Par cette perturbation géométrique, on introduit des trajectoires spatialement chaotiques tout en restant en régime laminaire stationnaire, ce qui intensifie le mélange par advection chaotique. En plus, à chaque changement de plan de courbure, les cellules de Dean (agitateurs internes) se détruisent et se reforment suivant la nouvelle orientation de la force centrifuge et ainsi l'état final du mélange devient plus homogène en comparaison avec celui obtenu dans une géométrie hélicoïdale. L'écoulement dans ce type de mélangeur est appelé « écoulement de Dean alterné ».

En 2005, Timité a étudié les effets de la superposition d'une dépendance temporelle à l'écoulement de Dean alterné stationnaire. Cette idée de l'ajout d'une pulsation à l'écoulement stationnaire afin d'obtenir un écoulement plus complexe a été inspirée par l'étude analytique de Lyne (1970). L'apparition d'une paire supplémentaire de cellules contrarotatives qui co-existent avec les cellules de Dean dans un écoulement sinusoïdal au sein d'un coude, est démontrée pour la première fois par Lyne (1970). Cette structure complexe de l'écoulement secondaire obtenue en présence de la pulsation peut donc aboutir à un régime plus chaotique (un meilleur mélange) comparé au cas stationnaire. Dans une configuration chaotique composée d'une série de six coudes alternés, les visualisations

qualitatives de Timité (2005) par LIF (fluorescence induite par laser) ont permis d'analyser l'évolution des structures tourbillonnaires de l'écoulement secondaire qui se développent durant la pulsation au sein des coudes. Il a expérimentalement mis en évidence l'aspect chaotique de cet écoulement par le suivi de la déformation des taches de traceur. L'augmentation du chaos et l'obtention d'un meilleur mélange par la pulsation ont été confirmées par analyse de l'étirement de ces taches.

Encouragé par les résultats de Timité (2005), l'objectif de ma thèse a été d'analyser plus profondément le rôle des structures complexes de l'écoulement secondaire, formées grâce à la pulsation, sur l'amélioration du mélange. Dans ce but, les champs de vitesse de l'écoulement secondaire à la sortie de chaque coude d'une configuration chaotique (celle de l'étude de Timité (2005)) sont obtenus en utilisant la vélocimétrie par images de particules (PIV). Ces champs de vitesse sont utilisés pour décrire la topologie des différentes structures qui se développent au sein d'un écoulement laminaire pulsé (en établissement) dans un seul coude, puis dans la géométrie chaotique (Dean alterné). Ensuite, certains critères pour quantifier l'état du mélange, basés sur les calculs des champs de vorticité et de taux de déformation, sont définis et ainsi les conditions favorables de la pulsation qui aboutissent à l'amélioration du mélange transversal sont déterminées.

Dans le premier chapitre de ce document, quelques définitions concernant le chaos sont rappelées. Puis, l'advection chaotique dans un écoulement de Dean alterné est expliquée. Enfin, les études précédentes concernant le rôle de la dépendance temporelle sur la modification de la structure d'écoulement dans les conduites courbes sont présentées.

Le deuxième chapitre est consacré à une présentation détaillée du dispositif expérimental et de la technique de mesure (PIV). Le dispositif expérimental est principalement celui de l'étude de Timité (2005) mais quelques modifications ont été effectuées afin de l'adapter aux mesures de PIV. Ces modifications concernent plutôt le système de synchronisation ainsi que la construction d'un dispositif en forme de « T » utilisé pour les mesures dans la section de sortie de chaque coude pour éviter les réfractions optiques induites par la courbure des tubes.

L'objectif du troisième chapitre est de présenter les résultats obtenus après l'étude des effets de différents paramètres de pulsation (nombre de Reynolds stationnaire, paramètre adimensionnel de la fréquence et le rapport d'amplitude de vitesse) sur la modification de l'écoulement secondaire ainsi que la variation du mélange transversal dans un coude à 90° qui est considéré comme l'élément principal de la configuration alternée. Les critères d'évaluation de mélange sont également définis dans ce chapitre.

Dans le quatrième chapitre, les structures de l'écoulement secondaire, le mouvement des cellules et les critères de mélange sont analysés dans le cas de l'écoulement de Dean alterné stationnaire et pulsé. Ainsi, les avantages de l'ajout de la pulsation à un écoulement stationnaire dans une géométrie chaotique (Dean alterné) sont mis en évidence et les conditions favorables de pulsation pour améliorer le mélange dans ce type de mélangeur sont listées.

Enfin, au chapitre cinq, les conclusions générales de ce travail de recherche sont présentées ainsi que les perspectives et les futurs travaux à réaliser dans la continuité de cette étude.

Chapitre I

Ecoulement de Dean alterné dépendant du temps

I. Ecoulement de Dean alterné dépendant du temps

<u>Objectif</u>

L'objectif de ce chapitre est de présenter l'intérêt de la pulsation de l'écoulement dans les mélangeurs chaotiques. Le chapitre est composé de trois sous-chapitres: Dans un premier temps, un rappel de la terminologie du chaos est donné afin de définir un système chaotique et de décrire les différentes approches d'étude et de mise en évidence du chaos. La notion d'advection chaotique est également introduite dans cette partie. Puis, l'écoulement de Dean et l'advection chaotique dans un écoulement de Dean spatialement alterné sont présentés. Enfin, l'idée de la superposition d'une dépendance temporelle à l'écoulement de Dean alterné pour améliorer le processus de mélange est détaillée en expliquant la complexité de l'écoulement secondaire observée dans un écoulement pulsé ou sinusoïdal au sein d'une conduite courbe. Les paramètres adimensionnels qui caractérisent ces écoulements ainsi que les équations associées sont présentés et puis certains résultats importants issus de la bibliographie sur ce sujet sont cités. A la fin de ce chapitre, une discussion courte est consacrée à mettre en évidence l'avantage de l'utilisation des écoulements de Dean alternés dépendants du temps pour le mélange dans les microcanaux.

I.1.Terminologie du chaos

Dans la littérature scientifique, le chaos est l'art de former du complexe à partir du simple. Dans cette section, le chaos et les termes importants qui sont nécessaires pour mieux comprendre les systèmes chaotiques sont présentés.

I.1.1. Systèmes dynamiques

Un système dynamique est un système physique qui évolue dans le temps ou par rapport à une autre variable suivant l'espace de phase considéré. Un système dynamique peut être aléatoire ou déterministe.

I.1.1.1. Système aléatoire

Un système aléatoire est un système régi par aucune équation. Ce type de système évolue au hasard et aucune prévision exacte n'est possible dans le temps.

I.1.1.2. Système déterministe

Un système déterministe est régi par une loi mathématique connue et donc la prévision exacte de son évolution dans le temps est possible. Dans ce système, à chaque condition initiale une et seulement une évolution est associée.

I.1.2. Systèmes chaotiques

Un système chaotique est placé dans la catégorie des systèmes déterministes parce qu'il est parfaitement décrit par les équations mathématiques bien connues mais ce qui distingue ce genre de système est qu'il reste imprévisible pour certaines valeurs des paramètres de contrôle. Le déterminisme et l'imprévisibilité d'un système chaotique semble paradoxal. Ce paradoxe s'explique par la propriété principale d'un système chaotique qui est « la sensibilité aux conditions initiales ». Cette sensibilité est tellement forte que deux conditions initiales très proches peuvent conduire à des états très différents du système. Etant donné que cette sensibilité n'est pas détectable par les outils dont nous disposons, un système chaotique reste imprévisible à long terme malgré son déterminisme. Le terme de « chaos » dans l'écoulement de fluide est utilisé pour deux cas différents : le chaos temporel et le chaos spatial.

I.1.2.1. Chaos temporel

Dans la mécanique des fluides, l'apparition de turbulence (des variations aléatoires dans le temps) dans le champ de vitesse d'un écoulement initialement stable est souvent étudiée sous le terme de chaos temporel.

I.1.2.2. Chaos spatial

Le chaos spatial est lié aux trajectoires des particules qui sont chaotiques. Leur évolution est sensible aux conditions initiales. Les trajectoires sont désordonneés mais toujours reproductibles car le système est déterministe. Cette utilisation du terme de « chaos » est directement liée à notre étude. Le terme « chaos Lagrangien » est parfois utilisé pour ce type du chaos.

I.1.3. Différentes approches pour étudier le chaos

Il existe deux approches différentes pour étudier toutes sortes d'écoulements en mécanique des fluides parmi lesquelles l'écoulement chaotique.

I.1.3.1. Approche Lagrangienne

Pour la description Lagrangienne, les propriétés de l'écoulement sont étudiées en suivant chaque particule dans son mouvement.

I.1.3.2. Approche Eulérienne

Pour la description Eulérienne, on se place en un point fixe du milieu de l'écoulement qui nous intéresse et on étudie les modifications des propriétés de l'écoulement en ce point.

I.1.4. Différentes méthodes de mise en évidence du chaos

La méthode de mise en évidence du chaos est directement liée à l'approche choisie (Lagrangienne ou Eulérienne) pour étudier l'écoulement :

I.1.4.1. Sensibilité aux conditions initiales – Exposants de Lyapunov

Si une approche Lagrangienne est choisie pour la description de l'écoulement, la mesure des exposants de Lyapunov est la méthode la plus pertinente afin de caractériser le chaos. Cette méthode est liée à la propriété principale d'un système chaotique, c'est à dire la sensibilité aux conditions initiales. Dans un système chaotique, deux particules à l'origine très proches suivent des trajectoires divergentes et s'écartent exponentiellement l'une de l'autre (fig. I-1). Les exposants de Lyapunov expriment le taux de divergence des trajectoires et ainsi ils déterminent le degré du chaos de l'écoulement. Cet exposant est défini par :

$$\lambda = \lim_{\substack{t \to \infty \\ l(0) \to 0}} \frac{1}{t} \ln \left[\frac{l(t)}{l(0)} \right]$$
(I-1)

où l(0) est la distance initiale entre deux particules et l(t) est l'écartement entre ces deux particules au cours du temps. Lorsque $t \to \infty$, l'exposant de Lyapunov (λ) est un indicateur du taux de divergence des trajectoires dans le temps.



Figure I-1 : Particules à l'origine très proches s'écartant exponentiellement dans un système chaotique

Si $\lambda \leq 0$, le comportement du système est régulier. Par contre, un exposant de Lyapunov positif, $\lambda > 0$, est une condition nécessaire et suffisante pour l'existence du chaos. L'avantage de cette méthode est qu'elle présente une quantification sûre et directe du chaos mais l'inconvénient est lié aux difficultés de mesures expérimentales dans les géométries complexes où l'approche Lagrangienne devient très compliquée.

I.1.4.2. Caractérisations topologiques – Points particuliers

Dans une approche Eulérienne, l'étude du positionnement et du déplacement des points particuliers de l'écoulement peut fournir des informations intéressantes par rapport à la nature des trajectoires.

Par exemple, la technique des sections de Poincaré dans un écoulement tridimensionnel consiste à observer les points d'intersection des trajectoires considérées avec les plans à des temps ou des abscisses périodiques.

Des points elliptiques et des points hyperboliques sont parmi les points particuliers qui peuvent exister dans la structure des écoulements. La figure I-2 présente schématiquement ces deux points particuliers.



Figure I-2 : a) Point elliptique b) Point hyperbolique

Le fluide qui entoure un point elliptique, circule autour de lui mais n'échange que peu de matière avec le reste de l'écoulement. La zone autour d'un point elliptique n'est pas favorable pour un mélange car les particules qui sont enfermées dans cette zone ne peuvent pas franchir les lignes de courant et donc ne se mélangent pas avec le reste. Par contre, si un point hyperbolique existe dans la structure d'un écoulement, le fluide s'approche de ce point selon une direction et s'en éloigne selon une autre. Ainsi une partie de la zone autour d'un point hyperbolique est étirée dans une direction (la flèche non-colorée sur la figure I-2.b) et une autre partie de cette zone est contractée dans une autre direction (la flèche colorée sur la figure I-2.b). Ainsi les points hyperboliques sont connus comme les points intéressants et favorables pour le processus de mélange.

On voit que chaque point particulier dans l'écoulement peut dévier les trajectoires d'une façon différente qui dépend de la nature de ce point. C'est pourquoi l'étude du positionnement, la formation et la disparation de ces points est une méthode de mise en évidence du chaos. Même si cette méthode est indirecte, elle reste intéressante pour les mesures expérimentales car elle est basée sur une approche Eulérienne. Cette méthode est utilisée dans le chapitre IV de notre étude.

I.1.4.3. Transformation de type fer à cheval

L'existence d'une transformation de type fer à cheval implique l'existence du chaos [Ottino (1989)]. Dans cette transformation, un élément initial est d'abord étiré dans une direction, ce qui provoque sa contraction dans la direction perpendiculaire puis il est replié sur sa position d'origine [Le Guer (1993)]. La figure I-3 montre les différentes étapes de transformation de type fer à cheval. Les critères définis pour l'évaluation du mélange transversal dans le chapitre III de notre étude sont basés sur le même genre de transformation.



Figure I-3 : Différentes étapes de transformation de type fer à cheval [Ottino (1989), Le Guer (1993)]

I.1.5. Advection chaotique

L'advection chaotique, présentée la première fois par Aref (1984), explique les phénomènes de transport macroscopique dans des écoulements dont les trajectoires des traceurs sont spatialement chaotiques et pourtant obtenues à partir des champs de vitesse initialement simples. La particularité de l'advection chaotique est qu'elle apparaît en régime laminaire. L'advection chaotique peut être mise en évidence dans les systèmes bidimensionnels dépendant du temps [Aref (1984)] ou dans les systèmes tridimensionnels stationnaires [Ottino (1988)]. Timité (2005) a été le premier qui à étudier l'advection chaotique dans un système tridimensionnel dépendant du temps.

Les équations du mouvement d'un écoulement bidimensionnel incompressible dépendant du temps sont données par :

$$\frac{\partial x}{\partial t} = u(x, y, t)$$
 et $\frac{\partial y}{\partial t} = v(x, y, t)$ (I-2)

Il s'agit d'un système Hamiltonien. Il existe une fonction de courant (ψ) tel que :

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}$$
 et $v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$ (I-3)

Les équations du système (1-2) deviennent :

$$\frac{\partial x}{\partial t} = \frac{\partial \psi(x, y, t)}{\partial y} \qquad \text{et} \qquad \frac{\partial y}{\partial t} = -\frac{\partial \psi(x, y, t)}{\partial x} \tag{I-4}$$

Dans un écoulement stationnaire, la fonction ψ est indépendante du temps et le système (I-4) est intégrable. Les trajectoires sont régulières pour ce système stationnaire (advection

régulière). En revanche, le système décrit par (I-4) est non-intégrable si la fonction ψ dépend du temps, c'est-à-dire si l'écoulement est un écoulement bidimensionnel incompressible dépendant du temps. Ce cas peut conduire aux trajectoires chaotiques (advection chaotique).

Pour un écoulement stationnaire tridimensionnel les équations du mouvement sont :

$$\begin{cases} \frac{\partial x}{\partial t} = u(x, y, z) \\ \frac{\partial y}{\partial t} = v(x, y, z) \\ \frac{\partial z}{\partial t} = w(x, y, z) \end{cases}$$
(I-5)

en divisant la première et la deuxième équation de (1-5) par la troisième équation, on obtient le système suivant :

$$\frac{\partial x}{\partial z} = \frac{u(x, y, z)}{w(x, y, z)} \qquad \text{et} \qquad \frac{\partial y}{\partial z} = \frac{v(x, y, z)}{w(x, y, z)} \tag{I-6}$$

L'analogie entre les équations (1-2) et (1-6), où la variable d'espace z peut être identifiée au temps t, montre que les écoulements stationnaires tridimensionnels sont équivalents aux écoulements bidimensionnels dépendant du temps. Ainsi on peut conclure que la génération des trajectoires chaotiques (et donc l'advection chaotique) est possible dans un écoulement stationnaire tridimensionnel. Par exemple, une perturbation géométrique simple peut générer des trajectoires chaotiques dans un écoulement tridimensionnel ouvert stationnaire en restant toujours dans le régime laminaire. Les travaux de Khakar et al. (1987) et Le Guer (1993) sont basés sur cette idée.

I.2. Advection chaotique en écoulement de Dean alterné

I.2.1. Ecoulement de Dean

Lors du passage d'un écoulement stationnaire dans une conduite courbe, deux forces opposées agissent sur les particules de fluides perpendiculairement à la direction de l'écoulement principal: la force centrifuge due à la courbure de conduite et la force générée par le gradient de pression. Si on appelle la paroi plus proche du centre de courbure « paroi interne » et celle plus loin de ce centre « la paroi externe » (fig. I-4), la force centrifuge agit selon la direction qui est de la paroi interne vers la paroi externe alors que la force de pression agit dans le sens inverse. Dans le plan médian, présenté par une ligne de symétrie sur la figure I-4, c'est la force centrifuge qui l'emporte sur la force de pression et donc les particules de fluide se déplacent vers la paroi externe. Ce mouvement des particules est ralenti proche de la paroi externe à cause des forces visqueuses. A ce moment, pour assurer la conservation de la quantité de mouvement, les particules de fluide reviennent vers la paroi interne en passant par voisinage des parois supérieure et inférieure où les vitesses sont faibles et l'équilibre des forces est à la faveur de la force de pression par rapport à la force centrifuge. Ainsi la

compétition entre la force centrifuge et la force de pression, forme deux cellules contrarotatives dans le plan perpendiculaire à l'écoulement principal (fig. I-4). Ces cellules sont nommées cellules de Dean (1927, 1928). En 1929, White a expérimentalement confirmé l'existence des cellules de Dean mais il faut quand-même citer le travail expérimental d'Eustice (1911) comme la première étude qui a présenté ces cellules contrarotatives dans un coude.



Figure I-4 : Cellules de Dean

Un écoulement de Dean est gouverné par les trois paramètres suivants :

i) Φ : L'angle d'ouverture de la conduite.

ii) η : Le rapport de courbure de la conduite. Si r_0 est le rayon de la section circulaire de la conduite et r_c est le rayon de courbure de la conduite, le rapport de courbure est défini comme :

$$\eta = \frac{r_0}{r_c} \tag{I-7}$$

iii) *Dn* : Le nombre de Dean qui caractérise l'importance des forces centrifuges et inertielles par rapport aux forces visqueuses. Le nombre de Dean est défini par :

$$Dn = \operatorname{Re.}(\eta)^{\frac{1}{2}}$$
 (I-8)

L'étude analytique de Dean (1927, 1928) a été effectuée pour un cas où l'écoulement est établi (l'angle d'ouverture assez grand) et le rapport de courbure est très faible. Dans ce cas spécial, l'écoulement est gouverné seulement par le nombre de Dean. Par contre pour un cas général, il faut considérer les trois paramètres qui sont présentés au-dessus (Φ , η , Dn).

I.2.2. Chaos spatial dans l'écoulement de Dean alterné

Le centre de chaque cellule de Dean est un point elliptique et comme indiqué dans la section I.1.4.2, ce type de point particulier n'est pas favorable au mélange. E1 et E2 sur la figure I-4 présentent ces points. De l'autre coté, les tourbillons (cellules) de Dean jouent le rôle d'agitateurs internes propres à l'écoulement pour mélanger les particules. Par analogie

avec le système bidimensionnel dépendant du temps d'Aref (1984) qui est un système chaotique, les agitateurs matériels d'Aref peuvent être remplacés par les agitateurs inhérents à l'écoulement, c'est-à-dire par les tourbillons/cellules de Dean. En plus, la période temporelle des tourbillons du système d'Aref peut être substituée par une période spatiale d'un paramètre géométrique (voir les équations I-2 et I-6). Ainsi le système obtenu par ces remplacements est un système chaotique tridimensionnel. Si l'orientation du plan de courbure de la conduite est choisie comme le paramètre géométrique qui doit varier périodiquement, le système s'appelle écoulement de Dean alterné car avec chaque changement d'orientation du plan, le positionnement des centres des tourbillons/cellules de Dean et aussi le sens de leur rotation varient (fig. I-5). Les trajectoires des particules dans cet écoulement sont chaotiques. La formation et la disparation successives des cellules de Dean dans ce système résolvent aussi le problème des points elliptiques qui sont comme des obstacles pour le mélange. Ainsi le système d'écoulement de Dean alterné semble un système fortement approprié pour les processus de mélange.



Figure I-5 : Ecoulement de Dean alterné obtenu par l'orientation des plans de courbure (F : force centrifuge)

Si l'angle entre les coudes est égal à 0°, c'est-à-dire une géométrie toroïdale ou hélicoïdale, le système est totalement intégrable et les trajectoires des particules sont régulières. Dans ce cas, une fois que les zones de piégeage autour des points elliptiques (centre des cellules de Dean) se forment, ils ne disparaissent plus et limitent le mélange. Si l'angle est différent de zéro, la régularité des trajectoires commence à diminuer. Pour un angle égal à 90°, la fraction des volumes des îlots est minimum dans l'écoulement et le régime est situé au niveau maximum du chaos [Jones et al. (1989), Le Guer (1993)]. Cette géométrie nous intéresse pendant l'étude présente.

L'advection chaotique dans l'écoulement de Dean alterné peut apparaître à très faible nombres de Reynolds, donc dans un régime laminaire et ceci est très intéressant pour certaines applications industrielles. Par exemple, le mélange des fluides très visqueux ou des produits à longues chaînes moléculaires (qui peuvent se briser sous l'action de trop grandes cisaillements), n'est pas réalisable dans un régime turbulent. Ce genre de procédés de mélange se trouve largement dans l'industrie alimentaire, pharmaceutique, plastique, chimique et des polymères. De plus, l'écoulement de Dean alterné est intéressant pour un transfert de chaleur plus homogène et plus efficace. Dans un échangeur de chaleur conçu sur ce principe, la chaleur est advectée à partir des parois vers le fluide grâce aux cellules de Dean (augmentation et efficacité du transfert) et la direction de cette advection change périodiquement de par la géométrie alternée de l'échangeur (homogénéité du transfert). Etant donné ces avantages, l'écoulement de Dean alterné a fait l'objet de plusieurs études, particulièrement expérimentales, au sein du laboratoire de Thermocinétique de Nantes [Le Guer (1993), Castelain (1995), Mokrani (1997), Chagny-Regardin (2000)]. Ces études ont abouti à la conception des prototypes des mélangeurs / échangeurs chaotiques applicables en industrie.

I.3. Ecoulement de Dean alterné pulsé

I.3.1. Pourquoi la dépendance temporelle ?

Dans le régime laminaire, la superposition d'une dépendance temporelle à un écoulement stationnaire au sein d'une conduite courbe (écoulement de Dean), modifie la structure de l'écoulement principal et celle de l'écoulement secondaire. Si cette dépendance temporelle imposée est sous la forme d'une vitesse axiale sinusoïdale, la structure de l'écoulement peut devenir plus complexe, pour certaines conditions, dues à cette modification [Lyne (1970)]. Lorsque l'écoulement secondaire est plus complexe, les particules de fluides restent dans la section de la conduite pour une durée plus longue avant que l'écoulement principal les pousse à suivre la direction axiale. Autrement dit, le temps de séjour des particules dans la section augmente, ce qui est intéressant pour l'amélioration du mélange. En plus, les gradients de vitesse sont plus forts dans une structure complexe par rapport aux gradients dans un écoulement stationnaire. Les forts gradients de vitesse intensifient les taux d'étirement et de repliement qui sont les mécanismes principaux du mélange. Un autre avantage de cette dépendance temporelle est que l'écoulement et donc la qualité du mélange peuvent être contrôlés par une variation des paramètres de cette dépendance. Tous ces arguments renforcent l'idée que le mélange sera intensifié par ajout d'une dépendance temporelle à l'écoulement de Dean.

Dans la littérature, l'écoulement pulsé dans les conduites courbes est beaucoup étudié plutôt pour les vastes applications de ce type de l'écoulement dans le domaine de la physiologie et des écoulements cardiovasculaires. Parmi ces travaux on peut citer les études suivantes : Pedley (1980), Chang et Tarbell (1985), Zabielski et Mestel (1998), Deplano et Siouffi (1999), Siouffi et al. (1998), Siggers et Waters (2008). L'écoulement pulsé dans une conduite courbe a été aussi le sujet d'étude afin d'augmenter le transfert de chaleur [Simon et al. (1977)] mais ce qui nous intéresse dans cette thèse est l'effet de la pulsation sur la qualité du mélange et ceci a été très peu étudié [Timité et al. (2009)].

I.3.2. Ecoulement pulsé et paramètres caractéristiques

Un écoulement pulsé est le résultat de la superposition d'un écoulement purement sinusoïdal à un écoulement stationnaire. La vitesse d'un écoulement pulsé, U_p , s'exprime comme :

$$U_P(t) = U_{st} + U_{sin}(t) \tag{I-9}$$

où U_{st} est la composante stationnaire et U_{sin} est la composante sinusoïdale de la vitesse. Si la vitesse angulaire de la composante sinusoïdale est égale à ω , et l'amplitude maximale de cette composante est présenté par $U_{max,sin}$; l'équation (I-9) devient :

$$U_{P}(t) = U_{st} + U_{\max, \sin} \cdot \sin(\omega t)$$
(I-10)

Il est toujours plus intéressant de travailler avec les paramètres adimensionnels. Dans la littérature, certaines paramètres adimensionnels sont définis afin d'étudier un écoulement pulsé décrit par l'équation I-10. En supposant que le rayon de la section circulaire de la conduite est r_0 (le diamètre est d=2 r_0) et la viscosité cinématique du fluide est ν , ces paramètres adimensionnels sont :

i) α : Le paramètre de Womersley, aussi nommé « paramètre de fréquence » défini comme :

$$\alpha = r_0 \cdot \left(\frac{\omega}{v}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{I-11}$$

Le paramètre de Womersley indique le rapport des forces d'inerties liées à l'accélération locale, et des forces visqueuses qui déterminent le mouvement pour une échelle de temps égale à la période d'oscillation. Il informe aussi sur la grandeur relative de la couche limite perturbée par la pulsation par rapport à la grandeur de la couche limite en écoulement stationnaire :

$$\delta = \left(\frac{2.\nu}{\omega}\right)^{\frac{1}{2}} = r_0 \cdot 2^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{\alpha}$$
(I-12)

 α peut aussi être interprété comme la racine du temps de diffusion visqueuse, $\frac{r_0^2}{\nu}$, divisé par

la période d'oscillation, $\frac{1}{\omega}$, [Timité (2005)].

Dans un écoulement pulsé, lorsque le paramètre de Womersley est petit ($\alpha \leq 1$), la fréquence de la pulsation est suffisamment basse pour que l'écoulement reste quasiment en phase avec le gradient de pression qui génère l'écoulement. Par contre, pour les grandes valeurs du paramètre de Womersley ($\alpha >> 1$) qui s'agissent des grandes fréquences de pulsation, l'écoulement n'est plus en même phase avec le gradient de pression tel qu'un décalage d'environ 90° existe entre l'écoulement et le gradient de pression.

ii) β : Le rapport des composantes de vitesse est défini comme le rapport entre l'amplitude maximale de la composante sinusoïdale de la vitesse et de la valeur moyenne de composante stationnaire de la vitesse:

$$\beta = \frac{U_{\text{max,sin}}}{U_{st}} \tag{I-13}$$

Si la valeur de β est très petite ($\beta \ll 1$), la composante stationnaire prédomine sur la composante sinusoïdale et l'écoulement est de type quasi-stationnaire [Takami et al. (1984)].

Par contre, pour les grandes valeurs de β , ($\beta > 1$), la distribution de la vitesse axiale et la structure de l'écoulement secondaire sont complexes et ne ressemblent plus à celles de l'écoulement stationnaire.

iii) Re_{st} : Le nombre de Reynolds stationnaire qui est basé sur la valeur moyenne de composante stationnaire de la vitesse et exprimé comme :

$$\operatorname{Re}_{st} = \frac{U_{st}.d}{v}$$
(I-14)

iv) Re_{sin} : Le nombre de Reynolds sinusoïdal qui est basé sur l'amplitude maximale de composante sinusoïdale de la vitesse et défini par :

$$\operatorname{Re}_{\sin} = \frac{U_{\max,\sin}.d}{v}$$
(I-15)

v) Re_P: Le nombre de Reynolds crête qui représente la valeur maximale du nombre de Reynolds dans un écoulement pulsé. Re_P est la somme du nombre de Reynolds stationnaire et du nombre de Reynolds sinusoïdal :

$$\operatorname{Re}_{P} = \operatorname{Re}_{st} + \operatorname{Re}_{\sin} \tag{I-16}$$

Si le rayon de courbure de la conduite de passage est égal à r_c , trois autres paramètres adimensionnels peuvent être définis :

vi) Dn_{st} : Le nombre de Dean stationnaire qui prend en compte l'effet du nombre de Reynolds stationnaire et la courbure de la conduite en même temps :

$$Dn_{st} = \operatorname{Re}_{st} .(\eta)^{\frac{1}{2}}$$
(I-17)

vii) Dn_{sin} : Le nombre de Dean sinusoïdal dont la définition est basée sur la composante sinusoïdale de la vitesse et aussi sur la courbure de la conduite

$$Dn_{\rm sin} = \operatorname{Re}_{\rm sin} .(\eta)^{\frac{1}{2}}$$
 (I-18)

viii) Dn_P : Le nombre de Dean crête présente la valeur maximale du nombre de Dean dans un écoulement pulsé au sein d'une conduite courbe :

$$Dn_{p} = Dn_{st} + Dn_{sin} = (\operatorname{Re}_{st} + \operatorname{Re}_{sin}).(\eta)^{\frac{1}{2}} = \operatorname{Re}_{p}.(\eta)^{\frac{1}{2}}$$
 (I-19)

I.3.3. Complexité de l'écoulement secondaire – Structure de Lyne

Lyne (1970) pour la première fois a étudié un écoulement purement sinusoïdal (Re_{st}=0) dans une conduite courbe. Dans son étude analytique, l'écoulement est généré par un gradient de pression qui varie sinusoïdalement dans le temps. Ce travail de Lyne (1970) a montré que pour certaines conditions de pulsation ($\alpha \ge 12.9$), une nouvelle paire de cellules apparaît et s'ajoute à deux cellules de Dean observées dans un écoulement stationnaire. La figure I-6 montre cette structure, connue comme la structure de Lyne, qui est plus complexe par rapport

à celle de Dean (fig. I-4). Un peu plus tard, Zalosh et Nelson (1973) ont montré la même structure en utilisant une approche analytique différente.



Figure I-6 : Ecoulement secondaire de Lyne

D'après l'analyse de Lyne (1970), pour le paramètre de Womersley (α) inférieur à 12.9 l'écoulement secondaire est toujours composé de deux cellules de Dean, quoique cette structure soit un peu déformée pour les valeurs proches de 12.9. Lorsque $\alpha \ge 12.9$, le fluide proche de la paroi externe ralentit l'écoulement secondaire. Il s'ensuit une zone de stagnation proche de la paroi externe de la conduite courbe. Le gradient de pression devient ainsi supérieur à la force centrifuge dans le centre de la conduite et à certains moments de la période, le fluide dans la zone de stagnation et proche de la paroi externe, entre en mouvement de rotation. Il en résulte l'addition d'une paire de vortex dans la région proche de la paroi externe, qui s'amplifie et occupe le centre de la conduite tout en poussant le centre des vortex précédents vers le haut et le bas de la section. L'écoulement secondaire est ainsi constitué de quatre vortex, tous contrarotatifs (fig. I-6).

La plupart des études analytiques [Lyne (1970), Zalosh et Nelson (1973), Smith (1975), Siggers et Waters (2008)] qui analysent un écoulement sinusoïdal ou pulsé dans une conduite courbe, utilise certaines hypothèses comme : l'écoulement est complètement établi ; le rapport de courbure est très faible $(\eta \rightarrow 0)$; et/ou l'hypothèse de conditions de symétries par rapport au plan médian du coude. Ces hypothèses aident à mieux comprendre des phénomènes mais les expressions simplifiées qui s'obtiennent pour les champs de la vitesse (après avoir appliqué ces hypothèses), sont parfois très loin de ce qui se passe dans la réalité. Par exemple dans notre étude, le coude à 90° est considéré comme l'élément de base qui construit la structure du mélangeur et d'après Swanson (1993) et Timité (2005), un angle de 90° n'est pas suffisant pour que l'écoulement soit établi à la sortie du coude. On ne peut pas donc se baser seulement sur les études analytiques existantes. Cette remarque reste également valable par rapport aux études numériques. Même si les conditions imposées dans les calculs numériques [Lin and Tarbell (1980), Takami et al. (1984), Chang et Tarbell (1985), Hamakiotes et Berger (1990), Tada et al. (1996) Timité (2005), Siggers et Waters (2008)] sont moins simplifiées par rapport à celles des études analytiques, ces études concernent souvent un écoulement complètement établi à la sortie du coude.

Afin de valider les travaux analytiques et numériques existants sur le comportement d'un écoulement pulsé dans une conduite courbe et aussi pour avoir une base plus fiable pour discuter, plusieurs travaux expérimentaux ont été réalisés par les chercheurs. La plupart des mesures sont limitées au niveau de la vitesse d'écoulement axiale dans le plan médian de courbure et les mesures de l'écoulement secondaire sont souvent faites pour observer et classifier la variation de la structure de l'écoulement secondaire [Mullin et Greated (1980), Talbot et Gong (1983), Swanson et al. (1993), Timité (2005), Sumida (2007), Timité et al. (2009)]. Dans tous ces travaux expérimentaux, il n'existe pas de mesures fiables des vecteurs de la vitesse de l'écoulement secondaire. Une des raisons de ce manque peut être due au problème de la réfraction de la lumière qui survient pendant les mesures à travers des parois courbes.

Lyne (1970), premier chercheur qui a initié l'étude analytique sur ce sujet, a aussi effectué une expérience afin de valider son travail analytique. Cependant, à cause de la petite épaisseur de la couche de Stokes, il a pu détecter les mouvements de fluide dans l'écoulement secondaire seulement à l'intérieur de la région centrale de la conduite. L'étude expérimentale de Munson (1975) sur un écoulement généré par un gradient de pression oscillant dans une conduite courbe a été réalisée en enregistrant le temps qu'un traceur flottant initialement situé au centre du tube met pour parcourir une distance connue. Munson (1975) a diminué la déformation optique due à la courbure des parois en mettant la conduite courbe dans une boite en Plexiglas qui est remplie d'un fluide, bien qu'il reste encore 10% de correction à effectuer pour éliminer le reste de la déformation. Les résultats de son travail pour $7 \le \alpha \le 32$ ont validé l'analyse de Lyne (1970). Bertelsen (1975) a utilisé la même technique pour diminuer la déformation optique et il a mesuré le déplacement des particules d'aluminium pour calculer les vitesses radiales le long du diamètre de la section de la conduite courbe. Le résultat du travail de Bertelson (1975) est une autre confirmation de l'étude analytique de Lyne (1970).

Sumida et al. (1989) ont observé les différentes structures de l'écoulement secondaire en utilisant la méthode de traceur-solide : Les particules sphériques en nylon sont illuminées par un plan lumineux émis par un stroboscope. Le stroboscope a été synchronisé avec le mouvement du piston qui gênerait l'oscillation dans l'écoulement. La figure I-7 présente schématiquement l'ensemble du dispositif expérimental de Sumida et al. (1989)



Figure I-7 : Ensemble du dispositif expérimental de Sumida et al. (1989)

A chaque émission du plan lumineux, une photo est prise des particules qui sont illuminées durant un temps assez long et ainsi les trajectoires et les vitesses des particules sont déterminées à partir de chaque photographie à un moment donné de la période d'oscillation. Un numériseur (digitizer) et un ordinateur sont utilisés pour les calculs de la vitesse et l'enregistrement des photos est fait pour quatre phases principales du cycle d'oscillation. Ce travail expérimental de Sumida (1989) est parmi les mesures les plus précises qu'on trouve dans la littérature mais il y existe toujours certaines inexactitudes. Premièrement, l'appareil photo n'est pas parfaitement perpendiculaire à la section de la conduite courbe. L'angle entre l'appareil photo et la section de la conduite est égal à 86° dans ce travail. Deuxièmement, la déformation optique due à la courbure des parois de la conduite est diminuée en plaçant la conduite courbe dans une boite remplie d'eau, mais la déformation n'est pas complètement éliminée.



Figure I-8 : Classification des structures de l'écoulement secondaire dans un écoulement pulsé qui est complètement établi [Sumida et al. (1989)].

Les mesures de Sumida et al. (1989) ont été faites pour différentes conditions d'écoulements pulsés (stationnaire+sinusoïdal) qui sont complètement établis à la sortie d'un coude dont l'angle d'ouverture est égal à Φ =450°. Deux nombres de Dean stationnaire $Dn_{st} = 90$ et $Dn_{st} = 200$, et deux rapports d'amplitude de vitesse, $\beta = 0.5$ et $\beta = 1$, lorsque le paramètre de Womersley varie dans la gamme $5.5 \le \alpha \le 18$ ont été sélectionnés comme les conditions de pulsations durant cette étude. Finalement, trois propriétés ont été observées pour les structures de l'écoulement secondaire (fig. I-8) :

- i) Lorsque la valeur du paramètre de Womersley est petite ($\alpha \approx 5.5$), sauf pour une partie du cycle d'oscillation, la structure de l'écoulement secondaire ressemble à celle observée pour un écoulement stationnaire.
- ii) Pour les valeurs du paramètre de Womersley autour de $\alpha \approx 10$, l'écoulement secondaire a une structure complexe.

iii) Pour les grandes valeurs du paramètre de Womersley ($\alpha \approx 18$), la structure de l'écoulement secondaire varie très peu pendant différentes phases du cycle.

Le même dispositif expérimental (fig. I-7) et la même technique de mesure ont été utilisés par Sudo et al. (1992) mais cette fois pour un écoulement purement sinusoïdal qui est complètement établi. Les différentes structures de l'écoulement secondaire observées dans cette étude sont classifiées en 5 catégories :

- Type I: Circulation de Dean
- Type I : Circulation déformée de Dean
- Type III : Circulation intermédiaire entre la structure de Dean et celle de Lyne
- Type IV : Circulation déformée de Lyne

Type V : Circulation de Lyne



Figure I-9 : Classification des structures de l'écoulement secondaire dans un écoulement purement sinusoïdal qui est complètement établi [Sudo et al. (1992)].

Ces différentes catégories sont présentées sur la figure I-9. En comparant les différentes structures dans les figures I-8 et I-9 avec celle de la figure I-4, la complexité des structures de l'écoulement secondaire dans un écoulement dépendant du temps, pulsé ou sinusoïdal, par rapport à celles d'un écoulement stationnaire est claire. Etant donné les arguments discutés dans la section I.3.1, cette complexité est une des bases qui supporte l'idée de notre travail
mais on rappelle que cette thèse est concentrée sur un écoulement pulsé qui est toujours en établissement dans un coude dont angle d'ouverture est $\Phi = 90^{\circ}$.

I.3.4. Equations de l'écoulement de Dean alterné pulsé

Désormais le terme « écoulement de Dean alterné pulsé » va être utilisé dans l'étude présente pour un écoulement incompressible laminaire pulsé qui passe dans les conduites courbes installées l'une après l'autre sous la forme d'une géométrie spatialement chaotique (les plans de courbure alternés). Comme la géométrie de base pour un écoulement de Dean alterné pulsé dans notre étude est un coude à 90°, les équations d'un écoulement instationnaire dans une conduite courbe vont être présentées ici.

Considérons un écoulement incompressible qui traverse une conduite courbe et supposons que le vecteur de la vitesse à chaque position de l'écoulement est présenté par $\vec{U}(t)$. Si t, \vec{g} , ρ , P, ν représentent respectivement le temps, la pesanteur, la masse volumique, la pression et la viscosité cinématique, les équations de Navier-Stokes, pour le cas général, sont présentées comme:

- Equation de la continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div(\vec{U}) = 0 \tag{I-20}$$

- Equation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U}.\vec{\nabla})\vec{U} = \vec{g} - \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}(P) + \nu\nabla^2(\vec{U})$$
(I-21)

Pour qu'on puisse écrire les deux équations au-dessus sous forme adimensionnelle, les variables adimensionnelles suivantes sont définies :

$$\underline{t} = a.t$$
, $\overline{\underline{V}} = r_0.\overline{\overline{V}}$, $\underline{U} = \frac{\overline{U}}{U_m}$, $\underline{P} = \frac{P}{\rho.U_m^2}$ (I-22)

où *a* est un paramètre dont la dimension est s^{-1} et U_m présente la valeur moyenne de vitesse dans la conduite. En introduisant (I-22) dans l'équation (I-21), et en multipliant les deux cotés de l'équation (I-21) par $\frac{r_0^2}{v.U_m}$, lorsque le terme de la pesanteur est négligé, on obtient :

$$\frac{a.r_0^2}{v}\frac{\partial \overline{U}}{\partial \underline{t}} + \frac{U_m.r_0}{v}(\overline{U}.\overline{\nabla})\overline{U} = -\frac{U_m.r_0}{v}\overline{\nabla}\underline{P} + (\underline{\nabla}^2\overline{U})$$
(I-23)

Soit :

$$\frac{a.r_0^2}{v}\frac{\partial \underline{\vec{U}}}{\partial \underline{t}} + \frac{\mathrm{Re}}{2}(\underline{\vec{U}}.\underline{\vec{\nabla}})\underline{\vec{U}} = -\frac{\mathrm{Re}}{2}\underline{\vec{\nabla}}\underline{P} + (\underline{\nabla}^2\underline{\vec{U}})$$
(I-24)

Pour un écoulement pulsé, le paramètre *a* peut prendre la valeur de la vitesse angulaire de la composante sinusoïdale de vitesse, ω , et l'équation de la quantité de mouvement (I-24) devient :

$$\alpha^{2} \frac{\partial \overline{U}}{\partial t} + \frac{\operatorname{Re}_{st}}{2} (\overline{U} \cdot \overline{\Sigma}) \overline{U} = -\frac{\operatorname{Re}_{st}}{2} \overline{\Sigma} \underline{P} + (\overline{\Sigma}^{2} \overline{U})$$
(I-25)

où α est le paramètre de Womersley déjà défini dans la section I.3.2.

I.3.5. Travaux précédents sur l'écoulement de Dean alterné pulsé

A notre connaissance, la thèse de Timité (2005) constitue à ce jour le seul projet expérimental qui a été mené concernant un écoulement pulsé laminaire dans une structure tridimensionnelle complexe. Timité (2005) a conçu un dispositif expérimental composé principalement d'un canal droit suivi de six éléments coudés ($\Phi = 90^\circ$) dont l'assemblage spatial est réalisé de façon à changer l'orientation du plan de courbure au passage d'un élément à l'autre. La pulsation de l'écoulement a été réalisée par un mécanisme de Scotch-Yoke. Les mesures des vecteurs de vitesse axiale le long de deux axes x et y (voir les axes sur la figure I-6) ont été réalisées par vélocimétrie laser à effet Doppler (LDV) et les visualisations qualitatives des structures de l'écoulement secondaire ont été effectuées par la méthode fluorescence induite par laser (LIF). Parallèlement à ces mesures et visualisations expérimentales, Timité (2005) a également fait les calculs numériques (à l'aide du logiciel Fluent) pour le même écoulement. Son étude a été concentrée en sortie de chaque coude en variant les paramètres caractéristiques : le nombre de Reynolds moyen stationnaire ($300 \leq$ $Re_{st} \le 1300$), le paramètre adimensionnel de la fréquence de pulsation ($1 \le \alpha \le 20$) et le rapport de l'amplitude de vitesse ($\beta = 1$ et 2). Les principaux résultats du travail de Timité (2005) peuvent se résumer comme suit :

• Coude 1 :

Lorsque $\text{Re}_{st} \leq 600$, $\alpha < 17$ et $\beta = 1$, l'écoulement secondaire en sortie du premier coude est composé de deux cellules contrarotatives durant un cycle de pulsation. Un mouvement de retour est observé dans les régions proches de la paroi interne durant les phases de décélération (90° < ω .t < 270°), et qui s'intensifie avec l'augmentation de α . Par contre, lorsque $\alpha > 17$ (toujours pour $\text{Re}_{st} \leq 600$, et $\beta = 1$) une instabilité de faible intensité apparaît dans l'écoulement secondaire et proche de la paroi externe à la fin de la phase de décélération (ω .t = 270°). La figure I-10, montre les différentes structures de l'écoulement secondaire observées par Timité (2005) en sortie du premier coude pour $\beta = 1$.



Figure I-10 : Différentes structures de l'écoulement secondaire observées en sortie du premier coude à différents moments d'une période d'oscillation pour β =1 [Timité et al. (2009)] (N : Numérique, E : Expérimental)

Pour Re_{st} = 430, lorsque $\beta = 2$ et $\alpha = 10.26$, un phénomène à effet de siphon est observé au centre de la section pendant les phases de décélération (90° < ω .t < 270°) surtout à ω .t = 270°. En augmentant le nombre de Reynolds stationnaire à 600 (toujours pour $\beta = 2$ et $\alpha = 10.26$), l'instabilité de Lyne apparaît à mi-décélération (ω .t = 180°). Les différentes structures de l'écoulement secondaire observées en sortie du premier coude lorsque $\beta = 2$ sont montrées sur la figure I-11.



Figure I-11 : Différentes structures de l'écoulement secondaire observées en sortie du premier coude à différents moments d'une période d'oscillation pour $\beta=2$ [Timité et al. (2009)], (N: Numérique, E: Expérimental)

• Coudes 2 à 6 :

En sorties des coudes 2 à 6, les cellules de l'écoulement secondaire se sont réorganisées selon la direction de la force centrifuge du coude et dans la plupart des cas, la structure de l'écoulement secondaire est composée de deux cellules contrarotatives. Surtout lorsque $\beta = 2$, les configurations de l'écoulement secondaire observées en sortie des coudes 2 à 6 diffèrent de celle du premier coude. Par exemple, on passe de quatre cellules (instabilité de Lyne) dans le premier coude à deux cellules dans le reste des coudes. Par contre, le phénomène de siphon observé dans le premier coude apparait également dans les autres coudes. La figure I-12 montre les observations expérimentales et les calculs numériques de Timité (2005) effectués en sortie de 3^{ème}, 5^{ème} et 6^{ème} coude lorsque Re_{st}=600, β =2, α =10,26.



Figure I- 12 : Différentes structures de l'écoulement secondaire observées en sortie de troisième, quatrième et sixième coudes à différents moments d'une période d'oscillation pour {Re_{st}=600, β =2 α =10,26}. a) Visualisations par LIF ; b) Calculs numériques par Fluent ([Timité et al. (2009)]

• Taux d'élongation :

Comme l'étirement ou l'élongation est un des mécanismes les plus importants pour le mélange, Timité (2005) a étudié le taux d'étirement d'une tache de colorant, en suivant spatialement son évolution. Par analyse d'image pour deux essais d'injection, il a déterminé l'aire apparente correspondante à la tache de colorant en sortie de chaque coude. La figure I-13 présente, pour le point d'injection ($x / r_0 = 0$, $y / r_0 = 0.7$), l'évolution de l'aire normalisée en fonction de l'abscisse longitudinale normalisée. L'aire normalisée s'obtient en divisant la surface de l'aire apparente de la tache par l'aire totale de l'image. L'abscisse longitudinale normalisée est le rapport entre la position de la section sur laquelle la visualisation a été effectuée et la longueur totale de la canalisation. A partir de la figure I-13 on peut conclure qu'il n'y a aucun étalement significatif dans l'écoulement stationnaire (Re_{st}=430), alors que l'évolution de l'étalement de la tache dans les écoulements pulsés ({Re_{st}=430, $\beta=1$ et 2, $\alpha=10,26$ }) est exponentielle. Timité (2005) propose d'utiliser les exposants des courbes exponentielles obtenus par cette méthode comme équivalents des exposants de Lyapunov (voir la section I.1.4.1). Ceci permet de comparer les différents niveaux du chaos créés par les

différentes conditions de pulsation ainsi que l'effet des différentes positions d'injection de colorant.



Figure I-13 : Evolution de l'aire normalisée en fonction de l'abscisse longitudinale normalisée pour le point d'injection (x / $r_0 = 0$, y / $r_0 = 0$,7) lorsque {Re_{st}=430, $\beta=0$, 1 et 2, $\alpha=10,26$ } [Timité (2005)].

I.3.6. Advection chaotique pulsée dans les mélangeurs microfluidiques

Ces dernières années, les systèmes microfluidiques sont parmi les sujets importants en mécanique des fluides. Le refroidissement des puces électroniques a été le premier motif pour étudier les systèmes microfluidiques dont les applications se trouvent aujourd'hui dans les domaines des transports, des matériaux, et du mélange en chimie ainsi qu'en biologie [Cunningham (2001), Kakuta et al. (2001), Beebe et al. (2002), Chovan et Guttman (2002), Meldrum et Holl (2002), Schulte et al. (2002), Sato et al. (2003), Weigl et al. (2003)]. Une des problématiques rencontrées est la petite taille des dispositifs microfluidiques qui pose des difficultés pour le processus de mélange : Etant donné que les ordres de grandeur des dimensions caractéristiques dans ces dispositifs sont généralement entre 10 µm et 100µm, la diffusion moléculaire est le seul mécanisme qui génère le mélange ; un mécanisme qui est trop lent pour la plupart des applications. De plus, le nombre de Reynolds de l'écoulement dans les dispositifs ayant ces petites dimensions varie de la valeur unité jusqu'à quelques centaines de tel sorte que l'écoulement reste toujours dans le régime laminaire. C'est pourquoi l'utilisation de la turbulence afin d'améliorer le mélange dans les systèmes microfluidiques n'est pas une idée pratique. Les petites dimensions dans les systèmes microfluidiques empêchent également d'appliquer certaines techniques classiques qu'on utilise dans les processus de mélange à l'échelle macroscopique. L'utilisation des agitateurs mécaniques est parmi ces techniques qui ne sont pas facilement applicables aux cas des systèmes microfluidiques.

Les avantages prouvés de l'advection chaotique en régime laminaire pour intensifier le mélange dans les dispositifs à l'échelle ordinaire, ont motivé les chercheurs afin de proposer et d'étudier la même technique pour l'amélioration du mélange dans les systèmes microfluidiques. Aujourd'hui on sait que l'advection chaotique peut jouer un rôle important

dans l'efficacité des mélangeurs microfluidiques [Stremler et al. (2004)]. Par exemple, l'utilisation et la fabrication des géométries complexes comme les microcanaux serpentins (fig. I-14) pour intensifier le mélange (et le transfert thermique) dans les systèmes microfluidiques [Liu et al. (2000), Beebe et al. (2001), Vijayendran et al. (2003), Lasbet et al. (2006, 2007, 2008), Ansari et Kwang-Yong (2009)] est une idée efficace qui est inspirée de l'étude de Jones et al. (1989) sur l'advection chaotique à l'échelle ordinaire.



Figure I-14 : Microcanaux serpentins avec les sections de 300µm×300µm [Beebe et al. (2001)]

Au lieu de construire les géométries complexes ou d'appliquer des champs extérieures (comme des champs magnétiques) afin d'améliorer le mélange; Glasgow et Aubry (2003) propose d'ajouter une dépendance temporelle à l'écoulement microfluidique. L'utilisation d'un écoulement pulsé à l'entrée des microcanaux est une idée simple et facile à réaliser. La pulsation étire et replie successivement les interfaces dans le processus de mélange et ainsi elle contribue à l'intensification du mélange. De plus, lorsque l'écoulement est pulsé; les particules passent plusieurs fois dans les régions de mélange et par conséquent, le mélange se fait dans une longueur plus courte. L'étude numérique (CFD) de Glasgow et Aubry (2003) montre l'effet positif de la pulsation de l'écoulement sur le mélange dans une géométrie simple en forme d'un « <u>H</u> ». L'application de l'écoulement pulsé dans les microcanaux serpentins est également discutée à la fin du travail effectué par Glasgow et Aubry (2003) mais à notre connaissance il n'y a pas encore assez des études sur ce sujet dans la littérature. Nous croyons que les résultats obtenus pendant la thèse présentée ici peuvent également augmenter la motivation d'utiliser l'écoulement de Dean alterné dépendant du temps (pulsé) dans les systèmes microfluidiques.

Chapitre II

Dispositif expérimental et techniques de mesure

II. Dispositif expérimental et techniques de mesure

<u>Objectif</u>

Dans ce chapitre, le dispositif expérimental et la technique de mesure utilisée afin d'obtenir les champs de vitesse de l'écoulement secondaire sont décrits en détail. Un écoulement sinusoïdal est superposé à l'écoulement de base stationnaire dans la configuration chaotique. La composante sinusoïdale de l'écoulement pulsé est générée en utilisant un mécanisme « Scotch-Yoke ». La vélocimétrie par images de particules (PIV), qui est la méthode de mesure appliquée dans cette étude, est présentée ainsi que le processus de synchronisation des mesures avec la pulsation. La géométrie du dispositif en forme de T, qui est utilisée pour éviter les réfractions optiques induites par la courbure des tubes, est décrite et les différentes étapes de mesure par la PIV sont expliquées.

II.1.Description du dispositif expérimental

II.1.1. Génération de l'écoulement pulsé

La figure II-1 présente un schéma d'ensemble du dispositif expérimental utilisé dans cette étude. Le réservoir d'une capacité de 300 litres est rempli d'eau du robinet. Il est connecté à une pompe centrifuge afin de fournir un écoulement permanent, qui est la partie stationnaire de l'écoulement pulsé. La mesure du débit de cet écoulement permanent est obtenue par un débitmètre électromagnétique.

La composante sinusoïdale de l'écoulement pulsé est produite par un générateur de pulsation et elle s'ajoute à la composante stationnaire de l'écoulement. L'écoulement pulsé obtenu par cette superposition (voir équation I-9) arrive alors dans la section d'étude.



Figure II-1 : Schéma d'ensemble du dispositif expérimental

L'écoulement pulsé qui entre dans la section d'étude, composée d'une série de coudes, est hydrodynamiquement développé grâce à la longueur droite de 2,5 m installée en amont des coudes. Le tube droit ainsi que les éléments coudés ont le même diamètre interne qui est égal à $2r_0=0,04$ m. Ils sont fabriqués en Plexiglas, matériau transparent et de plus, bon isolant thermique. L'épaisseur de la paroi de ces tubes est égale à 5 mm.



Figure II-2 : Photographie d'un élément coudé

La figure II-2 présente une photographie d'un élément coudé. Chaque élément est constitué de trois parties : un coude d'angle d'ouverture de 90° et deux longueurs droites aux extrémités du coude. Le rayon de courbure moyenne du coude est égal à 0,22 m et donc d'après la relation (I-7), le rapport de courbure est $\eta = \frac{r_0}{r_c} = \frac{0,02}{0,22} = 0,091$. Les longueurs droites ont été

ajoutées afin de pouvoir réaliser des mesures de vitesse axiale à la sortie de chaque coude [Timité (2005)] et fixer les brides. Les brides sont installées sur les extrémités des éléments coudés de tel sorte que la section de sortie de l'élément vienne parfaitement s'ajuster dans une forme identique mais en creux dans la section d'entrée de l'élément suivant. Dans la bride de la section d'entrée de l'élément, une gorge a été creusée. Celle-ci reçoit un joint torique qui assure l'étanchéité de la jonction. Un schéma de l'installation des brides est présenté dans la figure II-2.

Concernant le protocole chaotique appliqué pour l'assemblage des éléments coudés, une alternance des plans de courbures de $\pm 90^{\circ}$ est respectée. Le premier coude est connecté à la sortie du tube droit tel que son plan de courbure soit horizontal. Le deuxième coude est installé verticalement par rapport au premier coude, c'est-à-dire que l'angle entre les plans de courbure est de 90°. Avec le même protocole, l'assemblage du troisième, quatrième, cinquième et sixième coude est réalisé. La figure II-3 montre l'agencement de ces éléments coudés.



Figure II-3 : Assemblage des éléments coudés dans une configuration chaotique

La figure II-4 présente un schéma général du dispositif expérimental. Sur cette figure, les connections et les installations du système de mesure sont également montrées mais leurs explications seront présentées plus tard dans la section II.2.

II.1.2. Générateur de pulsation

II.1.2.1. Mécanisme Scotch-Yoke

Un mécanisme « Scotch-Yoke » est utilisé comme générateur de pulsation et génère la composante sinusoïdale de l'écoulement. Le choix de ce mécanisme parmi les autre options possibles (comme le système bielle-manivelle utilisé par Iguchi et Ohmi (1984) ou celui employé dans l'étude de Sarpkaya (1966)) est basé sur la fiabilité du mécanisme « Scotch-Yoke » et a été validé par Timité (2005). Ce mécanisme, illustré sur la figure II-5, est composé :



- d'un volant d'inertie,
- d'un piston et d'un cylindre (chambre du piston),
- de deux poulies,
- d'un moteur électrique asynchrone



Figure II-5 : Générateur de pulsation (système Scotch-Yoke)

Pour limiter au maximum la masse de l'ensemble, l'aluminium est utilisé comme matière constituant les éléments mobiles du système Scotch-Yoke. Par contre, les parties immobiles comme le volume de jonction entre le système d'alimentation principal (entrée de l'écoulement stationnaire) et le cylindre (chambre du piston) sont construits en inox (Fig. II-6).



Figure II-6 : Composantes immobiles du générateur de pulsation : volume de jonction et cylindre

Le système Scotch-Yoke permet de régler le paramètre de Womersley (α) et le rapport d'amplitude de vitesse (β) en variant la vitesse de rotation du volant ainsi que les courses du

piston. Dans le mécanisme de « Scotch-Yoke », le déplacement du piston, X_{Piston} , est de la forme :

$$X_{Piston} = L_{Manivelle} \cdot (1 - \cos(\omega \cdot t))$$
(II-1)

d'où la vitesse sinusoïdale du piston, X Piston, devient :

$$\overset{\bullet}{X}_{Piston} = \frac{d}{dt} X_{Piston} = \omega. L_{Manivelle} . \sin(\omega. t)$$
(II-2)

Dans les relations (II-1) et (II-2), $L_{Manivelle}$ représente la longueur de la manivelle.

II.1.2.2. Longueur de la manivelle et diamètre du piston

En appliquant le principe de la conservation du débit, le nombre de Reynolds sinusoïdal, Re_{sin}, qui est basé sur l'amplitude maximale de composante sinusoïdale de la vitesse (relation I-15), peut être déterminé en fonction de la longueur de la manivelle, du diamètre du piston et du paramètre de Womersley.



Figure II-7 : Schèma de la zone de jonction entre la longueur droite de développement et le cylindre du générateur de pulsation

La figure II-7 montre un schéma de la zone où la longueur droite de développement du dispositif est connectée au cylindre du générateur de pulsation (volume de jonction). La conservation du débit entre le cylindre et le tube (la longueur droite) donne :

$$\overset{\bullet}{X}_{\max,Piston} \cdot \left(\frac{\pi \cdot d_{Piston}^2}{4}\right) = U_{\max,\sin} \cdot \left(\frac{\pi \cdot (2r_0)^2}{4}\right)$$
(II-3)

d'où :

$$U_{\max,\sin} = \overset{\bullet}{X}_{\max,Piston} \cdot \left(\frac{d_{Piston}^2}{\left(2r_0\right)^2}\right)$$
(II-4)

à partir des relations II-2 et II-4 on obtient :

$$U_{\text{max,sin}} = \omega L_{Manivelle} \cdot \left(\frac{d_{Piston}^2}{(2r_0)^2}\right)$$
(II-5)

ainsi, le nombre de Reynolds sinusoïdal peut s'exprimer comme :

$$(I-15) \rightarrow \operatorname{Re}_{\operatorname{sin}} = \frac{U_{\max, \sin} \cdot (2r_0)}{\nu} \rightarrow \operatorname{Re}_{\operatorname{sin}} = \frac{\frac{\omega L_{Manivelle} \cdot d_{Piston}^2}{2r_0}}{\nu} = \frac{\omega L_{Manivelle} \cdot d_{Piston}^2}{2r_0 \cdot \nu} \quad (II-6)$$

en appliquant la définition du paramètre de Womersley, α , (I-11) à la relation II-6 on obtient :

$$\operatorname{Re}_{\operatorname{sin}} = \left(r_0 \cdot \left(\frac{\omega}{\nu}\right)^{\frac{1}{2}} \right)^2 \cdot \frac{L_{\operatorname{Manivelle}} \cdot d_{\operatorname{Piston}}^2}{2r_0^3} \longrightarrow \operatorname{Re}_{\operatorname{sin}} = \alpha^2 \cdot \frac{L_{\operatorname{Manivelle}} \cdot d_{\operatorname{Piston}}^2}{2r_0^3}$$
(II-7)

Pour éviter une éventuelle génération de turbulence (décollements dus au rétrécissement ou élargissement brusque) dans l'écoulement, le diamètre du piston est choisi de telle sorte qu'il soit identique au diamètre interne de la section d'étude, c'est-à-dire :

$$d_{Piston} = 2r_0 = 0.04 \, m$$
 (II-8)

par substitution de (II-8) dans (II-7) on trouve la relation suivante :

$$\operatorname{Re}_{\operatorname{sin}} = \alpha^2 \cdot \frac{2L_{Manivelle}}{r_0}$$
(II-9)

en divisant les deux cotés de la relations (II-9) par Re_{st} et en utilisant la définition du rapport d'amplitude, β , (I-13) ; on obtient :

$$\frac{\beta \cdot \operatorname{Re}_{st}}{\alpha^2} = \frac{2L_{Manivelle}}{r_0} = \frac{2L_{Manivelle}}{0.02} \quad \rightarrow \quad \boxed{\frac{\beta \cdot \operatorname{Re}_{st}}{\alpha^2} = 100L_{Manivelle}}$$
(II-10)

La relation II-10 va nous servir à régler les différents paramètres de pulsation. En ce qui concerne la longueur de la manivelle, dix trous sont percés sur le volant d'inertie (image droite de la figure II-5), ce qui permet le réglage de 10 courses différentes de 0,02 m à 0,2 m par pas de 0,02 m.

II.1.2.3. Réglage des différentes conditions de pulsation

Le générateur de pulsation (Figure II-5) conçu par Timité (2005), permet de créer un écoulement pulsé dont le paramètre de Womersley (α) ainsi que le rapport d'amplitude de vitesse (β) peuvent être changés séparément.

Etant donné la définition du paramètre de Womersley (I-11), lorsque la viscosité cinématique du fluide (v) et le rayon du tube (r_0) sont connus, la valeur du paramètre de

Womersley (α) dépend seulement de la vitesse de rotation (ω) du volant d'inertie. Dans le cas de notre étude, le fluide est l'eau ($\upsilon = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$) et le rayon de la canalisation est toujours égal à 0,02 (II-8). Ainsi, on peut écrire :

$$\alpha^2 = 400\,\omega \tag{II-11}$$

Un moteur électrique asynchrone « LEROY SOMER » à courant alternatif de 1.5 KW couplé à un variateur de vitesse pouvant atteindre $N_{0,max}$ =1500 tr.min⁻¹, assure la rotation du volant d'inertie par l'intermédiaire d'un réducteur épicycloïdal et d'un système poulies-courroie (figure II-8): L'effort du moteur est démultiplié à l'aide du réducteur de rapport R égal à 35,5 et de l'ensemble des poulies de rapport D_2/D_1 égale à 2,8 où D_2 =280 mm et D_1 =100 mm sont les diamètres des poulies. Donc, la relation entre la vitesse de rotation de sortie de ce système qui est, en effet, la vitesse de rotation du volant d'inertie (N_{volant}) et celle du moteur électrique (N_0) s'exprime par la formule ci-dessous :

$$N_{volant} = \frac{N_0}{R.(\frac{D_2}{D_1})} = \frac{N_0}{35,5 \times \frac{280}{100}} \to N_{volant} = \frac{N_0}{99,4}$$
(II-12)

alors, la vitesse de rotation du volant d'inertie peut être réglée de 0 à 15,1 tr.min⁻¹. A partir des relations (II-11) et (II-12), on a :

$$\alpha^{2} = 400 \,\omega = 400 \times \frac{2\pi \cdot N_{volant}}{60} = 400 \times \frac{2\pi \cdot \frac{N_{0}}{99,4}}{60} \rightarrow \alpha^{2} = 0.42 N_{0}$$
(II-13)

La figure II-8 représente le schéma de ce système.



Figure II-8 : Assemblage du système courroie-poulie

Les relations (II-10) et (II-13) sont utilisées afin de construire le tableau des mesures (tableau II-1) qui résume tous les réglages à faire pour produire différentes conditions de pulsation. D'abord la vitesse du moteur électrique (N₀), associée à une valeur du paramètre de Womersley (α) choisie, est déterminée à l'aide de la relation (II-13). Ensuite, la relation (II-10) est appliquée pour un nombre de Reynolds stationnaire (Re_{st}) déjà choisi, afin de trouver une longueur de manivelle (L_{Manivelle}) appropriée qui peut donner une valeur de β (rapport d'amplitude de vitesse) proche des valeurs 1, 2, 3 ou 4.

II.1.2.4. Vérification du mouvement de la pulsation

Timité et al. (2005, 2009) ont montré que le générateur de pulsation présenté ici, produit bien un mouvement parfaitement sinusoïdal. Ils ont réalisé les mesures de la vitesse axiale par vélocimétrie laser (LDV) dans le tube droit de stabilisation hydrodynamique, et à trois positions radiales différentes $(\frac{r}{r_0} = 0, \frac{2}{5}, \frac{4}{5})$ de la section transversale située en amont du premier élément coudé. A cette position, l'écoulement est supposé hydrodynamiquement établi. Ces mesures ont été effectuées pour deux conditions différentes de pulsation:

établi. Ces mesures ont été effectuées pour deux conditions différentes de pulsation: {Re_{st} = 600, $\beta = 1$, $\alpha = 7,95$ } et {Re_{st} = 280, $\beta = 1$, $\alpha = 11,24$ }. La figure II-9 représente les résultats concernant la condition {Re_{st} = 280, $\beta = 1$, $\alpha = 11,24$ }. Un écart de moins de 3% existe entre les mesures de Timité et al. (2005, 2009) et les solutions analytiques d'un écoulement purement sinusoïdal.



Figure II-9 : Pour {Re_{st} = 280, $\beta = 1$, $\alpha = 11.24$ } : a) Vitesse instantanée à la position radiale r/r₀ = 2/5 b) Evolution de la vitesse axiale moyenne instantanée sur un cycle pour différentes positions radiales ; mesures expérimentales (•, •, o); solutions analytiques (—); (1) r/r₀ = 4/5, (2) r/r₀ = 2/5, (3) r/r₀ =0 [Timité et al. (2005, 2009)]

Reynolds stationnaire (Re _{st})	Paramètre de Womersley (α)	Vitesse de moteur électrique en « tr.min ⁻¹ » (N_0)	Longueur de manivelle en « m » (L _{Manivelle})	Rapport d'amplitude de vitesse (β)
420	14,51	501,28	0,02	1
420	10,26	250,64	0,04	1
420	8,37	166,8	0,06	1
420	20,53	1003,52	0,02	2
420	14,51	501,28	0,04	2
420	10,26	250,64	0,08	2
420	8,37	166,8	0,12	2
420	17,77	751,84	0,04	3
420	14,51	501,28	0,06	3
420	10,26	250,64	0,12	3
420	8,37	166,8	0,18	3
420	20,53	1003,52	0,04	4,01 ≈ 4
420	14,51	501,28	0,08	4,01 ≈ 4
420	10,26	250,64	0,16	4,01 ≈ 4
600	17,77	751,84	0,02	1,05 ≈ 1
600	12,14	350,9	0,04	0,98 ≈ 1
600	10,26	250,64	0,06	1,05 ≈ 1
600	8,37	166,8	0,08	0,93 ≈ 1
600	24,5	1429,17	0,02	2
600	17,77	751,84	0,04	2,10 ≈ 2
600	14,51	501,28	0,06	2,10 ≈ 2
600	10,26	250,64	0,12	2,10 ≈ 2
600	8,37	166,8	0,18	2,10 ≈ 2
800	20,53	1003,52	0,02	1,05 ≈ 1
800	20	952,38	0,02	1
800	14,51	501,28	0,04	$1,05 \approx 1$
800	12,14	350,9	0,06	1,10 ≈ 1
800	10,26	250,64	0,08	1,05 ≈ 1
800	8,37	166,8	0,12	1,05 ≈ 1
1000	15,4	564,67	0,04	0,95 ≈ 1
1000	11,24	300,8	0,08	1,01 ≈ 1
1000	10,26	250,64	0,1	1,05 ≈ 1
1000	8,37	166,8	0,14	$0.98 \approx 1$

Tableau II-1 : Paramètres du réglage pour la production des différentes conditions de pulsation

II.2. Techniques de mesure

II.2.1. Description de vélocimétrie par images de particules (PIV)

La vélocimétrie par image de particules (PIV) est la technique utilisée pour les mesures des champs de vitesse secondaire durant cette étude.

II.2.1.1. Définition et présentation des avantages

La vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) est une technique de mesure optique qui permet habituellement d'obtenir le champ de vitesse d'un écoulement préalablement ensemencé en particules traçantes (de diamètre et de masse volumique proche de celle du fluide). Fondamentalement cette technique consiste à produire une nappe lumineuse qui va éclairer une tranche bien définie de la prise de vues des particules éclairées par la nappe laser, à deux instants successifs, ce qui permet d'analyser les déplacements des particules dans le plan de la nappe. La connaissance du facteur de grandissement des images et de l'intervalle de temps entre les deux prises de vues permet de déduire les vecteurs de vitesses.

La technique PIV présente plusieurs avantages :

- La technique est non intrusive, et donc elle ne perturbe pas l'écoulement,
- elle permet de mesurer une cartographie de vitesses,
- des vitesses de particules très petites (de l'ordre du micron) suivant l'écoulement peuvent être mesurées.
- avec des séquences de champs de vitesses 2D, des statistiques, des corrélations spatiales et autres traitements sont disponibles.

II.2.1.2. Principe de la PIV

Le principe de la PIV est décrit dans la figure II-10. La mesure PIV comporte cinq étapes principales :

- l'ensemencement de l'écoulement,
- son illumination,
- la coordination des différents instruments nécessaires,
- l'enregistrement d'images,
- l'analyse de la partie de l'écoulement étudiée.

L'illumination stroboscopique de l'écoulement est obtenue grâce à un système laser à cavité double. Les rayons issus des deux lasers sont combinés grâce à un système optique qui permet d'obtenir une sortie plane unique. Ce plan laser stroboscopique ainsi créé permet d'illuminer les particules solides en suspension dans l'écoulement. La position de ces particules est obtenue à l'aide d'une caméra munie d'un filtre couleur à deux instants successifs (décalées du temps correspondant à deux pulses Laser).



Figure II-10 : Principe de la PIV (figure empruntée du site Dantec Dynamics)

Une fois que le système étudié est ensemencé, éclairé stroboscopiquement par un système double laser et que des prises de vues à deux instants successifs sont enregistrées par la caméra, il faut gérer et asservir le système. Pour cela on utilise le logiciel de la PIV. Il permet la gestion des différentes tâches : asservissement des différents instruments, acquisition, stockage et traitement des données acquises par la caméra. Ce logiciel permet de régler le temps entre les émissions des lasers de quelques microsecondes à quelques dizaines de millisecondes et de synchroniser la caméra avec le pas d'échantillonnage choisi. Les images obtenues doivent être ensuite postraitées pour déterminer les vecteurs de vitesse.

La PIV permet de calculer non pas le déplacement individuel des particules, mais celui de groupes de particules. Pour ce faire chaque paire d'images acquises est découpée en mailles (zones d'interrogation) et c'est le déplacement de ce groupe de particules qui est étudié. Mathématiquement, on réalise l'intercorrélation des mailles pour déterminer le vecteur déplacement des particules contenues dans ces mailles. Le calcul peut être direct, en calculant alors l'intercorrélation de deux fonctions discrètes. Cette méthode étant très lourde en temps de calcul, on préfère de ce fait utiliser le théorème de Wiener-Kinchine (la fonction d'intercorrélation est égale à la transformée de Fourier inverse du produit des transformées de Fourier des fonctions).

II.2.1.3. Méthode de corrélation

Le logiciel propose deux méthodes différentes de corrélation (Fig. II-11) :

i. L'autocorrélation quand les deux expositions laser des particules se situent sur la même image. C'est le cas quand on dispose d'un simple appareil photo ou d'une caméra non synchronisable avec les flashs laser.

ii. L'intercorrélation ou « cross-correlation » en anglais, si on dispose d'une paire d'images avec chacune une exposition laser. Cette méthode est utilisée pendant nos mesures.



Figure II-11 : (a) Autocorrélation (b) Intercorrélation

Dans les deux cas, l'image est numérisée afin d'obtenir une matrice I(x, y) avec les indices 1 et 2 pour une paire d'images. L'intercorrélation est alors définie par le produit de convolution suivant :

$$IC(x, y) = \iint I_1(u, v) \cdot I_2(x + u, y + v) du \cdot dv = TF^{-1} \Big[TF^*(I_1) \cdot TF(I_2) \Big]$$
(II-14)

avec 1 = 2 pour l'autocorrélation (AC); TF^{-1} signifiant la transformée de Fourier inverse; et « * » le complexe conjugué. Les résultats sont l'obtention d'une matrice dont la valeur en un point est proportionnelle au nombre de particules qui se sont déplacées de (x, y).

II.2.1.4. Réglage du décalage temporel

Le décalage temporel Δt entre les deux expositions laser (donc entre les deux prises de vues de la caméra) est un paramètre très important dans la technique PIV. En effet, pour une faible valeur de Δt on ne voit pas les particules se déplacer, et pour une grande valeur les particules ne restent pas dans la zone d'interrogation (Fig. II-12).



Image des particules à l'instant t₁

Image des particules à l'instant t₁+∆t

Figure II-12 : Particules quittant la zone d'interrogation [Dupont (2006)]

Afin de limiter le nombre de paires incomplètes entre les deux images, il est nécessaire de limiter le déplacement des particules, $\Delta d_{P,\max}$, à 1/4 de la dimension de la zone d'interrogation, L_{int} :

$$\Delta d_{P,\max} < \frac{L_{\inf}}{4} \quad \to \quad \Delta t < \frac{L_{\inf}}{4U_{P,\max}} \tag{II-15}$$

où $U_{P,\max}$ est la vitesse maximum des particules dans le plan du laser. D'autre part, une autre contrainte pour le décalage temporel est l'existence d'une composante de vitesse normale au plan étudié. Cette composante tend à faire sortir les particules du plan d'illumination et cause ainsi des paires incomplètes. Afin de limiter cet effet, il est nécessaire de limiter le déplacement normal au plan, ΔZ_P , à 1/4 de l'épaisseur du plan laser, *e*:

$$\Delta Z_{P,\max} < \frac{e}{4} \rightarrow \Delta t < \frac{e}{4W_{P,\max}}$$
 (II-16)

où $W_{P,\text{max}}$ est la vitesse maximum des particules dans la direction normale au plan du laser.

II.2.2. Prise des mesures

II.2.2.1. Description du système de la PIV utilisé

Le système de PIV utilisé pour cette étude est celui de chez « Dantec Dynamics ». Il est composé :

i. d'une source laser de type Nd :YAG à double cavité (50 mJ) qui émet des faisceaux laser dont longueur d'onde est égale à 532 nm. Au milieu des mesures et à cause du dysfonctionnement, la source de laser a été remplacée avec une autre source qui est plus puissante (65 mJ) (fig. II-13).

ii. d'une caméra de 7Hz avec une résolution de 2048 pixels×2048 pixels, et équipée d'une lentille Nikon de type AF-Micro-NIKKOR 60mm (fig. II-13).

iii. d'un système de contrôle où toutes des tâches concernant le pilotage du système, l'acquisition et le traitement des images sont concentrées dans ce centre (fig. II-4). Le logiciel servi dans ce système de contrôle est « Dynamic Studio» version 2.30.

iii. d'une boîte de synchronisation liée au système de contrôle, au laser, à la caméra et à l'interrupteur (fig. II-4).



Figure II-13 : positionnement du laser et de la caméra sur le dispositif expérimental

II.2.2.2. Synchronisation

Etant donné la dépendance temporelle de l'écoulement, les mesures de la vitesse aux instants précis pour chaque période d'oscillation ne seront possibles que par la synchronisation du système d'acquisition avec le mouvement du piston. Dans ce but, un top tour est fixé sur la périphérie du volant d'inertie proche duquel un interrupteur alimenté par 3 piles de 1,5V est installé (fig. II- 4). Le système d'acquisition relié à cet interrupteur reçoit par intermittence un signal créneau de 0-4,5 Volts provenant du déclenchement de l'interrupteur vers le centre d'acquisition se fait par l'intermédiaire de la boite de synchronisation (fig. II- 4). Une fois que le système d'acquisition reçoit le signal, il attend pendant un temps de délai, t_d, déjà précisé par nous-mêmes dans le logiciel d'acquisition (Dantec Dynamics) et puis l'acquisition se fait.

Le temps de délai, t_d, dépend de deux paramètres :

i. t_d dépend de la valeur du paramètre de fréquence, α , ou plus simplement de la vitesse angulaire, ω , du volant d'inertie.

ii. t_d dépend également de l'instant précis dans la période d'oscillation où les mesures de la vitesse doivent être réalisées. Cet instant précis correspond à une phase d'oscillation, $\omega.t$, qui nous intéresse.

La position du top tour sur la périphérie du volant d'inertie est telle qu'au moment du contact entre le top tour et l'interrupteur, la phase d'oscillation du piston est égale à $\omega t = 180^{\circ}$. C'est-à-dire que si l'acquisition des images se fait à ce moment (t_d=0), le champ de vitesse obtenu correspond à la phase $\omega t = 180^{\circ}$. En prenant en compte la direction du mouvement du piston (fig. II-14) et la vitesse angulaire du volant d'inertie, on peut calculer le t_d qui correspond aux autres phases d'oscillation. Si la période d'oscillation est appelée T :



Figure II-14 : Temps de délai, t_d, associé à chaque position de top tour (ou phase d'oscillation)

$$t_{d} = \frac{i \cdot T}{4} = \frac{i \cdot \left(\frac{2\pi}{\omega}\right)}{4} = \frac{i \cdot \left(\frac{2\pi}{\left(\frac{\omega^{2}\nu}{r_{0}^{2}}\right)}\right)}{4} \qquad \begin{cases} i = 0 \quad si \ \omega \cdot t = 180^{\circ} \\ i = 1 \quad si \ \omega \cdot t = 270^{\circ} \\ i = 2 \quad si \ \omega \cdot t = 0^{\circ} \\ i = 3 \quad si \ \omega \cdot t = 90^{\circ} \end{cases}$$

Les valeurs calculées pour le temps de délai, t_d , sont présentées dans le tableau II.2. Ce temps est entré dans le logiciel « Dynamic Studio » comme il est montré dans la figure II-15.

		Phase d'oscillation (ω.t)				
		0•	90•	180•	270•	
ramètre de íquence (a)	8,37	$t_d = 18072728 \ \mu s$	$t_d = 27109092 \ \mu s$	$t_d = 0 \ \mu s$	$t_d = 9036364 \ \mu s$	
	10,26	$t_d = 11933174 \ \mu s$	$t_d = 17899761 \ \mu s$	$t_d = 0 \ \mu s$	$t_d = 5966587 \ \mu s$	
	11,24	$t_d = 9940000 \ \mu s$	$t_d = 14910000 \ \mu s$	$t_d = 0 \ \mu s$	$t_d = 4970000 \ \mu s$	
	12,14	$t_d = 8495726 \ \mu s$	$t_d = 12743590 \ \mu s$	$t_d = 0 \ \mu s$	$t_d = 4247863 \ \mu s$	
	14,51	$t_d = 5952380 \ \mu s$	$t_d = 8928570 \ \mu s$	$t_d = 0 \ \mu s$	$t_d = 2976190 \ \mu s$	
	15,4	$t_d = 5287234 \ \mu s$	$t_d = 7930851 \ \mu s$	$t_d = 0 \ \mu s$	$t_d = 2643617 \ \mu s$	
Pa fré	17,77	$t_d = 3976000 \ \mu s$	$t_d = 5964000 \ \mu s$	$t_d = 0 \ \mu s$	$t_d = 1988000 \ \mu s$	
	20,53	$t_d = 2984984 \ \mu s$	$t_d = 4477476 \ \mu s$	$t_d = 0 \ \mu s$	$t_d = 1492492 \ \mu s$	
	24,5	$t_d = 2092632 \ \mu s$	$t_d = 3138948 \ \mu s$	$t_d = 0 \ \mu s$	$t_d = 1046316 \ \mu s$	

Tableau II-2 : Temps de délai calculés pour la synchronisation



Figure II-15 : Temps de délai, t_d, introduit dans le système d'acquisition de la PIV par le logiciel Dynamic-Studio

II.2.2.3. Dispositif en forme de « T »

Afin d'éviter les réfractions optiques induites par la courbure du tube, un dispositif en forme de « T » est construit en Plexiglas et installé en aval de chaque coude où les vecteurs vitesse de l'écoulement secondaire sont mesurés. Le positionnement de ce dispositif par rapport à un coude étudié est présenté sur la figure II-16a (voir également la figure II-4). Deux plans de coupe associés sont montrés dans la figure II-16b. Ce dispositif est appelé « T » dans ce manuscrit.

Le « T » est principalement composé d'un bloc et de trois tubes droits. Le bloc est un parallélépipède rectangle de dimensions $0,1m \times 0,1m \times 0,28m$. Deux passages cylindriques, l'un perpendiculaire à l'autre, sont créés à l'intérieur du bloc tel que le diamètre de ces passages est le même que celui des coudes (0,04 m). Trois tubes droits, chacun de 0,21 m longueur, se connectent à trois extrémités des passages. La longueur droite de la partie centrale du T, avant la division de l'écoulement en aval de la sortie du coude, est égale à 0.23 m et celle de chaque branche latérale est de 0,35 m (fig. II.16b). À la deuxième extrémité d'un des passages, celui qui est le long de la partie centrale du T, une fenêtre d'observation est réalisée. Un verre optique carré d'épaisseur 3mm, recouvert par des multi-couches traitées anti-réflexion sur ses deux cotés, est installé dans cette fenêtre d'observation. La caméra de PIV observe la section éclairée à la sortie du coude à travers de cette fenêtre.

En effet, en utilisant ce « T » la lumière suit une trajectoire droite entre les particules éclairées dans la section de sortie du coude et la caméra. Comme il n'y a pas des surfaces courbées le long de cette trajectoire, aucune réfraction ne se produit lors du passage de la lumière à travers les différents milieux (eau, verre et air) ayant des indices de réfraction différents. Autrement dit, la réfraction de la lumière ne survient pas car l'angle d'incidence est égal à zéro dans toutes les interfaces des différents milieux.



Figure II-16 : a) Photographie du dispositif en forme de T, b) Plans de coupe de ce dispositif

II.2.2.4. Mesures et traitement des données

Les particules utilisées comme traceur dans l'ensemencement sont des particules sphériques creuses recouvertes d'argent dont le diamètre est égal à 10 μ m. Le logiciel Dynamic-Studio fourni par Dantec Dynamics (version 2.30) est utilisé pour le pilotage de la PIV, les acquisitions et les traitements des images.

La caméra est positionnée devant la fenêtre d'observation (fig. II-4) et l'épaisseur du plan laser est réglée à 2mm. Après avoir focalisé la caméra sur la section illuminée (sortie du coude), l'image de cette section circulaire de diamètre 0,04 m est centrée dans un cadre d'observation. Les dimensions de ce cadre pour les mesures en sortie du premier coude sont 68,3 mm× 68,3 mm et la résolution des images obtenues est de 2048 pixels×2048 pixels.

Afin de déterminer le facteur d'échelle, on choisi le mode « Single Frame » de l'acquisition et on prend une seule photo de la section éclairée du coude. Cette photo est enregistrée sous la catégorie « Save for Calibration » dans la base des données. Dans l'option « Measure Scale Factor », on sélectionne deux points A et B aux extrémités d'un diamètre de

la section en précisant la valeur de leur distance en millimètre (fig. II-17). Ainsi le logiciel calcule le facteur d'échelle qui est nécessaire pour convertir les pixels en millimètres.



Figure II-17 : Détermination du facteur d'échelle

Une fois que le facteur d'échelle est déterminé, on règle le débit, la longueur de la manivelle et la vitesse de rotation du volant afin de produire les conditions Re_{st} , β et α que l'on va étudier (en utilisant le tableau II-1). Les configurations du système PIV pour les mesures d'un écoulement stationnaire sont différentes de celles d'un écoulement pulsé (fig. II-18) :

- Ecoulement stationnaire : Si les mesures concernent un écoulement stationnaire (donc le générateur de pulsation n'intervient pas dans le circuit de l'écoulement), le mode de déclenchement choisi dans la catégorie des propriétés de l'appareil est « interne », tel que le laser et la caméra se déclenchent automatiquement et les mesures sont prises plusieurs fois afin de réaliser un traitement statistique.
- Ecoulement dépendant du temps : Pour les mesures dans le cas d'un écoulement pulsé ou sinusoïdal, un câble relie l'interrupteur (voir la figure II-4) à l'entrée 1 (Input 1) de la boîte de synchronisation. Cette fois, le mode de déclenchement choisi est «externe » car pour chaque mesure, le laser ne fonctionnera qu'après un délai t_d après la réception du signal externe envoyé par l'interrupteur (voir section II-2.2.2).



Figure II-18 : Configurations du système PIV pour les mesures dans les écoulements stationnaires et pulsés

Après avoir réglé la configuration du système PIV, le décalage temporel entre deux expositions laser, Δt , doit être calculé pour chaque cas de mesure. Comme expliqué dans la section II.2.1.4, pour avoir une mesure fiable, un choix correct de ce décalage temporel est essentiel. Pour un écoulement stationnaire, un seul Δt permet de faire les mesures mais pour un écoulement pulsé, la valeur appropriée du Δt diffère d'une phase d'oscillation à l'autre car la vitesse de l'écoulement varie pendant une période d'oscillation et Δt est fortement dépendant de cette vitesse. Ceci nécessite la recherche d'un Δt pour chaque phase d'oscillation où la mesure doit être réalisée. Etant donné que durant cette étude, quatre moments (phases) de la période d'oscillation qui correspondent aux phases ω .t =0°,90°,180° et 270° sont essentiellement visés ; quatre Δt restent à calculer pour chaque condition de pulsation d'écoulement.

Dans un premier temps, les relations (II-15) et (II-16) sont utilisées afin d'obtenir une idée initiale sur l'ordre de grandeur du décalage temporel, Δt , associé à une phase dans une condition de pulsation. Différentes valeurs de Δt autour de la valeur initiale qui est trouvée par les relations sont testées. Pour chaque valeur, une acquisition est faite et la valeur qui donne la meilleure mesure est choisie comme Δt . Si le temps de décalage est trop court, les vecteurs de vitesse n'apparaissent pas clairement car les particules n'ont pas assez du temps pour se déplacer suffisamment. Si le temps de décalage est trop long, le champ de vitesse obtenu est complètement ou partiellement couvert par des vecteurs de vitesse désordonnés qui ne sont pas calculés correctement. Ces calculs incorrects sont dus à la sortie des particules vers l'extérieur de la zone d'interrogation, ou du plan d'illumination. Les décalages temporels trouvés dans cette étude sont de l'ordre de quelques millisecondes à quelques dizaines de microsecondes. Dans la procédure des essais et des erreurs, la méthode « cross-correlation » est appliquée sur les images brutes qui sont acquises sans utilisation du masque (pour gagner du temps) afin de calculer les vecteurs de vitesse. Les champs de vitesse obtenus ne sont pas très propres mais ils suffisent à de distinguer le meilleur décalage temporel.

Une fois que le décalage temporel associé à une phase d'oscillation dans une condition donnée de l'écoulement est déterminé, sa valeur est utilisée pour remplir la fenêtre « System Control » du logiciel d'acquisition (fig. II- 19). Le taux de déclenchement du laser est fixé à 7 Hz en mode « Double Frame ». À ce stade, le système d'acquisition est prêt à se déclencher.

Pour un écoulement stationnaire, au moins 30 acquisitions sont faites et le champ de vitesse final s'obtient en moyennant des champs de vitesse de ces acquisitions. Lorsque l'écoulement est pulsé, pour chaque phase d'oscillation, c'est-à-dire pour ω .t=0°, 90°, 180° ou

270°, au moins 15 acquisitions (une acquisition par période d'oscillation) sont faites, puis les champs de vitesse sont moyennés.

System Control		
Time between pulses \rightarrow Décalage temporel (Δt) Trigger rate \rightarrow Taux de déclenchement du laser Number of images \rightarrow Nombre d'acquisitions	22000 7 15	ks Free Run G Preview μs Hz Abort/Reset
Double Frame Mode	•	

Figure II-19 : Exemple de la fenêtre du « System Control » - Acquisition à la phase $\omega.t=0^{\circ}$ lorsque Re_{st}=600, $\beta=2$ et $\alpha=14,51$

La méthode « Adaptative Correlation », avec des zones d'interrogation construites de 64×64 pixels ayant 50% de surface de recouvrement, est appliquée pour calculer les vecteurs vitesse à partir des déplacements des traceurs. Avant obtenir le champ de vitesse final, certains traitements sont effectués sur les images acquises. Ceci est fait pour diminuer l'effet du bruit et éventuellement supprimer des vecteurs qui sont calculés incorrectement. Ces traitements sont parmi les traitements classiques qui se trouvent dans tous les logiciels de PIV et, nous n'allons pas détailler ici ces opérations. La figure II-20 montre un exemple de ces types de traitements appliqués sur les images brutes acquises pendant nos mesures.



Figure II-20 : Traitements effectués sur les images acquises

Chapitre III

Structure de l'écoulement secondaire et mélange dans un coude

III. Structures de l'écoulement secondaire et mélange dans un coude

Objectif

L'objectif de ce chapitre est d'étudier les différentes structures d'écoulement secondaire (stationnaire et pulsé) ainsi que le mélange transversal dans un coude à 90° qui est l'élément de base d'une vaste catégorie de mélangeurs ouverts (mélangeurs hélicoïdaux et chaotiques). L'analyse des effets de la pulsation sur l'augmentation du mélange dans cette géométrie, a donc une grande importance pour une meilleure compréhension des effets de la pulsation dans les géométries plus complexes (hélicoïdales ou chaotiques). La technique PIV est utilisée afin d'obtenir les champs de vitesse dans l'écoulement secondaire, et les différentes structures observées sont décrites en détail. Ensuite, la modification du mélange transversal due à la pulsation est discutée en évaluant les critères basés sur la vorticité et le taux de déformation.

III.1. Introduction

Dans cette partie, nous allons étudier la topologie de l'écoulement secondaire ainsi que le mélange transversal dans un écoulement pulsé qui traverse un coude à $\Phi = 90^{\circ}$. Comme précédemment expliqué dans le premier chapitre, il s'agit d'un écoulement instationnaire en cours d'établissement car l'angle d'ouverture de cette géométrie ($\Phi = 90^{\circ}$) n'est pas suffisamment grand pour atteindre un écoulement complètement établi [Swanson (1993) et Timité (2005)]. Le manque d'études détaillées de la structure de l'écoulement secondaire dans ce type de configuration ainsi que l'importance de cette géométrie dans les mélangeurs, nous amène à construire le cœur de notre étude sur ce sujet.

A la sortie d'un coude avec un rapport de courbure $\eta = r_0/r_c$ égal à 0.09, les champs de vitesse de l'écoulement secondaire formés sous différentes conditions de pulsation (Tableau III-1) sont déterminés en utilisant la technique PIV. Nous rappelons que d'après les

définitions présentées dans le premier chapitre, la vitesse de l'écoulement pulsé, U_p , s'exprime comme :

$$U_{P}(t) = U_{rt}(1 + \beta \sin(\omega t))$$
(III-1)

où U_{st} représente la composante stationnaire de la vitesse, β est le rapport d'amplitude de vitesse et ω représente la vitesse angulaire de la composante sinusoïdale. La vitesse angulaire (ω) apparait souvent dans le nombre adimensionnel de Womersley (α) défini par la relation I-11 du premier chapitre.

La structure en forme de « T » installée à la sortie du coude permet de réaliser les mesures sans problème de réfraction de la lumière (voire les détails dans le deuxième chapitre). Les structures observées sont décrites en détail et leurs variations pendant une période d'oscillation sont discutées. Ensuite, les rôles de la vorticité (ζ) et du taux de déformation (ϵ) sont expliqués dans un processus simple de mélange. Puis, une interprétation physique est fournie afin d'introduire les critères basés sur les calculs de la vorticité et du taux de déformation, utilisés pour la quantification du mélange transversal avec et sans pulsation. Finalement, l'analyse de la variation des critères du mélange ($|\zeta_P|/|\zeta_S|$ et $|\epsilon_P|/|\epsilon_S|$) pendant une période d'oscillation ainsi que l'intégrale de ces courbes donnent des informations intéressantes sur l'effet de la pulsation sur le mélange transversal.

	β=1	β=2	β=3	β=4
	$\alpha = 8.37$	α= 10.26	α= 10.26	α= 14.51
$Re_{st} = 420$	α=10.26	a =14.51	a =14.51	α=20.53
	α=14.51	α=20.53	$\alpha = 17.77$	
	$\alpha = 8.37$	α=10.26		
$Re_{st} = 600$	α=10.26	$\alpha = 14.51$		
	α=12.14	$\alpha = 17.77$		
	$\alpha = 17.77$	α =24.5		
	$\alpha = 12.14$			
$\mathbf{Re}_{\mathrm{st}} = 800$	α=14.51			
	α=20.53			
	$\alpha = 10.26$			
$Re_{st} = 1000$	α=11.24			
	$\alpha = 15.4$			

Table III-1: Conditions de pulsation étudiées

III.2. Structures de l'écoulement secondaire

L'écoulement secondaire est modifié au cours d'une période de pulsation suite à la concurrence entre la force centrifuge, la force d'inertie et les effets visqueux. La structure de ces cellules est complexe et dépend des valeurs du nombre de Reynolds (ou nombre de Dean) moyen (Re_{st}), du nombre de Womersley (α), du rapport entre les composantes de vitesse (β), et de la position dans la période de pulsation (ω .t).

Selon la définition du nombre de Womersley (Relation I-11), les effets dus à la viscosité dominent ceux dus à l'inertie instationnaire pour les valeurs les plus basses de α . La force d'inertie instationnaire devient plus importante lorsque α augmente. Cette domination de la force d'inertie pour les nombres élevés de Womersley diminue la modification des profils de vitesse avec la position dans la période de pulsation. D'ailleurs, dans des écoulements presque établis ou pleinement établis, l'énergie cinétique du mouvement de l'écoulement secondaire pour des nombres de Womersley modérés est plus importante durant un cycle d'oscillation que pour les nombres de Womersley faibles et élevés (Sumida et al 1989 ; Sumida 2007). Concernant les effets généraux du rapport des composantes de vitesse, on peut dire que l'écoulement moyen exerce un effet plus fort sur le profil de vitesse pour de faibles valeurs de β . De plus grandes valeurs de β conduisent à des profils de vitesse qui sont de moins en moins semblables à ceux obtenus dans le cas stationnaire.

On rappelle que (voir le premier chapitre) dans l'étude de Sumida (1989) trois structures différentes d'écoulement secondaire ont été observées dans un écoulement pulsé pleinement établi, où un écoulement stationnaire a été superposé à un écoulement sinusoïdal pur : 1) lorsque α est petit ($\alpha \approx 5.5$), l'écoulement secondaire, excepté dans une partie du cycle, est semblable à celui de l'écoulement stationnaire ; 2) pour $\alpha \approx 10$, l'écoulement secondaire a une structure complexe ; 3) quand α est grand ($\alpha \approx 18$), les cellules de l'écoulement secondaire changent très peu durant la période d'oscillation. En utilisant le même dispositif expérimental mais pour un écoulement purement sinusoïdal (pas de composante stationnaire) qui est pleinement établi, Sudo et al (1992) ont classé les structures de l'écoulement secondaire en cinq types selon le mécanisme d'écoulement et les caractéristiques : Type I, Circulation de Dean ; type II, Circulation déformée de Dean ; type II, Circulation déformée de Lyne ; type V, Circulation de Lyne. Ces structures, qui varient du type I au type V avec l'augmentation du paramètre de fréquence α , ont été présentées sur la figure I-9 du premier chapitre.

Dans la présente étude, les mesures par PIV concernent les champs de vitesse de l'écoulement secondaire dans un écoulement pulsé en établissement au sein d'un coude à 90°. Des mesures par PIV de l'écoulement secondaire pour Re = 600, β = 2 et α = 10,26 sont présentées sur la figure III-1 comme un exemple représentatif. Les différentes conditions de pulsation conduisent à différentes configurations d'écoulement secondaire. Pour décrire les variations observées dans les structures secondaires d'écoulement, les différentes conditions de pulsation qui conduisent à des structures similaires (à la même position dans la période de pulsation) sont regroupées ensemble. À cet effet, quatre phases dans une période de pulsation sont choisies : ω .t = 0°, 90°, 180° et 270°. Les structures de l'écoulement secondaire observées pour ces phases sont décrites ci-dessous.


Figure III-1 : Mesures par PIV de l'écoulement secondaire pour Re = 600, β = 2 et α = 10,26

III.2.1. Structures observées à ω .t = 0°

Pour la plus petite phase (ω .t = 0°), où la vitesse de pulsation, $U_p(t)$, à l'entrée du coude est égale à la vitesse moyenne de l'écoulement stationnaire, U_{st} (voir l'équation III-1), quatre structures différentes d'écoulement secondaire sont observées, comme c'est montré sur la figure III-2. L'aspect commun pour toutes ces structures est que les zones avec les vecteurs de vitesse les plus élevées (vecteurs rouges) sont situées dans la région centrale de la section transversale d'écoulement, près de la paroi externe. En outre, la direction du mouvement des particules fluides dans la plupart des régions des champs d'écoulement secondaire est identique à la direction de la force centrifuge, c'est-à-dire de la paroi interne du coude vers la paroi externe. La principale différence parmi ces structures est le nombre de cellules (0, 1, 2 ou 4) formées au sein de l'écoulement secondaire.

Quand le nombre de Womersley est faible ($\alpha \le 12,14$), pour toutes les valeurs du nombre de Reynolds stationnaire et du rapport des composantes de vitesse (c'est-à-dire pour $420 \le Re_{st} \le 1000$ et $1 \le \beta \le 4$) les particules fluides se déplacent seulement de la paroi interne de la section transversale de tube vers la paroi externe sous l'effet de la force centrifuge ; aucune cellule n'apparaît dans la structure d'écoulement secondaire. Dans la figure III-2-d, « NC » indique qu'il n'y a pas de cellule dans cette configuration d'écoulement.

Lorsque le nombre de Womersley augmente jusqu'aux valeurs modérées (12,14 < α <17.77), on observe trois structures. Pour des valeurs plus élevées du rapport des composantes de vitesse ($\beta \ge 3$), une cellule dans le sens des aiguilles d'une montre apparaît près de la paroi supérieure : la structure « siphon » dans la figure III-2-a. Quand le rapport de composantes de vitesse est diminué à $\beta = 2$, le rôle du nombre de Reynolds stationnaire dans la structure d'écoulement secondaire devient dominant et les structures observées diffèrent pour Rest=420 et Re_{st}=600 pour un même nombre de Womersley ($\alpha = 14,51$). Quand Re_{st} = 420, la structure se compose de deux cellules contra-rotatives près de la paroi interne de la section : la cellule la plus près de la paroi supérieure tourne dans le sens des aiguilles d'une montre et la cellule proche de la paroi inférieure tourne dans le sens inverse. Cette structure symétrique (fig. III-2b) est semblable à la circulation déformée de Dean (type II sur la figure I-9 du premier chapitre) et qui a également été observée par Sudo et al (1992) dans un écoulement purement sinusoïdal et pleinement établi. Quand le nombre de Reynolds stationnaire augmente jusqu'à $Re_{st} = 600$, une structure plus complexe composée de quatre cellules apparaît. Deux cellules contra-rotatives asymétriques se déplacent de la paroi interne du coude vers la paroi externe et deux nouvelles cellules contra-rotatives commencent à se former sur le côté intérieur. Cette structure est appelée « à 4 cellules » et présentée sur la figure III-2-c.

Quand le nombre de Womersley augmente jusqu'à des valeurs plus élevées ($\alpha \ge 17.77$), les structures de l'écoulement secondaire ont la même forme générale pour toutes les valeurs du nombre de Reynolds stationnaire et du rapport de composantes de vitesse, c'est-à-dire pour $420 \le \text{Re}_{st} \le 1000$ et $1 \le \beta \le 4$. Cela signifie que dans les écoulements avec des nombres de Womersley élevés à ω .t = 0°, la structure de l'écoulement secondaire ne dépend pas des valeurs de Re_{st} et de β , et donc la force d'inertie due à l'oscillation est le facteur dominant. La structure simple observée dans ces conditions de pulsation est semblable à la circulation déformée de Dean décrite dans le paragraphe précédent (fig. III-2-b).



Figure III-2 : Structures de l'écoulement secondaire à ω .t = 0° pour {420 \leq Re_{st} \leq 1000, 1 \leq β \leq 4, 8.37 \leq α \leq 24.5}

III.2.2. Structures observées à ω .t = 90°

Quand la position dans la période de pulsation est ω .t = 90°, selon l'équation III-1, la vitesse de pulsation à l'entrée du coude atteint sa valeur plus élevée, c'est-à-dire $(1 + \beta)U_{st}$ et le débit à travers le coude est maximum. À cette phase, où la zone de décélération de la vitesse d'oscillation commence, deux structures différentes d'écoulement secondaire (avec 0 ou 2 cellules) ont été observées (fig. III-3).

Pour des valeurs du nombre de Womersley faibles et modérées ($\alpha < 17,77$), la configuration de l'écoulement secondaire ne dépend pas du nombre de Reynolds stationnaire et du rapport de composantes de vitesse. Dans cet intervalle de nombres de Womersley, et pour $420 \le \text{Re}_{st} \le 1000$ et $1 \le \beta \le 4$, la structure de l'écoulement secondaire est semblable à une circulation déformée de Dean (fig. III-3-b). Les visualisations de l'écoulement, par fluorescence induite par laser (LIF), de Timité et al. (2009) montrent la même structure à cette position de la période (ω .t = 90°) pour quatre conditions de pulsation: {Re_{st} = 600, $\beta = 1$, $\alpha = 10.26$ }, {Re_{st} = 600, $\beta = 1$, $\alpha = 12.14$ }, {Re_{st} = 430, $\beta = 2$, $\alpha = 10.26$ }, {Re_{st} = 600, $\beta = 2$, $\alpha = 12.14$ }. Cette structure de Dean déformée est semblable à celle observée à ω .t =0° pour des nombres élevés de Womersley ($\ge 17,77$ de α) et, dans certaines conditions, pour des valeurs modérées de α (12,14 < α <17.77).

Lorsque le nombre de Womersley augmente jusqu'à des valeurs plus élevées, dans un premier temps ($\alpha = 17,77$), la structure de l'écoulement secondaire dépend du nombre de Reynolds stationnaire et du rapport de composante de vitesse. Quand $\beta = 1$ ou 2 (pour Re_{st} = 600), la structure observée est toujours une circulation déformée de Dean, mais quand le rapport des composantes de vitesse augemente jusqu'à $\beta = 3$ (pour Re_{st} = 420) les cellules disparaissent et une structure sans cellule (NC) apparaît (fig. III-3-a). À mesure que le nombre de Womersley augmente ($\alpha > 17,77$), la structure de l'écoulement secondaire devient indépendante de Re_{st} et β , de sorte que la structure sans cellule devient la seule structure trouvée pour toutes les conditions dans cette gamme de α . De même à la structure sans cellule décrite pour ω .t = 0°, ici les particules fluides se déplacent de la paroi interne vers la paroi externe du coude de par la présence de la force centrifuge (fig. III-3-a).

III.2.3. Structures observées à ω .t = 180°

Semblable à la phase ω .t = 0°, la vitesse de pulsation devient égale à la vitesse moyenne stationnaire, U_{st} , à ω .t = 180° (voir l'équation III-1); cependant, les structures observées de l'écoulement secondaire ne sont pas complètement semblables à celles pour ω .t = 0°. La différence fondamentale entre ces positions durant la pulsation est que l'écoulement s'accélère pour ω .t = 0°, alors qu'il ralentit pour ω .t = 180°. À cette phase (ω .t = 180°), au milieu de la zone de décélération dans la courbe d'oscillation de vitesse, on a observé deux structures (fig. III-4). Toutes les deux se composent de deux cellules contra-rotatives mais leur forme est différente.

À faibles nombres de Womersley ($\alpha \le 12.14$), la structure de l'écoulement secondaire est une circulation intermédiaire entre les structures de Dean et de Lyne pour tous les nombres de Reynolds stationnaires ($420 \le \text{Re}_{st} \le 1000$) et tous les rapports de composantes de vitesse ($1 \le \beta \le 4$). Cette structure, qui est tout à fait semblable à celle de type III décrite par



Figure III-3 : Structures de l'écoulement secondaire à ω .t = 90° pour {420 \leq Re_{st} \leq 1000, 1 $\leq\beta\leq$ 4, 8.37 $\leq\alpha\leq$ 24.5}





Sudo et al. (1992) pour un écoulement purement sinusoïdal et pleinement établi (fig. I-9 du premier chapitre), se compose de deux cellules contra-rotatives près de la paroi interne du coude (fig. III-4-b). Ces cellules et leurs prolongements vers la paroi externe ressemblent à deux structures d'haricot. L'espace entre ces deux haricots peut fournir une nouvelle zone de circulation où deux autres cellules peuvent apparaître. Les visualisations par LIF (fig. III-4-b') et également les simulations numériques (fig. III-4-b'') de Timité et al. (2009) confirment la formation de cette structure, appelée circulation intermédiaire entre Dean et Lyne, lorsque la condition de pulsation est { $Re_{st} = 600$, $\beta = 2$, $\alpha = 10.26$, ω .t = 180°}.

Pour les nombres de Womersley modérés (12,14 < α < 17,77) et élevés (α = 17.77), les valeurs du nombre de Reynolds stationnaire et du rapport des composantes de vitesse affectent la structure de l'écoulement secondaire : Pour les plus faibles valeurs du rapport des composantes de vitesse (β =1), lorsque Re_{st} \leq 600, on a observé une circulation déformée de Dean (fig. III-4-a) alors que pour des nombres de Reynolds stationnaires plus élevés (Re_{st} > 600), une structure de circulation intermédiaire entre les structures de Dean et Lyne (fig. III-4-b) est observée. En augmentant le rapport des composantes de vitesse jusqu'à β = 2, la structure observée pour Re_{st} \leq 600 passe d'une structure déformée de Dean à une circulation intermédiaire entre celle de Dean et Lyne. Lorsque le rapport des composantes de vitesse de Dean è une circulation intermédiaire entre celle de Dean et Lyne. Lorsque le rapport des composantes de vitesse de Dean à une circulation intermédiaire entre celle de Dean et Lyne. Lorsque le rapport des composantes de vitesse de vitesse augmente encore plus ($\beta \geq 3$), la circulation déformée de Dean est la seule structure observée dans cette gamme de nombres de Womersley.

Pour des nombres de Womersley plus élevés ($\alpha > 17,77$), la structure observée de l'écoulement secondaire pour toutes les valeurs du nombre de Reynolds stationnaire et de β est la circulation déformée de Dean (fig. III-4-a).

III.2.4. Structures observées à ω .t = 270°

Au début de la zone d'accélération (fin de la zone de décélération) dans la courbe de vitesse oscillante, c'est à dire, à ω .t = 270°, le débit dans le coude est minimum. L'équation III-1 montre que la vitesse de pulsation $U_p(t)$, à cette position dans la période de pulsation est égale à $(1 - \beta)U_{st}$ et donc un écoulement axial de retour ($U_p(t) < 0$) apparait si le rapport des composantes de vitesse est supérieur à 1 (si $\beta \ge 2$ dans notre étude). La variété des structures observées à ω .t = 270° (fig. III-5) est beaucoup plus grande que celle qui a été observée pour des phases précédentes. D'ailleurs, la sensibilité de la structure de l'écoulement aux variations du nombre de Reynolds stationnaire, du rapport des composantes de vitesse et du nombre de Womersley augmente à cette phase. Cette sensibilité est plus évidente lorsque $\beta \ge 2$; en d'autres termes, les fortes variations de la structure de l'écoulement secondaire avec la forte dépendance de Re_{st}, β and α apparaissent lorsqu'un écoulement de retour existe.

Pour β =1, où l'écoulement axial est principalement positif (vers l'avant), la plupart des conditions de pulsation, particulièrement aux nombres Womersley très bas et élevés (α = 8,37 et $\alpha \ge 17,77$), ont comme conséquence une circulation déformée de Dean (fig. III-5-i), avec de plus petits vecteurs vitesse vers la paroi externe dans la région centrale comparée à la même structure aux phases précédentes (fig. III-2-b, III-3-b. et III-4-a). Timité et al. (2009) ont également montré expérimentalement par des visualisations LIF (fig. III-5-i') et numériquement (fig. III-5-i''), la formation d'une circulation déformée de Dean quand



Figure III-5 : Structures de l'écoulement secondaire à ω .t = 270° pour {420 \leq Re_{st} \leq 1000, 1 \leq β \leq 4, 8.37 \leq α \leq 24.5}

{Re_{st} = 600, β = 1, α = 17.77, ω .t = 270°}. On a également observé une structure plus complexe avec quatre cellules à de petits nombres de Womersley pour Re_{st} ≥ 600. Dans ce type de structure (fig. III-5-e), les deux cellules contra-rotatives du type circulation déformée de Dean se rapproche l'une de l'autre le long du plan de symétrie horizontal et deux autres cellules commencent à apparaître près de la paroi externe. La direction de rotation des cellules dans la moitié supérieure de la section est dans le sens des aiguilles d'une montre, sens opposé à celui des cellules dans la moitié inférieure. Pour un nombre modéré de Womersley (α = 14,51) une structure asymétrique avec trois cellules se forme lorsque Re_{st} = 800 (fig. III-5-f).

Pour des rapports de composantes de vitesse plus élevés ($\beta \ge 2$), la large variété et la forte sensibilité des structures d'écoulement secondaire aux conditions de pulsation empêchent un regroupement simple des configurations d'écoulement. Lorsque $\beta = 2$ pour des nombres de Womersley importants ($\alpha \ge 17.77$) et lorsque $\beta \ge 2$ aux nombres de Womersley modérés $(\alpha = 14,51)$, la structure de l'écoulement secondaire se compose principalement de deux cellules contra-rotatives près de la paroi externe (fig. III-5-a et III-5-c). Pour { $Re_{st} = 420$, $\beta = 2, \alpha = 14.51$ }, cependant, la structure observée la plus complexe (fig. III-5-d) se compose de quatre cellules. Quand le nombre de Womersley augmente ($\alpha \ge 17.77$) pour $\beta = 2$ et 3, les cellules disparaissent et les particules fluides se déplacent de la paroi externe vers la paroi interne, c'est-à-dire, dans la direction opposée à celle de la force centrifuge (fig. III-5-b). À cette position de phase (ω .t = 270°), la structure siphon (figue III-5-g) se forme pour des rapports de composantes de vitesse plus élevés ($\beta = 2$ et 3) et des nombres de Womersley plus petits ($\alpha = 10,26$) que ceux observés à ω .t = 0° (fig. III-2-a). Les visualisations par LIF (fig. III-5-g') et également les simulations numériques (fig. III-5-g'') de Timité et al. (2009) confirment la formation de cette structure siphon pour {Re_{st} = 430, β = 2, α = 10.26, ω .t = 270°}. La position et le sens de rotation de la cellule de la structure siphon ne sont pas les mêmes à ω .t = 0°, où l'écoulement principal est positif (vers l'avant), et à ω .t = 270°, où l'écoulement principal devient négatif (écoulement de retour) (figs. III-2-a et III-5-g).

A la vue des mesures détaillées du champ de vitesses d'écoulement secondaire présentées ci-dessus, il est clair que la topologie d'un écoulement pulsé en cours d'établissement dans un coude est extrêmement riche et complexe. Plusieurs structures d'écoulement secondaire ont été distinguées, certaines n'avaient pas été observées dans les travaux précédents. Cependant, la combinaison des trois paramètres de contrôle (α , β et Re_{st}) rend l'écoulement résultant fortement imprévisible. Cette topologie complexe d'écoulement engendre également des vorticités et des taux de déformation du même degré de complexité. Le taux de déformation et la vorticité à leur tour augmentent le mélange dans l'écoulement. La section suivante présente l'intensification du mélange dans ce contexte.

III.3. Intensification du mélange

III.3.1. Rôle de la vorticité et du taux de déformation sur l'intensification du mélange

Quand l'interface entre deux fluides de différentes propriétés est advectée par le champ de vitesse d'un écoulement visqueux, la déformation de l'interface crée trois effets distincts mais corrélés qui contribuent à l'amélioration du mélange. Le premier est l'engouffrement d'un domaine fluide dans l'autre sous l'effet de la vorticité, comme montré sur la figure III-6-c. L'engouffrement emprisonne les particules fluides d'un domaine à l'intérieur de l'autre et les transporte vers d'autres parties de l'écoulement tout en étirant le domaine des particules fluides emprisonnées. L'engouffrement, comme première étape de l'« agitation », a été présenté par Peeerhossaini et Wesfreid (1988), Ajakh et al. (1999) et Toé et al. (2002) pour des tourbillons longitudinaux dépendant du temps (Tourbillons de Görtler) et récemment par Habchi et al. (2010) pour le mélange dans des écoulements turbulents en présence de vorticité. Une fois qu'un fluide est entré dans l'autre, un deuxième effet entre en jeu : l'étirement. Comme montré sur la figure III-6-c, sous l'effet de la vorticité, l'interface entre les deux fluides augmente continument avec le temps et l'épaisseur des filaments de fluides diminue. Cette diminution cause le troisième effet, une augmentation de l'intensité du gradient des espèces normal à l'interface, qui augmente alors le mélange par diffusion moléculaire. Le taux de déformation dû au champ de vitesse crée le même étirement de la surface à l'interface et augmente les gradients normaux des espèces.

Les éléments principaux de l'agitation et de la diffusion (donc du mélange) discutés ci-dessus peuvent être démontrés dans un problème bidimensionnel de diffusion laminaire d'un fluide (rouge dans la fig. III-6) dans un autre (bleu dans la fig. III-6) en présence d'une déformation unidimensionnelle et d'une vorticité bidimensionnelle (pour la simplicité). Cette présentation réalisée en trois étapes suit celle de Marbel (1985).

D'abord nous explorons les effets de la déformation. Comme cas de référence, on considère deux domaines infinis de fluide (rouges et bleu dans fig. III-6), de concentrations constantes K_R et K_B séparés par une interface coïncidant avec l'axe des cordonnées y. Dans la première étape nous considérons un mécanisme pur de diffusion moléculaire agissant entre les deux fluides en l'absence de déformation (fig. III-6-a), comme décrit par l'équation de la diffusion transitoire :

$$\frac{\partial K}{\partial t} = D \frac{\partial^2 K}{\partial x^2}$$
(III-2)

où D est le coefficient binaire de diffusion. Les solutions pour les concentrations K_R et K_B des fluides R et B sont (Mills 1995) :

$$K_R = erf(\frac{x}{\sqrt{4Dt}})$$
 et $K_B = -erf(\frac{x}{\sqrt{4Dt}})$ (III-3)

où *erf* est la fonction d'erreur et le x est la coordonnée normale à l'interface entre les deux fluides. L'équation III-3 montre que la profondeur de pénétration (diffusion) d'un fluide dans l'autre est proportionnelle à la racine carrée du coefficient de diffusion et du temps. Le taux de diffusion par unité de surface (le flux de diffusion) est donné par :

$$\rho D \frac{\partial K}{\partial x}\Big|_{x=0} = \rho \left[\frac{D}{\pi t}\right]^{\frac{1}{2}}$$
(III-4)

le taux de mélange approche zéro pour la « diffusion pure » lorsque le temps tend vers l'infini.



Figure III-6 : a) Diffusion pure, b) Augmentation de la surface d'interface et du gradient normal des espèces, c) Augmentation du mélange par vorticité [Baldyga et Bourne (1999)]

Dans la deuxième étape, nous regardons les effets de la déformation sur la diffusion. La déformation de cisaillement n'exerce aucun effet sur la diffusion puisqu'elle ne dépend pas de y. Si nous appliquons un taux de déformation normal, $\mathcal{E} = \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial u}{\partial x}$, à l'écoulement comme montré sur la fig. III-6-b, une composante de vitesse normale à l'interface des fluides, $u = -\varepsilon x$, apparaît maintenant dans l'équation de la diffusion :

$$\frac{\partial K}{\partial t} - \varepsilon(t) x \frac{\partial K}{\partial x} = D \frac{\partial^2 K}{\partial x^2}$$
(III-5)

elle peut être transformée sous la forme de l'équation III-2 par le changement suivant des variables :

$$\eta = x \exp\left[\int_0^t \varepsilon dt\right], \quad \tau = \int_0^t \left[\exp\left(\int_0^{t_2} 2\varepsilon dt_1\right)\right] dt_2$$
 (III-6)

les solutions pour les concentrations des deux fluides deviennent alors :

$$K_{R} = erf(\frac{\eta}{\sqrt{4D\tau}})$$
 et $K_{B} = -erf(\frac{\eta}{\sqrt{4D\tau}})$ (III-7)

Si nous prenons le taux de déformation ε comme constant (pour la simplicité), la modification du mélange due à l'application de ε peut être observée : à partir des concentrations dans (III-7), l'équation de flux devient :

$$\rho D \frac{\partial K}{\partial x}\Big|_{x=0} = \rho \sqrt{\frac{2\varepsilon D}{\pi}} \left[\frac{e^{2\varepsilon t}}{e^{2\varepsilon t} - 1} \right]^{\frac{1}{2}}$$
(III-8)

dans ce cas-ci, non seulement le coefficient de diffusion et le temps, mais également le taux de déformation affecte le flux de diffusion. Pour des temps courts ou faibles taux de déformation, $\varepsilon t \ll 1$, le flux est semblable à celui de la diffusion pure. Cependant, pour des temps longs ou de grands taux de déformation, $\varepsilon t \gg 1$, le flux ne tend pas vers zéro (comme dans le cas de la diffusion pure), mais approche une valeur constante $\rho \sqrt{\frac{2D\varepsilon}{\pi}}$. D'un point de

vue phénoménologique, la déformation augmente le mélange en augmentant la surface d'interface et le gradient normal des espèces.

La vorticité augmente le mélange par les mêmes mécanismes physiques, mais la géométrie est plus complexe. Un vortex bidimensionnel a deux régions distinctes : un noyau visqueux de rotation solide et un vortex libre en dehors du noyau visqueux. Le noyau visqueux n'augmente pas le mélange puisqu'il n'y a aucune déformation dans cette région (rotation solide). Le champ de vitesse du vortex libre bidimensionnel (dans des coordonnées polaires), situé à l'interface de deux domaines fluides de concentrations constantes (fig. III-6-c), a seulement une composante non-nulle, la composante tangentielle u_{θ} dont l'évolution dans le temps et l'espace est donnée par l'équation différentielle partielle :

$$\frac{\partial u_{\theta}}{\partial t} = v \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_{\theta}) \right]$$
(III-9)

En résolvant l'équation (III-9) pour les champs u_{θ}

$$u_{\theta} = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left[1 - \exp\left(\frac{-r^2}{4vt}\right) \right]$$
(III-10)

où Γ est la circulation correspondant au vortex. L'équation (III-10) représente un vortex de circulation Γ dont le rayon du noyau visqueux augmente avec du temps. Avec l'augmentation du temps, l'interface est étirée en spirale, comme montré sur la fig. III-6-c. La partie de l'interface située dans le noyau visqueux ne subit pas d'étirement ; seulement les particules fluides situées dans la région du vortex externe sont étirées, et nous examinons ainsi seulement cette partie.

Considérons une ligne matérielle de la longueur initiale dl_0 ; sa longueur déformée dl après le temps t sous l'action du vortex est décrite par :

$$dl = \left[1 + \left(\frac{\Gamma t}{\pi r^2}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} dl_0$$
(III-11)

pour de grandes valeurs $\frac{\Gamma t}{\pi r^2}$ la longueur de l'élément devient

$$dl = \frac{\Gamma t}{\pi r^2} dl_0 \tag{III-12}$$

L'équation (III-12) montre que la longueur de l'interface locale augmente linéairement avec le temps et avec la circulation du vortex. Cet étirement est la contribution principale à l'intensification du mélange par vorticité. Un effet corrélé est l'augmentation des gradients de concentration à l'interface pour respecter la conservation de masse. Marbel (1985) a appliqué le champ de vitesse (III-10) à une flamme de diffusion plane pour évaluer l'augmentation de la consommation de carburant sous la vorticité et il a ainsi montré que l'augmentation du taux

de consommation de carburant (comparé au cas sans vortex) est proportionnelle à $\Gamma^{\frac{2}{3}}D^{\frac{1}{3}}$:

$$\frac{M_a}{\Gamma^{\frac{2}{3}}D^{\frac{1}{3}}} \cong 2\left(\frac{3}{2\pi}\right)^{\frac{2}{3}} + O\left(\frac{D}{\Gamma}\right)^{\frac{1}{6}}$$
(III-13)

où M_a est le taux de consommation de carburant en présence du vortex moins la consommation de carburant sans le vortex. La section du noyau entièrement mélangé est donnée par :

$$A_{mélangé} \cong 2 \left(\frac{2}{2\pi^2}\right)^{\frac{1}{3}} \Gamma^{\frac{2}{3}} D^{\frac{1}{3}} t + O\left(\frac{D}{\Gamma}\right)^{\frac{1}{2}}$$
(III-14)

L'expression (III-14) peut être comparée à celle pour la diffusion radiale pure dans laquelle les surfaces entièrement mélangées augmentent proportionnellement à Dt. Le taux d'augmentation en présence d'un vortex (III-14) est $\left(\frac{\Gamma}{D}\right)^{\frac{2}{3}}$ fois plus grand que dans le cas sans vortex.

Nous avons montré précédemment qu'à la fois le taux de déformation et la vorticité augmentent le mélange. Par conséquent, l'évolution des deux grandeurs (taux de déformation et vorticité) peut être employée comme critère pour évaluer l'intensification du mélange dans un écoulement. Ces critères sont employés ci-dessous pour étudier l'augmentation du mélange dans un écoulement pulsé dans un canal courbe.

III.3.2. Mesure de l'intensification du mélange

Le taux de déformation moyen et la vorticité moyenne dans la section transversale du coude ont été employés ici comme indicateurs de l'intensification du mélange transversal due à la pulsation de l'écoulement au sein d'un coude. Ces valeurs sont calculées à l'aide de Matlab en utilisant les vecteurs de vitesse mesurés par PIV. Des valeurs moyennes dans la section sont obtenues en faisant la moyenne des valeurs absolues de 1200 points uniformément distribués dans la section transversale du tube; où la distance entre deux points voisins est de 1,02 millimètres. La réflexion de la lumière près des parois du tube empêche la mesure des vecteurs de vitesse proche de la paroi. Malgré la présence d'un fort gradient de vitesse près de la paroi, cette perte d'information (qui est au maximum d'1,5 millimètres par rapport à la paroi) n'affecte pas les conclusions principales, qui sont basées sur les valeurs moyennes d'un grand nombre de points dans la section transversale du tube.

L'écoulement étudié est tridimensionnel; il y a donc trois directions principales de vorticité (et de taux de déformation). Dans cette étude, la vitesse axiale ne pouvait pas être mesurée à cause de la forme du coude ; par conséquent les résultats sont limités à la vorticité axiale et au taux de déformation transversale :

Vorticité axiale^{*}:
$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$
 (III-15)

Taux de déformation transversale :
$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)$$
 (III-16)

L'objectif de cette partie de l'étude paramétrique est d'évaluer les combinaisons des paramètres d'écoulement pulsé qui augmentent le mélange pour un écoulement régulier de Dean. Cet écoulement est très complexe de par l'action simultanée des forces visqueuses, centrifuges, et d'inertie, et particulièrement de leurs interactions temporelles. Par conséquent, autant il est possible de déterminer séparément l'effet de chaque paramètre (tel que le nombre de Womersley α , le rapport des composantes de vitesse β , et le nombre de Reynolds stationnaire Re_{st}) sur l'augmentation du mélange, il est extrêmement complexe de tirer des conclusions générales sur leurs effets simultanés. En regardant les résultats obtenus pour différentes combinaisons des paramètres d'écoulement, nous employons le terme « condition favorable de pulsation» si un ensemble de paramètres de contrôle (α et β) conduit à un écoulement pulsé dont la vorticité moyenne et le taux de déformation moyen sont plus grands que les valeurs dans le cas stationnaire ($\alpha = \beta = 0$). En d'autres termes, si $|\zeta_P|/|\zeta_S| > 1$ et $|\varepsilon_P|/|\varepsilon_S|$ la dépendance temporelle imposée au cas stationnaire induit un meilleur mélange > 1 transversal. Dans cette terminologie, il est clair que la dépendance temporelle n'est pas avantageuse si un ensemble (α , β) ne fournit pas un état de pulsation favorable, de sorte que $|\zeta_P|/|\zeta_S| < 1$ et $|\varepsilon_P|/|\varepsilon_S| < 1$; dans ce cas le mélange transversal est meilleur dans la configuration stationnaire. Cette définition de condition favorable de pulsation est basée sur les valeurs moyennes relatives du taux de déformation et de la vorticité dans la section, sans considérer la distribution locale de la vorticité et du taux de déformation. Une vérification complémentaire est nécessaire pour s'assurer que l'homogénéité dans la distribution de la vorticité et du taux de déformation n'est pas diminuée (comparée à l'écoulement stationnaire dans un coude) par la dépendance temporelle imposée au cas stationnaire.

^{*} Cette relation est valable pour les coordonnées curvilignes et cartésiennes.



Figure III-7 : Variations de $|\zeta_P|/|\zeta_S$ et $|\epsilon_P|/|\epsilon_S|$ avec la phase et α au cours d'une période d'oscillation pour $Re_{st} = 420$ quand $\beta = 1, 2$ et 4

La figure III-7 représente les variations de $|\zeta_P|/|\zeta_S|$ et $|\epsilon_P|/|\epsilon_S|$ avec la position dans la période de pulsation et α au cours d'une période d'oscillation pour $\text{Re}_{st} = 420$ quand $\beta = 1, 2$ et 4 (pour les autres cas : voir la figure A-1 en annexe). Chaque point sur les courbes correspond à la valeur moyenne relative de la vorticité absolue ou du taux de déformation absolu dans la section, adimensionnée avec la valeur absolue correspondante pour un écoulement stationnaire dans le coude.

La première observation est que les valeurs relatives de la vorticité moyenne et du taux de déformation moyen atteignent une valeur maximale au cours d'une période d'oscillation. La position dans la période de pulsation à laquelle ce maximum se produit varie avec α mais elle est presque invariable avec β . On observe également que pour un β et un Re_{st} donnés, plus la fréquence d'oscillation (dans la gamme $8 < \alpha < 21$) est faible, plus la valeur de ce maximum augmente (voir également la fig. III-8). Cette variation inverse par rapport à la variation de α est due aux effets dominants des forces visqueuses pour les faibles fréquences d'oscillation. En fait, les forces visqueuses sont responsables de la création de taux de déformation et de la diffusion de vorticité : pour des valeurs élevées de α , des effets visqueux sont confinés dans une couche mince près de la paroi, alors que la partie principale du cœur de l'écoulement dans la section transversale est presque non visqueuse. Par conséquent, les gradients de vitesse au milieu de la section du tube restent petits et les particules passant par cette région ne subissent pas un étirement fort.

Un autre point apparaissant sur les courbes de la fig. III-7 est que la vorticité et le taux de déformation augmentent entre les phases 0° et 90° dans la période de pulsation pour les faibles fréquences d'oscillations $\alpha < 11$ (pour tous les β), puis diminuent graduellement dans le reste de la période. Cependant, pour des fréquences $\alpha > 11$ (c'est-à-dire pour des fréquences modérées et hautes), la phase à laquelle la vorticité et le taux de déformation deviennent maximum est supérieure à 90° (ω .t > 90°). L'augmentation croissante de vorticité (et de taux de déformation) pour une phase entre 0° et 90° dans la période d'oscillation peut être attribuée à l'accélération de l'écoulement dans cette partie de la période. Cependant, pour de plus hautes fréquences, on observe toujours un retard de phase d'environ 90° pour atteindre le maximum. Dans la deuxième partie de la période, qui en gros coïncide avec la zone de décélération de l'écoulement, la vorticité (et les taux de déformation), diminuent comme prévu.



Figure III-8: Variations des valeurs maximales de $|\zeta_P|/|\zeta_S$ et $|\epsilon_P|/|\epsilon_S|$ avec α et β pour Re_{st}=420



Figure III-9: Variations des valeurs maximales de $|\zeta_P|/|\zeta_S$ et $|\epsilon_P|/|\epsilon_S|$ avec Re_{st} et β pour α =14,51

L'effet du rapport des composantes de vitesse β est également considérable. Pour une vitesse stationnaire donnée, une plus grande valeur de β correspond à des débits plus élevés, et ainsi à une vorticité et à un taux de déformation plus grand. Par conséquent, les valeurs maximales de la vorticité et du taux de déformation varient presque linéairement (en première approximation) avec β , comme montré sur la fig. III-8. Cependant, la situation devient plus complexe pour $\beta > 1$, où à quelques endroits dans la section transversale du tube, il y a la possibilité d'avoir un écoulement de retour. La figure III-8 reflète également les effets de α sur le mélange, comme discuté ci-dessus.

Le troisième paramètre influençant le mélange dans le coude est le nombre de Reynolds stationnaire Re_{st}. La figure III-9 présente pour $\alpha = 14,51$ la variation des valeurs maximales de la vorticité relative et du taux de déformation relatif en fonction de β pour différents nombres de Reynolds. En raison des limitations de pompage de la pompe utilisée, seul le cas Re_{st} = 420 a été examiné pour toutes les valeurs de β . Pour Re_{st} = 600 et 800, afin de rester dans un régime laminaire, seulement des faibles rapports de composantes de vitesse ont été étudiés. De cette figure, on peut conclure que les valeurs maximales de la vorticité et du taux de déformation dans un écoulement pulsé au sein d'un canal courbe augmentent également avec le nombre de Reynolds, comme prévu. Cependant, cette augmentation est moins importante que l'augmentation due au β .

III.3.3. Mélange global

Jusqu'ici l'analyse de l'amélioration du mélange s'est concentrée sur le comportement des valeurs maximales de la vorticité et du taux de déformation comme critères qui reflètent directement le mélange dans un écoulement pulsé au sein d'un coude. Cependant, dans un dispositif de mélange ou d'échange de chaleur, c'est le mélange global ou le transfert de chaleur global, réalisé au cours d'une période complète qui est pertinent. Afin d'obtenir un critère quantitatif pour l'intensification du mélange global au cours d'une période complète d'oscillation, deux paramètres $\overline{A}(\zeta)$ et $\overline{A}(\varepsilon)$ sont calculés. Si l'intégrale de la courbe de vorticité axiale absolue au cours d'une période d'oscillation dans un écoulement pulsé est

appelée $A_p(\zeta)$ et la même intégrale dans le cas stationnaire correspondant est appelée $A_s(\zeta)$, le paramètre sans dimensions $\overline{A}(\zeta)$ peut être défini comme le rapport de $A_p(\zeta)$ à $A_s(\zeta)$:

$$\overline{A}(\zeta) = \frac{A_P(\zeta)}{A_S(\zeta)} = \frac{\int_{0}^{360} |\zeta_P| d(\omega t)}{\int_{0}^{360^\circ} |\zeta_S| d(\omega t)}$$
(III-17)

De même, le paramètre sans dimensions lié au taux de déformation transversale, $\overline{A}(\varepsilon)$ est défini comme :

$$\overline{A}(\varepsilon) = \frac{A_{P}(\varepsilon)}{A_{S}(\varepsilon)} = \frac{\int_{0}^{360} |\varepsilon_{P}| d(\omega t)}{\int_{0}^{360^{\circ}} |\varepsilon_{S}| d(\omega t)}$$
(III-18)

Pour toutes les conditions de pulsations étudiées dans ce travail, les résultats sont présentés sous forme d'histogrammes pour la vorticité et le taux de déformation dans la figure III-10. Chaque colonne représente le cas expérimental identifié par ses trois paramètres : Re_{st}, α et β . Dans cette figure, le cas de l'écoulement stationnaire au sein d'un coude est également représenté par un trait horizontal droit. Puisque l'augmentation du mélange global (par vorticité et taux de déformation) n'indique aucun ordre spécifique dans les trois paramètres de contrôle (Re_{st}, α et β), on a décidé de tracer $\overline{A}(\zeta)$ et $\overline{A}(\varepsilon)$ sur la figure III-10 dans l'ordre croissant. Cette forme de présentation montre que l'interaction entre les effets des différents paramètres de contrôle dans l'intensification du mélange au cours d'une période de pulsation ne peut pas être analysée par une relation linéaire simple : l'interaction est fortement non linéaire et a besoin d'analyse plus théorique pour évaluer les effets de différents paramètres sur l'intensification d'un mélange.

Face à cette complexité, cependant, la figure III-10 suggère quelques conclusions empiriques. D'abord, on observe que même pour les combinaisons les moins favorables des paramètres de contrôle, le mélange (comme montré par la vorticité et le taux de déformation relatif) est plus important (de 5 à 15%) dans l'écoulement pulsé que dans l'écoulement stationnaire. En second lieu, presque toutes les combinaisons les moins favorables des paramètres de contrôle (excepté pour deux) ont $\beta = 1$: en fait, avec $\beta = 1$ l'augmentation maximale est de 68% (pour le taux de déformation à {Re = 420, β = 1, α = 8.37}) au delà de l'écoulement stationnaire dans un coude. Troisièmement, les valeurs faibles et modérées de a sont plus intéressantes (entre $\alpha = 10.26$ et $\alpha = 14,56$) puisqu'elles induisent des conditions de pulsation plus favorables au cours de toute la période de pulsation. En conclusion, on voit que pour $\beta \ge 2$ l'écoulement pulsé dans un coude augmente le mélange jusqu'à 375% (selon le critère du taux de déformation) et jusqu'à de 400% (selon le critère de la vorticité). C'est une amélioration considérable pour les écoulements laminaires, d'autant plus que son utilisation dans des applications pratiques est facile et moins coûteuse que d'autres solutions alternatives. Un autre avantage de cette technique est sa facilité du nettoyage, ce qui est un aspect non négligeable dans de nombreuses applications telles que les industries alimentaires ou pharmaceutiques.



Figure III-10: $\overline{A}(\zeta)$ et $\overline{A}(\varepsilon)$ dans l'ordre croissant pour {420 \leq Re_{st} \leq 1000, 1 \leq $\beta\leq$ 4, 8.37 $\leq\alpha\leq$ 24.5} (un seul coude)

III.3.4. Homogénéité de mélange

Comme mentionné ci-dessus, la comparaison des valeurs moyennes n'est pas suffisante et une analyse complémentaire doit être effectuée afin de s'assurer que les conditions de pulsation fournissent des champs de vorticité (ou de taux de déformation) dont les distributions ne sont pas moins homogènes que celles dans les conditions stationnaires. À cette fin, des écarts type relatifs aux valeurs moyennes sont calculés :

Ecart type:
$$SD = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} (X_i - \overline{X})^2}$$
 (III-19)

Ecart type relatif:
$$RSD = \frac{SD}{\overline{X}}$$
 (III-20)

Dans le cas actuel, n = 1200 (nombre de points à l'intérieur de la section transversale du coude), X_i est la valeur absolue de la vorticité (ou du taux de déformation) à chaque point de mesure, et \overline{X} est la valeur moyenne de la vorticité absolue (ou du taux de déformation absolu) dans la section transversale du tube. Les résultats confirment que les valeurs de l'écart type relatif pour différentes conditions de pulsation et dans le cas stationnaire sont très resserrées, et donc que l'homogénéité dans la distribution des valeurs locales de la vorticité et du taux de déformation ne se détériore pas lorsque qu'une dépendance temporelle est imposée à l'écoulement stationnaire, particulièrement quand un état de pulsation favorable est obtenu. Comme exemple, la fig. III-11 présente la variation de la vorticité absolue, de l'écart type, et de l'écart type relatif au cours d'une période complète d'oscillation pour $\beta = 1$ et 2, $\alpha = 10,26$ et 14,51 lorsque Re_{st} = 600.



Figure III-11: Variations de $|\zeta|$, de SD et de RSD au cours d'une période d'oscillation pour Re=600 lorsque β =0, 1, 2 et α =0, 10.26, 14.51

III.4. Conclusions

La Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) a été employée pour mesurer les vecteurs de vitesse de l'écoulement secondaire dans un écoulement pulsé en établissement au sein d'un canal courbe. Ainsi les champs de vitesse de l'écoulement secondaire sont obtenus pour une large gamme de paramètres de contrôle : nombre de Womersley $8.37 \le \alpha \le 20.53$, rapport des composantes de vitesse β = 1, 2, 3, 4 et Re_{st}= 420, 600, 800 et 1000. L'effet de ces paramètres sur la structure de l'écoulement secondaire a été étudié pour les phases : ω .t =0°, 90°, 180° et 270°. Ces mesures détaillées montrent que la topologie de l'écoulement secondaire est extrêmement riche et complexe en présence d'une pulsation. Plusieurs structures d'écoulement secondaires ont été observées et identifiées : sans-vortex, deux-vortex, quatre-vortex et vortex unique (ce dernier observé pour $\beta \ge 2$). Certaines de ces structures n'ont pas été vues dans les travaux précédents. Parmi les différentes phases de pulsation, ω .t = 270° a présenté la topologie la plus complexe : les différentes configurations d'écoulement secondaires ont été observées à cette phase pour différentes combinaisons de paramètres d'écoulement. Cette position de phase est particulièrement complexe puisque pour $\beta > 1$ un écoulement de retour apparaît. La combinaison des trois paramètres de contrôle (Re_{st}, α , β) rend l'écoulement résultant fortement imprévisible. Cette topologie complexe d'écoulement fournit également des champs de vorticité et de taux de déformation de complexité identique.

Des explications théoriques pour les effets de la vorticité et du taux de déformation sur le mélange ont été proposées. En particulier, pour le cas de la diffusion transitoire, il a été montré que le taux de déformation affecte directement la diffusion des espèces. Il a été également montré que la vorticité augmente la diffusion en créant l'étirement des filaments de fluide. Ainsi l'évolution des deux grandeurs (taux de déformation et vorticité) a été choisie comme critère pour évaluer l'intensification du mélange dans un écoulement pulsé au sein d'une conduite courbe.

La vorticité axiale et le taux de déformation transversale ont été calculés en utilisant les champs de vitesse mesurés par PIV dans la section transversale en sortie du coude, et ont été comparées à ceux dans un écoulement stationnaire. Des conditions qui fournissent un champ de vorticité et un champ de taux de déformation plus importants que ceux dans le cas stationnaire, sont appelées conditions favorables de pulsation pour le mélange. Les résultats prouvent que ces conditions sont réalisées quand $\beta \ge 2$ et $\alpha \le 15$.

Cette étude a prouvé que la pulsation peut augmenter le mélange transversal dans un coude jusqu'à 68% pour $\beta = 1$ et jusqu'à 400% pour $2 \le \beta \le 4$. On a également observé que les valeurs faibles et modérées d' α (entre 10 et 15) produisent un meilleur mélange que des valeurs élevées. Quelques explications phénoménologiques ont également été fournies.

Chapitre IV

Mélange dans l'écoulement de Dean alterné stationnaire et pulsé

IV. Mélange dans l'écoulement de Dean alterné stationnaire et pulsé

Objectif

Inspiré par les résultats du chapitre précédent, l'objectif de cette partie de l'étude est de mettre en évidence les avantages de l'ajout de la pulsation à un écoulement stationnaire dans une géométrie chaotique. Dans cette perspective, la structure de l'écoulement secondaire, le mouvement des cellules et les critères du mélange sont analysés pour l'écoulement de Dean alterné stationnaire et pulsé.

IV.1. Introduction

Dans le premier chapitre, les avantages de l'utilisation des configurations chaotiques pour le mélange dans le régime laminaire ont été expliqués. Une perturbation géométrique simple, ici le changement des plans de courbure, peut générer des trajectoires chaotiques dans un écoulement tridimensionnel ouvert stationnaire. Ainsi la complexité des trajectoires peut améliorer le processus de mélange par advection chaotique.

Dans le chapitre précédent, l'écoulement secondaire ainsi que le mélange transversal dans un seul coude ont été étudié en détail. L'intérêt d'ajouter une dépendance temporelle à l'écoulement stationnaire au sein d'un coude à 90° a été mis en évidence et les conditions favorables de pulsation pour améliorer le mélange transversal dans cette géométrie simple ont été introduites.

Etant donné les avantages de la configuration chaotique et en connaissant les intérêts de la pulsation d'écoulement dans un seul coude, l'étape suivante est l'étude des effets de la

dépendance temporelle sur les structures de l'écoulement secondaire ainsi que sur le mélange transversal, lorsque plusieurs coudes sont installés l'un après l'autre dans une configuration chaotique.

Dans ce but, le dispositif expérimental présenté dans le chapitre II (voir la figure II-3) est utilisé. On rappelle que dans ce dispositif, six coudes sont assemblés en respectant un protocole de rotation de $\pm 90^{\circ}$ dans l'alternance des plans de courbures des coudes. Afin de mesurer les champs de vitesse d'écoulement secondaire à la sortie de chaque coude par la PIV, la structure en forme de « T » est installée à l'extrémité du coude d'étude. Les mesures sont effectuées pour le premier, deuxième, troisième et sixième coude de ce dispositif. La figure IV-1 montre l'état du dispositif expérimental lors des mesures en sortie du troisième coude.



Figure IV-1 : Dispositif expérimental lors des mesures en sortie du troisième coude

Pour une compréhension des éventuelles influences du caractère pulsé sur les structures de l'écoulement secondaire, nous allons dans un premier temps caractériser l'écoulement à la sortie des coudes pour le cas stationnaire. Ensuite, la variation du mélange transversal dans la situation pulsée sera étudiée afin de déterminer l'avantage de la pulsation dans une configuration chaotique appelée écoulement de Dean alterné pulsé.

IV.2. Ecoulement de Dean alterné stationnaire

IV.2.1. Topologie d'écoulement secondaire

Les vecteurs vitesse de l'écoulement secondaire ont été mesurés en sortie du premier, deuxième, troisième et sixième éléments coudés de la configuration alternée pour les nombres de Reynolds $Re_{st} = 420, 600, 800$ et 1000. Quelques nombres de Reynolds supplémentaires ($Re_{st} = 300, 900, 1200$ et 1500) sont également considérés pour les mesures en sortie du premier coude. La similarité observée des structures de l'écoulement secondaire pour différents nombres de Reynolds dans chaque coude, nous a permis de les présenter seulement pour deux nombres de Reynolds représentatifs ($Re_{st} = 420, 1000$) (fig. IV-2). On rappelle que la direction positive de l'axe « x » est toujours vers « la paroi interne » du coude qui est en effet la paroi la plus proche du centre de courbure de ceci. Ainsi dans toutes les figures, la paroi située à droite est la paroi interne et la paroi située à gauche est la paroi externe du coude.

En examinant les différentes structures, on peut observer que l'écoulement secondaire est composé de deux cellules contra-rotatives dans tous les coudes et ceci pour tous les nombres de Reynolds étudiés. L'explication de cette structure similaire à celle donnée pour la formation des cellules de Dean dans le premier chapitre (I.2.1). La présence de la courbure génère des forces centrifuges qui agissent perpendiculairement par rapport à la direction de l'écoulement principal. Ces forces sont opposées au gradient de pression transversal. Dans la région centrale de la section du coude, les forces centrifuges sont plus fortes que les forces de pression ; donc les particules du fluide se déplacent de la paroi interne vers la paroi externe. La direction des vecteurs vitesse dans les régions centrales sur la figure IV-2 montre ce mouvement des particules. Les forces visqueuses au voisinage de la paroi externe ralentissent ce mouvement de particules. Afin d'assurer la conservation de masse, le fluide poussé vers la paroi extérieure revient vers la paroi interne en longeant les parois supérieures et inférieures. Dans ces régions, le gradient de pression l'emporte sur la force centrifuge. D'après nos observations présentées sur la figure IV-2, ce mouvement de retour vers la paroi interne est plus lent par rapport au mouvement des particules vers la paroi externe dans le premier coude. Les vecteurs rouges, qui représentent les vitesses plus élevés dans chaque section, sont situés dans la région centrale du premier coude, où le mouvement des particules est vers la paroi externe. Par contre, dans les autres coudes (coudes 2, 3 et 6) les vecteurs de vitesse sont plus élevés dans le mouvement de retour vers la paroi interne par rapport à celui vers la paroi externe. Dans ces coudes, les vecteurs vitesse en rouge se trouvent proche des parois supérieures et inférieures (Fig. IV-2). Finalement, dans chaque coude, la compétition entre la force centrifuge et le gradient de pression en présence des forces visqueuses aboutit à la formation des deux cellules contrarotatives dans le plan perpendiculaire à l'écoulement principal. Les centres de ces cellules sont repérés en utilisant le symbole « + » dans la figure IV-2.

Contrairement à la ressemblance de la structure générale de l'écoulement secondaire (toujours composée de deux cellules contrarotatives) dans tous les coudes pour les nombres de Reynolds étudiés, la figure IV-2 montre que la symétrie ou l'asymétrie de la structure ainsi que les positions de centres des cellules dépendent du nombre de coudes et également du nombre de Reynolds. Afin de décrire ces détails observés dans les structures d'écoulement secondaire, une analyse plus détaillée est effectuée dans la suite de cette étude.



Figure IV-2 : Structures de l'écoulement secondaire dans un écoulement de Dean alterné stationnaire

Pour étudier le déplacement des centres de cellules en fonction du nombre de Reynolds et du nombre de coudes, quatre paramètres sont mesurés : r_1 , r_2 , θ_1 et θ_2 . Comme c'est présenté sur la figure IV-3, r_1 et r_2 sont respectivement les distances entre le centre de la section circulaire du coude et les centres des cellules situées proche des parois supérieures et inférieures. Dans les courbes qui vont être présentées, r_1 et r_2 sont adimensionnés par le rayon de la section du coude (r_0). L'angle θ_1 correspond à l'angle entre la ligne qui connecte le centre de la section au centre de la cellule supérieure et l'axe « x » ; et l'angle θ_2 représente l'angle entre la ligne qui connecte le centre de la section au centre de la cellule inferieure et l'axe « x ». Il faut préciser que le sens positif choisi pour l'angle θ_1 est trigonométrique alors que le sens positif pour l'angle θ_2 est anti- trigonométrique (Fig. IV-3).



Figure IV-3 : Présentation des paramètres mesurés pour localiser les centres de cellules

La figure IV-4 présente les variations de $\frac{r_1}{r_0}$ et $\frac{r_2}{r_0}$ en fonction du nombre de Reynolds dans les différents coudes. Les courbes de cette figure (fig. IV-4) doivent être analysées en même temps que les courbes de la figure IV-5, où les variations de θ_1 et θ_2 en fonction du nombre de Reynolds sont présentées dans les différents coudes.

Le premier résultat immédiatement observable est que la structure de l'écoulement secondaire en régime stationnaire dans la configuration chaotique possède une symétrie complète dans le premier coude ; mais cette symétrie est brisée lorsque l'écoulement passe dans les coudes suivants. Les courbes similaires obtenues pour $\frac{r_1}{r_0}$ et $\frac{r_2}{r_0}$ ainsi que pour θ_1 et

 θ_2 dans le premier coude montrent que la position du centre de la cellule supérieure par rapport à l'axe « x » est identique à celle de la cellule inferieure pour tous les nombres de Reynolds étudiés. Cette similarité des courbes n'existe pas pour les autres coudes. Une autre information obtenue à partir des courbes présentées dans les figures IV-4 et IV-5 concerne la



Figure IV-4 : Variations de $\frac{r_1}{r_0}$ et $\frac{r_2}{r_0}$ en fonction du nombre de Reynolds dans les différents coudes

linéarité des variations des quatre paramètres $(\frac{r_1}{r_0}, \frac{r_2}{r_0}, \theta_1 et \theta_2)$ par rapport au nombre de Reynolds. Sauf à deux points $(\frac{r_1}{r_0})$ à Re=420 pour 2^{ème} et 6^{ème} coude), cette linéarité est observée dans tous les coudes. En augmentant le nombre de Reynolds dans le premier coude, $\frac{r_1}{r_0}$ et $\frac{r_2}{r_0}$ augmentent mais θ_1 et θ_2 diminuent linéairement. Autrement dit, plus le nombre de



Figure IV-5 : Variations de θ_1 et θ_2 en fonction du nombre de Reynolds dans les différents coudes

Reynolds est élevé, plus les centres des cellules supérieures et inférieures sont loin du centre de la section du premier coude. En même temps, l'angle entre la ligne qui connecte le centre de la cellule (supérieure ou inferieure) au centre de la section et l'axe « x » (θ_1 et θ_2) diminue.

Pour les coudes suivants, toutes les courbes sont au dessous des courbes du premier coude (figs. IV-4 et IV-5), donc les cellules qui se forment dans le deuxième, troisième et sixième coude sont plus proches du centre de la section par rapport à celles du premier coude. Les angles θ_1 et θ_2 sont également plus petits dans ces coudes comparés aux angles des cellules formées dans le premier coude.

Lorsque Re_{st} est supérieur à 600 dans le $2^{\text{ème}}$ coude et pour toutes les valeurs du nombre de Reynolds stationnaire étudié dans le $3^{\text{ème}}$ et $6^{\text{ème}}$ coude ($420 \le \text{Re}_{st} \le 1000$), la cellule supérieure s'éloigne du centre de la section en augmentant le nombre de Reynolds. L'angle entre la ligne qui connecte le centre de cette cellule (supérieure) au centre de la section et l'axe « x » (θ_1) diminue lorsque l'on augmente le nombre de Reynolds ($420 \le \text{Re}_{st} \le 1000$) dans le $2^{\text{ème}}$ et $3^{\text{ème}}$ coude mais il devient quasiment indépendant du nombre de Reynolds dans le $6^{\text{ème}}$ coude. En ce qui concerne les cellules inférieures, les mesures montrent qu'en augmentant le nombre de Reynolds, la cellule inférieure se forme plus loin du centre de la section dans le $2^{\text{ème}}$ coude mais plus proche dans le $3^{\text{ème}}$ et $6^{\text{ème}}$ coude. Dans tous les coudes, l'angle θ_2 diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente. Comme ce qui est observé pour θ_1 , les variations de θ_2 avec le nombre de Reynolds sont moins importantes dans le $6^{\text{ème}}$ coudes.

La distance maximum et minimum entre le centre de la cellule supérieure et le centre de la section (ainsi que les valeurs maximum et minimum de θ_1) sont respectivement observés dans le 1^{er} et le 2^{ème} coudes. Ces maximums et minimums pour la cellule inférieure se trouvent respectivement dans le 1^{er} et le 6^{ème} coudes. D'après les courbes de la figure IV-5, les angles θ_1 et θ_2 restent toujours inférieurs à 90°. On peut donc conclure que les cellules se forment toujours dans la moitié proche de la paroi interne de la section de chaque coude

La zone dans la quelle les cellules apparaissent dans l'écoulement de Dean alterné stationnaire sera encore le sujet de discussion dans la section suivante et le mécanisme de mélange associé sera étudié.

IV.2.2. Amélioration du mélange – Mécanisme avantageux mais limité

Plusieurs avantages de l'écoulement de Dean alterné pour le mélange des fluides complexes et visqueux dans un régime laminaire ont motivé les chercheurs à étudier le mécanisme du mélange dans cet écoulement. Il s'agit d'un écoulement ouvert, il peut donc être appliqué dans les processus continus. Grâce à sa configuration, les cellules formées dans l'écoulement secondaire jouent le rôle d'agitateurs inhérents à l'écoulement ; aucun mécanisme externe n'est donc nécessaire pour assurer l'agitation. Mokrani et al. (1997) ont trouvé que le régime d'advection chaotique engendré par la réorientation spatiale couplé à l'écoulement secondaire améliore le mélange. Castelain (1995) a également montré que la persistance du processus de destruction et de reformation des écoulements secondaires induit



Figure IV-6 : Positions de centres des cellules formées en sortie des coudes dans l'écoulement de Dean alterné stationnaire

par les réorientations spatiales successives conduit à une destruction progressive des îlots et par conséquent, produit un meilleur mélange en comparaison avec un écoulement régulier (non perturbé spatialement). Ici, la question qui se pose est de savoir si ces réorientations spatiales successives contribuent également à intensifier le niveau de la vorticité et du taux de déformation (ces deux éléments sont introduits comme responsable du mélange dans le chapitre précédent) dans la section de chaque coude ou non. Si la réponse est positive, on peut conclure que l'utilisation de l'écoulement de type Dean alterné stationnaire dans une processus de mélange intensifie le mélange sous deux aspects différents:

i) l'amélioration de l'homogénéité du mélange par la destruction progressive des îlots.

ii) l'intensification des valeurs de la vorticité et du taux de déformation qui sont les responsables du mécanisme principal de mélange.

Le premier aspect a déjà été le sujet de plusieurs travaux et même, l'idée de l'utilisation d'une configuration chaotique est basée sur cette amélioration de l'homogénéité. Dans l'étude présente, nous allons ajouter un nouveau point aux connaissances antérieures sur cet aspect.

Les positions de centres des cellules formées en sortie du 1^{er}, 2^{ème}, 3^{ème} et 6^{ème} coude pour des nombres de Reynolds stationnaire compris entre 420 et 1000 sont présentées dans la figure IV-6 où toutes les coordonnées sont adimensionalisées par le rayon de la section ($r_0 = 0,02 \text{ m}$):

$$\overline{x} = \frac{x}{r_0}$$
, $\overline{y} = \frac{y}{r_0}$ (IV-1)

On constate que malgré le mouvement du centre des cellules dû aux réorientations successives des plans de courbure, le centre des cellules reste toujours à l'intérieur d'une zone située dans la moitié proche de la paroi interne de la section. Pour les nombres de Reynolds étudiés, cette zone se situe dans un rectangle figurant sur la figure IV-6. L'aire de cette zone est calculée puis divisée par l'aire de la section adimensionnelle du coude. Le résultat montre que cette zone occupe seulement 9,17% de la section du coude. Ainsi le domaine de mouvement des centres des cellules est limité à moins de dix pourcent de domaine qui est potentiellement capable de les héberger, c'est-à-dire la section de coude. On peut donc conclure que malgré l'amélioration de l'homogénéité du mélange en comparaison avec un écoulement non perturbé spatialement, les zones qui participent à cet aspect avantageux de l'écoulement de Dean alterné stationnaire restent quand-même limitées. Dans la section suivante nous allons mettre en évidence l'intérêt de la pulsation pour élargir cette zone.

Les courbes de variations de la vorticité et du taux de déformation dans l'écoulement de Dean alterné stationnaire sont présentées sur la figure IV-7. On observe qu'en augmentant le nombre de Reynolds, la vorticité ainsi que le taux de déformation augmentent linéairement. Par contre, les valeurs de ces paramètres ($|\zeta_S|$ et $|\epsilon_S|$) diminuent en passant d'un coude au coude suivant. On constate que cette diminution devient plus importante pour les nombres de Reynolds plus élevés (Re_{st} > 600).



Figure IV-7 : Variations de la vorticité (ζ_S) et du taux de déformation (ϵ_S) en fonction du nombre de Reynolds pour 1^{er}, 2^{ème}, 3^{ème} et 6^{ème} coude

Ainsi on peut dire que la configuration chaotique n'aboutit pas au renforcement des champs de vorticité axiale et du taux de déformation transversale. Ceci peut être considéré comme une faiblesse de l'écoulement de Dean alterné stationnaire dans le processus de mélange. Dans la section suivante de cette étude, nous allons montrer que l'ajout de la pulsation à cet écoulement peut résoudre cette lacune dans certaines conditions favorable de pulsation.

L'écoulement de Dean alterné stationnaire ne contribue donc pas au deuxième aspect mentionné pour amélioration du mélange; par contre, il contribue à la destruction progressive des îlots et par conséquent, à l'homogénéisation du mélange (aspect (i)) ; un avantage qui reste encore limité au niveau des zones influencées.

Pour finir cette partie de l'étude, un exemple des champs de vitesse, de vorticité et de taux de déformation est présenté dans la figure IV-8. Ces champs concernent la section sortie du premier coude à $Re_{st} = 600$. Cependant, étant donné que la structure générale de l'écoulement secondaire dans les autres coudes, pour tous les nombres de Reynolds étudiés, est similaire (toujours composée de deux cellules contra-rotatives); cette figure peut être considérée comme représentative de la structure générale de l'écoulement secondaire dans la configuration chaotique.



Figure IV-8 : Champs représentatifs de la vitesse, de la vorticité et du taux de déformation en sortie des coudes dans un écoulement de Dean alterné stationnaire

IV.3. Ecoulement de Dean alterné pulsé

Dans le chapitre 3 nous avons montré que certaines conditions de pulsation, appelées « conditions favorables », intensifient le mélange transversal dans un coude à 90° en comparaison avec un écoulement non-pulsé (stationnaire). L'utilisation de ces conditions favorables ($\beta \ge 2$ et $\alpha \le 15$) de la pulsation aboutit à un écoulement avec des valeurs de la vorticité et du taux de déformation qui sont plus élevées par rapport à un écoulement stationnaire. En plus, nous avons observé que les structures de l'écoulement secondaire dans un écoulement pulsé sont plus complexes tel que différents structures se forment dans une période d'oscillation ; par conséquent, le mouvement de centre des cellules se produit dans une zone plus large de la section du coude.

Connaissant les résultats obtenus dans le chapitre précédent, l'ajout de la pulsation à l'écoulement de Dean alterné stationnaire nous semble une idée pertinente afin d'améliorer le mélange. Dans cette perspective, les effets de différentes conditions de pulsation sont étudiés dans la configuration chaotique afin de déterminer les conditions favorables pour le mélange. Les conditions étudiées sont les mêmes que celles du chapitre précédent (tableau III-1).

IV.3.1. Amélioration du mélange par intensification de la vorticité et du taux de déformation

Après avoir expliqué le rôle de la vorticité et du taux de déformation sur l'intensification du mélange dans le chapitre précédent (III-3-1), nous avons expliqué que dans un dispositif de mélange, la notion pertinente est le mélange global au cours d'une période complète d'oscillation. Ensuite, deux critères $\overline{A}(\zeta)$ et $\overline{A}(\varepsilon)$ ont été définis (voir les relations III-17 et III-18) afin de quantifier les effets de la pulsation au cours d'une période complète d'oscillation sur le mélange transversal dans un coude. Les mêmes critères sont utilisés ici pour évaluer les effets de différentes conditions de pulsation sur le mélange dans une configuration chaotique. Ainsi, nous allons chercher les conditions favorables de pulsation pour un processus de mélange dans un écoulement de Dean alterné pulsé.

Pour toutes les conditions de pulsations étudiées, les valeurs de $A(\zeta)$ et $A(\varepsilon)$ sont respectivement présentées dans les figures IV-9 et IV-10 sous forme d'histogrammes. À chaque condition de pulsation ({Re_{st}, β et α }), un groupe de quatre colonnes est associé. Comme c'est montré sur les légendes de ces figures, chaque colonne d'un groupe représente la valeur de $\overline{A}(\zeta)(\mathrm{ou}\,\overline{A}(\varepsilon))$ calculée dans la section de sortie d'un des coudes $(1^{\mathrm{er}}, 2^{\mathrm{ème}}, 3^{\mathrm{ème}})$ ou $6^{\mathrm{ème}}$) de la configuration chaotique pour la condition concernée. On rappelle que la valeur 1 pour $\overline{A}(\zeta)$ et $\overline{A}(\varepsilon)$ correspond aux mesures effectuées dans l'état stationnaire. Une condition de pulsation est favorable pour le mélange transversal dans la configuration chaotique si les hauteurs des quatre colonnes du groupe concerné sont supérieures à 1 pour $\overline{A}(\zeta)$ ainsi que pour $\overline{A}(\varepsilon)$. Pour ces conditions, l'écoulement de Dean alterné pulsé est plus intéressant pour le mélange en comparaison avec l'écoulement de Dean alterné stationnaire.



Figure IV-9 : A_{ζ} pour {420≤Re_{st}≤1000, 1≤β≤4, 8.37≤α≤24.5} dans la configuration chaotique



Figure IV-10 : $\overline{A_{\varepsilon}}$ pour {420 ≤ Re_{st} ≤ 1000, 1 ≤ β ≤ 4, 8.37 ≤ α ≤ 24.5} dans la configuration chaotique
Sur les figures IV-9 et IV-10, les groupes de colonnes qui sont associés aux conditions favorables de pulsation sont distingués par le symbole « 🗹 ». On observe que pour toutes les conditions de pulsation, même celles qui ne sont pas favorables, le mélange transversal dans le premier et le deuxième coude s'intensifie en comparaison avec l'écoulement stationnaire. Par contre, dans les coudes suivants (3^{ème} et 6^{ème}) l'effet de la pulsation sur le mélange ne reste pas toujours avantageux. Pour certaines conditions, les valeurs obtenues pour $\overline{A}(\zeta)$ et A (ε) se situent en dessous de celles d'un écoulement stationnaire. Cet effet défavorable de ces conditions de la pulsation sur le mélange est souvent plus remarquable dans le dernier (6^{eme}) coude. Par exemple, la condition {Re_{st} = 420, β =1, α = 14,51) augmente le mélange transversal dans le 1^{er} et le 2^{ème} coude respectivement jusqu'à 27% et 1% (selon le critère de vorticité) au delà de l'écoulement stationnaire alors qu'elle diminue le mélange dans le 3^{ème} et 6^{eme} coude respectivement jusqu'à 18% et 27%. On peut donc conclure que le choix des conditions de pulsation afin d'améliorer le mélange dans une configuration chaotique dépend du nombre des coudes utilisés dans le mélangeur. Dans la gamme des paramètres étudiés $\{420 \le \text{Re}_{st} \le 1000, 1 \le \beta \le 4, 8.37 \le \alpha \le 24.5\}$, la pulsation est toujours intéressante pour l'augmentation du mélange dans un mélangeur constitué de seulement deux coudes. Plus le nombre de coudes augmente, plus le nombre de conditions favorables de la pulsation pour le mélange diminue.

Les conditions favorables de pulsation montrées sur les figures IV-9 et IV-10 concernent un mélangeur constitué de six coudes. La caractéristique commune de toutes ces conditions favorables est que le nombre de Womersley a une valeur qui est toujours inférieure à 15,4. En d'autres termes, les hautes fréquences de pulsation ($\alpha > 15,4$) ne sont pas avantageuses pour l'intensification du mélange, même lorsque le rapport d'amplitude de vitesse (β) est grand. Par exemple, on constate que pour une condition ayant la valeur la plus grande de β , la haute fréquence de pulsation cause la diminution de $A(\zeta)$ et $A(\varepsilon)$, particulièrement dans les derniers coudes, par rapport au cas stationnaire (voir le groupe des colonnes associé à la condition {Re_{st} = 420, β =4, α =20,53}). L'explication de cette diminution est semblable à celle présentée également dans le chapitre précédent pour un seul coude : lorsque la valeur de α est grande, les effets visqueux sont confinés dans une couche mince près de la paroi. Ainsi, l'écoulement dans la région centrale de la section transversale du coude est quasiment non-visqueuse; par conséquent, les valeurs de la vorticité et du taux de déformation dans une grande partie de la section sont petites. Contrairement à l'effet négatif des grandes valeurs de α sur le mélange, les grandes valeurs de β , surtout lorsque $\alpha \leq 15,4$, sont plus efficaces pour l'intensification du mélange transversal.

Enfin, parmi les conditions favorables présentées, les pourcentages des augmentations minimales et maximales du mélange transversal en 1^{er}, 2^{ème}, 3^{ème} et 6^{ème} coude selon le critère de vorticité (fig. IV-9) sont respectivement {min : 15%, max :400%}, {min : 36%, max : 527%}, {min : 12%, max : 477%} et {min : 3%, max : 348%}. Selon le critère du taux de déformation (fig. IV-10), ces pourcentages sont {min :22%, max : 375%}, {min : 35%, max : 536%}, {min : 23%, max : 450%} et {min : 13%, max : 308%}. On peut donc conclure que le mélange transversal dans un mélangeur chaotique composé de six coudes peut être intensifié entre 20% à 430% en moyenne lorsqu'on ajoute une pulsation à l'écoulement stationnaire. Cette augmentation considérable du mélange prouve l'avantage de l'écoulement de Dean alterné pulsé pour un processus de mélange qui doit être effectué en régime laminaire.

IV.3.2. Amélioration du mélange par élargissement des zones de mouvement des cellules

Dans la section IV-2.2 nous avons constaté que l'aspect avantageux de l'écoulement de Dean alterné stationnaire pour l'amélioration du mélange concerne la destruction et la réformation successives des cellules dues aux changements d'orientation des plans de courbure. Ainsi le mélange est plus homogène, en comparaison avec les mélangeurs hélicoïdaux, grâce à la destruction progressive des zones de piégeage (régions autour de centres des cellules) mais toujours en profitant des agitateurs internes (les cellules). Par contre, cet avantage reste limité car le mouvement des cellules se trouve dans seulement une dixième (pour 420 $\leq \text{Re}_{st} \leq 1000$) de la section transversale du coude, située toujours à la moitié proche de la paroi interne. Une idée qui conduit à l'élargissement de cette zone du mouvement des cellules, mérite donc d'être étudiée afin d'améliorer le mélange dans une configuration chaotique. Nos observations présentées dans le chapitre précédent (figs. III-2, III-3, III-4 et III-5), montrent la complexité du mouvement de centres des cellules au cours d'une période d'oscillation dans un écoulement pulsé au sein d'un coude à 90°. Si cette complexité persiste dans les autres coudes de la configuration chaotique de telle sorte que la zone de mouvement des cellules s'élargisse par rapport à celle de l'écoulement stationnaire ; on peut considérer l'ajout de la pulsation comme une solution pertinente pour l'amélioration du mélange (ici au sens d'homogénéisation) dans la configuration chaotique.

Les mesures des champs de vitesse en sortie de $2^{\text{ème}}$, $3^{\text{ème}}$ et $6^{\text{ème}}$ coude confirment l'existence des structures encore plus complexes que celles observées dans le premier coude pour les mêmes conditions de pulsation. Comme un exemple représentatif, la description des structures de l'écoulement secondaire pour une des conditions favorables de pulsation, {Re_{st} = 600, $\beta = 2$, $\alpha = 10,26$ }, est présenté sur les figures IV-11, IV-12, IV-13 et IV-14. Notre référence pour déterminer la position de phase est toujours la position de phase de l'écoulement à l'entrée du premier coude. La structure générale de l'écoulement secondaire formé à la même position de phase (ω .t) est semblable pour le $2^{\text{ème}}$, $3^{\text{ème}}$ et $6^{\text{ème}}$ coude. Celleci est légèrement différente pour le premier coude, particulièrement dans les positions de phases pour lesquelles la composante sinusoïdale de la vitesse est nulle (ω .t = 0° , ω .t = 180°). Ces structures sont décrites ci-dessous :

À la position de phase ω .t = 0°, où la vitesse de pulsation $U_p(t)$ est égale à la vitesse moyenne de l'écoulement stationnaire U_{st} , la structure siphon (figue IV-11) se forme dans le $2^{\text{ème}}$, $3^{\text{ème}}$ et $6^{\text{ème}}$ coude. Cette structure est composée d'une cellule dans le sens inverse des aiguilles d'une montre. D'après la figure IV-11, les régions avec les valeurs plus élevées de la vorticité se trouvent où la cellule est formée, alors que celles avec les grands taux de déformations se situent à l'extérieure de cette région de la cellule. Cette structure est différente de celle observée en sortie du premier coude. Comme le montre la figure III-2-d du chapitre précédent, aucune cellule (NC) ne se forme à cette position de phase (ω .t = 0°) dans le premier coude^{*}.

Lorsque la position de phase est ω .t = 90° (débit maximum), l'écoulement secondaire dans le 2^{ème}, 3^{ème} et 6^{ème} coude (fig. IV-12) ainsi que dans le 1^{er} coude (fig. III-3-b) a une structure composée de deux cellules contra-rotatives proches de la paroi interne de la section. La cellule

^{*} Par contre, les mesures présentées sur la figure III-1 montrent que la structure siphon est également observée dans le premier coude à cette condition de pulsation mais pour une phase égale à ω .t = 315°, c'est-à-dire 45° en avance par rapport aux coudes suivants.



Figure IV-11 : Champs représentatifs de la vitesse, de la vorticité et du taux de déformation en sortie du 2^{eme} , 3^{eme} et 6^{eme} coude dans un écoulement de Dean alterné pulsé lorsque ω .t = 0°

la plus proche de la paroi supérieure tourne dans le sens des aiguilles d'une montre et celle proche de la paroi inférieure tourne dans le sens inverse. Ce type de structure est appelé « circulation déformée » de Dean dans le chapitre précédent. Les régions d'appariation des cellules sont des régions de forte vorticité, alors que les zones de fort taux de déformation se trouvent à leurs voisinages (fig. IV-12).

La structure la plus complexe se forme à ω .t = 180°, où la vitesse de pulsation $U_{p}(t)$ devient



Figure IV-12 : Champs représentatifs de la vitesse, de la vorticité et du taux de déformation en sortie du $2^{\text{ème}}$, $3^{\text{ème}}$ et $6^{\text{ème}}$ coude dans un écoulement de Dean alterné pulsé lorsque ω .t = 90°



Figure IV-13 : Champs représentatifs de la vitesse, de la vorticité et du taux de déformation en sortie du $2^{\text{ème}}$, $3^{\text{ème}}$ et $6^{\text{ème}}$ coude dans un écoulement de Dean alterné pulsé lorsque ω .t = 180°

encore égale à la vitesse moyenne de l'écoulement stationnaire U_{st} , mais cette fois au milieu de la zone de décélération dans la courbe de vitesse oscillante. Cette structure composée de 4 cellules est montrée dans la figure IV-13. Dans la moitié supérieure (inférieure) de la section, la direction de rotation de la cellule proche de la paroi interne (externe) est dans le sens des aiguilles d'une montre; opposée à celle de la cellule proche de la paroi externe (interne). Le nombre relativement élevé des cellules aboutit à une distribution des gradients de vitesse dans la section qui est plus intéressante pour le mélange. Cette distribution est présentée sous la



Figure IV-14 : Champs représentatifs de la vitesse, de la vorticité et du taux de déformation en sortie du $2^{\text{ème}}$, $3^{\text{ème}}$ et $6^{\text{ème}}$ coude dans un écoulement de Dean alterné pulsé lorsque ω .t = 270°

forme des champs de vorticité et de taux de déformation sur la figure IV-13. Il faut également remarquer que la structure sous forme de deux haricots, appelée « circulation intermédiaire » entre Dean et Lyne, qui est observée à cette phase d'oscillation (ω .t = 180°) dans le premier coude (fig. III-4-b, b' et b"), peut être considérée comme l'étape primitive de la formation d'une structure à 4 cellules observées dans les coudes suivants (2^{ème}, 3^{ème} et 6^{ème} coudes).

Enfin, la structure de l'écoulement secondaire à la phase ω .t = 270° (débit minimum) dans le 2^{ème}, 3^{ème} et 6^{ème} coude est présentée sur la figure IV-14. On rappelle qu'un écoulement de retour existe dans cette position de la période. Semblable à la structure observée dans le 1^{er} coude (fig. III-5-h), l'écoulement secondaire a une structure asymétrique qui consiste en deux cellules contra-rotatives.

Une comparaison qualitative entre les différentes structures de l'écoulement secondaire (et les champs de vorticité et de taux de déformation) formées au cours d'une période d'oscillation dans l'écoulement de Dean alterné pulsé (figs. IV-11, 12, 13 et 14) avec celles observées dans l'écoulement de Dean alterné stationnaire (figs. IV-8), confirme la complexité des structures, la propagation de la zone de mouvement des cellules et la meilleure distribution des zones à fort gradient de vitesse lors de l'utilisation de la pulsation.

Afin de mettre en évidence l'élargissement des zones de mouvement des centres des cellules dû à la pulsation, les positions adimensionnelles de centres des cellules formées en sortie du 1^{er}, 2^{ème}, 3^{ème} et 6^{ème} coudes pour un écoulement stationnaire (Re_{st} = 600) ainsi que pour un écoulement pulsé ({Re_{st} = 600, $\beta = 2$, $\alpha = 10,26$ }) sont montrées sur la figure IV-15.



Figure IV-15 : Positions de centres des cellules formées en sortie des coudes dans l'écoulement de Dean alterné stationnaire (Re_{st} =600) ainsi que dans l'écoulement de Dean alterné pulsé (Re_{st} =600, β =2, α =10.26)

La zone qui concerne le mouvement des cellules dans l'écoulement de Dean alterné stationnaire est distinguée par un rectangle étroit alors que la zone concernant le mouvement des cellules dans l'écoulement de Dean alterné pulsé est encadrée par un rectangle presque carré. Le calcul des surfaces de ces rectangles montre que la zone de mouvement des centres des cellules couvre seulement 5,5% de la section transversale du coude (toujours dans la moitié près de la paroi interne) alors que celle du cas pulsé s'étend sur 50,5% de la section. Autrement dit, l'ajout d'une pulsation favorable à l'écoulement stationnaire dans une configuration chaotique élargit la zone de mouvement des centres des agitateurs internes (cellules) jusqu'à une surface qui est 9 fois plus grande en comparaison avec celle observée dans un écoulement stationnaire. Ces résultats confirment encore une fois l'avantage de l'écoulement de Dean alterné pulsé par rapport à l'écoulement de Dean alterné stationnaire pour un processus de mélange.

IV.4.Conclusions

Dans ce chapitre, à partir des mesures PIV des champs de vitesse dans l'écoulement secondaire, les différentes structures formées dans les écoulements de Dean alterné stationnaire et pulsé sont montrées et en analysant ces structures ainsi que les critères de mélange (définis dans le chapitre précédent), la pulsation est présentée comme une idée pertinente pour l'amélioration du mélange dans une géométrie chaotique :

Les résultats montrent que, la structure de l'écoulement secondaire dans le cas stationnaire est toujours composée de deux cellules contra-rotatives observées à la moitié proche de la paroi interne dans tous les coudes. Par contre, la symétrie ou l'asymétrie de la structure ainsi que les positions des centres des cellules dépendent de nombre du coudes et également du nombre de Reynolds. Une analyse détaillée est effectuée afin de décrire cette dépendance.

Ensuite, l'étude du mélange transversal dans un écoulement de Dean alterné stationnaire a montré que les valeurs de la vorticité et du taux de déformation diminuent en changeant les orientations des plans de courbure. Ainsi nous avons montré que d'après l'approche Eulérienne choisie dans cette étude, le seul effet positif de cet écoulement sur le mélange transversal est lié à la destruction progressive des îlots qui contribue à l'homogénéisation. Néanmoins, il a été observé que la zone de mouvement des cellules reste limitée à moins de dix pourcent de la section transversale du coude (pour $420 \le \text{Re}_{st} \le 1000$). Cette zone se situe toujours près de la paroi interne lorsque l'écoulement est stationnaire.

L'étude de l'écoulement de Dean alterné pulsé a montré qu'en augmentant le paramètre β pour $\alpha \le 15,4$, le mélange transversal (selon les critères qui sont liés à la vorticité et au taux de déformation) s'intensifient de 20% à 430% par rapport au cas stationnaire. En plus, la mise en évidence du mouvement des centres des cellules pour une des conditions favorables de pulsation ({Re_{st} = 600, $\beta = 2, \alpha = 10,26$ }) a montré que, par la complexité des structures de l'écoulement secondaire, la zone de ce mouvement est 9 fois plus large que celle du cas stationnaire. Ainsi les avantages de pulsation (sous conditions favorables) dans un mélangeur chaotique, qui est limité à fonctionner dans le régime laminaire, ont été mis en évidence.

Chapitre V

Conclusions et Perspectives

V. Conclusions et Perspectives

V.1. Conclusions générales

Ce travail de recherche avait pour but de mettre en évidence l'intérêt de la pulsation pour l'amélioration du mélange par la complexité des structures de l'écoulement secondaire dans une configuration chaotique.

Un rappel court sur la terminologie du chaos a été fait et les différentes méthodes existantes pour l'analyse des systèmes chaotiques ont été expliquées. Les méthodes basées sur une approche Lagrangienne ont été présentées comme les méthodes plus directes pour mesurer le degré de chaos, mais très difficiles à réaliser expérimentalement. Le principe de ces méthodes consiste à mesurer la sensibilité aux conditions initiales afin de déterminer le degré du chaos dans un système (exemple : méthode des exposants de Lyapunov). Malgré les informations indirectes et souvent incomplètes que les méthodes basées sur une approche Eulérienne fournissent, elles restent plus réalisables pour une étude expérimentale comme la notre. L'analyse du comportement des points particuliers du système et l'évaluation des transformations de type fer à cheval (étirements et repliements) ont été présentées comme les exemples que nous avons utilisés plus tard pour définir les critères de la complexité de l'écoulement ainsi que l'amélioration du mélange.

Après avoir décrit la notion d'advection chaotique, le lien entre le chaos et l'intensification du mélange est devenue plus claire : une perturbation géométrique simple peut générer des trajectoires chaotiques dans un écoulement tridimensionnel ouvert stationnaire en restant toujours dans le régime laminaire. Ainsi, le mélange s'intensifie par la complexité de ces trajectoires ; autrement dit par l'advection chaotique. L'amélioration du mélange dans un écoulement de Dean alterné stationnaire due à cette advection chaotique a été expliquée. Cet écoulement passe dans une géométrie composée d'une série de coudes dont le plan de courbure fait un angle de $\pm 90^{\circ}$ avec celui du coude suivant. Suite à cette perturbation spatiale, les cellules de Dean qui jouent le rôle des agitateurs inhérents à l'écoulement (favorables pour le mélange) mais en même temps engendrent des zones proches de leur centre peu propices au mélange, se détruisent et se reforment progressivement dans une autre direction. Ce mécanisme aboutit à un meilleur mélange en comparaison avec un écoulement non perturbé spatialement.

Une synthèse bibliographique des structures de l'écoulement secondaire formées dans un écoulement pulsé au sein d'une conduite courbe, a montré la modification de ces structures, par rapport au cas stationnaire, due à la dépendance temporelle. Timité et al. (2005, 2009) proposent de superposer cette dépendance temporelle au chaos spatial généré dans un écoulement de Dean alterné stationnaire (chaos spatial), afin d'obtenir un meilleur mélange. Cette étude expérimentale concernant un écoulement pulsé laminaire dans une géométrie tridimensionnelle complexe, et réalisée au laboratoire est, à notre connaissance, la seule existant dans la littérature. L'observation qualitative (par LIF) de l'écoulement secondaire confirme la complexité des structures obtenues par la pulsation. Encouragé par ces résultats, l'objectif de ma thèse a été de déterminer plus en détail le rôle des structures complexes d'écoulement secondaire, formées grâce à la pulsation, sur l'amélioration du mélange dans la géométrie chaotique de Dean alterné. Ainsi, le but de ce projet de recherche a été l'intensification du mélange par advection chaotique pulsée.

La vélocimétrie par images de particules (PIV) a été utilisée pour obtenir les cartographies de l'écoulement secondaire en sortie des différents coudes lors du passage d'un écoulement laminaire pulsé dans la géométrie de Dean alterné. Le dispositif expérimental conçu par Timité (2005) a été modifié afin de l'adapter aux mesures de PIV. Les différentes étapes pour la synchronisation de l'appareil de mesure avec les différentes phases de l'écoulement ont été présentées en détail. Pour éviter les effets de réfraction de lumière induits par la courbure des tubes lors des mesures de PIV, un canal en forme de T est construit et installé en aval du coude d'étude.

Les premières analyses des mesures ont été consacrées à la topologie de l'écoulement secondaire ainsi qu'à l'étude du mélange transversal dans l'élément de base de la géométrie de Dean alterné, c'est-à-dire dans un coude à 90°. Pour une large gamme de nombres de $420 \le \text{Re}_{st} \le 1000$, d'amplitude Reynolds stationnaires de rapports de vitesse $1 \le (\beta = U_{\text{max,sin}}/U_{\text{st}}) \le 4$ et de paramètres de fréquence $8,37 \le (\alpha = r_0(\omega/v)^{0.5}) \le 24,5$; l'effet de chaque paramètre (Re_{st} , β et α) sur la structure de l'écoulement secondaire a été étudié pour les phases : ω .t =0°, 90°, 180° et 270°. Différentes structures ont été observées et classifiées. Les compositions générales de ces structures peuvent se résumer comme suit :

- à ω .t =0° : structures sans ou avec 1,2 ou 4 cellules
- à ω .t =90° : structures sans ou avec 2 cellules
- à ω .t =180° : structures avec 2 cellules (mais différentes)
- à ω .t =270° : structures très variées (en raison de l'existence d'un écoulement de retour)

Cette topologie riche et complexe de l'écoulement secondaire conduit aux gradients de vitesse forts qui augmentent les étirements et les repliements; donc le mélange. Afin d'étudier le rôle de cette topologie sur le mélange, les critères basés sur le taux de déformation transversale et la vorticité axiale ont été définis. La comparaison de ces critères (en sortie du coude) entre un écoulement pulsé et un écoulement stationnaire, au même nombre de Re_{st}, nous a permis d'identifier les conditions favorables de pulsation qui aboutissent à l'augmentation du mélange par rapport au cas stationnaire. D'après les résultats, ces conditions sont réalisées quand $\beta \ge 2$ et $\alpha \le 15$. Il a été également montré que la pulsation peut augmenter le mélange transversal jusqu'à 68% pour $\beta = 1$ et jusqu'à 400% pour $2 \le \beta \le 4$. Les analyses ont montré que contrairement aux valeurs élevées d' α ($\alpha > 15,4$), les valeurs faibles et modérées ($10,26 \le \alpha \le 15,4$) contribuent plus à l'intensification du mélange.

Après avoir étudié une géométrie simple (un seul coude), les avantages de l'ajout de la pulsation à un écoulement stationnaire dans une géométrie chaotique ont été présentés. La structure de l'écoulement secondaire, le mouvement des cellules et les critères de mélange ont été étudiés pour l'écoulement de Dean alterné stationnaire et pulsé.

Il a été observé que la structure de l'écoulement secondaire dans le cas stationnaire est toujours composée de deux cellules contra-rotatives qui se forment à la moitié proche de la paroi interne dans tous les coudes. Par contre, la symétrie ou l'asymétrie de la structure ainsi que les positions de centres des cellules dépendent de nombre du coudes et également de nombre de Reynolds. Pour ce qui concerne le mélange transversal dans le cas stationnaire, il a été montré que les valeurs de la vorticité et du taux de déformation diminuent en changeant les directions des plans de courbure. On a donc conclu que d'après nos critères, le seul effet positif de cet écoulement (Dean alterné stationnaire) sur le mélange transversal est lié à la destruction progressive des îlots qui contribue à l'homogénéisation. Par contre, lorsque le nombre de Reynolds varie de 420 à 1000, le mouvement des cellules reste limité à moins de dix pourcent de la section transversal de coude.

Ensuite les effets positifs de la pulsation dans la géométrie Dean alterné ont été présentés. On a observé qu'en augmentant le paramètre β pour $\alpha \leq 15,4$, les critères de mélange transversal s'intensifient de 20% à 430% par rapport au cas stationnaire. D'ailleurs, pour un exemple représentatif des conditions favorables de pulsation ({Re_{st} = 600, $\beta = 2, \alpha = 10,26$ }), il a été montré que la zone du mouvement des cellules est 9 fois plus large que celle du cas stationnaire.

Cette étude a permis de mettre en évidence les différents avantages des structures complexes développées au sein d'un écoulement de Dean alterné pulsé pour l'intensification du mélange en régime laminaire.

V.2. Perspectives

Les perspectives de recherche sur ce sujet sont variées et riches :

Il serait intéressant d'utiliser les outils de caractérisation du mélange développés durant la thèse sur des champs de vitesse obtenus numériquement. En effet la cartographie simultanée des trois composantes de vitesse permettrait d'obtenir les champs tridimensionnels de la vorticité et du taux de déformation. Au vu des nouveaux moyens de calculs arrivés récemment au laboratoire, il semble désormais possible d'obtenir toujours par le calcul numérique un nombre suffisant de trajectoires afin d'envisager le calcul de grandeurs de quantification du chaos, comme par exemple la dimension de corrélation intégrale, ou de grandeurs de caractérisation du mélange (dispersion axiale ou transversale).

Expérimentalement, il semblerait que la mesure du champ de vitesse tridimensionnel puisse être envisagée par l'utilisation d'un système PIV stéréo 2D.

La caractérisation expérimentale du mélange peut être appréhendée par d'autres voies que celles développées durant la thèse : il pourrait être envisagé de caractériser quantitativement par LIF, le champ de concentration d'un traceur initialement injecté à l'entrée de la section d'étude et suivre l'évolution de la concentration le long de la structure en fonction des différents paramètres de pulsation.

L'utilisation d'un écoulement de Dean alterné pulsé pourrait également être étudiée dans les systèmes microfluidiques où la réalisation du mélange est difficile étant donné les faibles dimensions qui impose le régime laminaire (voir la section I.3.6 de ce doccument).

Une autre voie de recherche pourrait être d'utiliser l'écoulement de Dean alterné pulsé dans un échangeur de chaleur afin d'améliorer l'efficacité des transferts thermiques.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] Ajakh A., Kestoras M.D., Toé R., Peerhossaini, H. (1999)
 Influence of forced perturbations in stagnation region on Görtler instability
 Int. J. Heat Fluid Flow, 37, pp. 1572-1577
- [2] Ansari M.A., Kwang-Yong K. (1984)

Parametric study on mixing of two fluids in a three-dimensional serpentine microchannel J. Chem. Eng., **146**, pp. 439-448

[3] Aref H. (1984)

Stirring by chaotic advection J. Fluid Mech., **143**, pp. 1-21

- [4] Baldyga J., Bourne J.R. (1999) *Turbulent mixing and chemical reactions* John Wiley & Sons, Inc.
- [5] Beebe D. J., Adrian R.J., Olsen M.G., Stremler M.A., Aref H., Jo B.H. (2001) *Passive mixing in microchannels: fabrication and flow experiments* J. Méc. Indust., 2, pp. 343-348
- [6] Beebe D. J., Mensing G.A., Walker G.M. (2002) *Physics and applications of microfluidics in biology* J. A. Rev. Biomed. Eng., 4, pp. 261-286
- [7] Bertelsen A.F. (1975)
 - An experimental investigation of low Reynolds number secondary streaming effects associated with an oscillating viscous flow in a curved pipe J. Fluid Mech., **70**, pp. 109-129
- [8] Boiron O., Deplano V., Pelissier R. (2007)
 Experimental and numerical studies on the starting effect on the secondary flow in a bend J. Fluid Mech., **574**, pp. 519-527
- [9] Castelain C. (1995)

Etude expérimentale de la dynamique des fluides et des transferts thermiques dans un écoulement de Dean alterné en régime d'advection chaotique Thèse de Doctorat, Université de Nantes et Ecole Centrale de Nantes [10] Chagny-Regardin C. (2000)

Mélange et chauffage de fluides complexes à l'aide d'un échangeur de chaleur à effet d'advection chaotique

Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes

[11] Chandran K., Yearwood T. (1981)

Experimental study of physiological pulsatile flow in a curved tube J. Fluid Mech., **111**, pp. 59-85

[12] Chang L.J., Tarbell J.M. (1985)

Numerical simulation of fully developed sinusoidal and pulsatile (physiological) flow in curved tubes

J. Fluid Mech., 161, pp. 175-198

[13] Chovan T., Guttman A. (2002)

Microfabricated devices in biotechnology and biochemical processing J. Trends Biotechnol., **20**, pp. 116-122

[14] Cunningham D.D. (2001)

Fluidics and sample handling in clinical chemical analysis J. Analysis Chim., **429**, pp. 1-18

[15] Dean W.R. (1927)

Note on the motion of fluid in a curved pipe Phil. Mag., **4**, pp. 208-223

[16] Dean W.R. (1928)

The streamline motion of fluid in a curved pipe Phil. Mag., **5**, pp. 673-695

[17] Deplano V., Siouffi M. (1999)

Experimental and numerical study of pulsatile flows through stenosis: Wall shear stress analysis J. Biomechanics, 32, pp. 1081-1090

[18] Dupont P. (2006)

Anémomètre à images de particules Cours de Master à l'Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes

[19] Eckmann D., Grotberg J. (1988)

Oscillatory flow and mass transport in a curved tube J. Fluid Mech., **188**, pp. 509-527 [20] Erdogan M.E., Chatwin P.C. (1967)

The effects of curvature and buoyancy on the laminar dispersion of solute in horizontal tube J. Fluid Mech., **29**, pp. 465-484

[21] Eustice J. (1911)

Experiments on streamline motion in curved pipes Proc. Roy. Soc., **85**, p. 119

- [22] Glasgow I., Aubry N. (2003)Enhancement of microfluidics mixing using time pulsingJ. Lab Chip, 3, p. 114-120
- [23] Habchi C., Lemenand T., Della Valle D., Peerhossaini H. (2010) Assessment of micromixing in turbulent vortical flowsJ. Chem. Eng. (submitted)
- [24] Hamakiotes C.C., Berger S.A. (1990)*Periodic flows through curved tubes: the effect of the frequency parameter*J. Fluid Mech., **210**, pp. 353-370
- [25] Iguchi M., Ohmi M. (1984)

Transition of turbulence in a pulsatile pipe flow (3rd report, flow regimes and the conditions describing the generation and decay of turbulence) Bull. JSME, **27**, pp. 1873-1880

- [26] Jarrahi M., Castelain C., Peerhossaini H. (2010)
 Secondary flow patterns and mixing in laminar pulsating flow through a curved pipe
 J. Exp. Fluids, Published online: DOI 10.1007/s00348-010-1012-z
- [27] Jones S. W., Thomas O.M., Aref H. (1989)*Chaotic advection by laminar flow in twisted pipe*J. Fluid Mech., **209**, pp. 335-357
- [28] Kakuta M., Bessoth F., Manz A. (2001) Microfabricated devices for fluid mixing and their application for chemical synthesis. J. Chem., Record 1, pp. 395-405
- [29] Khakhar D.V., Franjione J.G., Ottino J.M. (1987)
 A case study of chaotic mixing in deterministic flows: the partitioned-pipe mixer
 J. Engineering Science, 42, pp. 2909-2926

[30] Koutsky J.A., Adler R.J. (1964)*Minimization of axial dispersion by use of secondary flow in helical tubes* Can. J. Chem. Eng., 42, pp. 239-246

[31] Lasbet Y., Auvity B., Castelain C., Peerhossaini H. (2007) *Thermal and hydrodynamic performances of chaotic mini-channel: Application to the fuel cell cooling* J. Heat Transfer Eng., 28 (8 & 9), pp. 795-803

[32] Lasbet Y., Auvity B., Castelain C., Peerhossaini H. (2006) *A chaotic heat-exchanger for PEMFC cooling applications* J. Power Sources, **156** (1), pp. 114-118

[33] Lasbet Y. (2008)

Performances hydrodynamiques, thermiques et énergétiques de géométries chaotiques : Applications au refroidissement des PEMFC Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes

[34] Le Guer Y. (1993)

Etude des phénomènes de transport en régime d'advection chaotique dans un écoulement ouvert

Thèse de Doctorat, Université de Nantes et Ecole Centrale de Nantes

[35] Lin J.Y., Tarbell J.M. (1980)

An experimental and numerical study of periodic flow in a curved tube J. Fluid Mech., **100**, pp. 623-638

[36] Liu R.H., Stremler M.A., Sharp K.V., Olsen M.G., Santiago J.G., Adrian R.J., Aref H., Beebe D.J. (2000)

Passive mixing in a three-dimensional serpentine microchannel J. MEMS, **9**, pp. 190-197

[37] Lyne (1970)

Unsteady viscous flow in a curved pipe J. Fluid Mech., **45**, pp. 13-31

[38] Marble F.E. (1985)

Growth of a diffusion flame in the field of a vortex Recent advances in the aerospace sciences, Plenum Publishing, New York [39] Meldrum D.R., Holl M.R. (2002)

Microscale bioanalytical systems J. Science, **297**, pp. 1197-1198

[40] Mills A.F. (1995)

Basic heat and mass transfer IRWIN Press

[41] Mokrani A. (1997)

Analyse expérimentale et numérique de deux procédés complémentaires de mélange et de transfert thermique en écoulement tridimensionnel ouvert : advection chaotique laminaire et écoulement turbulent eulérien

Thèse de Doctorat, Université de Nantes et Ecole Centrale de Nantes

[42] Mullin T., Greated C.A. (1980)

Oscillatory flow in curved pipes, part 1: The developing flow case J. Fluid Mech., **98**, pp. 383-395

[43] Munson B.R. (1975)

Experimental results for oscillating flow in a curved pipe J. Physics of Fluids, **18**, pp. 1607-1609

[44] Nunge RJ, Lin TS, Gill N (1972)

Laminar dispersion in curved tubes and channels J. Fluid Mech., **51**, pp. 363-383

[45] Ottino J.M. (1989)

The kinematics of mixing : stretching, chaos, and transport Cambridge University Press

[46] Parker K. (1977)

Instability in arterial blood flow in cardiovascular flow dynamics and measurements University Park Press

[47] Pascal-Mousselard A., Pelissier R. (1998)

Secondary pattern in a bend for oscillatory and physiological flow conditions Third World Congress of Biomechanics, Sapporo, Japan (page 231 of Abstracts)

[48] Pedley T.J. (1980)

The fluid mechanics of large blood vessels Cambridge Monographs on Mechanics and Applied Mathematics, pp. 160-224

- [49] Peerhossaini H., Wesfreid J.E. (1988)On the inner structure of Görtler rollsInt. J. Heat Fluid Flow, 9, pp.12-18
- [50] Rindt C., Steenhoven A.V., Janssen J., Vossers G. (1991)
 Unsteady entrance flow in a 90° curved tube
 J. Fluid Mech., 266, pp. 445-474
- [51] Sapkaya T. (1966)

Experimental determination of the critical Reynolds number for pulsating poiseuille flow J. Basic Eng., Trans. ASME (D), **88**, pp. 589-598

- [52] Sato K., Hibara A., Tokeshi M., Hisamoto H., Kitamori T. (2003) *Microchip-based chemical and biochemical analysis systems* J. Adv. Drug. Deliv. Rev., 55, pp. 379-391
- [53] Schulte T.H., Bardell R.L., Weigl B.H. (2002) *Microfluidic technologies in clinical diagnostics* J. Clin. Chim., **321**, pp. 1-10
- [54] Sharp M.K., Kamm R.D., Shapiro A.H., Kimmel E., Karnidakis G.E. (1991)
 Dispersion in a curved tube during oscillatory flow J. Fluid Mech., 223, pp. 537-563
- [55] Siggers J.H., Waters S.L. (2008)Unsteady flows in pipes with finite curvatureJ. Fluid Mech., 600, pp. 133-165
- [56] Simon H.A., Chang M.H., Chow J.C.F (1977)*Heat transfer in curved tubes with pulsatile fully developed laminar flows*ASME J. Heat Transfer, **99**, pp. 590-595
- [57] Siouffi M., Deplano V., Pelissier R. (1998)*Experimental analysis of unsteady flows in stenosis*J. Biomechanics, **31**, pp. 11-19
- [58] Smith F.T. (1975)

Pulsatile flow in curved pipes J. Fluid Mech., **71**, pp. 15-42

- [59] Stremler M.A., Haselton F.R., Aref H., (2004) *Designing for chaos: applications of chaotic advection at the microscale*J. Phil. Trans. R. Soc. Lond., **362**, pp. 1019-1036
- [60] Sudo K., Sumida M., Yamane R. (1992)Secondary motion of fully developed oscillatory flow in curved pipeJ. Fluid Mech., 237, pp. 189-208
- [61] Sumida M., Sudou K., Wada H. (1989)*Pulsating flow in a curved pipe (secondary flow)*JSME Int. J., **32**, pp. 523-531
- [62] Sumida M.(2007)
 - *Pulsatile entrance flow in curved pipes: effect of various parameters* J. Exp. Fluids, **43**, pp. 949-958
- [63] Swanson C.J., Stalp S.R., Donnelly R. (1993) *Experimental investigation of periodic flow in curved pipes*J. Fluid Mech., **256**, pp. 69-83
- [64] Talbot L., Gong K.O. (1983)*Pulsatile entrance flow in a curved pipe*J. Fluid Mech., **127**, pp. 1-25
- [65] Tada S., Oshima S., Yamane R. (1996)*Classification of pulsating flow patterns in curved pipes*J. Biomechanical Eng., **118**, pp. 311-317
- [66] Timité B. (2005)
 - *Etude de l'écoulement de Dean alterné pulsé : Mise en évidence du comportement chaotique* Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes
- [67] Timité B., Jarrahi M., Castelain C., Peerhossaini H. (2009) *Pulsating flow for mixing intensification in a twisted curved pipe*J. Fluids Eng., 131, pp. 121104_1-121104_10
- [68] Takami T., Sudou K., Sumida M. (1984)
 Pulsating flow in curved pipes, 1st report, numerical and approximate analyse Bulletin of the JSME, 27, pp. 2706-2713

[69] Topakoglu HC (1967)

Steady laminar flows of an incompressible viscous fluid in curved pipes J. Math. Mech., **16**, pp. 1321-1338

- [70] Toé R., Ajakh A., Peerhossaini H. (2002) *Heat transfer enhancement by Görtler instability*Int. J. Heat Fluid Flow, 23, pp.184-204
- [71] Toshihiro T., Kouzou S., Masaru S. (1984)
 Pulsating flow in curved pipes: 1. Numerical and approximate analysis Bull. JSME, 27(234), pp.2706-2713
- [72] Vijayendran R.A., Motsegood K.M., Beebe D.J., Leckband D.E. (2003)
 Evaluation of three-dimensional micromixer in a surface-based biosensor J. Langmuir, 19, pp. 1824-1828
- [73] Weigl B.H., Bardell R.L., Cabrera C.R. (2003) Lab-on-a-chip for drug development
 J. Adv. Drug. Deliv. Rev., 55, pp. 349-377
- [74] White C.M. (1929) *Streamline flow through curved pipes* Proc. Roy. Soc., **123**, p 645
- [75] Yearwood T., Chandran K. (1984)*Physiological pulsatile flow experiments in a model of the human aortic arch*J. Biomech., **15(9)**, pp. 683-704
- [76] Zabielski L., Mestel A.J. (1998)Unsteady blood flow in a helically symmetric pipeJ. Fluid Mech., 370, pp. 321-345
- [77] Zalosh R.G., Nelson W.G. (1973)*Pulsating flow in a curved tube*J. Fluid Mech., **59**, pp. 693-705
- [78] Site-Web de groupe «Dantec Dynamics » <u>http://www.dantecdynamics.com</u>

Annexe

Annexe



« Variations de $|\zeta_P|/|\zeta_S$ et $|\epsilon_P|/|\epsilon_S|$ »

Figure A-1 : Variations de $|\zeta_P|/|\zeta_S$ et $|\epsilon_P|/|\epsilon_S|$ avec la phase et α au cours d'une période d'oscillation pour {Re_{st} = 600, $\beta = 1$ }, {Re_{st} = 1000, $\beta = 1$ } et {Re_{st} = 430, $\beta = 3$ }

INTENSIFICATION DU MÉLANGE PAR ADVECTION CHAOTIQUE PULSÉE

Le but de cette étude est d'étudier l'amélioration du mélange par superposition d'une dépendance temporelle, sous la forme d'une pulsation, à un écoulement de Dean alterné où les trajectoires des particules fluides sont spatialement chaotiques. La dépendance temporelle de l'écoulement dans les conduites courbes peut générer des écoulements secondaires - composées de deux cellules contra-rotatives (cellules Dean) dans un régime stationnaire - plus complexe. Cette modification de l'écoulement secondaire qui se traduit par des gradients de vitesse plus forts, augmente les étirements et les repliements; et donc le mélange. La configuration chaotique étudiée dans ce travail est composée d'une série de six coudes alternés de 90°. Lors du passage d'un écoulement pulsé (stationnaire+sinusoïdal) dans cette géométrie, les champs de vitesse de l'écoulement secondaire sont mesuré en utilisant la vélocimétrie par images de particules (PIV) pour différentes conditions de pulsation. Pour éviter les effets de réfraction de lumière lors des mesures de PIV, un canal en forme de T est installé en aval du coude d'étude. Les expériences sont réalisées pour une large gamme de nombres de Reynolds stationnaire 420 \leq Re_{st} \leq 1000, de rapports d'amplitude de vitesse $1\leq(\beta=U_{max,sin}/U_{st})\leq$ 4 et de paramètres de fréquence 8,37 $\leq(\alpha=r_0(\omega/v)^{0.5})\leq$ 24,5. Les effets de chaque paramètre (Re_{st}, β et α) sur le mélange transversal sont discutés en comparant les valeurs de vorticité adimensionnelles $(|\zeta_P|/|\zeta_S|)$ et les taux de déformation transversale adimensionnels ($|\epsilon_P|/|\epsilon_S|$) au cours d'une période d'oscillation complète. Les résultats montrent que $\beta \ge 2$ et $\alpha \le 15$ sont les conditions favorables de pulsation pour l'amélioration du mélange. En plus, dans certaines conditions de pulsation, les centres de cellules visitent une zone (dans la section du canal) 9 fois plus grande que celle d'un cas stationnaire.

Mots Clés : Mélange laminaire, Advection chaotique, Ecoulement pulsé, Ecoulement de Dean, Instabilité de Lyne, Vélocimétrie par images de particules

MIXING ENHANCEMENT BY PULSATILE CHAOTIC ADVECTION

The purpose of this study is to investigate mixing enhancement by superposition of a temporal dependence, in the form of a pulsation, on a twisted pipe flow where the trajectories of fluid particles are spatially chaotic. In the steady case, the secondary flow in a curved tube is composed of two counter-rotating cells (Dean cells), however, the temporal dependence of the flow can make this structure more complex. This modification of the secondary flow which results in stronger velocity gradients enhances stretching and folding (the main mechanism of mixing). Here, the chaotic configuration is composed of six alternating 90° curved pipes. When a pulsating (steady+sinusoidal) flow passes through this geometry, the velocity field is measured by particle image velocimetry (PIV) for different pulsating conditions. To obviate light-refraction effects during PIV measurements, a T-shaped end channel is installed at the exit of the curved pipe. Experiments are carried out for the steady Reynolds numbers range 420≤Re_{st}≤1000, velocity component ratios 1≤ ($\beta = U_{max,sin} / U_{st}$) ≤ 4 and frequency parameters $8.37 \le (\alpha = r_0(\omega/v)^{0.5}) \le 24.5$. The effects of each parameter (Re_{st}, β and α) on transverse mixing are discussed by comparing the dimensionless vorticity ($|\zeta_P|/|\zeta_S|$) and dimensionless transverse strain rates ($|\epsilon_P|/|\epsilon_S|$) during a complete oscillation period. The results show that $\beta \ge 2$ and $\alpha \le 15$ are favorable pulsating conditions for mixing enhancement. Moreover, in some pulsation conditions, the cells' centers visit a zone (in the flow cross-section) 9 times larger that that of the steady case.

Key words : Laminar mixing, Chaotic advection, Pulsatile flow, Dean flow, Lyne instability, Particle image velocimetry

Discipline : Sciences pour l'Ingénieur