



**HAL**  
open science

# Étude expérimentale de l'intensification des transferts dans un échangeur réacteur statique: mélange de deux fluides non-miscibles

Thierry Lemenand

► **To cite this version:**

Thierry Lemenand. Étude expérimentale de l'intensification des transferts dans un échangeur réacteur statique: mélange de deux fluides non-miscibles. Physique [physics]. Université de Nantes, 2002. Français. NNT: . tel-02575641

**HAL Id: tel-02575641**

**<https://univ-angers.hal.science/tel-02575641>**

Submitted on 14 May 2020

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

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

ÉCOLE DOCTORALE  
Mécanique, Thermique et Génie Civil  
de NANTES

2002

Thèse de **DOCTORAT**

Discipline : Sciences Pour l'Ingénieur  
Spécialité : Thermique, Energétique, Génie des Procédés

présentée et soutenue publiquement par

**LEMENAND THIERRY**

le 4 décembre 2002

à l'École Polytechnique de l'Université de Nantes

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'INTENSIFICATION DES  
TRANSFERTS DANS UN ÉCHANGEUR-RÉACTEUR STATIQUE :  
MÉLANGE DE DEUX FLUIDES NON MISCIBLES

Jury :

Mr. Gérard COGNET	Professeur, INPG, Grenoble	Rapporteur
Mr. Michel LANCE	Professeur, UCB, Lyon	Rapporteur
Mme Dominique DELLA VALLE	Maître de Conférence, ENITIAA, Nantes	Examineur
Mr. Pascal DUPONT	Maître de Conférence, EPUN, Nantes	Examineur
Mr. Hassan PEERHOSSAINI	Professeur, Université, Nantes	Examineur
Mr. Lounes TADRIST	Directeur de Recherche CNRS, EPUM, Marseille	Examineur

Directeur de thèse : Pr. Hassan PEERHOSSAINI

Laboratoire de Thermocinétique de Nantes, CNRS - UMR 6607  
*La Chantrerie, rue Christian Pauc, BP 50609, 44306 Nantes Cedex 3*

N°ED 0367-

# ***TABLE DES MATIERES***

<b><i>TABLE DES MATIERES</i></b>	<b><i>i</i></b>
<b><i>LISTE DES FIGURES</i></b>	<b><i>v</i></b>
<b><i>LISTE DES TABLEAUX</i></b>	<b><i>ix</i></b>
<b><i>NOMENCLATURE</i></b>	<b><i>xi</i></b>
<b><i>INTRODUCTION GENERALE</i></b>	<b><i>1</i></b>
<b><i>CHAPITRE I</i></b>	<b><i>5</i></b>
<b><i>FABRICATION D'UNE EMULSION LIQUIDE/LIQUIDE DANS UN REACTEUR CONTINU</i></b>	<b><i>5</i></b>
I.1 FRACTIONNEMENT DES GOUTTES	6
I.2 FRACTIONNEMENT EN ECOULEMENT LAMINAIRE	9
I.3 FRACTIONNEMENT PAR LA TURBULENCE	13
I.4 LES EMULSIONS LIQUIDE/LIQUIDE DANS LES REACTEURS	17
I.5 INFLUENCE DE LA CONCENTRATION EN PHASE DISPERSEE	18
I.6 INFLUENCE DE LA VISCOSITE DE LA PHASE DISPERSEE	20
I.7 COALESCENCE DES GOUTTES	22
I.8 EFFET DES SURFACTANTS	23
I.9 EFFET D'UN ECOULEMENT DIPHASIQUE SUR LA TURBULENCE	24
I.10 GRANULOMETRIE DES EMULSIONS	27
<b><i>I.10.1 DISTRIBUTION DES TAILLES ET PROPRIETES STATISTIQUES</i></b>	<b><i>27</i></b>
<b><i>I.10.2 METHODES DE MESURE</i></b>	<b><i>29</i></b>

<b>CHAPITRE II</b>	<b>31</b>
<b>DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURE</b>	<b>31</b>
II.1 MELANGEUR STATIQUE HEV	32
II.2 CIRCUIT HYDRAULIQUE	34
II.3 FLUIDES UTILISES	35
II.4 TECHNIQUE DE MICRO-ENCAPSULATION	36
II.5 VISUALISATIONS DES STRUCTURES GENEREES DANS L'ECOULEMENT	37
<b>II.5.1 TECHNIQUE EXPERIMENTALE</b>	<b>37</b>
<i>II.5.1.1 Principe</i>	37
<i>II.5.1.2 Matériel utilisé</i>	37
<b>II.5.2 VISUALISATIONS DANS LE VOLUME</b>	<b>39</b>
<b>II.5.3 INJECTION SUR UN PERTURBATEUR</b>	<b>42</b>
II.6 VELOCIMETRIE LASER A EFFET DOPPLER	44
<b>II.6.1 PRINCIPE</b>	<b>44</b>
<b>II.6.2 MONTAGE EXPERIMENTAL</b>	<b>45</b>
<i>II.6.2.1 Volume de mesure et ensemencement</i>	46
<i>II.6.2.2 Concentration en particules</i>	47
<i>II.6.2.3 Positionnement de la tête optique</i>	48
<i>II.6.2.4 Difficultés liées aux réfractions optiques</i>	48
<i>II.6.2.5 Position des profils mesurés</i>	50
II.7 VELOCIMETRIE PAR IMAGES DE PARTICULE	51
<b>II.7.1 PRINCIPE</b>	<b>51</b>
<b>II.7.2 SYSTEME UTILISE</b>	<b>52</b>
<b>II.7.3 TRAITEMENT DES CHAMPS DE VITESSE</b>	<b>53</b>
II.8 CONCLUSION	54
 <b>CHAPITRE III</b>	 <b>55</b>
<b>RESULTATS GRANULOMETRIQUES</b>	<b>55</b>
III.1 MESURE DE LA TAILLE DES GOUTTELETTES PAR MICROSCOPIE OPTIQUE	56
<b>III.1.1 MISE AU POINT DE LA TECHNIQUE GRANULOMETRIQUE</b>	<b>56</b>
<b>III.1.2 REPRODUCTIBILITE</b>	<b>58</b>
III.2 PLAN EXPERIMENTAL	59
III.3 DIAMETRE MOYEN DE SAUTER ET DIAMETRE MAXIMAL DES GOUTTELETTES	60
III.4 DIAMETRE MOYEN DE SAUTER ET FRACTION VOLUMIQUE D'HUILE	61
III.5 DIAMETRE MOYEN DE SAUTER ET NOMBRES DE WEBER ET DE REYNOLDS	62
III.6 FACTEUR DE DISPERSION	64
III.7 CONCLUSION	67

<b>CHAPITRE IV</b>	<b>69</b>
<b>ETUDE FINE DE L'ÉCOULEMENT MONOPHASIQUE</b>	<b>69</b>
IV.1 APPROCHE THEORIQUE ET MODELISATION	70
<b>IV.1.1 EQUATIONS DE NAVIER-STOKES</b>	<b>70</b>
<b>IV.1.2 METHODES DE QUANTIFICATION DE LA TURBULENCE</b>	<b>70</b>
<b>IV.1.3 DECOMPOSITION DE REYNOLDS</b>	<b>71</b>
IV.2 ANALYSE TEMPORELLE DE LA TURBULENCE	73
<b>IV.2.1 STRUCTURE DE L'ÉCOULEMENT</b>	<b>73</b>
<i>IV.2.1.1 Écoulement en amont du mélangeur statique</i>	73
<i>IV.2.1.2 Deux zones séparées par un fort cisaillement</i>	73
<i>IV.2.1.3 Evolution longitudinale</i>	74
<b>IV.2.2 INTENSITE DE LA TURBULENCE</b>	<b>76</b>
<i>IV.2.2.1 Choix d'une échelle de vitesse convective</i>	76
<i>IV.2.2.2 Intensité de turbulence</i>	78
<b>IV.2.3 QUALITE DE LA TURBULENCE</b>	<b>79</b>
<i>IV.2.3.1 Définitions</i>	79
<i>IV.2.3.2 Densités de probabilité en amont du mélangeur statique</i>	81
<i>IV.2.3.3 Densités de probabilité dans l'écoulement</i>	82
<i>IV.2.3.4 Spectres en amont du mélangeur statique</i>	84
<i>IV.2.3.5 Spectres dans l'écoulement du mélangeur</i>	85
IV.3 ANALYSE SPATIALE	90
<b>IV.3.1 ECHELLES INTEGRALES</b>	<b>90</b>
<i>IV.3.1.1 Autocorrélation temporelle</i>	90
<i>IV.3.1.2 Hypothèse de Taylor</i>	91
<i>IV.3.1.3 Macro-échelle temporelle et spatiale</i>	92
<i>IV.3.1.4 Echelle intégrale</i>	95
<b>IV.3.2 CARACTERISATION DE LA ZONE DE SILLAGE</b>	<b>99</b>
<i>IV.3.2.1 Amont du mélangeur</i>	100
<i>IV.3.2.2 Aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur</i>	101
<i>IV.3.2.3 Comparaison des mesures VLD et PIV</i>	102
IV.4 CONCLUSION	105
<b>CHAPITRE V</b>	<b>107</b>
<b>DISCUSSION SUR LE FONCTIONNEMENT DU MELANGEUR STATIQUE</b>	<b>107</b>
V.1 COUT ENERGETIQUE	108
V.2 EFFICACITE DANS LE FRACTIONNEMENT	112
V.3 TAILLE D'EQUILIBRE	114
<b>V.3.1 EFFET ELONGATIONNEL ET DU CISAILLEMENT</b>	<b>114</b>
<b>V.3.2 EFFET DE LA TURBULENCE</b>	<b>115</b>
V.4 ECHELLE DE TEMPS	118
V.5 CONCLUSION	119

---

<b>CONCLUSION GENERALE</b>	<b>121</b>
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</b>	<b>125</b>
<b>ANNEXE A</b>	<b>131</b>
<b>MODELE THERMIQUE SIMPLIFIE EN ECOULEMENT D'ADVECTION CHAOTIQUE</b>	<b>131</b>
VI.1 INTRODUCTION	132
VI.2 ECOULEMENT DE DEAN ALTERNE	134
VI.3 MODELE THERMIQUE	136
VI.4 RESULTATS	138
<b>VI.4.1 COMPARAISON ENTRE LE MODELE ET LES CORRELATIONS                     EXPERIMENTALES POUR LA CONFIGURATION HELICOÏDALE</b>	<b>139</b>
<b>VI.4.2 RESULTATS DU MODELE POUR LES CONFIGURATIONS                     HELICOÏDALES ET CHAOTIQUES</b>	<b>140</b>
<b>VI.4.3 CORRELATION</b>	<b>142</b>
VI.4.3.1 <i>Influence du nombre de coudes</i>	142
VI.4.3.2 <i>Influence du nombre de Reynolds</i>	144
VI.4.3.3 <i>Influence du nombre de Prandtl</i>	145
VI.4.3.4 <i>Corrélation obtenue pour le modèle chaotique</i>	146
VI.5 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	148
VI.6 NOMENCLATURE	149
<b>ANNEXE B</b>	<b>151</b>
<b>DISTRIBUTIONS GRANULOMETRIQUES</b>	<b>151</b>

# LISTE DES FIGURES

## CHAPITRE I

Figure I.1 : Types de déformation de gouttes (Hinze [1955]).	6
Figure I.2 : Déformation d'une goutte en régime laminaire.	9
Figure I.3 : Déformation d'une goutte soumise à cisaillement simple en fonction de $R$ (Rumscheidt et Mason [1961]).	10
Figure I.4 : Evolution de $We_{crit}$ en fonction du rapport des viscosités $R$ (Walstra [1993]).	11
Figure I.5 : Déformation des gouttes en fonction du rapport des viscosités pour un écoulement élongationnel (trait pointillé) et à cisaillement simple (trait plein).	12
Figure I.6 : Spectre de la turbulence (Tennekes et Lumley [1994]).	14
Figure I.7 : Diamètres moyens en fonction de la concentration dans une cuve agitée.	18
Figure I.8 : Evolution du diamètre maximum (a) ou du diamètre de Sauter (b) des gouttes avec la viscosité de la phase dispersée.	21
Figure I.9 : L'action du produit tensioactif.	23
Figure I.10 : Forme des globules fluides isolés en fonction de $Re$ et $Eo$ (Clift et al. [1978]).	26
Figure I.11 : Distribution des tailles des gouttes.	28
Figure I.12 : Distribution cumulée des tailles.	28
Figure I.13 : Histogramme des tailles des gouttes.	29
Figure I.14 : Procédé d'encapsulation par polymérisation interfaciale (Morançais [1997]).	30

## CHAPITRE II

Figure II.1 : Coupe longitudinale du mélangeur statique HEV.	32
Figure II.2 : Paire de tourbillons générés en aval de chaque perturbateur.	33
Figure II.3 : Dispositif expérimental pour l'étude des écoulements diphasiques.	34
Figure II.4 : Système d'injection de la fluorescéine.	38
Figure II.5 : Dispositif utilisé pour les visualisations.	39
Figure II.6 : Technique d'injection du colorant pour réaliser les visualisations dans le volume.	39
Figure II.7 : Photographies des structures de l'écoulement en aval de chaque rangée de perturbateurs à $Re=600$ .	40
Figure II.8 : Photographies des structures de l'écoulement en aval de chaque rangée de perturbateurs pour $Re=1500$ .	41
Figure II.9 : Section du filet de traceur injecté dans le préconditionneur de façon continue.	42
Figure II.10 : Photographies en aval de la deuxième rangée à $Re=1000$ et à différents instants.	43

Figure II.11 : Bouffée d'intensité lumineuse reçue par le capteur pendant le passage d'une particule.	44
Figure II.12 : Dispositif utilisé pour la VLD.	45
Figure II.13 : Vélocimètre laser à effet Doppler.	45
Figure II.14 : Volume de mesure au croisement de deux faisceaux laser.	46
Figure II.15 : Positionnement de la tête optique.	48
Figure II.16 : Effet de la réfraction optique.	49
Figure II.17 : Déformation d'un profil mesuré en dehors du plan de symétrie.	49
Figure II.18 : Compensation des effets de la réfraction par immersion de la géométrie étudiée.	50
Figure II.19 : Perspective indiquant le plan de prise des mesures de vitesse.	50
Figure II.20 : Principe d'un montage de PIV (Carlier [2001]).	51
Figure II.21 : Champ de vitesses fluctuantes (a) brutes, (b) validées et (c) interpolées.	53

### CHAPITRE III

Figure III.1 : Photographies de différents échantillons de dispersions.	56
Figure III.2 : Écart type normalisé, $SD_n$ , selon le nombre de gouttelettes dans un échantillon.	57
Figure III.3 : Distributions granulométriques.	57
Figure III.4 : Distribution granulométrique obtenue par l'analyse microscopique.	58
Figure III.5 : Diamètre de Sauter en fonction du diamètre maximal.	60
Figure III.6 : Diamètre moyen de Sauter en fonction de la fraction d'huile.	61
Figure III.7 : Diamètre moyen de Sauter prédit avec le modèle général de fractionnement.	62
Figure III.8 : Diamètre moyen de Sauter prédit avec le modèle de Streif.	63
Figure III.9 : Facteur de dispersion dans les distributions de taille de gouttelettes.	64
Figure III.10 : Volume cumulé des gouttelettes.	65

### CHAPITRE IV

Figure IV.1 : Vitesse moyenne et vitesse fluctuante longitudinales en amont du mélangeur statique.	73
Figure IV.2 : Vitesse moyenne et vitesse fluctuante longitudinales en aval du 1 <sup>er</sup> perturbateur.	74
Figure IV.3 : Vitesse moyenne et vitesse fluctuante longitudinales en aval du 7 <sup>ème</sup> perturbateur.	75
Figure IV.4 : Bulles d'air piégées à l'arrière des perturbateurs.	75
Figure IV.5 : Vitesse convective dans le mélangeur statique HEV.	77
Figure IV.6 : Intensité de turbulence dans le mélangeur statique.	78
Figure IV.7 : Densités de probabilité en amont du mélangeur statique.	82
Figure IV.8 : Densités de probabilité dans la couche de cisaillement.	82
Figure IV.9 : Densités de probabilité dans le sillage des perturbateurs.	83
Figure IV.10 : Densités de probabilité au centre du mélangeur.	83
Figure IV.11 : Spectres prémultipliés en amont du mélangeur statique.	84
Figure IV.12 : Spectres prémultipliés normalisés en amont du mélangeur statique.	85
Figure IV.13 : Spectres en aval du 1 <sup>er</sup> perturbateur.	85
Figure IV.14 : Spectres prémultipliés en aval du 1 <sup>er</sup> perturbateur.	86
Figure IV.15 : Spectres prémultipliés normalisés en aval du 1 <sup>er</sup> perturbateur.	87
Figure IV.16 : Spectres en aval du 7 <sup>ème</sup> perturbateur.	87
Figure IV.17 : Spectres prémultipliés en aval du 7 <sup>ème</sup> perturbateur.	88
Figure IV.18 : Spectres prémultipliés normalisés en aval du 7 <sup>ème</sup> perturbateur.	88
Figure IV.19 : Fonction d'autocorrélation et échelles de Taylor associées (Chassaing [2000]).	91
Figure IV.20 : Coefficients de corrélation en amont du mélangeur.	92
Figure IV.21 : Coefficients de corrélation en aval du 7 <sup>ème</sup> perturbateur.	93
Figure IV.22 : Temps d'autocorrélation et macro-échelle spatiale en amont du mélangeur statique.	94

Figure IV.23 : Temps d'autocorrélation et macro-échelle spatiale en aval du 1 <sup>er</sup> perturbateur.	94
Figure IV.24 : Temps d'autocorrélation et macro-échelle spatiale en aval du 7 <sup>ème</sup> perturbateur.	95
Figure IV.25 : (a) Spectre typique de la vitesse longitudinale représenté en coordonnées log-log ("C" marque le début de la zone inertielle). (b) Spectre prémultiplié utilisant les mêmes données que (a) (Kim et Adrian [1999]).	96
Figure IV.26 : Echelles caractéristiques $\Lambda_A$ et $\Lambda_C$ en amont du mélangeur statique.	96
Figure IV.27 : Comparaison entre la macro-échelle spatiale et $\Lambda_C$ en amont du mélangeur statique.	97
Figure IV.28 : Echelles caractéristiques $\Lambda_A$ et $\Lambda_C$ en aval du 1 <sup>er</sup> perturbateur.	97
Figure IV.29 : Comparaison entre la macro-échelle spatiale et $\Lambda_C$ en aval du 1 <sup>er</sup> perturbateur.	98
Figure IV.30 : Echelles caractéristiques $\Lambda_A$ et $\Lambda_C$ en aval du 7 <sup>ème</sup> perturbateur.	98
Figure IV.31 : Comparaison entre la macro-échelle spatiale et $\Lambda_C$ en aval du 7 <sup>ème</sup> perturbateur.	99
Figure IV.32 : Vitesses instantanées en amont du mélangeur.	100
Figure IV.33 : Lignes de courant en amont du mélangeur.	101
Figure IV.34 : Vitesses instantanées en aval du 7 <sup>ème</sup> perturbateur.	101
Figure IV.35 : Lignes de courant en aval du 7 <sup>ème</sup> perturbateur.	102
Figure IV.36 : Vitesses moyennes longitudinales obtenues par VLD et PIV en amont du mélangeur.	102
Figure IV.37 : Fluctuations de vitesse longitudinales obtenues par VLD et PIV en amont du mélangeur.	103
Figure IV.38 : Vitesses moyennes longitudinales obtenues par VLD et PIV en aval du mélangeur.	104
Figure IV.39 : Fluctuations de vitesse longitudinales obtenues par VLD et PIV en aval du mélangeur.	104

## CHAPITRE V

Figure V.1 : Bilan énergétique pour le mélangeur HEV dans le processus d'émulsification.	108
Figure V.2 : Fraction d'énergie dédiée à l'augmentation d'aire interfaciale.	109
Figure V.3 : Perte de charge dimensionnelle du mélangeur HEV (la ligne discontinue concerne un tube lisse de même diamètre hydraulique).	109
Figure V.4 : Facteur $z$ du mélangeur HEV.	110
Figure V.5 : Facteur d'atténuation en fonction de la fraction d'huile.	110
Figure V.6 : $\bar{\varepsilon}$ en fonction de la concentration en phase dispersée $\Phi$ .	111
Figure V.7 : Comparaison de l'utilisation de l'énergie avec des mélangeurs statiques classiques (Al Taweel [1996]).	112
Figure V.8 : $\varepsilon_{local}$ en fonction de la position radiale à $Re=15000$ .	116
Figure V.9 : $\varepsilon_{local\ max}$ en fonction de $\bar{\varepsilon}$ en aval du 7 <sup>ème</sup> perturbateur.	116
Figure V.10 : Diamètre d'équilibre maximal théorique (théorie de Hesketh).	117
Figure V.11 : Estimation de l'échelle du temps de fractionnement dans le mélangeur HEV.	118
Figure V.12 : Répartition d'énergie turbulente à l'intérieur du mélangeur statique HEV.	120

## ANNEXE A

Figure VI.1 : Profils de température à la sortie d'un tube coudé chauffé pour les configurations chaotiques et hélicoïdales (Mokrani et al. [1997]).	132
Figure VI.2 : Configuration hélicoïdale (a) et configuration chaotique (b).	134
Figure VI.3 : Evaluation de $T_0$ à partir de la position d'injection.	137
Figure VI.4 : Nombre de Nusselt (configuration hélicoïdale).	139
Figure VI.5 : Distribution des particules à la sortie du 13 <sup>ème</sup> coude ( $Pr=40$ ).	141

---

<i>Figure VI.6 : Nombre de Nusselt en fonction du nombre de coudes (configuration hélicoïdale et chaotique).</i>	142
<i>Figure VI.7 : Nombre de Nusselt en fonction du nombre de coudes (configuration chaotique).</i>	143
<i>Figure VI.8 : Amélioration du nombre de Nusselt par advection chaotique par rapport au cas hélicoïdal.</i>	144
<i>Figure VI.9 : Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds (configuration chaotique).</i>	144
<i>Figure VI.10 : Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Prandtl (configuration chaotique).</i>	145
<i>Figure VI.11 : Nombre de Nusselt de la corrélation VI.12 (cas chaotique) en fonction du nombre de Prandtl.</i>	146
<i>Figure VI.12 : Nombre de Nusselt de la corrélation VI.12 (cas chaotique) en fonction du nombre de Reynolds.</i>	147

# ***LISTE DES TABLEAUX***

## ***CHAPITRE II***

<i>Tableau II.1 : Propriétés de l'huile pure (20°C).</i>	35
<i>Tableau II.2 : Propriétés de l'huile contenant 10 % d'hexaméthylène diisocyanate (20°C).</i>	36
<i>Tableau II.3 : Caractéristiques géométriques et optiques liées aux faisceaux laser.</i>	46
<i>Tableau II.4 : Caractéristiques principales du système laser.</i>	52
<i>Tableau II.5 : Caractéristiques principales de la caméra.</i>	52

## ***CHAPITRE III***

<i>Tableau III 1 : Reproductibilité des mesures (<math>Re = 10000</math> et <math>\Phi = 15\%</math>).</i>	58
<i>Tableau III 2 : Conditions opératoires.</i>	60
<i>Tableau III 3 : Paramètres et résultats de l'équation de Schwarz-Bezemer pour <math>\Phi = 15\%</math>.</i>	66

## ***CHAPITRE IV***

<i>Tableau IV.1 : Macro échelles temporelles <math>T</math> et macro échelles de longueur <math>\Lambda</math>.</i>	93
---	----



## ***NOMENCLATURE***

<i>A</i>	Densité interfaciale par unité de masse	$m^2.m^{-3}$
<i>a</i>	Diamètre caractéristique	m
<i>C<sub>1</sub> à 13</i>	Constantes	
<i>d</i>	Diamètre de goutte	m
<i>D</i>	Diamètre caractéristique du mélangeur	m
<i>D<sub>H</sub></i>	Diamètre hydraulique	m
<i>d<sub>32</sub></i>	Diamètre de Sauter	m
<i>d<sub>pq</sub></i>	Diamètre caractéristique	m
<i>d<sub>e</sub></i>	Diamètre équivalent	m
<i>d<sub>max</sub></i>	Diamètre maximal	m
<i>d<sub>min</sub></i>	Diamètre minimal	m
<i>d<sub>moy</sub></i>	Diamètre moyen	m
<i>E<sub>ij</sub></i>	Densité spectrale de puissance unidimensionnelle	
<i>E<sub>o</sub></i>	Nombre de Eötvös	
<i>E<sub>s</sub></i>	Energie potentielle de surface	J.kg <sup>-1</sup> ou m <sup>2</sup> .s <sup>-2</sup>
<i>f</i>	Facteur de frottement	
<i>f<sub>2</sub></i>	Mode normal d'oscillation du 2 <sup>ème</sup> ordre	Hz
<i>F</i>	Force	N
<i>F<sub>i</sub></i>	Facteur d'aplatissement	
<i>f<sub>b</sub>, f'<sub>i</sub></i>	Fréquence de distribution de gouttelettes	
<i>h</i>	Amincissement du film liquide	m
<i>I</i>	Intensité de turbulence	
<i>i</i>	Interfrange	m
<i>k</i>	Nombre d'onde spatial	m <sup>-1</sup>
<i>L</i>	Longueur du mélangeur	m
<i>Mo</i>	Nombre de Morton	
<i>N<sub>c</sub></i>	Nombre de classe	
<i>N<sub>vi</sub></i>	Nombre de viscosité	
<i>P</i>	Pression	Pa
<i>p(d)</i>	Fonction de distribution	
<i>P<sub>x</sub></i>	Densité de probabilité	
<i>Q<sub>T</sub></i>	Débit total	kg.m <sup>-3</sup>
<i>Q<sub>eau</sub></i>	Débit d'eau	kg.m <sup>-3</sup>
<i>Q<sub>huile</sub></i>	Débit d'huile	kg.m <sup>-3</sup>
<i>R</i>	Rapport de viscosité des deux phases	
<i>R(t)</i>	Coefficient de corrélation temporelle	

$r_1, r_2$	Rayons de courbure	m
$Re$	Nombre de Reynolds	
$S$	Surface	$m^2$
$s^2$	Variance de la distribution	
$SD_n$	Ecart type normalisé	
$S_i$	Facteur de dissymétrie	
$t$	temps	s
$T(t)$	Macro échelle temporelle	m
$T_X$	Fonction de répartition d'une variable aléatoire X	
$U$	Vitesse débitante	$m.s^{-1}$
$\bar{U}$	Vitesse moyenne	$m.s^{-1}$
$U_{conv}$	Vitesse convective	$m.s^{-1}$
$U_G$	Vitesse de glissement	$m.s^{-1}$
$v$	Vitesse de particule	
$V$	Volume cumulatif de diamètres inférieurs à $d$	%
$\vec{u}(\vec{x}, t)$	Vitesse locale instantanée	
$u'$	Fluctuation de vitesse	$m.s^{-1}$
$We$	Nombre de Weber	
$y$	Distance radiale à la paroi	m
$z$	Facteur z	

**SYMBOLES GRECS**

$\delta$	Déformation de goutte	
$\varepsilon$	Dissipation d'énergie par unité de masse	$m^2.s^{-3}$
$\Phi$	Concentration en phase dispersée	%
$\Gamma$	Intensité du champ d'accélération	$m.s^{-2}$
$\dot{\gamma}$	Gradient de vitesse	$s^{-1}$
$\Lambda$	Macro échelle des fluctuations turbulentes	m
$\lambda$	Longueur d'onde	m
$\lambda(t)$	Micro échelle temporelle de Taylor	s
$\lambda_K$	Echelle de Kolmogorov	m
$\mu$	Viscosité dynamique	$kg.m^{-1}.s^{-1}$
$\nu$	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
$\rho$	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
$\sigma$	Tension interfaciale	$N.m^{-1}$ ou $kg.s^{-2}$
$\tau$	Contrainte	Pa
$\vartheta$	Volume de goutte	$m^3$
$\omega$	Nombre d'onde temporel	s

**INDICES**

$c$	Phase continue
$cal.$	Valeur calculée
$crit$	Critique
$d$	Phase dispersée
$e$	Emulsion
$exp.$	Valeur expérimentale
$p$	Pression
$\sigma$	Superficielle
$v$	Visqueuse

# **INTRODUCTION GENERALE**

Une **émulsion** est définie comme un système stable de **deux fluides non miscibles**, l'un étant dispersé dans l'autre sous forme de **gouttelettes**. Il existe dans la littérature plusieurs définitions de l'émulsion. Nous retiendrons celle donnée par Becher [1961] qui définit l'émulsion comme "un système hétérogène, comportant au moins un liquide non miscible intimement dispersé dans un autre sous forme de gouttelettes".

Dans la suite de ce travail, on parlera toujours d'émulsion même pour des gouttelettes d'un diamètre très supérieur à  $0,1 \mu\text{m}$ . Dans cette étude expérimentale, la taille des gouttelettes est de l'ordre de 100 à 200  $\mu\text{m}$  sans excéder 1 mm. Il s'agit en fait, selon la classification courante, de **dispersion liquide/liquide**.

Sur les deux fluides non miscibles, celui qui est dispersé est appelé phase à disperser, **phase dispersée**, phase discontinue ou encore phase interne. Celui qui sert de matrice est appelé **phase continue** ou phase externe. Pour former une dispersion, il est nécessaire de disposer de :

- une phase hydrophile (le plus souvent aqueuse),
- une phase lipophile ou hydrophobe (le plus souvent organique),
- de l'énergie (appliquée au système diphasique par l'intermédiaire d'un émulseur),
- un tensioactif (facultatif) chargé de stabiliser la dispersion.

En général, la formation de gouttelettes "filles" vient de la déformation d'une gouttelette "mère" de diamètre plus important, sous l'action de **forces extérieures**. Les forces agissant sur la goutte sont en général transmises majoritairement à la phase continue. Ces forces motrices peuvent être de plusieurs natures : gradients de vitesse ou de pression, forces de cisaillement ou d'inertie. Elles sont produites par l'émulseur et transmises à la phase continue. Deux forces s'opposent à la déformation des gouttes : la **force superficielle** liée à la tension interfaciale et la **force visqueuse** liée à la viscosité de la phase à disperser.

Le présent travail désire mettre à profit l'utilisation d'un système d'émulsification puissant que sont les **mélangeurs statiques** afin d'améliorer les procédés nécessitant une dispersion de phase (par exemple : réacteurs de polymérisation par émulsion ou encapsulation pour des applications alimentaires et biotechnologiques). Les mélangeurs statiques sont constitués d'un ensemble de déflecteurs placés à l'intérieur d'un tube. Le passage simultané de deux liquides non miscibles dans ce système provoque la division des flux en une série de filets, eux-mêmes subdivisés transversalement. Cette division conduit très rapidement à la formation de gouttelettes fines qui peuvent être "fixées" pour obtenir des microcapsules (ou des microsphères).

Les avantages des mélangeurs statiques sont nombreux : coût d'installation réduit, rapidité (moins d'une seconde pour former une émulsion), grande productivité (plusieurs litres par minutes pour une section de 1 cm<sup>2</sup>), facilité d'extrapolation (productivité liée directement au carré du diamètre du mélangeur) et un faible encombrement. A ces avantages, il faut en ajouter un particulièrement important pour des applications alimentaires et biotechnologiques : un faible niveau de taux de cisaillement permettant un meilleur respect des produits fragiles.

## DEMARCHE SCIENTIFIQUE

Ce travail s'inscrit dans un cadre qui s'intéresse à l'amélioration de l'efficacité des processus de transfert de chaleur et de mélange dans les procédés industriels. Le sujet de ce mémoire repose sur la compréhension des phénomènes hydrodynamiques qui opèrent au cœur de mélangeurs particuliers que sont :

- le **mélangeur statique** appelé **HEV**<sup>1</sup> dans lequel nous étudions le mélange de deux fluides non miscibles en écoulement turbulent,
- un **échangeur à effet d'advection chaotique** dans lequel nous étudions le transfert thermique en régime laminaire.

Le travail sur l'échangeur à effet d'advection chaotique est mis à part en annexe A. Celui-ci concerne la mise en œuvre d'un modèle thermique simplifié pour simuler le transfert thermique dans un tube coudé avec deux configurations possibles : hélicoïdale ou à plan de courbure alterné qui permet de produire un écoulement de base chaotique.

Le corps de ce manuscrit présente l'étude expérimentale et l'analyse des résultats de la dispersion turbulente obtenue avec l'échangeur-réacteur HEV. Ce mélangeur statique est utilisé dans l'industrie chimique pour le mélange de produits réactifs miscibles mais il n'a jamais été caractérisé pour une utilisation avec des fluides non miscibles. Nous nous sommes intéressés à la capacité d'émulsification et de fractionnement de produits non miscibles avec ce mélangeur statique en écoulement turbulent.

**Le chapitre I** résume le contexte scientifique dans lequel s'inscrit ce travail de thèse en précisant notamment les théories de fractionnement de gouttelettes dans un processus d'émulsification mis en œuvre dans un écoulement turbulent.

---

<sup>1</sup> High-Efficiency Vortex

**Le chapitre II** précise l'ensemble du **dispositif expérimental** ainsi que les différentes **techniques de mesures** utilisées. En particulier, nous précisons les principes de mesures et d'utilisation des trois techniques laser mises en œuvre :

- la Fluorescence Induite par Laser (FIL),
- la Vélocimétrie Laser à effet Doppler (VLD),
- la Vélocimétrie par Image de Particules (PIV).

Les visualisations par FIL nous décrivent l'écoulement de base présent dans le mélangeur statique. Ce mélangeur d'un type nouveau génère des structures cohérentes sous la forme de **tourbillons contra-rotatifs**. Cet écoulement augmente le transport de masse radial et met ainsi en œuvre des conditions favorables à la dispersion des deux phases non miscibles (eau/huile).

**Le chapitre III** regroupe l'ensemble de l'**étude expérimentale en diphasique**. Elle consiste à caractériser les dispersions obtenues à la sortie du mélangeur statique à partir de deux fluides non miscibles et sans aucune utilisation de produits tensioactifs. La stabilité des émulsions est obtenue par une méthode d'encapsulation des gouttes d'huile. Les émulsions encapsulées sont analysées par microscopie optique et les performances du système sont caractérisées par les **diamètres moyens de Sauter** et la **distribution granulométrique**. Ces résultats nous permettent d'apporter des réponses aux différentes questions suscitées par cet écoulement diphasique :

- Quelle est la répartition granulométrique des gouttelettes ?
- Observe-t-on des relations entre les diamètres maximaux et les diamètres calculés ?
- Y a-t-il une influence de la fraction d'huile injectée sur la répartition granulométrique ?
- Comment se comportent nos résultats face aux modèles théoriques ?

**Le chapitre IV** répertorie l'ensemble des résultats d'une **étude monophasique** qui a été menée au sein du mélangeur statique. Nous avons mis en œuvre des mesures de vitesses par vélocimétrie laser à effet Doppler et par vélocimétrie par image de particules. L'objectif de ces mesures est d'étudier l'écoulement de base présent dans ce mélangeur statique de manière à comprendre les phénomènes mis en jeu à l'intérieur du mélangeur pendant le processus d'émulsification, afin de pouvoir répondre aux questions suivantes :

- Quel est l'écoulement de base dans le mélangeur statique HEV ?
- Comment se répartissent spatialement les fluctuations de vitesse ?
- Quelle est la nature de la turbulence ?
- Quelles sont les structures les plus énergétiques ?

**Le chapitre V** récapitule une interprétation des modes de dispersion liquide/liquide obtenus dans le mélangeur statique à partir de l'analyse précédente des champs turbulents présents dans l'écoulement. Cela nous permet de comprendre et d'expliquer le fractionnement mis en œuvre et les interrogations soulevées lors de l'étude, en particulier :

- Quelle est la consommation énergétique du mélangeur statique HEV ?
- Est-ce que le mélangeur statique HEV est efficace dans le processus de fractionnement comparativement à d'autres mélangeurs ?
- Quel est le mode de fractionnement prépondérant à l'intérieur du mélangeur statique HEV : élongationnel, par cisaillement ou par fluctuations turbulentes ?

**L'annexe A** récapitule des travaux effectués en parallèle portant sur l'étude d'un écoulement dans un échangeur à effet d'advection chaotique (géométrie dite "en Dean alterné"). Celle-ci est susceptible de générer des trajectoires chaotiques de particules en **régime laminaire**. L'objectif de ce travail est de mettre en application un modèle thermique simplifié qui permette de simuler le transfert thermique dans un tube coudé avec deux configurations possibles (hélicoïdale ou chaotique) sans exiger les calculs importants requis dans la résolution numérique des équations de Navier-Stokes et de l'équation de l'énergie.

# **CHAPITRE I**

## **FABRICATION D'UNE EMULSION LIQUIDE/LIQUIDE DANS UN REACTEUR CONTINU**

*Des inclusions distribuées dans un support fluide constituent un milieu dispersé (ou phase dispersée) dont les caractéristiques dépendent des propriétés physiques et de l'écoulement dans la phase continue. Dans une population d'inclusions fluides et déformables, l'une des caractéristiques les plus utiles, la granulométrie, est contrôlée par deux mécanismes physiques antagonistes : le fractionnement et la coalescence. Ces processus fondamentaux ont fait l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales.*

## I.1 FRACTIONNEMENT DES GOUTTES

Quand deux liquides non miscibles (l'un lipophile, l'autre hydrophile) sont mélangés avec un niveau d'agitation suffisant, une dispersion se forme. Le volume du liquide dispersé est dans un premier temps divisé en petits "morceaux" qui s'allongent sous forme de filaments minces. Ces derniers se fractionnent en un bloc de globules qui se désintègrent progressivement en gouttelettes de différentes tailles.

La taille finale dépend de plusieurs conditions expérimentales telles que l'intensité turbulente, la concentration de la phase dispersée et les propriétés physiques des fluides (tension interfaciale, viscosité, densité). Hinze [1955] a mis en évidence trois principaux types de déformation qui peuvent précéder la rupture pour un globule isolé :

- Type 1 : le globule (la goutte) est aplati par la pression extérieure et forme dans un premier temps un ellipsoïde (déformation lenticulaire). Durant les étapes qui suivent et qui conduisent au fractionnement, le processus de déformation dépend des forces extérieures,
- Type 2 : le globule s'allonge et prend la forme d'un cigare jusqu'à rupture qui produit de petites gouttelettes (déformation cigare),
- Type 3 : la surface du globule est déformée localement à plusieurs endroits sous l'action des forces extérieures : des renflements et des pincements se forment, ainsi des parties du globule se trouvent isolées et deviennent physiquement séparées (déformation avec renflement).

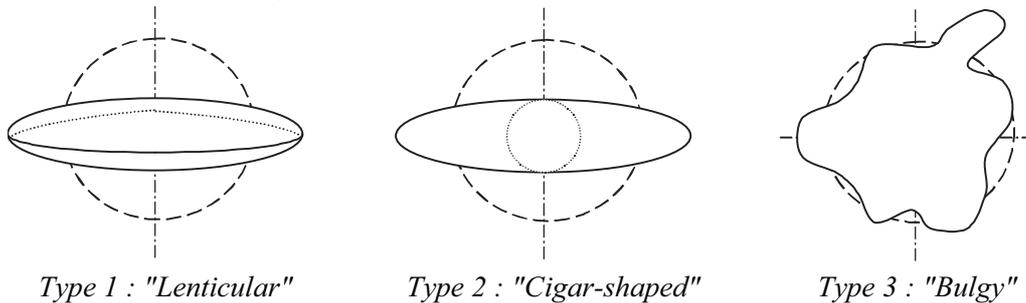


Figure I.1 : Types de déformation de gouttes (Hinze [1955]).

Le fractionnement des gouttes en gouttelettes a lieu seulement s'il existe un degré suffisant de déformation et si la configuration de l'écoulement persiste assez longtemps. Les contraintes de cisaillement  $\tau$  qui déforment et fractionnent les gouttes sont le résultat des gradients de vitesse entre les gouttes dispersées et la phase continue environnante. En s'opposant aux déformations, la force de surface due à la tension interfaciale  $\sigma$  tente de préserver la forme de la goutte.

Il y a trois forces qui agissent sur la gouttelette, contrôlent le processus de déformation et causent ou résistent à sa désintégration selon Hinze [1955] :

- la force visqueuse à l'intérieur de la phase dispersée, de l'ordre de  $(\mu_d/d) \cdot \sqrt{\tau/\rho_d}$  (par unité de surface) où  $\mu_d$  est la viscosité dynamique,  $\rho_d$  la masse volumique,  $d$  le diamètre de la goutte et  $\tau$  la force extérieure par unité de surface,
- la force capillaire qui agit au niveau de l'interface de la goutte et qui tend à maintenir la forme sphérique. Cette force est proportionnelle à  $\sigma$ ,  $\sigma$  étant la tension interfaciale,

- la force extérieure due aux effets de cisaillement et de pression s'exerçant sur le globule.

Ainsi pour fractionner une goutte, il faut d'abord qu'elle subisse une déformation. Il se produit alors une rupture lorsque celle-ci dépasse une certaine valeur critique. La condition de stabilité met en opposition la force motrice (nécessaire à la déformation de la goutte) et les forces résistantes (c'est-à-dire les forces superficielles et les forces visqueuses).

Les forces interfaciales à l'équilibre (hors écoulement) répondent à la loi de Laplace :

$$\Delta p = \sigma \cdot \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (\text{I.1})$$

où  $\Delta p$  est la différence de pression entre la surface interne et externe de la goutte,  $\sigma$  est la tension interfaciale et  $r_1$  et  $r_2$  sont les rayons de courbure locaux de l'interface, soit :

$$\Delta p = 4 \cdot \frac{\sigma}{d} \quad (\text{I.2})$$

si les gouttes sont de forme sphérique.

En effet, la contrainte en traction de l'interface génère une différence de pression entre la phase interne et la phase externe d'autant plus marquée que le diamètre est petit. Toute modification dans cet équilibre (gradient de pression extérieur, forces de viscosité, ..) aura pour conséquence une modification des rayons de courbure (donc de la forme), voire une rupture conduisant à un diamètre plus faible donc plus résistant aux conditions externes.

Pour obtenir la déformation d'une goutte, des contraintes externes très importantes doivent être appliquées sur une échelle de longueur de l'ordre du diamètre de la goutte. Par exemple, dans une goutte de 0,4  $\mu\text{m}$  de diamètre, avec une tension interfaciale de 10  $\text{mN}\cdot\text{m}^{-1}$ , une différence de pression de l'ordre de  $10^5$  Pa est nécessaire. Dans la pratique, les procédés de fabrication des émulsions dépensent beaucoup d'énergie et en général, les besoins énergétiques sont beaucoup plus importants que ceux prévus par les calculs théoriques. En effet, une bonne partie de l'énergie introduite, nécessaire à l'agitation, est perdue sous la forme de dissipation thermique. Pour illustrer ce propos, supposons que l'on veuille former des gouttes d'huile d'un diamètre de 2  $\mu\text{m}$  dans un écoulement d'eau avec une fraction volumique de 10 % et une tension interfaciale  $\sigma = 10 \text{ mN}\cdot\text{m}^{-1}$ , l'énergie volumique requise est de 3  $\text{kJ}\cdot\text{m}^{-3}$  pour créer ces gouttelettes alors que dans la pratique il faudra 1000 fois plus d'énergie (soit 3  $\text{MJ}\cdot\text{m}^{-3}$ ) pour fabriquer cette émulsion (Walstra [1993]).

Selon l'équation de Laplace, la contrainte nécessaire à la déformation et à la rupture des gouttes est proportionnelle à la tension interfaciale. Il en découle que toute diminution de la tension interfaciale se traduit par une diminution de la contrainte nécessaire. L'addition de produit tensioactif, en diminuant la tension interfaciale, favorise ainsi la formation de l'émulsion. Le tensioactif permet parfois de limiter la coalescence des gouttes venant d'être formées, c'est-à-dire de stabiliser l'émulsion. En biosciences, on distingue les émulsifiants et les stabilisants, le premier pouvant jouer le rôle du second selon la nature de la double couche électrique.

Les caractéristiques de l'émulsion (diamètres et répartition granulométrique) sont le résultat d'une compétition entre les phénomènes de rupture et de coalescence des gouttes. Le fractionnement est majoritaire lorsque la concentration de la phase à disperser est très faible (< 1 %) mais lorsque les émulsions sont concentrées, il faut prendre en compte les phénomènes de maturation. Généralement, l'analyse quantitative de la dispersion est basée sur les mécanismes

de rupture, la coalescence étant prise en compte dans les modèles par des facteurs correctifs liés en particulier aux fractions volumiques des phases.

Pour caractériser et quantifier l'importance relative des différentes forces en présence, les phénomènes de rupture sont généralement reliés à des nombres adimensionnels construits à partir de caractéristiques dimensionnelles qui sont classiquement de trois types :

- les propriétés physico-chimiques des deux fluides constitutifs de l'émulsion : les viscosités dynamiques  $\mu_c$  et  $\mu_d$ , la tension interfaciale  $\sigma$  et les masses volumiques  $\rho_c$  et  $\rho_d$ ,
- les paramètres hydrodynamiques de l'écoulement (débits, pressions, vitesses..),
- la géométrie de l'écoulement, *via* une ou plusieurs échelles de longueur.

Les nombres adimensionnels représentent l'importance relative d'un phénomène par rapport à un autre, ainsi sont définis (entre autres) le nombre de Reynolds et le nombre de Weber :

- le nombre de Reynolds caractérise le rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité :

$$Re = \frac{\rho_e \cdot U \cdot D}{\mu_e} \quad (I.3)$$

- le nombre de Weber caractérise le rapport entre les forces d'inertie et les forces superficielles liées à la tension interfaciale, soit en écoulement turbulent :

$$We = \frac{\rho_e \cdot U^2 \cdot D}{4 \cdot \sigma} \quad (I.4)$$

où  $U$  est la vitesse débitante et  $\rho_e$  et  $\mu_e$  sont respectivement la masse volumique et la viscosité dynamique de l'émulsion. La définition du nombre de Weber peut être différente si la déformation a pour origine le cisaillement laminaire ou l'élongation dans le système.

Le plus souvent, on considère que  $\rho_e = \rho_c$  et  $\mu_e = \mu_c$  avec  $\rho_c$  et  $\mu_c$  les caractéristiques de la phase continue. Le phénomène de fractionnement apparaît alors pour une valeur critique  $We_{crit}$  du nombre de Weber.

## I.2 FRACTIONNEMENT EN ECOULEMENT LAMINAIRE

L'écoulement laminaire extérieur de type complexe peut être considéré localement comme la superposition de trois écoulements :

- un écoulement entraînant la rotation en masse de la goutte (sans aucune déformation),
- un écoulement purement élongationnel produisant une déformation de la goutte sphérique de liquide en ellipsoïde (sans qu'il y ait rotation de celle-ci),
- un écoulement à cisaillement pur qui provoque une rotation et une déformation de la goutte.

Si la déformation (liée aux gradients de vitesse) est grande, la force associée à la tension interfaciale ne peut maintenir l'intégrité de la goutte.

L'importance relative des différents types d'écoulement dépend essentiellement du dispositif envisagé pour la fabrication de l'émulsion. Par exemple, la rupture des gouttes sous l'action d'un écoulement laminaire à forte élongation est dominante dans les trains de laminage (Grace [1982]).

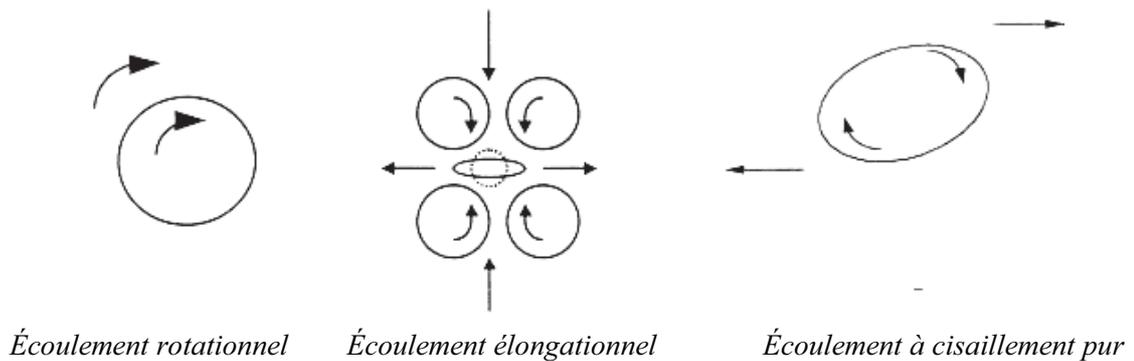


Figure I.2 : Déformation d'une goutte en régime laminaire.

Sous l'action d'un écoulement de cisaillement simple, la goutte se déforme et adopte la forme d'un ellipsoïde. Ce changement de forme dépend du bilan des forces qui s'établit entre les forces superficielles et les forces de cisaillement au niveau de l'interface fluide. Taylor [1934] a été le premier à étudier ce problème. Il s'est intéressé en particulier dans son étude expérimentale à définir le rôle des viscosités de deux phases mises en contact dans un écoulement de Couette ou hyperbolique plan, écoulements dans lesquels le processus de cisaillement apparaît. Dans son approche, la déformation des gouttes dépend du nombre de Weber et du rapport de viscosités des deux phases  $R$  :

$$We_d = \frac{\mu_c \dot{\gamma} d}{4 \sigma} \quad (I.5)$$

où  $\dot{\gamma}$  représente la vitesse de cisaillement, et

$$R = \frac{\mu_d}{\mu_c} \quad (I.6)$$

Le nombre de Weber est ainsi défini comme le rapport entre les forces exercées sur une goutte en régime laminaire ( $\tau = \mu_c \cdot \dot{\gamma}$ ) et les forces superficielles résistantes données par la relation de Laplace.

Si le nombre de Weber dépasse une valeur critique, la goutte se fractionne. Sur la figure I.3 sont représentées les étapes que suit le processus de déformation d'une goutte soumise aux contraintes dues à un écoulement de cisaillement simple en fonction de valeurs de  $R$ .

Pour les faibles valeurs de  $R$ , la gouttelette prend la forme d'un ellipsoïde et s'incline d'un angle de  $45^\circ$  par rapport à la direction de l'écoulement. Au fur et à mesure que l'on augmente le gradient de vitesse, l'angle d'inclinaison diminue et au moment de la rupture, on observe la formation de gouttelettes satellites aux extrémités de la goutte déformée. Pour  $R > 4$ , les gouttes ne se fractionnent pas, elles prennent la forme d'un ellipsoïde positionné suivant la direction de l'écoulement.

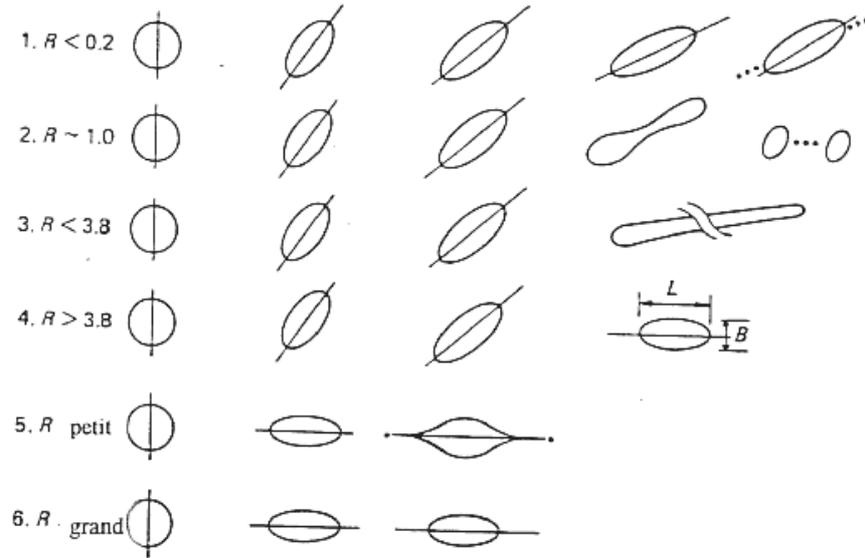


Figure I.3 : Déformation d'une goutte soumise à cisaillement simple en fonction de  $R$  (Rumscheidt et Mason [1961]).

Pour de petites déformations, Taylor montre théoriquement que la déformation  $\delta$  est égale au rapport entre la force associée à la viscosité de la phase continue et la force associée à la tension interfaciale :

$$\delta = We_d \cdot \left[ \frac{(19/16) \cdot R + 1}{R + 1} \right] \quad (I.7)$$

Au-dessus d'un certain degré de déformation et pour  $R > 0,5$  il y a rupture sous forme de plus petites gouttelettes.

Pour mieux caractériser la rupture des gouttes, les différents auteurs préfèrent la quantifier à l'aide du nombre de Weber. On définit ainsi un nombre de Weber critique  $We_{crit}$  voisin de 1 car il correspond à l'égalité entre la tension de surface et la force de rupture dominante. La rupture se produira lorsque le nombre de Weber est supérieur à la valeur critique.

La figure I.4 caractérise la déformation et la rupture des gouttes en fonction du nombre de Weber critique et le rapport des viscosités des phases en contact  $R$ . La ligne continue résume les résultats obtenus par Grace [1982] dans un écoulement cisailé et la partie hachurée ceux obtenus par Ambruster [1990] dans des moullins colloïdaux.

L'équation I.5 montre que pour de petites viscosités de la phase continue, la déformation des petites gouttes requiert des gradients de vitesse très élevés. Par exemple, avec une tension interfaciale  $\sigma = 5 \text{ mN.m}^{-1}$  et une viscosité de la phase continue  $\mu_c = 10^{-3} \text{ Pa.s}$  (eau), un gradient de vitesse  $\dot{\gamma} = 25 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$  est nécessaire pour obtenir des gouttelettes d'un rayon  $r = 0,2 \text{ }\mu\text{m}$  (en

prenant  $We_{crit} \approx 1$ ). Un tel gradient de vitesse ne peut être normalement produit, excepté sur de très courtes distances.

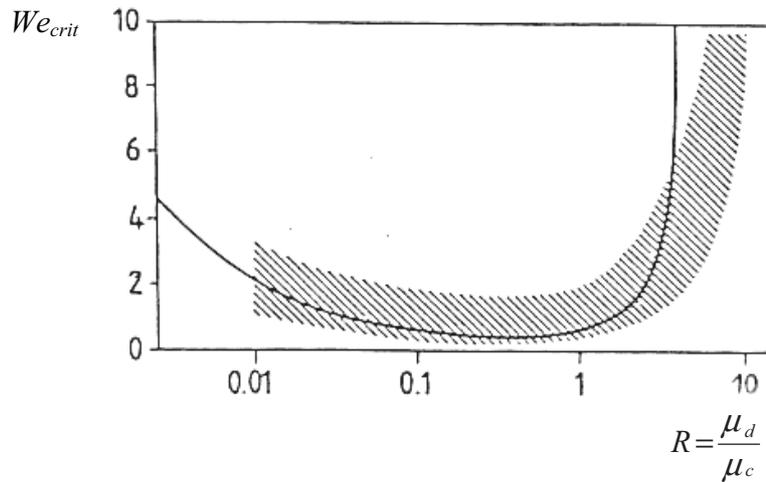


Figure I.4 : Evolution de  $We_{crit}$  en fonction du rapport des viscosités  $R$  (Walstra [1993]).

La figure I.4 nous indique également qu'il n'y a pas de rupture de gouttes pour des rapports de viscosité  $R > 4$  dans un écoulement cisailé. Dans ce cas, la goutte ne peut pas se déformer aussi vite que l'écoulement cisailé qui induit la déformation. En effet, le temps de déformation d'une goutte est proportionnel à sa viscosité divisée par la contrainte appliquée, c'est-à-dire  $\mu_d/\mu_c \cdot \dot{\gamma}$ , alors que le temps de déformation de l'écoulement serait  $1/\dot{\gamma}$  (Walstra [1993]). Donc si  $\mu_d/\mu_c \gg 1$ , la goutte se déforme en partie mais elle commence à tourner à une fréquence de  $\dot{\gamma}/2$ . (Pour une goutte à faible viscosité, le liquide interne à la goutte tourne alors que celle-ci garde son orientation dans la direction de l'écoulement, en conséquence, elle peut se déformer plus grandement). Le rapport de viscosité des deux phases  $R$  au-dessus duquel il n'y a plus de rupture de goutte aussi grand que puisse être le nombre de Weber, semble être autour de la valeur 4, confirmé aussi bien par la théorie que par l'expérience.

Grace [1982] a aussi étudié la déformation de gouttelettes créée par un écoulement élongationnel. Celui-ci peut être obtenu par quatre rouleaux qui forment un train de laminage. On observe ainsi sur la figure I.5 la déformation des gouttes en fonction du rapport de viscosité  $R$ .

Dans un écoulement élongationnel, les contraintes principales sont dans la direction de l'écoulement : par conséquent, la déformation des gouttes mêmes très visqueuses n'est pas limitée par la rotation. Le fractionnement a toujours lieu si le gradient de vitesse "dure" assez longtemps (au sens lagrangien), ce qui peut être difficile à obtenir en pratique. Pour une même vitesse de déformation, l'écoulement élongationnel est plus favorable au fractionnement que l'écoulement cisailé : le nombre de Weber critique est beaucoup plus bas, spécialement dans le cas de rapports de viscosité élevés. Pour des écoulements complexes où l'on doit fractionner une phase dispersée caractérisée par une valeur élevée de  $R$ , il faut ainsi s'efforcer de rechercher des écoulements avec une forte composante élongationnelle.

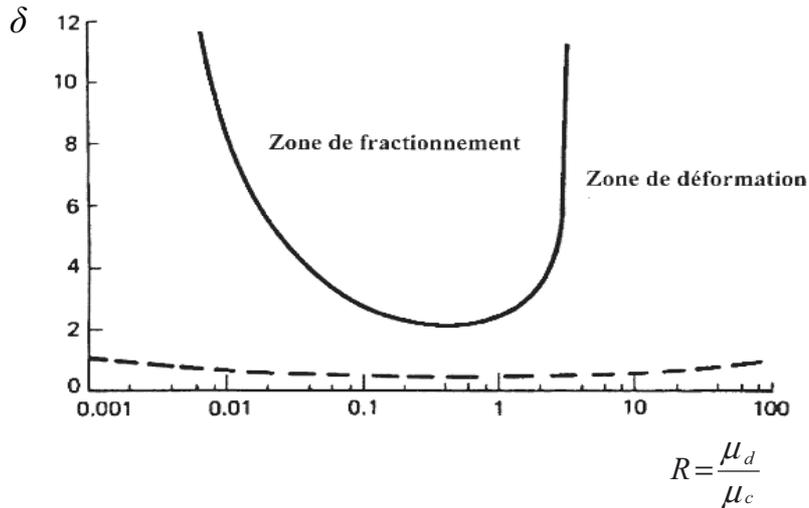


Figure I.5 : Déformation des gouttes en fonction du rapport des viscosités pour un écoulement élongationnel (trait pointillé) et à cisaillement simple (trait plein).

L'étude théorique de la rupture des gouttes dans un écoulement à cisaillement simple a souvent été testée pour la déformation et la rupture de gouttes isolées. En pratique, cependant, les gouttes vont subir plusieurs ruptures successives jusqu'à atteindre leur taille finale, les conditions d'écoulement n'étant ni homogènes ni constantes durant le processus. Le résultat obtenu n'est donc pas une taille unique de gouttelette mais bien une répartition de différentes tailles.

## I.3 FRACTIONNEMENT PAR LA TURBULENCE

Lorsque la phase dispersée est ajoutée dans la phase continue en écoulement turbulent, ou lorsque l'on est au début d'un processus d'agitation, on observe d'abord l'apparition de gros globules de liquide appartenant à la phase dispersée qui adoptent par la suite une forme allongée. Ces globules sont alors déformés en grandes lamelles ou en éléments ayant une forme de cigares qui se fractionnent sous forme de grosses gouttes. Ces dernières vont se fractionner davantage jusqu'à ce qu'un équilibre dynamique soit établi dans l'écoulement turbulent de la phase continue. En théorie, la troisième étape a lieu, en écoulement turbulent, soit sous l'action des forces visqueuses, soit sous l'action des fluctuations dynamiques de la pression à des échelles de longueur de l'ordre du diamètre des gouttes. Dans la pratique, les régions où l'action du cisaillement local a un effet sur le fractionnement des gouttes sont d'une échelle de longueur beaucoup plus petite comparativement à la taille des plus grosses gouttes se trouvant en équilibre dynamique. En général, ce sont les fluctuations de pression qui déterminent la taille maximale des gouttes dans un système où la coalescence est négligeable.

D'après la description que nous venons d'évoquer, il est naturel de s'attendre, au sein d'un écoulement turbulent, à une répartition de la granulométrie de l'émulsion assez dispersée. Pour caractériser l'émulsion, on prendra soit le diamètre maximal, soit le diamètre moyen, soit encore un diamètre caractéristique de la distribution de taille (voir le paragraphe I.10).

En régime turbulent, la théorie de Kolmogorov de la turbulence donne une approche intéressante sur les mécanismes de la formation des émulsions. Cela permet de décrire le mécanisme de fractionnement au moyen de nombres adimensionnels qui sont, à l'examen des forces en présence, le nombre de Weber et le nombre de Reynolds associé à la phase dispersée.

La discussion des échelles de longueur dans l'écoulement turbulent revêt une importance particulière au regard du phénomène de dispersion. Ainsi Kolmogorov distingue dans la structure d'un écoulement turbulent trois types de tourbillons :

- les tourbillons primaires ayant une échelle de longueur de l'ordre de celle associée à l'écoulement liquide principal. Ils sont formés directement par la turbulence induite par l'agitation mécanique et caractérisent la gamme des grosses structures (faibles fréquences). Ces grands tourbillons sont instables, se désintègrent en tourbillons de plus petites tailles et transportent assez peu d'énergie (environ 20 % de l'énergie totale),
- les tourbillons intermédiaires ou de taille moyenne, souvent appelés tourbillons transporteurs d'énergie car d'une part, ils transportent une partie importante de l'énergie cinétique de l'écoulement et d'autre part, l'énergie cinétique se transmet sans dissipation aux tourbillons de plus faibles tailles. Ces tourbillons représentent la zone inertielle dans le spectre de fréquence et se transforment par cascade en tourbillons de plus petite taille,
- les tourbillons de taille terminale correspondant à la zone dissipative dans le spectre de fréquence : toute l'énergie cinétique qui les alimente est dissipée par viscosité sous forme de chaleur.

La figure I.6 représente schématiquement la quantité d'énergie transportée par les différents tourbillons en fonction de l'inverse de leur taille dans une conduite circulaire.

Différentes études (Kolmogorov [1949], Hinze [1955], Hughmark [1971]) ont été développées dans le but de déterminer la taille maximale d'un globule isolé dans un écoulement turbulent. Celles-ci ont prouvé que le processus de fractionnement dépend essentiellement de la

taille de la phase dispersée par rapport aux deux échelles caractéristiques de la turbulence : l'échelle des grosses structures énergétiques  $L$  et l'échelle dissipative  $\lambda_K$  (ou échelle de Kolmogorov). Selon ce dernier, ce sont les tourbillons de taille intermédiaire, transporteurs d'énergie, qui sont principalement responsables du fractionnement des gouttes. Ce sont eux qui en définissent la taille maximale. Il existera des gouttelettes de petite taille formées sous l'action des plus petits tourbillons, mais la plus grande partie des gouttelettes est produite par les tourbillons de taille moyenne, de même ordre de grandeur que le diamètre des gouttes.

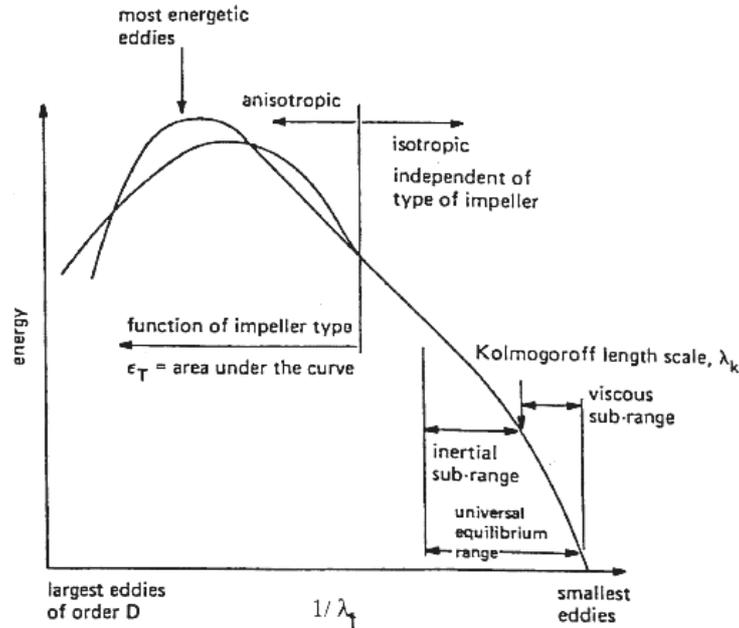


Figure I.6 : Spectre de la turbulence (Tennekes et Lumley [1994]).

L'échelle de Kolmogorov se caractérise par le même ordre de grandeur des forces d'inertie et des forces visqueuses :

$$\lambda_K \equiv \nu_c^{3/4} \varepsilon^{-1/4} \quad (I.8)$$

où  $\nu_c$  est la viscosité cinématique de la phase continue et  $\varepsilon$  la dissipation locale d'énergie par unité de masse. Les fluctuations de vitesse  $u'$  pour des tourbillons de taille  $\lambda_K$  sont ainsi liées à  $\varepsilon$  par transmission intégrale de l'énergie sur tout le spectre :

$$u' = (\varepsilon \lambda)^{1/3} \quad (I.9)$$

Pour les structures plus grandes que l'échelle de Kolmogorov ( $d > \lambda_K$ ), la variation de la pression de part et d'autre de la goutte joue un rôle prépondérant dans le processus. En effet, dans un écoulement turbulent, une goutte de taille supérieure à l'échelle de Kolmogorov subit des pilonnements longitudinaux et transversaux. Ces pilonnements sont liés aux fluctuations de pression appliquées à l'interface de la goutte. Lorsque les fluctuations sont totalement décorrélées, la force de pression dynamique associée à ces fluctuations de vitesse provoque des déformations locales et peut entraîner par la suite le fractionnement de la goutte.

Les fluctuations de pression dynamique sont proportionnelles à  $\overline{\Delta u^2}$ , correspondant à la moyenne quadratique de la fluctuation de vitesse entre deux points voisins, à une distance donnée  $d$  :

$$\overline{\Delta u^2} = \overline{(u(x) - u(x+d))^2} \quad (\text{I.10})$$

Hinze [1955] a établi une équation relative à la taille maximale d'une phase dispersée dans un écoulement turbulent homogène et isotrope, appelée généralement équation de Hinze-Kolmogorov. Le diamètre maximal est déterminé par l'équilibre existant entre les fluctuations turbulentes de pression, tendant à déformer et à fractionner la goutte, et la tension interfaciale qui résiste à ces déformations. Le rapport de ces deux contraintes définit le nombre de Weber critique :

$$We_{crit} = \frac{\rho_c \cdot \overline{\Delta u^2} \cdot d_{max}}{\sigma} \quad (\text{I.11})$$

Il correspond à une limite au-dessus de laquelle la phase dispersée se fractionne, critère nécessaire et suffisant pour déterminer la taille maximale des gouttelettes dans un écoulement turbulent donné. Dans une turbulence homogène et isotrope,  $\overline{\Delta u^2}$  peut être facilement obtenu à partir des mesures (Pichot [1984], Clark [1988]) :

$$\overline{\Delta u^2} = 2 \cdot \overline{u'^2} \cdot [1 - f(d)] \quad (\text{I.12})$$

où  $f$  est la fonction d'autocorrélation que l'on suppose évanescence sur une longueur de l'ordre du diamètre maximal soit  $f(d)=0$ , ce qui conduit à écrire, dans le domaine inertiel :

$$\overline{\Delta u^2} = 2 (\varepsilon \cdot d)^{2/3} \quad (\text{I.13})$$

où  $\varepsilon$  est le taux de dissipation par unité de masse.

Le résultat pratique qui découle de la théorie de Hinze et Kolmogorov est :

$$d_{max} \cdot \left(\frac{\rho_c}{\sigma}\right)^{3/5} \cdot \varepsilon^{2/5} = \left(\frac{We_{crit}}{2}\right)^{3/5} = \text{constante} \quad (\text{I.14})$$

ou encore

$$d_{max} = \left(\frac{We_{crit}}{2}\right)^{0,6} \cdot \varepsilon^{-0,4} \cdot \left(\frac{\sigma}{\rho_c}\right)^{0,6} \quad (\text{I.15})$$

où la constante peut être ajustée comme Hinze l'a fait avec les résultats expérimentaux de Clay [1940]. Pour un intervalle de confiance de 95 %, la constante ainsi obtenue a été de 0,725, qui définit un nombre  $We_{crit}$  d'environ 1,2.

Suivant les études réalisées par Holmes et Russel [1975], Sevik et Park [1973] et Hesketh *et al.* [1987, 1991], il résulte que cette constante n'est pas universelle, mais que sa valeur dépend également des propriétés physiques des deux phases en présence. Sevik et Park [1973] associent le nombre de Weber critique à la fréquence d'oscillation d'ordre 2 de la goutte et ils aboutissent à :

$$We_{crit} = \frac{48}{\pi^2 \cdot \left(2 + 3 \frac{\rho_d}{\rho_c}\right)} \quad (\text{I.16})$$

Dans l'hypothèse où les masses volumiques des phases continue et dispersée sont égales, le nombre  $We_{crit}$  vaut environ 1.

Dans le cas où la taille de la phase dispersée est supérieure à l'échelle des grosses structures ( $d_{max} > L$ ), les observations sont très éloignées des valeurs prédites par la théorie de

Hinze-Kolmogorov, ce qui conforte l'idée d'un processus différent dans le domaine des grosses structures (Sleicher [1962], Paul et Sleicher [1965], Hughmark [1971]).

Dans le cas où le diamètre de la goutte est inférieur à l'échelle dissipative ( $d < \lambda_K$ ), la force visqueuse associée à la phase continue joue alors un rôle dominant, selon un processus similaire à celui décrit par Taylor.

La démonstration de l'équation I.15 suppose qu'un certain nombre d'hypothèses soient vérifiées :

- la turbulence est homogène et isotrope,
- l'émulsion est très diluée, ce qui revient à négliger la coalescence,
- les forces de viscosité dans la phase dispersée sont négligeables,
- les deux phases mises en contact se comportent comme des fluides newtoniens.

L'application de l'équation I.15 à des systèmes peu coalescents a été testée sur des appareils de nature très diverse : cuves agitées, émulseurs à ultrasons, homogénéiseurs. Les différents auteurs s'accordent sur le fait que cette équation rend compte de manière satisfaisante de la valeur du diamètre maximal des gouttelettes.

La viscosité de la phase dispersée n'est pas prise en compte dans ce modèle. En effet dans de nombreux cas, les études expérimentales montrent un très faible effet du rapport des viscosités, sauf si celui-ci est très contrasté (supérieur à 20).

Dans la réalité, l'équation I.15 est présentée sous la forme adimensionnelle suivante :

$$\frac{d_{Sauter}}{D_c} = \text{constante} \cdot We^{-0,6} \quad (\text{I.17})$$

où  $d_{Sauter}$  représente le diamètre de Sauter et  $D_c$  la dimension caractéristique du dispositif de mélange (diamètre de l'agitateur dans une cuve agitée par exemple).

La connaissance de  $d_{min}$ , diamètre minimal des gouttelettes, est d'un intérêt pratique peu évident dans les problèmes de mélange. Il est par contre très important pour les problèmes de séparation, après agitation. On pense que la valeur de  $d_{min}$  peut être évaluée en considérant les conditions d'agitation turbulente permettant la coalescence, ce qui conduit à une relation de la forme (Pacek *et al.* [1998]) :

$$\frac{d_{min}}{D_c} = K \cdot We^{-3/8} \quad (\text{I.18})$$

Zhou et Kresta [1998] ont montré que considérer l'échelle de Kolmogorov comme une estimation de  $d_{min}$  n'était pas justifié.

## I.4 LES EMULSIONS LIQUIDE/LIQUIDE DANS LES REACTEURS

Le réacteur HEV sur lequel repose cette étude n'assure pas, à l'instar de tous les systèmes d'agitation, une homogénéité spatiale rigoureuse de la turbulence, ce qui laisse supposer que les particules fluides ne subiront pas toutes la même histoire dans l'écoulement. L'intensité turbulente étant, par exemple, plus importante à la hauteur des perturbateurs, la taille des gouttelettes ne sera pas uniforme. Les distributions en taille sont souvent modélisées par une loi normale ou log-normale. Le facteur de dispersion qui mesure la déviation standard ( $\sqrt{s^2}/d_{moy}$ ) est relativement important, supérieur à 0,3. La caractérisation de la granulométrie à l'équilibre est souvent réduite à la donnée de  $d_{max}$ , le diamètre maximal de goutte ou  $d_{32}$ , le diamètre de Sauter appelé aussi  $d_{Sauter}$  (défini dans le paragraphe I.10).

Les distributions en taille dépendent des conditions expérimentales, mais on peut justifier une relation de proportionnalité entre les différents diamètres moyens et le diamètre maximal, indépendamment du type de réacteur (Sprow [1967]). D'où en particulier :

$$d_{32} = C_1 d_{max} \quad (I.19)$$

avec des valeurs de la constante  $C_1$  comprises généralement entre 0,4 et 0,7. Ainsi, il est possible de dériver de l'équation I.15 une forme moyenne permettant de modéliser globalement la dispersion dans un réacteur. La puissance massique moyenne (spatialement) est exprimée par  $U^3/D$ , en introduisant une échelle de longueur caractéristique  $D$  (diamètre de pale, de tube, ...). On obtient ainsi :

$$\frac{d_{32}}{D} = C_2 \cdot We^{-0,6} \quad (I.20)$$

avec le nombre de Weber calculé par :

$$We = \frac{\rho_c U^2 D}{\sigma} \quad (I.21)$$

et la constante  $C_2$  (à déterminer expérimentalement pour chaque système) qui dépend de la géométrie du réacteur (sa valeur se situe entre 0,09 et 0,15).

Ce modèle a été principalement développé pour le cas des cuves agitées et a été adapté aux mélangeurs statiques par Middleman [1974] pour tenir compte de la dépendance de la vitesse avec le facteur de frottement  $f$ . La substitution dans l'équation I.15 de  $\bar{\varepsilon}$  exprimé en fonction de la perte de charge par :  $\bar{\varepsilon} = \frac{U \Delta P}{\rho_c L} = \frac{f U^3}{2D}$  donne :

$$\frac{d_{32}}{D} = C_3 We^{-0,6} f^{-0,4} \quad (I.22)$$

Pour un tube cylindrique rectiligne lisse dans un écoulement turbulent :  $f \sim Re^{-1/4}$ , d'où

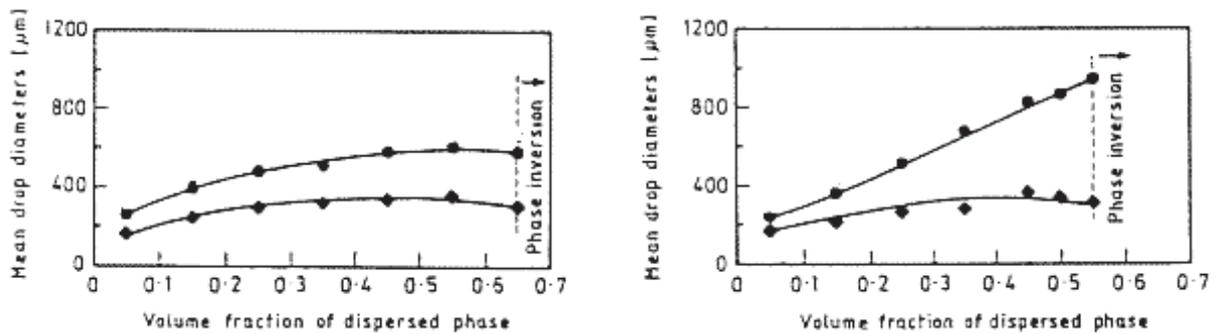
$$\frac{d_{32}}{D} = C_4 We^{-0,6} Re^{0,1} \quad (I.23)$$

## I.5 INFLUENCE DE LA CONCENTRATION EN PHASE DISPERSÉE

Le modèle classique (équation I.20) développé dans le cadre de l'approche de Hinze-Kolmogorov n'est valable que pour des émulsions diluées et pour une phase dispersée peu visqueuse. De nombreux travaux ont tenté de l'amender pour mieux prendre en compte ces effets de viscosité et traiter des émulsions ayant des concentrations élevées, ce que nous allons évoquer succinctement dans ce paragraphe.

Dans l'écoulement diphasique liquide/liquide, lorsque l'on augmente la proportion de la phase dispersée, il existe une valeur critique au-delà de laquelle la phase dispersée devient continue et vice-versa. Cette modification de la topologie de l'écoulement correspond à une transition de configuration appelée « inversion de phase ». Ce phénomène est d'une réelle importance dans les applications industrielles. En effet, il conditionne la nature de la phase qui mouille la paroi de la conduite. Pour un couple liquide/liquide donné, le phénomène d'inversion de phase est fonction de la concentration de la phase à disperser, généralement au-dessus de 60 % (Pacek *et al.* [1994] ; Kumar *et al.* [1991]).

La tendance générale est à l'augmentation de la taille moyenne des gouttes avec la concentration à cause de la coalescence qui se trouve favorisée. Cette tendance n'est pas toujours vérifiée, selon les systèmes étudiés et les gammes de concentration. Pacek *et al.* [1994] ont mesuré les diamètres moyens de gouttes dans des systèmes eau/chlorobenzène et chlorobenzène/eau jusqu'à l'inversion de phase ( $\Phi > 50\%$ ). La figure I.7 montre que la variation des tailles est peu sensible pour les concentrations élevées et que la tendance est plutôt à une diminution lorsqu'on se rapproche de l'inversion de phase.



a) système chlorobenzène/eau

b) système eau/chlorobenzène

$N=400\text{ tr/min}$  - ( $\blacklozenge$ )  $d_{\text{moy}}$  ( $\bullet$ )  $d_{32}$  - Pacek *et al.* [1994].

Figure I.7 : Diamètres moyens en fonction de la concentration dans une cuve agitée.

Les corrélations pratiques les plus récentes suggèrent de modifier la forme de l'équation I.20 pour prendre en compte l'effet de la concentration de la phase dispersée comme suit :

$$\frac{d_{32}}{D_c} = C_2 \cdot (1 + C_5 \cdot \Phi) \cdot We^{-0,6} \quad (\text{I.24})$$

avec un coefficient  $C_5$  spécifique au système liquide/liquide étudié (sa valeur varie entre 2 et 10) et dépendant de la coalescence du système. Dans des cuves agitées, Pacek *et al.* [1998] ont trouvé la valeur  $C_5 = 22,8$ . Les auteurs ont attribué cette valeur très grande au système fortement coalescent utilisé dans leur étude (chlorobenzène/eau).

Pour une phase dispersée non visqueuse, Lagisetty *et al.* [1986] ont interprété l'influence de la concentration à travers un facteur d'atténuation des fluctuations turbulentes. Après calage des coefficients, ils ont proposé :

$$\frac{d_{32}}{D_c} = 0,083 \cdot (1 + 4 \cdot \Phi)^{1,2} \cdot We^{-0,6} \quad (I.25)$$

Ce modèle propose des valeurs proches des données expérimentales de Coualoglou et Tavlarides [1976].

Une autre approche consiste à introduire la viscosité apparente de l'émulsion –  $\mu_M(\Phi)$  – dans l'évaluation du taux de dissipation turbulente (Tsouris et Tavlarides [1994]).

La valeur critique de la fraction volumique au-delà de laquelle la coalescence des gouttelettes est importante n'est pas une valeur universelle, mais dépend fortement des propriétés des fluides, particulièrement de la double couche électrique se produisant à l'interface.

## I.6 INFLUENCE DE LA VISCOSITE DE LA PHASE DISPERSEE

Bien que Vermeulen *et al.* [1955] aient montré dans leur expérience qu'il n'y a pas d'effet de viscosité dans le processus de fractionnement des gouttes, plusieurs auteurs mettent en évidence une influence sensible de la viscosité de la phase dispersée, surtout quand celle-ci est la plus visqueuse ( $\mu_d > \mu_c$ ), mais également dans le cas contraire ( $\mu_d < \mu_c$ ). Ainsi la valeur de  $d_{max}$  dépendrait de la viscosité de la phase dispersée, la contrainte visqueuse interne s'opposant à la déformation de la goutte (Arai *et al.* [1977], Lagisetty *et al.* [1986]).

Arai *et al.* [1977] sont les premiers à avoir incorporé l'effet de la viscosité dans le processus de fractionnement. Leur modèle prend simultanément en considération la tension interfaciale et la dissipation visqueuse durant l'étape de déformation de la goutte. Lagisetty *et al.* [1986] ont modifié ce modèle en considérant que la valeur de la contrainte interfaciale passe par un maximum et que le processus de fractionnement est complet durant le temps de vie du tourbillon. Une même approche a été utilisée pour prédire les valeurs de  $d_{max}$  quand la phase dispersée est légèrement viscoélastique (Koshy *et al.* [1988a]) et quand des surfactants ou des agents tensioactifs sont présents dans la phase continue (Koshy *et al.* [1988a-1988b]). Tous ces modèles peuvent prédire les valeurs de  $d_{max}$  uniquement quand la proportion de la phase dispersée est très faible ( $\Phi < 0,05$ ).

Pour des mélangeurs Kenics, Poncelet et Neufeld [1996] tiennent compte du rapport des viscosités :

$$\frac{d_{32}}{D} = C_6 We^{-0,65} Re^{-0,2} \left( \frac{\mu_d}{\mu_c} \right)^{0,5} \quad (I.26)$$

avec une constante  $C_6$  donnée par des expériences et dépendant de la géométrie du mélangeur. Pour des mélangeurs Sulzer SMX et SMV,  $C_6$  vaut environ 1,2.

En utilisant l'équation I.15, Davies [1985] ajoute un terme de contrainte visqueuse à la pression de Laplace dans les forces résistantes à la rupture :

$$d_{32} = C_7 \bar{\varepsilon}^{-0,4} \left( \sigma + \frac{\mu_d u'}{4} \right)^{0,6} \rho_c^{-0,6} \quad (I.27)$$

Dans le même ordre d'idée, Calabrese *et al.* [1986] ont justifié un terme correctif pour des émulsions diluées, tenant compte de la viscosité de la phase dispersée pour des applications dans les cuves agitées. Après avoir interprété un nombre important de résultats publiés, couvrant une gamme paramétrique importante notamment en ce qui concerne la viscosité de la phase dispersée, ils obtiennent la corrélation suivante :

$$\frac{d_{32}}{D_{agit}} = 0,054 \left[ 1 + 4,42 N_{Vi} \left( \frac{d_{32}}{D_{agit}} \right)^{1/3} \right]^{0,6} We^{-0,6} \quad (I.28)$$

Pour un mélangeur statique Kenics, Berkman et Calabrese [1988] ont établi la corrélation suivante :

$$\frac{d_{32}}{D_{agit}} = 0,49 \left[ 1 + 1,38 N_{Vi} \left( \frac{d_{32}}{D_{agit}} \right)^{1/3} \right]^{0,6} We^{-0,6} \quad (I.29)$$

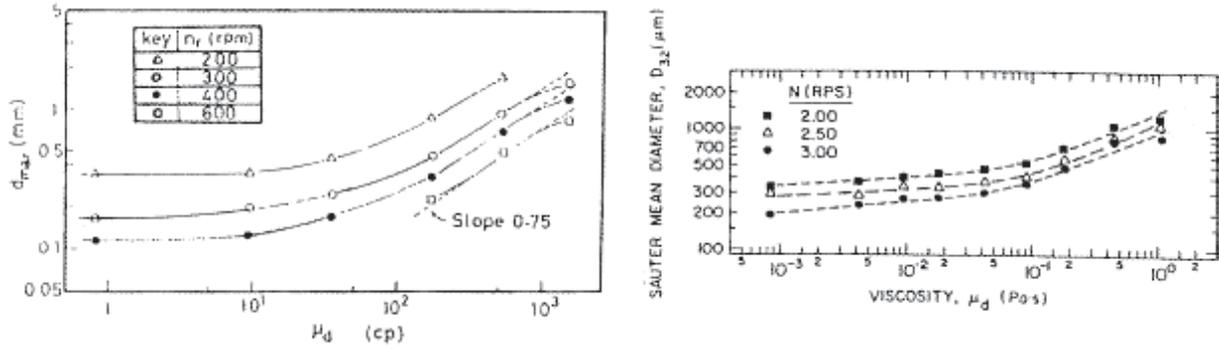
avec le nombre de viscosité défini par :

$$N_{Vi} = \frac{\mu_d \cdot U}{\sigma} \left( \frac{\rho_c}{\rho_d} \right)^{0,5} \quad (I.30)$$

Pour les cas non visqueux, ces modèles tendent vers un comportement en  $We^{-0,6}$ .

Les mesures de Arai *et al.* [1977] ou de Wang et Calabrese [1986] obtenues dans des conditions différentes, données sur la figure I.8, appellent les commentaires suivants :

- l'influence de la viscosité de la phase dispersée est négligeable pour des rapports de viscosité  $\mu_d / \mu_c < 20$ ,
- l'évolution aux plus grandes valeurs de  $\mu_d$  suit bien une loi de puissance 3/4.



a) données de Arai *et al.* [1977]

b) données de Wang et Calabrese [1986]

Figure I.8 : Evolution du diamètre maximum (a) ou du diamètre de Sauter (b) des gouttes avec la viscosité de la phase dispersée.

On trouve d'autres corrélations utilisant comme termes correctifs des fonctions du rapport  $\frac{\mu_d}{\mu_c}$ . On peut retenir, parmi d'autres, la corrélation citée par Pacek *et al.* [1994] de la forme :

$$\frac{d_{32}}{D_{agit}} = C_8 \left( 1 + C_9 \Phi^{0,8} \right) We^{-0,6} \left( \frac{\mu_d}{\mu_c} \right)^{0,4} \quad (I.31)$$

Cette expression a l'avantage de prendre en compte à la fois les effets de viscosité et de concentration. De plus, elle a été testée sur une gamme paramétrique étendue.

## I.7 COALESCENCE DES GOUTTES

La coalescence joue un rôle primordial pour la formation et la stabilité des mousses que l'on rencontre dans de nombreuses applications industrielles : boisson, mousse à raser, extincteur, etc. Elle peut être définie comme le processus suivant lequel deux inclusions fluides (bulles ou gouttes) fusionnent pour n'en former qu'une seule. La probabilité de collision entre inclusions, la vitesse d'impact et les déformations des interfaces sont conditionnées par l'écoulement externe dans la phase continue.

Pour que deux bulles ou deux gouttes coalescent, il faut que le film qui les sépare lorsqu'elles sont en contact l'une avec l'autre casse, ce qui demande du temps et éventuellement de l'énergie. Ces deux quantités ne sont pas toujours faciles à évaluer. C'est en comparant le temps de contact des deux bulles ou gouttes avec le temps nécessaire à la rupture du film interstitiel (ou bien l'énergie disponible avec l'énergie nécessaire à la rupture du film interstitiel) que l'on peut espérer prédire s'il y aura coalescence.

Le temps de drainage du film interstitiel formé entre les deux inclusions doit être plus petit que le temps de contact. Cette phase de drainage est caractérisée par l'amincissement du film liquide dû à l'écoulement généré par les gradients de pression (loi de Laplace). Sa modélisation fait intervenir les propriétés physico-chimiques des fluides. Les observations montrent que le temps de drainage est très sensible à la présence d'agents tensioactifs, impondérable dans les fluides réels, non purs.

- Le modèle de Reynolds. Dans ce modèle, on néglige les forces d'inertie, ce qui conduit à une loi de drainage en fonction du temps de la forme :
 
$$h \propto t^{1/2} \quad (\text{I.32})$$
 et des temps de drainage de l'ordre de la seconde.

- Le modèle de Bernoulli. Ce sont les effets visqueux qui sont négligés et ce modèle donne des lois d'amincissement de la forme :
 
$$h \propto e^{-at} \quad (\text{I.33})$$
 avec des temps de drainage plus brefs, de l'ordre de la dizaine de microsecondes.

En étudiant la coalescence de bulles à surface libre, Doublier [1991] trouve pour l'amincissement du film interstitiel :

$$h \propto t^2 \quad (\text{I.34})$$

Il a également observé dans certaines conditions, la possibilité de plusieurs rebonds de la bulle sous la surface libre, ce qui multiplie d'autant le temps de résidence.

Ces modélisations sont réservées à des systèmes non moussants. Actuellement, on ne sait pas prévoir l'épaisseur critique à laquelle le film interstitiel éclate. En l'absence de critère de rupture, on ne dispose pas d'un modèle global du mécanisme de coalescence. L'étape de drainage est la mieux connue.

Dans les applications, la coalescence est généralement prise en compte à travers un taux ou un rendement de coalescence qui va traduire globalement la proportion de gouttes qui coalescent par rapport aux gouttes qui entrent en collision (Coulaloglou et Tavlarides [1977], Kumar *et al.* [1993]).

## I.8 EFFET DES SURFACTANTS

Pour mieux isoler l'effet des paramètres dans les problèmes de mélangeage, plusieurs auteurs travaillent avec des systèmes non coalescents « clean systems » (rapport de concentration faible entre phase dispersée et phase continue). Ainsi, plusieurs corrélations et modèles disponibles dans la littérature sont basés sur ce genre de système sans surfactant.

En réalité, dans la plupart des processus industriels, des traces de tensioactif sont fréquemment présentes. Souvent, des agents tensioactifs sont même rajoutés pour obtenir une suspension stable comme dans le cas des émulsions et des opérations de polymérisation. La fonction de ces agents est de s'adsorber à l'interface et d'empêcher par la suite les gouttes de s'approcher les unes des autres à cause des forces de répulsion. Ainsi la présence du tensioactif affecte le processus d'émulsification de deux manières :

- il diminue d'abord la tension interfaciale, ce qui a pour effet de faciliter le fractionnement des gouttelettes,
- puis il protège les gouttelettes formées contre une reacoalescence immédiate lorsqu'il est adsorbé à l'interface.

Pendant l'émulsification, le principal mécanisme stabilisant englobant le tensioactif est l'effet Gibbs-Marangoni. La figure I.9 montre deux surfaces de gouttes partiellement recouvertes de tensioactif s'approchant l'une de l'autre pendant le processus de formation de l'émulsion.



Figure I.9 : L'action du produit tensioactif.

Le film liquide emprisonné entre les deux gouttes s'épuise en produit tensioactif au fur et à mesure que l'adsorption de ce dernier sur les interfaces se poursuit. De plus, la quantité de tensioactif est plus faible là où le film liquide est moins épais. La concentration non-uniforme aux interfaces entraîne un gradient de tension interfaciale qui provoque un courant liquide le long de la surface, de telle manière que les molécules de tensioactif se déplacent dans le plan des interfaces vers les régions de plus faible concentration en surfactant. Le courant liquide induit tend à séparer les deux gouttes. Par ce moyen, l'émulsion est stabilisée vis-à-vis de la coalescence.

Ce mécanisme fonctionne seulement si le tensioactif n'est pas présent dans la phase dispersée. Si celui-ci est disponible en grande quantité à la surface des gouttes, aucun gradient significatif n'est produit et le courant liquide n'apparaît pas. Une fois que l'émulsion est formée et que l'interface est devenue totalement saturée en produit tensioactif, le mécanisme de Gibbs-Marangoni n'est plus opérationnel. Le principal rôle du produit tensioactif immédiatement après l'émulsification concerne la stabilisation électrostatique ou stérique des gouttelettes contre la floculation et la coalescence.

## I.9 EFFET D'UN ECOULEMENT DIPHASIQUE SUR LA TURBULENCE

Dans la littérature, la plupart des études s'intéressant au problème de la modification apportée sur la turbulence par la présence d'une deuxième phase sous forme dispersée concernent surtout les systèmes gaz/liquide, solide/liquide et solide/gaz. Les tendances trouvées sont parfois opposées.

Avec une concentration de 3,6 % de billes en suspension dans l'eau, Bouvard et Petkovic [1973] trouvent globalement une réduction de 10 à 15 % des fluctuations turbulentes. L'analyse spectrale montre une réduction de l'énergie aux basses fréquences et une augmentation faible aux hautes fréquences. Les particules en suspension agiraient comme un filtre sur les plus gros tourbillons et leurs sillages contribueraient aux plus petits tourbillons. D'autres études réalisées dans des fluides contenant des particules donnent des résultats différents. Gore et Crowe [1989] ont analysé de façon synthétique des données obtenues dans différentes conditions. Ils ont mis en évidence que le paramètre déterminant est le rapport entre le diamètre de la particule et l'échelle intégrale de la turbulence. Si ce rapport est inférieur à 0,1, l'intensité turbulente est amortie, et elle augmente dans le cas contraire. Les études de Hetsroni [1989] et Yuan et Michaelides [1992] montrent que doivent être pris en compte dans ce problème les échelles de la turbulence, la taille des particules, leur vitesse de glissement et le contraste de densité.

De nombreuses études ont porté sur les systèmes gaz/liquide. En général, l'intensité turbulente est augmentée par rapport à l'écoulement de liquide seul, par effet de sillage (Kumar *et al.* [1989]). Wang *et al.* [1987] indiquent, pour un écoulement à bulles en conduite, une uniformisation du profil de vitesse moyenne et une augmentation du niveau de turbulence. Dans un écoulement annulaire avec entraînement de gouttelettes, Hewitt [1987] trouve au contraire une incurvation importante du profil de vitesse dans le gaz. Suivant leur taille, les bulles se déforment dans l'écoulement, ce qui ajoute à l'effet de sillage. Lance et Bataille [1991] constatent que la pseudo-turbulence associée aux bulles devient prédominante pour des concentrations supérieures à 1 %. Ils montrent, comme Souhar [1989], des modifications importantes du spectre d'énergie turbulente aux basses et hautes fréquences.

Pour les systèmes liquide/liquide, on dispose de peu d'études et surtout de résultats expérimentaux. Quelques auteurs (Coulaloglou et Tavlarides [1977], Kumar *et al.* [1991], Tsouris et Tavlarides [1994]) postulent un amortissement des fluctuations turbulentes inversement proportionnel à  $(1+4\Phi)$  en utilisant la corrélation de Lats et Frishman [1974]. Tsouris et Tavlarides [1994] introduisent de plus une viscosité apparente de la suspension, qui fait intervenir les viscosités des deux liquides.

En conclusion, il semble que les phénomènes liés à l'influence de la phase dispersée, qu'elle soit solide ou fluide, sur la turbulence sont liés à plusieurs paramètres, à savoir :

- la taille des inclusions (particules solides, bulles ou gouttes),
- les propriétés physiques de la phase dispersée : rapport des densités, viscosités, ...
- le nombre de Reynolds,
- la vitesse de glissement (vitesse relative de l'inclusion par rapport à la phase continue).

Yuan et Michaelides [1992] résument six mécanismes qui ne sont pas indépendants les uns des autres et qui contribuent à la modification de la turbulence dans les systèmes diphasiques :

- 1) la dissipation de l'énergie cinétique par les particules,
- 2) l'augmentation de la viscosité apparente due à la présence de la deuxième phase,
- 3) l'apparition d'un vortex ou la présence du sillage derrière les particules,
- 4) la quantité du fluide entraîné par une particule et qui peut être considérée comme une masse supplémentaire pour la particule (effet de masse induite),
- 5) l'augmentation des gradients de vitesse entre particules,
- 6) la déformation de la phase dispersée.

Les mécanismes 2 et 5 sont négligeables dans des suspensions diluées de particules et les mécanismes 3 et 4 inexistantes pour des particules de petite taille, des densités voisines entre phase interne et phase externe ou des gradients de pression faibles (pas de glissement).

Le mécanisme 6 a été étudié en particulier par Clift *et al.* [1978]. Le diagramme de la figure I.10 fournit les formes possibles des globules fluides isolés en fonction des nombres de Reynolds  $Re$  et de Eötvös  $Eo$  et en utilisant comme paramètre le nombre de Morton  $Mo$ . Les deux premiers nombres sont calculés en utilisant les échelles liées au globule. Le nombre de Eötvös représente le rapport des forces de gravité aux forces capillaires :

$$Eo = \frac{\Gamma \cdot \Delta\rho \cdot d_e^2}{\sigma} \quad (I.35)$$

avec  $\Gamma$  l'intensité du champ d'accélération,  $\Delta\rho$  le contraste de densité ( $\Delta\rho = |\rho_c - \rho_d|$ ) et  $d_e$  le diamètre équivalent du globule.

Le nombre de Reynolds est défini par :

$$Re = \frac{\rho_c \cdot d_e \cdot U_G}{\mu_c} \quad (I.36)$$

avec  $U_G$  la vitesse de glissement entre les phases.

Le groupement adimensionnel qui définit le nombre de Morton ne dépend que des propriétés physiques des deux phases :

$$Mo = \frac{\Gamma \cdot \mu_c^4 \cdot \Delta\rho}{\rho_c \cdot \sigma^3} \quad (I.37)$$

Dans un écoulement tournant, en considérant un système dispersé huile/eau ou eau/huile, avec une huile ayant une viscosité inférieure à  $0,02 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$  (dans notre cas, l'huile présente une viscosité de  $0,019 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ ) et pour des gouttes ayant un diamètre inférieur à  $500 \mu\text{m}$  (ce qui représente la plupart des cas dans cette étude), le diagramme indique les domaines de travail correspondant à  $\Gamma = 10g$  (avec  $g=9,81 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ ) et  $\Gamma = 100g$ . Les gouttes d'eau et d'huile restent effectivement sphériques pour  $\Gamma = 10g$ , et pour  $\Gamma = 100g$ , les plus grosses pourraient être légèrement déformées. Ces considérations sont valables pour un milieu diphasique dilué, sans interaction entre les gouttes par effet de sillage ; cette limite est liée à la concentration ou fraction volumique de la phase dispersée.

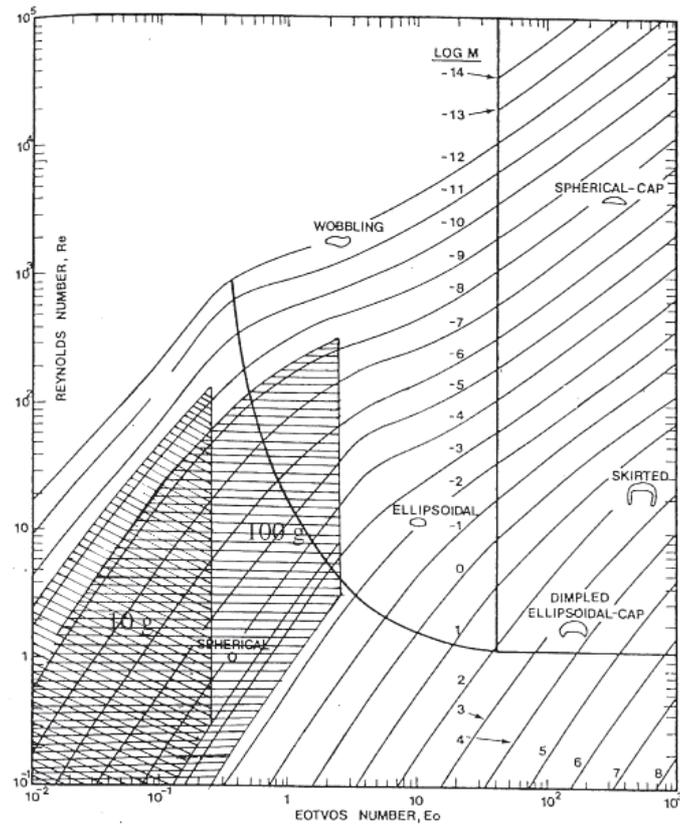


Figure I.10 : Forme des globules fluides isolés en fonction de  $Re$  et  $E_o$  (Clift et al. [1978]).

## I.10 GRANULOMETRIE DES EMULSIONS

La granulométrie d'une émulsion traduit la distribution en nombre des tailles des gouttes et gouttelettes constituant la phase dispersée. Dans les émulsions qui nous concernent, les gouttes après fractionnement sont généralement d'un volume suffisamment faible pour qu'elles aient une forme sphérique ou pour le moins sphéroïdales (aplatissement limité). Pour une goutte plus déformée de volume  $\vartheta$ , on définit son diamètre équivalent  $d_e$  comme le diamètre de la sphère de même volume :

$$d_e = \left( \frac{6 \cdot \vartheta}{\pi} \right)^{1/3} \quad (\text{I.38})$$

Dans le concept de milieu continu, le volume élémentaire contient un grand nombre de gouttes, suffisant pour définir la concentration locale  $\Phi^*$  :

$$\Phi^* = \lim_{\vartheta_{total} \rightarrow 0} \frac{\vartheta_{gouttes}}{\vartheta_{total}} \quad (\text{I.39})$$

et la masse volumique du mélange :

$$\rho_M^* = \Phi^* \cdot \rho_d + (1 - \Phi^*) \cdot \rho_c \quad (\text{I.40})$$

Pour un milieu homogène, la dispersion est fine, les propriétés locales sont partout les mêmes et  $\rho_M^*$  est égal à la masse volumique du mélange,  $\rho_M$  :

$$\rho_M = \Phi \cdot \rho_d + (1 - \Phi) \cdot \rho_c \quad (\text{I.41})$$

avec  $\Phi = \frac{\vartheta_d}{\vartheta_d + \vartheta_c}$  la concentration moyenne.

Si maintenant on simule le milieu dispersé par un agencement régulier de sphères ayant même diamètre  $d$ , la distance  $l$  entre ces sphères est donnée par :

$$\frac{l}{d} = \left( \frac{\pi}{6\Phi} \right)^{1/3} - 1 \quad (\text{I.42})$$

d'où  $\frac{l}{d}$  vaut 2,74 pour  $\Phi = 1\%$  et 0,74 pour  $\Phi = 10\%$ .

Le milieu dilué correspond donc à des valeurs très faibles de la concentration de la phase dispersée. Pour des concentrations plus élevées, on doit s'attendre à trouver des gouttes de tailles variées.

### I.10.1 DISTRIBUTION DES TAILLES ET PROPRIETES STATISTIQUES

La granulométrie d'une population de gouttes peut être représentée par une courbe donnant la densité de probabilité en fonction des diamètres ; ceux-ci sont distribués entre 0 (ou  $d_{min}$ ) et  $d_{max}$  (voir figure I.11).

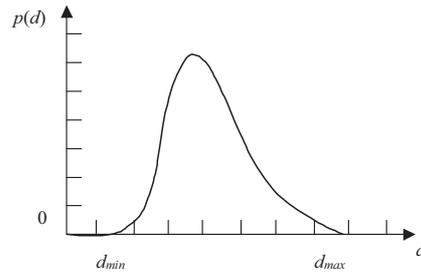


Figure I.11 : Distribution des tailles des gouttes.

La fonction  $p(d)$  est normalisée de telle sorte que :

$$\int_0^{d_{max}} p(\xi) \cdot d(\xi) = 1 \quad (I.43)$$

Et la même distribution peut être présentée sous une forme cumulée (probabilité d'avoir une goutte de diamètre inférieur à  $d$ , voir figure I.12).

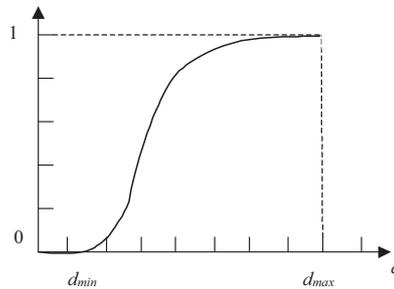


Figure I.12 : Distribution cumulée des tailles.

Il est utile d'extraire de ces distributions certaines quantités ayant un intérêt pratique :

- $d_{min}$  : le diamètre minimal,
- $d_{max}$  : le diamètre maximal,
- $d_{moy}$  : le diamètre moyen défini par

$$d_{moy} = \int_{d_{min}}^{d_{max}} p(\xi) \cdot d\xi \quad (I.44)$$

- $d_{32}$  : le diamètre moyen de Sauter défini par

$$d_{32} = \frac{\int_{d_{min}}^{d_{max}} \xi^3 \cdot p(\xi) \cdot d\xi}{\int_{d_{min}}^{d_{max}} \xi^2 \cdot p(\xi) \cdot d\xi} \quad (I.45)$$

- $s^2$  : la variance qui rend compte de l'étalement de la distribution, définie par

$$s^2 = \int_{d_{min}}^{d_{max}} (\xi - d_{moy})^2 \cdot p(\xi) \cdot d\xi \quad (I.46)$$

Les données de  $d_{moy}$  (ou  $d_{32}$ ) et de  $s^2$  constituent un squelette intéressant pour caractériser la distribution granulométrique. Si la fonction  $p(d)$  présente un seul maximum, la distribution est dénommée mono-modale et elle est bi-modale (ou multi-modale) s'il existe deux (ou plusieurs) maximum.

Différentes lois analytiques pour  $p(d)$  ont été calées à partir des distributions réellement mesurées. Les plus connues sont :

- la loi normale correspondant à une distribution symétrique, centrée sur la valeur moyenne,
- la loi log-normale correspondant à un étalement plus important de la distribution vers les plus grands diamètres.

On trouve dans l'ouvrage de Crowe *et al.* [1998] d'autres expressions de  $p(d)$  mieux adaptées à des applications particulières. Dans cette étude, nous utilisons une loi de distribution (dans la section III.6) définie par Schwarz et Bezemer [1956] et qui a été ajustée avec les données expérimentales.

Compte tenu des méthodes de mesure utilisées et de leur précision, les distributions en taille des gouttes sont généralement présentées sous forme d'histogrammes donnant la fraction en nombre pour une classe de diamètres compris dans un certain intervalle (figure I.13).

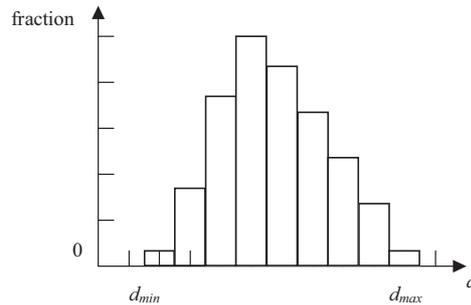


Figure I.13 : Histogramme des tailles des gouttes.

Les quantités caractéristiques définies précédemment à partir de la distribution continue sont alors calculées de la même manière en transposant à la distribution discrète.

Le diamètre de Sauter (défini par l'équation I.45) est le diamètre le plus approprié dans les cas où l'aire interfaciale est un paramètre de contrôle pour les transferts de masse ou les réactions chimiques : il est souvent employé dans la caractérisation des dispersions de dispersions liquide/liquide ou gaz/liquide. En effet, l'aire spécifique de contact se déduit directement du diamètre de Sauter par :

$$A = \frac{6 \cdot \Phi}{d_{32}} \quad (\text{I.47})$$

## I.10.2 METHODES DE MESURE

Les méthodes de mesure mises en œuvre dans les émulsions peuvent être distinguées selon qu'elles visent des grandeurs globales ou des grandeurs locales, qu'elles sont pratiquées *in situ* ou en dérivé, après prélèvement. Le lecteur intéressé trouvera dans l'ouvrage de Crowe *et al.* [1998] la description de plusieurs méthodes de mesure récentes et plus particulièrement celles utilisant des techniques optiques : diffraction laser, diffusion laser, LDA, etc.

La méthode chimique est une méthode globale qui permet par bilan dans un volume contrôlé d'accéder à la densité d'aire interfaciale. Elle implique la diffusion d'un réactif à partir de la phase dispersée dans la phase continue où la réaction a lieu.

La méthode par atténuation de la lumière est une méthode qui intègre la mesure sur une corde d'un rayon lumineux. Quand un faisceau traverse un milieu dispersé, seulement une partie de la lumière est transmise à cause de la dispersion et de l'absorption par les inclusions.

Le principe physique se traduit par la loi de Lambert-Beer. Cette méthode est limitée à des milieux transparents, c'est-à-dire à des émulsions diluées.

Les réacteurs peuvent être conçus de telle manière que des visualisations soient possibles en son sein. Avec un éclairage adéquat, des prises de vue de l'émulsion *in situ* peuvent alors être réalisées. Les images sont traitées après grossissement, les gouttes étant identifiées une à une. Là encore, cette méthode n'est envisageable que pour des concentrations faibles.

Plusieurs méthodes ne peuvent traiter qu'un échantillon de l'émulsion. La qualité de celui-ci est conditionnée par le procédé de prélèvement. La sonde de prélèvement et les conditions de soutirage ne doivent pas altérer l'émulsion initiale. Il est recommandé d'opérer un prélèvement iso-cinétique. Les échantillons peuvent être analysés avec les techniques optiques citées précédemment. Pour les émulsions liquide/liquide, le compteur de Coulter utilise comme principe la modification apportée à un champ électrique par une goutte traversant la cellule de mesure. Une autre méthode consiste à figer l'émulsion au moment du prélèvement, c'est la méthode par encapsulation. Celle-ci peut être obtenue par différents procédés physico-chimiques, mécaniques ou chimiques. L'encapsulation ou micro-encapsulation réalise l'enrobage solide des gouttelettes par une couche polymère ou membrane. Plusieurs procédés permettent d'arriver à ce résultat (Morançais [1997]) :

- par coacervation,
- par fusion à chaud,
- par lit d'air fluidisé,
- par nébulisation,
- par polymérisation interfaciale.

Cette dernière technique chimique, la plus récente, semble prometteuse pour des émulsions eau/huile ou huile/eau. La phase dispersée contient un solvant, un principe actif et un réactif. La phase continue est constituée d'un solvant et d'un autre réactif, éventuellement d'un anti-collant. La réaction de polymérisation forme une sphère creuse ; son principe est résumé dans la figure I.14. La vitesse de la réaction chimique de polymérisation est très grande. L'encapsulation doit être déclenchée avec l'émulsion formée, pendant le soutirage afin d'obtenir une émulsion correctement figée. De plus amples explications sur cette technique sont données dans la section II.4.

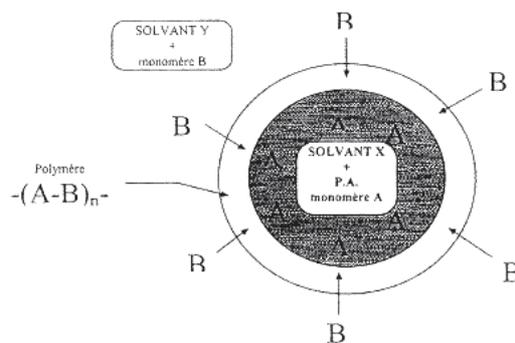


Figure I.14 : Procédé d'encapsulation par polymérisation interfaciale (Morançais [1997]).

## **CHAPITRE II**

### ***DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURE***

*L'étude de l'émulsification dans un mélangeur statique particulier dont l'écoulement de base consiste à générer des tourbillons contra-rotatifs, ainsi que l'étude de la turbulence et des échelles turbulentes présentes dans l'écoulement nécessite l'utilisation d'un dispositif expérimental ainsi que d'un ensemble de techniques de mesure. Ce chapitre a pour objectif de préciser le contexte expérimental mis en œuvre.*

## II.1 MELANGEUR STATIQUE HEV

La géométrie du mélangeur statique utilisé est constituée d'un tube droit de section circulaire de diamètre 20 mm, le long duquel sont fixées sept rangées d'ailettes (figure II.1). Chaque rangée est constituée de quatre ailettes positionnées tous les 90°. Celles-ci jouent le rôle de générateurs de tourbillons longitudinaux par leur position décollée par rapport à la paroi. Ce sont de petites plaques trapézoïdales qui sont fixées à la paroi du tube avec un angle de 30°. Leur dimension est de 7 mm de long, et 7 et 5 mm de largeur à la base respectivement côté paroi et à l'extrémité du trapèze. Le diamètre hydraulique,  $D_H$ , du mélangeur vaut ainsi 17,1 mm.

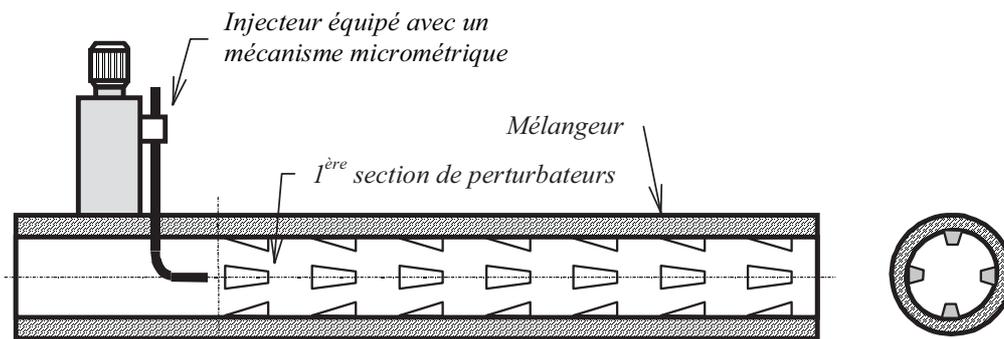


Figure II.1 : Coupe longitudinale du mélangeur statique HEV.

Le mélangeur est relié en amont et en aval à deux tubes droits cylindriques, appelés préconditionneur et postconditionneur, de diamètres identiques à celui du mélangeur et qui permettent d'obtenir un écoulement bien établi à l'entrée du mélangeur pour le premier et d'éviter les perturbations hydrodynamiques de l'écoulement à la sortie du mélangeur pour le second.

Afin d'effectuer des mesures de vélocimétrie utilisant une technique laser (telles que la PIV ou la VLD) ainsi que des visualisations de l'écoulement, nous avons conçu et construit une section d'essai en plexiglas. Toutes les surfaces de la section d'essai ont été polies de manière à obtenir de bonnes propriétés optiques. La section d'essai est également immergée à l'intérieur d'une boîte à eau avec des parois plates, ce qui réduit au minimum les effets de la réfraction optique. Ceci permet d'obtenir des mesures plus précises de la vitesse.

Le rôle de la section d'essai est de produire des structures cohérentes longitudinales qui intensifient la turbulence, et diminue ainsi la longueur caractéristique de micro-mélange. De plus, les vortex améliorent le mécanisme de transfert radial de masse.

Le mécanisme de génération des structures cohérentes est représenté sur la figure II.2. Quand le fluide arrive au niveau d'un perturbateur, ce dernier se comporte comme un obstacle et un sillage se forme à l'aval. De par l'inclinaison du perturbateur, le fluide situé en dessous est animé d'une vitesse axiale beaucoup plus faible que le fluide situé au dessus. Par conséquent, la pression en dessous du perturbateur devient plus élevée qu'au dessus et cela génère un écoulement radial constitué d'une paire de tourbillons. La section de ces tourbillons ressemble à celle d'un champignon comme représenté sur la figure II.2. Quatre paires de tourbillons sont générées à chaque section et la succession de perturbateurs suivant l'axe longitudinal du mélangeur statique crée une cascade de tourbillons.

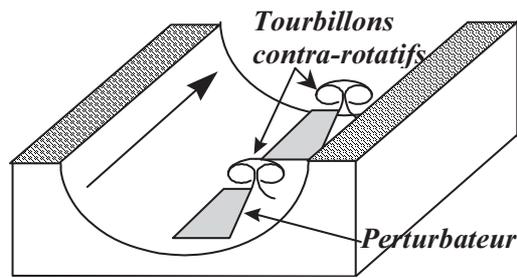


Figure II.2 : Paire de tourbillons générés en aval de chaque perturbateur.

Les vortex améliorent l'efficacité du processus de transfert radial de différentes façons. D'une part, ils génèrent des vitesses moyennes radiales non nulles qui contribuent directement au mécanisme de transfert. D'autre part, ils constituent une source d'énergie pour la turbulence qui est transmise au cœur de l'écoulement et non à travers la couche limite pariétale comme c'est le cas dans un écoulement au sein d'un tube droit. Dans le sillage, cela se traduit par deux effets : il y a transfert de l'énergie produite en paroi et création de forts gradients qui représentent une source d'énergie turbulente supplémentaire. Pour de plus amples informations sur ce mélangeur on peut se référer à Mokrani [1997].

## II.2 CIRCUIT HYDRAULIQUE

Le dispositif expérimental est constitué de deux circuits similaires transportant chacun les deux fluides non miscibles vers le mélangeur statique (figure II.3). Chaque circuit comprend un réservoir stockant un fluide de travail. L'alimentation en eau s'effectue *via* un réservoir à pression constante. L'alimentation en eau du réservoir est assurée par un robinet et un circuit d'évacuation du trop-plein permet de garder un niveau constant dans le réservoir. Ce type d'alimentation nous permet entre autre de nous affranchir des fluctuations de pression du réseau d'eau de ville. Le débit est ajusté grâce à une vanne et à deux débitmètres dont les gammes de mesure se superposent. Le débitmètre utilisé est choisi selon le nombre de Reynolds étudié. L'eau passe ensuite à travers une chambre de tranquillisation constitué d'une première partie comprenant un passage à travers des billes puis des pailles permettant de casser le jet, et d'un préconditionneur constitué d'un tube lisse de 3 m de long. Enfin l'eau circule dans le mélangeur statique.

L'huile est pompée grâce à une pompe centrifuge qui a été spécialement choisie pour résister aux agressions de produits chimiques (voir la méthode d'encapsulation). Le débit est réglé grâce à une vanne et un débitmètre. Ensuite l'huile est injectée à l'entrée du mélangeur statique (100 mm en amont du premier perturbateur) dans l'écoulement d'eau.

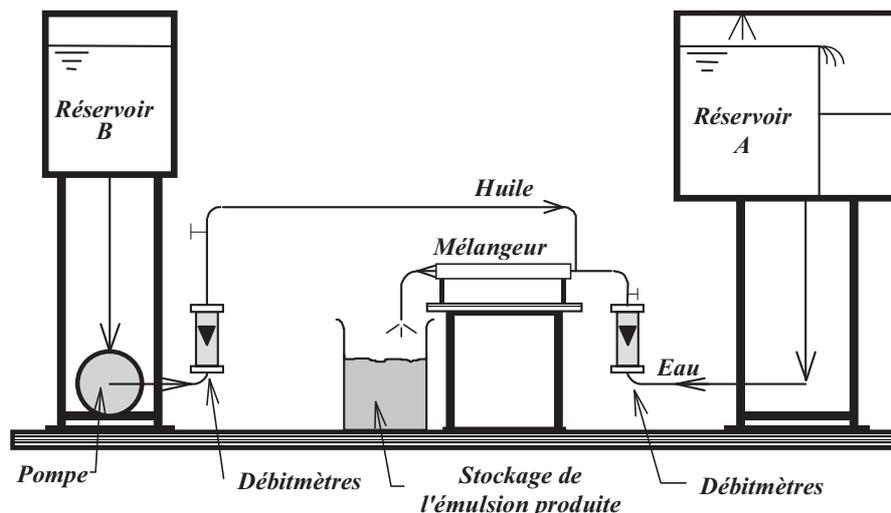


Figure II.3 : Dispositif expérimental pour l'étude des écoulements diphasiques.

Cette configuration évite la transmission des vibrations produites par une pompe à l'écoulement dans la section d'essai. Ceci réduit les pseudo fluctuations turbulentes dans l'écoulement et permet d'obtenir des mesures précises de la turbulence à l'intérieur de la section d'essai. De telles mesures seront nécessaires pour étudier l'écoulement dans le mélangeur (en particulier dans l'écoulement monophasique). Les débits sont contrôlés avec des vannes et mesurés grâce à deux débitmètres dont les gammes se superposent.

L'huile (constituant entre 2,5 % et 15 % de l'émulsion produite) ne peut pas être recyclée, car les filtres existants ne sont pas suffisamment efficaces dans des conditions économiques acceptables, ni mise à l'égoût à cause des produits chimiques qu'elle contient (voir la méthode de microencapsulation). Elle est donc stockée pour traitement ultérieur par une société spécialisée. Dans cette configuration, l'huile ne peut être utilisée que pour une expérimentation.

## II.3 FLUIDES UTILISES

Les fluides utilisés sont l'eau de ville pour la phase continue et une huile commerciale ALBELF ID 15 pour la phase dispersée. Cet équipement permet des expérimentations correspondant à des taux de mélange de la phase dispersée dans la phase continue allant jusqu'à 15 % avec des nombres de Reynolds compris entre 7500 et 15000. Le choix de la phase dispersée mérite quelque attention. La plupart des huiles commerciales contiennent des additifs chimiques qui jouent différents rôles : cela peut être des promoteurs d'émulsification qui permettent une production d'émulsion avec de l'eau même dans le cas d'une faible agitation, ou bien au contraire des anti-émulsifiants qui empêchent la production d'émulsion même dans le cas de grandes performances de mélange. Pour analyser les effets des conditions hydrodynamiques produites par le mélangeur sur le processus d'émulsification, nous avons besoin de nous affranchir de telles influences. Pour cette raison, l'huile utilisée est composée d'huile de vaseline de qualité technique sans aucun additif. Nous avons mesuré les caractéristiques qui nous intéressent et les avons répertoriées dans le tableau II.1. Cette huile est vendue pour lubrifier les mécanismes de précision et le matériel de laboratoire.

Propriété	Valeur	Méthode de mesure
Viscosité cinématique	$30,0 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	Rhéomètre Mettler RM180
Densité	0,85	Donnée technique
Tension interfaciale avec l'eau	$30,8 \cdot 10^{-3} \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$	Tensiomètre Krüss (K12) par la méthode de l'anneau

Tableau II.1 : Propriétés de l'huile pure (20°C).

## II.4 TECHNIQUE DE MICRO-ENCAPSULATION

Nous nous sommes intéressés à la répartition granulométrique des dispersions produites dans le mélangeur avec les fluides décrits précédemment. Cependant le principal problème est relatif à la stabilité de la dispersion : dès le prélèvement d'un échantillon de la dispersion, le phénomène de coalescence est important et la séparation des phases intervient en quelques dizaines de secondes. L'observation et la mesure de la taille des gouttelettes d'huile dans ces conditions est pratiquement impossible : la solution consiste soit à observer la taille des gouttelettes en continu, soit à fixer la granulométrie de la dispersion de manière à disposer d'assez de temps pour mesurer les tailles de gouttelettes.

Le procédé de microencapsulation consiste généralement en deux étapes : la dispersion du matériel à encapsuler (sous forme de gouttelettes) et l'encapsulation elle-même par solidification, gélification ou formation de membrane autour des gouttelettes.

Nous avons choisi une technique de micro-encapsulation par polymérisation interfaciale qui stoppe le phénomène de coalescence et fixe la taille des gouttelettes. Cette technique est basée sur une réaction chimique de polymérisation entre deux monomères : un isocyanate et une amine. L'isocyanate est ajoutée à l'huile, tandis que l'amine est présente dans l'eau du flacon qui reçoit l'échantillon de la dispersion. La réaction chimique se produit seulement à l'interface des deux phases et construit un micro film polymère rigide autour des gouttelettes. La technique donne de bons résultats et permet une stabilisation de l'émulsion pendant au moins une semaine sans modifier sa granulométrie (Morançais [1997]), cependant son utilisation n'est pas triviale du fait des produits chimiques très dangereux à manipuler et de l'encrassement de tout le circuit d'huile que cela entraîne.

La procédure qui donne les meilleurs résultats est la suivante : la phase dispersée contient 90 % d'huile et 10 % d'hexaméthylène diisocyanate ( $\text{OCN}(\text{CH}_2)_6\text{NCO}$ ) et la phase continue est l'eau de ville. Les échantillons de la dispersion sont prélevés à la sortie du mélangeur et incorporés dans un flacon de 250 ml contenant 50 ml d'eau déminéralisée et 5,6 ml d'éthylène diamine ( $\text{NH}_2\text{CH}_2\text{CH}_2\text{NH}_2$ ) à une température optimale d'environ 65 °C. L'ensemble doit être mélangé délicatement dans le flacon. Bien que la polymérisation à l'interface des gouttelettes se produise très rapidement (de l'ordre de la seconde), un temps de mélange de quelques minutes procure une meilleure stabilité à la dispersion encapsulée : les propriétés de la dispersion sont alors fixées pour plus d'une semaine.

Les propriétés de la phase dispersée sont modifiées par l'ajout de 10 % d'hexaméthylène diisocyanate. Nous notons sur le tableau II.2 que la viscosité cinématique et la tension interfaciale diminue fortement à cause de la présence du réactif.

Propriété	Valeur	Méthode de mesure
Viscosité cinématique	$22,0 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	Rhéomètre Mettler RM180
Densité	0,87	Donnée technique
Tension interfaciale avec l'eau	$20,7 \cdot 10^{-3} \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$	Tensiomètre Krüss (K12) par la méthode de l'anneau

Tableau II.2 : Propriétés de l'huile contenant 10 % d'hexaméthylène diisocyanate (20°C).

## II.5 VISUALISATIONS DES STRUCTURES GENEREES DANS L'ECOULEMENT

La fluorescence induite par laser ou FIL permet de visualiser des structures hydrodynamiques dans des plans choisis de l'espace d'étude. Elle fournit un outil qualitatif de compréhension des phénomènes hydrodynamiques.

Toutes les visualisations ont été réalisées à des nombres de Reynolds de 600 et 1500. La vitesse d'acquisition de la caméra ne nous a pas permis de prendre des images à des nombres de Reynolds plus élevés. Deux types de visualisations ont été effectuées : les premières ont permis d'acquérir une vue d'ensemble des phénomènes en injectant de grandes quantités de colorant dans le volume de façon discontinue, les secondes ont permis de suivre l'évolution d'une seule paire de tourbillons en injectant un filet de colorant en continu. La technique expérimentale est décrite dans le paragraphe suivant et les résultats obtenus sont présentés par la suite.

### II.5.1 TECHNIQUE EXPERIMENTALE

#### II.5.1.1 Principe

Quand les particules de substances fluorescentes sont éclairées par une lumière à une certaine longueur d'onde, elles absorbent une quantité de l'énergie contenue dans la lumière. On dit que les particules sont excitées. Le niveau d'énergie correspondant à cet état excité est supérieur au niveau fondamental. Comme l'état excité est thermodynamiquement instable, les particules reviennent à l'état fondamental. Ce retour s'accompagne d'une réémission de la quantité de lumière absorbée, à des longueurs d'ondes différentes de celle de la lumière utilisée pour exciter les particules. On parle alors de longueur d'onde d'absorption et de longueur d'onde d'émission. Naturellement, ni la lumière d'excitation, ni la lumière réémise ne sont parfaitement monochromatiques, mais sont caractérisées par un spectre plus ou moins étroit autour d'une valeur où l'énergie est maximale.

La technique de visualisation par fluorescence induite par laser consiste ainsi à injecter du colorant dans le fluide, puis à éclairer la section que l'on désire visualiser par un plan laser, dont la longueur d'onde correspond au pic d'absorption de ce colorant. L'utilisation d'un filtre (passe-haut ici) permet de supprimer la lumière d'excitation et de ne visualiser que le colorant situé dans la section éclairée. Notons que, toutes choses égales par ailleurs, la quantité de lumière réémise par fluorescence est, dans une certaine gamme, proportionnelle à la concentration en fluorescéine dans la section illuminée.

#### II.5.1.2 Matériel utilisé

Les campagnes de visualisations nécessitent un procédé d'injection de colorant, un système mobile de génération de nappe laser et un système de prises de vues solidaire de la nappe laser. Le colorant que nous avons utilisé est une solution aqueuse de fluorescéine dont la longueur d'onde d'absorption maximum est de 488  $\mu\text{m}$  et sa longueur d'onde d'émission

maximum est de 514  $\mu\text{m}$ . Cette solution est très faiblement concentrée, ainsi la masse volumique de l'eau et du traceur seront identiques.

La figure II.4 représente le dispositif d'injection de la fluorescéine. La fluorescéine est stockée dans une cuve à niveau constant puis s'écoule par gravitation à travers un échangeur avant d'être injectée dans le dispositif expérimental. Le débit est réglé à l'aide d'une microvanne permettant de fixer un débit avec une précision de l'ordre de 0,15 ml/mm. Afin d'inhiber les phénomènes liés à la convection naturelle, la fluorescéine passe par un échangeur à plaques. Cet échangeur est traversé par le fluide de travail (avant de circuler dans la section d'étude) et par la fluorescéine. Il est largement surdimensionné afin que le fluide de travail et la fluorescéine en sortent à la même température.

La fluorescéine est injectée dans l'écoulement à une distance de 50 mm en amont de la première rangée de perturbateurs. L'injecteur est monté sur un système de déplacement micrométrique qui permet d'obtenir un positionnement avec une précision de l'ordre de 0,01 mm. Notons que le débit de fluorescéine est assuré uniquement par la pression due à la hauteur du bac à niveau constant.

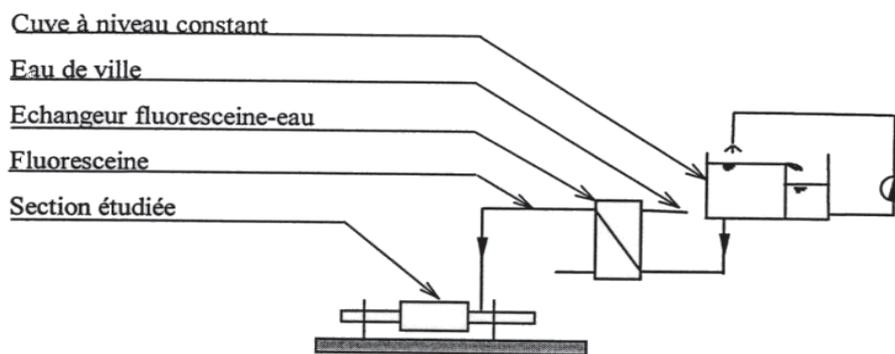


Figure II.4 : Système d'injection de la fluorescéine.

Le système de formation de la nappe laser et le système de prise de vue sont représentés sur la figure II.5. L'ensemble comprend également une source laser à argon ionisé : c'est un appareil Coherent d'une puissance de 5 W, toutes raies confondues (entre 458 nm et 528 nm). La raie bleue de ce laser a une longueur d'onde de 488 nm et une puissance de 1,5 W, ce qui coïncide avec les propriétés d'absorption de la fluorescéine.

Le faisceau laser émis est couplé à une fibre optique monomode. Le couplage est effectué avec des micromanipulateurs d'une précision de l'ordre de 0,1  $\mu\text{m}$ . On optimise le couplage en comparant (avec un mesureur) la puissance lumineuse émise en sortie de fibre à la puissance émise par le laser. L'utilisation de la fibre optique permet ainsi d'obtenir une source lumineuse mobile.

La technique de génération du plan laser est relativement simple : lorsque le faisceau laser est dirigé perpendiculairement à un barreau cylindrique de silice (de 2 mm de diamètre), on obtient une nappe laser. Son épaisseur est affinée à l'aide d'une lentille placée en sortie de fibre optique. Le plan laser est monté sur un système mobile de façon à effectuer des visualisations dans une section dont l'abscisse est repérée précisément grâce à la règle micrométrique.

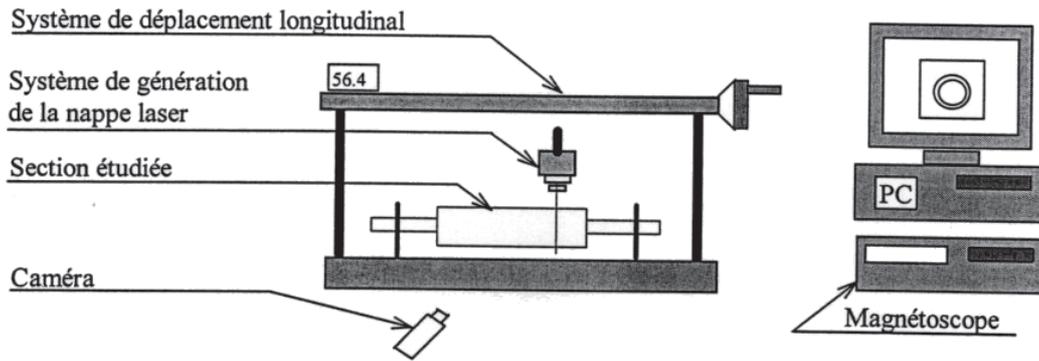


Figure II.5 : Dispositif utilisé pour les visualisations.

Les prises de vue sont réalisées avec une caméra 3CDD Hitachi (type C720). C'est une caméra à 25 images par seconde, dotée d'un système de diaphragme électronique (ou Shutter) qui permet de régler le temps d'exposition de chaque image. Celle-ci est munie d'un objectif à focale fixe (50 mm) et d'un filtre optique "passe-haut" qui ne laisse passer que la lumière réémise par la fluorescéine. La caméra est connectée à un magnétoscope Sony fonctionnant dans le standard "U-matic" : ce système permet d'enregistrer les visualisations puis de les récupérer sous forme numérique *via* une carte d'acquisition d'un micro-ordinateur. Les images brutes présentent une forte déformation géométrique liée au fait que la caméra n'est pas perpendiculaire au plan laser : nous avons utilisé un traitement d'image par logiciel pour atténuer cet effet de perspective. Un autre problème provient du fait que la lumière du jour est composée, entre autres, de longueurs d'ondes auxquelles le filtre optique utilisé est transparent. Pour éviter ces éclairages parasites, l'ensemble du dispositif expérimental a été mis en oeuvre dans une "chambre noire".

## II.5.2 VISUALISATIONS DANS LE VOLUME

Cette première série de visualisations nous a fourni un aperçu global qualitatif des structures hydrodynamiques générées dans le mélangeur statique. Pour obtenir ces images, nous avons injecté, de façon discontinue, la fluorescéine en amont de la première rangée de perturbateurs à l'aide d'une seringue, comme l'illustre la figure II.6.

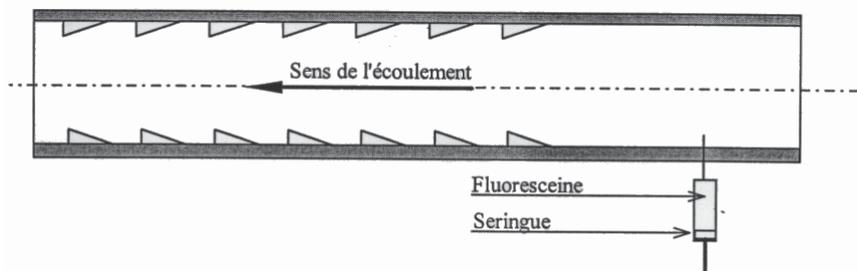


Figure II.6 : Technique d'injection du colorant pour réaliser les visualisations dans le volume.

La seringue permet d'injecter un pulse de colorant dans le volume de fluide. Du fait que le profil de vitesse axiale soit parabolique à l'entrée de la géométrie étudiée, le colorant situé au centre du tube est rapidement évacué par l'écoulement. En revanche, le colorant situé au voisinage immédiat de la paroi sera convecté beaucoup plus lentement : la paroi du tube sera ainsi enduite par le colorant. Celui-ci sera ensuite transporté par les structures

hydrodynamiques longitudinales vers le cœur de l'écoulement. Cette technique d'injection nous permet de visualiser simultanément les quatre paires de tourbillons générés par chaque rangée de perturbateurs.

Toutes les photographies présentées ont été visualisées à 20 mm en aval de la rangée correspondante. La figure II.7 représente les photographies de la section transversale de l'écoulement pour un nombre de Reynolds de 600.

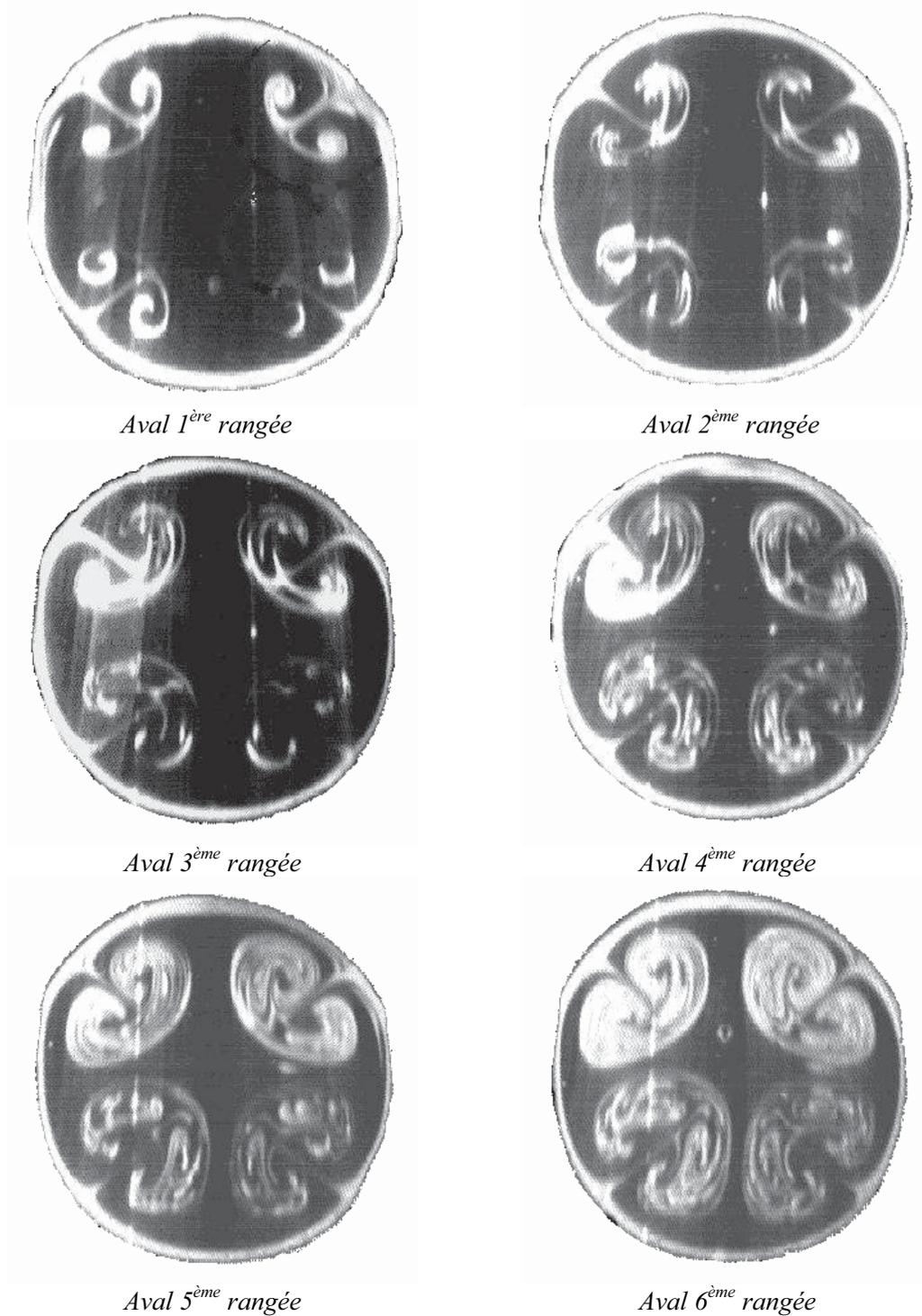


Figure II.7 : Photographies des structures de l'écoulement en aval de chaque rangée de perturbateurs à  $Re=600$ .

L'enregistrement vidéo présente une forte déformation des images à cause de l'inclinaison de la caméra par rapport à la section visualisée. La section circulaire du cylindre apparaît ainsi sous forme elliptique. Pour présenter des images concordant avec la réalité, nous avons appliqué un traitement d'image pour atténuer l'effet de perspective et redonner une forme circulaire à la section.

On peut observer sur la figure II.7 quatre paires de tourbillons générés par la première rangée de perturbateurs. La taille de ces tourbillons est environ égale à la hauteur des perturbateurs. Ces tourbillons restent très stables dans le temps : ils n'oscillent pas. En aval de la deuxième rangée de perturbateurs, les quatre paires de tourbillons générés par la première rangée de perturbateurs sont toujours visibles, mais elles ont été repoussées vers le cœur de l'écoulement par de nouveaux tourbillons. Ces derniers ont été générés par la deuxième rangée de perturbateurs. Les tourbillons générés par la première rangée de perturbateurs se superposent donc à ceux qui sont générés par la deuxième rangée de perturbateurs. Cet ensemble de tourbillons reste toujours stable. Ces constatations se généralisent à chaque rangée suivante de perturbateurs : les tourbillons générés par une rangée donnée repoussent vers le cœur de l'écoulement les tourbillons précédents. Cela donne naissance à un ensemble de tourbillons en face de chaque perturbateur, très stable dans le temps, à ce nombre de Reynolds de 600, puisqu'on n'observe aucune oscillation de ceux-ci.

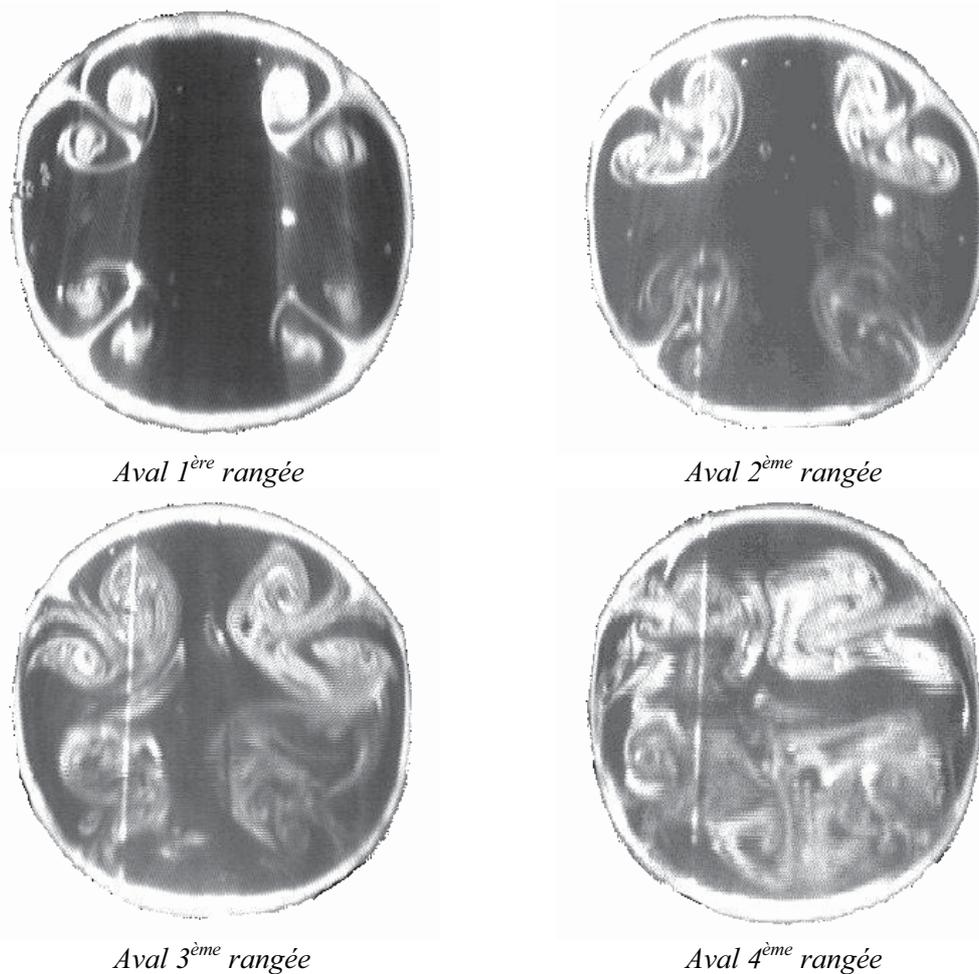


Figure II.8 : Photographies des structures de l'écoulement en aval de chaque rangée de perturbateurs pour  $Re=1500$ .

Nous avons réitéré la même manipulation pour un nombre de Reynolds de 1500 : la figure II.8 représente les photographies de la section transversale de l'écoulement visualisé à 20 mm en aval de chaque rangée de perturbateurs pour un nombre de Reynolds de 1500.

On s'aperçoit qu'en aval de la première rangée de perturbateurs, les tourbillons restent stables dans le temps, ils n'oscillent pratiquement pas. En aval de la deuxième rangée on observe le même phénomène que précédemment à ceci près que les structures tourbillonnaires commencent à osciller. On remarque toujours, en aval de la troisième rangée, quatre paires de tourbillons en face de chaque perturbateur, cependant ils sont animés d'un mouvement oscillatoire qui s'est fortement accéléré et ils commencent à se mélanger. Enfin, on ne distingue plus les tourbillons les uns des autres en aval de la quatrième rangée de perturbateurs. Les tourbillons se mélangent entre eux, c'est-à-dire qu'ils ne restent plus cloisonnés dans leur quart de tube en face de chaque perturbateurs et que l'on se dirige alors vers un écoulement de plus en plus turbulent. La netteté des images de la figure II.8 est moindre que celle des figures II.7, spécialement pour les images prises en aval de la 3<sup>ème</sup> rangée et plus, à cause de l'oscillation des structures tourbillonnaires.

### II.5.3 INJECTION SUR UN PERTURBATEUR

Nous avons mené une seconde série de visualisations en injectant un filet de fluorescéine sur un perturbateur. L'injection du filet de traceur se fait 200 mm en amont de la première rangée de perturbateurs, dans le préconditionneur. Le diamètre de l'injecteur utilisé est de 0,25 mm et il a été positionné à 4 mm de la paroi. Les expériences ont été menées à des nombres de Reynolds de 1000. A ce nombre de Reynolds, l'écoulement dans le préconditionneur est parfaitement laminaire, le fluide traceur s'écoule alors en formant un filet très stable parallèle à la direction de l'écoulement comme indiqué par la figure II.9. L'injection du colorant se fait de façon continue contrairement aux expériences précédentes.

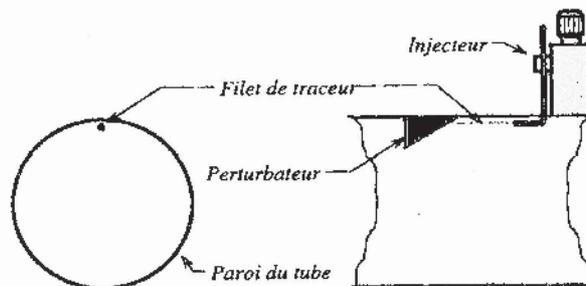


Figure II.9 : Section du filet de traceur injecté dans le préconditionneur de façon continue.

La figure II.10 permet de suivre l'évolution des tourbillons générés par un seul des perturbateurs pour un nombre de Reynolds de 1000. Avant d'atteindre la première rangée de perturbateurs, le traceur suit une trajectoire rectiligne le long de la paroi du tube, le filet colle ensuite à la surface du perturbateur puis s'enroule autour des tourbillons qui sont générés. Le tourbillon créé par la première rangée de perturbateurs est bien visible sur la première photographie.

Cette technique permet d'observer les oscillations des tourbillons. Les photographies que l'on présente sont prises à un instant donné. Or les tourbillons à un nombre de Reynolds supérieur à 800 présentent un mouvement oscillatoire, et les tourbillons de la rangée

précédente s'enroulent autour ceux nouvellement créés. Sur la figure II.10 nous avons représenté trois photographies prises en aval de la deuxième rangée à un nombre de Reynolds de 1000, et à différents instants. Nous observons l'apparition des tourbillons provenant de la rangée précédente, mais aussi ceux créés par la rangée actuelle (Temps 1). Ensuite ceux de la rangée précédente vont éclater puis venir s'enrouler autour de ceux nouvellement créés (Temps 2 et 3). Cette oscillation des tourbillons est due à la présence de tourbillons en «épingle à cheveux» qui se superposent aux tourbillons longitudinaux (Mokrani [1997]) : ils proviennent d'une instabilité de cisaillement du type Kelvin-Helmholtz et se développent de façon périodique avec une longueur d'onde constante. Cette instabilité apparaît quand le champ de vitesse présente des gradients de vitesse dans une direction normale à l'écoulement. Nous retrouvons dans le mélangeur HEV d'importants gradients de vitesse radiaux dans la couche de cisaillement créée par les perturbateurs (section V.3.1).

La technique de visualisation par filet de traceur permet de mettre en évidence le rôle que les structures hydrodynamiques jouent dans le transport de masse radial. En effet, au nombre de Reynolds où les photographies ont été prises, l'écoulement dans le préconditionneur est laminaire : le transport de masse radial n'est alors assuré que par la diffusion moléculaire. A des nombres de Reynolds plus élevés, correspondant au régime turbulent, le transport radial assuré par ces structures hydrodynamiques se superposerait au transport inhérent aux fluctuations de la vitesse.

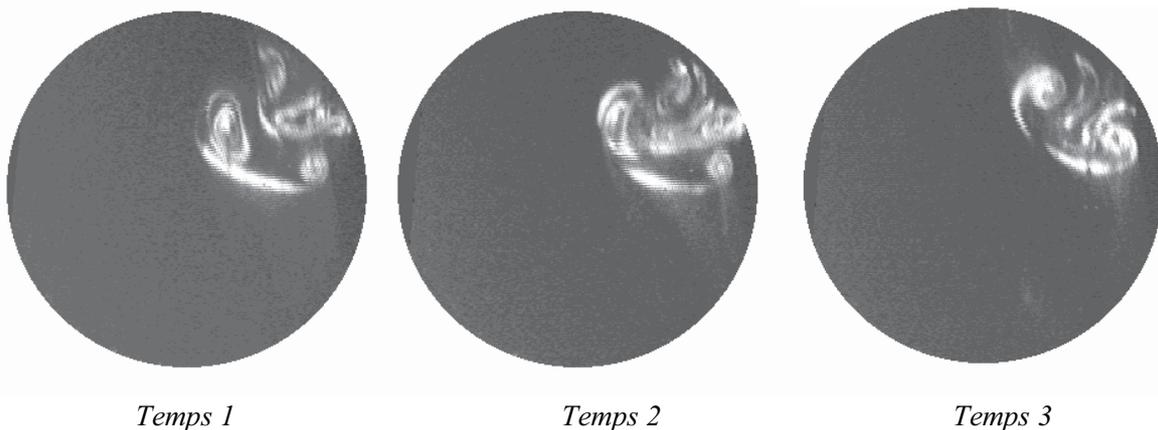


Figure II.10 : Photographies en aval de la deuxième rangée à  $Re=1000$  et à différents instants.

## II.6 VELOCIMETRIE LASER A EFFET DOPPLER

### II.6.1 PRINCIPE

La vélocimétrie laser à effet Doppler ou VLD<sup>2</sup> est basée sur la mesure du décalage de fréquence d'une onde par une particule en mouvement. Un avantage de la VLD est son caractère non intrusif. Son principal inconvénient est le temps d'acquisition des vitesses qui n'est pas constant. Un signal de vitesse n'est enregistré qu'au passage d'une particule dans le volume de mesure. Il est possible de modéliser la VLD en faisant intervenir les franges d'interférences créées par le croisement de deux faisceaux cohérents de longueur d'onde  $\lambda$  avec un angle  $\Phi$ . Dans ce cas un réseau de frange d'interfrange  $i$  apparaît ( $i$  représentant la distance entre deux bandes éclairées) tel que :

$$i = \frac{\lambda}{\sin \frac{\Phi}{2}} \quad (\text{II.1})$$

Supposons qu'une particule traverse ce réseau de franges à la vitesse  $\vec{v}$ , elle se trouve alors périodiquement illuminée et ne réfléchit de la lumière que lorsqu'elle traverse une frange brillante. La fréquence de réflexion est alors :

$$f = \frac{v_l}{i} \quad (\text{II.2})$$

où  $v_l$  est la projection de la vitesse  $\vec{v}$  sur la direction perpendiculaire aux franges.

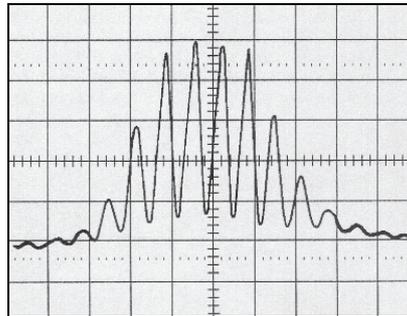


Figure II.11 : Bouffée d'intensité lumineuse reçue par le capteur pendant le passage d'une particule.

Il suffit de mesurer la fréquence pour calculer la vitesse de la particule. On voit tout de suite les limites de ces mesures (Durst *et al.* [1976]) :

- la particule doit traverser un nombre minimal de frange pour être détectée en fréquence,
- la détection ne donne pas le signe de  $v$ ,
- seule la composante de vitesse perpendiculaire au réseau de frange est mesurée,
- les particules mesurées sont dans un secteur angulaire limité.

Pour mesurer de faibles vitesses ainsi que le signe de  $v$ , il faut utiliser un shift de fréquence sur l'un des faisceaux. Ce système permet d'obtenir un défilement des franges à une vitesse définie par l'utilisateur. Il est recommandé de choisir un shift égal à deux fois la vitesse des particules les plus rapides. Un autre avantage du shift est d'augmenter le taux d'acquisition. En effet les particules traversent ainsi plus de franges.

<sup>2</sup> Laser Doppler Anemometry ou LDA.

## II.6.2 MONTAGE EXPERIMENTAL

Le système de mesure comprend une source laser à argon ionisé, un ensemble de fibres optiques, un vélocimètre laser à effet Doppler et un capteur de signal contenu dans la tête optique, deux unités de traitement du signal et un micro-ordinateur équipé d'un logiciel d'exploitation. L'ensemble de ce dispositif est représenté sur la figure II.12.

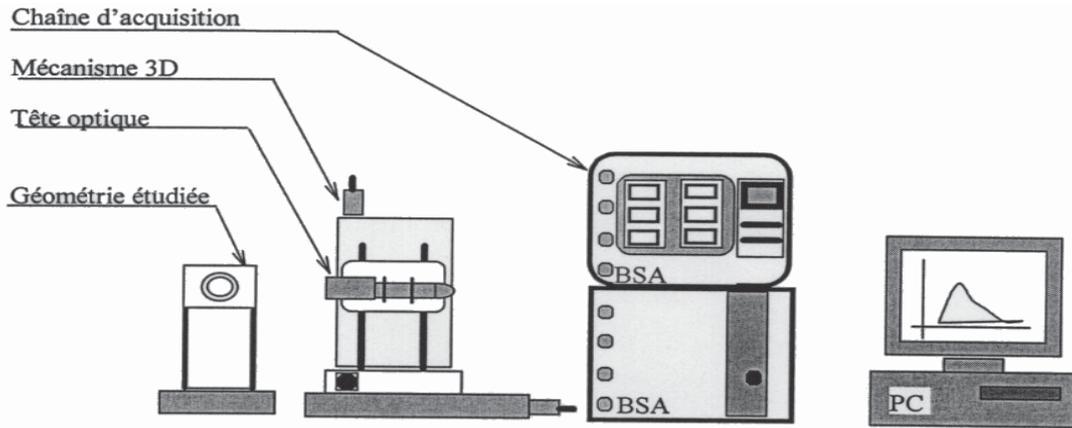


Figure II.12 : Dispositif utilisé pour la VLD.

Le système de vélocimétrie est du type rétro-diffusion. Même si l'intensité lumineuse est plus faible, ceci permet d'avoir réunis dans une seule sonde les fibres optiques émettrices et la fibre collectrice de lumière. Deux faisceaux laser de différentes longueurs d'ondes sont issus d'une source à Argon ionisé (Spectra-Physics). La première longueur d'onde de 488 nm correspond à la raie bleue et la seconde longueur d'onde de 514,5 nm à la raie verte. Chacune des composantes de vitesses est mesurée à l'aide de l'une des deux raies. Sur le trajet de l'un des faisceaux est disposé une cellule de Bragg (cristal acousto-plastique) permettant de décaler la fréquence du faisceau.

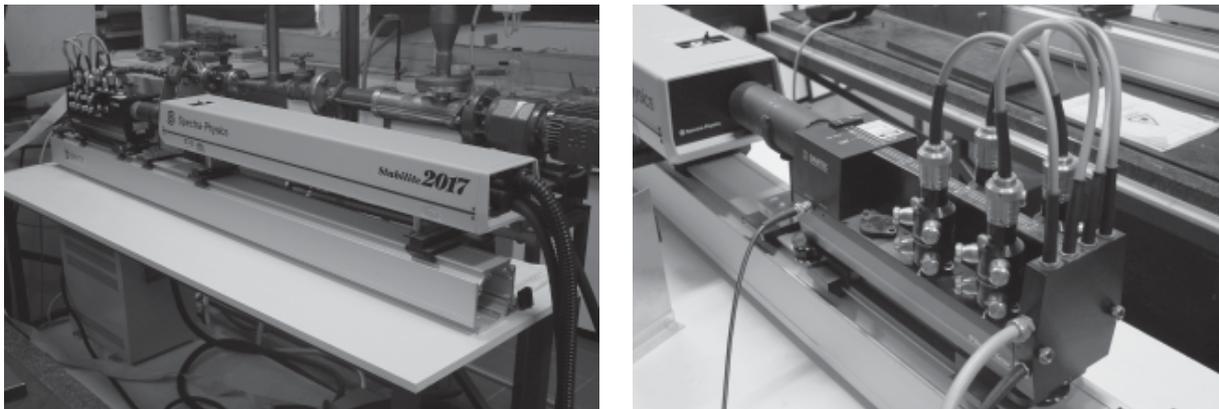


Figure II.13 : Vélocimètre laser à effet Doppler.

Les deux faisceaux sont transportés par deux fibres optiques avant de se croiser au moyen d'une lentille convergente avec un angle  $\Phi/2$  de  $7,24^\circ$ . La longueur focale de la lentille est de 310 mm. Cela crée un réseau d'environ 37 franges espacées de  $2,04 \mu\text{m}$  pour le faisceau laser de longueur d'onde de 488 nm.

### II.6.2.1 Volume de mesure et ensemencement

Le volume de mesure formé au croisement des deux faisceaux laser est de forme ellipsoïdale (figure II.14). La longueur des axes principaux de cette ellipsoïde dépend des paramètres suivants :

- l'écartement entre les faisceaux dans la tête optique,
- la distance focale de la lentille biconvexe,
- le diamètre du faisceau laser,
- le facteur d'expansion au niveau de l'optique,
- l'indice de réfraction du fluide de travail.

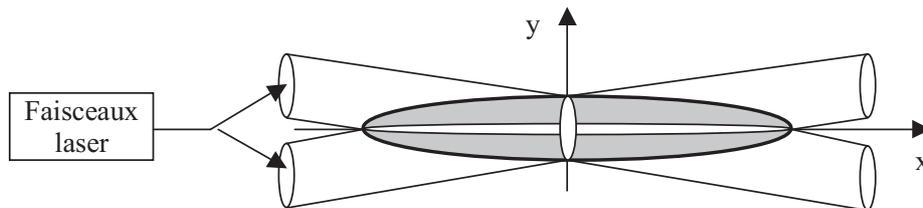


Figure II.14 : Volume de mesure au croisement de deux faisceaux laser.

Le choix de la lentille biconvexe a une influence directe sur la taille du volume de mesure. Plus sa distance focale sera longue, plus le volume de mesure sera grand, et inversement. Le choix de cette lentille résulte donc d'un compromis. En effet, la taille du volume de mesure doit être assez petite par rapport à l'échelle de l'écoulement afin que l'on puisse considérer la mesure comme étant ponctuelle. D'autre part, elle doit être suffisamment grande afin de garder une vitesse d'acquisition élevée et de pouvoir déceler les fluctuations de vitesses les plus rapides. Plus le volume de mesure sera grand, plus la probabilité qu'une particule s'y trouve est élevée. Pour toutes les mesures présentées, nous avons utilisé une lentille de 310 mm de focale. Nous avons procédé au réglage et à la mesure des caractéristiques géométriques et optiques liées aux faisceaux laser qui sont résumées dans le tableau II.3.

	Faisceau bleu	Faisceau vert
Longueur d'onde	488 nm	514.5 nm
Ecartement des faisceaux	79,6 mm	79,8 mm
Nombre de franges	37	37
Espacement des franges	2,04 $\mu\text{m}$	1,93 $\mu\text{m}$
Taille du volume de mesure		
Direction x	603 $\mu\text{m}$	570 $\mu\text{m}$
Direction y	77 $\mu\text{m}$	73 $\mu\text{m}$
Direction z	77 $\mu\text{m}$	73 $\mu\text{m}$

Tableau II.3 : Caractéristiques géométriques et optiques liées aux faisceaux laser.

Le volume de mesure est un ellipsoïde avec un grand axe de l'ordre de 600  $\mu\text{m}$  et un petit axe de l'ordre de 80  $\mu\text{m}$ . Pour récupérer le signal renvoyé par la particule (fréquence Doppler) il existe deux modes :

- la diffusion avant où les optiques d'émission et de réception sont séparées et deux sondes sont nécessaires. L'une d'elles est placée d'un côté du dispositif expérimental pour émettre les faisceaux et l'autre, située en face de la première, perçoit la lumière renvoyée par les particules. Dans cette configuration il faut régler l'alignement de ces sondes (réglages longs et fastidieux),

- la rétro-diffusion : selon la théorie de diffusion de Lorenz Mie, la lumière émise par une particule en mouvement l'est dans toutes les directions. Cette propriété permet de surmonter la contrainte précédente. Notre matériel repose sur ce type de fonctionnement et regroupe les optiques de transmission et de réception dans un même ensemble.

Le signal émis par les particules lors de leur passage dans le volume de mesure est récupéré par une autre fibre monomode. Il est transmis après conversion par un photomultiplicateur (Dantec 55x35) vers l'unité de traitement rapide (Dantec BSA 57N20). Le logiciel BSA Flow Software permet de dialoguer avec l'unité BSA et de stocker les données sur un PC. Le traitement des séries temporelles de vitesse se fait ensuite sur le même PC.

Le bruit de phase (ou *Transit Time Broadening*) défini par la relation approchée  $1,8/N$ , où  $N$  est le nombre de franges peut être estimé à 5 %. Les particules doivent être choisies en fonction de leur densité. Elles doivent pouvoir réagir aux variations brusques de la vitesse. Le temps de réponse caractéristique  $\tau$  est estimé par la formule de Stokes :

$$\tau = \frac{\rho_p \cdot d_p^2}{18 \cdot \mu} \quad (\text{II.3})$$

où  $\rho_p$  et  $d_p$  sont la densité et le diamètre de la particule et  $\mu$  la viscosité dynamique du fluide.

Nous avonsensemencé le fluide de travail avec des particules d'iriodine 111 (Merck). Ce sont de très petites paillettes de mica enrobées d'oxyde de titane qui ont une taille de l'ordre de quelques microns et une épaisseur inférieure à 0,5  $\mu\text{m}$ . Leur densité est supérieure à celle de l'eau et proche de 3. Les particules réagissent donc jusqu'à des fréquences très supérieures à 1 kHz. Le taux d'acquisition dépend de la vitesse moyenne de l'écoulement et de l'emploi du shift en fréquence. On peut atteindre des taux de l'ordre de quelques kHz en régime turbulent.

### II.6.2.2 Concentration en particules

Les fréquences de fluctuations de vitesse rencontrées dans les liquides étant plus faibles que dans les gaz, la concentration en particule peut être moins élevée. Un excès de particules peut aussi conduire à une diminution de la qualité du signal : superposition des phases des signaux provenant de différentes particules en même temps, atténuation de la lumière par absorption.

La question de la modification des caractéristiques rhéologiques du fluide (et donc d'effets significatifs sur l'écoulement) par l'addition de particules revient fréquemment. Einstein [1906] a étudié dans sa thèse la viscosité de suspensions diluées. Dans le cas de particules sphériques isolées, dans un fluide infini et un mouvement de cisaillement, le mouvement d'expansion dans les trois directions est la cause d'une augmentation de viscosité qui se traduit par la loi :

$$\frac{\eta}{\eta_0} = 1 + 2,5\Phi \quad (\text{II.4})$$

où  $\Phi$  est la fraction volumique des sphères en suspension.

Pour un écoulement turbulent d'eau avec une vitesse de l'ordre de 1  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  et des fréquences de fluctuations d'un maximum de 1 kHz, l'ensemencement avec des particules de 1  $\mu\text{m}$  ne dépasse pas 1 ppm en volume (ce qui induit une augmentation de la viscosité de 0,00025 %). L'effet sur la viscosité sera parfaitement négligeable. De plus, des essais en rhéométrie ont montré qu'à ces concentrations aucun effet non-newtonien ou de comportement thixotropique ne pouvait être détecté.

### II.6.2.3 Positionnement de la tête optique

La tête optique, comprenant l'émission et la réception des faisceaux laser ainsi que la lentille, est fixée sur un mécanisme de déplacement tridimensionnel (lightweight de Dantec) dont la commande est assurée via le PC. Cela permet de positionner le volume de mesure avec une précision de 0,0125 mm.



Figure II.15 : Positionnement de la tête optique.

### II.6.2.4 Difficultés liées aux réfractions optiques

En raison de la forme cylindrique du mélangeur statique étudié, les problèmes de réfraction optique des faisceaux laser méritent une attention particulière. En effet, en sortant de la tête optique, les faisceaux laser traversent successivement l'air ambiant, la paroi du canal en plexiglas et finissent par se croiser dans le fluide de travail (eau) : ces trois milieux ont respectivement des indices de réfraction de 1, 1,49 et 1,33.

Supposons que l'on veuille mesurer les composantes axiales et tangentielles de la vitesse en un point qui ne soit pas situé sur le plan de symétrie de la canalisation (figure II.16). En l'absence de phénomène de réfraction (si les trois milieux avaient le même indice), les quatre faisceaux laser se croiseraient en un point. Mais comme les indices de réfraction du plexiglas et de l'eau sont différents et conformément à la troisième loi de Descartes, les faisceaux sont déviés selon des angles dépendants des indices de réfraction des deux milieux et de l'angle qu'ils forment à l'interface plexiglas-eau.

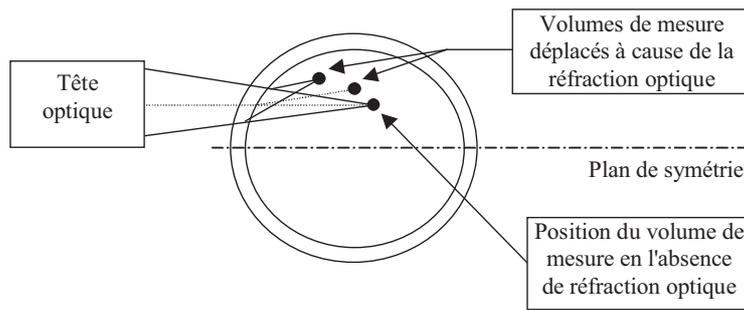


Figure II.16 : Effet de la réfraction optique.

Comme l'indique la figure II.16, cette déviation donne lieu à deux volumes de mesure distincts, qui seront formés par le croisement de chaque paire de faisceaux laser de même longueur d'onde. Un calcul plus précis du déplacement des volumes de mesure peut être effectué à partir des indications de Parry *et al.* [1989]. Cependant, l'information qualitative fournie par la figure II.16 montre bien que ce problème rend impossible la mesure simultanée des deux composantes de la vitesse.

De plus, on constate aussi que l'une des deux paires de faisceaux subit une déformation asymétrique : ce sont les faisceaux qui correspondent à la composante tangentielle de la vitesse. Cette déformation asymétrique induit une forte distorsion du réseau de franges formé au sein du volume de mesure. Cette distorsion entraîne une erreur de mesure qui ne peut pas être négligée (Drain [1980]). La mesure de la composante tangentielle ne peut donc se faire que le long du plan de symétrie.

Les problèmes de réfraction optique ont aussi une influence sur la mesure de la composante axiale, en dehors du plan de symétrie. Si l'on déplace la tête optique du vélocimètre horizontalement, afin de mesurer un profil de vitesse, le volume de mesure se déplacera selon une ligne courbe (figure II.17). La mesure d'un profil horizontal de la composante axiale nécessitera donc un réajustement continu de la tête optique.

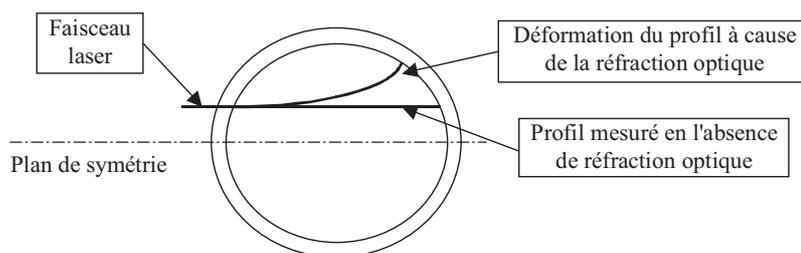


Figure II.17 : Déformation d'un profil mesuré en dehors du plan de symétrie.

Diverses techniques permettent de pallier aux problèmes causés par les phénomènes de réfraction optique. Les techniques les plus courantes sont les suivantes :

- ajustement de l'indice de réfraction : l'utilisation d'un fluide de travail ayant le même indice de réfraction que celui du plexiglas peut être une solution envisageable. Une solution aqueuse de sucre à environ 70 % peut avoir un indice de réfraction proche de 1,49 mais en raison de la viscosité élevée du fluide, le régime d'écoulement turbulent nécessite un fort débit difficile à atteindre. On peut également utiliser un mélange d'alcool éthylique à 95 % et d'alcool de benzène à environ 60 % dont la viscosité est proche de celle de l'eau,

cependant ce fluide est très corrosif et beaucoup de matériaux utilisés dans notre installation (PVC ou caoutchouc) ne supportent pas son contact.

- correction du positionnement de la tête optique en tenant compte des effets de la réfraction optique. Gardavský *et al.* [1990] ainsi que Parry *et al.* [1989] ont proposé des méthodes adaptées pour corriger la position et l'orientation du volume de mesure dont les résultats sont d'autant plus satisfaisants que le diamètre de la canalisation, dans laquelle les mesures sont effectuées, est grand.
- compensation des effets de la réfraction par immersion de la géométrie étudiée dans un fluide de même nature que le fluide de travail. Il est possible de compenser les effets de la réfraction optique en utilisant une géométrie de révolution immergée dans un récipient aux parois planes rempli d'eau. Cette technique illustrée sur la figure II.18 nécessite l'utilisation d'une géométrie aux formes intérieures et extérieures similaires. En traversant l'interface eau-plexiglas, sur la paroi externe de la géométrie étudiée, chaque faisceau laser est dévié. Une déviation dans le sens inverse se produit à l'interface plexiglas-eau sur la paroi interne. Cette déviation compense d'autant mieux la première déviation que l'épaisseur de la canalisation est faible par rapport à son diamètre. Les faisceaux laser à l'intérieur de la géométrie redeviennent alors pratiquement parallèles à ceux extérieurs à celle-ci. Il est ensuite important de tenir compte, par un calcul approprié, de l'effet de l'épaisseur. Gardavský *et al.* [1990] ont proposé une méthode permettant de corriger la position du volume de mesure ainsi que son orientation.

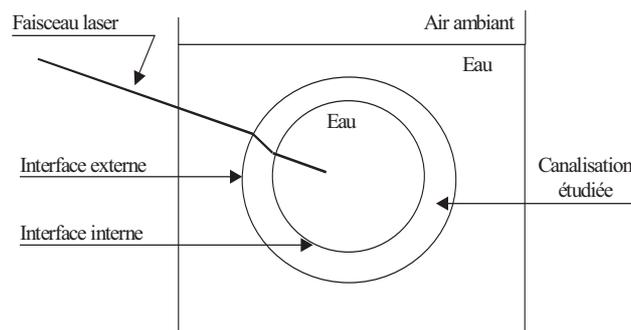


Figure II.18 : Compensation des effets de la réfraction par immersion de la géométrie étudiée.

### II.6.2.5 Position des profils mesurés

Tous les profils mesurés sont situés sur le plan de symétrie du mélangeur statique indiqué sur la figure II.19. Il s'agit d'un plan qui coupe les perturbateurs. Les mesures en aval des perturbateurs ont été effectuées 3 mm derrière la section de perturbateurs entre la paroi et le centre de la conduite.

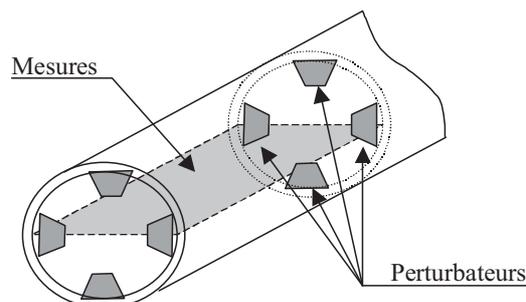


Figure II.19 : Perspective indiquant le plan de prise des mesures de vitesse.

## II.7 VELOCIMETRIE PAR IMAGES DE PARTICULE

La Vélocimétrie par Images de Particule ou PIV<sup>3</sup> permet de fournir la répartition spatiale des vitesses instantanées. Cette technique a été initiée par Meinhart [1995] lequel s'est inspiré des méthodes de visualisation des écoulements de fluide et de la "Laser Speckle Photography" (LSP) employée en mécanique des solides pour mesurer les déformations de surface. De nombreux auteurs tels que Adrian [1991], Willert et Gharib [1991] ou Westerweel [1993] participent activement à l'évolution de cette méthode de mesure, accompagnant le développement constant des performances de l'instrumentation de la chaîne de mesure et des moyens de traitement.

### II.7.1 PRINCIPE

Le principe de base est de déterminer la distance  $\Delta\vec{x}(\vec{x},t)$  parcourue pendant un intervalle de temps connu  $\Delta t$  d'une particule transportée par l'écoulement. Cela permet d'en déduire la vitesse locale et instantanée du fluide  $\vec{u}(\vec{x},t)$ . La figure II.20 présente un schéma de principe de cette méthode de mesure.

A l'aide d'un jeu de lentilles cylindriques et sphériques, on fabrique un feuillet lumineux à partir d'un faisceau de lumière laser pulsé. Ce plan de lumière traverse l'écoulement et éclaire les particules d'ensemencement transportées par le fluide. Un système optique capte une partie de la lumière diffusée par ces particules et projette leurs images sur un capteur photo-sensible. Les images de particules sont alors enregistrées à des instants successifs. Il suffit de déterminer la distance les séparant pour connaître la vitesse locale du fluide.

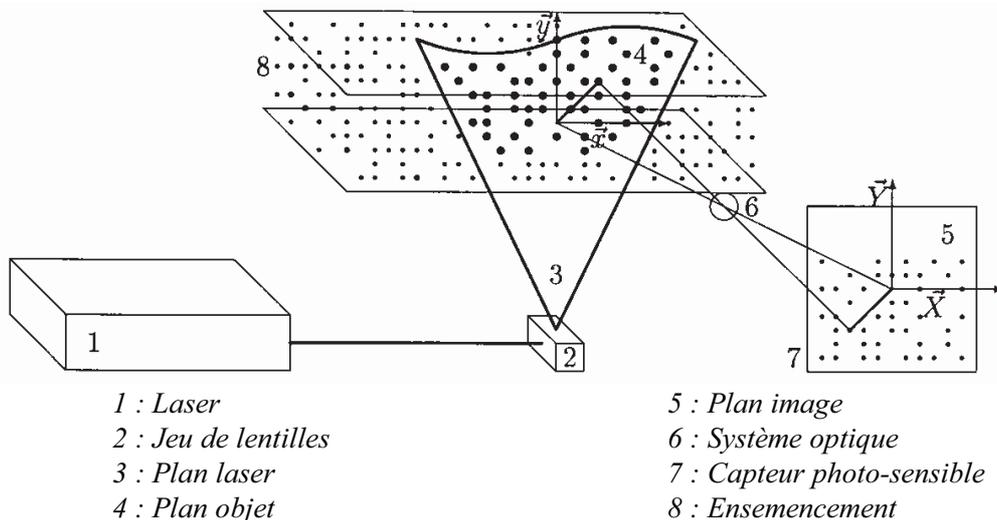


Figure II.20 : Principe d'un montage de PIV (Carlier [2001]).

La vitesse locale est estimée à l'aide de la méthode d'inter-corrélation (une impulsion laser par exposition), laquelle mesure le déplacement d'un groupe de particules pendant l'intervalle de temps qui sépare deux impulsions laser.

<sup>3</sup> Particle Image Velocimetry.

## II.7.2 SYSTEME UTILISE

L'illumination stroboscopique de l'écoulement est obtenue grâce à un système laser à cavité double. Les deux lasers sont de type New wave Minilase I-15 émettant dans le vert ( $\lambda = 532$  nm). Ces deux lasers produisent des flashes d'une durée d'environ 0,01  $\mu$ s. 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. Les données du système laser sont regroupées dans le tableau II.4.

Modèle	New wave Minilase I-15
Nombre de lasers	2
Milieu actif	Nd-YAG
Longueur d'onde	532 nm
Durée de l'impulsion	0,01 $\mu$ s
Cadence de tir	10-15 Hz

Tableau II.4 : Caractéristiques principales du système laser.

La position de ces particules est obtenue à l'aide d'une caméra Kodac Mega-plus ES 1.0 munie d'un filtre couleur dont les principales caractéristiques sont regroupées dans le tableau II.5. Cette caméra de type CCD<sup>4</sup> utilise une lecture progressive haute performance de micro image. Chaque micro image contient 1008×1018 pixels. Cette caméra possède en outre un module spécial pour une utilisation dans le cadre d'une mesure PIV permettant l'acquisition d'images par paires. La partie sensible est exposée au premier pulse laser et une image complète est acquise (1k×1k pixels). Cette image est stockée dans la caméra, la partie sensible est vidée et est exposée au pulse du deuxième laser et une deuxième image est acquise. La paire d'image est alors transmise au processeur *via* un connecteur digital. Cette caméra permet d'effectuer ce type d'acquisition en un temps minimal entre l'acquisition de chacune des images de l'ordre de la microseconde.

Modèle	Kodac Mega-plus ES 1.0
Taille du CCD (pixel <sup>2</sup> )	1008×1018
Taille du CCD (mm <sup>2</sup> )	9,1×9,2
Taille du pixel ( $\mu$ m <sup>2</sup> )	3,4×7

Tableau II.5 : Caractéristiques principales de la caméra.

L'ensemencement est assuré par des particules (microsphères constituées de billes creuses argentées de densité 1,49) dont le diamètre est compris entre 10 et 30  $\mu$ m. Ce traceur doit être en suspension en suivant parfaitement tous les mouvements de l'écoulement dans lequel il est plongé. Un processeur de type PIV 2100 permet de gérer et d'asservir le système. Il permet un traitement vectoriel des opérations : asservissement des différents instruments, acquisition, stockage et traitement des données acquises par la caméra. Ce processeur permet de régler le temps entre les émissions lasers de 1 ms à 300 ms et de synchroniser la caméra avec le pas d'échantillonnage choisi. Le traitement des données inclus un module de validation par évaluation du plan de corrélation en appliquant un traitement FFT à l'image et un module de filtrage. On obtient en sortie de ce pré-traitement un champ de vecteurs correspondant aux

<sup>4</sup> Charged Coupled Device

vitesses calculées à partir du déplacement des particules dans le plan du laser dans la fenêtre de l'écoulement étudiée. Ce champ peut alors être dérivé pour obtenir le champ de vorticité ou des lignes de courant. L'interface de cet ensemble de mesure est assurée par le logiciel Flow Manager.

### II.7.3 TRAITEMENT DES CHAMPS DE VITESSE

Les champs de vitesse bruts contiennent un certain nombre de vitesses fausses. Ces vitesses se distinguent par leur norme et leur orientation excentrique par rapport aux vitesses valides environnantes, nuisant à la continuité des champs. La procédure de validation consiste à les identifier. Même si elle pose un problème de contrôle, le choix s'est porté sur une procédure automatique rapide et reproductible contrairement à une procédure manuelle, fastidieuse et subjective. Cette procédure de validation conduit à quelques absences d'information au sein des champs de vitesses. La mise en œuvre de différentes opérations telles que le calcul de la vorticité peut en être affectée. Il s'avère donc utile de remplacer les vitesses déclarées fausses par une valeur approchée obtenue à l'aide d'une interpolation adaptative et itérative.

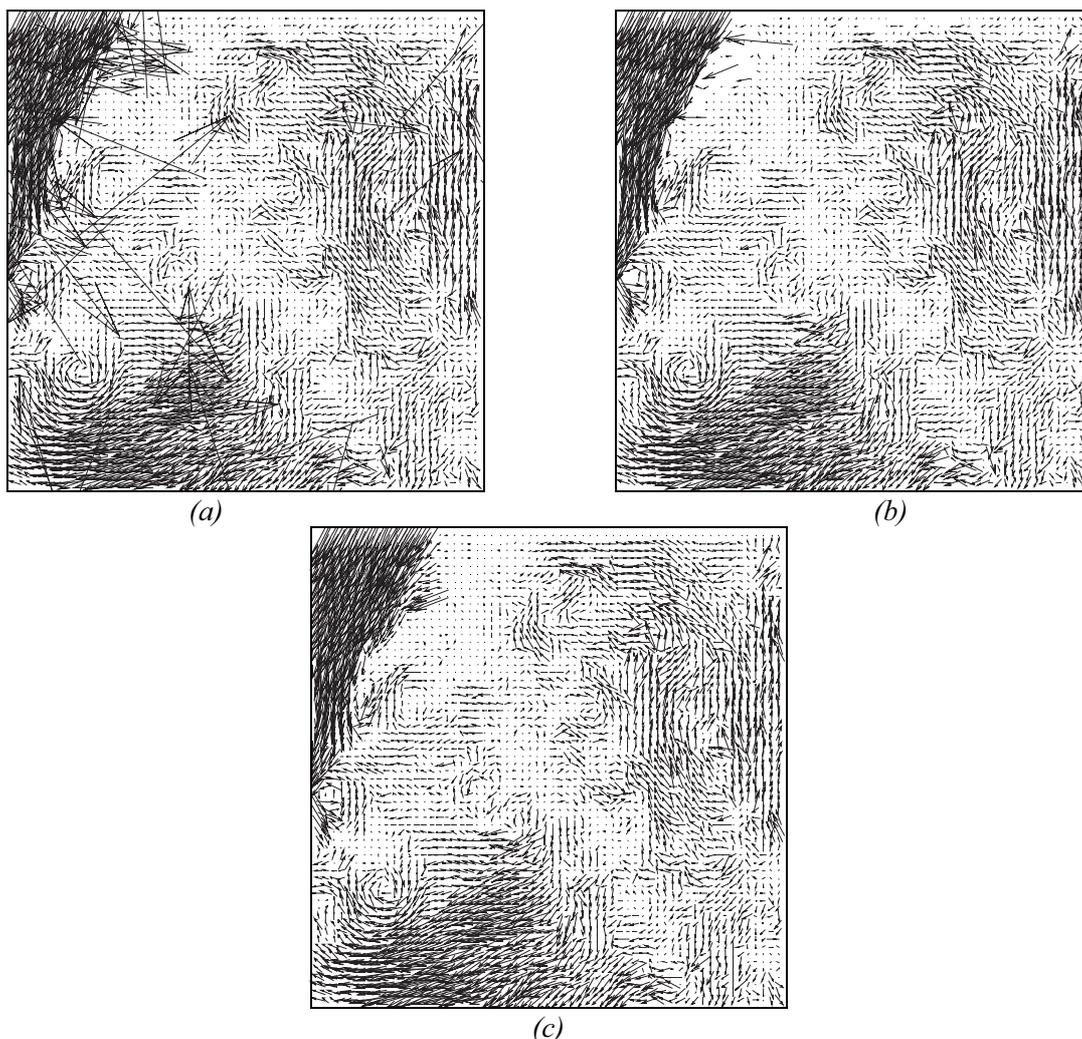


Figure II.21 : Champ de vitesses fluctuantes (a) brutes, (b) validées et (c) interpolées.

## **II.8 CONCLUSION**

Nous avons répertorié dans ce chapitre l'ensemble du dispositif expérimental utilisé ainsi que les différentes techniques de mesure.

Concernant le dispositif expérimental, nous avons décrit le mélangeur statique HEV étudié, le circuit hydraulique mis en place autour de ce mélangeur ainsi que les fluides utilisés et leurs propriétés physiques.

Ensuite nous avons détaillé les techniques utilisées à commencer par la micro-encapsulation des dispersions par polymérisation interfaciale. Celle-ci permet d'encapsuler les gouttelettes et ainsi de figer leurs caractéristiques géométriques. Cela nous permet d'utiliser la microscopie optique pour mesurer les diamètres de gouttelettes ultérieurement. Les mesures de reproductibilité sont précisées.

Nous avons utilisé la fluorescence induite par laser (FIL) pour visualiser les structures générées dans l'écoulement. Dans un premier temps, nous détaillons les conditions d'utilisation de cette technique. Dans un second temps, nous présentons les visualisations obtenues. Cela nous permet de mettre en évidence la présence de tourbillons contra-rotatifs, créés par chaque perturbateur.

Des mesures de vitesse ont été entreprises par deux techniques laser différentes : la vélocimétrie laser à effet Doppler (VLD) et la vélocimétrie laser par image de particules (PIV). Le principe de mesure de ces deux techniques est décrit ainsi que le montage expérimental, le matériel utilisé, l'ensemencement, le traitement des données, etc.

## **CHAPITRE III**

### **RESULTATS GRANULOMETRIQUES**

*Nous présentons dans ce chapitre l'ensemble des résultats expérimentaux issus de mesures relatives aux dispersions produites à partir d'une phase dispersée introduite à l'intérieur de l'écoulement d'une phase continue, dans le mélangeur statique HEV. Dans un premier temps, nous mettons en avant les résultats granulométriques obtenus pour différentes conditions opératoires : nous avons imposé quatre nombres de Reynolds (7500, 10000, 12500 et 15000) ainsi que six concentrations en phase dispersée (de 2,5 % à 15 % en volume). Dans un second temps, nous nous concentrons sur une discussion scientifique : sur le coût énergétique, sur l'efficacité relative de ce mélangeur par rapport à des mélangeurs statiques du commerce ainsi que sur la taille d'équilibre des gouttelettes.*

### III.1 MESURE DE LA TAILLE DES GOUTTELETTES PAR MICROSCOPIE OPTIQUE

L'observation au microscope optique permet de connaître la structure de l'émulsion par la mesure de la taille des capsules d'huile, ainsi que de vérifier l'existence de floculats liés à l'utilisation des réactifs. Le dispositif vidéo-optique assisté par ordinateur utilisé se compose d'un microscope optique de type binoculaire (grossissement jusqu'à 126 fois) et d'une caméra qui permet l'acquisition d'images digitalisées (figure III.1).

Un logiciel (Pegase) permet de mesurer les diamètres des gouttelettes sur le moniteur. On accumule ainsi dans un fichier informatique l'ensemble des différents diamètres que l'on mesure et que l'on peut traiter par la suite. Une trace visuelle sur le moniteur permet d'éviter de compter le diamètre d'une même gouttelette plus d'une fois. La figure III.1 montre quelques photographies de diverses dispersions échantillonnées.

L'utilisation d'un granulomètre laser pour une mesure automatique de la taille des gouttelettes a été testée mais n'était pas pertinente dans le cas présent, en raison de la formation de nombreux floculats de polymère dus à l'utilisation de réactifs pendant l'encapsulation. La méthode optique a été retenue pour mesurer les gouttelettes.

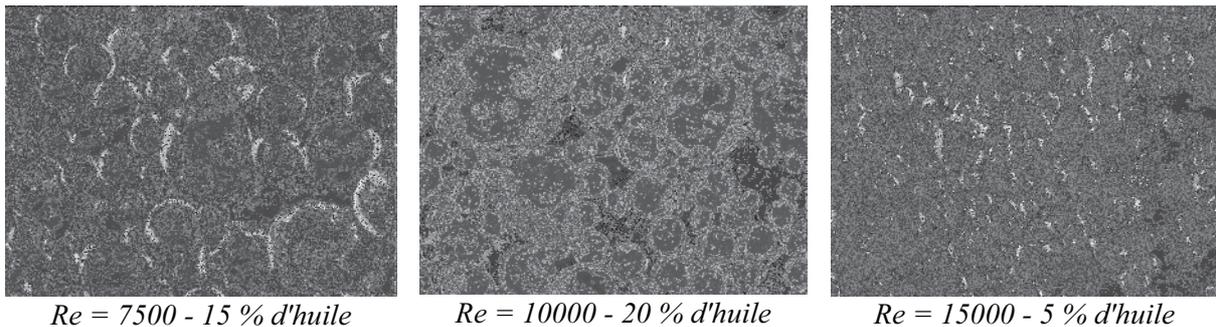


Figure III.1 : Photographies de différents échantillons de dispersions.

#### III.1.1 MISE AU POINT DE LA TECHNIQUE GRANULOMETRIQUE

Nous avons été amenés à définir le nombre de diamètres à prendre en considération afin d'obtenir une distribution granulométrique stable, c'est-à-dire le nombre de diamètres à déterminer au delà duquel la distribution de diamètre ne change pratiquement plus. La méthode empirique utilisée dans le cas présent a consisté à mesurer l'écart entre deux distributions obtenues par l'analyse de deux populations, la population de la deuxième population étant la même que la première population augmentée de nouvelles mesures. L'écart est évalué par un « écart type normalisé »,  $SD_n$ , défini par :

$$SD_n = \frac{\sum_i (f_i - f_i')^2}{N_c} \quad (\text{III.1})$$

où  $f_i$  et  $f_i'$  sont les fréquences de gouttelette (de la même classe de diamètre,  $d_i$ ) pour deux distributions successives et  $N_c$  le nombre de classes. La figure III.2 représente l'évolution de

cette variable entre deux distributions successives en fonction du nombre de gouttelettes de l'échantillon.

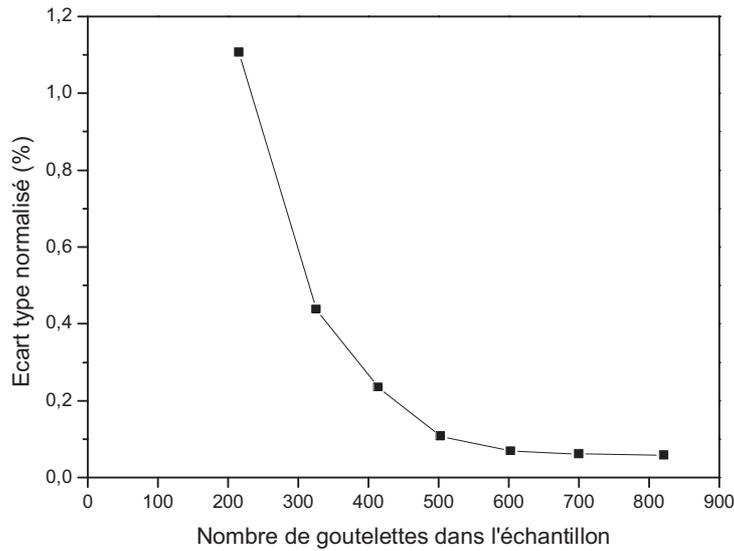


Figure III.2 : Écart type normalisé,  $SD_n$ , selon le nombre de gouttelettes dans un échantillon.

Nous notons ainsi que l'écart type normalisé entre deux distributions successives n'évolue plus au delà de 600 gouttelettes. Nous considérons ainsi ce nombre de 600 comme étant le nombre de mesures de diamètres nécessaire et suffisant dans le traitement de chaque échantillon pour obtenir la meilleure précision avec ce système. Il est important de noter que toutes les gouttelettes présentes dans une vue sont mesurées, et qu'une mesure se compose de plusieurs vues.

La figure III.3 représente deux exemples d'une distribution granulométrique. L'ensemble des distributions granulométriques de tous les essais réalisés est reporté en annexe B.

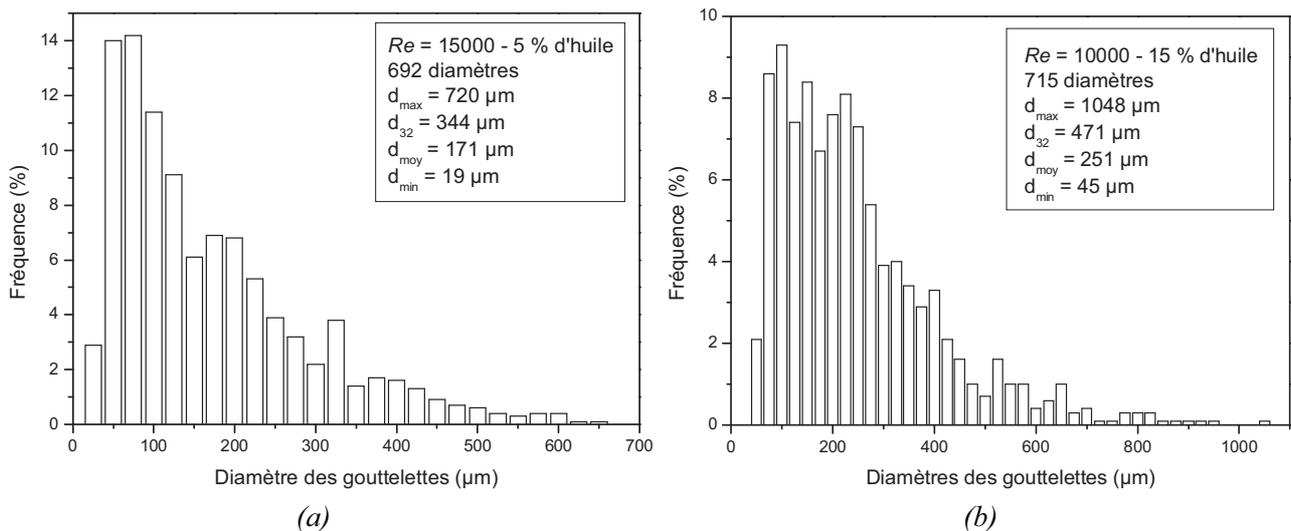


Figure III.3 : Distributions granulométriques.

### III.1.2 REPRODUCTIBILITE

Nous avons effectué deux tests de reproductibilité pour vérifier l'effet opérateur et l'effet jour sur la préparation de l'émulsion avec le mélangeur statique. Pour ceci, nous avons préparé une émulsion à un nombre de Reynolds ( $Re = 10000$ ) et à une fraction volumique d'huile ( $\Phi = 15\%$ ) donnés, par deux opérateurs différents (I et II) et à deux jours différents (1 et 2). Nous présentons, dans le tableau III.1, les diamètres moyens de Sauter,  $d_{32}$ , et l'écart type,  $SD$ , des diamètres obtenus avec ces différents essais. Une reproductibilité plutôt bonne est observée par l'analyse microscopique, l'erreur faite sur le diamètre moyen de Sauter et sur l'écart type de la distribution n'excédant pas 5 %.

	Test I-1	Test I-2	Test II-1	Test II-2
$d_{32}$ ( $\mu\text{m}$ )	461	439	440	453
$SD$ ( $\mu\text{m}$ )	166	156	160	162

Tableau III 1 : Reproductibilité des mesures ( $Re = 10000$  et  $\Phi = 15\%$ ).

La figure III.4 représente les résultats des quatre différents essais ci-dessus sur un diagramme présentant les fractions volumiques des classes de diamètre. Il apparaît assez clairement que les résultats des quatre essais se rapprochent d'une unique courbe, montrant la reproductibilité des résultats avec la méthode d'analyse au microscope optique.

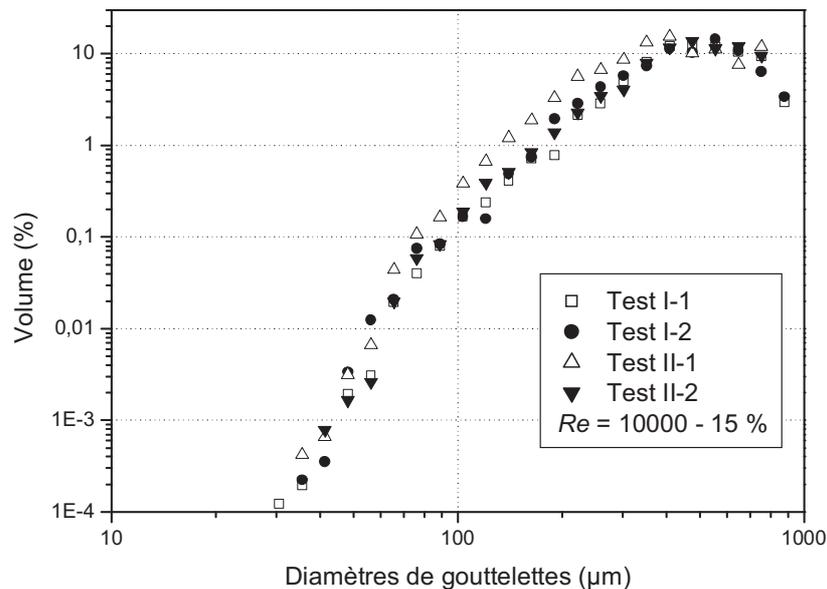


Figure III.4 : Distribution granulométrique obtenue par l'analyse microscopique.

## III.2 PLAN EXPERIMENTAL

Dans les procédés d'émulsification utilisant des mélangeurs statiques, les débits des phases continues et dispersées déterminent les conditions hydrodynamiques, pour une géométrie donnée. Le débit total est la somme arithmétique des deux débits pré-cités :

$$Q_T = Q_{eau} + Q_{huile} \quad (III.2)$$

La vitesse moyenne  $U$  dans le système est définie avec  $Q_T$  :

$$U = \frac{Q_T}{\pi \frac{D^2}{4}} = \frac{Q_{eau} + Q_{huile}}{\pi \frac{D^2}{4}} \quad (III.3)$$

où  $D$  est le diamètre du mélangeur. Considérant le fait qu'il n'y a pas de vitesse de glissement entre les deux phases (cela a été vérifié avec le gradient de pression), la concentration en phase interne  $\Phi$  est définie par :

$$\Phi = \frac{Q_{huile}}{Q_{eau} + Q_{huile}} \quad (III.4)$$

La vitesse moyenne peut alors être exprimée en fonction de  $\Phi$  :

$$U = \frac{Q_{huile}}{\Phi \pi \frac{D^2}{4}} = \frac{Q_{eau}}{(1-\Phi) \pi \frac{D^2}{4}} \quad (III.5)$$

Dans la présente étude, le domaine de travail pour la fraction volumique d'huile est relativement faible (jusqu'à 15 %), les caractéristiques de la turbulence de la phase continue prévalent dans le mécanisme de dispersion (cette assertion sera développée plus en détail dans la suite du manuscrit). Dans l'objectif de fixer des conditions hydrodynamiques similaires, et dans les limites imposées par le dispositif expérimental, nous avons choisi quatre valeurs de débit total auxquelles correspondent quatre nombres de Reynolds ( $Re=7500, 10000, 12500$  et  $15000$ ) calculés avec l'équation I.3. Nous avons aussi imposé un taux de présence d'huile de 0 à 15 %. La situation de référence pour chaque écoulement est l'écoulement monophasique.

$Re$	$\Phi$ (%)	$U$ (m.s <sup>-1</sup> )	$Q_{eau}$ (m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup> )×10 <sup>4</sup>	$Q_{huile}$ (m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup> )×10 <sup>6</sup>
7500	2,5	0,38	1,15	2,95
	5	0,38	1,12	5,89
	7,5	0,38	1,09	8,84
	10	0,38	1,06	11,78
	12,5	0,38	1,03	14,73
	15	0,38	1,00	17,67
10000	2,5	0,50	1,53	3,93
	5	0,50	1,49	7,85
	7,5	0,50	1,45	11,78
	10	0,50	1,41	15,71
	12,5	0,50	1,37	19,64
	15	0,50	1,34	23,56
12500	2,5	0,63	1,91	4,91
	5	0,63	1,87	9,82
	7,5	0,63	1,82	14,73
	10	0,63	1,77	19,64
	12,5	0,63	1,72	24,54
	15	0,63	1,67	29,45

$Re$	$\Phi$ (%)	$U$ (m.s <sup>-1</sup> )	$Q_{eau}$ (m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup> )×10 <sup>4</sup>	$Q_{huile}$ (m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup> ) ×10 <sup>6</sup>
15000	2,5	0,75	2,30	5,89
	5	0,75	2,24	11,78
	7,5	0,75	2,18	17,67
	10	0,75	2,12	23,56
	12,5	0,75	2,06	29,45
	15	0,75	2,00	35,34

Tableau III 2 : Conditions opératoires.

### III.3 DIAMETRE MOYEN DE SAUTER ET DIAMETRE MAXIMAL DES GOUTTELETTES

La proportionnalité entre le diamètre moyen de Sauter,  $d_{32}$ , et le diamètre maximum des gouttelettes,  $d_{max}$ , est souvent présumée (Sprow [1967], Pacek *et al.* [1998]) mais rarement examinée expérimentalement. Ce critère est très important dans l'utilisation des modèles de fractionnement résultant des théories de Hinze-Kolmogorov qui prévoient la taille de la plus grande gouttelette viable dans l'écoulement, précisément la valeur de  $d_{max}$ .

Nos résultats expérimentaux (figure III.5) indiquent que les diamètres  $d_{32}$  et  $d_{max}$  sont corrélés selon l'équation I.19 où la constante de corrélation  $C_1$  dépend des caractéristiques du dispositif d'émulsification utilisé. La valeur  $C_1 = 0,48$  trouvée pour le mélangeur statique HEV (Lemenand *et al.* [2001-b]) est dans la gamme des valeurs trouvées dans la littérature : entre 0,38 et 0,7 pour les réservoirs agités et les tubes coudés équipés d'un mélangeur statique (Zhou et Kresta [1998]).

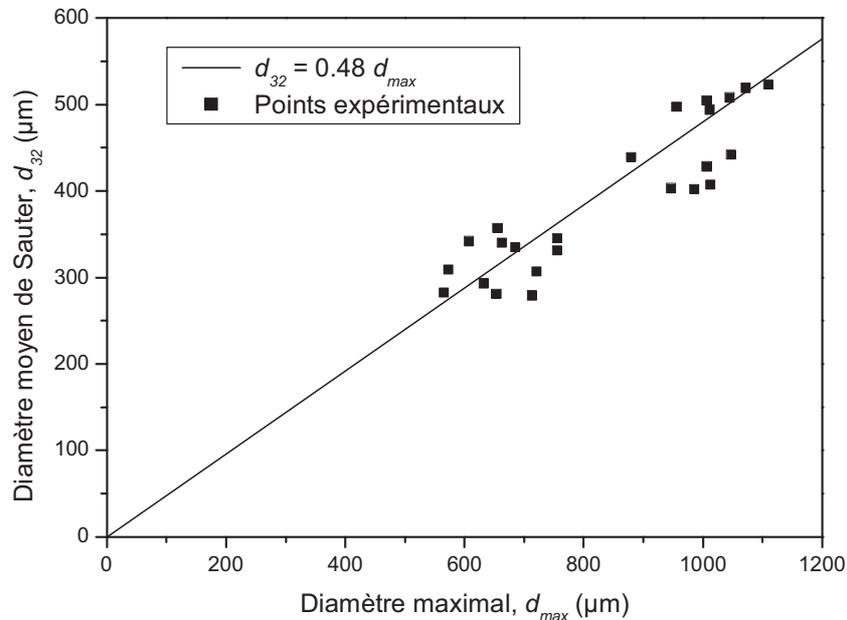


Figure III.5 : Diamètre de Sauter en fonction du diamètre maximal.

### III.4 DIAMETRE MOYEN DE SAUTER ET FRACTION VOLUMIQUE D'HUILE

L'effet de la fraction volumique d'huile sur la taille d'équilibre des gouttelettes est un sujet important, car il est directement lié à l'efficacité du procédé dans la production d'aire interfaciale. Pour de faibles concentrations de phase dispersée, il n'y a pas d'effet notable observé (Middleman [1974]). Il est généralement admis que les gouttelettes individuelles n'interfèrent pas entre elles de manière importante pour une dispersion de phase interne volumique allant jusqu'à 30 %. Pour des concentrations de plus de 30 %, une augmentation quasi-linéaire du diamètre de Sauter est mise en évidence, d'où l'introduction de modèles avec un facteur correctif  $(1 + k\Phi)$  (Al Taweel [1996]). Le phénomène de coalescence, proportionnel à la probabilité de collisions entre les gouttelettes, est principalement responsable de cet accroissement.

Puisque la taille de gouttelette est le résultat du fractionnement et de la coalescence, il y a une valeur optimum de la concentration d'huile fournissant l'aire interfaciale la plus élevée qui est autour de ce niveau de 30 %. Nous verrons dans la suite de ce manuscrit qu'effectivement l'augmentation de la fraction volumique de la phase dispersée  $\Phi$  (de 2,5 à 15 % dans notre étude) permet d'observer une augmentation de l'aire interfaciale, sans arriver cependant à une valeur optimum. La détermination de cet optimum sera l'objet de futures expérimentations.

Pour un débit global donné, c'est-à-dire à une vitesse locale donnée pour la phase continue, la figure III.6 montre que des changements de la fraction volumique produisent quelques variations perceptibles du diamètre moyen de Sauter. Néanmoins, les variations observées sont dans l'intervalle de confiance, environ 5 %. La taille apparaît simplement indépendante de la fraction volumique dans l'intervalle 0-15%, en accord avec les résultats de la littérature. Le fait que la fraction d'huile n'influence pas le diamètre moyen des gouttelettes (dans la limite de 15% dans cette étude) nous conforte dans l'idée que la coalescence joue un rôle négligeable dans ces conditions.

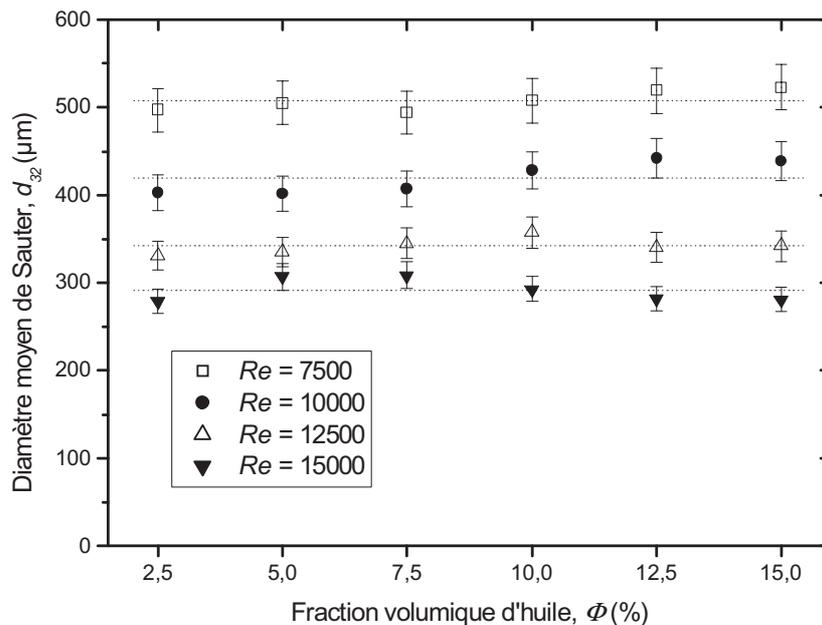


Figure III.6 : Diamètre moyen de Sauter en fonction de la fraction d'huile.

### III.5 DIAMETRE MOYEN DE SAUTER ET NOMBRES DE WEBER ET DE REYNOLDS

Le diamètre moyen de gouttelette est fortement dépendant des conditions hydrodynamiques par l'intermédiaire du taux de dissipation d'énergie. Le mécanisme de dispersion dans un champ turbulent est bien décrit par Sprow [1967] et permet de prévoir un diamètre maximum de goutte stable pour une zone d'écoulement turbulente donnée, indépendamment de la géométrie du processus. Deux cas sont considérés, soit la taille de goutte est plus grande que la longueur de Kolmogorov, soit elle est plus petite. Dans le cas présent, la longueur de Kolmogorov (entre 20 et 50  $\mu\text{m}$ ) est bien inférieure à la taille des gouttelettes présentes, le nombre de Weber critique est proportionnel à  $\varepsilon^{0,4}$ , de sorte qu'on s'attend à ce que la taille typique de goutte soit proportionnelle à  $We^{-0,6}$  (sections I.3 et I.4). Les mesures effectuées sur le mélangeur HEV tracées sur la figure III.7 montrent une concordance correcte avec cette pente théorique de -0,6 prouvant que le fractionnement turbulent régit l'émulsification :

$$\frac{d_{32}}{D_H} = C_{11} We^{-0,6} \quad (\text{III.6})$$

avec  $C_{11} = 0,57$ . Cependant, au nombre de Reynolds le plus bas ( $Re = 7500$ ) qui correspond au nombre de Weber le plus faible, le point de mesure s'éloigne un peu de l'allure en  $We^{-0,6}$ . A ce nombre de Reynolds, l'émulsification est peut-être assez affectée par la prise d'échantillon à la sortie. Ce n'est pas le cas aux autres nombres de Reynolds, où le diamètre d'équilibre est atteint et la taille de gouttelette n'évolue pas.

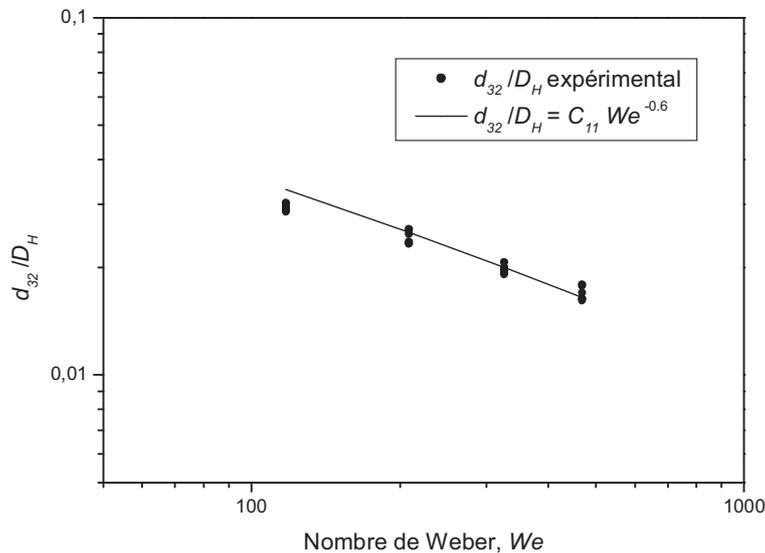


Figure III.7 : Diamètre moyen de Sauter prédit avec le modèle général de fractionnement.

Le modèle de Streif (Streif [1977]) est un ajustement de données correspondant à des écoulements en conduite, particulièrement pour les mélangeurs statiques (équation III.7). Ce modèle prend en compte la dépendance du facteur de frottement avec le nombre de Reynolds pour les tubes lisses. Les données sont accordées pour des mélangeurs statiques Sulzer. Le diamètre de Sauter suit une loi légèrement différente de la théorie générale :

$$\frac{d_{32}}{D_H} = 0,2 We^{-0,5} Re^{0,15} \quad (\text{III.7})$$

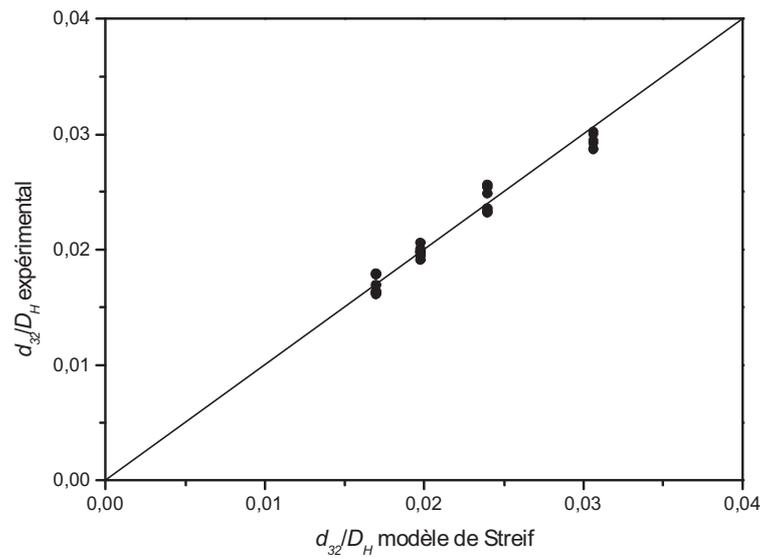


Figure III.8 : Diamètre moyen de Sauter prédit avec le modèle de Streif.

Dans la présente étude, la meilleure constante d'ajustement est égale à 0,087 (très inférieure à 0,2), suggérant qu'en conditions semblables le diamètre de Sauter est plus petit pour le HEV que pour les mélangeurs statiques classiques. Cette idée sera confirmée par l'analyse de l'efficacité de l'utilisation d'énergie de ce dispositif. La qualité de l'ajustement dans la figure III.8 est la même que pour le modèle général de fractionnement.

### III.6 FACTEUR DE DISPERSION

Le facteur de dispersion est défini comme le rapport entre l'écart type et le diamètre moyen arithmétique,  $d_{moy}$  :

$$\text{Facteur de dispersion} = \frac{SD}{d_{moy}} \tag{III.8}$$

Le facteur de dispersion est tracé sur la figure III.9 en fonction du débit et de la concentration en huile. Peu d'auteurs se concentrent sur la fonction de distribution, et par ailleurs la définition d'une caractéristique précise n'est pas généralement admise, rendant difficile toute comparaison. Morançais [1997] mentionne des facteurs de dispersion pour un mélangeur statique dans l'intervalle 0,5-1, ce qui correspond quasiment à l'intervalle 0,5-0,9 observé sur les distributions des émulsions issues du mélangeur HEV. Néanmoins on observe bien ici que le facteur de dispersion est indépendant des conditions de fonctionnement.

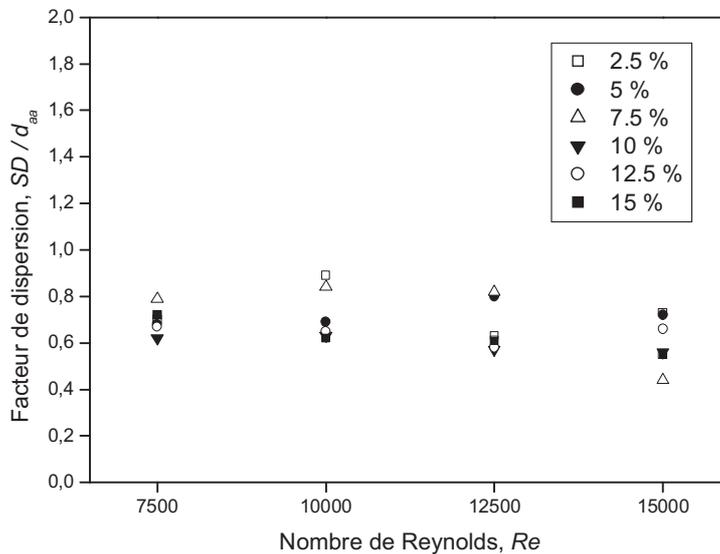


Figure III.9 : Facteur de dispersion dans les distributions de taille de gouttelettes.

La distribution s'élargit en augmentant le rapport de viscosité entre la phase continue et dispersée comme cela est souligné par Al Taweel [1996]. Cet aspect n'a pas été étudié ici, dans la mesure où une seule qualité d'huile a été utilisée.

Bien que les distributions de taille de gouttelettes expérimentales soient significatives par elles-mêmes, il est utile d'adapter les données à une équation théorique de distribution, particulièrement si les résultats doivent être comparés à d'autres conditions de fonctionnement. Nous avons utilisé une méthode proposée par Schwarz et Bezemer [1956] qui nous permet de caractériser les répartitions granulométriques avec une seule variable (contrairement aux lois normales et log-normales qui nécessitent deux variables). La fonction de distribution est modélisée en terme de volume cumulatif :

$$\ln V = \ln 100 + \frac{a}{d_{max}} - \frac{a}{d} \tag{III.9}$$

où  $V$  est le volume cumulatif (en %) de diamètres inférieurs à  $d$  et  $a$  est un diamètre caractéristique relié au maximum de la fonction de distribution.

La figure III.10 est un graphe basé sur l'équation III.9 pour une émulsion avec une fraction volumique d'huile de 5 %. Pour chaque nombre de Reynolds les données s'adaptent bien au rapport linéaire entre  $\ln V$  et  $1/d$ , montrant que le modèle de Schwarz-Bezemer représente bien la distribution de taille de gouttelette dans le mélangeur statique. On doit noter, cependant, que le début d'une saturation apparaît aux petits diamètres. Le tableau III.3 récapitule les valeurs du paramètre  $a$  du modèle de Schwarz et Bezemer obtenu à partir de la figure III.10.

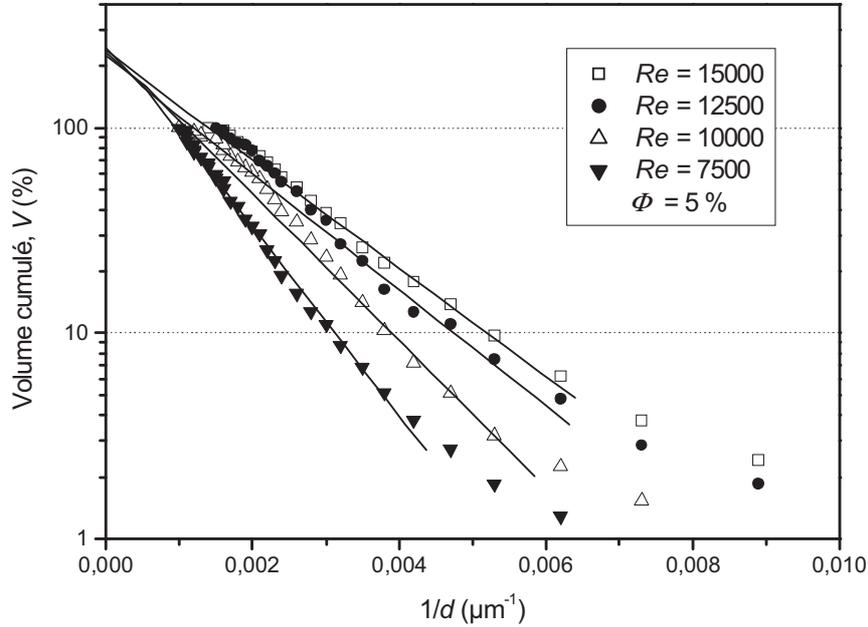


Figure III.10 : Volume cumulé des gouttelettes.

Un point intéressant visible sur la figure III.10 est que l'ensemble des données extrapolées se croise quasiment à la même origine. Ceci indique que la valeur  $a/d_{max}$  est constante ( $a/d_{max} = 1,08$ ) indépendamment des conditions opératoires. C'est une conséquence importante puisque tous les diamètres moyens sont fonctions de la valeur de  $a/d_{max}$ . Par exemple, le diamètre moyen de Sauter,  $d_{32}$ , peut être exprimé avec les paramètres de l'équation de Schwarz-Bezemer comme :

$$\frac{d_{32}}{d_{max}} = \frac{a}{1 + \frac{a}{d_{max}}} \quad (\text{III.10})$$

Tout moment  $d_{pq}$  de la distribution peut aussi être calculé grâce à l'expression suivante :

$$d_{pq} = a \left[ \frac{(3-p)! \sum_{k=0}^{3-p} \frac{1}{k!} \left( \frac{a}{d_{max}} \right)^k}{(3-q)! \sum_{k=0}^{3-q} \frac{1}{k!} \left( \frac{a}{d_{max}} \right)^k} \right]^{p-q} \quad (\text{III.11})$$

pour  $p = 1, 2, 3$  ;  $q = 0, 1, 2$  ; et  $p > q$  (Sprow [1967]).

Le tableau III.3 récapitule les valeurs de  $d_{32 \text{ cal.}}$  et  $d_{32 \text{ exp.}}$ , les diamètres moyens de Sauter respectivement calculés avec l'équation III.10 et obtenus expérimentalement. Le rapport entre ces deux variables représente la précision de l'équation de Schwarz-Bezemer dans la prévision d'un diamètre moyen de Sauter : les valeurs calculées représentent les valeurs expérimentales avec une erreur comprise entre 4 % et 7 %.

$Re$	$a$ ( $\mu m$ )	$d_{32 \text{ cal.}}$ ( $\mu m$ )	$d_{32 \text{ exp.}}$ ( $\mu m$ )	$d_{32 \text{ exp.}} / d_{32 \text{ cal.}}$
7500	1116	526	547	1,04
10000	864	408	430	1,05
12500	730	342	362	1,06
15000	616	320	344	1,07

Tableau III 3 : Paramètres et résultats de l'équation de Schwarz-Bezemer pour  $\Phi = 15 \%$ .

A partir de l'équation III.11 et pour un système pour lequel  $a/d_{max}$  est indépendant des conditions opératoires, on s'aperçoit que les tailles moyennes de gouttelette sont directement proportionnelles à  $a$  et donc à  $d_{max}$  :

$$d_{pq} = C_{12} d_{max} \quad (\text{III.12})$$

et la constante  $C_{12}$  peut être évaluée pour différentes valeurs de  $p$  et  $q$ . Il est accepté dans la plupart des publications que l'équation III.12 est valide avec  $d_{32}$  et pour les systèmes dispersés liquide/liquide (Calabrese *et al.* [1986]) et également pour les dispersions gaz/liquide (Parthasarathy et Ahmed [1994], Barigou et Greaves [1992]).

La constante de proportionnalité  $C_{12}$  de l'équation III.12 a été estimée pour  $d_{32}$  via l'équation III.10 et vaut 0,51. Cette proportionnalité a été déjà discutée dans la section III.3 pour le diamètre moyen de Sauter,  $d_{32}$ , où nous avons trouvé une valeur de 0,48. Les deux valeurs trouvées par deux méthodes différentes sont égales (à 5 % d'erreur près). L'idée que le diamètre moyen de Sauter dépend seulement de  $d_{max}$  et que cette dépendance est linéaire implique que l'équation I.20 a une base théorique solide.

## III.7 CONCLUSION

La formation des gouttelettes dans l'écoulement turbulent de deux fluides non miscibles a été étudiée. Le mécanisme de mélange est généré par une cascade de vortex longitudinaux formés derrière des perturbateurs fixés dans un tube droit de section transversale circulaire. Les vortex induisent un cisaillement supplémentaire dans l'écoulement et par conséquent augmentent la dissipation d'énergie turbulente qui contribue directement au fractionnement des gouttelettes.

Les caractéristiques principales de la formation des gouttelettes sont étudiées expérimentalement et comparées à des modèles. Les expériences ont été effectuées pour d'assez faibles fractions volumiques d'huile (0–15 %). Une relation linéaire entre le diamètre moyen de Sauter,  $d_{32}$ , et le diamètre maximal de gouttelette,  $d_{max}$ , est vérifiée avec une constante de corrélation de 0,48. La variation du diamètre moyen de Sauter avec la fraction volumique de la phase dispersée a été également étudiée. Expérimentalement nous avons montré que pour l'intervalle 0-15 % de la fraction volumique, le diamètre de Sauter est indépendant de la fraction volumique de la phase dispersée. Ce n'est pas le cas en ce qui concerne l'effet du nombre de Weber sur le diamètre moyen de Sauter, où l'on constate que ce diamètre  $d_{32}$  varie en puissance  $-0,6$  du nombre de Weber, démontrant ainsi que le mécanisme dominant de l'émulsification est le fractionnement turbulent.

Le diamètre moyen de Sauter obtenu avec le mélangeur actuel a été également comparé au modèle de Streif. On trouve que pour des conditions opératoires semblables, le mélangeur HEV crée des gouttelettes avec de plus petits diamètres que les mélangeurs statiques classiques.

La distribution en taille des gouttelettes obtenues avec le mélangeur statique a été modélisée selon la méthode proposée par Schwarz et Bezemer [1956]. Les données sont réparties suivant une relation linéaire entre le logarithme népérien du volume cumulé (en %) des diamètres de gouttelette et l'inverse du diamètre  $d$ , prouvant que le modèle de Schwarz-Bezemer est vérifié ici. Ce modèle a également montré que le ratio  $\frac{a}{d_{max}}$  (où  $a$  est un diamètre caractéristique correspondant au maximum de la fonction de distribution) est indépendant des conditions de fonctionnement.



## CHAPITRE IV

# ETUDE FINE DE L'ÉCOULEMENT MONOPHASIQUE

*La compréhension des phénomènes de mélange et le dimensionnement des mélangeurs nécessitent la connaissance des grandeurs caractérisant la turbulence induite dans ceux-ci. Cette turbulence dépend d'un paramètre adimensionnel, le nombre de Reynolds, qui représente le rapport des forces d'inertie aux forces visqueuses.*

*Le mouvement turbulent d'un fluide est, pour des valeurs suffisamment grandes du nombre de Reynolds, caractérisé par l'existence de variations extrêmement irrégulières des champs de vitesse et de pression dans le temps. En un point, la vitesse oscille sans cesse autour d'une valeur moyenne. La description statistique de l'écoulement turbulent utilise généralement la décomposition de Reynolds :*

$$U(t) = \bar{U} + u \tag{IV.1}$$

*avec  $\bar{U}$  la valeur moyennée sur des périodes de temps suffisamment longues pour être constante, et  $u$  la fluctuation.*

*Les caractéristiques de la turbulence sont des facteurs prépondérants pour les mouvements à petite échelle, c'est-à-dire le micromélange et les phénomènes aux interfaces. A travers le nombre de Reynolds, la turbulence est principalement fonction de la géométrie du mélangeur. Pour un nombre de Reynolds équivalent, la turbulence apparente d'un écoulement diffère d'un appareil à l'autre.*

## IV.1 APPROCHE THEORIQUE ET MODELISATION

La base théorique de la mécanique des fluides repose sur les équations de Navier-Stokes. Cette partie se limite aux équations fondamentales. Notre intérêt se porte également vers les méthodes de quantification de la turbulence à partir de données brutes. Seules les équations d'évolution de l'énergie cinétique de turbulence et des corrélations de fluctuations sont présentées. Pour une étude complète, on pourra se rapporter à Tennekes et Lumley [1997].

### IV.1.1 EQUATIONS DE NAVIER-STOKES

Pour un fluide incompressible, ces équations traduisent la conservation de la masse et de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (IV.2)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (IV.3)$$

où  $\sigma_{ij}$  est le tenseur des contraintes. Pour des fluides Newtoniens, il est donné par :

$$\sigma_{ij} = -P \delta_{ij} + 2\mu S_{ij} \quad (IV.4)$$

où  $S_{ij}$  est la partie symétrique du tenseur du taux de déformations.

En combinant ces équations, on obtient pour un fluide incompressible :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \underbrace{U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{\text{terme non linéaire}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} \quad (IV.5)$$

$U_i$  et  $P$  sont des valeurs instantanées de vitesse et de pression directement issues de la mesure. Elles comprennent un terme relatif à l'écoulement moyen et un autre représentant le champ fluctuant. Plusieurs méthodes sont possibles pour les dissocier.

### IV.1.2 METHODES DE QUANTIFICATION DE LA TURBULENCE

Les études sur la turbulence étaient généralement pratiquées, à leur commencement, en écoulement permanent avec une vitesse moyenne non nulle. Dans ce cas, on peut associer à la turbulence un nombre de Reynolds caractéristique basé sur cette vitesse moyenne d'écoulement. Un grand nombre de Reynolds implique ainsi un écoulement très turbulent. Cependant, cette notion est devenue inadaptée lorsqu'on a commencé à travailler sur des écoulements oscillants ou périodiques. En effet, une vitesse moyenne nulle (donc un nombre de Reynolds nul) était envisageable sans pour autant voir les phénomènes turbulents disparaître (au contraire). On comprend donc que la technique de quantification (de la partie turbulente de l'écoulement) employée puisse varier, principalement en fonction du type d'écoulement. Des méthodes spectrales sont *a priori* plus adaptées aux écoulements périodiques tandis que la décomposition de Reynolds paraît plus appropriée pour des écoulements continus. Ce constat

n'est toutefois pas généralisable et notre choix se fera en fonction des limites de chaque procédure mais également de son adaptabilité à nos conditions expérimentales. Notre objectif est d'isoler le champ fluctuant de l'écoulement afin de l'étudier *via* le calcul de densités de probabilité et de densités spectrales du signal.

### IV.1.3 DECOMPOSITION DE REYNOLDS

A la fin du 19<sup>ème</sup> siècle, Osborne Reynolds propose une première technique. Il suggère de dissocier toute grandeur physique instantanée en la somme d'une valeur moyenne et d'une fluctuation. Cette dernière correspond ainsi à la différence entre la valeur instantanée  $U(t)$  et la moyenne  $\bar{U}$ , en conséquence un signal de vitesse ou de pression s'écrit :

$$\begin{cases} U_i = \underbrace{\bar{U}_i}_{\text{moyenne}} + \underbrace{u_i}_{\text{fluctuation}} \\ P = \bar{P} + p \end{cases} \quad (IV.6)$$

Cette notation implique :

$$\bar{u}_i = 0 \quad (IV.7)$$

En important cette décomposition dans l'équation IV.5, on obtient :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j^2} - \underbrace{\frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j}}_{\text{terme de convection}} \quad (IV.8)$$

Le terme non linéaire de l'équation IV.5 entraîne l'apparition d'un terme de convection (ou de transport). L'expression  $u_i u_j$  s'interprète comme des contraintes supplémentaires imposées par la turbulence (contraintes de Reynolds) et est à l'origine de difficultés en modélisation :

- les fluctuations sont aléatoires donc imprévisibles,
- cette inconnue pose le problème de la fermeture : une inconnue supplémentaire est ajoutée au problème sans avoir changé le nombre d'équations du système à résoudre.

On est alors contraint d'émettre des hypothèses pour donner à ce terme une forme exploitable et qui varie suivant les codes de calculs.

Grâce à cette méthode de quantification, on peut décrire l'évolution de quantités telles que l'énergie cinétique de turbulence ou les corrélations de fluctuations qui sont indispensables à la description des structures turbulentes. En combinant les équations IV.5 et IV.8 et par permutation indicielle, on aboutit à l'équation d'évolution de l'énergie cinétique de turbulence ( $k = \frac{1}{2} \overline{u_i^2}$ )<sup>5</sup> :

$$\underbrace{\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{U}_k \frac{\partial k}{\partial x_k}}_{\text{variation de l'énergie cinétique de turbulence}} = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \frac{1}{2} \overline{u_i^2 u_k} + \frac{p u_k}{\rho} \right]}_{\text{transport par convection turbulente de l'énergie totale fluctuante}} \underbrace{- \overline{u_i u_k} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k}}_{\text{production de } k} + \underbrace{\nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_k^2}}_{\text{travail produit par les contraintes visqueuses}} - \underbrace{\nu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right)^2}_{\text{dissipation de } k} \quad (IV.9)$$

<sup>5</sup> Sommation implicite sur l'indice répété, ici  $i=1, 2, 3$ .

et celle des corrélations de fluctuations de vitesse :

$$\underbrace{\frac{\overline{\partial u_i u_j}}{\partial t} + \overline{U_k} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k}}_{\text{évolution des corrélations de fluctuations de vitesses}} = - \left[ \underbrace{\overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} + \overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k}}_{\text{interaction des gradients de vitesses avec les corrélations de fluctuations}} - 2 \underbrace{\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}}_{\text{corrélation des gradients de vitesses}} + \underbrace{\frac{p}{\rho} \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)}_{\text{gradient de fluctuations de vitesses}} \right] \quad (IV.10)$$

$$- \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \underbrace{\overline{u_i u_j u_k}}_{\text{corrélations triples}} - \underbrace{\nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k}}_{\text{gradient du tenseur des contraintes}} + \underbrace{\frac{p}{\rho} (\delta_{ik} u_j + \delta_{jk} u_i)}_{\text{corrélation entre les fluctuations de pression et les fluctuations de vitesses}} \right]$$

Dans la partie droite de l'équation IV.10 apparaît le terme de corrélations triples  $\overline{u_i u_j u_k}$  qui pose à nouveau le problème de fermeture. Sa modélisation sera encore soumise à des hypothèses qui constituent le principal frein à la capacité des codes de calculs à simuler parfaitement des écoulements turbulents. Cette technique de décomposition de Reynolds est la plus fréquemment utilisée. Elle s'adapte correctement à tous les types d'études.

## IV.2 ANALYSE TEMPORELLE DE LA TURBULENCE

Nous présentons dans cette partie les mesures obtenues à partir des signaux temporels issus de VLD qui nous permettent de comprendre l'écoulement à l'intérieur du mélangeur statique.

### IV.2.1 STRUCTURE DE L'ÉCOULEMENT

Les mesures VLD ont été effectuées à des positions comprises entre la paroi et le centre de la conduite. Les résultats sont présentés en fonction de  $y/R$  compris entre 0 et 1 avec  $y$  la distance radiale à la paroi et  $R$  le rayon de la conduite ( $R = 27$  mm).

#### IV.2.1.1 Écoulement en amont du mélangeur statique

Le profil radial de la vitesse moyenne longitudinale en amont du mélangeur statique (à une distance de 100 mm du 1<sup>er</sup> perturbateur) est représenté sur la figure IV.1 pour un nombre de Reynolds de 15000. Nous avons reproduit en ligne pointillée un profil classique moyen en puissance 1/7. Nos points expérimentaux suivent l'évolution en puissance 1/7, avec une valeur maximale de  $0,33 \text{ m.s}^{-1}$  ( $Re = 15000$ ). Le profil de la moyenne quadratique des fluctuations de vitesses  $\sqrt{u^2}$  (ou vitesse fluctuante) est aussi représenté sur la figure IV.1. On note que la valeur maximale se situe proche de la paroi, où le cisaillement maximal produit la turbulence. En progressant vers le centre de la conduite la valeur des fluctuations diminue régulièrement jusqu'à atteindre une valeur minimale d'environ  $0,015 \text{ m.s}^{-1}$ .

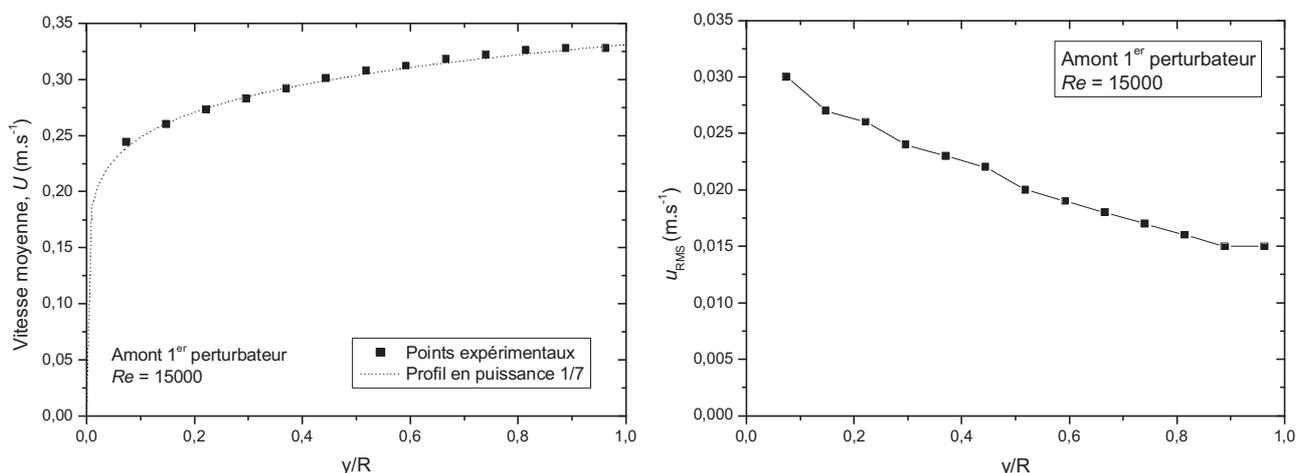


Figure IV.1 : Vitesse moyenne et vitesse fluctuante longitudinales en amont du mélangeur statique.

#### IV.2.1.2 Deux zones séparées par un fort cisaillement

La vitesse moyenne longitudinale et la vitesse fluctuante longitudinale en aval du 1<sup>er</sup> perturbateur (3 mm derrière celui-ci) sont représentées sur la figure IV.2. Nous observons une vitesse moyenne élevée et constante pour  $y/R > 0,5$  et quasiment nulle pour  $y/R < 0,4$ . La vitesse

fluctuante présente un pic à  $y/R \approx 0,4-0,5$  et deux paliers à  $y/R < 0,4$  et  $y/R > 0,5$ . Il apparaît ainsi deux zones d'écoulement à l'intérieur du mélangeur :

- une zone au centre de la conduite ( $y/R$  compris entre 0,5 et 1) de vitesses moyennes élevées quasiment constantes (environ  $0,35 \text{ m.s}^{-1}$ ) et de fluctuations de vitesse relativement constantes (entre  $0,04$  et  $0,07 \text{ m.s}^{-1}$ ),
- une zone en périphérie où les vitesses moyennes sont faibles voire négatives ( $< 0,05 \text{ m.s}^{-1}$ ) avec des fluctuations de vitesses élevées (entre  $0,05$  et  $0,12 \text{ m.s}^{-1}$ ).

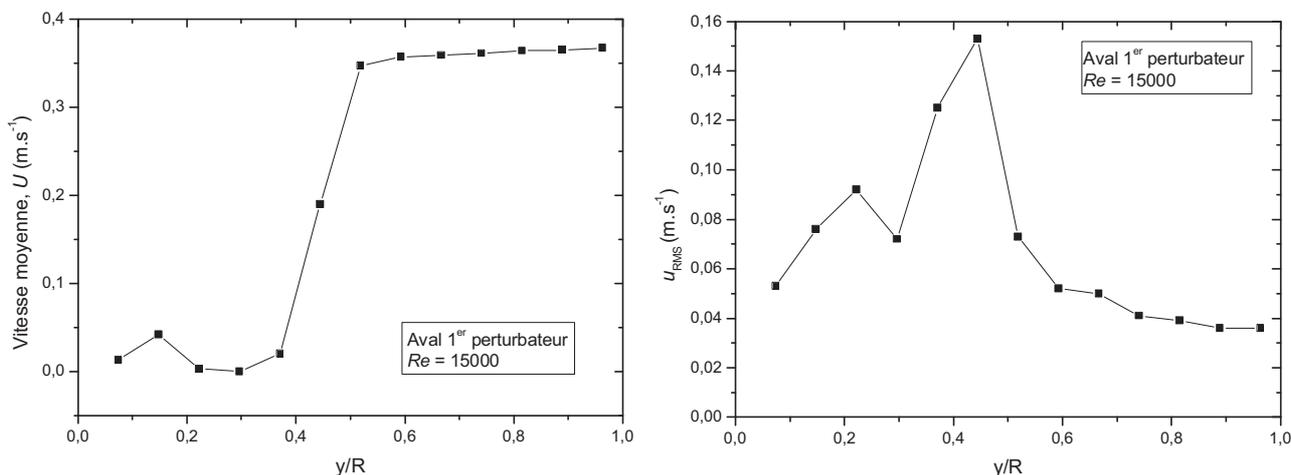


Figure IV.2 : Vitesse moyenne et vitesse fluctuante longitudinales en aval du 1<sup>er</sup> perturbateur.

La première zone constitue la zone de débit : la majeure partie du débit de fluide s'écoule dans cette zone. La deuxième zone constitue une zone de recirculation : le fluide se trouve piégé derrière les perturbateurs et est soumis à de très fortes fluctuations de vitesse.

Ces deux régions sont séparées par la couche de cisaillement créée par les perturbateurs : nous voyons clairement sur la figure IV.2 qu'il existe un gradient radial de vitesse (voir section V.3 pour son calcul) à la hauteur du perturbateur ( $y/R \approx 0,4$ ). Cette couche de cisaillement libre est la nouvelle localisation de la production d'énergie turbulente avec une vitesse fluctuante très élevée.

### IV.2.1.3 Evolution longitudinale

La vitesse moyenne longitudinale et la vitesse fluctuante longitudinale en aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur (3 mm derrière) sont représentées sur la figure IV.3. De la même manière qu'en aval du 1<sup>er</sup> perturbateur, il apparaît clairement deux zones d'écoulement à l'intérieur du mélangeur :

- une zone au centre de la conduite ( $y/R$  compris entre 0,4 et 1) de vitesse moyenne élevée (entre  $0,32$  et  $0,38 \text{ m.s}^{-1}$ ) et de fluctuation de vitesse quasiment constante (environ  $0,06 \text{ m.s}^{-1}$ ),
- une zone en périphérie où les vitesses moyennes sont faibles voire négatives ( $\pm 0,03 \text{ m.s}^{-1}$ ) avec des fluctuations de vitesses élevées (environ  $0,07 \text{ m.s}^{-1}$ ).

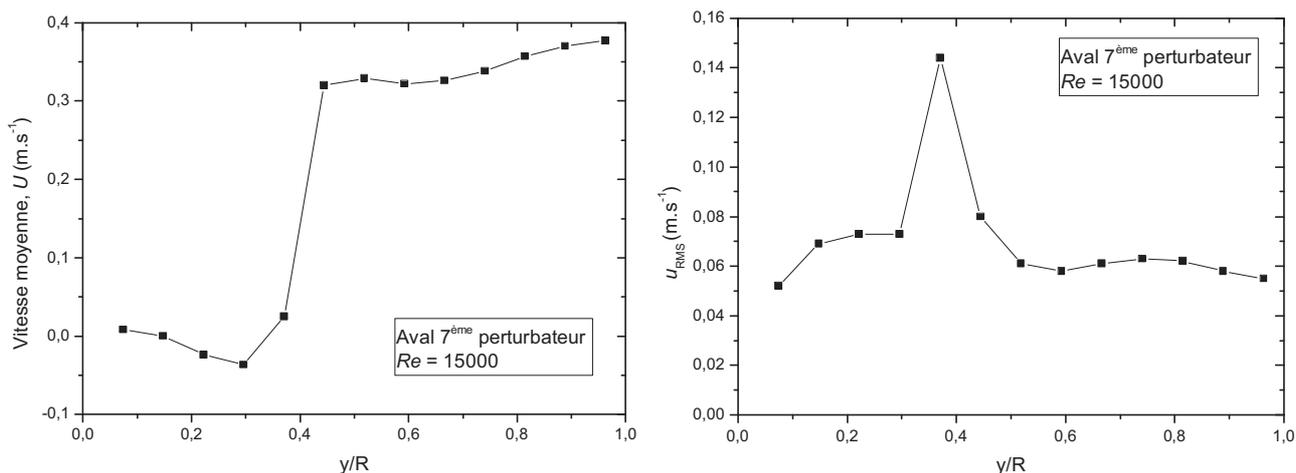


Figure IV.3 : Vitesse moyenne et vitesse fluctuante longitudinales en aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur.

Nous retrouvons ainsi une première zone constituant la zone de débit où la majeure partie du débit de fluide s'écoule et une deuxième zone constituant une zone de recirculation où le fluide se trouve piégé derrière les perturbateurs et soumis à de très fortes fluctuations de vitesse. Ces deux régions sont séparées par une couche de cisaillement qui est encore plus marquée qu'en aval du 1<sup>er</sup> perturbateur : le pic de vitesse fluctuante est vraiment proéminent et le gradient radial de vitesse apparaît plus important.

Pour illustrer le piégeage du fluide derrière les perturbateurs, nous avons introduit de l'air dans l'écoulement d'eau à  $Re = 15000$ . La figure IV.4 est une photographie de l'écoulement obtenu dans ces conditions. La largeur de la photographie correspond au diamètre du mélangeur. Le fluide circule de droite à gauche. Nous avons retouché numériquement cette photographie de manière à souligner les perturbateurs et les bulles d'air. Nous observons que des bulles d'air restent piégées à l'arrière des perturbateurs. Ce système est très stable dans le temps puisque les bulles d'air sont restées piégées pendant tout le temps de fonctionnement dans ces conditions (environ une heure).

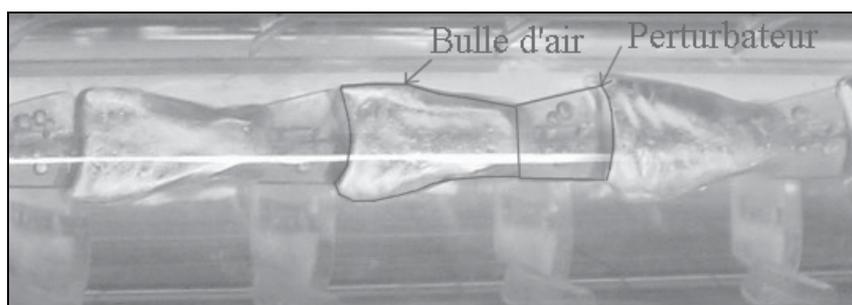


Figure IV.4 : Bulles d'air piégées à l'arrière des perturbateurs.

Nous avons vérifié que les résultats pour des mesures comprises entre le 1<sup>er</sup> et le 7<sup>ème</sup> perturbateur corroborent les résultats présentés en aval des perturbateurs (c'est pourquoi nous ne présentons pas plus de résultats dans cette étude).

**RECAPITULATIF :**

Nous trouvons que l'écoulement à l'intérieur du mélangeur statique HEV se divise en deux écoulements distincts :

- un écoulement rapide et turbulent au centre de la conduite où s'opère le transport de matière,

- des zones mortes situées derrière chaque perturbateur, qui occupent un espace non négligeable et où se produisent des pilonnements et des fluctuations intenses.

Ces deux régions sont séparées par une couche de cisaillement créée par la présence des perturbateurs.

## IV.2.2 INTENSITE DE LA TURBULENCE

Les valeurs de la vitesse fluctuante ne suffisent pas à caractériser l'intensité de la turbulence. Pour estimer cette grandeur, nous avons besoin de connaître la vitesse convective de l'écoulement.

### IV.2.2.1 Choix d'une échelle de vitesse convective

Le choix de l'échelle de vitesse convective  $U_{conv}$  n'est pas trivial. En effet, cette échelle ne correspond pas forcément à la vitesse moyenne d'advection du fluide (représentée par  $\bar{U}$ ), mais plutôt à une vitesse de convection de la turbulence.

Dans le cas où la turbulence peut être considérée comme homogène et que la vitesse  $U$  ne varie pas trop selon l'axe longitudinal, l'échelle de vitesse convective peut être approchée par la vitesse moyenne locale  $\bar{U}$ . Cette approximation est connue sous le nom "d'hypothèse de Taylor" ou "de turbulence gelée" (Hinze [1975]). Cela revient à imaginer une photo instantanée du champ de vitesse et à supposer que les fluctuations temporelles en un point sont causées par le déplacement à la vitesse  $\bar{U}$  de ce champ de vitesse, en passant par le point considéré. Les fluctuations temporelles sont alors reliées aux fluctuations spatiales, qui sont convectées à la vitesse moyenne  $\bar{U}$ . Bien que l'hypothèse d'homogénéité de la turbulence ne soit applicable qu'à des écoulements très particuliers (turbulence de grille par exemple), elle a été utilisée par de nombreux auteurs d'études sur les réacteurs à cuve agitée.

De façon générale, les écoulements cisailés à taux de turbulence élevé ne vérifient pas l'hypothèse de Taylor. Nous avons ainsi estimé une échelle de vitesse convective  $U_{conv}$  à l'aide d'une méthode proposée par Heskestad [1965]. Ce dernier a déduit une expression de  $U_{conv}$  à partir des équations de mouvement dans un système de coordonnées cartésiennes pour un écoulement n'ayant qu'une seule composante de vitesse moyenne non nulle. L'échelle de vitesse convective est alors donnée par la relation suivante :

$$U_{conv}^2 = \bar{U}^2 \left( 1 + \frac{\bar{u}^2}{\bar{U}^2} + 2 \frac{\bar{v}^2}{\bar{U}^2} + 2 \frac{\bar{w}^2}{\bar{U}^2} \right) \quad (IV.11)$$

Van Doorn [1981] a généralisé l'équation IV.11 aux écoulements tridimensionnels :

$$U_{conv}^2 = \bar{U}^2 \left( 1 + 2 \frac{\bar{V}^2}{\bar{U}^2} + 2 \frac{\bar{W}^2}{\bar{U}^2} + \frac{\bar{u}^2}{\bar{U}^2} + 2 \frac{\bar{v}^2}{\bar{U}^2} + 2 \frac{\bar{w}^2}{\bar{U}^2} \right) \quad (IV.12)$$

Pour notre étude, nous avons utilisé la relation IV.12, simplifiée à l'aide de deux hypothèses :

- la vitesse axiale est très grande par rapport aux vitesses tangentielles et radiales ( $\bar{U} \gg \bar{V}$  et  $\bar{U} \gg \bar{W}$ ),

- les fluctuations de vitesse sont localement isotropes ( $v' \approx u'$  et  $w' \approx u'$ ).

La première hypothèse se justifie par une simple analyse de la géométrie étudiée : d'une part, en raison de la symétrie de l'écoulement, la vitesse tangentielle moyenne est nulle tout le long du profil de mesure ( $\overline{V} = 0$ , cela a été vérifié avec nos mesures). D'autre part, les nombres de Reynolds que nous avons étudiés correspondaient à des vitesses axiales d'environ  $0,3 \text{ m.s}^{-1}$  et les vitesses radiales étant générées par des tourbillons dont la taille est de quelques millimètres, il nous a semblé raisonnable de considérer que les vitesses du fluide autour de ces tourbillons sont inférieures à  $0,3 \text{ m.s}^{-1}$ .

La seconde hypothèse a été vérifiée en comparant la moyenne quadratique des fluctuations des vitesses axiales et tangentielles. Ces deux quantités sont effectivement du même ordre de grandeur ( $v' \approx u'$  vérifié expérimentalement). En ce qui concerne la composante radiale que nous ne pouvons mesurer, nous avons admis que les fluctuations  $w'$  sont du même ordre de grandeur que les fluctuations  $u'$  (et  $v'$ ).

Ces hypothèses nous permettent de simplifier l'équation IV.12 en :

$$U_{conv}^2 = \overline{U}^2 \left( 1 + 5 \frac{\overline{u^2}}{\overline{U}^2} \right) \quad (\text{IV.13})$$

La vitesse convective dans le mélangeur est représentée sur la figure IV.5. En amont du mélangeur, la vitesse convective est quasiment identique à la vitesse moyenne. La distinction entre ces deux vitesses est minimale. Pour s'en rendre compte, il suffit d'observer le profil de la vitesse convective représenté sur la figure IV.5. Il suit aussi bien l'évolution en puissance  $1/7$  que la vitesse moyenne représentée sur la figure IV.1. En amont du mélangeur, les deux vitesses sont quasiment équivalentes. Par contre, la vitesse convective en aval des perturbateurs est différente de la vitesse moyenne, pour des positions proches de la paroi où l'on observe des valeurs d'environ  $0,15 \text{ m.s}^{-1}$ . Comparativement, les vitesses au centre de la conduite sont sensiblement peu changées.

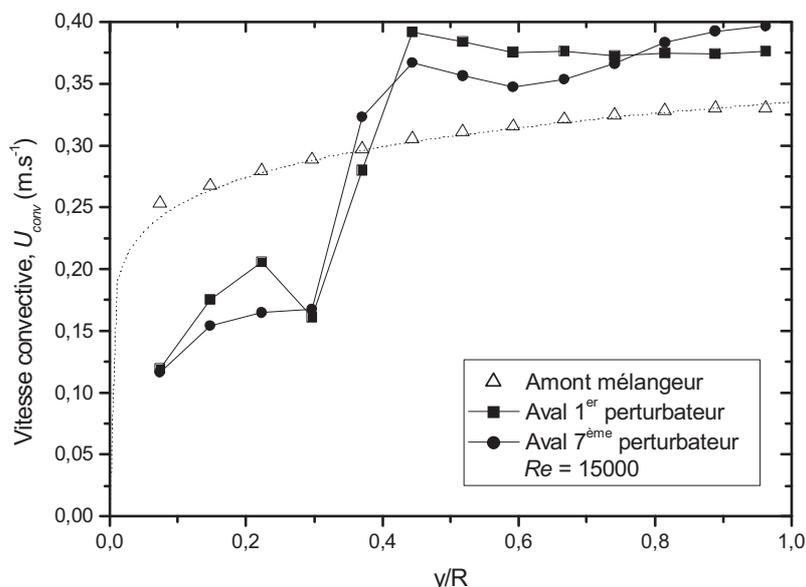


Figure IV.5: Vitesse convective dans le mélangeur statique HEV.

### IV.2.2.2 Intensité de turbulence

Désignant par  $u(x,t)$  les fluctuations turbulentes ou écart par rapport à la moyenne des composantes du vecteur vitesse, on appelle intensité de turbulence en  $x$  la quantité suivante :

$$I = \frac{\sqrt{u^2}}{U_{conv}} \quad (\text{IV.14})$$

où  $U_{conv}$  représente la vitesse convective. Ce ratio permet de distinguer les champs turbulents faibles ( $I \sim 1\%$ ), moyens ( $I \sim 10\%$ ) et forts ( $I \sim 20\%$  et au-delà).

Sur la figure IV.6 sont représentées les intensités de turbulence  $I$  dans le mélangeur statique. En amont du mélangeur, celles-ci décroissent régulièrement entre des valeurs maximales proches de la paroi ( $I = 12\%$  à  $y/R = 0,07$ ) et des valeurs minimales au centre de la conduite (environ  $4,5\%$ ). Ces valeurs nous indiquent que l'écoulement est moyennement turbulent pour un nombre de Reynolds  $Re = 15000$ . Pour l'écoulement amont, le remplacement de  $\bar{U}$  par  $U_{conv}$  dans l'équation IV.14 ne change quasiment rien au résultat de  $I$  car ces deux vitesses (moyennes et convectives) sont pratiquement identiques en amont du mélangeur.

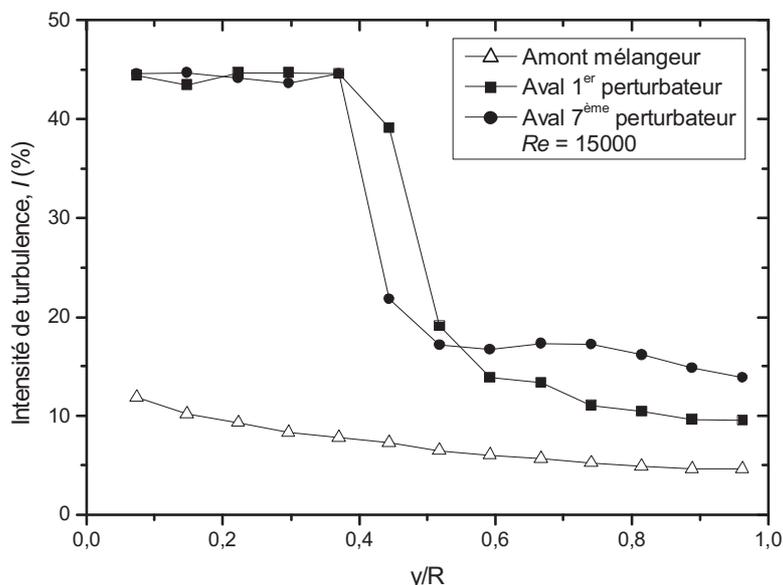


Figure IV.6 : Intensité de turbulence dans le mélangeur statique.

Sur la figure IV.6 sont également représentées les intensités de turbulence en aval des 1<sup>er</sup> et 7<sup>ème</sup> perturbateurs. Les deux zones d'écoulement repérées dans la section IV.2.1 sont apparentes sur ce graphe. Nous pouvons repérer que les intensités de turbulence dans la zone centrale sont relativement constantes autour d'une valeur assez élevée (entre 10 et 18 %). Ceci dénote un accroissement important du taux de turbulence dans la zone centrale par rapport à l'écoulement amont grâce à la présence des perturbateurs qui génèrent les tourbillons contra-rotatifs. Dans la zone périphérique, les intensités de turbulence sont encore plus élevées (environ 45 %) ce qui traduit une turbulence très active, largement supérieure à celle en amont. Pour calculer les intensités de turbulence dans le mélangeur statique, nous avons utilisé comme précédemment la vitesse convective dans l'équation IV.14 (sinon les intensités de turbulence atteindraient des valeurs largement supérieures à 100 % dans la zone périphérique).

## IV.2.3 QUALITE DE LA TURBULENCE

L'intensité de turbulence ne suffit pas à décrire pleinement la turbulence qui se produit dans le mélangeur statique. Nous nous intéressons dorénavant à la répartition des vitesses fluctuantes et à l'énergie contenue dans les signaux de vitesse.

### IV.2.3.1 Définitions

#### DENSITE DE PROBABILITE

La connaissance de la densité de probabilité<sup>6</sup> d'une variable aléatoire suffit à définir toutes les propriétés statistiques en un point de cette variable. Par exemple, la moyenne et la matrice de covariance ne sont que des grandeurs intégrales des densités de probabilité. Les facteurs de dissymétrie et d'aplatissement en sont d'autres. Ces deux derniers renseignent globalement sur l'écart par rapport à la loi normale de la densité de probabilité des vitesses fluctuantes et donc éventuellement sur le caractère intermittent de l'écoulement.

La fonction de répartition  $T_X(x)$  d'une variable aléatoire  $X$  est la probabilité d'avoir  $X \leq x$ . La densité de probabilité  $P_X(x)$  s'écrit alors de la manière suivante :

$$P_X(x) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{T_X(x + \Delta x) - T_X(x)}{\Delta x} \quad (\text{IV.15})$$

La densité de probabilité est donc simplement la dérivée de la fonction de répartition :

$$P_X(x) = \frac{\partial T_X(x)}{\partial x} \quad (\text{IV.16})$$

Soit  $P(u_i)$  la densité de probabilité de la  $i^{\text{ème}}$  composante de la vitesse fluctuante. Le moment d'ordre  $n$  de cette composante est défini par :

$$\overline{u_i^n} = \int_{-\infty}^{+\infty} u_i^n P(u_i) du_i \quad (\text{IV.17})$$

Si  $P(u_i)$  suit une loi normale d'équation :

$$P\left(\frac{u_i}{\sigma_i}\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{u_i}{\sigma_i}\right)^2} \quad (\text{IV.18})$$

alors les moments d'ordre impair sont nuls et les moments d'ordre pair sont proportionnels à l'écart type, encore appelé le facteur de dispersion  $\sigma_i$ . Plus particulièrement, les moments d'ordre 3 et 4, adimensionnés par le facteur de dispersion  $\sigma_i$  prennent les valeurs :

$$\begin{aligned} \frac{\overline{u_i^3}}{\sigma_i^3} &= S_i = 0 \\ \frac{\overline{u_i^4}}{\sigma_i^4} &= F_i = 3 \end{aligned} \quad (\text{IV.19})$$

où  $S_i$  est appelé le facteur de dissymétrie et  $F_i$  le facteur d'aplatissement.

<sup>6</sup> Probability Density Function (PDF) en anglais.

La déviation des facteurs de dissymétrie et d'aplatissement par rapport à ces valeurs de référence renseigne globalement sur la forme de la densité de probabilité des vitesses fluctuantes de l'écoulement par rapport à la loi normale. En particulier, le moment d'ordre 3 dépend seulement de l'absence ou non de symétrie. Une dissymétrie  $S_i$  est positive quand les larges variations négatives de  $u^3$  ne sont pas aussi fréquentes que les larges variations positives de  $u^3$ . Quant au facteur d'aplatissement  $F_i$ , il possède une valeur élevée si les valeurs sont grandes dans les queues de la PDF.

La densité de probabilité  $P_X(x)$  est estimée en utilisant l'équation IV.15. En pratique le pas  $\Delta x$  doit être choisi suffisamment petit pour minimiser le biais de l'estimation mais comme le nombre de mesures est fini, il doit rester suffisamment grand pour diminuer la variance de l'estimation. Dans cette étude le meilleur compromis était  $\Delta x = 0,02$ . Cette valeur est conforme à  $\Delta x \leq 0,2 \sigma_x$ , valeur recommandée par Bruun [1995] pour minimiser à moins de 1 % le biais de l'estimation d'une densité de probabilité de loi normale.

### DENSITE SPECTRALE DE PUISSANCE

Une correspondance réciproque existe entre les corrélations en deux points et les densités spectrales de puissance. Ces deux grandeurs sont équivalentes, mais elles représentent les informations qu'elles contiennent dans des espaces différents. La première les illustre dans l'espace physique et la seconde dans l'espace de Fourier. Ainsi les densités spectrales de puissance renseignent sur la quantité d'énergie cinétique turbulente associée aux différentes échelles de l'écoulement et sur les mécanismes de transfert d'énergie entre ces échelles.

C'est à Kolmogorov [1941] que l'on doit la formulation du concept de cascade d'énergie des grandes échelles vers les plus petites, au travers d'effets non-linéaires, jusqu'à des petites échelles dont l'énergie est entièrement dissipée par la viscosité. La principale conséquence de ce concept est l'existence dans l'espace de Fourier d'une zone inertielle dans laquelle les densités spectrales de puissance suivent une loi de puissance en  $-5/3$ .

Les densités spectrales de puissance tridimensionnelles sont définies par la transformée de Fourier des corrélations spatiales :

$$\Phi_{ij}(\vec{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint R_{ij}(\vec{d\bar{x}}) \exp^{-i\vec{k} \cdot \vec{d\bar{x}}} d(\vec{d\bar{x}}) \quad (\text{IV.20})$$

avec  $\vec{k}$ , le vecteur nombre d'onde spatial et  $R_{ij}(\vec{d\bar{x}})$  les coefficients des corrélations spatiales.

En VLD les densités spectrales de puissance sont définies par :

$$E_{11}(f) = \frac{\Delta t}{N^2} \left| \sum_{n=1}^N u_n \exp^{-i2\pi f \Delta t} \right|^2 \quad (\text{IV.21})$$

avec  $f$  la fréquence. Dans cette étude, seule la composante  $E_{11}$  a été calculée.

Les densités spectrales de puissance sont représentées dans leur représentation traditionnelle en log-log pour mettre en évidence la loi en puissance  $-5/3$  dans la zone inertielle. Cependant dans cette étude une représentation plus originale leur a généralement été préférée. Les densités spectrales de puissance  $E_{11}$  sont multipliées par la fréquence  $f$ . De cette manière, la contribution d'une surface délimitée par deux échelles à la surface totale sous la densité spectrale de puissance est directement proportionnelle à la contribution effective de cette gamme d'échelle à la covariance totale. En revanche, la représentation classique en log-

log, qui est intéressante pour mettre en évidence les lois de puissance, biaise la perception que le lecteur a de cette contribution effective. Ces considérations se comprennent aisément avec les relations suivantes :

$$\overline{u_i u_j} = \int_{-\infty}^{+\infty} E_{ij}(f) df \quad (IV.22)$$

$$\overline{u_i u_j} = \int_{-\infty}^{+\infty} f \cdot E_{ij}(f) d(\ln(f)) \quad (IV.23)$$

$$\overline{u_i u_j} \neq \int_{-\infty}^{+\infty} \ln(E_{ij}(f)) d(\ln(f)) \quad (IV.24)$$

Les intégrales des équations IV.22 et IV.23 représentent l'aire sous la courbe dans des graphes  $E_{ij}$  en fonction de  $f$ , et  $f E_{ij}$  en fonction de  $\ln f$  et ces aires sont proportionnelles à l'énergie contenue dans le signal. L'intégrale de l'équation IV.24 représente l'aire sous la courbe d'un graphe  $\ln E_{ij}$  en fonction de  $\ln f$ . (représentation classique en log-log) mais ne représente pas l'énergie du signal. Les deux équations IV.22 et IV.23 sont bien équivalentes mais sont différentes de la relation IV.24. Cette représentation ( $f E_{ij}$  en fonction de  $\ln f$ ) appelée « spectre prémultiplié »<sup>7</sup> permet ainsi de créer un graphe logarithmique qui fait correspondre des énergies égales à des aires égales (Kim et Adrian [1999]), ce qui donne une lecture plus directe du graphique.

Nous avons calculé les densités spectrales de puissance à partir des fichiers obtenus par vélocimétrie laser à effet Doppler. Pour chaque point de mesure nous avons collecté 100000 mesures de vitesses avec un taux d'acquisition compris entre 1 et 3 kHz. Nous avons entrepris d'effectuer une étude spectrale pour comprendre la répartition énergétique au sein de la turbulence et calculer ultérieurement des échelles caractéristiques de la turbulence (telles que les macro-échelles de longueur). Cela nous permettra de comprendre le fonctionnement du mélangeur statique vis à vis du meilleur fractionnement observé lors de l'injection de deux phases non miscibles.

### IV.2.3.2 Densités de probabilité en amont du mélangeur statique

Jusqu'à présent, nous avons seulement considéré les valeurs moyennes des composantes fluctuantes. Il est intéressant pour notre connaissance de la turbulence d'examiner la distribution des fluctuations par rapport à leur valeur moyenne.

Nous avons représenté les densités de probabilité de la vitesse fluctuante longitudinale en amont du 1<sup>er</sup> perturbateur sur la figure IV.7 pour différentes positions radiales  $y/R$ . Sur cette figure nous avons tracé une distribution normale en trait gris à laquelle nous comparons les densités de probabilité. L'écart des densités de probabilité par rapport à la loi normale nous renseigne sur l'écart entre l'écoulement à l'intérieur du mélangeur et un écoulement turbulent homogène isotrope. On observe que les densités de probabilité suivent globalement la loi normale aussi bien pour des points proches de la paroi que situés dans le sillage et au centre.

<sup>7</sup> "Premultiplied spectra" en anglais (Kim et Adrian [1999], Nickels et Marusic [2001]).

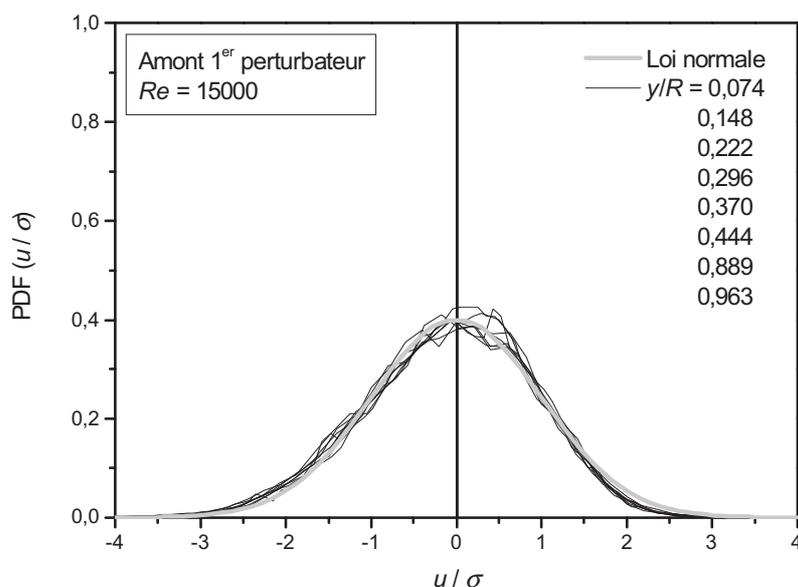


Figure IV.7 : Densités de probabilité en amont du mélangeur statique.

### IV.2.3.3 Densités de probabilité dans l'écoulement

Nous avons représenté les densités de probabilité de la vitesse fluctuante longitudinale en aval des 1<sup>er</sup> et 7<sup>ème</sup> perturbateurs sur la figure IV.8 pour des mesures effectuées dans la couche de cisaillement (à la hauteur des perturbateurs, c'est-à-dire pour  $y/R = 0,37$ ). Les densités de probabilité dans la couche de cisaillement ne suivent pas la loi normale. Nous observons la présence d'un grand nombre de faibles fluctuations négatives et d'intenses fluctuations positives. Le coefficient de dissymétrie  $S$  prend respectivement les valeurs de 0,99 et 0,56 et le coefficient d'aplatissement  $F$  vaut 5,13 et 3,65 pour les mesures en aval des 1<sup>er</sup> et 7<sup>ème</sup> perturbateurs. Ces valeurs confirment que l'écoulement dans la couche de cisaillement, créée par la présence des perturbateurs, est très perturbé.

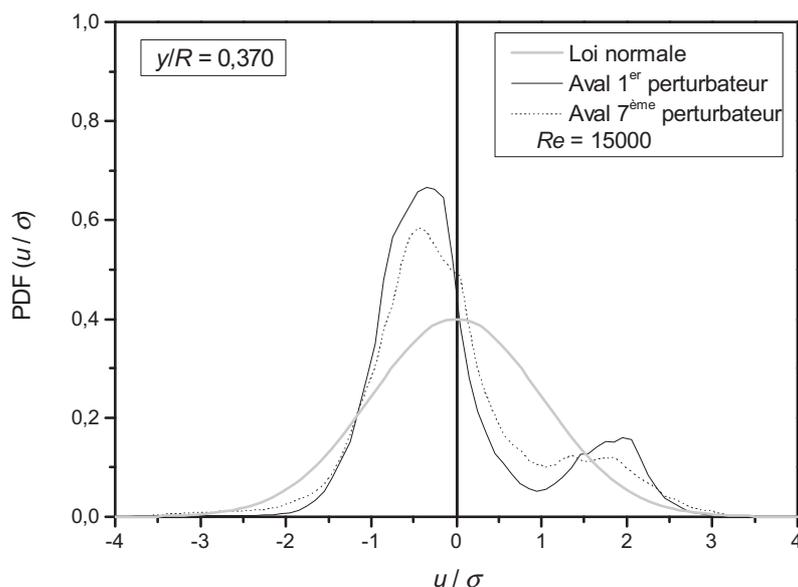


Figure IV.8 : Densités de probabilité dans la couche de cisaillement.

Nous avons représenté les densités de probabilité de la vitesse fluctuante longitudinale en aval des 1<sup>er</sup> et 7<sup>ème</sup> perturbateurs sur la figure IV.9 pour des mesures effectuées dans le sillage des perturbateurs et proches de la paroi. Les densités de probabilité pour ces mesures sont très éloignées de la loi normale : elles possèdent un aplatissement très marqué ( $F > 7$ ) et une légère dissymétrie positive ( $S > 0,5$ ). Ceci signifie qu'il existe pour cette composante un plus grand nombre de faibles fluctuations négatives que positives et un plus grand nombre d'intenses fluctuations positives que négatives. Ceci signifie également que l'écoulement dans le sillage des perturbateurs est très perturbé.

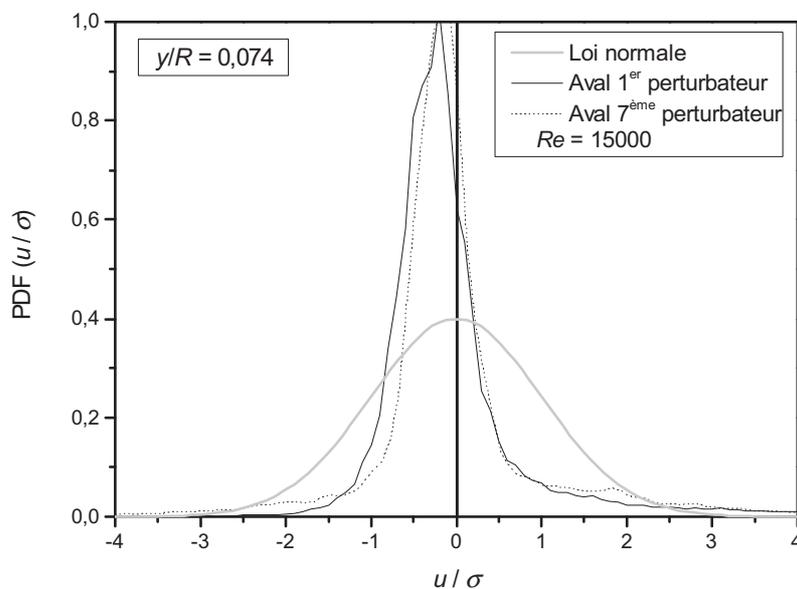


Figure IV.9 : Densités de probabilité dans le sillage des perturbateurs.

Nous avons représenté les densités de probabilité de la vitesse fluctuante longitudinale en aval des 1<sup>er</sup> et 7<sup>ème</sup> perturbateurs sur la figure IV.10 pour des mesures effectuées au centre du mélangeur. Les densités de probabilités au centre du mélangeur se rapprochent quant à elles de la loi normale. Elles suivent aussi bien la loi normale que les mesures effectuées en amont du mélangeur. Nous retrouvons au centre de la conduite une distribution de vitesse fluctuante sensiblement identique à celle observée en amont du mélangeur.

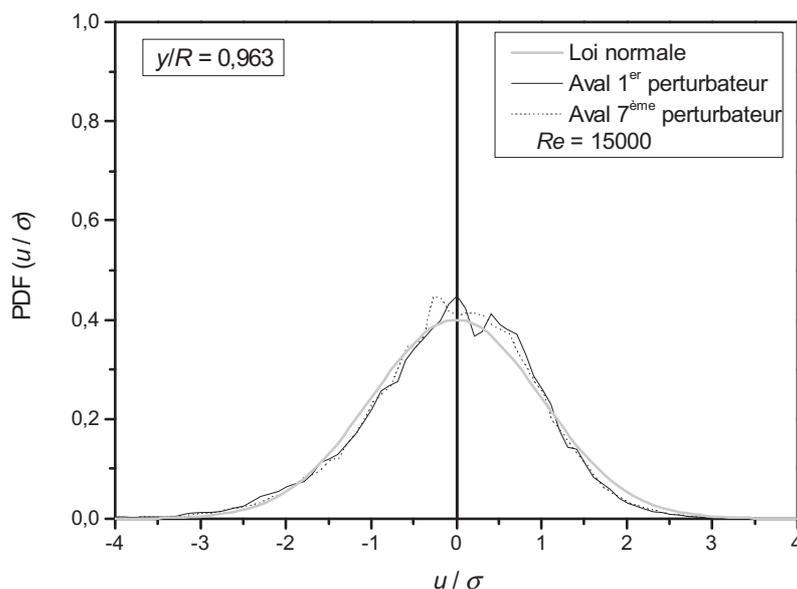


Figure IV.10 : Densités de probabilité au centre du mélangeur.

**RECAPITULATIF :**

La zone centrale se rapproche d'un écoulement turbulent homogène isotrope. Au centre du mélangeur, nous retrouvons ainsi une turbulence de même signature qu'en amont du mélangeur. En revanche la zone périphérique présente toujours des densités de probabilité éloignées de la loi normale qui traduisent un écoulement désordonné dans le sillage et dans la couche de cisaillement provoquée par les perturbateurs.

*IV.2.3.4 Spectres en amont du mélangeur statique*

Sur la figure IV.11 sont représentés les spectres prémultipliés issus de mesures en amont du mélangeur statique, c'est-à-dire dans le tube droit précédant la section d'essai. Sur la figure IV.11 nous pouvons observer qu'en chaque point de mesure allant de la paroi vers le centre de la veine d'essai l'allure du spectre est sensiblement la même, c'est-à-dire un pic très marqué suivi d'une décroissance rapide en puissance  $-2/3$  représentée en trait pointillé (celle-ci correspond à la décroissance en puissance  $-5/3$  dans un spectre classique en log-log).

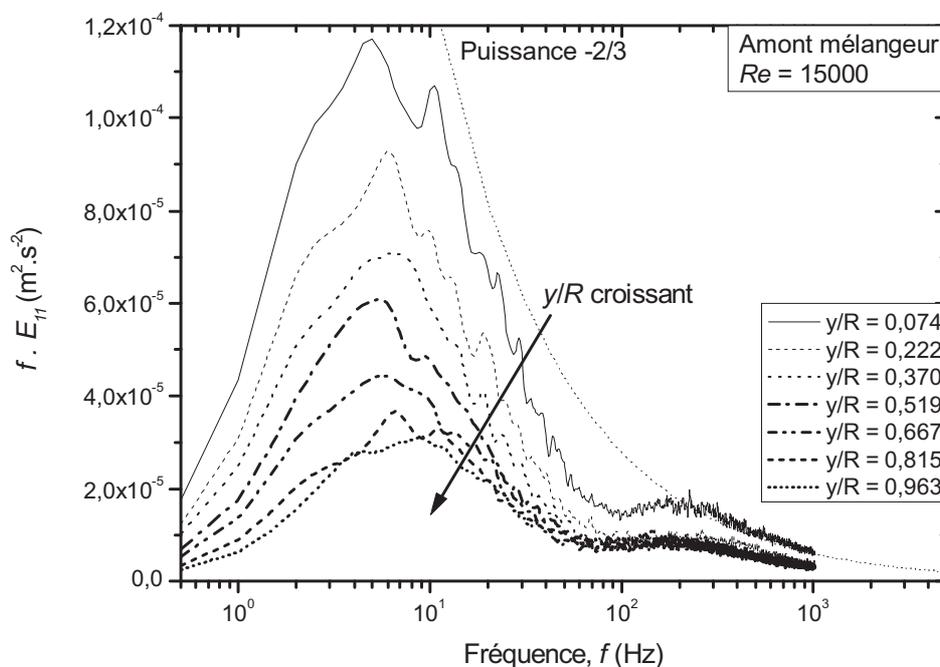


Figure IV.11 : Spectres prémultipliés en amont du mélangeur statique.

La figure IV.12 représente chaque spectre normalisé par sa surface (c'est-à-dire par son énergie) et indique que les spectres se superposent quasiment. La différence entre les spectres provient du niveau de densité d'énergie qui est plus élevé pour les mesures proches de la paroi et qui décroît assez régulièrement au fur et à mesure que l'on se rapproche du centre de la conduite. Cela est dû au fait que dans une conduite lisse la création d'énergie cinétique turbulente s'effectue à la paroi grâce au fort cisaillement qui s'y produit. D'où le grand niveau de densité d'énergie atteint en  $y/R = 0,074$ . Ensuite cette énergie cinétique turbulente diffuse vers le cœur de l'écoulement en perdant peu à peu de son activité.

Le pic de tous les spectres se situe à environ 5-6 Hz : c'est à ces fréquences que l'on observe ainsi le plus d'énergie turbulente dans les signaux VLD en amont du mélangeur.

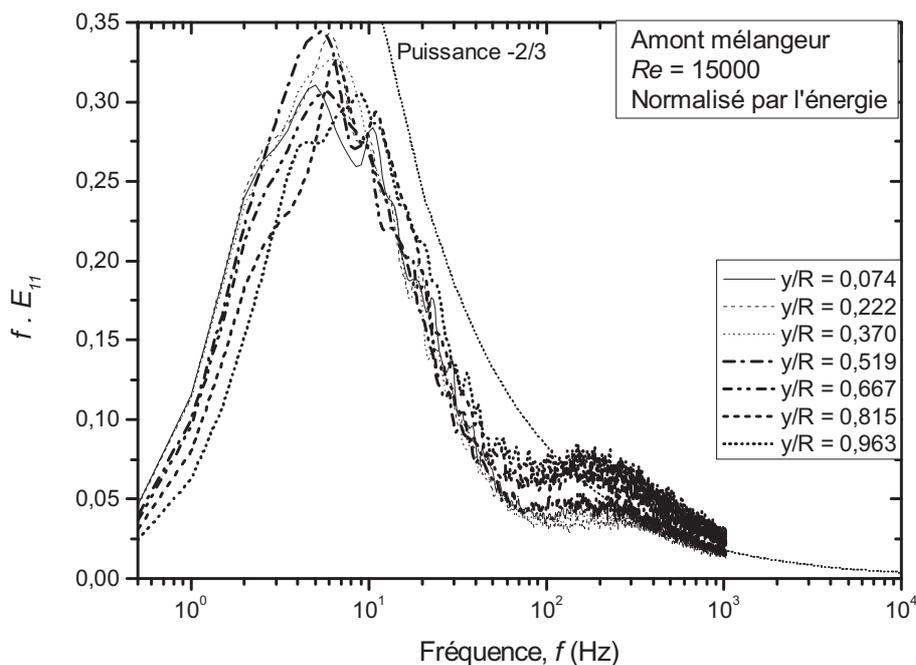
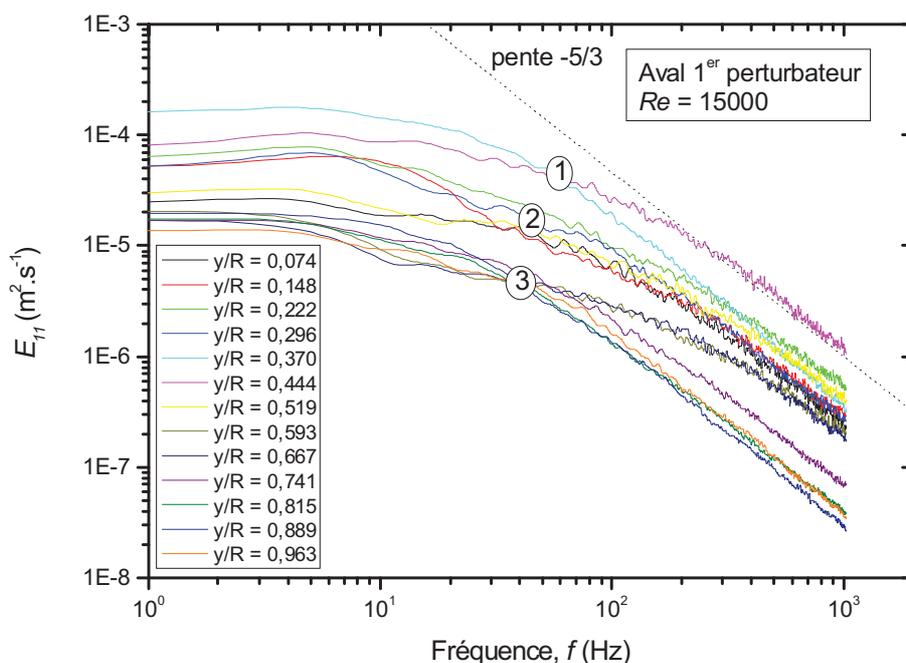


Figure IV.12 : Spectres prémultipliés normalisés en amont du mélangeur statique.

#### IV.2.3.5 Spectres dans l'écoulement du mélangeur

Sur la figure IV.13 nous avons représenté les densités spectrales de puissance en représentation log-log en aval du 1<sup>er</sup> perturbateur. Nous pouvons observer le début de la zone inertielle indiquée par la pente en puissance  $-5/3$ . Les niveaux les plus élevés d'énergie ne sont cette fois plus atteints pour des points de mesures proches de la paroi mais pour des points situés dans la zone de cisaillement du perturbateur ( $y/R = 0,37$ ) ou proches de celle-ci.


 Figure IV.13 : Spectres en aval du 1<sup>er</sup> perturbateur.

Cette remarque apparaît plus clairement sur la figure IV.14 qui représente les spectres prémultipliés des mêmes données. Nous pouvons discerner trois groupes d'énergie :

- 1) Un premier groupe, d'énergie élevée, pour des points de mesures situés à la hauteur du perturbateur ( $y/R = 0,37$  et  $0,44$ ). Cela correspond à une injection d'énergie turbulente effectuée par le perturbateur.
- 2) Un deuxième groupe, d'énergie intermédiaire, constitué de points de mesures situés en zone périphérique ( $y/R < 0,37$ ). Ces points reçoivent de l'énergie créée par le perturbateur (et pour une petite part par le cisaillement à la paroi).
- 3) Un troisième groupe, d'énergie plus faible, issu de points situés au centre de la section d'essai ( $y/R > 0,37$ ). Ces points sont ceux qui présentent la plus faible activité turbulente.

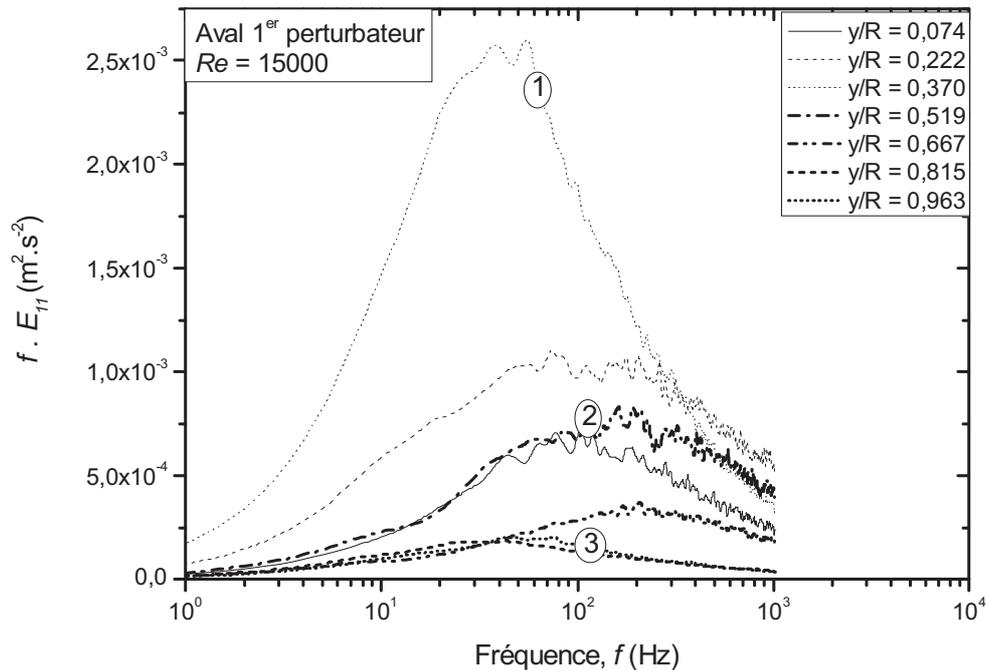


Figure IV.14 : Spectres prémultipliés en aval du 1<sup>er</sup> perturbateur.

Sur la figure IV.15 nous avons représenté les spectres précédents normalisés par leur surface. Contrairement à l'étude en amont du mélangeur, les spectres ne se superposent pas.

De plus, nous observons une nette différence entre la position des différents pics des densités spectrales de puissance prémultipliées. Ceux-ci sont repérés à des fréquences comprises entre 50 et 200 Hz (50 Hz pour  $y/R = 0,37$ ). Le maximum de densité d'énergie turbulente n'est plus groupé comme en amont mais apparaît sur une large gamme de fréquences. Ceci contribue à montrer que l'écoulement en aval du 1<sup>er</sup> perturbateur est complètement perturbé : la présence de ce perturbateur a contribué à produire de l'énergie turbulente dans la couche de cisaillement et a déstabilisé la répartition d'énergie qui existait en amont.

Enfin nous pouvons noter l'augmentation notable des fréquences repérant le maximum d'énergie : 5 Hz en amont et 50-200 Hz en aval. L'injection d'énergie s'effectue à des fréquences plus élevées (en aval) et donc à des nombres d'ondes plus faibles.

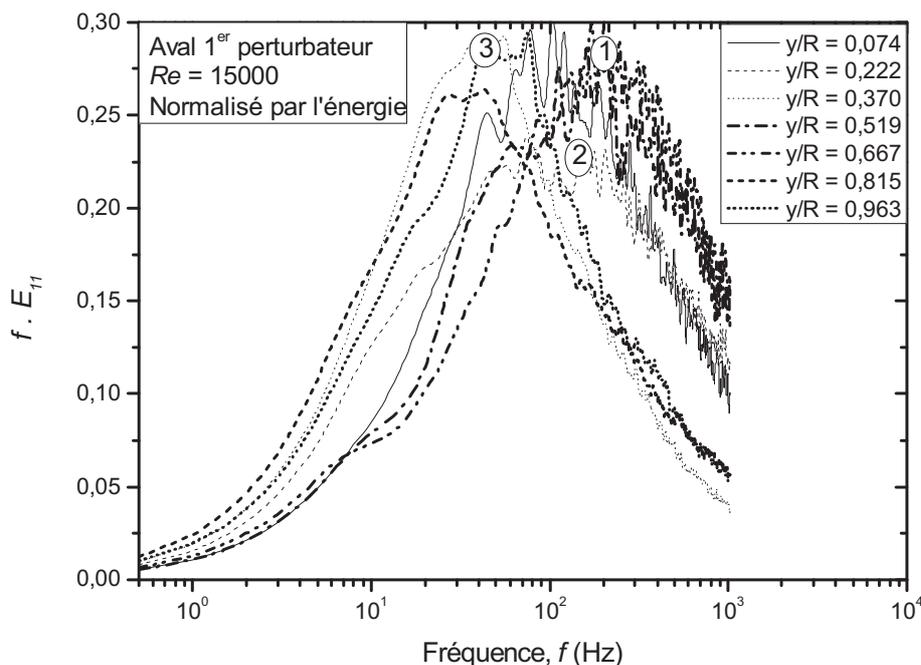


Figure IV.15 : Spectres prémultipliés normalisés en aval du 1<sup>er</sup> perturbateur.

Sur la figure IV.16 sont représentées les densités spectrales de puissance en aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur. Nous retrouvons le classement précédent qui plaçait les spectres issus des mesures dans la couche de cisaillement au-dessus des autres. Cette observation est plus facile à effectuer sur la figure IV.17 représentant les spectres prémultipliés en aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur.

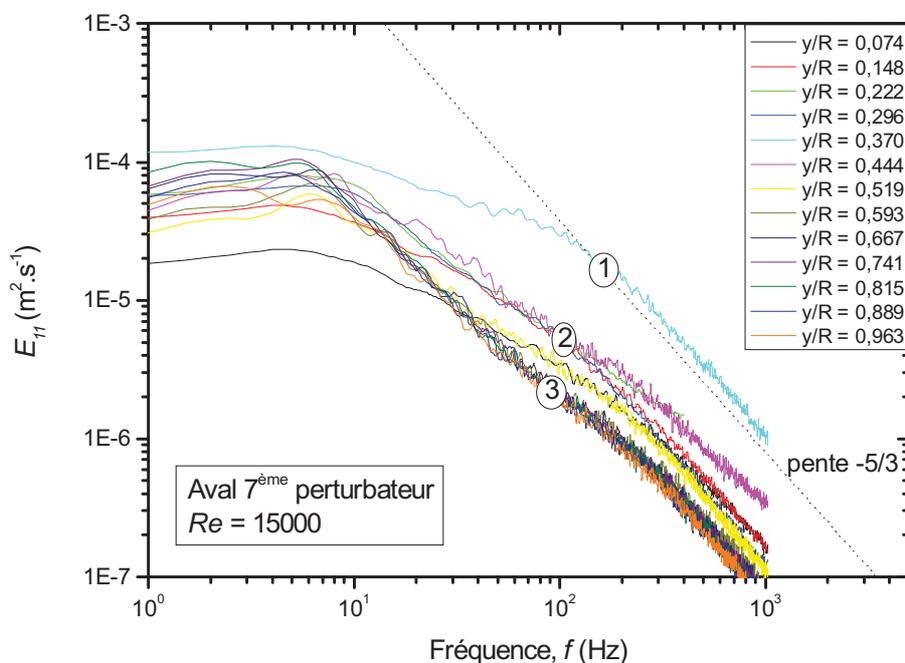


Figure IV.16 : Spectres en aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur.

Sur la figure IV.17, nous retrouvons les trois groupes d'énergie précédents remarqués pour les mesures en aval du 1<sup>er</sup> perturbateur. L'énergie des spectres issus de points de mesures dans la couche de cisaillement est très supérieure aux autres, celle issue de points compris dans

la zone périphérique est plus faible et celle issue de points situés au centre de la conduite plus faible encore.

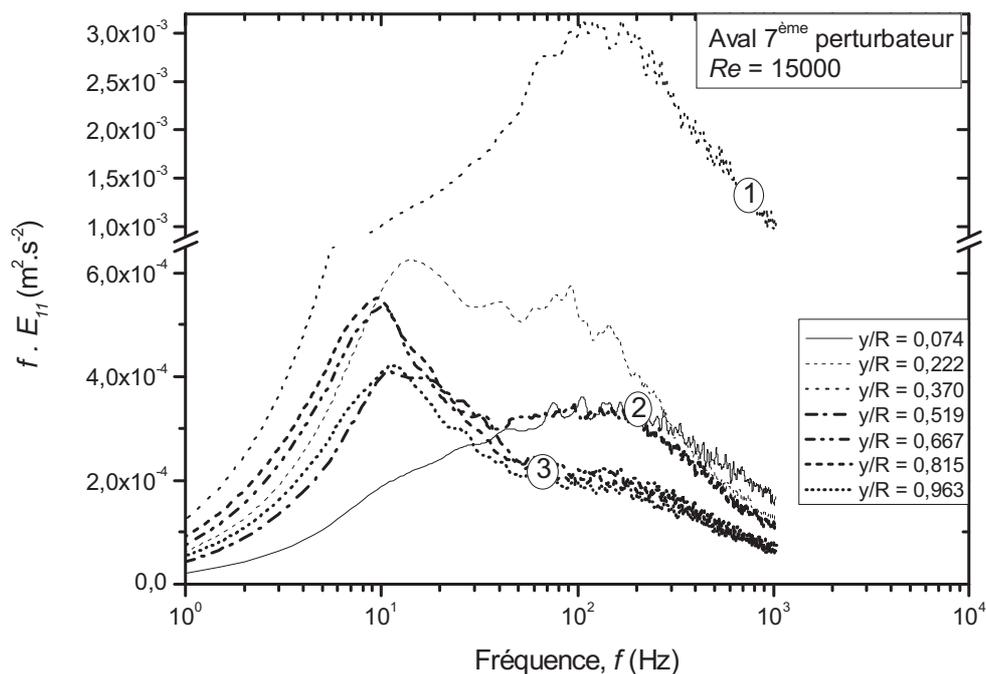


Figure IV.17 : Spectres prémultipliés en aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur.

La figure IV.18 représente les spectres prémultipliés ci-dessus normalisés par leur surface. Ils présentent une allure typique (déjà présente pour les mesures en aval du 1<sup>er</sup> perturbateur sur la figure IV.15 mais d'une manière plus marquée dans le cas présent) qui consiste en un pic prononcé suivi d'un palier quasiment constant puis d'une décroissance en puissance  $-2/3$ , excepté le spectre correspondant à la couche de cisaillement et repéré (1) qui présente un pic très étalé.

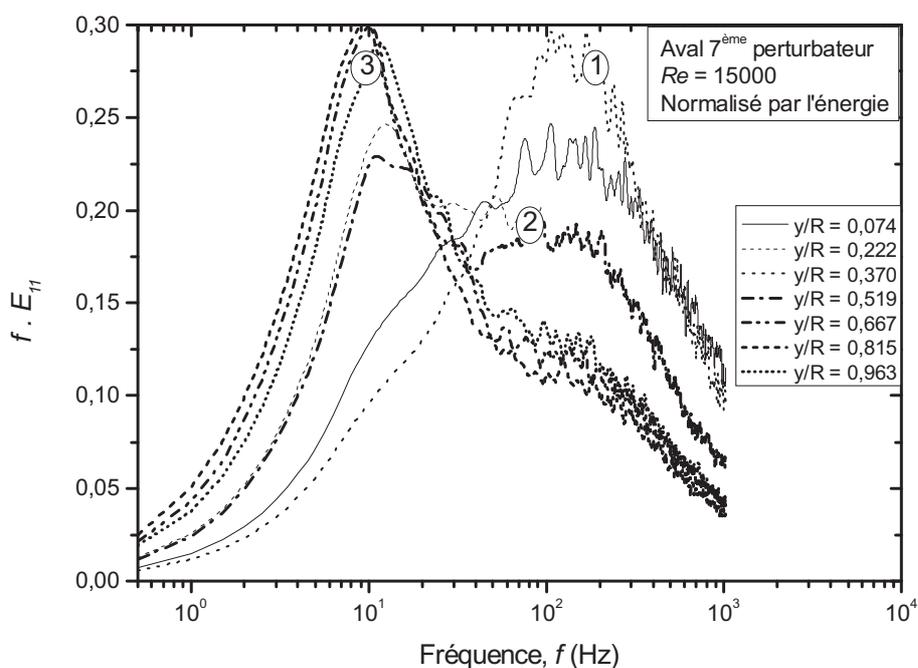


Figure IV.18 : Spectres prémultipliés normalisés en aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur.

Le maximum des densités spectrales est découplé en deux zones : les mesures situées en zone périphérique et dans la couche de cisaillement présentent un pic autour de 100-200 Hz (identique aux mesures en aval du 1<sup>er</sup> perturbateur), et les mesures au centre du mélangeur présentent un maximum autour de 10 Hz. Nous retrouvons ainsi des nombres d'onde faibles en zone périphérique et des nombres d'onde plus élevés en zone centrale (et qui se rapprochent de ceux observé en amont).

**RECAPITULATIF :**

Les densités spectrales de puissance ont été illustrées dans leur représentation traditionnelle en log-log pour montrer l'existence connue d'une loi en puissance  $-5/3$  dans la zone inertielle. Une représentation plus originale (appelée spectre prémultiplié) a été préférée. Elle permet de mettre en évidence directement la véritable contribution des différentes échelles aux composantes du tenseur de Reynolds et de les associer aux structures cohérentes.

Il apparaît que le 1<sup>er</sup> perturbateur déstructure complètement l'écoulement établi en amont du mélangeur. Ensuite celui-ci se réorganise en deux zones distinctes séparées par la couche de cisaillement présente à la hauteur des perturbateurs. Au centre du mélangeur, nous retrouvons un écoulement avec des caractéristiques proches de l'écoulement amont avec toutefois des nombres d'ondes plus élevés. En zone périphérique les signaux présentent des niveaux d'énergie très élevés et à des fréquences élevées.

## IV.3 ANALYSE SPATIALE

Nous présentons dans cette partie une analyse des échelles de longueurs présentes dans l'écoulement, obtenue à partir des signaux VLD ou PIV.

### IV.3.1 ECHELLES INTEGRALES

Pour étudier et caractériser le phénomène de cascade d'énergie en turbulence, le signal de mesure doit contenir les informations caractéristiques de toutes les échelles impliquées : de la grande échelle (ou échelle intégrale) jusqu'à l'échelle de dissipation visqueuse (ou échelle de Kolmogorov).

L'étude des corrélations en deux points est capable d'apporter des informations quantitatives sur l'organisation de la turbulence. Il s'agit notamment de déterminer les échelles intégrales représentatives des principales structures contenant l'énergie cinétique turbulente voire les micro-échelles de Taylor représentatives des principales structures responsables de la dissipation. Cependant l'utilisation du système de VLD utilisé ne nous permet pas d'effectuer de mesures en deux points, c'est pourquoi nous nous limiterons dans ce cas à l'étude des corrélations en un point et le calcul des échelles intégrales se fait alors *via* l'utilisation de l'hypothèse de Taylor.

#### IV.3.1.1 Autocorrélation temporelle

Un des outils les plus importants de l'analyse statistique des phénomènes aléatoires est l'opérateur de convolution (ou de corrélation). Il permet de déceler et de quantifier les relations invisibles existant entre les variables aléatoires, responsables de l'organisation spatiale et temporelle du domaine considéré.

Pour simplifier les écritures, nous nous limitons à la fluctuation monodimensionnelle du vecteur vitesse  $u(x,t)$ . On peut construire la fonction d'autocorrélation spatio-temporelle générale suivante :

$$R(x,dx;t,dt) = \frac{\overline{u'(x,t) \cdot u'(x+dx,t+dt)}}{\overline{u'(x,t) \cdot u'(x,t)}} \quad (\text{IV.25})$$

Comme le vecteur distance entre le point fixe et le point mobile est nul, seuls les coefficients de corrélation temporelle sont considérés dans cette section. Les coefficients de corrélation temporelle ne dépendent donc plus que de la position du point fixe dans l'espace et de l'intervalle de temps. Pour  $x = x_0$  ( $dx = 0$ ) cette expression redonne la fonction d'autocorrélation temporelle qui peut s'écrire pour des champs turbulents stationnaires d'ordre deux :

$$R(x_0,\tau) = \frac{\overline{u'(x_0,t) \cdot u'(x_0,t+\tau)}}{\overline{u'(x_0,t) \cdot u'(x_0,t)}} \quad (\text{IV.26})$$

La forme typique de cette fonction est illustrée sur la figure IV.19 pour des fluctuations de vitesse  $u$  colinéaires au déplacement  $r$ .

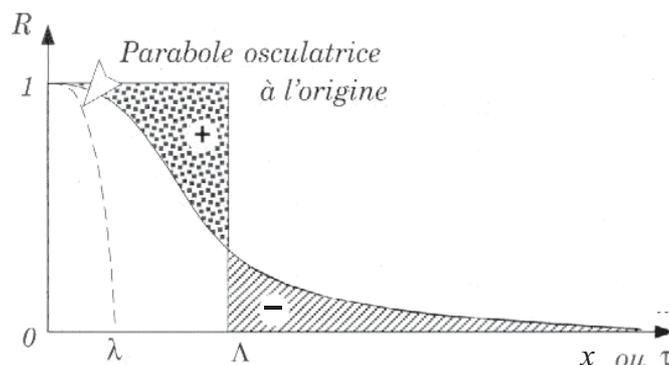


Figure IV.19 : Fonction d'autocorrélation et échelles de Taylor associées (Chassaing [2000]).

Le comportement à l'origine de cette même fonction d'autocorrélation permet de définir une micro-échelle temporelle au sens de Taylor :

$$\lambda(t) = \sqrt{\frac{-2}{\left(\frac{\partial^2 R(r,t)}{\partial r^2}\right)_{r=0}}} \quad (\text{IV.27})$$

de sorte que la courbe  $R$  est osculatrice à l'origine à une parabole d'équation générale  $1-x^2/\lambda^2$  (figure IV.19).

Les coefficients de corrélation sont déterminés en utilisant le théorème de Wiener-Khintchine, c'est-à-dire par la transformation de Fourier inverse des densités spectrales de puissance.

Les macro-échelles temporelles au sens de Taylor sont définies par :

$$T(t) = \int_0^{\infty} R(r,t) dr \quad (\text{IV.28})$$

où la convergence des intégrales est souvent admise en pratique.

Ces grandeurs intégrales fournissent une évaluation « grossière » de la durée en deçà de laquelle la vitesse fluctuante serait parfaitement corrélée avec elle-même et totalement décorrélée d'elle-même au-delà. De cette manière, ces échelles sont représentatives de la longueur caractéristique dans la direction  $r$  des plus grandes structures cohérentes englobant le point fixe et des liens qui unissent ces structures cohérentes.

### IV.3.1.2 Hypothèse de Taylor

L'hypothèse de Taylor permet le passage du domaine temporel au domaine spatial à condition que l'écoulement soit homogène (c'est-à-dire qu'il possède des propriétés invariantes par translation de coordonnées, ce qui implique une vitesse moyenne constante), axisymétrique et isotrope (invariance des propriétés de la turbulence par rotation de coordonnées). Pour l'appliquer, deux autres conditions sont nécessaires : la vitesse moyenne de l'écoulement doit être constante dans le temps en module et en direction, et l'intensité de turbulence doit être relativement faible (20 % est une valeur extrême).

Dans ces conditions, on peut écrire :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\ ) = -U_{conv} \frac{\partial}{\partial x}(\ ) \quad (\text{IV.29})$$

L'équation IV.29 permet ainsi de transposer l'évolution spatiale d'une grandeur physique quelconque en une évolution temporelle (et inversement).

### IV.3.1.3 Macro-échelle temporelle et spatiale

Les coefficients de corrélation en amont du mélangeur sont représentés sur la figure IV.20 pour toutes les positions radiales  $y/R$  mesurées. Nous observons pour les évolutions des coefficients de corrélation, une décroissance d'allure exponentielle. Les courbes sont relativement groupées avec toutefois une décroissance plus forte pour des positions radiales de plus en plus éloignées de la paroi ( $y/R$  croissant). Les macro échelles temporelles  $T$  obtenues par l'intégration des coefficients de corrélation apparaissent dans le tableau IV.1. Les valeurs de  $T$  sont comprises entre 20 et 45 ms.

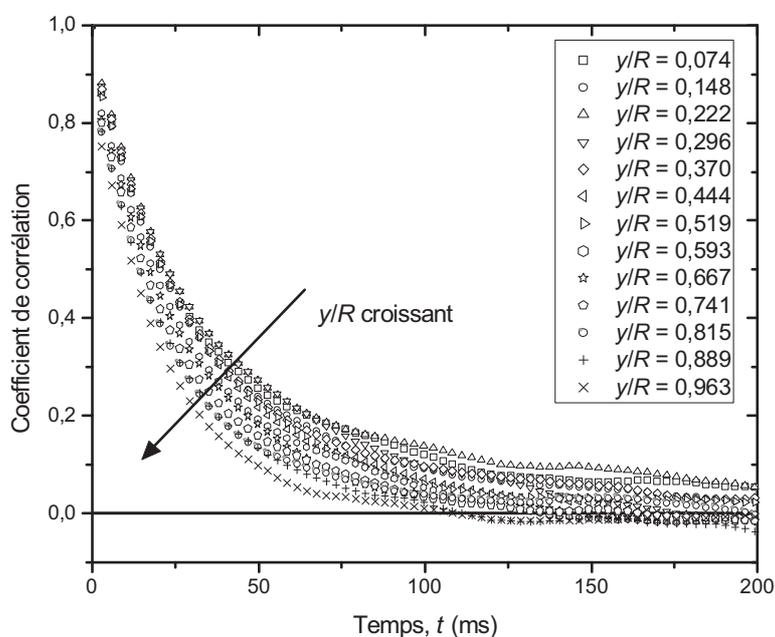


Figure IV.20 : Coefficients de corrélation en amont du mélangeur.

Les évolutions des coefficients de corrélation calculés en aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur sont regroupées sur la figure IV.21. Nous observons de même des allures exponentielles. Celles-ci sont cependant réparties différemment en fonction de la position radiale puisque nous observons une diminution de la décroissance avec des positions  $y/R$  croissantes, contrairement aux mesures effectuées en amont. De même, la décroissance des coefficients de corrélation est beaucoup plus forte en aval qu'en amont puisque les macro échelles temporelles  $T$  sont comprises entre 2 et 10 ms.

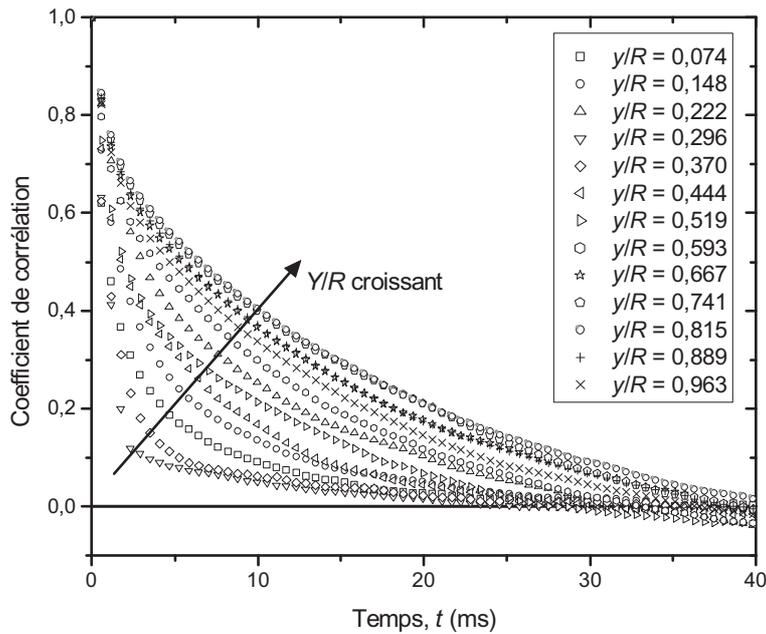


Figure IV.21 : Coefficients de corrélation en aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur.

Nous avons estimé la macro-échelle spatiale des fluctuations par une méthode indirecte qui consiste à déterminer l'échelle de vitesse convective  $U_{conv}$  ainsi que la macro-échelle temporelle des fluctuations  $T$ , caractéristiques en chaque point de l'écoulement. On peut en déduire la macro-échelle spatiale de longueur  $\Lambda$  par la relation suivante :

$$\Lambda = U_{conv} \cdot T \tag{IV.30}$$

$y/R$	Amont 1		Aval 1		Aval 7	
	$T$ (ms)	$\Lambda$ (mm)	$T$ (ms)	$\Lambda$ (mm)	$T$ (ms)	$\Lambda$ (mm)
0,074	43,73	11,06	2,31	0,28	3,15	0,37
0,148	37,95	10,13	4,29	0,75	4,38	0,68
0,222	45,46	12,68	3,46	0,71	6,77	1,12
0,296	38,11	10,98	4,29	0,69	1,98	0,33
0,370	39,31	11,63	4,70	1,32	2,51	0,81
0,444	33,01	10,07	2,10	0,82	4,76	1,74
0,519	34,93	10,86	2,28	0,87	5,47	1,95
0,593	29,14	9,18	2,79	1,05	7,59	2,64
0,667	27,22	8,74	2,67	1,00	9,59	3,39
0,741	25,83	8,37	4,05	1,51	10,34	3,79
0,815	25,39	8,33	6,07	2,27	10,73	4,11
0,889	22,61	7,46	6,44	2,41	9,63	3,78
0,963	19,38	6,39	5,08	1,91	8,61	3,41

Tableau IV.1 : Macro échelles temporelles  $T$  et macro échelles de longueur  $\Lambda$ .

Les valeurs des macro échelles temporelles  $T$  et des macro échelles de longueurs  $\Lambda$  sont répertoriées dans le tableau IV.1.

Sur la figure IV.22, nous représentons la macro-échelle temporelle  $T$  des fluctuations ainsi que la macro-échelle de longueur  $\Lambda$  pour les mesures effectuées en amont du mélangeur statique.

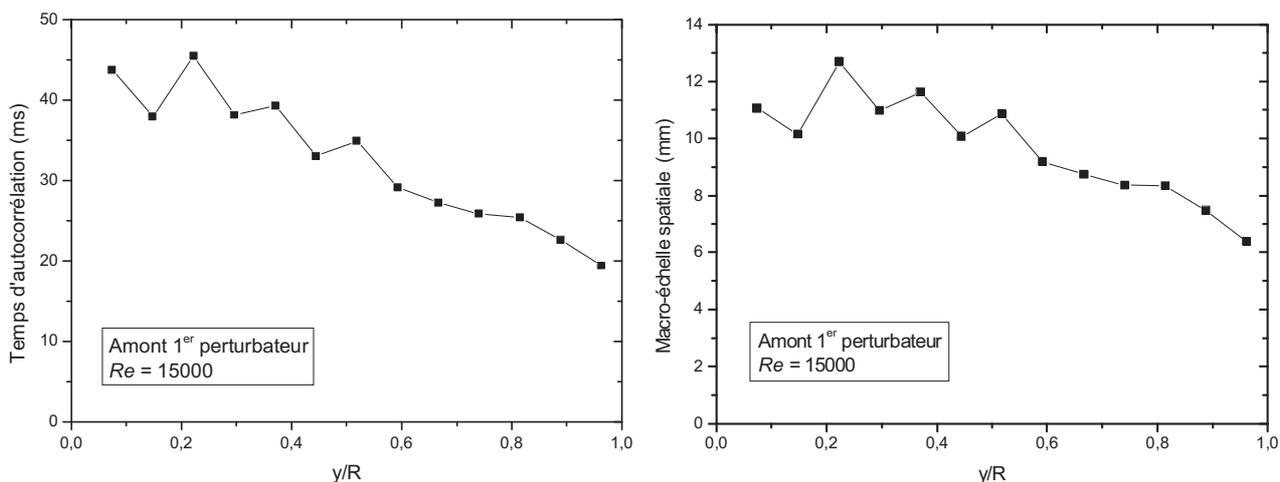


Figure IV.22 : Temps d'autocorrélation et macro-échelle spatiale en amont du mélangeur statique.

La macro échelle temporelle  $T$  présente une décroissance régulière entre la zone proche de la paroi où sa valeur oscille autour de 40 ms et la zone centrale où sa valeur décroît jusqu'à environ 20 ms. La macro-échelle de longueur  $\Lambda$  présente la même allure. Elle diminue entre une valeur maximale proche de la paroi d'environ 10-12 mm et une valeur minimale au centre d'environ 6-8 mm.

En appliquant la même méthode nous avons calculé la macro-échelle temporelle  $T$  ainsi que la macro-échelle de longueur  $\Lambda$  pour les mesures effectuées en aval du 1<sup>er</sup> et du 7<sup>ème</sup> perturbateur présentées respectivement sur les figures IV.23 et IV.24.

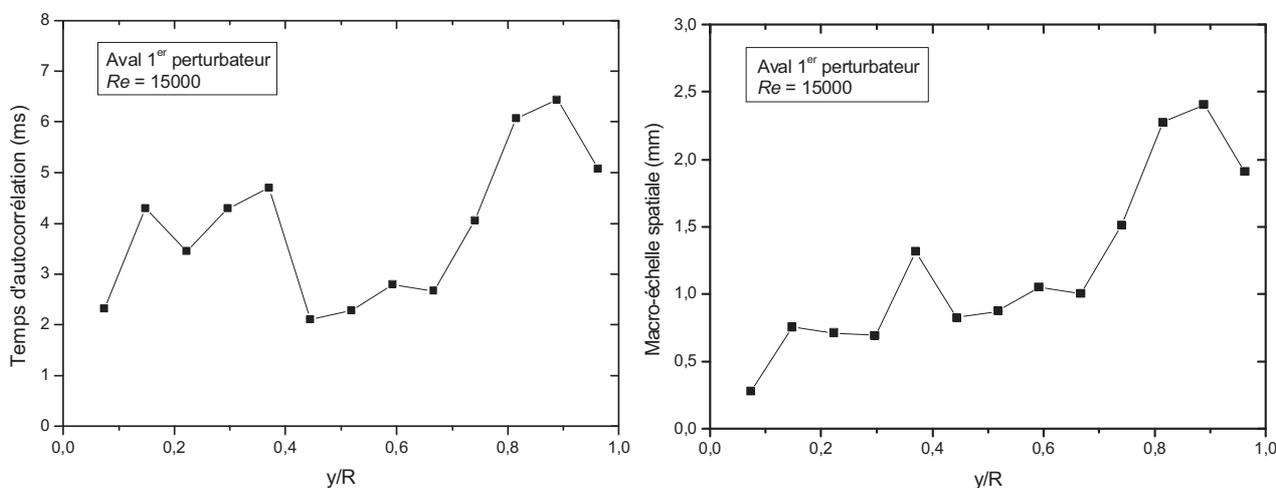


Figure IV.23 : Temps d'autocorrélation et macro-échelle spatiale en aval du 1<sup>er</sup> perturbateur.

Les mesures en aval des 1<sup>er</sup> et 7<sup>ème</sup> perturbateurs suivent une même évolution. Par contre celles-ci ne montrent pas la même variation qu'en amont du mélangeur et font apparaître un ordre de grandeur différent entre les mesures amont et aval. La macro-échelle temporelle  $T$  présente de fortes variations tout au long du profil. Elle prend des valeurs entre 2 et 10 ms dans la zone centrale et entre 2 et 6 ms dans la zone périphérique (figure IV.24). On note une forte diminution des valeurs de la macro-échelle temporelle  $T$  entre l'entrée et la sortie du mélangeur, surtout dans la zone périphérique (où la macro-échelle temporelle  $T$  passe effectivement d'une valeur de 45 ms à environ 4 ms).

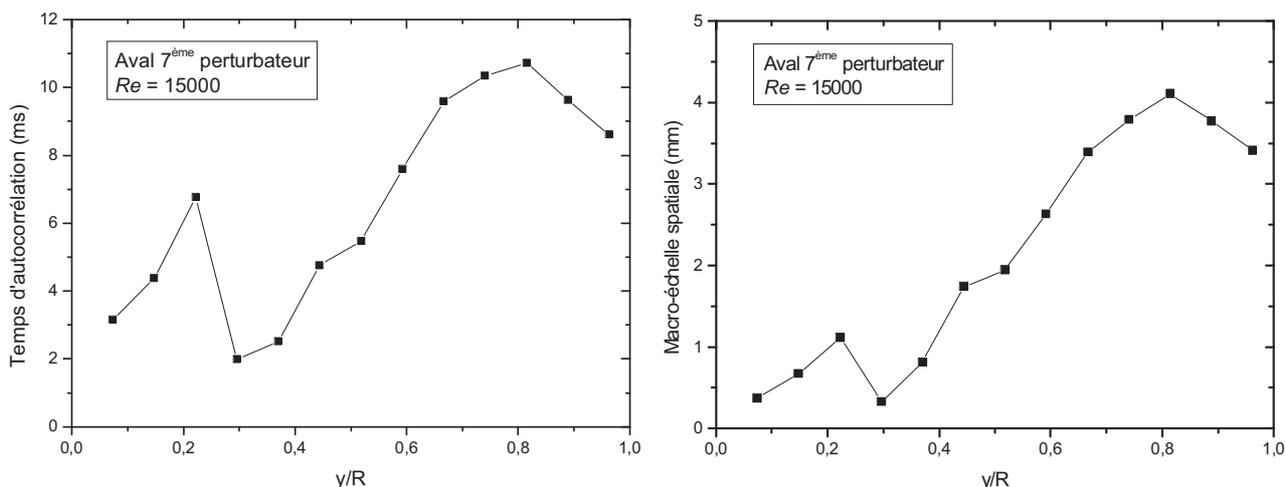


Figure IV.24 : Temps d'autocorrélation et macro-échelle spatiale en aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur.

De la même manière la macro-échelle de longueur  $\Lambda$  est fortement réduite après le passage dans le mélangeur statique et l'on retrouve deux zones (figure IV.24) : la zone centrale où la macro-échelle de longueur  $\Lambda$  prend des valeurs entre 2 et 4 mm et la zone périphérique où elle prend des valeurs inférieures à 1 mm. La diminution de la macro-échelle de longueur  $\Lambda$  s'explique par la présence des perturbateurs qui servent de promoteurs de turbulence et qui permettent ainsi de casser les structures existantes.

Les macro-échelles obtenues sont-elles des mesures précises ? En amont du mélangeur, nous avons une bonne confiance dans les mesures car autant le profil radial de la vitesse que l'allure des coefficients de corrélation correspondent à des résultats classiques. Cependant les mesures en aval des perturbateurs sont fortement perturbées par ceux-ci et nous avons besoin de faire appel au calcul d'une vitesse convective pour obtenir les macro-échelles spatiales. C'est pourquoi dans la section suivante, nous corroborerons (ou pas ?) les résultats précédents avec des mesures d'échelles intégrales par une autre méthode.

#### IV.3.1.4 Echelle intégrale

A partir des densités spectrales présentées dans la section IV.2.3, nous avons extrait deux échelles caractéristiques dénommées  $\Lambda_A$  et  $\Lambda_C$  (dénommées de la sorte pour respecter la notation de Kim et Adrian [1999]). Ces deux échelles sont calculées directement :

- à partir d'une lecture de la fréquence  $f$  qui correspond au premier pic de densité spectrale de puissance en ce qui concerne  $\Lambda_A$ ,
- à partir de la fréquence  $f$  qui correspond au rattachement de la courbe du spectre prémultiplié avec la courbe en puissance  $-2/3$  en ce qui concerne  $\Lambda_C$ .

Un graphe explicitant les notations « A » et « C » est représenté sur la figure IV.25.

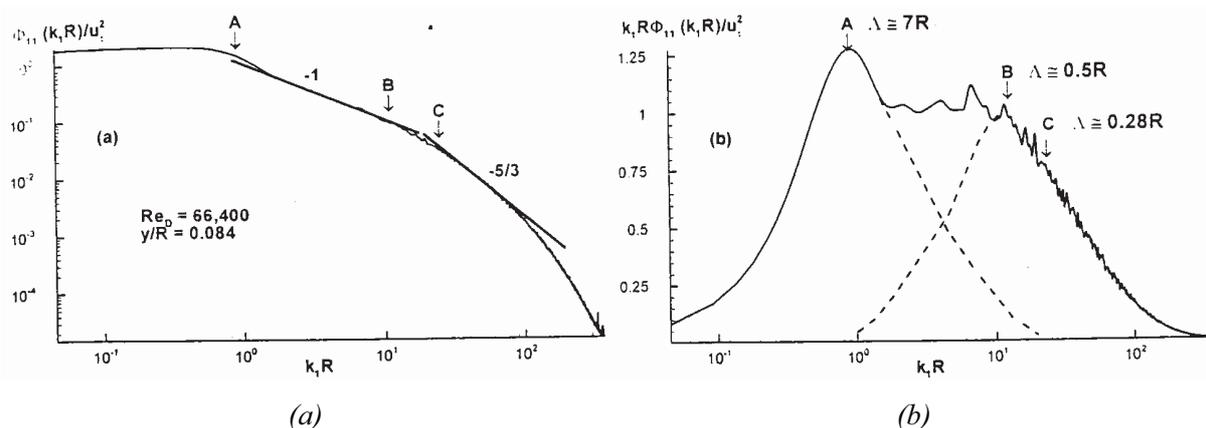


Figure IV.25 : (a) Spectre typique de la vitesse longitudinale représenté en coordonnées log-log ("C" marque le début de la zone inertielle). (b) Spectre prémultiplié utilisant les mêmes données que (a) (Kim et Adrian [1999]).

Nous avons ensuite calculé les échelles  $\Lambda_A$  et  $\Lambda_C$  à partir de :

$$k = \frac{2\pi f}{U} = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (\text{IV.31})$$

Nous pouvons observer l'évolution de ces deux échelles sur la figure IV.26 en amont du mélangeur. Celles-ci présentent des évolutions relativement constantes.

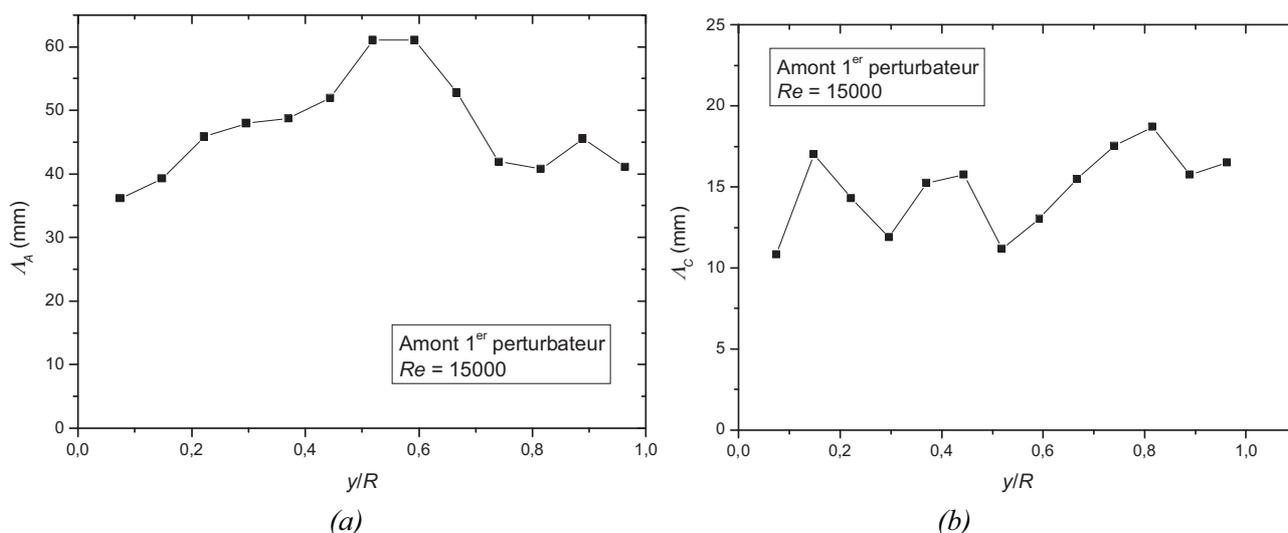


Figure IV.26 : Echelles caractéristiques  $\Lambda_A$  et  $\Lambda_C$  en amont du mélangeur statique.

Ces échelles caractéristiques ont ensuite été comparées avec la macro-échelle spatiale issue des précédents calculs utilisant l'autocorrélation temporelle. Il en ressort que l'échelle  $\Lambda_C$  se rapproche beaucoup de la macro-échelle spatiale. Ces deux échelles sont représentées sur la figure IV.27. Ceci s'interprète par le fait que la macro-échelle spatiale marque la frontière entre la zone inertielle et la zone de création d'énergie (qui est par définition l'échelle  $\Lambda_C$  : elle marque la plus grande échelle présente dans la zone inertielle). Il faut cependant noter que même si les deux échelles sont très proches pour des points de mesures situés proche de la paroi, l'échelle  $\Lambda_C$  est supérieure à la macro-échelle spatiale pour des points situés au centre de la conduite (jusqu'à obtenir un facteur deux).

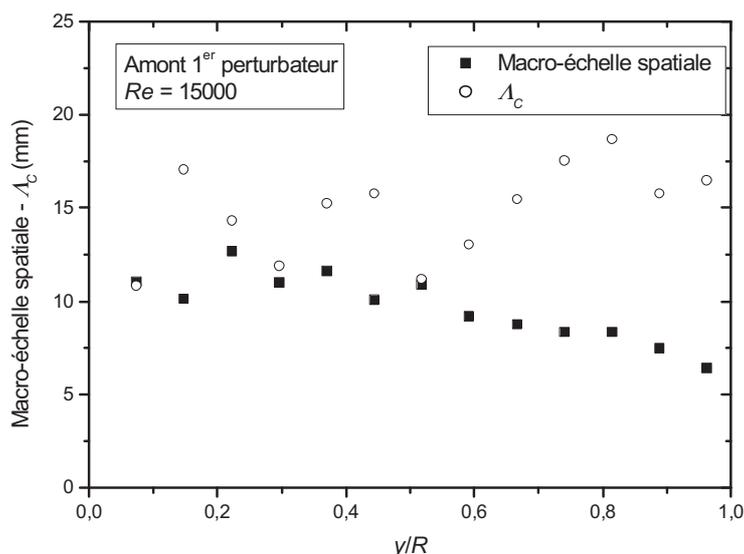


Figure IV.27 : Comparaison entre la macro-échelle spatiale et  $\Lambda_C$  en amont du mélangeur statique.

Les figures IV.28 (a) et (b) représentent les deux échelles caractéristiques  $\Lambda_A$  et  $\Lambda_C$  en aval du 1<sup>er</sup> perturbateur. L'évolution relativement constante de ces deux échelles en amont du mélangeur ne se retrouve pas en aval du perturbateur et celles-ci présentent de fortes variations.

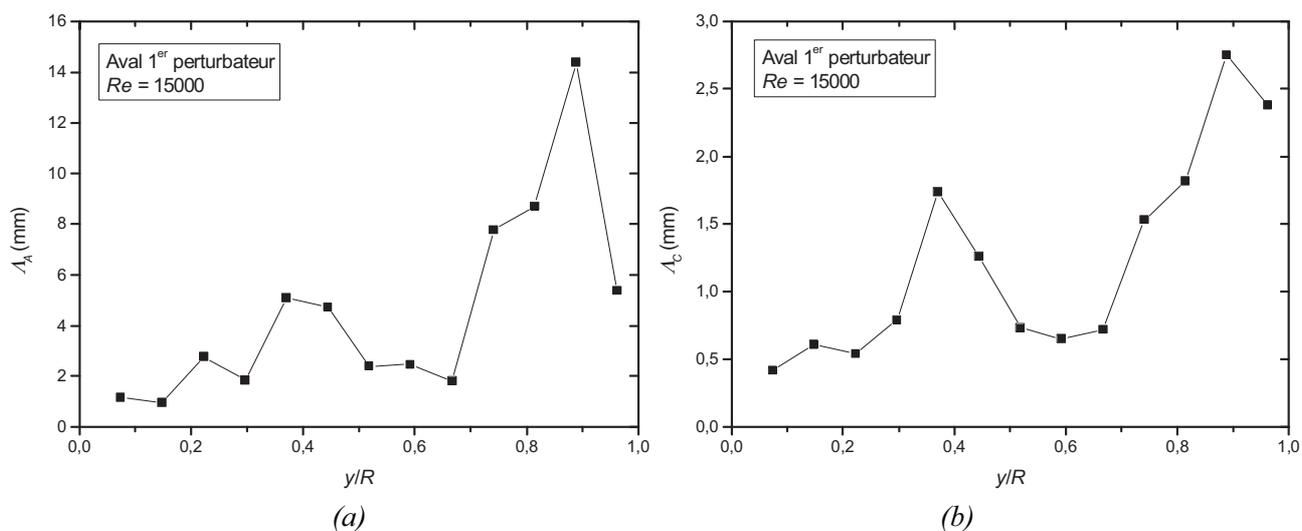


Figure IV.28 : Echelles caractéristiques  $\Lambda_A$  et  $\Lambda_C$  en aval du 1<sup>er</sup> perturbateur.

La deuxième remarque concerne la remarquable diminution de ces deux échelles entre l'amont et l'aval du perturbateur puisque le maximum de  $\Lambda_A$  a été divisé par quatre et celui de  $\Lambda_C$  a été divisé par six. La présence du perturbateur a réduit drastiquement la taille des échelles intégrales, ce qui était prévisible par l'observation des spectres prémultipliés : en amont du perturbateur, sur la figure IV.12, nous relevons que le maximum des spectres se situe pour des fréquences de 5-6 Hz, alors qu'en aval du perturbateur, sur la figure IV.15, le maximum des spectres se situe à des fréquences comprises entre 50 et 200 Hz. C'est cette différence qui induit la réduction observée des échelles  $\Lambda_A$  et  $\Lambda_C$  via l'utilisation de l'équation IV.31.

La comparaison entre la macro-échelle spatiale et l'échelle  $\Lambda_C$  pour les mesures effectuées en aval du 1<sup>er</sup> perturbateur est représentée sur la figure IV.29. Nous pouvons remarquer que

l'évolution de ces deux échelles est très proche et meilleure que pour les mesures en amont du perturbateur.

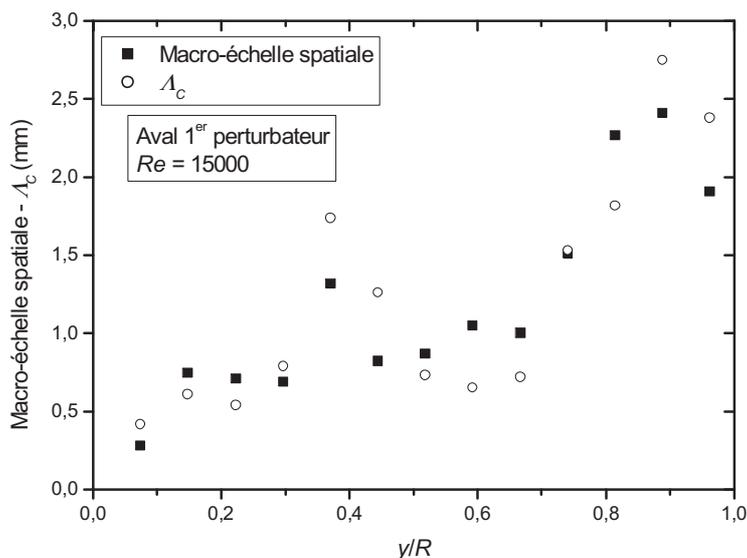


Figure IV.29 : Comparaison entre la macro-échelle spatiale et  $\Lambda_c$  en aval du 1<sup>er</sup> perturbateur.

L'étude des fréquences particulières en aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur repérant le pic maximum et celle marquant le début de la zone en puissance  $-2/3$  nous conduit à l'obtention des deux échelles caractéristiques  $\Lambda_A$  et  $\Lambda_C$  représentées sur la figure IV.30. L'échelle  $\Lambda_A$  prend des valeurs inférieures à 2 mm pour des mesures situées dans la zone périphérique et des valeurs comprises entre 12 et 18 mm pour des mesures au centre du mélangeur. L'évolution de cette échelle n'est pas semblable à celle issue des mesures en aval du 1<sup>er</sup> perturbateur, par contre les ordres de grandeur sont les mêmes. L'évolution de l'échelle  $\Lambda_C$  en aval du 1<sup>er</sup> perturbateur est cependant quasiment identique à celle en aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur, de même que leurs valeurs.

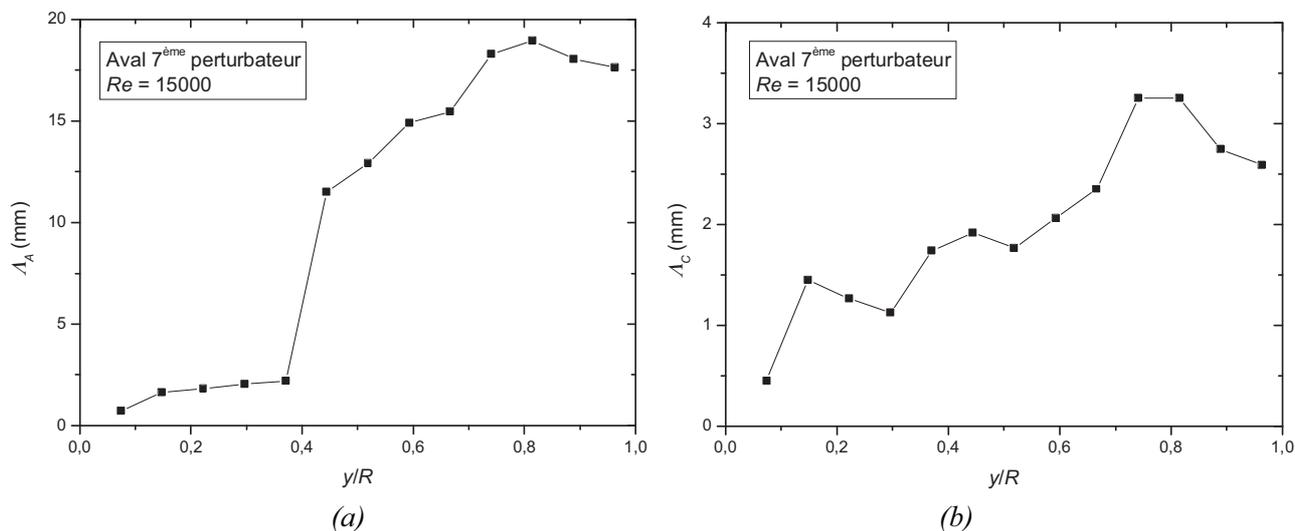


Figure IV.30 : Echelles caractéristiques  $\Lambda_A$  et  $\Lambda_C$  en aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur.

La comparaison de l'échelle caractéristique  $\Lambda_C$  et de la macro-échelle spatiale est représentée sur la figure IV.31. Comme pour les mesures en aval du 1<sup>er</sup> perturbateur, ces deux échelles caractéristiques suivent la même évolution avec des valeurs très proches. Cela indique que les plus gros tourbillons de la zone inertielle ont une taille de quelques mm (entre 2 et 4)

pour des points situés au centre du mélangeur (au-dessus du perturbateur) et de moins de 1 mm pour des points proches de la paroi (au-dessous du perturbateur).

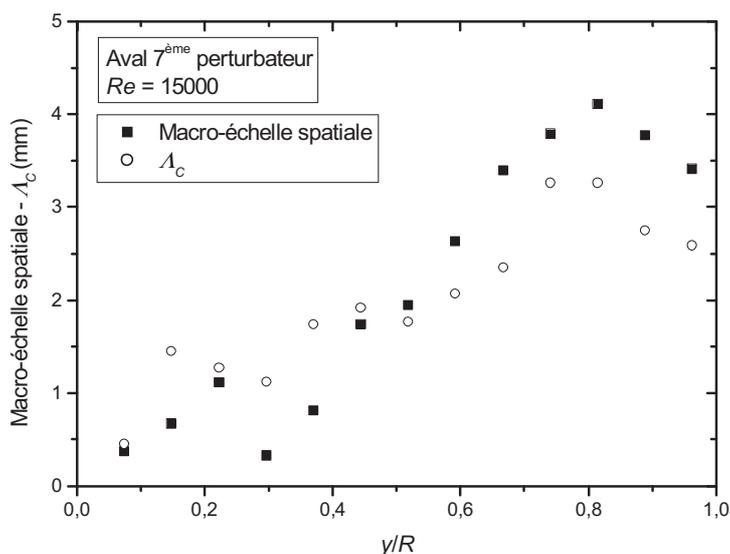


Figure IV.31 : Comparaison entre la macro-échelle spatiale et  $\Lambda_C$  en aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur.

### **RECAPITULATIF :**

Le calcul des macro-échelles spatiales nous donne un aperçu des échelles des tourbillons énergétiques présents dans l'écoulement. Nous observons une nette diminution de cette échelle entre l'amont et le coeur du mélangeur statique. Les perturbateurs servent à injecter de l'énergie turbulente, cassent les structures existantes et réduisent la taille des échelles des tourbillons observés. De plus la comparaison de la macro-échelle spatiale avec des échelles issues d'une lecture des graphes de densités spectrales nous informent sur le fait que l'échelle qui se rapproche le plus de la macro-échelle spatiale est l'échelle  $\Lambda_C$  (et non  $\Lambda_A$ ). C'est-à-dire que c'est l'échelle qui caractérise le début de la zone inertielle ( $\Lambda_C$ ) et non l'échelle qui caractérise la plus grande densité d'énergie turbulente ( $\Lambda_A$ ) qui représente au mieux la macro-échelle spatiale.

## **IV.3.2 CARACTERISATION DE LA ZONE DE SILLAGE**

Des mesures de vitesse par PIV ont été entreprises dans l'écoulement dans le mélangeur statique HEV afin d'étudier plus finement l'écoulement se produisant en aval des perturbateurs. Les mesures en amont et en aval du mélangeur ont été effectuées à un nombre de Reynolds de 15000.

Nous avons choisi d'étudier des zones restreintes de l'écoulement dans le mélangeur. Nous nous sommes intéressés aux zones amont et aval des 1<sup>ère</sup> et 7<sup>ème</sup> sections de perturbateurs. Nous avons adapté un objectif grand angle Nikon de focale 55 mm sur la caméra de manière à réduire la taille objet de l'image observée : toutes les images et les graphes présentés dans la suite porteront sur une même taille d'observation ( $10,4 \times 10,4 \text{ mm}^2$ ). Chaque zone d'interrogation porte sur  $32 \times 32$  pixels avec un taux de recouvrement de 25 % ce qui permet d'obtenir  $62 \times 62$  soit 3844 vecteurs. Le temps séparant les deux flashes laser était réglé à 100  $\mu\text{s}$ .

L'utilisateur de la PIV doit comparer les dimensions de la zone d'interrogation avec les échelles de la turbulence dans l'écoulement. Dans beaucoup d'applications, les vitesses mesurées avec la PIV sont des moyennes estimées sur de grandes zones d'interrogation car le but est souvent d'obtenir des informations sur les données turbulentes à grande échelle. Dans de tels cas, les structures turbulentes à petites échelles dans l'écoulement sont plus petites que la taille des zones d'interrogation. En conséquence, les statistiques calculées sont influencées par une sorte de filtre passe-bas. De la même manière, la zone d'observation de la caméra CCD peut être considérée comme une sorte de filtre passe-haut si les tailles caractéristiques de la turbulence sont plus grandes que la zone de l'écoulement observée par la caméra. Dans notre étude, chaque zone d'interrogation représente une zone physique dans l'écoulement de  $170\ \mu\text{m}$  de côté. Cela ne nous permet pas d'accéder aux tailles de structures turbulentes les plus fines (puisque l'échelle de Kolmogorov est de l'ordre de la dizaine de  $\mu\text{m}$ ) mais ce système reste tout de même un compromis intéressant qui nous permet d'accéder à des mesures fines.

### IV.3.2.1 Amont du mélangeur

La figure IV.32 représente les vecteurs vitesse instantanée en amont du mélangeur, c'est-à-dire dans un tube droit. L'abscisse de la figure IV.32 est la distance radiale à la paroi  $y/R$  de sorte que le bord droit correspond à la position de la paroi, et l'ordonnée correspond à la progression longitudinale : l'écoulement observé s'écoule du haut vers le bas. La présentation de tous les graphes PIV est identique. En amont du mélangeur, les vecteurs sont orientés suivant la même direction. Le module des vecteurs diminue au fur et à mesure que leur distance radiale diminue, à cause de la condition de non-glissement qui impose une vitesse nulle à la paroi.

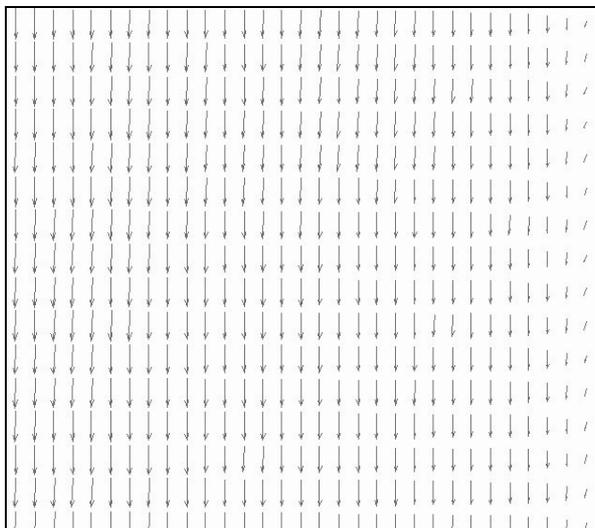


Figure IV.32 : Vitesses instantanées en amont du mélangeur.

Les lignes de courant dans cet écoulement sont représentées sur la figure IV.33. Ces courbes, tangentes en chaque point au vecteur vitesse, indique que l'écoulement est établi car les courbes sont parallèles les une avec les autres. L'écart entre chaque courbe augmente pour des distances radiales décroissantes : cela recoupe l'idée précédente d'une vitesse nulle à la paroi.

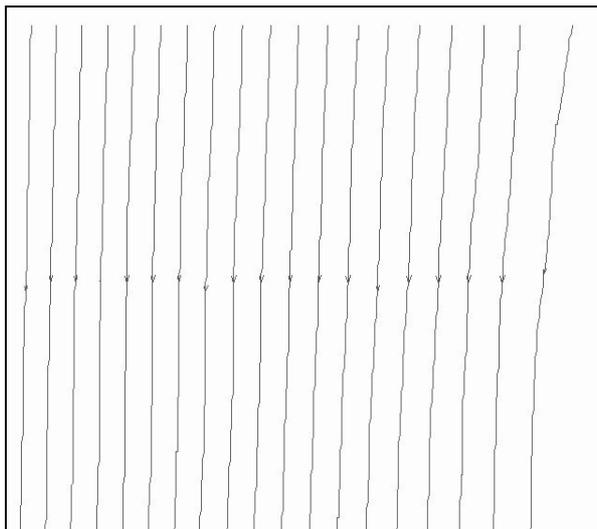


Figure IV.33 : Lignes de courant en amont du mélangeur.

#### IV.3.2.2 Aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur

Nous représentons sur la figure IV.34 les vitesses instantanées en aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur. Sur la figure IV.34-b nous adoptons la même prise de vue qu'en amont à savoir que le côté droit représente la paroi. Nous apercevons l'arrière du perturbateur. La prise de vue est décalée de 7 mm vers la gauche (vers le cœur de l'écoulement) pour former la figure IV.34-a. Le fluide est fortement accéléré lors du passage dans la section où sont situés les perturbateurs à cause de la restriction de la section de passage. Puis il est décéléré entre deux sections de perturbateurs. Dans le sillage du perturbateur le fluide est soumis à de faibles vitesses dont la direction principale est dirigée radialement. Cette remarque rejoint les visualisations par fluorescence induite par laser (section II.6) où l'on observe deux tourbillons contra-rotatifs longitudinaux : le fluide monte de la paroi et se sépare en deux tourbillons.

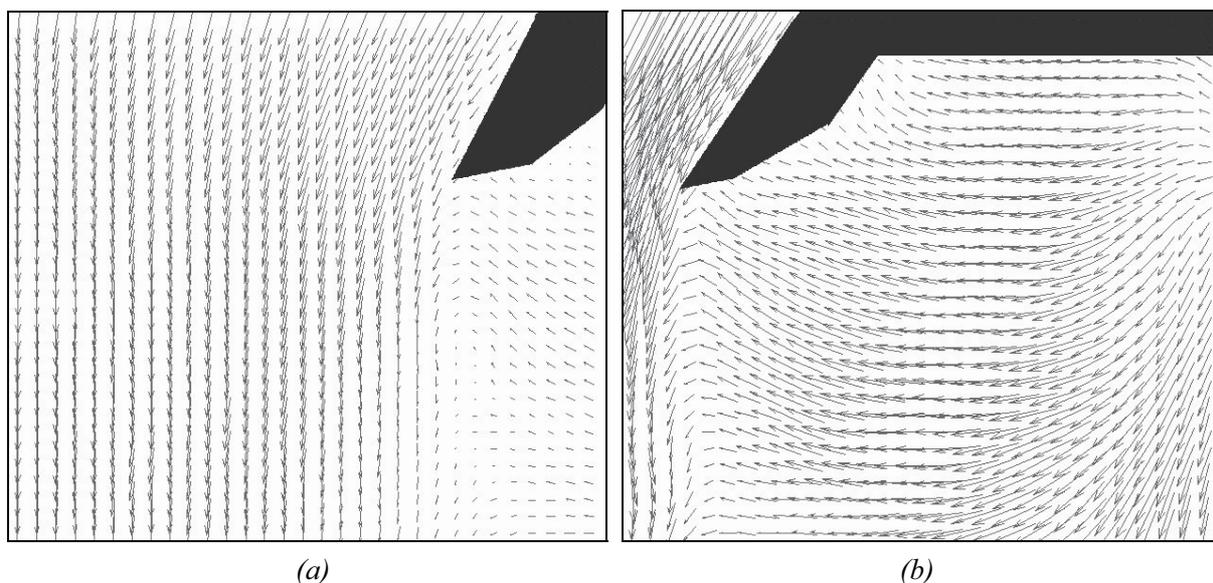


Figure IV.34 : Vitesses instantanées en aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur.

Ce mouvement radial du fluide à l'arrière du perturbateur est plus visible sur la figure IV.35 qui représente les lignes de courant à l'aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur. La différence de vitesse entre le sillage possédant de faibles vitesses et la couche de cisaillement où les vitesses sont les

plus élevées est symbolisée par le rapprochement des lignes de courant dans le cas des plus fortes vitesses.

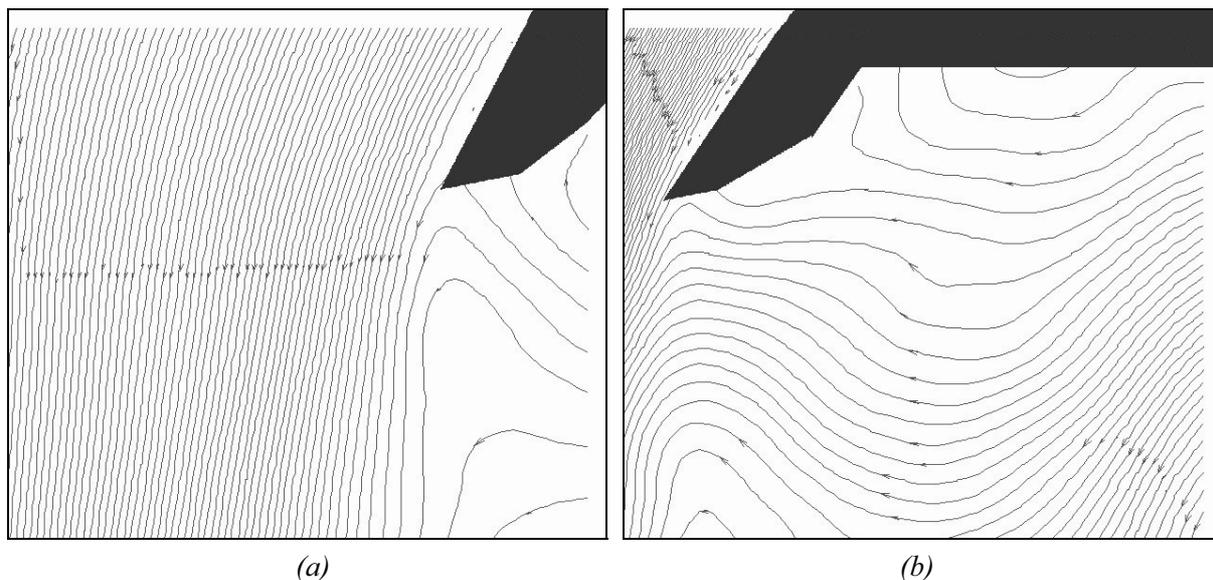


Figure IV.35 : Lignes de courant en aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur.

Nous observons ainsi visuellement la séparation physique qui existe entre le sillage et le cœur de l'écoulement.

### IV.3.2.3 Comparaison des mesures VLD et PIV

Les mesures de vitesse effectuées avec la PIV en amont et en aval du mélangeur ont été comparées aux mesures VLD précédemment décrites. La figure IV.36 est une comparaison des vitesses moyennes obtenues par VLD et PIV. La distance radiale adimensionnelle à la paroi  $y/R$  est limitée à 0,39 par la taille de l'image d'observation (qui est elle-même limitée à 10,4 mm).

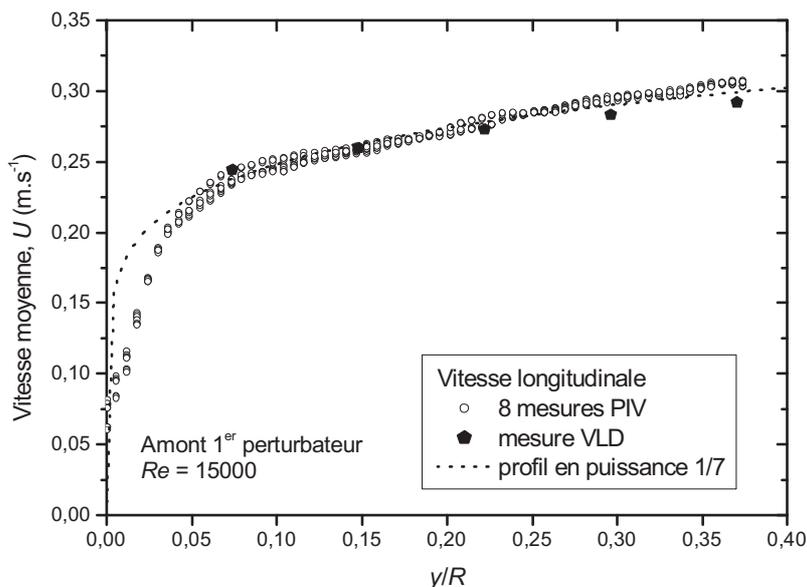


Figure IV.36 : Vitesses moyennes longitudinales obtenues par VLD et PIV en amont du mélangeur.

Nous avons représenté sur cette figure les mesures VLD espacées de 2 mm par des gros point, et 8 profils différents issus de mesures PIV réparties régulièrement sur toute l'image en

amont du mélangeur. Les mesures effectuées par les deux techniques se superposent quasiment et respectent un profil en puissance  $1/7$  sur l'étendue de la distance radiale excepté proche de la paroi. Les mesures pour  $y/R < 0,04$  sont à remettre en cause à cause de la déformation optique certainement présente à des distances si proches de la paroi. De même que le profil en puissance  $1/7$  ne correspond plus à une bonne répartition des vitesses.

La figure IV.37 représente les fluctuations de vitesse correspondant aux mesures de vitesse moyenne représentées sur la figure IV.37. Les mesures VLD comprises entre  $0,02$  et  $0,03 \text{ m.s}^{-1}$  s'insèrent dans le nuage formé par les mesures PIV. Celles-ci s'étalent environ sur un intervalle de  $0,01 \text{ m.s}^{-1}$ . Ce chiffre correspond environ à la précision des mesures PIV. Il est relativement élevé car la statistique de moyennage pour les mesures PIV repose sur 100 champs d'observation avec un taux d'échantillonnage de 15 Hz maximum. Ce sont des chiffres assez faibles alors que la statistique en VLD repose sur 100000 mesures de vitesse en chaque point avec un taux d'échantillonnage compris entre 1 et 3 kHz, ce qui garantit des mesures beaucoup plus fiables. Néanmoins l'ordre de grandeur donné par les mesures PIV correspond exactement aux mesures VLD en amont du mélangeur statique.

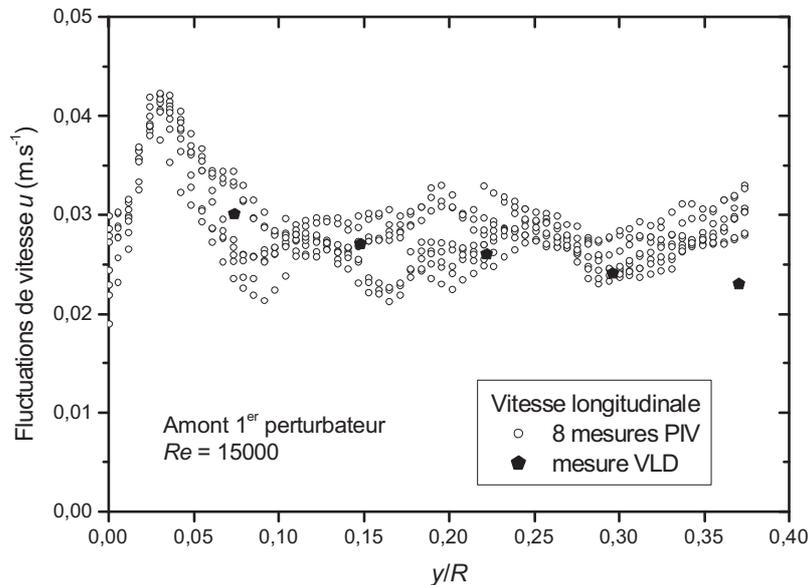


Figure IV.37 : Fluctuations de vitesse longitudinales obtenues par VLD et PIV en amont du mélangeur.

Nous avons reproduit le même type de mesure en aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur. Sur la figure IV.38, nous représentons la vitesse moyenne longitudinale VLD comparée à huit profils de mesure PIV. Ces profils ont été choisis parmi ceux les plus proches de la position du profil de mesure VLD (c'est-à-dire ceux qui sont situés à 3 mm et plus de l'arrière du perturbateur). Les mesures PIV reproduisent assez fidèlement le profil de mesure VLD excepté proche de la paroi. Cependant il faut noter que les vitesses moyennes sont comprises entre  $-0,04$  et  $0,06 \text{ m.s}^{-1}$  (pour  $y/R$  compris entre 0 et 0,35) alors que les fluctuations de vitesses sont supérieures puisqu'elles sont comprises entre  $0,06$  et  $0,10 \text{ m.s}^{-1}$  (figure IV.39).

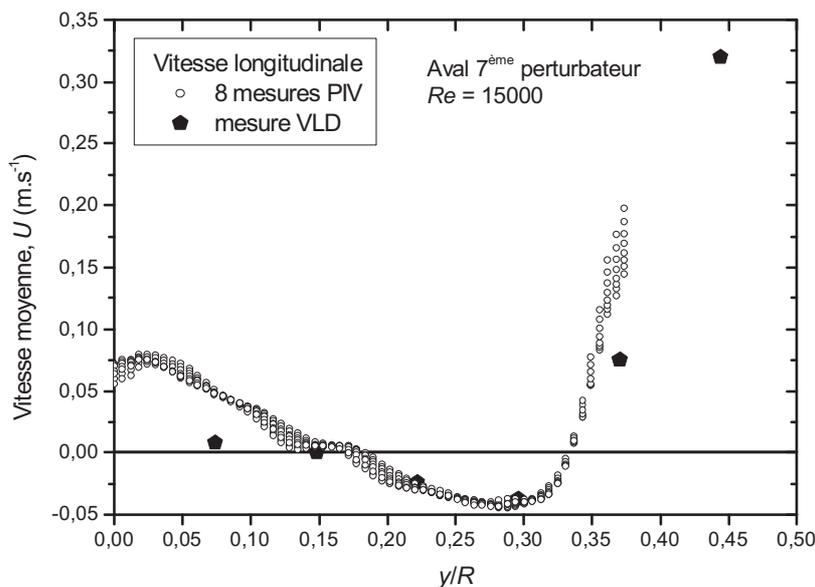


Figure IV.38 : Vitesses moyennes longitudinales obtenues par VLD et PIV en aval du mélangeur.

De la même manière les mesures PIV valident les mesures VLD et vice versa en ce qui concerne les fluctuations de vitesse en aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur, représentées sur la figure IV.39. La remise en cause des mesures PIV pour  $y/R < 0,1$  est probable et se justifie de deux manières :

- La vitesse moyenne longitudinale des mesures VLD tend vers zéro à la paroi et les mesures PIV restent à des valeurs supérieures à  $0,05 m.s^{-1}$  alors que la condition de non glissement à la paroi impose une vitesse nulle,
- La statistique des mesures PIV repose sur seulement 100 champs d'observation alors que les mesures VLD reposent sur 100000 mesures.

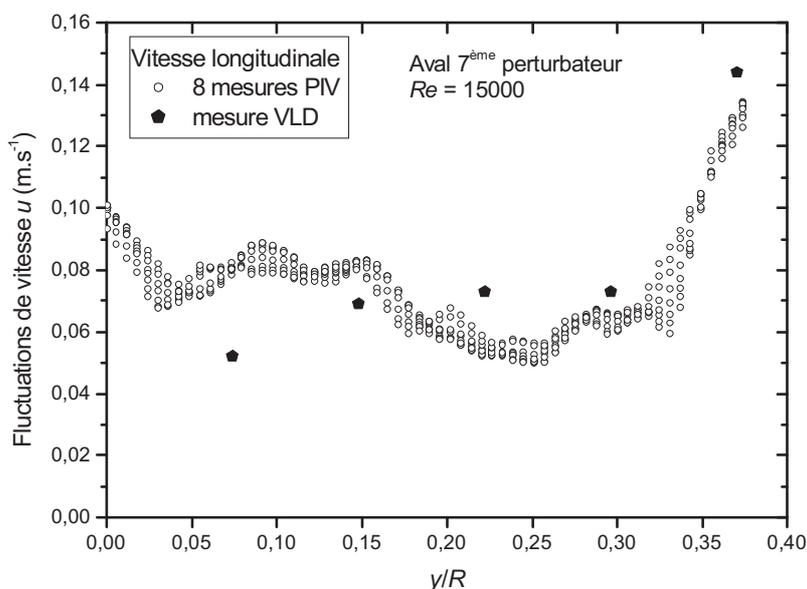


Figure IV.39 : Fluctuations de vitesse longitudinales obtenues par VLD et PIV en aval du mélangeur.

## IV.4 CONCLUSION

Nous montrons que l'écoulement à l'intérieur du mélangeur statique HEV se divise en deux écoulements distincts :

- un écoulement rapide et turbulent au centre de la conduite où s'opère le transport de matière,
- des zones mortes situées derrière chaque perturbateur, en périphérie du mélangeur statique HEV qui occupent un espace non négligeable et où se produit des pilonnements et des fluctuations intenses.

Ces deux régions sont séparées par une couche de cisaillement créée par la présence des perturbateurs.

La zone centrale se rapproche d'un écoulement turbulent homogène isotrope. Au centre du mélangeur, nous retrouvons ainsi une turbulence de même signature qu'en amont du mélangeur. En revanche la zone périphérique présente toujours des densités de probabilité éloignées de la loi normale qui traduisent un écoulement désordonné dans le sillage et dans la couche de cisaillement provoquée par les perturbateurs.

Les densités spectrales de puissance ont été illustrées par une représentation (appelée spectre prémultiplié) qui permet de mettre en évidence directement la véritable contribution des différentes échelles à l'énergie turbulente. Il apparaît que le 1<sup>er</sup> perturbateur déstructure complètement l'écoulement établi en amont du mélangeur. Ensuite celui-ci se réorganise en deux zones distinctes séparées par la couche de cisaillement présente à la hauteur des perturbateurs. Au centre du mélangeur, nous retrouvons un écoulement avec des caractéristiques proches de l'écoulement amont avec toutefois des nombres d'ondes plus élevés. En zone périphérique les signaux présentent des niveaux d'énergie très élevés et à des fréquences élevées.

Le calcul des macro-échelles spatiales nous donne un aperçu des échelles des tourbillons énergétiques présents dans l'écoulement. Nous observons une nette diminution de cette échelle entre l'amont et l'intérieur du mélangeur HEV. Les perturbateurs servent à injecter de l'énergie turbulente, cassent les structures existantes et réduisent la taille des échelles des tourbillons observés. De plus la comparaison de la macro-échelle spatiale avec des échelles issues d'une lecture des graphes de densités spectrales nous informent sur le fait que l'échelle qui se rapproche le plus de la macro-échelle spatiale est l'échelle  $\Lambda_C$  (l'échelle intégrale qui caractérise le début de la zone inertielle) et non  $\Lambda_A$  (l'échelle qui caractérise la plus grande densité d'énergie turbulente).



## **CHAPITRE V**

### ***DISCUSSION SUR LE FONCTIONNEMENT DU MELANGEUR STATIQUE***

*Dans les chapitres précédents, nous avons étudié séparément d'une part les résultats granulométriques obtenus lors de l'émulsification de deux fluides non miscibles introduits simultanément dans le mélangeur statique et d'autre part, des mesures de vitesse dans un écoulement monophasique (par VLD et PIV) et la répartition de la turbulence à l'intérieur du mélangeur. Ce présent chapitre a pour objectif de mettre en relation ces deux points de vues et de fournir des explications quant à la consommation énergétique de ce mélangeur et le bon fractionnement observé en sortie du mélangeur statique.*

## V.1 COUT ENERGETIQUE

L'énergie consommée est fournie réellement par la pompe et les forces de la gravité (cf. section II.2 décrivant le système d'alimentation en fluide). Cette énergie est essentiellement dissipée par le frottement visqueux en paroi d'une part et par les fluctuations turbulentes d'autre part. La partie principale de cette énergie est convertie en chaleur. Une petite partie, appelée énergie spécifique, est consacrée à l'énergie potentielle de surface :

$$E_s = \frac{\sigma A}{\rho} \quad (\text{V.1})$$

nécessaire à la création d'une nouvelle zone interfaciale pendant l'émulsification. Cette énergie représente généralement une petite fraction de l'énergie impliquée globale. Une évaluation de l'augmentation interne d'énergie est représentée dans la figure V.1 avec la variable dimensionnelle ( $\text{J.kg}^{-1}$ ), et dans la figure V.2 en proportion de l'énergie disponible.

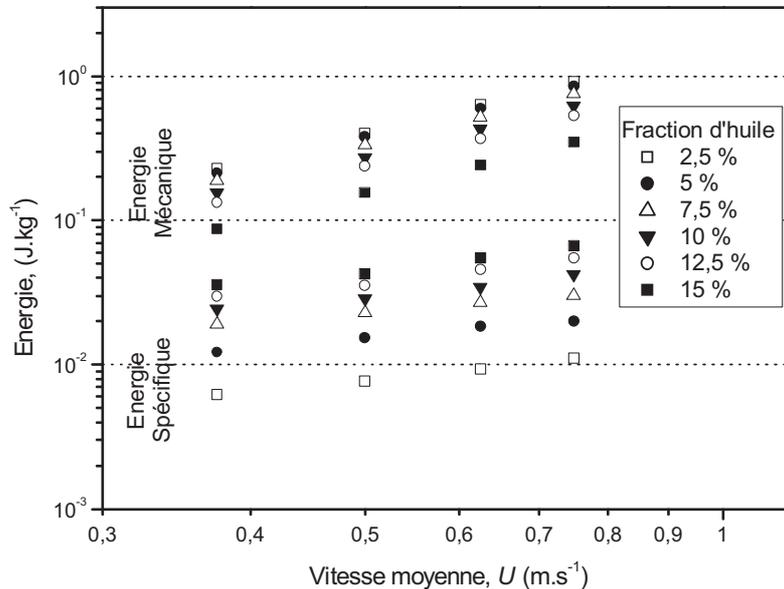


Figure V.1 : Bilan énergétique pour le mélangeur HEV dans le processus d'émulsification.

Le taux moyen de dissipation d'énergie est calculé avec la puissance totale d'énergie par unité de masse du fluide traité :

$$\bar{\varepsilon} = \frac{Q \cdot \Delta P}{\rho \cdot V} = \frac{U \cdot \Delta P}{\rho \cdot L} \quad (\text{W.kg}^{-1}) \quad (\text{V.2})$$

où  $\Delta P$  est la chute de pression dans le mélangeur statique et  $V$  le volume de fluide. Comme celui-ci est disposé horizontalement, ce terme représente les pertes de charge. Il a été mesuré avec un tube en U (contenant de l'eau) branché entre l'entrée et la sortie du mélangeur statique. L'erreur de mesure est estimée à 5 % maximum. L'énergie mécanique est obtenue par l'intégration de l'équation V.2 sur le temps de séjour  $L/U$  :

$$E = \frac{\Delta P}{\rho} \quad (\text{J.kg}^{-1}) \quad (\text{V.3})$$

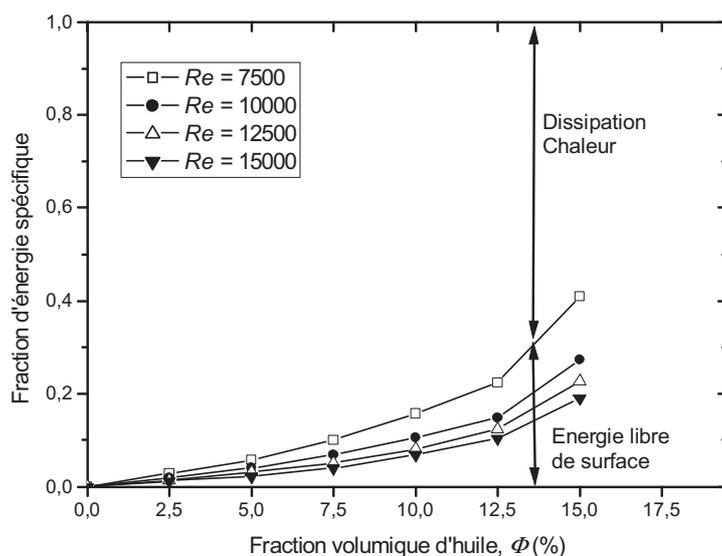


Figure V.2 : Fraction d'énergie dédiée à l'augmentation d'aire interfaciale.

Les valeurs de chute de pression sont présentées dans la figure V.3 en fonction du débit global : la forme parabolique des courbes pour une fraction donnée est en accord avec le comportement général dans des écoulements turbulents.

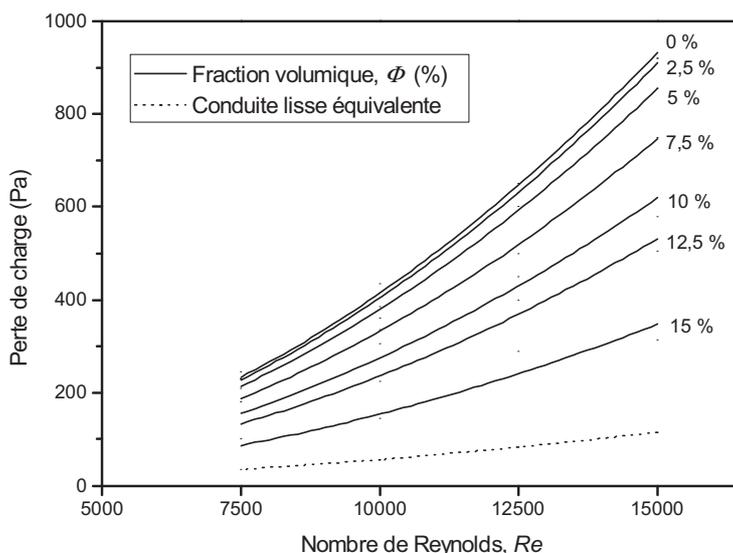


Figure V.3 : Perte de charge dimensionnelle du mélangeur HEV (la ligne discontinue concerne un tube lisse de même diamètre hydraulique).

Quoi qu'il en soit, toutes les courbes s'étendent en grande partie au-dessus de la courbe théorique tracée pour un tube lisse de même diamètre hydraulique. Le facteur  $z$  est défini comme le ratio entre la chute de pression dans le mélangeur HEV et celle intervenant dans le tube lisse :

$$z = \left( \frac{\Delta P_{HEV}}{\Delta P_{\text{Tube lisse}, \Phi=0}} \right)_{Q, \Phi} \quad (\text{V.4})$$

Le facteur  $z$  est tracé sur la figure V.4. La dissipation d'énergie créée par les perturbateurs à l'intérieur du mélangeur est jusqu'à 8 fois supérieure à celle d'un tube lisse et s'avère indépendante du débit.

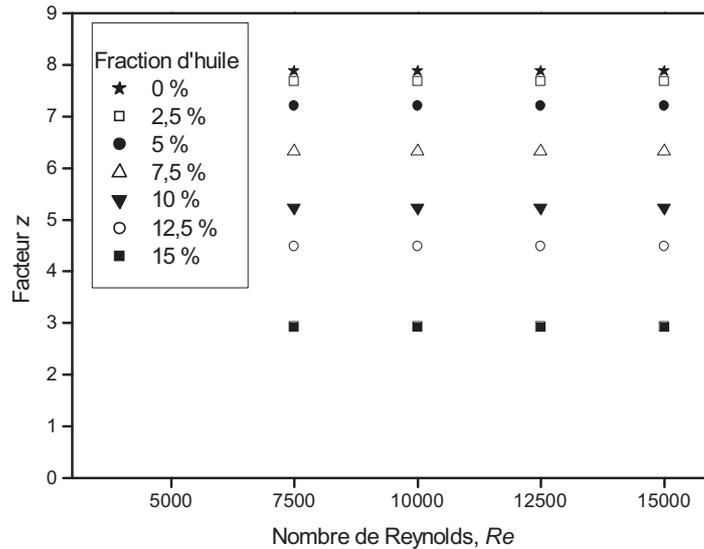


Figure V.4 : Facteur z du mélangeur HEV.

En revanche les pertes de charge présentent une diminution importante en fonction de l'augmentation de la fraction volumique d'huile  $\Phi$ . Ceci peut être expliqué par l'atténuation de la turbulence qui a lieu près de la surface de contact entre les deux phases, observée même à des concentrations de phase dispersée très basses. Ce facteur d'atténuation (figure V.5) est calculé comme le ratio entre les facteurs z pour une fraction volumique d'huile  $\Phi$  donnée et pour l'écoulement monophasique ( $\Phi=0$ ) dans le HEV.

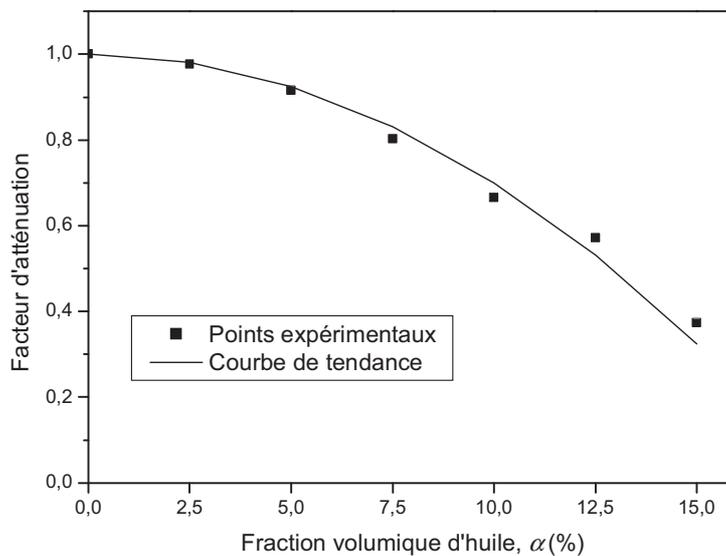


Figure V.5 : Facteur d'atténuation en fonction de la fraction d'huile.

L'atténuation des pertes de charges à l'intérieur du mélangeur peut atteindre 60 % pour les fractions volumiques d'huile les plus élevées. A partir de la figure V.5, une estimation du facteur z peut être présentée :

$$z = 7,9 \cdot \left[ 1 - \left( \frac{\Phi}{0,19} \right)^2 \right] \quad (\Phi < 0,15) \quad (V.5)$$

valable pour des fractions volumiques de phase dispersée  $\Phi$  inférieures à 15 %.

Nous avons calculé le taux de dissipation d'énergie moyen  $\bar{\varepsilon}$  à partir de l'équation V.2. Celui-ci est représenté sur la figure V.6.

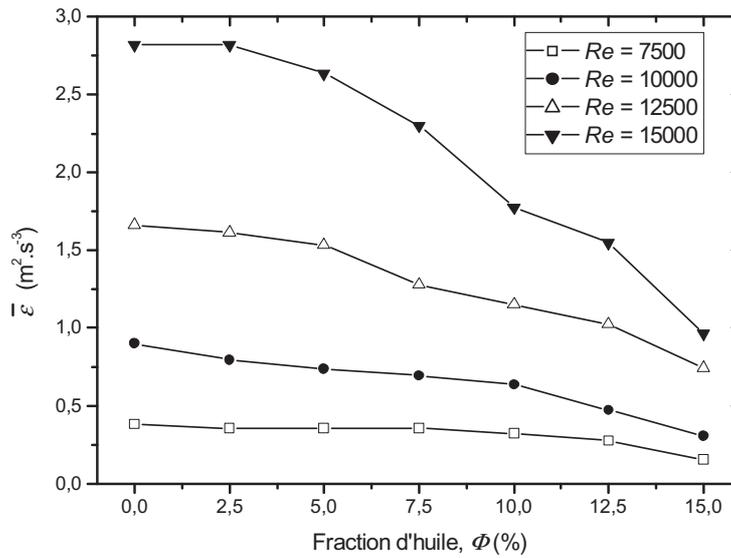


Figure V.6 :  $\bar{\varepsilon}$  en fonction de la concentration en phase dispersée  $\Phi$ .

Nous observons une diminution du taux de dissipation moyen  $\bar{\varepsilon}$  en fonction des fractions volumiques d'huile  $\Phi$ . La diminution de  $\bar{\varepsilon}$  est la plus importante pour les plus grands nombres de Reynolds et peut atteindre au maximum un rapport 3 entre  $\Phi=0$  et 15 %. Cette évolution peut être expliquée par divers phénomènes tels que l'amortissement des fluctuations turbulentes par les gouttelettes, la lubrification de la paroi par la phase dispersée, etc ... Cette observation n'a pas été étudiée plus en profondeur mais mériterait une analyse ultérieure plus pointue.

## V.2 EFFICACITE DANS LE FRACTIONNEMENT

Afin de comparer le coût énergétique du mélangeur HEV à d'autres dispositifs existants, les données expérimentales du HEV sont confrontées à celles de la littérature. Dans la figure V.7, l'énergie dépensée dans le processus de dispersion de phase est corrélée avec l'aire interfaciale pour chaque système (Lemenand *et al.* [2002]). L'aire de contact est calculée à partir de l'équation I.47.

La figure V.7 montre une comparaison de l'aire interfaciale mesurée en fonction de l'énergie totale consommée par le HEV et pour des systèmes disponibles dans le commerce (Al Taweel [1996]). Le domaine d'activité du mélangeur HEV est dans un petit intervalle d'énergie (entre 0,1 et 1 J.kg<sup>-1</sup>) pour une aire interfaciale typique de 300-3000 m<sup>2</sup>.m<sup>-3</sup>. Ceci montre une bonne efficacité pour la dispersion de liquides non miscibles. En effet, nous pouvons observer une diminution de la consommation d'énergie dans un rapport compris entre 10 et 1000 pour une aire interfaciale créée équivalente voire plus élevée.

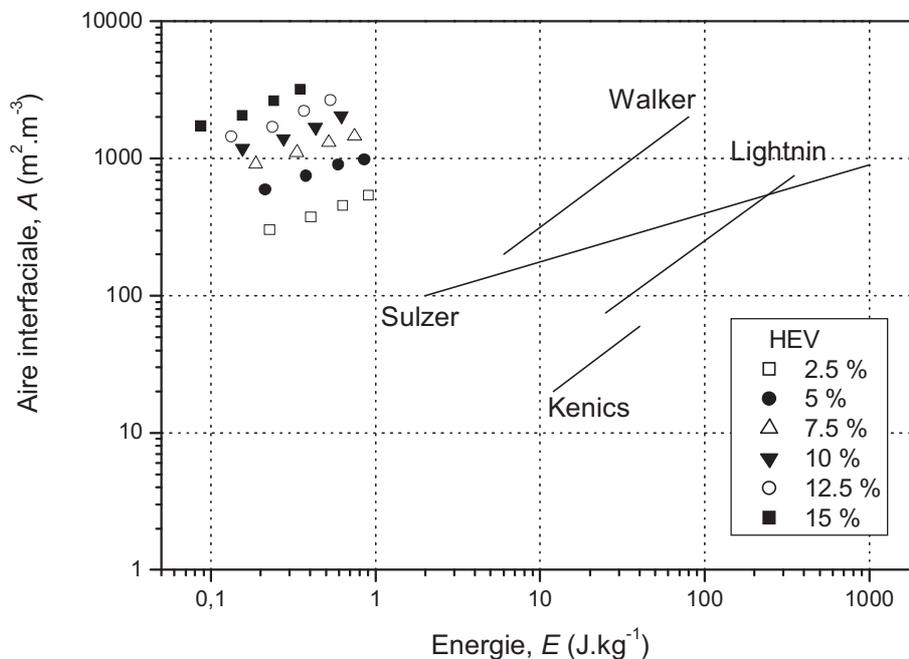


Figure V.7 : Comparaison de l'utilisation de l'énergie avec des mélangeurs statiques classiques (Al Taweel [1996]).

Le faible niveau d'énergie nécessaire, et l'aire de contact relativement élevée obtenus sans utilisation d'agent tensioactifs, montre un bon potentiel d'utilisation pour le mélangeur HEV dans des applications industrielles. Néanmoins, le coût énergétique est peut-être sous-estimé car la perte de charge est mesurée entre l'entrée et la sortie du mélangeur. Le niveau élevé de l'intensité turbulente est probablement transféré en dehors du mélangeur, et une certaine longueur est nécessaire pour récupérer l'équilibre dans le tuyau lisse. L'énergie absorbée dans cette région doit être intégrée au coût économique.

Néanmoins, nous pouvons noter que l'efficacité du système s'améliore avec des fractions volumiques de phase dispersée  $\Phi$  croissantes : l'augmentation de  $\Phi$  permet à la fois de diminuer l'énergie consommée dans le mélangeur et d'augmenter l'aire interfaciale créée. Dans cette étude, nous nous sommes limités à des fractions volumiques  $\Phi$  inférieures à 15 %. Il sera

intéressant de tester le mélangeur statique avec des fractions volumiques de phase dispersée plus importantes, et d'atteindre des valeurs d'au moins 30 %.

Une corrélation entre l'aire interfaciale,  $A$  et l'énergie consommée,  $E$  peut être trouvée à partir de l'équation I.47 dans laquelle on remplace le diamètre moyen de Sauter,  $d_{32}$  par l'équation III.6 et le nombre de Weber,  $We$ , par la même définition que dans l'équation I.21 ce qui donne :

$$A = \frac{6 \cdot \Phi}{C_{11} \cdot D} \left( \frac{\rho \cdot U^2 \cdot D}{\sigma} \right)^{0.6} \quad (\text{V.6})$$

l'expression de  $U^2$  peut être calculée par les équations V.2 et V.3 dans lesquelles on introduit l'équation V.4 ce qui donne :

$$U^2 = \frac{2 \cdot D \cdot E}{f \cdot L \cdot z(\Phi)} \quad (\text{V.7})$$

et finalement avec l'équation V.5, on obtient un modèle descriptif qui peut être utilisé en extrapolation sur le critère par exemple de l'aire interfaciale nécessaire :

$$A = \frac{6 \cdot \Phi}{C_{11}} \left[ \frac{2 \rho}{7,9 \left[ 1 - \left( \frac{\Phi}{0,19} \right)^2 \right] \cdot \sigma \cdot f \cdot L} \right]^{0.6} \cdot D^{0.2} \cdot E^{0.6} \quad (\text{V.8})$$

## V.3 TAILLE D'EQUILIBRE

### V.3.1 EFFET ELONGATIONNEL ET DU CISAILLEMENT

A partir des mesures PIV (en aval des perturbateurs principalement) nous avons calculé les effets élongationnels et du cisaillement opérant à l'intérieur du mélangeur statique de manière à mettre en avant leur participation (éventuelle ?) au fractionnement des deux phases non miscibles introduites dans le mélangeur. L'effet élongationnel provient du fait que l'aire de la section apparente de l'écoulement est plus faible au niveau de chaque rangée de perturbateurs qu'entre deux rangées successives. Par conséquent, la conservation du débit implique qu'il y a une accélération de la vitesse moyenne au niveau de chaque rangée de perturbateur suivie d'une décélération entre deux rangées de perturbateurs successives. En ce qui concerne l'effet de cisaillement, celui-ci provient essentiellement de la différence de vitesse observée au bout du perturbateur.

Pour obtenir l'effet élongationnel, nous avons calculé des gradients de vitesse longitudinaux et pour l'effet de cisaillement des gradients de vitesse radiaux. Nous avons trouvé que les gradients de vitesse maximum aussi bien longitudinaux que radiaux sont situés juste à l'arrière du perturbateur, dans la zone de sillage. Les résultats obtenus sont :  $\frac{dU}{dx} \max = 260 \text{ s}^{-1}$  pour l'élongationnel et  $\frac{dU}{dy} \max = 490 \text{ s}^{-1}$  pour le cisaillement.

Nous pouvons ainsi calculer un diamètre maximal théorique obtenu avec un effet élongationnel seul. A partir du rapport des viscosités,  $R=19$  nous en déduisons la valeur du nombre de Weber critique à prendre en compte dans un écoulement élongationnel  $We_{crit}=1$  (figure I.5). A partir de l'équation suivante :

$$We_{crit} = \frac{3 \mu_c \dot{\epsilon} d_{max}}{2 \sigma} \quad (V.9)$$

où  $\dot{\epsilon}$  est le gradient élongationnel, nous pouvons en déduire un diamètre maximal théorique obtenu avec une valeur de  $\dot{\epsilon}$  égale au gradient élongationnel maximum observé dans l'écoulement à l'intérieur du mélangeur. Nous trouvons finalement  $d_{max}=0,053 \text{ m}$  soit 53 mm. Cette valeur théorique est largement supérieure aux valeurs expérimentales mesurées (dans un rapport d'environ 180). D'où la conclusion que non seulement l'effet élongationnel ne suffit pas à expliquer le fractionnement des gouttelettes, mais que cet effet est négligeable dans le processus d'émulsification à l'intérieur du mélangeur statique.

Nous avons appliqué la même démarche en ce qui concerne l'effet de cisaillement. Cependant, avec un rapport de viscosité  $R=19$  nous nous apercevons que le nombre de Weber critique est largement supérieur à 10 ( $We_{crit} \gg 10$ , figure I.4). Cela implique une valeur du diamètre maximal théorique, obtenue avec un gradient de cisaillement égal au gradient de cisaillement maximum observé, supérieure à 0,5 m ( $d_{max} > 0,5 \text{ m}$ ). D'où la conclusion que l'effet de cisaillement est négligeable dans le processus de fractionnement à l'intérieur du mélangeur statique.

En conclusion, cette étude des effets élongationnels et de cisaillement nous confirme que ces effets sont négligeables dans l'obtention d'émulsions à la sortie du mélangeur statique. C'est la turbulence qui permet de fractionner les gouttelettes. Cela justifie *a posteriori* les mesures et l'étude de la turbulence effectuées dans la section IV.

### V.3.2 EFFET DE LA TURBULENCE

Nous avons précédemment détaillé les mesures de vitesse par vélocimétrie laser à effet Doppler. L'objectif de cette analyse était, entre autre, de décrire la distribution de la dissipation d'énergie turbulente dans le mélangeur HEV. L'équation utilisée pour l'évaluation de la dissipation d'énergie locale à une position  $\vec{r}$  est :

$$\varepsilon(\vec{r}) \approx C_{13} \cdot \frac{\left(\frac{3}{2} \cdot u'(\vec{r})^2\right)^{3/2}}{A(\vec{r})} \quad (\text{V.10})$$

où  $C_{13}$  est une constante,  $u'$  les fluctuations de la vitesse axiale et  $A$  la macro échelle des fluctuations turbulentes. La valeur de la constante empirique  $C_{13}$  a été le sujet de beaucoup d'études. Des analyses supplémentaires étaient nécessaires pour évaluer  $C_{13}$  pour les conditions spécifiques de l'écoulement produit dans le HEV. L'analyse effectuée par Mokrani [1997] et portant sur la même géométrie, a été basée sur une comparaison des mesures dans le tube droit précédant le mélangeur HEV avec des résultats expérimentaux de dissipation d'énergie obtenus par Lawn [1971] dans un tube circulaire droit. La valeur de la constante ainsi trouvée est  $C_{13} = 1,8$ . Cette valeur est en bon accord avec les valeurs issues de la littérature : 0,5 (pour des mesures effectuées dans un jet plan), 1,0 (dans une turbulence de grille) ou 2,4 (dans une cuve agitée). Nous avons adopté cette valeur de 1,8 pour effectuer les calculs du taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente suivant l'équation V.10.

La figure V.8 représente ainsi le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente locale  $\varepsilon_{locale}$  obtenu à partir de l'équation V.10 appliquée aux mesures de vitesse obtenues par VLD à  $Re=15000$ . En amont du mélangeur, les valeurs sont maximum pour des positions proches de la paroi ( $0,16 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$  pour  $y/R=0,074$ ) et minimum au centre de la conduite ( $0,03 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$  pour  $y/R=0,963$ ). Nous observons une décroissance régulière du taux de dissipation d'énergie turbulente entre la paroi où la production d'énergie cinétique turbulente est maximum et le centre du tube : il y a diffusion d'énergie turbulente entre la paroi et le centre de la conduite. Le niveau d'énergie en amont du mélangeur est quasiment invisible sur la figure V.8 car le taux de dissipation en aval des perturbateurs est largement supérieur. Nous observons un niveau atteint très important du taux de dissipation  $\varepsilon_{locale}$  à la hauteur des perturbateurs ( $y/R$  autour de 0,4). Ceci est directement lié au cisaillement que les perturbateurs imposent dans l'écoulement et au sillage qui se crée en aval de ceux-ci. Le taux de dissipation atteint des valeurs comprises entre 12 et  $14 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$  soit environ 80 fois supérieures au taux maximum obtenu à la paroi en amont du mélangeur statique.

Le niveau de dissipation d'énergie à la paroi en aval des perturbateurs est aussi beaucoup plus élevé qu'en amont du mélangeur puisque les valeurs atteintes sont autour de  $1,7 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$  soit environ 10 fois le niveau atteint en amont du mélangeur. Ceci est du au fait que, à la production d'énergie turbulente toujours présente à la paroi se superpose un niveau d'énergie turbulente du à la diffusion d'énergie turbulente du pic atteint en  $y/R=0,4$  vers la paroi. De la même manière, il y a diffusion d'énergie turbulente du pic vers le cœur de l'écoulement où l'on retrouve des valeurs de  $\varepsilon_{locale}$  autour de  $0,12 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$  soit environ 4 fois supérieures à celles obtenues en amont du mélangeur.

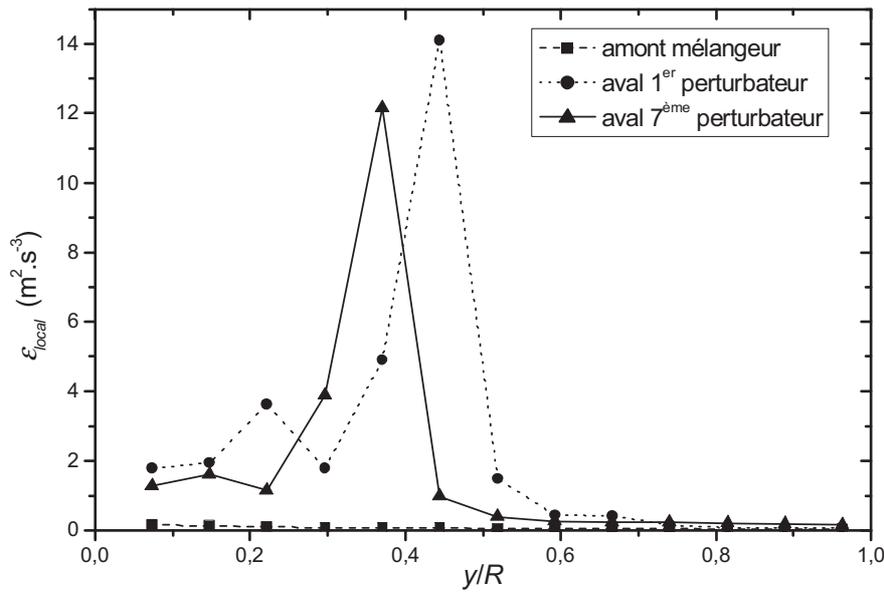


Figure V.8 :  $\epsilon_{local}$  en fonction de la position radiale à  $Re=15000$ .

Nous représentons sur la figure V.9 le taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente local maximum  $\epsilon_{local\ max}$  en fonction du taux de dissipation moyen  $\bar{\epsilon}$  en aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur. Le maximum local est entre 2 et 4 fois supérieur au taux de dissipation moyen. Dans la suite de ce travail, nous étudierons le diamètre maximum théorique obtenu avec ces deux variables.

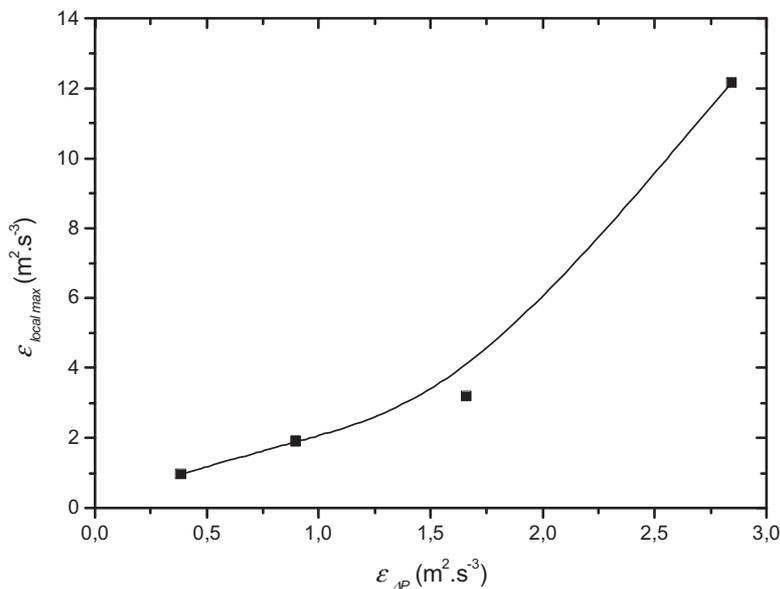


Figure V.9 :  $\epsilon_{local\ max}$  en fonction de  $\bar{\epsilon}$  en aval du 7<sup>ème</sup> perturbateur.

Dans un système donné où des fractionnements de gouttelettes se produisent, une taille d'équilibre est atteinte, associée à la taille maximum de gouttelette qui peut résister aux forces turbulentes. Il est compréhensible que les divisions successives qui mèneront à cette taille d'équilibre aient besoin d'un "certain" temps (d'un point de vue lagrangien). Si ce temps est plus long que le temps de séjour, les gouttelettes obtenues seront plus grosses que la taille prévue, et le système pourrait être optimisé en augmentant le temps de séjour, par exemple en ajoutant des éléments de mélangeurs à celui existant. Quelques auteurs (Davies [1985], Hesketh *et al.*

[1991]) ont proposé des évaluations d'échelles de temps : le temps de séjour minimal aurait lieu entre 1,5 et 10 secondes pour permettre la division optimale. Le temps caractéristique pour un fractionnement de gouttelette est estimé à environ  $1 \mu\text{s}$ , et un nombre suffisant de divisions doit avoir lieu.

Pour analyser ces chiffres dans notre système, nous comparons d'abord dans la figure V.10 la taille maximum expérimentale de gouttelette à celle prévue par la théorie de Hinze, en utilisant un nombre critique de Weber de l'ordre de l'unité :

$$d_{max} = \left( \frac{We_{crit}}{2} \right)^{0.6} \left( \frac{\sigma^{0.6}}{\rho_c^{0.4} \rho_d^{0.2}} \right) \varepsilon^{-0.4} \quad (\text{Hesketh } et \text{ al. [1991]}) \quad (\text{V.11})$$

Le taux de dissipation d'énergie (turbulente) donné par les mesures de pertes de charge globales inclut les taux de dissipation dus aux fluctuations turbulentes, ceux générés à la paroi et les pertes de charges singulières (perturbateurs). Si l'on considère une turbulence isotrope homogène,  $d_{max}$  est proportionnel à  $\varepsilon^{0.4}$ .

Sur la figure V.10, nous avons représenté les diamètres maximum de gouttelettes,  $d_{max}$  théoriques obtenus à partir de l'équation V.11 et en utilisant pour variable  $\varepsilon$  soit les valeurs du taux de dissipation moyen  $\bar{\varepsilon}$ , soit les valeurs du taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente local maximum  $\varepsilon_{local \ max}$ .

On s'aperçoit que les  $d_{max}$  expérimentaux sont toujours inférieurs aux  $d_{max}$  prédits par la théorie avec le taux de dissipation moyen  $\bar{\varepsilon}$ . Nous en concluons qu'une étude globale des pertes de charge ne suffit pas à prédire et à expliquer le diamètre maximal des gouttelettes. Par contre les  $d_{max}$  prédits par la théorie avec le taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente local maximum  $\varepsilon_{local \ max}$  sont très proches des diamètres maximum expérimentaux. Ceci nous conduit à penser que le fractionnement des gouttelettes dans le mélangeur statique HEV est piloté par le niveau maximum du taux de dissipation local.

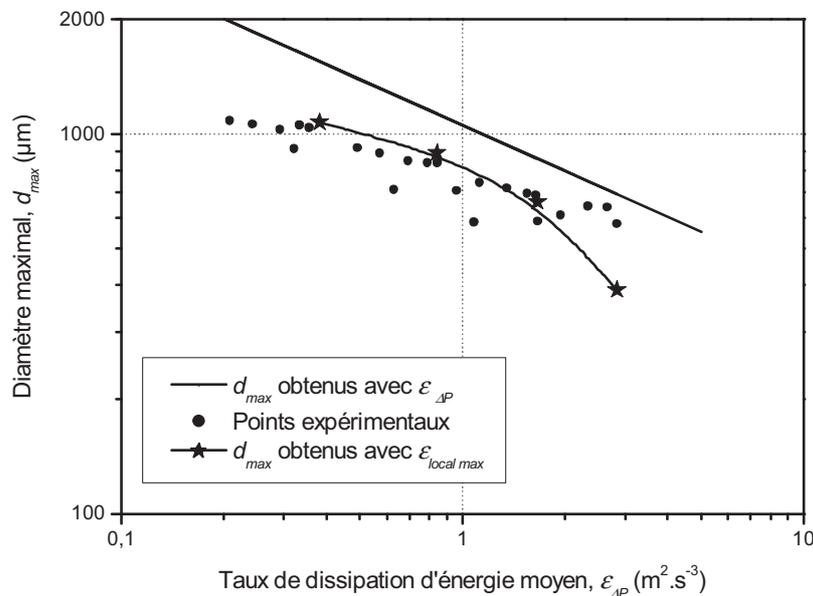


Figure V.10 : Diamètre d'équilibre maximal théorique (théorie de Hesketh).

## V.4 ECHELLE DE TEMPS

Suivant l'idée de Hesketh *et al.* [1991], l'échelle de temps de fractionnement est liée avec le mode normal d'oscillation du deuxième ordre de la sphère (fournissant la plus grande amplitude) :

$$f_2 = \left( \frac{2\sigma}{\pi^2 \rho_c d^3} \right)^{0.5} \left( \frac{24}{3 \frac{\rho_d}{\rho_c} + 2} \right)^{0.5} \quad (\text{V.12})$$

Ce temps de fractionnement (inverse de  $f_2$ ) est calculé pour chaque test et est tracé en fonction du temps de séjour moyen correspondant sur la figure V.11. La pente constante de la courbe de tendance indique que le nombre de divisions est indépendant des conditions de fonctionnement.

On s'aperçoit que le temps de séjour moyen est environ 100 fois plus important que le temps caractéristique de fractionnement des gouttelettes. Cela permet de conclure que les gouttelettes, qui sont soumises à de multiples fractionnements, peuvent être potentiellement fractionnées jusqu'à une centaine de fois pendant leur passage dans le mélangeur statique. Cela nous conforte dans l'idée que le diamètre d'équilibre est atteint à la sortie du mélangeur.

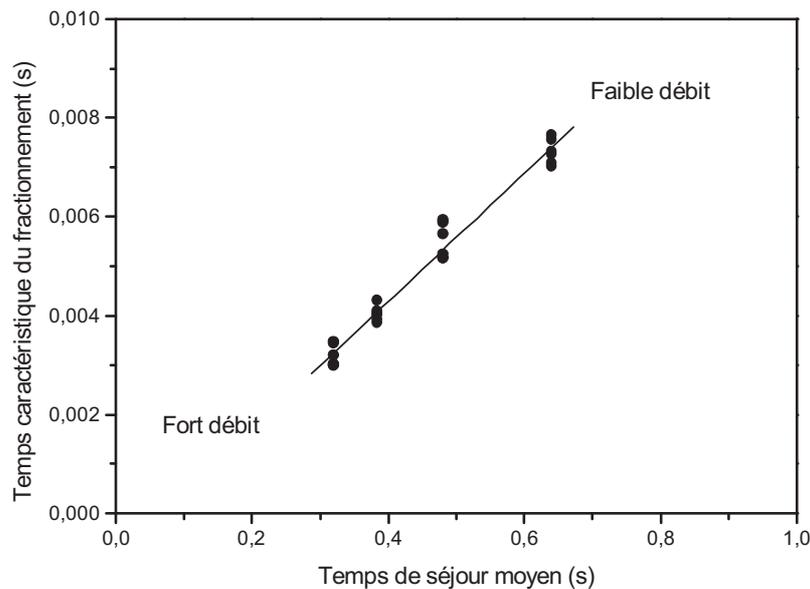


Figure V.11 : Estimation de l'échelle du temps de fractionnement dans le mélangeur HEV.

## V.5 CONCLUSION

Le coût énergétique global d'un mélangeur statique HEV est étudié dans ce chapitre. Les mesures expérimentales de pertes de charges ont montré que les générateurs de vortex augmentent jusqu'à 8 fois les pertes de pression au sein du mélangeur, et cette augmentation est indépendante du débit. La consommation d'énergie du mélangeur HEV a été comparée à celle d'autres mélangeurs statiques classiques. Pour un certain intervalle d'aire interfaciale ( $1000 \text{ m}^2 \cdot \text{m}^{-3}$ ) nous avons montré que le mélangeur HEV est entre 10 et 1000 fois plus efficace que certains autres mélangeurs.

Nous avons montré que les effets élongationnels et de cisaillement étaient négligeables dans le processus de fractionnement (on obtiendrait des diamètres de gouttelettes environ 200 fois plus importants avec ces seuls effets). Nous avons calculé les taux de dissipation d'énergie moyens (à partir de mesures de pertes de charges) et locaux (à partir de mesures locales de vitesses). Nous en avons déduit des diamètres maximaux théoriques de gouttelettes et les avons comparé avec les diamètres maximaux mesurés expérimentalement dans le mélangeur statique étudié. Nous en concluons que le niveau maximale du taux de dissipation d'énergie turbulente corrèle au mieux les résultats expérimentaux, et qu'une analyse globale ne suffit pas à expliquer le niveau de fractionnement à l'intérieur du mélangeur statique HEV.

Cette observation implique donc que c'est le taux de dissipation maximum d'énergie turbulente dans le mélangeur statique qui gouverne le fractionnement (et non un taux de dissipation moyen). Cela implique qu'une majorité de gouttelettes passe dans la couche de cisaillement (puisque c'est précisément dans cette zone que le maximum de dissipation a été observé). Une explication de la répartition de l'énergie turbulente au sein du mélangeur est donnée ci-après.

En amont du mélangeur, la production d'énergie cinétique turbulente  $k$  s'effectue au voisinage immédiat de la paroi (zone 1 sur la figure V.12) comme dans un écoulement turbulent à l'intérieur d'un tube droit. C'est une région où les vitesses moyennes sont faibles mais avec un fort gradient de vitesse radial, et des fluctuations de vitesse élevées, d'où un terme de production de  $k$  ( $-\overline{uv} \cdot \frac{\partial \overline{U}}{\partial y}$ , équation IV.9) élevé, mais aussi un terme de transport turbulent élevé de  $\overline{U}$ . Cela entraîne une production d'énergie cinétique turbulente élevée, dans une région où statistiquement il y a peu de passage de gouttelettes car la vitesse moyenne  $y$  est très faible. Finalement c'est une région qui participe très peu au fractionnement des gouttelettes mais qui coûte très cher énergétiquement. Une grande partie des pertes de charge y a lieu par transfert en paroi en pure perte, c'est-à-dire sans valorisation.

La présence des perturbateurs entraîne un déplacement spatial de la zone de production d'énergie cinétique turbulente  $k$ . En effet, bien que les fluctuations de vitesses atteignent un niveau très élevé, le gradient de vitesse à la paroi (zone 3) est très faible. La production d'énergie cinétique à la paroi diminue drastiquement, de même que la dissipation de  $\overline{U}$ . La zone de production maximale se déplace ainsi à l'arrière des perturbateurs, dans la couche de cisaillement (zone 2). C'est une zone où les fluctuations de vitesses atteignent un pic maximal et le gradient de vitesse moyenne est le plus élevé. La production d'énergie cinétique turbulente atteint ainsi son climax dans une zone où les gouttelettes transitent fréquemment.

La présence des perturbateurs dans l'écoulement revient ainsi à diminuer les pertes d'énergie non rentabilisées au voisinage de la paroi (zone 1) et à les transférer au cœur de

l'écoulement (zone 2), région où elles participent activement au fractionnement des gouttelettes.

Nous assistons aussi à un double avantage de cet écoulement de base :

- il permet de rentabiliser la dissipation d'énergie cinétique turbulente dans le fractionnement de gouttelettes et non plus simplement dans la dissipation visqueuse,
- il contient des échelles de turbulence beaucoup plus petites que l'écoulement amont (environ un ordre de grandeur inférieur).

De plus, les rares gouttelettes qui s'égarer dans le sillage proche de la paroi s'introduisent dans une zone où la vitesse moyenne est quasiment nulle et les fluctuations de vitesse sont intenses, c'est-à-dire que ces gouttelettes vont être piégées dans cette zone (et y rester plus longtemps que celles au cœur de l'écoulement) et être soumises à des fluctuations intenses du même ordre de grandeur qu'au centre de l'écoulement, ainsi la zone de sillage proche de la paroi (zone 3) participe également au processus de fractionnement.

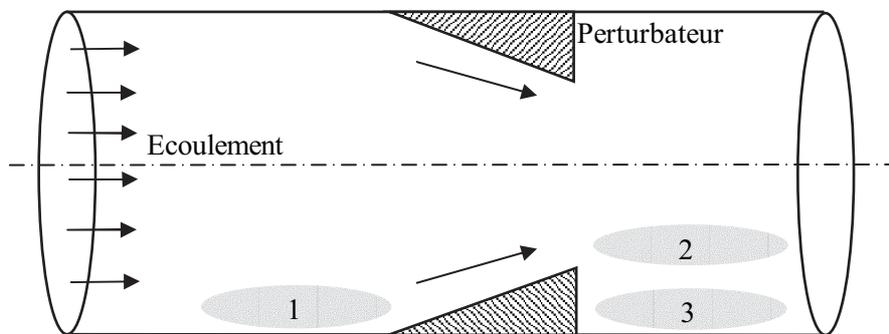


Figure V.12: Répartition d'énergie turbulente à l'intérieur du mélangeur statique HEV.

## CONCLUSION GENERALE

L'objectif de ce travail était la compréhension des phénomènes hydrodynamiques qui ont lieu au cœur d'échangeurs/réacteurs particuliers, et sur les paramètres déterminants qui gouvernent ces phénomènes en vue d'une amélioration des performances. Celles-ci peuvent être le fractionnement de deux phases non miscibles en écoulement turbulent dans un **mélangeur statique** appelé **HEV**, ou bien le transfert thermique en régime laminaire dans un échangeur à effet **d'advection chaotique** (voir annexe A).

Concernant le mélangeur statique HEV, nous l'avons utilisé pour fabriquer des dispersions liquide/liquide avec des fluides non miscibles. En effet ce mélangeur est utilisé dans l'industrie chimique pour le mélange de produits réactifs miscibles mais il n'a jamais été caractérisé pour une utilisation avec des fluides non miscibles.

Ce travail a consisté à étudier la formation de gouttelettes dans l'écoulement turbulent produit par le mélangeur statique de deux fluides non miscibles (huile dans l'eau). Le mécanisme de mélange est généré par une cascade de vortex longitudinaux formés derrière des perturbateurs fixés dans un tube droit de section transversale circulaire. Les vortex induisent un cisaillement supplémentaire dans l'écoulement et par conséquent augmentent la dissipation d'énergie turbulente.

Les dispersions instables obtenues à la sortie du mélangeur ont été encapsulées par une méthode de microencapsulation par polymérisation interfaciale. Cela nous a permis d'obtenir la granulométrie des dispersions au moyen d'une technique de microscopie optique.

Les caractéristiques principales de la formation des gouttelettes sont étudiées expérimentalement et comparées à des modèles. Les expériences effectuées pour d'assez faibles fractions volumiques d'huile (0–15 %) permettent d'observer une relation linéaire entre le diamètre moyen de Sauter,  $d_{32}$ , et le diamètre maximal de gouttelette,  $d_{max}$ , ( $d_{32} = 0,48 \cdot d_{max}$ ). Expérimentalement nous avons montré que le **diamètre de Sauter** est indépendant de la fraction volumique de la phase dispersée dans l'intervalle 0-15 % de la fraction volumique étudiée dans ce travail. De plus nous constatons que le diamètre de Sauter,  $d_{32}$  varie en  $We^{-0,6}$  : cela confirme ainsi que le mécanisme dominant de l'émulsification est le fractionnement turbulent.

Le diamètre moyen de Sauter a été également comparé au modèle de Streif. Nous trouvons que pour des conditions opératoires semblables, le mélangeur crée des gouttelettes plus petites que les mélangeurs statiques classiques. Les distributions en taille des gouttelettes obtenues avec le mélangeur ont été modélisées selon la méthode proposée par Schwarz et Bezemer [1956]. Ce modèle a montré que la seule variable  $\frac{a}{d_{max}}$  qui suffit à définir la distribution est indépendante des conditions de fonctionnement.

Dans un second temps, l'écoulement de base dans le mélangeur statique a été étudié par des mesures de vélocimétrie laser à effet Doppler (VLD) et des mesures de vélocimétrie par image de particules (PIV). Nous montrons que l'écoulement à l'intérieur du mélangeur statique HEV se divise en deux écoulements distincts :

- un écoulement rapide et turbulent au centre de la conduite où a lieu le transport de matière,
- des zones mortes situées derrière chaque perturbateur, en périphérie du mélangeur statique qui occupent un espace non négligeable et où se produit des pilonnements et des fluctuations intenses.

Ces deux régions sont séparées par une **couche de cisaillement** créée par la présence des perturbateurs. La zone centrale se rapproche d'un écoulement turbulent homogène isotrope. Au centre du mélangeur, nous retrouvons ainsi une turbulence de même signature qu'en amont du mélangeur. En revanche la zone périphérique présente un écoulement désordonné dans le sillage et dans la couche de cisaillement provoquée par les perturbateurs.

Les **densités spectrales de puissance** ont été illustrées par une représentation (appelée spectre prémultiplié) qui permet de mettre en évidence directement la véritable contribution des différentes échelles à l'énergie turbulente. Il apparaît que le 1<sup>er</sup> perturbateur déstructure l'écoulement établi en amont du mélangeur. Ensuite celui-ci se réorganise en deux zones distinctes séparées par la couche de cisaillement située à la hauteur des perturbateurs. Au centre du mélangeur, nous retrouvons un écoulement avec des caractéristiques proches de l'écoulement amont avec toutefois des nombres d'ondes plus élevés. En zone périphérique les signaux présentent des niveaux d'énergie très élevés et à des fréquences élevées.

Le calcul des **macro-échelles spatiales** nous donne un aperçu des échelles des tourbillons énergétiques présents dans l'écoulement. Nous observons une nette diminution de cette échelle entre l'amont et l'intérieur du mélangeur. Les perturbateurs injectent de l'énergie turbulente, cassent les structures existantes et réduisent la taille des échelles des tourbillons observés. De plus la comparaison de la macro-échelle spatiale avec des échelles issues d'une lecture des graphes de densités spectrales nous informent sur le fait que l'échelle qui se rapproche le plus de la macro-échelle spatiale est l'échelle  $\Lambda_C$  (**l'échelle intégrale** qui caractérise le début de la zone inertielle) et non  $\Lambda_A$  (l'échelle qui caractérise la plus grande densité d'énergie turbulente).

Le **coût énergétique** global du mélangeur a été étudié dans ce travail. Les mesures expérimentales de pertes de charges ont montré que les générateurs de vortex augmentent jusqu'à 8 fois les pertes de pression au sein du mélangeur, et cette augmentation est indépendante du débit. La consommation d'énergie du mélangeur statique a été comparée à celle d'autres mélangeurs statiques classiques. Pour un certain intervalle d'aire interfaciale ( $1000 \text{ m}^2 \cdot \text{m}^{-3}$ ) nous avons montré que le mélangeur HEV est entre 10 et 1000 fois plus efficace que certains autres mélangeurs.

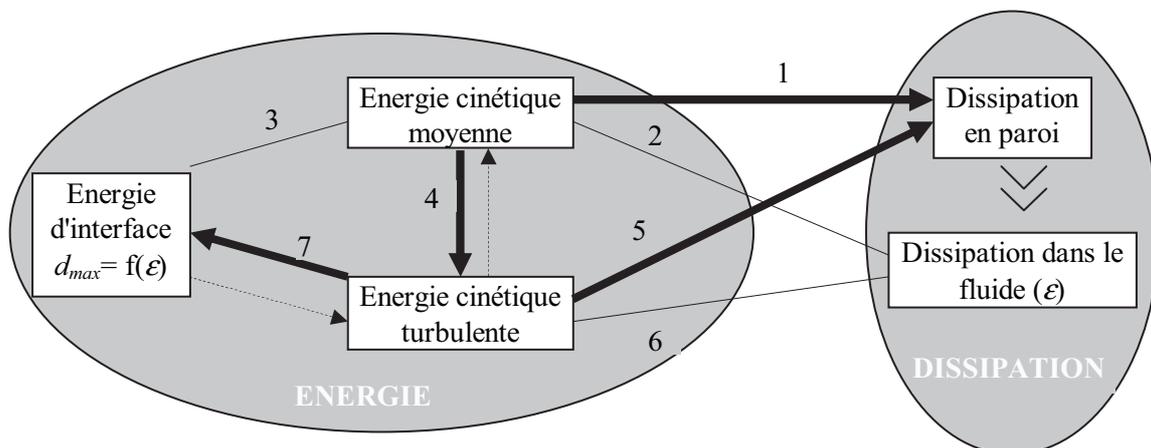
Nous avons montré que les effets élongationnels et de cisaillement étaient négligeables dans le processus de fractionnement. Nous avons calculé les taux de dissipation d'énergie moyens et locaux. Nous en avons déduit des diamètres maximaux théoriques de gouttelettes et les avons comparé avec les diamètres maximaux mesurés expérimentalement dans le mélangeur statique étudié. Nous en concluons que le niveau maximum du taux de dissipation d'énergie turbulente corrèle au mieux les résultats expérimentaux, et qu'une analyse globale ne suffit pas à expliquer le niveau de fractionnement à l'intérieur du mélangeur statique HEV.

La présence des perturbateurs entraîne un **déplacement spatial de la zone de production d'énergie cinétique turbulente**  $k$ . En effet, la production d'énergie turbulente à la paroi diminue drastiquement de même que la dissipation de  $\overline{U}$ . La zone de production maximale se déplace ainsi à l'arrière des perturbateurs, dans la couche de cisaillement. C'est une zone où les fluctuations de vitesses atteignent un pic maximal et le gradient de vitesse moyenne est le plus élevé. La production d'énergie cinétique turbulente atteint ainsi son climax dans une zone où les gouttelettes transitent fréquemment.

Contrairement au cas d'un écoulement turbulent dans un tube lisse, la zone de production d'énergie cinétique turbulente se situe dans le HEV loin des parois. En effet, le mécanisme de production se fait dans une couche de cisaillement libre au lieu d'être dans la couche limite. La zone de maximum d'énergie cinétique turbulente ne participe donc pas directement au transfert de quantité de mouvement jusqu'aux parois. Cette dissociation entre le lieu de production de la turbulence et le lieu de dissipation de l'énergie cinétique permet d'obtenir un écoulement turbulent à un coût énergétique modéré. L'énergie transmise à la turbulence est donc disponible pour des opérations de mélange, de fractionnement de gouttelettes, ...

Nous assistons à un double avantage de cet écoulement de base : il permet de rentabiliser la dissipation d'énergie cinétique turbulente dans le fractionnement de gouttelettes (et non plus simplement dans la dissipation visqueuse), mais aussi il contient des échelles de turbulence d'environ un ordre de grandeur inférieures à celles de l'écoulement amont.

Nous récapitulons dans le schéma ci-dessous les mécanismes de transfert d'énergie qui sont favorisés dans le mélangeur statique HEV. Dans l'écoulement en amont (c'est-à-dire dans un tube droit) nous observons une répartition de l'énergie cinétique majoritairement sous une forme moyenne et peu d'énergie turbulente ( $I=5$  à  $10\%$ ). La plus grande partie de l'énergie est dissipée en paroi *via* un transfert turbulent (1) et finalement peu se dissipe dans le fluide (2). En définitive avec un tel système une très faible part peut être stockée sous forme d'énergie d'interface (3).



*Mécanismes de transfert d'énergie dans le mélangeur HEV.*

La présence des perturbateurs au sein du mélangeur statique HEV provoque des instabilités (4) qui permettent de transformer une partie de l'énergie cinétique moyenne en énergie cinétique turbulente ( $I=45\%$ ). L'énergie cinétique moyenne se dissipe de la même manière que précédemment. L'énergie cinétique turbulente se dissipe, elle aussi, beaucoup en paroi (5) mais nous avons montré qu'elle se dissipe plus dans le fluide (6) comparativement à

l'écoulement amont. Cette dissipation au sein du fluide permet un fractionnement d'une phase dispersée plus efficace et favorise ainsi le stockage d'énergie d'interface (7).

Afin de compléter les données de fonctionnement du mélangeur statique utilisé comme émulsifieur de liquides non miscibles, nous envisageons de poursuivre les mesures granulométriques. En particulier des dispersions avec des fractions volumiques de phase dispersée de plus de 30 % seront étudiées, de manière à localiser l'optimum énergétique de création d'aire interfaciale. De même, des écoulements caractérisés par des nombres de Reynolds de plus de 15000 pourront être étudiés. Une étude des temps de séjour pourrait nous renseigner sur la participation réelle des zones de sillage dans le processus de fractionnement et sur une éventuelle optimisation de l'arrangement des perturbateurs au sein du mélangeur (perturbateurs plus ou moins rapprochés, disposition en quinconce, etc ...). A partir des mesures PIV, il est envisagé de calculer directement les corrélations spatiales, de manière à s'affranchir de l'hypothèse de Taylor utilisée sur les mesures VLD. Cela suppose en particulier de travailler sur une acquisition d'images PIV qui comporte plus de 100 champs d'observation.

## *REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES*

- Acharya N.**, Sen M. et Chang H.C., 1992a. Heat transfer enhancement in coiled tubes by chaotic mixing. *INT. J. HEAT MASS TRANSFER*, vol. 35 (10), pp. 2475-2489.
- Acharya N.**, Sen M. et Chang H.C., 1992b. Applications of chaotic heat and mass transfer enhancement. *AICHE SYMPOSIUM SERIES N°286 (88)*, pp. 44-49.
- Adrian R.J.**, 1991. Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics. *ANNU. REV. FLUID MECH.*, vol. 23, pp. 261-304.
- Al Taweel A.M.** et Chen C., 1996. A novel static mixer for the effective dispersion of immiscible liquids. *TRANS. I. CHEM. E.* 74 (Part A), pp. 445-450.
- Ambruster H.**, 1990. Untersuchungen zum kontinuierlichen Emulgierprozeß in Kolloidmühlen unter Berücksichtigung spezifischer Emulgatoreigenschaften und der Strömungsverhältnisse im Dispergierspalt. THESE DE DOCTORAT, UNIVERSITE DE KARLSRUHE (cité par Walstra [1993]).
- Arai K.**, Konno M. et Matunaga Y., 1977. Effect of dispersed-phase viscosity on the maximum stable drop size for breakup in turbulent flow. *JOURNAL OF CHEMICAL ENGINEERING OF JAPAN*, vol. 10 (4), pp. 325-330.
- Baldyga J.**, Podgorska W. et Smit L., 1997. Turbulent dispersion of drops in intermittent turbulence. *RECENT PROGRES EN GENIE DES PROCEDES*, vol. 11 (52), 247.
- Barigou M.** et Greaves M., 1992. Bubble size distribution in a mechanically agitated gas-liquid contactor. *CHEMICAL ENGINEERING SCIENCE*, vol. 47, 2009.
- Becher P.**, 1961. *Emulsion Theory and Practice*. REINHOLD PUBLISHING CORPORATION New-York.
- Berkmann P.D.** et Calabrese R.V., 1988. Dispersion of viscous liquids by turbulent flow in a static mixer. *AICHE JOURNAL*, vol. 34 (4), pp. 602-609.
- Bouvard M.** et Petkovic S., 1973. Modification des caractéristiques d'une turbulence sous l'influence de particules solides en suspension. *LA HOUILLE BLANCHE*, N°1, pp. 35-52.
- Bruun H.H.**, 1995. *Hot-wire Anemometry*. OXFORD UNIVERSITY PRESS, Oxford.
- Calabrese R.V.**, Chang T.P.K. et Dang P.T., 1986. Drop breakup in turbulent stirred-tank contactors. *AICHE JOURNAL*, vol. 32 (4), pp. 657-666.
- Carlier J.**, 2001. Etude des structures cohérentes d'une couche limite turbulente à grand nombre de Reynolds. THESE DE DOCTORAT, UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE.

- Castelain C.**, Berger D., Legentilhomme P., Mokrani A. et Peerhossaini H., 2000. Experimental and numerical characterisation of mixing in a steady spatially chaotic flow by means of residence time distribution measurements. *INT. J. HEAT MASS TRANSFER*, vol. 43, pp. 3687-3700.
- Castelain C.**, Mokrani A., Le Guer Y. et Peerhossaini H., 2001. Experimental study of chaotic advection regime in a twisted duct flow. *EUR. J. MECH. B – FLUIDS*, vol. 20, pp. 205-232.
- Castelain C.**, 2001. Communications privées.
- Chagny C.**, Castelain C. et Peerhossaini H., 2000. Chaotic heat transfer for heat exchanger design and comparison with a regular regime for a large range of Reynolds numbers. *APPLIED THERMAL ENGINEERING*, vol. 20, pp. 1615-1648.
- Chassaing P.**, 2000. Turbulence en mécanique des fluides. Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur. EDITIONS CEPADUES, COLL. POLYTECH, Toulouse.
- Coulaloglou C.A.** et Tavlarides L.L., 1976. Drop size distributions and coalescence frequencies of liquid-liquid dispersions in flow vessels. *AICHE JOURNAL*, vol. 22, pp. 289-297.
- Coulaloglou C.A.** et Tavlarides L.L., 1977. Description of interaction processes in agitated liquid-liquid dispersions. *CHEM. ENGG SCI.*, vol. 32, pp. 1289-1297.
- Clay P.H.**, 1940. The mechanism of emulsion formation in turbulent flow. *PROC. ROY. ACAD. SCI. (Amsterdamer)*, vol. 43, pp. 852-965.
- Clark M.M.**, 1988. Drop breakup in a turbulent flow - I. Conceptual and modelling considerations. *CHEMICAL ENGINEERING SCIENCE*, vol. 43, N° 3, pp. 671-679.
- Clift R.**, Grace J.R. et Weber E., 1978. Bubbles, drops and particles. ACADEMIC PRESS, New York.
- Crowe C.**, Sommerfeld M. et Tsuji Y., 1998. Multiphase flows with droplets and particles. CRC PRESS LLC, Boca Raton.
- Davies J.T.**, 1985. Drop sizes of emulsions related to turbulent energy dissipation rates. *CHEMICAL ENGINEERING SCIENCE*, vol. 40 (5), pp. 839-842.
- Dean W.R.**, 1927. Note on the motion of fluid in a curved pipe. *PHIL. MAG.*, vol. 4, pp. 208-223.
- Dean W.R.**, 1928. The streamline motion of fluid in a curved pipe (second paper). *PHIL. MAG. S.*, vol. 7 (5), pp. 673-695.
- Doubliez L.**, 1991. The drainage and rupture of a non-foaming liquid film formed upon bubble impact with free surface. *INT. J. MULTIPHASE FLOW*. vol. 17, N°6, pp. 783-803.
- Drain L.E.**, 1980. The laser Doppler technique. JOHN WILEY & SONS.
- Durst F.**, Melling A. et Whitelaw J.H., 1976. Principles and practice of laser Doppler anemometry. ACADEMIC PRESS, New York.
- Einstein A.**, 1906. *ANN. PHYS.*, 19, 289, 206.
- Gardavský J.**, Hrvék J., Chára Z. et Severa M., 1990. Refraction correction for LDA measurements in circular tubes within rectangular optical boxes. *DANTEC INFORMATION* N°9.
- Goldberg D.E.**, 1991. Genetic algorithms, ADDISON-WELSELY, USA

- Gore R.A.** et Crowe C.T., 1989. Effect of particle size on modulating turbulent intensity. *INT. J. MULTIPHASE FLOW*, vol. 15, N°2, pp. 279-285.
- Grace H.P.**, 1982. Dispersion phenomena in high viscosity immiscible fluid systems and application of static mixers as dispersion devices in such systems. *CHEM. ENG. COMMUN.*, vol. 14, pp. 225-277.
- Heskestad G.**, 1965. A generalized Taylor hypothesis with application for high Reynolds number turbulent shear flows. *TRANS. ASME, J. APPL. MECH.*, vol. 32, pp. 735.
- Hesketh R.P.**, Etchells A.W. et Russell T.W.F., 1991. Bubble breakage in pipeline flow. *CHEMICAL ENGINEERING SCIENCE*, vol. 46, N° 1, pp. 1-9.
- Hesketh R.P.**, Russell T.W.F. et Etchells A.W., 1987. Bubble size in horizontal pipelines. *AICHE JOURNAL*, vol. 33, N° 4, pp. 663-667.
- Hetsroni G.**, 1989. Particles-turbulence interaction. *INT. J. MULTIPHASE FLOW*, vol. 15, N°5, pp. 735-746.
- Hewitt G.F.**, 1987. Developing annular flow. In *MULTIPHASE SCIENCE AND TECHNOLOGY*, vol. 3, pp. 163-183, Ed. Hewitt G.F., Delhaye J.M., Zuber N., Hemisphere Publ. Corp.
- Hinze J.O.**, 1955. Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersions processes. *AICHE JOURNAL*, vol. 1, N° 3, pp. 289-295.
- Holmes T.L.** et Russel T.W.F., 1975. Horizontal bubble flow, *INT. J. MULTIPHASE FLOW*. vol. 2, pp. 51-73.
- Hughmark G.A.**, 1971. Drop breakup in turbulent pipe flow. *AICHE JOURNAL*, vol. 17, p. 1000.
- Janssen L.A.M.** et Hoodendoorn C.J., 1978. Laminar convective heat transfer in helical coiled tubes. *INT. J. HEAT MASS TRANSFER*, vol. 21, pp. 1197-1206.
- Jones S.W.**, Thomas O.M. et Aref H., 1989. Chaotic advection by laminar flow in a twisted pipe. *J. FLUID MECH.*, vol. 209, pp. 335-357.
- Kim K.C.** et Adrian R.J., 1999. Very large-scale motion in the outer layer. *PHYS. FLUIDS*, vol. 11 N°2, pp. 417-422.
- Kolmogorov A.N.**, 1941. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. *C.R. ACAD. SCI. URSS*, vol. 30, pp. 301-305.
- Kolmogorov A.N.**, 1949. On the breaking of drops in a turbulent flow. *DOKLADY AKAD. NAUK. SSSR*, vol. 66, pp. 825-828.
- Koshy A.**, Das T.R. et Kumar R., 1988a. Effects of surfactant on drop breakage in turbulent liquid dispersions. *CHEMICAL ENGINEERING SCIENCE*, vol. 43, pp. 649-653.
- Koshy A.**, Das T.R., Kumar R. et Gandhi K.S., 1988b. Breakage of viscoelastic drops in turbulent stirred dispersions. *CHEMICAL ENGINEERING SCIENCE*, vol. 43, pp. 2625-2631.
- Kumar S.**, Kumar R. et Gandhi K.S., 1991. Alternative mechanisms of drop breakage in stirred vessels. *CHEM. ENGG SCI.*, vol. 46, N°10, pp. 2483-2489.
- Kumar S.**, Kumar R. et Gandhi K.S., 1993. A new model for coalescence efficiency of drops in stirred dispersions. *CHEM. ENGG SCI.*, vol. 48, pp. 2025-2038.
- Kumar S.**, Nikitopoulos D.N., Michaelides E.E., 1989. Effect of bubbles on the turbulence near the exit of a liquid jet. *EXPERIMENTS IN FLUIDS*, vol. 7, pp. 487-494.

- Lagisetty** J.S., Das P.K. et Kumar R., 1986. Breakage of viscous and non-Newtonian drops in stirred dispersion. *CHEMICAL ENGINEERING SCIENCE*, vol. 41 (1), pp. 65-72.
- Lance** M. et Bataille J., 1991. Turbulence in the liquid phase of a uniform bubbly air-water flow. *J. FLUID MECH.*, vol. 222, pp. 95-118.
- Lats** M.K. et Frishman F.A., 1974. Development of the techniques and investigation of turbulent energy at the axis of a two phase turbulent jet. *FLUID DYNAMICS*, vol. 8, pp. 304-307.
- Lawn** C.J., 1971. The determination of the rate of dissipation in turbulent flow. *J. FLUID MECH.*, vol. 48 (3), pp. 477-505.
- Le Guer** Y. et Peerhossaini H., 1991. Order breaking in Dean flow. *PHYS. FLUIDS A*, vol. 3 (5), pp. 1029-1032.
- Lemenand** T., Mokrani A., Peerhossaini H., 2001-a. Un modèle simplifié pour la prédiction du nombre de Nusselt dans un tube en écoulement chaotique. *CONGRES FRANÇAIS DE THERMIQUE*, SFT 2001, Nantes, 29-31 mai 2001
- Lemenand** T., Zellouf Z., Della Valle D., Peerhossaini H., 2001-b. Formation de gouttelettes dans un mélange turbulent de deux fluides immiscibles. *XV<sup>EME</sup> CONGRES FRANÇAIS DE MECANIQUE*, Nancy, 3-7 Septembre 2001.
- Lemenand** T. et Peerhossaini H., 2002. A thermal model for prediction of the Nusselt number in a pipe with chaotic flow. *APPLIED THERMAL ENGINEERING* vol. 22 (15), pp. 1717-1730.
- Lemenand** T., Della Valle D., Zellouf Z., Peerhossaini H., 2003. Droplets formation in turbulent mixing of two immiscible fluids. *INTERNATIONAL JOURNAL OF MULTIPHASE FLOW* (sous presse).
- Meinhart** C.D. et Adrian R.J., 1995. Measurement of the zero-pressure gradient turbulent boundary layer using Particle Image Velocimetry. *AIAA PAPER N° 95-0789* (cité par J. Carlier).
- Middleman** S., 1974. Drop size distributions produced by turbulent pipe flow of immiscible fluids through a static mixer. *IND ENG CHEM PROCESS DES DEVELOP*, vol. 13, pp. 78-83.
- 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. *THESE DE DOCTORAT, UNIVERSITE DE NANTES - ECOLE CENTRALE DE NANTES, France*.
- Mokrani** A., Castelain C. et Peerhossaini H., 1997. The effects of chaotic advection on heat transfer. *INT. J. HEAT MASS TRANSFER*, vol. 40 (13), pp. 3089-3104.
- Mokrani** A., Castelain C. et Peerhossaini H., 1998. A quantitative measure of the chaotic behaviour in conservative systems: a study of transport phenomena in open systems. *REV. GEN. THERM.*, vol. 37, pp. 459-474.
- Mokrani** A., Castelain C. et Peerhossaini H., 2002. Experimental study of the influence of the rows of vortex generators on turbulence structure in a tube. *EXPERIMENTS IN FLUIDS* (soumis).
- Morançais** P., 1997. Etude de la formation des émulsions dans des mélangeurs statiques. Application aux procédés de microencapsulation par polymérisation interfaciale. *THESE DE DOCTORAT, UNIVERSITE DE NANTES, France*.

- Nickels** T.B. et Marusic I., 2001. On the different contributions of coherent structures to the spectra of a turbulent round jet and a turbulent boundary layer. *J. FLUID MECH.*, vol. 448, pp. 367-385.
- Pacek** A.W., Man C.C. et Nienow A.W., 1998. On the Sauter mean diameter and size distributions in turbulent liquid/liquid dispersions in a stirred vessel. *CHEMICAL ENGINEERING SCIENCE*, vol. 53 (11), pp. 2005-2011.
- Pacek** A.W., Moore I.P.T., Nienow A.W. et Calabrese R.V., 1994. Video technique for measuring dynamics of liquid-liquid dispersion during phase inversion. *AICHE JOURNAL*, vol. 40, N°12, pp. 1940-1949.
- Parry** A.J., Lalor M.J., Tridimas Y.D. et Woolley N.H., 1989. Refraction correction for LDA in a pipe bend. *DANTEC INFORMATION* N°8.
- Parthasarathy** R. et Ahmed N., 1994. Sauter mean and maximum bubble diameters in aerated stirred vessels. *TRANS. I. CHEM. E.* 72 (Part A), 565.
- Paul** H.I. et Sleicher C.A., 1965. The maximum stable drop size in turbulent flow : effect of pipe diameter. *CHEMICAL ENGINEERING SCIENCE*, vol. 20, pp. 57-59.
- Peerhossaini** H. et Le Guer Y., 1991. Chaotic motion in the Dean instability flow – a heat exchanger design. *BULL. AMERICAN PHYSICAL SOC.*, vol. 35, p. 2229.
- Peerhossaini** H. et Le Guer Y., 1992. Effect of curvature plane orientation on vortex distortion in curved channel flow, in: C.D. Andereck, F. Hayot (Eds.), *ORDERED AND TURBULENT PATTERNS IN TAYLOR-COUETTE FLOW*, Plenum Press, New York.
- Peerhossaini** H., Castelain C. et Le Guer Y., 1993. Heat exchanger design based on chaotic advection. *EXP. THERMAL AND FLUID SCIENCE*, vol. 7 (4), pp. 333-344.
- Pichot** G., 1984. Propriétés de transport des suspensions industrielles, appliquées au transport des bruts lourds émulsionnés. *THESE DE DOCTEUR-INGENIEUR*, ENSM-UNIVERSITE DE NANTES, France.
- Poncelet** D. et Neufeld R.J., 1996. Fundamentals of dispersion in encapsulation technology. *Immobilized Cells: Basics and applications*. Ed. Wijffels R.H., Buitelaar R.M., Bucke C. and Tramper J., Elsevier Science B.V., pp. 47-54.
- Rumscheidt** J.M. et Mason S.G., 1961. Particle motions in sheared suspensions : 2. deformation and burst of fluid drops in shear and hyperbolic flow. *JOURNAL OF COLLOID SCIENCE*, vol. 16, pp. 238-261.
- Schwarz** N. et Bezemer C., 1956. *KOLLOIDZEITSCHRIFT* 146, pp. 139-145.
- Sevik** M. et Park S.H., 1973. The splitting of drops and bubbles by turbulent fluid flow. *JOURNAL OF FLUIDS ENGINEERING*, vol. 95, pp. 53-60.
- Shinnar** R., 1961. On the behaviour of liquid dispersions in mixing vessels. *J. FLUID MECH.*, vol. 10, pp. 259-275.
- Sleicher** C.A., 1962. Maximum stable drop size in turbulent flow. *AICHE JOURNAL*, vol. 8, N° 4, pp. 471-477.
- Souhar** M., 1989. Some turbulence quantities and energy spectra in the wall region in bubble flows. *PHYS. FLUIDS A*, vol. 1, N°9, pp. 1558-1565.

- Sprow** F.B., 1967. Distribution of drop sizes produced in turbulent liquid-liquid dispersion. CHEMICAL ENGINEERING SCIENCE, vol. 22, pp. 435-442.
- Streif** F., 1977. In-line dispersion and mass transfer using static mixing equipment. SULZER TECHNICAL REVIEW 3, pp. 108-113.
- Taylor** G.I., 1934. The formation of emulsions in definable field of flow. PROC. ROYAL SOC. LONDON, A 146, pp. 501-523.
- Tennekes** H. et Lumley J.L. 1997. A first course in turbulence. 16ème édition, THE MIT PRESS, Cambridge.
- Tsouris** C. et Tavlarides L.L., 1994. Breakage and coalescence models for drops in turbulent dispersions. AIChE JOURNAL, vol. 40, N°3, pp. 395-406.
- Vermeulen** T., Williams G.M. et Langlois G.E., 1955. Interfacial area in liquid-liquid and gas-liquid agitation. CHEM. ENGG PROG., vol. 51, pp. 85-94.
- Walstra** P., 1993. Principles of emulsion formation. CHEM. ENGG. SCI., vol. 48, N° 2, pp. 333-349.
- Wang** C.Y. et Calabrese R.V., 1986. Drop break-up in turbulent stirred tank contactors. Part 2: Relative influence of viscosity and interfacial tension. AIChE JOURNAL, vol. 32 (4), pp. 667-676.
- Wang** S.K., Lee S.J., Lones JR O.C. et Lahey JR R.T., 1987. 3-D turbulence structure and phase distribution measurements in bubbly two phase flow. INT. J. MULTIPHASE FLOW, vol. 13, N°3, pp. 327-343.
- Westerweel** J., 1993. Digital particle image velocimetry: Theory and applications. THESE DE DOCTORAT, UNIVERSITE DE DELFT (cité par J. Carlier).
- Willert** C.E. et Gharib M., 1991. Digital particle image velocimetry. EXPERIMENTS IN FLUIDS, vol. 10, pp. 181-193.
- Wu** H. et Patterson G.K., 1989. Laser-Doppler measurements of turbulent flow parameters in a stirred mixer, CHEMICAL ENGINEERING SCIENCE, vol. 44 (10), pp. 2204-2221.
- Yuan** Z. et Michealides E.E., 1992. Turbulent modulation in particulate flows – A theoretical approach. INT. J. MULTIPHASE FLOW, vol. 18, N°5, pp. 779-785.
- Zhou** G. et Kresta S.M., 1998. Correlation of mean drop size and minimum drop size with the turbulence energy dissipation and the flow in an agitated tank. CHEMICAL ENGINEERING SCIENCE, vol. 53 (11), pp. 2063-2079.

### **MODELE THERMIQUE SIMPLIFIE EN ECOULEMENT D'ADVECTION CHAOTIQUE**

*Il est actuellement bien établi que le chaos lagrangien intensifie le transfert thermique de manière significative (Jones et al. [1989]). Ce type d'écoulement semble ainsi être une technique prometteuse pour la conception d'échangeurs de chaleur à rendement élevé et /ou d'échangeurs réacteurs compacts. Cependant, la conception de tels appareils requiert de lourds calculs. L'objectif de ce travail est de mettre en application un modèle thermique simplifié qui permette de simuler le transfert thermique dans un tube coudé avec deux configurations possibles, hélicoïdale ou chaotique, sans exiger les calculs importants requis dans la résolution numérique des équations de Navier-Stokes et de l'équation de l'énergie.*

*Les travaux présentés dans cette étude ont été menés dans le cadre du programme Ecodev de l'ARC CNRS-GRETH « Echangeurs thermiques ». Ils portent sur l'étude d'un écoulement à travers une géométrie dite « en Dean alterné » qui est susceptible de générer des trajectoires chaotiques de particules, en régime laminaire. Ce régime d'écoulement laminaire particulier est désigné par « régime d'advection chaotique ». Il présente des capacités de transferts similaires à celles des écoulements turbulents et les pertes de charges d'un écoulement laminaire.*

*Dans un premier temps, nous présentons, après une introduction générale, une description de l'écoulement de Dean alterné ainsi que la géométrie utilisée et le modèle thermique simplifié appliqué à cette géométrie. Dans le chapitre suivant, les résultats obtenus avec le modèle sont présentés : en premier lieu une comparaison avec des données expérimentales est présentée, puis les résultats simulés par le modèle en configuration hélicoïdale et chaotique sont comparés, enfin les résultats obtenus en configuration chaotique sont analysés et regroupés dans une corrélation donnant le nombre de Nusselt en fonction des différents paramètres étudiés.*

## VI.1 INTRODUCTION

L'advection chaotique dans un écoulement à travers un tube coudé a été le sujet d'une recherche très active dans la décennie passée. Dans un échangeur-réacteur de chaleur à effet d'advection chaotique, le fluide visite aussi bien les zones chaudes (c'est-à-dire à proximité de la paroi du tube) que les zones froides (c'est-à-dire au cœur de l'écoulement). D'une part, les études expérimentales récentes (Le Guer *et al.* [1991], Acharya *et al.* [1992a], Peerhossaini *et al.* [1993], Mokrani *et al.* [1997], Chagny *et al.* [2000]) et les études numériques (Acharya *et al.* [1992b], Mokrani *et al.* [1998], Castelain *et al.* [2000]) ont prouvé que le phénomène de l'advection chaotique augmente considérablement le transfert thermique. D'autre part, les résultats de Mokrani *et al.* [1997] indiquent que la présence de trajectoires chaotiques favorise une distribution de la température plus homogène dans le fluide. La figure VI.1 issue de Mokrani *et al.* [1997] représente les profils de température à la sortie d'un réacteur-échangeur hélicoïdal et d'un réacteur-échangeur chaotique (avec un écoulement de Dean alterné) composé de 33 coudes (le nombre de Reynolds est de 63 dans les deux configurations). Une meilleure homogénéité de la distribution de la température dans la configuration chaotique apparaît. Cette observation représente le principal avantage de cette configuration par rapport à la configuration hélicoïdale. Plus de détails sur le procédé de transfert thermique par écoulement chaotique sont donnés dans Acharya *et al.* [1992a, 1992b], Peerhossaini *et al.* [1993], Mokrani *et al.* [1997, 1998] et Castelain *et al.* [2000]. L'intérêt pratique évident de ces écoulements chaotiques justifie leur étude afin de développer des outils pour la conception d'échangeurs de chaleur chaotiques.

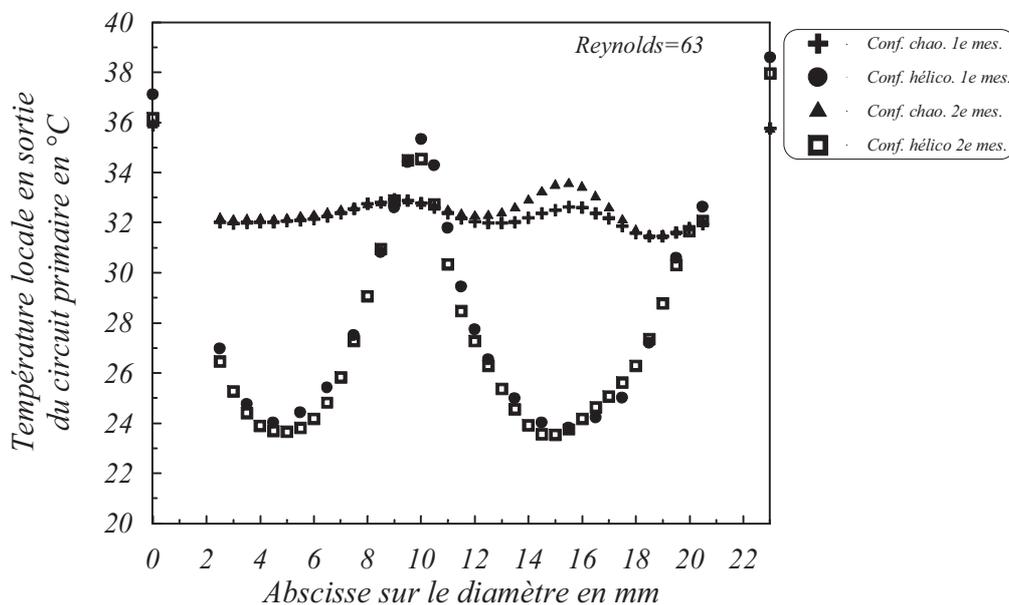


Figure VI.1 : Profils de température à la sortie d'un tube coudé chauffé pour les configurations chaotiques et hélicoïdales (Mokrani *et al.* [1997]).

L'idée fondamentale de l'advection chaotique est plutôt simple. Si une particule liquide est si légère, si inerte et si passive qu'elle puisse suivre le mouvement du fluide en lequel elle est immergée partout et à tout moment, ses équations de mouvement sont simplement les équations de l'advection (VI.1) :

$$\frac{d\vec{x}}{dt} = \vec{V}(x,t) \quad (\text{VI.1})$$

où  $\vec{V}$  est le champ de vitesse du fluide, considéré connu (ou obtenu par d'autres moyens).

Du point de vue de la théorie dynamique de système, le format du problème présenté par les équations VI.1 (c'est-à-dire  $n$  équations différentielles couplées dans un espace de dimension  $n$ ) est suffisamment riche pour  $n \geq 2$  qu'en général on suppose que les solutions sont techniquement chaotiques excepté dans des conditions plutôt restreintes. Par conséquent l'obtention de solutions chaotiques pour le système VI.1 n'est pas une surprise : des cas semblables apparaissent dans d'autres domaines de la physique, par exemple le mouvement de particules chargées soumises à des champs électriques et magnétiques. Cependant, la difficulté principale dans le domaine de l'advection chaotique se situe dans la complexité de connaître l'écoulement pour des configurations d'intérêt technologique actuel. L'écoulement de Dean alterné à la base de la conception chaotique de l'échangeur de chaleur est un exemple. Par conséquent la recherche d'un modèle simplifié pour la conception d'échangeur de chaleur exige dans un premier temps une solution pour l'écoulement de base.

L'objectif primaire de ce travail est d'étudier l'effet du chaos lagrangien sur le transfert thermique dans des échangeurs de chaleur avec des tubes disposés dans une configuration chaotique et par conséquent l'effet sur le nombre de Nusselt dans un tube coudé. Les géométries considérées sont celles de Mokrani *et al.* [1997]. La solution de l'écoulement de base adopté dans cette étude est celle de Dean [1927] pour les canaux curvilignes, exprimée sous la forme de série de puissances d'une perturbation (expansion asymptotique), où  $De$  est le nombre de Dean. Cette solution est limitée aux nombres de Dean inférieurs à 55. Elle a été employée par Jones *et al.* [1989] pour développer un modèle simple permettant de calculer la trajectoire d'un fluide dans un écoulement à l'intérieur d'un tube hélicoïdal avec des plans de courbure alternés, qui est susceptible de produire des trajectoires chaotiques.

## VI.2 ECOULEMENT DE DEAN ALTERNE

Dans le domaine du génie des procédés, l'utilisation d'échangeurs de chaleur tubulaires reste le moyen le plus courant et le plus efficace pour chauffer des fluides. Les fluides traités sont souvent visqueux et peu conducteurs. Eu égard aux énormes quantités de produits traités, la moindre amélioration de l'efficacité du procédé de chauffage peut avoir d'importantes retombées sur l'industrie.

C'est dans ce contexte que se situe l'échangeur conçu sur la base du chaos lagrangien. Il s'agit d'une conception particulière permettant aux particules de fluides en écoulement à l'intérieur des tubes, de suivre des trajectoires chaotiques. Cela permet d'obtenir de meilleures qualités de brassage et par conséquent d'intensifier les transferts thermiques pariétaux. Les travaux présentés sont consacrés à la simulation numérique de la caractérisation des performances thermiques d'un écoulement laminaire spatialement chaotique à faibles nombres de Reynolds.

L'écoulement à travers un canal courbe ou dans une hélice est appelé écoulement de Dean. Il y a création d'un écoulement secondaire, dû à la force centrifuge, sous forme de deux cellules contrarotatives (figure VI.2-a). Jones *et al.* [1989] ont montré que les trajectoires des particules produites dans un écoulement hélicoïdal laminaire ne sont pas chaotiques. Elles peuvent néanmoins le devenir si l'on introduit une « perturbation » géométrique appropriée.

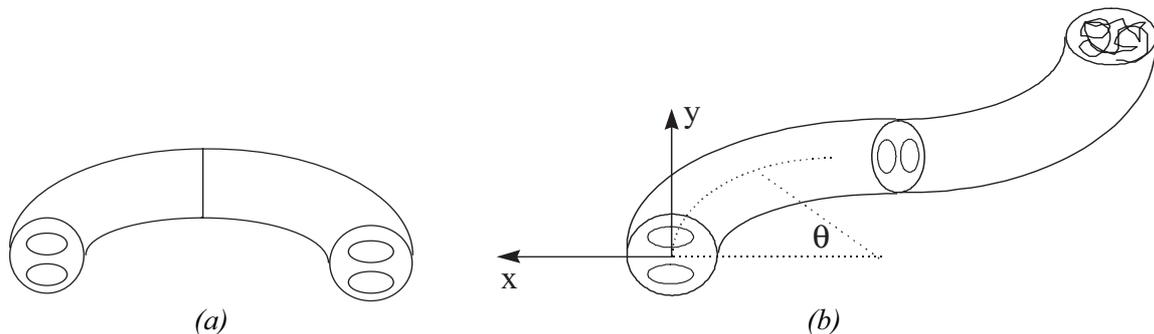


Figure VI.2 : Configuration hélicoïdale (a) et configuration chaotique (b).

Cette perturbation peut être obtenue en faisant pivoter chacun des coudes constituant l'hélice de  $\pm 90^\circ$  par rapport au coude qui le précède. L'écoulement chaotique ainsi obtenu est représenté sur la figure VI.2-b et est aussi appelé « écoulement de Dean alterné ». Il est important de noter que la trajectoire chaotique peut apparaître aux très bas nombres de Reynolds, c'est-à-dire dans un régime laminaire (d'un point de vue Eulérien). La présente étude est principalement numérique.

Pour déterminer les trajectoires de particules générées dans cet écoulement, nous avons utilisé le modèle proposé par Jones *et al.* [1989]. Ce modèle utilise le champ de vitesse dans un canal courbe de section circulaire, approximé par la solution asymptotique de Dean [1927, 1928]. On admet donc que l'écoulement est stationnaire, incompressible et pleinement établi. Selon le modèle de Jones *et al.* [1989], les équations des trajectoires de particules sont données par le système d'équations VI.2, écrit dans le repère local  $(x, y, \theta)$  de la figure VI.2-b :

$$\begin{cases} \frac{dx}{d\theta} = \frac{Re}{144}(4-5x^2-23y^2+8x^2y^2+x^4+7y^4) \\ \frac{dy}{d\theta} = \frac{Re}{24}xy(3-x^2-y^2) \end{cases} \quad (VI.2)$$

où  $\frac{dx}{d\theta}$  et  $\frac{dy}{d\theta}$  représentent les vitesses dans les directions  $x$  et  $y$ , adimensionnées par la vitesse de débit.

Dans un tube hélicoïdal, la trajectoire d'une particule peut être calculée en intégrant le système d'équations non linéaires entre la position initiale des particules et la coordonnée angulaire de sa position finale. Dans un écoulement de Dean alterné, le plan de courbure de chaque coude est décalé de  $\pm 90^\circ$  par rapport au coude précédent (figure VI.2-b). Pour calculer les trajectoires des particules dans cet écoulement, à la sortie de chaque coude, un changement de système de coordonnées est opéré pour suivre à nouveau les positions des particules dans le coude suivant, en utilisant les mêmes équations. Après intégration du système, la solution obtenue à la sortie du premier coude est utilisée comme condition d'entrée pour le coude suivant. L'intégration du système d'équations différentielles a été programmée en Fortran par une méthode de Runge-Kutta du quatrième ordre à pas adaptatifs.

Il faut souligner que le modèle présenté dans cette étude est limité par les hypothèses de base utilisées dans son élaboration, en particulier la validité de la solution approximative de Dean pour de petits nombres de Dean et la modification instantanée des cellules de Dean à l'entrée de chaque coude. Cependant, la simplicité de ce modèle ne l'empêche pas de capturer les caractéristiques essentielles du chaos Lagrangien et de distinguer ces caractéristiques de ceux d'un écoulement régulier. D'ailleurs, cette simplicité nous permet d'obtenir la trajectoire des particules, et particulièrement les trajectoires chaotiques, avec des calculs qui durent moins d'une heure sur une station de travail, tandis que le même type d'information exige des calculs beaucoup plus longs (de l'ordre de la journée) si on résout le système complet des équations de Navier-Stokes et de l'énergie.

## VI.3 MODELE THERMIQUE

La représentation hydrodynamique des écoulements par un système dynamique de ce type nous permet de traiter le transfert de chaleur par convection avec la même approche en utilisant l'hypothèse que la chaleur est transportée comme un traceur passif par l'écoulement. Ainsi le transfert thermique de la paroi de l'échangeur de chaleur vers le fluide à chauffer est transformé, par analogie, en transport d'une population d'un traceur passif de la paroi vers le coeur de l'écoulement. Cependant, à la différence de la chaleur qui est transférée au fluide directement à la paroi, les particules du traceur passif ne peuvent pas être introduites directement à la paroi en raison de la condition de non glissement, qui empêche les particules de quitter leur position d'injection. Pour contourner ce problème, les particules sont introduites (dans ce modèle) dans l'écoulement à une distance  $y_0$  de la paroi (de l'ordre de 10 % du rayon du tube). Cette distance est déterminée par la comparaison des résultats du modèle avec des résultats expérimentaux dans un écoulement hélicoïdal et nous permet ainsi de caler le modèle.

Le modèle simplifié permet de simuler les transferts de chaleur dans l'écoulement de Dean alterné sans avoir recours à une résolution des équations de Navier-Stokes et de l'équation de l'énergie. On parvient à cette simplification en admettant deux hypothèses :

- les transferts de masse et de chaleur par diffusion moléculaire sont négligeables par rapport aux transferts par advection,
- la convection naturelle est négligeable par rapport à la convection forcée.

Ces deux hypothèses délimiteront donc le champ de validité du modèle. Soulignons également que l'on se limite au régime laminaire, d'un point de vue eulérien. En d'autres termes, le modèle est purement advectif et avec des propriétés de fluide constantes.

L'idée de base de ce modèle thermique simplifié consiste à décrire les phénomènes de transfert paroi/fluide à partir du comportement de particules passives, injectées à travers la paroi de manière uniforme. Cette répartition uniforme des particules modélise un flux de chaleur constant et la densité de particules est ainsi représentative de la densité de flux : chaque particule représente une puissance. Selon les propriétés de transfert du champ hydrodynamique, les particules seront plus ou moins transportées de la paroi vers le coeur de l'écoulement. Dans ce travail 1100 particules par coude sont injectées. Elles sont distribuées régulièrement sur la paroi (c'est-à-dire 20 particules par section et 55 sections par coude) afin d'obtenir la même distance curviligne (longitudinale ou transversale) entre deux particules voisines. Des essais ont été effectués dans lesquels plus de particules ont été injectées, mais sans aucune amélioration des résultats.

La répartition des particules dans une section de l'échangeur nous informe sur les caractéristiques thermiques telles que la température moyenne  $T_m$ , la température de surface  $T_0$ , le coefficient de transfert  $h$  et le nombre de Nusselt  $Nu$  : les calculs permettant d'accéder à ces grandeurs sont décrits ci-après.

Le nombre de Nusselt  $Nu$  et le coefficient de transfert  $h$  sont calculés de manière classique par :

$$Nu = \frac{hd}{\lambda} \tag{VI.3}$$

$$h = \frac{\dot{q}_0''}{T_0 - T_m} \quad (\text{VI.4})$$

La puissance représentée par une particule est :

$$p = \frac{\dot{q}_0'' S_{\text{échange}}}{N_{\text{total}}} \quad (\text{VI.5})$$

où  $\dot{q}_0''$  est le flux de chaleur et  $S_{\text{échange}}$  est la superficie de paroi.

La température moyenne est déduite en effectuant un bilan énergétique sur une section d'épaisseur  $dz$  :

$$pN_{\text{section}} = \frac{\rho(\pi r^2 dz) C_p \Delta T_m}{dt} \quad (\text{VI.6})$$

où  $\Delta T_m$  est l'augmentation moyenne de la température dans le volume de contrôle. Par conséquent :

$$\Delta T_m = \frac{pN_{\text{section}}}{\rho \pi r^2 C_p V_m} \quad (\text{VI.7})$$

La température de surface ne peut pas être directement calculée comme la température moyenne car les particules n'ont pas été directement injectées à la paroi mais à une certaine distance  $y_0$  de celle-ci. On calcule la température à cette distance  $y_0$  en faisant un bilan énergétique comme précédemment mais cette fois-ci sur une couronne centrée autour de  $y_0$  (voir figure VI.3) :

$$\Delta T_{y_0} = \frac{pN_{\text{couronne}}}{\rho S_{\text{couronne}} V_{y_0} C_p} \quad (\text{VI.8})$$

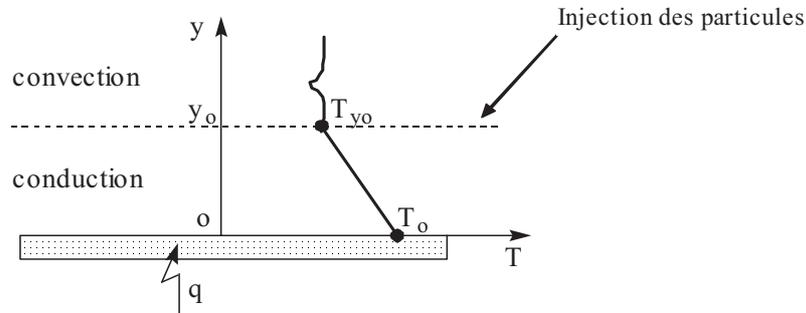


Figure VI.3 : Evaluation de  $T_0$  à partir de la position d'injection.

Puis on calcule la température de surface  $T_0$  en appliquant la loi de Fourier, c'est-à-dire que l'on fait une hypothèse supplémentaire qui considère une couche de conduction entre la paroi et la distance  $y_0$ . L'hypothèse d'une couche de conduction est justifiée par la condition de non-glissement sur la paroi et l'effet quasiment négligeable de l'advection dans une zone très près du mur. Par conséquent, on peut supposer que le mode dominant de transfert thermique est la conduction, et on obtient alors une évolution linéaire de la température entre la paroi et la distance  $y_0$  :

$$T_0 = T_{y_0} + \frac{q y_0}{\lambda} \quad (\text{VI.9})$$

A partir de ces différents calculs, on peut ainsi en déduire les caractéristiques thermiques dont le nombre de Nusselt dans les deux configurations possibles : hélicoïdales et chaotiques.

## VI.4 RESULTATS

Les résultats obtenus ont consisté à obtenir une base de données donnant le nombre de Nusselt en fonction des trois paramètres étudiés : les nombres de Reynolds, de Prandtl et de coudes, c'est-à-dire  $Nu = f(Re, Pr, N_{coudes})$ . Les calculs ont été menés pour une géométrie donnée ( $r/R = 0,091$ ) et pour un fluide ayant des caractéristiques proches de l'eau ( $C_p = 4182 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ,  $\rho = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$ ,  $\lambda = 0,62 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) excepté la viscosité dynamique ( $\mu = 4,5.10^{-3}$  à  $15.10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ) ainsi le nombre de Prandtl  $Pr$  varie de 30 à 100. Le choix de nombres de Prandtl supérieurs à celui de l'eau a été guidé par les applications industrielles possibles de ce type d'échangeur de chaleur. En effet, une configuration chaotique fait apparaître une meilleure efficacité dans le transfert de chaleur qu'une configuration hélicoïdale pour les fluides visqueux et des nombres de Reynolds faibles. Enfin, les simulations ont été effectuées pour un flux de chauffage pariétal donné ( $q = 2050 \text{ W.m}^{-2}$ ), différents nombres de Reynolds (100 à 300) et nombres de coudes (1 à 13).

L'objectif de ce travail était d'obtenir des corrélations pour la simulation d'écoulements purement advectifs (non diffusifs) et son modèle thermique correspondant. Ainsi des calculs ont été effectués pour différentes valeurs des paramètres ( $Re$ ,  $Pr$  et  $N_{coudes}$ ) donnant une base de données à partir de laquelle les corrélations ont été extraites. À cette fin un algorithme génétique (Goldberg [1991]) a été employé pour trouver la corrélation entre le nombre de Nusselt et les paramètres du problème. Celui-ci emploie le principe de la survie des structures les plus adaptées et de l'échange de l'information pseudo-aléatoire pour construire un algorithme de recherche qui possède certaines caractéristiques de la recherche humaine.

Différant des techniques conventionnelles de recherche, le dispositif commun des algorithmes génétiques est de simuler le processus de recherche de l'évolution normale et tirer profit de la survie darwinienne la plus convenable. En résumé, les algorithmes évolutionnaires commencent avec une population arbitrairement initialisée d'individus codés, chacun représentant un point de recherche dans l'espace de la solution potentielle. La qualité de chaque individu est évaluée par une fonction approchée qui est définie à partir de la fonction objective du problème d'optimisation. Puis, la population évolue vers de meilleures régions de l'espace de recherche au moyen d'opérations biologiques aléatoires et probabilistes. Les opérateurs de base utilisés dans les algorithmes génétiques se composent de la sélection (la sélection des parents pour la multiplication), du croisement (l'échange d'information parentale pour créer des enfants) et de la mutation (changement d'un individu). Notons cependant ici que l'ergodicité des opérateurs biologiques les rend potentiellement pertinents à exécuter une recherche globale (en probabilité). En outre, les algorithmes génétiques ont l'attribut d'une recherche évolutionnaire probabiliste et ne sont liés aux hypothèses concernant la continuité ni ne sont limités par des pré requis nécessaires. De plus amples informations peuvent être extraites de Goldberg [1991].

### VI.4.1 COMPARAISON ENTRE LE MODELE ET LES CORRELATIONS EXPERIMENTALES POUR LA CONFIGURATION HELICOÏDALE

L'injection des particules s'effectue à une certaine distance de la paroi  $y_0$  qui n'est pas fixée arbitrairement. On se sert de ce paramètre d'ajustage pour caler notre modèle par rapport à des résultats expérimentaux. Janssen et Hoodendoorn [1978] fournissent une corrélation empirique donnant le nombre de Nusselt (avec une précision de  $\pm 20\%$ ) dans le cas d'une hélice en convection forcée avec flux de chaleur constant :

$$Nu = \left(0,32 + 3\frac{r}{R}\right) Re^{0,5} Pr^{0,33} \left(2\frac{r}{z}\right)^{0,14 + 0,8\frac{r}{R}} \quad (\text{VI.10})$$

Cette corrélation est valable pour des nombres de Dean ( $De = Re \cdot (r/R)^{0,5}$ ) compris entre 20 et 830, des nombres de Prandtl compris entre 30 et 450 et des rapports géométriques  $r/R$  compris entre 0,01 et 0,08. Dans notre étude nous nous plaçons dans les cas suivants :  $De$  entre 15 et 120 (c'est-à-dire  $Re$  entre 50 et 400),  $Pr$  entre 30 et 100 et  $r/R = 0,09$ .

Le calage du modèle consiste à trouver une position d'injection des particules pour chaque nombre de Reynolds de manière à ce que notre modèle appliqué au cas hélicoïdal prédise des nombres de Nusselt proches de ceux donnés par la corrélation. Quand les différentes positions d'injection des particules sont connues pour la configuration hélicoïdale, on peut alors simuler l'écoulement et les transferts thermiques dans la configuration chaotique.

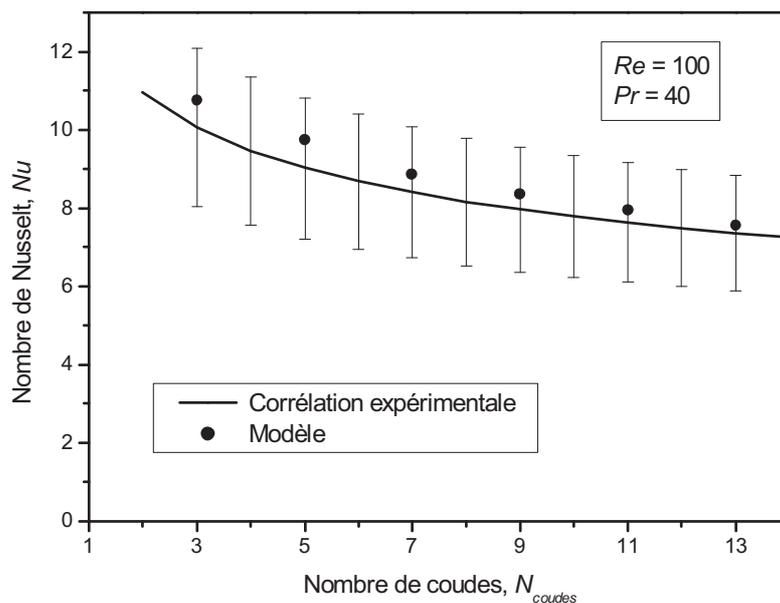


Figure VI.4 : Nombre de Nusselt (configuration hélicoïdale).

La figure VI.4 représente l'évolution du nombre de Nusselt pour la configuration hélicoïdale, en fonction du nombre de coudes (pour un nombre de Reynolds de 100 et un nombre de Prandtl de 40). On s'aperçoit que le modèle prédit un nombre de Nusselt correct par rapport à la corrélation (car compris dans l'intervalle  $\pm 20\%$ ) et légèrement supérieur.

Pour les nombres de Reynolds supérieurs à 100, le modèle prévoit des nombres de Nusselt plus faibles que la corrélation mais toujours dans l'intervalle  $\pm 20\%$ , ceci se vérifie jusqu'à un nombre de Reynolds de 300. Pour un nombre de Reynolds supérieur à 300, cependant, le modèle prévoit des nombres de Nusselt inférieurs de plus de 20 % à la corrélation

expérimentale, cela limite de fait la validité du modèle à des nombres de Reynolds inférieurs à 300. De même, pour les nombres de Reynolds inférieurs à 100, l'écart des résultats par rapport à la corrélation expérimentale est de plus de 20 %. C'est pourquoi nous limitons nos calculs dans la configuration chaotique à des nombres de Reynolds compris entre 100 et 300. Cette restriction relativement sévère n'est pas étonnante car il faut rappeler que, d'une part, la corrélation expérimentale (VI.10) est valide pour des nombres de Reynolds supérieurs à 66 (pour la géométrie utilisée) et, d'autre part, le modèle hydrodynamique lui-même n'est plus valide pour des nombres élevés de Reynolds (la solution de Dean est valide seulement pour des nombres modérés de Reynolds).

Le calcul a été répété dans la configuration hélicoïdale pour des nombres de Reynolds compris entre 100 et 300 et pour des nombres de Prandtl entre 30 et 100 de manière à obtenir la distance d'injection  $y_0$  dans chaque cas. L'algorithme génétique nous fournit une corrélation donnant  $y_0$  en fonction des nombres de Reynolds et des nombres de Prandtl :

$$y_0 = 183,0 Re^{-0,298} Pr^{-0,306} \quad (\text{VI.11})$$

avec un intervalle de confiance de  $\pm 10$  %. La position d'injection des particules varie inversement avec les nombres de Reynolds et de Prandtl. Pour l'intervalle des nombres de Reynolds et des nombres de Prandtl considéré dans cette étude, la distance d'injection  $y_0$  par rapport à la paroi varie entre 8 % et 15 % du rayon intérieur de tube.

La corrélation prévoit une évolution en fonction du nombre de coudes en puissance -0,21 ( $z^{-0,21}$ ) conformément à la formule donnée par Janssen et Hoodendoorn [1978] ( $0,14+0,8 r/R = 0,21$ ). Le modèle prévoit quant à lui une évolution en puissance -0,26 ( $z^{-0,26}$ ). Les deux évolutions du nombre de Nusselt sont assez proches pour les variations des paramètres considérés.

Après le calage du modèle en configuration hélicoïdale par rapport à des résultats expérimentaux, nous pouvons simuler la configuration chaotique et comparer ces résultats avec la configuration hélicoïdale.

## VI.4.2 RESULTATS DU MODELE POUR LES CONFIGURATIONS HELICOÏDALES ET CHAOTIQUES

Nous avons simulé l'écoulement dans l'échangeur chaotique pour les différentes situations précédemment décrites en résolvant le système d'équations (VI.2) et en utilisant le modèle thermique développé dans cette étude. Un exemple de la répartition des particules dans la section du tube pour la configuration chaotique obtenue à partir de la résolution du système d'équations (VI.2) est donné sur la figure VI.5 (Lemenand *et al.* [2001-a]). Pour comparaison, les cas non chaotiques correspondants sont aussi représentés.

Il est aisé de se convaincre que l'écoulement chaotique améliore l'agitation et par conséquent le mélange du traceur passif. Par voie de conséquence, on s'attend à ce que le nombre de Nusselt soit supérieur dans le cas chaotique par rapport au cas hélicoïdal. Il convient de noter que les distributions de particules indiquées sur la figure VI 5 sont obtenues après seulement 13 coudes (c'est-à-dire quatre boucles et un coude). Le chaos produit n'est pas entièrement développé et quelques traces des cellules de Dean existent toujours. Un plus grand nombre de coudes montrera une distribution plus homogène des particules de traceur dans la section transversale du tube. Cependant, l'objectif de ce travail était d'étudier l'effet d'un

nombre restreint de rotations sur la génération de chaos, et nous avons été satisfaits d'obtenir un chaos, même partiel, après seulement quatre boucles. Un critère pour le chaos produit dans un tube coudé avec un nombre limité de coudes a été élaboré par Mokrani *et al.* [1998].

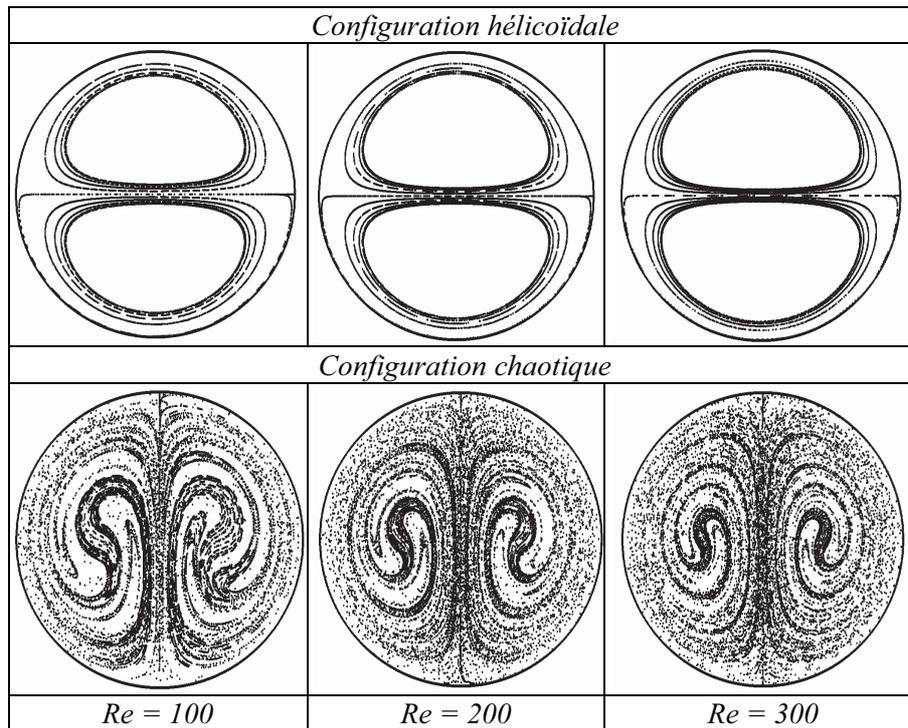


Figure VI.5 : Distribution des particules à la sortie du 13ème coude ( $Pr=40$ ).

La figure VI.6 représente l'évolution du nombre de Nusselt simulé par le modèle en fonction du nombre de coudes et pour différents nombres de Reynolds, dans le cas des configurations hélicoïdales et chaotiques. Premièrement, on remarque que plus le nombre de Reynolds est élevé, plus le nombre de Nusselt est grand, et ce aussi bien pour la corrélation que pour le modèle. Ceci correspond bien au fait que le mélange augmente avec la vitesse du fluide. Deuxièmement, on remarque que le nombre de Nusselt simulé en configuration chaotique est toujours supérieur à celui prévu en configuration hélicoïdale : ceci justifie l'intérêt que l'on porte à ce type d'échangeurs. Cette remarque est en complet accord avec Acharya *et al.* [1992a, 1992b], Peerhossaini *et al.* [1993], Mokrani *et al.* [1997], qui ont trouvé des efficacités d'échangeurs de chaleur plus élevées dans des expériences correspondantes. D'ailleurs, le nombre de Nusselt reste quasiment constant dans la configuration chaotique (en fonction des nombres de coudes et pour des nombres de Reynolds élevés), alors qu'il diminue régulièrement dans la configuration hélicoïdale (ce phénomène est discuté dans la section VI.4.3.1 ci-dessous).

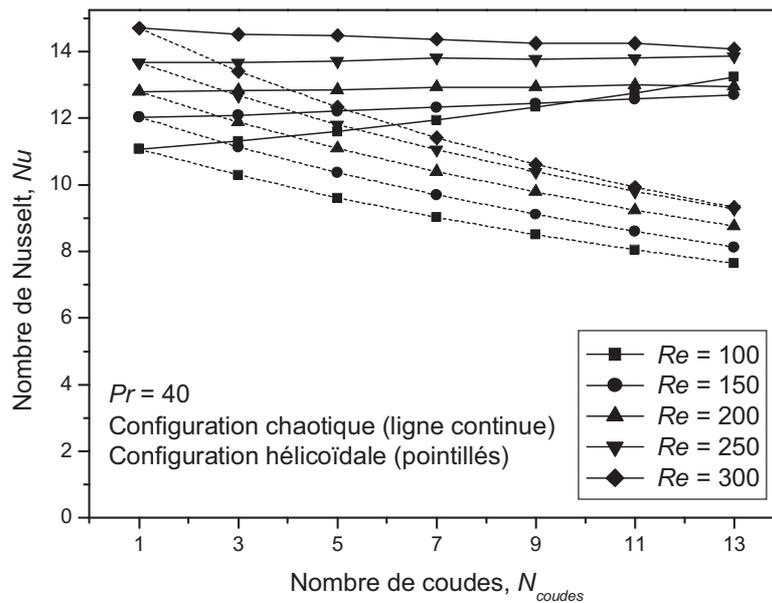


Figure VI.6 : Nombre de Nusselt en fonction du nombre de coudes (configuration hélicoïdale et chaotique).

Après cette comparaison entre les deux géométries simulées par notre modèle, nous allons décrire les résultats obtenus en configuration chaotique et détailler des corrélations pour la prévision du nombre de Nusselt dans ce type d'échangeur.

### VI.4.3 CORRELATION

Les calculs ont rapporté une base de donnée récapitulant le nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds, du nombre de Prandtl et du nombre de coudes. Nous avons ainsi pu extraire une corrélation de la forme  $Nu = f(Re, Pr, N_{coudes})$  en utilisant l'algorithme génétique. Nous discutons dans la suite de ce travail, l'évolution du nombre de Nusselt avec les nombres de Reynolds, les nombres de Prandtl et les nombres de coudes, et la section VI.4.3.4 fournit une corrélation associant ces différents paramètres.

#### VI.4.3.1 Influence du nombre de coudes

La figure VI 6 montre que le nombre de coudes n'a pas une influence significative sur le nombre de Nusselt dans la configuration chaotique. Pour la plupart des nombres de Reynolds testés dans cette étude (excepté 100 et 150), le nombre de Nusselt n'évolue plus au-delà de sept coudes. Des expériences récentes (Castelain [2001]) sur le mélange d'un traceur fluorescent avec de l'eau à des nombres de Reynolds comparables prouvent qu'un mélange quasiment homogène est obtenu après six coudes. Cette évolution quasiment stable provient de la destruction et de la réorganisation de la structure de l'écoulement (cellules de Dean) à chaque rotation de coude. En effet, dans le cas hélicoïdal, nous observons un épaissement continu de la couche limite au fur et à mesure de la progression vers l'aval de l'échangeur de chaleur. Celle-ci diminue le transfert thermique à la paroi et ainsi le nombre de Nusselt. Dans le cas chaotique, la rotation des coudes de  $90^\circ$  décompose les cellules de Dean, ce qui réduit à chaque fois l'épaisseur de couche limite, et rend ainsi possible de maintenir le transfert

thermique, et donc le nombre de Nusselt, à un niveau élevé et constant. Ce comportement est complètement différent de celui du cas hélicoïdal où le nombre de Nusselt diminue sans discontinuer dans la direction de l'écoulement ; la corrélation (VI.10) donne son évolution dans la direction curviligne  $z$  en puissance  $z^{-0,26}$ .

Dans la configuration chaotique, l'augmentation apparente du nombre de Nusselt avec le nombre de coudes aux bas nombres de Reynolds ( $Re < 150$ ) peut être attribuée à la nature du développement des cellules de Dean. En fait, quand le nombre de Reynolds d'écoulement ou l'abscisse angulaire des coudes sont insuffisants pour produire des cellules de Dean entièrement développées, les vortex continuent leur développement dans les coudes suivants. Ce développement est accompagné d'une augmentation du mélange et du transfert thermique dans la direction de l'écoulement (voir la figure VI.6 pour  $Re=100$  et 150).

À des nombres plus élevés de Prandtl, cependant, la configuration chaotique montre une très légère tendance décroissante pour les nombre de Nusselt en fonction des nombres de coudes (figure VI.7). Ce fait peut être approché par une loi en puissance  $N_{coudes}^{-0,033}$ . Néanmoins, cette diminution avec l'abscisse curviligne  $z$  est un ordre de grandeur plus petit que ce qui est observé expérimentalement et exprimé dans la corrélation (VI.10) pour les tubes hélicoïdaux. En effet, l'équation (VI.10) nous fournit une évolution en  $N_{coudes}^{-0,26}$ .

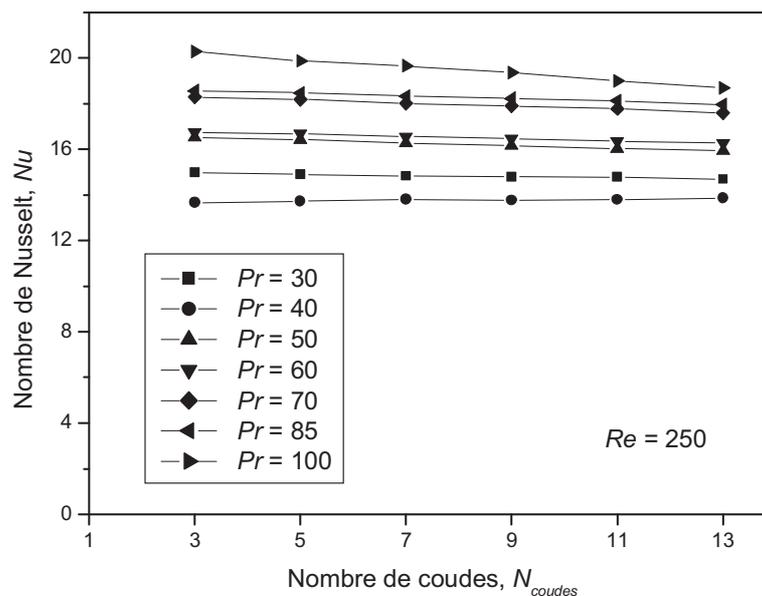


Figure VI.7 : Nombre de Nusselt en fonction du nombre de coudes (configuration chaotique).

La figure VI.8 montre le ratio entre l'accroissement du nombre de Nusselt dans la configuration chaotique par rapport à celui correspondant à la configuration hélicoïdale pour différents nombres de Reynolds. L'amélioration due à la configuration chaotique augmente avec le nombre de coudes, en grande partie en raison de la diminution du nombre de Nusselt dans le cas hélicoïdal avec le nombre de coudes. Cependant, ce dernier semble approcher une valeur asymptotique et cette augmentation devrait saturer à des nombres supérieurs de coudes.

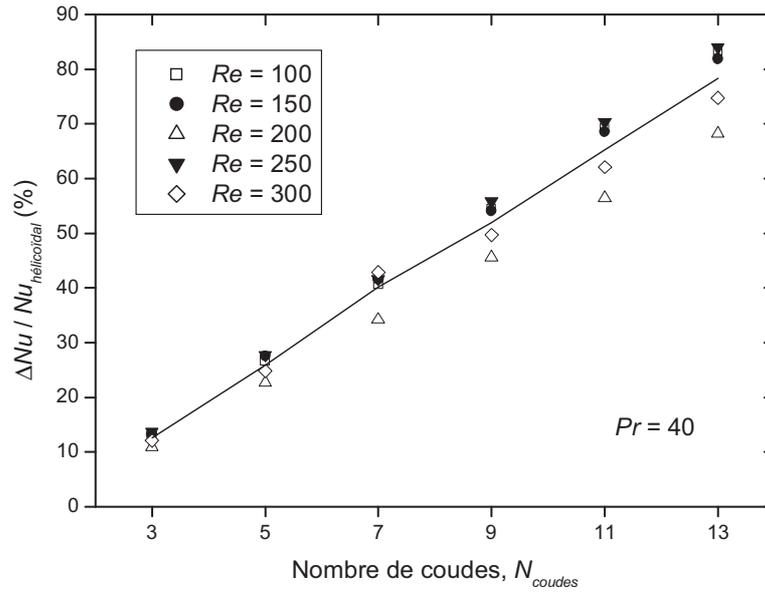


Figure VI.8 : Amélioration du nombre de Nusselt par advection chaotique par rapport au cas hélicoïdal.

### VI.4.3.2 Influence du nombre de Reynolds

La figure VI.9 représente le nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour différents nombres des coudes. Il apparaît clairement que le nombre de Nusselt croît avec le nombre de Reynolds : c'est le même phénomène observé qu'en configuration hélicoïdale à ceci près que l'évolution du nombre de Nusselt en configuration chaotique est beaucoup moins sensible à la variation du nombre de Reynolds qu'en configuration hélicoïdale.

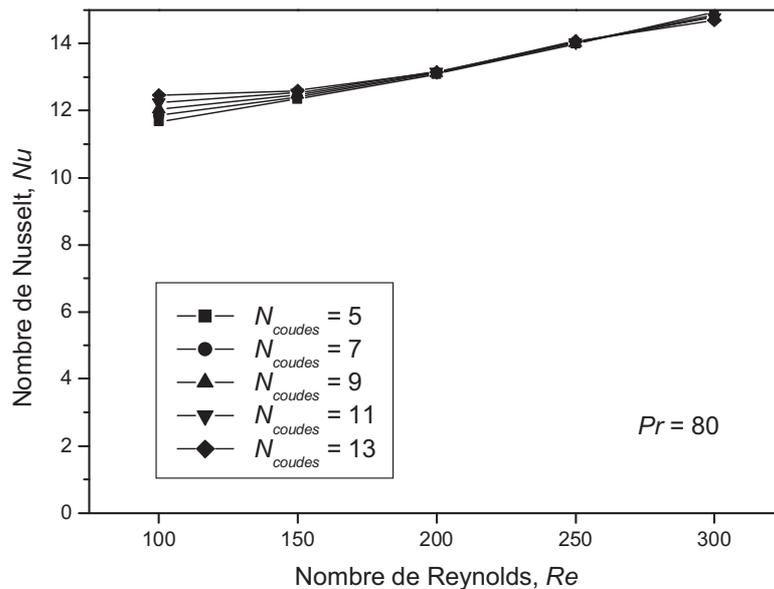


Figure VI.9 : Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds (configuration chaotique).

Aux nombres élevés de nombres de Reynolds ( $Re > 200$ ), l'augmentation du nombre de Nusselt avec les nombres de Reynolds est indépendante du nombre de coudes. La corrélation expérimentale (VI.10) fournit une évolution en puissance  $Re^{0.5}$  pour les tubes hélicoïdaux, de sorte qu'une augmentation du nombre de Reynolds par trois implique une augmentation de nombre de Nusselt d'environ 70 %. Cependant, pour le même cas le modèle thermique développé dans cette étude indique une augmentation de seulement 25 % pour la configuration chaotique. Ceci peut être expliqué par le fait que dans la configuration hélicoïdale, c'est la dynamique, c'est-à-dire la force des vortex de Dean qui a un rôle dominant dans le mélange, tandis que dans la configuration chaotique le mélange dans la section dépend assez peu de l'intensité de l'écoulement secondaire, puisque le comportement chaotique des trajectoires est inhérent à la cinématique de l'écoulement (Mokrani *et al.* [1997]).

Une remarque qui apparaît bien sur la figure VI.9 est le fait que le nombre de Nusselt est très peu sensible au nombre de coudes. En effet, pratiquement tous les nombres de Nusselt tracés pour différents nombres de coudes se superposent, d'où un nombre de Nusselt quasiment constant en fonction du nombre de coudes.

### VI.4.3.3 Influence du nombre de Prandtl

L'évolution du nombre de Nusselt avec le nombre de Prandtl est qualitativement la même, que celle observée sur la figure VI.9 avec le nombre de Reynolds, à savoir une augmentation sensible du nombre de Nusselt avec le nombre de Prandtl. Cependant cette croissance du nombre de Nusselt avec le nombre de Prandtl n'est pas indépendante du nombre de Reynolds : sur la figure VI.10, nous observons que l'augmentation du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Prandtl est importante avec de grands nombres de Reynolds alors que cette augmentation est faible, voire très faible, pour des nombres de Reynolds plus petits.

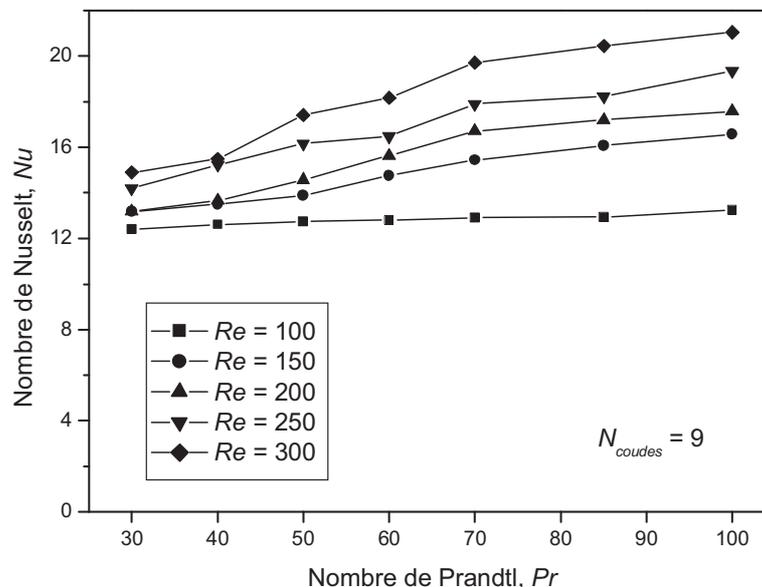


Figure VI.10 : Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Prandtl (configuration chaotique).

### VI.4.3.4 Corrélation obtenue pour le modèle chaotique

L'étude paramétrique du nombre de Nusselt présentée précédemment a mis en évidence la variation de ce nombre avec les trois paramètres principaux, les nombres de Reynolds, nombres de Prandtl et nombres de coudes. Par conséquent, l'ensemble des nombres de Nusselt simulés à partir du modèle thermique nous a permis d'extraire une corrélation (Lemenand et Peerhossaini [2002]) de la même forme que la corrélation expérimentale (VI.10) en utilisant l'algorithme génétique :

$$Nu = 1,045 \cdot Re^{0,303} \cdot Pr^{0,287} \cdot N_{coudes}^{-0,033} \quad (VI.12)$$

avec un intervalle de confiance de  $\pm 25\%$  (à comparer avec l'intervalle de confiance de  $\pm 20\%$  donné avec la corrélation expérimentale VI.10) et un écart-type de  $7\%$ . La plage d'utilisation de cette corrélation est :

- $Re \in [100 ; 300]$ ,
- $Pr \in [30 ; 100]$ ,
- $N_{coudes} \in [1 ; 13]$ .

Il est à noter que nous obtenons les plus grands écarts entre cette corrélation et les résultats simulés pour les nombre de Reynolds de 100 : c'est-à-dire qu'en réduisant l'application de cette corrélation aux nombres de Reynolds compris entre 150 et 300, nous obtenons un intervalle de confiance de  $\pm 18\%$  et un écart-type de  $6\%$ .

La figure VI.11 représente les valeurs des nombres de Nusselt issus de la corrélation VI.12 tracées en fonction du nombre de Prandtl pour différentes valeurs de paramètre ( $Re$  de 100 à 300 et  $N_{coudes}$  de 3 à 13). Cette représentation permet d'isoler l'influence seule du nombre de Prandtl sur l'allure des nombres de Nusselt calculés par la corrélation VI.12. Nous visualisons ainsi l'allure en puissance 0,287 qui induit une légère augmentation du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Prandtl.

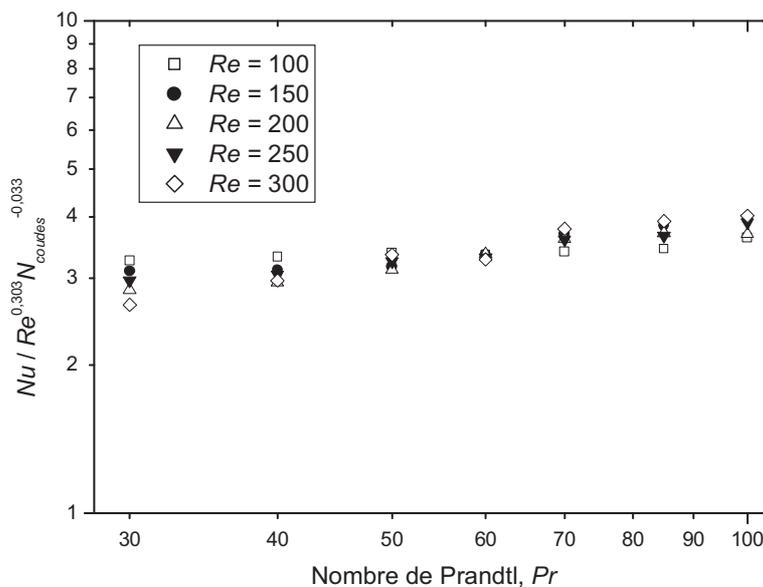


Figure VI.11 : Nombre de Nusselt de la corrélation VI.12 (cas chaotique) en fonction du nombre de Prandtl.

La figure VI.12 représente les mêmes valeurs des nombres de Nusselt issues de la corrélation VI.12 tracées en fonction du nombre de Reynolds pour des nombres de Prandtl de 30 à 100. De la même manière, ce graphe isole l'influence du nombre de Reynolds sur les nombres de Nusselt et met en évidence la loi en puissance 0,303.

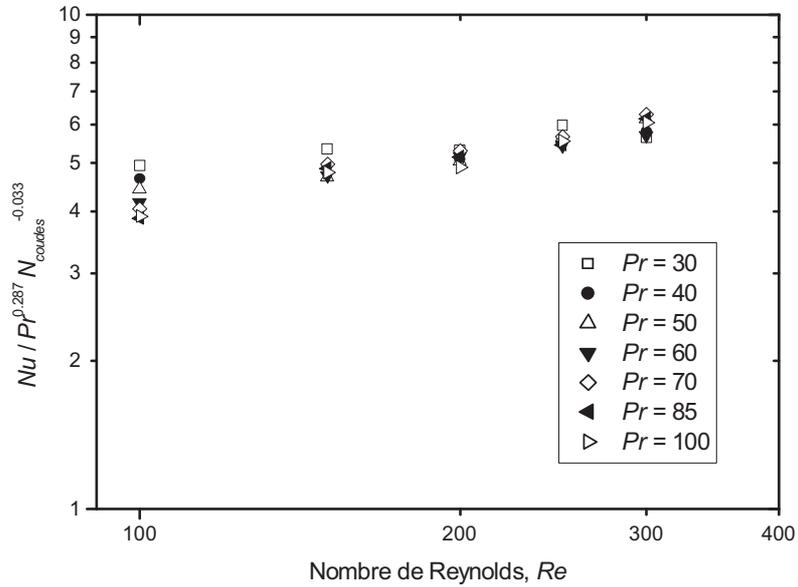


Figure VI.12 : Nombre de Nusselt de la corrélation VI.12 (cas chaotique) en fonction du nombre de Reynolds.

## VI.5 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

L'advection chaotique d'éléments fluides passifs dans un tube coudé a été bien documentée depuis le travail pionnier de Jones *et al.* [1989] sur un modèle simplifié à bas nombre de Reynolds. Des travaux expérimentaux postérieurs sur des aspects fondamentaux (Le Guer *et al.* [1991], Peerhossaini *et al.* [1992], Mokrani *et al.* [1998], Castelain *et al.* [2001]), sur l'efficacité d'échange de chaleur (Acharya *et al.* [1992], Peerhossaini *et al.* [1993], Mokrani *et al.* [1997], Chagny *et al.* [2000]) et sur l'efficacité de transfert de masse (Castelain *et al.* [2000]) de l'advection chaotique a démontré le grand intérêt technologique de cet écoulement spécial, et a justifié la recherche d'un modèle simplifié de transfert thermique analogue au modèle hydrodynamique (Jones *et al.* [1989]).

La présente étude propose un modèle simplifié de transfert thermique analogue au modèle hydrodynamique pour la prévision du nombre de Nusselt en fonction des nombres de Reynolds, nombres de Prandtl et nombres de coudes pour un tube coudé chaotique avec un flux de chaleur à la paroi constant. Le tube coudé chaotique se compose d'une succession de tubes coudés en quart de cercle associés entre eux avec un angle de rotation de 90 ° entre les plans de courbure.

Premièrement, les notions de flux de chaleur et la température dans un écoulement purement advectif de particules passives sont établies. En raison de la condition de non glissement à la paroi, un paramètre libre apparaît dans le modèle de transfert thermique qui doit être déterminé expérimentalement. Ce paramètre est déterminé pour un écoulement dans un tube hélicoïdal, qui capture les aspects hydrodynamiques fondamentaux et les comportements de transfert thermique dans un tube coudé chaotique. Une étude paramétrique de la configuration chaotique est alors effectuée avec le modèle thermique pour un fluide ayant les propriétés thermophysiques de l'eau (excepté la viscosité qui est plus élevée). Le modèle de transfert thermique prévoit un nombre de Nusselt plus élevé pour l'échangeur avec les plans de courbure alternés que pour le tube hélicoïdal. Pour la géométrie avec les plans de courbure alternés (chaotique), l'abscisse curviligne axiale du tube (nombre de coudes) a un effet négligeable sur le nombre de Nusselt, alors que pour le tube hélicoïdal, le nombre de Nusselt diminue avec l'abscisse curviligne axiale d'une manière analogue à un écoulement pleinement développé dans un tube droit. Les nombres de Prandtl et de Reynolds contribuent à l'augmentation du transfert thermique dans la configuration de l'advection chaotique avec une loi de puissance. Les exposants pour le nombre de Prandtl et de Reynolds sont 0,287 et 0,303 respectivement, inférieurs à ceux de la corrélation (VI.10) donnés pour la configuration hélicoïdale.

La base de données obtenue à partir de l'étude paramétrique de la variation du nombre de Nusselt en utilisant le modèle de transfert thermique développé dans cette étude nous a permis de corréler le nombre de Nusselt avec les nombres de Reynolds, de Prandtl et de coudes :

$$Nu = 1,045 \cdot Re^{0,303} \cdot Pr^{0,287} \cdot N_{coudes}^{-0,033} \quad (VI.12)$$

Cette corrélation, valide pour le transfert thermique dans des tubes coudés à effet d'advection chaotique, affiche une dépendance plus faible du nombre de Nusselt à l'égard des nombres de Reynolds et de Prandtl que la corrélation expérimentale (VI.10) obtenue pour un tube hélicoïdal. Dans les différentes étapes du développement de la corrélation (VI.12), une interprétation physique du comportement de  $Nu$  avec les paramètres d'écoulement est donnée.

La corrélation (VI.12) est valide pour la géométrie de la présente étude, c'est-à-dire un rapport d'aspect  $r/R = 0,09$ . Pour obtenir une corrélation plus générale que la corrélation (VI.12), des travaux futurs devront se concentrer sur la variation de  $Nu$  avec le rapport  $r/R$ . D'autres perspectives consisteront à affiner le modèle en réduisant par exemple le pas d'injection des particules, effectuer des simulations pour d'autres situations (augmenter le nombre de coudes, choisir d'autres nombres de Prandtl,...) ou obtenir les Nusselt locaux.

## VI.6 NOMENCLATURE

$C_p$	Capacité calorifique du fluide	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
$d$	Diamètre du tube	m
$dx$	Épaisseur de la section	m
$De$	Nombre de Dean = $Re.(r/R)^{0,5}$	
$h$	Coefficient de transfert	$W.m^{-2}.K^{-1}$
$N$	Nombre total de particules injectées	
$N_{coudes}$	Nombre de coudes	
$N_{couronne}$	Nombre de particules dans la couronne	
$N_{section}$	Nombre de particules dans la section	
$Nu$	Nombre de Nusselt	
$p$	Puissance d'une particule	W
$Pr$	Nombre de Prandtl	
$q$	Densité de flux de chaleur	$W.m^{-2}$
$r$	Rayon du tube	m
$R$	Rayon de courbure du tube	m
$Re$	Nombre de Reynolds	
$S$	Surface d'échange de l'échangeur	$m^2$
$S_{couronne}$	Surface de la couronne	$m^2$
$t$	Unité de temps	s
$T_o$	Température de surface	K
$T_m$	Température moyenne	K
$T_{y_o}$	Température à la distance $y_o$	K
$V_m$	Vitesse moyenne dans la section	$m.s^{-1}$
$V_{y_o}$	Vitesse du fluide à la distance $y_o$	$m.s^{-1}$
$y_o$	Distance d'injection des particules	m
$z$	Abscisse curviligne	$m$

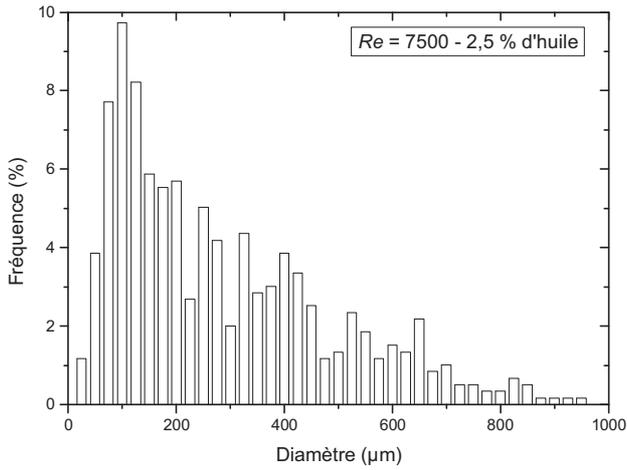
### SYMBOLES GRECS

$\lambda$	Conductivité du fluide	$W.m^{-1}.K^{-1}$
$\rho$	Masse volumique du fluide	$kg.m^{-3}$

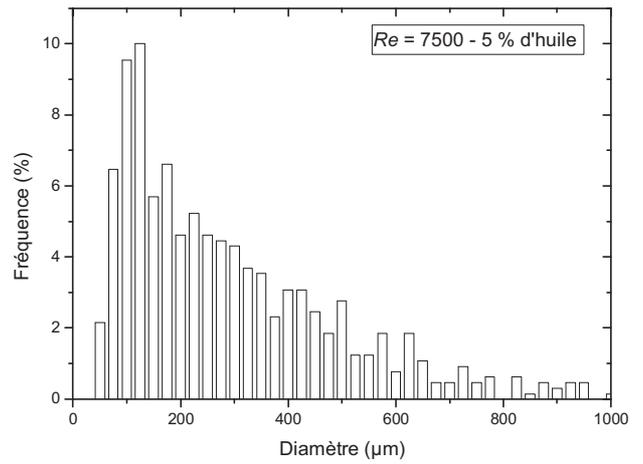


## ***ANNEXE B***

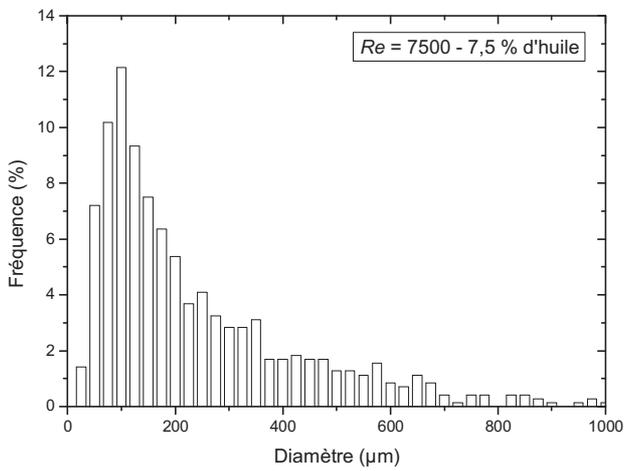
### ***DISTRIBUTIONS GRANULOMETRIQUES***



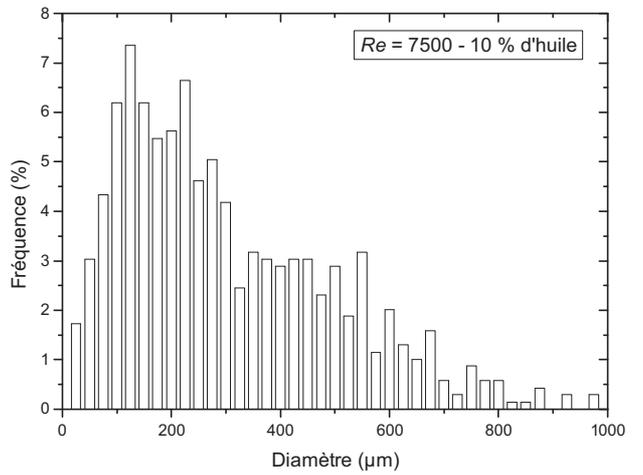
(a)



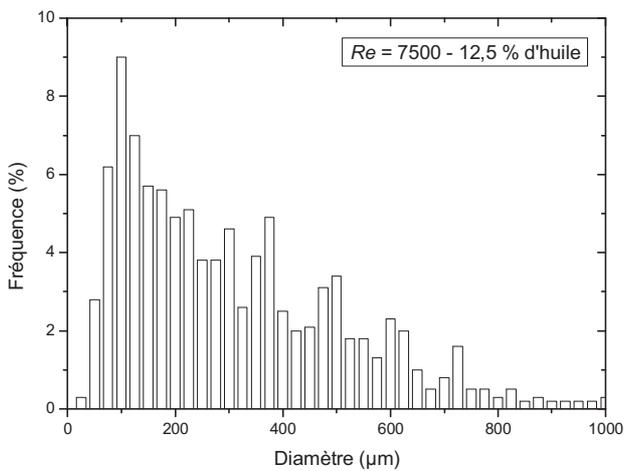
(b)



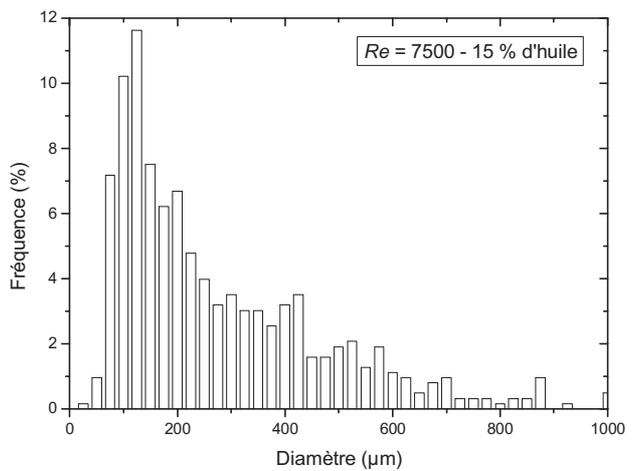
(c)



(d)

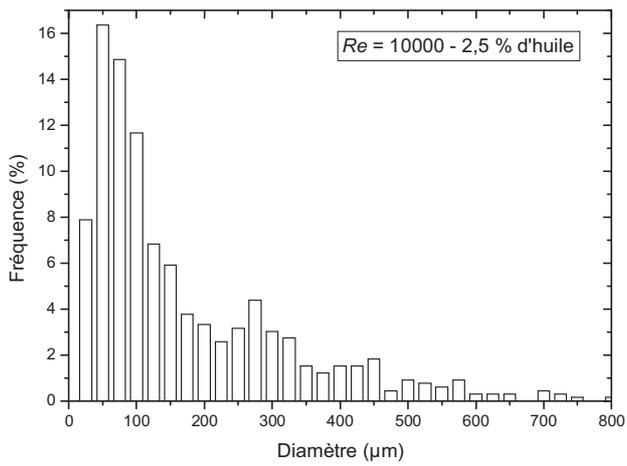


(e)

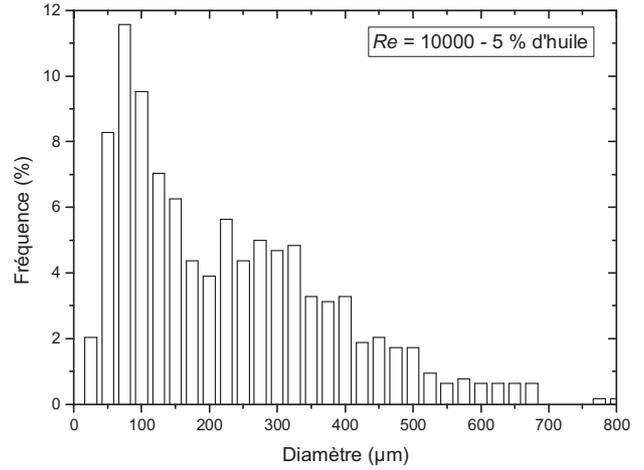


(f)

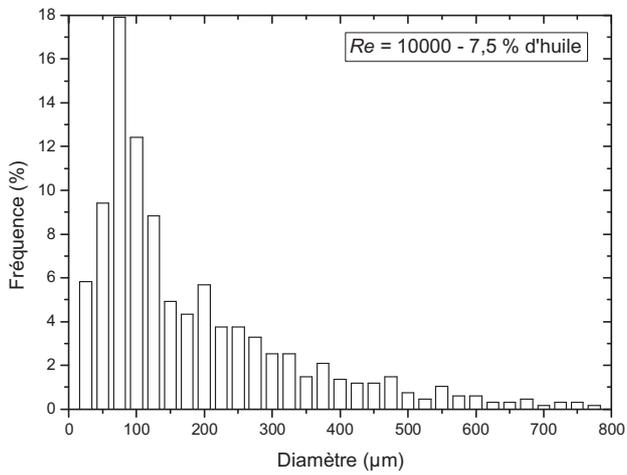
Distributions granulométriques pour  $Re = 7500$  avec (a) 2,5 % d'huile, (b) 5 % d'huile, (c) 7,5 % d'huile, (d) 10 % d'huile, (e) 12,5 % d'huile et (f) 15 % d'huile.



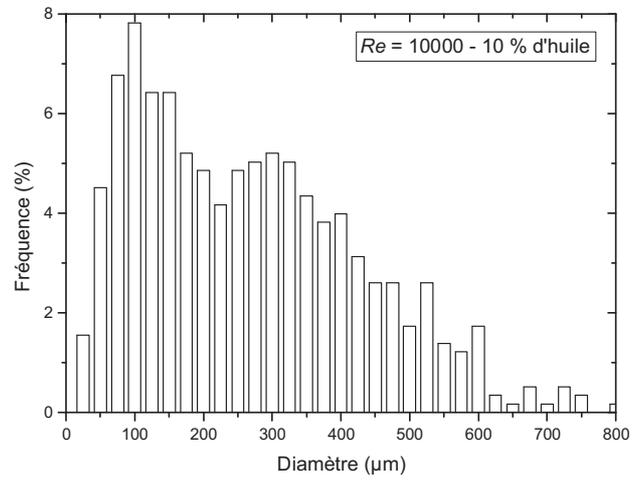
(a)



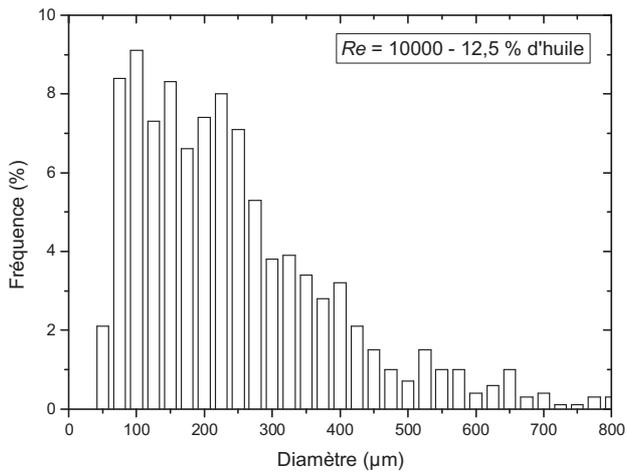
(b)



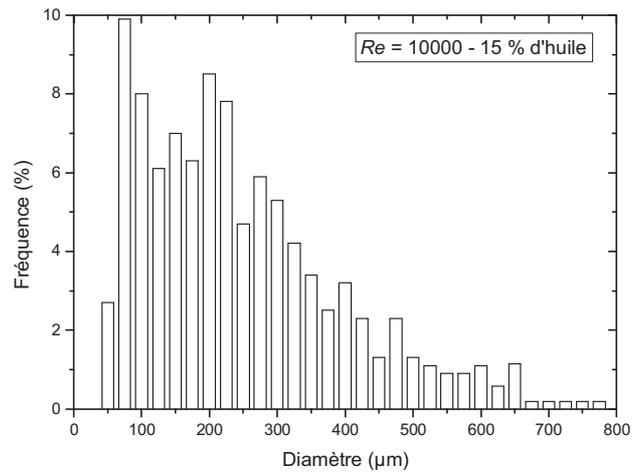
(c)



(d)

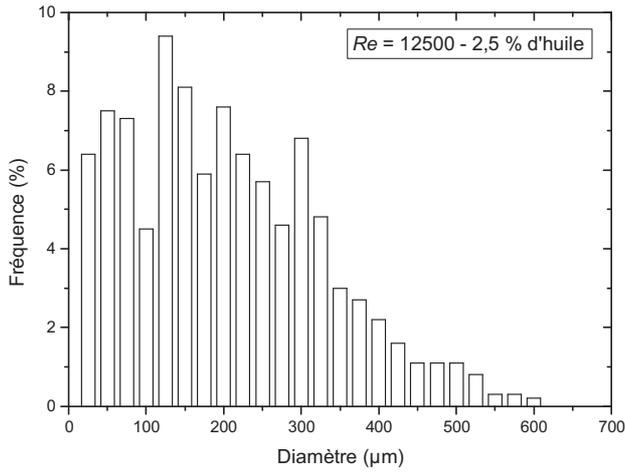


(e)

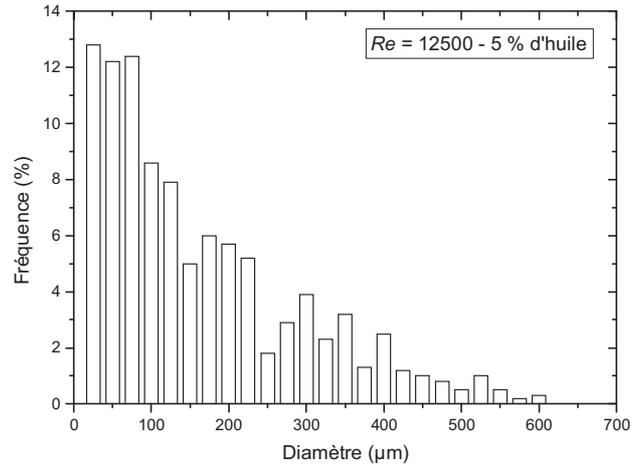


(f)

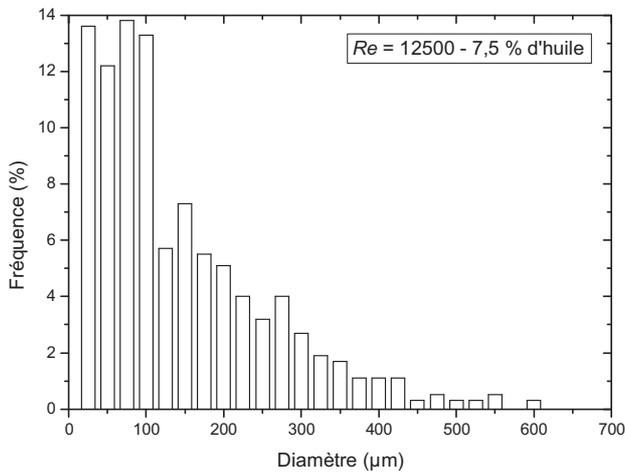
*Distributions granulométriques pour  $Re = 10000$  avec (a) 2,5 % d'huile, (b) 5 % d'huile, (c) 7,5 % d'huile, (d) 10 % d'huile, (e) 12,5 % d'huile et (f) 15 % d'huile.*



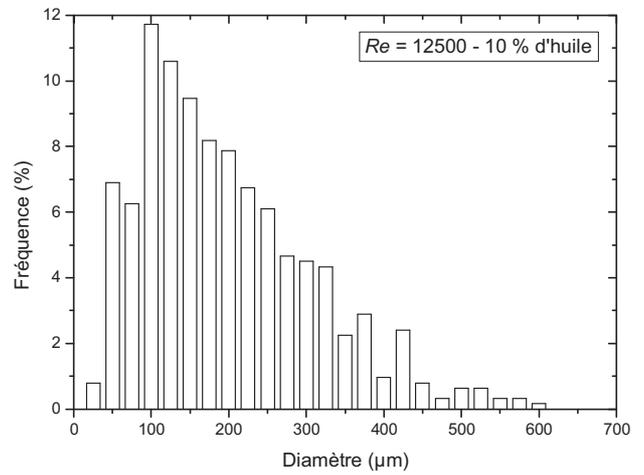
(a)



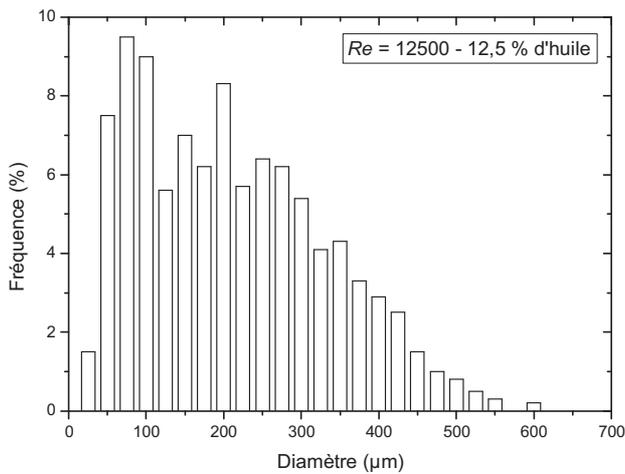
(b)



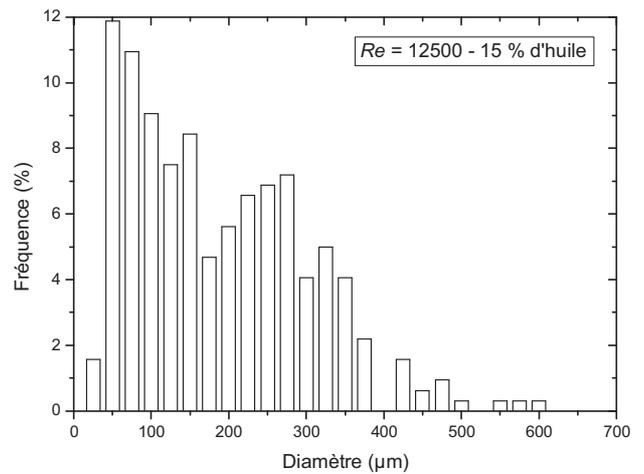
(c)



(d)

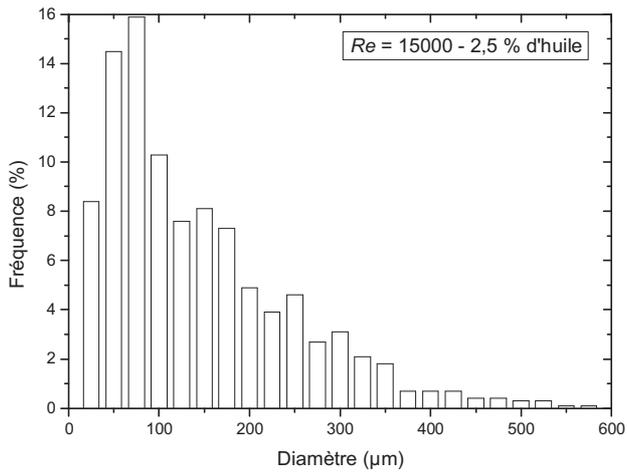


(e)

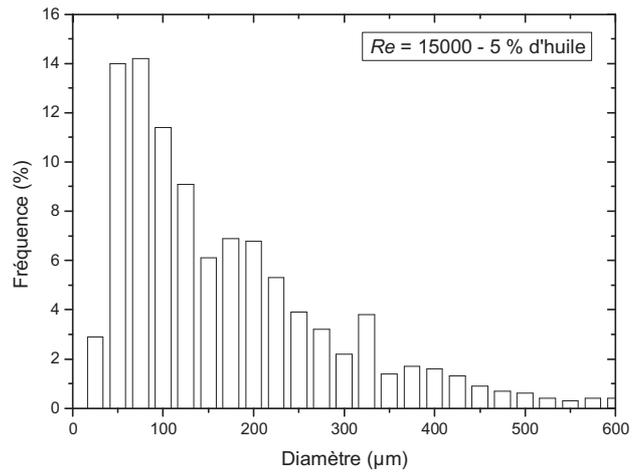


(f)

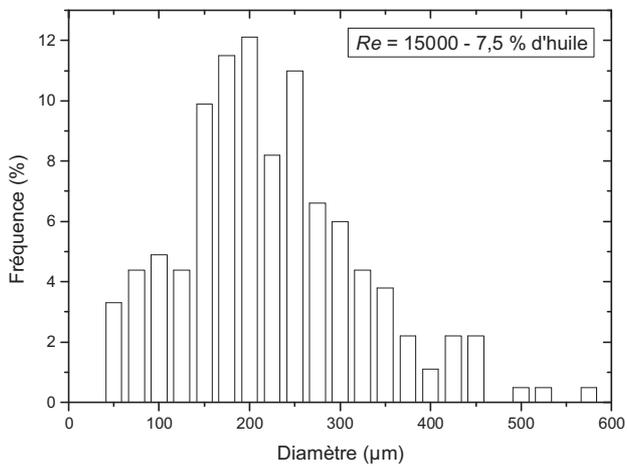
*Distributions granulométriques pour  $Re = 12500$  avec (a) 2,5 % d'huile, (b) 5 % d'huile, (c) 7,5 % d'huile, (d) 10 % d'huile, (e) 12,5 % d'huile et (f) 15 % d'huile.*



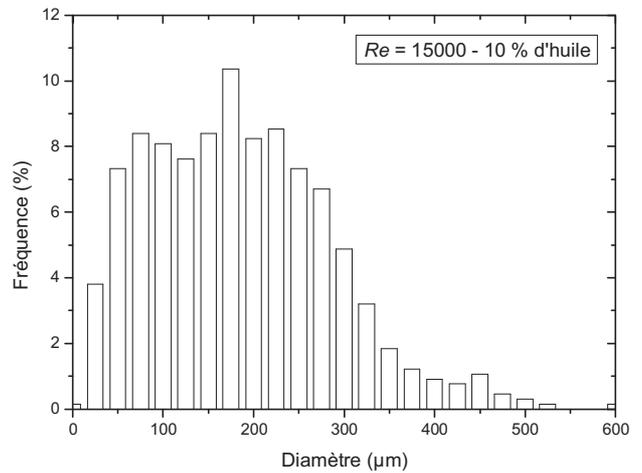
(a)



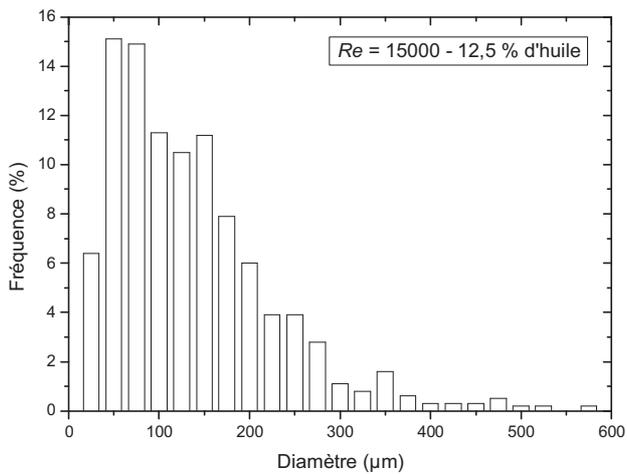
(b)



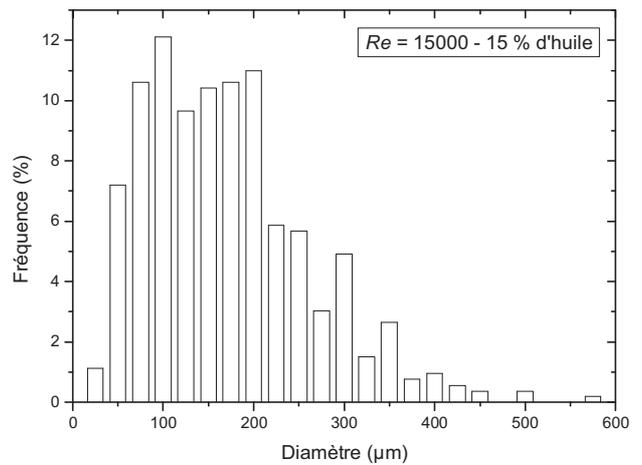
(c)



(d)



(e)



(f)

Distributions granulométriques pour  $Re = 15000$  avec (a) 2,5 % d'huile, (b) 5 % d'huile, (c) 7,5 % d'huile, (d) 10 % d'huile, (e) 12,5 % d'huile et (f) 15 % d'huile.

## **ÉTUDE EXPERIMENTALE DE L'INTENSIFICATION DES TRANSFERTS DANS UN ECHANGEUR-REACTEUR STATIQUE : MELANGE DE DEUX FLUIDES NON MISCIBLES**

L'étude porte sur la caractérisation du phénomène d'émulsification entre deux phases non miscibles, dans un mélangeur-réacteur statique HEV (High-Efficiency Vortex) en écoulement turbulent. Ce mélangeur d'un type nouveau génère des structures cohérentes sous la forme de tourbillons contra-rotatifs. Cet écoulement augmente le transport de masse radial, et met ainsi en oeuvre des conditions favorables à la dispersion de deux phases non-miscibles (eau/huile). La stabilité des émulsions est obtenue par une méthode de microencapsulation des gouttes d'huile. Les émulsions encapsulées sont analysées par microscopie optique et les performances du système sont caractérisées par les diamètres moyens de Sauter et la distribution granulométrique. L'efficacité énergétique de ce mélangeur est comparée avec celle d'autres mélangeurs statiques et, pour une aire interfaciale donnée, la consommation d'énergie est jusqu'à 1000 fois inférieure.

Deux campagnes de mesures par vélocimétrie laser à effet Doppler (VLD) et par vélocimétrie par image de particules (PIV) ont été entreprises en écoulement monophasique. L'objectif est d'analyser les fluctuations de vitesse ainsi que les structures les plus énergétiques présentes dans l'écoulement de base. Ceci nous permet d'avancer dans la compréhension des phénomènes expliquant l'efficacité de ce mélangeur dans le fractionnement de deux phases.

Des travaux parallèles portent sur l'étude d'un écoulement à travers une géométrie dite "en Dean alterné" qui est susceptible de générer des trajectoires chaotiques de particules, en régime laminaire, désigné par "régime d'advection chaotique". L'objectif de ce travail est de mettre en application un modèle thermique simplifié qui permet de simuler le transfert thermique dans un tube coudé avec deux configurations possibles (hélicoïdale ou chaotique) sans exiger les calculs importants requis dans la résolution numérique des équations de Navier-Stokes et de l'équation de l'énergie.

**Mots-clés :** Advection chaotique / Chaos / Ecoulement diphasique / Fractionnement de fluides / Mélangeur statique / Transferts convectifs / Turbulence.

## **EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF TRANSFER INTENSIFICATIONS IN A STATIC HEAT EXCHANGER-REACTOR : MIXING OF TWO IMMISCIBLE FLUIDS**

This work concerns the characterization emulsification phenomenon of two immiscible phases in a static mixer-reactor HEV (High Efficiency Vortex) in a turbulent flow. This new type of mixer generates coherent structures in the form of longitudinal counter-rotative vortices. The resulting flow enhances radial mass transfer and thus facilitates the dispersion of two immiscible phases (water/oil). Emulsions obtained in this way are stabilized by encapsulation of oil droplets. Statistics of encapsulated emulsions are then analysed by using optic microscopy and the efficiency of the system is studied by mean-Sauter diameter and granulometric distribution. Energy efficiency of this mixer is compared with other mixers for a given interface area, energy cost of HEV is 1000 times smaller.

In the single phase flow regime two measurement campaigns by LDV and PIV have been carried out. The aim here is to study the turbulence structure of the flow generated by the mixer and particularly the more energetic structures present in the base flow. It provides a basic background for the comprehension and explanation of the physical mechanisms which occur in the fractioning of the droplets and therefore the efficiency of the mixer.

Parallel work has been carried out on the flow in a twisted pipe with alternating curvature-plane, susceptible to the generation of chaotic fluid-particle trajectories. This flow regime is commonly referred to as "chaotic advection". The aim of this work was to develop a simplified mathematical model for estimation of Nusselt number in chaotic as well as helicoidally coiled heat exchanger which avoids heavy computations required by the resolution of the Navier-Stokes and energy equations.

**Key-words:** Chaotic advection / Chaos / Two-phase flow / Break-up of droplets / Static mixer / Convective heat transfer / Turbulence.