



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

Comportement de fluides complexes
sous écoulement :
Approche expérimentale
par résonance magnétique nucléaire
et techniques optiques
et simulations numériques

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 23 mai 2012

pour l'obtention du

Doctorat de l'Institut National Polytechnique de Lorraine
en Mécanique et Énergétique

par

Claire RIGAL

Composition du jury

<i>Rapporteurs :</i>	Albert MAGNIN	Directeur de recherche Université Joseph Fourier Grenoble
	Jean-Michel FRANCONI	Professeur Université Bordeaux Segalen
<i>Examineurs :</i>	Christophe BARAVIAN	Professeur Université de Lorraine
	Hassan PEERHOSSAINI	Professeur Université de Nantes
	Michel LEBOUCHE	Professeur Université de Lorraine
	Daniel CANET	Professeur Université de Lorraine
<i>Invité :</i>	Sébastien LECLERC	Ingénieur de recherche Université de Lorraine

Mis en page avec la classe thloria.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Michel Lebouché, mon directeur de thèse, pour m'avoir donné l'opportunité de faire une thèse et pour l'avoir dirigée, ainsi que mon co-directeur, Daniel Canet.

Je remercie très chaleureusement Christophe Baravian et Sébastien Leclerc pour leur riche encadrement durant ces trois années de thèse, les nombreuses discussions et orientations concernant les résultats expérimentaux mais aussi pour m'avoir communiqué leur rigueur scientifique. Je tiens en particulier à exprimer ma gratitude envers Christophe qui m'a aidée à traverser les périodes difficiles que j'ai pu rencontrées durant cette thèse et que je salue pour ses qualités humaines.

Je suis reconnaissante à Jean-Michel Franconi et Albert Magnin, d'avoir accepté avec sympathie le rôle de rapporteur. Je remercie Haasan Peerhossaini pour son rôle de président du jury.

Je remercie sincèrement l'ensemble du personnel technique rattaché au LEMTA qui a contribué à l'élaboration des différents dispositifs expérimentaux et particulièrement Franck Demeurie, Jean-Yves Morel, Eric Blaise, Michel Marchand et Alain Delconte, mais aussi Pierre-Louis Marande et Alain Retournard du laboratoire de méthodologie RMN.

Je remercie Ghania Benbelkacem et Salaheddine Skali-Lami, sans qui les résultats expérimentaux de ce manuscrit concernant le dispositif de Couette ne seraient pas ce qu'ils sont.

Je tiens à remercier Olivier Botella pour son aide et ses compétences en numérique et Ophélie Caballina pour son apprentissage sur la technique de vélocimétrie laser Doppler. Je remercie également Julien Tissot, ancien doctorant du laboratoire, pour son aide précieuse en programmation au début de ma thèse.

Je remercie également les membres administratifs du laboratoire et j'ai bien évidemment une pensée particulière pour tous ceux et celles qui m'ont aidée, et qui se reconnaîtront sans nul doute. Je pense également à mes co-bureau : Adrian, Caroline et Sylvain avec qui j'ai passé de bons moments et qui m'ont encouragée et supportée dans les périodes difficiles.

Je pense enfin à tous mes amis proches, en particulier Aurélie, Jennifer, Cloé, Florence et Sandrine, qui m'ont soutenue et ont toujours été à l'écoute quand cela était nécessaire, notamment durant la dernière longue ligne droite. Je les remercie très fortement.

Enfin je termine par mes parents et mes deux frères, qui ont vécu cette thèse à distance, mais qui m'ont toujours épaulée et je les remercie pour leur patience.

Table des matières

Table des figures	vii
Liste des tableaux	xv
Introduction générale	1
Introduction générale	1
Chapitre 1 Revue bibliographique : Rhéologie et écoulements de fluides complexes dans des géométries variées	5
1.1 Introduction	6
1.2 Rhéologie des fluides complexes	6
1.2.1 Concepts et notions utiles	6
1.2.1.1 Description générale d'un fluide complexe	6
1.2.1.2 Viscosité de cisaillement	7
1.2.1.3 Contraintes et déformations dans un fluide	9
1.2.1.4 Équations fondamentales	12
1.2.2 Modèles rhéologiques	12
1.2.2.1 Généralités sur les modèles	13
1.2.2.2 Fluides newtoniens	13
1.2.2.3 Fluides non newtoniens dont la viscosité dépend du gradient de cisaillement	13
1.2.2.4 Fluides viscoélastiques	17
1.2.2.5 Fluides thixotropes	22
1.3 Écoulements de fluides complexes dans des géométries variées	23
1.3.1 Écoulement entre deux cylindres centrés et excentrés	23
1.3.2 Écoulement dans une conduite présentant des singularités	26
1.3.3 Techniques de mesure des champs de vitesse de fluides en écoulement	29
1.3.3.1 Généralités	29
1.3.3.2 La vélocimétrie laser	30
1.3.3.3 La vélocimétrie Doppler à ultra-sons	32

1.3.3.4	Autres techniques et techniques de visualisation	33
1.4	Présentation des deux techniques utilisées	33
1.4.1	La Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)	33
1.4.1.1	Origine historique et applications	33
1.4.1.2	Principe de la PIV (2D)	34
1.4.1.3	Précautions d'emploi	36
1.4.2	La vélocimétrie par Imagerie par Résonance Magnétique (IRM)	38
1.4.2.1	Origine, applications et développements récents	38
1.4.2.2	Principes de base de la Résonance Magnétique Nucléaire (RMN) . . .	40
1.4.2.3	L'Imagerie par Résonance Magnétique	46
1.5	Situation du problème	64
Chapitre 2 Matériels et méthodes		65
2.1	Introduction	65
2.2	Fluides modèles et leur caractérisation	66
2.2.1	Emkarox	66
2.2.2	Xanthane	67
2.2.2.1	Origine et structure	67
2.2.2.2	Propriétés	68
2.2.2.3	Préparation des solutions	68
2.2.3	Rhéométrie : analyse rhéologique	69
2.2.3.1	Viscosité de cisaillement	69
2.2.3.2	Viscoélasticité des solutions de xanthane	74
2.2.3.3	Mesures de biréfringence sur les solutions de xanthane	77
2.3	Dispositifs expérimentaux et techniques de mesures utilisées	83
2.3.1	Écoulement en géométrie de Couette et PIV	83
2.3.1.1	Généralités	83
2.3.1.2	Dispositif expérimental	85
2.3.1.3	Mise en oeuvre de la PIV. Techniques de mesures	88
2.3.2	Boucle d'écoulement et vélocimétrie RMN/IRM	95
2.3.2.1	Dispositif expérimental et instrumentation	95
2.3.2.2	Mise en oeuvre de la RMN. Techniques de mesures	104
2.4	Méthodes numériques	112
2.4.1	Maillages des géométries étudiées	112
2.4.1.1	Généralités sur les domaines de calcul	112
2.4.1.2	Indépendance des résultats sur la taille du maillage	115
2.4.2	Simulations numériques	116
2.4.3	Postprocessing	116

Chapitre 3 Écoulements en géométrie de Couette à cylindres centrés et excentrés : étude expérimentale et numérique 119

3.1	Introduction	120
3.2	Rappels sur les caractéristiques de l'étude	120
3.2.1	Géométrie de mesure et grandeurs associées	120
3.2.2	Nombres adimensionnels de l'écoulement	122
3.2.3	Rappel de la rhéologie des fluides utilisés	124
3.3	Résultats expérimentaux et numériques en géométrie centrée	125
3.3.1	Profils de vitesse	125
3.3.1.1	Validation de la méthode numérique	125
3.3.1.2	Influence de la rhéofluidification	127
3.3.2	Loi de comportement local	129
3.4	Résultats expérimentaux et numériques en géométrie excentrée avec recirculation	132
3.4.1	Profils de vitesse : comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques	132
3.4.2	Étude fine de la zone de recirculation	137
3.4.2.1	Fluide newtonien	137
3.4.2.2	Fluide rhéofluidifiant	140
3.5	Conclusion	150

Chapitre 4 Écoulements dans une conduite cylindrique présentant des singularités : étude expérimentale et numérique 151

4.1	Introduction	152
4.2	Rappels sur les caractéristiques de l'étude	153
4.2.1	Domaine d'écoulement et grandeurs géométriques associées	153
4.2.2	Caractérisation de l'écoulement	154
4.2.3	Rappel de la rhéologie des fluides utilisés	155
4.3	Résultats expérimentaux en conduite cylindrique droite	156
4.3.1	Profils de vitesse	156
4.3.2	Coefficients d'auto-diffusion	162
4.4	Résultats expérimentaux et numériques en conduite cylindrique avec élargissement brusque	166
4.4.1	Profils de vitesse en amont de l'élargissement	166
4.4.2	Description du champ des vitesses en aval de l'élargissement	170
4.4.3	Longueur d'établissement de l'écoulement	179
4.4.4	Étude de la zone de recirculation	182
4.4.4.1	Grandeurs caractéristiques	182
4.4.4.2	Représentation des lignes de courant expérimentales	184
4.4.4.3	Longueur du vortex	186
4.4.4.4	Intensité du vortex	191
4.4.4.5	Variations des dimensions caractéristiques du vortex	192

4.5	Résultats expérimentaux en conduite cylindrique avec contraction brusque	193
4.5.1	Profils de vitesse	193
4.5.2	Représentation des lignes de courant	196
4.6	Conclusion	197
	Conclusion générale	199
	Conclusion générale	199
	Bibliographie	203

Table des figures

1.1	Cisaillement simple d'un fluide newtonien entre deux plans parallèles	8
1.2	(a) Composantes $\sigma_{yx}, \sigma_{yy}, \sigma_{yz}$ de la contrainte exercée sur une surface d'aire dS dont la normale est orientée suivant Oy (b) Détermination de la contrainte sur une surface d'aire dS de normale $\mathbf{n}$ d'orientation quelconque	10
1.3	Allure des courbes d'écoulement des principaux types de fluides purement visqueux	14
1.4	Ressort de module élastique G	19
1.5	Amortisseur de viscosité μ	19
1.6	Élément de Voigt : association en parallèle d'un ressort et d'un amortisseur	20
1.7	Élément de Maxwell : association en série d'un ressort et d'un amortisseur	21
1.8	Élément de Jeffrey : association en série d'un élément de Voigt avec un amortisseur	22
1.9	Principe de la PIV	35
1.10	Corrélation croisée de deux images successives (Lavision, B. Lecordier et M. Trinité, CORIA Rouen)	36
1.11	Éclatement des niveaux d'énergie d'un spin 1/2 par application d'un champ magnétique statique B_0	41
1.12	Mouvement de l'aimantation nucléaire M sous l'effet de champ B_0 et B_1	42
1.13	(a) Définition du repère mobile où B_0 et B_1 sont stationnaires ; (b) Mouvement de l'aimantation nucléaire sous l'effet d'une impulsion rf à $(\pi/2)$	43
1.14	Transformée de Fourier de la partie imaginaire de la fonction $S(t)$	45
1.15	Schéma simplifié d'un dispositif de RMN	46
1.16	Schéma du marquage spatial par gradient de champ	47
1.17	Séquences de bases d'IRM utilisant un gradient de champ statique g_r agissant selon la direction X : (a) Observation directe du fid ; (b) Écho de spin ; (c) Écho de gradient	48
1.18	Représentation schématique d'une séquence complète d'imagerie par écho de spin	51
1.19	Représentation schématique d'une séquence complète d'imagerie par écho de gradient	52
1.20	Représentation schématique d'une séquence d'écho de spin avec impulsions de gradient destinées à la mesure du coefficient d'auto-diffusion (séquence PGSE)	54
1.21	(a) Représentation schématique d'une séquence DANTE d'après [25]. L'enveloppe rectangulaire des impulsions rf montrée ici est un choix parmi les différentes formes possibles. (b) Reconstruction d'une grille de spins d'une coupe transversale d'un écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille obtenue par une séquence DANTE combinée à une séquence d'écho de spin [163]	58

1.22	Représentation schématique de la séquence PGSE combinée à des gradients d'imagerie (g_r, g_p, g_s) pour les expériences de mesures de vitesse conduisant une image 2D dans le plan (r, p) avec la sensibilisation du mouvement suivant la direction s , d'après [47]	60
1.23	Représentation schématique de la séquence PCGE utilisée pour la mesure de vitesse d'écoulement, d'après [47]	62
2.1	Structure moléculaire du Emkarox	66
2.2	Structure primaire de la macromolécule de xanthane ([226])	67
2.3	Rhéomètre AR2000 et géométrie de mesure cône-plan	69
2.4	Schéma de la procédure de mesure de la viscosité stationnaire sous cisaillement	71
2.5	Courbes d'écoulement montée-descente du xanthane à différentes concentrations en masse et du Emkarox (symboles) avec le modèle de Cross (ligne rouge continue). Viscosité en fonction de la vitesse de cisaillement	72
2.6	Courbes d'écoulement (descente) des quatre solutions de xanthane : viscosité en fonction de la contrainte. Comparaison entre les mesures rhéométriques (symboles), le modèle de Cross (ligne continue) et le modèle loi de puissance (pointillés)	73
2.7	Module élastique (G') et module visqueux (G'') des solutions de xanthane en fonction de la fréquence appliquée	75
2.8	Évolution de l'état de polarisation en fonction de la distance parcourue dans une solution colloïdale (propagation de haut en bas)	78
2.9	Dispositif expérimental pour la mesure de la biréfringence	78
2.10	(a) Courbe d'intensité en fonction de la distance de propagation dans le milieu ; (b) Image numérisée d'intensité correspondante après traitement	80
2.11	Figures d'interférence pour le xanthane en solution à 0,50% et à 1% pour différents cisaillements (le laser se propage de bas en haut)	81
2.12	Biréfringence de solutions de xanthane à 0,50% en fonction de la contrainte	82
2.13	Géométrie de Couette cylindrique	83
2.14	Vue schématique du dispositif expérimental (PIV)	85
2.15	Géométrie annulaire et système de coordonnées	86
2.16	Réglage et disposition des différents éléments de la PIV	89
2.17	Illustrations du post-traitement d'une séquence d'acquisition de PIV pour une solution de xanthane à 0,10% et $\Omega = 1 \text{ rad.s}^{-1}$ dans le cas de cylindres coaxiaux : (a) Couple d'images moyen ; (b) Champ de vecteurs vitesse moyen ; (c) Profil de vitesse tangentielle ; (d) Lignes de courant	92
2.18	Profils stationnaires newtoniens de vitesse tangentielle pour différentes vitesses de rotation ($\Omega = 1, 5, 10 \text{ rad.s}^{-1}$) et différentes positions angulaires θ : données expérimentales (losanges) et solution analytique (traits continus)	94
2.19	Profils de vitesse radiale pour différentes vitesses de rotation ($\Omega = 1, 5, 10 \text{ rad.s}^{-1}$) soit ($v_\theta = 0,02; 0,1; 0,2 \text{ m.s}^{-1}$) et différentes positions angulaires θ	94
2.20	Vue schématique du dispositif expérimental (RMN) : boucle hydraulique et vélocimétrie	95
2.21	Photo de la veine de mesure du dispositif expérimental (RMN)	95
2.22	(a) Photo de la singularité ; (b) Photo de la sonde RMN	97

2.23	Courbe réelle du débit en fonction de la fréquence de rotation du moteur de la pompe	102
2.24	Profils de vitesse axiale expérimentaux par VLD et théoriques d'une solution de xanthane à 0.20% ($K=0.632 \text{ Pa.s}^n$ et $n=0.366$) pour différentes vitesses débitantes correspondant à différents nombre de Reynolds	103
2.25	(a) Représentation schématique de la séquence PCGE de mesure de vitesse, d'après [47]; (b) Représentation schématique de la zone de mesure (pointillés rouges) sélectionnée : coupe axiale	105
2.26	Orientation des coupes : axiale, sagittale et coronale sur une conduite cylindrique	108
2.27	Représentation schématique des multicoupes axiales sur la conduite en présence de singularité : cas de l'élargissement brusque	108
2.28	Illustrations du post-traitement de séquences de mesure par IRM (coupe axiale d'une conduite cylindrique de diamètre intérieur $D = 2 \text{ cm}$). (a) Mesure de vitesse par PCGE : image de phase, cartographie de vitesse et profil de vitesse axiale. (b) Mesure de coefficient d'auto-diffusion par PGSE : image pondérée en diffusion, image après traitement, courbe d'ajustement selon $S = S_0 \exp(-Bg^2)$ et cartographie de diffusion	110
2.29	Profils expérimentaux normalisés de vitesse axiale par LDV (triangles pleins) et IRM (losanges vides) et théoriques (traits) pour de l'eau et une solution de xanthane à 0.20% (VLD : $K=0.632 \text{ Pa.s}^n$ et $n=0.366$; RMN : $K=0.596 \text{ Pa.s}^n$ et $n=0.360$) pour une vitesse débitante $\bar{U} = 2,50 \text{ cm.s}^{-1}$ correspondant des nombre de Reynolds de 1 pour le xanthane et d'environ 500 pour l'eau dans une conduite de diamètre $D = 2 \text{ cm}$	111
2.30	Géométrie, domaine de calcul et maillage pour l'écoulement de Couette centré. A gauche : le domaine fluide Ω_f est confiné entre deux cylindres coaxiaux C_i et C_e de rayons respectifs $R_i = 2$ et $R_e = 2R_i$, où R_i tourne avec une vitesse de rotation Ω . A droite : le maillage uniforme. . .	113
2.31	Géométrie, domaine de calcul et maillage pour l'écoulement de Couette excentré. A gauche : le domaine fluide Ω_f est compris entre les deux cylindres C_i et C_e excentrés, avec un décalage d du cylindre intérieur C_i . A droite : le maillage non uniforme pour $R_i = 20 \text{ mm}$ et $d = 15 \text{ mm}$ ($\delta = 0.75$), avec raffinement près de la paroi du cylindre intérieur C_i	113
2.32	Géométrie, domaine de calcul et maillage pour l'écoulement dans une conduite avec élargissement brusque. En haut : le domaine de calcul et les cinq zones élémentaires de la géométrie. Les dimensions sont : $R_1 = 0.5 \text{ cm}$, $R_2 = 2R_1 = 1 \text{ cm}$, $L_1 = 20R_1 = 10 \text{ cm}$ et $L_2 = 20R_2 = 20 \text{ cm}$. En bas : le maillage cartésien et ses différentes zones, avec raffinement près de la paroi et du coin singulier.	115
3.1	Configuration centrée (gauche) et excentrée (droite) de la géométrie de mesure annulaire	121
3.2	Courbes d'écoulement des quatres solutions de xanthane étudiées et du Emkarox. Rhéométrie (symboles), modèle de Cross (ligne rouge continue)	124
3.3	(a) Profils normalisés de vitesse tangentielle pour le Emakarox et une solution de xanthane à 0,20% en géométrie centrée pour différentes vitesse de rotation du cylindre intérieur : données expérimentales (symboles), numériques (lignes continues) et solution analytique (tirets) (b) Courbe d'écoulement du xanthane en solution à 0,20%	126

3.4	(a) Profils de vitesse tangentielle pour un fluide newtonien et différentes solutions de xanthane en géométrie centrée pour une vitesse de rotation de 1 rad.s^{-1} : données expérimentales (symboles), numériques (lignes continues) et profil théorique newtonien (tirets) (b) Courbes d'écoulement des quatre solutions de xanthane étudiées	127
3.5	Comparaison entre la loi de comportement calculée dans l'espace annulaire et par rhéométrie pour le Emkarox et le xanthane en solution à différentes concentrations Viscosité (a) et contrainte (b) en fonction de la vitesse de cisaillement	130
3.6	Comparaison entre la loi de comportement calculée dans l'espace annulaire et par rhéométrie pour les différentes solutions de xanthane (a) 0, 10%, (b) 0, 20%, (c) 0, 30%, (d) 0, 40%	131
3.7	Lignes de courant pour le Emkarox à une excentricité $\delta = 0,75$	132
3.8	Profils de vitesse tangentielle à la position $\theta = \pi/2$ pour différentes vitesse de rotation et une excentricité $\delta = 0,75$ pour le Emkarox ($Re = 0,43; 2,2; 4,3$) et le xanthane en solution à 0, 10% ($Re = 8; 107,2; 313$) : données expérimentales (symboles) et simulations numériques (lignes continues et tirets)	134
3.9	Profils normalisés de vitesse tangentielle à la position $\theta = \pi/2$ pour différentes excentricités et une vitesse de rotation de 10 rad.s^{-1} pour le xanthane en solution à 0, 10% ($\delta = 0; Re = 125; \delta = 0,40; Re = 225; \delta = 0,60$) données expérimentales (symboles) et simulations numériques (lignes continues et tirets)	135
3.10	Profils de vitesse tangentielle à la position $\theta = \pi/2$ pour une excentricité $\delta = 0,75$ et une vitesse de rotation de 10 rad.s^{-1} pour le Emkarox ($Re = 4,3$) et différentes solutions de xanthane (0, 10% : $Re = 313$; 0, 20% : $Re = 173$; 0, 30% : $Re = 141$; 0, 40% : $Re = 119$) : données expérimentales (symboles) et simulations numériques (lignes continues et tirets)	136
3.11	Profils de vitesse radiale à la position $\theta = 0$ pour une excentricité de $\delta = 0,75$ et différentes vitesse de rotation pour le Emkarox : données expérimentales (symboles) et simulations numériques (tirets)	137
3.12	Lignes de courant pour le Emkarox à différentes excentricités et une vitesse de rotation de 1 rad.s^{-1} : (a) $\delta = 0,25$ et $Re = 0,31$, (b) $\delta = 0,50$, $Re = 0,37$, (c) $\delta = 0,75$, $Re = 0,43$	138
3.13	Lignes de courant pour le Emkarox à une excentricité de 0,75. Résultats expérimentaux (en haut) et numériques (en bas) : (a) $Re = 0,43$, (b) $Re = 6,5$	139
3.14	Excentricité critique d'apparition de la zone de recirculation en fonction de l'indice de structure pour le Emkarox et les solutions de xanthane	141
3.15	Lignes de courant pour le xanthane en solution à 0, 10% (a) $\delta = 0,75$. Résultats expérimentaux (en haut) et numériques (en bas) : (1) $Re = 8$, (2) $Re = 313$, (3) $Re = 915$ (b) $\delta = 0,60$ et $Re = 266$. Résultats expérimentaux (à gauche) et numériques (à droite)	143
3.16	Lignes de courant déterminées numériquement pour le xanthane en solution à $\delta = 0,75$ (a) 0, 20% : (1) $Re = 3,7$, (2) $Re = 173$, (3) $Re = 522$ (b) 0, 40% : (1) $Re = 2,4$, (2) $Re = 119$, (3) $Re = 362$	145
3.17	Contrainte totale sur le cylindre intérieur en fonction de l'excentricité pour différentes vitesses de rotation pour le xanthane en solution à 0, 10%. Résultats expérimentaux (symboles) et numériques (lignes continues)	146

3.18	Fonction de courant adimensionnée en fonction de l'excentricité pour le xanthane en solution ((a) 0,10%; (b) 0,20%; (c) 0,30%; (d) 0,40%) et le Emkarox pour différentes vitesses de rotation. Résultats numériques.	147
3.19	Fonction de courant adimensionnée en fonction de l'indice de structure des solutions de xanthane et du Emkarox pour différentes excentricités et vitesses de rotation. Résultats numériques. . .	148
3.20	Position adimensionnée du centre de la zone de recirculation pour les solutions de xanthane étudiées et le Emkarox en fonction de l'indice de structure pour différentes excentricités et vitesses de rotation. Résultats expérimentaux (symboles) et données numériques (symboles avec lignes continues)	149
4.1	Géométrie de mesure pour l'écoulement dans une conduite cylindrique avec élargissement brusque	153
4.2	Courbes d'écoulement des quatres solutions de xanthane étudiées. Rhéométrie (symboles), modèle de Cross (ligne rouge continue) et loi puissance (ligne noire continue)	156
4.3	Profils newtoniens (eau) de vitesse axiale pour différents nombre de Reynolds ($\bar{U} = 0,652 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 120$, $\bar{U} = 1,30 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 265$, $\bar{U} = 2,44 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 498$) et diamètres (horizontal, vertical et moyenne circulaire) : données expérimentales (losanges) et profil théorique de Poiseuille (lignes continues)	158
4.4	Profils non newtoniens de vitesse axiale d'une solution de xanthane à 0,10% pour différents nombre de Reynolds ($\bar{U} = 0,652 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 1$, $\bar{U} = 1,30 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 2,8$, $\bar{U} = 2,44 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 6,8$) et diamètres (horizontal, vertical et moyenne circulaire) : données expérimentales (carrés) et profil théorique d'Ostwald (ligne continue)	158
4.5	Profils adimensionnés de vitesse axiale suivant le nombre de Reynolds pour le xanthane en solution et l'eau : données expérimentales (symboles) et profils théoriques (lignes continues) (a) eau, (b) 0,10% : $n = 0,598$, (c) 0,20% : $n = 0,363$, (d) 0,30% : $n = 0,292$, (e) 0,40% : $n = 0,263$	160
4.6	Profils adimensionnés de vitesse axiale pour l'eau et les différentes solutions de xanthane utilisées : données expérimentales (symboles) et profils théoriques de Poiseuille (tirets) et d'Ostwald (lignes continues) eau : $Re = 498$; 0,10% : $Re = 30$; 0,20% : $Re = 35$; 0,30% : $Re = 22$; 0,40% : $Re = 17$	161
4.7	Évolution de $u_c/\bar{U}$ suivant le vitesse débitante en fonction de l'indice de structure des solutions de xanthane utilisées et de l'eau	162
4.8	Évolution du coefficient d'auto-diffusion moyen en fonction de la position annulaire pour les solutions de xanthane utilisées et l'eau suivant la vitesse débitante eau et xanthane en solution à : (a) 0,10%, (b) 0,20%, (c) 0,30%, (d) 0,40%	164
4.9	Évolution du coefficient d'auto-diffusion moyen en fonction de la position annulaire pour différentes vitesses débitantes suivant la concentration de xanthane en solution : eau et xanthane en solution à : (a) $\bar{U} = 0$, (b) $\bar{U} = 2,44 \text{ cm/s}$, (c) $11,8 \text{ cm/s}$, (d) $23,1 \text{ cm/s}$	165

4.10	Profils de vitesse axiale avant élargissement à $x = -9 \text{ mm}$ pour l'eau et le xanthane en solution suivant le nombre de Reynolds : données expérimentales (symboles), numériques (lignes continues rouges) et profils théoriques (lignes continues noires) (a) eau : $\bar{U} = 2,38 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 237$; (b) 0,10% : $\bar{U} = 5,37 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 9$, $\bar{U} = 9,97 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 22$, $\bar{U} = 19,2$ et $Re = 58$; (c) 0,30% : $\bar{U} = 15,4 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 9$, $\bar{U} = 25,4 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 22$, $\bar{U} = 45,4$ et $Re = 54$	168
4.11	Profils normalisés de vitesse axiale pour l'eau et le xanthane en solution à 0,10% et 0,30% avant élargissement ($x = -9 \text{ mm}$) pour une vitesse débitante : données expérimentales (ronds), numériques (lignes continues rouges) et profils théoriques (lignes continues noires) eau : $\bar{U} = 2,38 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 237$; 0,10% : $\bar{U} = 5,37 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 9$; 0,30% : $\bar{U} = 15,4 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 9$	169
4.12	Profils de vitesse axiale pour le xanthane en solution à 0,10% suivant x pour $Re = 9$: données expérimentales (losanges) et numériques (lignes continues) (a) $-9 \text{ mm} < x < 35 \text{ mm}$, (b) $x = 1 \text{ mm}$, (c) $x = 9 \text{ mm}$, (d) $x = 21 \text{ mm}$, (e) $x = 35 \text{ mm}$	171
4.13	Profils de vitesse axiale pour le xanthane en solution à 0,10% suivant x pour $Re = 49$: données expérimentales (losanges) et numériques (lignes continues) (a) $-9 \text{ mm} < x < 41 \text{ mm}$, (b) $x = 1 \text{ mm}$, (c) $x = 9 \text{ mm}$, (d) $x = 21 \text{ mm}$, (e) $x = 41 \text{ mm}$	173
4.14	Profils de vitesse axiale pour le xanthane en solution à 0,10% suivant x pour $Re = 58$ ((a)) et $Re = 104$ ((b)) : données expérimentales (losanges) et numériques (lignes continues)	174
4.15	Profils de vitesse axiale pour le xanthane en solution à 0,30% suivant x pour $Re = 9$: données expérimentales (ronds) et numériques (lignes continues) (a) $-9 \text{ mm} < x < 37 \text{ mm}$, (b) $x = 1 \text{ mm}$, (c) $x = 9 \text{ mm}$, (d) $x = 21 \text{ mm}$, (e) $x = 37 \text{ mm}$	175
4.16	Profils de vitesse axiale pour le xanthane en solution à 0,30% suivant x pour $Re = 45$: données expérimentales (ronds) et numériques (lignes continues) (a) $-9 \text{ mm} < x < 39 \text{ mm}$, (b) $x = 1 \text{ mm}$, (c) $x = 9 \text{ mm}$, (d) $x = 21 \text{ mm}$, (e) $x = 39 \text{ mm}$	177
4.17	Profils de vitesse axiale pour le xanthane en solution à 0,10% et 0,30% après l'élargissement à $x = 1 \text{ mm}$ et $x = 9 \text{ mm}$ pour un nombre de Reynolds très proche : données expérimentales (symboles) et numériques (lignes continues) (a) 0,10% et $Re = 49$, (b) 0,30% et $Re = 45$	178
4.18	Évolution du rapport $u_c/\bar{U}$ dans le divergent pour différentes vitesses débitantes pour le xanthane en solution à 0,10% et 0,30% : données expérimentales (croix : 0,10% et ronds : 0,30%) et numériques (tirets : 0,10% et lignes continues : 0,30%)	179
4.19	(a) Évolution du rapport L_e/h en fonction du nombre de Reynolds pour les fluides étudiés : données numériques (b) Évolution du rapport L_e/h en fonction de l'indice de structure des solutions de xanthane utilisées et de l'eau pour différents nombres de Reynolds	180
4.20	Lignes de courant de l'écoulement dans la conduite cylindrique avec élargissement : grandeurs caractéristiques de la zone de recirculation (L_v, ψ_v)	182
4.21	Lignes de courants pour le xanthane en solution à 0,10% et 0,30% en fonction du nombre de Reynolds : (a) $Re = 22$, (b) $Re = 56$ et (c) $Re = 100$. Résultats expérimentaux et numériques	185
4.22	Lignes de courants pour l'eau (1) et le xanthane en solution à 0,10% ($n = 0,534$) (2) et 0,30% ($n = 0,322$) (3) en fonction du nombre de Reynolds ((a) $Re = 9$, (b) $Re = 56$) : résultats numériques	187

4.23	(a) Évolution du rapport L_v/h en fonction du nombre de Reynolds pour les fluides étudiés : données numériques (b) Évolution du rapport L_v/h en fonction de l'indice de structure des solutions de xanthane utilisées et de l'eau pour différents nombres de Reynolds	189
4.24	(a) Évolution du rapport $\Delta\psi^* \cdot 10^3$ en fonction du nombre de Reynolds pour les fluides étudiés : données numériques (b) Évolution du rapport $\Delta\psi^* \cdot 10^3$ en fonction de l'indice de structure des solutions de xanthane utilisées et de l'eau pour différents nombres de Reynolds	191
4.25	Profils expérimentaux de vitesse axiale pour le xanthane en solution à 0,10% suivant x pour différents nombre de Reynolds : cas de la contraction brusque (a) $Re = 6$, (b) $Re = 17$, (c) $Re = 50$, (d) $Re = 95$	194
4.26	Profils expérimentaux de vitesse axiale pour le xanthane en solution à 0,10% pour différents nombre de Reynolds à $x = -5mm$ et $x = -1mm$: cas de la contraction brusque (a) $Re = 6$, (b) $Re = 17$, (c) $Re = 50$, (d) $Re = 95$	195
4.27	Lignes de courants pour le xanthane en solution à 0,10% ($n = 0,534$) en fonction du nombre de Reynolds ($Re = 6$, $Re = 17$, $Re = 50$ et $Re = 98$) : résultats expérimentaux	197

Liste des tableaux

2.1	Paramètres du modèle de Cross pour les différentes concentrations massiques des solutions de xanthane	74
2.2	Propriétés du maillage utilisé dans les simulations de l'écoulement de Couette à cylindres centrés	114
2.3	Propriétés des zones du maillage utilisé dans les simulations de l'écoulement de Couette à cylindres excentrés. () [†] : maillage <i>double-sided symmetric</i>	114
2.4	Propriétés des zones du maillage utilisé dans les simulations de l'écoulement dans une conduite avec élargissement brusque. () [†] : maillage <i>double-sided symmetric</i>	114
3.1	Valeurs du nombre de Taylor de l'écoulement de Couette des différentes solutions de xanthane et du Emkarox à une vitesse de rotation de 20 rad.s^{-1} et une excentricité de 0,75	123
4.1	Paramètres du modèle loi de puissance pour les différentes concentrations massiques des solutions de xanthane ($T = 21^\circ\text{C}$)	155
4.2	Évolution des dimensions caractéristiques de la zone de recirculation en fonction du nombre de Reynolds et de l'indice de structure	192

Introduction générale

Les milieux dispersés concentrés, plutôt connus sous le nom de fluides complexes ou structurés, sont des systèmes communément rencontrés dans de nombreux domaines utilisant leurs caractéristiques et leurs propriétés physiques exceptionnelles (épaississant, stabilisateur, agent viscosant, plastifiant,...). Citons par exemple l'industrie du bâtiment, l'agroalimentaire, l'environnement ou la biologie. L'ensemble de ces matériaux présente des propriétés mécaniques complexes en ce sens qu'elles dépendent non linéairement de l'énergie mécanique qui leur est appliquée et souvent du temps. L'hypothèse structurelle, assez largement admise, est que les sources de ces non-linéarités se trouvent dans une modification de l'organisation interne de ces milieux. Cette organisation structurelle dépend de la taille des particules, des interactions entre particules, de leur concentration ou encore de leur éventuelle orientation collective dans le cas d'objets anisotropes. La compréhension du lien entre l'organisation microscopique et les propriétés diffusionnelles sont des enjeux majeurs.

L'étude du comportement macroscopique des fluides complexes (polymères, suspensions, émulsions,...) sous l'action de contraintes, déformations ou sous écoulement, présents dans la grande majorité des procédés industriels et lié à la structure et aux réarrangements internes de ces matériaux, constitue la rhéologie. La caractérisation rhéologique des fluides complexes, i.e. de leurs propriétés macroscopiques sous écoulement, et la compréhension du lien avec leurs propriétés microscopiques permettent d'établir des lois de comportement. Celles-ci sont indispensables à la modélisation et à la prédiction des écoulements de ces matériaux en vue de leur optimisation dans un procédé, constituant un défi industriel et scientifique important.

Cette thèse consiste en une approche expérimentale et théorique de modélisation du comportement de fluides complexes rhéofluidifiants sous écoulement présentant un caractère non newtonien marqué. Les travaux exposés dans cette thèse s'inscrivent dans une des thématiques traditionnelles du laboratoire qui est la dynamique des fluides complexes dont une des préoccupations majeures est la comparaison entre les mesures expérimentales et les prédictions numériques dans des configurations

géométriques variées, permettant la compréhension fine de l'influence des propriétés rhéologiques des matériaux complexes sur leur comportement dans ces écoulements et leur modélisation en vue d'établir de nouvelles lois de comportement.

L'objectif principal de cette thèse est le développement et l'utilisation de techniques expérimentales performantes et non intrusives permettant de caractériser les écoulements bidimensionnels de fluides complexes, et plus précisément des fluides rhéofluidifiants, présentant une zone de recirculation dans des géométries variées. Deux types de géométrie académique seront étudiés : la géométrie de Couette à cylindres coaxiaux excentrables et la conduite cylindrique présentant des singularités (élargissement et contraction brusques). La caractérisation de ces écoulements consiste à examiner l'influence des propriétés rhéofluidifiantes sur le comportement général, i.e. la structure et la morphologie, de l'écoulement secondaire, en terme d'intensité et de positionnement. Par ailleurs, l'intérêt majeur de cette thèse porte sur la mise en oeuvre d'une technique expérimentale relativement récente pour ce genre d'études, qui est la vélocimétrie par imagerie par résonance magnétique nucléaire. Parmi l'arsenal métrologique actuel, la résonance magnétique nucléaire possède un avantage incontestable sur les techniques laser existantes qui est sa possibilité d'étudier des milieux turbides ou opaques, assez répandus chez les fluides complexes. Elle permet ainsi d'élargir la gamme d'expériences. Les outils de résonance magnétique nucléaire (RMN) et d'imagerie par résonance magnétique (IRM) présentent également la possibilité de mesurer simultanément les profils de vitesse, les profils de concentration, mais aussi de mesurer les propriétés diffusionnelles de ces milieux à l'échelle moléculaire, fondamentale à une compréhension fine des phénomènes de transport sous écoulement.

Nous proposons donc dans cette thèse d'apporter une contribution majeure à la compréhension de l'organisation des milieux denses sous écoulement, tant du point de vue de la modélisation que de la caractérisation des propriétés rhéologiques et structurales de ces matériaux complexes.

L'approche méthodologique développée dans la thèse se décompose selon trois parties. La première étape réside dans la mesure rhéométrique des propriétés rhéologiques des fluides de travail afin de donner une description rhéologique la plus complète possible de leur comportement macroscopique sous cisaillement. Les fluides non newtoniens étudiés sont des solutions de xanthane aux propriétés rhéofluidifiants dont la viscoélasticité peut être négligée. Le second volet concerne la caractérisation de l'écoulement bidimensionnel de ces fluides et singulièrement l'étude de l'incidence de leurs propriétés

sur le comportement de la zone de recirculation dans deux types géométries distinctes, par l'utilisation de deux techniques de mesure différentes. La première géométrie étudiée est une géométrie de Couette à cylindres coaxiaux excentrables. L'utilisation de la vélocimétrie par images de particules nous a permis d'obtenir des mesures précises des champs de vitesse dans l'espace annulaire dans les deux configurations des cylindres. Il a ainsi été possible de reconstruire la loi de comportement locale du fluide en géométrie centrée, mais également d'examiner au travers des lignes de courant de l'écoulement le comportement de l'écoulement secondaire et de caractériser quantitativement son déplacement, en géométrie de cylindres excentrés. Ce travail poursuit et termine l'étude entreprise au laboratoire par Ghania Benbelkacem durant sa thèse (2005-2008). La seconde géométrie utilisée est une conduite cylindrique pouvant présenter des singularités. Elle fait partie d'un dispositif expérimental, qui est une boucle d'écoulement, réalisé durant cette thèse au laboratoire. Cette partie de notre travail dont l'originalité en fait sans contestes la partie plus intéressante, met en oeuvre la vélocimétrie par IRM pour la mesure des champs de vitesse. Après une qualification de la méthode pour ce genre d'études, nous avons une fois encore étudié la morphologie de l'écoulement au travers de l'allure des profils de vitesse et de la zone de recirculation. L'utilisation de la RMN pour la mesure des coefficients d'auto-diffusion nous a également permis d'étudier l'organisation de la microstructure de fluides rhéofluidifiants. Enfin pour compléter cette étude, des simulations numériques réalisées avec le logiciel Fluent[®] ont été effectuées pour les deux types d'écoulement étudiés en utilisant les lois de comportement macroscopiques déterminées en rhéométrie. Il s'agit de comparer les résultats numériques avec les résultats expérimentaux afin de tester les capacités prédictives de ce code numérique et de valider les lois de comportements non linéaires.

Cette thèse constitue donc une étude complète expérimentale et numérique, de la caractérisation de la loi de comportement des fluides rhéofluidifiants, aux mesures expérimentales avec deux techniques performantes comparées à des simulations numériques. Le présent document est organisé comme suit :

- Le premier chapitre est consacré à l'introduction de concepts et notions utiles en rhéologie des fluides complexes. Une analyse bibliographique est ensuite menée sur les études expérimentales et numériques existantes concernant les écoulements de fluides complexes dans une géométrie à cylindres centrés et excentrés et dans une conduite présentant des singularités. Les différentes techniques de mesure des champs de vitesse sont également passées en revue. Enfin, une présentation détaillée des deux méthodes expérimentales utilisées est proposée. Elle concerne leur origine, leurs applications et leurs développements récents et explique leur principe.

- Le second chapitre présente les matériels et les méthodes utilisées. Après avoir présenté les fluides modèles et leur caractérisation rhéologique, nous décrirons ensuite les deux dispositifs expérimentaux et les techniques de mesure utilisés (préalablement validés) puis nous détaillerons les méthodes numériques employées.
- Le troisième chapitre est dédié à la présentation des résultats expérimentaux obtenus par PIV concernant l'écoulement de fluides newtonien rhéofluidifiant dans une géométrie de Couette à cylindres centrés et excentrés. Une comparaison de ces résultats expérimentaux avec les résultats des simulations numériques, réalisées avec le logiciel Fluent[®], est également proposée.
- Le dernier chapitre concerne l'étude expérimentale et numérique de l'écoulement d'un fluide rhéofluidifiant dans une conduite cylindrique droite présentant des singularités. Il présente donc les résultats expérimentaux obtenus par vélocimétrie par IRM, qui se révèle une méthode compétitive et performante. Les résultats numériques calculés avec Fluent[®] dans le cas de la conduite avec élargissement brusque sont également exposés et comparés aux données expérimentales.

Chapitre 1

Revue bibliographique : Rhéologie et écoulements de fluides complexes dans des géométries variées

Sommaire

1.1	Introduction	6
1.2	Rhéologie des fluides complexes	6
1.2.1	Concepts et notions utiles	6
1.2.2	Modèles rhéologiques	12
1.3	Écoulements de fluides complexes dans des géométries variées	23
1.3.1	Écoulement entre deux cylindres centrés et excentrés	23
1.3.2	Écoulement dans une conduite présentant des singularités	26
1.3.3	Techniques de mesure des champs de vitesse de fluides en écoulement	29
1.4	Présentation des deux techniques utilisées	33
1.4.1	La Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)	33
1.4.2	La vélocimétrie par Imagerie par Résonance Magnétique (IRM)	38
1.5	Situation du problème	64

1.1 Introduction

Ce premier chapitre constitue une partie introductive essentielle à l'ensemble du travail réalisé. Nous commencerons par définir les principales notions de base concernant la rhéologie des fluides complexes qui nous seront utiles pour la suite. Plus précisément nous définirons des concepts clés comme viscosité, rhéofluidification ou encore viscoélasticité en même temps que nous détaillerons les principaux modèles rhéologiques permettant de prendre en compte les différents comportements complexes existants. Nous mènerons ensuite une étude sur les travaux antérieurs concernant les écoulements unidimensionnels et bidimensionnels de fluides complexes dans des géométries variées. Nous nous intéresserons à la géométrie de Couette et aux écoulements entre deux cylindres centrés et excentrés mais également dans des conduites avec élargissement et rétrécissement brusque, particulièrement sur les conséquences des lois de comportement sur ces écoulements. Nous décrirons le principe des différentes techniques expérimentales utilisées pour la mesure de champ des vitesses. Nous présenterons alors de manière plus approfondie les deux méthodes employées dans notre étude, qui sont la Vélocimétrie par Images de Particules et la vélocimétrie par Imagerie par Résonance Magnétique, en mettant en évidence pour chacune ses limitations et ses intérêts. Enfin nous situerons notre travail dans un contexte industriel et universitaire au travers notamment d'une étude critique, menée sur les travaux antérieurs, qui aura permis d'en dégager les principaux apports et intérêts.

1.2 Rhéologie des fluides complexes

1.2.1 Concepts et notions utiles

1.2.1.1 Description générale d'un fluide complexe

Un fluide peut être dit complexe lorsqu'il possède une structure interne de taille intermédiaire entre l'échelle moléculaire et la taille de l'échantillon. Ces structures microscopiques (ou mésoscopiques) confèrent au fluide des propriétés particulières voire surprenantes qui se situent entre celle d'un fluide simple purement visqueux (l'eau ou l'huile par exemple) et d'un solide purement élastique. Ces notions seront définies de manière plus précise ultérieurement. Ces propriétés constituent en fait celles d'un très grand nombre de matériaux de la vie courante, mais également de produits finis ou intermédiaires d'une grande majorité d'industries de procédé. Il serait difficile de dresser une liste exhaustive de tous les secteurs industriels dans lesquels les fluides complexes interviennent. Nous pouvons toutefois citer

les domaines les plus concernés qui sont : les polymères synthétiques, les industries agroalimentaires, cosmétiques et pharmaceutiques, l'industrie pétrolière, celle du papier et du bâtiment.

Les fluides complexes appartiennent à deux grandes familles. Celle des systèmes macromoléculaires complexes et celle des suspensions de particules concentrées dont les émulsions et les mousses. Les systèmes moléculaires sont des systèmes de taille microscopique construits à partir d'interactions moléculaires fortes (cristaux liquides, micelles) ou de véritables liaisons chimiques (polymères). Les suspensions ou dispersions concentrées de particules sont constituées d'une phase généralement solide (les particules) dispersée dans une autre, qui elle est liquide. Les émulsions sont un cas particulier où les deux phases, de consistance différente, sont liquides [80].

La description et la compréhension de leur comportement, c'est-à-dire de leurs propriétés, sous écoulement, en lien avec leur microstructure, jusqu'à leur modélisation représentent donc un grand intérêt et constituent la rhéologie des fluides complexes.

1.2.1.2 Viscosité de cisaillement

L'idée de viscosité pour un fluide réel (fluide visqueux) est apparue en 1687 de Isaac Newton, suite aux expériences de Robert Hooke en 1678 sur un solide élastique. En observant la résistance à l'écoulement d'un fluide, Newton suggère en fait que la viscosité, c'est-à-dire la réaction à la contrainte appliquée, est proportionnelle au gradient de vitesse. La viscosité résulte des échanges de quantité de mouvement entre les différentes couches de fluide liés à l'agitation moléculaire d'origine thermique. L'équation correspondante s'écrit :

$$\sigma = \eta \dot{\gamma} \quad (1.1)$$

où σ est la contrainte appliquée (mesurée en Pa), $\dot{\gamma}$ est le gradient de vitesse (en s^{-1}) et η la viscosité dynamique du fluide (donnée en $Pa.s$).

On définit également la viscosité cinématique ν qui est le rapport entre la viscosité dynamique et la masse volumique du fluide. ν est le coefficient de diffusion de quantité de mouvement.

Considérons le cas de l'écoulement stationnaire d'un fluide contenu entre deux plans parallèles infinis séparés d'une distance e selon la direction Oy , dont la représentation se trouve sur la Fig. 1.1. Le plan inférieur est fixe tandis que le plan supérieur, sur lequel on exerce une contrainte σ , se déplace à une vitesse constante V_0 , selon une direction perpendiculaire à l'axe Oy . Le fluide est entraîné par le mouvement de la plaque et sa vitesse varie linéairement entre 0 sur le plan immobile et V_0 sur le plan

supérieur. Cet écoulement est appelé écoulement à cisaillement simple ou écoulement de Couette plan.

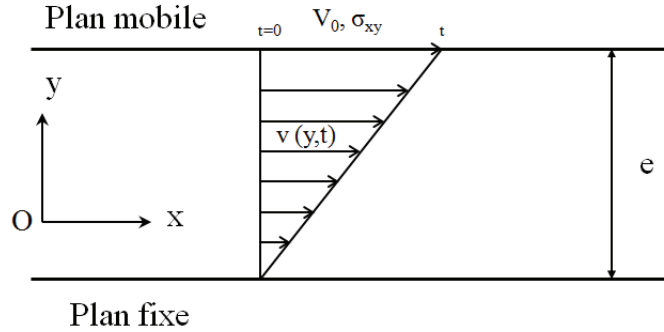


FIGURE 1.1 – Cisaillement simple d'un fluide newtonien entre deux plans parallèles

En régime laminaire, le fluide peut être modélisé par une succession de couches infiniment minces parallèles entre elles et aux plans. La déformation du fluide se fait par glissement successif des couches entre elles par frottement, avec transport de quantité de mouvement d'une couche à l'autre. Au cours du temps, la déformation du fluide ($d\gamma/dt$) n'est autre que la variation de la vitesse de celui-ci, v_x , suivant l'épaisseur ∂y . Il s'agit donc du gradient de vitesse, plus souvent appelé taux de cisaillement en rhéologie, qui s'écrit :

$$\dot{\gamma} = \frac{\partial v_x}{\partial y} \quad (1.2)$$

où la vitesse s'écrit :

$$v_x = \frac{\partial v(y, t)}{\partial t} \quad (1.3)$$

La force de cisaillement qui s'exerce suivant Ox sur la surface du plan supérieur dont la normale est suivant Oy , rapportée à une portion de cette même surface, est la contrainte tangentielle de cisaillement σ_{xy} . Pour un fluide newtonien, celle-ci varie linéairement avec la valeur du gradient de vitesse, constant dans l'entrefer e à l'état stationnaire. Le coefficient de proportionnalité entre ces grandeurs n'est autre que la viscosité dynamique du fluide. D'où la relation pour un fluide newtonien en géométrie de Couette plan :

$$\sigma_{xy} = -\mu \frac{V_0}{e} \quad (1.4)$$

Pour un fluide non-newtonien la structure interne du fluide peut être responsable d'une dépendance

de la viscosité vis-à-vis taux de cisaillement. Dans ce cas nous avons :

$$\sigma_{xy} = \eta(\dot{\gamma})\dot{\gamma} \quad (1.5)$$

1.2.1.3 Contraintes et déformations dans un fluide

Tenseur des contraintes

Dans un fluide en mouvement, il apparaît, en plus de la contrainte normale (pression hydrostatique), des contraintes tangentes à l'élément de surface dS du fluide. Le tenseur des contraintes fait apparaître toutes les contraintes pouvant s'exercer sur un fluide, c'est-à-dire non seulement les contraintes tangentielles à l'origine des cisaillements mais également les contraintes à l'origine des compressions et des elongations du fluide, reflétant les forces de frottements entre les couches du fluide glissant les unes par rapport aux autres.

La Fig. 1.2(a) représente un élément de surface dS orienté suivant Oy avec les trois composantes de la contrainte σ appliquée suivant la normale $\mathbf{n}$ à cette surface. L'analyse des forces exercées sur cet élément de surface par l'ensemble du fluide conduit à neuf coefficients σ_{ij} du tenseur des contraintes $\boldsymbol{\sigma}$, avec $i = 1$ à 3 et $j = 1$ à 3. L'élément σ_{ij} est la composante suivant i de la contrainte exercée sur une surface dont la normale est orientée suivant j , c'est une contrainte tangentielle (σ_{xy} et σ_{zy}) sur la Fig. 1.2(a)). σ_{yy} est une contrainte normale. Ainsi la contrainte σ_n appliquée à la surface dS suivant le vecteur normal $\mathbf{n}$, représentée sur la Fig. 1.2(b), est donnée par :

$$\boldsymbol{\sigma}_n = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} = \frac{d\mathbf{f}}{dS} \quad (1.6)$$

où $d\mathbf{f}$ est la force de direction quelconque appliquée sur la surface dS . Le tenseur des contraintes $\boldsymbol{\sigma}$ peut se décomposer sous la forme :

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\tau} - p\boldsymbol{\delta} \quad (1.7)$$

où $\boldsymbol{\tau}$ est le tenseur des contraintes visqueuses, p désigne la pression hydrostatique et $\boldsymbol{\delta}$ le tenseur de Kronecker ($\boldsymbol{\delta} = \delta_{ij}$, avec $\delta_{ij} = 1$ si $i = j$ et $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$). En l'absence de gradient de vitesse, seules les contraintes de pression sont présentes et on a : $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = -p$.

Contraintes normales

Les différences de contraintes normales pour un écoulement de cisaillement simple (cf. Fig. 1.1)

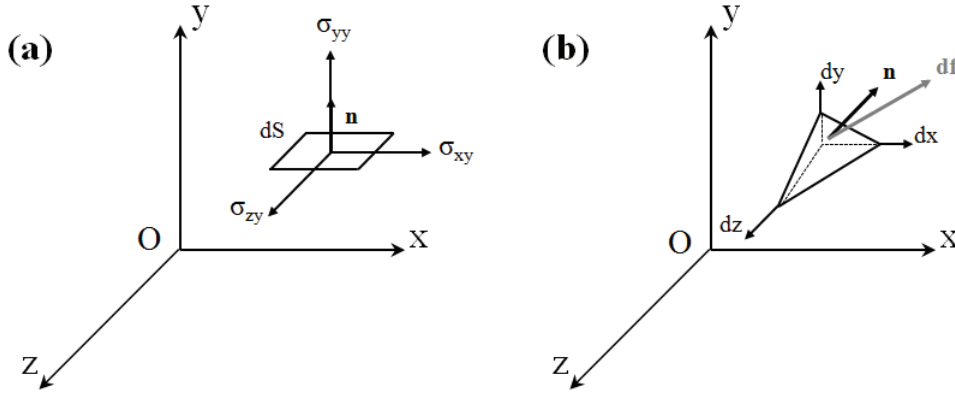


FIGURE 1.2 – (a) Composantes $\sigma_{yx}, \sigma_{yy}, \sigma_{yz}$ de la contrainte exercée sur une surface d'aire dS dont la normale est orientée suivant Oy
 (b) Détermination de la contrainte sur une surface d'aire dS de normale $\mathbf{n}$ d'orientation quelconque

s'écrivent :

$$\begin{aligned} N_1(\dot{\gamma}) &= \sigma_{xx} - \sigma_{yy} \\ N_2(\dot{\gamma}) &= \sigma_{yy} - \sigma_{zz} \end{aligned} \quad (1.8)$$

où N_1 est la première différence de contraintes normales et N_2 la deuxième différence de contraintes normales.

Pour un fluide newtonien seule la contrainte tangentielle σ_{xy} est modifiée par l'écoulement, les contraintes normales restent isotropes. Cela se traduit par des différences de contraintes normales nulles. Pour certains fluides non newtoniens, comme les solutions de polymères de très grandes masse moléculaire (par exemple une solution de polyacrylamide dans du glycérol [28]), le cisaillement induit en revanche une différence non nulle des contraintes normales. Cette anisotropie des contraintes normales est un effet non linéaire lié au fait que le cisaillement modifie la microstructure. On définit des coefficients d'anisotropie Ψ_1 et Ψ_2 reliant les différences de contraintes normales au taux de cisaillement. Lorsque celui-ci est faible, N_1 et N_2 sont des fonctions quadratiques de $\dot{\gamma}$, tel que : $N_1 = -\Psi_1 \dot{\gamma}^2$ et $N_2 = -\Psi_2 \dot{\gamma}^2$.

L'existence de l'anisotropie des contraintes normales est à l'origine de deux phénomènes spectaculaires : l'effet Weissenberg et le gonflement de jets [134, 100].

Tenseur des déformations

Au cours de l'écoulement, les variations de la vitesse des éléments de fluide peuvent être représentées par le tenseur des gradients de vitesse $\mathbf{G}$ défini par : $\mathbf{G} = \nabla \mathbf{v}$. Ce tenseur caractérise les

déformations du fluide à un instant donné. Il peut être décomposé en une partie symétrique et une partie antisymétrique, tel que : $\mathbf{G} = \mathbf{D} + \mathbf{\Omega}$.

La partie symétrique $\mathbf{D}$ représente le tenseur des taux de déformations qui caractérise la déformation du fluide. Il est défini par :

$$\mathbf{D} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T) \quad (1.9)$$

La partie antisymétrique $\mathbf{\Omega}$ constitue le tenseur des taux de rotation solide, qui n'est pas liée aux contraintes appliquées au fluide.

La loi de comportement d'un fluide relie les contraintes, explicitées par le tenseur $\boldsymbol{\tau}$ aux déformations du fluide qui en résultent, établies par $\mathbf{D}$. Pour un fluide newtonien, l'équation constitutive est :

$$\boldsymbol{\tau} = 2\eta\mathbf{D} \quad (1.10)$$

Pour un fluide réel, il est difficile d'expliciter expérimentalement la forme tensorielle de la loi de comportement, à cause de la dépendance temporelle de ses coefficients et de la nature complexe de l'écoulement (cisaillement et élongation). En rhéométrie, on détermine donc une forme simplifiée de l'équation constitutive en réalisant des écoulements spécifiques plus simples à étudier, comme l'écoulement de cisaillement plan (cf. Fig. 1.1).

Dans le cas présent le tenseur des déformations s'écrit pour un fluide newtonien :

$$\mathbf{D} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & \dot{\gamma} & 0 \\ \dot{\gamma} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

En combinant l'Eq. 1.7 avec l'Eq. 1.10 le tenseur des contraintes s'écrit :

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} -p & \eta\dot{\gamma} & 0 \\ \eta\dot{\gamma} & -p & 0 \\ 0 & 0 & -p \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

Les contraintes non nulles s'appliquant à ce fluide sont donc : $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = -p$ et $\sigma_{xy} = \sigma_{yx} = \eta\dot{\gamma}$.

Pour un fluide non-newtonien, en l'absence de la connaissance de la relation constitutive reliant $\boldsymbol{\tau}$

et $\mathbf{D}$, le tenseur des contraintes s'écrit [162] :

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} \tau_{xx} - p & \tau_{xy} & 0 \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} - p & 0 \\ 0 & 0 & \tau_{zz} - p \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

1.2.1.4 Équations fondamentales

Les équations gouvernant l'écoulement ou la déformation des fluides sont de deux types :

- les lois générales de conservation
- les lois de comportement ou équations constitutives

La connaissance de ces équations permet de résoudre complètement un problème d'écoulement et de décrire ainsi le comportement des fluides à l'échelle macroscopique.

Pour un fluide incompressible, de masse volumique ρ constante et un champ de vitesse $\mathbf{v}$, l'équation de conservation de la masse ou de continuité s'écrit :

$$\text{div } \mathbf{v} = 0 \quad (1.14)$$

La conservation de la quantité de mouvement du fluide s'écrit :

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \text{grad } \mathbf{v} \right) = \text{div } \boldsymbol{\sigma} + \rho \mathbf{f} \quad (1.15)$$

où $\rho \mathbf{f}$ représente l'ensemble des forces volumiques appliquées au fluide et $\boldsymbol{\sigma}$ le tenseur des contraintes pouvant se décomposer selon l'Eq. 1.7.

L'Eq. 1.15 devient :

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \text{grad } \mathbf{v} \right) = -\text{grad } p + \text{div } \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{f} \quad (1.16)$$

1.2.2 Modèles rhéologiques

Par définition la rhéologie est l'étude de la déformation des matériaux soumis à des contraintes. Nous nous intéressons dans cette thèse plus particulièrement à la rhéologie des fluides. Nous rappelons que l'équation constitutive d'un fluide permet de relier la contrainte imposée à la cinématique de l'écoulement (vitesse, taux de cisaillement). Le but de la rhéologie est donc de déterminer cette relation afin de caractériser les propriétés des fluides. Dans ce paragraphe, nous définirons dans un premier

temps quelques concepts puis nous dresserons un bilan des différents modèles rhéologiques adaptés aux fluides complexes, en définissant les modèles empiriques et semi-empiriques.

1.2.2.1 Généralités sur les modèles

Les modèles rhéologiques doivent vérifier les trois principes suivants :

- principe de causalité
- principe de localisation spatiale
- principe d’indifférence matérielle ou d’objectivité

Pour plus d’explications le lecteur peut se référer à la thèse de P. Corvisier [52]. Les lois de comportement rhéologiques doivent également satisfaire certaines contraintes. En plus de représenter au mieux la physique de l’écoulement, les modèles doivent être prédictifs (paramètre de structure) et suffisamment simples pour être résolus. La famille des fluides non newtoniens se décompose en deux catégories :

- les fluides purement visqueux dont le comportement dépend uniquement de la contrainte appliquée (ou du gradient de vitesse)
- les fluides dépendant du temps dont le comportement dépend de la contrainte appliquée et de ses dérivées temporelles.

1.2.2.2 Fluides newtoniens

La majorité des fluides rencontrés dans la nature sont newtoniens. L’eau et l’air en sont les exemples les plus représentatifs. Le comportement d’un fluide newtonien est caractérisé par une dépendance linéaire entre les composantes du tenseur des contraintes et les valeurs instantanées du tenseur des déformations (cf. Eq. 1.10). Le coefficient de proportionnalité étant la viscosité dynamique, celle-ci est par ailleurs indépendante du taux de cisaillement et constante en fonction du temps. Dans le cas d’un écoulement de cisaillement plan, la loi de comportement est celle donnée par l’Eq. 1.3. Il s’agit de la loi la plus simple.

1.2.2.3 Fluides non newtoniens dont la viscosité dépend du gradient de cisaillement

Dans la famille des fluides purement visqueux, on rencontre plusieurs types de comportements, dont les principaux sont représentés sur la Fig. 1.3 qui décrit l’allure des différentes courbe d’écoulement (contrainte en fonction du taux de cisaillement).

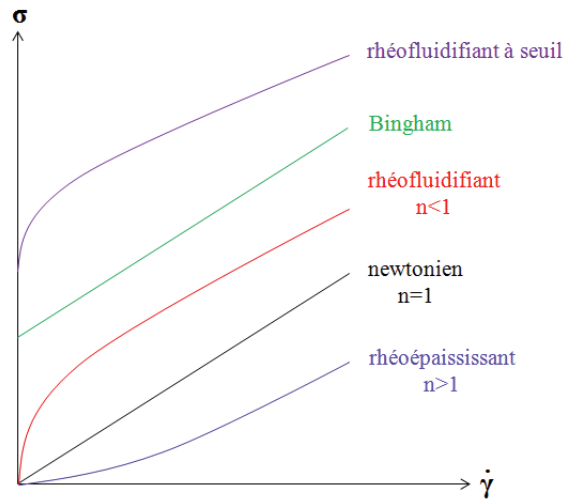


FIGURE 1.3 – Allure des courbes d'écoulement des principaux types de fluides purement visqueux

Fluides rhéofluidifiants

Ces fluides ont une viscosité qui diminue lorsque le taux de cisaillement augmente. De nombreux fluides montrent ce comportement : sang, shampoing, peintures ou encore solutions de polymères. Pour les solutions de polymères, ce comportement est attribuable à la séparation de macromolécules enchevêtrées puis à leur alignement dans le sens de l'écoulement au fur et à mesure de l'augmentation du taux de cisaillement. Dans les suspensions la diminution de la viscosité provient de la disparition progressive des structures organisées. L'allure de la courbe d'écoulement est représentée sur la Fig. 1.3. De nombreux modèles ont été élaborés pour rendre compte de l'écoulement rhéofluidifiant d'un fluide, donnant autant de modèles phénoménologiques pour la viscosité.

Une loi empirique très utilisée pour la variation de la viscosité avec le gradient de vitesse est la *loi de puissance*, proposée par Ostwald en 1925 :

$$\sigma = K\dot{\gamma}^n \text{ soit } \eta = K\dot{\gamma}^{n-1} \quad (1.17)$$

où K est un coefficient (encore appelée consistance du fluide) et $n < 1$ un exposant qui traduit l'écart avec le comportement newtonien pour lequel $n = 1$ (ou indice de structure du fluide).

Bien que ce modèle permette de résoudre un grand nombre de problèmes d'écoulement, il faut garder à l'esprit qu'il décrit assez mal le comportement à bas et haut taux de cisaillement (comme nous le verrons ultérieurement dans le dernier chapitre) et que les paramètres K et n n'ont pas d'interprétation physique claire. En réalité un fluide rhéofluidifiant ne l'est que pour une certaine gamme de taux de

cisaillement. Pour les faibles cisaillements ainsi que ceux élevés on observe un comportement newtonien avec l'apparition éventuelle de plateau de viscosité.

Une extension du modèle loi de puissance est le modèle de *Cross* [57] :

$$\frac{\eta - \eta_\infty}{\eta_0 - \eta_\infty} = \frac{1}{1 + (\lambda\dot{\gamma})^m} \quad (1.18)$$

Un autre modèle plus sophistiqué que le modèle loi de puissance tenant compte des plateaux de viscosité à cisaillement nul et infini est le modèle de *Carreau-Yasuda* :

$$\frac{\eta - \eta_\infty}{\eta_0 - \eta_\infty} = [1 + (\lambda\dot{\gamma})^a]^{\frac{m-1}{a}} \quad (1.19)$$

Pour ces deux modèles, η_0 et η_∞ sont respectivement la viscosité à cisaillement nul et infini, λ est une constante de temps, m est une constante et a un paramètre qui décrit la transition entre le comportement à faible cisaillement et la région en loi de puissance.

Une autre approche est celle de Quemada qui a l'avantage d'avoir un sens plus physique que les précédents. Le modèle de *Quemada* [195, 197, 14] a été développé pour rendre compte des variations de viscosité au sein des matériaux contenant des agrégats rigides, sphériques et non interactifs (suspensions de particules concentrées). Il est basé sur le principe de dissipation minimale de l'énergie au sein du fluide et admet la relation :

$$\eta = \eta_\infty \left(\frac{1 + \left(\frac{\sigma}{\sigma_c}\right)^p}{\chi + \left(\frac{\sigma}{\sigma_c}\right)^p} \right)^2 \quad (1.20)$$

où σ est la contrainte appliquée, σ_c est la contrainte caractéristique, p est la pente de la courbe au point d'inflexion et χ est un paramètre qui dépend de la fraction volumique ($\chi = \left(\frac{\eta_\infty}{\eta_0}\right)^{1/2}$ et où η_0 et η_∞ sont les viscosités à cisaillement nul et infini.

Ce modèle a été étudié par Corvisier et Benbelkacem [52, 21] durant leur thèse.

Fluides rhéoépaississants

Ce sont des fluides dont la viscosité croît avec le taux de cisaillement. Le rhéoépaississement est beaucoup plus rarement observé que la rhéofluidification. Toutefois certaines suspensions concentrées (amidon de maïs par exemple) et le sable mouillé ont un comportement rhéoépaississant. Un fluide peut être rhéoépaississant pour une certaine gamme de taux de cisaillement, et rhéofluidifiant voire

newtonien pour d'autres gammes [17, 128]. L'allure de la courbe d'écoulement est représenté sur la Fig. 1.3.

Le rhéoépaississement a été observé pour la première fois par le phénomène de dilatance mis en évidence par l'expérience de Reynolds en 1885. Depuis, différentes théories ont été développées pour expliquer le phénomène de rhéoépaississement [147, 109, 142]. Actuellement on pense que le rhéoépaississement est dû à la formation temporaire d'agrégats de particules sous cisaillement dont les conditions d'apparition peuvent différer suivant le type de suspensions [128]. Le lecteur peut également se référer à la thèse de N. Huang [110] pour une description plus complète des caractéristiques rhéoépaississantes des fluides.

On utilise une loi puissance pour les représenter (cf. Eq. 1.17) avec un exposant $n > 1$, qui est d'autant plus grand que le matériau s'écarte du comportement newtonien.

Fluides à seuil

Ces fluides ne s'écoulent qu'à partir d'une certaine contrainte, dite contrainte seuil. En dessous de celle-ci, ils se comportent comme des solides et au-delà ils s'écoulent comme un fluide newtonien ou rhéofluidifiant. Cette propriété se rencontre dans certaines solutions de polymères et suspensions très concentrées, et dans la vie courante avec le dentifrice, le yaourt, le ketchup ou encore les argiles (laponite et bentonite par exemple) et les boues de forage. Ce comportement peut être interprété par la présence d'agrégats dans le matériau ou de gels qui subsistent jusqu'à la contrainte seuil. Pour une suspension concentrée, un réseau d'interactions peut en effet exister et doit être briser pour provoquer l'écoulement de la suspension. L'existence du seuil d'écoulement est controversé par certains auteurs [18, 56] Pour une lecture plus complète le lecteur peut également se référer à [185, 110].

Plusieurs modèles existent pour décrire le comportement rhéologique d'un fluide à seuil. La représentation la plus simple est le modèle de *Bingham* (1922) qui donne la relation suivante en contrainte et taux de cisaillement :

$$\sigma = \sigma_c + \eta_p \dot{\gamma} \quad (1.21)$$

où σ_c est la contrainte seuil et η_p la viscosité plastique.

L'allure de la courbe d'écoulement est représenté sur la Fig. 1.3. Le matériau ne commence qu'à s'écouler qu'au-delà du seuil et présente ensuite un comportement newtonien.

Les matériaux présentant un comportement non newtonien rhéofluidifiant au-delà du seuil peuvent

être décrit par la relation d'*Herschel-Bulkley* (1926) :

$$\sigma = \sigma_c + K\dot{\gamma}^n \quad (1.22)$$

où K et n sont respectivement la consistance et l'indice de structure du fluide.

On rencontre également le *fluide Casson* (1959) pour lequel la relation utilisée est :

$$\sqrt{\sigma} = \sqrt{\sigma_c} + \sqrt{\eta_p \dot{\gamma}} \quad (1.23)$$

Il existe d'autres modèles décrivant les différentes catégories de fluides complexes. Le lecteur peut se référer aux ouvrages [53, 18, 208, 145] pour des présentations de ces modèles.

1.2.2.4 Fluides viscoélastiques

Notions de base sur la viscoélasticité

La viscoélasticité [44] est un comportement non newtonien important. Les fluides viscoélastiques se caractérisent par leur capacité à présenter un comportement variable selon le temps de sollicitation auquel le matériau est soumis. La réponse de celui-ci à une sollicitation (élongation ou cisaillement) présente à la fois le comportement d'un solide élastique (déformation instantanée avec stockage d'énergie) et le comportement d'un fluide visqueux (déformation continue avec dissipation d'énergie). A l'arrêt de la sollicitation, le matériau reprend en partie sa forme initiale ou peu éventuellement se rompre dans le cas de sollicitations trop importantes. Un exemple de fluide viscoélastique est la pâte de silicone (ou silly putty, conçu par James Wright en 1943) qui rebondit instantanément comme une balle élastique mais finit par s'étaler au bout de quelques minutes comme un fluide visqueux. L'échelle du *temps d'observation* est donc très importante. En fait, à une échelle suffisamment faible, tous les fluides sont viscoélastiques. On introduit de ce fait le *temps caractéristique* intrinsèque du fluide, noté λ , qui correspond au temps de réarrangement de la structure interne du matériau. Ainsi, on a $\lambda_{solide} = \infty$ et $\lambda_{fluide} = 0$.

Pour caractériser la nature d'un matériau et savoir si les effets élastiques vont apparaître, le *nombre de Deborah* De a été introduit par Marcus Reiner en 1964 [203]. Il s'agit du rapport entre le temps caractéristique du matériau qui correspond au temps de relaxation du fluide, λ , et le temps de caractéristique de l'écoulement de variation des contraintes ou temps d'observation, t , défini à partir de la vitesse et de la grandeur géométrique de référence de l'écoulement. Le nombre de Deborah est défini

par :

$$De = \frac{\lambda}{t} \quad (1.24)$$

Pour $De \ll 1$, la réorganisation du matériau est plus rapide que le temps de sollicitation et le matériau se comporte comme un liquide. Lorsque $De \gg 1$, on parle de solide élastique. Dans le domaine des temps intermédiaires, $De = O(1)$, le matériau se comporte comme un fluide viscoélastique.

Par ailleurs, pour des écoulements stationnaires présentant des contraintes normales, le nombre de Deborah est défini par le produit du temps caractéristique du matériau avec le temps de cisaillement $\dot{\gamma}$ (avec $t = 1/\dot{\gamma}$). Ce produit est également appelé *nombre de Weissenberg* :

$$We = \lambda \dot{\gamma} \quad (1.25)$$

Pour $We > 1$, les contraintes normales dominent sur les contraintes visqueuses, on considère que les effets élastiques [31] apparaissent donnant naissance à des phénomènes tels que le gonflement en sortie de filière ou l'effet Weissenberg [134, 100]. Ce dernier se manifeste par la remontée du fluide le long d'une tige en rotation immergée dont un exemple pratique est la géométrie de Couette. Dans une telle cellule l'apparition d'instabilités d'origine élastique, similaires aux instabilités d'origine inertielle (rouleaux de Taylor), se manifestent pour des nombres de Taylor (rapport entre les forces inertielles centrifuges et les forces visqueuses) inférieurs à ceux rencontrés dans le cas d'un fluide visqueux [167, 129, 67, 68].

Il existe de nombreux représentants de la famille des fluides viscoélastiques comme les matières plastiques en général (polyacrylamide, polymères, etc...).

Équations de la viscoélasticité linéaire

De nombreux modèles ont été développés pour prendre en compte le comportement viscoélastique. On parle de viscoélasticité linéaire lorsque que la réponse du matériau change peu sous cisaillement et que les fonctions matérielles de cisaillement ne dépendent pas du temps. Ces fonctions sont définies par la complaisance élastique J ou le module élastique de cisaillement $G = 1/J$.

Pour un *solide élastique parfait*, la loi de comportement appliquée au cisaillement simple (cf. Fig. 1.1), donnée par la loi de Hooke, s'écrit :

$$\sigma(t) = G\gamma(t) \quad (1.26)$$

La déformation évolue linéairement avec la contrainte et le coefficient de proportionnalité dépend du type de déformation imposée. Le comportement d'un solide élastique parfait peut être symbolisé par un ressort de module élastique G , représenté par la Fig. 1.4 dont la déformation élastique est instantanée et récupérable.

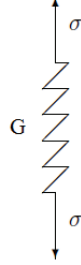


FIGURE 1.4 – Ressort de module élastique G

L'équation rhéologique d'un *liquide visqueux newtonien* est rappelons-le :

$$\sigma(t) = \mu \dot{\gamma}(t) \quad (1.27)$$

Son comportement peut être représenté par un amortisseur de viscosité μ , représenté sur la Fig. 1.5, traduisant son caractère dissipatif. Il peut s'écouler indéfiniment et la déformation subie est irrécupérable.

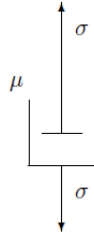


FIGURE 1.5 – Amortisseur de viscosité μ

Le comportement viscoélastique général se définit en construisant un modèle constitué d'un assemblage en série ou en parallèle de ressorts et d'amortisseurs.

Le modèle du *solide de Kelvin-Voigt* est l'association en parallèle d'un ressort et d'un amortisseur représenté sur la Fig. 1.6 Il consiste à additionner les contraintes d'origine élastique avec celle d'origine visqueuse. Son équation s'écrit donc :

$$\sigma = G\gamma + \eta\dot{\gamma} \quad (1.28)$$

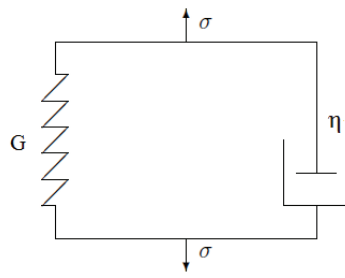


FIGURE 1.6 – Élément de Voigt : association en parallèle d'un ressort et d'un amortisseur

Le modèle du *liquide de Maxwell* est le plus classique. Il se compose de l'association en série d'un ressort et d'un amortisseur, représentée sur la Fig. 1.7. La contrainte imposée est identique dans chaque élément alors que les déformations d'origine élastiques s'additionnent. Dans ce cas l'équation rhéologique est :

$$\dot{\gamma} = \frac{1}{\eta} \sigma + J \dot{\sigma} \quad (1.29)$$

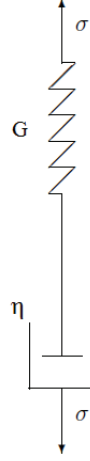


FIGURE 1.7 – Élément de Maxwell : association en série d'un ressort et d'un amortisseur

Les modèles de Kelvin-Voigt et de Maxwell font apparaître un temps caractéristique viscoélastique, qui est le temps de relaxation du matériau donné par :

$$\lambda = \frac{\eta}{G} \quad (1.30)$$

Un autre modèle plus général et plus complexe est composé de l'association en série d'un amortisseur avec l'élément de Voigt. Il s'agit du modèle de *Maxwell-Jeffrey*, encore appelé modèle d'Oldroyd-B ou modèle de Maxwell surconvecté, dont la représentation schématique est sur la Fig. 1.8 Son équation constitutive s'écrit :

$$\eta_2 G \dot{\gamma} + \eta_1 \eta_2 \ddot{\gamma} = (\eta_1 + \eta_2) \dot{\sigma} + G \sigma \quad (1.31)$$

Ce modèle fait ainsi apparaître deux temps caractéristiques : $\lambda_1 = \eta_1/G$ et $\lambda_2 = \eta_2/G$, qui sont respectivement le temps de retardement et de relaxation du matériau.

En rhéométrie, la détermination des propriétés viscoélastiques du matériau peut être mise en évidence en examinant l'évolution temporelle de la réponse du fluide à une déformation. Il existe trois

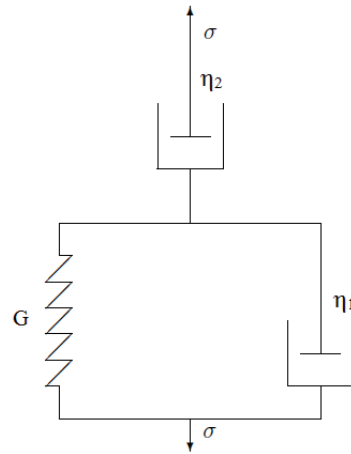


FIGURE 1.8 – Élément de Jeffrey : association en série d'un élément de Voigt avec un amortisseur

types d'expérience qui sont :

- le fluage qui correspond à l'application d'une contrainte d'amplitude unité maintenue constante σ_0 , auquel est associée la fonction fluage qui est la déformation du matériau en fonction du temps
- la relaxation de contrainte durant laquelle une déformation d'amplitude unité est appliquée et maintenue constante γ_0 , auquel la fonction relaxation donnant l'évolution temporelle de la contrainte est associée
- les sollicitations périodiques (oscillations) autour d'une contrainte moyenne ou nulle (cf. chapitre 2).

Comme nous le verrons plus tard, les oscillations permettent de mesurer les propriétés dynamiques des matériaux viscoélastiques définis par les modules élastique G' et visqueux G'' du module de cisaillement complexe.

1.2.2.5 Fluides thixotropes

Les fluides thixotropes ont une viscosité qui diminue avec le temps quand une contrainte constante leur est appliquée. Par définition la thixotropie est une variation réversible de la viscosité lorsqu'un fluide est soumis à une sollicitation. Cela suppose que dès que la contrainte appliquée est arrêtée, la viscosité du matériau augmente de nouveau jusqu'à atteindre sa valeur d'origine au bout d'un certain temps. Ce comportement s'interprète par des changements de structures internes du fluide voire une destruction progressive de cette microstructure. Celle-ci peut s'apparenter à une configuration spatiale de particules pour les suspensions ou de gouttelettes pour les émulsions, ou encore à un entremêlement de macromolécules pour les polymères. La modification résulte alors de la compétition entre les forces

hydrodynamiques (qui détruisent la microstructure) et les forces de cohésion et le mouvement brownien (qui reforment la microstructure) [16]. Les exemples de la vie courante sont nombreux : produits alimentaires comme le yaourt, crèmes cosmétiques ou encore suspensions d'argile et peintures.

Plus rarement, on rencontre le comportement opposé, dit antithixotrope ou rhéopectique [149, 16], pour lequel le matériau voit sa viscosité augmenter avec le temps.

La modélisation du comportement rhéologique thixotrope a fait l'objet d'un nombre important d'études dont les exemples les plus significatifs sont cités dans la thèse de P. Corvisier [52] comme le modèle de Quemada [194, 195, 196] ou de Coussot et al. [54]. Ce comportement complique les mesures rhéologiques car on voit se manifester des effets d'hystérésis.

1.3 Écoulements de fluides complexes dans des géométries variées

Parmi la variété d'écoulements et de fluides rencontrés dans la nature et l'industrie, les écoulements de fluides complexes dans des géométries variées suscitent depuis fort longtemps l'intérêt des chercheurs et constituent un grand nombre d'études : de leur morphologie à la compréhension des mécanismes élémentaires et de leurs interactions, qui résultent de leurs propriétés rhéologiques, agissant aux échelles locales. Dans ce qui suit, nous allons nous intéresser plus précisément aux études expérimentales et numériques sur les écoulements uni et bidimensionnels en géométrie à cylindres centrés et excentrés mais également en conduite pouvant présenter des singularités. Nous insisterons en particulier sur les études qui concernent l'influence des propriétés des fluides rhéofluidifiants (et viscoélastiques) et leurs conséquences sur le comportement de ces fluides sous écoulement, dont certains aspects restent encore à ce jour relativement flous.

1.3.1 Écoulement entre deux cylindres centrés et excentrés

Les écoulements de fluides complexes entre deux cylindres centrés et excentrés intéressent grandement la communauté scientifique puisque qu'ils représentent un problème industriel important. Les applications industrielles les plus fréquentes sont le forage des puits de pétrole [225, 58, 240, 112, 60, 172], la lubrification des machines tournantes et les procédés de mélange [204, 241, 65, 181, 24], les procédés agroalimentaires [51], le traitement des eaux [113] ou encore l'extrusion plastiques fondus et des polymères [85].

L'écoulement laminaire de fluides non newtoniens entre deux cylindres excentrés présente par

ailleurs un intérêt fondamental qui est l'étude de l'écoulement secondaire se manifestant dans la partie la plus large de l'entrefer. En effet, le contrôle de l'excentricité permet également celui de la bidimensionalité de l'écoulement. La littérature concernant les écoulements laminaires entre deux cylindres est donc assez abondante. Le lecteur peut se référer à l'article d'Escudier et al. [78] pour avoir une vue d'ensemble des différentes études théoriques, expérimentales et numériques existantes sur le sujet. Les travaux précurseurs s'intéressent au cas d'une géométrie à cylindres coaxiaux sont ceux de Volarovitch et al. [238] qui ont déterminé une solution analytique pour l'écoulement axial d'un fluide de Bingham dans l'espace annulaire. La première solution exacte a été donnée par Laird [127] et Frederickson et Bird [89]. Plus tard, suite aux travaux de Rivlin [207] d'autres études se sont étendues aux cas d'autres fluides non newtoniens suivant des lois simples comme la loi de puissance, mais également ayant des comportements plus complexes comme les fluides de Casson ou d'Herschel-Bulkley [27, 125, 170, 224, 216, 104, 88]. Les études prenant en compte la rotation du cylindre intérieur sont moins abondantes [205, 19]. Pour les écoulements entre des cylindres excentrés en rotation, les premières publications proposent des solutions analytiques aux équations de Stokes pour un fluide newtonien en système de coordonnées bipolaire. Wannier [241] et Kamal [119] résolvent les équations biharmoniques de la fonction de courant. La séparation de l'écoulement et l'apparition de la zone de recirculation au-dessus d'une excentricité critique ont également été étudiées pouvant inclure l'influence des effets inertiels sur l'écoulement secondaire [119, 65, 12, 219, 217]. Une dépendance du nombre de Reynolds sur la position des points de séparation et de réattachement de la zone de vortex a été montré [12, 219, 217]. Les études concernant les écoulements de fluides non newtoniens [225, 240, 78, 79, 45, 139, 81, 187, 148, 159, 158, 178, 180] ou viscoélastiques [58, 112, 133, 23, 26, 101, 111, 132] montre qu'une grande variété de phénomènes peuvent être observés.

Quand le nombre de Reynolds augmente et la vitesse angulaire du cylindre intérieur excède une certaine valeur critique, des instabilités apparaissent et l'écoulement présente des rouleaux appelées rouleaux contrarotatifs empilés verticalement, appelés par la suite rouleaux ou vortex de Taylor, du nom de son découvreur. Il s'agit de la première instabilité de l'écoulement. Au-dessus d'une seconde valeur de la vitesse de rotation une seconde instabilité apparaît, il s'agit du régime dit de Wavy où les rouleaux ondulés oscillent. Les travaux de Chandrasekhar [41], Coles [50] et Cognet [48] sont des références à ce sujet. Un troisième régime d'instabilités existent où les rouleaux ondulés bifurquent, il s'agit du régime turbulent. Depuis le travail précurseur de Taylor [234] et le critère de stabilité de Rayleigh [201], et plus tard par bien d'autres auteurs, que ce soit théoriquement [64] ou expérimentalement.

talement [119, 49, 40, 98, 8, 137] ou numériquement, le problème de stabilité de l'écoulement entre deux cylindres centrés a été considérablement étudié. L'objectif principal est de déterminer le nombre de Taylor critique auquel les rouleaux de Taylor apparaissent. Nous recommandons au lecteur la thèse de Benbelkacem G. [21] pour une bibliographie approfondie de l'écoulement de Taylor-Couette, de son histoire à ses différents régimes d'écoulement concernant les fluides newtoniens et viscoélastiques. D'importantes recherches expérimentales et théoriques ont également été réalisées pour comprendre l'influence des propriétés des fluides viscoélastiques et non newtoniens sur les premières instabilités de l'écoulement entre deux cylindres excentrés. Les travaux de Dris et Shaqfeh [67, 68, 66] ou très récemment ceux de Liu et Grecov [133] en sont des références.

La plupart des travaux concernant les écoulements de fluides non newtoniens entre des cylindres excentrés sont analytiques ou numériques mais les études expérimentales demeurent relativement rares. Cette différence peut être attribuée au développement récent des techniques expérimentales adéquates et d'importants progrès dans les dernières décennies.

Plusieurs études numériques ont étudié l'écoulement bidimensionnel de fluides rhéofluidifiants en géométrie à cylindres excentrés avec une rotation du cylindre intérieur [45, 139, 81, 240, 187] mais l'effet des propriétés du fluide sont rarement prises en compte. Wan et al. [240] ont étudié numériquement les interactions des effets d'inertie et des propriétés rhéofluidifiantes en fonction de l'excentricité. Dans tous les cas, une forte influence des propriétés non newtoniennes ont été démontrées [45, 81, 187].

D'autres études numériques ont été consacrées à l'étude de la chute de pression axiale induite par la présence combinée d'un écoulement débitant et de la rotation du cylindre intérieur à travers des cylindres excentrés [78, 148]. Dans une étude numérique, Escudier et al. [148] ont examiné l'écoulement d'un fluide rhéofluidifiant inélastique, décrit par une loi de puissance, et ont comparé leurs calculs utilisant une méthode de volumes finis avec des données expérimentales [148, 77]. Ils ont observé que le coefficient de frottement diminuait avec l'augmentation du caractère rhéofluidifiant du fluide quelque soit l'excentricité. Ils ont aussi observé que la dépendance avec l'indice de structure du fluide diminuait avec la croissance de la vitesse de rotation, causée par la disparition de la zone de recirculation dans la région extérieure de l'entrefer. Ils ont trouvé que le positionnement de la vitesse axiale maximum dépendait des nombres de Taylor et de Reynolds.

Siginer et Bakhtiyarov [225] ont étudié l'écoulement de fluides newtoniens et rhéofluidifiants (huiles

de pétrole) en utilisant une technique de visualisation stroboscopique et en comparant leurs résultats expérimentaux à leurs prédictions analytiques. Ils ont analysés la vitesse azimutale en fonction de l'excentricité et des propriétés rhéologiques des fluides. Ils ont trouvé que le caractère rhéofluidifiant avait un fort effet sur la morphologie de l'écoulement et ils ont observé une augmentation de la taille de l'écoulement secondaire ainsi qu'une décroissance des profils de vitesse associés à l'élévation des propriétés rhéofluidifiantes.

Enfin, nous notons d'autres études expérimentales récentes qui ont examiné l'écoulement purement axial dans une géométrie de cylindres coaxiaux [247, 176, 169, 74, 75, 177, 175]. On trouve quelques études expérimentales pour lesquelles la rotation du cylindre intérieur est prise en compte dans la configuration de cylindres centrés [247, 176, 75, 175, 179] et excentrés [79, 158, 178, 180]. En utilisant la vélocimétrie laser Doppler, ces études mesurent et comparent les champs de vitesse de fluides newtoniens et non newtoniens rhéofluidifiants. Les auteurs examinent également l'apparition de la zone de recirculation qui a une influence importante sur les phénomènes de transferts et le frottement.

L'influence précise du comportement rhéofluidifiant sur l'apparition, l'évolution et la morphologie de l'écoulement secondaire entre deux cylindres excentrés restent encore partiellement incompris et constitue l'intérêt principal de notre étude.

1.3.2 Écoulement dans une conduite présentant des singularités

La mise en oeuvre des fluides dans de nombreuses activités industrielles nécessite souvent leur transport dans des réseaux de conduite comportant des singularités (vannes, coudes, élargissements...). De plus, nous le rappelons, de nombreux fluides ont un comportement non newtonien. En particulier, les caractéristiques des fluides rhéofluidifiants et viscoélastiques et leurs propriétés lors de l'écoulement à travers des divergents intéressent de nombreux secteurs industriels (agroalimentaire, industrie du papier, génie chimique...). Les conséquences de la rhéofluidification doivent être identifiées pour une meilleure prévision de la structure des écoulements.

Depuis les travaux de Macagno et Hung [138], un grand nombre de chercheurs se sont intéressées à la morphologie complexe des écoulements laminaires de ces fluides au travers d'un élargissement brusque [86, 10, 11] ou moins répandue d'une contraction soudaine. Aujourd'hui encore, le comportement de la zone de recirculation en amont ou en aval de la singularité, continue de susciter l'intérêt des chercheurs. La plupart des études concerne plus précisément l'influence du nombre de Reynolds,

de l'indice de structure du fluide mais aussi du rapport d'aspect de la singularité sur l'évolution du profil de vitesse, l'établissement de l'écoulement et la longueur du vortex.

L'observation fondamentale de l'ensemble de ces études sur la zone de recirculation, est la variation linéaire de sa valeur adimensionnée avec le nombre de Reynolds en régime laminaire.

La plupart des études portant sur la longueur de la zone de recirculation dans une géométrie axi-symétrique présentant un élargissement brusque sont numériques. Halmos et al. [103] ont proposé une solution numérique pour l'écoulement d'un fluide inélastique rhéofluidifiant suivant une loi de puissance. Ils ont trouvé que la longueur du vortex était une fonction linéaire du nombre de Reynolds modifié et donc dépendait de la consistance du fluide et de son indice de structure. Nguyen et al. [173] ont proposé une corrélation mathématique de la longueur de rattachement de l'écoulement pour des fluide rhéofluidifiants obéissant à la loi d'Ostwald. Dans leurs études, Neofytou et Drikakis [171] ont montré qu'une bifurcation de l'écoulement de fluides newtoniens généralisés dans une géométrie plane comportant une expansion brusque apparaissait au-delà d'un nombre de Reynolds critique. Ils ont pu également observer une asymétrie des zones de recirculation en mont de l'élargissement. Récemment, Nag et Datta [168] se sont intéressés à l'écoulement laminaire de fluides newtoniens et non newtoniens (rhéofluidifiants et rhéoépaississants) obéissant à une loi puissance. En étudiant numériquement une large gamme de rapport d'expansion et d'indice de structure, ils proposent une corrélation mathématique permettant de prédire la longueur de la zone de vortex qui évoluent linéairement en fonction du nombre de Reynolds et des paramètres rhéologiques et géométriques. Pour les fluides rhéofluidifiants, ils trouvent que la taille de l'écoulement secondaire décroît avec l'augmentation du rapport d'expansion pour un nombre de Reynolds donné.

Les études sur écoulements de fluides viscoélastiques sont assez répandues. Nous pouvons citer les travaux de Baloch et al. [13] qui examinent les écoulements au travers d'élargissement et de contraction, ceux de Vradis et Ötügen [239] et de Durst et al. [70] s'intéressant aux écoulement dans une conduite cylindrique, ou encore ceux de de Poole et al. [190] concernant le cas d'une géométrie plane. Ces derniers ont montré que l'effet de l'élasticité est de réduire la longueur et l'intensité de la zone de recirculation en aval de l'élargissement.

Les études expérimentales sont plus rares. Elles utilisent majoritairement des méthodes laser pour la mesure des profils de vitesse. Halmos et al. [102] utilisent une méthode de photographie flash combinée à une source laser pour vérifier les résultats de leur modèle numérique [103] concernant l'écoulement d'un

fluide rhéofluidifiant (solution d'hydroxypropylméthylcellulose) traversant un élargissement brusque dans une section plane. Leurs observations expérimentales concordent bien avec leur modèle numérique [103]. Pak et al. [182] ont examiné le comportement des écoulements de fluides newtoniens (eau), purement visqueux rhéofluidifiants (carbopol en solution) et viscoélastiques (polyacrilamide en solution) dans une conduite cylindrique en présence d'un élargissement brusque. Par une technique de photographie rapide et l'injection d'un colorant dans l'écoulement, ils ont pu observer les lignes de courant et la zone de recirculation. Leurs résultats expérimentaux montrent que les longueurs de rattachement de l'écoulement, dans le cas du régime laminaire sont plus petites pour les fluides viscoélastiques que pour les fluides newtoniens et non newtoniens rhéofluidifiants. Ils trouvent aussi que le caractère rhéofluidifiant, dans une gamme d'indice de structure compris entre 0,904 et 0,719, a peu d'influence sur la taille de la zone de recirculation.

En régime turbulent, Pereira et Pinho [186] ont étudié l'écoulement de solutions de xanthane en aval d'un élargissement brusque. Ils ont trouvé que la zone de recirculation était réduite de 20% pour ces dernières par rapport à des solutions d'eau. Il existe par ailleurs beaucoup d'études sur les écoulements d'air en conduite [72, 42, 223].

Les études expérimentales mettant en oeuvre la vélocimétrie par IRM sont peu encore répandues, cependant, l'intérêt majeur de l'utilisation de cette technique provient de son efficacité dans les milieux opaques. Depuis les premières motivations de son développement, surtout destinées aux applications médicales comme l'écoulement dans les vaisseaux et les organes [227], les techniques de mesures d'écoulements utilisant l'imagerie par RMN se sont étendues à l'étude des comportements des fluides complexes et de la rhéologie grâce à leurs avancées avec les travaux de Callaghan [33], mais aussi ceux de Mansfield et Morris [140].

Iwamiya et al. [114] ont étudié expérimentalement l'écoulement d'une suspension de particules solides de polyméthacrylate de méthyle (PMMA), présentant un caractère rhéofluidifiant et viscoélastique, à travers une contraction brusque. Ils ont utilisé la méthode d'imagerie par RMN d'écho de spin pour mesurer le mouvement axial et radial du fluide. Dans une étude récente, Yasuda et al. [248] se sont intéressés à l'écoulement de solutions opaques aqueuses de carboxyméthylcellulose (CMC) contenant des particules solides diverses (bâtonnets, sphères, disques) au travers d'une contraction brusque dans un canal rectangulaire. Ils ont démontré que leurs profils de vitesses expérimentaux en canal droit concordaient bien avec les résultats de leurs simulations numériques utilisant le modèle de Carreau multi-mode. Leurs résultats expérimentaux ont montré que les profils de vitesse des suspensions de

fibres ont une forme concave au centre du canal à proximité de la contraction, tandis que les suspensions de particules sphériques ont une allure parabolique. Arola et al. [9] ont utilisé l'IRM pour mesurer les profils de vitesse de l'eau et d'une suspension de pulpe de bois en écoulement dans une conduite cylindrique présentant un élargissement brusque, afin d'examiner la morphologie et la structure de l'écoulement.

Sinton et Chow ont étudié une solution de sphères de PMMA ainsi qu'une huile de polyester en solution aqueuse pour un écoulement de Poiseuille [229]. En conduite cylindrique droite également, Gibbs et al. [229] se sont intéressés aux écoulements de polysaccharide en solution aqueuse (xanthane et guar). Ils ont déterminés la loi de comportement local de ces fluides à partir de leurs résultats expérimentaux de mesure de champs de vitesse et ont montré qu'elle reflétait bien le comportement du fluide à l'échelle macroscopique en la comparant avec la loi rhéologique obtenue par viscosimétrie.

1.3.3 Techniques de mesure des champs de vitesse de fluides en écoulement

1.3.3.1 Généralités

La connaissance de la vitesse d'écoulement dans un fluide est une information capitale pour de nombreuses études de rhéologie et de mécanique des fluides. En rhéologie ce sont les propriétés des fluides que l'on souhaite connaître en observant la déformation du fluide sous sollicitation ; elles constituent sa loi de comportement. En mécanique des fluides on cherche à caractériser la structure d'un écoulement, au sein d'une géométrie spécifique.

Les méthodes de mesure de la vitesse d'un fluide en écoulement peuvent se diviser en deux grandes classes : les méthodes non intrusives et les méthodes intrusives (sondes de pression, moulinets, capteur à effet vortex, anémomètre thermique). Ces dernières, comme leur nom l'indique, nécessitent l'introduction dans le milieu fluide de sondes, éléments perturbateurs, qui modifient très souvent la structure de l'écoulement et sont donc inappropriées pour les études fines du comportement des fluides en écoulement, comme la nôtre. Nous ne nous intéressons donc qu'aux techniques de mesures non intrusives. Parmi celles-ci, nous pouvons distinguer les méthodes optiques de mesure de vitesse de particules ensemençant un écoulement, constituant la **vélocimétrie laser**, de la **vélocimétrie par Imagerie par Résonance Magnétique (IRM)**, dont la présentation sera approfondie dans le §.1.4.2. La vélocimétrie par IRM permet d'obtenir une représentation directe de la projection des vecteurs vitesses dans un plan, voire dans l'espace. Les techniques de mesure laser nécessitent un milieu transparent. La vélocimétrie par IRM prouve ici ses avantages par rapports aux autres techniques puisqu'elle ne

nécessite aucun ajout de traceur et qu'elle permet d'étudier des milieux opaques.

1.3.3.2 La vélocimétrie laser

La vélocimétrie laser est une technique optique qui utilise de fines particules comme traceurs de l'écoulement pour déterminer les vitesses locales et leurs fluctuations. La mesure détermine les composantes du vecteur vitesse. Pour les écoulements unidimensionnels, une seule composante de la vitesse est mesurée (par exemple la composante de vitesse selon x est $U = \delta x / \delta t$). La mesure de la projection du vecteur vitesse dans un plan (mesure 2D) est intéressante dans le cas des écoulements bidimensionnels. Enfin, la détermination du vecteur vitesse instantanée (mesure 3D) est souvent utilisée pour les écoulements turbulents.

Les différents types de vélocimétrie laser peuvent se classer en trois catégories. Quand l'intervalle de temps entre les particules est contrôlé et que l'on mesure la distance les séparant entre deux instants, on parle de *Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)*, que nous allons également présenter en détail dans le §.1.4.1. Dans ce cas on peut obtenir directement une cartographie du champ des vitesses ce qui permet de visualiser en plus la structure de l'écoulement comme nous le verrons. La seconde catégorie est basée sur le concept d'effet Doppler. Les différentes techniques sont couramment appelées *Vélocimétrie/Anémométrie Laser Doppler (LDV/LDA)*. Enfin, si la distance δx entre les particules est connue et que l'on mesure l'intervalle de temps δt , on parle de *vélocimétrie à barrières optiques*. Usuellement les termes de vélocimétrie à deux points (L2F) ou de vélocimétrie à temps de vol (Laser Transit Velocimetry/Anemometry ou LTV/LTA) sont plutôt employés.

L'application de la vélocimétrie laser couvre de vastes domaines : en hydrodynamique avec une grande gamme de vitesse, aérodynamique (jusqu'au régime supersonique), dans les écoulements diphasiques voire polyphasiques (avec quelques difficultés), dans les turbomachines ou encore en combustion pour l'étude des flammes. Dans ce qui suit nous n'allons présenter que les principes généraux des méthodes les plus utilisées. Pour de plus amples informations sur la vélocimétrie laser le lecteur peut se référer à [146, 87, 4, 215]

La vélocimétrie laser Doppler

La Vélocimétrie Laser Doppler a été inventée et appliquée pour la première fois il y a 48 ans par Yeh et Cummins [249] qui ont effectué la première mesure de vitesse dans l'eau. En 1967, elle a été appliquée avec succès par Rolfe et Huffaker pour mesurer la turbulence du vent dans un tunnel. Le

début d'une période d'intense créativité débute peu après la publication du premier article de Yeh et Cummins. C'est une période qui se caractérise par le développement florissant de nombreux systèmes et schémas optiques. Seulement quelques technologies adéquates seront proposées et retenues par plusieurs chercheurs. A la fin de cette première période en 1970, d'autres suivent. La seconde est une période plus rationalisée durant laquelle Durst [71] fut probablement l'acteur principal. La troisième période débute en 1972 et se distingue par l'émergence de systèmes commerciaux. Nous sommes encore dans la quatrième période qui a débuté en 1976 et qui peut se caractériser par la possibilité pour les scientifiques d'acquérir et d'utiliser les systèmes laser Doppler sans être un expert dans le domaine. La LDV est de ce fait une technique utilisée considérablement dans les études sur les écoulements de fluides et constitue dans de nombreux cas, un moyen efficace d'investigation des écoulements turbulents et instationnaires, du fait de sa résolution spatiale et temporelle élevée.

Son principe est basé sur le décalage de fréquence existant entre la fréquence de la lumière reçue par une particule de traceur qui est émise par une source lumineuse monochromatique et contenue dans un fluide en écoulement, f_0 , et la fréquence de la lumière diffusée par cette même particule en mouvement, f_1 . Cet effet est plus connu sous le nom d'effet Doppler. La fréquence de décalage Doppler f_D est donnée par :

$$f_D = f_1 - f_0 = \frac{\vec{U} \cdot \vec{n}}{\lambda_0} (\vec{e}_1 - \vec{e}_0) \quad (1.32)$$

où $\vec{U}$ est le vecteur vitesse de la particule, $\vec{e}_0$ et $\vec{e}_1$ sont respectivement le vecteur unitaire selon la direction de propagation du faisceau d'éclairage et le vecteur unitaire selon la direction d'observation, n est l'indice de réfraction du milieu et λ_0 la longueur d'onde de la source d'éclairage.

Dans la pratique, comme f_0 et f_1 sont du même ordre de grandeur, soit environ 10^{14} Hz, et que les photodétecteurs usuels répondent à des fréquences de l'ordre de 10^7 Hz, on procède à différents types de montage pour récupérer f_D et extraire l'information de la vitesse. Les deux montages les plus couramment utilisés sont le montage à faisceau de référence qui est historiquement le premier mode de fonctionnement et le montage à franges.

La technique de *vélocimétrie à franges* est en réalité la méthode la plus utilisée puisqu'elle permet de mesurer le vecteur vitesse instantanée de chaque particule. Son principe consiste à faire interférer deux faisceaux laser à l'endroit de l'écoulement où l'on désire faire la mesure. A l'intersection entre les deux faisceaux se crée un réseau de franges d'Young. Lorsque les particulesensemencées dans l'écoulement traversent le volume de mesure formé par les faisceaux, elles scintillent et la lumière qui est reçue par

un photomultiplicateur (dont le flux est modulé par l'interférence) à la fréquence Doppler :

$$f_D = \frac{2U}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \quad (1.33)$$

où λ est la longueur d'onde du laser et θ l'angle entre les deux faisceaux.

La direction du vecteur vitesse correspond à celle du plan contenant les deux faisceaux. Le sens est déterminé en décalant la fréquence d'un des faisceaux incidents à l'aide d'une cellule de Bragg contrôlable.

Depuis 1992, une autre méthode a été développée. Il s'agit de la *Vélocimétrie Doppler Globale (DGV)* [4, 150, 151]. L'écoulementensemencé en particules est illuminé par un plan laser. Le décalage de fréquence dû à l'effet Doppler est transformé en variations d'intensité, donnant ainsi accès aux vecteurs vitesses dans un plan.

La vélocimétrie à deux points

Cette technique mesure le temps δt mis par une particule pour parcourir une distance δx connue et matérialisée par la géométrie des faisceaux laser au niveau du volume de mesure [7, 221]. Ce type de vélocimétrie permet des mesures d'une composante de vitesse avec un excellent rapport signal/bruit, ce qui les rend très efficaces dans les essais en turbomachines. Cependant, les mesures en écoulement turbulent s'avèrent difficiles.

Sur le même principe de base, un dispositif réalisé sous forme de sonde et constitué de fibres optiques dans lesquelles est véhiculée la lumière laser, permet d'effectuer des mesures 3D de la vitesse dans des écoulements très turbulents. Cet appareil est connu sous le nom de vélocimètre mosaïque [32].

1.3.3.3 La vélocimétrie Doppler à ultra-sons

Le principe de base de la mesure de vitesse par ultra-sons repose sur l'utilisation de l'effet Doppler [233]. Un système permet de générer des impulsions ultrasonores de fréquence connue sur des particules contenues dans un fluide en écoulement puis reçoit la combinaison des échos rétrodiffusés par les particules à une fréquence décalée par l'effet Doppler. La mesure de la différence de fréquence de l'onde acoustique fournit ainsi une mesure de la vitesse des particules et donc du fluide. En connaissant la position des particules le long du chemin de l'onde sonore, il est ainsi possible de déterminer les profils de vitesse instantanés.

Cette technique est une des seules à être utilisable dans des milieux opaques, à condition cependant que

ces derniers transportent des impuretés indispensables pour générer l'écho. D'où l'utilisation de cette méthode dans les eaux usées [2]. Par ailleurs son utilisation connaît des limites dans les géométries disponibles

1.3.3.4 Autres techniques et techniques de visualisation

En hypersonique, d'autres méthodes optiques sont utilisées comme la Fluorescence Induite par Laser (LIF), la Fluorescence induite par Faisceau Électronique (FEE) ou la méthode d'excitation Raman couplée à la Fluorescence Électronique Induite par Laser (RELIEF). Cette dernière trouve ses applications dans la mesure de vitesse d'écoulements hautement turbulents [200] ou dans les études des phénomènes de transport de mélange de molécules d'oxygène dans l'air ou d'autres mélanges gazeux.

Les techniques de visualisation n'apportent qu'une information qualitative et aucune information quantitative sur le champ de vitesse. cependant, visualiser un écoulement à travers les structures qui s'y développent (recirculations, tourbillons, décollements, etc ...) peut s'avérer très utile à la compréhension des phénomènes et à leur modélisation. Sans rentrer dans les détails, il faut savoir qu'il existe des méthodes pouvant nécessiter des traceurs (colorants, fumée, marqueurs chimiques) et des techniques optiques qui permettent de visualiser les variations de l'indice de réfraction du fluide. A ce titre nous pouvons citer l'ombroscopie (Dvorak (1880)), la strioscopie (Toepler (1864)) issue de la méthode Foucault et la plus connue qui est l'interférométrie (Ludwig Mach 1891)) de Michelson, de Mach-Zender ou encore holographique.

1.4 Présentation des deux techniques utilisées

1.4.1 La Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)

1.4.1.1 Origine historique et applications

La **Vélocimétrie par Image de Particules** est une adaptation à la mécanique des fluides de la méthode laser Speckle développée à l'origine en mécanique du solide. Le laser speckle est une technique d'imagerie utilisant la lumière laser et permettant de visualiser et de quantifier les déplacements à la surface d'un objet diffusant. Il est alors possible de déterminer les déformations et les contraintes mécaniques à la surface d'un objet à partir du champ de déplacements. En 1977, certains chercheurs [69, 15, 99] montrent la faisabilité d'appliquer cette technique pour la mesure des champs des vitesses de fluides en mesurant le profil parabolique d'un écoulement laminaire dans un tube. En 1983, Roland

Meynart publie une série de travaux importants sur le sujet durant sa thèse [152, 153, 154] et devient l'utilisateur majeur de la Vélocimétrie par Laser-Speckle (LSV). Il réalise des mesures pratiques en écoulement turbulent de liquides et de gaz. Pour la première fois, les photos de ses articles contiennent des images de particules individuelles au lieu de speckles et ce sont les recherches d'Adrian [3] et de Pickering et Halliwell [189] qui reconnaîtront l'importance de cette avancée. Le terme Vélocimétrie par Image de Particules est alors proposé pour la distinction avec la méthode laser Speckle et le nom apparaît pour la première fois dans la littérature en 1984.

Depuis, de nombreuses études ont utilisés la PIV qui a fait l'objet de développements considérables. Au fil des années, l'amélioration de l'appareillage (caméras, lasers, optique) et le développement rapide de l'informatique et des logiciels ont augmenté de manière significative la performance de la technique. Les domaines d'application se sont donc radicalement étendus et diversifiés. Utilisée aussi bien en recherche fondamentale qu'en recherche industrielle, la PIV est désormais présente dans des secteurs aussi variés que l'aérodynamique et l'aérospatial, les écoulements en conduite et la turbulence, la biologie, ou encore les micro systèmes. L'émergence de ces nouvelles applications a par ailleurs entraîné beaucoup d'évolutions et de modifications de la méthode.

De nombreux travaux ont donc été publiés. Pour une compréhension fine de son principe et de ses applications et une vision complète de l'étendue de ses développements, nous pouvons citer les travaux de Grant [97], le livre de Raffael et al. [198] et la bibliographie de la PIV d'Adrian [5] qui regroupe une liste presque exhaustive de travaux jusqu'en 1995. Enfin des travaux utiles plus récents sont contenus dans le numéro spécial de Kompenhaus et Tropea [124] et celui d'Adrian [6] qui propose notamment un développement historique de la PIV au cours des vingt dernières années ainsi qu'un résumé de l'état de l'art actuel et une vue potentielle des améliorations et des développements futurs.

1.4.1.2 Principe de la PIV (2D)

La PIV est une méthode de mesure non intrusive basée sur la diffusion de la lumière. Son principe général [63, 52] est représenté sur la Fig. 1.9. Les différents composants (appareillage) seront décrits dans le Chapitre 2.

La technique de PIV 2D permet de mesurer simultanément les deux composantes de la vitesse dans une section d'écoulement. Elle consiste à mesurer le déplacement (dx, dy) de particules de traceur ensemencées dans un fluide en écoulement entre les instants t et $t + \delta t$. La vitesse est calculée aisément par la relation $u = dx/dt$ et $v = dy/dt$. En pratique, on illumine une section de fluide contenant le

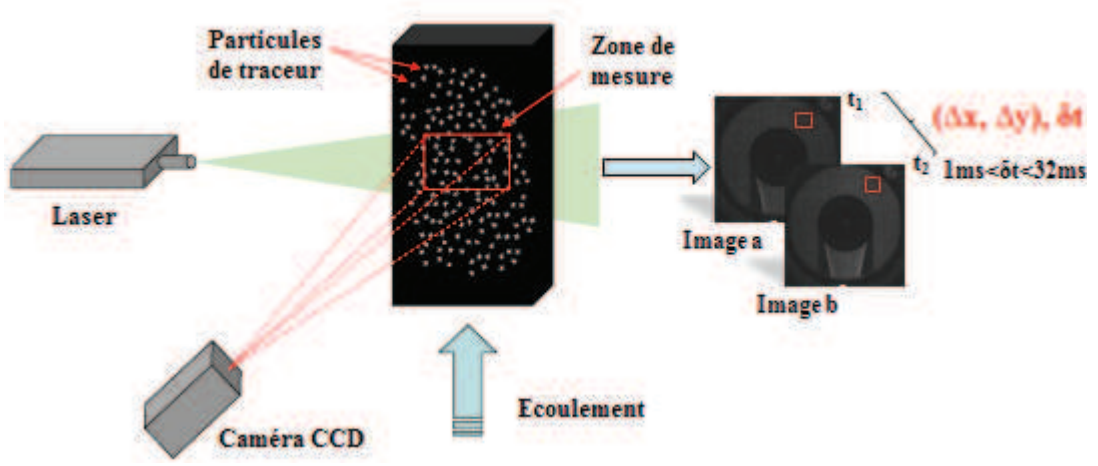


FIGURE 1.9 – Principe de la PIV

champ de vecteurs vitesse à mesurer avec une nappe laser (plan de mesure). Les particules de traceur, diffusent la lumière vers une caméra CCD qui enregistre deux images consécutives de la zone de mesure séparées d'un temps δt . Il s'agit de l'acquisition des images qui doivent être traitées. Chaque image est ensuite divisée en zones carrées de $2^n \times 2^n$ pixels appelées fenêtres d'interrogation ou d'analyse en vue d'une corrélation croisée par transformée de Fourier rapide (FFT). La Fig. 1.10 schématise le principe de la corrélation croisée de deux images successives. La fonction d'intercorrélation (Eq. 1.34) sert à mesurer les similitudes entre les deux images et à déterminer le déplacement des particules dans chaque zone d'interrogation.

$$C(X, Y) = \iint_{\text{zone d'interrogation}} I_t(x, y) \cdot I_{t+\delta t}(x + X, y + Y) dx dy \quad (1.34)$$

où $I_t(x, y)$ et $I_{t+\delta t}(x, y)$ représentent les distributions lumineuses de la même fenêtre d'analyse dans le plan (x, y) aux instants t et $t + \delta t$.

L'image I d'une fenêtre d'analyse à l'instant t se retrouve à l'identique translatée sur l'image prise à l'instant $t + \delta t$, lorsque les vitesses sont quasi uniformes. On observe alors un maximum d'intensité de la fonction d'intercorrélation, où les variables X et Y correspondent au déplacement de l'image I entre les instants t et $t + \delta t$.

Le pic de corrélation obtenu correspond au déplacement le plus probable des particules, encore appelé véritable corrélation. Plus le maximum d'intensité est important devant les autres valeurs de l'intercorrélation (corrélation aléatoire), moins l'image est modifiée au cours du temps. Un exemple de pic d'intensité est représenté sur la Fig. 1.10. La position du pic par rapport au centre de la fenêtre

d'interrogation (X_0, Y_0) détermine le vecteur déplacement moyen qui divisé par le temps séparant les deux images δt , permet d'obtenir le vecteur vitesse correspondant à la fenêtre d'analyse considérée. En balayant toutes les zones d'interrogation, on obtient un champ instantané de vitesse.

Enfin, il est nécessaire de calculer un champ de vitesse moyen à partir d'un ensemble de champs instantanés de vecteurs calculés sur chaque couple d'images ainsi que les propriétés statistiques si on le souhaite (moyenne, variance, écart-type, coefficient de corrélation, etc). Cette étape constitue le post-traitement (cf. 2.3.1.3 page 88).

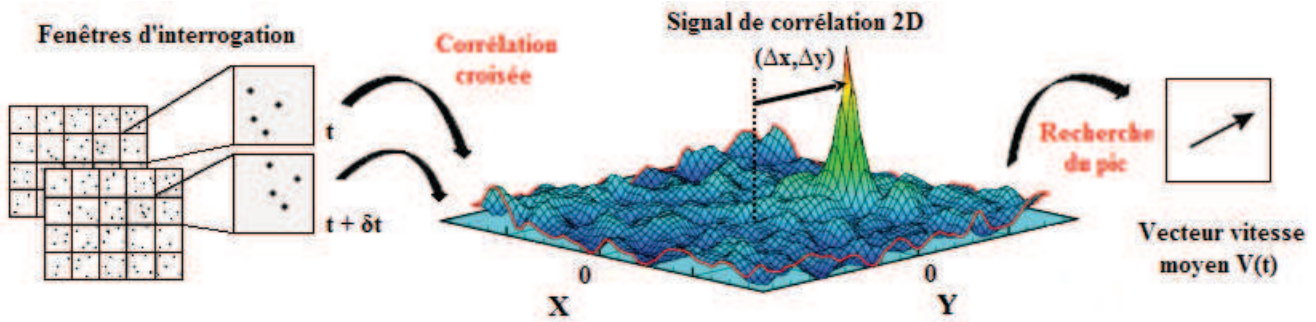


FIGURE 1.10 – Corrélation croisée de deux images successives (Lavision, B. Lecordier et M. Trinité, CORIA Rouen)

Cette technique a donc l'avantage incontestable d'obtenir quasi instantanément un champ de vitesse bidimensionnel. Cependant, pour avoir de bonne qualité il est nécessaire de vérifier quelques conditions expérimentales.

1.4.1.3 Précautions d'emploi

La direction principale de l'écoulement doit être contenue dans le plan laser afin que les particules ne sortent pas de la zone de mesure pendant l'intervalle de temps δt , que les images ne soient pas décorrélées et que les vecteurs vitesse puissent être calculés.

Corrélation croisée et erreurs de biais

Des erreurs systématiques (erreurs de biais) sur les résultats issus de la corrélation croisée par FFT sont introduites [198, 121, 4].

La troncature de la taille des fenêtres d'analyse avec le passage d'un espace constitué de nombres réels vers un espace constitué de nombres entiers, induit des erreurs de biais liées à une perte d'information.

Pour que la fonction d'intercorrélation présente un maximum, le déplacement des particules à l'in-

térieur d'une fenêtre d'interrogation ne doit pas être trop important. En effet les particules ne doivent pas se situer en dehors des limites des zones d'analyse, c'est-à-dire que leur image à l'instant $t + \delta t$ doit être peu différente de leur image à l'instant t . Un déplacement maximal de 25% de la dimension N_{int} de la fenêtre pendant un temps δt est recommandé pour avoir une bonne corrélation. Il faudra donc adapter l'intervalle de temps entre les deux images à la vitesse que l'on souhaite mesurer et faire varier également si nécessaire la taille des fenêtres d'analyse, sachant que l'intervalle δt est d'autant plus court que les vitesses sont importantes.

Un ensemencement homogène et suffisant en traceur est nécessaire à la précision de l'intercorrélation. En pratique la concentration optimale est de 0,32 *ppp* (particle per pixel) [174].

Enfin il existe un biais lié à la géométrie de mesure cylindrique utilisée dans ce travail de thèse. Un dioptre optique constitué par la paroi en PMMA du cylindre extérieur de la cellule d'écoulement (cf. 2.3.1.2 page 85) dévie les rayons lumineux du faisceau laser. L'effet est atténué en immergeant la zone de mesure dans un bac à parois planes et parallèles rempli l'eau. Une étude complémentaire [52] a montré que le décalage du trajet des rayons lumineux est réduit dans ce cas de 90%, quelle que soit l'épaisseur de la partie cylindrique constituant la géométrie de mesure. Nous n'avons donc pas envisagé de correction des champs de vitesse mesurés.

Résolution spatiale du champ des vitesses

La résolution spatiale du champ des vitesses est déterminée par les caractéristiques de la corrélation croisée qui sont :

- la **taille des fenêtres d'interrogation** N_{int} en pixels,
- le **recouvrement** des fenêtres d'interrogation en pourcent,
- le **facteur d'échelle** (scale factor) qui est le rapport $S = \frac{objet}{image}$.

La dimension des fenêtres d'analyse est une propriété variable (16×16 , 32×32 , 64×64 ou 128×128 px) choisie en fonction du déplacement maximum des particules. Une taille de fenêtre 3 à 4 fois plus grande que le déplacement des particules contribue à une corrélation de bonne qualité.

Le recouvrement des fenêtres d'interrogation (25%/25%, 50%/50%, 75%/75%) qui ne sont donc pas simplement juxtaposées, détermine le nombre de vecteurs vitesse que l'on va pouvoir calculer. Plus le recouvrement est grand plus ce dernier augmente. Le recouvrement revient en fait à ajouter des vecteurs qui seraient obtenus par interpolation et qui sont d'un grand intérêt lors des calculs post-

traitement (lignes de courant ou vorticité) ou pour récupérer des informations lorsque les particules se trouvent aux extrémités des fenêtres d'interrogation et qui se seraient perdues sans chevauchement. Enfin, le facteur d'échelle, qui est le rapport des dimensions du plan de l'objet sur celles de l'image de la caméra CCD sert à calculer la vitesse réelle des particules par une relation linéaire entre la taille réelle et la taille en pixels des objets. Son ajustement est réalisé grâce une image du plan de mesure sur laquelle il suffit de repérer la distance connue entre les parois des cylindres intérieur et extérieur.

Des paramètres optiques (réglages de la caméra et du laser) jouent également sur la qualité des mesures. Leur réglage ainsi que les propriétés de la résolution spatiale seront décrit dans le chapitre 2 (cf. §.2.3.1.3 page 88).

1.4.2 La vélocimétrie par Imagerie par Résonance Magnétique (IRM)

1.4.2.1 Origine, applications et développements récents

Depuis son invention au début des années 1970, les développements de l'imagerie par résonance magnétique (IRM) ont bénéficié à la médecine et à la biologie mais également aux sciences dures (physique, chimie et science de l'ingénieur). Les domaines d'applications sont relativement nombreux [1] et ne concernent pas seulement la recherche médicale et biomédicale mais font également partie de secteurs et disciplines aussi variés que l'industrie chimique, agroalimentaire, les sciences du vivant ou encore les sciences des matériaux et l'ingénierie. Parmi les applications en recherche sur les matériaux, nous pouvons citer : les études sur les écoulements et la diffusion dans les fluides complexes, les milieux poreux et granulaires, les études sur la déformation des matériaux ou tissus biologiques et l'orientation moléculaire macroscopique de la matière soumis à une contrainte, ou encore la rhéologie, les polymères et les mousses. La littérature concernant les nouvelles applications de l'IRM relatives aux études des matériaux est assez riche. Nous conseillons au lecteur les revues de Ritchey et al. [206], Watanabe [242] et Miller [157]. Il existe des articles et des livres plus spécifiques qui passent en revue les applications liées aux polymères et aux matériaux composites [118, 122, 123, 183], ou à l'ingénierie [95, 94, 231]. Enfin le lecteur peut se référer aux nombreux articles utiles qu'offre l'encyclopédie de la résonance magnétique nucléaire [96].

Le développement des techniques d'imagerie et l'amélioration des méthodologies sont donc des préoccupations importantes et progressent régulièrement. Une abondance de revues et de livres concernant la théorie et le développement des techniques d'imagerie par résonance magnétique est apparue depuis

1994. Nous pouvons citer [117, 29, 161, 33, 140].

Un des développements les plus récents auquel nous nous intéressons ici particulièrement concerne l'application de la vélocimétrie par IRM à la mécanique des fluides et à la rhéologie. Par sa capacité à mesurer un champ de vitesse [38, 191, 90, 33], dans toutes les directions et sans nécessité d'utilisation de traceur ni de propriété optique particulière du fluide, l'IRM s'est imposée aujourd'hui dans ces deux domaines en permettant d'élargir la gamme d'expériences possibles, notamment au cas des fluides opaques [192]. Bien que peu répandue, c'est pourtant une technique efficace pour caractériser les écoulements stationnaires dans des géométries variées. Depuis le travail original de Stejskal et Tanner [232], la vélocimétrie par IRM a fait ses preuves et les études sur les écoulements se sont multipliées. Récemment, Rodts et al. [212] se sont intéressés à la morphologie de l'écoulement d'un fluide visco-élastique à seuil (carbopol) au sein d'un modèle réduit de malaxeur à béton, en réalisant une carte tridimensionnelle du champ des vitesses. Ils montrent ainsi la compétitivité de l'IRM dans ce type d'études et les champs de possibilité qu'elle offre. Un des enjeux actuels est notamment la rapidité de mise en oeuvre des mesures sans perte de leur qualité, afin de pouvoir étudier des systèmes dont les propriétés peuvent évoluer rapidement comme les fluides thixotropes [214, 202, 55, 211]. A ce sujet, Rodts et al. [212] présentent les principes d'une nouvelle approche permettant de gagner considérablement en rapport signal sur bruit par rapport à la méthode traditionnelle de vélocimétrie par IRM (par encodage de phase, voir §.1.4.2.3) et ce, à temps d'expérience identique. Leur étude a été réalisée en géométrie de Couette sur une pâte de ciment possédant un temps de relaxation très court. Une autre approche est l'utilisation de séquences d'impulsions de vélocimétrie par IRM très rapides et efficaces [222, 108] basées principalement sur la séquence RARE [107] qui permettent d'obtenir une image de 64^2 pixels en 500 ms à 1 s environ.

Depuis un certain nombre d'années, la vélocimétrie par IRM appliquée à l'étude rhéologique des fluides complexes (pâtes, suspensions colloïdales, gels) dans des géométries complexes, plus connue sous le terme de « rheo-NMR » [34], a également fait son entrée. Elle doit ses origines aux travaux de Martins et al. [144], repris plus tard par Goncalves et al. [39], qui ont mis en évidence l'influence des propriétés élastiques sur la réorientation magnétique d'un cristal nématique liquide. L'insertion de cellules rhéométriques dans les imageurs, a permis de faire des progrès notables dans l'observation des comportements de ces systèmes sous écoulement. La grande avancée est l'obtention d'une information locale à la différence de la rhéométrie classique qui ne fournit que des données moyennées sur un échantillon. En 1991, Callaghan et Xia [36] ont montré que la rhéométrie par IRM pouvait être utilisée pour

mesurer les effets rhéofluidifiants d'une solution semi-diluée de polymère à masse moléculaire élevée, en observant en particulier l'écart avec l'écoulement de Poiseuille lorsque le fluide est pompé au travers d'un tuyau étroit.

La combinaison de la spectroscopie par RMN et de la vélocimétrie par IRM permet de fournir des informations au niveau microscopique concernant l'organisation moléculaire et au niveau macroscopique en regardant le taux de déformation local d'un fluide. Cette double capacité constitue un des défis majeurs de la rhéologie actuel qui doit s'associer habituellement avec les techniques optiques de biréfringence, diffusion de lumière, diffusion de rayons-X ou de neutrons. Il est donc possible par exemple d'étudier l'orientation et l'organisation sous cisaillement dans des cristaux liquides lyotropes ou des polymères nématiques à travers les interactions quadrupolaires nucléaires [237, 20].

Enfin la RMN permet de mesurer la relaxation et la diffusion, comme nous le verrons plus loin, et donnent ainsi des informations sur l'organisation de la microstructure des fluides. Callaghan et Gil [35] ont obtenu des images en densité de proton des temps de relaxation de solutions semi-diluées de polyacrylamide sous cisaillement qui mettent en évidence une forte corrélation entre l'hétérogénéité des temps de relaxation et les effets des zones de forts cisaillements (shear banding).

1.4.2.2 Principes de base de la Résonance Magnétique Nucléaire (RMN)

Depuis sa découverte en 1945 par les équipes de chercheurs américains de Purcell [193] et Bloch [30], la RMN est devenue un outil d'étude spectroscopique incontournable utilisé dans différentes disciplines de la chimie, de la biologie et de la physique.

Nous allons décrire ici le principe de la résonance magnétique nucléaire [37] à la base de l'IRM par une approche classique qui propose une vision globale du phénomène, suffisante dans notre cas. Il existe cependant une approche quantique qui est une description rigoureuse et détaillée au niveau des systèmes de spin .

Spin nucléaire et moment magnétique associé

La RMN est une spectroscopie moléculaire. Les spectres RMN fournissent des renseignements sur la structure des molécules. La RMN est fondée sur les propriétés des spins des noyaux atomiques. Chaque noyau possède un nombre $\mathcal{I}$, appelé nombre de spin lié au moment de spin qui est une notion assez abstraite (moment cinétique propre d'une particule associé à sa rotation sur elle-même). Celui-ci ne prend que pour valeur un entier ou un demi-entier et définit le nombre d'états distincts dans lesquels

le spin peut se trouver. Le proton 1H , de par son abondance naturelle est le noyau le plus couramment utilisé, particulièrement dans le cadre de l'IRM. Il possède un spin $\mathcal{I} = 1/2$ et donc deux états distincts ($\pm 1/2$) de même énergie en l'absence de champ magnétique.

A tout moment de spin est associé un moment magnétique μ (Eq. 1.35) colinéaire à $\mathcal{I}$ et assimilable à une aiguille aimantée microscopique dont l'orientation est quelconque en l'absence de champ magnétique.

$$\mu = \gamma \hbar \mathcal{I} \quad (1.35)$$

où $\hbar$ est la constante de Planck h divisée par 2π et γ est le rapport gyromagnétique égal à $26,75 \cdot 10^7 \text{ rad.T}^{-1}.\text{s}^{-1}$ pour le proton.

Effet Zeeman, phénomène de résonance

L'application d'un champ magnétique statique B_0 produit l'éclatement des niveaux d'énergie d'un spin $\mathcal{I} = 1/2$ qui peut être imagé par l'orientation parallèle (position la plus stable, $+1/2$) ou antiparallèle (position la moins stable, $-1/2$) de l'aiguille aimantée à la direction de B_0 . Deux niveaux d'énergie sont ainsi créés dont la différence est $\Delta E = \gamma \hbar B_0$, comme indiqué sur la Fig. 1.11 qui schématise ce phénomène appelé effet Zeeman.

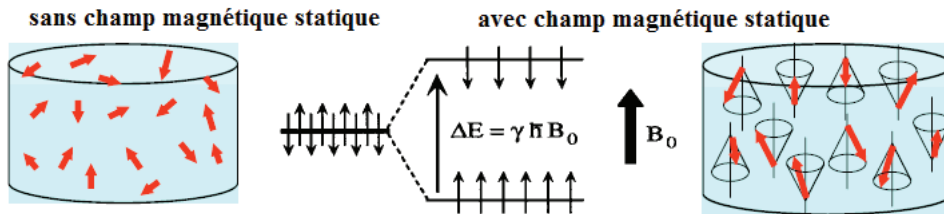


FIGURE 1.11 – Éclatement des niveaux d'énergie d'un spin $1/2$ par application d'un champ magnétique statique B_0

On peut alors induire une transition entre les deux niveaux d'énergie de ce système à l'équilibre en le soumettant à une onde électromagnétique de fréquence ν obéissant à la relation de Bohr :

$$\Delta E = h\nu \quad (1.36)$$

La fréquence de résonance ν_0 à laquelle a lieu cette transition est donc proportionnelle au champ magnétique B_0 par la relation de Larmor :

$$\nu_0 = \frac{\gamma B_0}{2\pi} \quad (1.37)$$

Le phénomène de résonance qui en résulte et plus précisément le mouvement de l'aimantation nucléaire M associé à ce phénomène est schématisé sur la Fig. 1.12.

On considère désormais une aimantation nucléaire macroscopique M . Sous l'effet d'un champ magnétique B_0 , celle-ci est alignée à B_0 , le système est à l'équilibre (Fig. 1.12 (a)). Une perturbation appropriée écarte M de sa position d'équilibre qui est alors animée d'un mouvement de précession autour de B_0 à la fréquence de Larmor ν_0 (Fig. 1.12 (b)). Lorsque M est basculée dans le plan perpendiculaire à B_0 par un champ magnétique alternatif B_1 perpendiculaire à B_0 , un signal électrique d'amplitude maximale et de fréquence ν_0 est détectable aux bornes de la bobine ayant induit B_1 . La détection de ce signal RMN est traitée dans les deux paragraphes suivants.

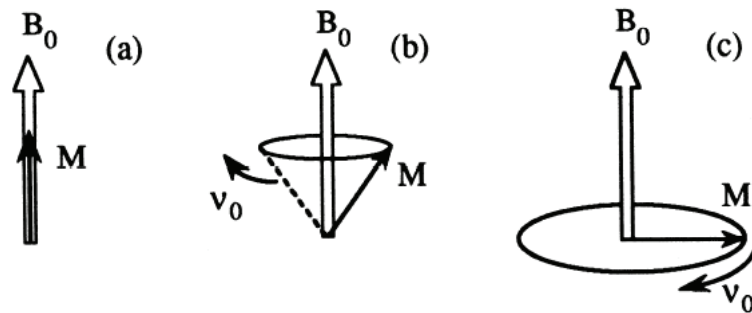


FIGURE 1.12 – Mouvement de l'aimantation nucléaire M sous l'effet de champ B_0 et B_1

Principe d'une expérience de RMN

(1) Mise hors équilibre du système par impulsions rf

A l'équilibre, l'aimantation macroscopique M est alignée avec B_0 et vaut M_0 . On définit un repère fixe (x, y, z) par rapport à l'induction statique B_0 dont la direction définit l'axe z par convention. Les

coordonnées de M dans ce repère sont donc :

$$M_x = 0; \quad M_y = 0; \quad M_z = M_0 \quad (1.38)$$

La mise hors équilibre de l'aimantation (transition) est réalisée en appliquant une impulsion de champ radio-fréquence (champ rf ou champ B_1) polarisée perpendiculairement à B_0 . Pour comprendre l'action de ce champ rf sur M , il est utile de définir un repère tournant (x', y', z') (Fig. 1.13 (a)) à la vitesse angulaire $\omega_r = 2\pi\nu_r$, où ν_r est la fréquence de travail du champ B_1 et où l'axe z' coïncide avec B_0 i.e. que l'on considère M depuis le repère tournant. Dans celui-ci tout se passe comme si le champ B_1 agissait seul à condition que ν_r soit suffisamment proche de la fréquence de résonance ν_0 et que son amplitude soit suffisante. Par analogie au champ B_0 , sous l'effet d'une impulsion de champ B_1 pendant une durée τ l'aimantation nucléaire va être animée d'un mouvement de précession dit de nutation, à la fréquence angulaire $\omega_1 = \gamma B_1$ avec un angle de rotation $\alpha = \omega_1 \tau$, qui vaut $\pi/2$ sur la Fig. 1.13 (b). Nous verrons plus tard que l'on utilise la plupart du temps des impulsions à 90° ($\pi/2$) pour basculer l'aimantation dans le plan (x', y') ou à 180° (π) dans le plan z' .

La figure Fig. 1.13 schématise le repère tournant et le mouvement de M sous l'effet simultané d'un champ B_0 et d'une impulsion rf à $\pi/2$.

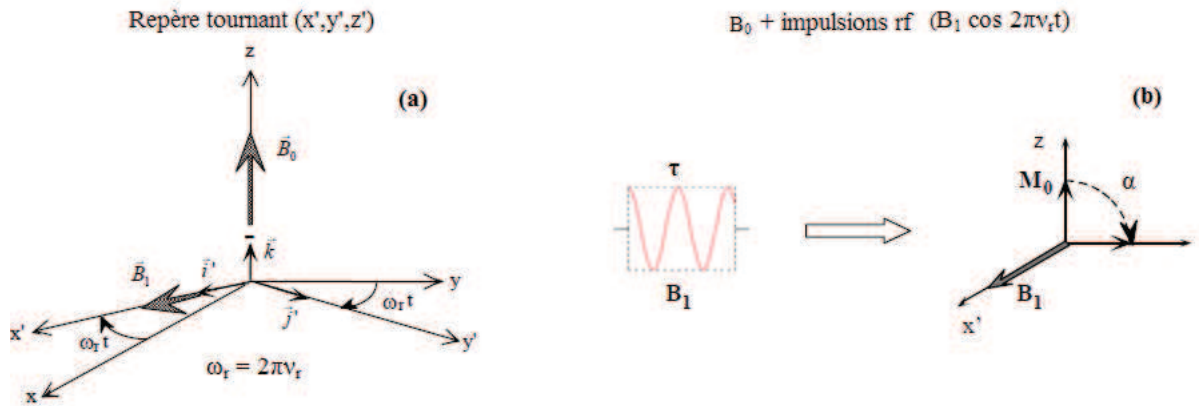


FIGURE 1.13 – (a) Définition du repère mobile où B_0 et B_1 sont stationnaires; (b) Mouvement de l'aimantation nucléaire sous l'effet d'une impulsion rf à $(\pi/2)$

(2) Évolution du système dans le temps. Détection du signal

En dehors de toute perturbation, le système soumis au seul champ B_0 tentera de revenir à l'équilibre dans un mouvement de précession autour de B_0 à la fréquence de Larmor ν_0 . La détection du signal consiste à mesurer ce retour à l'équilibre. On introduit alors deux temps de relaxation :

- T_1 qui est le temps de relaxation longitudinale de la composante M_z de l'aimantation (colinéaire à z) ;
- T_2 qui est le temps de relaxation transversale des composantes M_x et M_y de l'aimantation (normales à z).

L'évolution du système dans le temps est décrite par les équations de Bloch qui une fois résolues donnent :

$$\begin{aligned} M_x &= M_0 \exp(-t/T_2) \cos(2\pi(\nu_r - \nu_0)t) \\ M_y &= M_0 \exp(-t/T_2) \sin(2\pi(\nu_r - \nu_0)t) \\ M_z &= M_0 \exp\left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right)\right] \end{aligned} \quad (1.39)$$

Lorsque t tend vers l'infini, M_x et M_y s'annulent et M_z retrouve sa valeur d'équilibre M_0 .

Le signal recueilli provient donc des composantes transversales de l'aimantation nucléaire. Il s'agit donc d'une sinusoïde (ou cosinusoïde) amortie selon T_2 de la forme :

$$S(t) \propto \cos[2\pi(\nu_r - \nu_0)t] \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \quad (1.40)$$

Il est appelé interférogramme ou free induction decay (*fid*). En fait, par un processus de détection en quadrature ([25] pages 370-372 et [37] pages 93-97), le signal obtenu suite à une impulsion à $\pi/2$ est une sinusoïde amortie de forme complexe :

$$S(t) = M_0 \exp(2i\pi(\nu_r - \nu_0)t) \exp\left(-\frac{t}{T_2^*}\right) \quad (1.41)$$

où T_2^* est le temps de relaxation effectif, qui prend en compte les inhomogénéités du champ magnétique statique B_0 .

(3) Traitement du signal par transformée de Fourier

L'Eq. 1.41 va subir une transformation de Fourier (FT) complexe. Ainsi comme on peut le voir sur la Fig. 1.14 la partie réelle de la transformée de Fourier de $S(t)$ est un pic Lorentzien à la fréquence de

la sinusoïde amortie (qui n'est autre que la fréquence de résonance ramenée à la fréquence de référence ν_r), de largeur à mi-hauteur égale à $1/(\pi T_2^*)$ et dont la surface reflète l'amplitude du fid (c'est-à-dire la valeur de l'aimantation nucléaire).

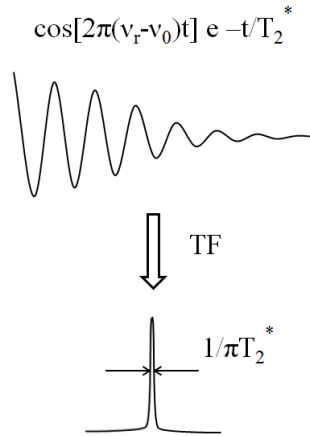


FIGURE 1.14 – Transformée de Fourier de la partie imaginaire de la fonction $S(t)$

(4) Séquences d'impulsions

L'expérience la plus simple correspond à une impulsion d'angle α de phase x (correspondant à un champ B_1 selon l'axe x' du repère tournant) suivie d'une acquisition. Cependant la plupart des expériences de RMN sont constituées de plusieurs impulsions, espacées d'intervalles de temps appropriés, destinées à l'établissement de diverses corrélations ou à la mesure de grandeurs complexes telles que des temps de relaxation ou d'auto-diffusion en RMN ou encore des vitesses d'écoulement en imagerie, comme nous le verrons plus tard. Nous étudierons en détail les caractéristiques et l'intérêt de deux de ces séquences, l'écho de gradient et l'écho de spin (cf. §.1.4.2.3 page 46). L'expérience est généralement répétée un nombre de fois n dans le but notamment améliorer le rapport signal-sur-bruit (S/B) en accumulant les signaux. En effet ce rapport qui mesure la qualité d'une mesure expérimentale croît comme $\sqrt{n}$.

Principe simplifiée d'un appareil de RMN

La Fig. 1.15 présente un schéma simplifiée d'un appareil de RMN. Le dispositif est constitué :

- d'un **aimant** qui génère le champ statique B_0 . Celui-ci provoque l'éclatement des niveaux d'énergie du système de spins, l'échantillon étant placé au centre magnétique de l'aimant. Il s'agit la plupart du temps d'une bobine supraconductrice, mais des appareils utilisant des électroaimants résistifs ou des aimants permanents existent dans le cas de spectromètres fonctionnant à des

fréquences peu élevées.

- d'une petite bobine entourant l'échantillon, de géométrie variable (en « selle de cheval » dans la Fig. 1.15), qui, accordée à la fréquence de Larmor, crée le champ magnétique alternatif B_1 (émission : impulsions de champ radio-fréquence) polarisé perpendiculairement à B_0 et détecte le signal RMN (réception) à ses bornes. Celui-ci est ensuite numérisé par un convertisseur analogique numérique (CAN) puis traité par un ordinateur.

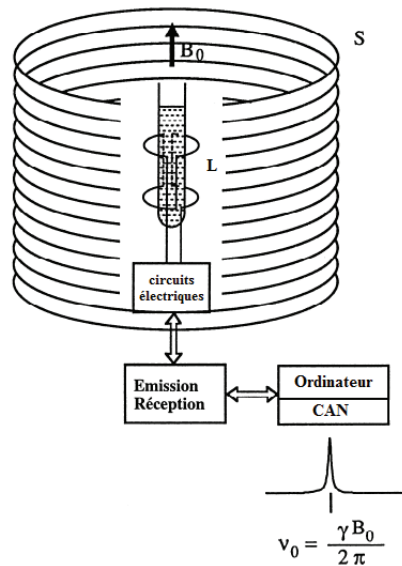


FIGURE 1.15 – Schéma simplifié d'un dispositif de RMN

Le principe plus détaillé d'un spectromètre par impulsions peut se trouver dans la littérature [37].

Pour des questions de sensibilité du signal unitaire qui est faible, B_0 doit être aussi intense que possible, stable et homogène. L'homogénéité du champ est réalisée au moyen de bobines annexes (non représentées sur la Fig. 1.15), appelées « shims », qui produisent des gradients correctifs de champ B_0 à l'aide d'une fonction angulaire développée sur la base des harmoniques sphériques.

1.4.2.3 L'Imagerie par Résonance Magnétique

Principe de l'IRM

La localisation de l'aimantation en IRM repose sur le principe du marquage spatial par gradient de champ représenté sur la Fig. 1.16. Cela consiste à faire varier spatialement et de manière contrôlée dans une direction l'intensité du champ magnétique statique. Comme on peut le voir sur le schéma de gauche de la Fig. 1.16, lorsque l'on applique un champ homogène dans tout le volume occupé par

un échantillon, une seule raie de résonance est observée et on obtient en effet un signal proportionnel à la densité de spin du noyau. En revanche, si l'on procède à un marquage spatial, i.e. que l'on superpose au champ B_0 un gradient uniforme g_0 selon X noté g_X , on obtient un spectre qui par décomposition de l'objet en tranches élémentaires représente son profil en densité de spin selon la direction X , après une simple transformée de Fourier. Les gradients d'imagerie de champ statique sont générés par des bobines dédiées. L'application des gradients dans les trois directions de l'espace permet la reconstruction tridimensionnelle d'une image. Nous verrons qu'il existe trois types d'application de gradient d'encodage en imagerie, qui sont :

- le gradient de fréquence ou de lecture, g_r (cf. [25] page 243) ;
- le gradient de phase, g_p (cf. [25] page 256) ;
- le gradient de coupe ou de sélection de tranche dont la direction est perpendiculaire à l'image, g_s (cf. [25] page 260).

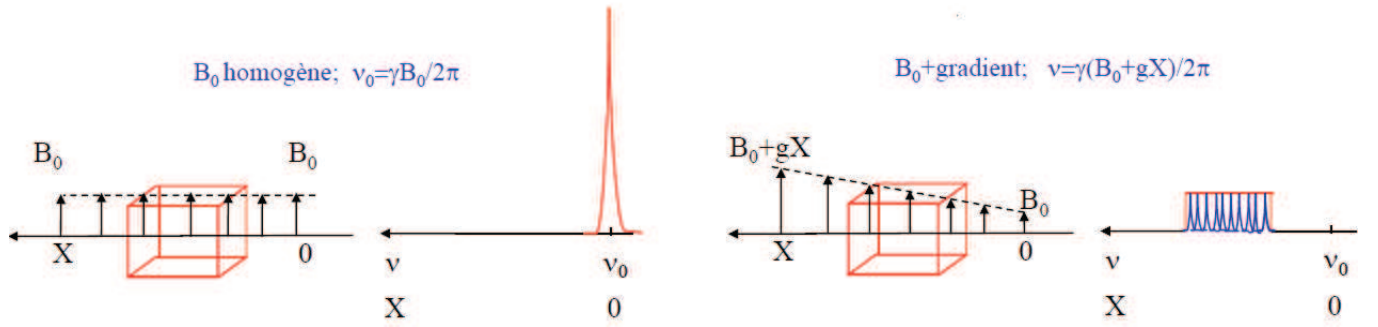


FIGURE 1.16 – Schéma du marquage spatial par gradient de champ

Séquences de base de l'IRM et acquisition du signal

Image en densité de spin selon une dimension

Les protocoles de bases utilisés pour obtenir une image en densité de spin ρ suivant la direction spatiale X ne sont autre que des expériences de spectroscopie auxquelles sont appliqués un ou plusieurs gradient de lecture g_r successifs. Elles sont représentées sur la Fig. 1.17.

La procédure expérimentale la plus simple (Fig. 1.17 (a)) consiste à appliquer une impulsion radio-fréquence à un échantillon, dont l'aimantation bascule dans le plan de mesure (x', y') , suivi immédiatement de l'application d'un gradient g_r . Le signal est acquis par la bobine après le temps de montée du gradient, pendant lequel celui-ci atteint son intensité nominale.

Le signal recueilli par détection en quadrature ([25] pages 370-372) et ([37] pages 93-97) s'exprime

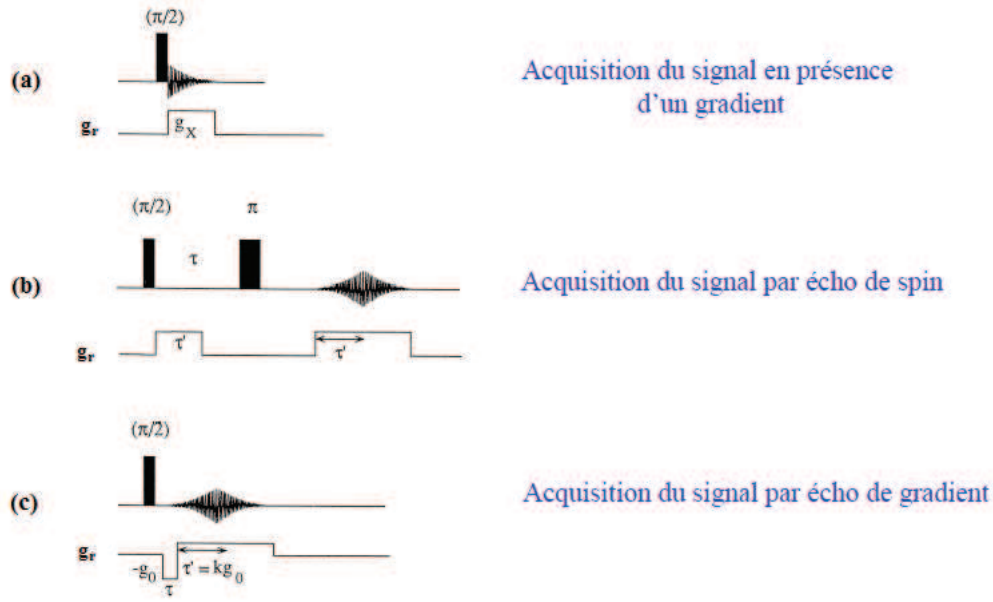


FIGURE 1.17 – Séquences de bases d'IRM utilisant un gradient de champ statique g_r agissant selon la direction X : (a) Observation directe du fid ; (b) Écho de spin ; (c) Écho de gradient

selon l'Eq. 1.42 si on ignore le facteur d'amortissement en T_2^* (cf. Eq. 1.41).

$$S(k_X) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(X) \exp(2i\pi k_X X) dX \quad (1.42)$$

où ρ_X est la densité de spin selon X , $k_X = (2\pi)^{-1} \gamma g_r t$ est la composante selon X de l'espace réciproque k encore appelé espace de Fourier. L'Eq. 1.42 est en fait une transformée de Fourier et son inverse conduit à la densité de spin $\rho(X)$:

$$\rho(X) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(k_X) \exp(-2i\pi k_X X) dk_X \quad (1.43)$$

Dans le but d'exprimer cette propriété de façon plus concrète, on peut décomposer l'objet en N tranches discrètes aux abscisses X_l . Le signal $S(t)$ peut s'écrire :

$$S(t) = \sum_{l=1}^N \rho_l \exp(i\gamma g_r X_l t) \exp\left(-\frac{t}{T_2^*}\right) \quad (1.44)$$

L'Eq. 1.44 représente un fid (Fig. 1.17 (a)) constitué de N signaux d'amplitude ρ_l à la fréquence $\gamma g_r X_l / 2\pi$. La transformée de Fourier de $S(t)$ conduit à un profil en densité de spin pour chaque valeur de l'abscisse X .

La technique d'**écho de spin** notée SE pour spin echo (Fig. 1.17 (b)) est une séquence que l'on peut schématiser par $(\pi/2 - \tau - \pi - \tau)$. Cette séquence comporte deux impulsions de champ radio-fréquence. La première, à $\pi/2$ amène l'aimantation dans le plan de mesure. Celle-ci se « défocalise » pendant le temps τ sous l'effet de la précession. La deuxième impulsion, à π , permet la refocalisation de l'aimantation et donc de la formation d'un écho au bout d'un deuxième intervalle de durée τ . Si on applique une impulsion de gradient g_r d'une durée τ' pendant la première partie de la séquence, il y aura à nouveau formation d'un écho à condition d'appliquer le même gradient au temps $2\tau - \tau'$. En fait, l'intervalle de temps τ séparant les deux impulsions radio-fréquence est choisi de façon à ce que la totalité de l'écho puisse être acquise en présence du gradient de façon à réaliser le marquage spatial dans la direction considérée. Cette technique permet également de s'affranchir des inhomogénéités de champ B_0 de telle sorte que l'amplitude de l'écho présente une décroissance en T_2 et non en T_2^* . Le signal est donc affecté d'un facteur $\exp(-TE/T_2)$ où $TE = 2\tau$ est appelé temps d'écho. On définit également un temps de répétition TR qui sépare deux mesures consécutives dans lequel le temps de relaxation T_1 intervient. Les temps de relaxation influent sur le contraste des images, et c'est cette propriété essentielle qui a fait le succès de l'IRM médicale. Dans ce cas il est intéressant d'adapter les temps TE et TR en fonction du contraste recherché.

La séquence d'**écho de gradient**, notée GRE ou GE pour gradient echo (Fig. 1.17 (c)), ne comporte qu'une seule impulsion radiofréquence. Un gradient de défocalisation $g_r = -g_0$ est appliqué pendant un temps τ puis il est ensuite commuté de $-g_0$ à kg_0 pendant τ' se traduisant par la formation d'un écho. L'économie d'une impulsion radiofréquence de rephasage à π diminue le temps d'écho TE . Contrairement à l'écho de spin, cette technique permet d'utiliser des impulsions radio-fréquence dont l'angle de basculement est inférieur à $\pi/2$. La reconstruction de l'aimantation longitudinale est alors plus rapide et on est ainsi autorisé à raccourcir le temps de répétition TR . Malgré un signal plus faible que lors de l'utilisation d'une impulsion à $\pi/2$, l'écho de gradient permet un gain de temps considérable lors d'une expérience nécessitant un grand nombre de mesures, comme nous le verrons dans notre cas (cf. §.2.3.2.2 page 104). En revanche, du fait de l'absence d'une impulsion de refocalisation, elle est davantage sensible aux inhomogénéités de champ B_0 .

Imagerie bidimensionnelle et séquences complètes d'imagerie

Nous venons de voir les méthodes conduisant à un profil de densité de spin dans une direction. Il existe trois protocoles permettant d'obtenir la distribution de spin dans un plan (X, Y) , i.e. une

image 2D, en supposant l'objet homogène selon la troisième direction spatiale Z ou en procédant à la sélection d'une tranche perpendiculaire à cette direction (voir plus bas). Ces trois protocoles sont appelés :

- imagerie par codage polaire ayant permis d'obtenir la première image RMN [130] ;
- imagerie par codage cartésien ou 2D-FT [126] ;
- méthode spin warp [73].

La méthode traditionnellement utilisée est la méthode spin warp. Elle consiste à appliquer un gradient de codage de phase g_p durant un temps τ en incrémentant son amplitude entre deux valeurs extrêmes $-g_{max}$ et $+g_{max}$. Un autre gradient g_r d'amplitude fixe est appliqué pendant le temps d'acquisition physique du signal qui peut être détecté par écho de gradient ou écho de spin. Une double transformée de Fourier conduit à une image en densité de spin.

Les procédures d'obtention d'une image 3D impliquent un temps de mesure considérable qui peut vite devenir inacceptable. En pratique, afin de prendre en compte la direction Z , on réalise donc généralement plutôt des coupes dans cette direction. Les protocoles expérimentaux fournissant une image bidimensionnelle d'une coupe sont représentés sur la Fig. 1.18 et la Fig. 1.19. Une séquence d'imagerie complète fait appel à des **gradients d'imagerie** et comprend trois étapes qui sont :

- La sélection d'une tranche d'un objet mettant en jeu l'application simultanée d'un gradient perpendiculaire à l'image souhaitée (généralement selon Z), dit **gradient de coupe** g_s , et d'une impulsion sélective en fréquence généralement de type « sinus cardinal » (de faible amplitude et dont la forme est définie par la fonction $\sin x/x$) ;
- Le codage de la phase par l'application d'un **gradient de phase** g_p par la méthode spin warp qui va permettre de sélectionner les différentes colonnes du plan de coupe ;
- Le codage en fréquence par l'application d'un **gradient de lecture** g_r pendant l'acquisition du signal qui permet la sélection des différentes lignes du plan.

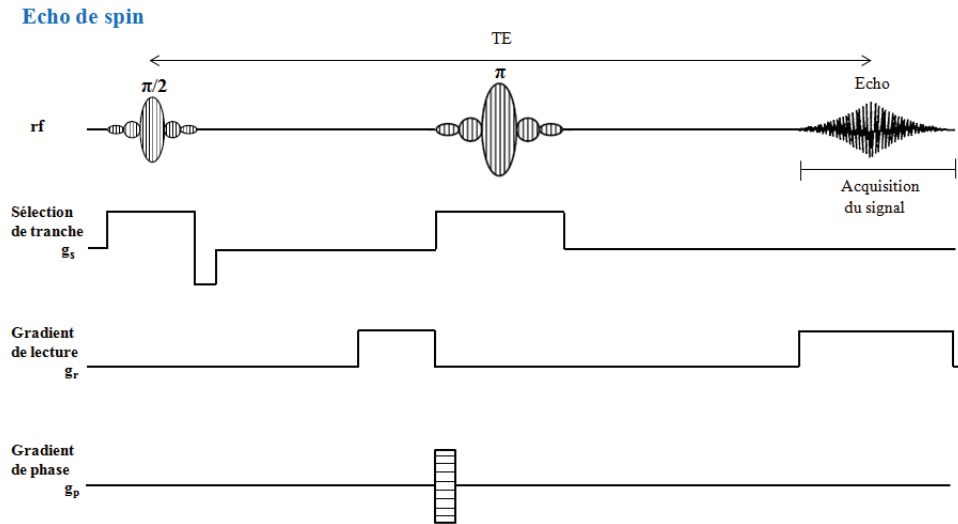


FIGURE 1.18 – Représentation schématique d'une séquence complète d'imagerie par écho de spin

Pour produire une image 2D de la tranche sélectionnée, ces différentes séquences peuvent se combiner au mode de détection par écho de spin (Fig. 1.18) ou écho de gradient (Fig. 1.19). On peut répéter cette expérience pour un nombre limité de tranches (cf. §.2.3.2.2 page 104) permettant de reconstituer alors l'objet selon la direction de sélection de tranche. Les trois directions de l'espace X , Y et Z sont donc remplacées par les trois axes logiques de lecture, d'encodage de phase et de sélection de coupe. On adopte désormais le système (r, p, s) avec r pour readout, p pour phase et s pour slice.

D'autres méthodes destinées aux applications de l'imagerie médicale ont été développées dans le but d'acquérir des images le plus rapidement possibles. Nous pouvons citer la séquence FLASH (Fast Low Angle Shot) [106] qui est une séquence d'écho de gradient avec une impulsion radiofréquence à petit angle ou encore la méthode Echo Planar Imaging (EPI) [141] dont le temps de mesure est inférieur à la seconde.

Les gradients de sensibilisation de mouvement

Il existe deux classes de **gradients de sensibilisation de mouvement** (cf. [25] pages 274-291). Les gradients pondérant en diffusion (diffusion-weighting gradient) et les gradients d'encodage de flux (flow-encoding gradient).

Un **gradient pondérant en diffusion** rend l'amplitude du signal RMN sensible aux mouvements incohérents de translation des molécules. Il est constitué de deux lobes d'aires égales et de formes diverses (rectangulaire, trapézoïdale, sinusoïdale). Dans une séquence d'écho de spin, les deux lobes ont la même polarité (gradient unipolaire) et sont placés de part et d'autre de l'impulsion radio-

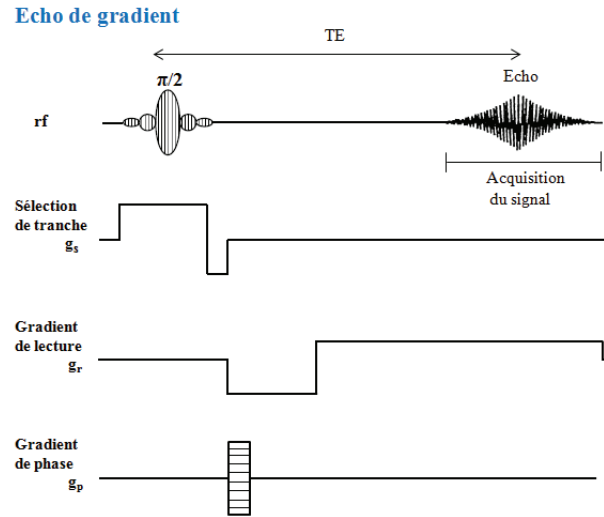


FIGURE 1.19 – Représentation schématique d'une séquence complète d'imagerie par écho de gradient

fréquence de refocalisation (cf. Fig. 1.20). La technique dite d'écho stimulé fait appel à deux fois deux lobes enchaînés et séparés par une impulsion π . On parle alors dans ce cas de gradients bipolaires [232]. La diffusion translationnelle cause une atténuation du signal IRM dont le degré dépend du coefficient d'auto-diffusion D , des grandeurs caractéristiques du gradient (g, δ, Δ) (cf. Eq. 1.54) et des différents paramètres instrumentaux (voir plus bas).

Un **gradient d'encodage de flux** encode l'information concernant l'écoulement macroscopique ou mouvement cohérent (vitesse, accélération,...) dans la phase du signal par résonance magnétique. Le gradient d'encodage de flux le plus courant est un gradient bipolaire d'encodage de vitesse qui comporte deux lobes d'aires égales mais de polarité opposée $+g$ et $-g$ dont la forme peut varier (rectangulaire, trapézoïdale réversible ou incrémentable). L'aire totale de ce gradient étant 0, le premier moment M_0 est annulé et son application ne contient pas d'information de position. On a donc M_1 qui est indépendant du temps et dont la valeur est proportionnelle à l'aire d'un lobe et des temps caractéristique du gradient. Ce type de gradient est utilisé afin d'obtenir la vitesse et la direction d'un écoulement le long de la direction du gradient dans un plan perpendiculaire à celle-ci. Avec les gradients d'encodage de flux chacun des trois axes logiques (r, p, s) est traité indépendamment. Il est donc possible d'ajouter des gradients d'encodage de flux sur un seul axe, deux ou trois simultanément durant une séquence d'impulsion.

Mesure de diffusion par impulsions de gradients de champ magnétique [131]

La méthode la plus couramment utilisée pour visualiser l'effet de la diffusion moléculaire est basée

sur la séquence d'écho de spin (cf. Fig. 1.17(b) sans les impulsions d gradient g_r) qui permet aussi notamment de mesurer le temps de relaxation transversale T_2 . Le phénomène de diffusion moléculaire fait que, à l'issue de l'intervalle 2τ d'une séquence d'écho de spin, les molécules sont passées d'une position à une autre pour laquelle le champ magnétique (supposé inhomogène) et donc la fréquence de résonance seront différentes. L'aimantation résultante M n'est pas complètement refocalisée, ce qui se traduit par une atténuation supplémentaire de l'amplitude du signal, en plus du facteur $-2\tau/T_2$, qui devient :

$$M = M_0 \exp\left(\frac{-2\tau}{T_2}\right) \exp\left(-\frac{D\gamma^2 g^2}{3} 2\tau^3\right) \quad (1.45)$$

où M_0 est l'aimantation à l'équilibre, τ la durée d'un demi écho, T_2 le temps de relaxation transversal, D le coefficient d'auto-diffusion, g est l'amplitude du gradient traduisant l'inhomogénéité du champ (ce gradient est supposé uniforme) et γ le rapport gyromagnétique du noyau considéré.

Comme, dans la pratique, on souhaite disposer de spectres haute-résolution, on utilisera un champ aussi homogène que possible et on appliquera les gradients g destinés à la mesure de D sous forme d'impulsions et en dehors des intervalles d'acquisition du signal. La méthode d'écho de spin se prête particulièrement bien à cette stratégie et est connue sous le sigle PGSE (Pulsed Gradient Spin Echo).

La séquence correspondante est représentée sur la Fig. 1.20.

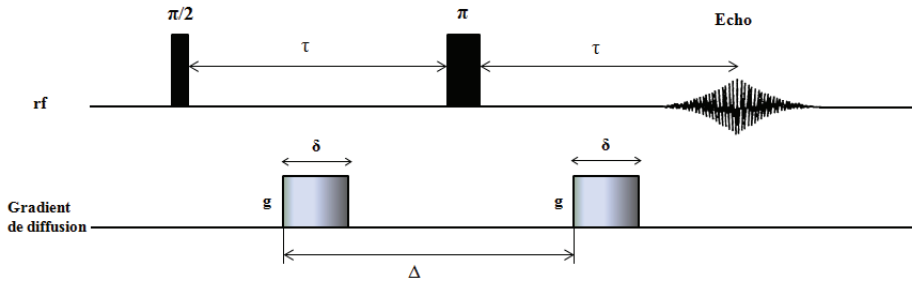


FIGURE 1.20 – Représentation schématique d'une séquence d'écho de spin avec impulsions de gradient destinées à la mesure du coefficient d'auto-diffusion (séquence PGSE)

Deux impulsions de gradients de durée δ ($\delta < \tau$), séparées d'un intervalle de temps Δ , sont appliquées par de part et d'autre de l'impulsion à π . La diffusion translationnelle agit essentiellement pendant l'intervalle Δ .

Cette séquence sera analysée en supposant que l'impulsion à $\pi/2$ est de phase x alors que l'impulsion à π est de phase y . Nous supposerons également que le gradient agit dans la direction spatiale X et nous noterons m_0 l'aimantation d'un volume élémentaire à l'abscisse X . Enfin, nous ferons l'hypothèse simplificatrice qu'en l'absence de gradient, il n'y a aucune précession, ce qui implique que le champ B_0 est suffisamment homogène que l'on soit à la résonance ($\nu_0 = \nu_r$; voir Eq. 1.39 à Eq. 1.41). La première impulsion (à $\pi/2$) amène m_0 selon y et, à l'issue de la première impulsion de gradient, cette aimantation a subi un mouvement de précession de telle sorte que ses deux composantes dans le plan (x, y) s'écrivent :

$$\begin{aligned} m_x &= m_0 \sin \theta \\ m_y &= m_0 \cos \theta \end{aligned} \tag{1.46}$$

où θ représente l'angle de précession provoquée par l'impulsion de gradient :

$$\theta = \gamma g X \delta \tag{1.47}$$

L'impulsion à π et la deuxième impulsion de gradient (identique à la première) provoquerait, si la position des molécules était inchangée, une précession d'angle $-\theta$ et il y aurait refocalisation complète au moment de la formation de l'écho (l'aimantation serait revenue selon y). En fait, en notant r le

déplacement (dans la direction X) durant l'intervalle Δ , l'angle de précession de vient $-\theta'$:

$$-\theta' = -\gamma g \delta (X + r) = -\theta + \varphi \quad (1.48)$$

Avec

$$\varphi = \gamma g \delta r \quad (1.49)$$

Au moment de la formation de l'écho, l'aimantation comporte donc deux composantes :

$$\begin{aligned} m_x &= m_0 \sin \varphi \\ m_y &= m_0 \cos \varphi \end{aligned} \quad (1.50)$$

φ ayant pour origine les phénomènes de diffusion, il conviendra de calculer la moyenne de ses fonctions sinus et cosinus. on remarque que l'Eq. 1.50 ne dépend pas de X , c qui permet d'écrire pour l'aimantation de tout l'échantillon (en ayant introduit l'atténuation due à la relaxation transversale) :

$$\begin{aligned} \langle M_x \rangle &= M_0 \exp(-2\tau/T_2) \overline{\sin \varphi} \\ \langle M_y \rangle &= M_0 \exp(-2\tau/T_2) \overline{\cos \varphi} \end{aligned} \quad (1.51)$$

Il est nécessaire d'évaluer $\langle M_x \rangle$ et $\langle M_y \rangle$. En considérant la probabilité de déplacement équivalente dans deux directions opposées, il vient $\overline{\sin \varphi} = 0$, donc $\langle M_x \rangle = 0$. Par ailleurs l'évolution de la quantité $\overline{\cos \varphi} = 0$ repose sur la fonction de distribution de r qui est une gaussienne,

$\frac{1}{\sqrt{4\pi D \Delta}} \exp\left(-\frac{r^2}{4D\Delta}\right)$, résultant de l'équation de la diffusion (loi de Fick) :

$$\frac{d\psi}{dt} = D \frac{d^2\psi}{dX^2} \quad (1.52)$$

où ψ est une grandeur affectée par la diffusion translationnelle et X la direction de diffusion. Il vient alors :

$$\overline{\cos \varphi} = \frac{1}{\sqrt{4\pi D \Delta}} \int_{-\infty}^{+\infty} \cos(\gamma g \delta r) \exp\left(-\frac{r^2}{4D\Delta}\right) dr = \exp(-\gamma^2 g^2 \delta^2 D \Delta) \quad (1.53)$$

ce qui conduit pour le signal observé à :

$$S(\delta, \Delta) \propto \exp\left(-\frac{2\tau}{T_2}\right) \exp(-\gamma^2 g^2 \delta^2 D \Delta) \quad (1.54)$$

Notons que, en supposant $\delta \ll \Delta$, on fait abstraction de tout phénomène de diffusion pendant l'application des impulsions de gradient. Si cette hypothèse ne se justifie plus, l'Eq. 1.54 devient :

$$S(\delta, \Delta) \propto \exp\left(-\frac{2\tau}{T_2}\right) \exp\left[-\gamma^2 g^2 \delta^2 D \left(\Delta - \frac{\delta}{3}\right)\right] \quad (1.55)$$

Finalement, la détermination de D au moyen des formules Eq. 1.54 et Eq. 1.55 implique que l'on effectue plusieurs expériences pour différentes valeurs de δ ou g . On préférera incrémenter g de manière à maintenir constants tous les facteurs d'atténuation dus aux phénomènes de relaxation.

La vélocimétrie par IRM. Méthodes d'imagerie de vitesse

Un des principaux intérêts de l'imagerie par RMN dans les applications de la mécanique des fluides, de la rhéologie ou encore du génie chimique est la détection et la quantification du mouvement, et plus précisément la mesure de la vitesse d'écoulement de fluides. De façon simplifiée, il s'agit de détecter le mouvement d'un ensemble de spins nucléaires pouvant s'exprimer par sa vitesse moyenne déterminée à partir du déplacement divisé par le temps qui s'est écoulé entre la mise en oeuvre du codage spatial et l'observation du signal RMN.

Pour comprendre ce phénomène nous allons voir les différentes méthodes d'imagerie de vitesse d'écoulement. On distingue les méthodes de visualisation de flux de celles permettant de mesurer quantitativement la vitesse d'un flux. Il y a deux méthodes principales pour mesurer des champs ou des profils de vitesse : la vélocimétrie par marquage de spins (spin tagging) et les techniques par encodage de phase.

La vélocimétrie par marquage de spins

Le principe du marquage de spins (tagging) consiste à marquer une certaine région d'un échantillon, i.e. un groupe de spins (tags), d'un fluide en écoulement en manipulant l'aimantation à l'intérieur de ce volume et à acquérir postérieurement l'image après un intervalle de temps au cours duquel le volume saturé s'est déplacé. C'est une technique souvent utilisée pour la visualisation mais elle peut être étendue comme nous allons le voir, de façon à fournir des informations quantitatives sur les champs d'écoulement.

Une méthode de marquage très répandue est la vélocimétrie par temps de vol ou **time-of-flight velocimetry** (TOF) [228]. Elle est principalement dédiée à l'étude des vaisseaux sanguins. C'est une technique d'angiographie mais depuis sa première utilisation dans une expérience de mesure du mouvement du sang dans des queues de souris par Singer. Cette méthode a également été appliquée à l'étude

des écoulements (de type émulsion par exemple). La séquence TOF comprend une première impulsion radiofréquence dite de saturation suivie d'une séquence usuelle d'imagerie par écho de spin (Fig. 1.18). Elle se caractérise par la saturation d'une région définie d'un système d'écoulement sous l'application d'une impulsion sélective radiofréquence qui annule le signal et marque les spins dans cette région. Une tranche est sélectionnée dans la direction perpendiculaire au flux. Le déplacement des spins marqués est obtenu après un temps connu et la vitesse est déterminée par le ratio du déplacement sur le temps. L'avantage de cette technique est sa facilité de mise en oeuvre et sa capacité, à fournir, en régime établi, des mesures de vitesse relativement précises. Elle est cependant limitée aux écoulements unidirectionnels et ne convient pas pour les faibles vitesses d'écoulement.

Une autre méthode basée sur le marquage et tout aussi connue est la **séquence DANTE** (Delay Alternating with Nutation for Tailored Excitation) ou train d'impulsions DANTE [160, 166], représentée sur la Fig. 1.21 (a). Elle fait appel à une série d'impulsions radiofréquence non-sélectives, correspondant à un petit angle de basculement α et séparées d'un intervalle de temps constant. Les spins sont excités à la fréquence de Larmor par les impulsions de train DANTE et sous l'application d'un gradient simultané g_t . Il en résulte une série de bandes parallèles perpendiculaires à la direction du gradient (grille de spins) séparées d'une distance Δr donnée par :

$$\Delta r = \frac{2\pi}{\gamma\tau g_t} \quad (1.56)$$

où γ est le rapport gyromagnétique, τ l'intervalle de temps entre les impulsions DANTE et g_t le gradient de marquage de spins.

Une séquence d'imagerie ultérieure produit une image contenant une série de zones sombres à l'endroit où l'aimantation a été saturée tel qu'on peut le voir sur la Fig. 1.21(b). Cette technique a été utilisée notamment pour visualiser des champs de vitesse bi-dimensionnelle d'un écoulement stationnaire par Jeong et al. [116]. Une technique plus élaborée permet de générer une grille de haute densité du comportement des spins marqués en utilisant une séquence double-DANTE [93] avec l'application de deux gradients successifs de sélection orthogonaux. Cette méthode est employée dans les écoulements de Taylor-Couette pour visualiser les différents régimes d'écoulements et les instabilités [165, 164, 199]. Elle demeure cependant une technique peu précise pour la mesure quantitative de vitesse d'écoulement. Son utilisation se limite à certaines applications pour évaluer le mouvement du myocarde en médecine ou pour mesurer les effets de mise hors résonance causés par les variations de susceptibilités magnétiques

ou les inhomogénéités de champ magnétique B_0 . En sciences de l'ingénieur, l'utilisation de la séquence DANTE ne se limite pas non plus qu'au marquage de spin, elle est aussi largement utilisée entre autres dans l'imagerie ultra rapide [136].

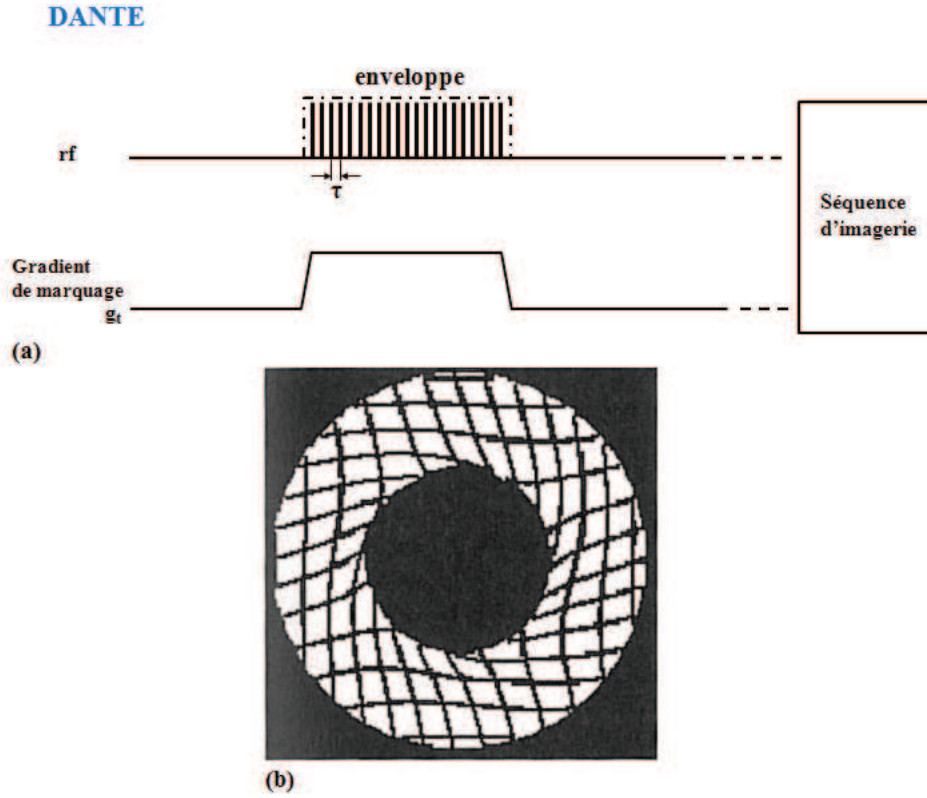


FIGURE 1.21 – (a) Représentation schématique d'une séquence DANTE d'après [25]. L'enveloppe rectangulaire des impulsions rf montrée ici est un choix parmi les différentes formes possibles. (b) Reconstitution d'une grille de spins d'une coupe transversale d'un écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille obtenue par une séquence DANTE combinée à une séquence d'écho de spin [163]

Les techniques par encodage de phase

Le principe de l'encodage de phase est lié au comportement de la phase $\Phi(t)$ de l'aimantation transversale en présence de gradients de champs magnétiques. On peut par exemple encoder la composante Z d'un vecteur vitesse dans la phase du signal en insérant un bloc de gradient de champ magnétique, $g_Z(t)$, appelé gradient de sensibilisation de mouvement, d'une durée variable selon la direction Z perpendiculaire à l'écoulement dans une séquence d'imagerie fournissant une image 2D d'un plan (X, Y) . Les spins localisés à la position $z(t)$ et soumis à un gradient de champ magnétique pendant une durée T précessent à la fréquence de Larmor : $\omega(t) = \gamma [B_0 + g_Z(t)z(t)]$. Le déphasage des spins, Φ , accumulé

pendant la durée d'application du gradient d'encodage de phase $g_Z(t)$ peut s'écrire :

$$\Phi = \int_0^T \gamma [B_0 + g_Z(t)z(t)] dt \quad (1.57)$$

La position z d'un spin à un temps arbitraire t peut être déduit d'un développement en série de Taylor dans lequel on néglige les termes d'ordre supérieur à $O(t^2)$:

$$z(t) = z_0 + v(t)t + \frac{1}{2}a(t)t^2 \quad (1.58)$$

où z_0 est la position d'un spin au temps $t = 0$, $v(t)$ et $a(t)$ sont respectivement les composantes de vitesse et d'accélération suivant la direction du gradient d'encodage de flux au temps t .

L'Eq. 1.57 devient alors :

$$\Phi = \gamma B_0 t + \gamma \int_0^T g_Z(t) \left[z_0 + v(t)t + \frac{1}{2}a(t)t^2 \right] dt \quad (1.59)$$

En négligeant le premier terme du côté droit qui est constant dans le champ magnétique pour tous les spins, l'Eq. 1.59 devient :

$$\begin{aligned} \Phi &= \gamma \left[z_0 \int_0^T g_Z(t) dt + v(t) \int_0^T g(t)t dt + \frac{1}{2}a(t) \int_0^T g(t)t^2 dt \right] \\ &= \gamma \left[z_0 M_0(T) + v(t) M_1(T) + \frac{1}{2}a(t) M_2(T) \right] \end{aligned} \quad (1.60)$$

où M_0 , M_1 et M_2 sont les moments de gradient de champ magnétique. Le moment zéro M_0 est l'aire totale de l'impulsion de gradient. Le premier moment M_1 encode la vitesse et le second moment M_2 encode l'accélération. L'Eq. 1.60 suppose que la position, la vitesse et l'accélération peuvent être encodées dans la phase du signal par une sélection adéquate du gradient $g_Z(t)$ et de ses moments. Généralement le mouvement est uniforme sans accélération ($a = 0$) et le troisième terme de l'Eq. 1.60 est nul. L'utilisation d'un gradient de forme spécifique dit gradient bipolaire, décrit ci-après, permet d'annuler l'aire des gradients, d'où $M_0 = 0$. Il est donc possible d'encoder la vitesse suivant la relation :

$$\Phi = \gamma M_1(t)v(t) \quad (1.61)$$

La **vélocimétrie par gradient de champ pulsé** est une technique d'imagerie dynamique qui prend en compte le mouvement moléculaire aléatoire et cohérent d'un fluide en écoulement. Cette méthode est en fait une séquence **PGSE** (cf. Fig. 1.20), qui, combinée à des gradients d'imagerie, permet d'obtenir des images de distribution de profil de vitesse en plus des coefficients d'auto-diffusion comme nous venons de le voir. La séquence d'imagerie PGSE est représentée sur la Fig. 1.22.

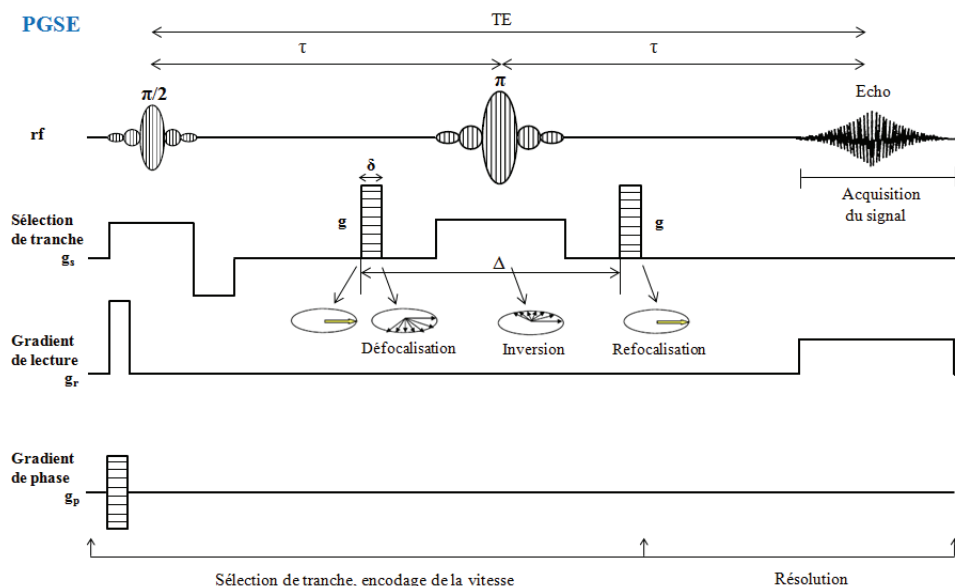


FIGURE 1.22 – Représentation schématique de la séquence PGSE combinée à des gradients d'imagerie (g_r, g_p, g_s) pour les expériences de mesures de vitesse conduisant une image 2D dans le plan (r, p) avec la sensibilisation du mouvement suivant la direction s , d'après [47]

Il est possible de mesurer la composante moyenne de vitesse d'un système en écoulement selon une direction (r, p ou s), pour chaque pixel d'une image. En présence du premier gradient d'impulsion g , le déphasage dépendant de la position de chaque spin est enregistré. Entre les deux impulsions la position des molécules contenant les spins peut changer sous l'effet de l'écoulement. Suite à l'impulsion radiofréquence à 180° les modifications de phase sont inversées, chaque spin n'ayant pas bougé entre les deux impulsions de gradients sera alors parfaitement refocalisé et le mouvement des spins résultera de la refocalisation incomplète. Dans ce cas, on peut substituer à l'équation générale Eq. 1.62, une approche plus pragmatique fondée sur les équations Eq. 1.49 et Eq. 1.50. φ de l'Eq. 1.49 devient Φ , le déplacement r étant assimilé à $v\Delta$ (en faisant abstraction des phénomènes de diffusion moléculaire ainsi que de l'écoulement pendant les impulsions de gradient). Il vient alors :

$$\Phi = -\gamma g \delta \Delta v \quad (1.62)$$

où δ est la durée d'application d'une impulsion de gradient, Δ l'intervalle de temps entre les deux impulsions de gradient, g l'amplitude du gradient et v la vitesse d'écoulement.

Le profil de vitesse est obtenu en déterminant la phase Φ de chaque pixel. La gamme de vitesse qui peut être encodée sans repliement de phase est donné par $2\pi/(\gamma g_i \delta \Delta)$, où g_i est l'amplitude de l'incrément du gradient. La résolution de vitesse est $2\pi/[\gamma(n_g - 1)g_i \delta \Delta]$, où n_g est le nombre d'incrément d'amplitude de gradient g . Cette méthode d'imagerie de vitesse a été utilisée dans grand nombre d'applications avec succès telles que les écoulements de fluides complexes dans des géométries complexes [115, 245, 120, 244, 246].

La **vélocimétrie par contraste de phase** est une autre méthode d'encodage de phase qui est celle utilisée pour nos mesures expérimentales de vitesse d'écoulement. C'est une technique basée sur l'utilisation de gradients d'encodage de flux et également de gradients de compensation de flux, ce qui signifie que les premiers moments M_1 dus aux gradients d'imagerie de lecture, d'encodage de phase et de sélection de tranche sont nuls et donc que la contribution de la vitesse à la phase est seulement attribuée au gradient d'encodage de flux $g_z(t)$. Les gradients de champ magnétiques génèrent en fait habituellement des artefacts de flux qui vont pouvoir être supprimés en utilisant une forme bien spécifique de bloc de gradient. On parle de gradient d'annulation de moment [191](cf. [25] pages 333-348), ajouté après une impulsion à 90° .

Dans le cas d'écoulement stationnaire la méthode avec contraste de phase et compensation de flux peut être à base d'écho de spin (PCSE) [47] ou à base d'écho de gradient (PCGE), telle qu'elle est représentée sur la Fig. 1.23.

La méthode utilise un gradient bipolaire d'encodage de vitesse, représenté sur l'axe s de la Fig. 1.23, déterminant la direction de sensibilisation de l'écoulement. En supposant l'écoulement stationnaire, la vitesse mesurée au cours des différentes séquences répétées correspond à la vitesse instantanée v , ce qui est valable pour la plupart des écoulements laminaires.

Afin d'obtenir des données précises sur la vitesse, il est nécessaire de compenser les contributions erronées de phase provenant aussi bien des inhomogénéités de champ magnétique B_0 que des courants de Foucault générés par les gradients d'encodage de flux et d'imagerie, contenues dans les images par écho de gradient et plus généralement les images par résonance magnétique. Pour cette raison il est nécessaire d'acquérir deux séries complètes de deux images où l'on va faire varier uniquement, d'une série à l'autre, le premier moment du gradient bipolaire en l'inversant et en maintenant les autres paramètres d'imagerie fixes. Chaque image correspond à une polarité du gradient, la première image

Contraste de phase par écho de gradient

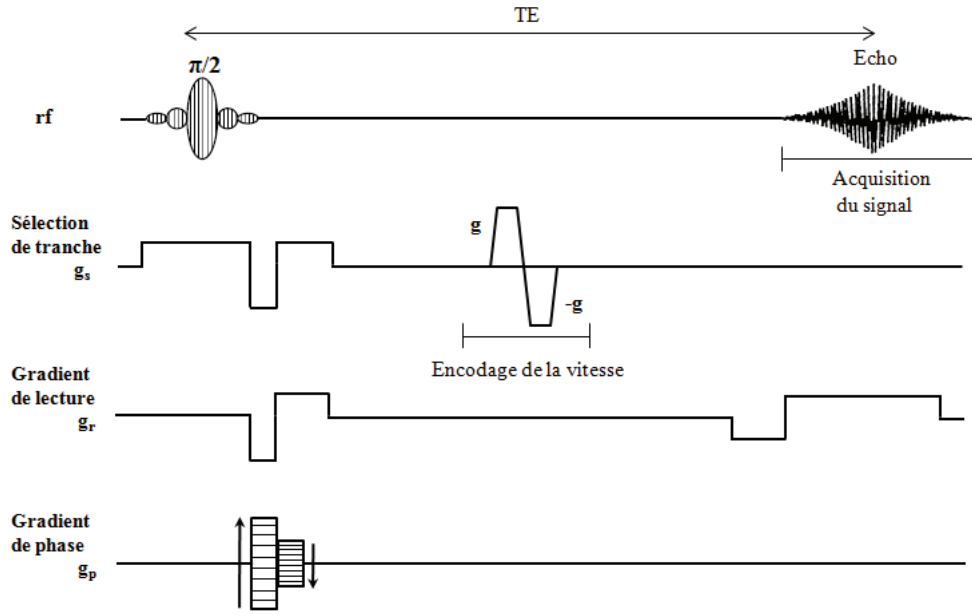


FIGURE 1.23 – Représentation schématique de la séquence PCGE utilisée pour la mesure de vitesse d'écoulement, d'après [47]

comprend la polarité positive $+g$ et la seconde la polarité négative $-g$. Les phases des deux valeurs complexes résultant des deux images sont soustraites par une méthode de différence de phase pixel par pixel qui permet de déterminer la direction de l'écoulement mais aussi de quantifier la vitesse et le débit. Pour des raisons de compatibilité avec l'Eq. 1.46 et l'Eq. 1.47, on notera X la direction du gradient et de l'écoulement. θ sera l'angle de précession d'une aimantation élémentaire à l'abscisse X due à l'application d'une impulsion de gradient g et de durée δ . En l'absence d'écoulement, les angles de précession θ_- et θ_+ correspondant à deux impulsions de gradient consécutives, de même durée et de polarité opposée peuvent être exprimés selon :

$$\begin{aligned}\theta_+ &= \gamma g X \delta \\ \theta_- &= -\gamma g X \delta\end{aligned}\tag{1.63}$$

La phase $\Phi = \theta_+ + \theta_-$ est bien égale à zéro, d'où l'appellation « écho de gradient ».

S'il existe un écoulement de vitesse constante v , θ_+ et θ_- peuvent se calculer comme suit :

$$\begin{aligned}\theta_+ &= \gamma g \int_0^\delta (X + vt) dt = \gamma g v \delta^2 / 2 \\ \theta_- &= -\gamma g \int_0^\delta (X + v\delta + vt) dt = \gamma g X \delta - 3\gamma g v \delta^2 / 2\end{aligned}\tag{1.64}$$

La phase Φ devient :

$$\Phi = -\gamma g v \delta^2\tag{1.65}$$

La vitesse maximum pouvant être déterminée sans ambiguïté (sans repliement) correspond à un angle Φ de $\pm\pi$. Cette quantité est appelée vitesse d'encodage et a donc pour expression :

$$V_{enc} = \frac{\pi}{\gamma g \delta^2}\tag{1.66}$$

Toute vitesse v inférieure à V_{enc} peut se déduire de Φ par :

$$v = \frac{\Phi}{\pi} V_{enc}\tag{1.67}$$

où $-V_{enc} < v < V_{enc}$. Le signe de la phase suit le signe de v , on peut donc aussi déterminer la direction de l'écoulement à partir du signe de Φ .

Parmi ces deux méthodes d'encodage de phase, la méthode PGSE est la plus précise. Du fait de la possibilité d'utiliser des temps de répétition plus court, la méthode PCGE est plus rapide qu'une technique à base d'écho de spin comme les méthodes PGSE et PCSE.

La technique par contraste de phase fournit des données de champs de vitesse pour les écoulements stationnaires ou périodiques. Elle offre une meilleure résolution spatiale que la méthode de marquage de spins. L'avantage le plus significatif de la vélocimétrie par contraste de phase sur le marquage est sa capacité à fournir directement des mesures pertinentes pour chaque voxel des composantes tridimensionnelles de la vitesse dans l'espace 3D. Cependant elle nécessite des étapes de correction de phase ou de soustraction et elle peut engendrer des erreurs de mesures aux frontières de l'écoulement, qui peuvent néanmoins être corrigées. La méthode de marquage de spins est quant à elle relativement sans équivoque dans l'interprétation du déplacement des spins marqués : c'est en effet une technique qualitative permettant la visualisation de l'écoulement mais qui est peu précise quantitativement.

1.5 Situation du problème

Le premier chapitre témoigne que les études à la fois expérimentales et numériques concernant l'influence des propriétés rhéologiques non linéaires d'un matériau, avec une caractérisation propre de sa loi de comportement, sur les écoulements unidimensionnels et bidimensionnels sont relativement rares.

Nous proposons donc dans cette thèse d'apporter une contribution expérimentale et donc quantitative, et numérique, à la compréhension du comportement (structure et morphologie) de ces écoulements pour des fluides non newtoniens au caractère rhéofluidifiant, en étudiant l'influence de leurs propriétés. Pour cela nous mènerons une étude sur deux dispositifs expérimentaux aux géométries différentes (géométrie de Couette à cylindres excentrés et conduite cylindrique présentant des singularités) en utilisant deux techniques de mesures non intrusives et performantes : la PIV et la vélocimétrie par IRM qui constitue une méthode originale encore peu répandue.

Nous proposons donc dans cette thèse d'apporter une contribution majeure à la compréhension de l'organisation des milieux denses sous écoulement, tant du point de vue de la modélisation que de la caractérisation des propriétés rhéologiques et structurales de ces matériaux complexes.

Chapitre 2

Matériels et méthodes

Sommaire

2.1	Introduction	65
2.2	Fluides modèles et leur caractérisation	66
2.2.1	Emkarox	66
2.2.2	Xanthane	67
2.2.3	Rhéométrie : analyse rhéologique	69
2.3	Dispositifs expérimentaux et techniques de mesures utilisées	83
2.3.1	Écoulement en géométrie de Couette et PIV	83
2.3.2	Boucle d'écoulement et vélocimétrie RMN/IRM	95
2.4	Méthodes numériques	112
2.4.1	Maillages des géométries étudiées	112
2.4.2	Simulations numériques	116
2.4.3	Postprocessing	116

2.1 Introduction

Le but de ce chapitre est de présenter nos stratégies expérimentales pour l'étude des écoulements de fluides complexes. Dans un premier temps, nous présenterons les fluides modèles utilisés et leur caractérisation rhéologique. Nous décrirons ensuite les deux dispositifs expérimentaux utilisés et leurs techniques de mesure performantes associées, pour l'étude des écoulements unidimensionnels et bidimensionnels. Le fluide non-newtonien, que nous présentons en détail, est un matériau aux propriétés

rhéofluidifiantes : le xanthane. Le premier dispositif expérimental est une géométrie de Couette composée de deux cylindres coaxiaux excentrables. Les mesures stationnaires de champ de vitesse dans l'entrefer sont obtenues par Vélocimétrie par Images de Particules (PIV). Le second dispositif est une boucle d'écoulement dont la zone de mesure est une conduite cylindrique droite pouvant présenter un élargissement ou un rétrécissement brusque. La méthode de mesure employée pour la détermination des profils de vitesse est la vélocimétrie par Imagerie par Résonance Magnétique (IRM). Le principe de base de chaque technique expérimentale ayant été détaillé dans le chapitre précédent, nous décrirons ici plus précisément la mise en oeuvre des mesures et les contraintes qu'imposent ces méthodes. Enfin nous détaillerons les méthodes numériques utilisées pour les simulations numériques réalisées avec le logiciel Fluent[©].

2.2 Fluides modèles et leur caractérisation

Les fluides modèles utilisés dans ce travail sont des solutions aqueuses. Elles ont été produites à partir d'eau distillée provenant de la permutation de l'eau du robinet par des cartouches de résines échangeuses d'ions.

2.2.1 Emkarox

Le fluide Newtonien de référence est le Emkarox HV45 (EMB62224, France). Il s'agit d'un copolymère polyalkylène glycol constitué d'un mélange de polypropylène glycol (PPO) et de polyéthylène glycol (PEG). La Fig. 2.1 présente la structure moléculaire des deux monomères constituant la macromolécule de Emkarox.

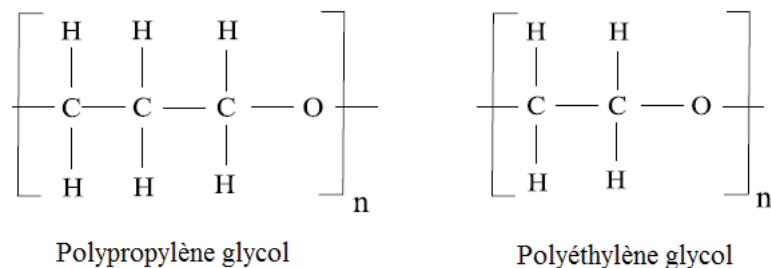


FIGURE 2.1 – Structure moléculaire du Emkarox

Le Emkarox est utilisé industriellement en tant que lubrifiant synthétique.

Fourni sous forme de liquide transparent très visqueux, nous l'avons dilué jusqu'à obtenir une solution

aqueuse de viscosité dynamique $\eta = 1,62 \text{ Pa.s}$ afin de pouvoir le manipuler aisément au cours de nos expériences. Bien que le Emkarox soit un matériau peu thermosensible nous avons tout de même pris soin de le thermostatier au cours des expériences.

2.2.2 Xanthane

Les fluides non newtoniens sont des solutions aqueuses de xanthane (SATIAXANE CX 930, Cargill France) utilisées à différentes concentrations : 0,10; 0,20; 0,30; 0,40 % en masse.

2.2.2.1 Origine et structure

La gomme xanthane est un polysaccharide microbien obtenu par fermentation aérobie de la bactérie *Xanthomonas campestris*. La Fig. 2.2 présente sa structure primaire.

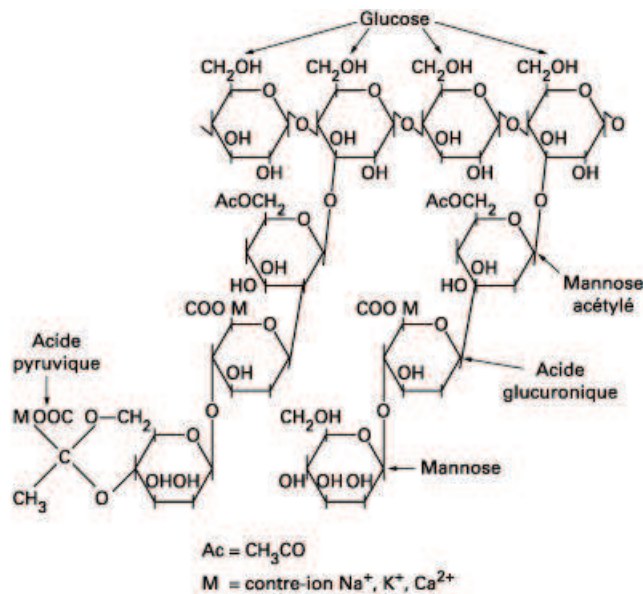


FIGURE 2.2 – Structure primaire de la macromolécule de xanthane ([226])

C'est une macromolécule dont la masse moléculaire est estimée entre 1.5×10^6 et 5×10^6 daltons. Elle est constituée d'une chaîne principale de cellulose ramifiée (polyoside) dont la combinaison comprend les quatre composés : glucose, mannose, acide glucuronique et acide pyruvique. La gomme xanthane est un polymère à caractère anionique, i.e. hydrophile, soluble dans l'eau dès 10°C. La macromolécule de xanthane possède deux états de conformation. La conformation native ordonnée [155, 156, 226] correspond à une structure hélicoïdale du polymère. Dans cet état, les chaînes ramifiées sont repliées le long de la chaîne cellulosique principale pour former une structure gel [209] qui possède une grande

rigidité [230]. Cette conformation est d'ailleurs modélisée par des bâtonnets semi-rigides. La structure native se dénature dans une plage de température comprise entre 40 et 100°C. L'état dénaturé correspond à une structure désordonnée en pelote. La viscosité et les propriétés rhéologiques du xanthane en solution dans cette conformation ne varient pas jusqu'à 70°C. Au-delà de cette température, la viscosité chute légèrement mais elle retrouve sa valeur initiale après refroidissement.

2.2.2.2 Propriétés

Depuis sa découverte dans les années 1940 par Allene Rosalind Jeanes du département Américain de l'Agriculture de l'Illinois [143] jusqu'à sa commercialisation dans les années 1960, les domaines d'applications de ce polysaccharide ainsi que les recherches n'ont cessé de croître. Utilisé dans l'industrie cosmétique, le domaine pétrolier ou encore le BTP, c'est cependant dans l'industrie alimentaire, employé en tant qu'additif aux propriétés épaississantes et stabilisantes [92], qu'il trouve sa principale utilisation. Sa qualité reproductible [226], contrairement à certains polysaccharides végétaux (guar et caroube), ses propriétés stables [76], sa résistance à la dégradabilité par les enzymes, sa facilité de préparation et sa longue conservation sous forme de poudre, expliquent l'ampleur de son utilisation.

Le xanthane a un comportement non-newtonien rhéofluidifiant [230] qui augmente avec la concentration. Fang et Tiu [82] ont montré que le modèle de Quemada [195] est bien adapté pour modéliser le comportement rhéologique des solutions de xanthane. Yevlampieva et al. [250] ont montré que c'est un polymère biréfringent. C'est un matériau peu thermosensible. Sa viscosité ne varie pas jusqu'à 70°C, au-delà, elle chute mais retrouve sa valeur d'origine après refroidissement.

De nombreux travaux se sont donc intéressés à son comportement rhéologique, sa structure moléculaire et sa micro-organisation sous écoulement en solution aqueuse [156, 230, 76, 43, 243, 235, 236, 213, 59, 252, 210, 22]

2.2.2.3 Préparation des solutions

Comme la plupart des hydrocolloïdes, la gomme xanthane a besoin d'une agitation intensive après son introduction dans un milieu aqueux afin d'éviter la formations de grumeaux [235]. La poudre de xanthane est donc incorporée en plusieurs fois dans un volume d'eau distillée. Les échantillons sont agitées de plusieurs heures jusqu'à 24 h pour les concentrations les plus élevées, avec un agitateur mécanique à vitesse variable. Pour augmenter l'homogénéité, les solutions de xanthane obtenues sont chauffées au bain-marie à 60°C pendant 20 mn. Les solutions sont ensuite conservées à 6°C pour

minimiser le développement bactérien. Avant leur utilisation pour les expériences, un minimum de 24 h est requis afin que les échantillons retrouvent leur état d'équilibre.

2.2.3 Rhéométrie : analyse rhéologique

2.2.3.1 Viscosité de cisaillement

Les propriétés rhéologiques des fluides utilisés ont été caractérisées à partir d'échantillons prélevés, soit dans la géométrie de Couette, soit dans le bac amont de la boucle d'écoulement, simultanément aux mesures expérimentales, à la même température (21°C) et à différents intervalles de temps, afin de s'assurer de la stabilité des propriétés.

Appareil de mesure

Nous utilisons le rhéomètre AR2000 (TA Instruments) équipé d'une géométrie cône-plan ($d = 2R = 60\text{ mm}$, $\alpha = 2^\circ$), représenté sur la Fig. 2.3.

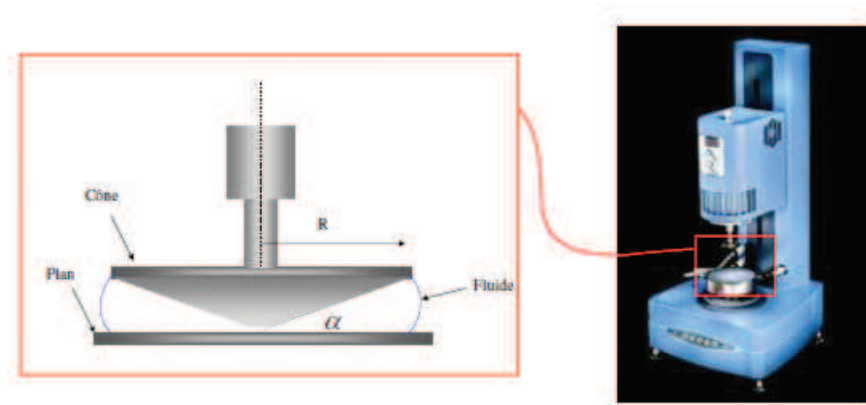


FIGURE 2.3 – Rhéomètre AR2000 et géométrie de mesure cône-plan

Il s'agit d'un rhéomètre rotatif à contrainte imposée qui permet de déterminer, à partir d'une géométrie simple, la courbe d'écoulement d'un matériau ($\sigma = f(\dot{\gamma})$) de laquelle on va déduire les propriétés rhéologiques mais aussi de caractériser par une analyse temporelle une éventuelle viscoélasticité ou thixotropie. Avec la géométrie cône-plan, le fluide est cisailé entre un plan fixe et un cône tronqué en rotation. Son avantage principale réside dans le fait que le gradient de vitesse et la contrainte peuvent être considérés comme constant à l'intérieur du volume cisailé. Le couple est imposé sur l'outil de mesure qui entraîne la rotation de la géométrie et transmis à l'échantillon qui répond en s'écoulant,

sous la condition de non-glissement à la paroi. La contrainte σ et le gradient de vitesse $\dot{\gamma}$ (Eq. 2.3, Eq. 2.4) sont alors calculés à partir des facteurs géométriques F_σ et F_γ (Eq. 2.1, Eq. 2.2) utilisant les données des mesures du couple Γ et de la vitesse de rotation Ω .

$$F_\sigma = \frac{3}{2\pi R^3} \quad (2.1)$$

$$F_\gamma = \frac{1}{\tan \alpha} = \frac{1}{\alpha} \quad (2.2)$$

où α est l'angle du cône et R son rayon.

$$\sigma = F_\sigma \Gamma \quad (2.3)$$

$$\dot{\gamma} = F_\gamma \Omega \quad (2.4)$$

Procédure

La procédure de mesure pour la caractérisation rhéologique des matériaux, i.e. la mesure de la viscosité stationnaire sous cisaillement et l'obtention des courbes d'écoulement est la suivante :

- 1^{ère} étape : conditionnement (1 mn)

On effectue un pré-cisaillement avec un échelon de vitesse de cisaillement maximum $\dot{\gamma}_{max} = 1000 \text{ s}^{-1}$

- 2^{ème} étape : retour à l'équilibre (1 mn)

On respecte un temps de repos pendant lequel le matériau se restructure pour atteindre un état structural dit de **référence**

- 3^{ème} étape : montée par paliers de vitesse de cisaillement

échelons de vitesse de cisaillement de 1 mn chacun ($\dot{\gamma} : 0 \longrightarrow \dot{\gamma}_{max}$)

valeur de l'échelon : $\Delta\dot{\gamma}_i = 0,206\dot{\gamma}_i$

- 4^{ème} étape : descente par palier de vitesse de cisaillement

échelons de vitesse de cisaillement de 1 mn chacun ($\dot{\gamma}_{max} \longrightarrow 0$)

La Fig. 2.4 est une représentation schématique de la procédure.

Les valeurs de viscosité mesurées correspondent chacune à une valeur de palier de vitesse de cisaillement appliquée. Il s'agit de la viscosité stationnaire (viscosité aux temps longs). Les courbes de

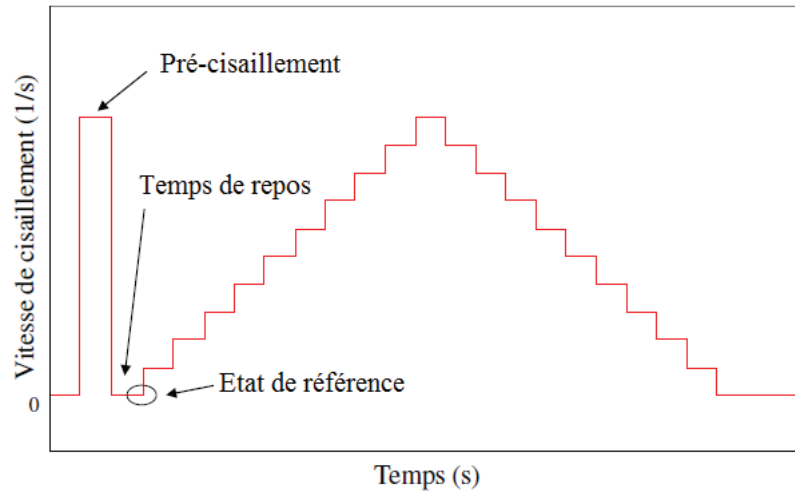


FIGURE 2.4 – Schéma de la procédure de mesure de la viscosité stationnaire sous cisaillement

la viscosité en fonction de la vitesse de cisaillement appliquée en montée et en descente nous apportent une information sur la dépendance temporelle du comportement stationnaire du matériau, sur sa thixotropie (ou non). Pour chaque mesure la reproductibilité des résultats est vérifiée.

Courbes d'écoulement

La Fig. 2.5 regroupe les courbes d'écoulement des fluides modèles utilisés aux différentes concentrations, pour l'ensemble des études menées.

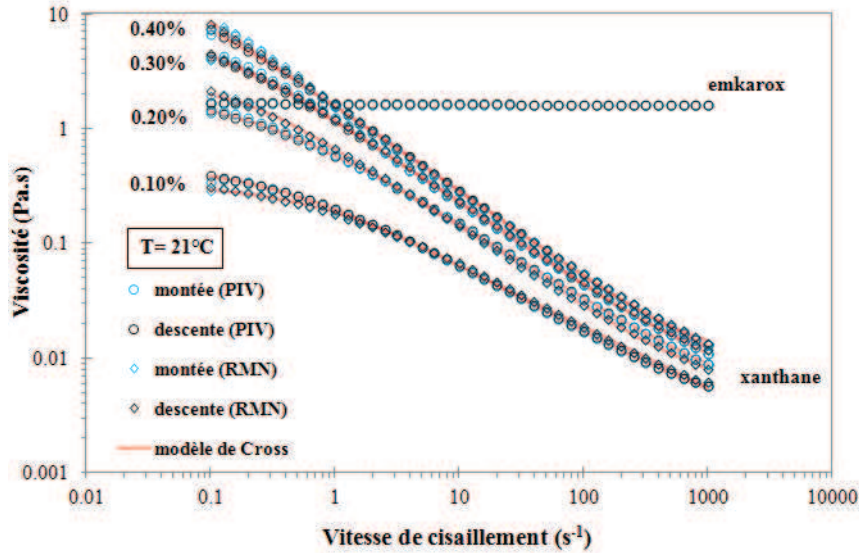


FIGURE 2.5 – Courbes d'écoulement montée-descente du xanthane à différentes concentrations en masse et du Emkarox (symboles) avec le modèle de Cross (ligne rouge continue). Viscosité en fonction de la vitesse de cisaillement

Nous distinguons les caractéristiques rhéologiques du xanthane pour les études expérimentales par PIV de celles pour les études expérimentales par RMN car les mesures sont réalisées simultanément aux expériences d'écoulement, correspondant à des conditionnements différents et donc à des propriétés rhéologiques légèrement différentes. Nous constatons cependant peu de différence entre les deux séries de mesures, les courbes d'écoulement sont en effet quasiment superposées.

L'ensemble des courbes d'écoulement obtenues pour le xanthane ($\eta = f(\dot{\gamma})$) décrit un comportement rhéofluidifiant marqué qui augmente avec la concentration. La consistance du xanthane augmente aussi fortement avec la concentration. Nous remarquons que les courbes montée-descente sont superposées, attestant du caractère non thixotrope des solutions. Ces courbes ont la forme générale d'une courbe en "S" avec deux régions limites où les solutions tendent vers un comportement newtonien, une à faible cisaillement ou cisaillement nul (η_0) et une autre à fort cisaillement ou cisaillement infini (η_∞).

Le caractère rhéofluidifiant est bien représenté par le modèle de Cross (Eq. 2.5) ajusté par la

méthode des moindres carrés, qui tient compte des plateaux η_0 et η_∞ .

$$\eta = \eta_\infty + \frac{\eta_0 - \eta_\infty}{1 + (\lambda\dot{\gamma})^m} \quad (2.5)$$

Nous remarquons par ailleurs que le Emkarox a un comportement parfaitement newtonien.

Nous avons également ajusté localement un modèle loi de puissance (Eq. 2.6) non représenté sur la Fig. 2.5, dont l'utilité sera spécifiée ultérieurement.

$$\eta = K\dot{\gamma}^{n-1} \quad (2.6)$$

Nous avons vérifié que ce modèle s'ajustait bien à nos mesures rhéométriques excepté aux régions des plateaux newtoniens ($\dot{\gamma}_{min}$) et ($\dot{\gamma}_{max}$), tel que nous pouvons le constater sur la Fig. 2.6 qui permet la comparaison entre le modèle de Cross et le modèle loi de puissance. Comme nous pourrions le voir par la suite, nous ne nous situerons pas dans ces zones lors de nos mesures expérimentales et la loi puissance sera ajustée localement aux différentes courbes d'écoulement.

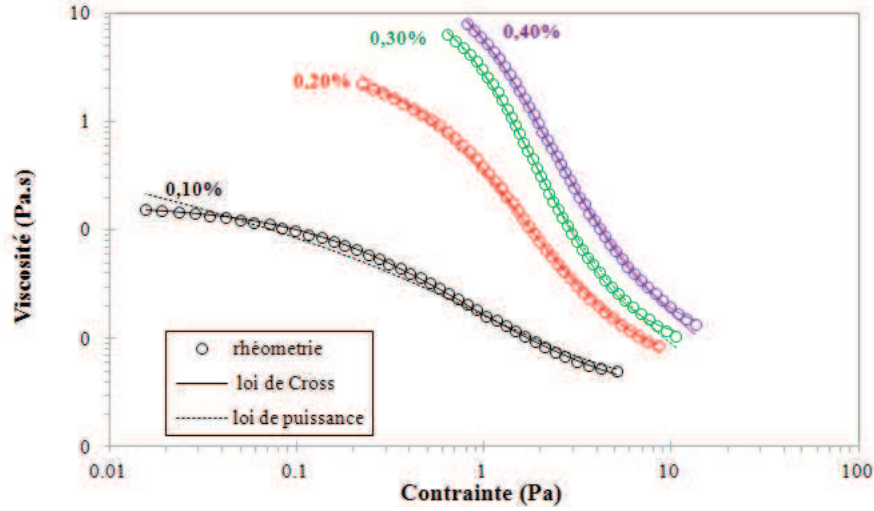


FIGURE 2.6 – Courbes d'écoulement (descente) des quatre solutions de xanthane : viscosité en fonction de la contrainte. Comparaison entre les mesures rhéométriques (symboles), le modèle de Cross (ligne continue) et le modèle loi de puissance (pointillés)

Paramètres des modèles rhéologiques

Les paramètres des deux modèles utilisés ont été décrit au chapitre précédent (cf. §.1.2.2.3 page 13).

La valeur des paramètres du modèle de Cross pour les différentes solutions de xanthane utilisées concernant les deux études sont listées dans la Tab. 2.1. Nous constatons peu d'écart entre les paramètres des modèles utilisés dans les deux études.

%m/m		η_∞ (Pa.s)	η_0 (Pa.s)	λ (s)	m
0,10%	PIV	0,00214	0,524	2,12	0,656
	RMN	0,00193	0,376	1,64	0,631
0,20%	PIV	0,00273	2,26	4,55	0,701
	RMN	0,00335	4,07	9,09	0,741
0,30%	PIV	0,00405	10,7	16,4	0,754
	RMN	0,00480	9,84	13,1	0,764
0,40%	PIV	0,00458	30,1	44,2	0,765
	RMN	0,00540	47,3	76,4	0,769

TABLE 2.1 – Paramètres du modèle de Cross pour les différentes concentrations massiques des solutions de xanthane

2.2.3.2 Viscoélasticité des solutions de xanthane

Nous utilisons le rhéomètre AR2000 associé à la géométrie de mesure en acier cône-plan (cf. Fig. 2.3) présentés au paragraphe précédent. Il permet d'effectuer des expériences de fluage ou d'oscillations (mesures en contrainte imposée) qui vont nous permettre d'évaluer les propriétés dynamiques du xanthane en solution et de mettre en évidence son élasticité.

Tests d'oscillations

Les solutions de xanthane ont été soumises à des oscillations forcées en fréquence à une contrainte de cisaillement constante. Pour de telles sollicitations, la contrainte appliquée est donnée par :

$$\sigma(t) = \sigma_0 \sin 2\pi H_0 t \quad (2.7)$$

où σ_0 est l'amplitude de la contrainte oscillante et H_0 la fréquence appliquée. La réponse en déformation $\gamma(t)$ est également sinusoïdale et elle est reliée à la contrainte par un module de cisaillement complexe G^* tel que :

$$\sigma(t) = G^* (2\pi H_0) \gamma(t) \quad \text{et} \quad G^* = G' + iG'' \quad (2.8)$$

où les parties réelles et imaginaire de G^* sont respectivement le module de conservation (associé à la réponse élastique) et le module de perte (associé à la réponse de type visqueux).

La procédure d'oscillation est la suivante :

- 1^{ère} étape : conditionnement (1 mn) avec un précisaillement par un échelon de vitesse de cisaillement élevé $\dot{\gamma} = 1000 \text{ s}^{-1}$
- 2^{ème} étape : retour à l'équilibre (1 mn) avec une contrainte nulle

Ces deux premières étapes sont nécessaires pour que le fluide atteigne son état initial structural (état de **référence**).

- 3^{ème} étape : balayage en fréquence H_0 de 0,1 à 10 Hz à une contrainte constante de 1 Pa

Le module élastique (G') et le module visqueux (G'') sont tracés sur la Fig. 2.7.

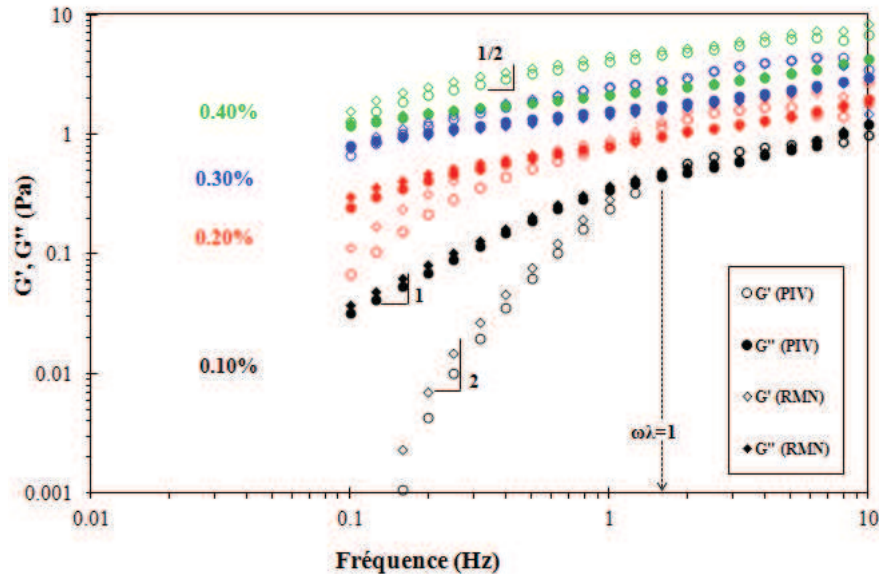


FIGURE 2.7 – Module élastique (G') et module visqueux (G'') des solutions de xanthane en fonction de la fréquence appliquée

La comparaison entre les résultats des différentes concentrations de xanthane en solution indique que l'élasticité est plus importante pour la solution de xanthane à 0,40% que pour les solutions de plus faibles concentrations.

Pour la solution de xanthane à 0,10%, le module visqueux est prépondérant par rapport au module élastique jusqu'à une fréquence de 1,6 Hz, puis les deux modules sont superposés pour des fréquences

plus hautes. Cela signifie que l'écoulement prédomine jusqu'à $1,6 \text{ Hz}$ puis qu'il y a ensuite cohabitation entre élasticité et écoulement. On observe qu'aux faibles fréquences d'oscillations, les pentes de G' et G'' sont respectivement 1 et 2. Au point de croisement de ces deux courbes, i.e. pour $f = 1,6 \text{ Hz}$, on a $G' = G''$ et $\lambda\omega = 1$ où λ est le temps de relaxation et $\omega = 2\pi f$ la pulsation. Il s'agit du comportement Maxwellien typique (cf. Eq. 1.29).

Les deux concentrations les plus élevées (0,30% et 0,40%) montrent un comportement différent. Les deux modules sont du même ordre de grandeur ($G' \approx G''$) et augmentent avec la fréquence avec une pente de $1/2$. Pour ces deux solutions le modèle de Maxwell ne peut pas s'appliquer et leurs propriétés viscoélastiques peuvent être décrites par le modèle polymérique de Rouse (1953) [184] et le modèle moléculaire de Zimm (1956) [251]. Aux fréquences élevées, il a été observé que ces modèles prédisent que les deux modules sont égaux et dépendent de la fréquence à la puissance $1/2$ [252]. Les temps de relaxation sont dans ce cas très longs, car les viscosités sont élevées, et ne peuvent être déterminés qu'en appliquant des fréquences très basses, bien inférieures à celles que nous avons utilisées. Aux basses fréquences, un polymère présente un module élastique proportionnel à la pulsation ω à la puissance 2 [83]. Pour le xanthane en solution, il a été montré expérimentalement par certains auteurs que G' était proportionnel ω à la puissance entre 0,6 et 0,7 aux hautes fréquences et entre 1,2 et 1,5 aux basses fréquences [252]. La solution de xanthane à 0,20% a un comportement intermédiaire entre le modèle du fluide de Maxwell et celui de Rouse. G' et G'' sont différents jusqu'à une fréquence de 1 Hz mais leur pente ne sont pas celles d'un fluide de Maxwell.

Détermination des temps viscoélastiques

Afin de pouvoir évaluer les effets élastiques de nos solutions de xanthane (à partir du nombre de Weissenberg cf. Eq. 1.25), il est nécessaire de définir au préalable leur temps caractéristique. Pour une fréquence de 1 Hz , les module élastique et visqueux sont du même ordre de grandeur pour toutes les solutions de xanthane et nous pouvons considérer que nous avons $G' = G'' = G$. Pour l'élasticité nous trouvons : $0,5 \text{ Pa}$, $1,5 \text{ Pa}$, 3 Pa et $4,5 \text{ Pa}$ pour les concentrations de xanthane à 0,10%, 0,20%, 0,30% et 0,40%. Par ailleurs, il a été montré que le module élastique restait constant dans une certaine gamme de cisaillement, pour le xanthane en solution notamment [22]. Pour ces valeurs, nous pouvons calculer un temps caractéristique viscoélastique t_{ve} défini par :

$$t_{ve} = \frac{\eta(\dot{\gamma})}{G} \quad (2.9)$$

où $\eta(\dot{\gamma})$ est la viscosité dépendant du taux de cisaillement. Pour $\dot{\gamma} = 1 \text{ s}^{-1}$, nous avons trouvé : 0,40 s, 0,39 s, 0,39 s 0,35 s pour les solutions de xanthane à 0,10%, 0,20%, 0,30% et 0,40%.

2.2.3.3 Mesures de biréfringence sur les solutions de xanthane

La mesure de la biréfringence est une méthode de rhéométrie optique [91] qui permet d'accéder aux caractéristiques microscopiques des matériaux. Les propriétés rhéologiques que nous avons mesurées précédemment sont à relier directement à la structure interne du matériau. En effet, les propriétés macroscopiques de la matière sont régies par des propriétés microscopiques i.e. la forme des objets en suspension et l'orientation moléculaire.

Nous proposons donc de mener cette étude qualitative sur des solutions de xanthane, dont l'essentiel repose sur les travaux préalables de Jean-Paul Decruppe [62, 61]. Une correspondance sera établie entre les grandeurs optiques mesurées et les grandeurs mécaniques (contraintes) issues des mesures rhéologiques, en nous assurant de la validité de la loi tensio-optique. Les mesures de biréfringence ont été réalisées sur différents types de xanthane en solution et nous ont permis également de choisir le plus biréfringent comme xanthane de travail.

Notions de biréfringence

La biréfringence d'écoulement est induite par l'orientation de particules anisotropes contenues dans un champ hydrodynamique. Un milieu optiquement isotrope est un matériau caractérisé par une distribution aléatoire de l'orientation de ses molécules (par exemple : l'air ou l'eau). Dans certains cas, sous l'effet d'un cisaillement ces particules s'ordonnent et peuvent s'orienter dans le sens de l'écoulement et le matériau devient anisotrope. La vitesse d'une onde lumineuse se propageant dans ce matériau va différer suivant la direction parallèle à l'axe des particules (axe optique) ou la direction perpendiculaire. De ce fait, l'indice de réfraction de la lumière suivant ces deux directions sera donc différent. Le matériau est dit biréfringent [84].

On utilise une lumière polarisée, dont les ondes électromagnétiques vibrent sur un seul plan contrairement à la lumière ordinaire composée d'ondes électromagnétiques vibrant dans toutes les directions dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation de la lumière. Plusieurs configurations de polarisation sont possible : linéaire, circulaire et elliptique. La polarisation de la lumière qui va traverser les molécules de xanthane orientées va être modifiée tout au long de sa propagation dans le milieu, alternant polarisation linéaire et elliptique [62] comme l'illustre la Fig. 2.8. Ces modifications sont

directement reliées à la quantité d'objets orientés dans le milieu. Ces changements de polarisation se traduisent visuellement par l'observation de noeuds ou de ventres d'intensité de la lumière diffusée dans une direction normale à la direction de propagation du faisceau. Nous allons pouvoir ainsi caractériser le taux d'orientation des objets d'une solution de xanthane soumise à un gradient de vitesse.

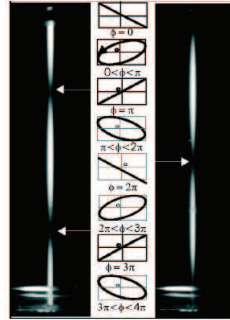


FIGURE 2.8 – Évolution de l'état de polarisation en fonction de la distance parcourue dans une solution colloïdale (propagation de haut en bas)

Appareillage et techniques de mesures

La Fig. 2.9 présente le dispositif expérimental utilisé pour la mesure de la biréfringence du xanthane en solution. Il se compose d'une cellule de Couette transparente en PMMA d'une hauteur de 63 mm,

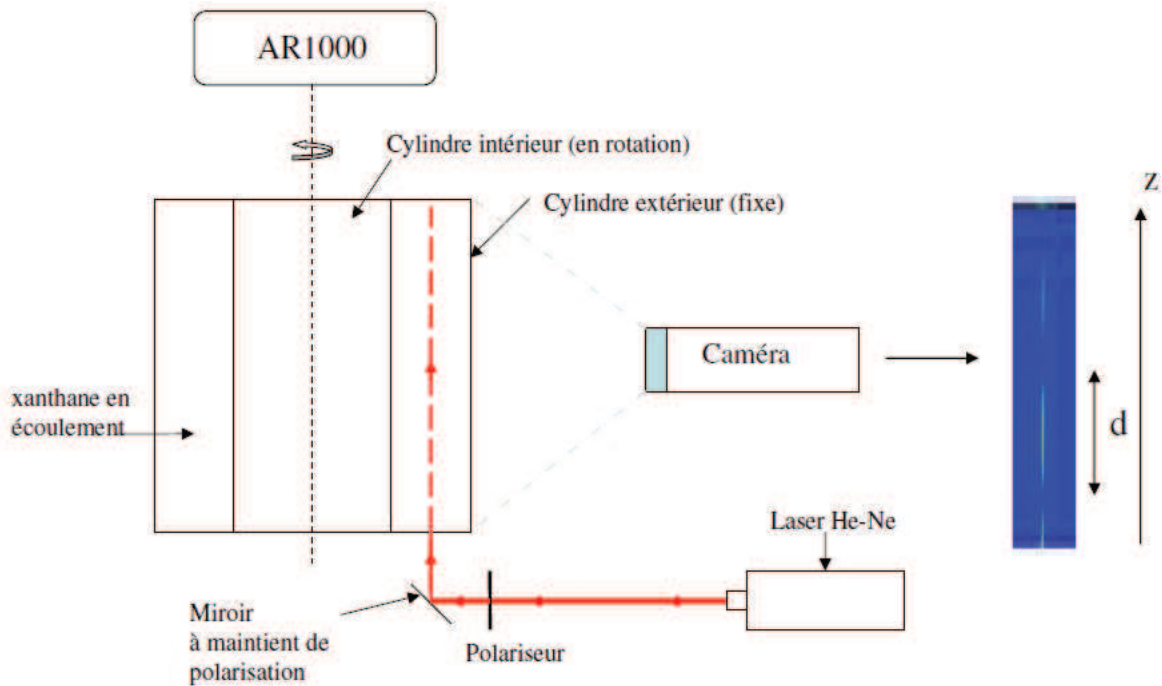


FIGURE 2.9 – Dispositif expérimental pour la mesure de la biréfringence

constituée de deux cylindres coaxiaux. Le cylindre intérieur ($R_i = 22 \text{ mm}$) mobile est entraîné au moyen d'un rhéomètre AR1000 (TA Instruments). Le cylindre extérieur ($R_e = 24 \text{ mm}$) est fixe. Une diode laser de longueur d'onde $\lambda = 635 \text{ nm}$ produit un faisceau laser qui passe par un polariseur linéaire avant de traverser la solution de xanthane située dans l'entrefer. Une caméra orientée à 45° par rapport à l'axe de polarisation du faisceau filme l'entrefer et permet de visualiser des modulations d'intensité du faisceau. La distance entre deux noeuds correspond à un déphasage de 2π de la lumière.

Il est important de bien positionner le faisceau laser et le polariseur dans l'entrefer. Les franges d'interférence doivent être les plus fines et les plus nettes possibles à la base du faisceau.

Les réglages de la caméra sont également essentiels. Il est nécessaire de faire la mise au point, de régler la profondeur de champ (200 mm) et l'ouverture du diaphragme, le gain (toujours égal à 1) et enfin le temps d'intégration qui dépend de l'intensité du faisceau diffusé (franges observées). Les images enregistrées et prises par la caméra sont ensuite numérisées.

Comme pour les mesures rhéologiques, les solutions de xanthane sont soumises à une procédure de conditionnement similaire. Chaque échantillon subit une montée et une descente en cisaillement de $\dot{\gamma}_{min} = 0,001 \text{ s}^{-1}$ à $\dot{\gamma}_{max} = 5000 \text{ s}^{-1}$ et de $\dot{\gamma}_{max}$ à $\dot{\gamma}_{min}$, après un précisaillement de 2 mn à $\dot{\gamma} = 1000 \text{ s}^{-1}$ suivi d'un retour à l'équilibre de 2 mn . L'étude a été menée sur trois types de xanthane en solution à une concentration massique de 0,50%.

Résultats

Les images obtenues sont traitées à l'aide du logiciel Matlab® pour obtenir des images d'intensité. Les données traitées sous Excel® permettent d'obtenir des courbes de l'intensité en fonction de la longueur de propagation dans le milieu. La Fig. 2.10 représente une image traitée et sa courbe d'intensité en fonction de la distance de propagation dans le milieu.

Nous avons modélisé l'évolution de l'intensité du faisceau par l'Eq. 2.10 qui présente deux caractéristiques principales. D'une part l'allure sinusoïdale dont on rend compte par la modulation en cosinus. D'autre part l'amortissement des oscillations au cours de la propagation dont le comportement, relatif aux événements de dispersion dans le milieu, est traduit mathématiquement par une décroissance exponentielle (loi de Beer-Lambert) dont la longueur caractéristique l_s représente la longueur spécifique de la solution étudiée.

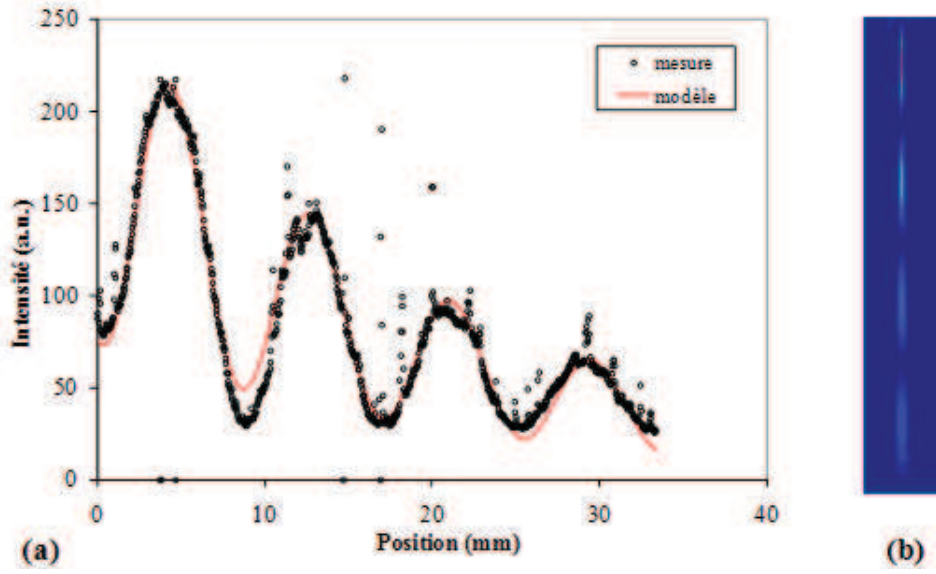


FIGURE 2.10 – (a) Courbe d'intensité en fonction de la distance de propagation dans le milieu ; (b) Image numérisée d'intensité correspondante après traitement

On observe une bonne cohérence entre le modèle et la mesure expérimentale (Fig. 2.10).

$$I(x) \propto \exp^{-\frac{x}{l_s}} \{1 + D \cos(\frac{2\pi x}{d} + F)\} \quad (2.10)$$

où x est la distance parcourue par le faisceau laser, d la période spatiale et D et F sont des paramètres d'ajustement.

L'intensité de la biréfringence Δn définie par l'Eq. 2.11 [62] est reliée à la période spatiale d obtenue expérimentalement par ajustement de l'Eq. 2.10 sur la mesure d'intensité.

$$\Delta n = \frac{\lambda/n_{eau}}{2\pi d} \quad (2.11)$$

où λ est la longueur d'onde du laser égale à 635 nm , $n_{eau} = 1,33$ est l'indice de réfraction de l'eau.

La Fig. 2.11 présente l'intensité de la biréfringence concernant deux solutions de xanthane de concentrations différentes (0, 50% et 1%) pour les mêmes valeurs de cisaillement croissant. On remarque la présence d'interférences, résultant de la présence d'objets orientés, qui confirme le caractère biréfringent des solutions de xanthane étudiées. Au sein du même échantillon, on remarque que plus le gradient de vitesse augmente plus il y a de ventres d'intensité. De ce fait, le taux d'objets orientés dans le milieu de propagation augmente avec le cisaillement. Par ailleurs, pour un même taux de ci-

saillement, on constate que le nombre de noeuds d'intensité est plus important dans la solution la plus concentrée. Cela s'explique par le fait que l'augmentation de la concentration implique une augmentation du nombre de molécules orientées dans le milieu de propagation. Plus la solution est concentrée, plus la lumière rencontre d'objets orientés et plus le plan de polarisation tourne vite.

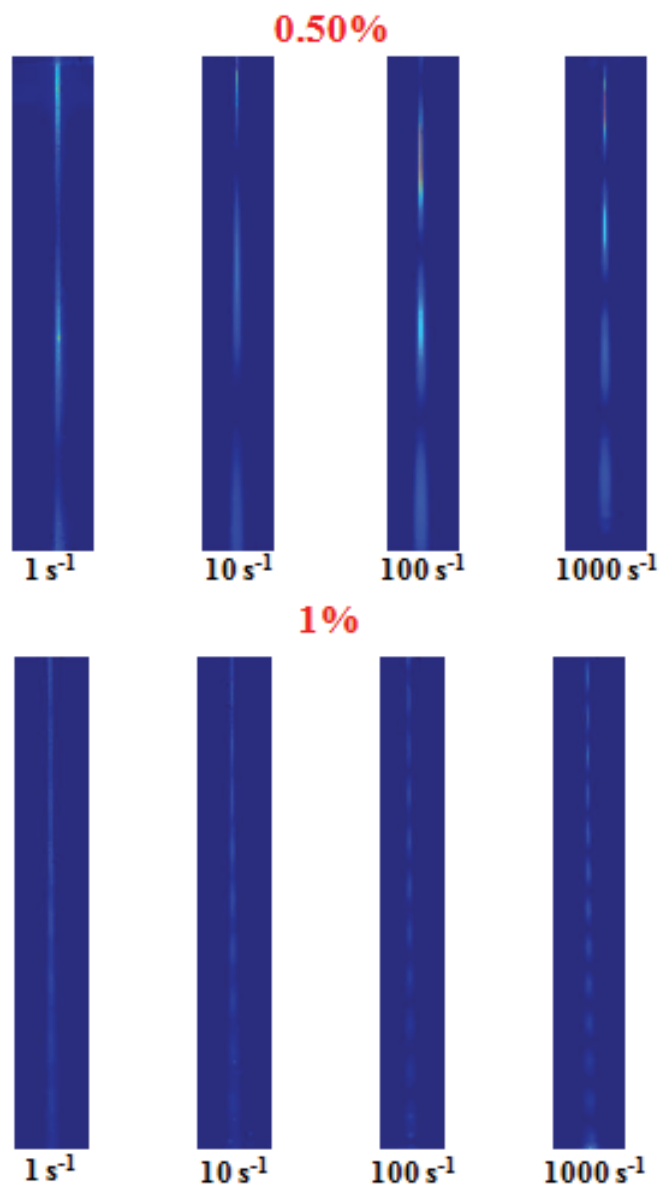


FIGURE 2.11 – Figures d'interférence pour le xanthane en solution à 0,50% et à 1% pour différents cisaillements (le laser se propage de bas en haut)

Loi tensio-optique

La loi tensio-optique permet de relier les propriétés optiques d'un matériau au champ des contraintes donc à ses propriétés rhéologiques. Son établissement pour différents matériaux, en particulier pour les polymères, a fait l'objet de nombreuses mesures de biréfringence sous écoulement [135, 91].

La Fig. 2.12 représente l'intensité de la biréfringence Δn de trois types de xanthane en solution à 0,50% mesurée à chaque contrainte de cisaillement.

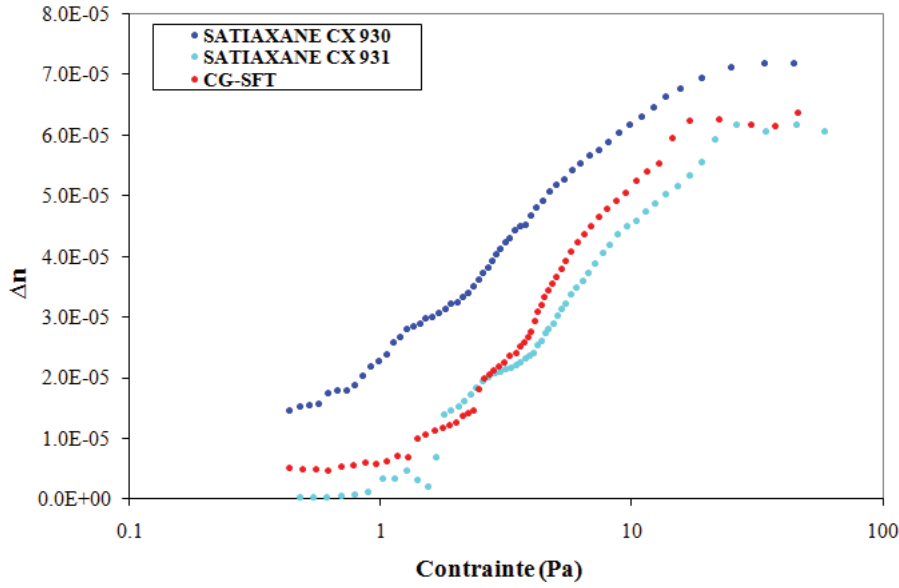


FIGURE 2.12 – Biréfringence de solutions de xanthane à 0,50% en fonction de la contrainte

On remarque que pour de faibles contraintes de cisaillement, la biréfringence tend vers zéro, indiquant que le mouvement brownien désoriente les molécules de xanthane. Lorsque la contrainte augmente, celle-ci oriente les molécules et tend à annihiler les effets de l'agitation thermique.

Le xanthane le plus biréfringent (SATIAXANE CX930) a été choisi comme xanthane de référence pour toutes nos mesures expérimentales.

Dans sa thèse, Ghania Benbelkacem [21] a montré que la biréfringence des solutions de xanthane ne dépend pas de la concentration mais uniquement de la contrainte appliquée, vérifiant ainsi la loi tensio-optique. On rappelle que le nombre adimensionnel de Péclet (donner la page du chapitre 1) montre que l'orientation moyenne des objets dépend d'un seul paramètre qui est la contrainte. Comme la biréfringence dépend de l'orientation des objets du milieu considéré, elle ne dépend donc que de la contrainte. Elle est la signature directe de l'organisation structurale d'un matériau.

Les remarquables propriétés biréfringentes du xanthane pourront être utilisées ultérieurement pour

caractériser le champ de contrainte lors d'un écoulement complexe.

2.3 Dispositifs expérimentaux et techniques de mesures utilisées

2.3.1 Écoulement en géométrie de Couette et PIV

2.3.1.1 Généralités

Rappel sur la géométrie de Couette cylindrique

La géométrie de Couette utilisée dans notre étude est composée de deux cylindres coaxiaux en rotation relative. Dans notre cas, seul le rayon intérieur, noté R_i , tourne. Le rayon extérieur R_e est fixe. La Fig. 2.13 est une représentation schématique d'une géométrie de Couette cylindrique. Nous rappelons que celle-ci a été décrit en détail dans la thèse de G. Benbelkacem [21].

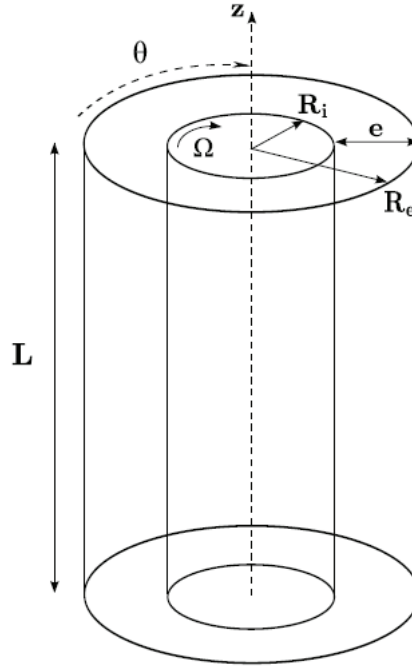


FIGURE 2.13 – Géométrie de Couette cylindrique

Nous étudions l'écoulement isotherme permanent d'un fluide incompressible dans un système de coordonnées cylindriques (r, θ, z) où les composantes de la vitesse axiale, tangentielle et radiale sont respectivement v_z, v_θ, v_r . Compte tenu de la symétrie du problème par rapport à z et à θ et en l'absence de gradient de pression axial on a $v_z = 0$ et v_θ indépendante de θ .

Dans ces conditions, l'équation de continuité soit $\text{div } \mathbf{v} = 0$ pour un fluide incompressible donne :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_r) = 0 \quad (2.12)$$

La résolution de l'Eq. 2.12 avec les conditions aux limites sur les parois, $v_r(R_i) = v_r(R_e) = 0$, donne :

$$v_r = 0 \quad (2.13)$$

Les équations de Navier-Stokes en coordonnées cylindriques donnent ainsi :

$$\frac{v_\theta^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (2.14)$$

$$\nu \left(\frac{\partial^2 v_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{v_\theta}{r^2} \right) = 0 \quad (2.15)$$

La résolution de l'Eq. 2.15 avec les conditions aux limites, $v_\theta(R_i) = R_i\Omega$ et $v_\theta(R_e) = 0$, donne le profil de vitesse newtonien théorique dans le cas de la géométrie centrée qui est :

$$v_\theta = \frac{\Omega R_i^2}{R_e^2 - R_i^2} \left(\frac{R_e^2}{r} - r \right) \quad (2.16)$$

Retour sur le principe de la PIV

La PIV consiste à enregistrer deux images successives de particules contenues dans un écoulement de fluide. La comparaison des deux images par corrélation croisée permet de mesurer leur déplacement et de déterminer ainsi le champ de vitesse du fluide à un instant donné. En effet, la corrélation entre les deux images (point par point) est maximale lorsque le temps qui sépare deux éclairs correspond au temps de parcours des particules dans le plan laser.

La mise en oeuvre de la technique de PIV repose sur quatre étapes distinctes :

- l'**ensemencement** de l'écoulement en particules traceur,
- la création d'un **plan lumineux** (laser Nd-YAG),
- l'**acquisition** et le traitement d'images (caméra CCD),
- le **post-traitement** des données.

Le principe détaillé de ces étapes a été décrit au Chapitre 1 (cf. 1.4.1.2 page 34). Nous allons cependant apporter quelques précisions techniques dans le paragraphe suivant.

2.3.1.2 Dispositif expérimental

Description générale

Le dispositif expérimental utilisé a été mis en place durant la thèse de G. Benbelkacem [21]. Il est représenté sur la Fig. 2.14 et est principalement constitué des éléments suivant :

- une **cellule d'écoulement** mobile (en translation)
- un **rhéomètre MARS II** (ThermoFisher Scientific)
- un **dispositif de mesure de PIV** (laser, caméra CCD, corrélateur)
- deux **ordinateurs** (Machine A et Machine B)

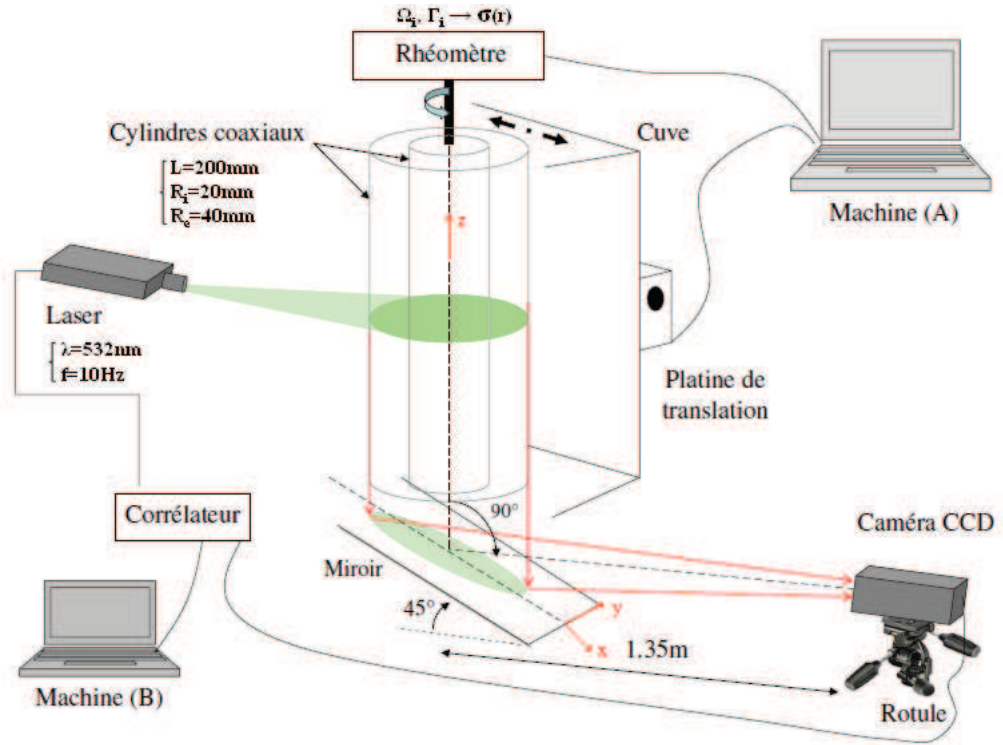


FIGURE 2.14 – Vue schématique du dispositif expérimental (PIV)

Cellule d'écoulement

La cellule d'écoulement réalisée au LEMTA est donc une géométrie de Couette d'une hauteur $L = 200\text{mm}$. Elle est composée de deux cylindres coaxiaux en PMMA.

Le **cylindre intérieur** rotatif d'un rayon $R_i = 20\text{ mm}$ est entraîné et contrôlé au moyen du **rhéomètre MARS II** à partir duquel nous mesurons directement la vitesse angulaire Ω ainsi que le couple Γ qui s'exerce sur le cylindre intérieur. Celui-ci est fixé sur le rhéomètre à l'aide d'un pas de vis conique pour assurer un bon alignement des axes. Toutefois, pour des vitesses de rotation $\Omega \geq 10\text{ rad.s}^{-1}$

un déplacement maximal perpendiculaire à l'axe de rotation de $0,5 \text{ mm}$ est observé, soit une erreur maximale de $2,5\%$, du à l'équilibrage imparfait de l'axe du cylindre intérieur. Le rhéomètre est piloté par l'ordinateur A avec le logiciel Rheowin[®].

Le **cylindre extérieur** d'un rayon $R_e = 20 \text{ mm}$ est fixé dans une **cuve en PMMA**. Remplie d'eau, celle-ci permet de contrôler la température du dispositif (21°C), limiter l'évaporation du fluide expérimental mais également de minimiser les effets de courbure de la géométrie lors des mesures optiques. La cuve est fixée sur une **platine de translation**, contrôlée électroniquement, qui permet un déplacement latéral d du cylindre extérieur par rapport à l'axe du cylindre intérieur, par l'intermédiaire d'un système de deux rails et d'un roulement à billes. Le pas de déplacement de la platine de translation est de 1 mm soit 5% de l'entrefer. L'excentricité δ et par conséquent la bidimensionalité de l'écoulement sont ainsi variables et contrôlées. La platine de translation est également pilotée par l'ordinateur A au moyen d'un programme conçu au LEMTA.

Une représentation de l'espace annulaire et du système de coordonnées adopté est donnée sur la Fig. 2.15.

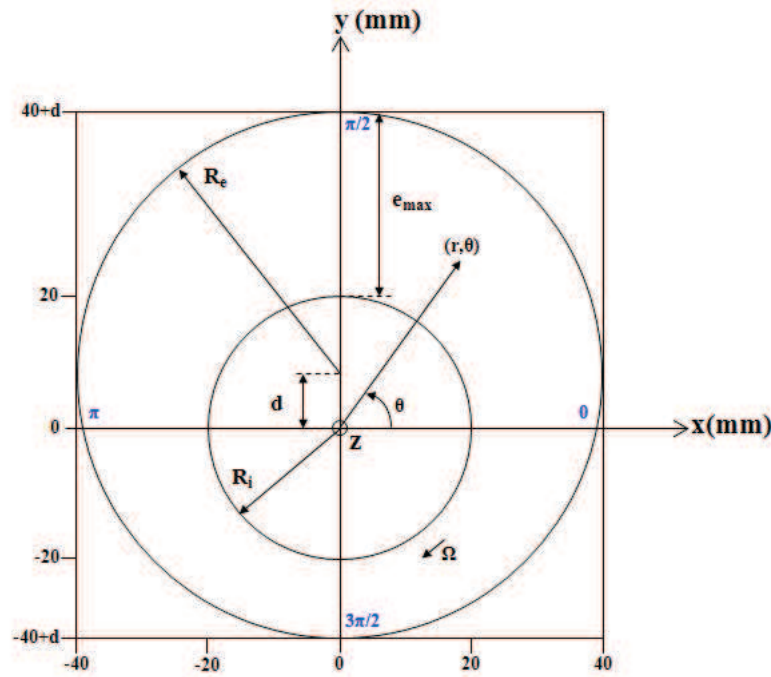


FIGURE 2.15 – Géométrie annulaire et système de coordonnées

Les grandeurs caractéristiques de la géométrie que nous retrouvons également sur la Fig. 2.15 sont définies comme suit :

L'entrefer moyen e est l'espace entre les cylindres. Il est défini par :

$$e = R_e - R_i \quad (2.17)$$

L'excentricité δ est le rapport de la distance d entre les axes des deux cylindres sur l'entrefer moyen e , donnée par l'Eq. 2.18.

$$\delta = \frac{d}{e} \quad (2.18)$$

Dans la configuration excentrée deux paramètres importants sont également définis.

Le premier est l'entrefer maximum e_{max} sur l'axe $\theta = \pi/2$ ou (0y) (ou $x = 0$) donné par l'Eq. 2.19.

$$e_{max} = e + d \quad (2.19)$$

Le second représente la distance radiale adimensionnée à partir de la paroi du cylindre intérieur r^* définie par l'Eq. 2.20.

$$r^* = \frac{r - R_i}{e_{max}} \quad (2.20)$$

Chaîne vélocimétrique PIV

Le dispositif de mesure PIV est principalement constitué des différents éléments que nous décrivons ci-dessous et que nous pouvons retrouver sur la Fig. 2.14.

Les **particules de traceur** qui permettent le marquage du champ des vitesses sont des micro-sphères de verres creuses argentées (Dantec Measurement Technology) de $15 \mu m$ de diamètre. Nous avons veillé à ce que l'ensemencement en particules soit homogène et suffisant (cf. 1.4.1.3 page 36).

Un **laser** pulsé Neodyme-YAG (Nd-YAG) d'une longueur d'onde $\lambda = 532 \text{ nm}$, fonctionnant nominale-ment à une fréquence de répétition des deux pulses de 10 Hz et produisant une énergie de 100 mJ/émission . L'écart temporel δt entre les deux éclairs peut être compris entre la microseconde et quelques millisecondes, permettant ainsi d'effectuer une grande amplitude de gamme de vitesse. Le laser est placé face à la géométrie à mi-hauteur afin d'éviter les effets de bords et produit un plan lumineux horizontal d'intensité quasi homogène, éclairant une région de l'écoulement (zone de mesure). Compte tenu des très faibles valeurs de δt , un seul laser n'aurait en réalité pas le temps de se recharger pour produire les deux éclairs nécessaires. Le système laser est donc constitué de deux chambres i.e. de deux lasers, d'un jeu de miroir projetant les deux faisceaux au même endroit ainsi que d'un dispositif produisant la nappe.

Une **caméra CCD** Kodak Mega plus ES 1.0. 1016×1008 pixels qui enregistre les images et les transfère au corrélateur via une connexion digitale.

Un **corrélateur** qui analyse et calcule les champs de vitesse en temps réel.

Un **moniteur** (Machine B) équipé du logiciel Flowmanager[®] qui pilote l'ensemble, permet de stocker et d'analyser les données et de changer les options de traitement des images brutes.

Une cuve d'eau qui permet de réduire les réfractions dues au dioptre cylindrique de la paroi en PMMA du cylindre extérieur.

La caméra et le laser sont montés sur des dispositifs de déplacement à deux axes qui permettent un réglage fin de la position des différents éléments optiques.

Un miroir réfléchissant orienté à 45° par rapport à l'axe du rhéomètre est fixé sous la base du cylindre extérieur. Il permet le renvoi des images vers la caméra CCD.

2.3.1.3 Mise en oeuvre de la PIV. Techniques de mesures

Réglages optiques

Un certain nombre de paramètres doivent être vérifiés avant de pouvoir commencer les mesures. En effet, bien que la plupart des composants du système de mesure soient réglés en usine lors de leur assemblage, un réglage préalable est tout de même indispensable. Ces réglages optiques sont particulièrement longs, mais inévitable lors d'une nouvelle campagne de mesure à chaque changement de fluide de travail.

Les deux plans lasers doivent être parfaitement superposés et la répartition des intensités lumineuses identique. Cette première vérification, effectuée à l'aide de papier photosensible, n'est nécessaire qu'une seule fois avant le début des expériences.

On règle ensuite la nappe laser, la caméra CCD et la géométrie de mesure. La Fig. 2.16 présente la disposition des différents éléments du système de PIV après leur réglage.

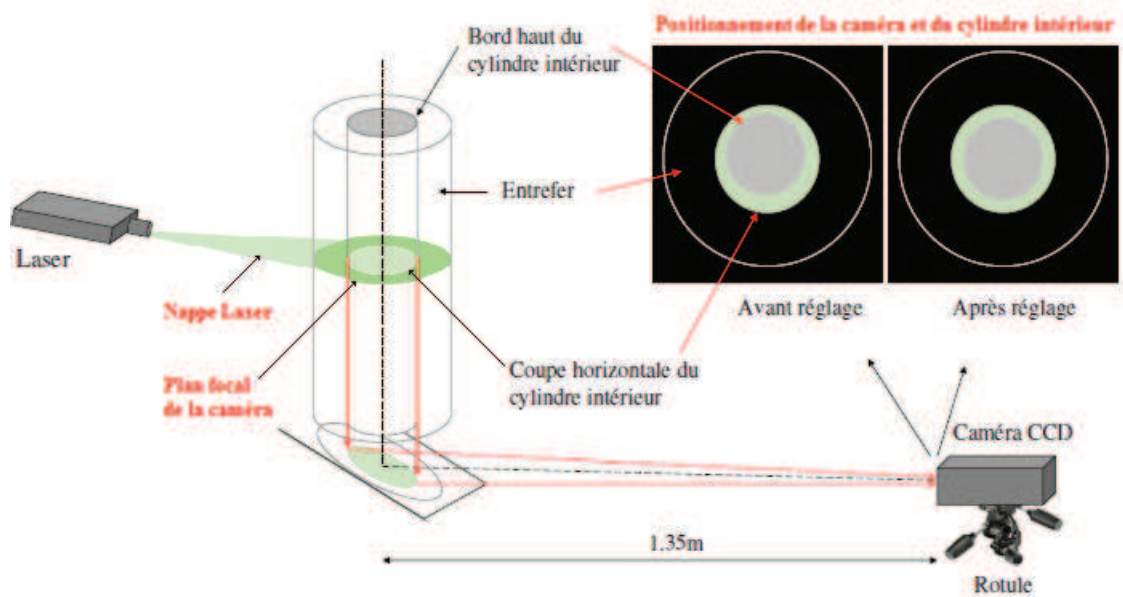


FIGURE 2.16 – Réglage et disposition des différents éléments de la PIV

On commence par régler l'**horizontalité de la nappe laser** en faisant coïncider le faisceau émis par le laser et le faisceau réfléchi par la géométrie de mesure. On positionne ensuite le plan laser à mi-hauteur de la géométrie de mesure, de manière à ce que cette dernière se situe au milieu de la nappe.

Avant de régler le positionnement de la caméra et d'effectuer sa mise au point, il faut s'assurer de l'**horizontalité de la surface libre du fluide** contenu dans l'entrefer. Pour cela, le cylindre intérieur est mis en rotation à une vitesse angulaire relativement importante ($\Omega = 40 \text{ rad.s}^{-1}$ par exemple) et on centre le cylindre intérieur si cela est nécessaire jusqu'à ce que la surface libre, subissant un effet centrifuge, soit parfaitement horizontale dans l'entrefer.

On peut ensuite régler l'**orthogonalité de la caméra** c'est-à-dire qu'elle doit être alignée parfaitement avec la normale au plan laser pour éviter tout effet de parallaxe et atténuer les effets d'angle solide. On utilise une focale de 135 mm et on fait correspondre pour cela l'image du bord haut du cylindre intérieur avec celle de sa coupe horizontale par la nappe laser. Les deux images doivent être centrées et confondues comme on peut le voir sur la Fig. 2.16. Enfin on peut effectuer le zoom et la **mise au point de la caméra** qui consiste à faire coïncider le plan laser avec le plan focal. La zone de mesure doit occuper le maximum d'espace sur la surface du CCD afin d'augmenter la résolution. L'image sera la plus grande lorsque le plan laser coïncide avec le cylindre extérieur.

Procédure de mesure

La procédure de mesure commence avant tout par l'introduction du fluide dans l'entrefer et son ensemencement en particules. Cette action provoque souvent l'apparition de bulles d'air qu'il faut impérativement éliminer. En réfléchissant la lumière et en modifiant les propriétés du fluide (viscosité et densité), elles peuvent être à l'origine d'une source d'erreurs importantes pour la mesure, voire la rendre inexploitable. On met alors en rotation le cylindre intérieur avec une vitesse angulaire assez élevée jusqu'à la disparition complète des bulles dans l'entrefer, puis on ensemence le milieu en particules en maintenant la rotation pour homogénéiser.

Typiquement, une **séquence d'acquisition** se compose d'une bouffée (*burst*) de 50 enregistrements, contenant chacun un couple d'images (*frames*). Le temps entre deux enregistrements est fixé à 266 ms , celui entre deux images correspond à t_p , défini par l' Eq. 2.21. Le temps total d'une séquence est en moyenne de $13,1\text{ s}$.

Après différents essais, l'utilisation de fenêtres d'interrogation de $32 \times 32\text{ px}$ avec un recouvrement de 50%/50% correspondant à un champ de 62×62 vecteurs vitesse pour la **résolution spatiale** du champ de vitesse dans le plan image, s'est avérée être un bon compromis avec la résolution dynamique, i.e. l'étendue de l'échelle des vitesses mesurables. La valeur du facteur d'échelle S a été ajustée à 9,485.

La valeur de l'**intervalle de temps** entre les deux pulses du laser (δt ou t_p) est déterminée en fonction de la vitesse que l'on veut mesurer par la relation suivante :

$$t_p \leq \frac{0.25 \cdot N_{int} \cdot d_{pitch} \cdot S}{V_{max}} \quad (2.21)$$

où N_{int} est la taille de la fenêtre d'interrogation, $d_{pitch} = 9\text{ }\mu\text{m}$ la distance entre deux pixels, S le facteur d'échelle et V_{max} la vitesse maximum à mesurer (celle-ci peut varier dans l'entrefer). La zone de mesure dans l'entrefer peut comporter des vitesses de normes très différentes. Par exemple, lorsque l'écoulement présente une zone de recirculation (cylindres excentrés) où les vitesses de l'écoulement secondaire représentent à peine quelques pourcent de la vitesse de rotation ou dans le cas de fluides très rhéofluidifiants comme le xanthane qui font apparaître de forts gradients de vitesse, et a fortiori, dans les deux cas simultanément. Les vitesses peuvent alors être évaluées avec une grande incertitude. Plusieurs acquisitions avec un δt différents sont donc nécessaires y remédier. Une première mesure avec un intervalle de temps court permet d'obtenir les vitesses les plus élevées près du cylindre intérieur.

Une seconde acquisition avec un intervalle de temps long conduit aux vitesses plus faibles dans les zones de recirculation et près de la paroi du cylindre extérieur est utilisée. Cependant, même en procédant de cette manière, les cas présentant de très fortes variations de gradients de vitesses ainsi que les zones de recirculation sont souvent difficiles à identifier étant donné qu'il faut raccorder de façon continue les deux champs de vitesse. Par ailleurs, la mesure n'étant pas réellement locale puisqu'elle correspond plutôt à une moyenne sur la fenêtre d'interrogation, nous ne pourrions pas détecter les zones de recirculation dont la taille sera du même ordre de grandeur que celle de la fenêtre.

L'intervalle du temps entre les deux éclairs du laser pourra être compris entre $800\ \mu s$ et $32500\ \mu s$.

La mesure d'un profil de vitesse est réalisée sous écoulement stationnaire à une température homogène de $21^{\circ}C$ dans tout l'entrefer.

Post-traitement

La moyenne statistique de l'ensemble des champs de vitesse instantanés d'une séquence de mesure donne le champ de vitesse moyen de l'espace annulaire. Les données expérimentales de champ moyen (x, y, u, v) sont ensuite traitées sous Matlab[®] afin d'obtenir la projection de la vitesse dans une direction tangentielle et de calculer les lignes de courant associées. La Fig. 2.17 montre un exemple de ces deux résultats issus du post-traitement du couple d'images moyen (Fig. 2.17(a)) et du champ de vecteurs vitesse moyen associé (Fig. 2.17(b)), calculés à partir d'une séquence d'acquisition.

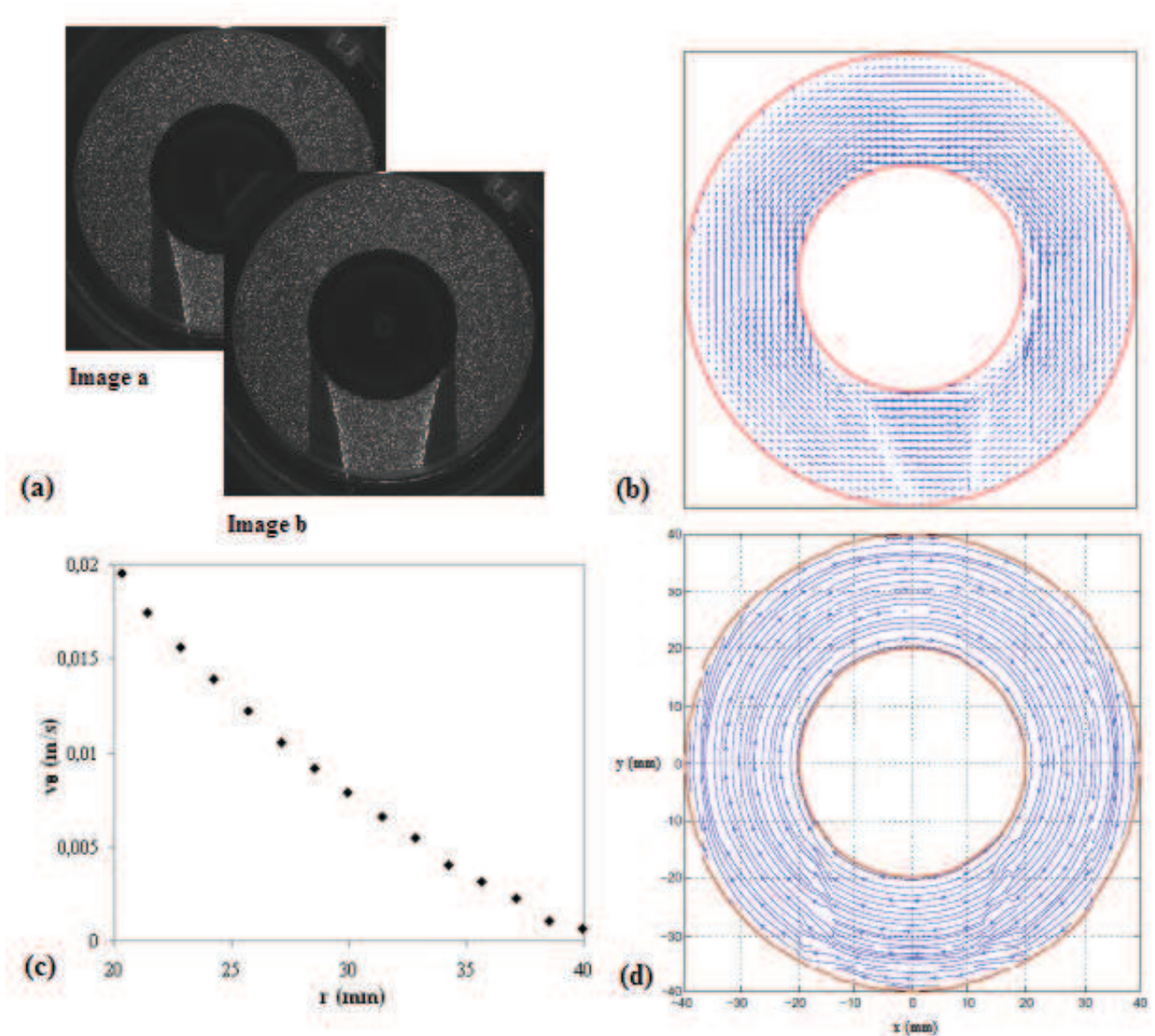


FIGURE 2.17 – Illustrations du post-traitement d'une séquence d'acquisition de PIV pour une solution de xanthane à 0,10% et $\Omega = 1 \text{ rad.s}^{-1}$ dans le cas de cylindres coaxiaux : (a) Couple d'images moyen ; (b) Champ de vecteurs vitesse moyen ; (c) Profil de vitesse tangentielle ; (d) Lignes de courant

L'obtention d'un profil de vitesse tangentielle le long d'un rayon r de l'entrefer est obtenu à l'aide d'un programme Matlab[®]. Celui-ci calcule dans un premier temps le centre de l'image et plus exactement le centre du cylindre intérieur (x_i, y_i) qui sera toujours pris comme référence. La matrice (x, y, u, v) issue des données expérimentales et obtenue en coordonnées cartésiennes est ensuite transformée en une matrice $(x_0, y_0, v_r, v_\theta)$ donnée en coordonnée polaire par l'Eq. 2.22, dont l'origine est le centre du cylindre intérieur.

$$\begin{aligned} x_0 &= x - x_i \\ y_0 &= y - y_i \\ v_r &= u \cdot \cos(\theta) + v \cdot \sin(\theta) \\ v_\theta &= -u \cdot \sin(\theta) + v \cdot \cos(\theta) \end{aligned} \tag{2.22}$$

Les lignes de courant sont calculées à partir de la matrice (x, y, u, v) à l'aide d'une autre programme Matlab[®] utilisant la fonction « *streamlines* ».

Validation du dispositif expérimental et de la technique de mesure PIV

La validation du dispositif expérimental a été réalisée avec un fluide newtonien, le Emkarox, pour différentes vitesses de rotation du cylindre intérieur Ω et pour différentes positions angulaires (ou valeurs de θ) en géométrie centrée. Il s'agit principalement de comparer les profils de vitesses expérimentaux obtenus avec la théorie (équations de Navier-Stokes). Rappelons que pour un fluide newtonien dans le cas centré, le profil de vitesse analytique est donné par l'Eq. 2.16.

La Fig. 2.18 présente les profils newtoniens expérimentaux et théoriques de vitesse tangentielle v_θ pour différentes vitesses de rotation ($\Omega = 1; 5; 10 \text{ rad.s}^{-1}$) suivant différentes directions ($\theta = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$). Les barres d'erreur correspondent à l'erreur maximale rencontrée près du cylindre intérieur. L'erreur relative augmente avec la vitesse de rotation. Pour une vitesse de 10 rad.s^{-1} , l'erreur a été évaluée à 5% tandis qu'à 1 rad.s^{-1} elle n'est plus que de 1% [21]. Nous remarquons en effet sur la Fig. 2.18 que plus la vitesse tangentielle augmente plus l'écart entre les données expérimentales et la solution analytique augmente près du cylindre intérieur. Nous constatons par ailleurs que tous les profils de vitesse sont superposés et confondus avec la solution analytique quelque soit la vitesse de rotation dans toutes les directions de l'entrefer considérées. Le centrage des cylindres ainsi que la mesure des vitesses vérifiées analytiquement sont donc tout à fait satisfaisant. La bonne concordance obtenue entre mesure et théorie valide ainsi le dispositif expérimental et la technique de mesure PIV.

La Fig. 2.19 quant à elle représente la composante radiale de la vitesse v_r pour les mêmes vitesses de rotation et les mêmes valeurs de l'angle θ que la Fig. 2.18. Elle montre que cette composante est pratiquement nulle dans tout l'entrefer (Eq. 2.13) pour toutes les vitesses de rotation, ce qui confirme que nous mesurons bien un champ de vitesse d'un écoulement orthoradial.

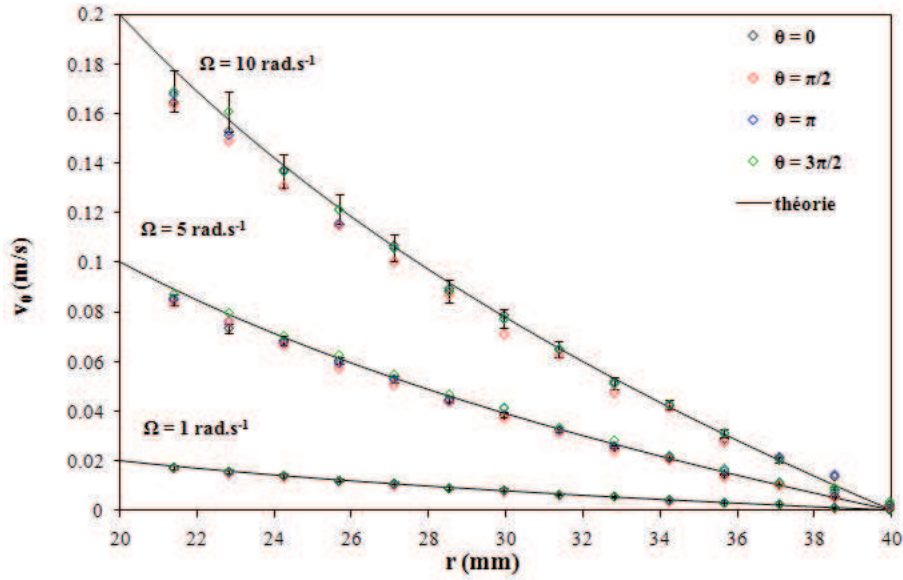


FIGURE 2.18 – Profils stationnaires newtoniens de vitesse tangentielle pour différentes vitesses de rotation ($\Omega = 1, 5, 10 \text{ rad.s}^{-1}$) et différentes positions angulaires θ : données expérimentales (losanges) et solution analytique (traits continus)

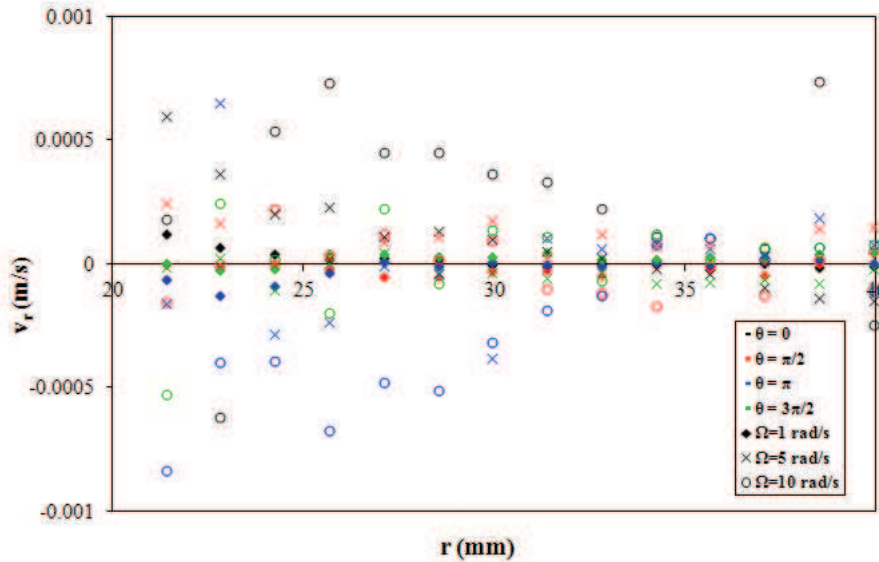


FIGURE 2.19 – Profils de vitesse radiale pour différentes vitesses de rotation ($\Omega = 1, 5, 10 \text{ rad.s}^{-1}$) soit ($v_\theta = 0, 0.2; 0, 1; 0, 2 \text{ m.s}^{-1}$) et différentes positions angulaires θ

2.3.2 Boucle d'écoulement et vélocimétrie RMN/IRM

2.3.2.1 Dispositif expérimental et instrumentation

Description générale

Le dispositif expérimental utilisé est une boucle d'écoulement, conçue durant cette thèse. Il est schématisé sur la Fig. 2.20 et présenté sur la photo de la Fig. 2.21.

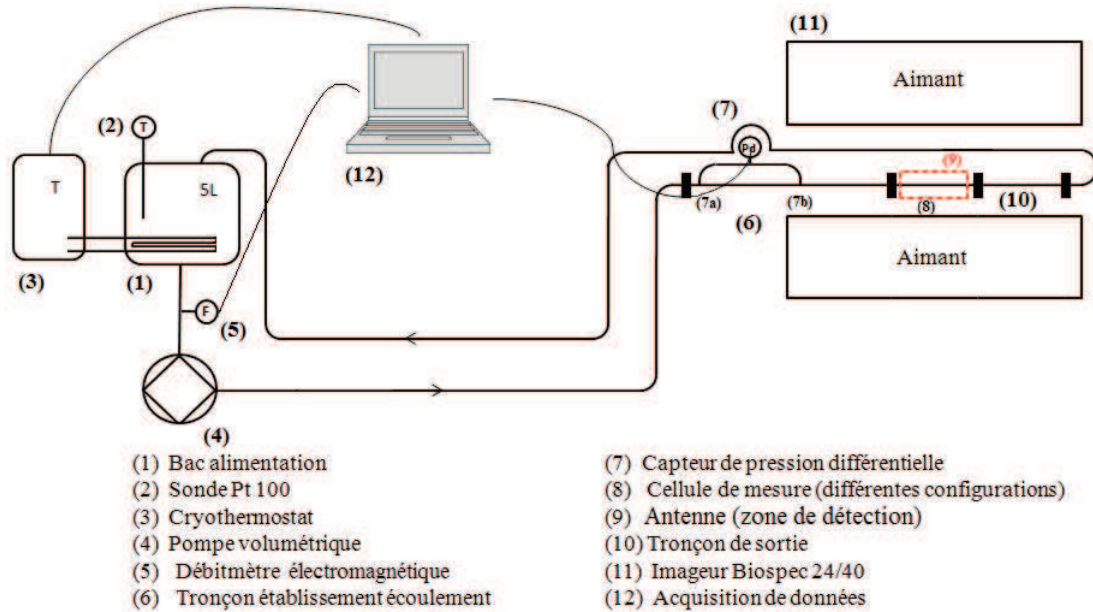


FIGURE 2.20 – Vue schématique du dispositif expérimental (RMN) : boucle hydraulique et vélocimétrie



FIGURE 2.21 – Photo de la veine de mesure du dispositif expérimental (RMN)

L'écoulement est assuré au moyen d'une pompe volumétrique (4) à rotor excentré (PCM modèle 0.4I10). Le débit est réglable avec un variateur de fréquence ($0 - 100 \text{ Hz}$) qui ajuste la vitesse de rotation N du moteur de la pompe, jusqu'à $269 \text{ } \ell.h^{-1}$ soit $7,47.10^{-5} \text{ m}^3.s^{-1}$. La lecture du débit se fait par l'intermédiaire d'un débitmètre électromagnétique (5). Le bac d'alimentation (1) d'une capacité de $5 \text{ } \ell$ est placé en amont de la veine de mesure (6),(8),(10), composée de trois tronçons de conduite en PMMA qui seront détaillés dans le paragraphe suivant. La zone de mesure (8) est insérée dans la sonde (9) située au coeur de l'imageur (11) qui est le siège des mesures de vitesses. Des tuyaux semi-souples de diamètre intérieur $D = 20 \text{ mm}$ et d'une longueur totale $L \sim 15 \text{ m}$ assurent la liaison entre les différents éléments du dispositif et permettent d'assurer un écoulement en boucle fermée. Le bac d'alimentation (1) ainsi que l'ensemble des différents éléments de l'instrumentation (cryothermostat (3), pompe (4) et débitmètre (5)) sont montés sur un châssis en aluminium qui supporte le tout et assure leur alignement.

La température du fluide est maintenue constante durant la durée d'une expérience par un cryothermostat (3). Le bac d'alimentation fermé d'une simple plaque est cependant à l'air libre, ce qui peut modifier les propriétés rhéologiques des suspensions de xanthane, bien que ce soit un matériau stable et qu'il ne se dégrade que lentement. Nous avons donc tout de même pris soin de contrôler la rhéologie des solutions en effectuant un essai rhéologique avant, pendant et après chaque étude expérimentale. Enfin, une des contraintes de la RMN nous oblige à éviter la présence de tout métal ferreux à l'intérieur et à proximité de l'aimant, dans un rayon d'environ 2 m . Nous avons donc privilégié le plastique et le laiton pour toutes les jonctions, raccords et vis du dispositif expérimental.

Veine de mesure

La veine de mesure est une conduite cylindrique en PMMA d'une longueur totale de 2 à 2,35 m et de diamètre intérieur $D = 20 \text{ mm}$ ou 10 mm . Nous nous sommes intéressés à l'écoulement du xanthane en solution dans le cas d'une conduite cylindrique droite mais pouvant présenter également des singularités : élargissement ou rétrécissement brusque avec un rapport de contraction de 2. La veine de mesure offre donc trois configurations possibles constituées de trois à quatre tronçons de conduite de géométries différentes, suivant le type d'écoulement étudié. Pour chaque cas on retrouve toujours un tronçon d'entrée qui contribue à l'établissement de l'écoulement et un tronçon constituant la zone ou cellule de mesure, positionnée dans la sonde (cf. Fig. 2.22(b)). La géométrie présentant la singularité apparaît sur la Fig. 2.22(a).

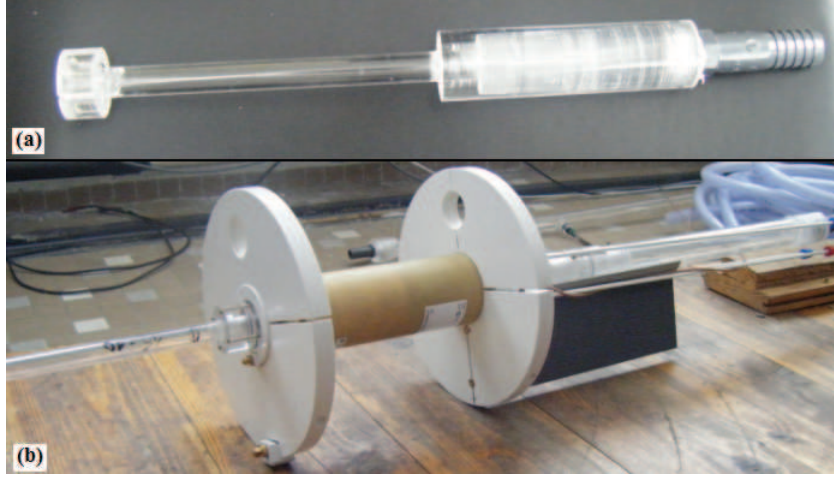


FIGURE 2.22 – (a) Photo de la singularité; (b) Photo de la sonde RMN

La première configuration correspond à la **conduite droite sans changement de section**. Elle est constituée d'un tronçon d'entrée de diamètre $D_{entree} = 20 \text{ mm}$ et de longueur $L_{entree} = 1,30 \text{ m}$ (soit 65 diamètres), de la cellule de mesure d'une longueur $L_{mesure} = 0,35 \text{ m}$ (soit 17,5 diamètres) et d'un tronçon de sortie de même longueur que la zone de mesure. La mesure étant effectuée à la moitié environ de la cellule de mesure, elle se situe donc à une distance de $x_1 = 1,475 \text{ m}$ de l'entrée de la veine, soit $x_1/D \approx 73$.

Dans le cas de l'**élargissement brusque**, le second tronçon est une conduite droite d'un diamètre intérieur équivalent à la moitié du tronçon d'entrée ($D = 10 \text{ mm}$) et d'une longueur $L = 0,35 \text{ m}$. La cellule de mesure ici placée en troisième position est donc un divergent brusque de rapport de rayon $1/2$ et de longueur $L_{singularite} = 0,35 \text{ m}$, placée sur le trajet du fluide à une distance $x_2 = 1,825 \text{ m}$

($x_2/D \approx 82$) de l'entrée de la veine. Un quatrième tronçon dont les dimensions sont les mêmes qu'en conduite droite est placé en sortie avant le retour de la boucle.

Enfin, pour le cas du **rétrécissement brusque**, le second tronçon est une conduite droite de diamètre $D_{entree} = 20 \text{ mm}$ et de longueur $L = 0,35 \text{ m}$ et on inverse simplement le sens du divergent pour obtenir un convergent de rapport de rayon 2/1 qui constitue la zone de mesure, placée en troisième position ($x_2/D \approx 82$). On ne conserve le même tronçon de sortie que dans les deux cas précédents.

Longueur d'établissement et validité des mesures

Les expériences de rhéologie ont montré que les solutions de xanthane avaient des propriétés rhéofluidifiantes et que leur viscoélasticité était faible. Le développement de l'écoulement d'un tel fluide va alors faire intervenir deux phénomènes : le développement d'une couche limite visqueuse et celui des effets viscoélastiques. Considérons chaque phénomène séparément.

Une approximation donnée par Schlichting [220], basée sur les équations de Prandtl pour une conduite cylindrique, permet d'estimer la longueur d'établissement du régime de Poiseuille selon :

$$\frac{L_d}{D} \approx \frac{Re_g}{20} \quad \text{avec} \quad Re_g = \frac{\rho \bar{U}^{2-n} D^n}{K} \quad (2.23)$$

où Re_g est le nombre de Reynolds généralisé pour un fluide d'Ostwald avec ρ la masse volumique du fluide, n son indice de structure, K sa consistance et $\bar{U}$ la vitesse débitante. Nous pouvons calculer un majorant de la longueur d'établissement en supposant que la viscosité de la plus faible concentration de xanthane en solution (0, 10%) est minorée par un cisaillement maximum, i.e. le plus fort débit. Nous obtenons une distance d'établissement de $L_d/D = 5$ avec $Re_g \approx 100$ ($n = 0,543$; $K = 0,128$; $\bar{U} = 0,23 \text{ m.s}^{-1}$). Les mesures de vitesse étant effectuées à $73D$ minimum de l'entrée de la veine, on a $L_d = 5D < 73D$. D'après la relation donnée par l'Eq. 2.23, nous pouvons donc considérer que l'écoulement est toujours établi et après une distance $L_d/D = 5$, l'influence de toute singularité devient négligeable.

Le xanthane en solution possède en fait deux temps de relaxation viscoélastiques, l'un aux temps courts et l'autre aux temps de relaxation aux temps longs, noté t_r , que nous pouvons estimer pendant la phase de recouvrance d'une expérience de fluage. Ce temps de relaxation long correspond approximativement à un temps de relaxation des contraintes normales. Nous nous intéressons au temps de relaxation long du xanthane en solution le plus viscoélastique i.e. à la plus forte concentration. Une expérience de fluage et en nous référant au modèle viscoélastique de Maxwell-Jeffrey, nous avons vu qu'une recouvrance de contrainte de $\sigma = 2 \text{ Pa}$ à $\sigma = 0 \text{ Pa}$ pour le xanthane en solution à 0,50%

montre que 60% de la relaxation s'effectue dans la première seconde, soit $t_r < 2 \text{ s}$. Ainsi, nous pouvons définir une longueur nécessaire à la relaxation des contraintes normales suite à l'entrée dans la veine de mesure, donné par [52] :

$$L_r = O(t_r \bar{U}) \quad (2.24)$$

Une majoration de L_r obtenue pour le plus fort débit, donne $L_r < 23D < 73D$.

Pour l'eau, on considère seulement le phénomène de couche limite visqueuse. Le nombre de Reynolds est remplacé dans l'Eq. 2.23 par celui d'un fluide newtonien défini par $Re = \rho \bar{U} D / \mu$, où μ est la masse volumique du fluide. Dans ce cas, pour une viscosité de 10^{-3} Pa.s et un nombre de Reynolds à la limite du régime turbulent de 2000, nous obtenons une longueur d'établissement $L_d/D = 100$. D'après la relation donnée par l'Eq. 2.23, puisque $L_d = 100D > 73D$, cette distance n'est pas suffisante pour assurer l'établissement de l'écoulement. Nous verrons en effet que pour l'eau, l'écoulement n'est pas totalement établi. Cela a déjà été constaté par Wassim Salameh durant sa thèse [218] qui a remarqué qu'il fallait des longueurs d'établissement bien plus grandes que celles calculées à partir des corrélations de couche limite [70]. Pour un nombre de Reynolds de 500 et un diamètre de conduite de 1 cm , il a trouvé qu'une longueur d'établissement d'environ $1,50 \text{ m}$ était nécessaire.

Notons que nous n'avons pas utilisé une longueur de tronçon d'entrée plus importante puisque celle utilisée est suffisante pour assurer l'établissement de l'écoulement du xanthane en solution qui est notre fluide d'étude.

Instrumentation

La **mesure des débits** est assuré par un débitmètre électromagnétique (Endress-Hauser modèle Promag 50H) noté (5) sur la Fig. 2.20. Il est placé entre le bac d'alimentation (1) et la pompe (4) en amont de la zone de mesure. L'erreur commise sur la mesure de débit n'excède pas 0,20% de la pleine échelle (0 à 2300 l.h^{-1}). La courbe d'étalonnage du débit est représentée sur la Fig. 2.23.

La **régulation de la température** du fluide est effectuée par un cryothermostat (Lauda modèle Proline RP845), noté (3) Fig. 2.20. Le cryothermostat peut fonctionner seul ou être piloté à distance par un ordinateur comme nous avons choisi de le faire. Sa gamme de température varie de -45°C à 200°C et sa puissance de refroidissement à 20°C est de $0,8 \text{ kW}$. La régulation est externe, une sonde PT100 reliée au cryothermostat contrôle la température dans le bac d'alimentation (1). Celle-ci mesure la température en continu et ajuste celle de l'eau distillée de son bain, d'une capacité de $5,5$ à 8 l ,

à la température souhaitée programmable, appelée température de consigne. Un serpentin en cuivre, dans lequel circule l'eau du bain, est situé dans le bac et permet ainsi de réguler la température du fluide qui est maintenue constante durant les expériences à 21°C avec une précision de $\pm 0,1$ °C. L'homogénéisation de la température dans le bac est assurée au moyen d'un agitateur mécanique (non représenté sur la Fig. 2.20).

Les deux prises de pression, notées (7a) et (7b) sur la Fig. 2.20, d'environ 1 mm de diamètre pour ne pas perturber l'écoulement du fluide, situées à 40 mm et 90 mm de l'entrée de la veine de mesure sur le tronçon d'établissement (6) sont utilisées pour la **détermination des pertes de charge**. Elles sont reliées à un capteur de pression différentiel (7) à membrane en cuivre-béryllium (Druck modèle LPX9381). La mesure de pression s'effectue grâce à la déformation de celle-ci. La précision du transmetteur est de 0,10% de la valeur maximale de l'étendue de mesure (0 à 300 mbar). Du fait de la forte viscosité du xanthane aux faibles cisaillements sur les parois du tube, les mesures de pression deviennent délicates. Afin d'obtenir des mesures correctes, nous avons utilisé des chambres cylindriques reliées aux prises de pression. On a couramment eu recours à cette technique en présence de fluide à seuil [52, 185]. Les chambres cylindriques et les tubes flexibles de raccordement sont remplis d'eau. Malgré toutes ces précautions, nous avons rencontré beaucoup de difficultés de mesure. On peut expliquer cela par la présence d'air dans les tubes de raccordement ayant pu pénétrer durant leur remplissage et il s'est avéré impossible de le chasser à cause notamment de la longueur importante de ces tubes, le transmetteur de pression devant être relativement éloigné de l'imageur, toujours à cause de l'intensité des champs magnétiques. Une autre raison est la pénétration du xanthane dans tubes flexibles qui stagne et les obstrue. Compte tenu des incertitudes ainsi occasionnées sur les mesures et devant les faibles pertes de charges engendrées par l'écoulement du fluide, la fiabilité des résultats est contestable et ils ne sont donc pas présentés.

Le système d'**acquisition de données** noté (12) sur la Fig. 2.20 permet d'enregistrer en temps réel les trois grandeurs mesurées qui sont le débit, la température et la pression. Il se compose d'une carte PCI 16 bits à 4 voies sur lesquelles sont récupérées les signaux en tension (0 – 10 V) des grandeurs à mesurer, d'un module Lauda RS232 pour le pilotage du crythermostat (type de régulation, valeur de la température de consigne). La carte d'acquisition est branchée sur un ordinateur qui pilote l'ensemble avec un logiciel développé au LEMTA permettant ainsi de visualiser et de contrôler les grandeurs mesurées.

Caractéristiques techniques de l'imageur

Les expériences ont été conduites avec un **imageur Bruker Biospec 24/40**. Il possède un aimant supraconducteur horizontal qui génère le champ magnétique statique B_0 de $2,34\text{ T}$, soit une fréquence de résonance du proton de 100 Mhz . Son diamètre d'ouverture est de 40 cm . Il possède également des bobines annexes qui servent à la fois de shims, i.e. à l'homogénéisation du champ magnétique mais génèrent également les gradients de champ magnétique (g_X, g_Y, g_Z) nécessaires à l'imagerie, ce qui réduit à 20 cm le diamètre d'ouverture effectif. La **antenne** utilisée, représentée sur la Fig. 2.22(b), permet une imagerie 3D dans une zone de détection d'un diamètre $d = 3,5\text{ cm}$ et d'une longueur $\ell \sim 8\text{ cm}$. Elle accueille les échantillons, produit les impulsions de champ radiofréquence et reçoit le signal émis par la résonance de l'échantillon grâce à un résonateur en cage à oiseaux.

Le pilotage de l'IRM est assuré par une console Bruker Avance avec station de travail HP sous Linux équipée du logiciel de commande ParaVision 3.2. Celui-ci permet le paramétrage et le lancement des séquences de mesure, l'acquisition des données issues des signaux RMN mais également une partie du post-traitement des données.

Qualification du dispositif

Nous avons étalonné le débitmètre avec de l'eau pour différentes fréquences f du moteur de la pompe dans les conditions réelles d'expérience, en vue de déterminer la courbe réelle de débit $Q = g(f)$ représentée sur la Fig. 2.23. Nous avons également comparé le débit mesuré par le débitmètre électromagnétique avec le débit déduit de l'intégration des profils de vitesse mesurés par vélocimétrie laser Doppler (LDV). Ces comparaisons sont présentées sur la Fig. 2.23. La cohérence entre les deux valeurs de débit est bonne. L'erreur maximale relative entre les deux mesures est estimée à 5%.

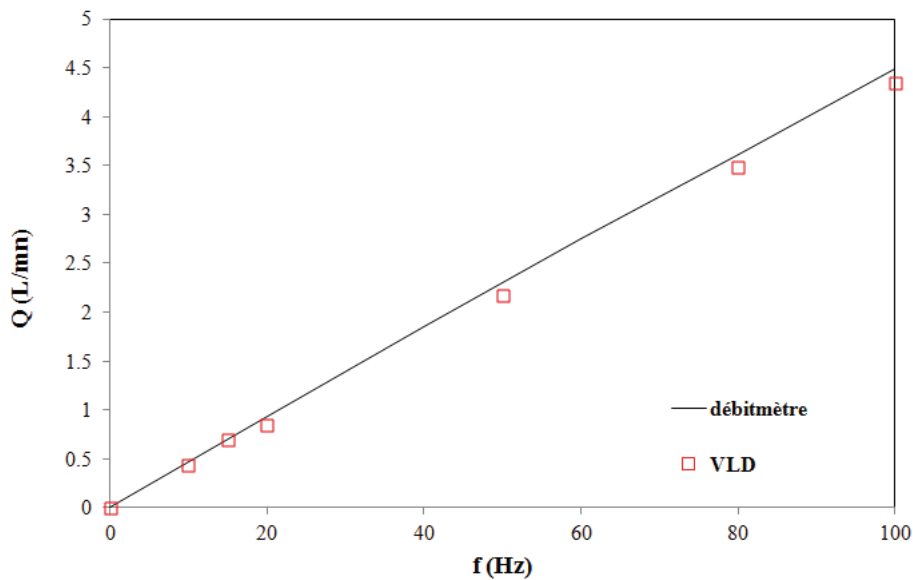


FIGURE 2.23 – Courbe réelle du débit en fonction de la fréquence de rotation du moteur de la pompe

Des mesures de vitesses par LDV ont été réalisées sur de l'eau et une solution de xanthane à 0,20% en régime laminaire à une distance $x = 1\text{ m}$ de l'entrée du tronçon d'établissement de diamètre $D = 20\text{ mm}$, afin de qualifier le montage expérimental. Nous avons comparé les profils expérimentaux obtenus aux profils théoriques.

La chaîne de mesure commercialisée par Dantec (FlowLite system) comprend essentiellement :

- une source Hélium-Néon ($\lambda = 632\text{ nm}$) de 10 mW ;
- un analyseur de signal Dantec BSA Enhanced Burst System ;
- un ordinateur pour le pilotage du logiciel BSA Flow Software 1.4.

L'écoulement estensemencé en particules de satin. Le laser et l'optique sont posés sur un banc permettant un déplacement radial du volume de mesure. Chaque série de mesure comportent 4000 bouffées

Doppler (points de mesure) et durent 400 s.

La Fig. 2.24 représente les profils de vitesses expérimentaux et théoriques pour de l'eau et une solution de xanthane à 0,20% pour différentes valeurs de vitesses débitantes, i.e. pour différents nombres de Reynolds, réalisés sur le demi axe positif de la conduite.

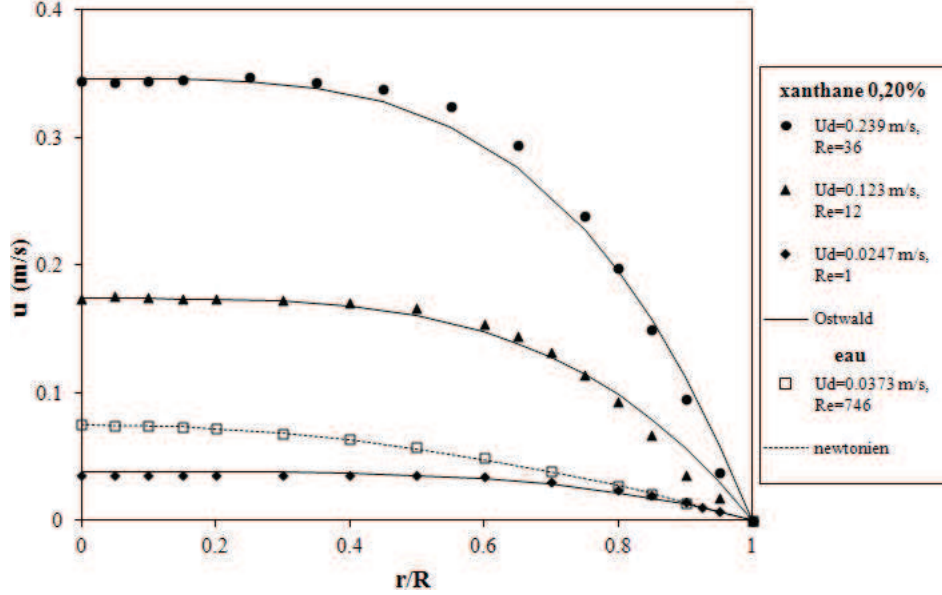


FIGURE 2.24 – Profils de vitesse axiale expérimentaux par VLD et théoriques d’une solution de xanthane à 0.20% ($K=0.632 \text{ Pa.s}^n$ et $n=0.366$) pour différentes vitesses débitantes correspondant à différents nombre de Reynolds

Le profil théorique newtonien dans le cas d’un écoulement laminaire établi dans une conduite cylindrique est donnée par la formule de Poiseuille :

$$u = U \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) = 2\bar{U} \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \quad (2.25)$$

où u est la vitesse axiale, U la vitesse maximale au centre de la conduite en $r = 0$, $\bar{U}$ la vitesse débitante et R le rayon de la conduite.

Pour le cas non newtonien le profil théorique choisi est celui d’un fluide d’Ostwald (Eq. 2.6) qui est :

$$u = \bar{U} \left(\frac{3n+1}{n+1} \right) \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right] \quad (2.26)$$

Nous constatons que les profils mesurés sont en bon accord avec la théorie ce qui valide notre dispositif expérimental. La concordance des profils de vitesse est meilleure aux faibles vitesses d’écoulement. Nous observons en effet que les écarts augmentant à la vitesse débitante la plus élevée ($\bar{U} = 0,239 \text{ m.s}^{-1}$).

Les profils d'Ostwald sont des profils théoriques qui ne rendent pas compte de la vraie loi de comportement du xanthane sous écoulement. Ils ne sont donc qu'une approximation qui explique l'écart avec les données expérimentales. Il faudrait déterminer la loi puissance à partir du profil de contrainte linéaire dans la conduite. Seulement la contrainte ne peut être connue qu'à partir des mesures de pression différentielles qui ne sont pas réalisables dans notre configuration.

2.3.2.2 Mise en oeuvre de la RMN. Techniques de mesures

Séquences de mesure utilisées

Mesure de vitesse d'écoulement

La séquence de base utilisée pour les mesures de profils de vitesse est une séquence par écho de gradient avec contraste de phase et compensation de flux (PCGE) dont le principe et les caractéristiques ont déjà fait l'objet de descriptions détaillées (cf. §.1.4.2.3 page 46). L'argument principal du choix de la séquence PCGE est sa rapidité de mise en oeuvre par rapport à une séquence PGSE. Les séquences d'écho de gradient autorisant des angles de basculement inférieurs à 90° , elles permettent l'utilisation de temps de répétition plus courts dans les cas où les temps de relaxation longitudinaux sont longs (ici environ 2,5 s). Or, comme nous le verrons, le facteur temps est d'une grande importance du fait du grand nombre d'expériences à effectuer et donc d'images à acquérir, et étant donné la disponibilité parfois restreinte de l'appareil. La seconde raison du choix de la séquence PCGE est sa supériorité sur la PGSE dans le cas de multicoupe. On sait par ailleurs que son défaut majeur est sa sensibilité aux inhomogénéités du champ B_0 , ce qui peut se révéler contraignant en présence d'un milieu poreux compte tenu des problèmes de susceptibilité magnétique liés aux interfaces solide-liquide, ce n'est cependant pas notre cas ici.

La séquence PCGE est représentée sur la Fig. 2.25(a). Un gradient de sélection de tranche appliqué simultanément à une impulsion radiofréquence sélective délimite dans l'échantillon une zone de mesure le long d'un diamètre de la conduite. Nous réalisons ici une coupe axiale permettant d'obtenir une image perpendiculaire à la direction de l'écoulement (cf. Fig. 2.25(b)), grâce à des gradients de phase et de lecture perpendiculaires à la tranche sélectionnée. Un gradient bipolaire (encodage de la vitesse) est inséré dans la séquence d'imagerie par écho de gradient pour encoder une composante de la vitesse, grâce au déphasage créé au niveau de chaque pixel. Il s'agit ici de la composante dans la direction de sélection de tranche (s), i.e. la direction principale de l'écoulement comme on peut le voir sur la Fig. 2.25(b), où sont schématisés la zone de mesure, au niveau de la partie intéressante de la conduite,

ainsi que les trois axes logiques (r, p, s) . Nous rappelons qu'il est possible d'ajouter des gradients d'encodage de flux sur chacun des ces trois axes, de façon indépendante comme c'est habituellement le cas ou, plus rarement, de façon simultanée. Il est ainsi possible d'encoder la vitesse où l'on veut et de la mesurer dans des directions perpendiculaires à celle de l'écoulement principal.

La mesure de vitesse s'effectue en réalisant deux images successives de profil d'aimantation, respectivement en présence et en absence de gradient de marquage de flux. Les deux images sont obtenues après un certain nombre d'accumulations qui permet d'augmenter le rapport signal sur bruit donc la précision de la mesure. Une comparaison pour chaque pixel de la phase des deux valeurs complexes issues des deux images correspond au déphasage $\Delta\phi$ (en radians) et permet ainsi de déterminer la vitesse v et la direction de l'écoulement par la relation (cf. chapitre 1) :

$$v = \frac{\Delta\phi}{\pi} V_{enc} \quad (2.27)$$

Les mesures expérimentales ont été réalisées sur de l'eau et sur des solutions de xanthane à différentes concentrations, ainsi que pour différentes vitesses d'écoulement prises dans un ordre aléatoire.

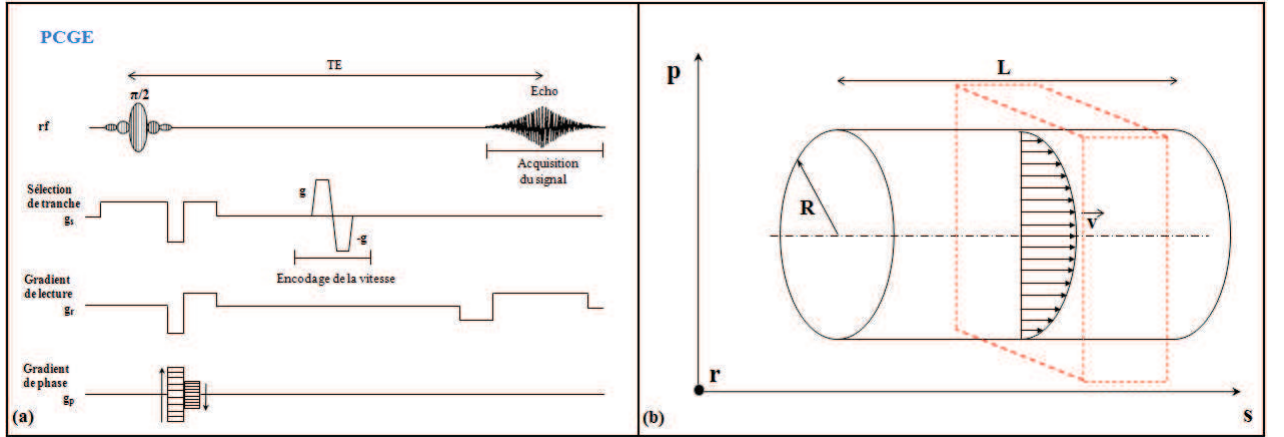


FIGURE 2.25 – (a) Représentation schématique de la séquence PCGE de mesure de vitesse, d'après [47]; (b) Représentation schématique de la zone de mesure (pointillés rouges) sélectionnée : coupe axiale

Mesure de coefficient d'auto-diffusion

Une séquence d'imagerie PGSE (cf. Fig. 1.12) est utilisée pour la détermination du coefficient d'auto-diffusion de nos solutions. Les principes de cette séquence et de la mesure de diffusion ont déjà été abordés en détail (cf. §.1.4.2.3 page 46) et traités également de façon approfondie dans la littérature [202, 105].

La méthode de mesure consiste à appliquer la même impulsion de gradient g (de durée δ) dans chacune des deux moitiés d'une séquence d'écho (on notera Δ l'intervalle de temps séparant ces deux impulsions). En l'absence de mouvements translationnels, il y a refocalisation complète. En revanche, si les spins en un point du système ont bougé aléatoirement, du fait de la diffusion moléculaire, la deuxième impulsion de gradient n'annule pas complètement les effets de la première et il y a atténuation du signal et on a :

$$S = S_0 \exp(-Bg^2) \quad (2.28)$$

où S_0 est l'intensité du signal en l'absence de diffusion, et avec :

$$B = \gamma^2 \delta^2 D \Delta \quad (2.29)$$

où D est le coefficient d'auto-diffusion le long de la direction d'application du gradient (r, p ou s).

La mesure s'effectue en enregistrant plusieurs expériences en augmentant progressivement l'intensité du gradient d'une expérience à l'autre. L'intégrale du signal sera ensuite ajustée selon la relation Eq. 1.41 pour déterminer D . Le coefficient d'auto-diffusion est difficilement mesurable en présence d'un flux parce que celui-ci génère des artefacts qui rendent la mesure délicate. De plus la valeur obtenue ne serait pas un coefficient de diffusion mais de dispersion [46]. Pour étudier l'influence de la vitesse d'écoulement sur la diffusion moléculaire d'une solution, nous avons donc procédé dans un premier temps à la mesure de la vitesse du fluide, arrêté l'écoulement puis nous avons effectué la mesure de diffusion, en supposant que la structure des solutions de xanthane ne changent pas durant le temps de mesure.

Procédure expérimentale

Les mesures comportent deux étapes préalables importantes que nous allons développer.

Mise en écoulement et réglages

Dans un premier temps on assemble les différents tronçons constituant la veine de mesure afin

de d'obtenir la configuration géométrique souhaitée que l'on insère dans la sonde. Le fluide étudié est ensuite introduit dans le bac d'alimentation du dispositif expérimental (cf. Fig. 2.20) puis mis en écoulement dans la boucle. L'apparition de bulles d'air notamment au niveau de la veine de mesure est inévitable à chaque changement de fluide. Ce phénomène est amplifié en présence des singularités, les bulles s'accumulent juste après le changement de section. Il est donc nécessaire de laisser tourner l'installation pendant parfois plusieurs heures à grande vitesse en inclinant la veine de mesure par intermittence afin de chasser le maximum de bulles, principalement au niveau de la zone de mesure. Une image sans flux est régulièrement prise afin de s'en assurer.

S'ensuivent un certain nombre de réglages pendant lesquels l'écoulement est stoppé. Les premiers réglages sont les accords de l'antenne radiofréquence (wobble). Il est ensuite nécessaire de régler les shims i.e. l'homogénéité du champ B_0 , mais également la puissance du champ radiofréquence B_1 i.e. la puissance de l'impulsion radiofréquence et enfin le gain du récepteur. Finalement, on vérifie le positionnement correct de l'échantillon dans la sonde en s'assurant que la zone de détection est centrée et coïncide avec l'endroit où l'on souhaite faire les mesures. Dans le cas de l'écoulement avec singularité le changement de section doit bien entendu être placé dans la zone de mesure, encore appelée field of view (FOV). Les dimensions de celle-ci doivent toujours être choisies supérieures à celles de l'échantillon donc du diamètre de la conduite. Le repérage de l'échantillon s'effectue avec une séquence MSME (Multi Slice Multi Echo) avec un champ de vue de 4 cm, qui donne une image en densité de protons qui servira par la suite d'image de référence pour le positionnement des différentes coupes.

Coupes et paramétrage des séquences de mesure

Il existe trois orientations de coupe : axiale, sagittale et coronale que nous avons représentées sur la Fig. 2.26, ainsi que, rappelons-le, trois directions possibles d'application des gradients d'encodage de vitesse et de diffusion : lecture (r), phase (p) et sélection de tranche (s).

Concernant les mesures de vitesse, sans changement de section, nous avons simplement effectué des coupes axiales de la conduite droite et mesuré la vitesse de l'écoulement dans une seule direction, celle du flux i.e. la direction de sélection de tranche (s), l'écoulement étant unidirectionnel. En présence de singularité, du fait de la bidimensionalité de l'écoulement, nous avons choisi d'effectuer des coupes axiales et coronales afin de visualiser d'éventuelles recirculations et reconstruire les profils de vitesses dans ces zones. Pour la reconstruction des lignes de courant, deux composantes de la vitesse ont été mesurées. Nous avons donc appliqué le gradient d'encodage de vitesse dans deux directions, celle de la sélection de tranche (s) et celle de lecture (r).

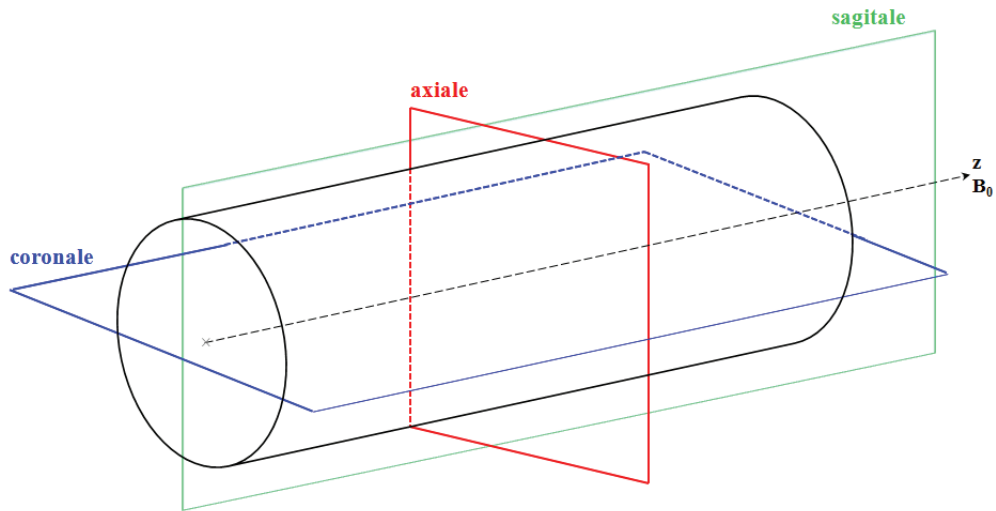


FIGURE 2.26 – Orientation des coupes : axiale, sagittale et coronale sur une conduite cylindrique

La Fig. 2.27 représente schématiquement les multicoupes qui ont été réalisées juste après le changement de section. Il est en effet très intéressant d'avoir des informations de vitesse le long d'un élargissement ou d'un rétrécissement pour étudier les zones de recirculation et l'établissement de l'écoulement.

Nous avons mesuré le coefficient d'auto-diffusion axiale (direction de coupe (s)) et transverse (direction de lecture (r)) des différentes solutions étudiées en réalisant une coupe axiale de la conduite.

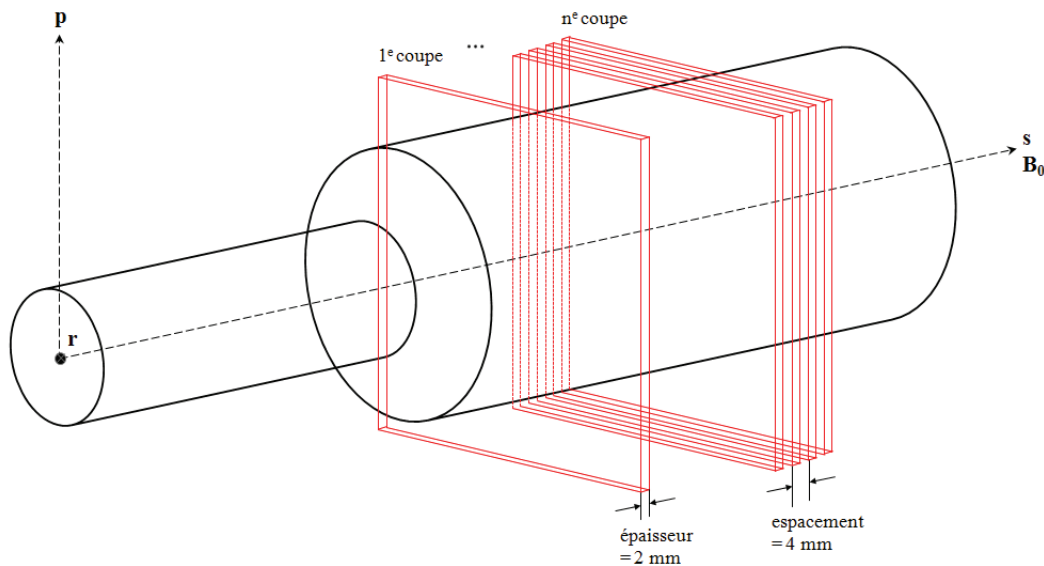


FIGURE 2.27 – Représentation schématique des multicoupes axiales sur la conduite en présence de singularité : cas de l'élargissement brusque

Les paramètres de la séquence PCGE pour la mesure de la vitesse d'écoulement sont :

- champ de vue $FOV = 4\text{ cm}$ (coupe axiale) ou 8 cm (coupe coronale) ;
- nombre de coupes = 1 à 12 à la fois ;
- épaisseur de coupe = 2 mm , espacement entre les coupes = 4 mm ;
- matrice de résolution $512 \times 512\text{ px}$;
- temps de répétition $TR = 50\text{ ms}$;
- temps d'écho $TE = 7,2\text{ ms}$;
- accumulations = 16 ;
- durée d'acquisition $TA \sim 10\text{ mn/coupe}$ soit une durée d'expérience pouvant atteindre jusqu'à $5h$ (30 coupes) pour une seule valeur de vitesse d'écoulement.

Les paramètres de la séquence PGSE de diffusion sont les suivants :

- $FOV = 4\text{ cm}$
- 1 coupe de 2 mm
- matrice de résolution $128 \times 128\text{ px}$;
- $\delta = 8\text{ ms}$;
- $\Delta = 12\text{ ms}$;
- $TE = 1500\text{ ms}$;
- $TR = 28\text{ ms}$;
- 5 expériences de 1 accumulation chacune ;
- puissances des gradients : $19,7\text{ mT/m}$, $39,5\text{ mT/m}$, $59,2\text{ mT/m}$, $79,9\text{ mT/m}$, $98,6\text{ mT/m}$
- $TA \sim 16\text{ mn}/5\text{ images}$.

Un seuil de 5% est appliqué sur les toutes images pendant leur reconstruction pour enlever le bruit. Tout ce qui est inférieur à 5% du signal maximum n'est pas reconstruit.

Traitement des données

Le traitement des données brutes est essentiellement du traitement d'images réalisé avec Matlab[®]. Les programmes de base utilisés sont ceux mis au point par Wassim Salameh pendant sa thèse ([218]) et qui ont été développés et adaptés à nos expériences. La Fig. 2.28 illustre les résultats du post-traitement de séquences de mesure de vitesse d'écoulement (Fig. 2.28(a)) et de diffusion (Fig. 2.28 (b)) d'une coupe axiale de conduite cylindrique de diamètre intérieur $D = 2\text{ cm}$.

Le traitement des données brutes de mesure de vitesse est relativement simple. On obtient des images de phase qui ne sont autre que des matrices de 512×512 contenant les données codées sous

forme d'entiers de 16 *bits*, qui par la relation donnée par l'Eq. 2.27, permettent de calculer les matrices de vitesse correspondantes à des images de cartographie de diffusion. En recherchant le centre de chaque image (centre de la conduite) et en déterminant la position de chaque pixel par rapport à celui-ci, nous pouvons alors tracer des profils de vitesse sur différents diamètres de la conduite. Nous avons également déterminé l'ensemble des vitesses moyennes circulaires d'une section de conduite en décomposant son diamètre en n anneaux d'épaisseur D/n puis en calculant la vitesse moyenne correspondante. Il est alors possible de tracer l'ensemble de ces vitesses en fonction de leur position sur le cercle.

La mesure de diffusion nous donne cinq images pondérées en diffusion, chacune correspondante à une valeur d'intensité de gradient. Ces images sont constituées de valeurs complexes formées d'une partie réelle et d'une partie imaginaire. Après un réarrangement des ces données sous forme d'une matrice complexe notée X , une double transformée de Fourier est appliquée afin de passer du domaine spectral au domaine temporel. Nous obtenons ensuite des images pondérées en diffusion en calculant la valeur complexe de la matrice résultante X par $\sqrt{\text{reel}(X)^2 + \text{imag}(X)^2}$. Le signal de chaque pixel des 5 images est ensuite ajusté selon la relation Eq. 1.41 afin de déterminer la valeur du coefficient d'auto-diffusion correspondant. Nous obtenons une cartographie de diffusion telle qu'elle est représentée sur la Fig. 2.28 (b) dont on peut déterminer la valeur moyenne tel que nous le verrons ultérieurement.

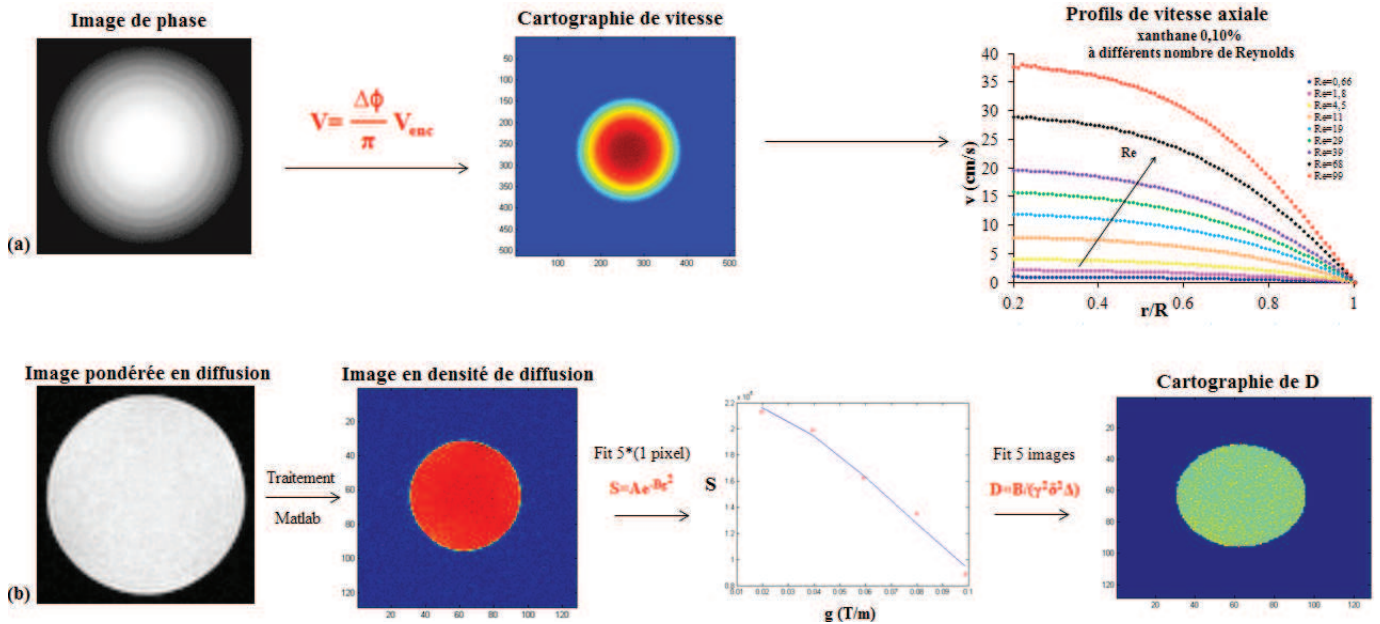


FIGURE 2.28 – Illustrations du post-traitement de séquences de mesure par IRM (coupe axiale d'une conduite cylindrique de diamètre intérieur $D = 2\text{cm}$). (a) Mesure de vitesse par PCGE : image de phase, cartographie de vitesse et profil de vitesse axiale. (b) Mesure de coefficient d'auto-diffusion par PGSE : image pondérée en diffusion, image après traitement, courbe d'ajustement selon $S = S_0 \exp(-Bg^2)$ et cartographie de diffusion

Validation de la technique de mesure RMN

La vélocimétrie laser est une technique de mesure fiable. En vue de valider la vélocimétrie par IRM nous avons comparé des profils obtenus par VLD à ceux mesurés par IRM. La Fig. 2.29 présente les profils laminaires de vitesse axiale normalisés obtenus par VLD et IRM et comparés aux profils théoriques pour de l'eau et une solution de xanthane à 0,20% dans une conduite de diamètre $D = 2\text{ cm}$, représentés sur son demi axe positif. Les profils de vitesse des deux techniques sont bien superposés, la cohérence est également bonne avec la théorie.

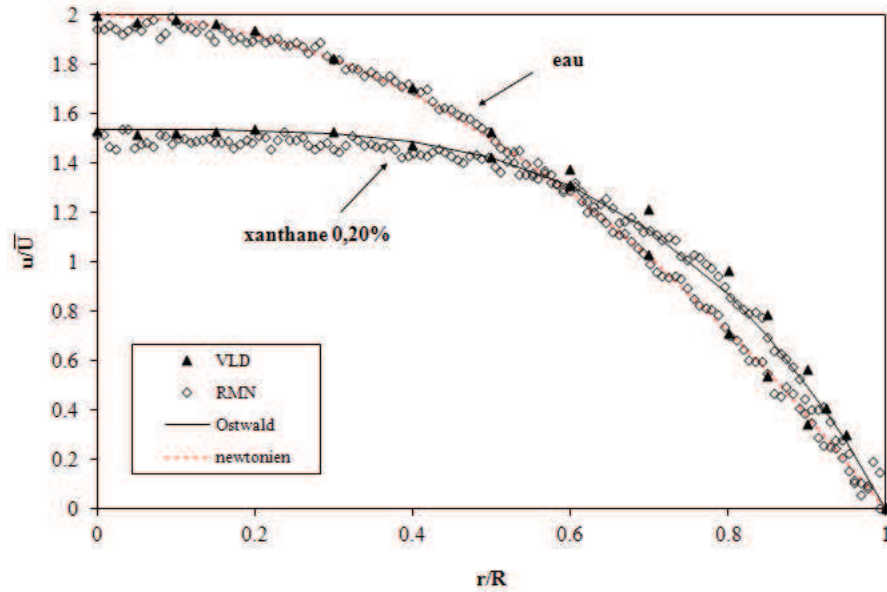


FIGURE 2.29 – Profils expérimentaux normalisés de vitesse axiale par LDV (triangles pleins) et IRM (losanges vides) et théoriques (traits) pour de l'eau et une solution de xanthane à 0.20% (VLD : $K=0,632\text{ Pa.s}^n$ et $n=0,366$; RMN : $K=0,596\text{ Pa.s}^n$ et $n=0,360$) pour une vitesse débitante $\bar{U} = 2,50\text{ cm.s}^{-1}$ correspondant des nombre de Reynolds de 1 pour le xanthane et d'environ 500 pour l'eau dans une conduite de diamètre $D = 2\text{ cm}$

2.4 Méthodes numériques

Pour les simulations numériques de nos écoulements, nous avons utilisé le mailleur Gambit[©] version 2.4 associé au logiciel commercial Fluent[©] version 6.3, qui est un code de calcul basé sur la méthode des volumes finis.

2.4.1 Maillages des géométries étudiées

Le maillage 2D des géométries étudiées est effectué avec le logiciel Gambit[©] qui va nous permettre de créer la géométrie, mailler le domaine de calcul et définir les conditions aux limites. Le maillage est ensuite utilisé par le solveur Fluent[©] pour calculer l'écoulement.

2.4.1.1 Généralités sur les domaines de calcul

Écoulement de Couette

Les deux configurations de l'écoulement entre deux cylindres coaxiaux, dont le rapport de rayons vaut $R_i/R_e = 1/2$, sont représentées sur la Fig. 2.30 (à gauche) pour le cas centré et sur la Fig. 2.31 (à gauche) pour le cas excentré. Pour créer la géométrie de Couette dans le cas centré et excentré nous utilisons la stratégie *top down* permettant de bâtir la géométrie finale complexe à partir de formes géométriques simples (cercles) combinées à des opérations booléennes (soustraction, division, union).

Le domaine de calcul est le domaine fluide Ω_f compris entre les deux cylindres (entrefer) que nous maillons uniformément avec des quadrangles dans le cas des cylindres centrés (cf. Fig. 2.30 (à droite)). L'espace annulaire dans le cas excentré est maillé également avec des quadrangles mais de façon non-uniforme (cf. Fig. 2.31 (à droite)). Nous raffinons le maillage dans les zones où la solution possède de forts gradients de vitesse, i.e. près de la paroi du cylindre intérieur tournant à la vitesse $V = \Omega R_i$, en utilisant un maillage *double sided* sur les cercles C_i et C_e . Les Tab. 2.2 et Tab. 2.3 répertorient les caractéristiques des zones constituant les deux maillages utilisés.

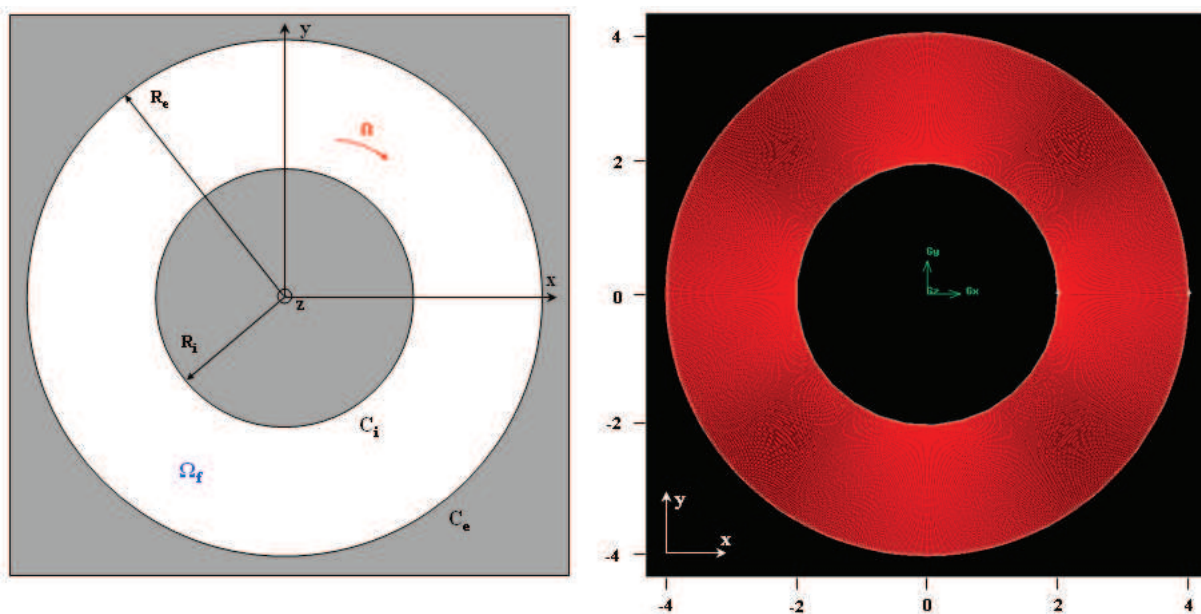


FIGURE 2.30 – Géométrie, domaine de calcul et maillage pour l'écoulement de Couette centré. A gauche : le domaine fluide Ω_f est confiné entre deux cylindres coaxiaux C_i et C_e de rayons respectifs $R_i = 2$ et $R_e = 2R_i$, où R_i tourne avec une vitesse de rotation Ω . A droite : le maillage uniforme.

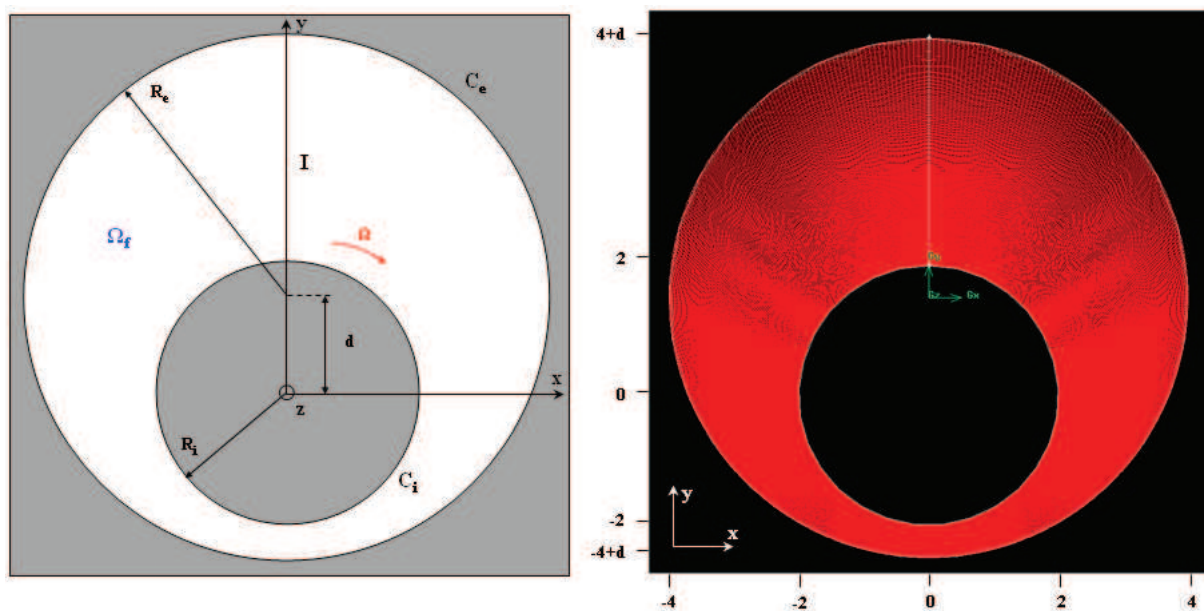


FIGURE 2.31 – Géométrie, domaine de calcul et maillage pour l'écoulement de Couette excentré. A gauche : le domaine fluide Ω_f est compris entre les deux cylindres C_i et C_e excentrés, avec un décalage d du cylindre intérieur C_i . A droite : le maillage non uniforme pour $R_i = 20 \text{ mm}$ et $d = 15 \text{ mm}$ ($\delta = 0.75$), avec raffinement près de la paroi du cylindre intérieur C_i .

Zone	N	R	Nombre de cellules
Ω_f	100	1	125800

TABLE 2.2 – Propriétés du maillage utilisé dans les simulations de l’écoulement de Couette à cylindres centrés

Zones	N	R	Nombre de cellules
I	350	0.995	175840 ($\delta = 0.40$)
C_i	628	0.995 [†]	à
C_e	628	0.995 [†]	219800 ($\delta = 0.75$)

TABLE 2.3 – Propriétés des zones du maillage utilisé dans les simulations de l’écoulement de Couette à cylindres excentrés. ()[†] : maillage *double-sided symmetric*

Écoulement dans une conduite avec élargissement brusque

La géométrie et le domaine de calcul de l’écoulement dans une conduite cylindrique avec élargissement brusque sont représentés sur la Fig. 2.32 (en haut). Dans nos simulations la frontière d’entrée est placée à la distance $L_1 = 20R_1$ de la singularité, la condition de sortie à $L_2 = 40R_1$, et le rapport des rayons $R_1/R_2 = 1/2$. L’écoulement 2D est axisymétrique, seule la moitié de la conduite est créée afin de diminuer le temps de calcul. Nous avons employé la stratégie *bottom up* pour la création de la géométrie et du maillage, qui consiste à créer progressivement la géométrie en définissant ses sommets, qui connectés, créent les arêtes puis les faces, jusqu’à la géométrie finale.

Nous avons ensuite créé un maillage cartésien non-uniforme en décomposant la géométrie en cinq zones rectangulaires représentées sur la Fig. 2.32 (en bas). La Tab. 2.4 répertorie les propriétés de ces zones constituant le maillage final utilisé qui est l’union du maillage de chacune de ces zones. La grille est raffinée dans les couches limites, i.e. au voisinage d’une paroi solide et de la singularité.

Zones	$N_x \times N_y$	$R_x \times R_y$	Nombre de cellules
1	200×38	1.01×1.10	7600
2	500×38	1.01×1.10	19000
3	500×60	$1.01 \times 1.10^\dagger$	30000
41	100×60	$1 \times 1.10^\dagger$	6000
42	100×38	1×1.10	3800
			66400

TABLE 2.4 – Propriétés des zones du maillage utilisé dans les simulations de l’écoulement dans une conduite avec élargissement brusque. ()[†] : maillage *double-sided symmetric*

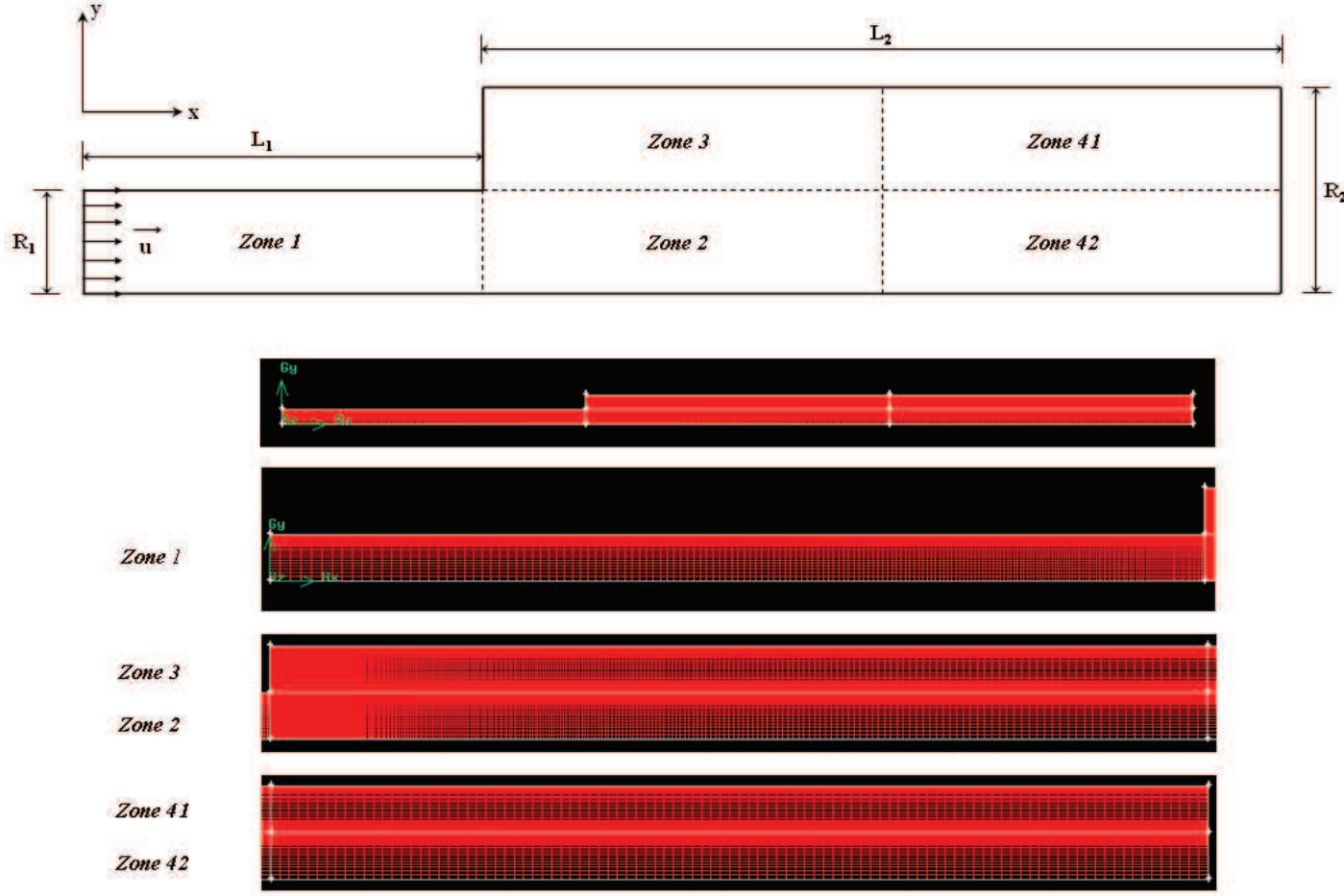


FIGURE 2.32 – Géométrie, domaine de calcul et maillage pour l'écoulement dans une conduite avec élargissement brusque. En haut : le domaine de calcul et les cinq zones élémentaires de la géométrie. Les dimensions sont : $R_1 = 0.5 \text{ cm}$, $R_2 = 2R_1 = 1 \text{ cm}$, $L_1 = 20R_1 = 10 \text{ cm}$ et $L_2 = 20R_2 = 20 \text{ cm}$. En bas : le maillage cartésien et ses différentes zones, avec raffinement près de la paroi et du coin singulier.

2.4.1.2 Indépendance des résultats sur la taille du maillage

Nous nous sommes assurés que la solution n'était pas affectée par la taille du maillage. Pour cela nous avons résolu les problèmes des écoulements dans une géométrie de Couette et dans une conduite avec élargissement brusque avec des maillages de différentes tailles dans les cas les plus défavorables : vitesses élevées et grande excentricité $\delta = 0.75$ (pour l'écoulement de Couette). Le maillage le plus fin est utilisé pour valider les résultats obtenus sur les maillages plus grossiers. Finalement, nos études préliminaires de convergence en maillage montrent que nos configurations de domaine de calcul sont satisfaisantes pour obtenir des résultats qui ne dépendent pas de la taille du domaine.

Pour assurer la précision des calculs nous avons utilisé les maillages les plus fins (cf. Tab. 2.2, Tab. 2.3 et Tab. 2.4 pour leurs propriétés).

2.4.2 Simulations numériques

Pour les paramètres de la discrétisation volume-finis, nous avons utilisé les paramètres recommandés pour les écoulements laminaires stationnaires. Pour l'écoulement de Couette : une avancée en temps du second ordre avec une résolution du système couplé vitesse-pressure assuré par l'algorithme *SIMPLE*, le schéma *QUICK* est employé pour la discrétisation des termes convectifs dans l'équation de quantité de mouvement et l'interpolation de la pression sur les faces des cellules est obtenue par la méthode *Standard*. Pour l'écoulement dans une conduite avec élargissement : une avancée en temps du second ordre également avec une résolution de système couplé vitesse-pressure assuré par la méthode *SIMPLE*, les schémas *QUICK* et *PRESTO!* sont respectivement utilisés pour l'interpolation des termes convectifs et de la pression.

Tous les paramètres de calcul gardent leur valeur par défaut à l'exception de la tolérance sur les résidus fixée à $\epsilon = 10^{-7}$. Pour l'écoulement de Couette, nous contrôlons la convergence de la vitesse tangentielle v_θ , de la viscosité η et de la fonction de courant ψ en deux points de l'espace annulaire de part et d'autre du cylindre intérieur suivant les directions angulaires $\theta = \pi/2$ et $\theta = 3\pi/2$, où les gradients de vitesse sont maximaux. Les coordonnées en millimètres des deux points sont : $x^+ = 0, y^+ = 22$ et $x^- = 0, y^- = -22$. Pour l'écoulement dans la conduite avec élargissement, les mêmes paramètres (u pour la vitesse axiale) sont contrôlés en un point au niveau de la singularité dont les coordonnées sont $x = 22R_1, y = 1.5R_1$.

Toutes les simulations numériques sont réalisées avec montée en Reynolds et en concentration de solution de xanthane. Le nombre de Reynolds est basé sur la vitesse de rotation du cylindre intérieur Ω , son rayon R_i ainsi que la taille de l'entrefer e (Eq. 2.17) et e_{max} (Eq. 2.19) pour l'écoulement de Couette. Pour l'écoulement en conduite avec élargissement, il est basé sur la vitesse débitante $\bar{U}$ et le diamètre d'entrée de la conduite D_1 . Le profil de la vitesse d'entrée u suit le profil théorique d'Ostwald (Eq. 2.26) qui est introduit dans la solution initiale de Fluent[©] par une *User Defined Function (UDF)*.

Pour les calculs avec le fluide non newtonien, les contributions viscoélastiques et élongationnelles sont négligées. Seul le caractère rhéofluidifiant est pris en compte. Il est modélisé suivant le modèle de Cross (Eq. 2.5) et introduit à chaque calcul dans la solution par une *UDF*.

2.4.3 Postprocessing

Une fois la solution obtenue, nous analysons et étudions les résultats afin d'en extraire des données pertinentes. Nous allons pouvoir visualiser et extraire les champs scalaires des variables de l'écoulement

qui nous intéressent : vitesse, pression, fonction de courant, etc..., sous forme de lignes de niveau et vecteurs vitesse(2D) mais aussi profils (1D), sur des sections de la géométrie choisies.

Chapitre 3

Écoulements en géométrie de Couette à cylindres centrés et excentrés : étude expérimentale et numérique

Sommaire

3.1	Introduction	120
3.2	Rappels sur les caractéristiques de l'étude	120
3.2.1	Géométrie de mesure et grandeurs associées	120
3.2.2	Nombres adimensionnels de l'écoulement	122
3.2.3	Rappel de la rhéologie des fluides utilisés	124
3.3	Résultats expérimentaux et numériques en géométrie centrée	125
3.3.1	Profils de vitesse	125
3.3.2	Loi de comportement local	129
3.4	Résultats expérimentaux et numériques en géométrie excentrée avec recirculation	132
3.4.1	Profils de vitesse : comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques	132
3.4.2	Étude fine de la zone de recirculation	137
3.5	Conclusion	150

3.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats expérimentaux obtenus par vélocimétrie par images de particules (PIV) concernant l'écoulement d'un fluide newtonien et d'un fluide rhéofluidifiant entre deux cylindres centrés et excentrés. Ces différents résultats expérimentaux seront exploités et comparés aux résultats des simulations numériques réalisées avec Fluent[®]. Le code de calcul Fluent[®] est préalablement validé pour les deux fluides utilisés, par le biais de comparaisons entre les profils expérimentaux et numériques de vitesse tangentielle dans une géométrie simple.

Après quelques rappels sur les caractéristiques de l'étude, la première partie concerne les résultats en géométrie de Couette à cylindres concentriques. Nous présenterons et nous analyserons dans un premier temps l'effet de la concentration de xanthane, donc de la rhéofluidification, sur l'allure des profils de vitesse. Puis, nous reconstruirons la loi de comportement locale des différentes solutions de xanthane étudiées, à partir de la mesure des champs de vitesse et de contrainte dans l'entrefer. Nous comparerons cette loi à celle obtenue par rhéométrie conventionnelle. Dans la seconde partie, les résultats pour le cas des cylindres excentrés seront présentés. Nous examinerons pour commencer les profils de vitesse des fluides utilisés pour différentes excentricité du cylindre intérieur en considérant, comme dans le cas des cylindres centrés, les conséquences des propriétés rhéofluidifiantes sur la forme des profils de vitesse. Nous étudierons ensuite l'écoulement secondaire en nous intéressant particulièrement à l'influence de l'excentricité, de la vitesse de rotation et surtout du caractère rhéofluidifiant du xanthane en solution sur l'apparition et l'évolution de la zone de recirculation, au travers de la visualisation des lignes de courant pour lesquelles des résultats prédictifs simulés avec Fluent seront donnés. Une approche rationalisée des propriétés rhéofluidifiantes de toutes les solutions de xanthane sur la morphologie et l'intensité de la zone de recirculation sera également proposée.

3.2 Rappels sur les caractéristiques de l'étude

3.2.1 Géométrie de mesure et grandeurs associées

Géométrie de mesure

Le dispositif expérimental utilisé, schématisé sur la Fig. 2.14, a été détaillé dans le chapitre précédent (cf. §.2.3.1.2 page 85). Nous rappelons que la géométrie de mesure est un dispositif de Couette cylindrique (Fig. 2.13) composée de deux cylindres coaxiaux excentrables, dont le rapport des rayons $\bar{R} = R_i/R_e$ est de 0,5. La Fig. 3.1 représente de manière simplifiée les deux configurations possibles

de la géométrie de mesure lorsque les cylindres sont centrés ou excentrés.

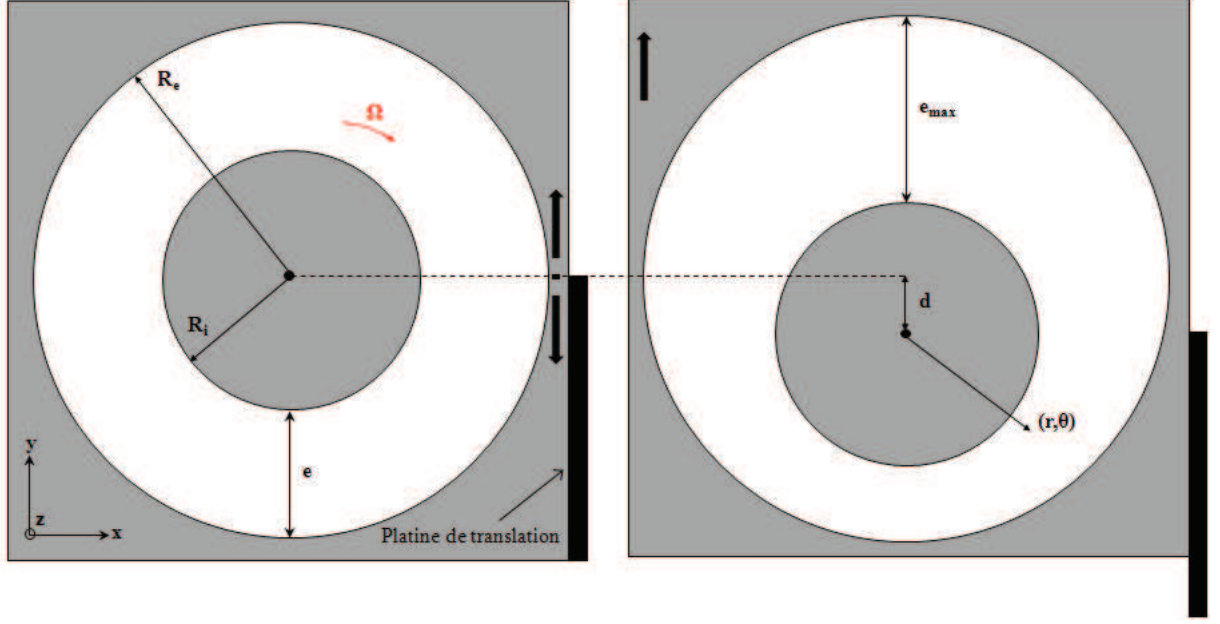


FIGURE 3.1 – Configuration centrée (gauche) et excentrée (droite) de la géométrie de mesure annulaire

Grandeurs caractéristiques

On rappelle les paramètres géométriques essentiels à la compréhension du problème qui sont :

- l'entrefer e :

$$e = R_e - R_i \quad (3.1)$$

- l'entrefer maximum e_{max} lorsque les cylindres sont excentrés :

$$e_{max} = e + d \quad (3.2)$$

- l'excentricité δ :

$$\delta = \frac{d}{e} \quad (3.3)$$

- la position radiale adimensionnée dans l'entrefer à partir de la paroi du cylindre intérieur, r^* :

$$r^* = \frac{r - R_i}{e_{max}} \quad (3.4)$$

3.2.2 Nombres adimensionnels de l'écoulement

Définition des nombres de Reynolds

Pour le fluide newtonien, les nombres de Reynolds sont définis à partir de la vitesse de rotation du cylindre intérieur Ω , son rayon R_i , la viscosité μ et la masse volumique ρ du fluide ainsi que l'entrefer, e , lorsque les cylindres sont centrés ou e_{max} , dans le cas des cylindres excentrés. Ces nombres de Reynolds, notés par Re_{n-c} (cas centré) Re_{n-ec} (cas excentré) et utilisés par Escudier et al. [77, 78, 79], sont donnés respectivement par l'Eq. 3.5 et l'Eq. 3.6.

$$Re_{n-c} = \frac{\rho \Omega R_i e}{\mu} \quad (3.5)$$

$$Re_{n-ec} = \frac{\rho \Omega R_i e_{max}}{\mu} \quad (3.6)$$

Dans le cas de fluides non newtoniens, la plupart des auteurs définissent le nombre de Reynolds sous forme généralisée pouvant être établie pour des fluides en loi de puissance [78, 79] ou pour des modèles de viscosité plus sophistiqués [78]. Dans cette thèse nous définissons un nombre de Reynolds maximum sur le cylindre intérieur tournant, dans le cas des cylindres centrés (Eq. 3.7) et excentrés (Eq. 3.8), où la vitesse et le cisaillement (γ_i) sont maximums et donc la viscosité apparente du fluide minimale (η_i).

$$Re_{nn-c} = \frac{\rho \Omega R_i e}{\eta_i} \quad (3.7)$$

$$Re_{nn-ec} = \frac{\rho \Omega R_i e_{max}}{\eta_i} \quad (3.8)$$

La viscosité apparente sur le cylindre intérieur (η_i) est déduit de la courbe d'écoulement du fluide à partir de la connaissance de la contrainte ou du gradient de vitesse sur celui-ci.

Définition du nombre de Taylor

Le nombre de Taylor utilisé pour vérifier la stabilité de l'écoulement (Eq. 3.9) est celui défini par Chandrasekhar [41] (page 321), pour un rapport de rayon de 0,5 dans les cas centré et excentré quand seul le cylindre intérieur tourne.

$$Ta = \frac{64}{9} \left(\frac{\rho \Omega R_i^2}{\mu} \right)^2 \quad (3.9)$$

Pour les fluides non newtoniens nous calculons une valeur moyenne de la viscosité, notée η_m , entre le cylindre intérieur et extérieur, à partir de la connaissance des valeurs des contraintes et des gradients de vitesse. Nous évaluons la stabilité de l'écoulement dans le cas le plus défavorable, i.e. pour une excentricité maximum ($\delta = 0,75$) à la vitesse de rotation la plus élevée à laquelle nous avons travaillé ($\Omega = 20 \text{ rad.s}^{-1}$).

Le nombre de Taylor critique correspondant aux premières instabilités pour un fluide newtonien déterminé par Chandrasekhar [41] (page 321 Table XXXIV) est $Ta_c = 33929$.

Les valeurs des nombres de Taylor des fluides utilisés sont listés dans la Tab. 3.1 Nous constatons que l'écoulement est toujours stable, excepté pour le xanthane en solution à 0,10% où $Ta = 239609$.

Fluides	η_m (Pa.s)	Ta
Emkarox	1,62	173
xanthane 0,10%	0,0436	239609
xanthane 0,20%	0,147	21056
xanthane 0,30%	0,498	1834
xanthane 0,40%	1,13	356

TABLE 3.1 – Valeurs du nombre de Taylor de l'écoulement de Couette des différentes solutions de xanthane et du Emkarox à une vitesse de rotation de 20 rad.s^{-1} et une excentricité de 0,75

Nombres de Weissenberg

L'influence des effets élastiques sur l'écoulement peut être évaluée en calculant le nombre de Weissenberg, défini par :

$$We = t_{ve}\dot{\gamma} \quad (3.10)$$

où t_{ve} est le temps caractéristique du matériau i.e. le temps viscoélastique défini par l'Eq. 2.9 et $\dot{\gamma}$ le taux de cisaillement. Les temps viscoélastiques des solutions de xanthane utilisées pour cette étude ont été caractérisés au chapitre précédent (cf. §.2.2.3.2 page 76). Quand le taux de cisaillement augmente, la viscosité chute et change le temps viscoélastique et la valeur du nombre de Weissenberg.

Pour chaque solution de xanthane, nous avons calculé dans la gamme de taux de cisaillement de nos expériences, ($1 \text{ s}^{-1} \leq \dot{\gamma} \leq 100 \text{ s}^{-1}$), un encadrement des nombres de Weissenberg en géométrie centrée qui donnent :

- 0,10% : $0,078 < We < 2,3$
- 0,20% : $0,097 < We < 2,2$
- 0,30% : $0,14 < We < 1,5$

– 0,40% : $0,16 < We < 1,2$

Dans une étude numérique, Liu et Grecov [133] ont montré que les contributions élastiques de fluides viscoélastiques suivant le modèle d'Oldroyd-B étaient négligeable pour $We < 2$. En réalité, la valeur maximale du nombre de Weissenberg (pour $\dot{\gamma} = 100 \text{ s}^{-1}$) est une majoration et nous nous situons toujours en dessous. Par ailleurs, à $\dot{\gamma} = 100 \text{ s}^{-1}$, même si on a $We \approx 2$ pour les concentrations de xanthane à 0,10% et 0,20%, le matériau coule, les contraintes sont élevées et on a plus d'élasticité. Nous pouvons donc considérer que les phénomènes liés à l'élasticité des solutions de xanthane sont probablement négligeables, ce qui est important puisque nous nous intéressons à la rhéofluidification

3.2.3 Rappel de la rhéologie des fluides utilisés

Courbes d'écoulement

Nous rappelons que nous avons utilisé un fluide newtonien, le Emkarox, ainsi qu'un fluide au caractère fortement rhéofluidifiant, le xanthane en solution, dont les courbes d'écoulement sont rappelées sur la Fig. 3.2. La préparation de chaque matériau ainsi que la procédure de leur caractérisation rhéologique ont été décrites dans le chapitre précédent (cf. §.2.2.1 page 66 et §.2.2.2.3 page 68).

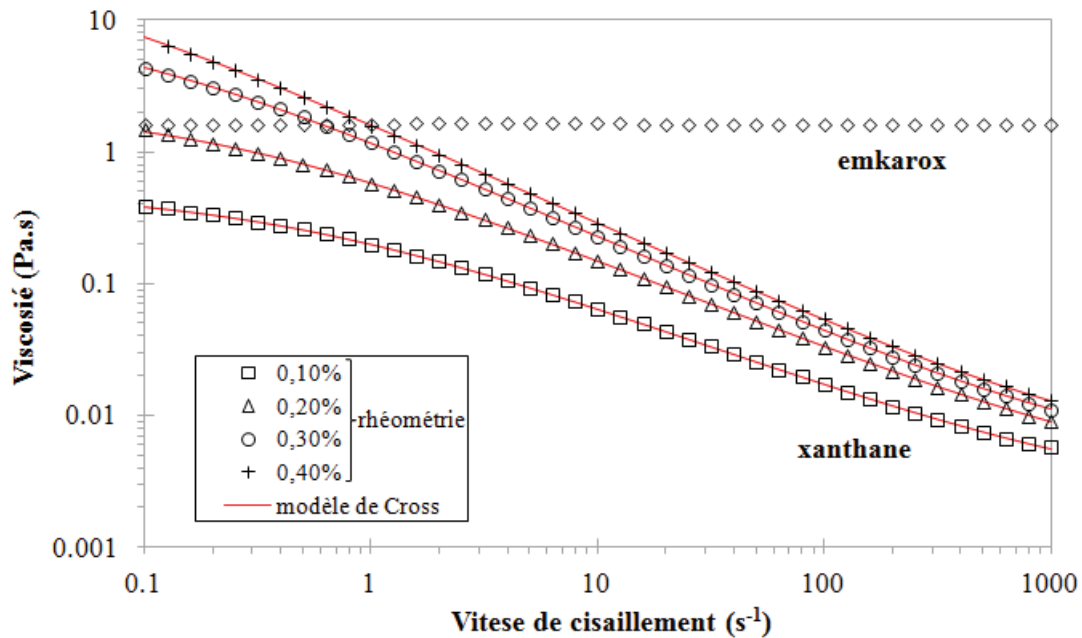


FIGURE 3.2 – Courbes d'écoulement des quatre solutions de xanthane étudiées et du Emkarox. Rhéométrie (symboles), modèle de Cross (ligne rouge continue)

3.3 Résultats expérimentaux et numériques en géométrie centrée

Dans toutes les figures de ce chapitre, les résultats expérimentaux sont représentés par les symboles alors que les résultats numériques sont donnés par des courbes continues ou des tirets. Le Emkarox est symbolisé par des losanges pleins ($\blacklozenge$), les différentes solutions de xanthane par des carrés ($\square$) pour une concentration de 0,10%, des triangles ($\triangle$) pour une concentration de 0,20%, des ronds ($\circ$) pour une concentration de 0,30% et des croix (+) pour une concentration de 0,40%. A chaque vitesse de rotation ou chaque excentricité correspond une couleur : noir pour 1 rad.s^{-1} et $\delta = 0$, rouge pour 5 rad.s^{-1} et $\delta = 0,40$, bleu pour 10 rad.s^{-1} et $\delta = 0,60$, vert pour 15 rad.s^{-1} et $\delta = 0,75$ et enfin violet pour 20 rad.s^{-1} .

3.3.1 Profils de vitesse

Les champs de vitesse mesurés par PIV et les profils de vitesse tangentielle qui en résultent le long d'un rayon r , sont obtenus conjointement par la procédure détaillée au chapitre 2 (cf. §2.3.1.3 page 88).

3.3.1.1 Validation de la méthode numérique

La première partie de notre travail a consisté à valider le code de calcul Fluent[®] pour les deux fluides utilisés, dans plusieurs situations en géométrie centrée. Pour cela, nous avons comparé les résultats obtenus numériquement avec ceux mesurés expérimentalement par PIV, en vérifiant la concordance avec la solution analytique dans le cas du fluide newtonien (Eq. 2.16).

La Fig. 3.3(a) représente les profils normalisés expérimentaux et numériques de vitesse tangentielle du Emkarox et d'une solution de xanthane à 0,20% pour différentes vitesse de rotation du cylindre intérieur comprises entre 1 rad.s^{-1} et 20 rad.s^{-1} . Le profil analytique newtonien, donné par l'Eq. 2.16, est également représenté en pointillés. La Fig. 3.4(a), quant à elle, permet la comparaison entre les profils expérimentaux et numériques de vitesse tangentielle des quatre solutions de xanthane étudiées pour une vitesse de rotation de 1 rad.s^{-1} . A titre comparatif nous avons aussi fait figurer les profils théoriques et expérimentaux newtoniens.

D'une manière générale la concordance entre les différents profils est bonne (Fig. 3.3(a) et Fig. 3.4(a)). Dans le cas du fluide newtonien, les profils de vitesse expérimentaux de rotation sont corrélés avec succès aux profils numériques et à ceux déduits la solution analytique. Comme cette dernière est in-

contestable, le code de calcul est ainsi validé. Pour les fluides rhéofluidifiants la comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques est tout aussi satisfaisante. Notons cependant que la vitesse calculée par intercorrélacion d'image au voisinage immédiat du cylindre intérieur est légèrement affectée par la présence de la paroi et le manque de particules. Nous pouvons remarquer que la qualité de la concordance entre les données expérimentales et numériques est de ce fait légèrement inférieure à celle observée pour le fluide newtonien et que l'écart augmente avec la concentration de xanthane. Nous attribuons cela aux incertitudes expérimentales et au caractère fortement rhéofluidifiant plutôt qu'à la précision des simulations numériques. Néanmoins, ces résultats valident la loi de comportement déterminée par rhéométrie classique dans un petit entrefer et utilisée pour les simulations numériques à travers sa modélisation selon la loi de Cross (Eq. 2.5).

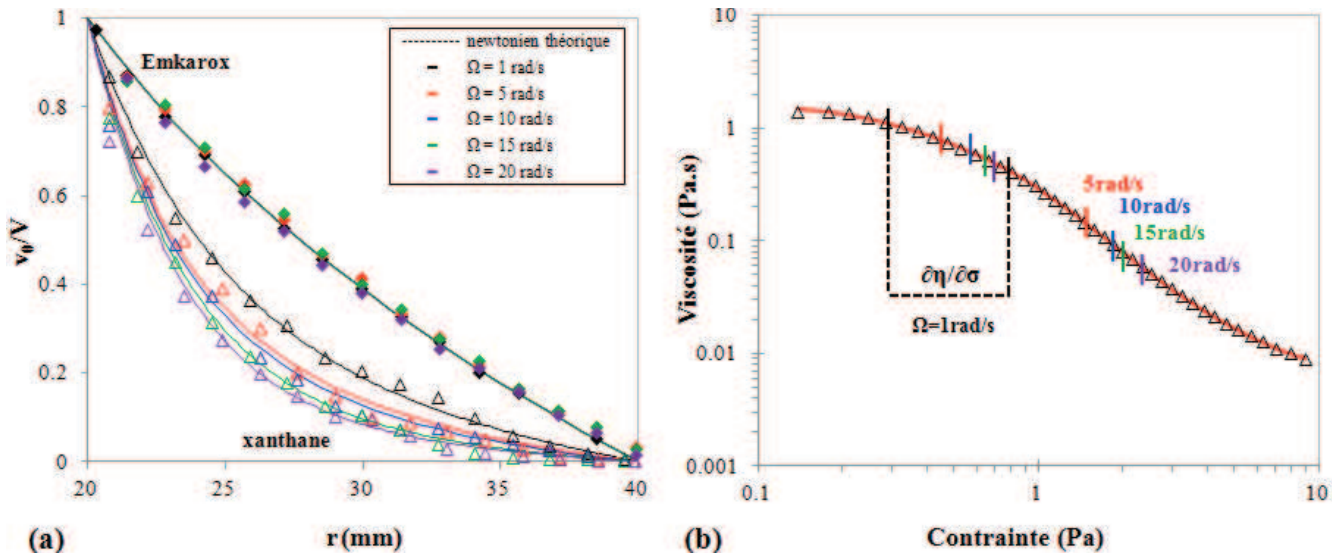


FIGURE 3.3 – (a) Profils normalisés de vitesse tangentielle pour le Emkarox et une solution de xanthane à 0,20% en géométrie centrée pour différentes vitesses de rotation du cylindre intérieur : données expérimentales (symboles), numériques (lignes continues) et solution analytique (tirets)
(b) Courbe d'écoulement du xanthane en solution à 0,20%

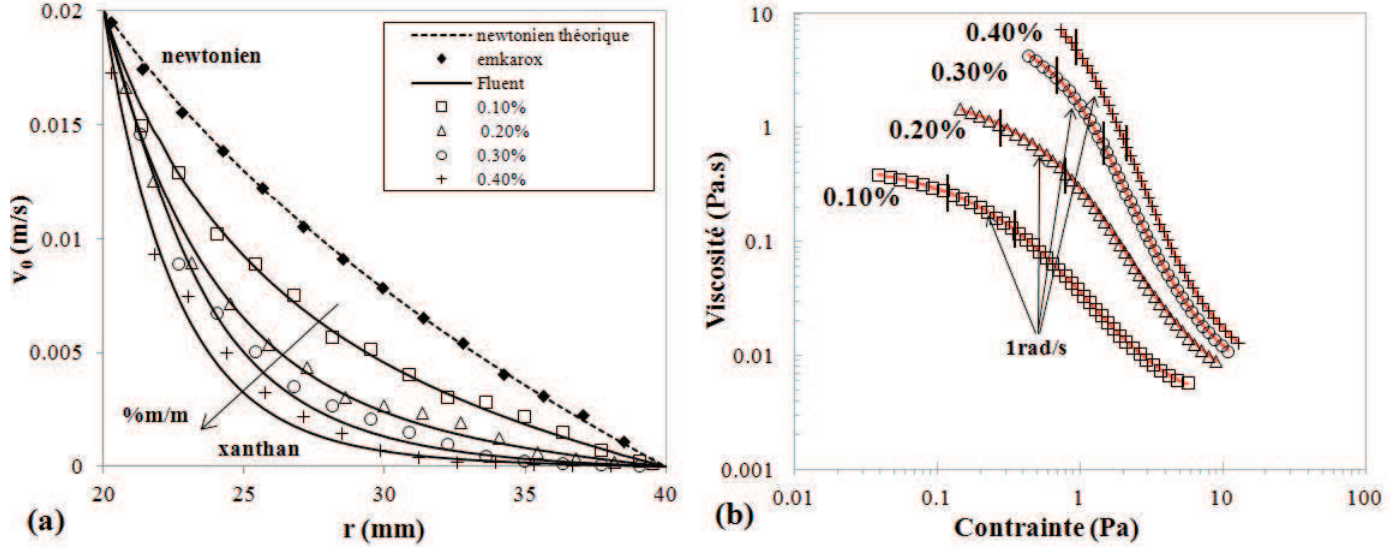


FIGURE 3.4 – (a) Profils de vitesse tangentielle pour un fluide newtonien et différentes solutions de xanthane en géométrie centrée pour une vitesse de rotation de 1 rad.s^{-1} : données expérimentales (symboles), numériques (lignes continues) et profil théorique newtonien (tirets)
(b) Courbes d'écoulement des quatre solutions de xanthane étudiées

3.3.1.2 Influence de la rhéofluidification

Pour le Emkarox, les profils de vitesse normalisés sont indépendants de la vitesse de rotation, puisqu'ils sont parfaitement superposés quelque soit la valeur de celle-ci (Fig. 3.3(a)), ce qui n'est clairement pas le cas pour le xanthane en solution. Nous observons une influence de la vitesse (Fig. 3.3(a)) et de la concentration (Fig. 3.4(a)) due au caractère rhéofluidifiant des solutions de xanthane. Nous allons évaluer plus précisément cet effet en géométrie centrée.

Puisque le cylindre intérieur est piloté par un rhéomètre, le couple Γ sur le cylindre intérieur et sa vitesse sont connus. La contrainte totale σ dans l'entrefer entre le cylindre intérieur (σ_i) et le cylindre extérieur (σ_e) peut être calculée en géométrie centrée quelles que soient les propriétés du fluide suivant la relation :

$$\sigma(r) = \frac{\Gamma}{2\pi r^2 h} \quad (3.11)$$

où h est la hauteur immergée du cylindre intérieur et r le rayon.

La Fig. 3.3(b) et la Fig. 3.4(b) montrent les courbes rhéologiques d'écoulement des solutions de xanthane représentées en contrainte sur lesquelles nous avons reporté pour les vitesses de rotation considérées, les gammes de contraintes correspondantes comprises entre les cylindres intérieur et extérieur. Ces courbes vont nous permettre de comprendre l'impact de la rhéofluidification sur l'allure des

profils de vitesse.

Sur la Fig. 3.3(a), pour une concentration de xanthane fixe, le gradient de vitesse augmente près du cylindre intérieur avec la vitesse de rotation, entraînant une décroissance de la viscosité et une migration de l'écoulement vers la paroi intérieure mobile. En effet, un changement de la vitesse de rotation du cylindre intérieur modifie la gamme de contrainte (Fig. 3.3(b)) dans l'entrefer et par conséquent les zones de rhéofluidification de la loi de comportement du matériau. Le même effet est observé sur la Fig. 3.4(a) et (b). Pour une même vitesse de rotation, la pente locale de rhéofluidification ($\partial\eta/\partial\sigma$) varie d'une concentration de xanthane en solution à l'autre et augmente avec celle-ci. Cela se traduit par de forts gradients de vitesse et de viscosité pour des concentrations élevées et un confinement des zones de vitesse élevée vers le cylindre intérieur.

3.3.2 Loi de comportement local

Nous pouvons déterminer la loi de comportement local des fluides étudiés à partir des champs connus de vitesse et de contrainte quand les cylindres sont centrés et valider ainsi davantage l'approche expérimentale, en reconstruisant point par point la viscosité du fluide dans l'entrefer [56]. Le gradient de vitesse est défini par l'Eq. 3.12 et calculé par différences finies suivant l'Eq. 3.13 en utilisant la pente moyenne sur trois points adjacents à la position r_i .

$$\dot{\gamma}(r) = -r \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\theta}{r} \right) \right) \quad (3.12)$$

$$\dot{\gamma}(r_i) = \frac{v_\theta}{r_i} + \frac{v_\theta(r_{i+1}) - v_\theta(r_{i-1})}{r_{i+1} - r_{i-1}} \quad (3.13)$$

La viscosité peut donc être calculée en se servant de l'Eq. 3.11 et de l'Eq. 3.13 par :

$$\eta(r_i) = \frac{\sigma(r_i)}{\dot{\gamma}(r_i)} \quad (3.14)$$

La Fig. 3.5 représente les lois de comportement du Emkarox et des quatre solutions de xanthane étudiées obtenues d'une part à partir des mesures de vitesse par PIV dans l'entrefer pour différentes vitesse de rotation du cylindre intérieur, et issues d'autre part, des mesures rhéométriques. Deux modes de représentation sont choisis : la viscosité en fonction du gradient de vitesse (Fig. 3.5(a)) et la contrainte en fonction du gradient de vitesse (Fig. 3.5(b)).

La Fig. 3.5 permet ainsi la comparaison entre la loi de comportement locale et la loi de comportement macroscopique offerte par la rhéométrie conventionnelle. Pour une meilleure appréciation, nous avons représenté successivement sur les Fig. 3.6(a), (b), (c) et (d), les différentes courbes d'écoulements des solutions de xanthane séparées. Nous remarquons que l'ensemble des quatre courbes correspondantes à une gamme de vitesse de cisaillement s'alignent entre elles et sont parfaitement superposées avec la loi de comportement linéaire ($\sigma = 1,62\dot{\gamma}$) pour le Emkarox et aux courbes d'écoulement pour les solutions de xanthane, obtenues par la rhéométrie classique.

Ce résultat montre que l'écoulement macroscopique reflète bien le comportement des fluides utilisés à une échelle locale, au moins dans la gamme de cisaillement $[10^{-1} - 10^2 \text{ s}^{-1}]$.

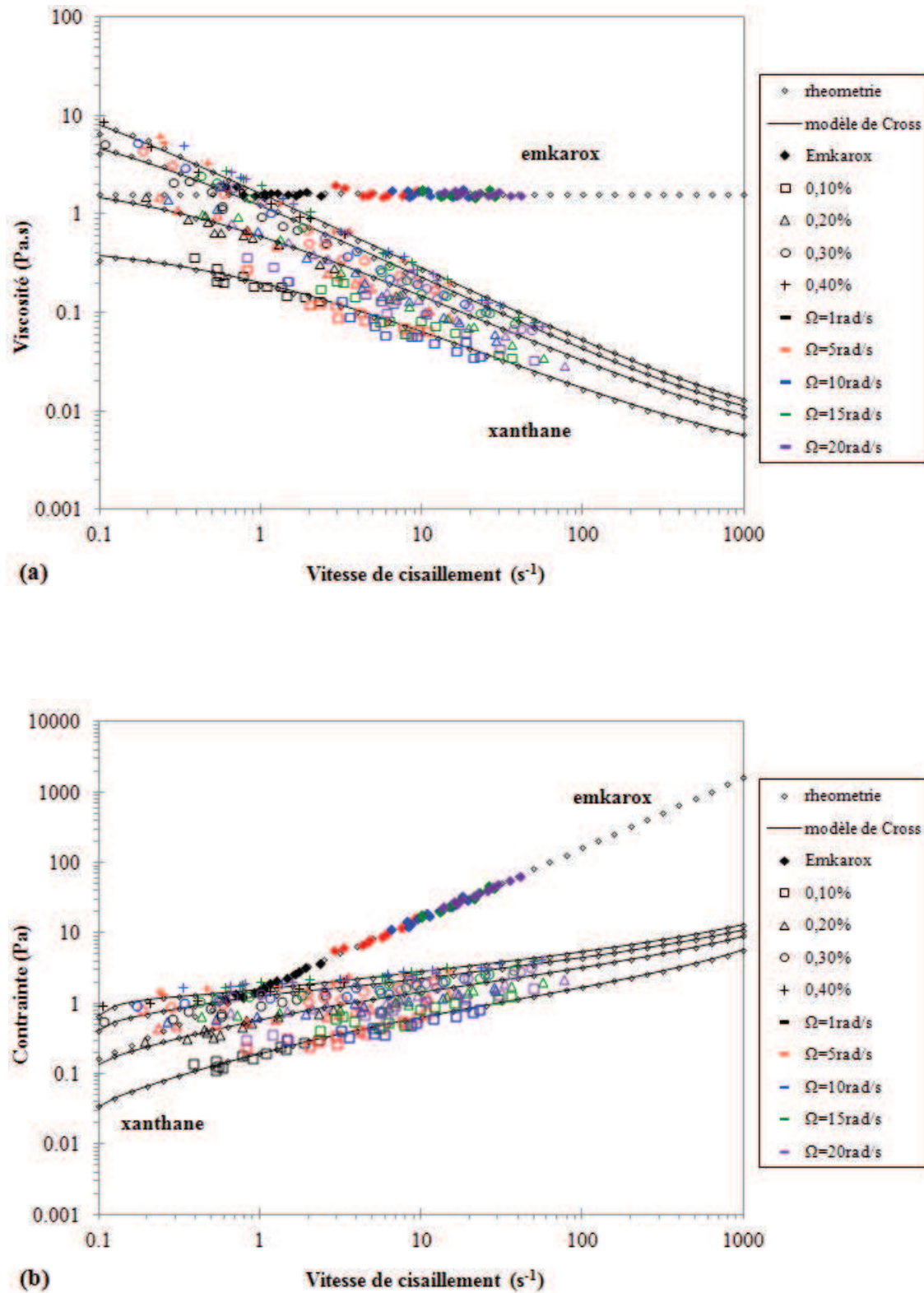


FIGURE 3.5 – Comparaison entre la loi de comportement calculée dans l'espace annulaire et par rhéométrie pour le Emkarox et le xanthane en solution à différentes concentrations
Viscosité (a) et contrainte (b) en fonction de la vitesse de cisaillement

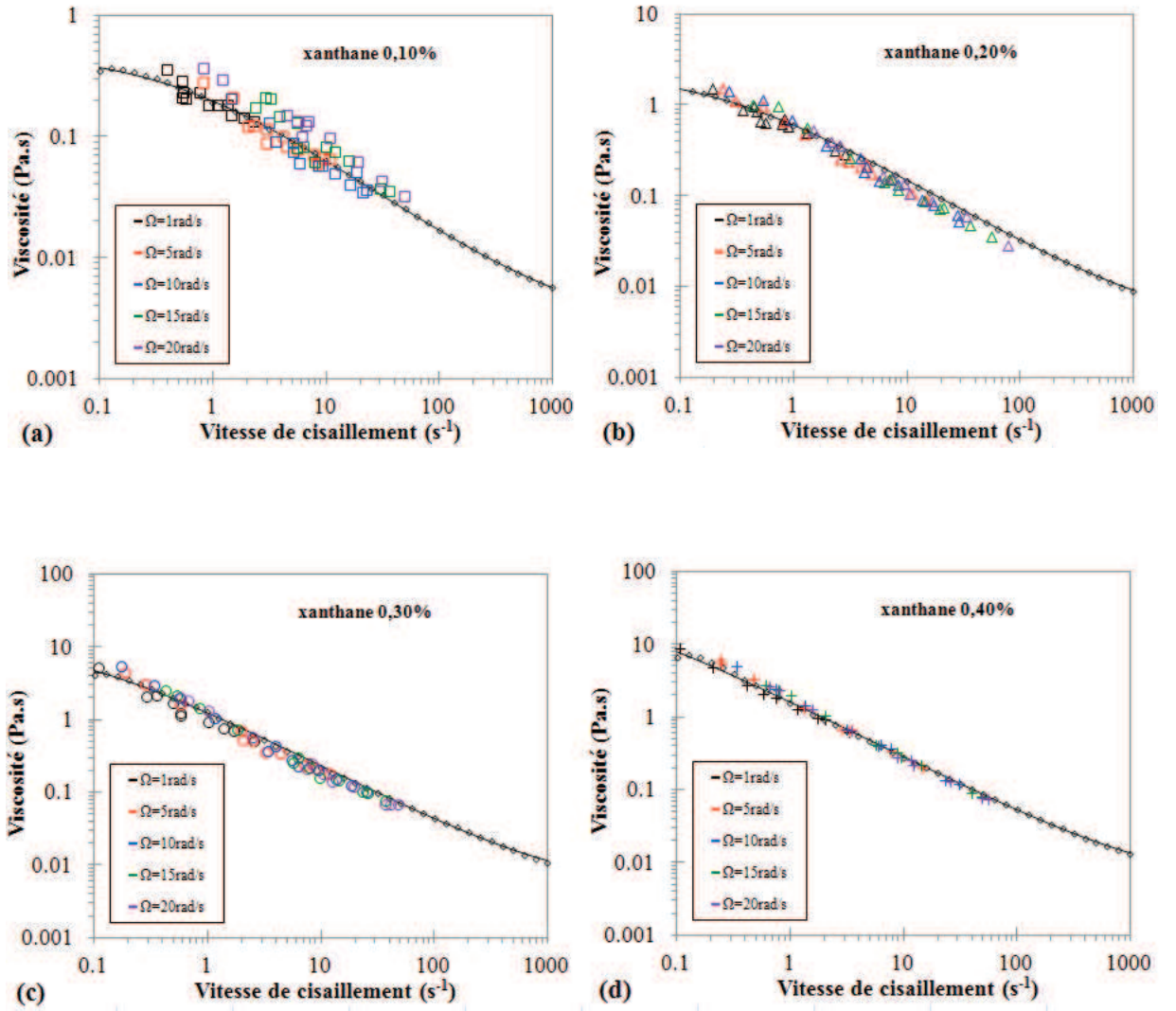


FIGURE 3.6 – Comparaison entre la loi de comportement calculée dans l'espace annulaire et par rhéométrie pour les différentes solutions de xanthane
(a) 0,10%, (b) 0,20%, (c) 0,30%, (d) 0,40%

3.4 Résultats expérimentaux et numériques en géométrie excentrée avec recirculation

Le code de couleurs et de symboles des figures présentées dans cette partie est le même que précédemment. Les valeurs du nombre de Reynolds correspondant aux différentes vitesses de rotation ont été calculés et figurent dans les légendes des figures.

3.4.1 Profils de vitesse : comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques

La Fig. 3.7 représentant les lignes de courant pour le Emkarox permet de comprendre l'organisation de l'écoulement lorsque que les cylindres sont excentrés. Une zone de recirculation se manifeste et elle s'étend dans la partie la plus large de l'entrefer. Nous comprenons donc l'intérêt de déterminer les profils de vitesse mesurés sur le rayon où l'écoulement secondaire se manifeste, i.e. à la position $\theta = \pi/2$ ou sur l'axe $x = 0$.

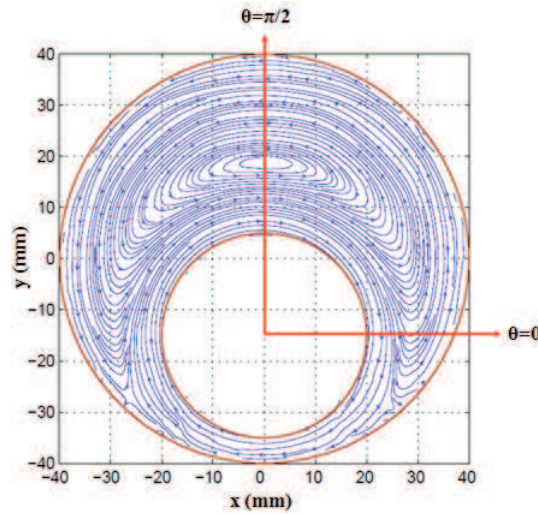


FIGURE 3.7 – Lignes de courant pour le Emkarox à une excentricité $\delta = 0,75$

Comme pour le cas centré nous allons valider les simulations numériques en comparant les profils de vitesse des fluides étudiés avec l'expérience dans différentes configurations de géométrie excentrée.

La Fig. 3.8 représente les profils de l'écoulement établi de vitesse tangentielle expérimentaux et numériques pour différentes vitesses de rotation et une excentricité de 0,75, concernant le Emkarox et le xanthane en solution à 0,10%. Pour les vitesses de rotations considérées, l'écoulement est stable. Nous remarquons une bonne concordance entre les données expérimentales et numériques.

Ces courbes montrent que la vitesse dans la zone de recirculation, augmente avec la vitesse de rotation du cylindre pour les deux fluides considérés et que la vitesse du vortex du fluide newtonien est plus importante que celle du fluide rhéofluidifiant. En regardant de plus près, l'augmentation est proportionnelle avec la vitesse de rotation du cylindre intérieur (Ω). Pour le Emkarox, nous avons $-u_v = 0,135V$, où u_v est la vitesse minimum de l'écoulement, i.e. la vitesse de recirculation maximale au sein du vortex. Pour le xanthane en solution à 0,10%, l'augmentation de la vitesse de l'écoulement secondaire n'est pas linéaire avec la vitesse tangentielle maximal. Le rapport des deux diminue d'ailleurs avec l'augmentation de la vitesse de rotation du cylindre intérieur. Nous avons $-u_v = 0,0475V$ pour $\Omega = 1 \text{ rad.s}^{-1}$, $-u_v = 0,0223V$ pour $\Omega = 5 \text{ rad.s}^{-1}$ et $-u_v = 0,0153V$ pour $\Omega = 10 \text{ rad.s}^{-1}$. Le caractère rhéofluidifiant affaiblit donc l'intensité de la vitesse de la zone de recirculation.

Par ailleurs, nous observons également que pour le fluide newtonien, la position du centre de recirculation ($v_\theta = 0$) est indépendante de la vitesse de rotation pour une excentricité donnée et qu'il se situe à une distance radiale $r = 33,5 \text{ mm}$ sur l'axe ($0y$). Ce n'est pas le cas pour la solution de xanthane à 0,10% pour laquelle une croissance de la vitesse occasionne un léger déplacement du centre de la zone de vorticité vers le cylindre extérieur. Pour les deux fluides, la zone de retour est visible de $r = 33 \text{ mm}$   $r = 55 \text{ mm}$ (cylindre extérieur). Elle occupe donc quasiment tout l'entrefer (une part importante d'environ 2/3).

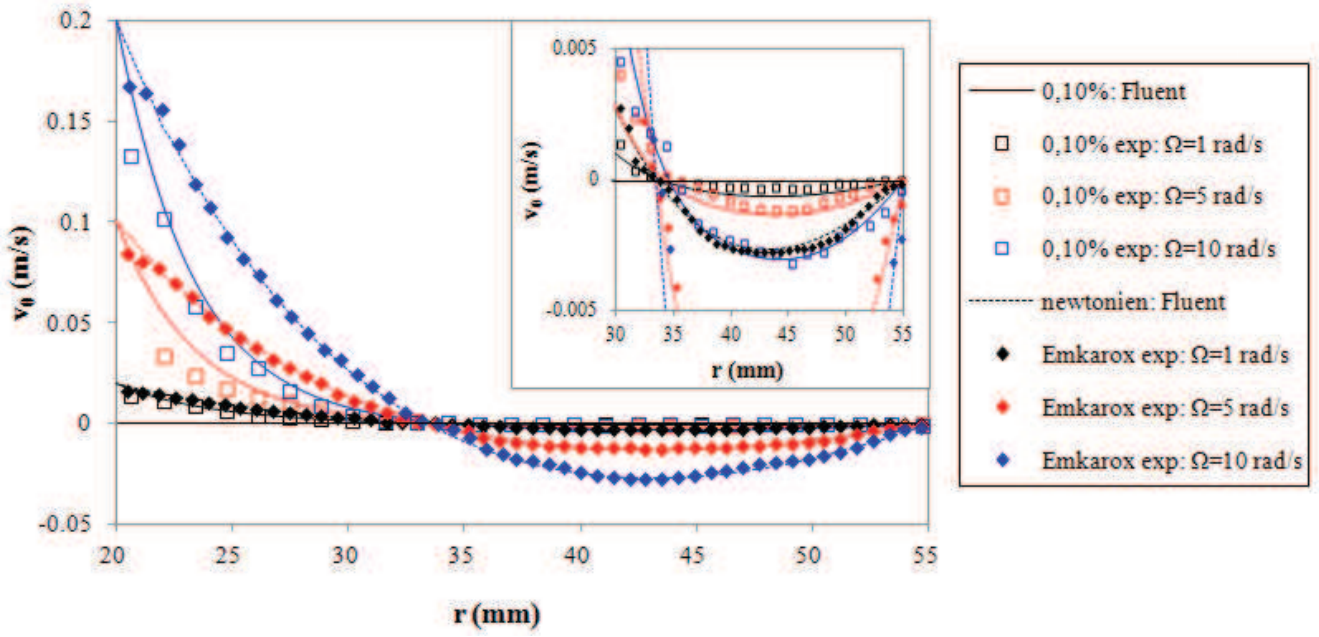


FIGURE 3.8 – Profils de vitesse tangentielle à la position $\theta = \pi/2$ pour différentes vitesses de rotation et une excentricité $\delta = 0,75$ pour le Emkarox ($Re = 0,43; 2,2; 4,3$) et le xanthane en solution à 0,10% ($Re = 8; 107,2; 313$) : données expérimentales (symboles) et simulations numériques (lignes continues et tirets)

La Fig. 3.9 montre les profils normalisés de vitesse tangentielle de l'écoulement établi du xanthane en solution à 0,10% pour différentes excentricités du cylindre intérieur à une vitesse de rotation de 10 rad.s^{-1} . Le profil normalisé newtonien pour $\delta = 0$ est pris comme référence. Les profils sont représentés en fonction du rayon adimensionné (cf. Eq. 2.20). Nous constatons un très bon accord entre les résultats expérimentaux et numériques. Les profils de vitesse migrent vers le cylindre intérieur avec l'accroissement de l'excentricité causés par l'élargissement de l'écoulement secondaire dans l'entrefer. La Fig. 3.9 met en évidence la disparition de la zone de recirculation à faible excentricité. Pour $\delta = 0,40$ les profils de vitesse montrent qu'elle a disparu.

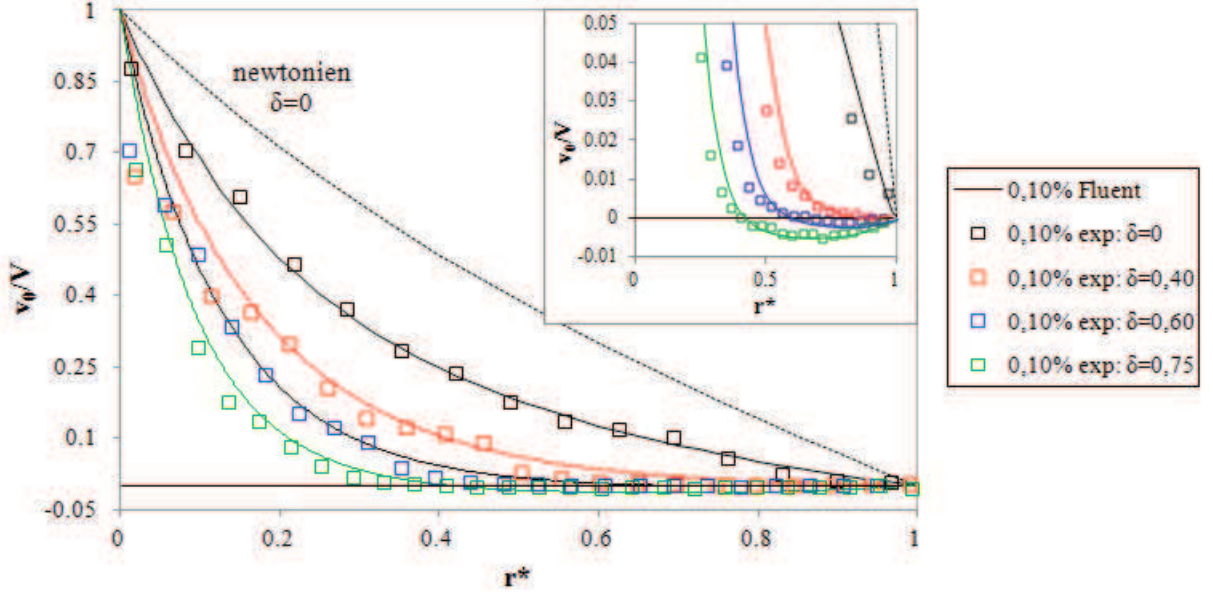


FIGURE 3.9 – Profils normalisés de vitesse tangentielle à la position $\theta = \pi/2$ pour différentes excentricités et une vitesse de rotation de 10 rad.s^{-1} pour le xanthane en solution à 0,10% ($\delta = 0$; $Re = 125$; $\delta = 0,40$; $Re = 225$; $\delta = 0,60$; $Re = 266$; $\delta = 0,75$; $Re = 313$) : données expérimentales (symboles) et simulations numériques (lignes continues et tirets)

La Fig. 3.10 permet la comparaison entre les profils établis expérimentaux et numériques de vitesse tangentielle pour les différentes solutions de xanthane utilisés et le Emkarox pour une excentricité de 0,75 et une vitesse de rotation de 10 rad.s^{-1} . Nous observons que la zone de recirculation garde une taille sensiblement constante mais son intensité s'affaiblit avec l'augmentation du caractère rhéofluidifiant puisque la vitesse du vortex diminue quand la concentration de xanthane devient plus importante. En effet nous avons toujours $-u_{min} = 0,135V$ pour le Emkarox, $-u_{min} = 1,53.10^{-2}V$ pour la solution de xanthane à 0,10% et $-u_{min} = 4,96.10^{-3}V$ pour celle à 0,20%, $-u_{min} = 4,79.10^{-4}V$ pour celle à 0,30% et $-u_{min} = 9,89.10^{-5}V$ pour celle à 0,40%. La vitesse maximum de retour (u_{min}) est obtenue pour $r = 43 \text{ mm}$ pour le Emkarox et pour $r = 44,3 \text{ mm}$, $r = 45,5 \text{ mm}$, $r = 48,2 \text{ mm}$, $r = 49,5 \text{ mm}$, respectivement pour les solutions de xanthane à 0,10%, 0,20%, 0,30% et 0,40%. Le coeur de la zone de recirculation est donc plus proche du cylindre extérieur et le gradient de vitesse est beaucoup plus élevé côté cylindre intérieur quand les propriétés rhéofluidifiantes augmentent.

Enfin, une fois encore, les données expérimentales sont confondues avec les résultats numériques, excepté pour les deux premiers points situés près du cylindre intérieur où les gradients de vitesse très élevés rendent la mesure délicate et affectent sa précision.

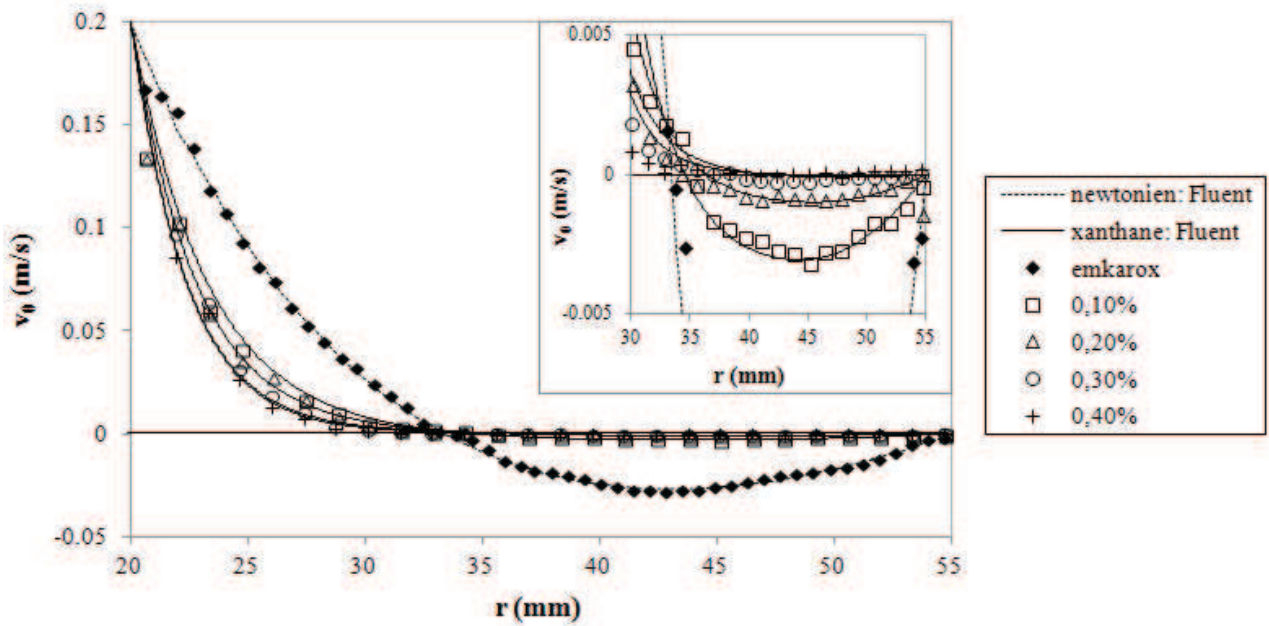


FIGURE 3.10 – Profils de vitesse tangentielle à la position $\theta = \pi/2$ pour une excentricité $\delta = 0,75$ et une vitesse de rotation de 10 rad.s^{-1} pour le Emkarox ($Re = 4,3$) et différentes solutions de xanthane (0,10% : $Re = 313$; 0,20% : $Re = 173$; 0,30% : $Re = 141$; 0,40% : $Re = 119$) : données expérimentales (symboles) et simulations numériques (lignes continues et tirets)

La Fig. 3.11 montre les profils de vitesse radiale du Emkarox à la position $\theta = 0$ pour différentes vitesse de rotation et une excentricité de 0,75. Nous remarquons, d'une part que, la composante de vitesse radiale est non nulle dans le cas des cylindres excentrés et, d'autre part, que les résultats expérimentaux sont comparés avec succès aux simulations.

La comparaison entre les différents résultats expérimentaux et numériques est largement satisfaisante pour les deux fluides étudiés. Cela nous permet de valider les simulations numériques dans le cas excentré et confirme que les prédictions offertes par Fluent[®] sur les écoulements en géométrie de Couette excentrée du Emkarox et du xanthane sont fiables. Ces résultats pourront éventuellement servir de base à de nouvelles expériences et vont nous permettre de pousser les simulations de l'écoulement en géométrie excentrée dans les cas où nous sommes limités expérimentalement.

Une influence du caractère rhéofluidifiant sur l'allure des profils de vitesse et de la zone de recirculation est mis en évidence puisque nous observons une dépendance de la position du centre du vortex avec la vitesse de rotation ainsi qu'une réduction de l'intensité et de la taille de la zone de recirculation avec l'augmentation des propriétés rhéofluidifiantes.

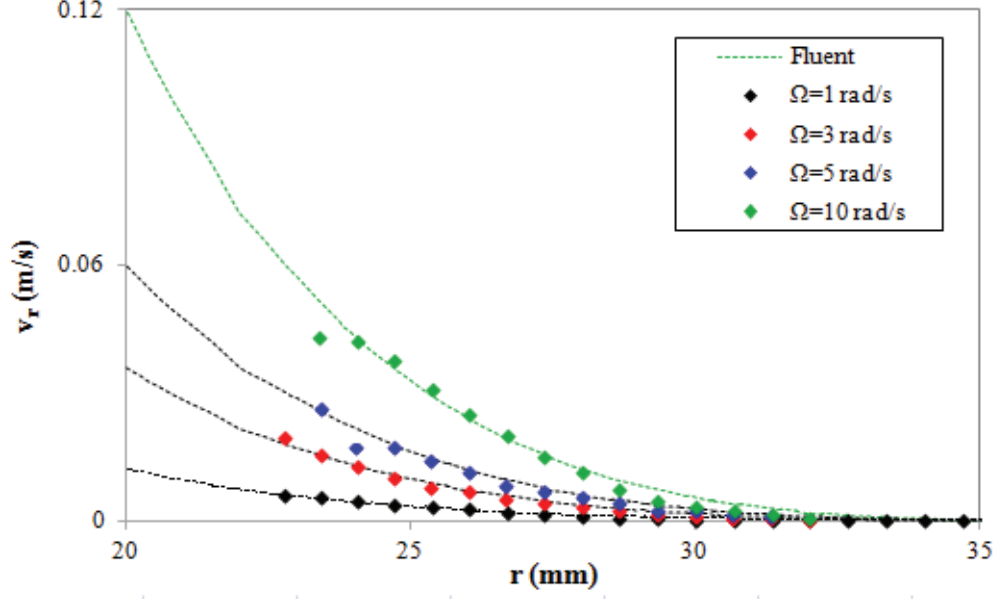


FIGURE 3.11 – Profils de vitesse radiale à la position $\theta = 0$ pour une excentricité de $\delta = 0,75$ et différentes vitesse de rotation pour le Emkarox : données expérimentales (symboles) et simulations numériques (tirets)

3.4.2 Étude fine de la zone de recirculation

3.4.2.1 Fluide newtonien

La Fig. 3.12 montre les lignes de courants dans le cas de l'écoulement du Emkarox et pour différentes excentricités du cylindre intérieur tournant avec une vitesse de rotation de 1 rad.s^{-1} . Nous observons pour ce fluide newtonien un écoulement bidimensionnel présentant une zone de recirculation purement géométrique apparaissant à une excentricité critique $\delta_c = 0,40 \pm 0,05$ indépendamment du nombre de Reynolds. Sur la Fig. 3.12(a), en dessous de cette valeur, les lignes de courant sont circulaires et aucune recirculation n'est observée, tandis qu'au-dessus de l'excentricité critique, les lignes de courant sont séparées en deux zones : une première zone où les lignes de courant restent circulaires près du cylindre intérieur et une seconde zone où elles forment un écoulement de retour. Comme le mentionnent Saadjan et al. [217], les lignes de courant qui séparent ces deux écoulements correspondent à la fonction de courant $\Psi = 0$. Dans des études approfondies [219, 217], des auteurs ont trouvé qu'une recirculation se formait (pour un rapport de rayon de 0,5) mais pour une excentricité supérieure à 0,2 ; tandis que la solution analytique de Ballal et Rivlin [12] propose une valeur d'excentricité critique plus élevée de 0,32.

Comme nous pouvons le voir sur les Fig. 3.12(b) et (c), quand l'excentricité augmente, la zone de

recirculation change de forme et envahit l'entrefer. Nous pouvons également constater que le centre du vortex se rapproche du cylindre intérieur.

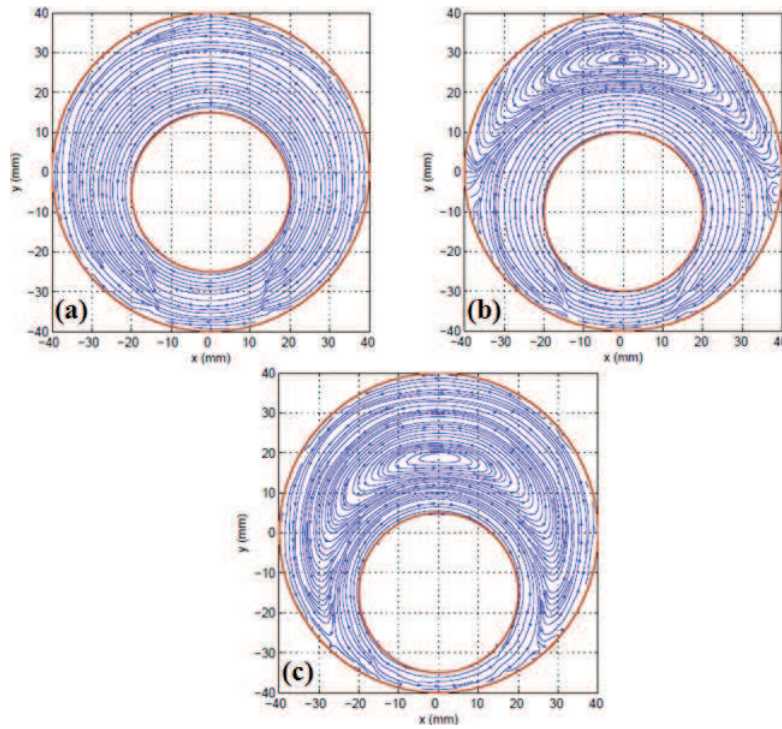


FIGURE 3.12 – Lignes de courant pour le Emkarox à différentes excentricités et une vitesse de rotation de 1 rad.s^{-1} : (a) $\delta = 0,25$ et $Re = 0,31$, (b) $\delta = 0,50$, $Re = 0,37$, (c) $\delta = 0,75$, $Re = 0,43$

Quand les effets d'inertie peuvent être négligés ($Re < 1$), nous observons (Fig. 3.12) que la position de la zone de vorticité reste alignée sur l'axe de symétrie ($x = 0$) quelle que soit la valeur de l'excentricité supérieure à δ_c . La Fig. 3.13 représente l'évolution des lignes de courant expérimentales et calculées par Fluent   pour l'écoulement du Emkarox pour une excentricité de 0,75 et deux valeurs du nombre de Reynolds croissantes. Pour un nombre de Reynolds de 0,43 (Fig. 3.13(a)), la zone de recirculation est symétrique par rapport à $x = 0$. Quand les effets d'inertie ne sont plus négligeables, le centre de la zone de vorticité se déplace dans la direction de l'écoulement, comme le montre la Fig. 3.13(b) pour $Re = 6,5$, en accord avec les études antérieures [219]. Nous remarquons également que le centre de la recirculation est positionné à une distance de 33,5 mm du centre du cylindre intérieur, ce qui confirme les résultats précédents Fig. 3.8.

Une bonne concordance est observée entre les reconstructions expérimentales et numériques des

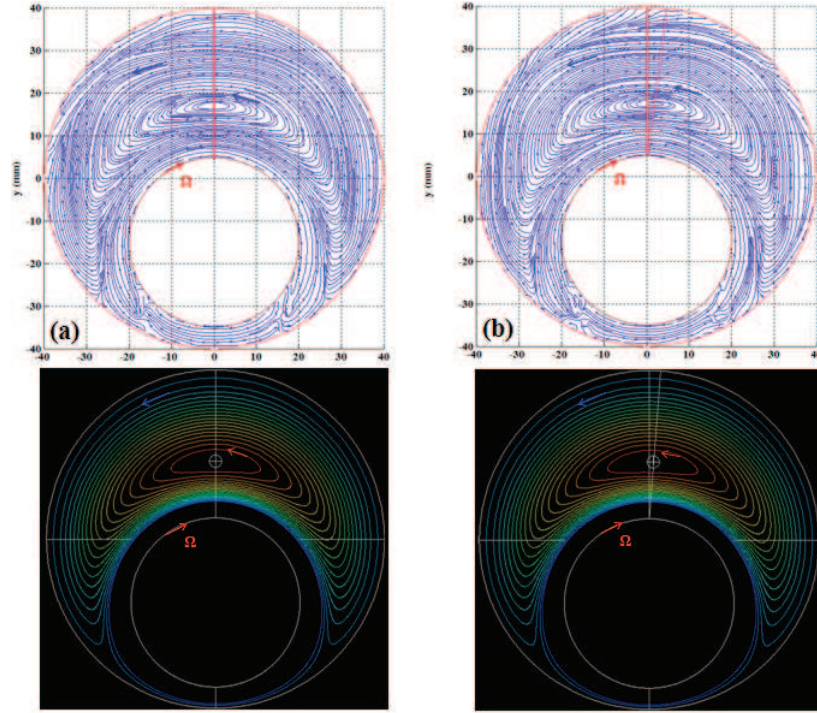


FIGURE 3.13 – Lignes de courant pour le Emkarox à une excentricité de 0,75. Résultats expérimentaux (en haut) et numériques (en bas) : (a) $Re = 0,43$, (b) $Re = 6,5$

lignes de courant.

3.4.2.2 Fluide rhéofluidifiant

Apparition de la zone de recirculation

Pour le xanthane en solution nous observons que la zone de recirculation apparaît à une excentricité plus élevée que dans le cas newtonien. Néanmoins, nous signalons que l'apparition de la zone de vorticité est difficile à déterminer avec précision expérimentalement. En effet, près du cylindre extérieur, dans la région où l'entrefer est maximum, les vitesses sont très faibles devant celles que l'on observe à proximité du cylindre intérieur et les lignes de courant sont difficiles à détecter à cause de la résolution spatiale limitée du logiciel *FlowManger*[ ]. Nous avons donc examiné cette apparition à travers les prédictions des simulations numériques.

Afin de rendre nos résultats utilisables et comparables avec ceux de la littérature, nous avons approximé localement les courbes d'écoulement du xanthane par un modèle d'Ostwald (Eq. 2.6) comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre précédent. Pour une vitesse de rotation du cylindre intérieur donnée, i.e. pour une gamme de cisaillement donnée (cf. Fig. 3.4(b)), la loi de comportement locale peut être assimilée à un fluide en loi de puissance. L'interpolation des courbes d'écoulements se déroule comme suit : pour une concentration de solution de xanthane et une vitesse de rotation, nous calculons soit expérimentalement (cf. Fig. 3.5(a)), soit numériquement, l'amplitude du gradient de vitesse dans la partie la plus large de l'entrefer. Les courbes d'écoulement sont donc ajustées en utilisant l'Eq. 2.6 entre la vitesse de cisaillement minimum et maximum et en appliquant la méthode des moindres carrés, de façon à obtenir la consistance moyenne et l'indice de structure n .

La Fig. 3.14 représente l'excentricité critique, obtenue à partir de l'analyse des simulations numériques, pour les différentes concentrations de xanthane étudiées et le Emkarox, comme une fonction de l'indice de structure local.

Pour tous les fluides, lorsque la zone de recirculation existe, elle apparaît quelle que soit la vitesse de rotation du cylindre intérieur supérieure à 1 rad.s^{-1} . Nous remarquons une croissance sensible de l'excentricité critique lorsque l'indice de structure décroît. Les barres d'erreur, $\delta \pm 5\%$, sur la Fig. 3.14 correspondent à la résolution choisie pour les simulations numériques (il s'agit en fait du rapport entre le pas de déplacement, de 1 mm , et la taille de l'entrefer, de 20 mm). Les résultats peuvent être interpolés par une loi de puissance simple de la forme :

$$\delta_c = 0,4n^{-0,426} \quad (3.15)$$

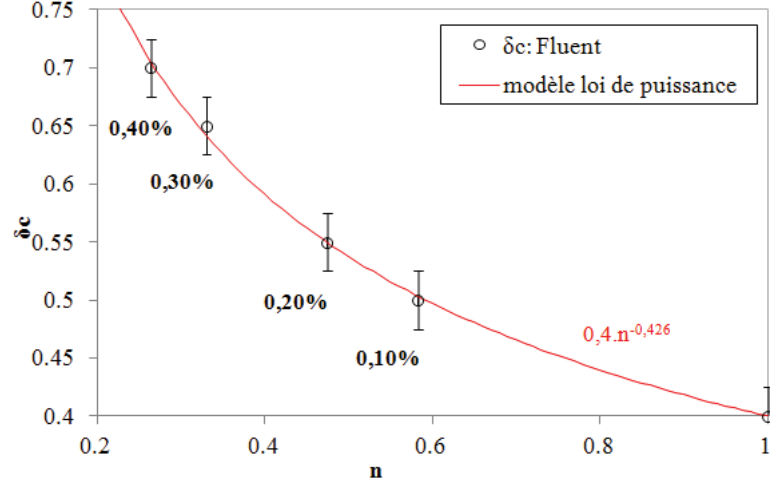


FIGURE 3.14 – Excentricité critique d'apparition de la zone de recirculation en fonction de l'indice de structure pour le Emkarox et les solutions de xanthane

où n est l'indice de structure du fluide.

Il est ainsi clair que la caractère rhéofluidifiant du xanthane retarde l'apparition de la zone de recirculation. Nous avons $\delta_c = 0,50$ pour la solution de xanthane à 0,10%, 0,55 à 0,20%, 0,65 à 0,30% et 0,70 à 0,40%. Bien que pour le fluide newtonien l'apparition de l'écoulement secondaire soit purement géométrique ($\delta_c = 0,40$) et indépendant de la viscosité du fluide, c'est le gradient de viscosité dans l'entrefer qui semble influencer l'apparition de la zone de recirculation dans le cas du xanthane. Cette incidence peut être attribuée au gradient radial de cisaillement lié à cette évolution de viscosité.

Influence de la rhéofluidification, de l'excentricité et de la vitesse de rotation

Dans ce paragraphe, nous analysons l'effet des propriétés rhéofluidifiantes, de l'excentricité et de la vitesse de rotation (Ω) sur la taille, la forme et le positionnement de la zone de recirculation.

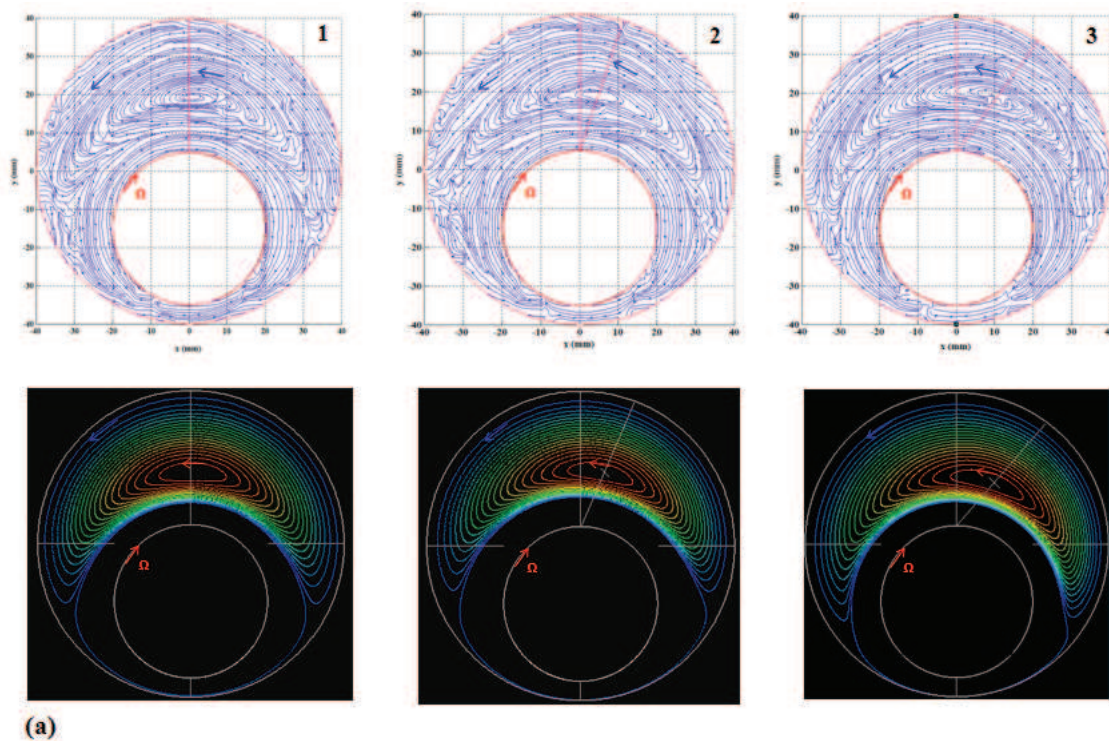
La Fig. 3.15 permet la comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques de l'évolution de la zone de recirculation en fonction du nombre de Reynolds, à partir de la visualisation des lignes de courant, pour deux excentricités concernant le xanthane en solution à 0,10%. Ces résultats sont cohérents entre eux.

Nous observons que la zone de vorticité est centrée sur l'axe ($x = 0$) et reste symétrique pour les faibles nombres de Reynolds (Fig. 3.15(a1)). Lorsque le nombre de Reynolds croît, elle devient asymétrique et se déplace suivant le sens de rotation du cylindre intérieur comme nous pouvons le voir sur la Fig. 3.15(a2) pour $Re = 313$ et sur la Fig. 3.15(a3) pour $Re = 915$. Nous remarquons aussi que les deux extrémités de la zone de vorticité progressent vers la région où l'entrefer est le plus étroit

quand Re grandit. A l'exception de l'asymétrie, ces résultats pour le xanthane en solution à 0,10% sont similaires à ceux du fluide newtonien pour la même excentricité de 0,75 et peuvent être attribués aux effets d'inertie, accroissant l'importance de la zone de vorticité et la déplaçant dans la direction de l'écoulement à une excentricité élevée.

Pour une excentricité plus faible, le comportement de l'écoulement secondaire, pour la solution de xanthane à 0,10%, est diff rent. Nous observons pour une excentricité de 0,60 (cf. Fig. 3.15(b)) que la zone de recirculation presque symétrique et centrée sur la ligne $x = 0$ pour des faibles valeurs du nombre de Reynolds, se déplace dans la direction opposée au sens de la rotation du cylindre intérieur pour $Re = 266$.

Nous constatons ainsi que suivant l'excentricité et la valeur du nombre de Reynolds, l'incidence des propriétés rhéofluidifiantes peut engendrer un champ de contrainte variable qui décale la zone de recirculation tantôt vers l'amont (  plus faible excentricité), tantôt vers l'aval (  plus forte excentricité).



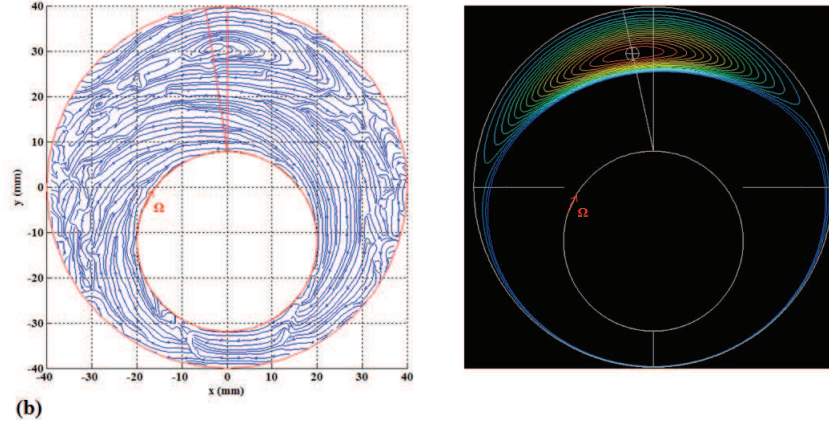


FIGURE 3.15 – Lignes de courant pour le xanthane en solution à 0,10%
(a) $\delta = 0, 75$. Résultats expérimentaux (en haut) et numériques (en bas) : (1) $Re = 8$, (2) $Re = 313$, (3) $Re = 915$
(b) $\delta = 0, 60$ et $Re = 266$. Résultats expérimentaux (à gauche) et numériques (à droite)

La Fig. 3.16 représente les lignes de courant issues des simulations numériques pour le xanthane en solution à deux concentrations en fonction du nombre de Reynolds et pour une excentricité de 0,75. Nous remarquons une fois encore que la zone de recirculation reste confinée dans la zone où l'entrefer est le plus large.

La Fig. 3.16(a) montre que la zone de recirculation du xanthane en solution à 0,20% est symétrique et centrée sur l'axe $x = 0$ jusqu'à la valeur maximum de la vitesse de rotation étudiée qui est de 20 rad.s^{-1} . Les propriétés rhéofluidifiantes sont plus importantes que pour la solution de xanthane à 0,10% mais les nombres de Reynolds restent inférieurs. Il semble que pour la concentration de xanthane de 0,20%, les effets rhéofluidifiants équilibrent les effets inertiels et maintiennent la zone de vorticité dans une position centrée.

A fort comportement rhéofluidifiant (0,40%) et pour des valeurs comparables du nombre de Reynolds, la recirculation est symétrique et centrée seulement pour une vitesse angulaire de 1 rad.s^{-1} (cf. Fig. 3.16(b1)) et elle se décale vers l'amont pour des nombres de Reynolds plus élevés (cf. Fig. 3.16(b2) et (b3)). Il apparaît bien qu'une rhéofluidification suffisamment élevée oppose aux effets d'inertie en vitesse de rotation croissante, un champ de contrainte suffisant pour entraîner un glissement de la zone de vorticité en amont de l'écoulement.

Ce phénomène mériterait une analyse plus approfondie qui dépasse le cadre actuel de notre étude. L'interaction complexe entre les effets d'inertie et les propriétés rhéofluidifiantes a déjà été considérée dans d'autres études [240, 78].

Le positionnement de la zone de séparation des deux écoulements dans l'entrefer est également modifié par le comportement rhéofluidifiant. A une concentration de 0,10% en xanthane, la zone de recirculation est qualitativement similaire à celle d'un fluide newtonien : une augmentation de l'excentricité à un nombre de Reynolds constant déplace le centre de la zone de recirculation vers le cylindre intérieur et la taille de la zone de vorticité s'amplifie dans la partie supérieure de l'entrefer (cf. Fig. 3.15(a2) et Fig. 3.15(b)). Pour une rhéofluidification plus importante, la recirculation reste localisée près du cylindre extérieur comme le montre la Fig. 3.16(b) pour une solution de xanthane à 0,40%. Cette observation est en accord avec les résultats de Escudier et al. [78]. Siginer et Bakhtiyarov [225] ont également trouvé que l'écoulement secondaire grossissait avec l'excentricité mais aussi avec l'élévation du caractère rhéofluidifiant. Cependant, leurs expériences ont été réalisées pour une valeur fixe du nombre de Reynolds ($Re = 200$). En comparant nos résultats dans des conditions quasi similaires : 0,10% à $Re = 313$ (cf. Fig. 3.15(a2)) et 0,40%    $Re = 362$ (cf. Fig. 3.16(b3)), nous observons significativement une réduction de la taille de la zone de vorticité avec la hausse de la rhéofluidification. Nos résultats sont donc différents.

Nous pouvons aussi remarquer que l'écoulement secondaire migre vers le cylindre extérieur quand le nombre de Reynolds croît (cf. Fig. 3.16(b1) pour $Re = 2,4$ et Fig. 3.16(b3) pour $Re = 362$), alors que la zone de recirculation reste localisée à la même position radiale pour le xanthane en solution à 0,10% (cf. Fig. 3.15(a1) pour $Re = 8$ et Fig. 3.15(a3) pour $Re = 915$).

Une analyse plus poussée sur la position et l'intensité de la zone de vorticité va être développée dans le prochain paragraphe.

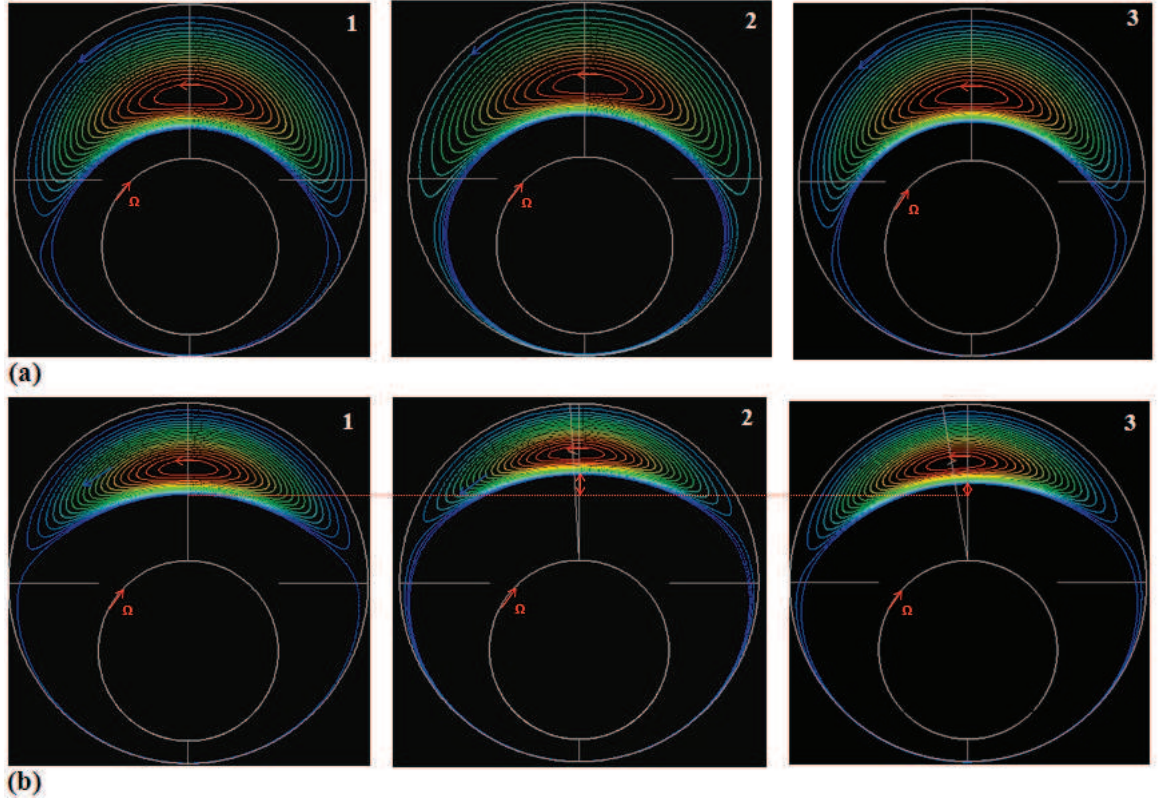


FIGURE 3.16 – Lignes de courant déterminées numériquement pour le xanthane en solution à $\delta = 0,75$

(a) 0,20% : (1) $Re = 3,7$, (2) $Re = 173$, (3) $Re = 522$

(b) 0,40% : (1) $Re = 2,4$, (2) $Re = 119$, (3) $Re = 362$

Analyse de la rhéofluidification, de l'excentricité et de la vitesse de rotation

La Fig. 3.17 montre, pour une solution de xanthane à 0,10%, la contrainte exercée sur le cylindre intérieur, σ_i , en fonction de l'excentricité et pour différentes vitesses de rotation. Nous observons que la contrainte mesurée et déterminée par l'Eq. 3.11 est indépendante de l'excentricité pour une vitesse de rotation donnée. Cette indépendance se confirme pour toutes les concentrations de xanthane étudiées et pour le fluide newtonien. Par ailleurs la contrainte n'est pas proportionnelle à la vitesse de rotation du cylindre intérieur et cela est attribuable au caractère rhéofluidifiant.

Compte tenu de la géométrie utilisée, l'intégration de la contrainte le long du cylindre intérieur est équivalente à la contrainte totale dans le cas des cylindres coaxiaux pour une même vitesse de rotation du cylindre intérieur. Or, numériquement, le calcul de la contrainte est obtenu par intégration de la contrainte sur le cylindre mobile. Ce calcul passe par l'évaluation du gradient de vitesse au niveau de la paroi et assure donc un bon critère de précision pour la convergence des résultats numériques. Nous obtenons en effet une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et numériques malgré un léger et systématique écart observé qui augmente avec l'excentricité.

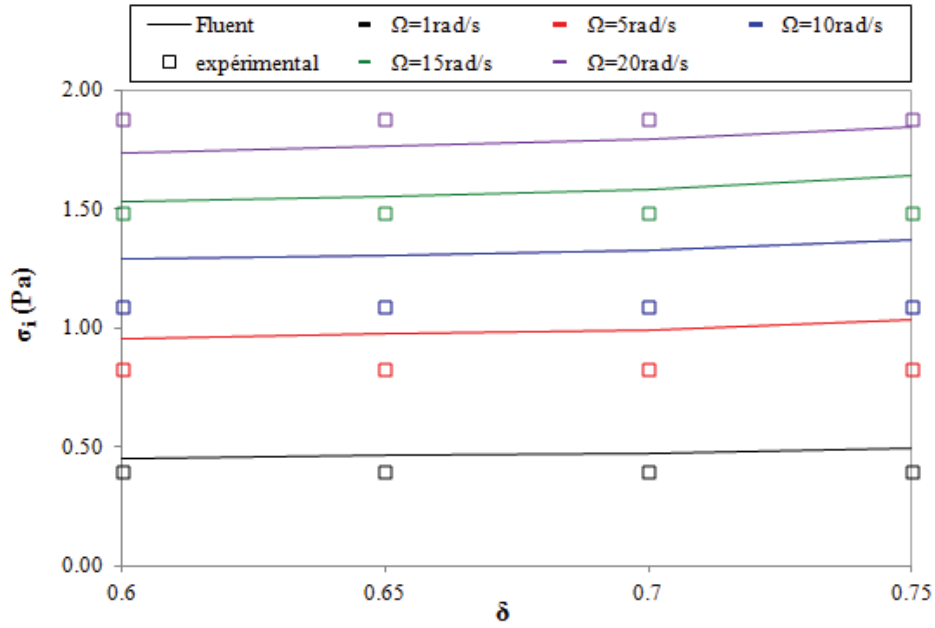


FIGURE 3.17 – Contrainte totale sur le cylindre intérieur en fonction de l'excentricité pour différentes vitesses de rotation pour le xanthane en solution à 0, 10%. Résultats expérimentaux (symboles) et numériques (lignes continues)

Nous caractérisons l'intensité de la zone de recirculation par sa fonction de courant Ψ et nous nous intéressons également à la position de son centre.

La fonction de courant est examinée en terme de variable adimensionnée $\bar{\Psi}$ défini par le ratio de la fonction de courant du fluide non newtonien, notée Ψ_{nn} , avec la fonction de courant du fluide newtonien, Ψ_n , obtenues dans les mêmes conditions, i.e. pour une excentricité donnée et une vitesse de rotation fixée.

Nous définissons également la forme adimensionnée de la position du centre de la zone de vortacité, $\bar{r}_c^*$, donnée par l'Eq. 3.16.

$$\bar{r}_c^* = \frac{r_{c^{*nn}}}{r_{c^{*n}}} \quad (3.16)$$

où $r_{c^{*nn}}$ et $r_{c^{*n}}$ sont respectivement la position du centre de la recirculation pour le fluide non newtonien et le fluide newtonien, qui sont définis par l'Eq. 3.17.

$$r_c^* = \frac{r_c - R_i}{e_{max}} = \frac{\sqrt{(x_c^2 + y_c^2)^2 - R_i}}{e_{max}} \quad (3.17)$$

où x_c et y_c sont les coordonnées du centre du vortex.

La Fig. 3.18 présente les résultats numériques de la fonction de courant adimensionnée pour les différentes solutions de xanthane utilisées en fonction de l'excentricité et selon différentes vitesses de rotation. Nous avons également réalisées des simulations numériques supplémentaires pour $0,54 < n < 0,94$ qui sont représentées sur la Fig. 3.18. Nous observons des courbes continues pour chaque valeur d'excentricité, de $n = 0,26$ (xanthane à 0,40%) à $n=1$ (fluide newtonien). Pour toutes les concentrations de xanthane, l'intensité de la zone de recirculation diminue lorsque la taille de l'entrefer croît. Nous remarquons également que l'augmentation des propriétés rhéofluidifiantes associées à une élévation de la vitesse de rotation pour une excentricité fixée affaiblissent l'intensité du vortex. La pente la décroissance linéaire de $\bar{\Psi}$ avec l'indice de structure augmente quand ce dernier chute.

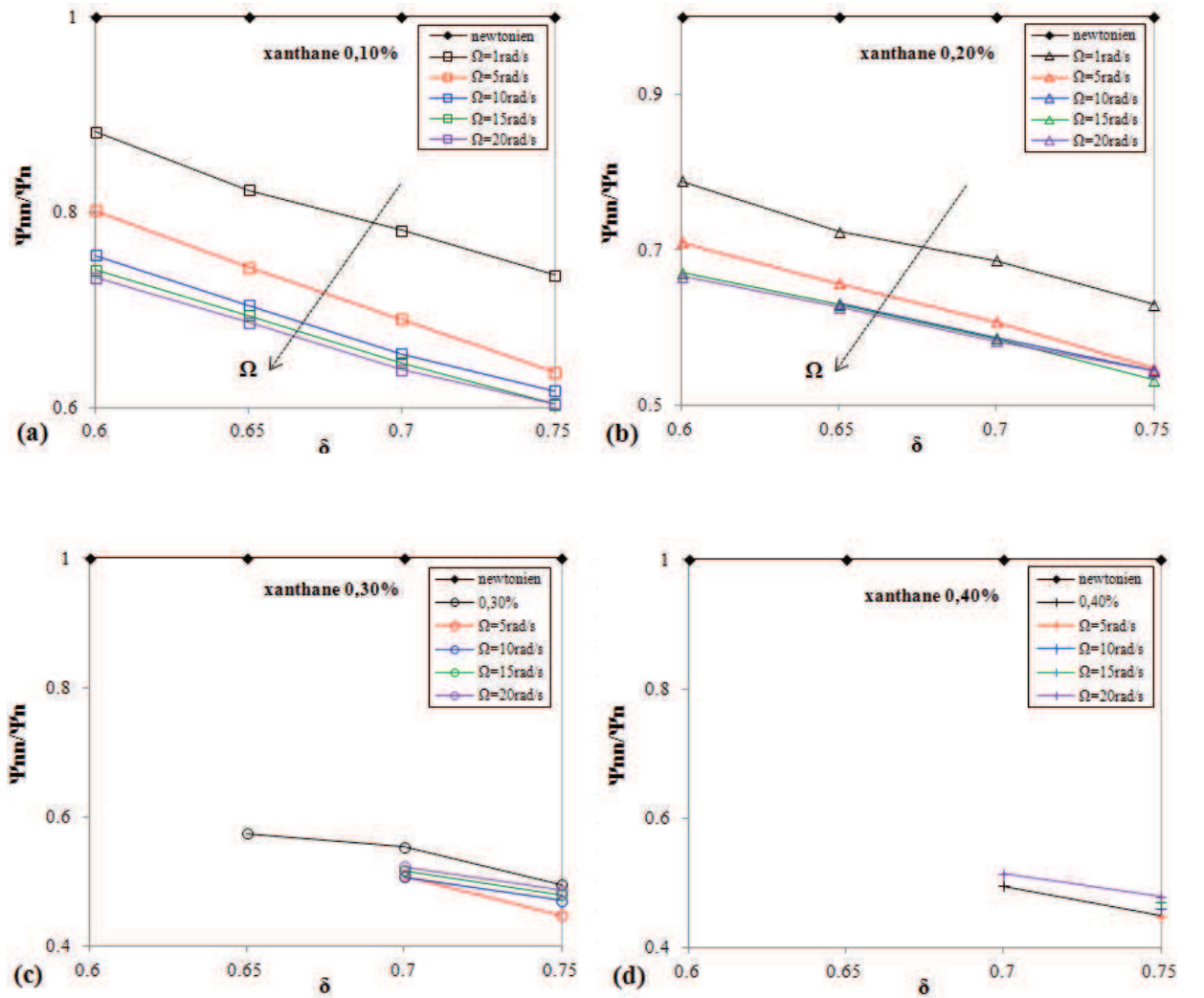


FIGURE 3.18 – Fonction de courant adimensionnée en fonction de l'excentricité pour le xanthane en solution ((a) 0,10% ; (b) 0,20% ; (c) 0,30% ; (d) 0,40%) et le Emkarox pour différentes vitesses de rotation. Résultats numériques.

La Fig. 3.19 montre la fonction de courant numérique adimensionnée en fonction de l'indice de structure des fluides utilisés pour différentes excentricités et vitesses de rotation. Pour toutes les concentrations de xanthane et les vitesses de rotation, les valeurs de $\bar{\Psi}$ s'alignent le long d'une courbe maîtresse qui ne dépend que de l'excentricité. Ces courbes montrent manifestement qu'une décroissance systématique de l'intensité de la zone de recirculation est obtenue avec la diminution de l'indice de structure du fluide.

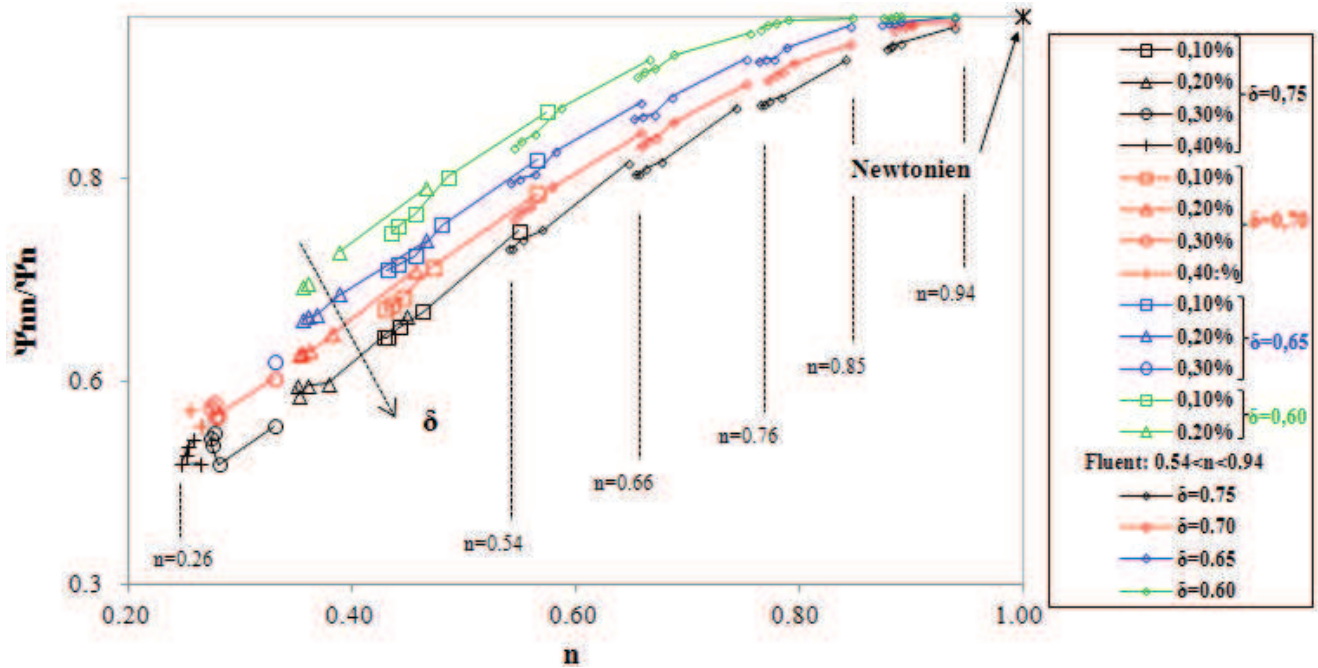


FIGURE 3.19 – Fonction de courant adimensionnée en fonction de l'indice de structure des solutions de xanthane et du Emkarox pour différentes excentricités et vitesses de rotation. Résultats numériques.

Enfin, la Fig. 3.20 permet la comparaison entre les résultats numériques et quelques données expérimentales du centre adimensionné de la zone de recirculation, en fonction de l'indice de structure moyen des solutions de xanthane et du Emkarox pour différentes excentricités et vitesses de rotation. Les données des points expérimentaux sont représentées pour une excentricité de 0,75 et de 0,65 et se superposent aux résultats numériques. Une fois encore nous obtenons, pour une excentricité donnée, un alignement satisfaisant des valeurs de r_c^* pour toutes les concentrations de xanthane et toutes les vitesses de rotation. Nous observons que r_c^* augmente avec l'excentricité, ce qui correspond à l'élargissement de la zone de recirculation au niveau de l'entrefer maximum. La valeur de la position du centre de la zone de vorticité augmente avec celle de la concentration en xanthane, ce qui correspond par conséquent à une diminution de l'indice de structure. Cela confirme que la zone de recirculation se rapproche du cylindre extérieur immobile, zone à faible cisaillement, lorsque le caractère rhéofluidifiant s'accroît.

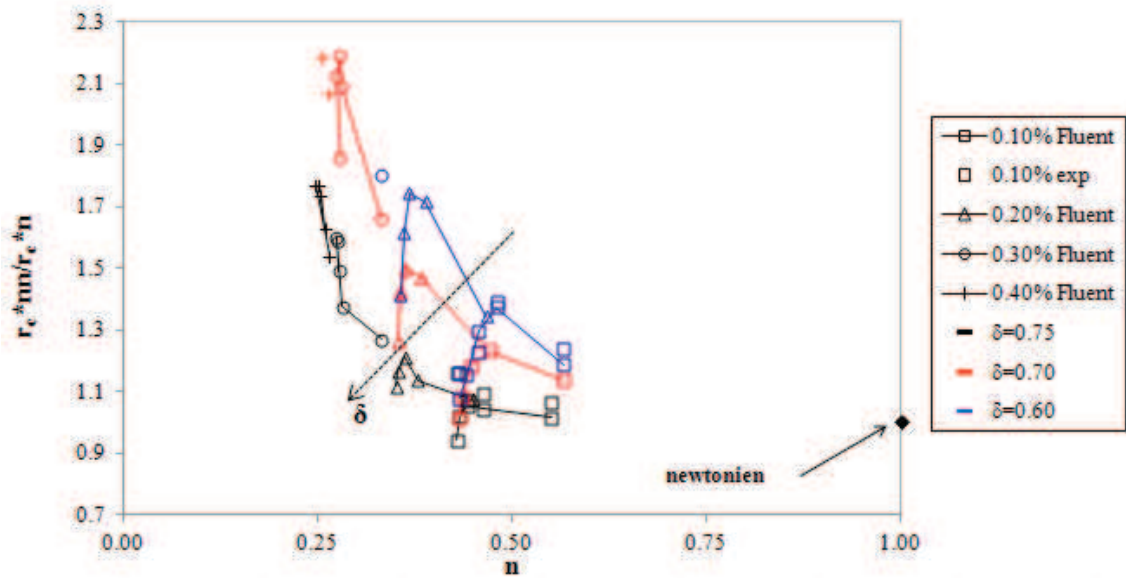


FIGURE 3.20 – Position adimensionnée du centre de la zone de recirculation pour les solutions de xanthane étudiées et le Emkarox en fonction de l'indice de structure pour différentes excentricités et vitesses de rotation. Résultats expérimentaux (symboles) et données numériques (symboles avec lignes continues)

Ces deux dernières courbes confirment que la rhéofluidification contrôle la zone de recirculation.

3.5 Conclusion

Nous avons analysé l'écoulement bidimensionnel entre deux cylindres excentrés pour un fluide newtonien, le Emkarox, et des fluides rhéofluidifiants qui sont des solutions de xanthane à différentes concentrations.

Nos mesures expérimentales obtenues par vélocimétrie par imagerie de particules sont en bon accord avec les simulations numériques réalisées avec Fluent[®], bien que les effets viscoélastiques aient été négligés. La zone de vorticité apparaît pour une excentricité d'environ 0,40 pour le fluide newtonien, indépendamment de la vitesse de rotation. Pour le xanthane en solution, l'apparition se manifeste à des excentricités plus élevées quand le comportement rhéofluidifiant augmente.

Pour de petits nombres de Reynolds, quand les effets d'inertie sont faibles, la rhéofluidification induit un déplacement du centre de la zone de vorticité vers l'amont de l'écoulement. Nous montrons que pour une excentricité donnée, l'intensité et la position du centre de la zone de recirculation sont directement corrélées au caractère rhéofluidifiant moyen du fluide. En particulier, nous constatons, comme pour les fluides newtoniens, que la viscosité apparente du fluide est seulement impliquée à travers les effets inertiels.

Dans les simulations effectuées par Fluent[®], les effets viscoélastiques et   longationnels n'ont pas été pris en compte. Le caractère rhéofluidifiant a seulement été considéré au travers de sa modélisation suivant la loi de Cross utilisée dans les simulations numériques. Nos solutions de xanthane présentent en effet des propriétés rhéofluidifiantes élevées. Il en résulte de faibles nombres de Weissenberg caractéristiques de nos écoulements qui nous ont permis de considérer les effets élastiques comme négligeables. Bien que la viscoélasticité puisse affecter l'écoulement, les comparaisons entre les mesures expérimentales et les résultats des simulations numériques sont très satisfaisantes et signifient b  n   que les propriétés viscoélastiques sont faibles et peuvent être considérées comme sans effet dominant sur les écoulements permanents considérés dans notre étude, où la rhéofluidification demeure prépondérante.

Chapitre 4

Écoulements dans une conduite cylindrique présentant des singularités : étude expérimentale et numérique

Sommaire

4.1	Introduction	152
4.2	Rappels sur les caractéristiques de l'étude	153
4.2.1	Domaine d'écoulement et grandeurs géométriques associées	153
4.2.2	Caractérisation de l'écoulement	154
4.2.3	Rappel de la rhéologie des fluides utilisés	155
4.3	Résultats expérimentaux en conduite cylindrique droite	156
4.3.1	Profils de vitesse	156
4.3.2	Coefficients d'auto-diffusion	162
4.4	Résultats expérimentaux et numériques en conduite cylindrique avec élargissement brusque	166
4.4.1	Profils de vitesse en amont de l'élargissement	166
4.4.2	Description du champ des vitesses en aval de l'élargissement	170
4.4.3	Longueur d'établissement de l'écoulement	179
4.4.4	Étude de la zone de recirculation	182
4.5	Résultats expérimentaux en conduite cylindrique avec contraction brusque	193
4.5.1	Profils de vitesse	193

4.5.2 Représentation des lignes de courant	196
4.6 Conclusion	197

4.1 Introduction

Ce dernier chapitre est dédié à la présentation des résultats expérimentaux relatifs aux champs de vitesse pour des écoulements laminaires de xanthane en solution dans une conduite cylindrique droite comportant ou non une singularité, obtenus par vélocimétrie par imagerie par résonance magnétique. Les résultats numériques calculés par le logiciel Fluent[®] concernant le cas de l'écoulement en conduite cylindrique avec convergent brusque sont également exposés et comparés aux données expérimentales, après validation du code de calcul dans différentes situations.

Les caractéristiques et les conditions de l'étude seront rappelées dans un premier temps. Nous nous intéresserons ensuite aux résultats expérimentaux en conduite cylindrique droite avec ou sans changement de section en étudiant l'influence des propriétés rhéofluidifiantes sur l'allure des profils de vitesse. Les résultats des mesures des coefficients d'auto-diffusion par résonance magnétique nucléaire seront également présentés. Enfin, l'écoulement secondaire présent dans le cas d'un élargissement brusque, sera examiné en étudiant l'incidence de la rhéofluidification mais également du nombre de Reynolds sur la zone de recollement et d'établissement de l'écoulement et en évaluant en particulier la longueur et l'intensité de la zone de recirculation.

Nous démontrons ainsi la qualité de la technique de vélocimétrie par IRM et encore peu utilisée dans le cas des écoulements en conduite, dans des conditions difficiles, et nous apportons ainsi des résultats expérimentaux originaux.

4.2 Rappels sur les caractéristiques de l'étude

4.2.1 Domaine d'écoulement et grandeurs géométriques associées

Le dispositif expérimental utilisé a été représenté sur la Fig. 2.20 et son principe a été détaillé au chapitre 2 (cf. §.2.3.2.1 page 95). Nous avons donc simplement représenté sur la Fig. 4.1 la géométrie de mesure dans le cas d'une conduite cylindrique comportant un élargissement brusque, composée de deux canaux cylindriques de diamètres D_1 et $D_2 = 2D_1$. Dans la configuration la plus simple, i.e. le cas d'une conduite cylindrique droite sans changement de section, le diamètre vaut D_2 tout le long de la conduite.

Les principales grandeurs géométriques sont :

- le rapport d'expansion β :

$$\beta = \frac{D_2}{D_1} = 2 \quad (4.1)$$

- la hauteur de marche h :

$$h = \frac{D_2 - D_1}{2} \quad (4.2)$$

- la longueur de la zone de recirculation L_v
- la longueur d'établissement de l'écoulement L_e correspondant à $u_c/\bar{U} = \text{constante}$, où u_c est la vitesse au centre de conduite et $\bar{U}$ la vitesse débitante.

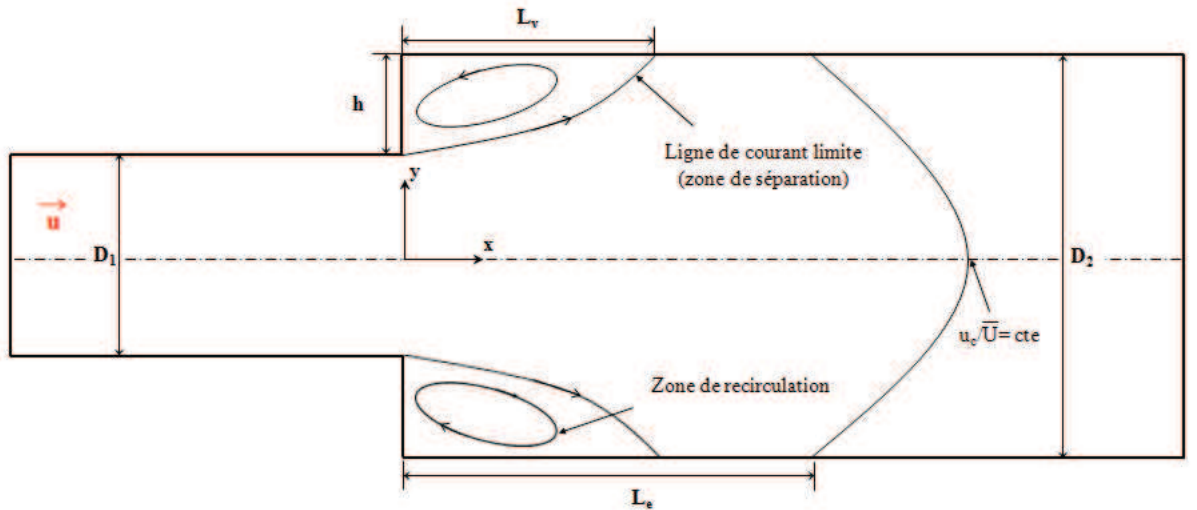


FIGURE 4.1 – Géométrie de mesure pour l'écoulement dans une conduite cylindrique avec élargissement brusque

4.2.2 Caractérisation de l'écoulement

Nombres de Reynolds

Le nombre de Reynolds établi pour un fluide newtonien pour caractériser le régime d'écoulement est défini à partir de la vitesse débitante du fluide dans la conduite $\bar{U}$, sa masse volumique ρ , sa viscosité μ et le diamètre D de la conduite. Il est donné par :

$$Re = \frac{\rho \bar{U} D}{\mu} \quad (4.3)$$

Nous rappelons également l'expression du nombre de Reynolds généralisé (Eq. 4.4) utilisé dans le cas d'un fluide non newtonien en loi de puissance ($\eta = K \dot{\gamma}^{n-1}$, où K est la consistance du fluide et n son indice de structure).

$$Re_g = \frac{\rho \bar{U}^{2-n} D^n}{K} \quad (4.4)$$

Dans le cas de la conduite cylindrique en présence de la singularité, le nombre de Reynolds calculé caractérise l'écoulement en amont de la singularité.

Nombres de Weissenberg

Nous rappelons que l'influence des effets viscoélastiques sur l'écoulement est évaluée à partir du nombre de Weissenberg We défini par l'Eq. 3.10. Ce nombre est le rapport entre le temps caractéristique élastique du fluide t_{ve} et le temps caractéristique de l'écoulement $1/\dot{\gamma}$.

Les temps de relaxation élastiques des solutions de xanthane utilisées pour cette étude ont été caractérisés au chapitre précédent (cf. §.2.2.3.2 page 76). Le temps caractéristique de l'écoulement est ici défini comme étant le rapport entre le rayon de la conduite R et la vitesse débitante $\bar{U}$. On obtient :

$$We = \frac{t_{ve} \bar{U}}{R} \quad (4.5)$$

Les nombres de Weissenberg sont calculés dans la gamme de cisaillement étudiée, pour chacune des solutions de xanthane utilisées. En conduite cylindrique droite les expériences ont été menées pour : $0,652 \text{ s}^{-1} \leq \dot{\gamma} \leq 23,1 \text{ s}^{-1}$. Cela nous donne : $We \leq 1,5$, $We \leq 1,25$, $We \leq 1$, et $We \leq 0,88$, respectivement pour les solutions de xanthane à 0,10%, 0,20%, 0,30% et 0,40%. Dans le cas de l'élargissement brusque la gamme de cisaillement expérimentale est plus restreinte, nous avons : $1,07 \text{ s}^{-1} \leq \dot{\gamma} \leq 9,54 \text{ s}^{-1}$. Nous obtenons donc $We \leq 1,2$ pour la concentration de xanthane à 0,10%

et $We \leq 0,72$ pour celle à 0,30%.

Nous remarquons une fois encore que ces valeurs sont suffisamment petites pour considérer les effets élastiques sur les caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement faibles voire négligeables.

Profils de vitesse théoriques

Les profils de vitesse théoriques pour un fluide newtonien et non newtonien en régime laminaire correspondant au profil de Poiseuille dans une conduite cylindrique et au profil d'Ostwald sont données respectivement par l'Eq. 4.6 et l'Eq. 4.7.

$$u = U \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) = 2\bar{U} \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \quad (4.6)$$

$$u = \bar{U} \left(\frac{3n+1}{n+1} \right) \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right] \quad (4.7)$$

4.2.3 Rappel de la rhéologie des fluides utilisés

Nous avons utilisé le xanthane en solution à quatre concentrations massiques différentes dont le caractère rhéofluidifiant est mis en évidence et représenté par les courbes d'écoulement interpolées par les modèles de Cross (Eq. 2.5) et d'Ostwald (Eq. 2.6) sur la Fig. 4.2. Les paramètres du modèle loi de puissance ajusté sur la totalité de toutes les courbes d'écoulement des solutions de xanthane sont listés dans le Tab. 4.1. Nous pouvons retrouver les paramètres du modèle de Cross dans le Tab. 2.1.

%m/m	n	K (Pa.s ⁿ)
0,10%	0,543	0,128
0,20%	0,360	0,596
0,30%	0,322	1,11
0,40%	0,281	1,58

TABLE 4.1 – Paramètres du modèle loi de puissance pour les différentes concentrations massiques des solutions de xanthane ($T = 21^\circ\text{C}$)

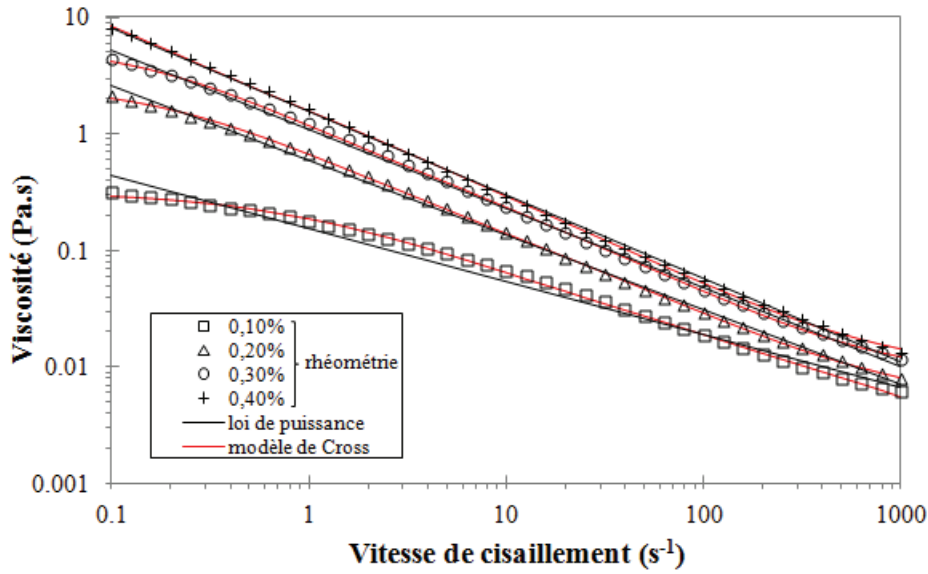


FIGURE 4.2 – Courbes d'écoulement des quatres solutions de xanthane étudiées. Rhéométrie (symboles), modèle de Cross (ligne rouge continue) et loi puissance (ligne noire continue)

4.3 Résultats expérimentaux en conduite cylindrique droite

4.3.1 Profils de vitesse

La vitesse de l'écoulement mesurée par RMN et les profils de vitesse axiale qui en résultent le long d'un diamètre D de la conduite, sont obtenus conjointement par la procédure détaillée au chapitre 2 (cf. §.2.3.2.2 page 104).

Validation de la technique de mesure et du dispositif expérimental

La vélocimétrie par IRM a fait l'objet d'une comparaison avec la LDV dans le chapitre précédent (cf. Fig. 2.29 page 111) et nous avons montré sa validité. Nous qualifions à nouveau la technique de mesure de manière plus systématique. Nous considérons pour cela les profils expérimentaux de vitesse axiale de l'écoulement d'un fluide newtonien et d'un fluide non newtonien pour différentes vitesses débitantes en régime laminaire et suivant différents diamètres de la conduite, que nous comparons également avec les profils théoriques donnés par l'Eq. 4.6 (newtonien) et l'Eq. 4.7 (Ostwald). Nous choisissons un diamètre horizontal, un diamètre vertical et un profil moyen issu d'une moyenne circulaire sur tous les diamètres.

La Fig. 4.3 et la Fig. 4.4 représentent respectivement les profils expérimentaux et théoriques de vitesse axiale pour ces trois situations pour différents nombre de Reynolds en régime laminaire concer-

nant l'eau et une solution de xanthane à 0, 10%.

Pour l'eau (Fig. 4.3) nous remarquons un léger écart entre les trois profils de vitesse axiale surtout visible pour $Re = 265$ et 498 pour les profils horizontaux et qui s'accroît entre les deux. Nous constatons aussi une légère dissymétrie des profils de vitesse croissante avec l'augmentation du nombre de Reynolds. De plus le rapport $u_c/\bar{U}$ n'est pas exactement égal au rapport théorique de 2 et il diminue quand le nombre de Reynolds croît. En revanche, pour la solution de xanthane à 0, 10% (Fig. 4.4), les trois profils de vitesse sont parfaitement superposés et symétriques et le rapport $u_c/\bar{U}$ vaut 1,7 quelle que soit la valeur du nombre de Reynolds considérée. L'écoulement du xanthane en solution est donc établi, on a en effet d'après l'Eq. 2.23 pour $Re = 4,5$ $L/D = 0,225 < 73$. Pour l'eau, bien que pour $Re = 498$ $L/D = 25 < 73$, nous constatons tout de même que l'écoulement n'est pas entièrement établi puisque $u_c/\bar{U} \neq 2$, expliquant cette dissymétrie plus importante quand le nombre de Reynolds croît. Nous confirmons expérimentalement que la longueur d'établissement n'est pas suffisante pour l'eau. Notre dispositif expérimental comporte effectivement des coudes en amont de la conduite d'établissement pouvant occasionner des mouvements secondaires, connus sous le nom de tourbillons de Dean, qui perturbent l'écoulement et sont probablement à l'origine de la dissymétrie observée. Les résultats sont tout de même très satisfaisants pour assurer la validité des mesures et du dispositif expérimental. Pour la solution de xanthane à 0, 10%, bien que les profils expérimentaux soient légèrement en dessous des profils théoriques nous notons un accord satisfaisant. Nous rappelons que la loi d'Ostwald est cependant une approximation ne rendant pas compte du vrai comportement du fluide dans les zones de faible cisaillement et pouvant expliquer l'écart observé avec les données expérimentales. Ce point sera discuté dans le §4.4.

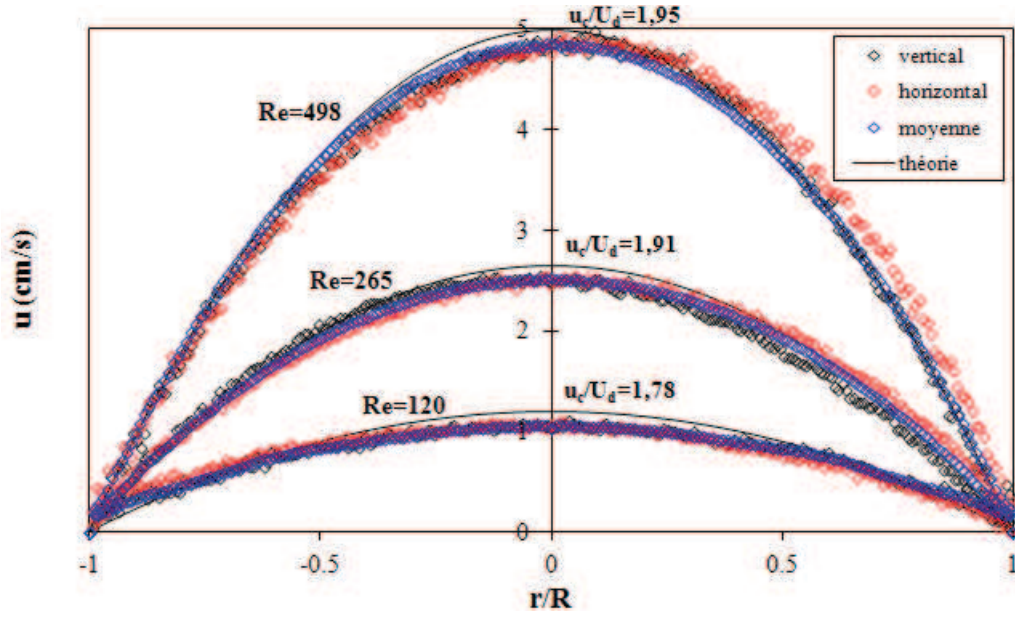


FIGURE 4.3 – Profils newtoniens (eau) de vitesse axiale pour différents nombre de Reynolds ($\bar{U} = 0,652 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 120$, $\bar{U} = 1,30 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 265$, $\bar{U} = 2,44 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 498$) et diamètres (horizontal, vertical et moyenne circulaire) : données expérimentales (losanges) et profil théorique de Poiseuille (lignes continues)

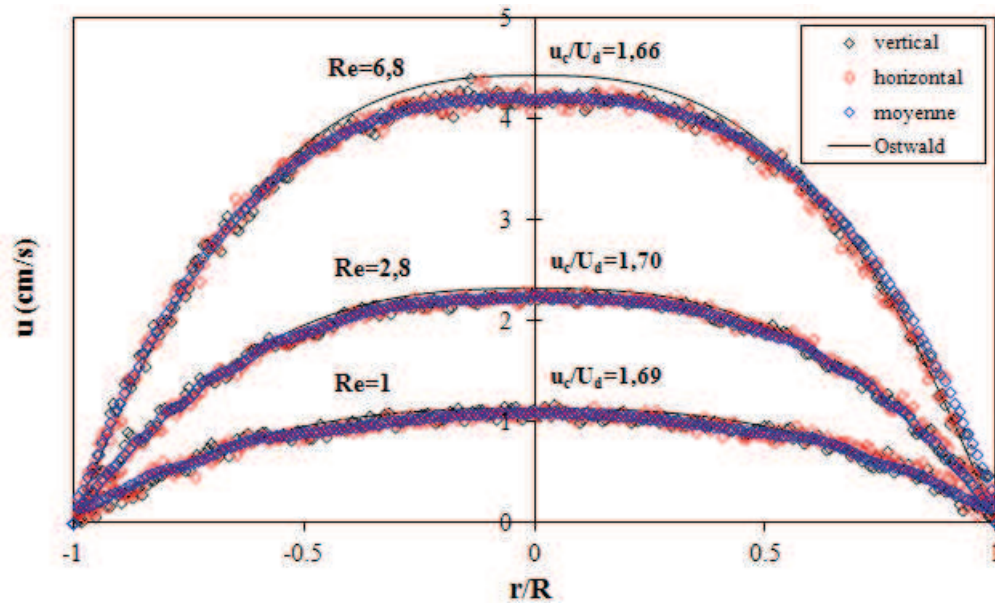


FIGURE 4.4 – Profils non newtoniens de vitesse axiale d'une solution de xanthane à 0,10% pour différents nombre de Reynolds ($\bar{U} = 0,652 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 1$, $\bar{U} = 1,30 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 2,8$, $\bar{U} = 2,44 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 6,8$) et diamètres (horizontal, vertical et moyenne circulaire) : données expérimentales (carrés) et profil théorique d'Ostwald (ligne continue)

Influence du caractère rhéofluidifiant et du nombre de Reynolds

La Fig. 4.5 représente les profils adimensionnés expérimentaux et théoriques de vitesse axiale évoluant suivant le nombre de Reynolds pour l'eau (Fig. 4.5(a)) et les différentes solutions de xanthane utilisées (Fig. 4.5(b), (c), (d) et (e)).

Pour l'eau, en régime laminaire pour $Re = 265$ et 965 , les profils de vitesse newtoniens sont parfaitement superposés. En régime turbulent ($Re > 2000$), un aplatissement de plus en plus marqué des profils expérimentaux avec l'augmentation du nombre de Reynolds est observé (cf. Fig. 4.5(a) à $Re = 2362$ et $Re = 4968$).

Pour les différentes solutions de xanthane, qui restent en régime laminaire, les profils normalisés de vitesse axiale sont également bien superposés quelle que soit la valeur du nombre de Reynolds couvrant la gamme de vitesse débitante de cette étude. Nous constatons en comparant les Fig. 4.5(b), (c), (d) et (e), que le profil normalisé de vitesse s'aplatit sensiblement lorsque l'indice de structure diminue et que le gradient pariétal de vitesse croît. (Pour la solution de xanthane à 0,40% (Fig. 4.5(d)), le profil de vitesse est quasi le même que celui d'un fluide à seuil : la zone axiale $-0,50 < r/R < 0,50$ est isovitesse.)

Nous remarquons cependant pour les solutions à 0,20%, 0,30% et 0,40% que le rapport $u/\bar{U}$ augmente légèrement entre $-0,50 < r/R < 0,50$ avec Re . En effet, pour $Re = 35$ à 0,20%, 22 à 0,30% et 17 à 0,40%, les profils normalisés de vitesse sont un peu au-dessus de ceux correspondant à des nombres de Reynolds inférieurs. Les profils de vitesse expérimentaux concordent bien avec les profils théoriques d'Ostwald hormis pour le xanthane en solution à 0,10% et à 0,40% pour $Re = 17$ où les données expérimentales sont légèrement en dessous de la théorie. Cependant la Fig. 4.2 nous montre que la courbe d'écoulement qui est le moins bien représentée par la loi puissance est celle de la solution de xanthane à 0,10%. Cela explique donc le plus grand écart observé au niveau des profils de vitesse expérimentaux et théoriques. De plus, dans les zones de très faibles cisaillement, la loi d'Ostwald montre ses limites et les profils expérimentaux ne se superposent plus exactement aux profils théoriques.

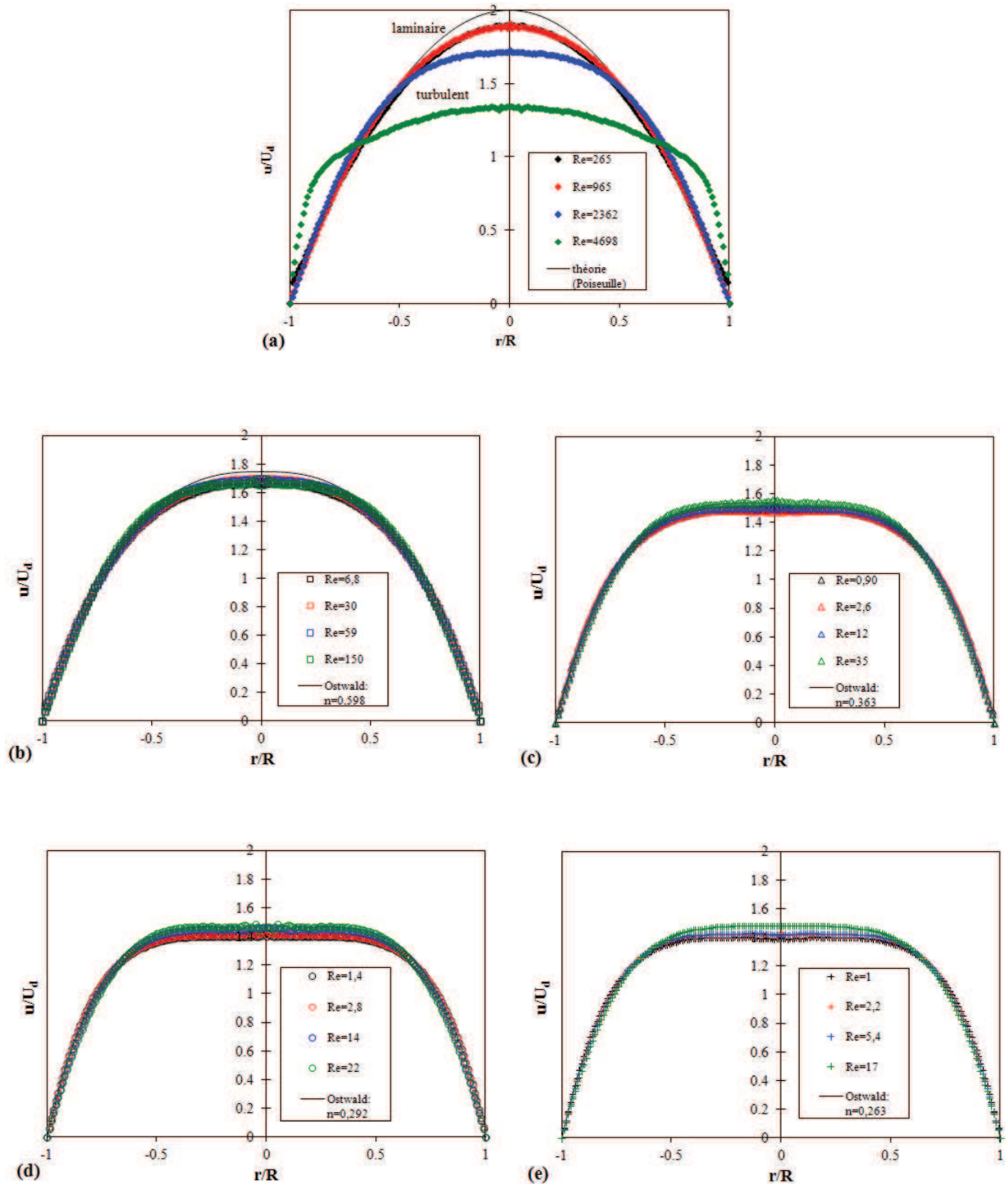


FIGURE 4.5 – Profils adimensionnés de vitesse axiale suivant le nombre de Reynolds pour le xanthane en solution et l'eau : données expérimentales (symboles) et profils théoriques (lignes continues)
 (a) eau, (b) 0, 10% : $n = 0,598$, (c) 0, 20% : $n = 0,363$, (d) 0, 30% : $n = 0,292$, (e) 0, 40% : $n = 0,263$

La Fig. 4.6 rassemble les profils de vitesse axiale normalisés expérimentaux et théoriques de tous les fluides utilisés à un nombre de Reynolds comparable (sauf pour l'eau mais sans importance) et permet ainsi de mettre en évidence l'effet de la rhéofluidification sur l'allure du profil de vitesse. Nous observons la déformation progressive des profils de vitesse non newtoniens, en comparaison du profil parabolique newtonien de Poiseuille avec l'augmentation de la concentration de xanthane i.e. du caractère rhéofluidifiant. Cela se manifeste par un aplatissement des profils et une diminution de la vitesse axiale au centre de la conduite jusqu'à une valeur maximale expérimentale $u_{max} \approx 1,7\bar{U}$ pour $n = 0,598$ et $n = 0,363$ et $u_{max} \approx 1,5\bar{U}$ pour $n = 0,292$ et $n = 0,263$.

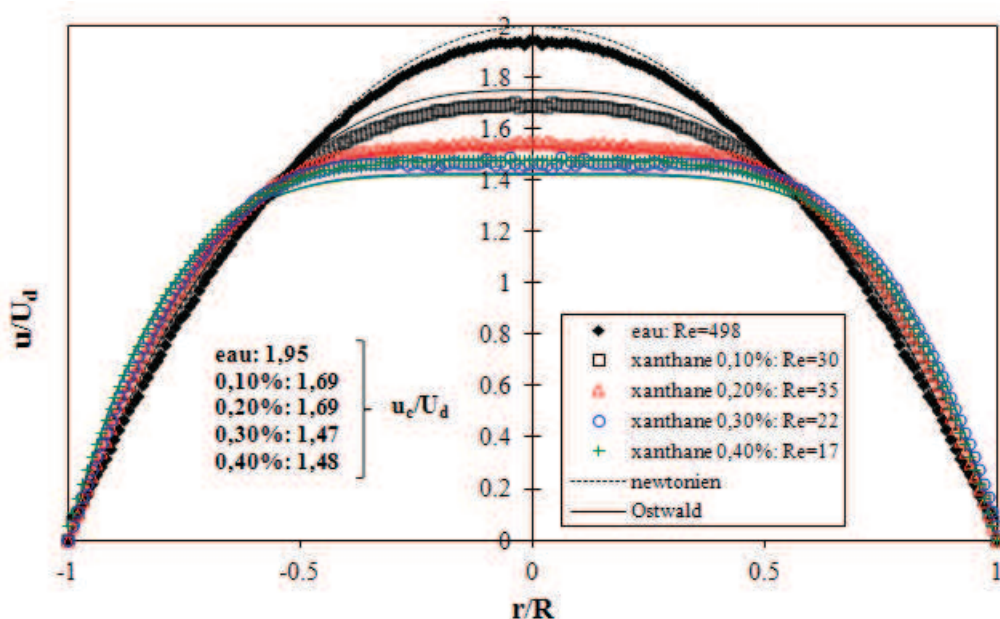


FIGURE 4.6 – Profils adimensionnés de vitesse axiale pour l'eau et les différentes solutions de xanthane utilisées : données expérimentales (symboles) et profils théoriques de Poiseuille (tirets) et d'Ostwald (lignes continues)

eau : $Re = 498$; 0,10% : $Re = 30$; 0,20% : $Re = 35$; 0,30% : $Re = 22$; 0,40% : $Re = 17$

La Fig. 4.7 montre l'évolution du rapport $u_c/\bar{U}$ en fonction de l'indice de structure des fluides utilisés pour différentes vitesses débitantes. Pour le fluide newtonien, en régime laminaire, la vitesse au centre de la conduite, notée u_c , est proche de la valeur théorique équivalente à deux fois la vitesse débitante (sauf $\bar{U} = 0,652 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 120$ où l'on a un problème d'établissement de l'écoulement). Dès l'apparition du début du régime transitoire ($\bar{U} = 7,13 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 1450$), la vitesse chute quand le nombre de Reynolds augmente. Pour le xanthane en solution et une vitesse débitante donnée, la vitesse au centre de la conduite diminue avec l'augmentation de l'indice de structure puis augmente pour $n = 0,263$ (0,40%). Par ailleurs nous remarquons que la dispersion expérimentale du rapport $u_c/\bar{U}$ en fonction de la vitesse débitante augmente quand l'indice de structure diminue, notamment pour $n = 0,292$ et $n = 0,263$. La plus grande dispersion pour l'eau est liée aux tourbillons de Dean (écoulement non établi à $Re = 120$), puis à la transition.

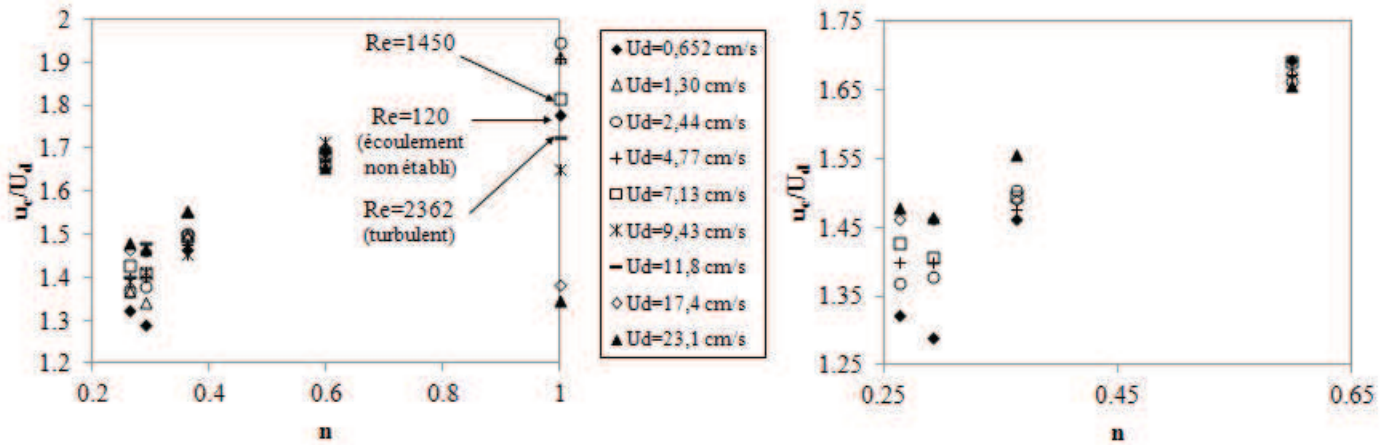


FIGURE 4.7 – Évolution de $u_c/\bar{U}$ suivant la vitesse débitante en fonction de l'indice de structure des solutions de xanthane utilisées et de l'eau

4.3.2 Coefficients d'auto-diffusion

Ce paragraphe présente les résultats des mesures du coefficient d'auto-diffusion D des quatre solutions de xanthane étudiées, dont la procédure expérimentale et le traitement des données ont été développées au chapitre 2 (cf. §.2.3.2.2 page 104).

Généralités sur l'auto-diffusion

L'auto-diffusion correspond au mouvement brownien d'une molécule dans un fluide, i.e. à sa marche aléatoire. Pendant un intervalle de temps, le déplacement quadratique moyen est proportionnel au

coefficient d'auto-diffusion suivant la relation :

$$\langle R(t)^2 \rangle = 2nDt \quad (4.8)$$

où n est la dimension du mouvement (3D), et t est le temps d'évolution correspondant à l'intervalle de temps Δ entre les deux impulsions de gradient pondéré en diffusion pendant lequel on laisse évoluer la structure.

Pour une molécule d'eau à 25°C, le coefficient d'auto-diffusion mesuré par RMN est :

$D_{eau} = 2,3 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Le déplacement moyen durant 1 s vaut donc : $\sqrt{\langle R(t)^2 \rangle} = \sqrt{6Dt} \simeq 100 \text{ } \mu\text{m}$.

Évolution du coefficient d'auto-diffusion en fonction de la concentration de xanthane et de la vitesse d'écoulement

Afin d'étudier l'organisation de la microstructure des solutions de xanthane, i.e. leur orientation moléculaire, nous avons réalisé des mesures du coefficient d'auto-diffusion en fonction de la concentration de xanthane et de la vitesse de l'écoulement, i.e. du nombre de Reynolds. Nous avons également effectué des mesures sans flux. Des mesures sur l'eau permettent la comparaison avec un état de référence. La diffusion a été évaluée dans deux directions : la direction axiale i.e. la direction principale de l'écoulement et une direction transversale. Nous rappelons que pour évaluer l'influence de la vitesse débitante sur l'évolution du coefficient d'auto-diffusion, nous arrêtons le flux avant la mesure. En effet la mesure de diffusion pendant un écoulement est perturbée par celui-ci. Le coefficient de diffusion moléculaire se trouve ainsi modifié et correspond en fait au coefficient de dispersion [46]. Pour chaque mesure, nous avons obtenu une cartographie du coefficient d'auto-diffusion. Nous en déduisons une valeur moyenne circulaire pour chaque position radiale.

La Fig. 4.8 présente l'évolution du coefficient moyen d'auto-diffusion axiale et transversale en fonction de la position radiale suivant la vitesse débitante pour les différentes solutions de xanthane et l'eau. Nous remarquons qu'il n'y a pas d'écarts significatifs entre la diffusion axiale et transversale quelque soit la valeur de la vitesse débitante, pour l'eau (aux erreurs près de calibrage des gradients) comme pour toutes les concentrations de xanthane. Il n'y a donc pas de direction de diffusion privilégiée. Nous remarquons un léger effet du nombre de Reynolds sur la diffusion puisque les coefficients d'auto-diffusion mesurés initialement sans flux sont inférieurs à ceux mesurés juste après un écoulement en moyenne de, 9% pour la solution de xanthane à 0,40% (Fig. 4.8(d)), 7% pour celle à 0,30% (Fig. 4.8(c)),

3% pour celle à 0, 20% (Fig. 4.8(b)) et 12% pour celle à 0, 10% (Fig. 4.8(a)). Il est cependant difficile d'identifier un écart entre les coefficients d'auto-diffusion des différentes valeurs du nombre de Reynolds, et ce pour toutes les concentrations de xanthane. Enfin, les valeurs des coefficients d'auto-diffusion des solutions de xanthane sont légèrement inférieures à celles de l'eau et mettent ainsi en évidence un effet de la concentration dû à une superposition de la microstructure du xanthane dans l'eau. Les molécules d'eau liées sur les bâtonnets de xanthane ne diffusent pas de la même manière que l'eau libre.

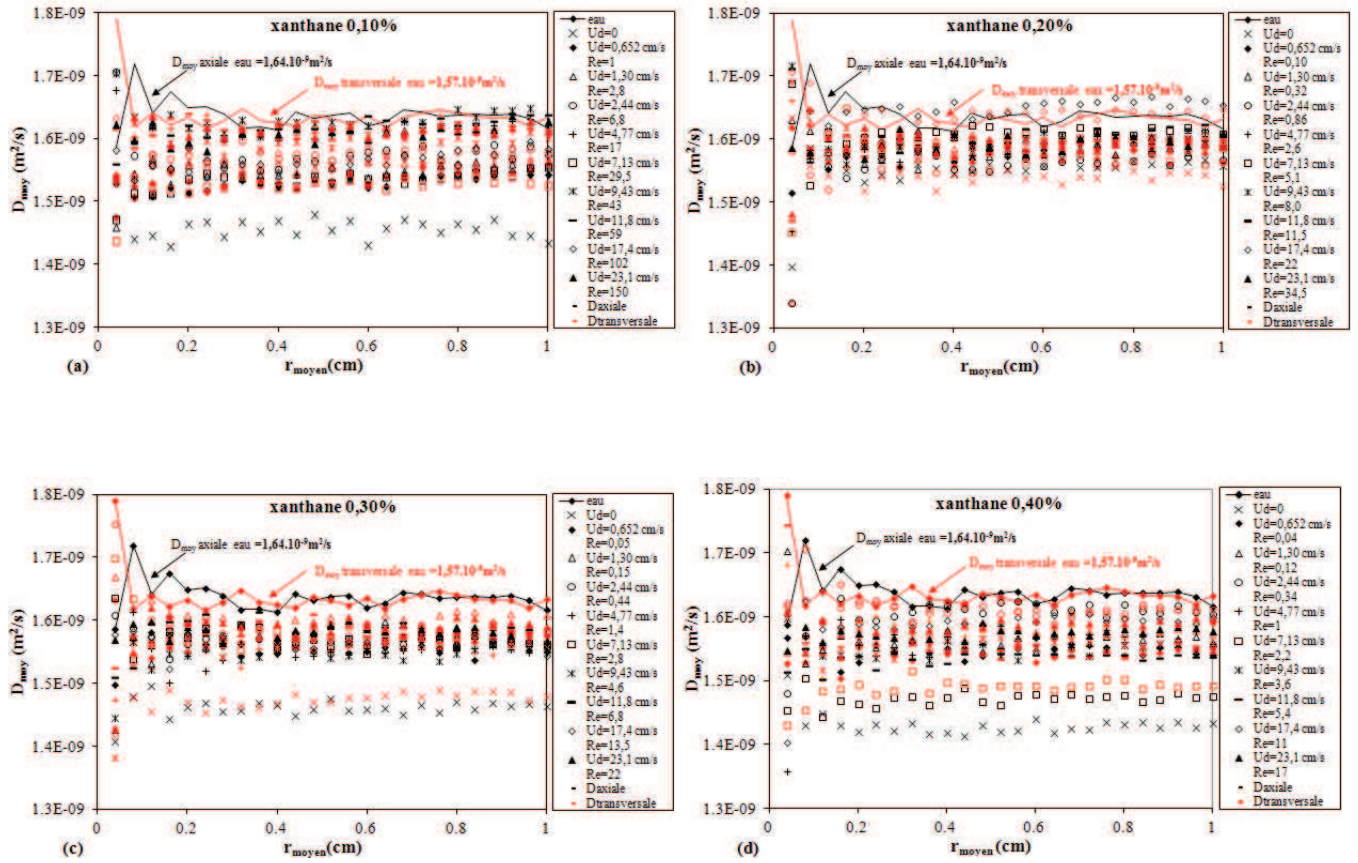


FIGURE 4.8 – Évolution du coefficient d'auto-diffusion moyen en fonction de la position annulaire pour les solutions de xanthane utilisées et l'eau suivant la vitesse débitante
eau et xanthane en solution à : (a) 0, 10%, (b) 0, 20%, (c) 0, 30%, (d) 0, 40%

La Fig. 4.9 montre l'évolution du coefficient d'auto-diffusion moyen axiale et transversale en fonction de la position radiale suivant la concentration des solution de xanthane et l'eau pour différentes vitesses débitantes. Sans flux (Fig. 4.9(a)) nous retrouvons l'influence de la concentration de xanthane sur les coefficients de diffusion qui sont inférieurs à ceux de l'eau, de 13% pour le xanthane en solution à 0, 40%, 11% pour le xanthane en solution à 0, 30%, 5% à 0, 20% et 4% à 0, 10%. Il est cependant difficile d'établir une distribution des coefficients d'auto-diffusion en fonction des différentes concentrations de xanthane qui présentent peu d'écart entre elles. Avec flux (Fig. 4.9(b), (c) et(d)), nous ne constatons pas non plus de tendance de la concentration sur la diffusion même si pour la plus forte vitesse débitante les coefficients de diffusion des solutions de xanthane sont plus proches de ceux de l'eau. Les solutions de xanthane ne sont certainement pas assez concentrées pour mettre en évidence l'influence de la concentration d'une solution à l'autre.

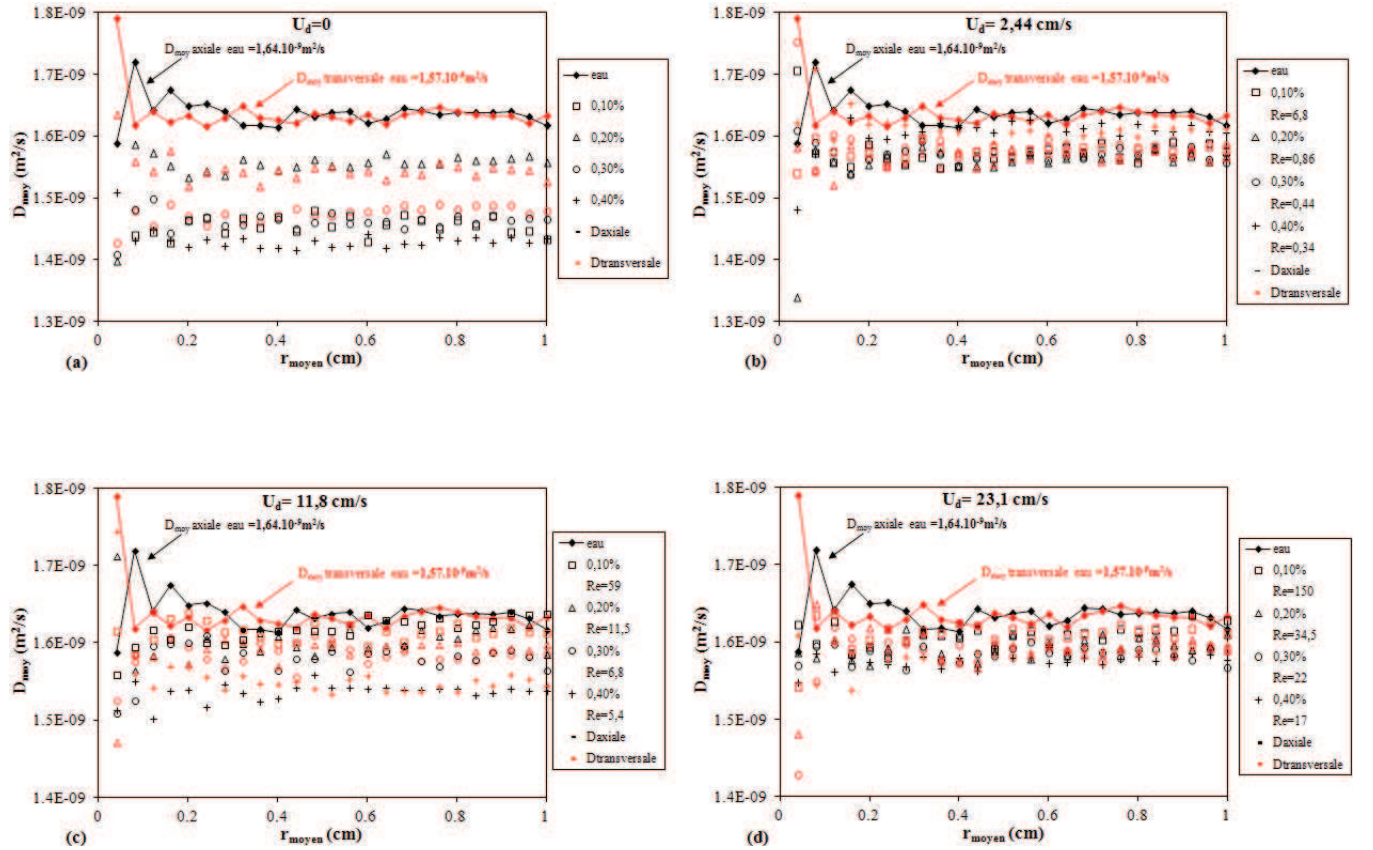


FIGURE 4.9 — Évolution du coefficient d'auto-diffusion moyen en fonction de la position annulaire pour différentes vitesses débitantes suivant la concentration de xanthane en solution :
eau et xanthane en solution à : (a) $\bar{U} = 0$, (b) $\bar{U} = 2,44 \text{ cm/s}$, (c) $11,8 \text{ cm/s}$, (d) $23,1 \text{ cm/s}$

Nous pouvons émettre deux hypothèses quant au fait qu'il n'y a pas de différence remarquable entre

les coefficients d'auto-diffusion mesurés après les écoulements. La première est que lorsque l'on coupe le flux, l'organisation de la microstructure disparaît immédiatement ou du moins trop rapidement avant que l'on ait pu faire la mesure. Nous pouvons également penser que si il y a une organisation, la distance parcourue par une molécule dans une direction pendant le temps de diffusion de la mesure, Δ , est inférieure aux distances caractéristiques de l'organisation des solutions de xanthane. Autrement dit Δ est trop faible et la mesure n'est pas adaptée à nos fluides. Dans ce cas, si les distances entre molécules sont grandes c'est que les solutions de xanthane ne sont pas assez concentrées pour pouvoir mesurer une différence notable entre elles.

Il est clair que ces études préliminaires seront à développer ultérieurement puisque les coefficients sont en relation avec les propriétés diffusionnelles des matériaux. Ces premières études laissent tout de même un champ de perspective et de possibilité intéressante pour de nouvelles études.

4.4 Résultats expérimentaux et numériques en conduite cylindrique avec élargissement brusque

Afin de bien prendre en compte l'influence de la rhéofluidification et du nombre de Reynolds sur les écoulements dans le cas d'un divergent brusque, nous comparons les résultats de deux concentrations de xanthane en solution (0,10% et 0,30%) dans le cadre d'expériences similaires réalisées à même nombre de Reynolds.

4.4.1 Profils de vitesse en amont de l'élargissement

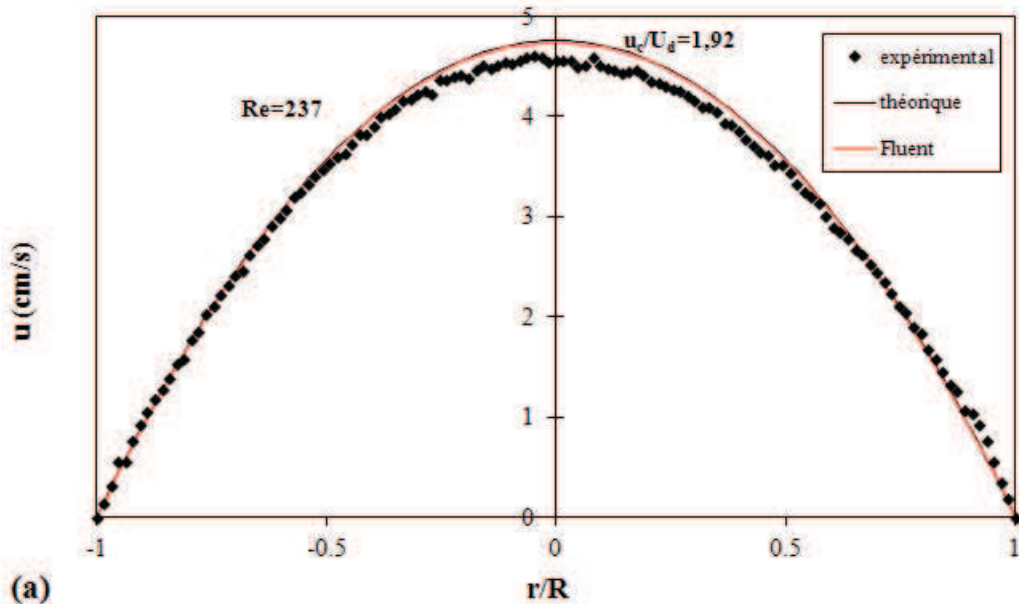
Nous confrontons les résultats expérimentaux obtenus par vélocimétrie par RMN avec les données numériques calculées par Fluent[®] pour le cas de fluides newtoniens et non newtoniens, pour différentes valeurs du nombre de Reynolds, en vérifiant la concordance avec les profils théoriques. Le modèle de viscosité utilisé dans le code Fluent[®] est le modèle de Cross. Le profil de vitesse d'entrée imposé suit le profil théorique d'Ostwald.

Nous nous plaçons pour commencer dans une situation géométrique simple, avant l'élargissement. La Fig. 4.10 (a), (b) et (c) représente respectivement les profils moyens expérimentaux, théoriques et numériques de vitesse axiale pour l'eau, le xanthane en solution à 0,10% et à 0,30% suivant le nombre de Reynolds à une position située à 9 mm avant l'expansion.

Pour l'eau Fig. 4.10 (a), nous constatons que le profil expérimental de vitesse axiale est toujours

légèrement en dessous des profils de vitesse théorique et numériques qui sont parfaitement superposés, avec un rapport $u_c/\bar{U}$ de 1,92. Cependant, la corrélation entre la solution analytique et le résultat numérique est excellente, validant ainsi le code de calcul Fluent. Nous remarquons que les résultats numériques sont en bon accord avec les données expérimentales pour les solutions de xanthane à 0,10% (Fig. 4.10 (b)) et 0,30% (Fig. 4.10 (c)) où une bonne superposition des profils de vitesse axiale est observé quelle que soit la valeur du nombre de Reynolds. La valeur de la vitesse au centre de la conduite est constante pour le xanthane à 0,10% ($u_c \approx 1,50\bar{U}$), alors qu'elle augmente légèrement pour le xanthane à 0,30% avec le nombre de Reynolds ($u_c = 1,49\bar{U}$ pour $Re = 9$ et $u_c = 1,54\bar{U}$ pour $Re = 54$), comme nous l'avons vu précédemment. Ces résultats valident la loi de comportement déterminée par rhéométrie classique et utilisée pour les simulations numériques à travers sa modélisation selon la loi de Cross (Eq. 2.5), comme cela a également été le cas pour l'écoulement en géométrie de Couette à cylindres centrés (cf. chapitre 3).

Enfin nous voyons que les profils de vitesse théoriques et numériques sont bien superposés pour $Re = 9$ à 0,10% de xanthane et pour $Re = 9$ et 21 à 0,30%. Au-delà de ces valeurs, les profils théoriques sont au-dessus (0,10% cf. Fig. 4.10 (b)) ou en-dessous (0,30% cf. Fig. 4.10 (c)) des profils numériques entre $-0,50 < r/R < 0,50$. Ce comportement est lié au fait que l'on quitte la zone où la loi d'Ostwald s'applique et confirme que la loi théorique est moins bonne que la loi de Cross, dans les régions de cisaillement faible.



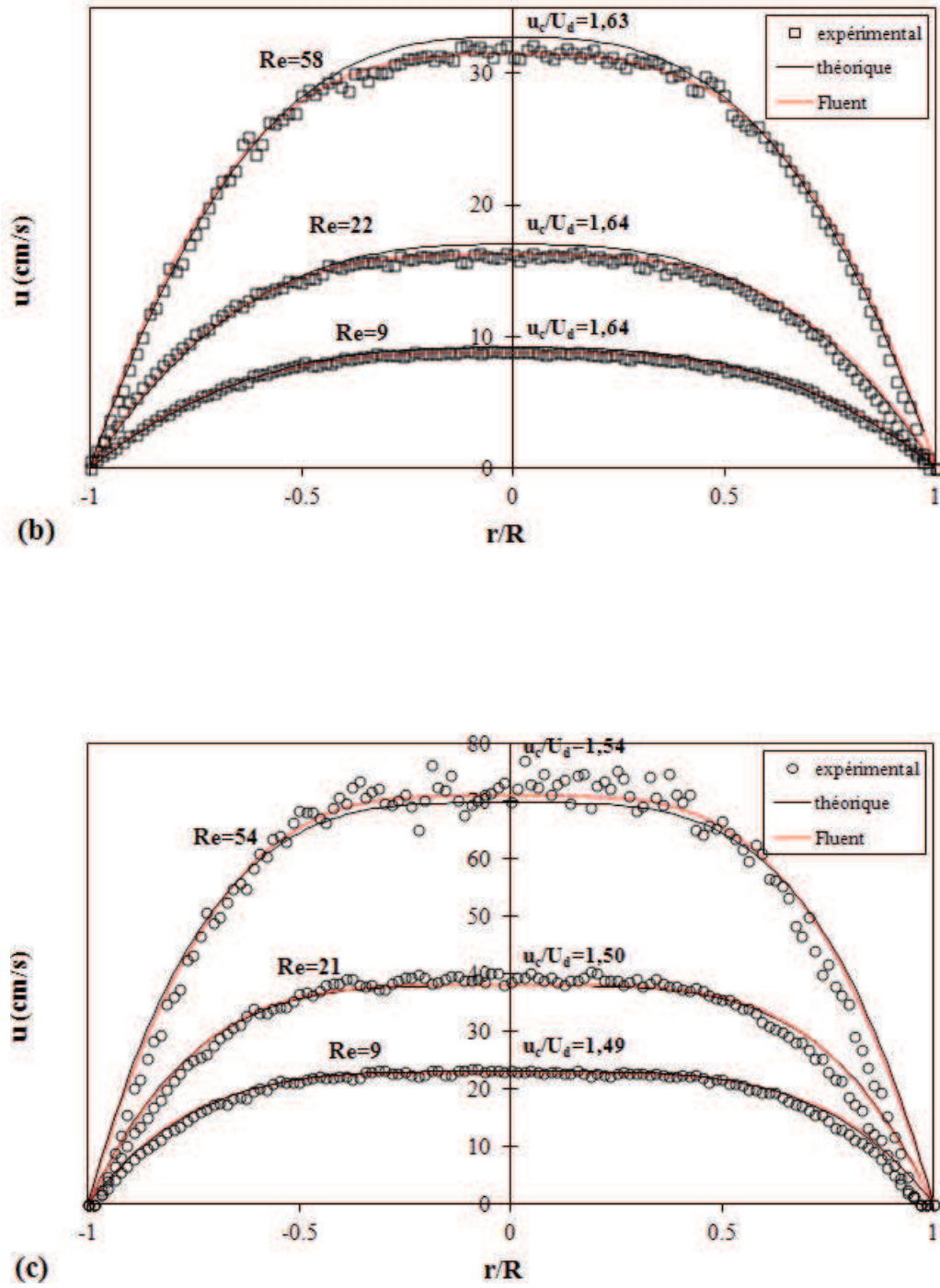


FIGURE 4.10 – Profils de vitesse axiale avant élargissement à $x = -9 \text{ mm}$ pour l'eau et le xanthane en solution suivant le nombre de Reynolds : données expérimentales (symboles), numériques (lignes continues rouges) et profils théoriques (lignes continues noires)

- (a) eau : $\bar{U} = 2,38 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 237$;
 (b) 0, 10% : $\bar{U} = 5,37 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 9$, $\bar{U} = 9,97 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 22$, $\bar{U} = 19,2$ et $Re = 58$;
 (c) 0, 30% : $\bar{U} = 15,4 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 9$, $\bar{U} = 25,4 \text{ cm.s}^{-1}$ et $Re = 22$, $\bar{U} = 45,4$ et $Re = 54$

La Fig. 4.11 rassemble les profils normalisés de vitesse axiale pour l'eau et les deux solutions de xanthane étudiées pour un nombre de Reynolds à une position de 9 mm avant l'élargissement et permet ainsi de mettre à nouveau en évidence l'effet de du caractère rhéofluidifiant sur l'allure des profils de vitesse se manifestant par leur aplatissement.

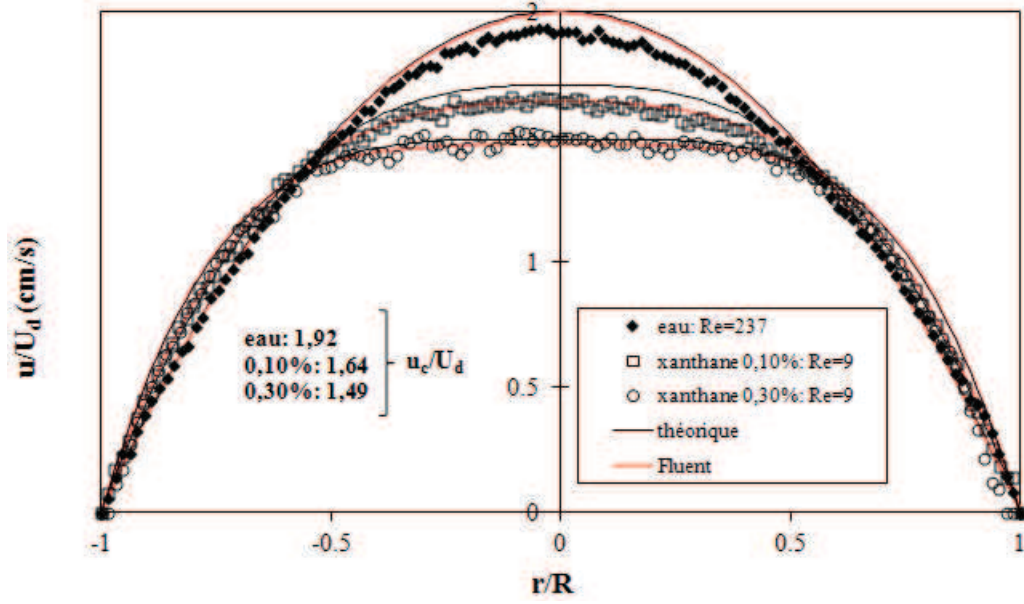


FIGURE 4.11 – Profils normalisés de vitesse axiale pour l'eau et le xanthane en solution à 0,10% et 0,30% avant élargissement ($x = -9$ mm) pour une vitesse débitante : données expérimentales (ronds), numériques (lignes continues rouges et profils théoriques (lignes continues noires))
eau : $\bar{U} = 2,38$ cm.s⁻¹ et $Re = 237$;
0,10% : $\bar{U} = 5,37$ cm.s⁻¹ et $Re = 9$; 0,30% : $\bar{U} = 15,4$ cm.s⁻¹ et $Re = 9$

Nous allons maintenant vérifier que l'accord entre le calcul et l'expérience reste bon dans une situation géométrique complexe en aval de l'expansion avec présence de la zone recirculation.

4.4.2 Description du champ des vitesses en aval de l'élargissement

Influence du caractère rhéofluidifiant et du nombre de Reynolds

Nous avons représenté sur la Fig. 4.12(a) l'évolution des profils expérimentaux et numériques de vitesse axiale pour le xanthane à 0,10% suivant différentes positions x avant et après l'élargissement pour un nombre de Reynolds de 9. Nous identifions parfaitement la zone de recirculation dès $x = 1\text{ mm}$ et en $x = 9\text{ mm}$, avec la présence d'un point d'inflexion sur le profil de vitesse ; qui peut être considéré comme le coeur de la zone de cisaillement séparant l'écoulement secondaire de l'écoulement principal. Elle semble disparaître en $x = 21\text{ mm}$ et en aval.

Pour plus de détails, nous avons représentés successivement sur les Fig. 4.12(b) à (e), les différents profils numériques et expérimentaux aux mêmes positions axiales séparément. Ces courbes isolées nous donnent plus d'information. Nous remarquons que les résultats expérimentaux et numériques présentent peu d'écart. Les courbes obtenues à la position $x = 1\text{ mm}$ (Fig. 4.12(b)) et $x = 9\text{ mm}$ (Fig. 4.12(c)) coïncident bien. Sur la Fig. 4.12(d) pour $x = 21\text{ mm}$ la concordance entre les profils de vitesse est bonne même si il existe un écart entre les résultats expérimentaux et numériques au centre de la conduite. Enfin sur la Fig. 4.12(e) les résultats expérimentaux sont relativement bruités, parce que les mesures correspondent à la fin de la zone de détection, rendant plus difficile la comparaison mais l'accord avec les résultats numériques est tout de même satisfaisant.

L'écoulement s'établit très rapidement pour $Re = 9$. En $x = 9\text{ mm}$ (Fig. 4.12(c)) nous n'observons plus d'écoulement de retour, mais la proximité de la zone de recirculation est décelée par la présence d'un point d'inflexion sur le profil de vitesse. Le rétablissement de l'écoulement commence dans le tube élargi. On peut considérer que la position axiale de 21 mm ((Fig. 4.12(d)) correspond presque à la longueur d'établissement de l'écoulement qui a recollé. La zone $r/R < -0,50$ et $r/R > 0,50$ à la position $x = 1\text{ mm}$ ((Fig. 4.12(b)) correspond à une zone quasi morte de l'écoulement, où les gradients de vitesse s'amortissent très vite.

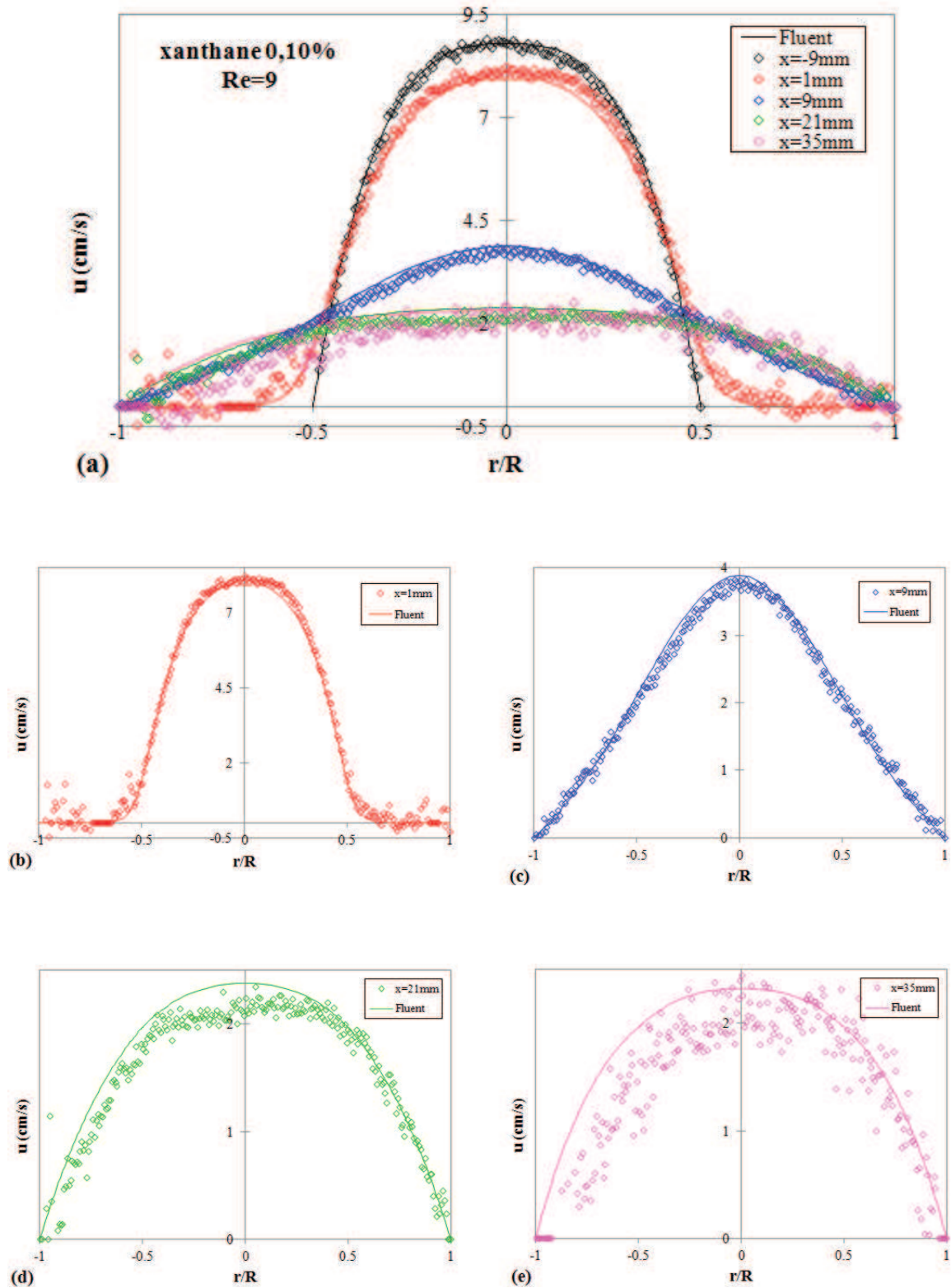


FIGURE 4.12 – Profils de vitesse axiale pour le xanthane en solution à 0,10% suivant x pour $Re = 9$: données expérimentales (losanges) et numériques (lignes continues)
 (a) $-9 \text{ mm} < x < 35 \text{ mm}$, (b) $x = 1 \text{ mm}$, (c) $x = 9 \text{ mm}$, (d) $x = 21 \text{ mm}$, (e) $x = 35 \text{ mm}$

La Fig. 4.13(a) permet la comparaison entre les profils numériques et expérimentaux de vitesse axiale suivant x pour $Re = 49$ pour une concentration de xanthane de 0,10%. De la même manière que la Fig. 4.12, les différents profils ont été représentés séparément sur les Fig. 4.13(b), (c), (d) et (e). La concordance entre les différents profils est encore bonne même si nous remarquons des écarts plus importants près des parois pour la position $x = 41 \text{ mm}$ (Fig. 4.13(e)).

La zone de recirculation s'est considérablement allongée mais la vitesse reste faible dans cette zone. Nous constatons qu'à $x = 41 \text{ mm}$ l'écoulement est en cours d'établissement avec la persistance d'un point d'inflexion sur les profils de vitesse.

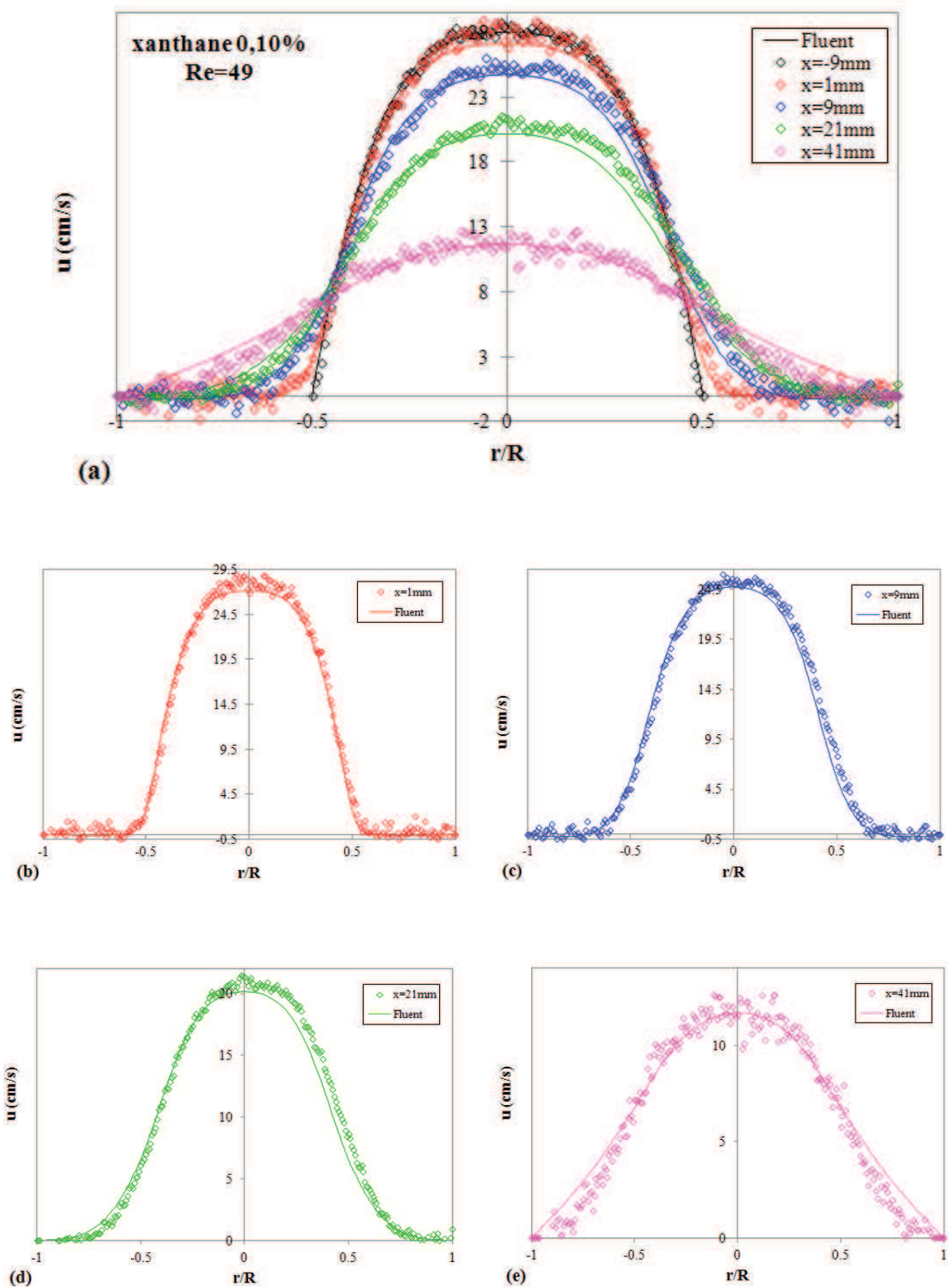


FIGURE 4.13 – Profils de vitesse axiale pour le xanthane en solution à 0,10% suivant x pour $Re = 49$: données expérimentales (losanges) et numériques (lignes continues)
 (a) $-9 \text{ mm} < x < 41 \text{ mm}$, (b) $x = 1 \text{ mm}$, (c) $x = 9 \text{ mm}$, (d) $x = 21 \text{ mm}$, (e) $x = 41 \text{ mm}$

La Fig. 4.14 représente les différents profils expérimentaux et numériques de vitesse suivant les mêmes positions axiales que les deux figures précédentes pour $Re = 58$ (Fig. 4.14(a)) et $Re = 104$ (Fig. 4.14(b)). Nous constatons toujours un bon accord entre les données expérimentales et les résultats numériques pour les cas considérés avec de légers écarts à noter près des parois pour la position axiale la plus éloignée ($x = 39 \text{ mm}$).

Nous remarquons que l'établissement de l'écoulement après l'élargissement est retardé par l'augmentation du nombre de Reynolds. La zone de recirculation est toujours bien visible pour $Re = 104$.

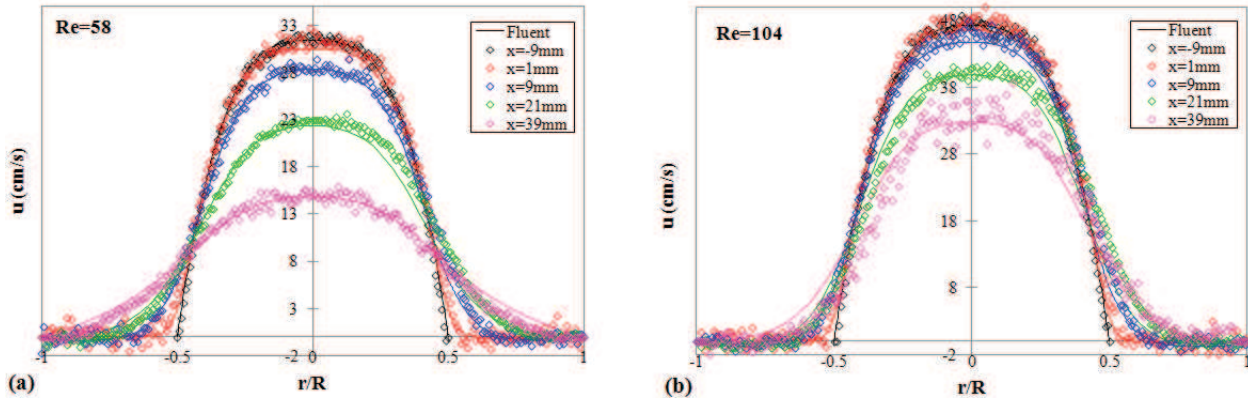


FIGURE 4.14 – Profils de vitesse axiale pour le xanthane en solution à 0,10% suivant x pour $Re = 58$ ((a)) et $Re = 104$ ((b)) : données expérimentales (losanges) et numériques (lignes continues)

Pour le xanthane en solution à 0,30%, nous avons représenté sur la Fig. 4.15(a) les différents profils expérimentaux et numériques de vitesse suivant les mêmes positions axiales que pour le xanthane à 0,10% au même nombre de Reynolds de 9 (cf. Fig. 4.12). Les profils obtenus à chaque position axiale sont représentés séparément sur les Fig. 4.15(b), (c), (d) et (e).

Les données expérimentales et les résultats numériques coïncident bien. Des écarts sont cependant visibles sur la Fig. 4.15(b) pour $r/R < -0,50$ et $r/R < 0,50$ au début de la zone de cisaillement de l'écoulement.

La comparaison entre les profils de vitesse axiale à la position $x = 9 \text{ mm}$ pour un nombre de Reynolds identique, $Re = 9$, du xanthane en solution à 0,30% (Fig. 4.15(c)) avec ceux du xanthane à la concentration de 0,10% (Fig. 4.12(c)), n'est pas évidente. Il semble qu'il y est un retard de l'établissement de l'écoulement, attribuable à l'augmentation du caractère rhéofluidifiant, mais la dépendance n'est pas très nette. Par ailleurs nous observons également un aplatissement général des profils de vitesse quand la concentration de xanthane en solution est plus importante pour le même nombre de Reynolds (cf. Fig. 4.12(a)).

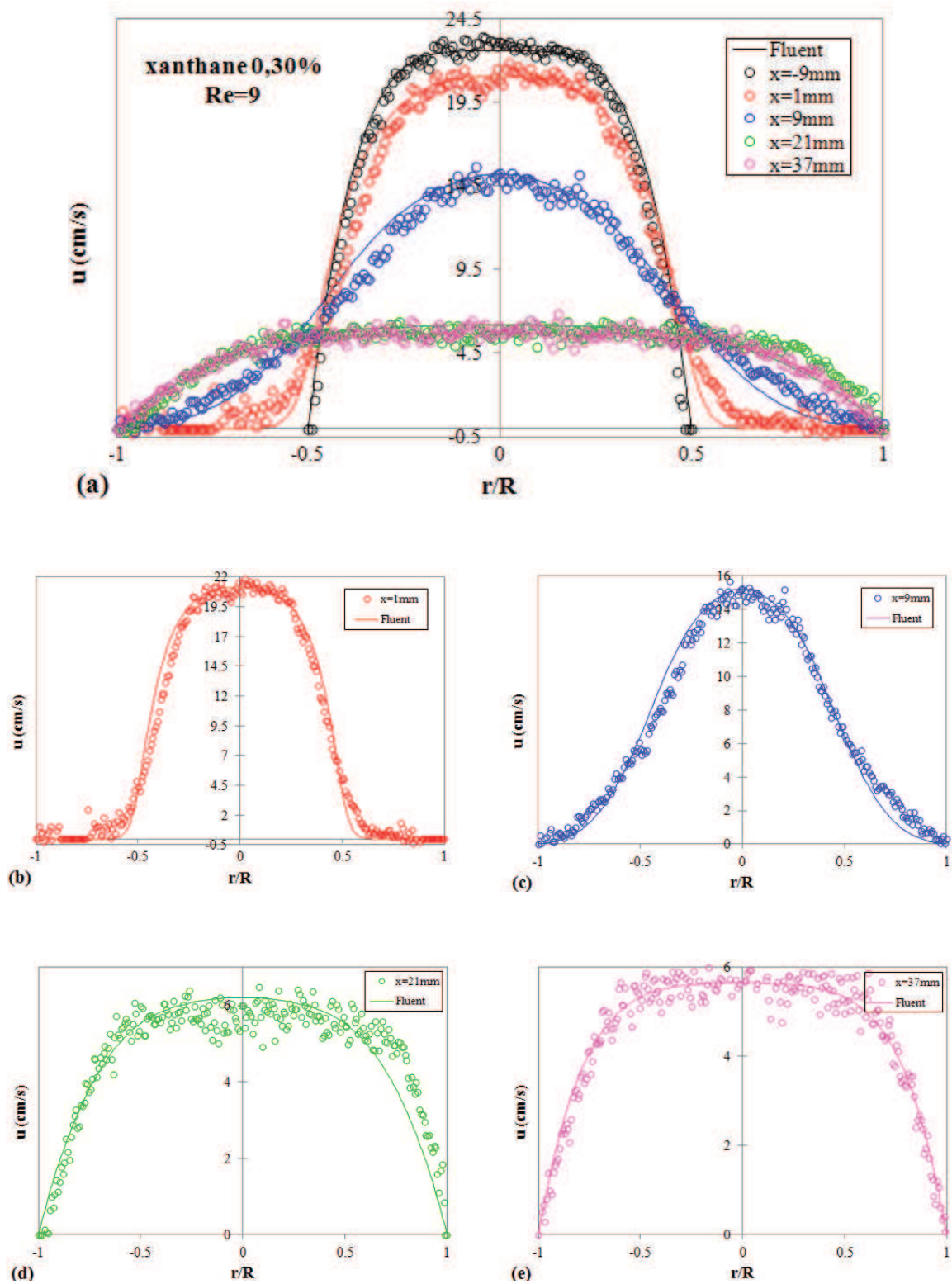


FIGURE 4.15 – Profils de vitesse axiale pour le xanthane en solution à 0,30% suivant x pour $Re = 9$: données expérimentales (ronds) et numériques (lignes continues)
 (a) $-9 \text{ mm} < x < 37 \text{ mm}$, (b) $x = 1 \text{ mm}$, (c) $x = 9 \text{ mm}$, (d) $x = 21 \text{ mm}$, (e) $x = 37 \text{ mm}$

Enfin la Fig. 4.16(a) montre les différents profils expérimentaux et théoriques de vitesse axiale pour $Re = 45$ qui sont également représentés séparément pour chaque x sur les Fig. 4.16(b), (c), (d) et (e). Une fois encore une bonne concordance générale est observée entre les résultats expérimentaux et numériques malgré quelques écart observables pour la position $x = 1 \text{ mm}$ (Fig. 4.16(b)).

La comparaison des profils de vitesse à la position $x = 37 \text{ mm}$ pour $Re = 9$ (Fig. 4.15(e)) et $x = 39 \text{ mm}$ pour $Re = 45$ (Fig. 4.16(e)) montre que le retard de l'établissement de l'écoulement dû à la croissance du nombre de Reynolds semble plus important que pour la solution de xanthane à 0,10% dans les mêmes conditions (cf. (Fig. 4.12(e) et Fig. 4.13(e))). Bien que l'amplification du retard de l'établissement par les propriétés rhéofluidifiantes du matériau soit discutable, l'influence de la rhéofluidification sur l'allure des profils est évidente. Nous remarquons en effet que les profils de vitesse sont beaucoup plus aplatis que ceux du xanthane en solution à 0,10% pour le même nombre de Reynolds (cf. Fig. 4.13(a)).

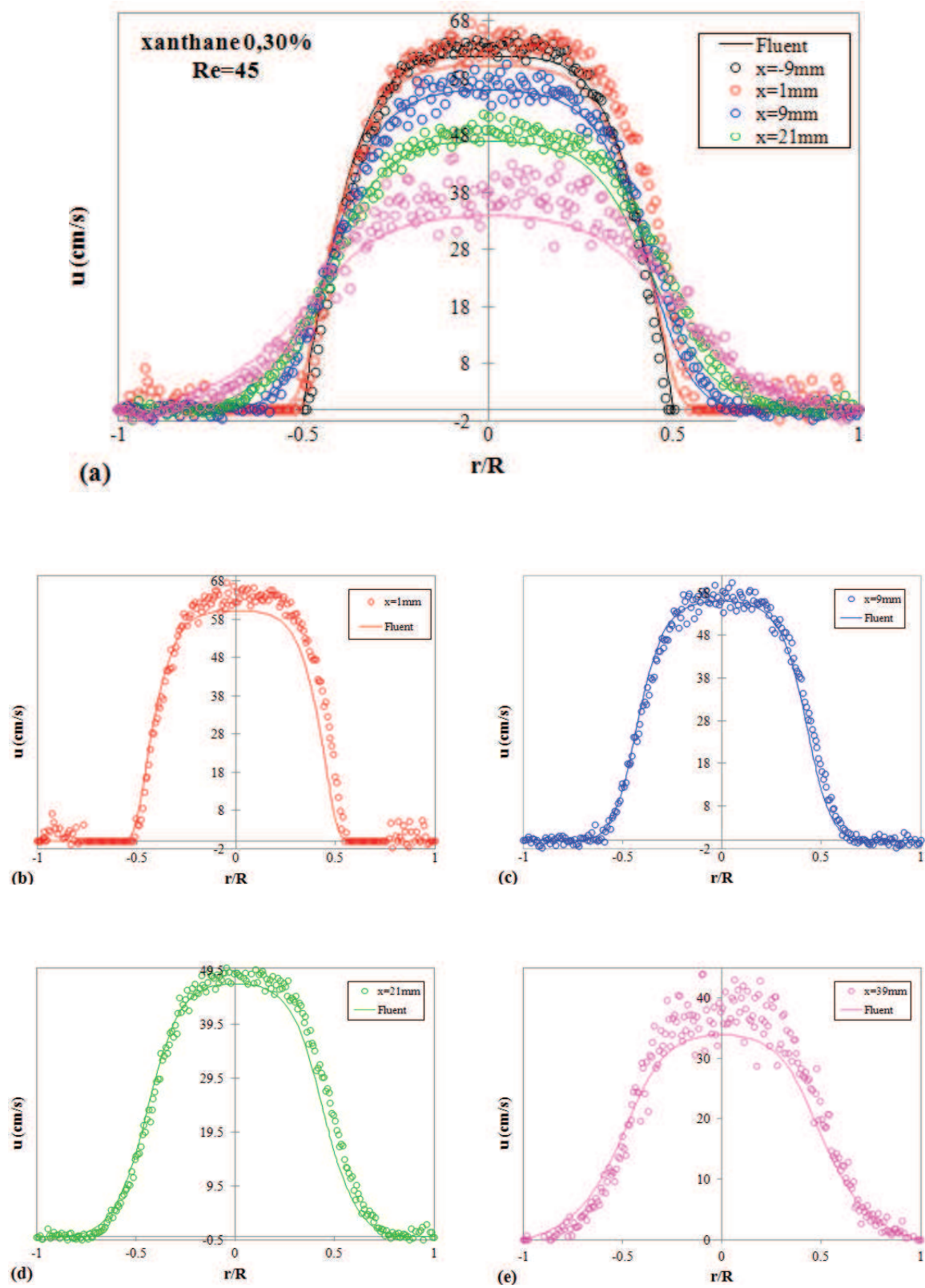


FIGURE 4.16 – Profils de vitesse axiale pour le xanthane en solution à 0,30% suivant x pour $Re = 45$: données expérimentales (ronds) et numériques (lignes continues)
 (a) $-9\text{ mm} < x < 39\text{ mm}$, (b) $x = 1\text{ mm}$, (c) $x = 9\text{ mm}$, (d) $x = 21\text{ mm}$, (e) $x = 39\text{ mm}$

Afin de mieux visualiser la zone de recirculation, nous avons isolé deux profils de vitesse axiale juste après l'élargissement pour les deux solutions de xanthane étudiées à un nombre de Reynolds très proche, que nous avons représentés sur la Fig. 4.17. Dans la zone de cisaillement les valeurs de la vitesse sont très faibles, ce qui rend la mesure difficile. De ce fait les données expérimentales sont relativement bruitées et difficilement exploitables.

Ces courbes montrent que pour un nombre de Reynolds proche de 50, la taille de la zone de recirculation semble à première vue être la même pour les deux concentrations de xanthane aux deux positions axiales alors que son intensité diminue avec l'augmentation du caractère rhéofluidifiant, surtout à la position $x = 9 \text{ mm}$. Si nous définissons ici l'intensité du vortex par le rapport $-u_v/\bar{U}$ (où u_v représente la vitesse maximale de la zone de recirculation), nous constatons en fait que celle-ci augmente entre la position axiale $x = 1 \text{ mm}$ et $x = 9 \text{ mm}$ pour les deux concentrations de xanthane et avec la concentration pour une même position axiale. Nous avons reporté sur la Fig. 4.17 les valeurs du rapport $-u_v/\bar{U}$ pour la solution de xanthane à 0,10% (Fig. 4.17(a)) et 0,30% (Fig. 4.17(b)). L'écart entre les deux solutions de xanthane est par ailleurs amplifié par l'augmentation de la position axiale. Enfin, nous remarquons que le gradient de vitesse en dehors de la zone de recirculation est plus important pour la plus forte concentration de xanthane, dû à un gradient de viscosité plus élevé que pour la solution de concentration inférieure.

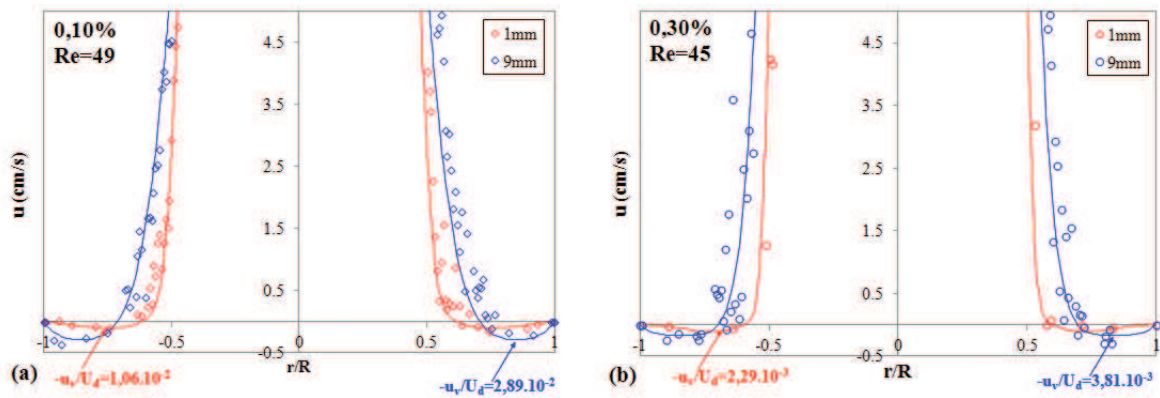


FIGURE 4.17 – Profils de vitesse axiale pour le xanthane en solution à 0,10% et 0,30% après l'élargissement à $x = 1 \text{ mm}$ et $x = 9 \text{ mm}$ pour un nombre de Reynolds très proche : données expérimentales (symboles) et numériques (lignes continues)

(a) 0,10% et $Re = 49$, (b) 0,30% et $Re = 45$

4.4.3 Longueur d'établissement de l'écoulement

Afin de mieux comprendre les modalités de l'établissement de l'écoulement, nous avons représenté sur la Fig. 4.18 l'évolution des vitesses adimensionnées au centre de la conduite suivant la position axiale pour différentes vitesses débitantes concernant les deux solutions de xanthane étudiées. Nous étudions donc l'influence du nombre de Reynolds et du caractère rhéofluidifiant sur la décroissance de la vitesse dans l'élargissement brusque. La normalisation a été effectuée par rapport à la vitesse débitante dans la petite section avant l'élargissement. Nous confrontons les données expérimentales issues des mesures de vitesse en coupe coronale avec les résultats des simulations numériques et d'une manière générale même si nous observons des écarts, les pentes des courbes de décroissance de la vitesse au centre sont presque les mêmes.

Pour tous les cas étudiés, nous remarquons que les courbes du xanthane en solution à 0, 10% et de celle à 0, 30% ont deux intersections communes, une quand la décélération est importante et une autre quand la vitesse au centre commence à atteindre sa valeur établie.

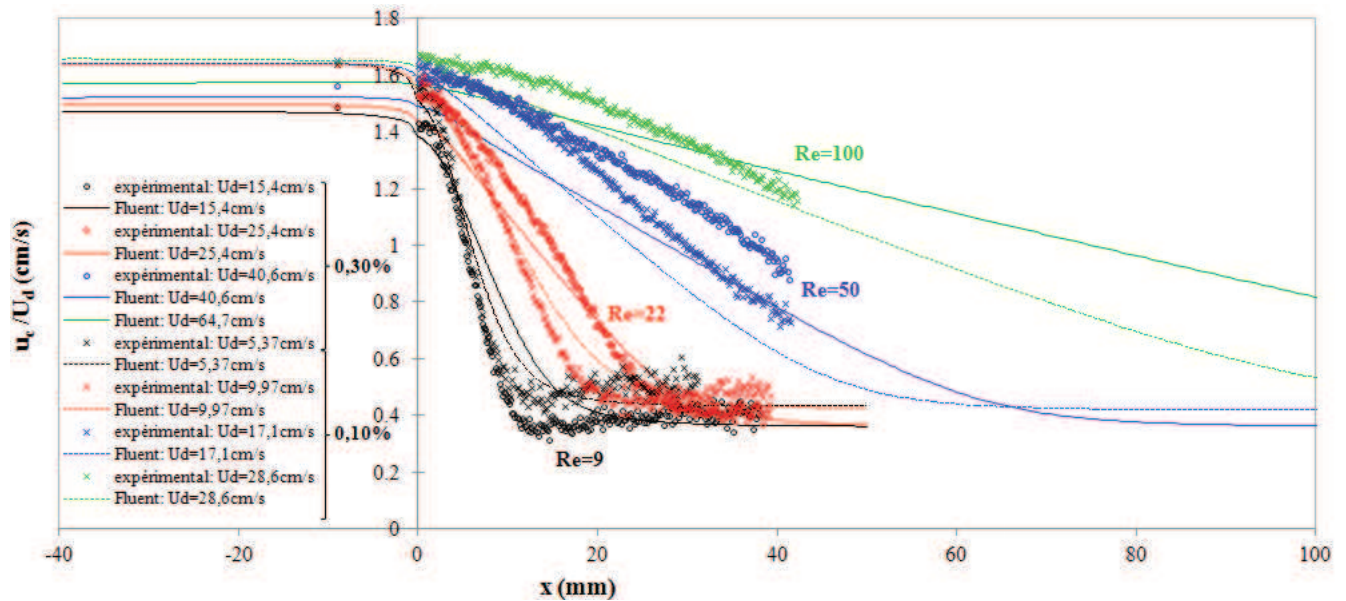


FIGURE 4.18 – Évolution du rapport $u_c/\bar{U}$ dans le divergent pour différentes vitesses débitantes pour le xanthane en solution à 0, 10% et 0, 30% : données expérimentales (croix : 0, 10% et ronds : 0, 30%) et numériques (tirets : 0, 10% et lignes continues : 0, 30%)

Dans sa thèse P. Corvisier [52] a montré que l'influence du caractère élastique sur l'établissement de l'écoulement dans le cas de l'élargissement se manifeste par l'apparition d'un maximum de la vitesse au centre avant le divergent et d'un minimum après. Ces deux phénomènes ne se produisent pas dans notre cas. Lors de l'établissement de l'écoulement, la diffusion visqueuse et la viscoélasticité sont les

phénomènes dominants, ainsi, ceux de la viscoélasticité, négligeables dans notre cas, sont masqués par la diffusion de quantité de mouvement.

La Fig. 4.19(a) permet de mettre en évidence de manière plus significative l'influence du nombre de Reynolds sur l'établissement de l'écoulement après l'élargissement à partir des résultats numériques. Nous avons considéré que l'écoulement était établi à 2% près de $u_c/\bar{U} = \text{constante}$. Sur la Fig. 4.19(a) est représentée la longueur d'établissement normalisée par la hauteur de marche, soit L_e/h , en fonction du nombre de Reynolds. Des simulations dans le cas newtonien (eau) ont également été réalisées et sont également représentées sur la Fig. 4.19(a).

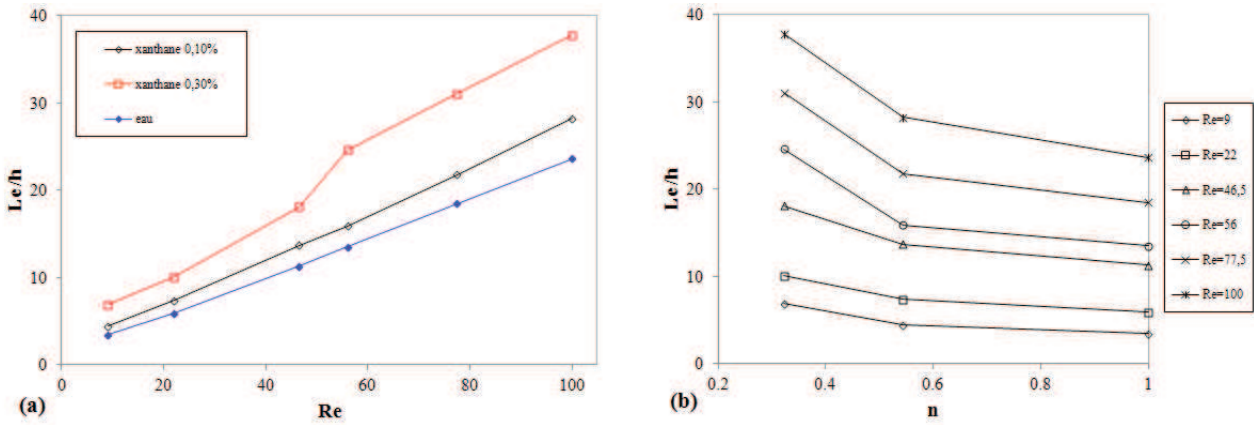


FIGURE 4.19 – (a) Évolution du rapport L_e/h en fonction du nombre de Reynolds pour les fluides étudiés : données numériques
(b) Évolution du rapport L_e/h en fonction de l'indice de structure des solutions de xanthane utilisées et de l'eau pour différents nombres de Reynolds

Nous voyons clairement que la longueur d'établissement augmente linéairement avec le nombre de Reynolds pour un indice de structure donné. Par ailleurs, le retard de l'établissement de l'écoulement lié à l'augmentation du caractère rhéofluidifiant est bien mise en évidence par la croissance du rapport L_e/h avec n .

L'augmentation de la longueur d'établissement normalisée sous l'effet de la rhéofluidification est relativement importante pour la plus faible valeur du nombre de Reynolds. Nous avons $L_e/h \approx 0,38Re$ pour l'eau, $L_e/h \approx 0,49Re$ pour le xanthane en solution à 0,10% et $L_e/h \approx 0,76Re$ pour celle à 0,30%. L'augmentation est moins nette ensuite et tend vers une valeur constante pour l'eau à partir de $Re = 22$ où $L_e/h \approx 0,25Re$. Pour la solution de xanthane à 0,10% la dépendance linéaire est constante à partir de $Re = 46,5$ et nous avons $L_e/h \approx 0,28Re$. Pour celle 0,30%, la longueur d'établissement diminue progressivement jusqu'à $Re = 46,5$ puis elle augmente légèrement et se stabilise à $L_e/h \approx 0,40Re$ à partir de $Re = 56$. Nous remarquons que le coefficient de proportionnalité ainsi que le maximum

de la longueur d'établissement observée ($L_{e\max}/h$), pour $Re = 100$, croissent avec la concentration de xanthane.

Il est difficile d'évaluer précisément avec les courbes de la Fig. 4.18 la dépendance de l'établissement de l'écoulement avec le caractère rhéofluidifiant. Pour cela, nous avons représenté sur la Fig. 4.19(b) la longueur d'établissement, notée L_e , adimensionnée par la hauteur de marche h , en fonction de l'indice de structure des fluides utilisés. Ces courbes reflètent à nouveau l'augmentation de la longueur d'établissement avec la diminution de l'indice de structure. Pour le plus petit nombre de Reynolds étudié ($Re = 9$), la longueur d'établissement est proche quelque soit l'indice de structure et vaut environ 3,5 fois la hauteur de marche pour l'eau, $4,5h$ pour le xanthane en solution à 0,10% et $6,9h$ pour celle à 0,30%. De $n = 1$ à $n = 0,543$, le rapport L_e/h augmente d'environ 20% d'un indice de structure à l'autre. Il augmente ensuite en moyenne d'environ 42,5% de $n = 0,543$ à $n = 0,322$.

4.4.4 Étude de la zone de recirculation

Nous allons maintenant étudier l'influence de l'indice de structure et du nombre de Reynolds, sur le développement de l'écoulement après l'élargissement en nous intéressant à la zone de recirculation en terme d'intensité et de dimension. Pour mettre en évidence l'effet de ces deux paramètres, nous allons comparer les résultats des simulations numériques de l'eau, état de référence, avec les deux solutions de xanthane utilisées, pour $9 < Re < 217$.

4.4.4.1 Grandeurs caractéristiques

La Fig. 4.20 qui représente les contours de la fonction de courant pris dans un cas arbitraire, montre les grandeurs caractéristiques de la zone de recirculation (taille et intensité) que nous allons examiner. Le forme de la zone de recirculation permet de comprendre l'allure des profils de vitesse avec la position du centre du vortex et les zones de cisaillement.

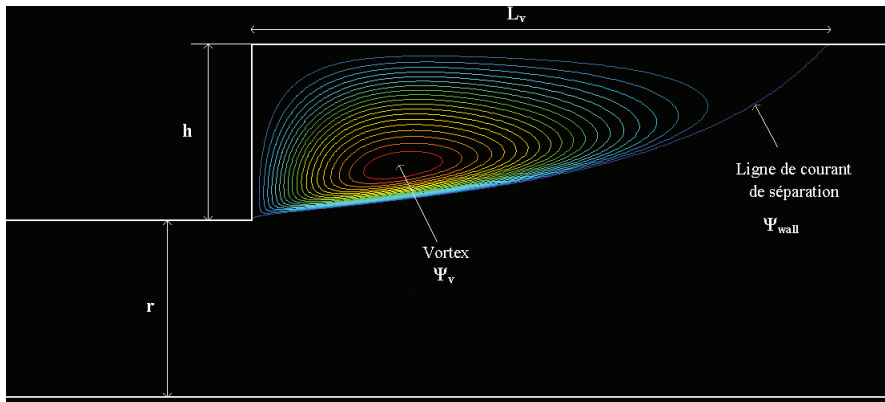


FIGURE 4.20 – Lignes de courant de l'écoulement dans la conduite cylindrique avec élargissement : grandeurs caractéristiques de la zone de recirculation (L_v, ψ_v)

La taille de la zone de recirculation a une longueur caractéristique, notée L_v , qui peut être définie comme la longueur de la zone limitée par la ligne de courant qui sépare les vitesses positives de l'écoulement principal des vitesses négatives de l'écoulement secondaire. Nous adimensionnons la longueur de vortex par la hauteur de marche h qui vaut dans notre cas le rayon de la petite section avant l'élargissement.

L'intensité du vortex est caractérisée par sa fonction de courant ψ . Plus précisément nous calculons la différence entre la valeur de la fonction de courant au centre du vortex, ψ_v , et celle de la ligne de courant de séparation entre l'écoulement secondaire de l'écoulement principal, notée ψ_{wall} , qui est égale

à la valeur de la fonction de courant sur la paroi de la conduite. Nous obtenons $\Delta\psi = \psi_v - \psi_{wall}$. Fluent calcule la fonction de courant au débit massique moyen près et donne donc une grandeur homogène à ce dernier. Il faut donc diviser cette grandeur par le débit massique moyen afin d'en avoir une forme adimensionnée. Plus précisément, nous calculons une forme normalisée de la différence de fonction de courant, $\Delta\psi^*$, par le débit massique moyen suivant l'Eq. 4.9.

$$\Delta\psi^* = \frac{\Delta\psi}{\rho \bar{U} s} \quad (4.9)$$

où $\bar{U}$ et s sont respectivement la vitesse débitante et la petite section avant l'élargissement et ρ la masse volumique des fluides utilisés, égale à $998,2 \text{ kg.m}^{-3}$.

La fonction de courant ψ est une fonction scalaire du champ des vitesses [100]. Pour un écoulement bidimensionnel, i.e. sans composante suivant z ($\mathbf{v} = (u(x, y), v(x, y))$), la conservation de la masse se traduisant par $\text{div } \mathbf{v} = 0$ donne :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (4.10)$$

D'après cette équation, la fonction scalaire ψ est telle que :

$$\begin{aligned} u &= \frac{\partial \psi}{\partial y} \\ v &= -\frac{\partial \psi}{\partial x} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Les lignes suivant lesquelles $\psi(x, y) = \text{constante}$ coïncident avec les lignes de courant.

4.4.4.2 Représentation des lignes de courant expérimentales

La Fig. 4.21 représente les lignes de courant expérimentales, obtenues à l'aide du logiciel Matlab[®] et numériques, calculées par le logiciel Fluent[®], pour les deux solutions de xanthane étudiées en fonction du nombre de Reynolds. Nous constatons que la longueur du vortex s'allonge avec le nombre de Reynolds pour une concentration de xanthane fixée et a priori avec le caractère rhéofluidifiant pour un nombre de Reynolds donné. Si d'après les résultats des simulations numériques cette dernière observation semble évidente, ça ne l'est pas autant si l'on regarde les résultats expérimentaux. La comparaison entre les calculs et les résultats expérimentaux s'avèrent tout de même satisfaisant. Les longueurs de vortex sont de la même dimension.

Les représentations expérimentales des lignes de courant issues de la vélocimétrie par IRM permettent une bonne approximation quantitative de la longueur de la zone de recirculation. Les résultats numériques vont cependant nous permettre de réaliser une étude plus fine de la zone vortex en déterminant avec plus de précision sa taille.

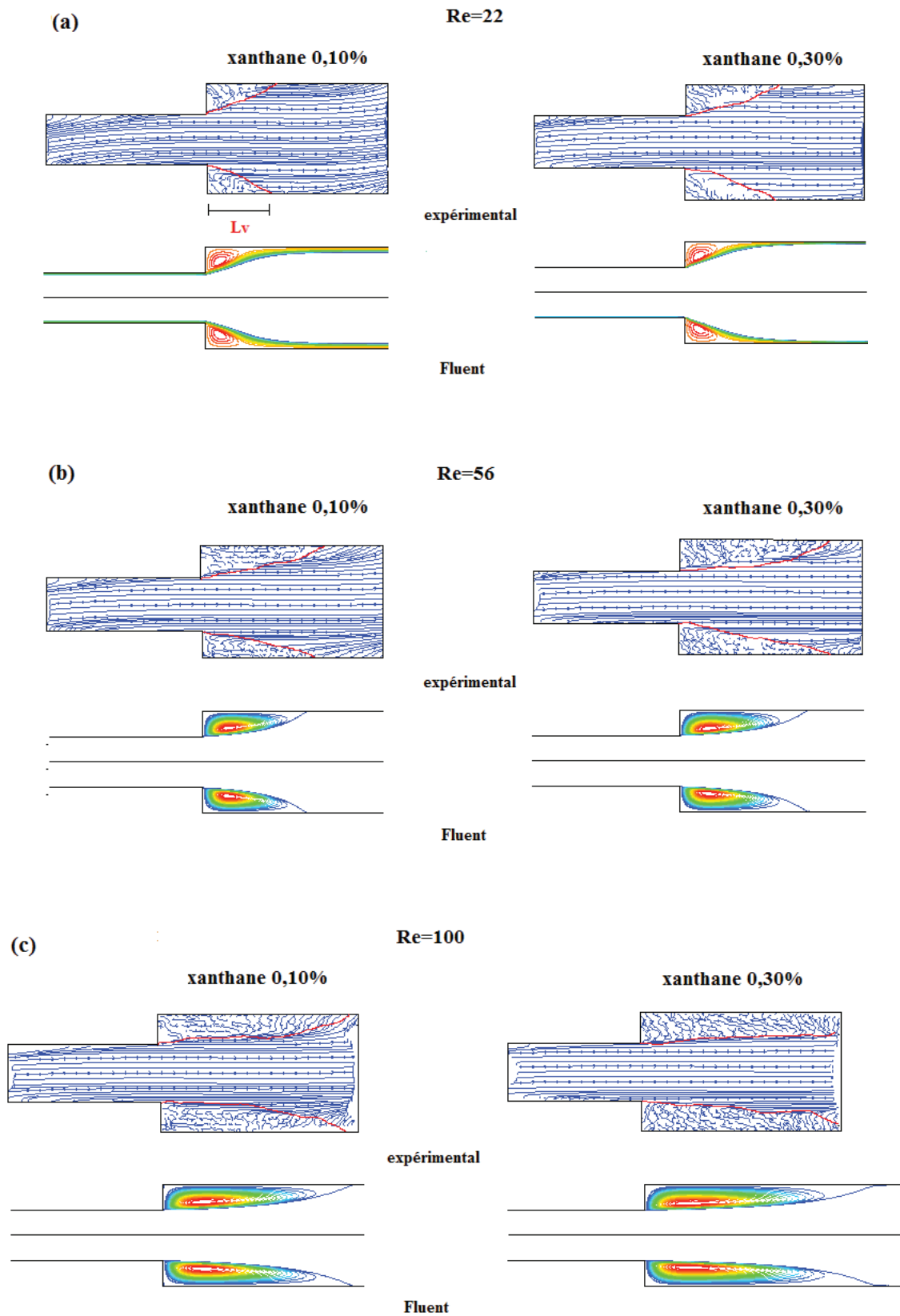


FIGURE 4.21 – Lignes de courants pour le xanthane en solution à 0,10% et 0,30% en fonction du nombre de Reynolds : (a) $Re = 22$, (b) $Re = 56$ et (c) $Re = 100$. Résultats expérimentaux et numériques

4.4.4.3 Longueur du vortex

La Fig. 4.22 représente les lignes de courants pour l'eau et le xanthane en solution à 0,10% et 0,30% pour deux valeurs du nombre de Reynolds ($Re = 9$ et 56) et permet ainsi de mettre en évidence l'effet de l'indice de la loi puissance du fluide et du nombre de Reynolds sur le champ d'écoulement et surtout la zone de recirculation. Pour chaque cas nous rappelons la dimension normalisée de la zone de recirculation L_v/h ainsi que son intensité adimensionnée $\Delta\psi^*$.

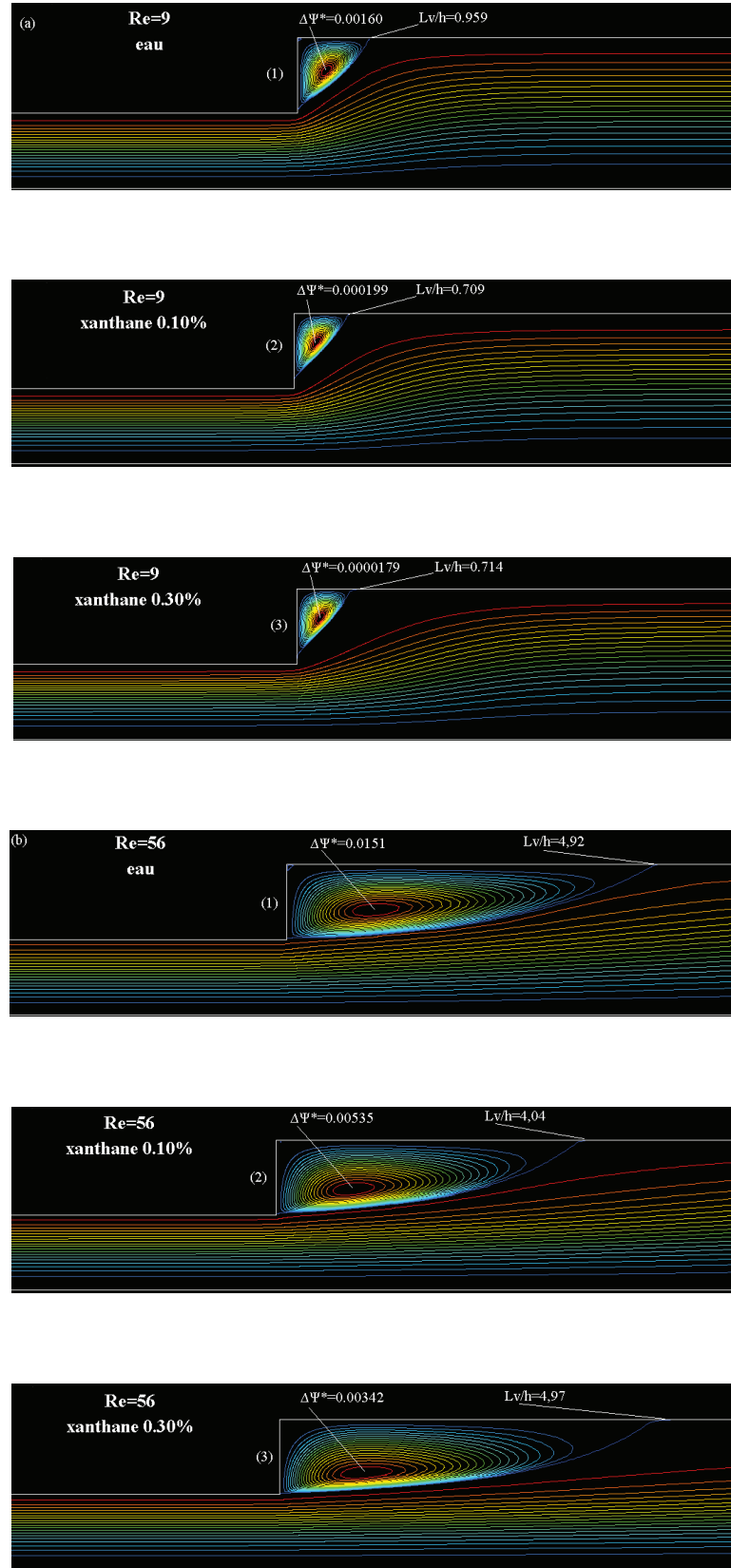


FIGURE 4.22 – Lignes de courants pour l'eau (1) et le xanthane en solution à 0,10% ($n = 0,534$) (2) et 0,30% ($n = 0,322$) (3) en fonction du nombre de Reynolds ((a) $Re = 9$, (b) $Re = 56$) : résultats numériques

Nous remarquons que l'augmentation de la taille de la zone de recirculation est associée à celle du nombre de Reynolds pour un indice de structure constant. Cela est valable pour tous les fluides étudiés en comparant les Fig. 4.22(a1) et Fig. 4.22(b1), Fig. 4.22(a2) et Fig. 4.22(b2) et Fig. 4.22(a3) avec Fig. 4.22(b3) et cela est en accord avec les résultats expérimentaux et numériques de Halmos et al. [103, 102], pour des indices de structures compris entre 1 et 0,65, $Re < 150$ et $\beta = 2$. Nag et Datta [168] pour $0,70 < n < 1,0$, $50 < Re < 200$ et $2 < \beta < 6$, ainsi que Pak et al. [182] pour $Re < 200$, $\beta = 2,667$ et $0,719 < n < 0,904$ ont également pu observer une augmentation de la longueur de rattachement liée à celle du nombre de Reynolds. Il en résulte que pour la plus grande valeur du nombre de Reynolds, la longueur de développement de l'écoulement en aval de l'élargissement est plus étendue, comme cela a été déjà vu précédemment. Une grande zone de recirculation entraîne une décélération plus progressive de l'écoulement principal. Elle amortit l'effet de la discontinuité de la géométrie. En fait, plus l'inertie est grande, plus il est difficile pour le fluide de suivre les contours de l'élargissement et par conséquent plus la taille du vortex est importante.

A première vue il semble que le rapport L_v/h des trois fluides est sensiblement le même. En regardant plus précisément, en fait, pour un nombre de Reynolds égal à 9, la taille du vortex du fluide newtonien (Fig. 4.22(a1)) est supérieure d'environ 20% à celle des solutions de xanthane aux indices de structure plus faibles (Fig. 4.22((a2) et (a3)). Toujours en régime laminaire, pour $Re = 56$, nous voyons que la longueur de l'écoulement secondaire pour la solution de xanthane à 0,30% (Fig. 4.22(b3)) est quasi identique à celle de l'eau (Fig. 4.22(b1)) alors qu'elle a diminué d'environ 17% pour le xanthane en solution à 0,10% (Fig. 4.22(b2)). Ces résultats sont en accord avec ceux de Nag et Datta [168] pour $0,70 < n < 1,0$, $50 < Re < 200$ et $\beta = 3$.

Nous venons de voir que le retard à l'établissement de l'écoulement dû à l'augmentation du nombre de Reynolds, i.e. des forces d'inertie, était en fait lié à une augmentation de la taille du vortex. Puisque la longueur d'établissement augmente avec le caractère rhéofluidifiant pour un même nombre de Reynolds, la dimension de l'écoulement secondaire devrait elle aussi croître quand l'indice de structure chute. C'est bien le cas pour les deux solutions de xanthane mais ce n'est l'effet observé entre l'eau et le xanthane en solution. Comme ce que nous avons pu observer au chapitre précédent dans le cas de l'écoulement entre deux cylindres excentrés, la rhéofluidification de la solution de xanthane à 0,10% est en compétition avec l'inertie, il y a dans ce cas un équilibre entre les deux effets et cela réduit la taille de la zone de recirculation. Le phénomène semble s'inverser avec l'augmentation de la rhéofluidification. En effet, lorsque celle-ci devient prépondérante sur les effets d'inertie, la taille du vortex

grandit jusqu'à se rapprocher de celle du fluide newtonien et retarde ainsi l'écoulement. L'évolution de la taille du vortex n'est donc pas linéaire avec l'indice de structure alors que le retard à l'écoulement l'est.

Dans la littérature, il est cependant difficile de trouver une tendance claire et les résultats divergent parfois. Les observations expérimentales de Pak et al. [182] dans la même gamme de nombre de Reynolds que la notre pour $\beta = 2,667$, ont montré qu'en régime laminaire, la longueur de rattachement normalisée de différentes concentrations de solutions d'un fluide non newtonien purement visqueux rhéofluidifiant (Carbopol) restait quasi constante quelque soit la concentration et était presque la même que celle de l'eau, aux mêmes nombre de Reynolds. Cette tendance est contraire aux résultats numériques de Halmos et al. [103] qui ont trouvé que la taille de la zone de recirculation augmentait de 20% avec une diminution de l'indice de structure de 1 à 0,65 pour $Re < 150$, alors que dans notre cas, elle diminue pour $n = 1$ à 0,522 pour $Re < 217$. Dans la même étude [182], Pak et al. ont montré en revanche que l'élasticité réduit fortement la taille du vortex, en accord avec les résultats de Perera et Walters [188] qui ont même trouvé que l'influence de l'élasticité tendait presque à faire disparaître la zone de recirculation. Dans sa thèse [52], P. Corvisier a également trouvé que le vortex créé par l'inertie du fluide était atténué par son élasticité.

Ces deux effets sont mieux illustrés sur les Fig. 4.23(a) et (b) représentant respectivement la longueur de rattachement normalisée en fonction du nombre de Reynolds et de l'indice de structure des fluides utilisés.

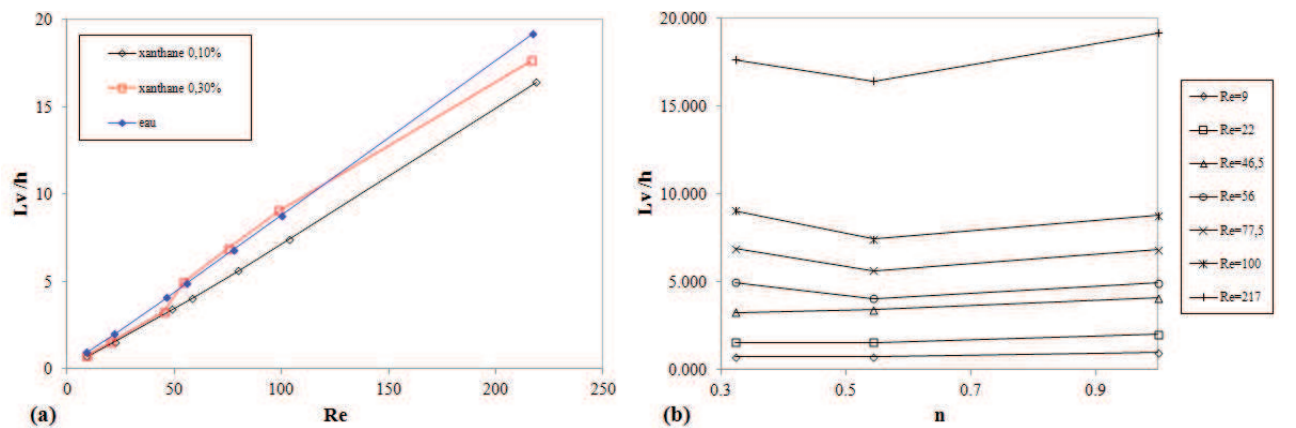


FIGURE 4.23 – (a) Évolution du rapport L_v/h en fonction du nombre de Reynolds pour les fluides étudiés : données numériques
(b) Évolution du rapport L_v/h en fonction de l'indice de structure des solutions de xanthane utilisées et de l'eau pour différents nombres de Reynolds

Nous constatons que la longueur du vortex augmente linéairement avec le nombre Reynolds pour un indice n fixe (cf. Fig. 4.23(a)) et qu'elle obéit à une relation de la forme :

$$\frac{L_v}{h} = \alpha Re \quad (4.12)$$

Ce phénomène a déjà été observé dans de nombreuses études sur les écoulements laminares à travers des élargissement brusques [138, 10, 103, 102, 86, 182, 11, 168].

Nous trouvons $\alpha = 0,091$ pour l'eau, $\alpha = 0,074$ pour le xanthane en solution à 0,10% et $0,070 < \alpha < 0,091$ pour la solution de xanthane à 0,30%. Nos résultats sont comparables à ceux trouvés par Nag et Datta [168] et Halmos et al. [103] pour $\beta = 2$, même si ils sont légèrement en dessous. Pour $n = 0,8$, ils trouvent respectivement $L_v/h = 4$ et $3,35$ pour $Re = 57,76$ et $L_v/h = 10,02$ et $9,87$ pour $Re = 57,76$. Le paramètre α dépend non seulement de l'indice de structure, il tend à diminuer avec celui-ci, mais également du rapport d'expansion, il tend à diminuer avec l'augmentation de ce dernier. Dans leur étude numérique, Nag et Datta proposent une corrélation mathématique pour la longueur de rattachement adimensionnée pour les fluides non newtoniens en loi de puissance.

La variation linéaire de la longueur de vortex de la solution de xanthane à 0,30% évolue de trois façons différentes comme celle de la longueur d'établissement (cf. Fig. 4.19(a)). Pour $Re < 46,5$, elle est presque la même que celle de la solution à 0,10%. Entre $56 < Re < 125$, la variation est très proche de celle de l'eau. La rhéofluidification opposée à l'inertie augmente la taille du vortex. Enfin pour $Re > 125$, elle se situe entre l'eau et la solution de plus faible concentration. Pour cette valeur du nombre de Reynolds, l'effet observé est le même que pour le xanthane en solution à 0,10% pour $Re = 56$. La rhéofluidification n'est plus supérieure à l'inertie. Les deux forces s'équilibrent entraînant un champ de contrainte et/ou de viscosité qui réduit la taille du vortex.

Il est donc évident que la longueur L_v est aussi une fonction non linéaire de l'indice de structure n , mais que ce dernier, i.e. les propriétés rhéofluidifiantes, ont peu d'influence sur la taille du vortex.

4.4.4.4 Intensité du vortex

Les Fig. 4.24(a) et (b) montrent l'effet du nombre de Reynolds et de l'indice de structure sur l'intensité de l'écoulement secondaire, caractérisée par $\Delta\psi^*$, pour les trois fluides étudiés.

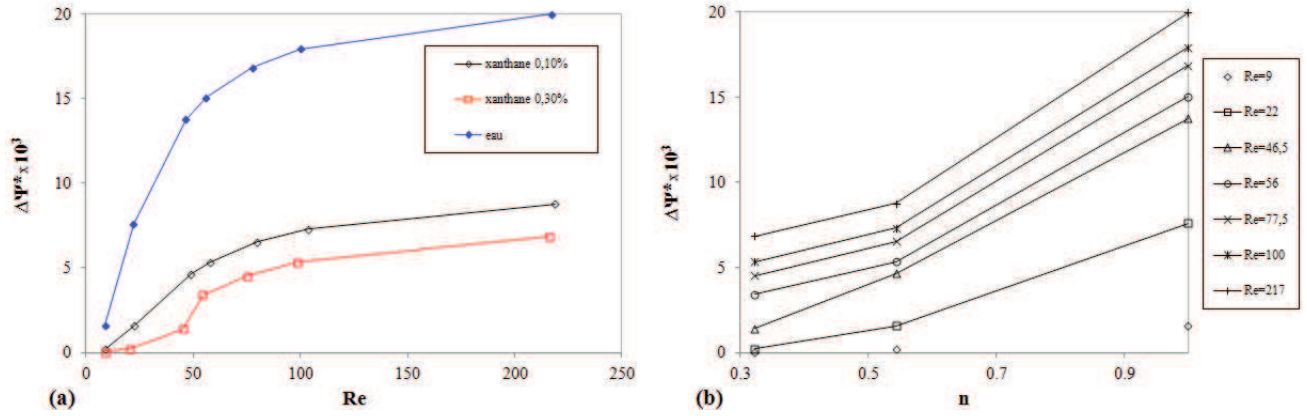


FIGURE 4.24 – (a) Évolution du rapport $\Delta\psi^* \times 10^3$ en fonction du nombre de Reynolds pour les fluides étudiés : données numériques
(b) Évolution du rapport $\Delta\psi^* \times 10^3$ en fonction de l'indice de structure des solutions de xanthane utilisées et de l'eau pour différents nombres de Reynolds

L'intensité du vortex est une fonction monotone croissante du nombre de Reynolds, augmentant rapidement aux faibles nombre de Reynolds ($Re < 50$) et tendant vers une valeur asymptotique aux nombres de Reynolds plus élevés (cf. Fig. 4.24(a)), comme ont déjà pu le constater Halmos et al. [103]. Nous remarquons qu'entre $46,5 < Re < 56$, l'évolution de l'intensité de la zone de recirculation pour la solution de xanthane à 0,30% a un comportement différent, qui est non linéaire. Par ailleurs, plus le caractère rhéofluidifiant est marqué, plus que l'augmentation de l'intensité du vortex entre les deux extremum du nombre de Reynolds est importante.

Nous constatons d'après la Fig. 4.24(b) que l'intensité de l'écoulement secondaire croît avec l'indice de structure pour un nombre de Reynolds constant, en accord avec [103]. Autrement dit l'augmentation du caractère rhéofluidifiant affaiblit l'intensité de la zone de recirculation. En fait, dès que l'on franchit la dernière ligne de courant, dans la zone de recirculation, le gradient de vitesse chute et induit une augmentation de la viscosité et une réduction des contraintes. Plus le caractère rhéofluidifiant est important, plus l'augmentation du gradient de viscosité est élevé dans la zone de recirculation et donc plus son intensité décroît.

4.4.4.5 Variations des dimensions caractéristiques du vortex

La Tab. 4.2 regroupe l'ensemble des dimensions caractéristiques de la zone de recirculation en fonction de l'indice de structure des fluides utilisés et du nombre de Reynolds étudié. La longueur et l'intensité normalisées du vortex y sont donc listées.

<i>n</i>	$\overline{U} \text{ (cm.s}^{-1}\text{)}$			L_v/h			$\Delta\psi^* * 10^3$		
	1	0,543	0,322	1	0,543	0,322	1	0,543	0,322
9	0,0902	5,37	15,4	0,959	0,709	0,714	1,60	0,199	0,0179
22	0,220	9,97	25,4	2,00	1,54	1,54	7,59	1,57	0,199
46,5	0,466	17,1	40,6	4,01	3,41	3,26	13,8	4,65	1,39
56	0,561	19,2	45,4	4,92	4,04	4,97	15,1	5,35	3,42
77,5	0,716	23,9	55,0	6,80	5,62	6,87	16,8	6,52	4,52
100	1,00	28,6	64,7	8,77	7,44	9,01	17,9	7,30	5,33
217	2,17	47,7	93,6	19,2	16,4	17,6	20,0	8,76	6,85

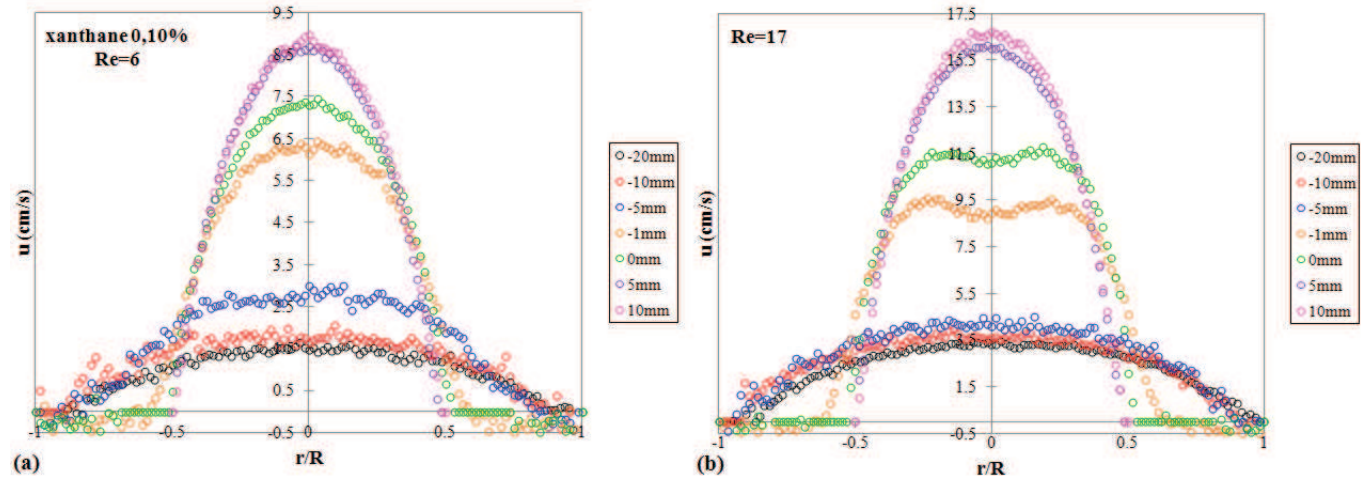
TABLE 4.2 – Évolution des dimensions caractéristiques de la zone de recirculation en fonction du nombre de Reynolds et de l'indice de structure

4.5 Résultats expérimentaux en conduite cylindrique avec contraction brusque

Nous présentons dans ce paragraphe les résultats expérimentaux de l'écoulement du xanthane en solution à 0, 10% en conduite cylindrique présentant un rétrécissement brusque. Les caractéristiques de la géométrie de mesure sont les mêmes que celles utilisées dans le cas de l'élargissement (cf. Fig. 4.1), à ceci près qu'elle est inversée. Le rapport de contraction vaut 2.

4.5.1 Profils de vitesse

La Fig. 4.25 représente l'évolution des profils expérimentaux de vitesse axiale suivant différentes positions axiales x , en amont et en aval du rétrécissement, pour différentes valeurs du nombre de Reynolds.



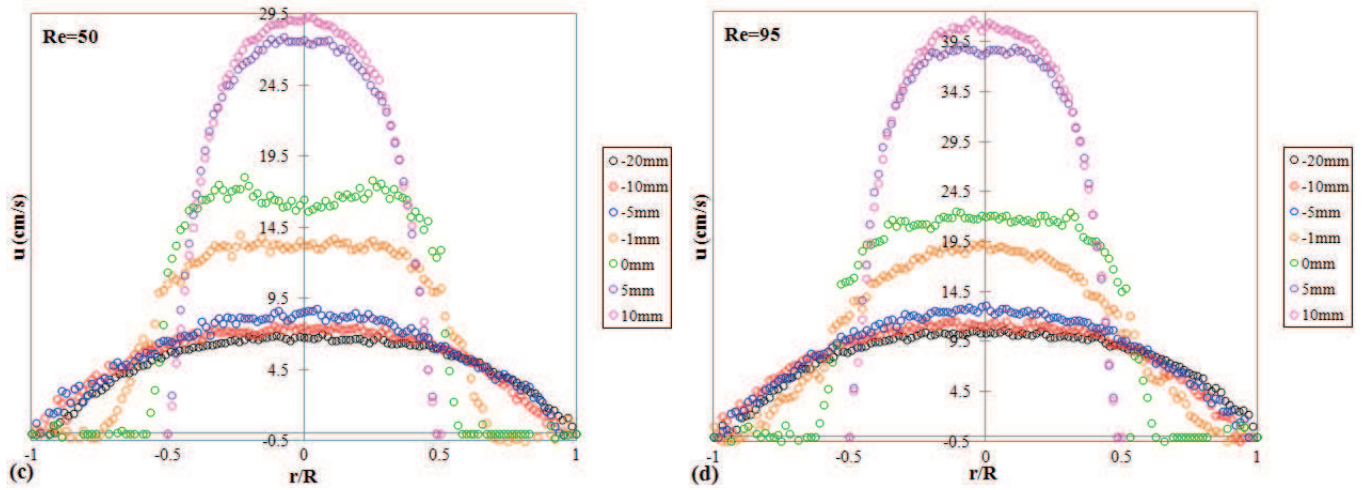


FIGURE 4.25 – Profils expérimentaux de vitesse axiale pour le xanthane en solution à 0,10% suivant x pour différents nombre de Reynolds : cas de la contraction brusque
 (a) $Re = 6$, (b) $Re = 17$, (c) $Re = 50$, (d) $Re = 95$

En amont de la contraction pour $x < 0 \text{ mm}$, nous observons que la vitesse axiale augmente progressivement jusqu'à la singularité ($x = 0 \text{ mm}$) proportionnellement au nombre de Reynolds. Pour $Re = 6$, nous remarquons que la vitesse axiale pour $x = -5 \text{ mm}$ au voisinage des parois de la conduite semble légèrement perturbée. Le profil de vitesse semble présenter un point d'inflexion pour $r/R < -0,5$ et $r/R > -0,5$. En revanche, ce n'est pas le cas pour des valeurs du nombre de Reynolds supérieures, où les profils de vitesse à la position $x = -5 \text{ mm}$ présentent une allure parabolique.

Pour plus de détails, nous avons représenté sur les Fig. 4.26(a) à (d), les profils aux positions axiales $x = -5mm$ et $x = -1mm$. La Fig. 4.26(a) met plus nettement en évidence que le profil de vitesse pour $x = -5mm$ et $Re = 6$ présente une allure qui n'est pas parabolique, contrairement aux nombres de Reynolds plus élevés.

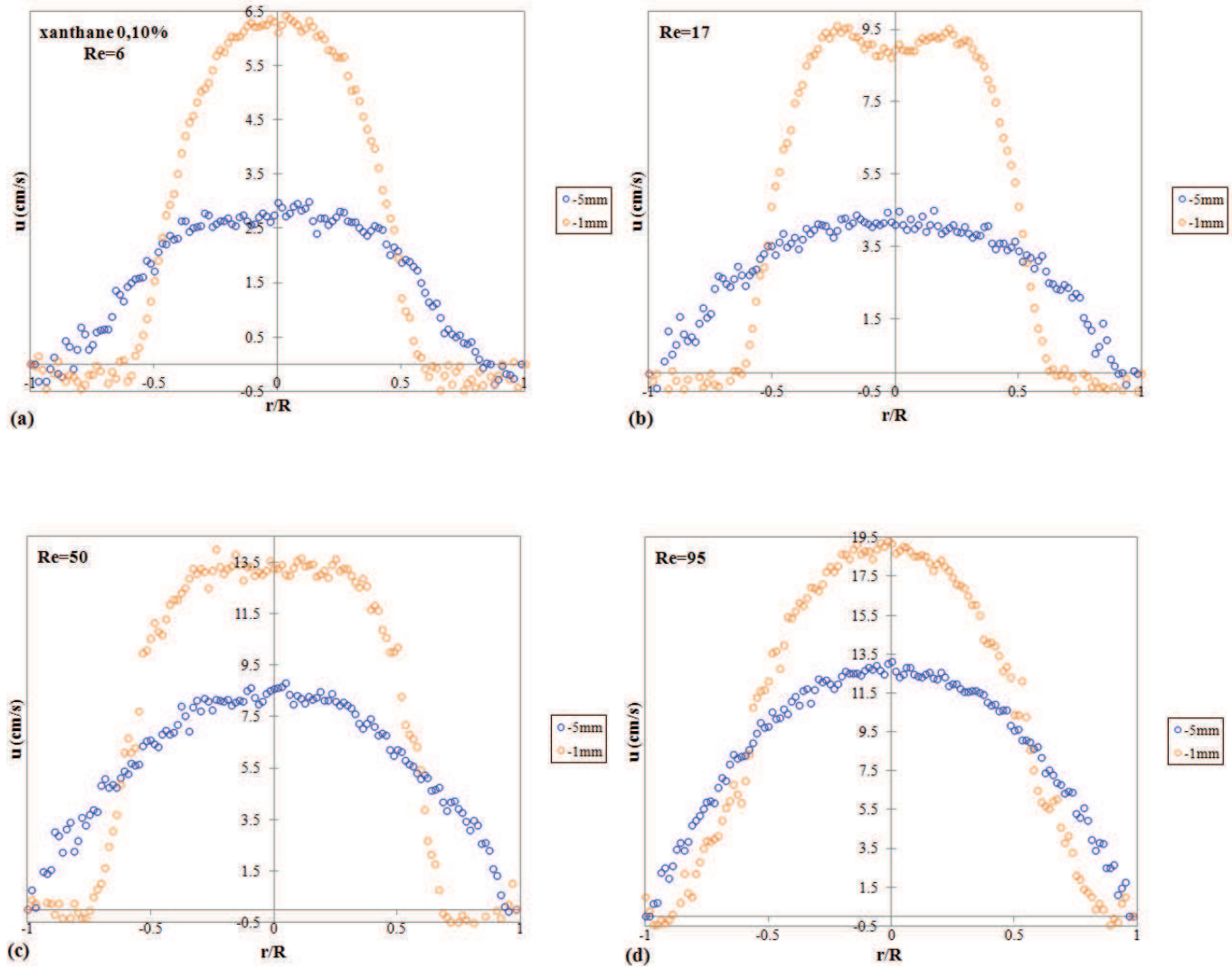


FIGURE 4.26 – Profils expérimentaux de vitesse axiale pour le xanthane en solution à 0,10% pour différents nombre de Reynolds à $x = -5mm$ et $x = -1mm$: cas de la contraction brusque
(a) $Re = 6$, (b) $Re = 17$, (c) $Re = 50$, (d) $Re = 95$

Nous remarquons que le profil de vitesse au centre de la conduite au niveau de la contraction ($x = 0 \text{ mm}$) présente une allure concave, pour $Re = 17$ (Fig. 4.25(b)) et $Re = 50$ (Fig. 4.25(c)). Cela a déjà été observé par Yasuda et al. [248] pour un écoulement de suspensions de CMC contenant des fibres de vinylon au travers d'une conduite carrée présentant une contraction brusque de rapport 2. Ils ont attribué cela aux effets de la viscosité élongationnelle qui sont importants pour ce type d'écoulement (en particulier pour les suspensions de bâtonnets de particules) plutôt qu'à ceux de la viscosité de cisaillement. Pour $Re = 6$ (Fig. 4.25(a)) le profil au centre de la conduite a une allure bien parabolique. Enfin, pour $Re = 95$ son allure est aplatie.

Pour $x = -1 \text{ mm}$, le profil de vitesse présente une allure concave seulement pour $Re = 17$ (Fig. 4.26(b)). Pour des valeurs du nombre de Reynolds inférieures à 95, nous identifions la présence d'une zone de recirculation qui semble s'atténuer avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

L'écoulement s'établit très rapidement en aval de la contraction, dès la position axiale $x = 5 \text{ mm}$ les profils de vitesse sont bien superposés pour $Re = 6$. Pour des valeurs plus importantes du nombre de Reynolds, les profils de vitesse pour $x = 5 \text{ mm}$ et $x = 10 \text{ mm}$ présentent un léger écart. L'écoulement est ici faiblement retardé par l'augmentation du nombre de Reynolds.

4.5.2 Représentation des lignes de courant

Sur la Fig. 4.27 nous avons représenté les lignes de courant déterminées à partir des mesures de vitesse de l'écoulement d'une solution de xanthane à 0, 10% pour différents nombres de Reynolds.

Pour la plus faible valeur du nombre de Reynolds étudiée, $Re = 6$, nous constatons que l'écoulement est modifié en amont de la contraction avec la présence d'un écoulement secondaire et nous observons une asymétrie de sa morphologie. Cela explique les perturbations observées au niveau du profil de vitesse dans cette zone pour $x = -5 \text{ mm}$. Pour cette valeur du nombre de Reynolds les effets rhéofluidifiants dominent certainement les effets inertiels. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, les modifications s'atténuent jusqu'à disparaître complètement pour $Re = 95$. Nous observons des zones de recirculation pour $Re = 6$, 17 et 50 localisées dans les coins, de la conduite, très peu étendues et dont la taille semblent diminuer avec l'augmentation du nombre de Reynolds. La rhéofluidification de la solution de xanthane à 0, 10% ne semble pas avoir d'influence majeur sur la morphologie de l'écoulement, hormis à faible nombre de Reynolds. Il faudrait cependant réaliser des expériences supplémentaires avec d'autres solutions de xanthane afin d'étudier plus précisément l'effet de la concentration et donc l'influence des propriétés rhéofluidifiantes sur cette configuration d'écoulement.

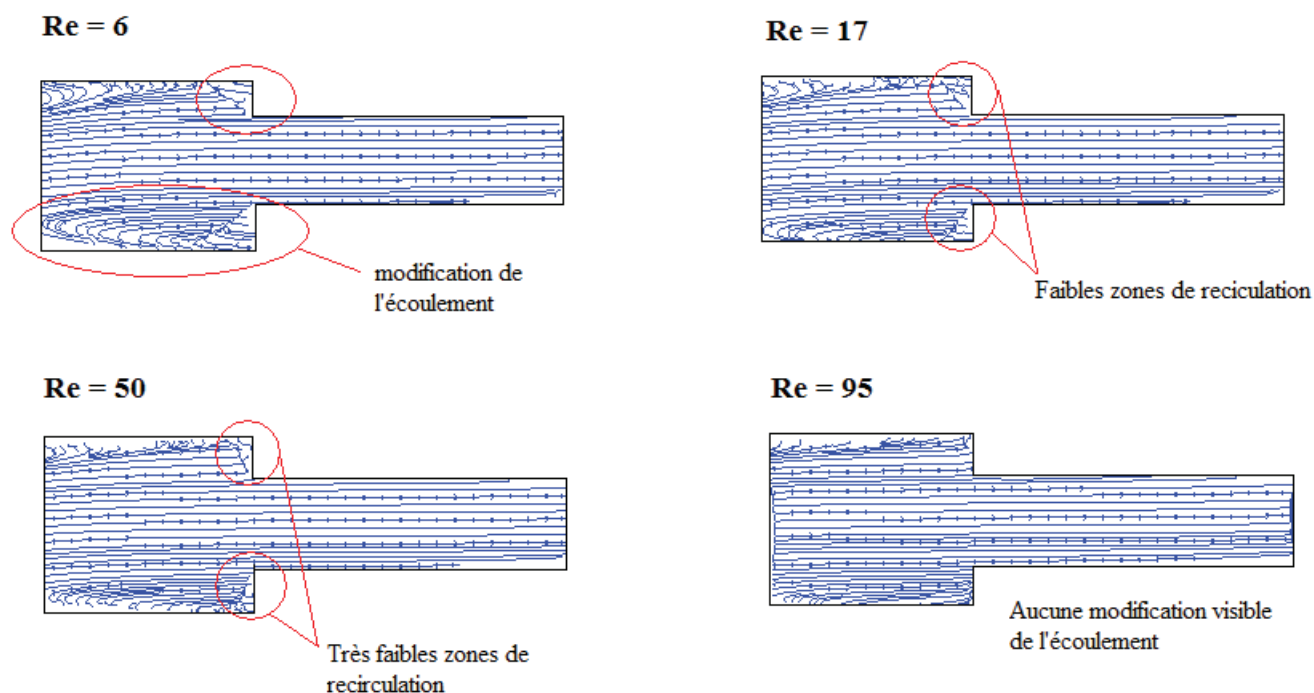


FIGURE 4.27 – Lignes de courants pour le xanthane en solution à 0,10% ($n = 0,534$) en fonction du nombre de Reynolds ($Re = 6$, $Re = 17$, $Re = 50$ et $Re = 98$) : résultats expérimentaux

4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'influence du nombre de Reynolds et des propriétés rhéofluidifiantes sur l'évolution et l'allure du profil de vitesse concernant l'écoulement d'un fluide rhéofluidifiant à différents indice de structure et de l'eau dans une conduite cylindrique droite présentant un élargissement brusque, celle de la longueur d'établissement de l'écoulement en aval de l'expansion et celle de la zone de recirculation en terme de dimension et d'intensité. Nos résultats expérimentaux disponibles obtenus par imagerie par résonance magnétique concordent de manière tout à fait satisfaisante avec les simulations numériques réalisées avec le logiciel Fluent[®], en rappelant une fois encore que la viscoélasticité n'a pas été prise en compte.

La RMN permet de bonnes mesures de la vitesse axiale et longitudinale dans des géométries complexes (élargissement et rétrécissement brusques) et permet de caractériser et de mettre en évidence les zones de recirculation.

Dans le cas de la conduite cylindrique droite avec élargissement brusque, nos résultats montrent les longueurs d'établissement et de vortex sont des fonctions de trois paramètres : le nombre de Reynolds, l'indice de structure du fluide et le rapport d'expansion, $L_e, L_v = f(Re, n, \beta)$. Nous avons pu observer

qu'une augmentation de la taille de l'écoulement secondaire liée à celle du nombre de Reynolds entraînait une longueur de développement de l'écoulement en aval de l'élargissement plus étendue. Une décélération plus lente de la vitesse de l'écoulement a également pu être reliée à l'augmentation du caractère rhéofluidifiant qui n'induit pas systématiquement une croissance de la taille de la zone de recirculation. Alors que la longueur d'établissement augmente toujours avec la diminution de l'indice de structure, celle du vortex est tantôt amplifiée par la rhéofluidification, lorsque que celle-ci compense les effets d'inertie, tantôt réduite, lorsqu'il y a équilibre entre les effets rhéofluidifiants et les effets inertiels. Enfin, il a clairement été mis en évidence l'influence forte de la rhéofluidification sur l'intensité de la zone de recirculation qui s'affaiblit quand le caractère rhéofluidifiant augmente.

Conclusion générale

Dans cette thèse nous avons étudié expérimentalement, théoriquement et numériquement les écoulements uni et bidimensionnels d'un fluide non newtonien rhéofluidifiant entre deux cylindres centrés et excentrés mais également dans une conduite cylindrique droite présentant des singularités. Le fluide modèle rhéofluidifiant utilisé est une solution de xanthane étudiée à différentes concentrations dont la caractérisation rhéologique a été effectuée par rhéométrie. Les fluides newtoniens de référence sont une solution de Emkarox et de l'eau. Les mesures expérimentales de champ de vitesse ont été réalisées en utilisant deux techniques non intrusives et performantes : la PIV et la vélocimétrie par IRM. La mise en oeuvre de cette dernière constitue une démarche originale et nouvelle au laboratoire. Des simulations numériques réalisées avec le code calcul Fluent[©] nous ont permis de compléter les investigations de notre étude.

Les travaux réalisés nous ont permis de caractériser l'influence des propriétés rhéofluidifiantes sur le comportement de la zone de recirculation, en terme d'intensité et de morphologie, se manifestant dans la configuration de cylindres excentrées de la géométrie de Couette et en présence d'un élargissement brusque dans la conduite cylindrique. Les résultats expérimentaux ont été analysés et comparés entre eux afin de dégager des conclusions répondant aux objectifs présentés dans l'introduction. Nous avons par ailleurs systématiquement confrontés ces résultats expérimentaux aux résultats des simulations numériques en observant une bonne concordance générale.

Nous avons dans un premier temps caractérisé les propriétés rhéologiques de nos fluides modèles. Des mesures rhéométriques utilisant un rhéomètre *AR2000* (TA Instruments) à contrainte imposée ont été réalisées et nous ont permis d'observer que le xanthane en solution présente un caractère fortement rhéofluidifiant qui augmente avec la concentration et qu'il est bien décrit par une loi de comportement suivant le modèle de Cross. La gamme expérimentale de rhéofluidification de nos solutions de xanthane est par ailleurs étendue et définie par un indice de structure, n , compris entre 0,28 et 0,54.

Nous avons également mis en évidence l'élasticité de nos solutions de xanthane en réalisant des tests d'oscillations. A partir des modules élastique et visqueux nous avons déterminé un nombre caractéristique viscoélastique t_{ve} . L'évaluation des effets élastiques à partir du nombre de Weissenberg, We , a montré que la viscoélasticité des nos solutions de xanthane était faible et pouvait être considérée comme négligeable. Cela se révèle favorable à notre étude puisque nous nous intéressons seulement au caractère rhéofluidifiant.

Enfin, des mesures de biréfringence nous ont permis de mettre en évidence le caractère anisotrope de nos solutions de xanthane sous cisaillement et d'obtenir une information sur la conformation et l'orientation de leurs molécules. A travers la loi tensio-optique, nous avons montré que le champ orientationnel des objets constituant le matériau ne dépend que de la contrainte appliquée.

Nous avons ensuite étudié l'influence des propriétés rhéofluidifiantes des solutions de xanthane sur le comportement des zones de recirculation, en terme d'intensité et de morphologie (taille et déplacement), concernant les écoulements bidimensionnels dans deux géométrie différentes. Les deux dispositifs expérimentaux ont été préalablement validés, dans des configurations géométriques simples, en s'assurant de la fiabilité et de la précision de mesures réalisées avec un fluide newtonien. Ces mesures ont été comparées avec les solutions analytiques incontestables issues de la théorie.

En géométrie de Couette à cylindres centrés, les mesures de champ de vitesse obtenus par PIV associées au champ de contrainte connu dans l'entrefer, nous ont permis de déterminer les lois de comportement local des solutions de xanthane que nous avons comparées à celles mesurées par rhéométrie. Nous avons ainsi pu montrer que l'écoulement macroscopique reflétait bien le comportement des fluides à une échelle locale, au moins dans la gamme de cisaillement $[10^{-1} - 10^2 \text{ s}^{-1}]$.

Dans la configuration de cylindres excentrés, la représentation des lignes de courant de l'écoulement nous a permis d'étudier pour commencer l'apparition de la zone de recirculation. Nos résultats montrent que pour des fluides newtoniens, celle-ci se manifeste pour une excentricité d'environ 0,40 indépendamment de la vitesse de rotation du cylindre intérieur. Pour les solutions de xanthane, nous avons observé que l'apparition de l'écoulement secondaire était retardée par le caractère rhéofluidifiant des matériaux et nous avons montré que l'excentricité critique est proportionnelle à l'indice de structure du fluide suivant une loi puissance de la forme $\delta_c = 0,4n^{-0,426}$.

L'analyse fine de l'influence des propriétés rhéofluidifiantes, de l'excentricité et de la vitesse de rotation sur la zone de recirculation de l'écoulement, a révélé que pour des excentricité élevées de

l'ordre de 0,75 et de faibles nombres de Reynolds, la rhéofluidification induit un champ de contrainte variable se traduisant par une compétition entre les effets d'inertie et les effets rhéofluidifiants. Pour une rhéofluidification moyenne, nous avons pu observer un équilibre entre ces deux effets. Pour une rhéofluidification importante, la compensation des effets inertiels induit un déplacement du centre de la zone de recirculation en amont de l'écoulement. Par ailleurs, les résultats ont démontré qu'il existe une diminution de l'intensité du vortex liée à l'augmentation des propriétés rhéofluidifiantes mais aussi de l'excentricité.

Enfin, nous avons montré que pour une excentricité donnée, l'intensité et la position du centre de la zone de recirculation sont directement corrélées au caractère rhéofluidifiant moyen du fluide.

La mise en oeuvre de la vélocimétrie par IRM apparaît comme la partie la plus intéressante et originale de notre étude. Nous proposons les premiers résultats au laboratoire de mesures de champ de vitesse d'écoulement de fluides rhéofluidifiants en conduite cylindrique utilisant cette technique non intrusive et performante. Elle s'est en outre révélée compétitive vis à vis de la vélocimétrie laser Doppler, en ce qui concerne la précision et la faisabilité des mesures mais aussi la rapidité des acquisitions et du traitement des données. Nos résultats ont pu montrer que la vélocimétrie par IRM constitue un moyen efficace d'investigation des écoulements uni et bidimensionnels. Nous avons montré notamment qu'elle pouvait être utilisée pour définir la taille de la zone de recirculation et de la longueur d'établissement d'un écoulement bidimensionnel.

Nos résultats en conduite cylindrique avec élargissement brusque ont permis de montrer que les longueurs d'établissement de l'écoulement et de la zone de recirculation dépendaient du nombre de Reynolds, de l'indice de structure du fluide et du rapport d'expansion. Il a été mis en évidence que l'écoulement était retardé par la croissance du nombre de Reynolds et du caractère rhéofluidifiant des solutions de xanthane, bien que l'influence de celui-ci reste discutable. Nous avons également pu observer que l'augmentation de la taille de l'écoulement secondaire était proportionnelle à celle du nombre de Reynolds et que l'indice de structure du fluide rhéofluidifiant avait en revanche peu d'effet sur la taille du vortex.

L'analyse de l'influence des propriétés rhéofluidifiantes sur la zone de recirculation nous a permis d'observer encore une fois une compétition entre les effets inertiels et les effets rhéofluidifiants. Il en résulte que la taille de l'écoulement secondaire décroît lorsque les effets d'inertie sont en équilibre avec les effets rhéofluidifiants et augmente lorsque ces derniers sont prépondérants sur les effets inertiels.

Enfin, nous avons mis en évidence un lien évident entre l'affaiblissement de l'intensité du vortex et l'augmentation du caractère rhéofluidifiant.

Nous avons montré que la concordance entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques des deux études était tout à fait satisfaisante. Cela nous a permis de confirmer que la viscoélasticité des solutions de xanthane est négligeable puisque les fluides sont bien modélisés par un modèle de Cross ne prenant en compte que la rhéofluidification. Ces résultats permettent de valider le code de calcul Fluent[®] mais également de valider la loi de comportement déterminée par rhéométrie dans un petit entrefer et utilisée dans les simulations numériques pour les écoulements que nous avons considérés.

Les résultats des travaux de cette thèse permettent ainsi d'affirmer que nous avons apporté une contribution majeure à la mécanique des fluides sur la connaissance des effets rhéofluidifiants concernant les écoulements bidimensionnels et sur la compréhension de l'organisation de la structure et de la morphologie de ces écoulements. Cet apport existe tant du point de vue expérimental par l'utilisation d'une technique non intrusive, originale et performante qui est la vélocimétrie par IRM, que du point de vue de la modélisation numérique utilisant les lois de comportement issues de la caractérisation des propriétés rhéologiques des matériaux complexes.

Les nombreux avantages qu'offre la vélocimétrie par IRM, permettent d'élargir la gamme d'expériences réalisables à l'étude des fluides opaques et ouvrent ainsi de nouveaux horizons pour la poursuite éventuelle de ce travail. Parallèlement, le développement de la mesure des coefficients d'auto-diffusion des fluides complexes, renseignant sur leur organisation et leur orientation moléculaire directement corrélées au comportement macroscopique de ces matériaux, constitue notamment un axe de recherche intéressant et fondamental à la compréhension des phénomènes agissant sous écoulement.

Bibliographie

- [1] *11th International Conference on Magnetic Resonance Microscopy, Beijing*, August 14-18, 2011.
- [2] Farès A., Abdelhalim A., Denis E., Stéphane F., Pierre F., Anne P., and Philippe S. Ultrasonic device for real time sewage velocity and suspended particles concentration measurements. In *International Conference on Urban Drainage*, 2008.
- [3] R.J. Adrian. Scattering particle characteristics and their effect on pulsed laser measurements of fluid flow : Speckle velocimetry vs. particle image velocimetry. *Applied Optics*, 23 :1690–1691, 1984.
- [4] R.J. Adrian. Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 23(1) :261–304, 1991.
- [5] R.J. Adrian. *Bibliography of Particle Velocimetry Using Imaging Methods : 1917-1995*. 1996.
- [6] R.J. Adrian. Twenty years of particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 39(2) :159–169, 2005.
- [7] R.W. Ainsworth, S.J. Thorpe, and R.J. Manners. A new approach to flow-field measurement - a view of doppler global velocimetry techniques. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 18(1) :116–130, 1997.
- [8] C. David Andereck, S. S. Liu, and Harry L. Swinney. Flow regimes in a circular couette system with independently rotating cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 164 :155–183, 1986.
- [9] D.F. Arola, R.L. Powell, M.J. McCarthy, and and Ödberg L. Li, T.-Q. Nmr imaging of pulp suspension flowing through an abrupt pipe expansion. *AIChE Journal*, 44(12) :2597–2606, 1998.
- [10] L.H. Back and E.J. Roschke. Shear layer regimes and wave instabilities and reattachment lengths downstream of an abrupt circular channel expansion. *Journal of Applied Mechanics, Transactions ASME*, 39 Ser E(3) :677–681, 1972.

- [11] D. Badekas and D.D. Knight. Eddy correlations for laminar axisymmetric sudden expansion flows. *Journal of Fluids Engineering*, 114 :119–121, 1992.
- [12] B.Y. Ballal and R.S. Rivlin. Flow of a newtonian fluid between eccentric rotating cylinders : Inertial effects. *Archive for Rational Mechanics and Analysis*, 62(3) :237–294, 1976.
- [13] A. Baloch, P. Townsend, and M.F. Webster. On vortex development in viscoelastic expansion and contraction flows. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 65(2-3) :133–149, 1996.
- [14] C. Baravian, D. Vantelon, and F. Thomas. Rheological determination of interaction potential energy for aqueous clay suspensions. *Langmuir*, 19 :8109–8114, 2003.
- [15] D.B. Barker and M.E. Fournay. Measuring fluid velocities with speckle patterns. *Optics Letters*, 1(4) :135–137, 1977.
- [16] H. Barnes. Thixotropy - a review. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 70 :1–33, 1997.
- [17] H.A Barnes. Shear-thickening ("dilatancy") in suspensions of nonaggregating solid particles dispersed in newtonian liquids. *Journal of Rheology*, 33 :329, 1989.
- [18] H.A. Barnes. The yield stress -a review or 'panta roi'- everything flows. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 81 :133–178, 1999.
- [19] Eissa M. Batra, R.L. Helical flow of a sutterby model fluid. *Polymer - Plastics Technology and Engineering*, 33(4) :489–501, 1994.
- [20] P. Becker, H. Siebert, L. Noirez, and C. Schmidt. Shear-induced order in nematic polymers. *Macromolecular Symposia*, 220 :111–122, 2005.
- [21] G. Benbelkacem. *Viscoélasticité et écoulements de fluides structurés*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Lorraine, Université de Lorraine, 2009.
- [22] G. Benmouffok-Benbelkacem, F. Caton, C. Baravian, and S. Skali-Lami. Non-linear viscoelasticity and temporal behavior of typical yield stress fluids : Carbopol, xanthan and ketchup. *Rheologica Acta*, 49(3) :305–314, 2010.
- [23] Armstrong R.C. Brown R.A. Beris, A.N. Spectral/finite-element calculations of the flow of a maxwell fluid between eccentric rotating cylinders. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 22(2) :129–167, 1987.
- [24] Bouldin M.G. Kleis S.J. VanArsdale W.E. Berker, A. Effect of polymer on flow in journal bearings. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 56(3) :333–347, 1995.

-
- [25] M.A. Bernstein, K.E. King, and X.J. Zhou. *Handbook of MRI Pulse Sequences*. Elsevier Academic Press, 2004.
- [26] R.I. Beverly C.R., Tanner. Numerical analysis of three-dimensional Bingham plastic flow. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 42(1-2) :85–115, 1992.
- [27] R.B. Bird. Experimental tests of generalised newtonian models containing a zero-shear viscosity and a characteristic time. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 43(4) :161–168, 1965.
- [28] R.B. Bird, R.C. Armstrong, and O. Hassager. *Dynamics of Polymeric Liquids. Fluid Mechanics*, 1, volume 1. Wiley Interscience, 2nd edition, 1987.
- [29] P. Blümli and B. Blümich. *NMR-Basic Princ. Prog.*, 30, 1993.
- [30] F. Bloch. Nuclear induction. *Physical Review*, 70(7-8) :460–474, 1946.
- [31] D.V. Boger and K. Walters. *Rheological phenomena in focus*. Elsevier, Amsterdam, 1993.
- [32] A. Boutier and J. Lefevre. Mosaic laser velocimeter for large facilities. *Measurement science and technology*, 6 :1705–1706, 1995.
- [33] P.T. Callaghan. *Principles of Nuclear Magnetic Resonance Microscopy*. Clarendon Press, Oxford, 1991.
- [34] P.T. Callaghan. Rheo-nmr : A new window on the rheology of complex fluids. *Encyclopedia of Nuclear Magnetic Resonance*, 9 :737–750, 2002.
- [35] P.T. Callaghan and A.M. Gil. Rheo-nmr of carrageenan gels and sols. *Magnetic resonance in food science : a view to the future*, pages 29–41, 2001.
- [36] P.T. Callaghan and Y. Xia. Velocity and diffusion imaging in dynamic nmr microscopy. *Journal of Magnetic Resonance*, 91(2) :326–352, 1991.
- [37] D. Canet, J. C. Boubel, and E. Canet-Soulas. *La RMN Concepts, méthodes et applications*. Dunod, Paris, 2e edition, 2002.
- [38] A. Caprihan and E. Fukushima. Flow measurements by nmr. *Physics Report*, 198(4) :195–235, 1990.
- [39] J.P. Casquilho, L.N. Gonçalves, and A.F. Martins. On the influence of the frank elasticity on the magnetic reorientation of nematic polymers. *Liquid Crystals*, 21(5) :651–661, 1996.
- [40] Mobbs F.R. Castle, P. Visual observations and torque measurements in the taylor vortex regime between eccentric rotating cylinders. *Journal of Lubrication Technology, Transactions of the ASME*, 93 Ser F(1) :121–129, 1971.

- [41] S. Chandrasekhar. *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*. Dover, 1961.
- [42] W. Cherdron, F. Durst, and J.H. Whitelaw. Asymmetric flows and instabilities in symmetric ducts with sudden expansions. *Journal of Fluid Mechanics*, 84(pt 1) :13–31, 1978.
- [43] E. Choppe, T. Puaud, F. and Nicolai, and L. Benyahia. Rheology of xanthan solutions as a function of temperature, concentration and ionic strength. *Carbohydrate Polymers*, 82(4) :1228–1235.
- [44] R.M. Christensen. *Theory of viscoelasticity*. Dover Publications, Mineola, New-York, 2003.
- [45] I. Christie, K.R. Rajagopal, and A.Z. Szeri. Flow of a non-newtonian fluid between eccentric rotating cylinders. *International Journal of Engineering Science*, 25(8) :1029–1047, 1987.
- [46] S.L. Codd, B. Manz, J.D. Seymour, and P.T. Callaghan. Taylor dispersion and molecular displacements in poiseuille flow. *Physical Review E - Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics*, 60(4 A) :R3491–R3494, 1999.
- [47] S.L. Codd and J.D. Seymour. *Magnetic Resonance Microscopy*. WILEY-VCH, Weinheim, 2009.
- [48] G. Cognet. *Contribution à l'étude de l'écoulement de Couette par la méthode polarographique*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure d'Electricité et de Mécanique, 1968.
- [49] J.A. Cole. Taylor vortices with eccentric rotating cylinders. *Nature*, 216(5121) :1200–1202, 1967.
- [50] D. Coles. Transition in circular couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 21 :385–425, 1965.
- [51] A.M. Corbett, R.J. Phillips, R.J. Kauten, and K.L. McCarthy. Magnetic resonance imaging of concentration and velocity profiles of pure fluids and solid suspensions in rotating geometries. *Journal of Rheology*, 39(5) :907–924, 1995.
- [52] P. Corvisier. *Ecoulements de fluides thixotropes dans des conduites droites ou présentant des singularités*. PhD thesis, Université Henri Poincaré, Nancy 1, 2001.
- [53] G. Couarraze. *Initiation à la rhéologie*. Lavoisier, 1983.
- [54] P. Coussot, A.I. Leonov, and J.M. Piau. Rheology of concentrated dispersed systems in a low molecular weight matrix. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 46 :179–217, 1993.
- [55] P. Coussot, J.S. Raynaud, F. Bertrand, P. Moucheron, J.P. Guilbaud, H.T. Huynh, S. Jarny, and D. Lesueur. Coexistence of liquid and solid phases in flowing soft-glassy materials. *Physical Review Letters*, 88(21) :2183011–2183014, 2002.

-
- [56] P. Coussot, L. Tocquer, C. Lanos, and G. Ovarlez. Macroscopic vs. local rheology of yield stress fluids. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 158 :85–90, 2009.
- [57] Malcolm M. Cross. Rheology of non-newtonian fluids : A new flow equation for pseudoplastic systems. *Journal of Colloid Science*, 20(5) :417–437, 1965.
- [58] Hai-qing Cui and Xi-Sheng Liu. Research on helical flow of non-newtonian fluids in eccentric annuli. *Proceedings of the International Meeting on Petroleum Engineering*, 1 :543–551, 1995.
- [59] G. Cuvelier. Concentration regimes in xanthan gum solutions deduced from flow and viscoelastic properties. *Carbohydrate Polymers*, 6(5) :321–333, 1986.
- [60] E.P.F. De Pina and M.S. Carvalho. Three-dimensional flow of a newtonian liquid through an annular space with axially varying eccentricity. *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, 128(2) :223–231, 2006.
- [61] J.P. Decruppe. Rhéologie et biréfringence d’écoulement, du macroscopique au microscopique. *Rhéologie*, 10 :1–12, 2006.
- [62] J.P. Decruppe, S. Lerouge, and H. Azzouzi. Rayleigh scattering and flow birefringence measurement in colloidal solutions. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 71(1) :011503/1–011503/4, 2005.
- [63] C. Desaubry. *Conception de deux dispositifs expérimentaux pour la vélocimétrie par imagerie de particules. Application aux écoulements basse vitesse*. PhD thesis, INSA, Lyon, 1995.
- [64] Pridor A. DiPrima, R.C. Stability of viscous flow between rotating concentric cylinders with an axial flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 9(4) :621–631, 1960.
- [65] R.C. DiPrima and J.T. Stuart. Flow between eccentric rotating cylinders. *Journal of Lubrications Technology Transaction of ASME*, 94 Ser F(3) :266–274, 1972.
- [66] I.M. Dris. Experimental and theoretical observations of elastic instabilities in eccentric cylinder flows : Local versus global instability. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 80(1) :1–58, 1998.
- [67] I.M. Dris and E.S.G. Shaqfeh. On purely elastic instabilities in eccentric cylinder flows. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 56(3) :349–360, 1995.
- [68] I.M. Dris and E.S.G. Shaqfeh. Flow of a viscoelastic fluid between eccentric cylinders : Impact on flow stability. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 80(1) :59–87, 1998.

- [69] T.D. Dudderar and P.G. Simpkins. Laser speckle photography in a fluid medium. *Nature*, 270(5632) :45–47, 1977.
- [70] F. Durst, S. Ray, B. Ünsal, and O.A. Bayoumi. The development lengths of laminar pipe and channel flows. *Journal of Fluids Engineering*, 127 :1154–1160, 2005.
- [71] F. Durst and J.H. Withelaw. Optimization of optical anemometers. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 324(1557) :157–181, 1971.
- [72] F. Durst, A. Melling, and J.H. Whitelaw. Low reynolds number flow over a plane symmetric sudden expansion. *Journal of Fluid Mechanics*, 64(1) :JUNE 3,, 1974.
- [73] W.A. Edelstein, J.M.S. Hutchison, G. Jonhson, and T. Redpath. Spin warp nmr imaging and applications to human whole-body imaging. *Physics in Medecine and Biology*, 25 :751–756, 1980.
- [74] Gouldson I.W. Escudier, M.P. Flow of shear-thinning fluids in a concentric annulus. *Experiments in Fluids*, 18(4) :225–238, 1994.
- [75] Gouldson I.W. Escudier, M.P. Concentric annular flow with centerbody rotation of a newtonian and a shear-thinning liquid. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 16(3) :156–162, 1995.
- [76] M. P. Escudier, I. W. Gouldson, A. S. Pereira, F. T. Pinho, and R. J. Poole. On the reproducibility of the rheology of shear-thinning liquids. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 97(2-3) :99–124, 2001.
- [77] M.P. Escudier, I.W. Gouldson, P.J. Oliveira, and F.T. Pinho. Effects of inner cylinder rotation on laminar flow of a newtonian fluid through an eccentric annulus. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21(1) :92–103, 2000.
- [78] M.P. Escudier, P.J. Oliveira, and F.T. Pinho. Fully developed laminar flow of purely viscous non-newtonian liquids through annuli, including the effects of eccentricity and inner-cylinder rotation. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 23(1) :52–73, 2002.
- [79] M.P. Escudier, P.J. Oliveira, F.T. Pinho, and S. Smith. Fully developed laminar flow of non-newtonian liquids through annuli : Comparison of numerical calculations with experiments. *Experiments in Fluids*, 33(1) :101–111, 2002.
- [80] A. Fall. *Rhéophysique des fluides complexes : Ecoulement et Blocage de suspensions concentrées*. PhD thesis, Université Paris 7, 2008.
- [81] P. Fang, R.M. Manglik, and M.A. Jog. Characteristics of laminar viscous shear-thinning fluid

-
- flows in eccentric annular channels. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 84(1) :1–17, 1999.
- [82] T. Fang and C. Tiu. A generalized rheological model for elasto-thixotropic fluids. *International Journal Of Engineering Fluid Mechanics*, 3(2) :147–174, 1990.
- [83] J.D. Ferry. *Viscoelastic Properties of Polymers*, 3rd ed. Wiley, New York, 1980.
- [84] R. Feynam. *Mécanique 2*. Dunod, Paris, 1998.
- [85] A.D. Fitt and C.P. Please. Asymptotic analysis of the flow of shear-thinning foodstuffs in annular scraped heat exchangers. *Journal of Engineering Mathematics*, 39(1-4) :345–366, 2001.
- [86] D. Fletcher, S. Maskel, and M. Patrick. Heat and mass transfer computations for laminar flow in an axisymmetric sudden expansion. *Computational Fluids*, 13 :207–221, 1985.
- [87] Von Karman Institute for Fluid Dynamics. *Laser velocimetry*. Lecture series, 1981.
- [88] E.J. Fordham and M. Bittleston, S.H. and Ahmadi Tehrani. Viscoplastic flow in centered annuli, pipes, and slots. *Industrial and Engineering Chemistry Research*, 30(3) :517–524, 1991.
- [89] A.G. Frederickson and R.B. Bird. Non-newtonian flow in annuli. *Industrial and Engineering Chemistry*, 50(3) :347–352, 1958.
- [90] E. Fukushima. Nuclear magnetic resonance as a tool to study flow. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 31 :95–123, 1999.
- [91] Gerald G. Fuller. *Optical Rheometry of Complex Fluids*. Oxford University Press, 1995.
- [92] F. Garcia-Ochoa, V. E. Santos, J. A. Casas, and E. Gómez. Xanthan gum : production, recovery, and properties. *Biotechnology Advances*, 18(7) :549–579, 2000.
- [93] H. Geen, X. L. Wu, P. Xu, J. Friedrich, and R. Freeman. Selective excitation at 2 arbitrary frequencies-the double dante sequence. *Journal of Magetic Resonance*, 81 :646–652, 1989.
- [94] L.F. Gladden and P. Alexander. Applications of nuclear magnetic resonance imaging in process engineering. *Measurement Science and Technology*, 7(3) :423–435, 1996.
- [95] Lynn F. Gladden. Applications of nuclear magnetic resonance imaging in particle technology. *Particle and Particle Systems Characterization*, 12(2) :59–67, 1995.
- [96] D.M. Grant and R.K. Harris. *Encyclopedia of Nuclear Magnetic Resonance*, 1996. cited By (since 1996) 391.

- [97] I. Grant. *Selected Papers on Particle Image Velocimetry*, volume MS 99 of *Milestone Series*. SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, Washington, 1994.
- [98] Martin B.W. Gravas, N. Instability of viscous axial flow in annuli having a rotating inner cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 86(pt 2) :385–394, 1978.
- [99] R. Grousson and S. Mallick. Study of flow pattern by scattered laser light. *Applied Optics*, 16(9) :2334–2336, 1977.
- [100] E. Guyon, J.P. Hulin, and L. Petit. *Hydrodynamique physique*. 2001.
- [101] Ji-Zhou W. Hai-qiao, Z. Analytical solutions of the helical flow of non newtonian fluid in eccentric annular space. *Applied Mathematics and Mechanics*, 15(7) :657–670, 1994.
- [102] A.L. Halmos and D.V. Boger. The behavior of a power-law fluid flowing through a sudden expansion : Part 2. experimental verification. *AIChE Journal*, 21(3) :550–553, 1975.
- [103] A.L. Halmos, D.V. Boger, and A. Cabelli. The behavior of a power-law fluid flowing through a sudden expansion : Part 1. a numerical solution. *AIChE Journal*, 21(3) :540–549, 1975.
- [104] R.W. Hanks. The axial laminar flow of yield-pseudoplastic fluids in a concentric annulus. *Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development*, 18(3) :488–493, 1979.
- [105] A.D. Hanlon, S.J. Gibbs, L.D. Hall, D.E. Haycock, W.J. Frith, and S. Ablett. Rapid mri and velocimetry of cylindrical couette flow. *Magnetic Resonance Imaging*, 16(8) :953–961, 1998.
- [106] A. Hasse, J. Frahm, D. Matthaei, W. Hanicke, and K. D. Merboldt. Flash imaging. rapid nmr imaging using low flip-angle pulses. *Journal of Magnetic Resonance*, 67(2) :258–266, 1986.
- [107] J. Hennig, A. Nauerth, and H. Friedburg. *Magnetic Resonance in Medicine*, 3 :82, 1986. cited By (since 1996) 1.
- [108] Sederman A.J.-Gladden L.F. Heras, J.J. Ultrafast velocity imaging of single- and two-phase flows in a ceramic monolith. *Magnetic Resonance Imaging*, 23(2 SPEC. ISS.) :387–389, 2005. cited By (since 1996) 8.
- [109] R.L. Hoffmann. Discontinuous and dilatant viscosity behavior in concentrated suspensions. i. observations of a flow instability. *Transactions of the Society of Rheology*, 16 :155, 1972.
- [110] N. Huang. *Rhéologie des Pâtes granulaires*. PhD thesis, Université Paris 6 - Pierre et Marie Curie, 2006.

-
- [111] X. Huang, N. Phan-Thien, and R. I. Tanner. Viscoelastic flow between eccentric rotating cylinders : unstructured control volume method. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 64(1) :71–92, 1996.
- [112] Q.E. Hussain and M.A.R. Sharif. Numerical modeling of helical flow of viscoplastic fluids in eccentric annuli. *AIChE Journal*, 46(10) :1937–1946, 2000.
- [113] K.J. Ives and A.G. Bhole. Study of flowthrough couette flocculators - i. design for uniform and tapered flocculation. *Water Research*, 9(12) :1085–1092, 1975.
- [114] J.H. Iwamiya, A.W. Chow, and S.W. Sinton. Nmr flow imaging of newtonian liquids and a concentrated suspension through an axisymmetric sudden contraction. *Rheologica Acta*, 33(4) :267–282, 1994.
- [115] C.F. Jenner, Y. Xia, C.D. Eccles, and P.T. Callaghan. Circulation of water within wheat grain revealed by nuclear magnetic resonance micro-imaging. *Nature*, 336(6197) :399–402, 1988.
- [116] E.K. Jeong, S.A. Altobelli, and E. Fukushima. Nmr imaging studies of stratified flows in a horizontal rotating cylinder. *Physics of Fluids*, 6(9) :2901–2906, 1994.
- [117] P. Jezzard, J.J. Attard, T.A. Carpenter, and L.D. Hall. Nuclear magnetic resonance imaging in the solid state. *Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy*, 23(1) :1–41, 1991.
- [118] P. Jezzard, C.J. Wiggins, T.A. Carpenter, L.D. Hall, P. Jackson, N.J. Clayden, and N.J. Walton. Nuclear magnetic resonance imaging of polymers and polymer composites. *Advanced Materials*, 4(2) :82–90, 1992.
- [119] M.M. Kamal. Separation in the flow between eccentric cylinders. *Journal of Basic Engineering, Transactions of the ASME*, pages 717–724, 1966.
- [120] W. Köckenberger, J. M. Pope, Y. Xia, K. R. Jeffrey, E. Komor, and P. T. Callaghan. A non-invasive measurement of phloem and xylem water flow in castor bean seedlings by nuclear magnetic resonance microimaging. *Planta*, 201(1) :53–63, 1997.
- [121] R.D. Keane and R.J. Adrian. Theory of cross-correlation analysis of piv images. *Applied Scientific Research*, 49(3) :191–215, 1992.
- [122] J. Koenig. *Characterization of Composite Materials*, 1994 :44.
- [123] J.L. Koenig. *Polymer Spectroscopy*, 1996 :151.
- [124] J. Kompenhans and C. Tropea. Special issue : particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 8 :1379–1583, 1997.

- [125] W. Chou-C.H. Tiu C. Kozicki, W.Kozicki. Non-newtonian flow in ducts of arbitrary cross-sectional shape. *Chemical Engineering Science*, 21(8) :665–679, 1966.
- [126] A. Kumar, D. Welti, and R. Ernst. Nmr fourier zeugmatography. *Journal of Magnetic Resonance*, 18 :69–83, 1975.
- [127] W. Laird. Slurry and suspension transport. basic flow studies on bingham plastic fluids. *Industrial & Engineering Chemistry Journal*, 49(1) :138–141, 1957.
- [128] R.G. Larson. *The structure and rheology of complex fluids*. Oxford University Press, New York, 1999.
- [129] R.G. Larson, E.S.G Shaqfeh, and S.J. Muller. Purely elastic instability in taylor-couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 218 :573–600, 1990.
- [130] P.C. Lauterbur. Image formation by induced local interactions-examples employing nuclear magnetic resonance. *Nature*, 242 :190–191, 1973.
- [131] S. Leclerc. *L’inhomogénéité du champ radiofréquence en résonance magnétique nucléaire : expériences et simulations*. PhD thesis, Université Henri Poincaré, Nancy I, 2004.
- [132] X.K. Li, D.Rh. Gwynllyw, A.R. Davies, and T.N. Phillips. On the influence of lubricant properties on the dynamics of two-dimensional journal bearings. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 93(1) :29–59, 2000.
- [133] K. Liu and D. Grecov. Rheological and flow modelling of viscoelastic fluids between eccentric cylinders. *Applied Mathematical Modelling*, In Press, Corrected Proof, 2010.
- [134] A.S Lodge. *Elastics Liquids*. Academic Press, New York, 1964.
- [135] T. P. Logde. Rheo-optics : Flow birefringence. In *In Rheology, Principles, Measurements and Applications*, pages 379–422. VCH Publishers, Inc, 1994.
- [136] I.J. Lowe and R.E. Wysong. Dante ultra-fast imaging sequence (dufis). *Journal of Magnetic Resonance*, 101 :106–109, 1993.
- [137] R.M. Lueptow, A. Docter, and K. Min. Stability of axial flow in an annulus with a rotating inner cylinder. *Physics of Fluids A*, 4(11) :2446–2455, 1992.
- [138] O.E. Macagno and T.K. Hung. Computational and experimental study of captive annular eddy. *Journal of Fluids Mechanics*, 28(1) :43–64, 1967.

-
- [139] R.M. Manglik and P.P. Fang. Effect of eccentricity and thermal boundary conditions on laminar fully developed flow in annular ducts. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 16(4) :298–306, 1995.
- [140] P. Mansfield and P.G. Morris. *NMR in Biomedicine*, page 76, 1982.
- [141] P. Mansfield and I.L. Pykett. Biological and medical imaging by nmr. *Journal of Magnetic Resonance*, 29(2) :355–373, 1978.
- [142] B.J. Maranzano and N.J. Wagner. Flow small angle neutron scattering measurements of colloidal dispersion microstructure evolution through the shear thickening transition. *Journal of Chemical Physics*, 22 :117, 2002.
- [143] A. Margaritis and J.E. Zajic. Mixing, mass transfer, and scale-up of polysaccharide fermentations. *Biotechnology and Bioengineering*, 20 :939–1001, 1978.
- [144] A.F. Martins, P. Esnault, and F. Volino. Measurement of the viscoelastic coefficients of main-chain nematic polymers by an nmr technique. *Physical Review Letters*, 57(14) :1745–1748, 1986.
- [145] P.R.S. Mendes and E.S.S. Dutra. Viscosity function for yield-stress liquids. *Annual Transactions of the Nordic Rheology Society*, 12 :183–188, 2004.
- [146] W. Merzkirch. *Flow visualization*. Academic Press, New York, 1974.
- [147] A.B. Metzner and M. Whitlock. Flow behaviour of concentrated (dilatant) suspensions. *Transactions of the Society of Rheology*, 2 :239, 1958.
- [148] O.F.J. Meuric, R.J. Wakeman, T.W. Chiu, and K.A. Fisher. Numerical flow simulation of viscoplastic fluids in annuli. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 76(1) :27–40, 1998.
- [149] J. Mewis. Thixotropy - a general review. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 6 :1–20, 1979.
- [150] J.F. Meyers. Doppler global velocimetry : a new way to look at velocimetry. *ASME S*, pages 289–296, 1991.
- [151] J.F. Meyers. Development of doppler global velocimetry as a flow diagnostics tool. *Measurement Science and Technology*, 6(6) :769–783, 1995.
- [152] R. Meynart. Instantaneous velocity field measurements in unsteady gas flow by speckle velocimetry. *Applied Optics*, 22(4) :535–540, 1983.

- [153] R. Meynart. Speckle velocimetry : an application of image analysis techniques to the measurement of instantaneous velocity fields in unsteady flow. In *ICIASF '83 Record*, pages 30–36, New York, 1983. IEEE.
- [154] R. Meynart. Speckle velocimetry study of vortex pairing in a low-re unexcited jet. *Physics of Fluids*, 26 :2074–2079, 1983.
- [155] M. Milas. Properties of xanthan gum in aqueous solutions : Role of the conformational transition. *Carbohydrate Research*, 158(C) :191–204, 1986.
- [156] M. Milas. Flow and viscoelastic properties of xanthan gum solutions. *Macromolecules*, 23(9) :2506–2511, 1990.
- [157] J.B. Miller. Nmr imaging of materials. *Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy*, 33 :273–308, 1998.
- [158] Eguchi T.-Nakamura K. Horikawa A. Mori, N. Pressure flow of the non-newtonian fluid in an eccentric double walled tube with a rotating inner cylinder. part 2 : Experiment. *Journal of the Textile Machinery Society of Japan*, 33(3) :73–77, 1987.
- [159] N. Mori, K. Eguchi, T. and Nakamura, and A. Horikawa. Pressure flow of the non-newtonian fluid in an eccentric double walled tube with a rotating inner cylinder. part 1 : Numerical calculation. *Journal of the Textile Machinery Society of Japan*, 33(2) :46–53, 1987.
- [160] G. A. Morris and R. Freeman. Selective excitation in fourier-transform nuclear magnetic resonance. *Journal of Magnetic Resonance*, 29 :433–462, 1978.
- [161] P.G. Morris. *Nuclear Magnetic Resonance Imaging in Medicine and Biology*, 1986.
- [162] F.A. Morrison. *Understanding rheology*. Oxford University Press, 2001.
- [163] K.W. Moser. *Quantitative Measurement of Velocity and Dispersion via Magnetic Resonance Imaging*. PhD thesis, University of Illinois at Urbana-Champaign, 2001.
- [164] K.W. Moser, L.G. Raguin, and J.G. Georgiadis. Tomographic study of helical modes in bifurcating taylor-couette-poiseuille flow using magnetic resonance imaging. *Physical Review E*, 64(1 II) :016319/1–016319/5, 2001.
- [165] K.W. Moser, L.G. Raguin, A. Harris, H.D. Morris, J. Georgiadis, M. Shannon, and M. Philpott. Visualization of taylor-couette and spiral poiseuille flows using a snapshot flash spatial tagging sequence. *Magnetic Resonance Imaging*, 18(2) :199–207, 2000.

-
- [166] T.J. Mosher and M.B. Smith. A dante tagging sequence for the evaluation of translational sample motion. *Magnetic Resonance in Medecine*, 15 :334–339, 1990.
- [167] S.J. Muller, R.G. Larson, and E.S.G Shaqfeh. A purely elastic transition in taylor-couette flow. *Rheologica Acta*, 28(6) :499–503, 1989.
- [168] D. Nag and A. Datta. Variation of the recirculation length of newtonian and non-newtonian power-law fluids in laminar flow through a suddenly expanded axisymmetric geometry. *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, 129(2) :245–250, 2007.
- [169] M. Naimi, R. Devienne, and M. Lebouche. Dynamical and thermal study of couette-taylor-poiseuille flow ; case of yield pseudo-plastic fluid. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 33(2) :381–391, 1990.
- [170] Ulbrecht J. Nebrenský, J. Non-newtonian flow in annular ducts. *Collection of Czechoslovak Chemical Communications*, 33 :363–375, 1968.
- [171] P. Neofytou and D. Drikakis. Non-newtonian flow instability in a channel with a sudden expansion. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 111 :127–150, 2003.
- [172] Q.D. Nguyen, T. Deawwanich, N. Tonmukayakul, M.R. Savery, and W. Chin. Flow visualization and numerical simulation of viscoplastic fluid displacements in eccentric annuli. *AIP Conference Proceedings*, 1027 :279–281, 2008.
- [173] V.T. Nguyen, K. Kahine, and M. Lebouché. Étude numérique de l’écoulement de fluides non newtoniens à travers un élargissement brusque. *Mécanique des fluides/Fluids Mechanics*, 327 serie II b :91–94, 1999.
- [174] J. Nogueira, A. Lecuona, and P.A. Rodríguez. Local field correction piv, implemented by means of simple algorithms, and multigrid versions. *Measurement Science and Technology*, 12 :1911–1921, 2001.
- [175] C. Nouar, C. Desaubry, and H. Zenaïdi. Numerical and experimental investigation of thermal convection for a thermodependent herschel-bulkley fluid in an annular duct with rotating inner cylinder. *European Journal of Mechanics, B/Fluids*, 17(6) :875–900, 1998.
- [176] C. Nouar, R. Devienne, and M. Lebouche. Thermal convection for couette flow with axial flow rate. case of a pseudo-plastic fluid. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 30(4) :639–647, 1987.

- [177] C. Nouar and M. Lebouché. Thermal convection for a thermodependent herschel-bulkley fluid in an annular duct. *Heat and Mass Transfer/Waerme- und Stoffuebertragung*, 31(4) :257–267, 1996.
- [178] J.M. Nouri, H. Umur, and J.H. Whitelaw. Flow of newtonian and non-newtonian fluids in concentric and eccentric annuli. *Journal of Fluid Mechanics*, 253 :617–641, 1993.
- [179] J.M. Nouri and J.H. Whitelaw. Flow of newtonian and non-newtonian fluids in a concentric annulus with rotation of the inner cylinder. *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, 116(4) :821–827, 1994.
- [180] J.M. Nouri and J.H. Whitelaw. Flow of newtonian and non-newtonian fluids in an eccentric annulus with rotation of the inner cylinder. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 18(2) :236–246, 1997.
- [181] J.M. Ottino. *The kinematics of mixing : stretching, chaos, and transport*. Cambridge University Press, 1989.
- [182] B. Pak, Y.I. Cho, and S.U.S. Choi. Separation and reattachment of non-newtonian fluid flows in a sudden expansion pipe. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 37(2-3) :175–199, 1990.
- [183] D.D. Parker and J.L. Koenig. *Curr. Trends Polym. Sei. L*, 1996 :65.
- [184] Rouse Jr. P.E. The theory of the linear of the viscoelastic properties of dilute solutions of coiling polymers. *Journal of Chemical Physics*, 21 :1272–1280, 1953.
- [185] J. Peixinho. *Contribution expérimentale à l'étude de la convection thermique en régime laminaire, transitoire et turbulent pour un fluide à seuil en écoulement dans une conduite*. PhD thesis, Université Henri Poincaré, Nancy 1, 2004.
- [186] A.S. Pereira and F.T. Pinho. Turbulent characteristics of shear-thinning fluids in recirculating flows. *Experiments in Fluids*, 28(3) :266–278, 2000.
- [187] F.A.R. Pereira, M.A.S. Barrozo, and C.H. Ataíde. Cfd predictions of drilling fluid velocity and pressure profiles in laminar helical flow. *Brazilian Journal of Chemical Engineering*, 24(4) :587–595, 2007.
- [188] M.G.N. Perera and K. Walters. Long range memory effects in flows involving abrupt changes in geometry : Part 2 : the expansion/contraction/expansion problem. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 2(2) :191 – 204, 1977.

-
- [189] C.J.D. Pickering and N.A. Halliwell. Laser speckle photography and particle image velocimetry : photographic film noise. *Applied Optics*, 23(17) :2961–2969, 1984.
- [190] R.J. Poole, M.A. Alves, and F.T. Oliveira, P.J. and Pinho. Plane sudden expansion flows of viscoelastic liquids. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 146(1-3) :79–91, 2007.
- [191] J.M. Pope and S. Yao. Quantitative nmr imaging of flow. *Concepts in Magnetic Resonance*, 5 :281–302, 1993.
- [192] P. Poullain, S. Rodts, P. Coussot, B. Cazaciu, L. Doubriez, P. Moucheron, and F. Bertrand. Ecoulement tridimensionnel d’un fluide viscoplastique dans une maquette de malaxeur : vélocimétrie par résonance magnétique. In *16ème congrès Français de Mécanique, Nice, 1-5 septembre*, 2003.
- [193] E.M. Purcell, H.C. Torrey, and R.V. Pound. Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid. *Physical Review*, 69(1-2) :37–38, 1946.
- [194] D. Quemada. Rheology of concentrated disperse systems and minimum energy dissipation principle i. viscosity-concentration relationship. *Rheologica Acta*, 16(1) :82–94, 1977.
- [195] D. Quemada. Rheology of concentrated disperse systems ii. a model for non-newtonian shear viscosity in steady flows. *Rheologica Acta*, 17(6) :632–642, 1978.
- [196] D. Quemada. Rheology of concentrated disperse systems iii. general features of the proposed non-newtonian model. *Rheologica Acta*, 17(6) :643–653, 1978.
- [197] D. Quemada. *Modélisation rhéologique structurelle*. Lavoisier, 2006.
- [198] M. Raffel, C.E. Willert, S.T. Wereley, and J. Kompenhans. *Particle Image Velocimetry. A Practical Guide*. Springer, 2nd edition, 2007.
- [199] L. G. Raguin and J. G. Georgiadis. Kinematics of the stationary helical vortex mode in taylor-couette-poiseuille flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 516 :125–154, 2004.
- [200] K.S. Raman, R.W. Anderson, G.L. Brown, R.B. Miles, and M. Constantino. An ultra-high pressure, ultra-high reynolds number blowdown wind tunnel : Design and preliminary experiments. In *38th AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit*, 2000.
- [201] L. Rayleigh. On the dynamics of revolving fluids. *Proceedings - Royal Society of London*, A93 :148–154, 1916.

- [202] J.S. Raynaud, P. Moucheron, J. C. Baudez, F. Bertrand, J. P. Guilbaud, and P. Coussot. Direct determination by nuclear magnetic resonance of the thixotropic and yielding behavior of suspensions. *Journal of Rheology*, 46(3) :709–732, 2002.
- [203] M. Reiner. The Deborah number. *Physics Today*, 17 :62, 1964.
- [204] O. Reynolds. On the theory of lubrication and its application to Mr. Beauchamp Tower's experiments, including an experimental determination of the viscosity of olive oil. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 177 :157–234, 1886.
- [205] Z. Rigbi and N. Galili. Helical flow of some non-Newtonian liquids. *Isr J Technol*, 9(5) :447–452, 1971.
- [206] W.M. Ritchey, L. Maylish-Kogovsek, and A.S. Wallner. *Appl. Spectrosc. Rev.*, 29 :233–267, 1994.
- [207] R.S. Rivlin. Solution of some problems in the exact theory of visco-elasticity. *Mechanics and Analysis*, 5(1) :179–188, 1956.
- [208] G.P. Roberts, H.A. Barnes, and P. Carew. Modelling the flow behaviour of very shear-thinning liquids. *Chemical Engineering Science*, 56 :5617–5623, 2001.
- [209] Willie E. Rochefort. Rheology of xanthan gum : salt, temperature and strain effects in oscillatory and steady shear experiments. *Journal of Rheology*, 31(4) :337–369, 1987.
- [210] A.B. Rodd. Characterization of xanthan gum solutions using dynamic light scattering and rheology. *Carbohydrate Polymers*, 42(2) :159–174, 2000.
- [211] S. Rodts, J.C. Baudez, and P. Coussot. From "discrete" to "continuum" flow in foams. *Europhysics Letters*, 69(4) :636–642, 2005.
- [212] S. Rodts, F. Bertrand, S. Jarny, P. Poullain, and P. Moucheron. Développements récents dans l'application de l'IRM à la rhéologie et à la mécanique des fluides. *Comptes Rendus de Chimie*, 7 :275–282, 2004.
- [213] S.B. Ross-Murphy. *Faraday Symp. Chem. Soc.*, 18 :115, 1983.
- [214] N. Roussel, R. Le Roy, and P. Coussot. Thixotropy modelling at local and macroscopic scales. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 17 :85–95, 2004.
- [215] H. Royer and A. Boutier. Visualisations et mesures optiques en aérodynamique. *Techniques de l'Ingénieur*, R2160, 1998.
- [216] Christiansen E.B. Russell, C.P. Axial, laminar, non-Newtonian flow in annuli. *Industrial and Engineering Chemistry : Process Design and Development*, 13(4) :391–396, 1974.

-
- [217] Midoux N. Saatdjian, E. Flow of a newtonian fluid between eccentric rotating cylinders. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 2(3) :261–270, 1993.
 - [218] W. Salameh. *Imagerie par résonance magnétique nucléaire pour la vélocimétrie d'un écoulement en milieu poreux*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Lorraine, Université de Lorraine, 2011.
 - [219] A. San Andres and A.Z. Szeri. Flow between eccentric rotating cylinders. *Journal Of Applied Mechanics, Transactions of ASME*, 51(4 , Dec. 1984) :869–878, 1984.
 - [220] H. Schlichting. *Boundary-Layer Theory*. Series in Mechanical Engineering. Mc Graw-Hill, 7th edition, 1968.
 - [221] R. Schodl. Laser two-focus velocimetry. *Advanced instrumentation for Aero Engine Components, AGARD CP 399*, 1986.
 - [222] A.J. Sederman, M.D. Mantle, and L.F. Gladden. Single excitation multiple image rare (semi-rare) : Ultra-fast imaging of static and flowing systems. *Journal of Magnetic Resonance*, 161(1) :15–24, 2003.
 - [223] H.J. Sheen, W.J. Chen, and J.S. Wu. Flow patterns for an annular flow over an axisymmetric sudden expansion. *Journal of Fluid Mechanics*, 350 :177–188, 1997.
 - [224] Z.P. Shul'man. Calculation of a laminar axial flow of a nonlinear viscoplastic medium in an annular channel. *Inzherno-Fizicheskii Zhurnal, in Russian*, 19(4) :689–697, 1970.
 - [225] Dennis A. Siginer and Sayavur I. Bakhtiyarov. Flow of drilling fluids in eccentric annuli. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 78(2-3) :119–132, 1998.
 - [226] J.L. Simon. Gomme xanthane : agent viscosant et stabilisant. In *Techniques de l'Ingénieur, traité Agroalimentaire*. 2001.
 - [227] J.R. Singer. Blood flow rates by nuclear magnetic resonance measurements. *Science*, 130 :1652–1653, 1959.
 - [228] J.R. Singer. Blood flow rates by nuclear magnetic resonance measurements. *Science*, 130 :1652–1653, 1959.
 - [229] S. W. Sinton and A. W Chow. Nmr flow imaging of fluids and solid suspensions in poiseuille flow. *Journal of Rheology*, 35 :735–772, 1991.
 - [230] K.W. Song. Rheology of concentrated xanthan gum solutions : Steady shear flow behavior. *Fibers and Polymers*, 7(2) :129–138, 2006.

- [231] S. Stapf and Song-I. Han. *NMR Imaging in Chemical Engineering*. WILEY-VCH, Weinheim, 2006.
- [232] E.O. Stejskal and J.E. Tanner. Spin diffusion measurements : Spin echoes in the presence of a time-dependent field gradient. *The Journal of Chemical Physics*, 42(1) :288–292, 1965.
- [233] Y. Takeda. Velocity profile measurement by ultrasonic doppler method. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 10(4) :444–453, 1995.
- [234] G.I. Taylor. Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders. *Philos. Trans. Roy. Soc.*, 223(Series A) :289–243, 1923.
- [235] G.B. Thurston. Shear rate dependence of the viscoelasticity of polymer solutions. i. theoretical model. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 9(1-2) :57–68, 1987.
- [236] G.B. Thurston. Shear rate dependence of the viscoelasticity of polymer solutions. ii. xanthan gum. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 9(1-2) :69–78, 1987.
- [237] A. Veron, A.E. Gomes, C.R. Leal, and A.F. Van Der Klink, J. and Martins. Nmr study of flow and viscoelastic properties of pblg/m-cresol lyotropic liquid crystal. *Molecular Crystals and Liquid Crystals Science and Technology Section A : Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 331 :499–507, 1999.
- [238] M.P. Volarovich and A.M. Gutkin. Flow of viscoplastic material between two parallel flat-walls and in annular space between two coaxial tubes. *J. Tech. Phys.*, XVI(3) :321–328, 1946.
- [239] G.C. Vradis and M.V. Ötügen. The axisymmetric sudden expansion flow of a non-newtonian viscoplastic fluid. *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, 119(1) :193–200, 1997.
- [240] S. Wan, D. Morrison, and I. G. Bryden. The flow of newtonian and inelastic non-newtonian fluids in eccentric annuli with inner-cylinder rotation. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 13(5) :349–359, 2000.
- [241] G.H. Wannier. A contribution to the hydrodynamics of lubrication. *Quarterly of Applied Mathematics*, 8 :1–32, 1950.
- [242] T. Watanabe. *Nucl. Magn. Reson.*, 26 :447–465, 1997.
- [243] P. J. Whitcomb. Rheology of xanthan gum. *Journal of Rheology*, 22(5) :493–505, 1978.
- [244] Callaghan P.T. Xia, Y. Study of shear thinning in high polymer solution using dynamic nmr microscopy. *Macromolecules*, 24(17) :4777–4786, 1991. cited By (since 1996) 36.

-
- [245] Y. Xia and P. T. Callaghan. "one-shot" velocity microscopy : Nmr imaging of motion using a single phase-encoding step. *Magnetic Resonance in Medicine*, 23(1) :138–153, 1992. cited By (since 1996) 1.
- [246] Y. Xia, P. T. Callaghan, and K. R. Jeffrey. Imaging velocity profiles. flow through an abrupt contraction and expansion. *AIChE Journal*, 38(9) :1408–1420, 1992.
- [247] Yinghu Z. Xisheng, L. An analysis of properties of laminar flow field of power-law fluid in annular space. *Society of Petroleum Engineers of AIME*, 2 :535–544, 1986.
- [248] K. Yasuda, N. Ohara, and M. Muguruma. Velocity profiles of suspension flows through an abrupt contraction measured by magnetic resonance imaging. *Chemical Engineering and Technology*, 30(8) :1036–1044, 2007. cited By (since 1996) 2.
- [249] H. Yeh and H.Z. Cummins. Localized fluid flow measurements with an he-ne laser spectrometer. *Applied Physics Letters*, 1964.
- [250] Natalia P. Yevlampieva, Georges M. Pavlov, and Evgenii I. Rjuntsev. Flow birefringence of xanthan and other polysaccharide solutions. *International Journal of Biological Macromolecules*, 26(4) :295–301, 1999.
- [251] B.H. Zimm. Dynamics of polymer molecules in dilute solution : Viscoelasticity, flow birefringence and dielectric loss. *Journal of Chemical Physics*, 24 :279–280, 1956.
- [252] M.A. Zirnsak, D. Boger, and V. Tirtaatmadja. Steady shear and dynamic rheological properties of xanthan gum solutions in viscous solvents. *Journal of Rheology*, 43(3) :627–650, 1999.



**AUTORISATION DE SOUTENANCE
DU DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE LORRAINE**

o0o

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :

**Monsieur Albert MAGNIN, Professeur, Université Joseph Fournier Grenoble,
Monsieur Jean-Michel FRANCONI, Professeur, Université de Bordeaux.**

L'Administrateur Provisoire de l'Université de Lorraine, autorise :

Mademoiselle RIGAL Claire

à soutenir devant un jury de l'UNIVERSITE DE LORRAINE, une thèse intitulée :

**"Comportement de fluides complexes sous écoulement : Approche expérimentale par
résonance magnétique nucléaire et techniques optiques et simulations numériques"**

en vue de l'obtention du titre de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LORRAINE

Intitulé du doctorat : **"Mécanique Energétique "**

Fait à Vandoeuvre, le 7 Mai 2012

Pour l'Administrateur Provisoire par délégation,

Le Chargé de Mission,

François LAURENT

UNIVERSITÉ DE LORRAINE
34 COURS LÉOPOLD - CS 25233
54052 NANCY CEDEX
TEL : 03 54 50 54 00
CONTACT@UNIV-LORRAINE.FR
WWW.UNIV-LORRAINE.FR

Résumé

Cette thèse est une contribution à la fois expérimentale, théorique et numérique à l'étude des écoulements bidimensionnels de fluides complexes dans une conduite cylindrique présentant des singularités et dans une géométrie annulaire à cylindres excentrés. Le fluide utilisé est une solution de xanthane à différentes concentrations présentant un caractère non newtonien rhéofluidifiant. L'objectif principal de cette thèse est la caractérisation de l'influence des propriétés rhéofluidifiantes sur le comportement des zones de recirculation, en terme de morphologie, de positionnement et d'intensité, par l'utilisation et le développement de techniques de mesures non intrusives et performantes. La première méthode expérimentale utilisée une technique laser classique : la vélocimétrie par images de particules. La seconde technique mise en oeuvre est une méthode originale : la vélocimétrie par imagerie par résonance magnétique. Elle est utilisée pour la première fois au laboratoire pour la mesure de champ de vitesse d'écoulement de fluides complexes en conduite cylindrique, représentant l'intérêt majeur de cette thèse.

La première partie de notre travail consiste en une description rhéologique complète de nos fluides modèles avec la détermination de leur loi de comportement et la mise en évidence de leurs propriétés viscoélastiques, par ailleurs négligeables. Par la suite les mesures de champ de vitesse des écoulements bidimensionnels étudiés et la représentation des lignes de courant montrent que les propriétés rhéofluidifiantes influencent très fortement la structure et la morphologie de ces écoulements et le comportement des zones de recirculation. Par une étude fine nous observons qu'il existe une compétition entre les effets d'inertie et les effets rhéofluidifiants induisant un champ de contrainte variable qui modifie le positionnement et la taille de la zone de recirculation. Nous montrons également que l'augmentation du caractère rhéofluidifiant affaiblit son intensité de la zone de recirculation.

Enfin, des simulations numériques utilisant la loi de comportement macroscopique déterminée par rhéométrie classique ont été réalisées avec le logiciel Fluent[®]. Une bonne concordance est observée entre les résultats de ces simulations numériques et les expérimentaux. Cette comparaison permet ainsi de valider le code de calcul et la loi de comportement, utilisée pour les simulations numériques au travers de sa modélisation suivant la loi de Cross, pour les écoulements considérés.

Mots-clés: fluide rhéofluidifiant, rhéométrie, loi de comportement, écoulements en conduite cylindrique, élargissement, rétrécissement, écoulements entre deux cylindres excentrés, champ de vitesse, lignes de courant, zone de recirculation, vélocimétrie par images de particules, vélocimétrie par imagerie par résonance magnétique nucléaire, auto-diffusion.

Abstract

This thesis is an experimental and numerical study of structured fluids bidimensional flows in a cylindrical pipe with singularity and in an annular geometry with eccentric cylinders. The objective of this thesis is to characterize the influence of the shear thinning properties on the recirculation zones by using efficient and non-intrusive techniques : particle image velocimetry and velocimetry by nuclear magnetic resonance imaging. Materials are xanthane solutions at different concentrations.

In the first part, we determine the rheological and viscoelastic properties of the fluids used. The second part concerns the measured velocity field. It is shown that the shear thinning behavior have a strongly influence on the structure and the morphology of these flows and the pattern of the recirculation zones.

Simultaneously, numerical simulations performed by Fluent[®] and using the rheological behavior. A good concordance is observed between the experimental and numerical results. For the flows considered here, this comparison allows to validate the computational code and the behavior law used in the numerical simulations and modelling by a Cross model.

Keywords: shear thinning fluid, rheometry, behavior law, flow in pipe, flow in eccentric cylinders, velocity field, streamlines, recirculation zone, eccentric cylinders, particle image velocimetry, velocimetry by nuclear magnetic resonance imaging, diffusion.

