



Écoulements de fluides à seuil autour d'un cylindre en milieu confiné : études expérimentale et numérique

Hamdullah Ozogul

► **To cite this version:**

Hamdullah Ozogul. Écoulements de fluides à seuil autour d'un cylindre en milieu confiné : études expérimentale et numérique. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Grenoble Alpes, 2016. Français. <NNT : 2016GREAI005>. <tel-01311087>

HAL Id: tel-01311087

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01311087>

Submitted on 3 May 2016

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Mécanique des fluides, Procédés, Énergétique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Hamdullah OZOGUL

Thèse dirigée par **Pascal JAY** et
codirigée par **Albert MAGNIN**

préparée au sein du **Laboratoire Rhéologie et Procédés (UMR5520)**
dans l'**École Doctorale I-MEP2**

ÉCOULEMENTS DE FLUIDES À SEUIL AUTOUR D'UN CYLINDRE EN MILIEU CONFINÉ : ÉTUDES EXPÉRIMENTALE ET NUMÉRIQUE

Thèse soutenue publiquement le **4 février 2016**,
devant le jury composé de :

Monsieur Frédéric PIGNON

Directeur de Recherches au CNRS, Président

Madame Dominique ANNE-ARCHARD

Chargée de Recherches au CNRS, Rapporteur

Monsieur Chérif NOUAR

Directeur de Recherches au CNRS, Rapporteur

Monsieur Frédéric SAVREUX

Ingénieur développement process et modélisation numérique, Société RPA Process,
Examineur

Monsieur Pascal JAY

Professeur à Université Grenoble Alpes, Membre

Monsieur Albert MAGNIN

Directeur de Recherches au CNRS, Membre



Sommaire

Remerciements	7
Notations	11
Introduction générale.....	15
Chapitre I : Matériels et méthodes	23
I.1 Théorie.....	25
I.2 Rhéologie et fluides utilisés	28
I.3 Banc expérimental	32
I.4 Simulation numérique.....	38
I.4.1 Maillages utilisés en milieu infini	39
I.4.2 Maillage utilisé en milieu confiné	40
I.4.2.1 Détermination de la taille du domaine fluide	42
I.4.2.2 Détermination du raffinement nécessaire	43
I.4.2.3 Détermination du pas de temps	43
I.4.2.4 Paramètre de régularisation de Papanastasiou	44
I.4.2.5 Comparaisons avec les résultats de la littérature	44
I.4.3 Détermination des zones rigides de l'écoulement	45
Références bibliographiques.....	46
Chapitre II : Régime d'écoulement non-recirculant	49
II.1 Slipping of a viscoplastic fluid flowing on a circular cylinder.....	51
Nomenclature	53
II.1.1 Introduction	56
II.1.2 Governing equations and problem statement	62
II.1.3 Numerical method	64
II.1.4 Results and discussion.....	67
II.1.4.1.1 Effects of variation of slipping parameters	67
II.1.4.2 Kinematics of flow	71
II.1.4.2.1 Slip velocity on the cylinder	71
II.1.4.2.2 Velocity from the equator $\theta=0$	73
II.1.4.2.3 Velocity from the pole $\theta=\pi/2$	74
II.1.4.3 Rigid zones	75

II.1.5	Conclusion.....	78
	References	79
II.2 Non-recirculating flow of a yield stress fluid around a circular cylinder in a Poiseuille flow.....		83
II.2.1	Introduction	85
II.2.2	Theory	87
II.2.3	Materials and methods	91
II.2.3.1	Experimental setup	91
II.2.3.2	Fluids and rheology	92
II.2.3.3	Numerical simulations	95
II.2.4	Results and discussions	98
II.2.4.1	Newtonian validation.....	98
II.2.4.2	Flow morphology.....	99
II.2.4.3	Critical occurrence condition of recirculating regime	101
II.2.4.4	Evolution of the velocity field around the cylinder	102
II.2.4.6	Rigid zones	107
II.2.5	Conclusions	108
	References	109
Chapitre III : Régime d'écoulement avec recirculation stable		115
III.1	Introduction	119
III.2	Théorie.....	121
III.3	Matériels et méthodes	124
III.3.1	Banc expérimental	124
III.3.2	Fluides utilisés et rhéologie de cisaillement	126
III.3.3	Simulation numérique	130
III.4	Résultats et discussions	131
III.4.1	Étude d'un fluide newtonien.....	131
III.4.2	Morphologie de l'écoulement pour les fluides à seuil	137
III.4.3	Valeurs critiques de transition <i>Rec</i> et <i>Odc</i> pour les fluides à seuil	145
III.4.4	Paramètres géométriques des tourbillons	147
III.4.4.1.1	Longueur de recirculation.....	147
III.4.4.1.2	Position du centre des tourbillons	149
III.4.4.1.3	Angle de séparation	152
III.5	Conclusions	154
Références bibliographiques.....		155

Chapitre IV	: Régime d'écoulement instationnaire périodique.....	159
IV.1	Introduction	163
IV.2	Théorie.....	166
IV.3	Matériels et méthodes	169
IV.3.1	Banc expérimental	169
IV.3.2	Fluides utilisés et rhéologie de cisaillement	170
IV.3.3	Simulation numérique	172
IV.4	Résultats et discussions	174
IV.4.1	Résultats newtoniens	174
IV.4.2	Morphologie de l'écoulement.....	175
IV.4.3	Analyse pour le gel B	185
IV.4.4	Valeurs critiques de transition Re^c	190
IV.4.5	Nombre de Strouhal St	192
IV.5	Conclusions	194
	Références bibliographiques.....	195
	Conclusion générale et perspectives	199

Remerciements

« *Louange à Allah, Seigneur de l'univers* »

(Coran, Al-Fatiha/2)

Remerciements

Mes remerciements vont tout d'abord à mes parents et à ma famille pour le soutien, l'amour et la présence sans faille qu'ils me réservent depuis toujours. Merci à tous mes amis qui m'ont permis de passer ces années de thèse dans la joie et la bonne humeur.

Je remercie monsieur Pascal JAY pour m'avoir proposé un stage de fin d'étude et accueilli au sein du laboratoire en février 2012 et pour m'avoir accompagné durant ma thèse. Sa grande disponibilité et sa bonne humeur, malgré des plannings toujours chargés, sont sans doute ce que j'ai le plus apprécié chez lui. Merci pour votre encadrement et votre confiance.

Je remercie monsieur Albert MAGNIN pour m'avoir encadré en tant que co-directeur de thèse. Les discussions scientifiques et les nombreux conseils durant son encadrement sont vraiment formateurs, sans compter les petites anecdotes qu'il raconte pour « *ne pas* » mettre la pression. Votre encadrement a été très formateur, merci !

Je remercie à présent monsieur Jean-Robert CLERMONT pour avoir accepté de présider ce jury de thèse et surtout pour m'avoir apporté soutien et conseil sur mes projets d'articles.

Je remercie monsieur Chérif NOUAR pour avoir accepté de rapporter sur ma thèse et ainsi continuer à suivre mes travaux depuis mon stage de fin d'étude où il était représentant de mon école. Je remercie également madame Dominique ANNE-ARCHARD et monsieur Frédéric SAVREUX d'avoir accepté de prendre place dans ce jury en tant que rapporteur de thèse et examinateur, respectivement.

Que le personnel technique du laboratoire Rhéologie et Procédés trouvent ici mes sincères remerciements : Mohamed KARROUCH pour son aide durant ces trois années de thèse notamment au montage de ma manip', Eric FAIVRE pour sa disponibilité et pour toutes ces moments dans lesquels on a échangé sur des sujets de tout horizon, Didier BLESES pour son aide et sa performance dans son domaine, Frédéric HUGENELL pour son support technique (et aussi pour les pots de miel) et Hélène GAILLARD pour ses formations et ses conseils de personnes chevronnées. J'aimerais ajouter le personnel administratif qui s'est toujours montré très accueillant et avec le sourire (Claudine, Sylvie).

Merci à tous le personnel du LRP pour leur accueil. Merci aux doctorants, à mes co-bureaux Nabil, Yao, Fiacre, Chong et Bourahima (Ouattara) : le *pot du vendredi* doit continuer au sein du bureau. Merci enfin à Denis et Guillaume, enseignants-chercheurs avec qui j'ai eu l'occasion de travailler en tant que moniteur d'enseignement.

Notations

a	Abscisse du centre des tourbillons, m
b	Ordonnée du centre des tourbillons, m
C_d	Coefficient de traînée
C_l	Coefficient de portance
C_W	Concentration massique
D	Diamètre du cylindre, m
D_∞	Diamètre extérieur du domaine fluide en milieu infini, m
\vec{e}_i	Vecteur unitaire selon l'axe \vec{i}
f	Fréquence de lâcher de tourbillon, s^{-1}
F_d	Force de traînée par unité de longueur, N/m
F_l	Force de portance par unité de longueur, N/m
g	Accélération de la pesanteur, m/s^2
G	Module élastique de cisaillement, Pa
G'	Module d'élasticité du matériau, Pa
K	Consistance, $Pa \cdot s^n$
Lu	Longueur du canal à l'amont du cylindre, m
Ld	Longueur du canal à l'aval du cylindre, m
m	Paramètre de régularisation de Papanastasiou, s
n	Indice de loi puissance
\vec{n}	Vecteur normal unitaire
Od	Nombre d'Oldroyd
Od_{local}	Nombre d'Oldroyd local
p	Pression, Pa
Ra	Rugosité moyenne, m
Re	Nombre de Reynolds
Re_{local}	Nombre de Reynolds local
Re_c, Od_c	Nombre critique de transition au régime recirculant
Re^c, Od^c, St^c	Nombre critique de transition au régime instationnaire périodique
St	Nombre de Strouhal
t	Temps, s
t_0	Instant de départ d'une période considéré, s
t^*	Temps adimensionnel
T	Température, $^\circ C$

T_t	Période de lâcher de tourbillons, s
\vec{v}	Vecteur vitesse
V	Vitesse absolue $V = \vec{v} $, m/s
V_{max}	Vitesse maximale du profil des vitesses à l'amont du cylindre, m/s
V_x	Vitesse selon l'axe des abscisses \vec{x} , m/s
V_y	Vitesse selon l'axe des ordonnées \vec{y} , m/s
We	Nombre de Weissenberg
x_e	Abscisse du centre de tourbillon à son extinction, m
\vec{x}	Vecteur position
β	Confinement : rapport du diamètre du cylindre sur la hauteur du canal
ϵ	Paramètre des zones rigides
η	Viscosité dynamique, $Pa \cdot s$
η_{local}	Viscosité dynamique locale, $Pa \cdot s$
$\dot{\gamma}$	Deuxième invariant du tenseur des déformations, s^{-1}
$\bar{\gamma}$	Tenseur des déformations
$\bar{\dot{\gamma}}$	Tenseur des taux de déformations
λ	Temps de relaxation du fluide, s
ρ	Masse volumique, kg/m^3
$\bar{\sigma}$	Tenseur des contraintes
τ	Deuxième invariant du tenseur des contraintes, Pa
τ_0	Seuil d'écoulement, Pa
$\bar{\tau}$	Déviateur du tenseur des contraintes
θ	Angle

Introduction générale

Les écoulements de fluides sont présents dans de nombreux domaines très variés comme l'aéronautique, le BTP, le génie chimique, la médecine ou encore l'hydrologie et, par conséquent, dans de nombreuses branches de l'industrie. Une priorité de la recherche et développement d'aujourd'hui est d'améliorer les procédés industriels, notamment pour diminuer les consommations d'énergie et les émissions de gaz à effet de serre avec des objectifs européens ambitieux tel que le programme européen « Horizon 2020 ». En effet, « la forme d'énergie la moins chère et la plus propre est celle qui n'est pas consommée ». Sans aucun doute, la connaissance des comportements des fluides a une influence non négligeable sur ces procédés, ce qui rend ce domaine d'étude très prisé aujourd'hui. La maîtrise et le contrôle de la dynamique des écoulements sont fonctions non seulement des propriétés intrinsèques au matériau mais aussi de la géométrie des systèmes et des conditions opératoires telles que les vitesses et les débits misent en œuvres, la température utilisée, etc.

Les procédés industriels font souvent intervenir des systèmes de filtration, des échangeurs thermiques, des mélangeurs et bien d'autres systèmes comprenant des écoulements autour d'obstacles qui constituent un problème de base de la mécanique des fluides. La compréhension et la maîtrise de ces écoulements sont donc des points de premières importances. Le matériau, la forme, les dimensions de l'obstacle, leur mouvement, le confinement ont une influence sur l'écoulement et sa morphologie. Pour les fluides newtoniens, ces écoulements ont été très étudiés et la littérature est bien pourvue. L'ingénierie moderne utilise en grande partie ces résultats newtoniens pour dimensionner les systèmes étudiés.

Cependant la majorité des fluides utilisés dans l'industrie mais aussi au quotidien sont de type non-newtoniens et peuvent avoir des comportements complexes rendant leurs études beaucoup plus difficiles à réaliser. Parmi ceux-ci, les fluides à seuil de contrainte constituent une catégorie de fluide très utilisée. De nombreux domaines sont concernés par ces fluides comme par exemple celui des cosmétiques, des fluides agro-alimentaires ou encore le domaine des matériaux de construction comme le béton frais (voir Figure 0). Les premières descriptions des fluides à seuil de contrainte ont été faites par Bingham en 1922.



Figure 0 : Exemples de fluides à seuil ; fluide géophysique, pétrole brut, ciment frais, confiture, crème cosmétique.

Le comportement des fluides viscoplastiques se divise en deux parties selon la contrainte appliquée sur le matériau. Si la contrainte est inférieure à une valeur τ_0 dénommée « contrainte seuil », le matériau se comporte comme un solide rigide (ou élastique). Au-delà de cette valeur, le matériau subit une déformation en volume et s'écoule comme un fluide visqueux. Le comportement en écoulement se sépare en trois catégories. Pour cela on étudie les variations de la contrainte de cisaillement en fonction du gradient de vitesse. Si le comportement est linéaire alors la viscosité est représentée par la pente de la droite obtenue : ce type de fluide se désigne par « fluide de Bingham ». Si le comportement est non linéaire alors les catégories se différencient en fonction de la variation de la viscosité. Si la viscosité diminue lorsque le gradient de vitesse augmente, ce qui est le cas de la plupart des fluides à seuil, alors on parle de fluides à seuil « rhéofluidifiants ». Dans le cas contraire, on parle de fluides à seuil « rhéoépaississants ». Cette dernière catégorie est beaucoup plus rare.

Le comportement des fluides à seuil peut être modélisé par des lois mathématiques. Le modèle viscoplastique utilisé dans notre étude est celui d'Herschel-Bulkley qui modélise le seuil d'écoulement τ_0 avec un critère de seuil de von Mises. En dessous du seuil, le matériau se comporte comme un solide rigide ne subissant aucune déformation. La formulation mathématique s'énonce de la manière suivante :

$$\begin{cases} \bar{\tau} = \left(K\dot{\gamma}^{n-1} + \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}} \right) \bar{\dot{\gamma}} & \text{si } \tau > \tau_0 \\ \bar{\dot{\gamma}} = \bar{0} & \text{sinon} \end{cases}$$

où $\bar{\tau}$ est le déviateur du tenseur des contraintes, K est la consistance, n est l'indice de loi puissance, $\bar{\dot{\gamma}}$ est le tenseur des taux de déformations et $\dot{\gamma}$ est le taux de cisaillement.

Le comportement au-dessous de τ_0 fait souvent preuve d'élasticité, notamment pour les gels aqueux de Carbopol [1] utilisés dans notre étude expérimentale. Pour compléter le modèle viscoplastique, on peut trouver dans la littérature des auteurs [1] combinant à la loi d'Herschel-Bulkley, la loi d'élasticité de Hooke. Ce modèle élasto-viscoplastique s'écrit alors :

$$\begin{cases} \bar{\tau} = \left(K\dot{\gamma}^{n-1} + \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}} \right) \bar{\dot{\gamma}} & \text{si } \tau > \tau_0 \\ \bar{\tau} = G\bar{\dot{\gamma}} & \text{sinon} \end{cases}$$

où G est le module de cisaillement élastique et $\bar{\dot{\gamma}}$ est le tenseur des déformations.

Bien que de plus en plus d'études se fassent sur les fluides à seuil, les connaissances acquises sur leurs comportements ne permettent pas encore une utilisation active par l'ingénierie des résultats actuels. Ainsi les dimensionnements de systèmes réalisés ne peuvent être adaptés car ils se font à partir d'étude de cas newtoniens. Le comportement des fluides à seuil et leurs morphologies d'écoulement étant très différents de ceux newtoniens, le besoin d'études supplémentaires est donc à l'ordre du jour pour répondre aux besoins de l'industrie. En effet, certains phénomènes peuvent apparaître pour les fluides à seuil alors qu'ils sont inexistantes ou négligeables pour les fluides newtoniens. Prenons deux exemples pour illustrer nos propos. Le premier exemple concerne les conditions limites de l'écoulement. L'influence du glissement à l'interface fluide-structure dans les fluides newtoniens incompressibles est souvent négligée car dans ce cas le glissement n'apparaît que pour des états de surfaces lisses avec une physico-chimie particulière ou bien avec des matériaux spéciaux [2]. Même dans ce cas l'influence sur l'écoulement est moindre car les vitesses de glissement sont très petites par rapport à la vitesse moyenne de l'écoulement. Ceci justifie en partie la condition limite d'adhérence habituellement considérée comme condition limite pour les écoulements de ces fluides. Par contre pour les fluides à seuil, l'influence du glissement peut devenir important, voire fondamentale dans certains cas industriels [3,4]. Cette influence est directement liée aux conditions tribologiques [5] et à la physico-chimie des matériaux [6] à l'interface fluide/structure de ces écoulements.

Le second exemple est l'apparition de zones mortes dans les écoulements de fluides à seuil. Les zones mortes sont les zones où le matériau est soumis à une contrainte inférieure au seuil d'écoulement et n'est pas en mouvement. Le matériau se comporte donc comme un solide et reste « coincés » dans l'écoulement. Ces zones peuvent être sources de problèmes. Par exemple, une zone morte dans un échangeur de chaleur peut diminuer le rendement thermique. Elles peuvent également être source de pollution (bactéries) ce qui doit absolument être évité pour des procédés de fluides agro-alimentaires. Par ailleurs, les zones mortes rendent également le nettoyage des systèmes plus difficile. La connaissance de la morphologie de l'écoulement apporte donc un intérêt majeur dans le dimensionnement et la conception des systèmes.

Ce travail de thèse s'inscrit dans une ambition d'amélioration des procédés industriels en apportant de nouvelles connaissances sur les fluides à seuil de contrainte. Nos travaux concernent les écoulements de fluides à seuil de contrainte autour d'obstacles. Nos solutions sont préparées à base de Carbopol. Ce polymère est utilisé dans la préparation de fluides à seuil modèle car la physique et les structures internes de ces solutions sont assez bien comprises en volume et aux interfaces fluides-structures. Les obstacles utilisés dans notre étude sont de type cylindrique à section circulaire avec des surfaces de rugosité différentes pour analyser l'influence du glissement. Un banc expérimental a été développé. Il se constitue d'une boucle d'écoulement fermée et permet de générer une circulation continue du fluide. L'écoulement est obtenu dans un milieu confiné avec une configuration de Poiseuille. Sa caractérisation est établie sur des régimes d'écoulement allant du cas rampant sans inertie à un écoulement inertiel instable avec lâchers de tourbillons alternés. Une caméra rapide permet de visualiser l'écoulement et de remonter aux champs de vitesses par PIV (Particle Image Velocimetry). L'étude comprend des travaux numériques utilisant un modèle viscoplastique régularisé qui forment une étude complète d'une part et permet d'effectuer des comparaisons aux travaux expérimentaux d'autre part. Le rôle de chaque paramètre du matériau est identifié de façon à évaluer son influence sur l'hydrodynamique de l'écoulement.

Ce mémoire est constitué de quatre chapitres :

Le premier chapitre (**Chapitre I**) est intitulé « matériels et méthodes ». Il y est présenté les paramètres caractérisant nos écoulements, le rhéomètre et la méthode de caractérisation rhéométrique utilisée, les fluides étudiés, le banc expérimental réalisé pour l'étude, la méthode de visualisation utilisée et les méthodes numériques choisies.

Les trois parties suivantes seront consacrées aux résultats obtenus expérimentalement et numériquement pour les fluides à seuils. Chaque partie sera présentée sous forme de projet d'article et s'intéressera à un régime d'écoulement particulier. Les références bibliographiques sont rassemblées en fin de chaque partie.

- Dans la première partie des résultats (**Chapitre II**), on s'intéresse au régime d'écoulement rampant sans recirculation. Cette partie commence par une étude numérique des écoulements rampant sans inertie dans un milieu infini autour d'un cylindre dont l'interface est « contrôlée » par une loi de glissement récente s'appuyant sur des fondements théoriques et expérimentaux. Ensuite, l'étude expérimentale et numérique de ce régime écoulement en milieu confiné est abordée. On s'intéresse particulièrement aux champs de vitesses autour du cylindre et aux morphologies d'écoulement.
- La seconde partie (**Chapitre III**) concerne le régime d'écoulement recirculant expérimental autour d'un cylindre confiné. Une attention particulière est portée sur la description géométrique des tourbillons derrière le cylindre. Des comparaisons sont faites avec des résultats numériques.
- La troisième et dernière partie (**Chapitre IV**) porte sur le régime d'écoulement instationnaire périodique dans un milieu confiné pour plusieurs types de fluide. Une analyse fine de la morphologie d'écoulement est réalisée. Les paramètres caractéristiques de l'instationnarité sont décrits et commentés. Une étude numérique de l'écoulement d'un fluide à seuil faisant apparaître les paramètres locaux de l'écoulement est faite.

Ce rapport se terminera par une conclusion générale et des perspectives d'études proposées.

Références bibliographiques

- [1] Piau, J.-M., 2002, “Viscoplastic boundary layer,” *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **102**(2), pp. 193–218.
- [2] Jansons, K. M., 1988, “Determination of the macroscopic (partial) slip boundary condition for a viscous flow over a randomly rough surface with a perfect slip microscopic boundary condition,” *Phys. Fluids*, **31**(1), pp. 15–17.
- [3] El Kissi, N., and Piau, J.-M., 1996, “Stability phenomena during polymer melt extrusion,” *Rheology for Polymer Melt Processing*, J.-M. Piau, and J.-F. Agassant, eds., Elsevier, pp. 389–420.
- [4] Denn, M. M., 2001, “Extrusion Instabilities and Wall Slip,” *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **33**(1), pp. 265–287.
- [5] Piau, J.-M., and Piau, M., 2005, “Letter to the Editor: Comment on ‘Origin of concentric cylinder viscometry’ [*J. Rheol.* 49, 807–818 (2005)]. The relevance of the early days of viscosity, slip at the wall, and stability in concentric cylinder viscometry,” *J. Rheol.*, **49**(6), pp. 1539–1550.
- [6] Seth, J. R., Locatelli-Champagne, C., Monti, F., Bonnecaze, R. T., and Cloitre, M., 2012, “How do soft particle glasses yield and flow near solid surfaces?,” *Soft Matter*, **8**(1), pp. 140–148.

Chapitre I : Matériels et méthodes

Sommaire

I.1	Théorie.....	25
I.2	Rhéologie et fluides utilisés.....	28
I.3	Banc expérimental.....	32
I.4	Simulation numérique.....	38
I.4.1	Maillages utilisés en milieu infini.....	39
I.4.2	Maillage utilisé en milieu confiné.....	40
I.4.2.1	Détermination de la taille du domaine fluide.....	42
I.4.2.2	Détermination du raffinement nécessaire.....	43
I.4.2.3	Détermination du pas de temps.....	43
I.4.2.4	Paramètre de régularisation de Papanastasiou.....	44
I.4.2.5	Comparaisons avec les résultats de la littérature.....	44
I.4.3	Détermination des zones rigides de l'écoulement.....	45
	Références bibliographiques.....	46

I.1 Théorie

Le problème fondamental d'un écoulement autour d'un obstacle cylindrique est considéré dans la présente étude. L'écoulement est confiné dans un canal rectangulaire et le cylindre est placé au centre du canal à égale distance des parois latérales. Le cylindre et l'obstacle sont fixes et le fluide circule en continu. Cette configuration d'écoulement est communément appelée configuration d'écoulement de Poiseuille (Les dimensions du canal seront données dans la présentation du banc expérimental).

Nous avons recours dans cette étude à des nombres adimensionnels caractéristiques du problème. L'échelle des vitesses est définie par V_{max} , la vitesse maximale du profil de vitesse établi à l'amont du cylindre. L'échelle des longueurs est définie par D , le diamètre du cylindre utilisée. L'échelle des contraintes utilisée est définie par le seuil de contrainte τ_0 . Les écoulements considérés sont définis par trois nombres adimensionnels :

- le nombre de Reynolds Re , représentant le rapport des effets inertiels sur les effets visqueux, a pour équation :

$$Re = \frac{\rho D^n V_{max}^{(2-n)}}{K} \quad \text{Eq. I-1}$$

avec ρ la masse volumique,

- le nombre d'Oldroyd Od , représentant le rapport des effets de seuil de contrainte sur les effets visqueux, est défini tel que :

$$Od = \frac{\tau_0}{(K(V_{max}/D)^n)} \quad \text{Eq. I-2}$$

- l'indice de loi puissance n informant sur le comportement du fluide en écoulement : rhéofluidifiant ($n < 1$) ou rhéoépaississant ($n > 1$).

D'autres nombres adimensionnels sont utilisés dans cette étude :

- les nombres de Reynolds critiques Re_c et Re^c et les nombres d'Oldroyd critiques Od_c et Od^c . Lorsque le c est en indice, le nombre adimensionnel est à la valeur de transition du régime non recirculant au régime avec recirculation à l'aval du cylindre. Le c en exposant représente le nombre adimensionnel critique de transition du régime d'écoulement symétrique stable avec recirculation à l'aval du cylindre au régime d'écoulement instable avec lâchers de tourbillons alternés à l'aval du cylindre. Ce

dernier régime d'écoulement est appelé instationnaire périodique et représente le début de l'instabilité inertielle.

- le nombre de Strouhal St représentant la fréquence adimensionnelle de lâchers de tourbillons dans le régime instationnaire périodique :

$$St = \frac{fD}{V_{max}} \quad \text{Eq. I-3}$$

avec f la fréquence de lâcher de tourbillon.

- le nombre de Weissenberg We qui représente le rapport du temps de relaxation du fluide sur le temps caractéristique de l'expérimentation :

$$We = \frac{\lambda}{(D/V_{max})} \quad \text{Eq. I-4}$$

où λ est le temps de relaxation du fluide défini tel que $\lambda = (K/G')^{1/n}$ avec G' le module d'élasticité du matériau. Le nombre We sert à évaluer la contribution des effets d'élasticité. Pour une configuration d'écoulement donnée, si $We \gg 1$ alors les effets élastiques sont dominants et si $We \ll 1$ alors les effets visqueux sont dominants.

Les différents régimes d'écoulement considérés dans l'étude sont ceux allant du régime rampant sans inertie au régime avec lâchers de tourbillons à l'aval du cylindre. Les régimes d'écoulements varient lorsque l'inertie de l'écoulement (le nombre de Reynolds Re) augmente. Leur description dans le cas newtonien non confiné a été étudiée et décrit dans la littérature [6,7]. Sans inertie, l'écoulement est rampant et s'écoule en longeant l'obstacle. Lorsqu'on augmente Re , une dissymétrie évidente apparaît entre l'amont et l'aval de l'écoulement avec apparition de recirculation à partir de Re_c : nous obtenons alors un écoulement recirculant avec une symétrie selon l'axe parallèle à l'écoulement. Ensuite, à partir de Re^c , une perturbation provenant du sillage de l'écoulement apporte une instabilité et des lâchers de tourbillons alternés à l'aval de l'obstacle se développent. Ce lâcher de tourbillons est appelé « allée de Von Karman » dans la littérature. La Figure I-1 illustre ces régimes d'écoulements. La description de chaque régime d'écoulement dans le cas confiné sera faite dans le chapitre concernant le régime d'écoulement en question.

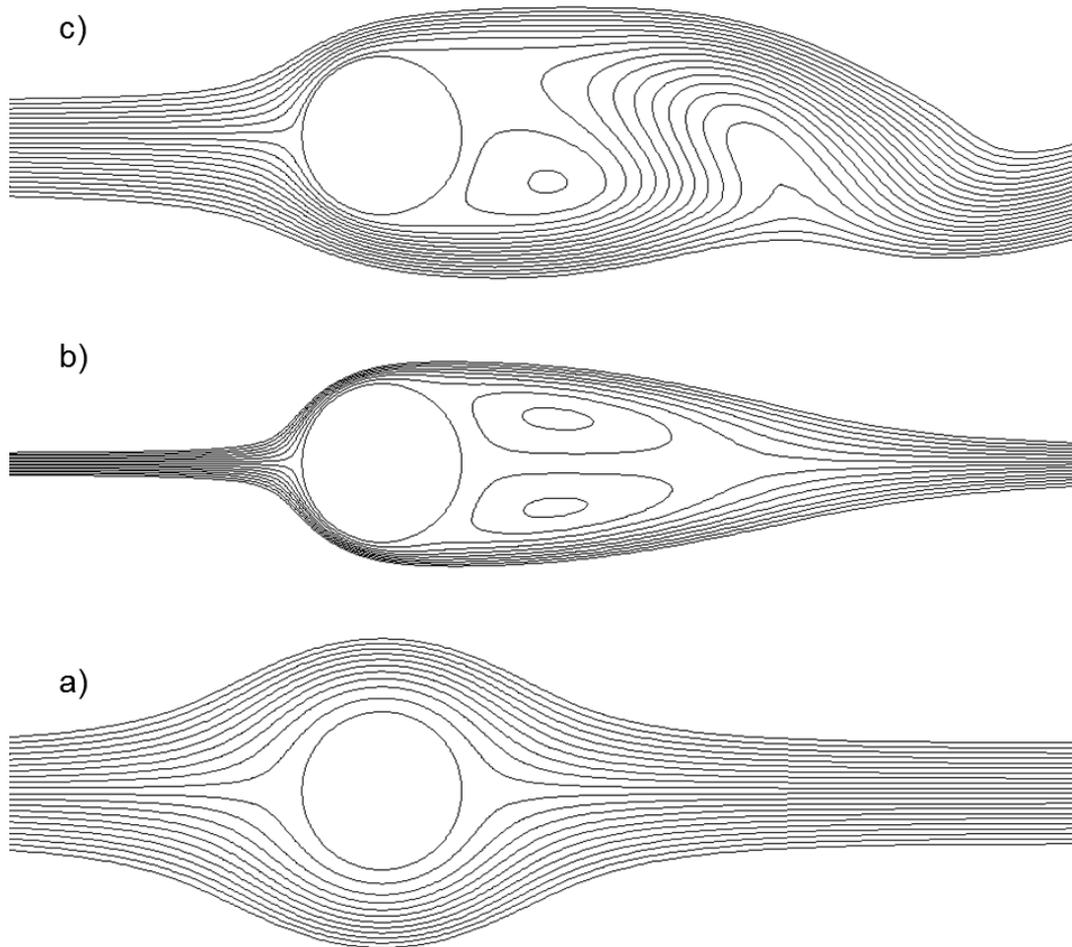


Figure I-1 : Description générale des régimes d'écoulements de notre étude : a) régime sans recirculation ; b) régime avec recirculation stable ; c) régime insationnaire périodique.

I.2 Rhéologie et fluides utilisés

Les fluides utilisés ont été caractérisés systématiquement par rhéométrie de cisaillement. La caractérisation rhéométrique permet de connaître le comportement d'un fluide sous l'effet d'une contrainte (ou d'une déformation) appliquée sur l'échantillon testé et d'en déduire ses propriétés d'écoulement.

Le rhéomètre utilisé est le DHR3 de TA Instruments (voir Figure I-2) fonctionnant en contrainte imposée. Ce rhéomètre a une résolution sur le couple de $5 \times 10^{-10} N.m$ et une résolution angulaire de $2 \times 10^{-9} rad$.



Figure I-2 : Photos du rhéomètre utilisé avec la géométrie cône-plan rugueuse.

Les géométries utilisées avec ce type de rhéomètre varient en fonction des propriétés du fluide et du type d'essai réalisé. Nous avons utilisé principalement une géométrie cône-plan de $50 mm$ de diamètre avec un angle de $4,5^\circ$. L'avantage de ce type de géométrie est que le cisaillement est uniforme dans tout l'échantillon. L'inconvénient est que les mesures avec un fluide peu visqueux ne sont pas réalisables car le fluide coule et sort de l'entrefer. Dans ce cas, une géométrie à plans parallèles de $60 mm$ de diamètre a été utilisée. L'inconvénient

principal d'une géométrie à plans parallèles est que le cisaillement au sein de l'échantillon dépend du rayon. Par ailleurs la contrainte donnée sur le rhéomètre est une contrainte apparente correspondant à la valeur pour un fluide newtonien. Les fluides newtoniens ont une viscosité constante, c'est-à-dire une contrainte proportionnelle au taux de cisaillement. Cette contrainte apparente doit donc être corrigée pour un fluide non-newtonien avec la correction de Weissenberg-Rabinowitsch pour obtenir la contrainte réelle. Par exemple pour le Carbopol le facteur de correction à appliquer à la contrainte apparente donné par Piau [8] est de $\approx 3/4$. En réalité, ce facteur varie en fonction des propriétés du fluide, notamment de l'indice de loi puissance n , à travers la définition du taux de cisaillement [9].

Le contrôle du glissement du matériau à l'interface fluide-géométrie est primordial en rhéométrie [10]. Différents types de surfaces ont été utilisées lors des essais rhéométriques :

- *surfaces rugueuses* : les surfaces des géométries utilisées sont rendues rugueuses en collant du papier de verre d'une rugosité moyenne $Ra \approx 60 \mu m$. Ce type de surface permet d'avoir une condition de non-glissement à l'interface fluide-structure.
- *surfaces lisses* : des surfaces légèrement hydrophobes (angle de contact de 90°) et lisses ($Ra \approx 1,6 \mu m$) ont été utilisées. Cette surface favorise le glissement à l'interface fluide-structure.

Le critère, pour qualifier une surface de lisse ou rugueuse, est basé sur la taille des microstructures des solutions aqueuses de Carbopol qui est dans l'intervalle $[2 - 20] \mu m$ [8].

La surface lisse permettra d'évaluer les effets de glissement dans certains régimes d'écoulement pour les fluides non-newtoniens. En effet, il est connu dans la littérature que le glissement peut apporter des modifications de comportements sur les fluides à seuils de contraintes [8,11–13]. Une revue détaillée sur le glissement est établie dans la partie de ce manuscrit consacrée à l'étude de ce phénomène (voir II.1.1).

Le fluide newtonien utilisé dans l'étude est une solution aqueuse de glucose obtenue par mélange de glucose pure et d'eau distillée. Il est utilisé pour obtenir les résultats newtoniens avec le dispositif expérimental servant d'une part de comparaisons aux résultats disponible dans la littérature et d'autre part d'apporter des résultats expérimentaux newtoniens nouveaux. La comparaison permet également de vérifier la cohérence des résultats obtenus et ainsi de qualifier le dispositif conçu. Le glucose a l'avantage de permettre d'obtenir des fluides

newtoniens avec une viscosité dynamique pouvant varier sur un grand intervalle, selon la concentration, allant de $10^{-3} Pa.s$ à $10^{+3} Pa.s$ à une température de $20^{\circ}C$. En contre partie, la viscosité de ces solutions dépend fortement de la température. La concentration du fluide newtonien a été choisie de façon à parcourir tous les régimes d'intérêt pour notre étude. Elle est de 66,5% en masse, ce qui permet d'avoir une viscosité dynamique de $\eta = 0,353e^{-0,061T}$ avec η en $Pa.s$ et T la température en degré Celsius. Il faut également mentionner qu'à la concentration choisie, la viscosité varie fortement. L'évaporation qui a lieu entre le prélèvement des échantillons et la fin de la mesure peut donc changer sensiblement les mesures, ce qui introduit des incertitudes de mesures qui tend à augmenter la viscosité. En effet, une variation de 1% sur la concentration de 66% donne une différence de $\approx 10\%$ sur la viscosité.

Les fluides non-newtoniens utilisés dans notre étude sont préparés à base de Carbopol. Ce matériau est un polymère initialement sous forme de poudre (Figure I-3-a). Les gels aqueux de Carbopol sont utilisés comme fluide modèle pour les expériences de fluides à seuil [14,15]. En effet, ils ont de nombreuses qualités comme de ne pas être toxique, de ne pas présenter de thixotropie significative [8], ni d'effets élongationnels particuliers [8,16,17]. Par ailleurs, ces gels sont neutres chimiquement ($pH \approx 7$) et sont transparent (Figure I-3-b). Une étude spécifique sur le Carbopol a été réalisée en détail par Piau [8].



Figure I-3 : Carbopol : a) poudre de Carbopol ; b) gel de Carbopol

Le gel de Carbopol se prépare en deux étapes. La première consiste à adjoindre de la poudre de Carbopol 940 dans de l'eau doublement distillée après l'avoir tamisée pour éviter d'avoir des grumeaux. La solution obtenue est acide avec un pH entre 2 et 3 et de couleur blanchâtre. La deuxième étape consiste à neutraliser la solution à l'aide d'une base minérale (hydroxyde de sodium, NaOH). La solution prend alors la forme de gel transparent. En effet, la neutralisation conduit rapidement à un épaississement important dû au gonflement des

microgels dans la solution. Les gels de Carbopol sont donc des suspensions concentrées et désordonnées de microgels s'apparentant à des « éponges élastiques » qui gonflent par absorption d'eau [8]. Les microgels sont polydisperses et leur taille varie entre $2 \mu m$ et $20 \mu m$ [8]. Le volume de soude ajouté est quantifié de façon à obtenir un pH s'approchant de 7 car la viscosité atteint son maximum autour de cette valeur [14].

I.3 Banc expérimental

Le dispositif expérimental conçu pour cette étude, schématisé sur la Figure I-4 et illustré sur la Figure I-5, est une boucle d'écoulement fermée permettant d'obtenir un écoulement établi et continu des fluides considérés dans un canal rectangulaire (Figure I-6-c). Le fluide est mis en mouvement par une pompe volumétrique de marque PCM avec un débit réglable entre 0 et $2 \text{ m}^3/\text{h}$. Le principe de fonctionnement de cette pompe est basée sur la rotation d'un rotor excentré dans un stator hélicoïdal permettant ainsi d'avoir un débit constant non pulsatoire. Un groupe moteur doté d'une boîte de vitesse permet la rotation du rotor (Figure I-6-a). Le débit est mesuré en amont de la cellule d'essai avec un débitmètre électromagnétique ayant une précision de $10^{-3} \text{ m}^3/\text{h}$ (Figure I-6-b) de la marque Krohne. Un échangeur de chaleur à plaques (Figure I-7) permet le contrôle de la température pour compenser l'échauffement du fluide dû aux frottements dans le circuit et dans la pompe. La température du fluide est mesurée avec une précision de $\pm 0,2 \text{ }^\circ\text{C}$ à l'intérieur du circuit avec un thermocouple avant le passage du fluide dans la cellule de visualisation.

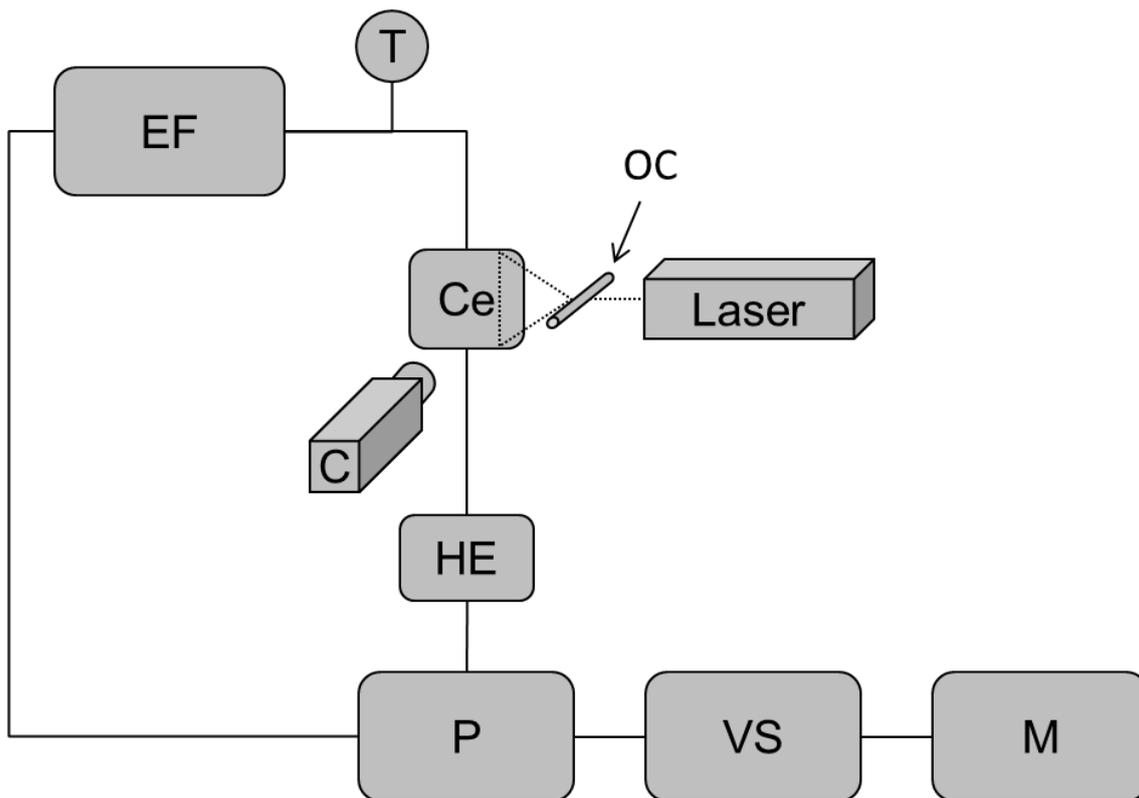


Figure I-4 : Schéma simplifié du banc expérimental avec *EF* le débitmètre électromagnétique, *T* le thermocouple pour mesurer la température, *Ce* la cellule de visualisation, *OC* le barreau optique permettant de générer la nappe laser, *C* la caméra rapide, *HE* l'échangeur de chaleur, *P* la pompe, *VS* le variateur de vitesse et *M* le moteur électrique.



Figure I-5 : Vue d'ensemble du dispositif expérimental.

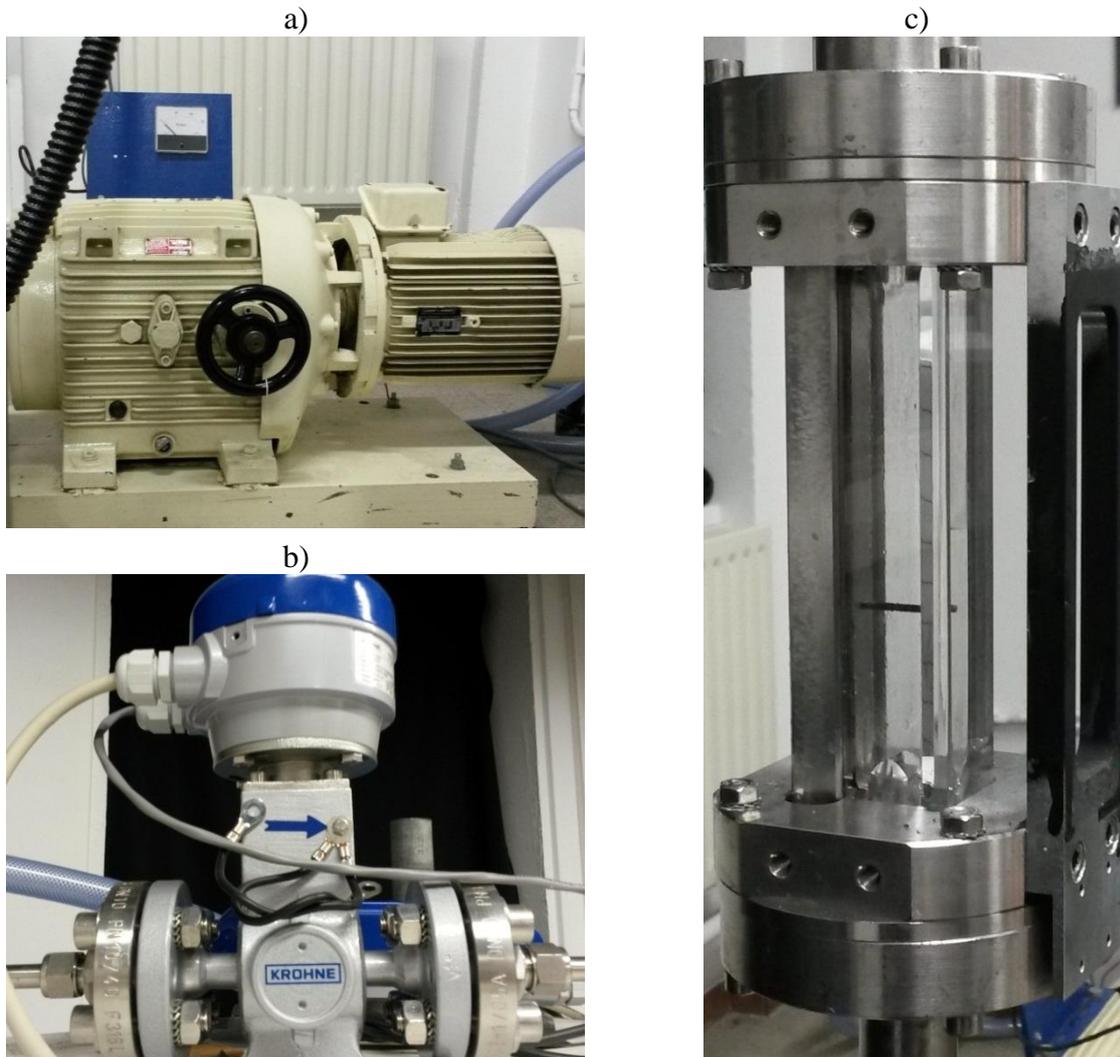


Figure I-6 : a) groupe moteur ; b) débitmètre électromagnétique ; c) canal d'écoulement avec un cylindre.



Figure I-7 : Photos de l'échangeur de chaleur à plaques

La cellule de mesure se compose d'un canal rectangulaire réalisé en PMMA (polyméthyl méthacrylate) transparent avec des parois de 10 mm d'épaisseur. Les surfaces de la cellule ont subi un fin polissage, dit polissage optique. Une structure métallique est utilisée pour renforcer la veine d'essai car les pressions dans le circuit peuvent dépasser 1 MPa . Le confinement β , rapport du diamètre du cylindre sur la hauteur du canal, a été choisi de $\beta = 0,2$ avec $D = 2\text{ mm}$. Le choix des dimensions du canal repose sur une étude numérique préalable de l'écoulement. Le critère prépondérant a été l'obtention d'un régime d'écoulement établi à l'amont de l'obstacle. Le canal doit être suffisamment long pour que le profil de vitesse soit totalement développé à l'amont de l'obstacle cylindrique et pour permettre le rétablissement du profil à l'aval sur la plage de débits délivrables par la pompe de circulation. Les dimensions du canal sont donc de $5D$ pour la hauteur, de $70D$ pour la longueur et une profondeur de $10D$. Le cylindre est placé à $40D$ (80 mm) de l'entrée. Un schéma de la cellule est donné sur la Figure I-8 et une photo est sur la Figure I-6-c. Le repère utilisé est centré sur le milieu du cylindre. La position adimensionnelle du cylindre est définie en $(x/D; y/D) = (0; 0)$. L'angle θ est défini dans le sens trigonométrique centré sur le cylindre tel qu'illustré sur la Figure I-8.

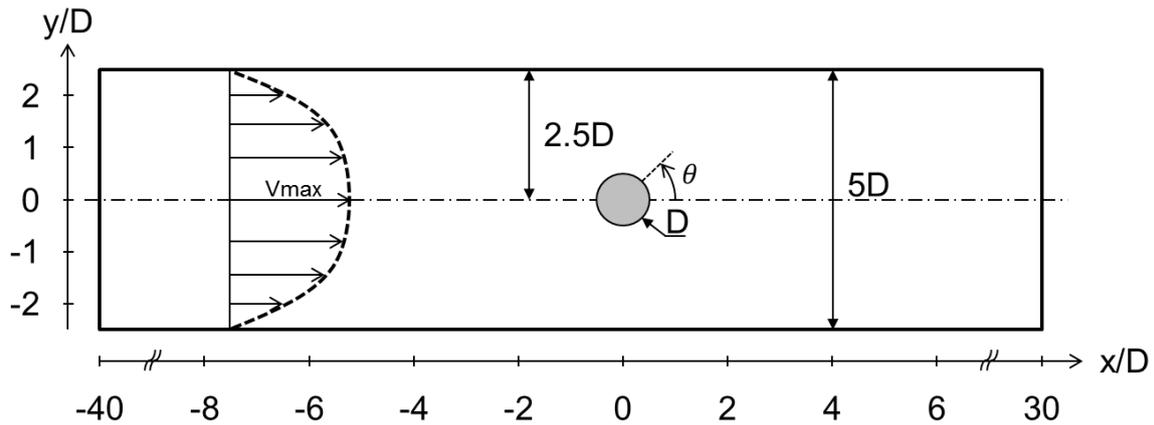


Figure I-8 : Schéma de la cellule d'essai.

Le système de visualisation se compose d'une caméra rapide Olympus i-Speed 3 (Figure I-9) enregistrant jusqu'à 2000 images par seconde en pleine résolution avec 1280×1024 pixels et d'un laser continu délivrant une puissance maximale de 2 watts. Une nappe laser est générée avec un barreau de verre optique. La nappe laser est présente sur toute la longueur du canal avec une épaisseur de l'ordre de $0,1 \text{ mm}$. Un focaliseur optique placé à la sortie du laser permet de régler cette épaisseur. Le fluide estensemencé de billes de verres creuses argentées d'un diamètre moyen de $15 \mu\text{m}$ et d'une densité de 1,4 fois celle de l'eau. Au passage dans la nappe laser, la lumière est réfléchiée sur leur surface et cela permet de suivre les particules pour remonter aux champs de vitesses et aux morphologies d'écoulement. Les résultats sont traités de deux manières. Lorsque les effets de bords et le reflet des parois de la veine d'essai ne rendent pas imprécis les résultats, un logiciel d'analyse de PIV (Particule Image Velocimetry), Flowmanager (Dantec Dynamics), est utilisé. Sinon, les images sont traitées manuellement pour la détermination de la vitesse.

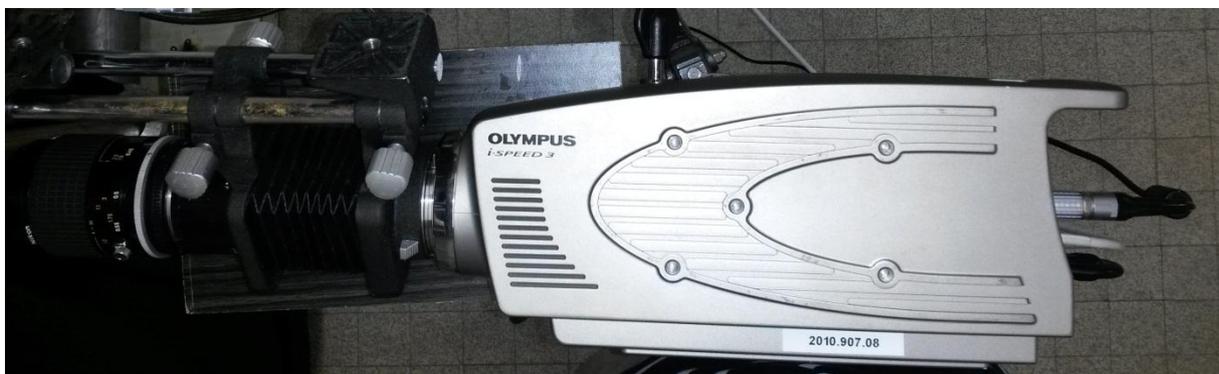


Figure I-9 : Photo de la caméra rapide munie d'un soufflet optique et d'un objectif.

Deux cylindres à sections circulaires ont été utilisés : un rugueux et un lisse. Le cylindre rugueux a été réalisé en titane par impression 3D avec la technologie EBM (Electron Beam

Melting) sur une longueur égale à la profondeur du canal, soit de $10D$. Il a un diamètre $D = 2 \text{ mm}$ et sa rugosité moyenne est de $Ra = 19 \mu\text{m}$. La rugosité a été mesurée avec l'InfiniteFocus fabriqué par Alicona (Figure I-10-a). Une telle rugosité à l'interface fluide-structure permet d'éliminer le glissement du fluide dont la taille des microstructures est comprise entre 2 et $20 \mu\text{m}$ [8]. Le cylindre lisse ($Ra = 1,6 \mu\text{m}$) est en inox avec un revêtement de surface légèrement hydrophobes (angle de contact de 90°). Cette surface favorise le glissement à l'interface fluide-structure. Les images de la Figure I-10 sont obtenues lors de la mesure de rugosité avec l'InfiniteFocus (Alicona). Les formes géométriques et les dimensions des cylindres utilisés sont données sur la Figure I-11. Le cylindre lisse a une fréquence propre de $\approx 300 \text{ Hz}$.

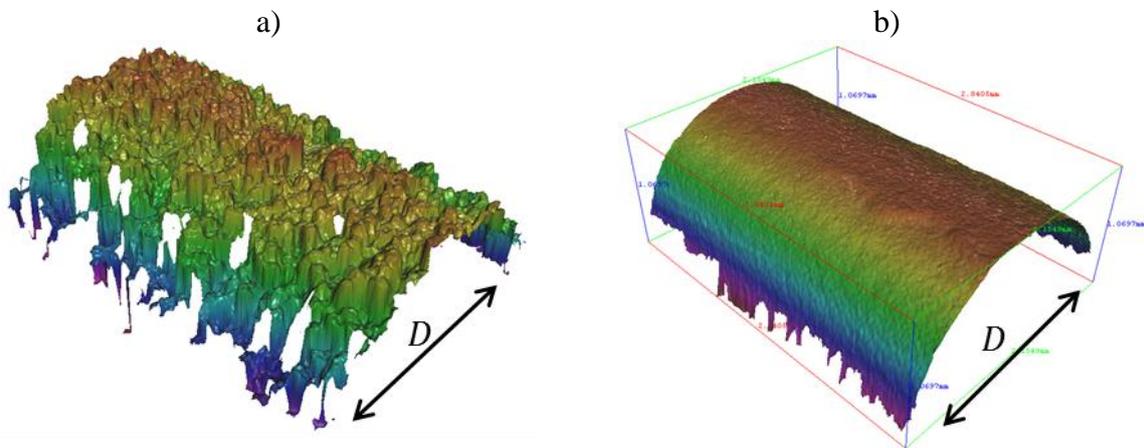


Figure I-10 : Aperçu de la rugosité des cylindres (image InfiniteFocus) : a) rugueux ; b) lisse. Les cylindres ont un diamètre de $D = 2 \text{ mm}$.

Chaque campagne de mesure commence par l'établissement d'une relation entre le débit et la vitesse maximale du profil de vitesse établi à l'amont du cylindre. Les profils de vitesse sont relevés par PIV sur tout l'intervalle de débits délivrables par la pompe. Ensuite la vitesse maximale de chaque profil de vitesse est récupérée avec une incertitude de 3% . Pour les débits les plus faibles, la vitesse est directement calculée sur les résultats de PIV car la précision sur la mesure de la pompe se dégrade pour les débits inférieurs à $0,08 \text{ m}^3/\text{h}$. Cette relation permet de directement relier le débit au nombre de Reynolds. Durant l'expérience, plusieurs échantillons du gel sont récupérés afin de vérifier que le mélange est homogène dans tout le circuit. Ensuite, un test de rhéométrie est effectué sur les échantillons pour caractériser le matériau. Les paramètres déterminés par ces essais (τ_0, K, n, G') et la relation donnant la vitesse maximale en fonction du débit permettent d'évaluer le nombre de Reynolds et le

nombre d'Oldroyd. La température durant les de mesures est tenu autour d'une valeur fixe à $\pm 1^{\circ}\text{C}$. La température est réglée par le débit d'eau froide de l'échangeur de chaleur.

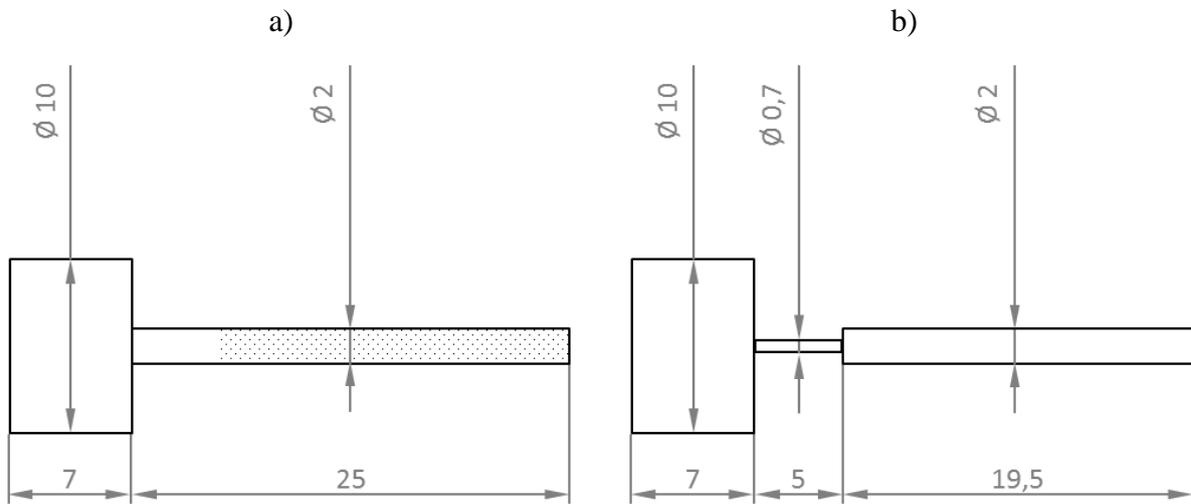


Figure I-11 : Formes géométriques et dimensions des cylindres : a) rugueux ; b) lisse

I.4 Simulation numérique

L'approche numérique est réalisée en 2D par résolution des équations de conservation de la masse et de conservation de la quantité de mouvement. L'écoulement est considéré incompressible et isotherme. Le système d'équations s'écrit donc :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \vec{v} & = & 0 \\ \rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right) & = & \nabla \cdot \bar{\sigma} - \nabla p \end{cases} \quad \text{Eq. I-5}$$

où \vec{v} est le vecteur vitesse, ρ est la masse volumique et $\bar{\sigma}$ est le tenseur des contraintes.

Le logiciel de calcul, ANSYS-Fluent (version 13.0), utilise la méthode des volumes finis. Cette méthode a l'avantage d'être conservative, c'est à dire que tout le flux sortant d'un volume de contrôle entre dans le volume voisin. D'une part, il permet de définir numériquement les conditions opératoires dans lesquelles est effectuée la simulation, ainsi que la spécification des conditions aux limites. D'autre part, il permet de choisir le processus itératif, en proposant plusieurs schémas numériques pour la discrétisation spatiale et temporelle, et pour le couplage de pression-vitesse. La discrétisation des termes convectifs de nos équations se fait avec un schéma au deuxième ordre. En effet, le champ de vitesse est complexe et le débit traverse les mailles obliquement autour du cylindre ce qui peut induire des erreurs avec un schéma au premier ordre. Les termes de conduction sont toujours calculés au second ordre. La méthode « Semi Implicit Method for Pressure-Linked Equations Consistent » (SIMPLEC) est utilisé pour le couplage pression-vitesse.

Le fluide est modélisé par une loi viscoplastique de Herschel-Bulkley régularisée par la méthode de Papanastasiou [18]. Les effets d'élasticité ne sont pas pris en compte dans la modélisation numérique. Ce modèle s'écrit :

$$\bar{\tau} = \left(K \dot{\gamma}^{n-1} + \frac{\tau_0 (1 - \exp(-m\dot{\gamma}))}{\dot{\gamma}} \right) \bar{\gamma} \quad \text{Eq. I-6}$$

avec m le paramètre de régularisation. L'implémentation de ce modèle se fait par utilisation d'une fonction UDF (user defined fonction).

I.4.1 Maillages utilisés en milieu infini

Pour l'écoulement d'un fluide autour d'un obstacle cylindrique dans un milieu infini (ou non confiné), la zone d'écoulement est représentée sur la Figure I-12 :

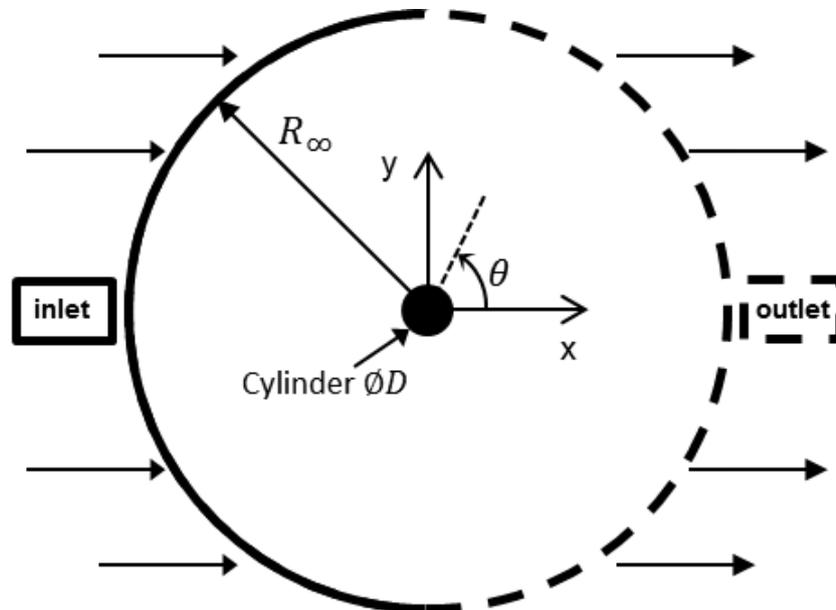


Figure I-12 : Schéma de l'écoulement en milieu infini

La zone fluide a un rayon de $R_{\infty} = 100D$. Les conditions aux limites s'énoncent :

- à l'entrée nous avons une vitesse s'écoulant selon l'axe horizontale à la vitesse V_{∞} :
 $V_x = V_{\infty}$ et $V_y = 0$,
- à la sortie nous avons une condition de flux nul : $\partial V_x / \partial x = \partial V_y / \partial x = 0$
- sur le cylindre, la condition limite est soit considérée adhérente avec $V_x = V_y = 0$ ou alors elle suit une loi de glissement qui est précisé le cas échéant.

La zone fluide est choisie de forme circulaire concentrique avec le cylindre de façon à garder une même trame de maille en quadrilatère dans tout le maillage. Le maillage se compose de 96000 éléments et est illustré sur la Figure I-13.

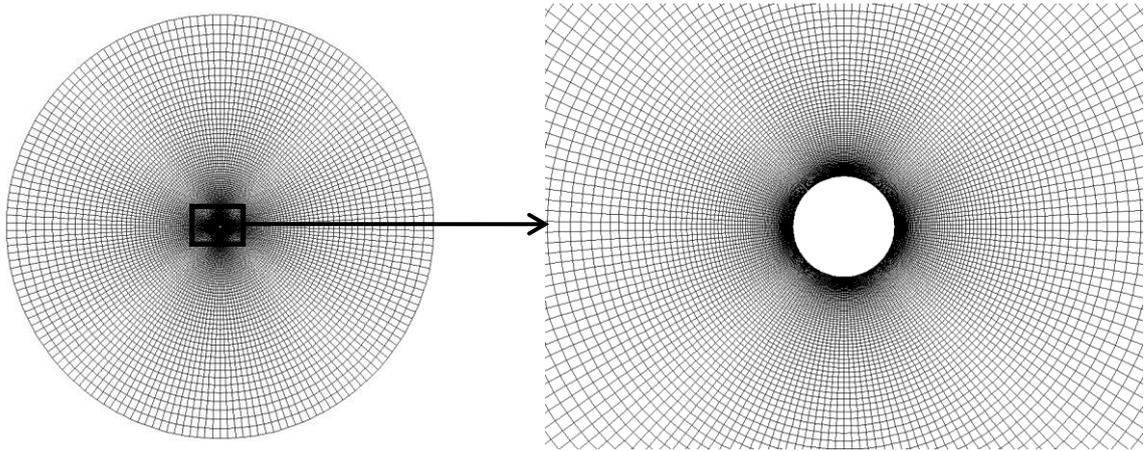


Figure I-13 : Maillage de l'écoulement en milieu infini

Les paramètres numériques de l'écoulement en milieu infini sont tirés des travaux de Mossaz et al. [19].

I.4.2 Maillage utilisé en milieu confiné

Le second cas considéré est l'écoulement de Poiseuille d'un fluide autour d'un obstacle cylindrique placé au centre avec un confinement $\beta = 0,2$. Rappelons-le, β est défini comme le rapport du diamètre du cylindre sur la hauteur du canal. Un schéma de la zone d'écoulement considérée est donné sur la Figure I-14 :

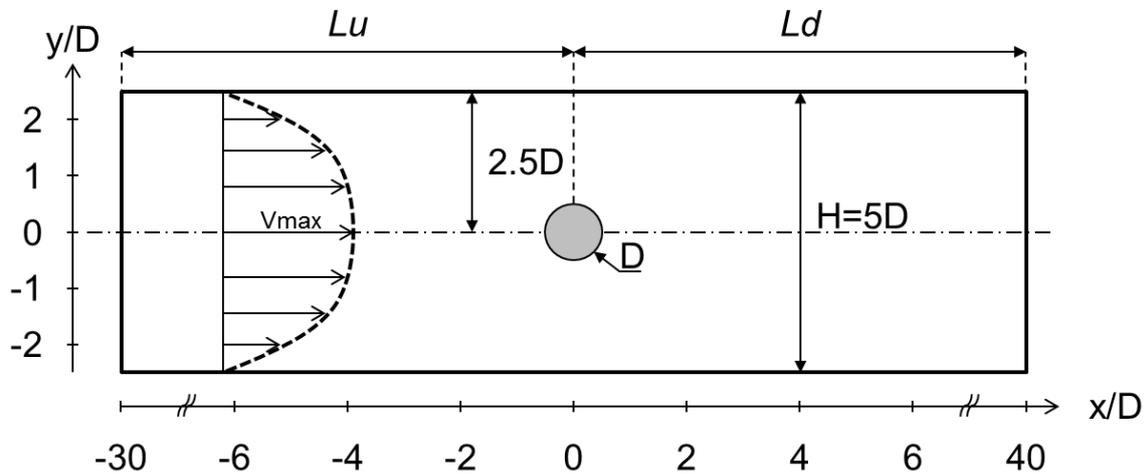


Figure I-14 : Schéma de l'écoulement en milieu confiné.

Les conditions limites du cas confiné sont définies telles que :

- à l'entrée nous avons un profil de vitesse dépendant de n et défini selon les équations suivantes : $V_x = V_{max} \left(1 - \left| \frac{2y}{H} \right|^{\frac{n+1}{n}} \right)$ $V_y = 0$
- à la sortie une condition limite de flux nul est imposée : $\forall(i, j) \partial V_i / \partial x_j = 0$

- sur les parois latérales et sur le cylindre, nous avons une condition limite d'adhérence :
 $V_x = V_y = 0$.

Le maillage a été élaboré avec des mailles plus serrées proche du cylindre et à l'aval du cylindre pour pouvoir détecter finement les champs de valeurs de l'écoulement.

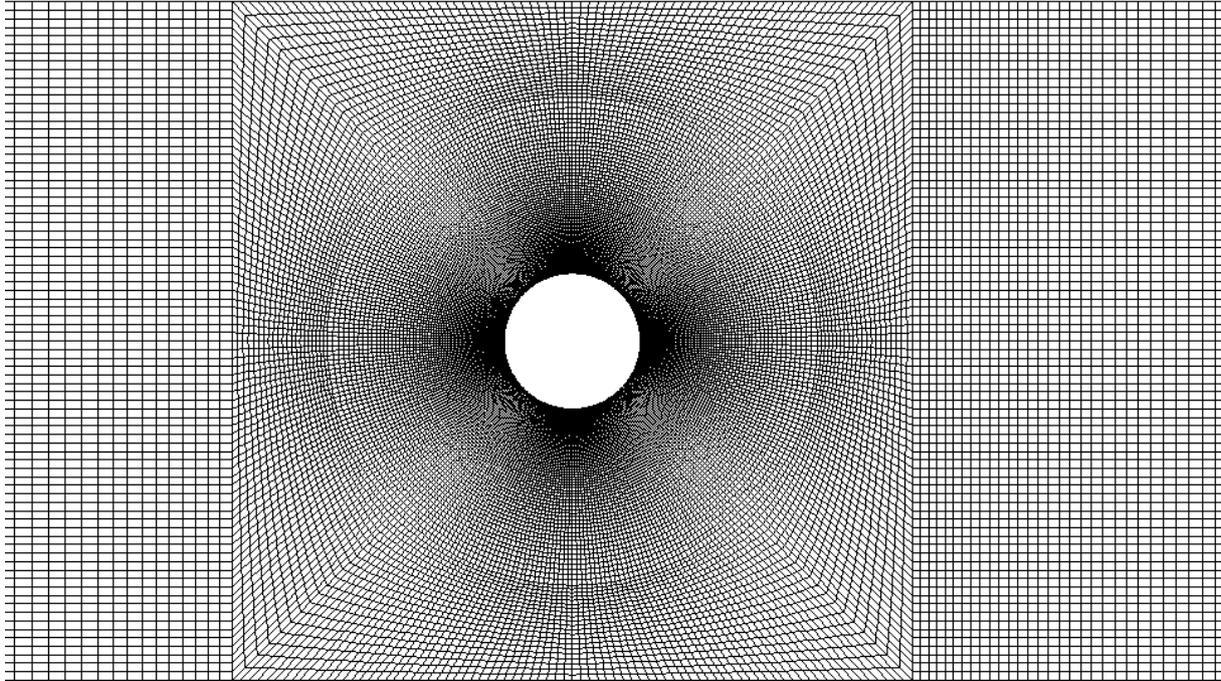


Figure I-15 : Aperçu du raffinement du maillage proche du cylindre.

Les paramètres du maillage ont été déterminés par comparaison systématiques de plusieurs maillages de façon à avoir des résultats indépendants des dimensions et du raffinement du maillage. Les paramètres testés sont la longueur du canal à l'amont (Lu) et à l'aval (Ld) du cylindre, le nombre de mailles dans le domaine fluide, le pas de temps (Δt) et le paramètre de régularisation (m) de l'équation de régularisation de Papanastasiou (Eq. I-6).

Les coefficients de portance C_l , et de traînée C_d , seront utilisés pour qualifier le maillage utilisé. Ils sont définis comme suit :

$$C_d = \frac{2F_d}{\rho V_{max}^2 D} ; C_l = \frac{2F_l}{\rho V_{max}^2 D} \quad \text{Eq. I-7 ; Eq. I-8}$$

avec F_d et F_l les forces par unité de longueur qui s'appliquent sur le cylindre dans le sens de l'écoulement et perpendiculairement à l'écoulement respectivement.

Les comparaisons de résultat se feront sur trois critères :

- $\overline{C_d}$: la moyenne du coefficient de traînée
- $\Delta C_l = \max(C_l) - \min(C_l)$: la différence des valeurs maximum et minimum de C_l . Le cylindre étant centré dans le canal, la moyenne du coefficient de portance est nulle.
- St : le nombre de Strouhal (Eq. I-3) est calculé avec la fréquence d'oscillation du coefficient de portance C_l .

I.4.2.1 Détermination de la taille du domaine fluide

La taille du domaine fluide a été déterminé en faisant varier les distances de l'entrée jusqu'au centre du cylindre (Lu), d'une part, et du centre du cylindre jusqu'à la sortie (Ld), d'autre part. L'influence de Lu et de Ld ont été examinées pour deux écoulements différents : $(Re; Od; n) = (100; 0; 1)$; $(Re; Od; n) = (120; 0,1; 0,5)$.

Le Tableau I-1 donne les résultats obtenus pour Lu . On peut constater que les résultats varient peu avec Lu et que $Lu = 20$ est suffisant.

Le Tableau I-2 donne les résultats obtenus pour Ld . Les modifications à partir de $Ld = 30$ sont inférieures à 1%.

Nous choisissons $Lu = 30$ et $Ld = 40$ car bien que les différences soient inférieures à 1%, les temps de calculs restent du même ordre de grandeur que si on prenait $Lu = 20$ et $Ld = 30$.

Tableau I-1 : Influence de la longueur en amont du cylindre.

Lu	$(Re; Od; n) = (100; 0; 1)$			$(Re; Od; n) = (120; 0,1; 0,5)$		
	$\overline{C_d}$	ΔC_l	St	$\overline{C_d}$	ΔC_l	St
10	1,3141	0,3995	0,1708	1,1674	1,1759	0,2121
20	1,3141	0,3993	0,1709	1,1587	1,1353	0,2112
30	1,3141	0,3993	0,1709	1,1536	1,1421	0,2107

Tableau I-2 : Influence de la longueur en aval du cylindre.

Ld	$(Re; Od; n) = (100; 0; 1)$			$(Re; Od; n) = (120; 0,1; 0,5)$		
	$\overline{C_d}$	ΔC_l	St	$\overline{C_d}$	ΔC_l	St
20	1,3138	0,3975	0,1709	1,1539	1,1424	0,2109
30	1,3141	0,3993	0,1709	1,1536	1,1421	0,2107
40	1,3144	0,4021	0,1708	1,1538	1,1438	0,2107

I.4.2.2 Détermination du raffinement nécessaire

Le domaine fluide a été maillé avec des éléments quadrilatères. Un raffinement sur un diamètre de $3,6D$ est effectué autour du cylindre avec un raffinement en direction du cylindre. L'influence du maillage a été examinée à travers trois maillages avec 10190 éléments, 39200 éléments et 61280 éléments.

Tableau I-3 : Influence du raffinement du maillage.

Nombres d'éléments	$(Re; Od; n) = (100; 0; 1)$			$(Re; Od; n) = (120; 0,1; 0,5)$		
	$\overline{C_d}$	ΔC_l	St	$\overline{C_d}$	ΔC_l	St
10190	1,3094	0,3838	0,1682	1,1505	1,1371	0,2022
39200	1,3141	0,3993	0,1709	1,1536	1,1421	0,2107
61280	1,3145	0,3985	0,1709	1,1537	1,1431	0,2107

Le maillage à 39200 éléments donne des résultats suffisamment précis. Nous choisissons donc ce maillage.

I.4.2.3 Détermination du pas de temps

Le pas de temps est calculé en fonction du temps caractéristique d'expérimentation t_e . Ce temps se calcule avec l'équation $t_e = D/V_{max}$. Dans le régime instationnaire $V_{max} \approx 1 m/s$. Le diamètre est $D = 2 mm$. Donc $t_e \approx 0,002 s$.

Le pas de temps Δt est déterminé avec l'équation $\Delta t = t_e/N_i$ où N_i est le nombre de pas de temps par unité de temps t_e . Nous avons trois N_i différents : 20, 200, 2000.

La valeur $N_i = 200$, c'est-à-dire un pas de temps de $\Delta t = 10^{-5}s$, donne des résultats suffisamment précis avec des différences de moins de 1%. Nous choisissons donc ce pas de temps pour les simulations d'écoulements instationnaires.

Tableau I-4 : Influence du pas de temps.

N_i	$(Re; Od; n) = (100; 0; 1)$			$(Re; Od; n) = (120; 0,1; 0,5)$		
	$\overline{C_d}$	ΔC_l	St	$\overline{C_d}$	ΔC_l	St
20	1,3089	0,3578	0,1672	1,0778	0,6641	0,2041
200	1,3141	0,3993	0,1709	1,1536	1,1421	0,2107
2000	1,3141	0,3994	0,1709	1,1613	1,1486	0,2110

I.4.2.4 Paramètre de régularisation de Papanastasiou

Le paramètre de Papanastasiou m est un paramètre permettant de régulariser la loi de Herschel-Bulkley. En effet, la loi de Herschel-Bulkley est discontinue. Plus la valeur de m est grande, plus la régularisation de Papanastasiou se rapproche de la loi d'Herschel-Bulkley. Mais une trop grande valeur de m induit des oscillations dans les résultats [20].

Nous testons donc trois valeurs de m sur un écoulement de fluide à seuil : 10 000, 100 000, 1 000 000.

Tableau I-5 : Influence du paramètre de régularisation m .

m	$(Re; Od; n) = (120; 0,1; 0,5)$		
	$\overline{C_d}$	ΔC_l	St
10 000	1,1538	1,1429	0,2107
100 000	1,1536	1,1421	0,2107
1 000 000	1,1536	1,1420	0,2107

Nous utilisons la valeur de $m = 100\ 000$ pour nos simulations en milieu confiné.

I.4.2.5 Comparaisons avec les résultats de la littérature

Pour finir l'analyse du maillage, nous comparons les valeurs de $\overline{C_d}$ obtenues pour un fluide newtonien avec ceux de Kanaris et al. [21] sur la Figure I-16. Nos résultats se superposent avec les valeurs de la littérature, ce qui permet de valider notre maillage.

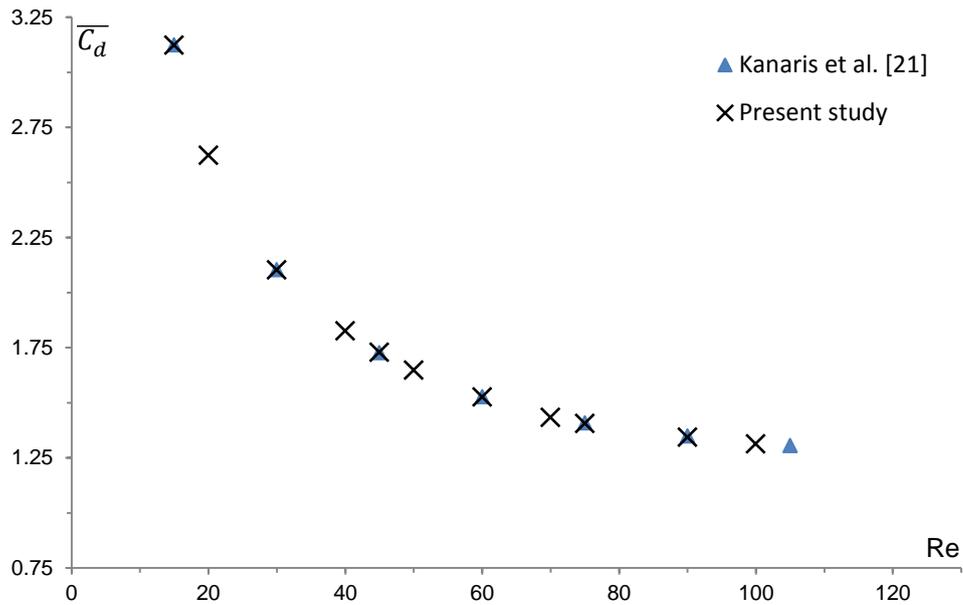


Figure I-16 : Coefficient de traînée moyen $\overline{C_d}$ en fonction du nombre de Reynolds Re . Résultats numériques comparés à l'étude de Kanaris et al. [22].

I.4.3 Détermination des zones rigides de l'écoulement

Une des caractéristiques majeures de l'écoulement des fluides à seuil est l'existence de zones où le fluide se comporte comme un solide [22,23]. Ces zones sont appelées zones rigides. Dans le cas d'un fluide viscoplastique, elles peuvent être statique ou en mouvement. Une zone rigide est dite statique lorsqu'elle n'est animée d'aucune vitesse. Une zone rigide est qualifiée de mobile dans le cas où elle est animée d'une vitesse de déplacement solide, c'est à dire avec un gradient de vitesse nul. Dans ce dernier cas la zone rigide est en rotation ou en translation solide [22].

Les zones rigides sont obtenues numériquement lorsque le second invariant du tenseur des contraintes au sein du fluide τ respecte l'équation $\tau \leq \tau_0(1 + \epsilon)$ où ϵ est un paramètre dépendant du type d'écoulement et de la méthode de régularisation [20]. La valeur de ϵ est précisée dans chaque partie de ce manuscrit. Si $\tau > \tau_0(1 + \epsilon)$ alors la zone est considérée cisailée.

Références bibliographiques

- [1] Piau, J.-M., 2002, “Viscoplastic boundary layer,” *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **102**(2), pp. 193–218.
- [2] Jansons, K. M., 1988, “Determination of the macroscopic (partial) slip boundary condition for a viscous flow over a randomly rough surface with a perfect slip microscopic boundary condition,” *Phys. Fluids*, **31**(1), pp. 15–17.
- [3] El Kissi, N., and Piau, J.-M., 1996, “Stability phenomena during polymer melt extrusion,” *Rheology for Polymer Melt Processing*, J.-M. Piau, and J.-F. Agassant, eds., Elsevier, pp. 389–420.
- [4] Denn, M. M., 2001, “Extrusion Instabilities and Wall Slip,” *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **33**(1), pp. 265–287.
- [5] Piau, J.-M., and Piau, M., 2005, “Letter to the Editor: Comment on ‘Origin of concentric cylinder viscometry’ [*J. Rheol.* 49, 807–818 (2005)]. The relevance of the early days of viscosity, slip at the wall, and stability in concentric cylinder viscometry,” *J. Rheol.*, **49**(6), pp. 1539–1550.
- [6] Zdravkovich, M. M., 1997, *Flow Around Circular Cylinders Volume 1: Fundamentals*, Oxford University Press, Oxford ; New York.
- [7] Perry, A. E., Chong, M. S., and Lim, T. T., 1982, “The vortex-shedding process behind two-dimensional bluff bodies,” *J. Fluid Mech.*, **116**, pp. 77–90.
- [8] Piau, J.-M., 2007, “Carbopol gels: Elastoviscoplastic and slippery glasses made of individual swollen sponges,” *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **144**(1), pp. 1–29.
- [9] Schramm, G., 1994, *A Practical Approach to Rheology and Rheometry*, Gebrueder Haake.
- [10] Magnin, A., and Piau, J. M., 1990, “Cone-and-plate rheometry of yield stress fluids. Study of an aqueous gel,” *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **36**, pp. 85–108.
- [11] Meeker, S. P., Bonnecaze, R. T., and Cloitre, M., 2004, “Slip and flow in pastes of soft particles: Direct observation and rheology,” *J. Rheol.*, **48**(6), pp. 1295–1320.

- [12] Métivier, C., and Magnin, A., 2011, “The effect of wall slip on the stability of the Rayleigh–Bénard Poiseuille flow of viscoplastic fluids,” *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **166**(14–15), pp. 839–846.
- [13] Seth, J. R., Cloitre, M., and Bonnecaze, R. T., 2008, “Influence of short-range forces on wall-slip in microgel pastes,” *J. Rheol.*, **52**(5), pp. 1241–1268.
- [14] Curran, S. J., Hayes, R. E., Afacan, A., Williams, M. C., and Tanguy, P. A., 2002, “Properties of Carbopol Solutions as Models for Yield-Stress Fluids,” *J. Food Sci.*, **67**(1), pp. 176–180.
- [15] Balmforth, N. J., Frigaard, I. A., and Ovarlez, G., 2014, “Yielding to Stress: Recent Developments in Viscoplastic Fluid Mechanics,” *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **46**(1).
- [16] Balmforth, N. J., Dubash, N., and Slim, A. C., 2010, “Extensional dynamics of viscoplastic filaments: I. Long-wave approximation and the Rayleigh instability,” *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **165**(19–20), pp. 1139–1146.
- [17] Balmforth, N. J., Dubash, N., and Slim, A. C., 2010, “Extensional dynamics of viscoplastic filaments: II. Drips and bridges,” *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **165**(19–20), pp. 1147–1160.
- [18] Papanastasiou, T. C., 1987, “Flows of Materials with Yield,” *J. Rheol.*, **31**(5), pp. 385–404.
- [19] Mossaz, S., Jay, P., and Magnin, A., 2012, “Non-recirculating and recirculating inertial flows of a viscoplastic fluid around a cylinder,” *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **177–178**, pp. 64–75.
- [20] Burgos, G. R., Alexandrou, A. N., and Entov, V., 1999, “On the determination of yield surfaces in Herschel–Bulkley fluids,” *J. Rheol.*, **43**(3), pp. 463–483.
- [21] Kanaris, N., Grigoriadis, D., and Kassinos, S., 2011, “Three dimensional flow around a circular cylinder confined in a plane channel,” *Phys. Fluids 1994-Present*, **23**(6), p. 064106.
- [22] Tokpavi, D. L., Magnin, A., and Jay, P., 2008, “Very slow flow of Bingham viscoplastic fluid around a circular cylinder,” *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **154**(1), pp. 65–76.

- [23] Ozogul, H., Jay, P., and Magnin, A., 2015, “Slipping of a Viscoplastic Fluid Flowing on a Circular Cylinder,” *J. Fluids Eng.*, **137**(7), pp. 071201–071201.

Chapitre II : Régime d'écoulement non-recirculant

Sommaire

II.1 Slipping of a viscoplastic fluid flowing on a circular cylinder.....	51
Nomenclature	53
II.1.1 Introduction	56
II.1.2 Governing equations and problem statement	62
II.1.3 Numerical method	64
II.1.4 Results and discussion.....	67
II.1.4.1.1 Effects of variation of slipping parameters	67
II.1.4.2 Kinematics of flow	71
II.1.4.2.1 Slip velocity on the cylinder	71
II.1.4.2.2 Velocity from the equator $\theta=0$	73
II.1.4.2.3 Velocity from the pole $\theta=\pi/2$	74
II.1.4.3 Rigid zones	75
II.1.5 Conclusion.....	78
References	79
II.2 Non-recirculating flow of a yield stress fluid around a circular cylinder in a Poiseuille flow.....	83
II.2.1 Introduction	85
II.2.2 Theory	87
II.2.3 Materials and methods	91
II.2.3.1 Experimental setup	91
II.2.3.2 Fluids and rheology	92
II.2.3.3 Numerical simulations	95
II.2.4 Results and discussions	98
II.2.4.1 Newtonian validation.....	98
II.2.4.2 Flow morphology.....	99
II.2.4.3 Critical occurrence condition of recirculating regime	101
II.2.4.4 Evolution of the velocity field around the cylinder	102
II.2.4.6 Rigid zones	107
II.2.5 Conclusions	108
References	109

II.1 Slipping of a viscoplastic fluid flowing on a circular cylinder

Ozogul H, Jay P, Magnin A. Slipping of a Viscoplastic Fluid Flowing on a Circular Cylinder. *ASME. J. Fluids Eng.* 2015;137(7):071201-071201-9. doi:10.1115/1.4029760.

Résumé:

L'effet du glissement sur l'écoulement autour d'un cylindre d'un fluide viscoplastique a été étudié par simulation numérique. La loi de comportement utilisée pour le comportement en volume du fluide est la loi de Herschel-Bulkley. La méthode de Papanastasiou est utilisée pour régulariser cette loi. Pour le glissement à l'interface-fluide structure, une loi de glissement originale et récente se basant sur un modèle de lubrification élasto-hydrodynamique est utilisée. Cette loi est adaptée au comportement des gels de Carbopol qui sont des fluides modèles couramment utilisés dans les études expérimentales de fluides à seuil de contrainte. Ce modèle de glissement a deux paramètres contrôlant la vitesse à l'interface fluide-structure. L'un représente les propriétés liées à l'obstacle ; le second est lié aux propriétés du fluide. La modification des paramètres de contrôle de la loi de glissement permet d'atteindre deux cas asymptotiques : le cas de non-glissement avec une vitesse de glissement nulle sur le cylindre et le cas de glissement parfait avec une contrainte tangentielle nulle sur le cylindre.

Il a d'abord été montré que les propriétés de la surface n'ont pas d'influence notable sur le glissement lorsque les effets de seuils sont faibles : le glissement est alors contrôlé par les propriétés du fluide. Lorsque les effets de seuils sont importants, le glissement est contrôlé principalement par les propriétés de la surface de l'obstacle. Les variations du coefficient de traînée ont été étudiées en fonction du glissement et il a été montré que le glissement a tendance à réduire les efforts qui s'appliquent sur le cylindre. Le champ de vitesse proche du cylindre et les zones rigides sont très influencés par le glissement. Globalement le glissement tend à diminuer le champ d'influence de l'obstacle sur le fluide et ainsi à confiner l'écoulement autour du cylindre en diminuant la zone cisailée du fluide. Nos résultats ont été vérifiés pour les coefficients de traînée par des valeurs numériques et expérimentales de la littérature sur les cas asymptotiques.

Mots clés : cylindre circulaire, fluide viscoplastique, écoulement rampant, loi de glissement, zones rigides

Nomenclature

a_1	Constant of the slip law, $m s^{-1} Pa^{-1}$
a_2	Constant of the slip law
Cd^*	Plastic drag coefficient
$Cd_{Od=\infty}^*$	Plastic drag coefficient for an infinite Od
D	Cylinder diameter, m
D_∞	Fluid area diameter, m
R_∞	Fluid area radius, m
\vec{e}_i	Unit vector in the direction \vec{i}
g	Gravity acceleration, $m s^{-2}$
G_0	Shear modulus, Pa
K	Fluid consistency, $Pa s^n$
M	Regularization parameter of Papanastasiou, s
m	Dimensionless regularization parameter of Papanastasiou
n	Power law index of fluid
\vec{n}	Unit normal vector
Od	Oldroyd number
R	Average radius of the particle, m
Re	Reynolds number
s_g	Slipping threshold, Pa
S'	s_g normalised by τ_0
\vec{t}	Tangential unit vector
\vec{T}	Stress vector
V	Velocity, $m s^{-1}$
V^*	Characteristic velocity of slipping, $m s^{-1}$
\vec{x}	Position vector
Y_{max}	Dimensionless stability criterion
Z_i	Rigid zone number i

Greek Symbols

α	Power law index of slip law
β	Slip coefficient, $Pa (m s^{-1})^{-\alpha}$
ϵ	Criteria of rigid zones
η	Dynamic viscosity, $Pa s$
γ_y	Limit flowing deformation
$\dot{\gamma}$	Shear rate, s^{-1}
$\Delta\rho$	Difference in density, $kg m^{-3}$
τ	Second invariant of the deviatoric part of the stress tensor, Pa
τ_w	Tangential stress $\tau_w = \left((\bar{\tau} \cdot \vec{n}) \cdot \vec{t} \right), Pa$
τ_0	Yield stress, Pa
θ	Angle
$\bar{\sigma}$	Stress tensor
$\bar{\tau}$	Deviatoric part of the stress tensor
$\bar{\dot{\gamma}}$	Strain rate tensor

Subscripts-Superscripts

<i>cyl</i>	Cylinder
<i>max – PS</i>	Maximal on the cylinder in perfect-slip case
<i>S</i>	Slip
<i>t</i>	Tangential

Abstract

The slipping effect during creeping flow of viscoplastic fluids around a circular cylinder has been investigated via numerical simulations. For the bulk behavior of the fluid, a Herschel-Bulkley law is considered. For the parietal behavior, an original and recent slip law based on an elastohydrodynamic lubrication model defined with a physical approach has been implemented. In particular, this law represents the behavior of Carbopol gels, which are commonly used during experimental studies on yield stress fluid mechanics and in industry. This law has two parameters that control the kinematic conditions at the fluid-structure interface. Variations in the plastic drag coefficient are given as a function of these parameters. It has been shown in particular the decreasing of the drag coefficient when there is slipping at the fluid structure interface. The kinematic field has been analyzed and the evolution of rigid zones is illustrated. Results are provided for different slipping conditions ranging from the no-slip to the perfect-slip case. The sheared zone becomes smaller so the flow is more and more confined due to the slip which induces modifications on the rigid zones. Some of the results are compared with existing asymptotic plastic drag coefficients and experimental data.

Keywords: circular cylinder, viscoplastic fluid, creeping flow, boundary condition, slip law, wall slip, rigid zones

II.1.1 Introduction

Yield stress fluids represent a broad fluid category widely employed in industries such as petroleum, concrete or food industries. Yield stress fluids, such as jam, toothpaste, cosmetics are also present in everyday life. In recent years, significant research has been performed on these materials [1–4]. However, few studies have been realized on the slip while among the phenomena related to yield stress, the slip at the fluid-structure interface might exert a strong influence [5–7]. For example, the slip might reduce the drag during flow around an object (see [8] for a sphere) or could modify thermal transfers (see [9] for Rayleigh-Benard convection). So it should be taken into account to properly characterize the bulk fluid properties [6,10]. Thus, from an industrial point of view, this phenomenon could lead to advantages or disadvantages: the control and understanding of this property are therefore important. The effects of wall slip on non-Newtonian flow have been already studied for different cases [5]. For example, some papers have been published regarding those effects [11], particularly for polymer melts. However, less research is available for viscoplastic fluid slippage when the slip is directly linked to the tribological conditions at the fluid-structure interface [5,12,6]. The purpose of this paper is then to have a better understanding of the effects of slipping for viscoplastic fluids. Recent studies investigating this phenomenon at the microscopic scale for concentrated emulsions and microgel pastes have been published [13,14]. A new slip law that depends on stress value has been proposed. This law is interesting because it can be applied to Carbopol gels. Carbopol is a polymer often used in the industry as thickeners, stabilizers and suspending agents [1]. The gel is composed of deformable microgels swollen by the solvent. The yield stress is generated by the spatial packing of the microgels. A detailed study on Carbopol gel structure, bulk rheology and slip properties can be found in Piau [15]. In this study, Piau estimates the size of microgels in water ($pH = 7$) between 2 and 20 micrometers.

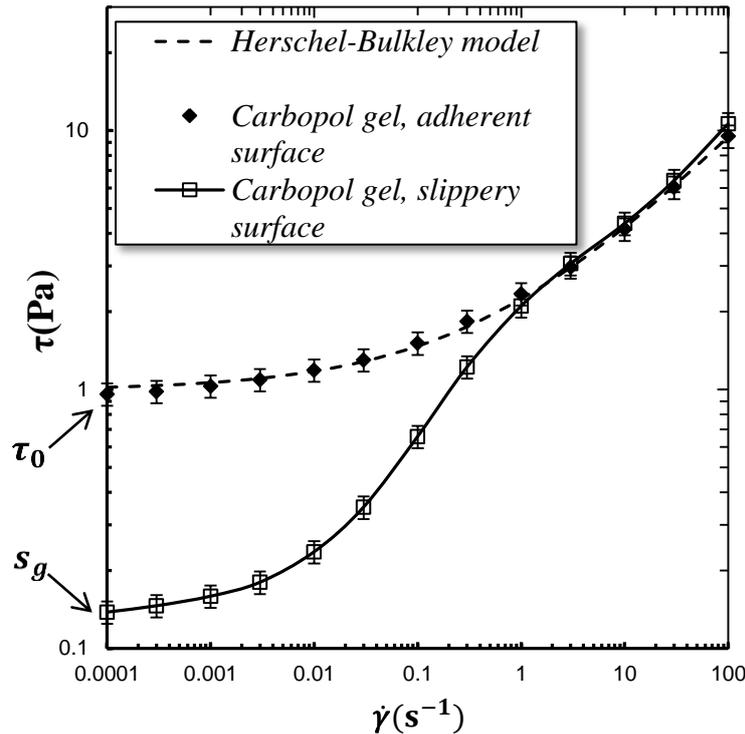


Figure II-1: Flow chart of a yield stress fluid (Carbopol gel) under different surface conditions [16].

It is possible to characterize the slip by examining the shear flow between a plane and a rotating cone [8,13,15]. This flow is commonly used for measuring rheological properties of fluids. Figure II-1 illustrates the behavior of an aqueous Carbopol gel [16] according to the slippage of the materials. A rotation speed is imposed and the torque is measured on the cone. When there is no slip (rough surfaces), the curve represents the changes in shear stress in the bulk as a function of shear rate in the sample. When there is slippage at the wall, curve represents the average shear stress at the interface as a function of the rotational speed. The measurement uncertainties are estimated at 10%. The upper tool was rough to ensure the fluid adherence. The curve with full diamonds was obtained with a rough lower tool to avoid slip: the average roughness is greater than the size of microgels. Open squares were obtained with a smooth lower surface composed of PMMA (Polymethyl Methacrylate). In this case, the average roughness of the surface is lower than the size of microgels. PMMA is a transparent thermoplastic often used to visualize flows in experiments, and its hydrophobic nature promotes slipping. These shapes of curves have been observed by several authors for various yields stress fluids (see the review by Barnes [5]). The comparison of the two curves shows the influence of slippage. Magnin and Piau [10] and Meeker et al. [13] have visualized the strain field associated with Figure II-1. Their visualizations have confirmed that slippage magnitude varies according to the wall shear stress. When the sample is sheared between two

rough surfaces, no slip is observed at the interface. The flow is homogeneous in the bulk of the sample. The flow occurs for a particular stress value yield stress (τ_0) under which the fluid behaves as a solid. The curve allows the determination of the parameters of Herschel-Bulkley model (Eq. (9)). When the sample is sheared between a rough surface and a smooth one, the sample slips on the smooth surface. The slip occurs in a thin layer near the smooth interface generating a movement below the bulk yield stress (τ_0). The slip at the wall persists until the slip threshold (s_g) is reached. s_g is lower than τ_0 as reported for microgel pastes, concentrated suspensions or emulsions [13–15,17–19].

Numerous laws are available to model wall slip. Among them, the most commonly used to describe the relation between the slip velocity (V_s) and the wall shear stress (τ_w) is the following one

$$\tau_w = \beta V_s^\alpha \quad (1)$$

where V_s is the norm of the tangential slip velocity at the fluid-structure interface, τ_w is the tangential stress, β the slip coefficient and α the power law index. This relationship was firstly proposed as a linear relationship ($\alpha = 1$) by Navier [20] for Newtonian fluids. In this case, β is the ratio between shear viscosity and a characteristic length that defines the distance needed to reach zero when the velocity profile is extrapolated. A degenerated version with $\alpha \neq 1$ is used for power-law fluids. In this case, β and α must be fixed or be determined. α is usually taken equal to the power law index of the fluid.

Since we are focused on viscoplastic fluids, only studies involving yield stress fluids will be cited. For a larger discussion about slip laws, please refer to the recent work by Damianou et al. [21]. For viscoplastic fluid slippage, a non-exhaustive list is proposed to gain a general knowledge of slip laws used in literature for this type of fluid. Lawal and Kalyon [22,23] used the Navier slip model for a yield stress fluid to establish analytical solutions for nonisothermal die flows and extrusion flow. They showed for each type of flow that the effect of wall slip is essentially a reduction in velocity gradient and a reduction of production rate for constant pressurization. Tang and Kalyon [24] used the Navier slip model in a nonlinear form ($\alpha \neq 1$). They could estimate flow parameters of viscoplastic fluids described with a Herschel-Bulkley model able to undergo wall slip by using data from capillary and squeeze flow viscometers.

The first relationship between the slip and yield stress was reported by Pearson and Petrie [25] in 1965. They assimilated the onset of slip (s_g) into the yield stress (τ_0). Fortin et al. [26] used the following model in 1991 as:

$$\begin{cases} \vec{V}_s = \vec{0}, & \text{if } |\vec{T}_w| < s_g \\ \vec{T}_w = -\left(c_f + \frac{s_g}{|\vec{V}_s|}\right)\vec{V}_s, & \text{if } |\vec{T}_w| \geq s_g \end{cases} \quad (2)$$

where \vec{T}_w is the tangential wall shear stress vector, and c_f is a friction coefficient. They simulated flow in a cylindrical pipe and reproduced the experimental results published by Ramamurthy in an axisymmetric capillary rheometer. Roquet and Saramito [27,28] used the model of Fortin et al. [26] for a Bingham fluid in a square pipe exhibiting stick-slip. Interestingly, they redefined the law and described the slipping velocity based on the shear stress as follows:

$$\begin{cases} \vec{V}_s = -(1 - s_g/|\vec{T}_w|)\vec{T}_w/c_f, & \text{when } |\vec{T}_w| \geq s_g \\ \vec{V}_s = \vec{0}, & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (3)$$

Consequently, in this form, boundary conditions can be regulated by the wall shear during a numerical simulation and one can use easily the symmetry of the square pipe.

In a comprehensive study of Carbopol gels, Piau [15] proposed a phenomenological slip law, very similar to the Herschel-Bulkley constitutive equations, with a slipping threshold and a power law. It is in the following form:

$$\tau_w = s_g + \beta V_s^\alpha \quad (4)$$

Because Piau noted the strong influence of the roughness in his paper, he calls this equation “slip friction law”. Damianou et al. [21] used a general form of (4). The law was regularized to overcome the discontinuity in the form:

$$\tau_w = s_g [1 - \exp(-m_c V_s)] + \beta V_s^\alpha \quad (5)$$

where m_c is a growth parameter.

Phenomenological laws cannot account for the microstructural relationships between wall and fluid, as explained by Piau [15]. He notes that these laws represent only the part of a flow chart where the strain rate is low. In the present study, the law introduced by Meeker et al. [13] and improved by Seth et al. [14,17], which considers microstructural phenomena, is used.

Both experimental and theoretical approaches are used to build it. The authors analyzed different microgel suspensions and emulsions with specific installations while using stress-controlled rheometer and different visualization techniques. They analyzed the effects of the nature of the fluid and the specifications of the surface regarding its attractive or repulsive interactions with the slipping paste particles. They also established a model that explains the influence of the shearing surface on the wall-slip. This model is based on an elastohydrodynamic slip model that accounts for microstructural phenomena between the particles and the shearing surface. Thus, one could predict the slip behavior accurately if surfaces are well characterized. Therefore, using a controlled smooth surface chemistry can enable or not the wall slip at fluid-solid interface. Authors have proposed a slip law with different curve progressions that depend on the value of the wall shear stress. The law could be expressed based on the velocity as follows:

$$\begin{cases} V_s = 0, & \text{if } \tau_w < s_g \\ V_s = V^* \left(\frac{\tau_w - s_g}{\tau_0 - s_g} \right)^{1/\alpha}, & \text{if } s_g \leq \tau_w \leq \tau_0 \\ V_s = (\tau_w - \tau_0)a_1 + V^*, & \text{if } \tau_w > \tau_0 \end{cases} \quad (6)$$

where V^* is the characteristic slip velocity which is the slip velocity reached when the stress is equal to the yield stress at the fluid structure interface and a_1 is a system-specific parameter.

The law is divided into three regimes according to the stress (Figure II-2). The first one corresponds to the portion where the fluid sticks to the surface. This regime matches the stress below the slip yield stress (s_g). In the second regime, the slip velocity varies with the tangential stress at the interface according to the value of α up to the characteristic velocity (V^*). This velocity is reached when $\tau_w = \tau_0$. The stress in this case occurs between s_g and τ_0 . In their paper [17], Seth et al. mentioned a third linear part where the slip velocity increases slowly with the tangential stress. Therefore, a_1 is the slope of this linear evolution. The effects of this parameter are not discussed in this study because they are of little interest compared with those of other parameters; the value of this parameter was taken from [17]: $a_1 \approx 0.001ms^{-1}Pa^{-1}$.

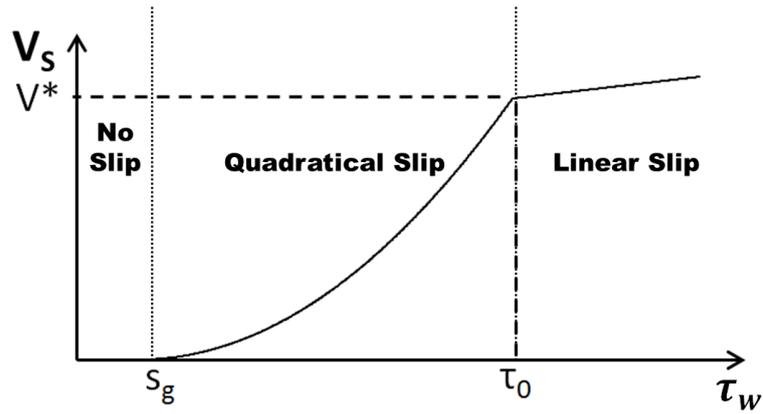


Figure II-2: Variation of the slip law for $\alpha = 0.5$.

For instance, in the case of aqueous gel of Carbopol 940 sliding against a smooth surface of PTFE (Teflon), Ahonguio et al. [8] have measured the parameter of value $V^* = 3\text{mm/s}$, $s_g = 3Pa$ and $\alpha = 0.4$. Meeker et al. [13] have shown that for microgel pastes, such as Carbopol gels, V^* depends only on the properties of the paste. They defined this parameter as $V^* = \gamma_y^2 G_0 R / \eta_{water}$ where G_0 is the paste shear modulus, R is the microgel radius, η_{water} is the solvent viscosity, and γ_y is the yield strain. Seth et al. [14] have shown that the slip threshold (s_g) depends on the roughness and the physicochemical properties of the surfaces.

The purpose of this paper is to understand effects of slipping on the creeping flow of a viscoplastic fluid around a circular cylinder in an infinite medium. For this geometry, some theoretical and numerical studies have been already established for asymptotic behavior, such as that for no-slip [29,30] and perfect-slip conditions [31]. Here, the aim is to implement a realistic wall slip law that simulates the slipping behavior of a model fluid that is commonly used in yield stress fluid mechanics (Carbopol gel). First, governing equations are presented. Subsequently, the numerical method is explained. Afterwards, results are presented with the effects of slip parameters: we disclose the drag coefficient for different yield stress in the first portion, followed by the effects on kinematics of the flow and on the rigid zones. Results are compared with the available theoretical and experimental studies.

II.1.2 Governing equations and problem statement

The 2-D flow of an incompressible viscoplastic fluid over a circular cylinder with a diameter of D is considered. The flow area is a concentric cylinder of fluid with a radius of R_∞ , as shown in Figure II-3. The slip is described at the fluid-structure interface by the law described previously (Eq. (6)). Dimensionless values are formulated using the velocity far from the cylinder (V_∞) and the cylinder diameter (D) as reference values. A tilde (\sim) has been used to mark these values.

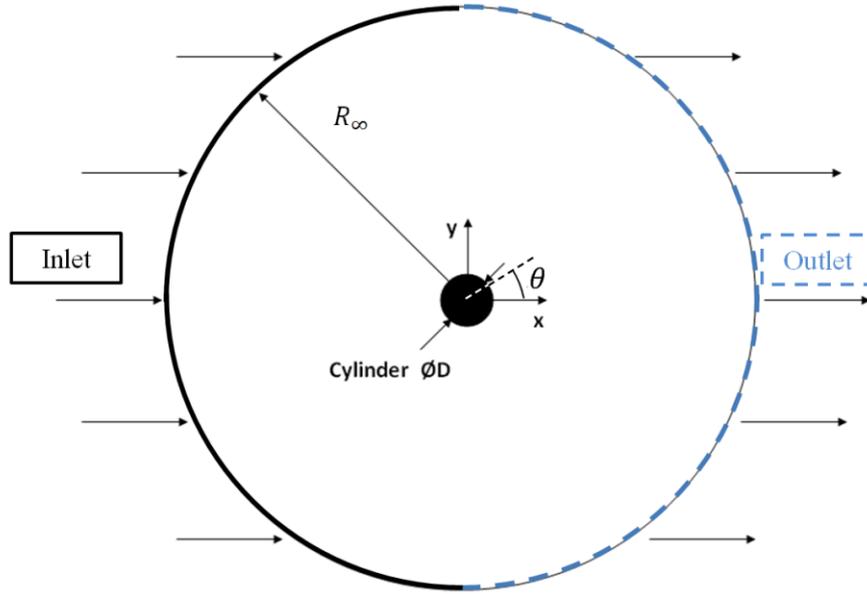


Figure II-3: Overview of the problem.

The continuity and momentum equations are solved for 2-D incompressible and steady creeping flow without inertia as:

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \bar{\tau} - \nabla p = \vec{0} \quad (8)$$

The Herschel-Bulkley model is used for the viscoplastic fluid:

$$\begin{cases} \bar{\tau} = \tilde{\gamma}^{n-1} (1 + Od/\tilde{\gamma}^n) \tilde{\gamma} & \text{if } \tilde{\tau} > Od \\ \bar{\tau} = \vec{0} & \text{else} \end{cases} \quad (9)$$

where $\bar{\tau}$ is the deviatoric part of the stress tensor, n the power law index of the fluid, Od the Oldroyd number which is the ratio of plasticity effects and viscous effects defined as $Od = \tau_0 / (K(V_\infty/D)^n)$. $\tilde{\gamma}$ is the strain rate tensor and $\tilde{\tau}$ is the second invariant of $\bar{\tau}$.

The boundary conditions may be written as follows:

- at the inlet, there is a velocity in the direction of the flow as $\vec{V} = \begin{pmatrix} V_\infty \\ 0 \end{pmatrix}$,
- at the outlet, an outflow condition is defined as $\partial V_x / \partial x = \partial V_y / \partial x = 0$,
- at the fluid-structure interface, the chosen slip law is applied:

$$\begin{cases} \vec{T}_w = \tilde{\tau}_{w-adh} \vec{t}, & \text{if } \tilde{V}_s = 0 \\ \vec{T}_w = \left(Od(S' + (1 - S') \times \sqrt{V_s/V^*}) \right) \vec{t}, & \text{if } 0 < \tilde{V}_s \leq \tilde{V}^* \\ \vec{T}_w = \left((\tilde{V}_s - \tilde{V}^*)/A + Od \right) \vec{t}, & \text{if } \tilde{V}_s > \tilde{V}^* \end{cases} \quad (10)$$

where \vec{t} is the tangential unit vector on the wall, S' is the dimensionless slip threshold parameter defined as $S' = \tau_0/s_g$, $A = a_1 K(V_\infty/D)^n/V_\infty$ is the dimensionless parameter of the slope. In this paper, results are reported for a weakly adhering surface, such as PMMA. So a quadratic description of the slipping ($\alpha = 0.5$) has been used for the second regime (Figure II-2).

So for this problem, the couple (Od, n) defines the flow of a viscoplastic fluid, while the couple (S', \tilde{V}^*) defines the slip boundary conditions at the fluid-structure interface.

The plastic drag coefficient will be calculated as follows:

$$Cd^* = \frac{F}{D \times \tau_0} \quad (11)$$

where F is the drag force per unit of length and D is the cylinder diameter. The force F is the integral on the cylinder of the pressure force distribution and the viscous force distribution in the direction of flow. As the flow is without inertia, the force has been normed by the plasticity effects.

For the remainder of this paper, when there is no possibility of confusion the tilde (\sim) of the dimensionless values has been omitted.

II.1.3 Numerical method

The program used for this study is Ansys-Fluent (version 13.0); it is based on the finite volume method. The spatial discretization is performed on the second order. An upwind scheme is used for the momentum and pressure. For gradient, the Green-Gauss node based scheme is chosen. The SIMPLEC scheme (Semi Implicit Method for Pressure-Linked Equations Consistent) is used to couple pressure and velocity. A 10^{-10} convergence is chosen for the velocity components and the mass conservation equation.

Papanastasiou's model [32] is used to regularize the Herschel-Bulkley model (Eq. (9)) as the following equation:

$$\bar{\tau} = \dot{\gamma}^{n-1} \left(1 + \frac{Od(1 - \exp(-m\dot{\gamma}))}{\dot{\gamma}^n} \right) \bar{\dot{\gamma}} \quad (12)$$

where $m = M(V_\infty/D)$ is the dimensionless regularization parameter with M the dimensional regularization parameter.

Tokpavi et al. [29] and then Mossaz et al. [33] have studied systematically the influence of m , the grid size and the dimension of the domain R_∞ for a steady creeping flow of a yield stress fluid around a cylinder without slip in an infinite medium or confined. Based on these studies, we tested the influence of numerical parameters in our study including sliding. Finally, the set of parameters ($m = 10^5$, 96 000 nodes and $R_\infty = 100D$) provides kinematic fields and stresses fields that become independent of numerical parameters in the studied range.

Two limiting cases could be treated here: the no-slip and the perfect-slip cases. For each case, two methods may be used. The first one requires a simple boundary condition ($V_s = 0$ or $\tau_w = 0$) and the second one requires specific values of the slipping parameters S' and V^* by using Eq. (10). Here, "PS" indicates perfect-slip through $\tau_w = 0$ at the fluid-structure interface. "ADH" means that no-slip occurs through the boundary condition $V_s = 0$ at the wall. For the slip law, the perfect-slip case could be obtained when (S', V^*) parameters tend toward $(0, +\infty)$, while no-slip case could be obtained when (S', V^*) parameters tend to $(1, 0)$. When $V^* = 10^5$, the flow for PS remains unchanged; therefore this value is chosen for perfect-slip case instead of $+\infty$. When (S', V^*) tend to $(1, 0)$ with Eq. (10), the third regime (for $\tau_w > \tau_0$) remains and slip occurs. Nevertheless the flow chart obtained for both adherent and smooth surfaces (Figure II-1) shows that the slip contribution to the shear stress is negligible for stresses well above τ_0 [13]. Moreover, the drag coefficients obtained with the

slip law when $(S', V^*) = (1, 0)$ and the no-slip condition $V_s = 0$ are the same. Additionally, the third part of the slip law is independent of the slip yield stress: for stresses above τ_0 variation depends only on fluid properties. Overall, all numerical results (in terms of kinematics and drag coefficient) fall between these two limiting cases.

To implement the slip law, a User Defined Function (UDF) is used. The slipping velocity is tangential at the solid-fluid interface. The velocity is calculated at the centroid of each cell of the wall. The method followed for each simulation is to fix S' and V^* values to the precomputed adherent converged case solution and then the effects of slipping propagate outward to reach a converged state.

When a viscoplastic fluid flows around an obstacle, two types of areas appear: on one hand areas where the yield stress fluid is sheared and on the other hand areas where the yield stress fluid behaves as a solid. In these latter areas, the shear stress is below τ_0 and they are called rigid zones. The interface between the two areas is defined by Burgos et al. [34] through the following equation: $\tau = \tau_0(1 + \epsilon)$ where ϵ depends on the flow configuration and the Papanastasiou parameter (m). So, in the present document, when $\tau \leq \tau_0(1 + \epsilon)$, the zone is considered rigid; otherwise, it is a sheared zone. Here, the best characterization of the rigid zones is obtained when $\epsilon = 0$ [33].

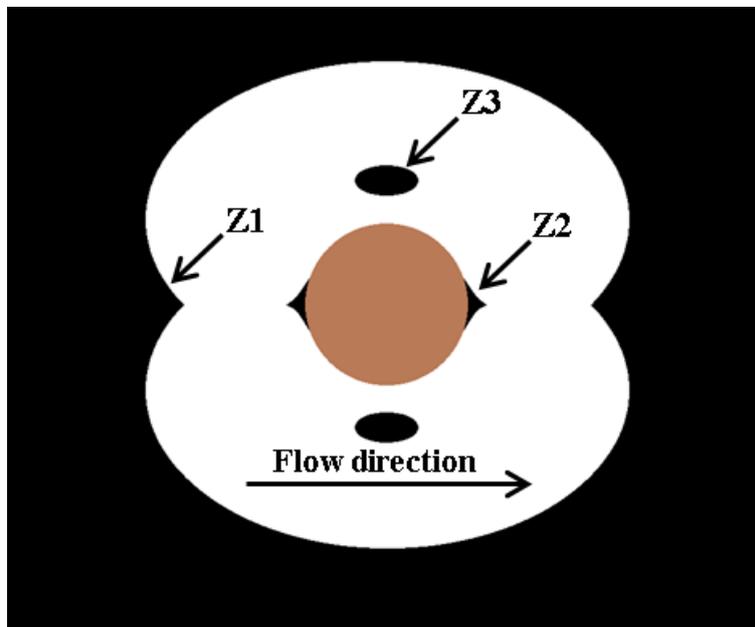


Figure II-4: Different rigid zones around a cylinder for steady creeping flow

For viscoplastic fluid, the shear rate is null in the rigid zones which are divided into two parts: the rigid static zones and the rigid moving zones. There is no flow in the static rigid zones and

the velocity is null. The velocity field in the rigid moving zones corresponds either to a solid rotation or to a solid translation. As shown by different authors and studied in particular by Tokpavi et al. [29], there are three types of rigid zones in this flow configuration (Figure II-4):

- the first (Z1) is a moving rigid zone which moves relative to the cylinder. It surrounds the obstacle.
- the second (Z2) are static rigid zones relative to the cylinder. These zones are stuck to the front and back sides of the obstacle.
- the third (Z3) are moving rigid zones which move relative to the cylinder and appear on both sides of the cylinder in the sheared zone. These zones are in solid rotation relative to the cylinder [29].

In the following, the effect of the slip on the rigid zones is studied based on S' and V^* (see part II.1.4.3).

II.1.4 Results and discussion

To generate an overview of a broad range of the yielded fluid, three different Oldroyd numbers are used: 0.01, 1, 100. These three values represent, respectively, the cases where the plasticity effects are negligible, equal or preponderant compared with the viscous effects. The power law index is $n = 1$ to obtain Bingham fluids. Uncertainties of experimental [16,35] and numerical quantities used in this paper are listed in Table II-1.

Table II-1: Uncertainty results.

Quantity	Experimental shear rate [16]	Experimental shear stress [16]	Experimental Cd^* [35]	Numerical residuals
Uncertainty	0.2%	10%	12%	10^{-10}

II.1.4.1 Plastic drag coefficient Cd^*

II.1.4.1.1 Effects of variation of slipping parameters

In Figure II-5, variations in Cd^* are plotted relative to characteristic velocity V^* . For each Od , four different threshold ratios (S') are considered. The overall result is that drag decreases when characteristic velocity (V^*) increases or when S' decreases. Therefore, slipping reduces the stress exerted on the cylinder (Table II-2).

Table II-2: Plastic drag coefficient for the limiting cases.

Od		0.01	1	100
Cd^* adherent:	$(S'; V^*) \rightarrow (0; +\infty)$	432.88	29.52	12.95
Cd^* perfect-slip:	$(S'; V^*) \rightarrow (1; 0)$	349.27	20.84	9.93

For $Od = 0.01$, when the perfect-slip case value is reached, the characteristic velocity no longer influences the drag coefficient: the slip has peaked. S' has no significant influence for this low Oldroyd value. In fact, in this range, plasticity effects are small compared to viscous effects. As a result the fluid behaves almost like a Newtonian fluid.

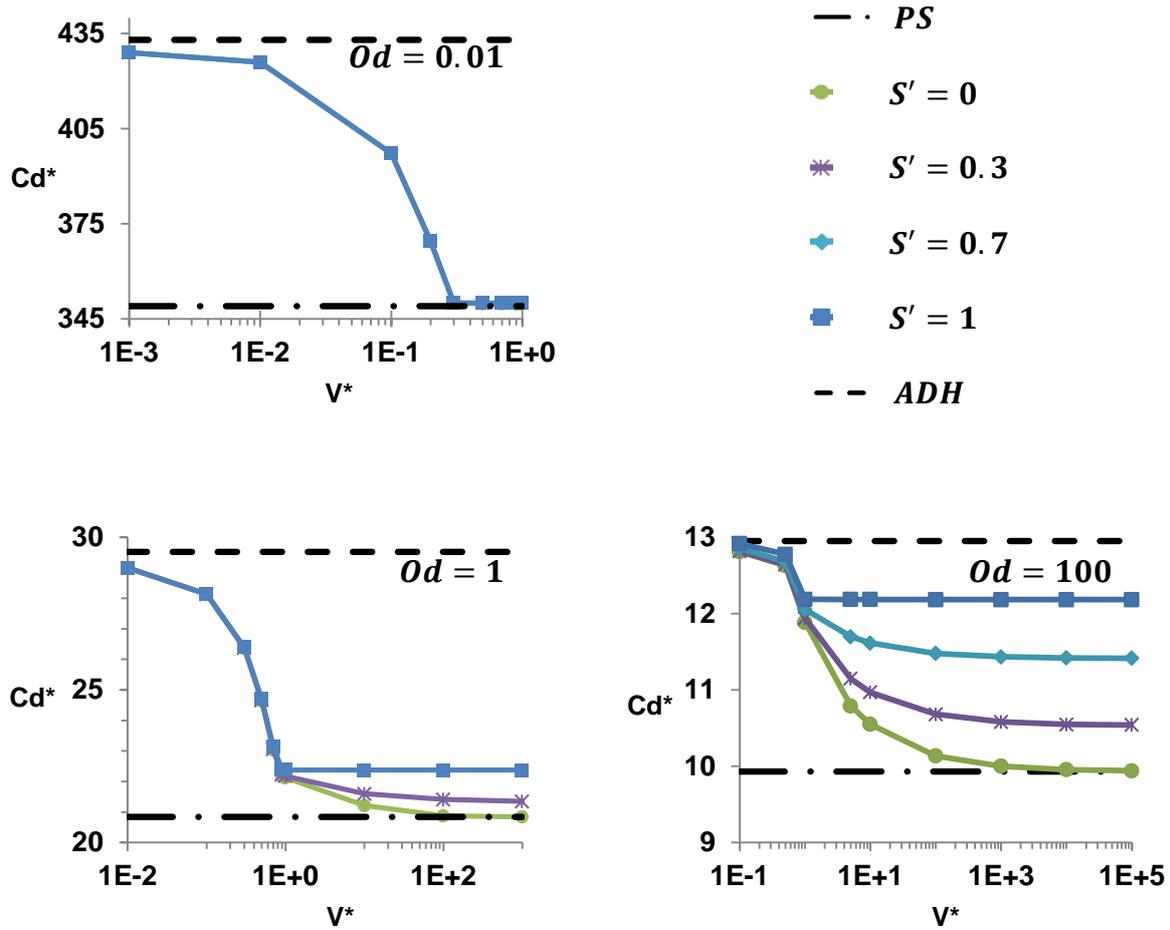


Figure II-5: Change in Cd^* relative to V^* for different S' values, for $Od=0.01$; 1; 100.

When $Od = 1$ and $Od = 100$, a separation point appears from which the drag coefficient has a different behavior depending on S' . This point is around $V^* = 1$. When $V^* < 1$, changes are small for different S' values. When $V^* > 1$, variations mostly follow S' : the slip decreases as S' increases, leading to an increase of the drag coefficient. When $Od = 1$, the separation point is close to the perfect-slip case, while for $Od = 100$, it is close to the no-slip case, leaving a greater region where S' could be influential.

When $Od \geq 1$, threshold effects equal or exceed viscous effects; therefore, S' has a significant influence on Cd^* . Consequently, the greater Od is, the more influence S' has on the slippage. So the separation point is closer to the no-slip case. The V^* value of the separation point comes from V_{max-PS} (see Table II-3). This value is obtained when $\tau_w = 0$ on the boundary, which is 0.91 for $Od = 1$ and 0.94 for $Od = 100$. Although S' has insignificant effect for $Od = 0.01$, this point is apparent in Figure II-5 near the abscissa at 0.3, and $V_{max-PS} = 0.3$ for this Oldroyd number (Table II-3).

Table II-3: Maximum velocity on the surface of the cylinder for perfect-slip.

Od	0.01	1	100	1000
V_{max-PS}	0.3	0.91	0.94	0.99

II.1.4.1.2 Comparison with previous results

Limiting cases can be compared in this study. For the asymptotic case with an infinite Oldroyd number, values based on a classical plasticity theory for both limiting cases have been reported by Randolph and Houlsby [36]. A numerical work has also been published by Aubeny et al. [37]. In addition, the no-slip case has been numerically investigated by Tokpavi et al. [29] with a Herschel-Bulkley model [32]. An experimental investigation was also performed by Jossic and Magnin [35]. The results are compared in Table II-4. For an infinite Od , the plastic drag coefficient is $Cd_{Od=\infty}^*$. Our asymptotic values are obtained with the slip law; they are very similar to the values proposed by other authors. Only the experimental result for PS reported by Jossic and Magnin is slightly different, although it is still within the uncertainty of the measurement (see Table II-1).

Table II-4: Asymptotic plastic drag coefficient values.

Authors	study type	$Cd_{Od=\infty}^*$	$Cd_{Od=\infty}^*$
		no-slip	perfect-slip
Present study	numerical	11.93	9.21
Randolph & Houlsby [36]	analytical	11.94	9.14
Tokpavi et al. [29]	numerical	11.94	-
Murff et al. [41]	analytical	11.84	9.97
Aubeny et al. [37]	numerical	12.04	9.23
Jossic and Magnin [35]	experimental	11.30	8.24

The slip law is used to draw the chart in Figure II-6 that represents variations in Cd^* with the Oldroyd number. The difference between limiting cases that were obtained numerically with the slip law and those with boundary conditions ($V_s = 0$ and $\tau_s = 0$) is below 2%. The equation used by Tokpavi et al. [29] for no-slip case has been drawn using $Cd^* = 11.98 +$

$20.430d^{-0.68}$. Our results agree with this equation. A fitted equation has been found for $(S', V^*) = (0, 10^5)$ to represent the perfect-slip case: $Cd^* = 9.21 + 7.620d^{-0.57}$, for $Od > 10$. The coefficient of determination R^2 is equal to 0.999.

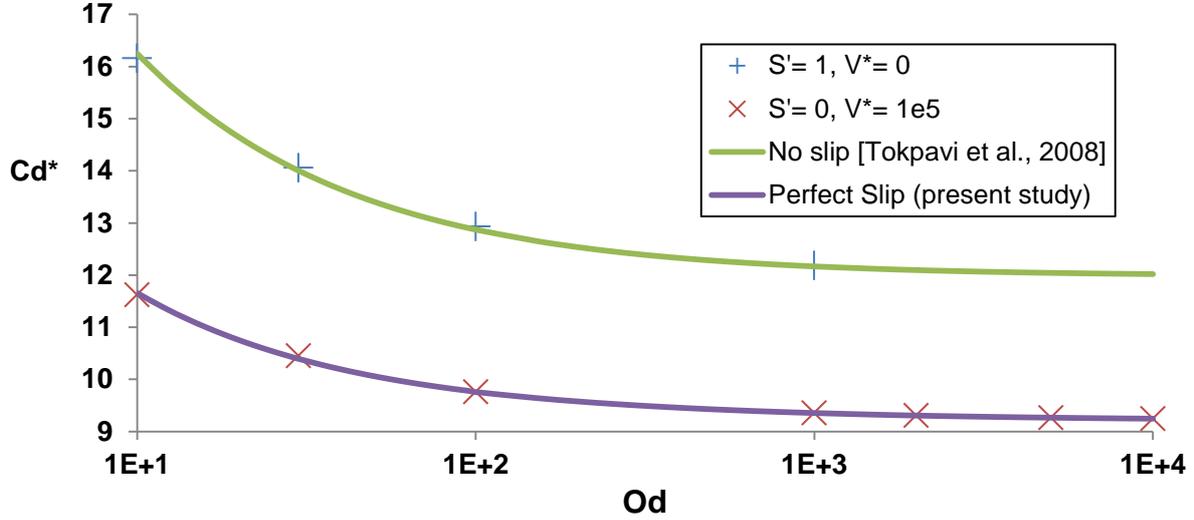


Figure II-6: Change in Cd^* as a function of Od for limiting cases.

The ratio $Cd_{Od=\infty}^*(\text{no-slip})/Cd_{Od=\infty}^*(\text{perfect-slip})$ is as follows: $11.93/9.21 \approx 1.3$. This result falls within the same range of the experimental study by Jossic and Magnin [35]: $11.30/8.24 \approx 1.37$. Therefore, for a circular cylinder, the tangential stress contribution is not preponderant compared with the contribution of pressure forces (see Table II-4). The same observation could be made for a sphere [8].

From an industrial point of view, predicting the stability of cylindrical particles in a yield stress is useful for cases including fiber re-inforced concrete, which may contain many different fibers chosen according to its function [38,39]. Fiber does not move in a yield stress fluid when yield stress force is greater than buoyancy force [40]. The stability criterion Y is defined as the ratio of yield stress effects to gravity effects: $Y = \tau_0/(gD\Delta\rho)$. Jossic and Magnin [35] established a relation to define the smallest value of the Y for which the fiber does not move according to $Cd_{Od=\infty}^*$: the fiber is stable if $\tau_0/(gD\Delta\rho) \geq \pi/(4Cd_{Od=\infty}^*)$. $Cd_{Od=\infty}^*$ is always greater for rough cylinder than smooth cylinder (Figure II-6 and Table II-4). So high yield stress is necessary to stabilize a slippery fiber. For rough fiber (without slip), the yield stress must be as $\tau_0 \geq 0.0658(gD\Delta\rho)$ and for smooth fiber (with perfect slip), the yield stress must be as $\tau_0 \geq 0.0853(gD\Delta\rho)$.

II.1.4.2 Kinematics of flow

For $Od = 100$, velocities on surface, on the pole ($\theta = \pi/2$) and at the equator ($\theta = 0$) of the cylinder have been studied (see Figure II-3 for the definition of θ). The flow occurs in the x -direction far from the cylinder.

II.1.4.2.1 Slip velocity on the cylinder

The norm of the slip velocity on the cylinder (V_{cyl}) is studied in this section for values of V^* between 0.1 and 10^5 . Using the symmetry of the flow, each chart in Figure II-7 is drawn only for the top of the cylinder ($y \geq 0$). The wall slip increases when V^* increases. This parameter might control the amplitude of the phenomenon. Consequently, it is useful to divide the analysis according to V^* :

- when $V^* \leq 1$, differences between curves occur near the equator, specifically where the slip is low. Elsewhere, the curves are superimposed. The small effects of S' have been underlined earlier in this range of V^* for Cd^* (Figure II-5). After a certain point, the curves of the chart are overlapped because the slip is in the third regime of the slip law (of Eq. (10)). Particularly, this regime of slip is defined without S' . So the slip velocity is the same on the cylinder for $\tau_w > \tau_0$ regardless of S' . More concretely, S' depends only on the properties of the material of the cylinder [13–15]. So, when $\tau < \tau_0$, the material of the cylinder has an effect on the slipping near the equator and remains without effect for stresses above τ_0 .
- when $V^* > 1$, V_{max-PS} is reached, and because the velocity cannot be greater than V_{max-PS} , a maximum velocity zone occurs on the cylinder close to the pole. As V^* grows, this velocity occupies a larger surface on the cylinder. When comparing $V^* = 10$ and $V^* = 10^5$, it can be noted that the characteristic velocity is increasingly less influential.

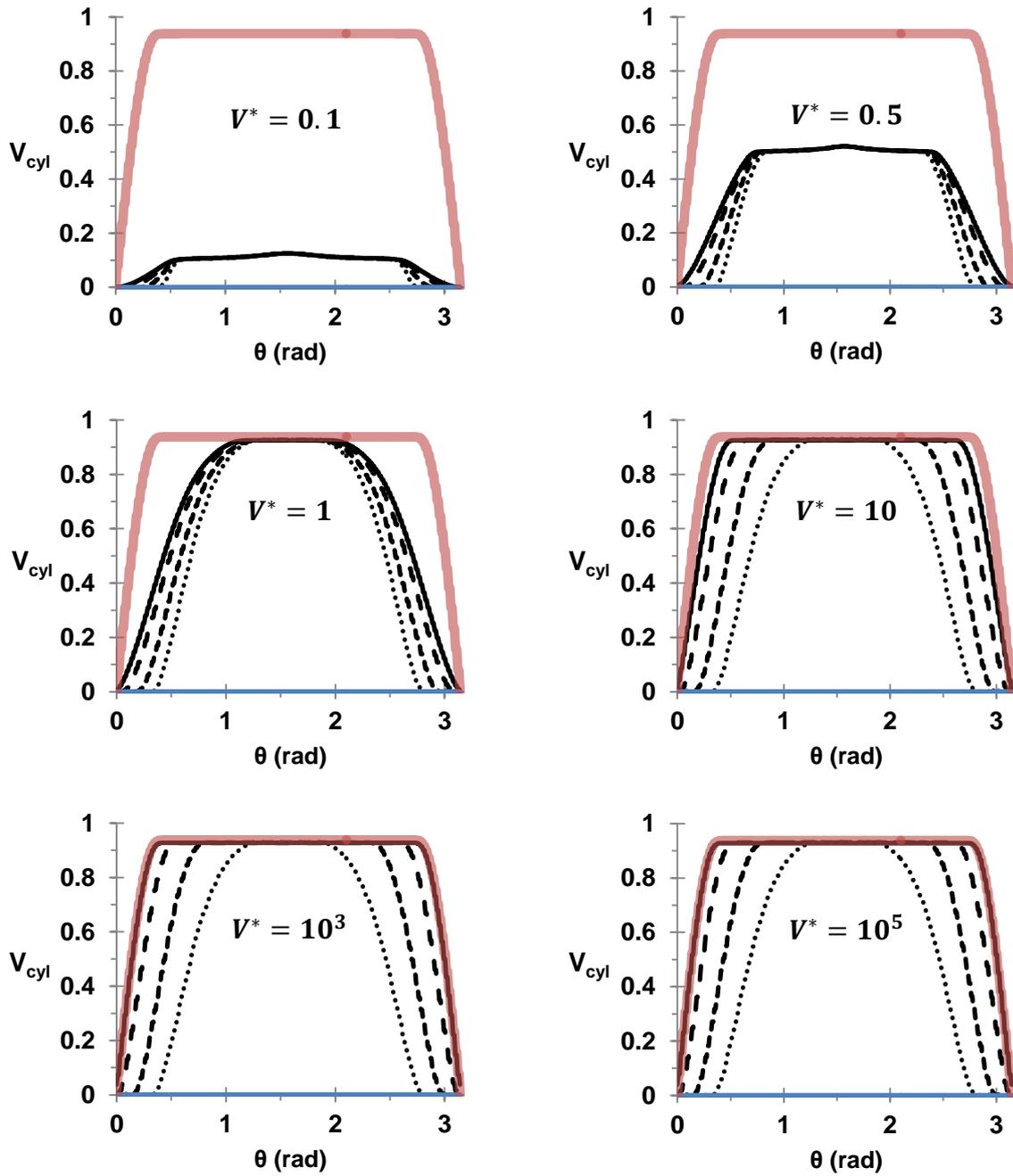


Figure II-7: Velocity on the cylinder as a function of θ when varying S' for $Od=100$: $S'=0$ (—), $S'=0.3$ (---), $S'=0.7$ (- -), $S'=1$ (.....), PS(—), ADH(—).

The first regime of Eq. (10) represents the adherence. The bigger S' is, the wider this no-slip zone is. Furthermore, the lowest stress value on the cylinder occurs at the equator. Therefore, the value of S' defines the point where the fluid begins to slip. Later (part II.1.4.3), it is shown that a rigid zone arises here.

II.1.4.2.2 Velocity from the equator $\theta=0$

The effects of slip on the downstream flow are studied here with the velocity plotted on a line along the x-axis from the equator of the cylinder. The value of the velocity far from the cylinder is V_∞ .

Each chart in Figure II-8 shows the velocity for a value of the threshold ratio and for several V^* . A significant change occurs in the flow near the equator when changing slip parameters. The greater the characteristic velocity is, the faster the velocity far from the cylinder (V_∞) is reached: the flow is confined by the wall slip in this direction. When S' grows, a zone where the velocity is null grows too. Curves tend to be close to the ADH limiting case and V^* is less and less influent. Therefore, S' is the most influential parameter for this part of the flow.

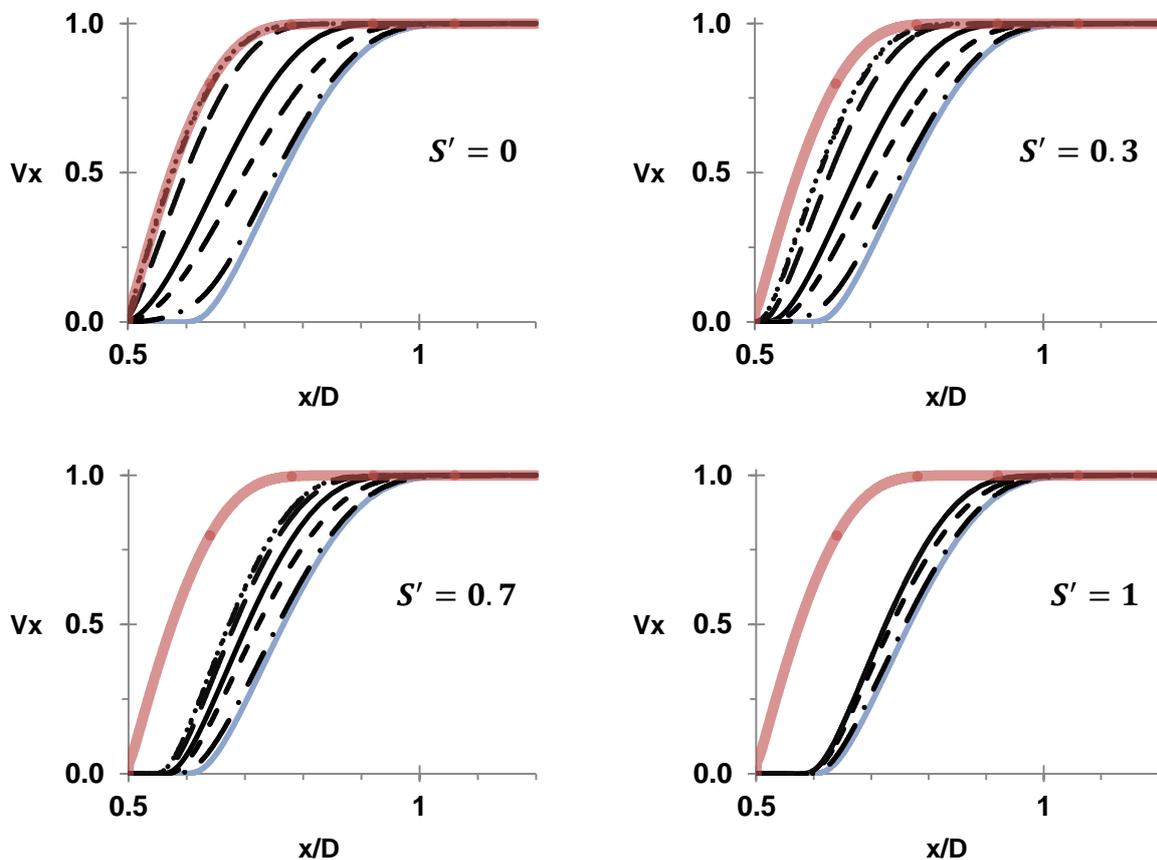


Figure II-8: Velocity from the equator when varying V^* for $Od=100$: ADH(—), $V^*=0.1$ (- · -), $V^*=0.5$ (- -), $V^*=1$ (—), $V^*=10$ (- - -), $V^*=10^3$ (- · · -), $V^*=10^5$ (.....), PS(—).

For the asymptotic cases defined previously (part II.1.3), PS and ADH are overlaid. A zero velocity zone is apparent with the adherence condition, and it decreases when S' decreases

until it disappears when the perfect-slip case is reached. Therefore the size of this zone could be obtained by analyzing the velocity from the equator.

II.1.4.2.3 Velocity from the pole $\theta=\pi/2$

The velocity studied here is the one plotted on a line along the y-axis from the pole on the cylinder. The effect of V^* is apparent in Figure II-9, which shows the results obtained after varying S' with a fixed value of V^* for each chart. The velocity close to the cylinder depends mainly on V^* . The effect of S' are apparent when $V^* > 1$ and far from the cylinder. Therefore, the effects of the slip on the flow at the pole are controlled by V^* .

The slip at the fluid-structure interface moves the velocity variations close to the cylinder. In fact, a shorter distance is required to reach V_∞ . Therefore, the flow is confined by the wall slip in the y-axis direction. Consequently, the rigid zones far from the cylinder should be closer to the cylinder due to the wall slip. This will be shown in the next section.

For the kinematics of flow in general, the effects of the parameters might be separate based on the value of V^* . When $V^* < 1$, the major parameter is V^* . When $V^* \geq 1$, the major value is S' . This behavior has also been observed with the drag coefficient in Figure II-5.

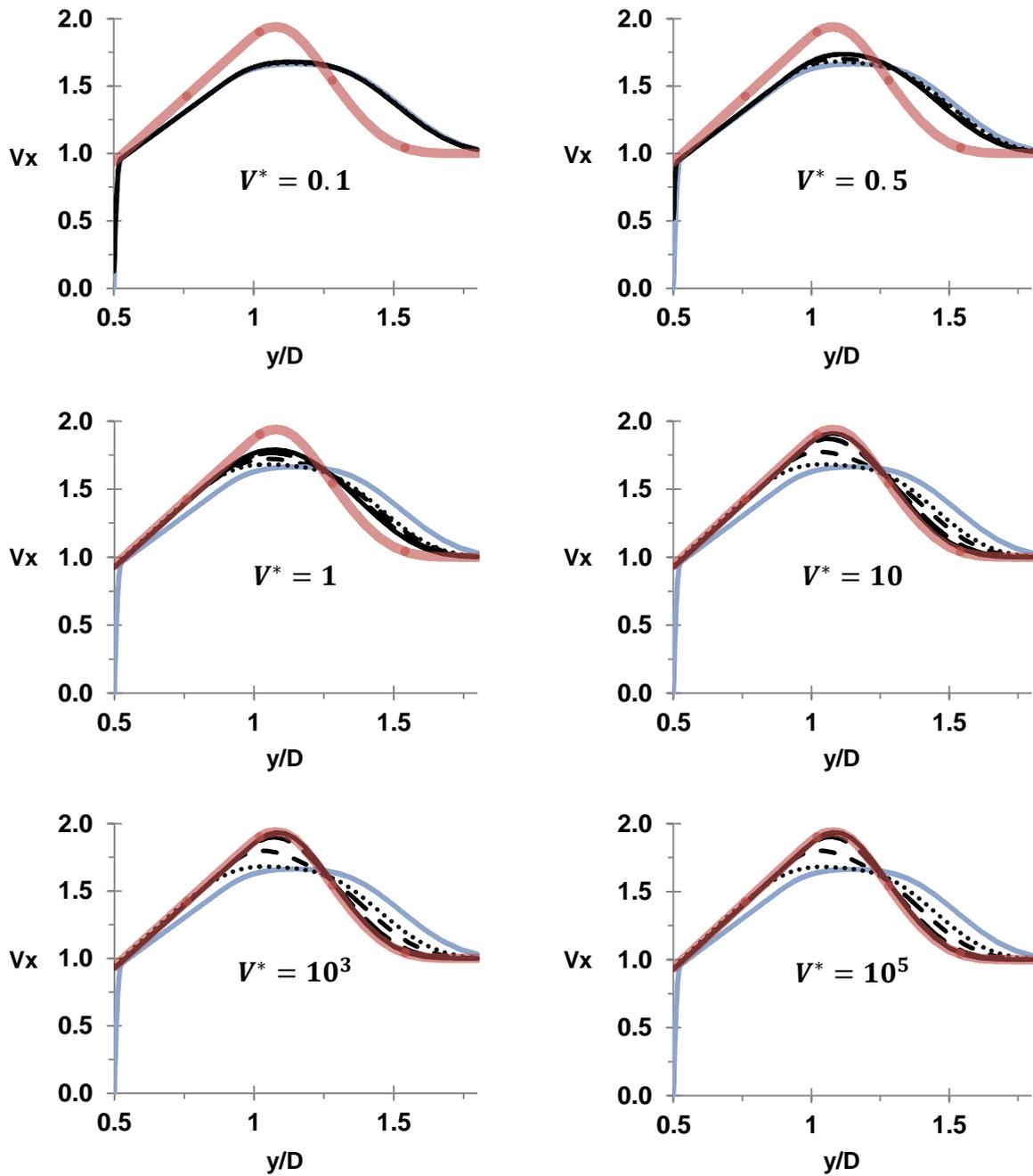


Figure II-9: Velocity from the pole when varying S' for $Od=100$: $S'=0$ (—), $S'=0.3$ (- -), $S'=0.7$ (- · -), $S'=1$ (·····), PS(—), ADH(—).

II.1.4.3 Rigid zones

For industrial applications, knowing the behavior and the size of the rigid zones is useful. For example, this knowledge could be interesting in the case of concrete flows around a reinforcing bar or to design a mixing system.

Figure II-10 shows, the evolution of rigid zones according to V^* and S' for $Od = 100$. The limiting cases are illustrated to compare the different methods of reaching those cases. The pair of parameters for the slip law (S', V^*) should respectively approach the following values

to have adherence (ADH) and perfect-slip (PS): $(1,0)$ and $(0, +\infty)$. When the parameters take $(S', V^*) = (0, 10^5)$ and $(S', V^*) = (1, 0.1)$, it can be noticed that rigid zones of limiting cases are very similar.

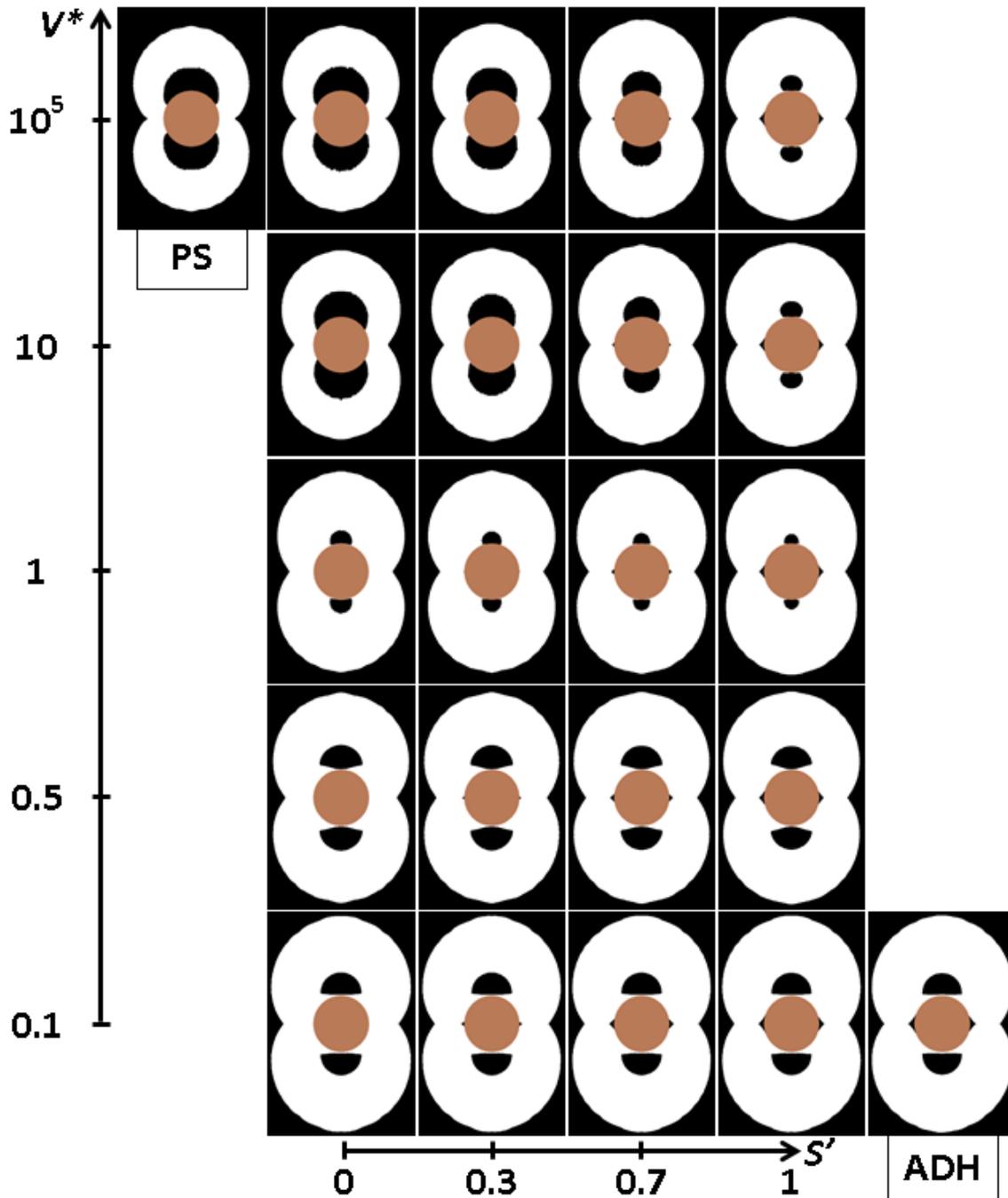


Figure II-10: Changes of rigid zones according to the slip parameters for $Od=100$. The flow direction occurs from the left to the right.

Increasing S' values causes an overall trend for each rigid zone type: Z2 becomes larger, Z3 becomes smaller and Z1 moves away from the cylinder. Except for Z2, the effects of S' are more pronounced when $V^* > 1$.

Increasing V^* has an overall effect for Z1 and Z2: Z2 becomes smaller, and Z1 moves toward the cylinder. However, the effect of this parameter is small when $V^* > 1$. For Z3, the analysis must be divided regarding V^* . Up to 1, the size of that rigid zone decreases, and Z3 approaches the cylinder. When $V^* > 1$, it tends to spread on the cylinder. However, this spreading narrows around the equator when S' increases. The results for the kinematics of flow can be linked to these conclusions: for the velocity on the cylinder, the maximum slip velocity spreads on the cylinder when V^* increases (Figure II-7).

The small differences observed between the rigid zones of $V^* = 10$ and $V^* = 10^5$ support the fact that when $V^* = 1$ is exceeded, the characteristic velocity has a weak effect, and the main effective parameter is S' .

II.1.5 Conclusion

In this work, the effects of wall slip during the creeping flow of a viscoplastic fluid around a circular cylinder are studied numerically. A slip law, which has a theoretical approach taken from recent papers built on an elastohydrodynamic model of lubrication, is implemented using numerical software. This law is suitable for model yield stress fluids, such as Carbopol gel; Carbopol gel is a commonly used material in industry and also in research. Two parameters are used to control the slip at the fluid-structure interface: the characteristic velocity V^* and the threshold ratio S' .

After a validation through a comparison with theoretical asymptotic cases and experimental data, results for the plastic drag coefficient, flow kinematics and rigid zones are presented, illustrating the changes provided by slipping. It is shown with the decreasing of Cd^* that the forces endured by the cylinder are reduced by the slip. The kinematics of the flow is also significantly modified by slippage. The sheared zone becomes smaller so the flow is more and more confined due to the slip which induces modifications on the rigid zones.

The method presented in this paper to simulate the slip of yield stress fluids could be used for applications in the context of industrial issues or various experimental cases.

Acknowledgments

Laboratoire Rhéologie et Procédés is part of the PolyNat Carnot Institute and LabEx TEC 21, which is a "Laboratoire d'Excellence" co-financed by the French Government as part of its "Investissements d'avenir" program (ANR-11-LABX-0030-01).

References

- [1] Balmforth, N. J., Frigaard, I. A., and Ovarlez, G., 2014, "Yielding to Stress: Recent Developments in Viscoplastic Fluid Mechanics," *Annual Review of Fluid Mechanics*, **46**(1).
- [2] Daprà, I., and Scarpi, G., 2011, "Pulsatile Poiseuille Flow of a Viscoplastic Fluid in the Gap Between Coaxial Cylinders," *ASME J. Fluids Eng.*, **133**(8), pp. 081203 (7pages).
- [3] Kalombo, J. J. N., Haldenwang, R., Chhabra, R. P., and Fester, V. G., 2014, "Centrifugal Pump Derating for Non-Newtonian Slurries," *ASME J. Fluids Eng.*, **136**(3), pp. 031302 (11 pages).
- [4] Barnes, H. A., 1999, "The yield stress—a review or 'παντα ρει'—everything flows?," *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **81**(1–2), pp. 133–178.
- [5] Barnes, H. A., 1995, "A review of the slip (wall depletion) of polymer solutions, emulsions and particle suspensions in viscometers: its cause, character, and cure," *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **56**(3), pp. 221–251.
- [6] Sochi, T., 2011, "Slip at Fluid-Solid Interface," *Polymer Reviews*, **51**(4), pp. 309–340.
- [7] Sunarso, A., Yamamoto, T., and Mori, N., 2006, "Numerical Analysis of Wall Slip Effects on Flow of Newtonian and Non-Newtonian Fluids in Macro and Micro Contraction Channels," *ASME J. Fluids Eng.*, **129**(1), pp. 23–30.
- [8] Ahonguio, F., Jossic, L., and Magnin, A., 2014, "Influence of surface properties on the flow of a yield stress fluid around spheres," *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **206**, pp. 57–70.
- [9] Darbouli, M., Métivier, C., Piau, J.-M., Magnin, A., and Abdelali, A., 2013, "Rayleigh-Bénard convection for viscoplastic fluids," *Physics of Fluids (1994-present)*, **25**(2), p. 023101.
- [10] Magnin, A., and Piau, J. M., 1990, "Cone-and-plate rheometry of yield stress fluids. Study of an aqueous gel," *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **36**, pp. 85–108.
- [11] Wang, C. Y., 2012, "Brief Review of Exact Solutions for Slip-Flow in Ducts and Channels," *ASME J. Fluids Eng.*, **134**(9), pp. 094501 (3 pages).

- [12] Piau, J.-M., and Piau, M., 2005, “Letter to the Editor: Comment on ‘Origin of concentric cylinder viscometry’ [J. Rheol. 49, 807–818 (2005)]. The relevance of the early days of viscosity, slip at the wall, and stability in concentric cylinder viscometry,” *Journal of Rheology*, **49**(6), pp. 1539–1550.
- [13] Meeker, S. P., Bonnecaze, R. T., and Cloitre, M., 2004, “Slip and flow in pastes of soft particles: Direct observation and rheology,” *Journal of Rheology*, **48**(6), pp. 1295–1320.
- [14] Seth, J. R., Cloitre, M., and Bonnecaze, R. T., 2008, “Influence of short-range forces on wall-slip in microgel pastes,” *Journal of Rheology*, **52**(5), pp. 1241–1268.
- [15] Piau, J.-M., 2007, “Carbopol gels: Elastoviscoplastic and slippery glasses made of individual swollen sponges,” *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **144**(1), pp. 1–29.
- [16] Mossaz, S., Jay, P., and Magnin, A., 2012, “Experimental study of stationary inertial flows of a yield-stress fluid around a cylinder,” *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **189–190**, pp. 40–52.
- [17] Seth, J. R., Locatelli-Champagne, C., Monti, F., Bonnecaze, R. T., and Cloitre, M., 2012, “How do soft particle glasses yield and flow near solid surfaces?,” *Soft Matter*, **8**(1), pp. 140–148.
- [18] Métivier, C., and Magnin, A., 2011, “The effect of wall slip on the stability of the Rayleigh–Bénard Poiseuille flow of viscoplastic fluids,” *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **166**(14–15), pp. 839–846.
- [19] Métivier, C., Rharbi, Y., Magnin, A., and Bou Abboud, A., 2012, “Stick-slip control of the Carbopol microgels on polymethyl methacrylate transparent smooth walls,” *Soft Matter*, **8**(28), pp. 7365–7367.
- [20] Navier, C. L. M. H., 1823, “Mémoire sur les Lois du Mouvement des Fluides,” *Memoires de l’Academie Royale des Sciences de l’Institut de France*, **VI**, pp. 389–440.
- [21] Damianou, Y., Philippou, M., Kaoullas, G., and Georgiou, G. C., 2014, “Cessation of viscoplastic Poiseuille flow with wall slip,” *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **203**, pp. 24–37.
- [22] Lawal, A., and Kalyon, D. M., 1997, “Viscous heating in nonisothermal die flows of viscoplastic fluids with wall slip,” *Chemical Engineering Science*, **52**(8), pp. 1323–1337.

- [23] Lawal, A., and Kalyon, D. M., 1997, "Nonisothermal extrusion flow of viscoplastic fluids with wall slip," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **40**(16), pp. 3883–3897.
- [24] Tang, H. S., and Kalyon, D. M., 2004, "Estimation of the parameters of Herschel-Bulkley fluid under wall slip using a combination of capillary and squeeze flow viscometers," *Rheol Acta*, **43**(1), pp. 80–88.
- [25] Pearson, J. R. A., and Petrie, C. J. S., 1965, *Proceedings of the Fourth International Congress on Rheology*, Wiley, New York.
- [26] Fortin, A., Côté, D., and Tanguy, P. A., 1991, "On the imposition of friction boundary conditions for the numerical simulation of Bingham fluid flows," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, **88**(1), pp. 97–109.
- [27] Roquet, N., 2000, "Résolution numérique d'écoulement à effets de seuil par éléments finis mixtes et adaptation de maillage," Ph.D. thesis, Université de Grenoble.
- [28] Roquet, N., and Saramito, P., 2008, "An adaptive finite element method for viscoplastic flows in a square pipe with stick–slip at the wall," *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **155**(3), pp. 101–115.
- [29] Tokpavi, D. L., Magnin, A., and Jay, P., 2008, "Very slow flow of Bingham viscoplastic fluid around a circular cylinder," *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **154**(1), pp. 65–76.
- [30] Mitsoulis, E., 2004, "On creeping drag flow of a viscoplastic fluid past a circular cylinder: wall effects," *Chemical Engineering Science*, **59**(4), pp. 789–800.
- [31] Deglo De Besses, B., Magnin, A., and Jay, P., 2003, "Viscoplastic flow around a cylinder in an infinite medium," *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **115**(1), pp. 27–49.
- [32] Papanastasiou, T. C., 1987, "Flows of Materials with Yield," *Journal of Rheology*, **31**(5), pp. 385–404.
- [33] Mossaz, S., Jay, P., and Magnin, A., 2010, "Criteria for the appearance of recirculating and non-stationary regimes behind a cylinder in a viscoplastic fluid," *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **165**(21–22), pp. 1525–1535.

- [34] Burgos, G. R., Alexandrou, A. N., and Entov, V., 1999, "On the determination of yield surfaces in Herschel–Bulkley fluids," *Journal of Rheology*, **43**(3), pp. 463–483.
- [35] Jossic, L., and Magnin, A., 2009, "Drag of an isolated cylinder and interactions between two cylinders in yield stress fluids," *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **164**(1–3), pp. 9–16.
- [36] Randolph, M. F., and Houlsby, G. T., 1984, "The limiting pressure on a circular pile loaded laterally in cohesive soil," *Géotechnique*, **34**(4), pp. 613–623.
- [37] Aubeny, C., Shi, H., and Murff, J., 2005, "Collapse Loads for a Cylinder Embedded in Trench in Cohesive Soil," *International Journal of Geomechanics*, **5**(4), pp. 320–325.
- [38] Zollo, R. F., 1997, "Fiber-reinforced concrete: an overview after 30 years of development," *Cement and Concrete Composites*, **19**(2), pp. 107–122.
- [39] Shah, S. P., and Rangan, B. V., 1971, "Fiber Reinforced Concrete Properties," *ACI Journal Proceedings*, **68**(2), pp. 126–137.
- [40] Chhabra, R. P., 1993, *Bubbles, Drops, and Particles in Non-Newtonian Fluids*, CRC press.
- [41] Murff, J. D., 1989, "Pipe penetration in cohesive soil," *Géotechnique*, **39**(2), pp. 213–229.

II.2 Non-recirculating flow of a yield stress fluid around a circular cylinder in a Poiseuille flow

Ozogul H, Jay P, Magnin A. (2015), Non-recirculating flow of a yield stress fluid around a circular cylinder in a Poiseuille flow. *AICHE J.*, revised in March 2016.

Résumé :

L'écoulement laminaire non-recirculant de fluides élasto-viscoplastiques à base de Carbopol est étudié expérimentalement et numériquement dans une configuration de Poiseuille. La méthode PIV (Particle Image Velocimetry) est utilisée pour analyser les champs cinématiques. Des résultats sont apportés sur la morphologie et l'évolution du champ de vitesse de l'écoulement autour d'obstacle cylindrique. Des informations sur la taille des zones de l'écoulement où le fluide se comporte comme un solide sont données. Des comparaisons sont effectuées avec les résultats de simulation numérique utilisant un modèle d'Herschel-Bulkley régularisé. Une asymétrie expérimentale est mise en évidence dans le cas rampant avec une survitesse apparaissant immédiatement à l'aval du cylindre alors que numériquement l'écoulement est symétrique.

Mot clés : écoulement non-recirculant, fluide viscoplastique, zones rigides, cylindre circulaire, nombre d'Oldroyd.

II.2.1 Introduction

As optimization of industrial processes are presently of major concern, control operations involving monitoring the kinematics and dynamics of non-Newtonian fluid flows are of paramount importance. In this field, the so-called yield stress fluids form a class of fluid with strong specificities, especially related to the applied stress [1,2]. Such fluids are characterized by a solid-liquid transition: below a certain yield stress, the material behaves as a solid and it flows as a liquid above this stress value. The abundant use of this fluid category in industry and in everyday life points out their significant importance: there is an increase of research studies that aim to fill the lack of knowledge on their flow behavior [2,3].

This study focuses on low inertial laminar flows covering non-recirculating flow regimes around a cylindrical obstacle in a confined environment. A cylinder is placed in a duct of rectangular cross-section with a given confinement. The cylinder and the duct wall are at rest, the fluid is moved by the means of a motor pump system: the flow pattern corresponds to a Poiseuille case. Many analytical, numerical and experimental approaches have been performed in this configuration in the Newtonian case (Zdravkovich [4]). As regards yield stress fluids, few studies have concerned creeping flows around a cylinder in an infinite medium. One of the first analytical studies is related to the work by Adachi and Yoshioka [5] who have provided results on drag forces and flow features. A review of analytical approaches, based on plasticity methods, has been presented by Tokpavi et al. [6]. Deglo De Besses et al. [7] have presented numerical results on the flow kinematics and morphologies, for a cylinder with an adherent surface or with a zero tangential stress assumption, supplemented by additional numerical data by Tokpavi et al. [6] for a cylinder with no slip condition and significant plasticity effects. In this field, a more complete review has been provided in a paper by Putz and Frigaard [8]. A recent numerical study focused on slipping effects for viscoplastic fluid flow morphologies has been proposed by Ozogul et al. [9]. Experimental results on creeping flows in an infinite medium have been provided by Jossic and Magnin [10,11] and by Tokpavi et al. [12].

To our knowledge, Zisis and Mitsoulis [13] have provided the first numerical study concerning confined flows of yield stress with a regularized Bingham model in a Poiseuille flow configuration. The results have essentially concerned the variation of the shapes of non-sheared zones and of the drag coefficient according to the confinement. Roquet and Saramito [14] have proposed a numerical model using an augmented Lagrangian method in Bingham fluid creeping flows. Their results are given according to the confinement and concern the

unsheared areas, the velocity and stress fields and the drag coefficient. As regard the experimental flow of yield stress fluid in a confined medium, we are only aware of the paper of Mossaz et al. [15]. This study focuses on flows ranging from weakly inertial non-recirculating regimes to non-stationary inertial regimes in a uniform flow configuration, which occurs when the cylinder is moving in a fluid channel at rest. Results on inertial laminar flows morphologies with and without recirculation are provided. However, this study does not deal with the creeping flows without inertia.

No information is available in the case of experimental work concerning flows of a yield stress fluid around a cylinder in Poiseuille flow condition [16]. The present study provides new experimental results for regimes ranging from creeping cases without inertia to the inertial laminar case without recirculation at the rear of the cylinder. Our results focus on several flow characteristics as flow morphologies, kinematic fields, unsheared zones and effects of confinement. An original experimental set-up has been built and Carbopol gels were used for experiments, after a careful rheological characterization. During the experimental work, the slip at the wall, often encountered with yield stress fluids [17], has been controlled and eliminated. We also performed numerical computations with a Herschel-Bulkley viscoplastic fluid model in order to make comparison with our experimental results.

II.2.2 Theory

A Poiseuille flow of an incompressible fluid in a rectangular cross-section channel (Figure II-11) in isothermal conditions is considered. A cylindrical obstacle of diameter $D = 2 \text{ mm}$ is placed in the center of the flow domain. The confinement β , defined as the ratio of the cylinder diameter to the channel width, is constant and set as $\beta = 0.2$. Therefore the channel width is $5D$ (10 mm) and its length is $70D$ (140 mm). A depth of $10D$ (20 mm) has been chosen. The cylinder is placed $40D$ (80 mm) away from the entrance to ensure an established steady flow upstream of the obstacle. The choice of dimensions is based on a prior numerical study of flow. The paramount consideration was to obtain an upstream flow where the velocity profile is established and not disturbed by the inflow in the duct.

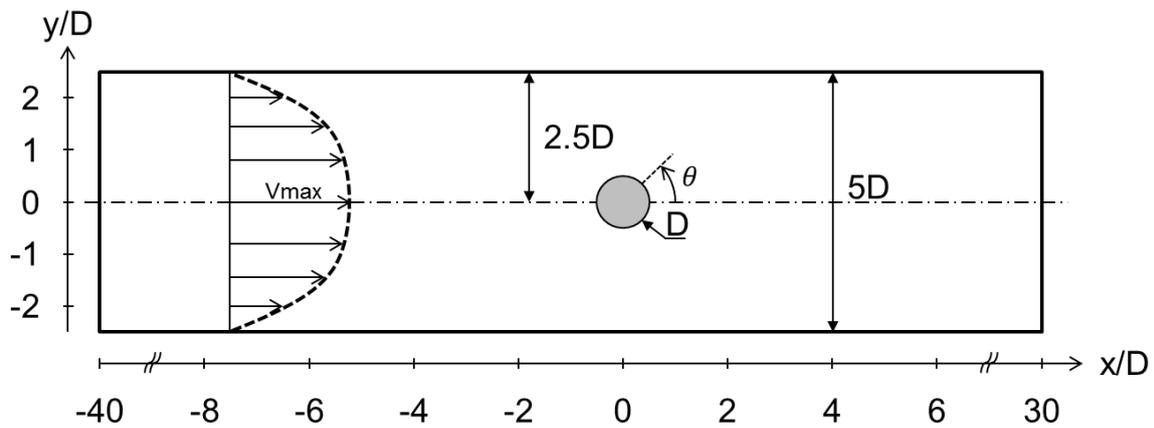


Figure II-11: Diagram of the channel

The reference point of the scheme is centered on the middle of the cylinder. The dimensionless position of the cylinder is defined as $(x/D; y/D) = (0; 0)$ by using the diameter D of the cylinder as a reference length. The angle θ is defined in the trigonometric direction centered on the cylinder, as shown in Figure II-11. Two velocity profiles are particularly examined. On the one hand, the "velocity at the pole" is considered, defined as the profile from the surface of the cylinder $(x/D; y/D) = (0; 0.5)$ to the channel wall at $(x/D; y/D) = (0; 2.5)$. The flow area at the pole is the most confined zone of the channel, owing to the presence of the cylinder. On the other hand, the "velocity at the equator", defined by the profile $y/D = 0$ from the upstream to the downstream of the cylinder, is found of interest. In the cases investigated, the equatorial line is an axis of symmetry. Therefore, the velocity on this line is oriented only along the \vec{x} axis. The two intersection points of the equator with the cylinder are stagnation points of zero velocity.

The viscoplastic model with a von Mises criterion is the most often adopted one for yield stress fluids. The behavior of the material changes according to τ , the second invariant of the deviatoric part of the stress tensor, and τ_0 , the yield stress. When τ is smaller than τ_0 , the fluid does not undergo a volume strain. Once it is exceeded, the fluid flows according to a Herschel-Bulkley law. This viscoplastic model is formulated as:

$$\begin{cases} \bar{\tau} = \left(K\dot{\gamma}^{n-1} + \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}} \right) \bar{\dot{\gamma}} & \text{if } \tau > \tau_0 \\ \bar{\dot{\gamma}} = \bar{0} & \text{if not} \end{cases} \quad \text{Eq. 1}$$

where $\bar{\tau}$ denotes the deviatoric part of the stress tensor, K is the consistency, n is the power law index. $\bar{\dot{\gamma}}$ and $\dot{\gamma}$ are the strain rate tensor and the shear rate, respectively.

Carbopol gels have been used as a reference model for yield stress fluid experiences [2,18] and they follow Eq. 1 at steady state. However, it should be pointed out that yield stress fluids often exhibit an elastic behavior, including Carbopol gels used in experimental studies [19]. The behavior of Carbopol gels was studied in detail by Piau [20]. It has the advantage of not presenting a significant thixotropic behavior [20], nor particular elongational effects [20-22]. In the present paper, the Carbopol gels are considered as rigid without elasticity under the yield stress fluids. But keep in mind that the behavior below the threshold is more complex. It is interesting to make a synthesis of knowledge on mechanisms when the state of the material changes from a solid to fluid behavior. Divoux et al. [23,24] and Caton and Baravian [25] studied the flow process induced by shear when a Carbopol gel is subjected to an applied stress. They observe three regimes before reaching a steady flow modeled by Herschel-Bulkley law:

- A first phase corresponds to a prompt response of the elastic material.
- Secondly, with an imposed stress under the yield stress, they observe first a creep whose shear rate varies as power of time. They compare it to the primary creep (creep Andrade) observed in solid materials [26,27]. Divoux et al. [23,24] found that the shear rate evolves as $\dot{\gamma} \propto t^{-2/3}$ while Caton and Baravian [25] in accordance with Coussot et al. [28] and Nechad et al. [27] found $\dot{\gamma} \propto t^{-1}$. Møller et al. [29] measured creep, below the yield stress, characterized by an increase in the instantaneous viscosity μ_t according to a power law function of time ($\mu_t \propto t^m$). Dimitriou et al. [30] found the same type of evolution with $m = 0.9$ with the large amplitude oscillating shear (LAOS) under controlled stress. They have interpreted this as a

kinematic hardening which takes into account the dynamic variation of the yield stress surface of the material. This results in an increase of the yield stress (or hardening) in the direction of the stress. It is a widely used concept field of plasticity and in solid mechanics (e.g. Lemaitre and Chaboche [31]).

- Thirdly, after this creep Andrade regime and under imposed stress, Divoux et al. [24,32], Caton and Baravian [25], Coussot et al. [28] observed a minimum in the value of the shear rate. This time is called "transition time" then there is a more or less abrupt increase of the shear rate to reach steady state in flow regime. This zone corresponds to the complete fluidization Carbopol gel. In this zone, Divoux et al. [23,24,32] observe, by an ultrasonic ultrasound technique, a regime of "transient shear banding" before reaching the steady state with a homogeneous velocity field. This behavior is observed in imposed shear rate as well as imposed stress. For Divoux et al. [23,24], this transition time (time flow process) decreases according to the following shear rate power law for their Carbopol gels: $t_f \sim 272/\dot{\gamma}^{2.3}$. From that time, the flow is homogeneous.

Dimitriou et al. [30] have then proposed a sophisticated law behavior which containing the concept of kinematic hardening and can represent most of the behaviors exhibited by the gels of Carbopol: creep and the time dependence of the viscosity below a critical stress, a viscosity bifurcation in a critical stress and the behavior of Herschel-Bulkley at large stresses. However in the present paper, the purpose is to study the flow of yield stress fluids around a cylinder in a particular flow configuration. Therefore, Carbopol gels are simply considered as rigid material without elasticity below the yield stress.

The flow of a yield stress fluid around a cylinder may be characterized by three dimensionless numbers. The maximum velocity of the steady upstream profile (V_{max}) has been chosen as velocity scale. Thus, the three dimensionless numbers are:

- n , the index of the power law which defines the shear-thickening ($n > 1$) or the shear-thinning ($n < 1$) of the material;
- $Re = \rho V_{max}^{(2-n)} D^n / K$, the Reynolds number which illustrates the ratio of inertial effects to viscous effects;
- $Od = \tau_0 / (K (V_{max}/D)^n)$, the Oldroyd number which represents the ratio of yield stress effects to viscous effects.

In this study, we also consider the following dimensionless parameters:

- Re_c and Od_c that stand for the critical transition values from the non-recirculating flow regime to the steady flow regime with recirculations, respectively for the Reynolds and the Oldroyd numbers;
- $We = \lambda/(D/V_{max})$, the Weissenberg number which represents the ratio of the relaxation time of the fluid to the experiment characteristic time. The fluid relaxation time may be defined as $\lambda = (K/G')^{1/n}$ where G' is the elastic modulus of the material.

II.2.3 Materials and methods

II.2.3.1 Experimental setup

The experimental device, shown schematically in Figure II-12, is a closed test loop. The fluid is moved by a PCM volumetric pump with an adjustable flow rate between 0 and $2 \text{ m}^3/\text{h}$. The operating principle of this pump is based on the rotation of an eccentric rotor in a coil stator thereby having a non-pulsing constant flow rate. The flow rate is measured upstream of the test channel with a Krohne electromagnetic flowmeter with an accuracy of $10^{-3} \text{ m}^3/\text{h}$. A plate heat exchanger enables to control the temperature in order to compensate the temperature rise of the fluid resulting from frictions in the loop, especially in the pump. The fluid temperature is measured with an accuracy of $\pm 0.2 \text{ }^\circ\text{C}$ inside the circuit with a thermocouple just before the fluid flows through the channel. Measurements are performed at a fixed temperature within $\pm 0.5 \text{ }^\circ\text{C}$, regulated by the cold water flow rate of the heat exchanger.

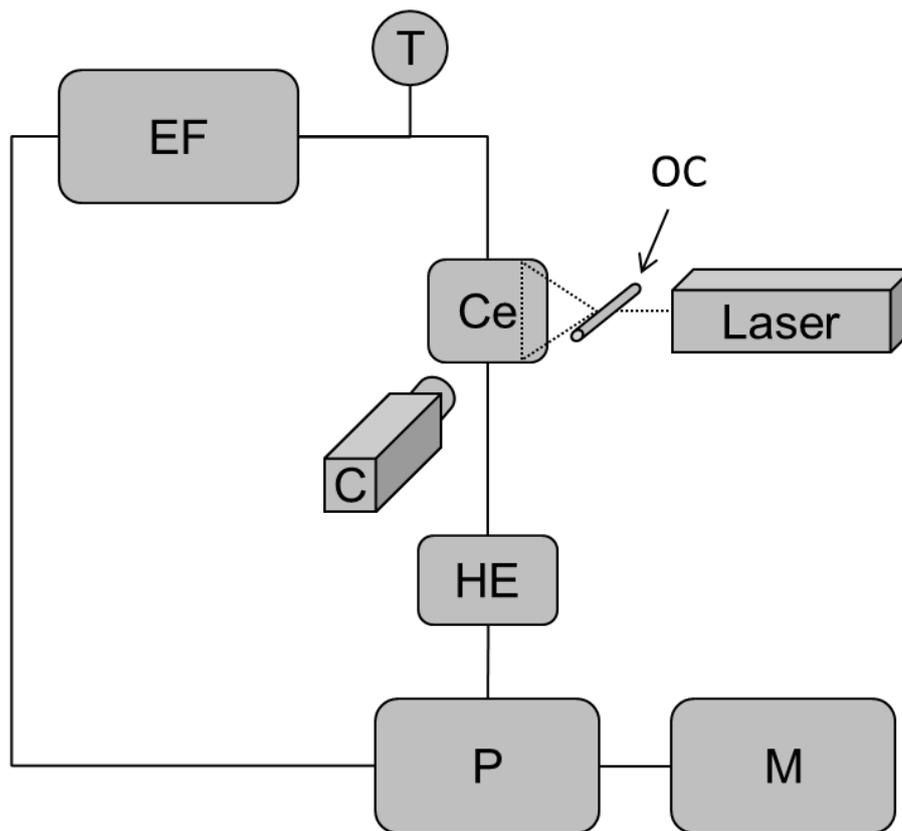


Figure II-12: Simplified diagram of the experimental set-up where *EF* is the electromagnetic flowmeter, *T* is the thermocouple for measuring the temperature, *Ce* is the test channel, *OC* is the optical cylinder to generate the laser sheet, *C* is the high-speed camera, *HE* is the heat exchanger, *P* is the pump and *M* is the electric motor.

The channel is made of transparent PMMA (polymethyl methacrylate) with 10 mm thick walls. The surfaces of the duct had undergone a fine polishing to avoid optical disturbances. A metal structure is used to strengthen the test section as the pressure in the circuit may exceed 1 MPa.

The circular cylinder used was made of titanium with three dimensions EBM (Electron Beam Melting) printing technology over a length equal to the depth of the channel, being $10D$. It has a diameter of $D = 2 \text{ mm}$. The roughness is $Ra = 19 \mu\text{m}$ and it has been measured with the Infinite Focus made by Alicona. The Carbopol gel microstructures size ranging between 2 and $20 \mu\text{m}$ [20]. A rheometry test has been provided with a plate made with the same process and then the same roughness as the cylinder. The rheometry results show this roughness suppress wall slip for our Carbopol gels.

Each measurement campaign has begun by establishing a relationship between the flow rate and V_{max} . The velocity profiles have been identified by PIV throughout the range of flow rates deliverable by the pump. V_{max} of each velocity profile is raised with a 3 % uncertainty. For the lowest flow rates, the velocity has been directly read on the results of PIV because the pump accuracy is deteriorated for rates below $0.08 \text{ m}^3/\text{h}$. This relationship allows us to link the flow directly to the Reynolds number. During the experiment, several samples of the gel are removed from the loop in order to verify the homogeneity of the mixture. Then, a rheometry test is performed on samples to characterize the material. The parameters determined by these tests (τ_0, K, n, G', G'') and the relationship giving the maximum velocity according to the flow rate are used in order to evaluate the Reynolds and the Oldroyd numbers.

II.2.3.2 Fluids and rheology

The rheometer used for shear characterization is the DHR3 from TA Instruments which operates in imposed stress. A cone-and-plate geometry was selected. The surfaces were roughened with sandpaper of a roughness $Ra \approx 60 \mu\text{m}$ to prevent slipping [17]. The temperature of the sample was regulated with a precision of $\pm 0.1^\circ\text{C}$. The rheometer and its geometry have been checked through the use of standard Newtonian oil which has a dynamic viscosity with an accuracy of $10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$. The air humidity in the immediate environment of the sample was saturated to prevent evaporation. The method used is that described by Magnin and Piau [17]. The free surface of the sample, representing its visible part between the

cone and the plate, has been checked during tests. Indeed, Carbopol gels may be subject to fractures and losses due to shear or evaporation [17].

A Newtonian fluid based on aqueous glucose solution has been used to validate the experimental set-up. This solution has consisted of pure glucose with a concentration of 66.5 mass% and deionized water. The temperature dependence of the solution changes according to the equation $\eta = 0.353e^{-0.061T}$ with η in *Pa.s* and the temperature T in $^{\circ}C$. The rheometric measurements are estimated to have an accuracy of $\pm 10\%$.

The yield stress fluid used is an aqueous gel Carbopol 940 (B.F. Goodrich). The material is a polymer initially in powder form. Carbopol gel is prepared in two stages. The first consists to add the sifted powder in distilled water. The resulting solution is acidic with a pH between 2 and 3 and it is of whitish color. The second step consists to neutralize the solution and to make it transparent by means of an inorganic base (sodium hydroxide, NaOH). The neutralization rapidly leads to significant thickening owing to swelling of the microgels in the solution. Carbopol gels are therefore disorderly and concentrated microgel suspensions akin to "elastic sponges" which swell by absorbing water [20]. The microgels are polydispersed and their sizes vary between $2\ \mu m$ and $20\ \mu m$ [20]. The amount of soda added is quantized to obtain a pH close to 7 as viscosity reaches its peak around this value [18].

When studying yield stress fluid flows, the presence of bubbles within the fluid should be avoided because the yield stress prevents them to rise to the surface. To avoid trapping bubbles in the fluid, in-situ neutralization within the loop has been made. Firstly, the Carbopol powder-water mixture is introduced in order to bleed the air from the system before neutralization. After purging, the injection of the soda is carried out under pressure and the fluid is set in motion in order to facilitate distribution in the flow loop. The flow is then maintained until homogenization of the gel which one has been obtained by maintaining the flow in the loop until three samples (taken at different time) give the same rheological behavior.

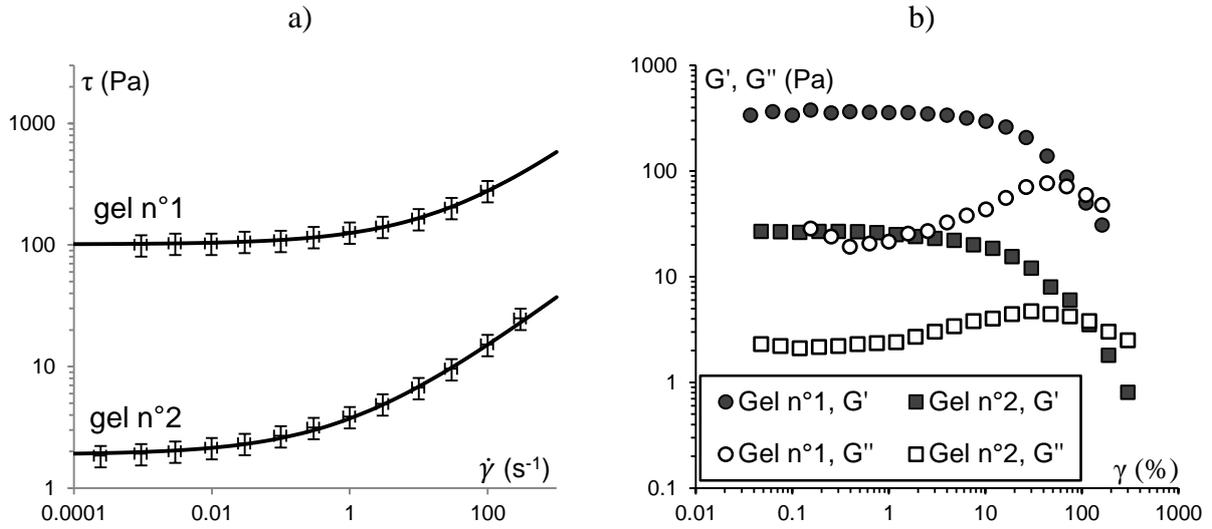


Figure II-13: Rheometric results for the gels n°1 and n°2. a): Experimental flow curves with symbols and Herschel-Bulkley law in full lines. b) Elastic modulus G' and viscous modulus G'' as a function of the strain for an oscillation frequency of $\omega = 1 \text{ rad. s}^{-1}$.

Two gels of quite different consistencies (see Table II-1) were prepared to cover a wide range of Reynolds numbers. Figure II-13–a shows the evolution of the shear stress versus shear rate in steady state for both yield stress fluids. The parameters of the Herschel-Bulkley model, fitted to the experimental points, are summarized in Table II-1. It should be noted that the shear-thinning index is found to be identical for both fluids.

Table II-1: Fluid characteristics obtained by rheometry

	$\tau_0 \text{ (Pa)}$	$K \text{ (Pa. s}^n\text{)}$	n	$G' \text{ (Pa)}$	%Wt
Glucose	0	$0.353e^{-0.0617}$	1	–	66.5%
Gel n°1	101.2	24	0.43	350	1%
Gel n°2	1.88	1.85	0.43	27	0.11%

Figure II-13–b shows variations of the elastic modulus G' and the viscous modulus G'' as a function of the strain for an oscillation frequency of $\omega = 1 \text{ rad. s}^{-1}$. The linear area in which the fluid behaves as an elastic solid extends to 10% strains. In this area, the modulus G' is greater than G'' by about one decade, thereby confirming the yield stress fluid behavior. The elasticity modulus for each gel is given in Table II-1. Thus, at small strains, Carbopol gels used in this paper may show elastic behavior.

II.2.3.3 Numerical simulations

The numerical modeling developed in this article is based on solving the mass and momentum conservation equations thanks to a finite volume method with the ANSYS Fluent software (version 13.0). A second-order scheme is adopted to discretize the convective terms in the equations. The SIMPLEC method (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations Consistent) is used as coupling procedure between pressure and velocity.

The boundary conditions of our study may be expressed as follows:

- a condition of adhesion is applied to the surface of the cylinder and to the side walls :

$$\vec{V} = \vec{0}$$
- a uniform velocity profile is applied to the channel at the inlet: $V_x = U$ and $V_y = 0$
- a zero flow condition is applied to the channel at the outlet: $\partial V_x / \partial x = 0$ and $\partial V_y / \partial x = 0$

The Herschel-Bulkley constitutive law (Eq. 1) is regularized by applying the Papanastasiou's method [33]. The relevance of this method has been studied for this type of flow in the literature [34].

$$\bar{\tau} = \left(K \dot{\gamma}^{n-1} + \frac{\tau_0 (1 - \exp(-m\dot{\gamma}))}{\dot{\gamma}} \right) \bar{\gamma} \quad \text{Eq. 2}$$

where m is a regularization parameter. Its value has been chosen according to the literature information [6,35] and independence tests on the choice of this parameter (see Figure II-14). The tests have been performed on the unyielded zones for a flow with $(Re; Od; n) = (0.001; 1; 0.5)$ and different values of m . As it can be observed on Figure II-14-b, from $m = 10^4$ s there is almost no change in size and shape the rigid zone. Therefore, this value has been chosen for the calculations. An image of the mesh is illustrated in Figure II-15. The grid is refined around the cylinder. The grid independence has been verified with three different meshes: M1 comprising 10190 elements, M2 comprising 39200 elements and M3 comprising 61280 elements (see Figure II-14-a). The mesh M2 has been chosen. As it can be noticed, there is almost no change in the rigid zones between the mesh M2 and M3. So the mesh M2 has been chosen.

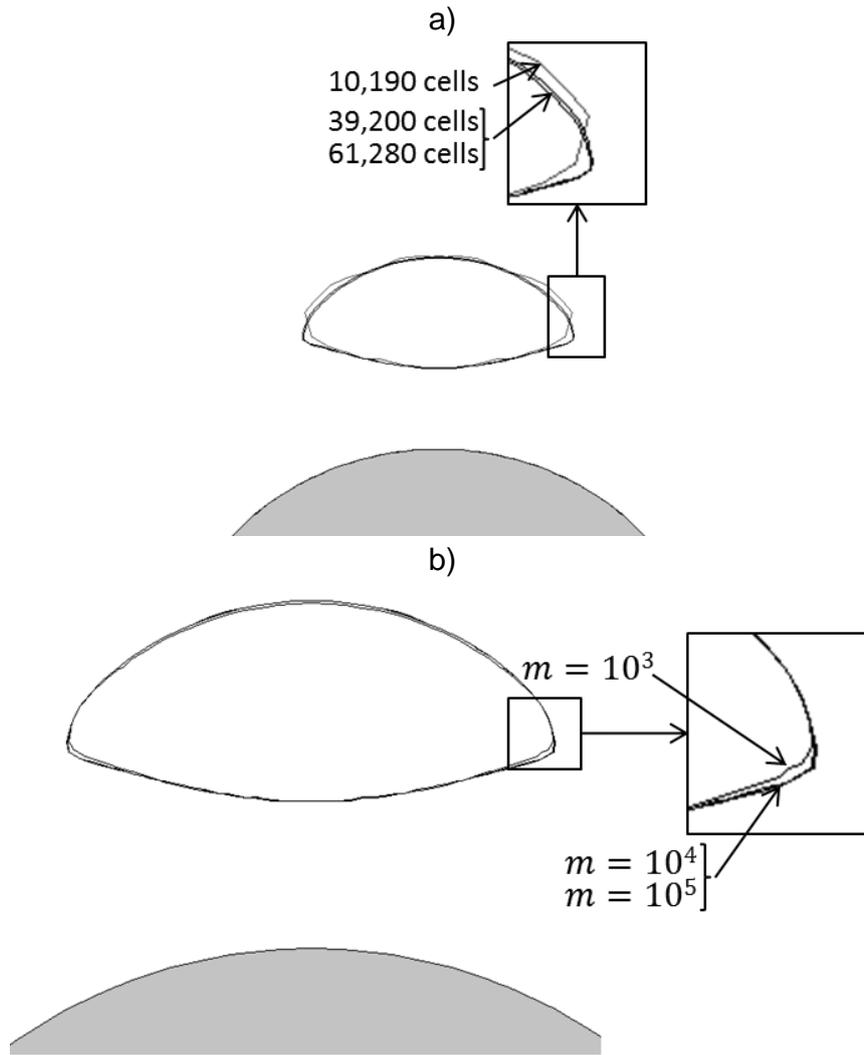


Figure II-14: Determination of grid and regularization parameter m with $(Re; Od; n) = (0.001; 1; 0.5)$. The gray color illustrates the cylinder. a) Change in mobile rigid zone as a function of grid. $m = 10^4$ and three different meshes. b) Change in mobile rigid zone as a function of m with M2.

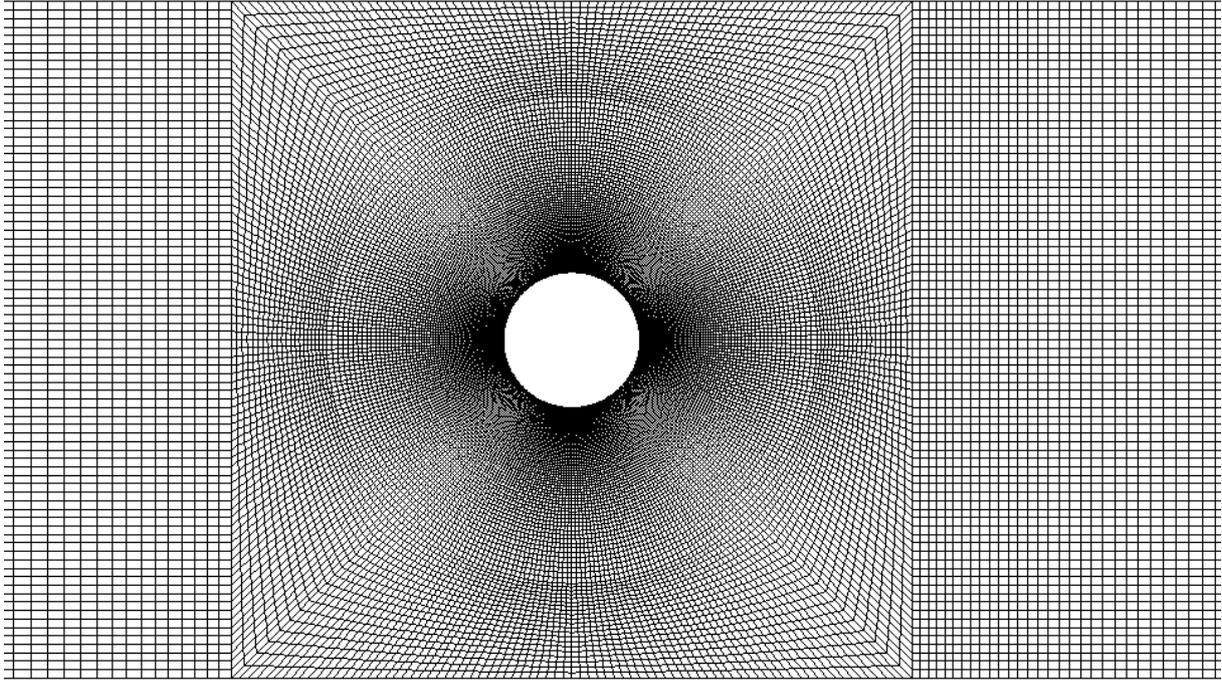


Figure II-15: Zoom on the mesh around the cylinder

A significant characteristic of the flow of yield stress fluids concerns the existence of regions where the fluid behaves as a solid [6,9]. These areas are called unyielded zones or rigid zones. For a viscoplastic fluid, they may be static or moving [5,6,36]. In the latter case the rigid zone is in rotation or in translation [6]. They are obtained numerically when τ satisfies the equation $\tau \leq \tau_0(1 + \epsilon)$ where ϵ is a small parameter dependent on the type of flow and on the regularization method [37]. In this study, the value $\epsilon = 10^{-3}$ has been used. If $\tau > \tau_0(1 + \epsilon)$ then the area is considered to be sheared.

II.2.4 Results and discussions

Firstly, a Newtonian validation of the experimental set-up has been presented. As regards the yield stress fluids, flow morphologies, critical values of the Reynolds number Re_c , kinematic fields and rigid zones in the flow domain have been investigated. The experimental results are compared to our numerical simulations.

II.2.4.1 Newtonian validation

To validate the experimental set-up, a Newtonian solution of glucose is used. First, the velocity profiles obtained experimentally and numerically at the upstream of the cylinder are compared in Figure II-16. Error bars are added for a profile on this figure. This comparison also determines the flow rate range for which the upstream flow is steady and not disturbed by the inlet effects. This figure shows axial velocity profiles according to the depth of the channel. Up to $0.7 \text{ m}^3/\text{h}$, experimental results overlap with profiles obtained by numerical simulation. This maximum flow rate leads to a maximum velocity in the middle of profile of $V_{max} \approx 1.5 \text{ m/s}$. As the yield stress fluids have a stabilizing effect [2], the range of flow rate determined with a Newtonian fluid will be still valid for yield stress fluids used in this study. However this comparison has been made for each fluid.

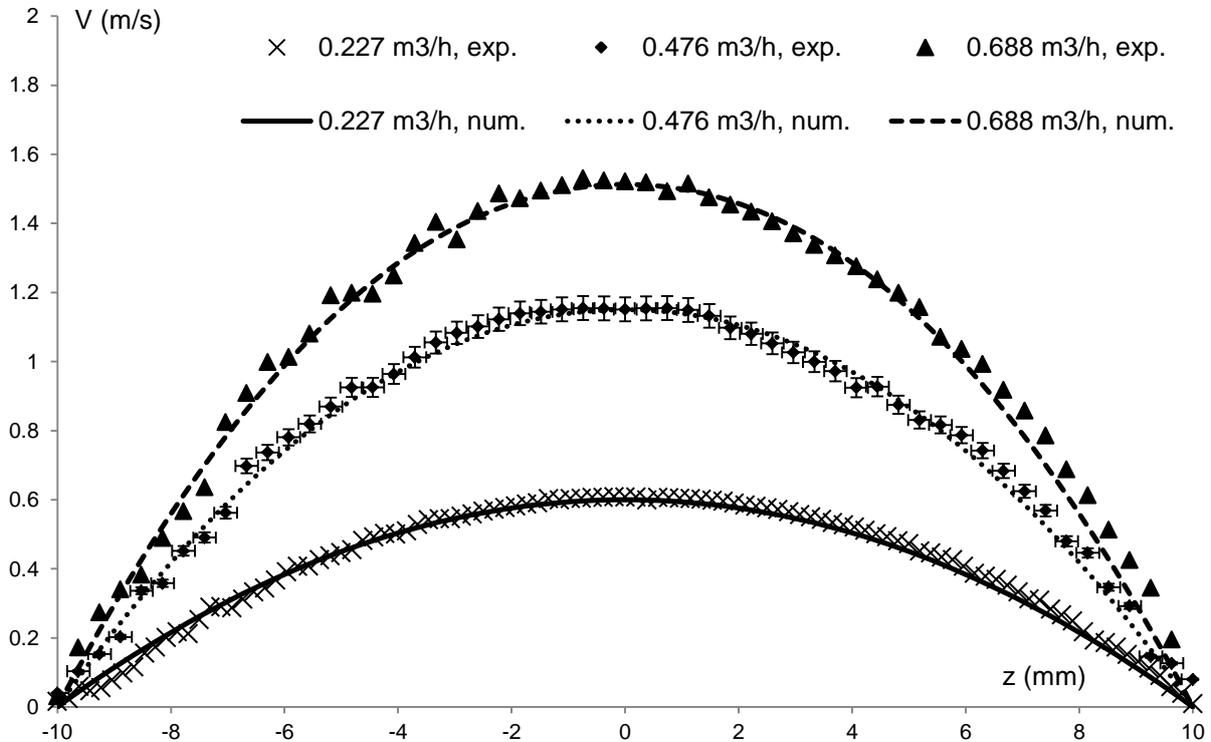


Figure II-16: Experimental and numerical profiles of the axial velocity according to the depth of the channel at $x = -12D$.

Secondly, the critical Reynolds number Re_c , which gives the transition to the flow regime with recirculations, is another validation point. For the Newtonian solution, an experimental value of $Re_c \in [9 - 10]$ is found. The visual criterion to find Re_c consists in observing whether the particles immediately adjacent to the cylinder move in the opposite direction of the flow. Numerically, the critical transition Reynolds number is found to be as $Re_c = 10.1 \pm 0.3$. In the literature, a numerical study [38] with a Newtonian fluid in the same flow configuration has the value of $Re_c = 9.3$. No experimental value has been found. The uncertainties for Re_c are estimated to be below 10 %, therefore our experimental and numerical results are within the measurement uncertainties.

II.2.4.2 Flow morphology

The flow regimes considered in this study range from a stationary creeping flow to an inertial stationary flow without recirculation behind the cylinder. Hereinafter, two cases have been selected to illustrate the experimental results: a creeping steady flow with $(Re; Od) = (0.0011; 1.22)$ and an inertial flow without recirculations close to the regime transition with $(Re; Od) = (18.7; 0.087)$. In both cases, the shear thinning index, which is a key dimensionless number, are identical ($n = 0.43$).

Figure II-17 presents our experimental streamlines and those resulting from our computations for the creeping case. The rigid areas provided by the numerical simulation have been illustrated.

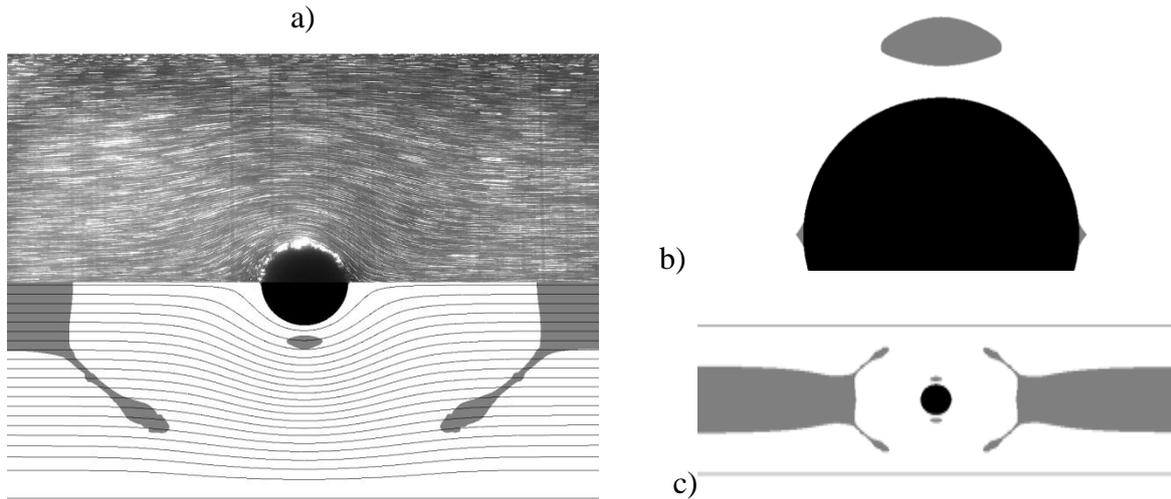


Figure II-17: Streamlines and rigid zones for the creeping case. a): Experimental streamlines are in the upper part and numerical ones are in the lower part. Rigid areas are illustrated in gray color. b): Zoom on the cylinder: static rigid zones adjoined to the cylinder (stagnation points) and moving rigid zone. c) Overview of the rigid areas moving upstream and downstream.

For the creeping case (Figure II-17), the streamlines suggest that the fluid flows around the cylinder in symmetrical manner. The numerical and experimental results are similar. Far from the obstacle, streamlines seem to be parallel to each other. It can be seen (Figure II-17–c) that an established plug flow (rigid zone moving at the center of the channel) is formed far away from the cylinder [13,39]. When approaching the obstacle, the stresses and the shear increase, the plug area becomes smaller and the fluid flows around the obstacle. The rigid moving zone at the center of the duct is then deformed: it has a shape like horns headed towards the side walls. Around the cylinder, there are static and moving rigid zones. Static ones are adjoined to the cylinder at the two stagnation points (see Figure II-17–b). Moving rigid zones are located on both sides of the cylinder [6]. Inertia is very low ($Re \approx 10^{-3}$) and the flow morphology seems to admit an observable symmetry with respect to the \vec{y} axis going through the pole. However, the analysis of the experimental velocity profiles at the equator has shown that the flow is subject to a slight asymmetry (see II.2.4.5). Overall, numerical rigid zones are quite similar to the numerical work of the creeping Poiseuille flow in literature [13]. Yet, the confinement prevents to have a distant rigid envelope which encloses the sheared zone as in a flow in an infinite medium [6] because of the high shears close to the walls.

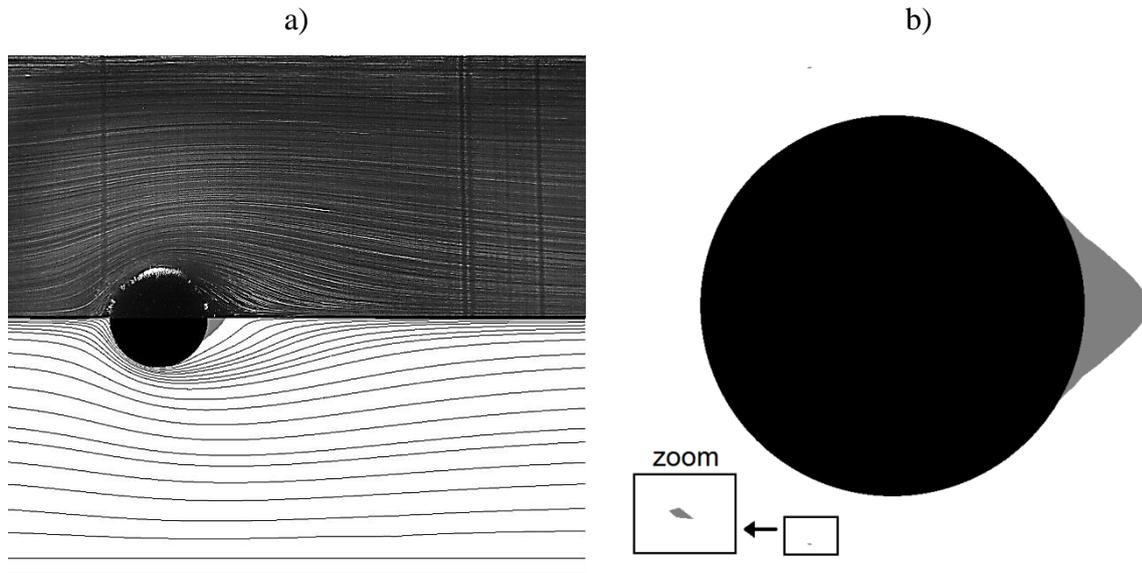


Figure II-18: Streamlines and rigid zones for the inertial (non-recirculating) case. a): Experimental streamlines are in the upper part and numerical ones are in the lower part. Rigid areas are illustrated in gray color. b): Static rigid zone adjoined to the cylinder at the rear stagnation point and satellite rigid zone in the enlargement box.

Figure II-18 presents the flow morphology of the non-recirculating inertial case close to the transition Re_c . Compared to the creeping case, Re has increased by 4 orders of magnitude. Streamlines indicate that the fluid flows around the cylinder with a strong dissymmetry between upstream and downstream, which highlighting the presence of inertia. Numerical and experimental results are found to be in good agreement. Streamlines are still not reinstated at a distance of $\approx 4D$ downstream. Therefore, the cylinder affects a relatively large distance of flow. The rigid zone adjoined to the upstream of the cylinder then disappears while the one at the downstream increases in volume compared to the creeping case. The larger inertia is, the greater shear rates are in the flow. Indeed, the velocity of the fluid is zero at the stagnation points, thus which generating significant shear at the upstream. On the contrary, just behind the cylinder, the inertia of the fluid gives rise to an area where the velocity and shear are low. In this region, an adjoined rigid zone attached to the cylinder is observed, which is relatively larger than the creeping case. The plug flow decreases in volume and ends up further away from the cylinder with inertia. Moving rigid zones are present as in the creeping case but are much smaller. The zoom on Figure II-18–b enlarges the area to make it more visible.

II.2.4.3 Critical occurrence condition of recirculating regime

The gel $n^{\circ}2$ was prepared with sufficiently low consistency to achieve the transition to the stationary inertial flow regime with recirculation behind the cylinder. The value of the critical

Reynolds number Re_c is found in the range [19.5 – 20.5], with a critical Oldroyd number $Od_c \approx 0.083$. From numerical simulations with the regularized viscoplastic model (Eq. 2), a lower value of $Re_c \approx 17$ has been found, corresponding to a critical Oldroyd number of $Od_c \approx 0.087$. Such differences between experimental and numerical results may be explained by measurement uncertainties. One can also mention the lack of consideration of the actual complex behavior of the fluid by the numerical model. The Weissenberg number rises to $We \approx 0.63$ at the transition. The elasticity effects begin to be significant and may explain the discrepancies for Re_c . Indeed, according to the literature [40,41], elasticity affects the viscoelastic fluid flows around the cylinder in confined and unconfined medium: elasticity increases the lengths of recirculation behind the cylinder. The elasticity can result in a better stability of the flow and this property is presently applied in industry to delay the flow regime transitions [42].

II.2.4.4 Evolution of the velocity field around the cylinder

Figure II-19 represents the dimensionless axial velocity V_x/V_{max} at several positions in the channel for the selected both cases. This figure shows the influence of the obstacle compared to the non-disturbed initial Poiseuille flow. For purposes of comparison, the numerical results are added in the plots.

As pointed out previously, the outer walls of the channel are made of PMMA (polymethyl methacrylate). Their surfaces are smooth and hydrophobic. Such conditions may be suitable to produce slipping at the fluid-structure interface. Conversely, the influence of wall slip decreases as the level of stress at the wall exceeds the yield stress [17,43]. In our study, no significant shift has been identified in the flow regimes investigated. Indeed, our visualizations show velocity profiles towards zero close to the walls. If it exists, the wall slip is smaller than the measurement error in the velocity which is at most 3% of V_{max} . Therefore, numerical simulations were run under no slip conditions at the wall of the channel.

In the creeping case (Figure II-19-a), the established flow area is distant from the cylinder by about $3D$. Here $Od = 1.22$, therefore yield stress affects the flow: the domain where the velocity is constant contains a zero-shear zone corresponding to a plug flow (Figure II-17-c). In the inertial case (Figure II-19-b), the flow is close to the transition of the flow regime: viscosity effects become more important than the yield stress effects with $Od \approx 0.1$ and the inertial effects are predominant relatively to the viscous ones ($Re > 1$). Here, the influence of

the obstacle extends over a greater length: it extends up to a length of $10D$ in the upstream flow whereas it extends over approximately $3D$ for the creeping case.

The regularized viscoplastic model used for the numerical simulations follows rather well the experimental results. The differences between the experimental and numerical results are predominantly located in the vicinity of the cylinder, especially downstream. However, they remain small and it can be concluded that the use of the viscoplastic model is legitimate for qualitative analysis of the axial velocity in this flow setup.

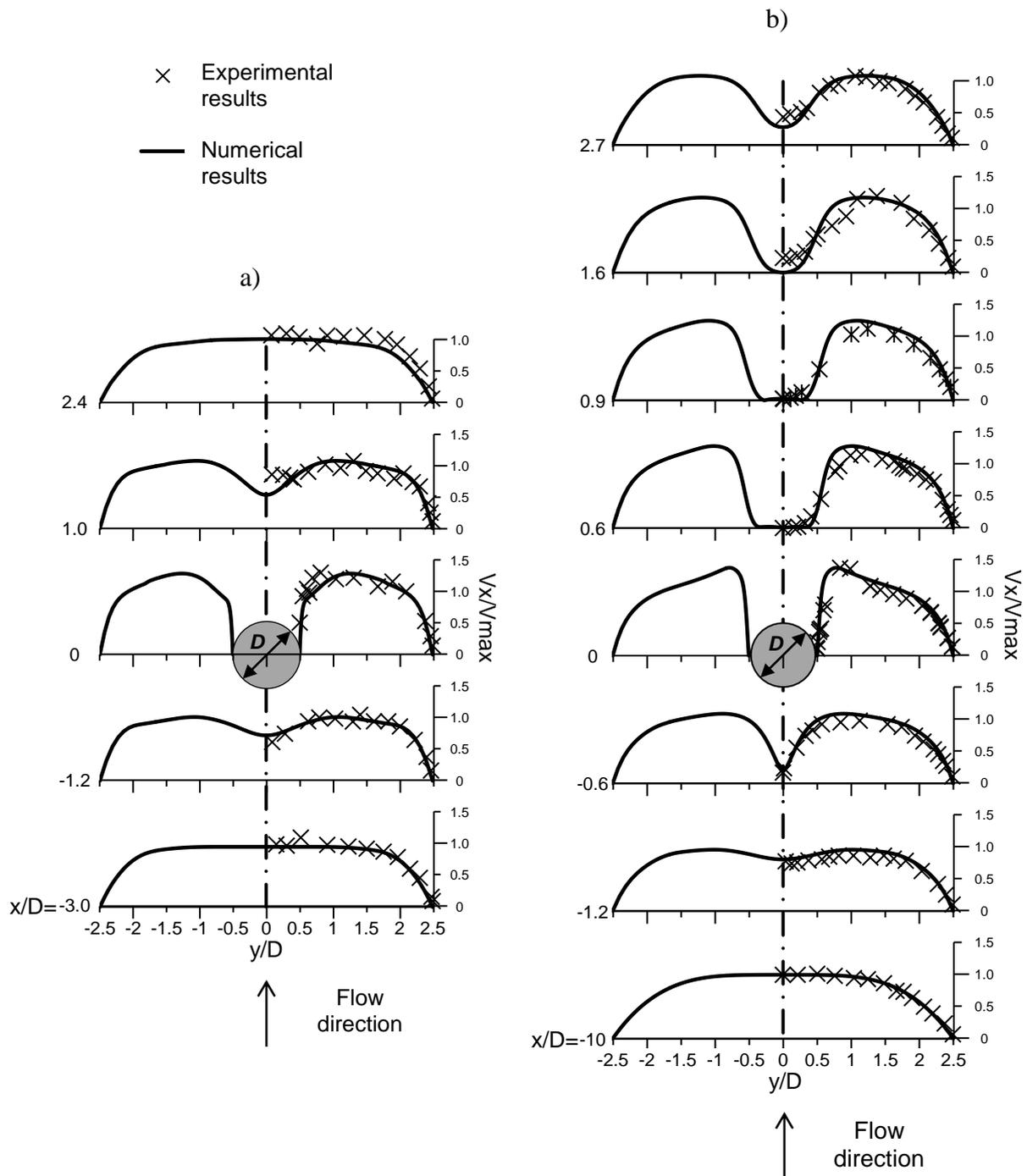


Figure II-19: Transverse velocity profiles of the dimensionless axial velocity V_x/V_{max} showing evolution of the velocity field for the flow of yield stress fluid past a circular cylinder in two flow conditions: a) creeping case; b) inertial case. The solid lines represent the numerical results. The symbols (X) represent experimental results.

II.2.4.5 Velocity profiles at the pole and at the equator

The dimensionless velocities at the poles obtained numerically and experimentally are shown on Figure II-20, for the both selected cases.

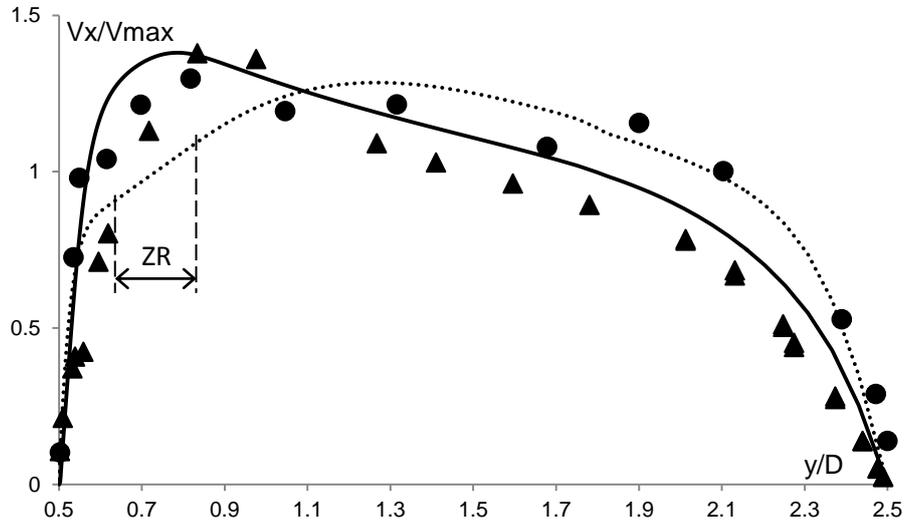


Figure II-20: Dimensionless axial velocity profiles at the pole for the creeping case (dotted line, ●) and the inertial case (full line, ▲). The experimental results are represented by symbols and the numerical results by lines.

The experimental points appear to broadly follow the trend of the numerical predictions. However, the values of the inertial case are generally overestimated by the numerical computations. In both cases, the experimental results tend to zero velocity at the cylinder and at the wall. That warrants the adherence condition adopted for the numerical simulations. The axial velocities are slightly different with numerical results at the vicinity of the cylinder. When we scan the velocity profiles from the cylinder to the outer wall, a sharp increase in the dimensionless axial velocity is observed near the cylinder. For the creeping case, the numerical simulation allows us to observe that this fast increase in velocity is followed by a linear growth (see the area annotated "ZR" in Figure II-20). A moving rigid zone is predicted on that part of the flow by the numerical simulation (see Figure II-17–b). The movement of this area is described in the literature as a solid rotation [6].

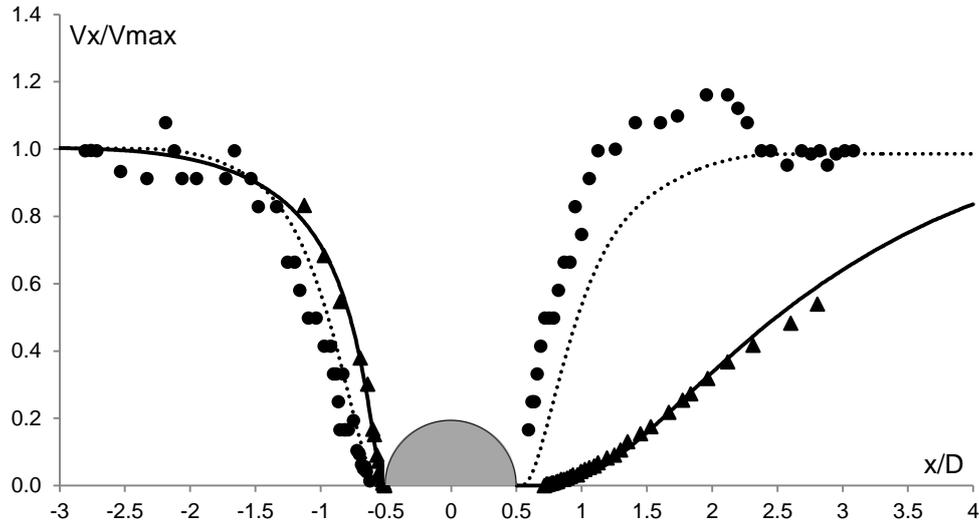


Figure II-21: Dimensionless axial velocity profiles at the equator for the creeping case (dotted line, ●) and the inertial case (full line, ▲).

At the center plane (Figure II-21), the upstream axial velocity drops abruptly in the vicinity of the obstacle. Although the Reynolds number changes by several decades and the Oldroyd number changes by a decade between the two selected cases, the profile shape of the dimensionless velocity does not greatly change in this part of the flow. The experimental data are rather well-represented here by the viscoplastic numerical results. In contrast, the downstream dimensionless velocity profiles are different between the two cases investigated. The increasing inertia leads to raise the length required to restore the velocity profile of the Poiseuille flow. The evolution of the velocity downstream of the cylinder is more progressive when the inertial effects are greater. The numerical results represent rather well the inertial case but underestimate the velocity of the creeping case in the immediate vicinity of the downstream cylinder. In this region, an overshoot of the axial velocity can be observed, with a sharp increase, exceeding the value of the velocity far from the cylinder to reach $\approx 1.2 \times V_{max}$. This is a “negative wake” as named in the literature [44–46]. Though the morphology of the flow shown in Figure II-17 suggests the existence of a symmetrical flow with respect to the \vec{y} axis, the velocity at the equator shows the existence of asymmetry for this flow. Indeed in the literature, the creeping flow of a yield stress fluid around an obstacle shows asymmetry downstream of cylinders [47] or even spheres [48]. They point out the elasticity effects to be the cause of this phenomenon for cylinders [47]. Besides, this asymmetry is also reported for pure viscoelastic fluids, involving an overshoot of the velocity behind the obstacle [44–46,49].

A zone of zero velocity takes place at the vicinity of stagnation points located upstream and downstream of the cylinder surface. Particularly, these areas are found to be larger for the case with inertia. Such results suggest the formation of static rigid zones around the stagnation points as predicted by the numerical simulations (see Figure II-17 and Figure II-18).

II.2.4.6 Rigid zones

Regions of zero shear rate around the cylinder correspond to static rigid zones. For cylindrical obstacles, in the case of non-recirculating flows, static rigid areas are located at the stagnation points at the equator [13,6]. Indeed, for reasons of symmetry, the velocity at the equator has only a component along the \vec{x} axis and the velocity gradient is therefore equivalent to the shear rate. The creeping case where inertia is negligible relatively to viscous effects ($Re \ll 1$) presents these static rigid zones upstream and downstream of the cylinder. The experimental results allow us to estimate their sizes by observing the stationary particles around the cylinder. The sizes obtained according to the \vec{x} axis are found to be of $(0.1 \pm 0.01)D$ at the upstream and of $(0.05 \pm 0.01)D$ at the downstream. The asymmetry observed in this case on the axial velocity profile at the equator (Figure II-21) is found again on the size of the yielded areas. Numerically, the flow is symmetric and the sizes of these areas are the same at both sides of the cylinder with $(0.03 \pm 0.005)D$. It should also be underlined that the regularization technique involved in the numerical modeling leads to an inaccuracy in the size of the rigid zones.

For the inertial case, the upstream static rigid zone fades away experimentally and numerically because of the influence of the high shear rates resulting from the presence of the obstacle. The size of the rigid zone downstream of the cylinder is found to be $(0.21 \pm 0.01)D$, experimentally, and $(0.225 \pm 0.005)D$ numerically. These variations are in concordance with the numerical results of Mossaz et al. [36] for a flow in an infinite medium: the size of the static rigid zone at the upstream decreases while the one at the downstream increases up to the critical Reynolds number value Re_c . Indeed, until the appearance of vortex at Re_c , a low velocity zone grows behind the cylinder from the stagnation point. The small variations in velocity of this area give rise to a rigid zone larger than the creeping case (Figure II-17).

II.2.5 Conclusions

In this study, experimental work has been performed on the flow of yield stress fluids around a circular cylinder in a Poiseuille flow configuration with the design of an original experimental setup. Numerical simulations with a regularized viscoplastic model have been carried out for purposes of comparison. The range from a creeping flow to an inertial flow without recirculations behind the cylinder has been explored. The evolution of the velocity field around the cylinder, the upstream flow and the downstream flow have been carefully illustrated. A particular attention was paid to evaluate the velocity profiles at the equator and at the pole of the cylinder, as well as the determination of the rigid areas forming on the surface of the cylinder. For the numerical simulation, the use of the regularized Herschel-Bulkley viscoplastic model provides reasonable predictions, except for the asymmetry of the velocity field highlighted in the case of the creeping flow, asymmetry certainly due to elastic effects.

Acknowledgements

The authors wish to thank the contributions of Dr. Jean-Robert Clermont for his constructive advice.

The Laboratoire Rhéologie et Procédés is part of the LabEx Tec 21 (Investissements d'Avenir - grant agreement n°ANR-11-LABX-0030) and of the Institute Carnot PolyNat (Investissements d'Avenir - grant agreement n°ANR-11-CARN-030-01).

References

- [1] Barnes HA. The yield stress—a review or “παντα ρει”—everything flows? *J Non-Newton Fluid Mech.* 1999;81(1–2):133-178.
- [2] Balmforth NJ, Frigaard IA, Ovarlez G. Yielding to Stress: Recent Developments in Viscoplastic Fluid Mechanics. *Annu Rev Fluid Mech.* 2014;46(1).
- [3] Coussot P. Yield stress fluid flows: A review of experimental data. *J Non-Newton Fluid Mech.* 2014;211:31-49.
- [4] Zdravkovich MM. *Flow Around Circular Cylinders Volume 1: Fundamentals.* New York: Oxford University Press, 1997.
- [5] Adachi K, Yoshioka N. On creeping flow of a visco-plastic fluid past a circular cylinder. *Chem Eng Sci.* 1973;28(1):215-226.
- [6] Tokpavi DL, Magnin A, Jay P. Very slow flow of Bingham viscoplastic fluid around a circular cylinder. *J Non-Newton Fluid Mech.* 2008;154(1):65-76.
- [7] Deglo De Besses B, Magnin A, Jay P. Viscoplastic flow around a cylinder in an infinite medium. *J Non-Newton Fluid Mech.* 2003;115(1):27-49.
- [8] Putz A, Frigaard IA. Creeping flow around particles in a Bingham fluid. *J Non-Newton Fluid Mech.* 2010;165(5–6):263-280.
- [9] Ozogul H, Jay P, Magnin A. Slipping of a Viscoplastic Fluid Flowing on a Circular Cylinder. *J Fluids Eng.* 2015;137(7).
- [10] Jossic L, Magnin A. Drag and stability of objects in a yield stress fluid. *AIChE J.* 2001;47(12):2666-2672.
- [11] Jossic L, Magnin A. Drag of an isolated cylinder and interactions between two cylinders in yield stress fluids. *J Non-Newton Fluid Mech.* 2009;164(1–3):9-16.
- [12] Tokpavi DL, Jay P, Magnin A, Jossic L. Experimental study of the very slow flow of a yield stress fluid around a circular cylinder. *J Non-Newton Fluid Mech.* 2009;164(1–3):35-44.

- [13] Zisis T, Mitsoulis E. Viscoplastic flow around a cylinder kept between parallel plates. *J Non-Newton Fluid Mech.* 2002;105(1):1-20.
- [14] Roquet N, Saramito P. An adaptive finite element method for Bingham fluid flows around a cylinder. *Comput Methods Appl Mech Eng.* 2003;192(31–32):3317-3341.
- [15] Mossaz S, Jay P, Magnin A. Experimental study of stationary inertial flows of a yield-stress fluid around a cylinder. *J Non-Newton Fluid Mech.* 2012;189–190:40-52.
- [16] Ozogul H. Ecoulements de fluides à seuil autour d'un cylindre en milieu confiné : études expérimentale et numérique [Ph.D. thesis]. Grenoble: Université de Grenoble-Alpes, 2016.
- [17] Magnin A, Piau JM. Cone-and-plate rheometry of yield stress fluids. Study of an aqueous gel. *J Non-Newton Fluid Mech.* 1990;36:85-108.
- [18] Curran SJ, Hayes RE, Afacan A, Williams MC, Tanguy PA. Properties of Carbopol Solutions as Models for Yield-Stress Fluids. *J Food Sci.* 2002;67(1):176-180.
- [19] Piau J-M. Viscoplastic boundary layer. *J Non-Newton Fluid Mech.* 2002;102(2):193-218.
- [20] Piau J-M. Carbopol gels: Elastoviscoplastic and slippery glasses made of individual swollen sponges. *J Non-Newton Fluid Mech.* 2007;144(1):1-29.
- [21] Balmforth NJ, Dubash N, Slim AC. Extensional dynamics of viscoplastic filaments: I. Long-wave approximation and the Rayleigh instability. *J Non-Newton Fluid Mech.* 2010;165(19–20):1139-1146.
- [22] Balmforth NJ, Dubash N, Slim AC. Extensional dynamics of viscoplastic filaments: II. Drips and bridges. *J Non-Newton Fluid Mech.* 2010;165(19–20):1147-1160.
- [23] Divoux T, Barentin C, Manneville S. From stress-induced fluidization processes to Herschel-Bulkley behaviour in simple yield stress fluids. *Soft Matter.* 2011;7(18):8409-8418.

- [24] Divoux T, Barentin C, Manneville S. Stress overshoot in a simple yield stress fluid: An extensive study combining rheology and velocimetry. *Soft Matter*. 2011;7(19):9335-9349.
- [25] Caton F, Baravian C. Plastic behavior of some yield stress fluids: from creep to long-time yield. *Rheol Acta*. 2008;47(5-6):601-607.
- [26] Andrade E da C. On the Viscous Flow in Metals, and Allied Phenomena on JSTOR. *Proc R Soc Lond Ser Contain Pap Math Phys Character*. 1910;84(567):1-12.
- [27] Nechad H, Helmstetter A, Guerjouma RE, Sornette D. Creep Ruptures in Heterogeneous Materials. *Phys Rev Lett*. 2005;94(4):045501.
- [28] Coussot P, Tabuteau H, Chateau X, Tocquer L, Ovarlez G. Aging and solid or liquid behavior in pastes. *J Rheol 1978-Present*. 2006;50(6):975-994.
- [29] Møller PCF, Fall A, Bonn D. Origin of apparent viscosity in yield stress fluids below yielding. *EPL Europhys Lett*. 2009;87(3):38004.
- [30] Dimitriou CJ, Ewoldt RH, McKinley GH. Describing and prescribing the constitutive response of yield stress fluids using large amplitude oscillatory shear stress (LAOStress). *J Rheol 1978-Present*. 2013;57(1):27-70.
- [31] Lemaitre J, Chaboche J-L. *Mechanics of Solid Materials*. Cambridge: Cambridge University Press, 1994.
- [32] Divoux T, Tamarii D, Barentin C, Teitel S, Manneville S. Yielding dynamics of a Herschel–Bulkley fluid: a critical-like fluidization behaviour. *Soft Matter*. 2012;8(15):4151-4164.
- [33] Papanastasiou TC. Flows of Materials with Yield. *J Rheol*. 1987;31(5):385-404.
- [34] Frigaard IA, Nouar C. On the usage of viscosity regularisation methods for visco-plastic fluid flow computation. *J Non-Newton Fluid Mech*. 2005;127(1):1-26.
- [35] Mossaz S, Jay P, Magnin A. Criteria for the appearance of recirculating and non-stationary regimes behind a cylinder in a viscoplastic fluid. *J Non-Newton Fluid Mech*. 2010;165(21–22):1525-1535.

- [36] Mossaz S, Jay P, Magnin A. Non-recirculating and recirculating inertial flows of a viscoplastic fluid around a cylinder. *J Non-Newton Fluid Mech.* 2012;177–178:64-75.
- [37] Burgos GR, Alexandrou AN, Entov V. On the determination of yield surfaces in Herschel–Bulkley fluids. *J Rheol.* 1999;43(3):463-483.
- [38] Chen J-H, Pritchard WG, Tavener SJ. Bifurcation for flow past a cylinder between parallel planes. *J Fluid Mech.* 1995;284:23–41.
- [39] Lipscomb GG, Denn MM. Flow of bingham fluids in complex geometries. *J Non-Newton Fluid Mech.* 1984;14:337-346.
- [40] Huang PY, Feng J. Wall effects on the flow of viscoelastic fluids around a circular cylinder. *J Non-Newton Fluid Mech.* 1995;60(2–3):179-198.
- [41] Sahin M, Owens RG. On the effects of viscoelasticity on two-dimensional vortex dynamics in the cylinder wake. *J Non-Newton Fluid Mech.* 2004;123(2–3):121-139.
- [42] Cressman JR, Bailey Q, Goldberg WI. Modification of a vortex street by a polymer additive. *Phys Fluids.* 2001;13(4):867-871.
- [43] Meeker SP, Bonnecaze RT, Cloitre M. Slip and flow in pastes of soft particles: Direct observation and rheology. *J Rheol.* 2004;48(6):1295-1320.
- [44] Hassager O. Negative wake behind bubbles in non-newtonian liquids. *Nature.* 1979;279(5712):402-403.
- [45] Dou H-S, Phan-Thien N. Negative wake in the uniform flow past a cylinder. *Rheol Acta.* 2003;42(5):383-409.
- [46] Kim JM, Kim C, Chung C, Ahn KH, Lee SJ. Negative wake generation of FENE-CR fluids in uniform and Poiseuille flows past a cylinder. *Rheol Acta.* 2005;44(6):600-613.
- [47] Dollet B, Graner F. Two-dimensional flow of foam around a circular obstacle: local measurements of elasticity, plasticity and flow. *J Fluid Mech.* 2007;585:181–211.
- [48] Ahonguio F, Jossic L, Magnin A. Influence of surface properties on the flow of a yield stress fluid around spheres. *J Non-Newton Fluid Mech.* 2014;206:57-70.

- [49] Sigli D, Coutanceau M. Effect of finite boundaries on the slow laminar isothermal flow of a viscoelastic fluid around a spherical obstacle. *J Non-Newton Fluid Mech.* 1977;2(1):1-21.

Chapitre III : Régime d'écoulement avec recirculation stable

Sommaire

III.1	Introduction	119
III.2	Théorie.....	121
III.3	Matériels et méthodes	124
III.3.1	Banc expérimental	124
III.3.2	Fluides utilisés et rhéologie de cisaillement	126
III.3.3	Simulation numérique	130
III.4	Résultats et discussions	131
III.4.1	Étude d'un fluide newtonien.....	131
III.4.2	Morphologie de l'écoulement pour les fluides à seuil	137
III.4.3	Valeurs critiques de transition <i>Rec</i> et <i>Odc</i> pour les fluides à seuil	145
III.4.4	Paramètres géométriques des tourbillons	147
III.4.4.1.1	Longueur de recirculation	147
III.4.4.1.2	Position du centre des tourbillons	149
III.4.4.1.3	Angle de séparation	152
III.5	Conclusions	154
	Références bibliographiques.....	155

Résumé : L'écoulement laminaire autour d'un cylindre avec recirculations à l'aval est étudié expérimentalement et numériquement dans une configuration de Poiseuille. Les fluides utilisés sont un fluide newtoniens et deux fluides élasto-viscoplastiques à base de Carbopol. Des résultats sont apportés sur la morphologie de l'écoulement et notamment sur les caractéristiques géométriques des tourbillons. L'effet de la surface du cylindre est étudié avec un cylindre rugueux et un cylindre lisse avec un revêtement favorisant le glissement à l'interface fluide-structure. Les valeurs de transitions au régime recirculant ont été déterminées. Des comparaisons avec les résultats de la simulation numérique avec un modèle de fluide viscoplastique d'Herschel-Bulkley régularisé sont effectuées.

Mot clés : écoulement recirculant, fluide élasto-viscoplastique, Carbopol, glissement fluide, cylindre circulaire.

III.1 Introduction

Cette étude porte sur le problème fondamental de l'écoulement d'un cylindre autour d'un obstacle cylindrique pour des fluides à seuil de contrainte. Ce type de fluide constitue une catégorie de fluide très utilisée dans l'industrie comme dans la vie de tous les jours. En effet, nous la trouvons au petit déjeuner avec la confiture, le yaourt ou encore la pâte à tartiner comme dans nos produits cosmétiques. Elle se trouve donc dans beaucoup de domaines industriels comme l'agro-alimentaire, les produits de construction (béton frais, peinture, ...), l'industrie des cosmétiques et bien d'autres encore. Une particularité importante des fluides à seuil de contrainte est qu'ils se comportent comme un solide au-dessous d'un seuil de contrainte et s'écoule comme un liquide visqueux au-delà.

Les procédés industriels faisant intervenir ces écoulements sont nombreux. Citons à titre d'exemple les échangeurs de chaleurs tubulaires, les systèmes de filtration, les mélangeurs, les ouvrages de protection contre les laves torrentielles, etc. L'importante présence de ces fluides dans le monde d'aujourd'hui et le grand nombre de systèmes faisant intervenir des écoulements autour d'obstacle justifient le développement actuel pour leurs études. En effet, la bonne maîtrise des procédés industriels passent par la connaissance des matériaux utilisés et de leur comportement en écoulement. Notre étude se focalise donc sur les écoulements inertiels de fluides à seuils en régime établi autour d'obstacle cylindrique avec recirculation derrière le cylindre dans un milieu confiné.

Un cylindre est placé dans une conduite de section rectangulaire avec un confinement donné. Le cylindre et les parois de la conduite sont fixes et le fluide s'écoule en régime permanent. La configuration d'écoulement est donc de type Poiseuille. De nombreuses études analytiques numériques et expérimentales ont été réalisées pour cette configuration avec des fluides newtoniens [1]. Pour les fluides à seuil de contrainte, la seule étude à notre connaissance est celle de Mossaz et al. [2]. Elle concerne les écoulements inertiels dans le cas où un cylindre est en mouvement dans un canal de fluide statique. Les champs de vitesses sont donc différents de notre cas. Des résultats sont apportés sur les morphologies d'écoulement des régimes laminaires inertiels avec et sans recirculation ainsi que sur les nombres de Reynolds de transitions entre les différents régimes d'écoulement laminaires.

La présente étude permet donc d'apporter des résultats expérimentaux nouveaux pour le régime laminaire d'écoulement de fluides à seuil dans le cas inertiel avec recirculation. Une installation expérimentale originale a été développée. Un fluide modèle non thixotrope

transparent a été utilisé. Ses propriétés rhéologiques ont été finement caractérisées. Dans toute l'étude, le glissement aux parois souvent associé aux fluides à seuil [3] a été maîtrisé et éliminé dans le cas adhérent et a été mesuré et paramétré dans le cas glissant. Des informations sur les morphologies d'écoulement, leur cinématique et notamment sur les structures des recirculations derrière le cylindre seront présentées. Parallèlement, les résultats expérimentaux seront comparés aux prédictions numériques des écoulements d'un fluide à seuil viscoplastique d'Herschel-Bulkley.

Nous commencerons donc par introduire des éléments de théorie sur les conditions de l'étude. Puis les moyens expérimentaux seront présentés ainsi que les méthodes utilisées. Ensuite, les résultats seront présentés et discutés et enfin une conclusion sera proposée.

III.2 Théorie

Un écoulement de Poiseuille dans un canal de section rectangulaire est considéré dans cette étude (Figure III-1). L'écoulement est incompressible, isotherme et permanent. Un obstacle cylindrique d'un diamètre $D = 2 \text{ mm}$ est placé au centre du canal. Le confinement β , défini comme le rapport du diamètre du cylindre sur la largeur du canal, est constant et fixé à $\beta = 0,2$. La largeur du canal est donc de $5D$ (10 mm) et sa longueur est de $70D$ (140 mm). Une profondeur de $10D$ (20 mm) a été choisie. Le cylindre est placé à $40D$ (80 mm) de l'entrée pour assurer l'établissement de l'écoulement à l'amont de l'obstacle. Le choix des dimensions repose sur une étude numérique préalable de l'écoulement. Le critère prépondérant a été l'obtention d'un régime d'écoulement établi à l'amont de l'obstacle, non perturbé par l'entrée dans la veine d'essai et par la présence du cylindre pour la plage de débits délivrables par la pompe de circulation.

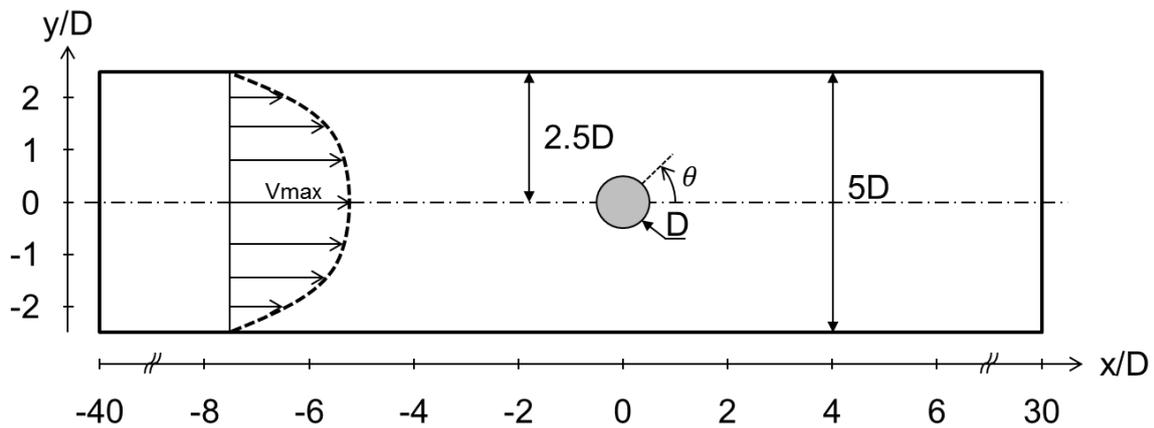


Figure III-1 : Schéma de la cellule d'essai

Le repère utilisé est centré sur le cylindre dont la position est choisie en $(x/D; y/D) = (0; 0)$. Les grandeurs utilisées pour définir les nombres adimensionnels caractérisant le système étudié sont V_{max} la vitesse maximale du profil de vitesse de l'écoulement établi à l'amont du cylindre et D le diamètre du cylindre. L'échelle des contraintes utilisée est le seuil de contrainte τ_0 . La géométrie de la veine d'essai admet un axe de symétrie passant par le centre du canal selon l'axe \vec{x} . Ainsi deux points d'arrêts contenus dans cet axe sont présents sur le cylindre à l'amont et à l'aval.

La structure de l'écoulement derrière le cylindre se compose de deux recirculations attachées au cylindre appelées « twin eddies » ou encore « twin vortices » dans la littérature anglo-saxonne [1]. Les paramètres géométriques de cette zone (Figure III-2) seront mesurés : sa

longueur L , l'angle de séparation θ_s et la position du centre des recirculations qui peuvent être données selon les axes \vec{x} et \vec{y} par a et b respectivement.

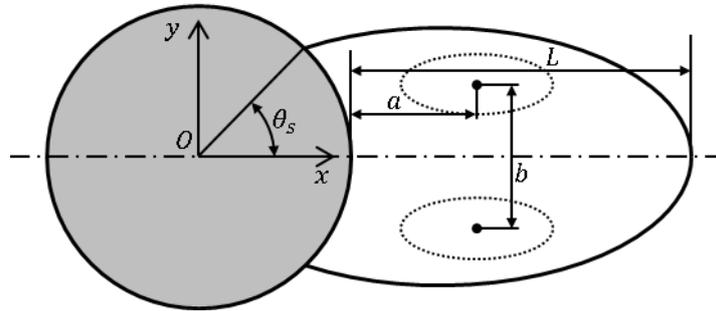


Figure III-2 : Paramètres géométriques de la zone tourbillonnaire

Les fluides étudiés sont des fluides dits à seuil de contrainte ou encore à seuil d'écoulement. Ce type de fluide adopte un comportement dépendant des contraintes qui lui sont appliquées [4,5]. Ces fluides sont caractérisés par une transition solide-liquide. Au-dessous d'un seuil de contrainte, le fluide se comporte comme un solide. Au-dessus de cette contrainte, il se comporte comme un liquide [5].

La modélisation la plus simple de ce type de fluide est une loi viscoplastique rigide avec un critère de seuil de von Mises. Elle est le plus souvent utilisée comme base pour les travaux numériques. Lorsque τ , le second invariant du déviateur du tenseur des contraintes, est inférieur à une valeur τ_0 appelé seuil de contrainte, le fluide ne subit pas de déformation en volume. Une fois ce seuil franchit, le fluide s'écoule. Ce comportement peut être modélisé par une loi d'Herschel-Bulkley :

$$\begin{cases} \bar{\tau} = \left(K \dot{\gamma}^{n-1} + \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}} \right) \bar{\dot{\gamma}} & \text{si } \tau > \tau_0 \\ \bar{\dot{\gamma}} = \bar{0} & \text{sinon} \end{cases} \quad \text{Eq. III-1}$$

où $\bar{\tau}$ est le déviateur du tenseur des contraintes, K est la consistance, n l'indice de loi puissance, τ_0 est le seuil de contrainte, $\bar{\dot{\gamma}}$ est le tenseur des taux de déformations et $\dot{\gamma}$ est le taux de cisaillement.

Les nombres sans dimensions gouvernant notre écoulement sont donc :

- n , l'indice de la loi puissance caractérisant le caractère rhéoépaississant ($n > 1$) ou rhéofluidifiant ($n < 1$) du matériau ;

- $Re = \rho V_{max}^{(2-n)} D^n / K$, le nombre de Reynolds qui illustre le rapport des effets inertiels sur les effets visqueux ;
- $Od = \tau_0 / (K(V_{max}/D)^n)$, le nombre d'Oldroyd qui représente le rapport des effets de seuil de contrainte sur les effets visqueux.

D'autres paramètres sans dimensions seront utilisés dans l'étude :

- Re_c et Od_c représentant les valeurs critiques de transition du régime d'écoulement rampant sans recirculation au régime d'écoulement stationnaire avec recirculation pour le nombre de Reynolds et le nombre d'Oldroyd respectivement,
- Re^c représentant le nombre de Reynolds critique de transition du régime d'écoulement symétrique avec recirculation au régime d'écoulement instationnaire périodique avec lâcher de tourbillons.

III.3 Matériels et méthodes

III.3.1 Banc expérimental

Le dispositif expérimental, schématisé sur la Figure III-3, se compose d'une boucle d'essai fermée. Le fluide est mis en mouvement par une pompe volumétrique fabriquée par PCM avec un débit réglable entre 0 et $2 \text{ m}^3/\text{h}$. Le principe de fonctionnement est fondé sur la rotation d'un rotor excentré dans un stator hélicoïdal permettant ainsi d'avoir un débit constant non pulsatoire. Le débit est mesuré en amont de la cellule d'essai avec un débitmètre électromagnétique de la marque Krohne avec une précision de $10^{-3} \text{ m}^3/\text{h}$. Un échangeur de chaleur à plaques permet le contrôle de la température pour compenser l'échauffement du fluide dû aux frottements dans le circuit et dans la pompe. La température du fluide est mesurée in situ avec un thermocouple juste avant le passage du fluide dans la cellule de visualisation.

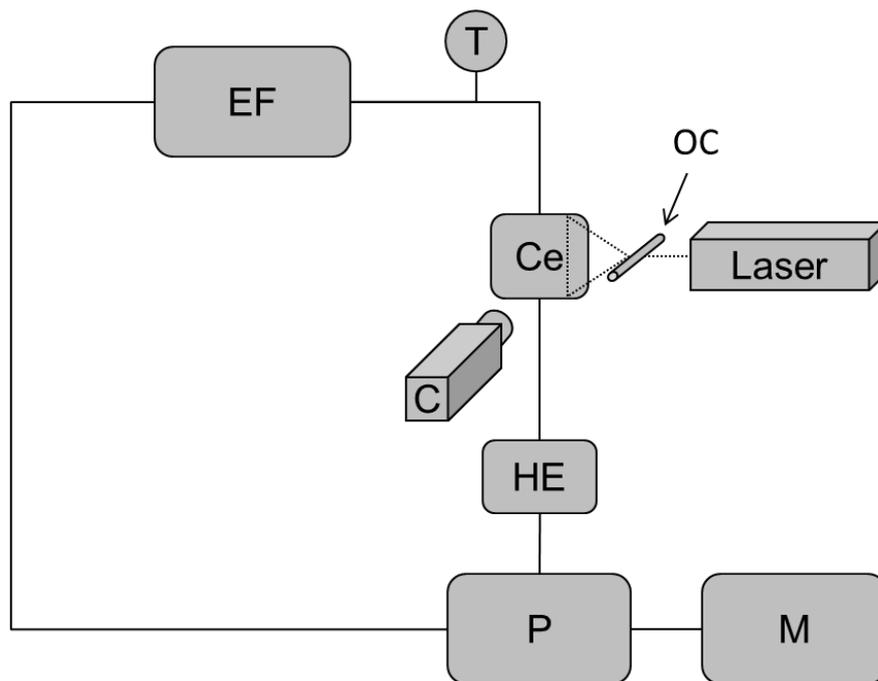


Figure III-3 : Schéma simplifié du banc expérimental avec *EF* le débitmètre électromagnétique, *T* le thermocouple pour mesurer la température, *Ce* la cellule de visualisation, *OC* le barreau optique permettant de générer la nappe laser, *C* la caméra rapide, *HE* l'échangeur de chaleur, *P* la pompe et *M* le moteur électrique.

Le système de visualisation se compose d'une caméra rapide Olympus i-Speed 3 enregistrant jusqu'à 2000 images par seconde en pleine résolution avec 1280×1024 pixels et d'une nappe lumineuse générée par un laser continu délivrant une puissance maximale de 2 W . La nappe laser est générée avec un barreau de verre optique et est présente sur toute la longueur

du canal avec une épaisseur de l'ordre de $0,1\text{ mm}$. Un focaliseur optique placé à la sortie du laser permet de régler cette épaisseur. Le fluide estensemencé de billes de verres creuses argentées d'un rayon moyen de $15\ \mu\text{m}$ et d'une densité de $1,4\ \text{g}/\text{cm}^3$. Cependant, il n'y a pas sédimentation car le seuil d'écoulement s'oppose aux forces gravitationnelles. Au passage dans la nappe laser, la lumière est réfléchiée sur leur surface et permet ainsi de suivre les particules dans le temps pour déterminer les vecteurs vitesses et les trajectoires. Les résultats sont traités de deux manières. Lorsque les effets de bords et le reflet des parois de la veine d'essai ne rendent pas imprécis les résultats, un logiciel d'analyse de PIV (Particule Image Velocimetry), Flowmanager (Dantec Dynamics), est utilisé. Sinon, les images sont traitées manuellement pour la détermination de la vitesse.

La cellule de visualisation est réalisée en PMMA (polyméthyl méthacrylate) avec des parois de 10 mm d'épaisseur. Les surfaces de la cellule ont subi un fin polissage dans le but d'éviter toutes perturbations optiques. Une structure métallique est utilisée pour renforcer la veine d'essai car les pressions dans le circuit peuvent dépasser $1\ \text{MPa}$.

Deux cylindres à section circulaire d'un diamètre $D = 2\text{ mm}$ ont été utilisés dans cette étude dans le but d'analyser les effets de l'état de surface de l'obstacle sur les morphologies d'écoulement. Un cylindre à surface rugueuse (cyl.1) a été réalisé en titane par impression 3D avec la technologie EBM (Electron Beam Melting). Il a une rugosité moyenne de $Ra = 19\ \mu\text{m}$. Le second cylindre (cyl.2) est réalisé en inox avec un revêtement spécial contenant du PTFE (polytétrafluoroéthylène) pour rendre la surface glissante. La rugosité de celui-ci est de $Ra = 1,6\ \mu\text{m}$. Les rugosités ont été mesurées avec l'InfiniteFocus fabriqué par Alicona. La taille des microstructures (microgels) du fluide utilisé va de 2 à $20\ \mu\text{m}$ [6]. Ainsi l'utilisation du cylindre rugueux permet d'assurer une condition d'adhérence à l'interface fluide-structure de l'obstacle. Pour le cylindre lisse, la rugosité est inférieure à la taille des microstructures du fluide ce qui favorise le glissement à l'interface fluide-structure.

Chaque campagne de mesures commence par l'établissement d'une relation entre le débit et la vitesse maximale V_{max} du profil de vitesse établi à l'amont du cylindre. Cette relation permet de relier le débit directement au nombre de Reynolds. Par ailleurs, plusieurs échantillons du gel sont récupérés à différents instants afin de vérifier que le mélange est homogène dans tout le circuit. Un test de rhéométrie est effectué sur les échantillons afin de caractériser le matériau. Les paramètres déterminés par ces essais (τ_0, K, n) et la relation donnant la vitesse

maximale en fonction du débit permettent d'évaluer le nombre de Reynolds et le nombre d'Oldroyd. Toutes les mesures sont faites à une température fixe à $\pm 1^\circ\text{C}$.

III.3.2 Fluides utilisés et rhéologie de cisaillement

Le rhéomètre DHR3 de TA Instruments fonctionnant en contrainte imposée est utilisé pour la caractérisation en cisaillement des fluides. Une géométrie cône-plan a été utilisée. La surface du cône est rendue rugueuse en collant du papier de verre d'une rugosité de $Ra \approx 60 \mu\text{m}$ de façon à assurer l'adhérence du fluide et éviter le glissement à l'interface du cône et du fluide [3]. Deux types de surface ont été utilisés pour le plan inférieur statique. La première est rendue rugueuse en collant du papier de verre pour permettre l'adhérence. La seconde a une surface lisse ($Ra \approx 1,6 \mu\text{m}$) sur laquelle a été déposé le même revêtement que le cylindre lisse. Cette géométrie permettra de visualiser les différences de résultats rhéométriques avec une surface apte à faire glisser le fluide à l'interface fluide-structure. La température est contrôlée durant les essais. Elle est réglée à la température à laquelle était le fluide pendant les campagnes de mesures dans la boucle d'essais avec une précision de $\pm 0,1^\circ\text{C}$. Le rhéomètre et sa géométrie ont été contrôlés grâce à l'utilisation d'une huile étalon newtonienne dont la viscosité dynamique est connue avec une précision de $\pm 10^{-2} \text{ mPa}\cdot\text{s}$. L'humidité de l'air dans l'environnement immédiat de l'échantillon a été saturée de façon à éviter l'évaporation. La méthode utilisée est celle décrite par Magnin et Piau [3]. Enfin les surfaces libres de l'échantillon, représentant ses parties visibles entre le cône et le plan, ont été contrôlées durant les essais pour repérer d'éventuelles fractures du gel. En effet, les gels peuvent subir des fractures et des pertes de matières dues aux cisaillements ou bien par évaporation [3].

Un fluide newtonien à base de solution aqueuse de glucose a été utilisé pour valider le banc expérimental. Cette solution est composée de glucose pur avec une concentration en masse de 66,5 % et d'eau déminéralisée. La dépendance en température de la solution suit une loi d'Arrhenius selon l'équation $\eta = 353e^{-0,061 \cdot T}$ avec η en $\text{mPa}\cdot\text{s}$ et la température T en $^\circ\text{C}$. L'erreur de nos mesures rhéométriques est estimée à $\pm 10\%$. Cependant pour la solution newtonienne de glucose, la viscosité dépend fortement de la concentration. L'évaporation qui a lieu entre le prélèvement des échantillons et durant la mesure peut changer sensiblement les mesures. En effet, une variation de 1% sur la concentration donne une différence de $\approx 10\%$ sur la viscosité, pour une concentration initiale autour de 66% ce qui peut introduire des incertitudes de mesures qui tend à augmenter la viscosité.

Le fluide à seuil utilisé est un gel aqueux de Carbopol 940 (B.F. Goodrich). Le matériau est un polymère initialement sous forme de poudre. C'est un matériau modèle pour les expériences de fluides à seuil [7,5]. Son comportement a été étudié en détail par Piau [6]. Il a l'avantage de ne pas présenter de thixotropie significative [6], ni d'effets élongationnels particuliers. Le gel de Carbopol se prépare en deux étapes. La première consiste à adjoindre de la poudre de Carbopol 940 dans de l'eau distillée après l'avoir tamisée pour éviter les grumeaux. La solution obtenue est acide avec un pH entre 2 et 3 et est de couleur blanchâtre. La deuxième étape permet de neutraliser la solution à l'aide d'une base minérale (ici NaOH). La solution prend la forme de gel transparent après la deuxième étape. Les gels de Carbopol sont donc des suspensions concentrées et désordonnées de microgels s'apparentant à des « éponges élastiques » qui gonflent par absorption d'eau [6]. En effet, la réaction du mélange conduit rapidement à un épaississement important dû au gonflement des microgels dans la solution. Les microgels sont polydisperses et leur taille varie entre $2 \mu m$ et $20 \mu m$ [6]. Le seuil d'écoulement est le résultat de cet épaississement au sein de la solution par interactions des microgels. Le volume de soude ajouté est quantifié de façon à obtenir un pH s'approchant de 7 car la viscosité atteint son maximum sur un palier autour de cette valeur [7].

L'étude des écoulements de fluide à seuil doit se faire sans la présence de bulles d'air car elles sont susceptibles d'être piégées dans la solution par le seuil d'écoulement. Si le gel permet aux bulles de remonter à la surface du fluide alors la neutralisation est faite avant l'insertion du fluide. Pour l'introduction dans le circuit fermé de la boucle expérimentale d'un fluide à seuil piégeant les bulles, le choix a été de faire la neutralisation et donc l'épaississement in-situ pour éviter la présence d'air. Pour cela, d'abord la solution liquide de Carbopol non neutralisée est introduite pour pouvoir purger l'air du circuit avant neutralisation. Après la purge de l'air, le fluide est mis en mouvement et l'injection de la soude (l'agent de neutralisation) est effectuée sous pression de façon à faciliter sa répartition dans le circuit. La circulation est ensuite maintenue jusqu'à homogénéisation du gel.

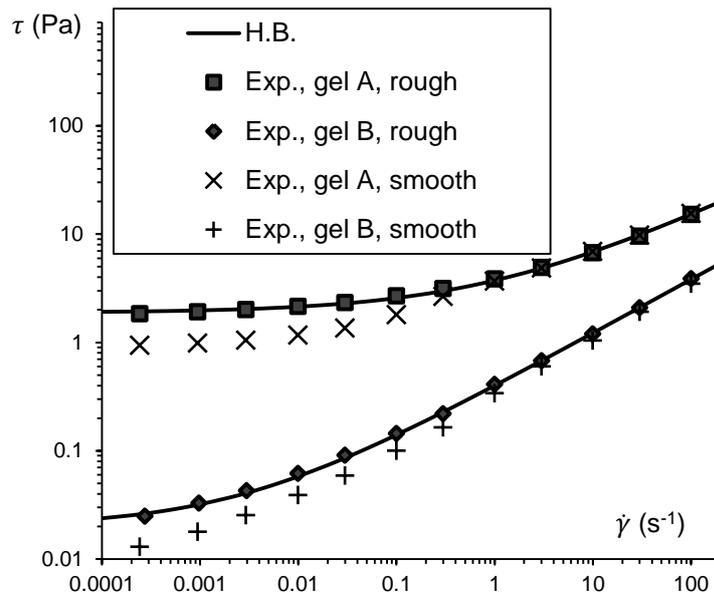


Figure III-4 : Courbes d'écoulement pour le gel A et le gel B avec la géométrie rugueuse et la géométrie lisse.

Deux gels ont été réalisés : le gel A qui présente un seuil de $1,88 Pa$ et le gel B qui présente un seuil beaucoup plus faible de $0,02 Pa$. Leurs courbes d'écoulement donnant l'évolution de la contrainte de cisaillement en fonction du taux de cisaillement en régime permanent sont présentées sur la Figure III-4. Les points expérimentaux pleins marqués "rough" et "smooth" sont obtenus respectivement avec la géométrie rugueuse et celle lisse. Les lignes représentent le modèle d'Herschel-Bulkley. Les paramètres du modèle sont calculés pour la géométrie rugueuse et sont récapitulés dans le Tableau III-1 avec les concentrations en polymères pour chaque gel.

Tableau III-1 : Caractéristiques des fluides obtenues par rhéométrie

Fluids	$\tau_0 (Pa)$	$K (Pa \cdot s^n)$	n	$G' (Pa)$	%Wt
Glucose	0	$0,353e^{-0,061 \cdot T}$	1	—	66,5
Gel A	1,88	1,85	0,43	27	0,11
Gel B	0,02	0,38	0,52	0,51	0,045

La Figure III-4 montre des évolutions bien connues pour les fluides à seuil [6,8–10]. Lorsque le cylindre est lisse les contraintes de cisaillement sont inférieures à la contrainte seuil τ_0 . Ensuite, plus la contrainte de cisaillement à la paroi augmente, plus les courbes rejoignent les

courbes obtenues en condition d'adhérence. Meeker et al. [8] et Magnin et Piau [3] ont visualisé le champ de déformation associé à ces évolutions de la contrainte. Lorsque les contraintes de cisaillement sont faibles, le fluide glisse sur la surface lisse : le glissement est prépondérant sur la déformation en volume. Lorsque la contrainte de cisaillement augmente, la déformation en volume devient prépondérante et la contribution du glissement devient négligeable devant la contrainte de cisaillement en volume. Ainsi les effets du glissement sont donc plus importants dans les zones à l'interface fluide-structure où les contraintes de cisaillement sont typiquement en dessous de la contrainte seuil en volume. La physique des phénomènes a été décrite à travers un model élasto-hydrodynamique [8,9,11]. Ce modèle a déjà été utilisé dans une étude numérique s'intéressant aux effets du glissement sur les morphologies d'écoulement de fluides à seuil [12].

Le module élastique G' admet un plateau dans le domaine de déformation linéaire pour les fluides à seuil de contraintes. Ceci sert aussi de mettre en évidence la présence de seuil dans l'échantillon testé. La valeur de ce plateau est reportée dans le Tableau III-1.

La Figure III-5 représente les correspondances du nombre d'Oldroyd avec le nombre de Reynolds pour les deux gels étudiés.

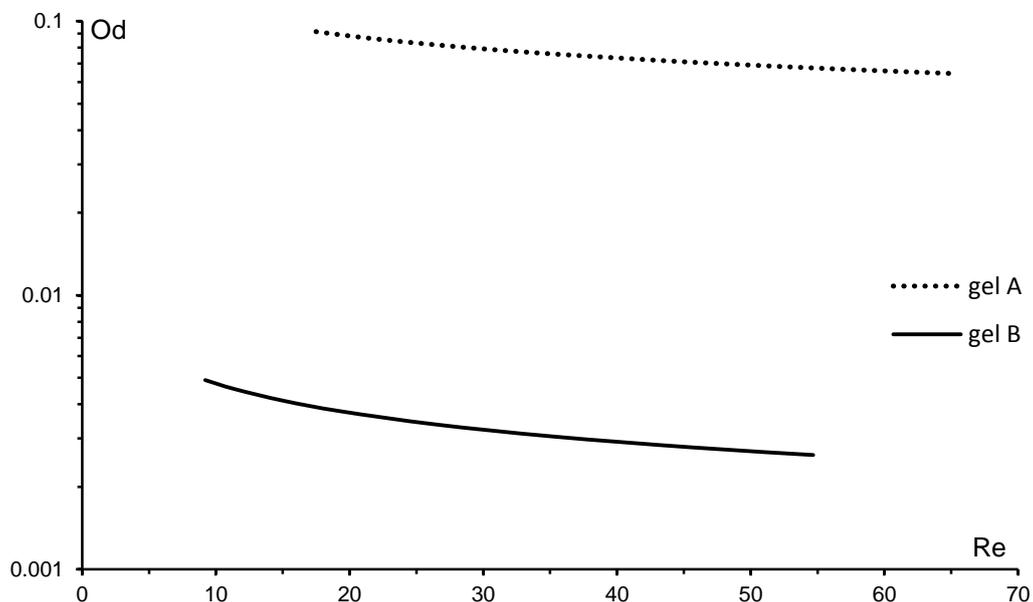


Figure III-5 : Variation du nombre d'Oldroyd en fonction du nombre de Reynolds.

Le gel A couvre un intervalle de Od plus important que le gel B avec des valeurs plus grandes d'environ un ordre de grandeur. Les effets de seuils seront donc plus importants pour le gel A. Les valeurs de Od sont également très inférieures à 1 pour le gel B. Ainsi, les effets de seuils pour ce gel seront faibles devant les effets de viscosité.

III.3.3 Simulation numérique

Les résultats numériques sont obtenus par résolution des équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement avec le logiciel ANSYS Fluent (version 13.0). La méthode des volumes finis avec un schéma au deuxième ordre est utilisée pour la discrétisation des termes convectifs des équations. La méthode SIMPLEC (Semi Implicit Method for Pressure-Linked Equations Consistent) est utilisée pour le couplage pression-vitesse. La résolution numérique se fait en régime permanent.

Les conditions aux limites de notre étude sont les suivantes :

- une condition d'adhérence est appliquée sur la surface du cylindre et sur les parois latérales : $\vec{V} = \vec{0}$,
- un profil de vitesse uniforme est appliquée à l'entrée du canal : $V_x = U$ et $V_y = 0$,
- une condition de flux nul est appliquée à la sortie du canal : $\partial V_x / \partial x = \partial V_y / \partial x = 0$.

La discontinuité de la loi de comportement d'Herschel-Bulkley (Eq. III-1) est régularisée par la méthode de Papanastasiou [13].

$$\bar{\tau} = \left(K \dot{\gamma}^{n-1} + \frac{\tau_0 (1 - \exp(-m\dot{\gamma}))}{\dot{\gamma}} \right) \bar{\gamma} \quad \text{Eq. III-2}$$

où $m = 10^5 \text{ s}$ est un paramètre de régularisation. Sa valeur a été choisie sur la base de la littérature [14,15] et des tests effectués de non dépendance au choix de ce paramètre. La non dépendance des résultats par rapport au maillage a été vérifiée.

Une des caractéristiques majeures de l'écoulement des fluides à seuil est l'existence de zones où le fluide se comporte comme un solide [14,12]. Ces zones sont appelées zones rigides. Dans le cas d'un fluide viscoplastique, elles peuvent être statique ou en mouvement. Une zone rigide en mouvement peut être en rotation ou en translation solide [14]. Elles sont obtenues numériquement lorsque le second invariant du déviateur du tenseur des contraintes au sein du fluide τ respecte l'équation $\tau \leq \tau_0(1 + \epsilon)$ où ϵ est un paramètre dépendant du type d'écoulement et de la méthode de régularisation [16]. Pour notre étude, nous utilisons la valeur $\epsilon = 10^{-3}$. Si $\tau > \tau_0(1 + \epsilon)$ alors la zone est considérée cisailée.

III.4 Résultats et discussions

La présentation des résultats commencera par une qualification du banc expérimental par l'étude d'un fluide newtonien, suivie d'une introduction aux morphologies d'écoulement du régime recirculant. Nous poursuivrons par les caractéristiques géométriques des tourbillons accompagnés de la valeur critique du nombre de Reynolds à la transition de régime. Des lois de calages sont données pour chaque type de données expérimentales. Pour aider la discussion, nous présenterons les prédictions numériques de la modélisation de l'écoulement pour un fluide viscoplastique d'Herschel-Bulkley.

III.4.1 Étude d'un fluide newtonien

Pour qualifier le banc expérimental, nous utilisons la solution de glucose qui a un comportement newtonien avec le cylindre rugueux. Le calcul des incertitudes de mesures avec le glucose donne une valeur allant jusqu'à 20 % sur les nombres de Reynolds en prenant en compte les incertitudes sur la vitesse, la rhéométrie et les dimensions des objets.

Une première vérification consiste à déterminer l'intervalle de débit pour lequel l'écoulement à l'amont du cylindre est établi et n'est pas perturbé par les effets d'entrée dans le canal et le comparer aux profils numériques. Pour cela les profils de vitesse selon la profondeur du canal de $10D$ selon l'axe \vec{z} ont été relevés. Ces mesures montrent que pour des débits allant jusqu'à $0,7 \text{ m}^3/h$ on obtient des profils de vitesses établis non perturbés par l'entrée à l'amont du cylindre. Comme on peut le constater sur la Figure III-6, les profils de vitesses expérimentaux et numériques se superposent. Le débit de $0,7 \text{ m}^3/h$ donne une vitesse maximale au centre du profil de $V_{max} \approx 1,5 \text{ m/s}$.

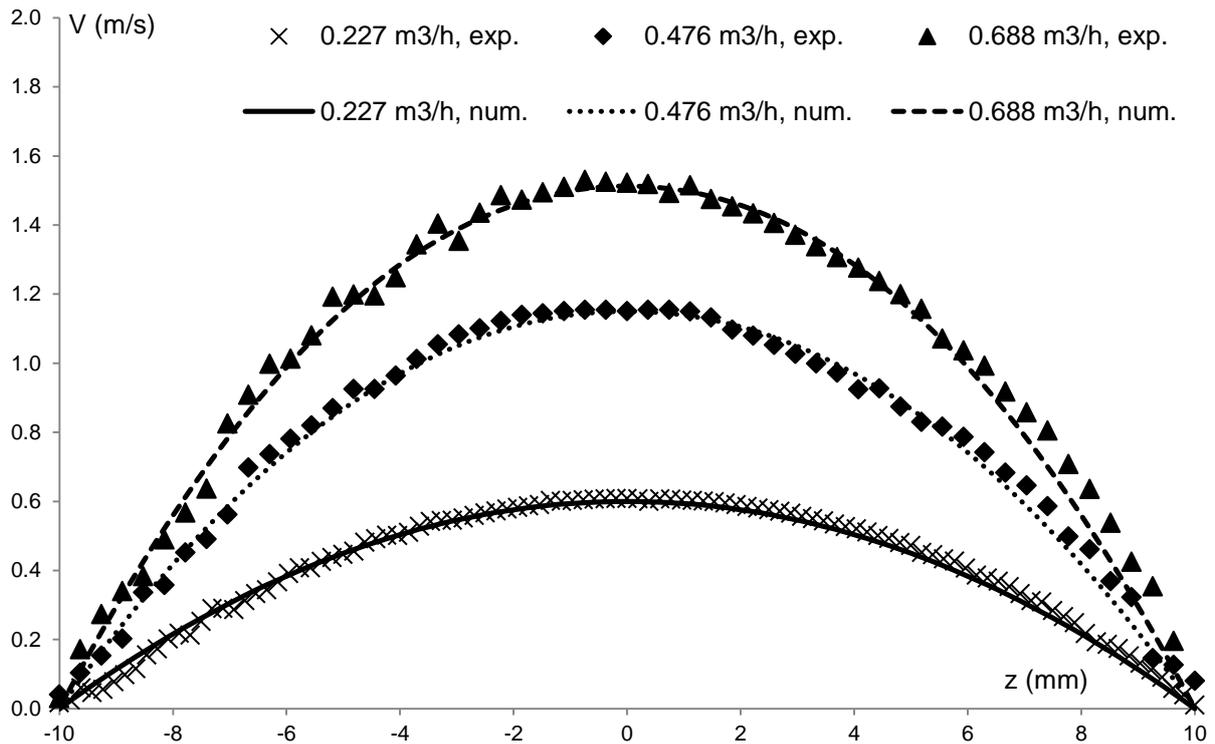


Figure III-6 : Profil expérimental (exp.) et numérique (num.) de la vitesse axiale établie selon la profondeur du canal à l'amont du cylindre.

Le nombre de Reynolds critique Re_c marquant la transition du régime d'écoulement sans recirculation au régime d'écoulement stationnaire avec recirculation derrière le cylindre peut être utilisé comme point de validation du banc expérimental. Expérimentalement, nous trouvons une valeur de Re_c comprise dans l'intervalle [9 – 10]. Le critère de détection utilisé est visuel et consiste à observer si les particules se déplacent dans le sens opposé à l'écoulement à l'aval dans la proximité immédiate du cylindre. Dans la littérature une étude numérique pour un fluide newtonien s'écoulant dans une configuration de Poiseuille avec un confinement $\beta = 0,2$ donne la valeur de $Re_c = 9,3$ [17]. Aucune valeur expérimentale n'a été trouvée pour cette configuration dans la littérature. Numériquement, nous trouvons $Re_c \approx 10$. La valeur obtenue est acceptable et permet de valider le banc expérimental car la différence entre les valeurs est inférieure aux incertitudes de mesures.

La transition du régime d'écoulement stationnaire recirculant symétrique au régime d'écoulement instationnaire périodique faisant apparaître des allées de Von Karman derrière le cylindre a lieu au nombre de Reynolds critique Re^c . Les seuls résultats trouvés dans la littérature pour un fluide newtonien correspondant à notre configuration d'écoulement de Poiseuille avec un confinement $\beta = 0,2$ sont numériques. Les travaux de différents auteurs donnent $Re^c = 69,0$ [17] et $Re^c = 69,34$ [18]. Numériquement, nous trouvons $Re^c \approx 69,5$.

Avec nos expériences, la valeur obtenue de Re_{exp}^c est comprise dans l'intervalle [64,9 – 71,7]. Les valeurs expérimentales entre dans les incertitudes de mesure.

Les caractéristiques géométriques de la zone avec recirculation à l'aval du cylindre peuvent permettre d'établir des comparaisons avec les résultats newtoniens obtenus expérimentalement dans le cadre d'autres études. Une comparaison numérique sera également faite. Les seuls résultats newtoniens trouvés dans la littérature traitant des caractéristiques géométriques des recirculations d'un écoulement dans un canal confiné sont ceux de Grove et al. [19] pour une configuration de Poiseuille et ceux de Coutanceau et Bouard [20] pour une configuration avec un profil de vitesse uniforme. Ces auteurs ont établi des résultats expérimentaux sur les caractéristiques géométriques des recirculations avec notamment l'étude de l'effet du confinement. Grove et al. ont utilisé une méthode qui consiste à chauffer le cylindre de façon à changer l'indice de réfraction du fluide environnant. Ceci permet de rendre visible les recirculations à l'aval du cylindre [19]. La méthode de visualisation de Coutanceau et Bouard consiste à visualiser des particules uniformément ensemencées dans le fluide qui réfléchissent la lumière d'un plan lumineux. Cependant la comparaison des résultats de la présente étude avec les leurs n'est pas directe car les champs de vitesses sont très différents de ceux d'une configuration de Poiseuille. Leurs résultats seront donc illustrés seulement à titre de comparaison de variation selon la configuration du champ d'écoulement. La comparaison avec Grove et al. [19] est directe.

Expérimentalement, la longueur des tourbillons est mesurée directement sur les images obtenues. Elle est décrite comme la longueur allant du point d'arrêt à l'aval du cylindre jusqu'à la fermeture des recirculations (voir Figure III-2 et Figure III-7). Les images sont relevées à une vitesse d'obturation permettant aux particules réfléchissantes de tracer les lignes de courant de l'écoulement. La fermeture de la recirculation est déterminée au lieu où les lignes de la partie supérieure rejoignent les lignes de la partie inférieure de l'écoulement.

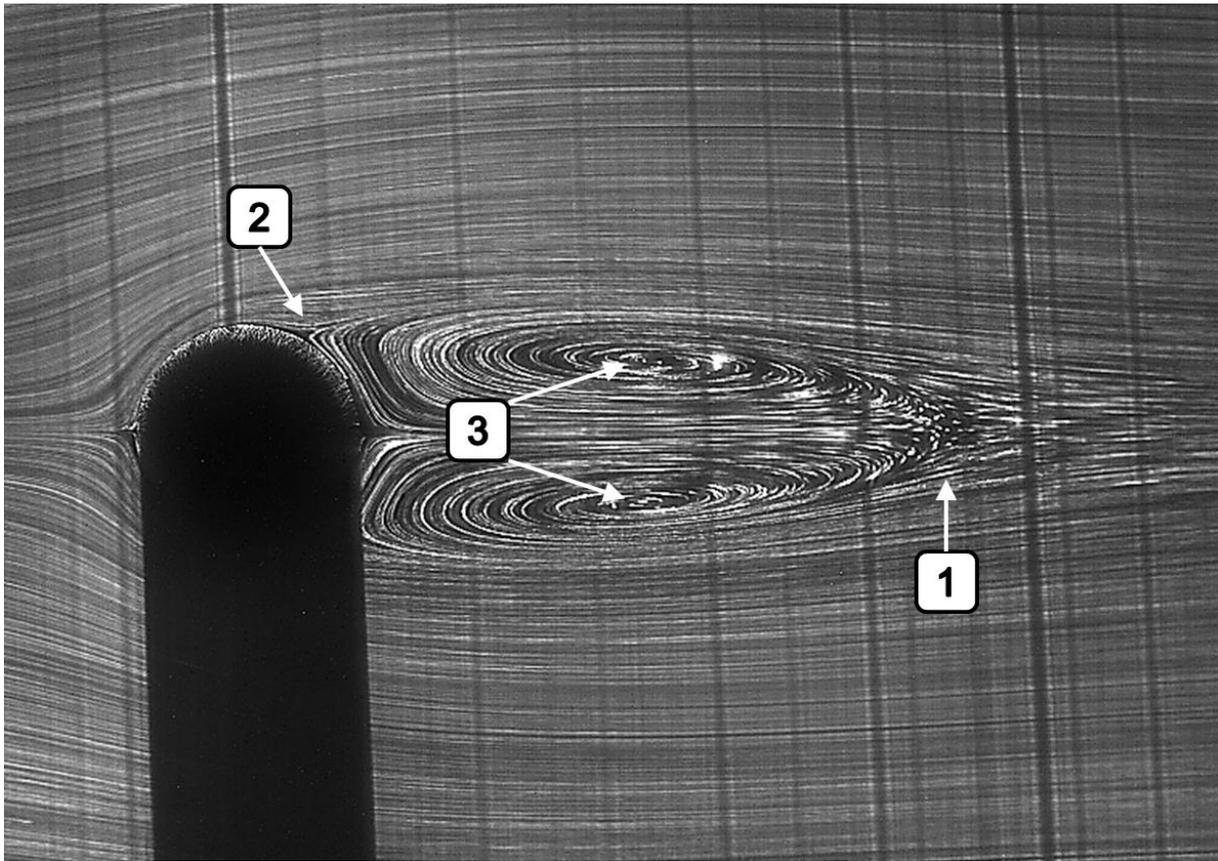


Figure III-7 : Tourbillons à l'aval d'un cylindre pour un fluide newtonien à $Re = 42,8$; la zone 1 représente la fermeture du tourbillon ; la zone 2 représente la séparation de l'écoulement ; les zones 3 représentent les centres des tourbillons.

Les longueurs de recirculation adimensionnelles obtenues avec la solution de glucose newtonienne sont représentées sur la Figure III-8 et comparées avec les résultats expérimentaux de Grove et al. [19] pour $\beta = 0,1$ et $\beta = 0,2$. Les courbes de tendances obtenues par Coutanceau et Bouard [20] pour un confinement de $\beta = 0$ et $\beta = 0,12$ pour un écoulement uniforme ont également été ajoutées. Les points expérimentaux et la simulation numérique donnent une évolution de L/D croissante et non linéaire par rapport au nombre de Reynolds. Nous pouvons voir que pour une configuration de profil de vitesse uniforme à l'amont du cylindre, le confinement n'influence pas la pente des variations des longueurs de recirculation [20] alors que pour une configuration de Poiseuille, la pente s'affaiblit lorsque le confinement augmente [19]. Ceci doit être lié au profil de vitesse arrivant sur le cylindre de l'amont de l'écoulement. En effet moins le cylindre est confiné, plus le profil de vitesse central, correspondant à la position du cylindre, est plat.

Nos résultats numériques et expérimentaux ont des variations semblables. Les incertitudes sur le nombre de Reynolds du glucose sont relativement importantes ($\approx 20\%$). Par comparaison

aux résultats de Grove et al., leurs valeurs sont assez éloignées. La technique expérimentale particulière utilisée dans leur étude peut être une cause de ces différences. En effet, les propriétés de l'huile utilisée peuvent varier avec l'augmentation de température. Les résultats numériques de notre étude sont inférieurs aux résultats expérimentaux. Une valeur numérique de L/D , pour la même configuration et le même confinement que la présente étude, est donnée dans Singha et Sinhamahapatra [21] à $Re = 45$ (représentée par \times sur la Figure III-8). Nous avons une différence de 3% avec leur valeur. Cette comparaison montre que nos résultats numériques sont représentatifs.

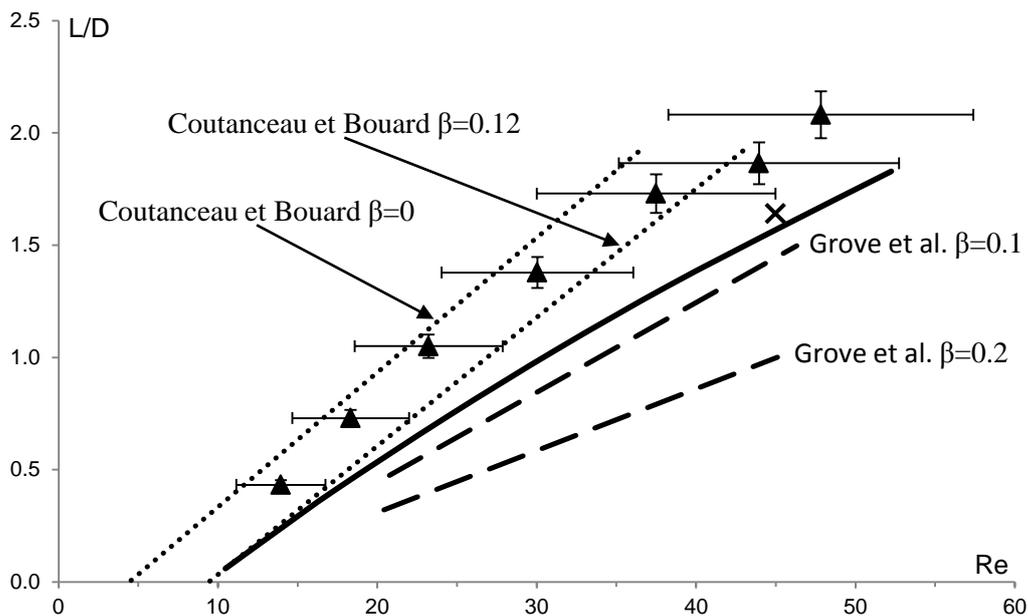


Figure III-8 : Longueurs des recirculations adimensionnelles newtoniennes à l'aval du cylindre ; mesures expérimentales \blacktriangle , $\beta = 0,2$; valeur numérique en trait continu ; Coutanceau et Bouard [20] ligne en pointillée ; Grove et al. [19] ligne en tirets ; Singha et Sinhamahapatra [21] (\times).

De la même manière, nous comparons les coordonnées adimensionnelles du centre des tourbillons obtenues avec la solution newtonienne de glucose. Les résultats expérimentaux et numériques sont représentés sur la Figure III-9 et la Figure III-10 et sont comparés avec la littérature [19,20]. Les résultats expérimentaux et numériques montrent que l'abscisse du centre des tourbillons s'éloigne du cylindre lorsque Re augmente. Son évolution n'est pas linéaire comme ce qu'observent Coutanceau et Bouard [20] pour une configuration à profil de vitesse uniforme. Les courbes de tendances correspondantes à nos résultats expérimentaux et numériques sont polynomiales du second ordre. Elles n'ont pas été représentées sur la Figure III-9 pour ne pas alourdir le graphique. Les points expérimentaux de Grove et al. restent entre nos résultats expérimentaux et nos résultats numériques.

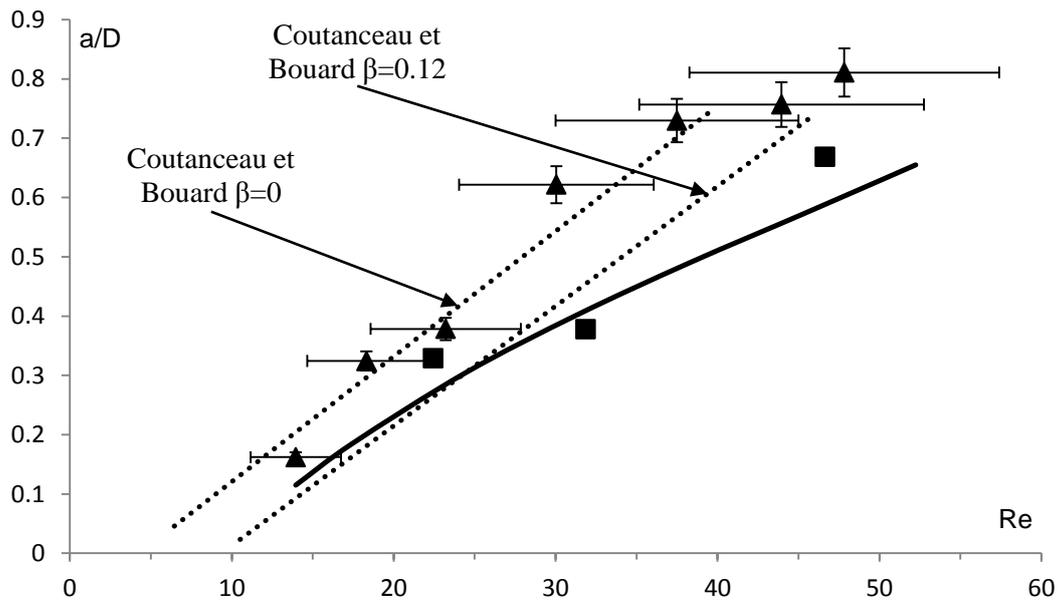


Figure III-9 : Abscisses du centre des tourbillons en fonction de Re pour une solution newtonienne ; mesures expérimentales \blacktriangle ; Grove et al. [19] \blacksquare ; Coutanceau et Bouard [20] lignes pointillées ; résultat numérique en trait continu.

Les ordonnées du centre des tourbillons sont données sur la Figure III-10. Les résultats expérimentaux et la simulation numérique évoluent de la même manière en fonction du nombre de Reynolds. La distance b/D a tout d'abord une croissance rapide, pour les Re proches de Re_c , qui s'atténue par la suite pour les nombres de Reynolds plus grands. Les résultats de Coutanceau et Bouard [20] montrent une évolution similaire. On peut noter que les résultats avec une configuration de Poiseuille suivent la même tendance que les résultats de la littérature avec une configuration à profil de vitesse uniforme. Les points expérimentaux de Grove et al. sont représentés et sont proches de nos résultats numériques et expérimentaux mis à part leur première valeur qui semble être une erreur de mesure.

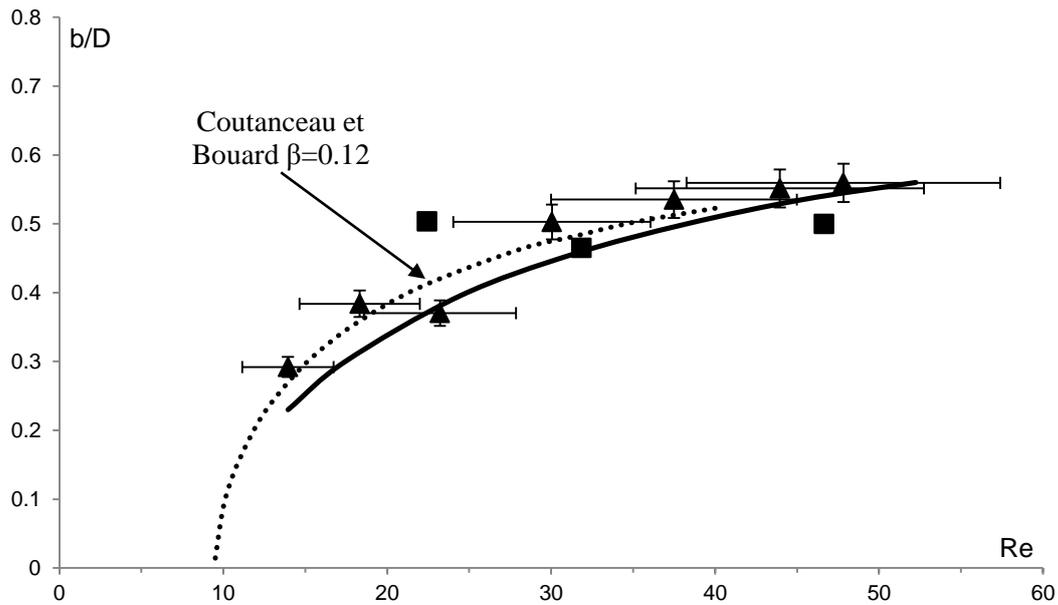


Figure III-10 : Ordonnées du centre des tourbillons en fonction de Re pour une solution newtonienne ; mesures expérimentales \blacktriangle ; valeur numérique en trait continu ; Coutanceau et Bouard [20] en ligne pointillé avec $\beta = 0,12$; Grove et al. [19] \blacksquare .

En général pour les paramètres géométriques des tourbillons, nos résultats expérimentaux et numériques ont les mêmes tendances et ordres de grandeurs. Les différences proviennent sans doute des incertitudes de mesures qui sont d'autant plus importantes avec une solution de glucose newtonienne qui s'avère être très sensible aux variations de température. Les résultats de Grove et al. [19] sont obtenus avec une configuration de Poiseuille et avec un même confinement, mais les paramètres géométriques ne sont pas toujours semblables à nos résultats expérimentaux et à nos prévisions numériques. Malgré une configuration à profil de vitesse uniforme, les résultats de Coutanceau et Bouard [20] ont des variations proches de nos résultats pour l'ordonnée b . Cependant pour la longueur L et l'abscisse a , le profil de vitesse amont affecte les résultats. En effet, les variations de ces paramètres géométriques sont linéaires avec un profil uniforme [20] alors qu'avec un profil de vitesse parabolique, les variations suivent des lois quadratiques.

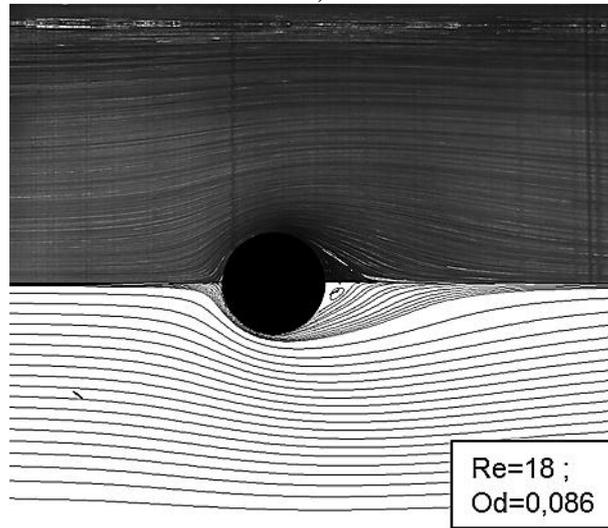
L'ensemble des résultats et analyses présenté ci-dessus pour un fluide newtonien permet de vérifier le banc expérimental et de fournir des résultats nouveaux pour les fluides newtoniens.

III.4.2 Morphologie de l'écoulement pour les fluides à seuil

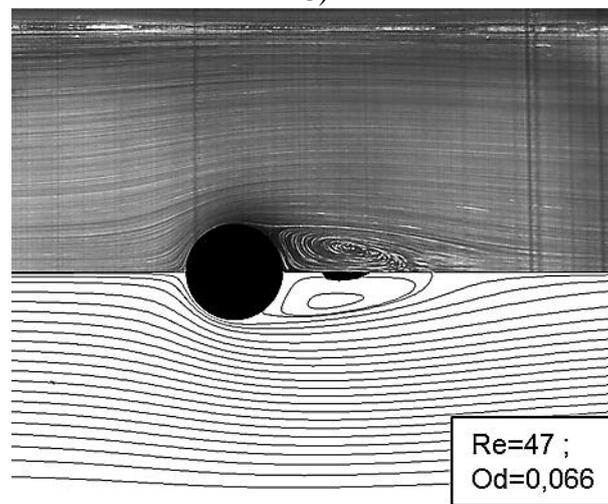
Le régime d'écoulement recirculant d'un fluide à seuil de contrainte dans une configuration de Poiseuille est un écoulement symétrique par rapport à l'axe \vec{x} de l'écoulement. Deux tourbillons apparaissent à l'aval du cylindre. La Figure III-11 représente les lignes de courants

expérimentales et numériques obtenues pour trois valeurs du nombre de Reynolds : le premier est choisi juste après la transition au régime recirculant et les deux autres pour des cas plus inertiels où les recirculations sont développées. L'extension de la zone tourbillonnaire s'agrandit lorsque le nombre de Reynolds augmente et le nombre d'Oldroyd diminue.

a)



b)



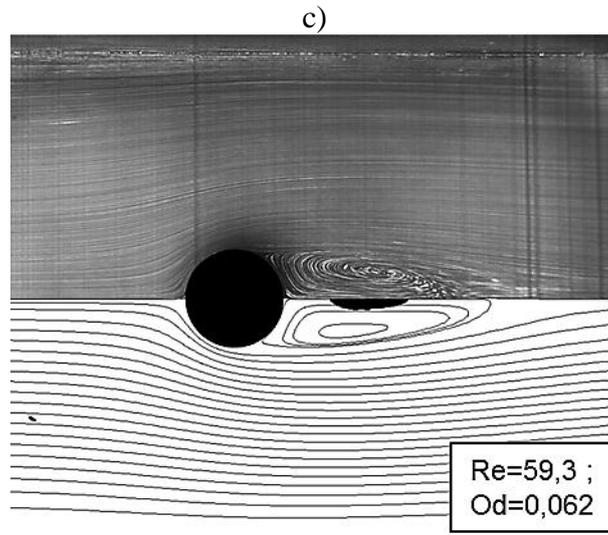
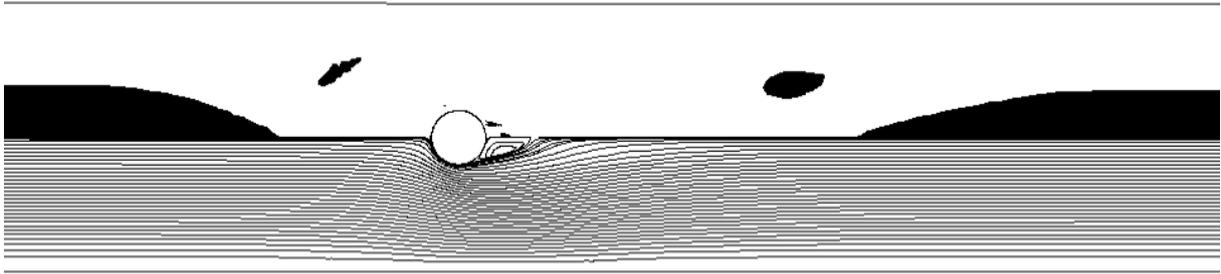


Figure III-11 : Lignes de courant expérimentales et numériques ; a) $(Re; Od) = (18; 0,086)$; b) $(Re; Od) = (47; 0,066)$; c) $(Re; Od) = (59,3; 0,062)$. Les zones rigides numériques sont illustrées en noir.

Cet écoulement admet également différentes zones rigides autour du cylindre. Ces zones sont représentées numériquement sur la Figure III-11 avec une couleur noir. Pour montrer l'ensemble des zones rigides possible dans notre configuration de Poiseuille, la Figure III-12 montre les zones rigides pour une configuration d'écoulement avec les paramètres suivant : $(Re; Od; n) = (52; 0,92; 0,5)$.

a)



b)

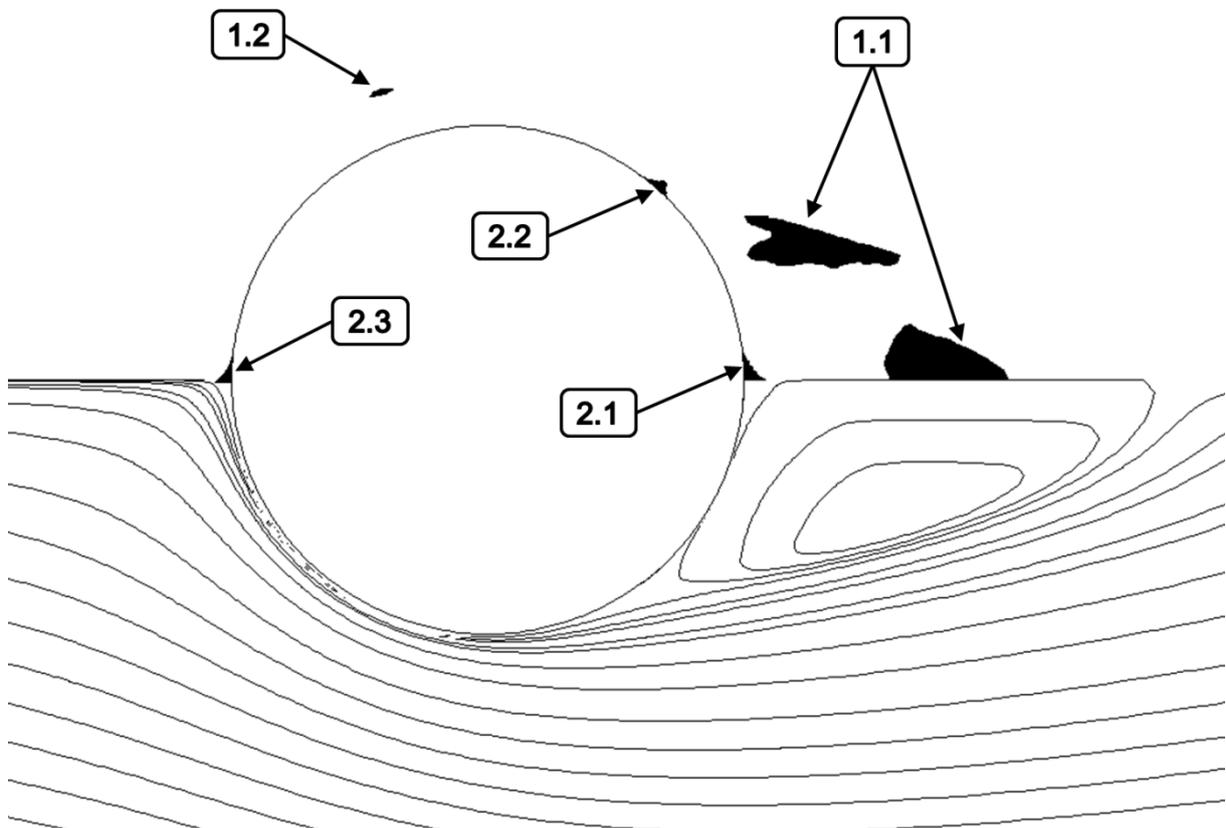


Figure III-12 : Morphologies d'écoulement pour $(Re; Od; n) = (52; 0,92; 0,5)$; zones rigides sur la partie supérieure ; lignes de courant sur la partie inférieure ; a) : vue globale de l'écoulement ; b) : zoom sur la zone autour du cylindre.

L'écoulement en milieu confiné fait apparaître un écoulement bouchon à l'amont et à l'aval du cylindre. Un écoulement bouchon est caractérisé par la présence d'une zone rigide mobile dans la partie centrale du canal où les contraintes sont les plus faibles. Le bouchon à l'amont est plus proche du cylindre que celui à l'aval. L'écoulement a donc besoin d'une longueur de

rétablissement plus importante à l'aval. La présence de l'obstacle engendre des cisaillements importants au sein du fluide, ce qui entraîne la disparition de la zone rigide bouchon à l'approche du cylindre. Autour du cylindre nous avons deux types de zones seuillées : les zones rigides statiques et les zones rigides en mouvements. Une zone rigide est qualifiée de mobile dans le cas où elle est animée d'une vitesse de déplacement solide, c'est à dire avec un gradient de vitesse nul. Une zone rigide est dite statique lorsqu'elle n'est animée d'aucune vitesse. Dans le cas étudié ici, les zones rigides statiques sont accolées à la paroi du cylindre : elles sont indiquées avec un premier numéro 2 sur la Figure III-12-b. Il y en a quatre au total : deux aux points d'arrêts (2.1 et 2.3) et deux autres aux points de séparation (2.2 et son symétrique). Les points de séparation sont le lieu où la recirculation se sépare de l'écoulement provenant de l'amont du cylindre. Le point de séparation de la partie supérieure de l'écoulement est illustré sur la Figure III-7 avec un chiffre 2. Ce point est également une zone où le second invariant du déviateur du tenseur des contraintes τ admet un minimum local à l'interface fluide structure. Ainsi, une zone rigide se forme lorsque ce minimum est inférieur au seuil d'écoulement τ_0 . La Figure III-13 illustre les variations de τ obtenues numériquement en fonction de la position angulaire sur la paroi du cylindre (correspondant au cas de la Figure III-12). On trouve trois minimums locaux sur la courbe correspondant aux points d'arrêts et à un point de séparation. Dans ces trois zones, la contrainte va en deçà du seuil d'écoulement donc des zones rigides statiques y sont présentes. Le point de séparation correspond à la position $\theta_s = 50,6^\circ$. La correspondance de chaque zone seuillée statique a été reportée sur la Figure III-13.

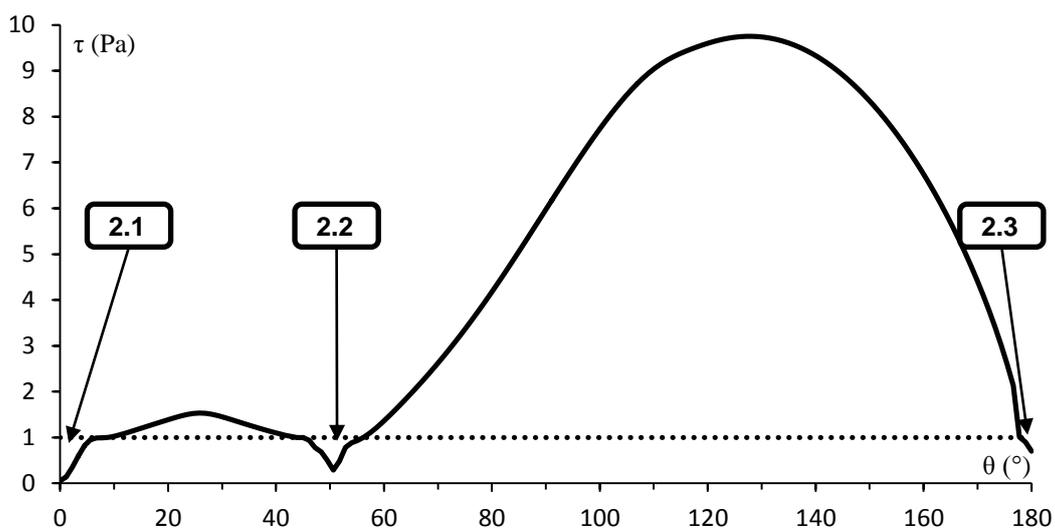


Figure III-13 : Contrainte à l'interface fluide-structure en fonction de la position angulaire sur le cylindre ; la ligne en pointillée représente le seuil d'écoulement τ_0 .

Les zones rigides en mouvement autour de l'obstacle sont celles marquées d'un premier chiffre 1 sur la Figure III-12-b. Les zones marquées 1.1 gagnent en volume lorsque l'inertie diminue et lorsque Od augmente. Elles s'unifient avec les zones rigides statiques 2.1 et 2.2 et forment ainsi une seule zone rigide statique accolée à l'obstacle. Cette unification a lieu à la transition au régime d'écoulement inférieur sans recirculation, lorsque $Re = Re_c$. Il reste alors autour du cylindre comme zones rigides mobiles uniquement les zones 1.2. La Figure III-14 donne une vue d'ensemble de l'écoulement non-recirculant avec $(Re; Od; n) = (34,2; 0,92; 0,5)$.

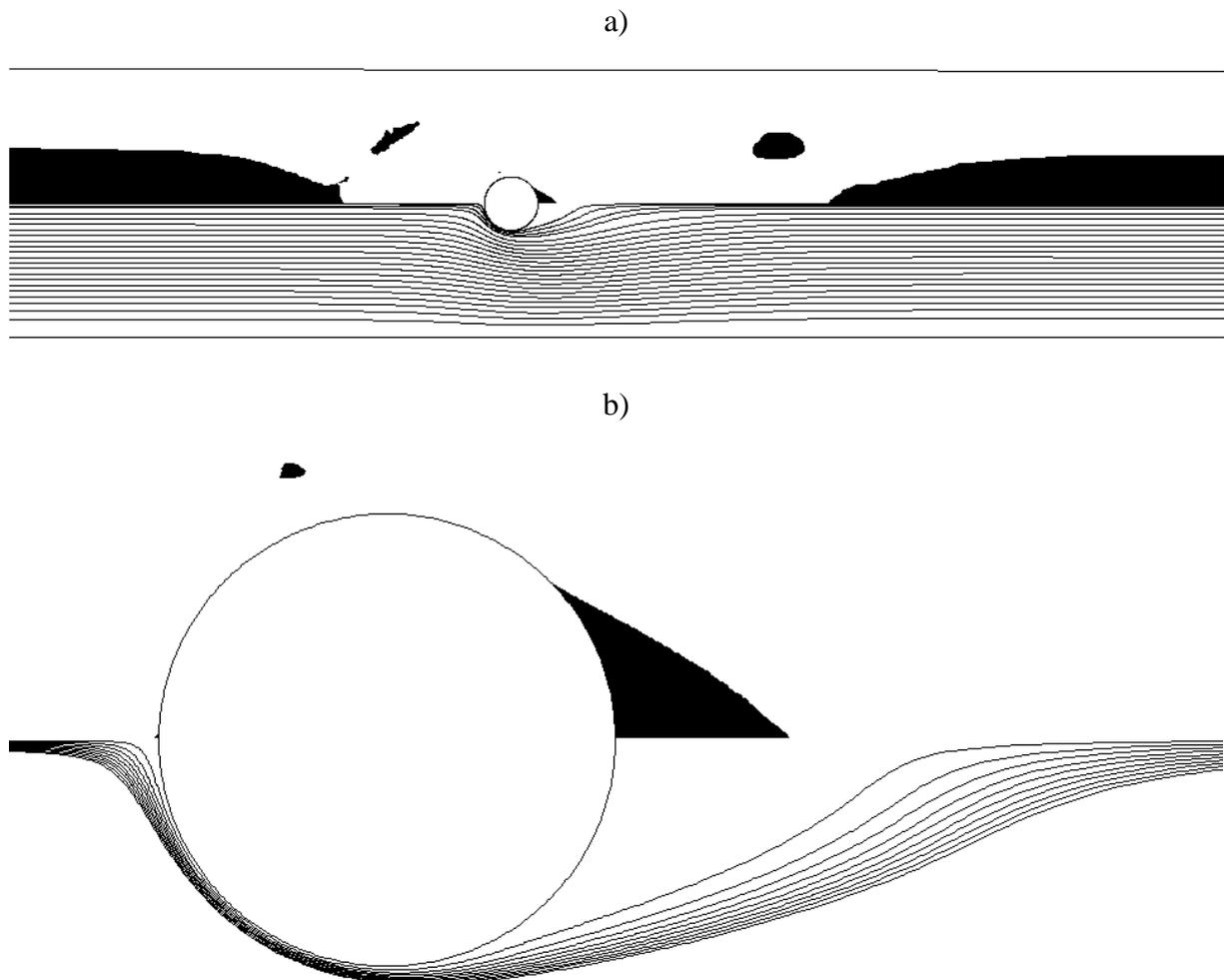


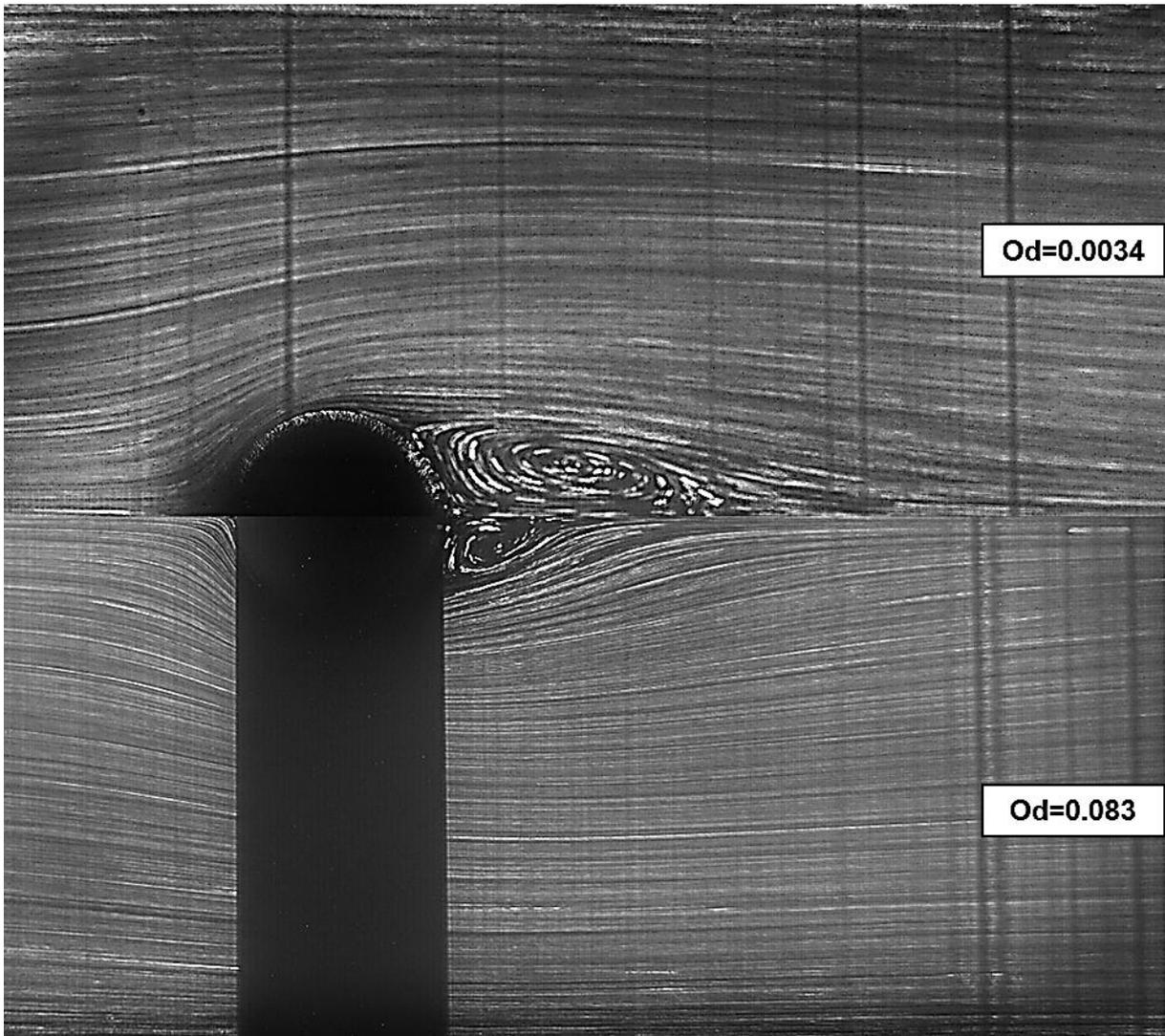
Figure III-14 : Morphologies d'écoulement pour $(Re; Od; n) = (34,2; 0,92; 0,5)$; zones rigides sur la partie supérieure ; lignes de courant sur la partie inférieure ; a) : vue globale de l'écoulement ; b) : zoom sur la zone autour du cylindre.

Les morphologies d'écoulement obtenues pour un écoulement de Poiseuille avec un fluide viscoplastique sont semblables aux résultats de Mossaz et al. [15,22]. Les deux situations donnent des zones rigides mobiles et statiques similaires autour du cylindre. Cependant loin

du cylindre, le confinement apporte des cisaillements importants proches des parois qui empêchent la formation de zones seuillées à l'interface fluide-structure. Au centre du canal, les taux de cisaillements s'annulent et forment une zone rigide mobile (zone rigide bouchon). Dans le cas non-confiné, une enveloppe rigide lointaine est présente loin du cylindre où les taux de cisaillements sont nuls [22].

L'influence des effets de seuil sur les morphologies d'écoulements est observée directement sur la Figure III-15 avec des prises de vues à même nombre de Reynolds et à Od différents. Le gel A est sur la partie inférieure des images et le gel B sur la partie supérieure. Les valeurs des nombres d'Oldroyd sont directement reportées sur les images. Les lignes de courant sont très différentes entre les deux gels. Les recirculations derrière le cylindre sont bien plus courtes avec le gel A. Les différences obtenues pour les coordonnées du centre des recirculations seront étudiées plus précisément dans les parties suivantes.

a)



b)

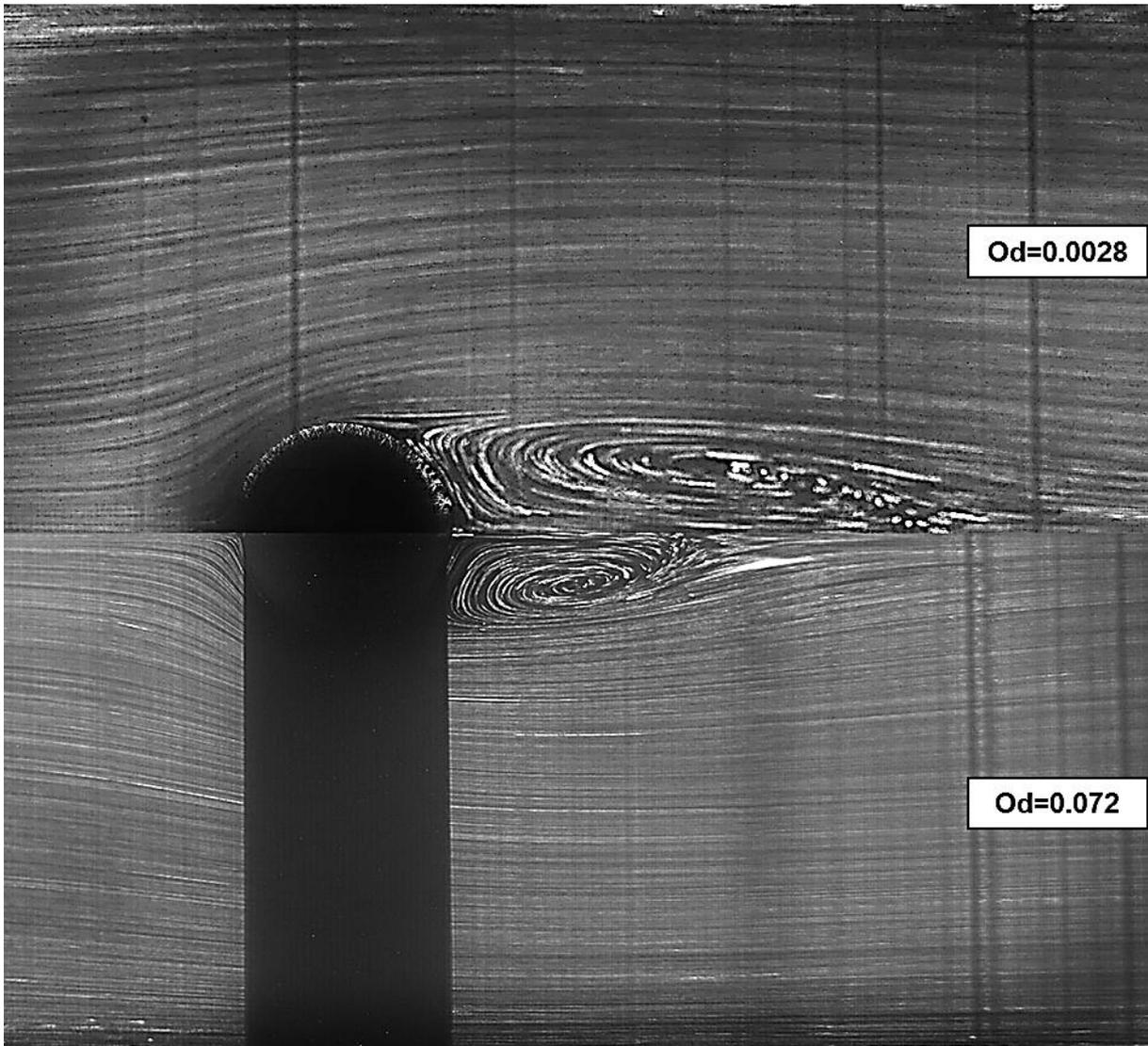


Figure III-15 : Comparaison à même nombre de Reynolds de la morphologie d'écoulement pour le gel A (partie inférieure) et le gel B (partie supérieure). ; a) $Re \approx 26$; b) $Re \approx 46$.

III.4.3 Valeurs critiques de transition Re_c et Od_c pour les fluides à seuil

Le seuil de transition du régime d'écoulement non-recirculant au régime d'écoulement stable avec tourbillons est déterminé pour les gels A et B en observant le déplacement des particules. Cette observation se fait dans la proximité immédiate du cylindre à l'aval de l'écoulement. Lorsque les particules se déplacent dans le sens opposé à l'écoulement alors il y a formation de tourbillons. Les valeurs critiques de transition Re_c sont données pour les états de surfaces lisses et rugueux pour chaque fluide. La morphologie de l'écoulement à l'aval du cylindre avant le nombre de Reynolds critique Re_c dépend du nombre d'Oldroyd Od . En effet, proche de la transition de régime, le gel A a un nombre d'Oldroyd autour de $Od = 0,1$ alors que celui du gel B est autour de $Od = 0,005$. Les effets de seuil sont donc plus importants pour le

premier alors qu'ils peuvent être négligés pour le second. Or lorsque les effets de seuil sont non négligeables, une zone morte où le matériau se comporte comme un solide se forme à l'aval de l'obstacle et est accolée au cylindre (voir Figure III-14). A la transition au régime recirculant, la zone rigide accolée au cylindre se divise en trois zones rigides dynamiques sous l'effet du cisaillement (voir Figure III-12). Ainsi, le nombre de Reynolds de transition Re_c ne doit pas être cherché à l'intersection de la courbe de des longueurs de recirculation L avec l'axe des abscisses (voir Figure III-5) car à la transition la longueur de recirculation est de la longueur de la zone rigide accolée. Mossaz et al. [22] attire l'attention sur ce point dans leurs travaux en affirmant que la longueur maximale de la zone rigide statique à l'aval du cylindre correspond à la valeur minimale de la longueur de recirculation.

Pour le gel B, puisque les effets de seuil sont faibles (Figure III-5), la zone rigide au point d'arrêt à l'aval (2.1 sur la Figure III-12) est de l'ordre de 0,5% du diamètre D à Re_c . La présence de cette zone rigide ne gêne donc pas la formation de recirculation. Ici encore, notre étude permet de montrer que les valeurs de Re_c obtenues expérimentalement sont plus élevées que la valeur obtenue par prolongement de la courbe des longueurs de recirculation.

Les valeurs de transition expérimentales Re_c de la présente étude sont données dans des intervalles. La première valeur de l'intervalle correspond à un cas non-recirculant et la deuxième correspond à un cas avec recirculation. Ainsi, les intervalles obtenus pour le gel A sont $Re_c = [19,8 - 21]$ (correspondant à $Od_c \approx 0,089$) avec le cylindre rugueux et $Re_c = [17,1 - 17,9]$ (correspondant à $Od_c \approx 0,093$) pour le cylindre lisse. Pour le gel B, nous avons le même intervalle $Re_c = [9,2 - 10]$ (correspondant à $Od_c \approx 0,0048$) pour les deux cylindres. La surface du cylindre a une influence sur Re_c pour le gel A mais n'en a pas pour le gel B. Les effets de seuil semblent jouer un rôle prépondérant dans ces différences sur le Re_c . Par conséquent pour un fluide rhéofluidifiant sans seuil de contrainte (signifiant), la valeur critique de transition Re_c n'est pas sujette à des modifications dues au glissement [23] avec nos cylindres. Cependant, les différences de courbes d'écoulement obtenues par rhéométrie dans la présente étude entre la surface rugueuse et la surface lisse (Figure III-4) ne sont pas importantes aux faibles cisaillements. Ainsi, une surface plus propice au glissement pourrait donner des résultats différents.

Numériquement, la valeur critique du nombre de Reynolds de transition au régime recirculant est de $Re_c \approx 17$ pour le gel A avec $Od_c \approx 0,088$ et de $Re_c \approx 10,3$ pour le gel B avec $Od_c \approx 0,0047$. Ces valeurs sont proches de nos résultats expérimentaux.

III.4.4 Paramètres géométriques des tourbillons

Comme on a vu dans la partie du fluide newtonien (III.4.1), les tourbillons se formant à l'aval du cylindre peuvent être définis géométriquement selon leur longueur, la position de leur centre dans le plan et l'angle de séparation. Ces trois paramètres sont décrits sur la Figure III-2 et illustrés sur la Figure III-7 pour un fluide newtonien. Nous allons étudier ces paramètres pour les fluides à seuil dans cette partie.

III.4.4.1.1 Longueur de recirculation

La longueur de recirculation des tourbillons se formant derrière le cylindre a été relevée pour les deux gels étudiés et pour les deux cylindres de rugosité différente afin de mettre en évidence l'influence de la surface sur la longueur des recirculations.

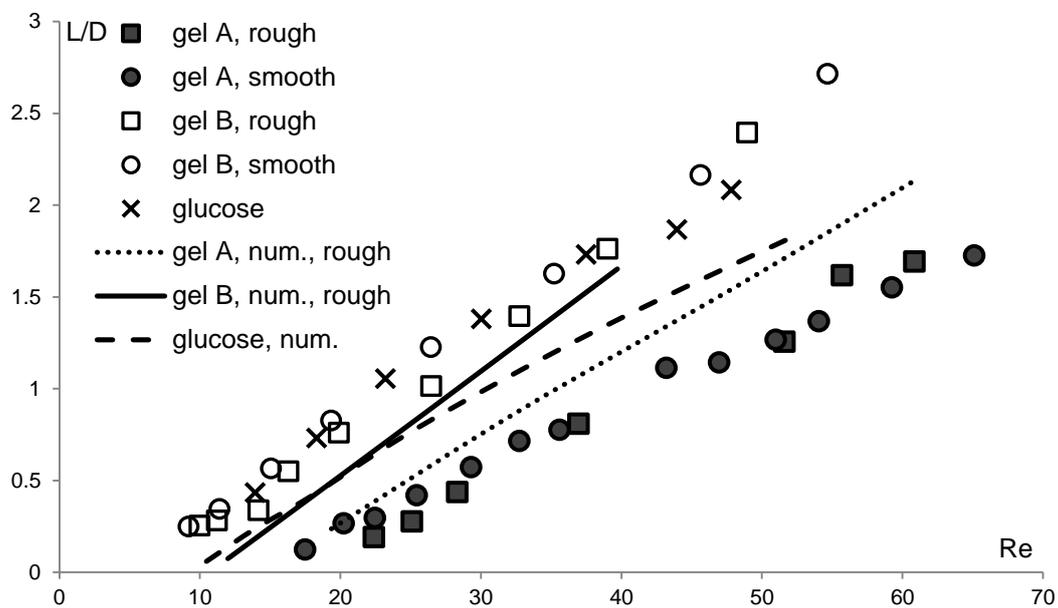


Figure III-16 : Longueurs de recirculation adimensionnelles en fonction du nombre de Reynolds et des états de surface des cylindres.

Les longueurs de recirculations adimensionnelles obtenues sont illustrées sur la Figure III-16. Les résultats obtenus avec le glucose ont été insérés pour établir les comparaisons avec les gels de Carbopol. Il a été vu dans la détermination de Re_c que les courbes du gel avec des effets de seuil plus importants débutent pour des plus grands nombres de Reynolds. La Figure III-15 montre que pour un même nombre de Reynolds les recirculations sont plus courtes lorsque le nombre Od croît. L'étude des longueurs de recirculation permet de voir que les variations des longueurs de recirculation sont également influencées par les effets de seuil. En effet, les pentes du gel A sont moins importantes que celles du gel B. Les effets de seuil d'un gel de Carbopol ont donc tendance à diminuer les longueurs de recirculations.

Inversement, l'étude du gel B montre que lorsque le seuil est faible, les longueurs de recirculations sont semblables aux résultats newtoniens. Comme les effets de seuils sont faibles pour le gel B (Figure III-5), on peut avancer que le fluide se comporte presque comme un fluide rhéofluidifiant et ainsi déduire l'influence de l'indice de loi puissance n en le comparant à la solution de glucose newtonienne ($n = 1$). Ainsi, un indice rhéofluidifiant $n = 0,52$ s'avèrerait ne pas beaucoup influencer les longueurs de recirculations. Cependant, les variations de la solution de glucose sont polynomiales alors que celles du gel B sont linéaires. L'indice de rhéofluidification n influence donc les variations de L . Ceci est dû au profil de vitesse d'entrée qui est plus plat pour un fluide rhéofluidifiant avec $n \approx 0,5$.

Les résultats numériques obtenus pour les deux gels sont tracés sur la Figure III-16. Pour le gel B, ils sont proches des résultats expérimentaux mais pour le gel A les résultats sont surestimés lorsque les effets inertiels augmentent. Ceci peut être dû aux incertitudes de mesures qui deviennent plus importantes avec l'inertie car la fermeture de la recirculation à l'aval du cylindre devient moins précise (voir Figure III-7). Par ailleurs d'autres effets, qui ne sont pas pris en compte par la modélisation numérique, peuvent accentuer les différences entre les résultats expérimentaux et numériques. Il est montré que l'élasticité du fluide peut jouer un rôle stabilisateur pour les régimes d'écoulement inertiels [24–26]. L'indice de rhéofluidification $n = 0,52$ augmente les longueurs de recirculation par rapport au glucose lorsque le nombre de Reynolds augmente.

L'influence de l'état de surface du cylindre semble avoir peu d'influence dans notre cas sur les variations de L pour le gel B. Bien que pour le gel A la courbe du cas rugueux commence à des Re plus grands que le cas lisse, les variations n'en sont pas affectées notablement. Le peu de différence obtenue oriente la discussion vers une variation moins rapide de L pour le cas lisse. Ainsi, un état de surface lisse avec des propriétés glissantes ralentirait les variations des longueurs de recirculation, ce qui peut être interprété par un effet stabilisant. Mais au vu des résultats rhéométriques (Figure III-4), des effets importants ne pouvaient être attendus.

Les variations des longueurs expérimentales et numériques obtenues pour le gel A et le gel B sont linéaires. Des lois linéaires $L/D = Re \times C_1 + C_2$ ont été déterminées pour la Figure III-16. Les valeurs sont rassemblées dans le Tableau III-2. La solution de glucose newtonienne a plutôt une variation polynomiale du second ordre avec pour équation $L/D = -0,006Re^2 + 0,087Re - 0,648$.

Tableau III-2 : Coefficients des droites représentant la longueur de recirculation des tourbillons expérimentales pour chaque gel en fonction de l'état de surface.

Fluids	Surface	C_1	C_2
Gel A	smooth	0,0334	-0,420
	rough	0,0397	-0,698
Gel B	smooth	0,0536	-0,239
	rough	0,055	-0,364

III.4.4.1.2 Position du centre des tourbillons

La position du centre des tourbillons est définie par les paramètres a et b (voir Figure III-2).

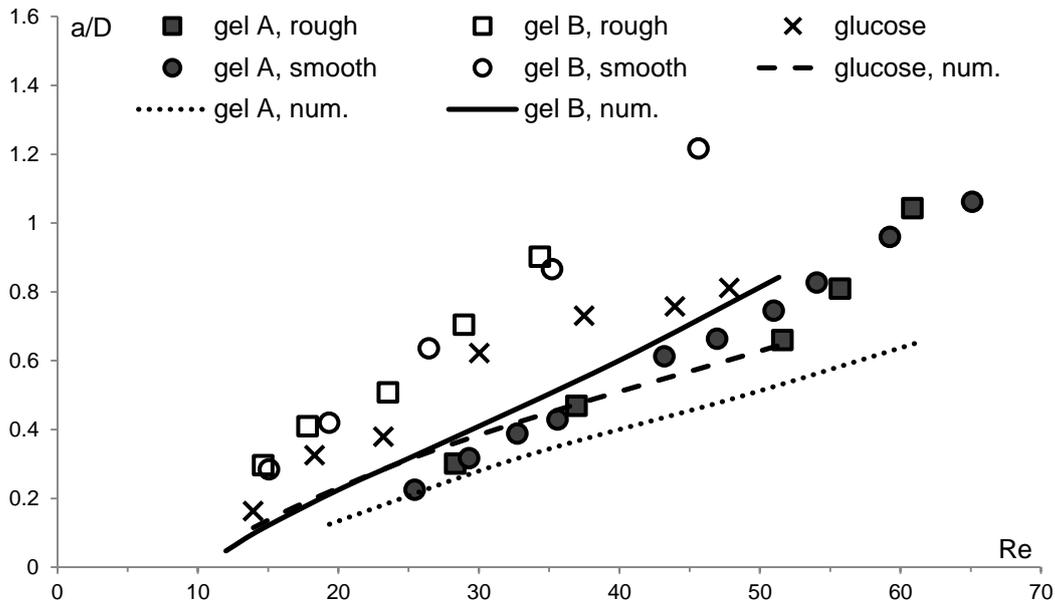


Figure III-17 : Abscisses adimensionnelles du centre des tourbillons en fonction du nombre de Reynolds.

La Figure III-17 et la Figure III-18 représentent respectivement l'abscisse et l'ordonnée du centre des tourbillons de chaque mesure effectuée pour les gels A et B avec le cylindre lisse et le cylindre rugueux. Les positions des recirculations de la solution newtonienne de glucose sont également représentées sur les figures. L'état de surface semble peu affecter la position du centre des tourbillons pour les deux fluides car les résultats pour a et b sont proches pour les deux cylindres utilisés.

Pour l'abscisse a sur la Figure III-17, on observe que les variations par rapport aux nombres de Reynolds ont une tendance linéaire pour les gels de Carbopol étudiés alors qu'elle n'est pas linéaire pour le glucose. Cette linéarité des variations peut être attribuée à l'indice de rhéofluidification car elle est vraie même pour le gel B dont les effets de seuils sont très faibles devant les effets visqueux. Les variations pour le gel A sont plus atténuées que celles du gel B : la pente est moins grande pour le gel A. Les effets de seuil tendent donc à garder les tourbillons proches du cylindre. Par comparaison du gel B et de la solution newtonienne de glucose, on observe qu'un indice de rhéofluidification de $n = 0,52$ donne des abscisses plus grande à un même Re . Ainsi, l'effet de cette rhéofluidification est d'éloigner le centre des tourbillons du cylindre. Les résultats numériques obtenus pour les deux gels sous-estiment l'abscisse du centre des tourbillons, mais les variations linéaires observées pour les points expérimentaux sont vérifiées numériquement.

Des lois linéaires de la forme $a/D = C_3 \times Re + C_4$ ont été déterminées pour les résultats expérimentaux de la Figure III-17. Les paramètres des droites sont rassemblés dans le Tableau III-3. La solution de glucose newtonienne a pour équation $a/D = -0,0004Re^2 + 0,046Re - 0,3967$.

Tableau III-3 : Paramètres des droites $a/D = C_3 \times Re + C_4$ représentant l'abscisse du centre des tourbillons pour chaque gel en fonction de l'état de surface.

Fluids	Surface	C_3	C_4
Gel A	smooth	0,0211	0,310
	rough	0,0206	0,308
Gel B	smooth	0,0301	-0,168
	rough	0,0299	-0,149

Pour l'ordonnée b sur la Figure III-18, les courbes sont croissantes pour tous les fluides : le centre du tourbillon s'éloigne donc du centre du canal lorsque le nombre de Reynolds augmente. Il n'y a pas de différence de variation importante entre les fluides. Il est observable par comparaison entre les deux gels que les effets de seuils tendent à garder le centre du tourbillon proche de l'axe de symétrie. Pour l'effet de la rhéofluidification par comparaison

avec le glucose, les variations sont faibles mais il semble que l'indice $n = 0,52$ éloigne le centre du tourbillon de la ligne centrale lorsque les effets d'inertie deviennent importants.

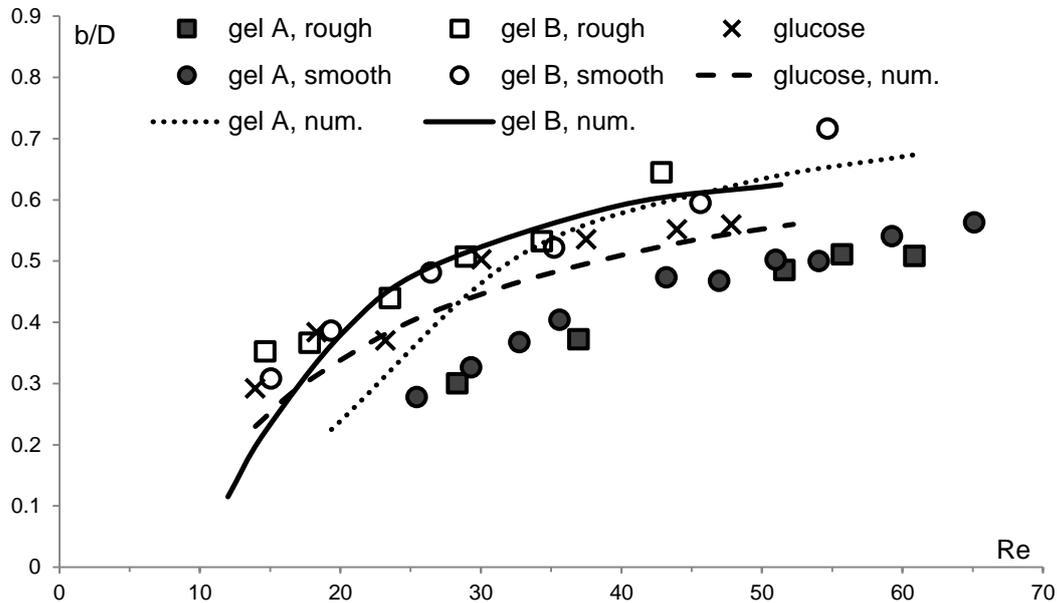


Figure III-18 : Ordonnées adimensionnelles du centre des tourbillons en fonction du nombre de Reynolds.

Les résultats numériques ont été reportés sur la Figure III-18. Les valeurs obtenues par la modalisation numérique pour le gel B sont proches des résultats expérimentaux. Cependant pour le gel A l'ordonnée du centre des tourbillons est largement surestimée. Les incertitudes de mesures pour les coordonnées du centre des tourbillons sont les plus importantes car le centre est moins bien défini sur les images expérimentales. Mais les différences pour le gel A sont supérieures aux incertitudes de mesures. Des effets non pris en compte dans le modèle numérique viscoplastique utilisée peuvent être la cause de telles différences de résultats.

Des courbes de tendance selon l'équation $b/D = (Re - Re_c)^{C_5} - C_6$ ont été déterminées pour la Figure III-18. Les paramètres de l'équation sont rassemblés dans le Tableau III-4.

Tableau III-4 : Paramètres des équations $b/D = (Re - Re_c)^{C_5} - C_6$ représentant l'ordonnée du centre des tourbillons pour chaque fluide en fonction de l'état de surface.

Fluids	Surface	Re_c	C_5	C_6
Glucose	—	9,5	0,101	0.87
Gel A	smooth	17,5	0,114	0.99
	rough	20,4	0,103	0.945
Gel B	smooth & rough	9,6	0,125	0.94

III.4.4.1.3 Angle de séparation

La Figure III-19 représente l'angle de séparation de la zone recirculante pour les gels A et B avec le cylindre lisse et le cylindre rugueux. L'état de surface semble ne pas avoir un effet notable sur l'angle de séparation pour les deux fluides car les valeurs sont peu différentes. Les effets de seuil représentés par le nombre d'Oldroyd n'ont pas non plus d'influence importante sur l'évolution de l'angle de séparation. En effet l'intervalle des angles de séparation étant petit, seules les différences manifestes sont données. Cette observation est vérifiée par la simulation numérique.

L'évolution de l'angle de séparation de la solution newtonienne de glucose ($n = 1$) est différente de celle du gel B ($n = 0,52$). L'angle de séparation a d'abord des valeurs supérieures pour le glucose. Puis, lorsque l'inertie augmente, θ_s augmente moins rapidement et les valeurs pour le glucose deviennent similaires avec celles du gel B. Numériquement, une comparaison semblable peut être faite sur l'évolution de l'angle de séparation. Cependant pour les valeurs, θ_s est plus faible pour le glucose que pour le gel B sur la plupart de l'intervalle de Re étudié. L'indice de loi puissance rhéofluidifiant apporte donc une croissance plus rapide de θ_s .

Les résultats numériques reportés sur la Figure III-19 reflètent donc les comportements observés pour θ_s . Cependant, les valeurs du gel A sont légèrement surestimées sur toute la plage de mesure. Contrairement, celles de la solution newtonienne de glucose et du gel B sont plutôt sous-estimées.

Pour la Figure III-19, nous avons obtenu des courbes de tendances dont la forme est similaire à celles de b/D selon l'équation $\theta_s = ((Re - Re_c)^{C_7} - C_8) \times 180/\pi$ avec θ_s en degrés. Les paramètres de l'équation sont donnés dans le Tableau III-5.

Tableau III-5 : Paramètres des équations $\theta_s = ((Re - Re_c)^{C_7} - C_8) \times 180/\pi$ représentant l'angle de séparation des tourbillons en degrés pour chaque fluide en fonction de l'état de surface.

Fluids	Surface	Re_c	C_7	C_8
Glucose	—	9,5	0,116	0,494
Gel A	smooth	17,5	0,125	0,631
	rough	20,4	0,141	0,670
Gel B	smooth & rough	9,6	0,141	0,634

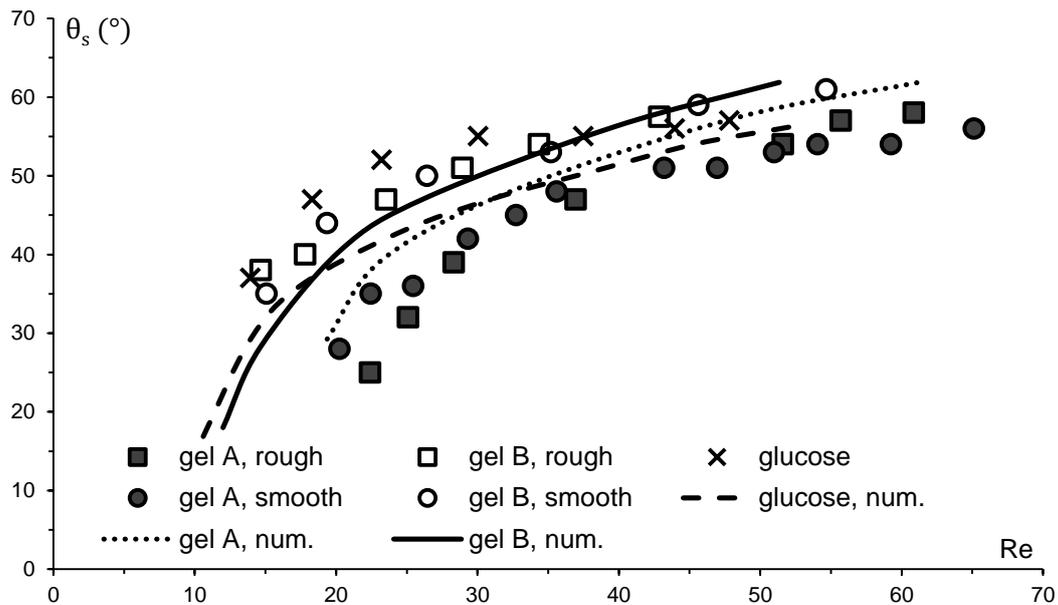


Figure III-19 : Angles de séparation en fonction du nombre de Reynolds.

III.5 Conclusions

Nous avons étudié expérimentalement les écoulements d'un fluide newtonien et de fluides à seuil de contrainte dans une configuration de Poiseuille dans le régime d'écoulement inertiel avec recirculation stable derrière un cylindre. Ce travail a permis de fournir des informations sur la morphologie de l'écoulement de fluides à seuil s'écoulant autour d'obstacle cylindrique dans ce régime ainsi que des résultats nouveaux pour les fluides newtoniens. Deux types de surfaces ont été utilisés pour étudier qualitativement l'effet du glissement sur l'écoulement : une surface rugueuse et une surface lisse toutefois faiblement glissante. L'effet du glissement avec ce cylindre lisse exhibe des différences relativement faibles sur les morphologies d'écoulement. Des résultats ont été apportés sur la valeur critique du nombre de Reynolds de transition au régime d'écoulement recirculant Re_c . La forme géométrique de la recirculation à l'aval du cylindre a été analysée. Globalement, l'influence du seuil d'écoulement du fluide est de reporter la transition au régime recirculant vers des écoulements plus inertiels et de tenir la recirculation plus proche du cylindre. L'influence de la diminution l'indice de rhéofluidification à $n = 0,52$ est d'agrandir la zone occupée par les tourbillons à l'aval du cylindre lorsque l'inertie croît.

Des comparaisons ont été établies avec des résultats expérimentaux de la littérature et des résultats numériques établis en modélisation viscoplastique régularisée. Elles permettent d'identifier l'influence de la forme du profil de vitesse sur l'écoulement recirculant d'une part, et d'évaluer la pertinence du modèle viscoplastique d'Herschel-Bulkley pour la description des écoulements de fluides à seuils en régime recirculant d'autre part. Le modèle numérique viscoplastique fournit une évaluation qualitative de cet écoulement. Toutefois un modèle prenant en compte les effets élasto-viscoplastiques serait plus approprié.

Remerciement

The Laboratoire Rhéologie et Procédés is part of the LabEx Tec 21 (Investissements d'Avenir - grant agreement n°ANR-11-LABX-0030) and of the PolyNat Carnot Institut (Investissements d'Avenir - grant agreement n°ANR-11-CARN-030-01).

Références bibliographiques

- [1] Zdravkovich, M. M., 1997, *Flow Around Circular Cylinders Volume 1: Fundamentals*, Oxford University Press, Oxford ; New York.
- [2] Mossaz, S., Jay, P., and Magnin, A., 2012, “Experimental study of stationary inertial flows of a yield-stress fluid around a cylinder,” *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **189–190**, pp. 40–52.
- [3] Magnin, A., and Piau, J. M., 1990, “Cone-and-plate rheometry of yield stress fluids. Study of an aqueous gel,” *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **36**, pp. 85–108.
- [4] Barnes, H. A., 1999, “The yield stress—a review or ‘παντα ρει’—everything flows?,” *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **81**(1–2), pp. 133–178.
- [5] Balmforth, N. J., Frigaard, I. A., and Ovarlez, G., 2014, “Yielding to Stress: Recent Developments in Viscoplastic Fluid Mechanics,” *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **46**(1).
- [6] Piau, J.-M., 2007, “Carbopol gels: Elastoviscoplastic and slippery glasses made of individual swollen sponges,” *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **144**(1), pp. 1–29.
- [7] Curran, S. J., Hayes, R. E., Afacan, A., Williams, M. C., and Tanguy, P. A., 2002, “Properties of Carbopol Solutions as Models for Yield-Stress Fluids,” *J. Food Sci.*, **67**(1), pp. 176–180.
- [8] Meeker, S. P., Bonnecaze, R. T., and Cloitre, M., 2004, “Slip and flow in pastes of soft particles: Direct observation and rheology,” *J. Rheol.*, **48**(6), pp. 1295–1320.
- [9] Seth, J. R., Cloitre, M., and Bonnecaze, R. T., 2008, “Influence of short-range forces on wall-slip in microgel pastes,” *J. Rheol.*, **52**(5), pp. 1241–1268.
- [10] Métivier, C., Rharbi, Y., Magnin, A., and Bou Abboud, A., 2012, “Stick-slip control of the Carbopol microgels on polymethyl methacrylate transparent smooth walls,” *Soft Matter*, **8**(28), pp. 7365–7367.
- [11] Seth, J. R., Locatelli-Champagne, C., Monti, F., Bonnecaze, R. T., and Cloitre, M., 2012, “How do soft particle glasses yield and flow near solid surfaces?,” *Soft Matter*, **8**(1), pp. 140–148.

- [12] Ozogul, H., Jay, P., and Magnin, A., 2015, “Slipping of a Viscoplastic Fluid Flowing on a Circular Cylinder,” *J. Fluids Eng.*, **137**(7), pp. 071201–071201.
- [13] Papanastasiou, T. C., 1987, “Flows of Materials with Yield,” *J. Rheol.*, **31**(5), pp. 385–404.
- [14] Tokpavi, D. L., Magnin, A., and Jay, P., 2008, “Very slow flow of Bingham viscoplastic fluid around a circular cylinder,” *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **154**(1), pp. 65–76.
- [15] Mossaz, S., Jay, P., and Magnin, A., 2010, “Criteria for the appearance of recirculating and non-stationary regimes behind a cylinder in a viscoplastic fluid,” *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **165**(21–22), pp. 1525–1535.
- [16] Burgos, G. R., Alexandrou, A. N., and Entov, V., 1999, “On the determination of yield surfaces in Herschel–Bulkley fluids,” *J. Rheol.*, **43**(3), pp. 463–483.
- [17] Chen, J.-H., Pritchard, W. G., and Tavener, S. J., 1995, “Bifurcation for flow past a cylinder between parallel planes,” *J. Fluid Mech.*, **284**, pp. 23–41.
- [18] Sahin, M., and Owens, R. G., 2004, “A numerical investigation of wall effects up to high blockage ratios on two-dimensional flow past a confined circular cylinder,” *Phys. Fluids* 1994-Present, **16**(5), pp. 1305–1320.
- [19] Grove, A. S., Shair, F. H., and Petersen, E. E., 1964, “An experimental investigation of the steady separated flow past a circular cylinder,” *J. Fluid Mech.*, **19**(01), pp. 60–80.
- [20] Coutanceau, M., and Bouard, R., 1977, “Experimental determination of the main features of the viscous flow in the wake of a circular cylinder in uniform translation. Part 1. Steady flow,” *J. Fluid Mech.*, **79**(02), pp. 231–256.
- [21] Singha, S., and Sinhamahapatra, K. P., 2010, “Flow past a circular cylinder between parallel walls at low Reynolds numbers,” *Ocean Eng.*, **37**(8–9), pp. 757–769.
- [22] Mossaz, S., Jay, P., and Magnin, A., 2012, “Non-recirculating and recirculating inertial flows of a viscoplastic fluid around a cylinder,” *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **177–178**, pp. 64–75.

- [23] Jansons, K. M., 1988, "Determination of the macroscopic (partial) slip boundary condition for a viscous flow over a randomly rough surface with a perfect slip microscopic boundary condition," *Phys. Fluids*, **31**(1), pp. 15–17.
- [24] Huang, P. Y., and Feng, J., 1995, "Wall effects on the flow of viscoelastic fluids around a circular cylinder," *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **60**(2–3), pp. 179–198.
- [25] Sahin, M., and Owens, R. G., 2004, "On the effects of viscoelasticity on two-dimensional vortex dynamics in the cylinder wake," *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **123**(2–3), pp. 121–139.
- [26] Cressman, J. R., Bailey, Q., and Goldberg, W. I., 2001, "Modification of a vortex street by a polymer additive," *Phys. Fluids*, **13**(4), pp. 867–871.

Chapitre IV : Régime d'écoulement instationnaire périodique

Sommaire

IV.1 Introduction	163
IV.2 Théorie.....	166
IV.3 Matériels et méthodes	169
IV.3.1 Banc expérimental	169
IV.3.2 Fluides utilisés et rhéologie de cisaillement	170
IV.3.3 Simulation numérique	172
IV.4 Résultats et discussions	174
IV.4.1 Résultats newtoniens	174
IV.4.2 Morphologie de l'écoulement.....	175
IV.4.3 Analyse pour le gel B	185
IV.4.4 Valeurs critiques de transition Re^c	190
IV.4.5 Nombre de Strouhal St	192
IV.5 Conclusions	194
Références bibliographiques.....	195

Résumé : L'écoulement instationnaire périodique autour d'un cylindre est étudié expérimentalement et numériquement dans une configuration de Poiseuille. Les fluides utilisés sont un fluide newtonien, un fluide rhéofluidifiant et un fluide à seuil de contrainte. Ces deux derniers sont préparés à base de Carbopol. De nouveaux résultats sont apportés sur la morphologie de l'écoulement. Notamment une description fine sur la transition au régime instationnaire en milieux confiné a été établie. Une simulation numérique de l'écoulement d'un fluide à seuil avec un modèle viscoplastique d'Herschel-Bulkley régularisé a été réalisée. Les valeurs locales des nombres d'Oldroyd et de Reynolds ont été déterminées. Les caractéristiques de l'écoulement à la transition au régime instationnaire ont également été déterminées expérimentalement et comparées aux résultats de la simulation numérique.

Mot clés : écoulement inertiel instationnaire, fluide élasto-viscoplastique, Carbopol, fluide rhéofluidifiant, fluide newtonien, nombre de Reynolds local, nombre d'Oldroyd local, nombre de Strouhal.

IV.1 Introduction

La présente étude se focalise sur l'écoulement instationnaire périodique d'un fluide à seuil d'écoulement, d'un fluide rhéofluidifiant et d'un fluide newtonien autour d'un obstacle cylindrique placé dans un écoulement de Poiseuille dans un canal rectangulaire. Le confinement β du canal, représenté par le rapport du diamètre du cylindre sur la hauteur du canal, est de $\beta = 0,2$.

Depuis le début du 20^{ème} siècle, d'importants travaux ont été réalisés sur l'écoulement inertiel d'un fluide autour d'un cylindre. Cet écoulement dépend fortement du nombre de Reynolds (Re) qui représente le rapport des effets inertiels sur les effets de viscosité. Pour le cas newtonien non confiné lorsque Re augmente, l'écoulement est d'abord rampant sans recirculation. Puis, deux tourbillons stables apparaissent à l'aval du cylindre présentant ainsi un écoulement recirculant stable et symétrique. Ensuite vient l'apparition d'un écoulement instable avec un lâcher de tourbillons périodique présentant une allée de tourbillons de Von-Karman. Pour une revue de ces écoulements le lecteur peut consulter [1,2]. La présente étude s'intéresse à ce dernier régime d'écoulement dans le cas confiné.

De plus en plus de travaux sont réalisés dans le cas confiné d'un écoulement de fluide newtonien où l'obstacle cylindrique est placé dans un canal rectiligne [3–13]. Le confinement apporte des modifications importantes sur la morphologie des écoulements et sur les efforts hydrodynamiques s'appliquant sur le cylindre. L'étude numérique de Sahin et Owens [6] porte sur l'effet du confinement β pour des confinements allant jusqu'à $\beta = 0,9$. Elle apporte une compréhension globale de l'effet du confinement pour un fluide newtonien. Une transition avec une dynamique d'écoulement complexe donnant lieu à des transitions de régime inexistantes en milieux non-confinés est mise en évidence, en particulier pour des confinements avec $\beta > 0,7$. L'étude de l'influence du confinement est donc primordiale pour les écoulements de fluide autour d'obstacle.

Cependant les fluides utilisés dans l'industrie sont pour la plupart non-newtoniens. Leurs compréhensions présentent donc un grand intérêt pour le monde industriel et les centres de recherche et développement. Des études sur les écoulements confinés et non-confinés autour d'obstacle cylindrique ont été faites pour ces fluides dans le régime instationnaire périodique. Des travaux numériques et expérimentaux sur les effets viscoélastiques [14–17] montrent que l'élasticité atténue la fréquence de lâcher de tourbillons et stabilise l'écoulement en déportant la transition au régime instationnaire vers des écoulements à plus grand nombre de Reynolds.

En ce qui concerne l'effet de la rhéofluidification, il a été étudié numériquement et expérimentalement dans la littérature [18–22] : une diminution de l'indice de rhéofluidification n entraîne l'augmentation de la fréquence de lâcher de tourbillons. L'effet sur le nombre de Reynolds de transition au régime instationnaire périodique Re^c dépend du type d'écoulement considéré. Lorsque l'écoulement est non-confiné, donc à profil de vitesse uniforme en entrée, la diminution de n reporte Re^c vers des plus grandes valeurs [20,21]. Dans le cas confiné d'un écoulement de fluide en loi puissance [22], l'effet inverse a été montré avec une décroissance de Re^c lorsque l'indice n décroît. Par ailleurs, l'étude de l'effet du confinement montre que la croissance de β a tendance à stabiliser l'écoulement en repoussant le Re^c vers des plus grandes valeurs. Un résultat de l'augmentation du confinement est également d'obtenir une fréquence de lâcher de tourbillons plus grande dans le régime instationnaire périodique [22].

Par contre, peu de résultats sont disponibles dans le régime instationnaire pour les fluides à seuil de contrainte. La plupart des travaux pour ce type de fluide concernent des écoulements à faible inertie. Or beaucoup d'applications mettant en jeu ces fluides sont à écoulement rapide. Par ailleurs, les processus industriels sont constamment améliorés et optimisés pour accélérer la production. Ces fluides forment une large catégorie de fluides non-newtoniens couramment utilisée dans l'industrie et rencontrée quotidiennement dans la vie de tous les jours [23,24]. La spécificité forte de ces fluides est qu'il existe un seuil de contrainte au-dessous duquel le matériau se comporte comme un solide et au-delà duquel il subit une déformation en volume et s'écoule. La seule étude expérimentale trouvée dans le régime instationnaire périodique pour ces fluides est celle de Mossaz et al. [25] où il donne uniquement le Re^c avec un confinement de $\beta = 0,1$ pour un écoulement uniforme à l'amont. Une étude numérique en milieu infini a également composé le sujet de ce groupe de travail [26] où les auteurs s'intéressent aux paramètres de l'écoulement à la transition au régime instationnaire périodique pour un fluide viscoplastique. Plus les effets de seuils sont importants, plus le Re^c et la fréquence de lâcher de tourbillons sont élevés. Il est noté également que la fréquence de lâcher de tourbillons croît lorsque l'indice de rhéofluidification décroît. Une étude récente [27] s'est intéressée numériquement à la transition en écoulement turbulent d'un fluide de Bingham dans un canal avec un confinement de $\beta = 0,2$. Notamment, il a été mis en évidence que les effets de seuils retardent la transition à un écoulement en trois dimensions.

Notre étude se focalisera donc sur la transition au régime instationnaire périodique pour un fluide newtonien, un fluide rhéofluidifiant et un fluide à seuil d'écoulement. Des solutions aqueuses de Carbopol, polymère utilisé dans la préparation de fluides à seuil modèles [28], ont été sélectionnées. L'écoulement considéré sera confiné avec une configuration de Poiseuille. La transition au régime instationnaire périodique sera explorée pour les trois types de fluide. Cela permettra de découpler les effets de la rhéofluidification et du seuil d'écoulement. À notre connaissance, aucune étude n'a traité ce régime d'écoulement dans un confinement de $\beta = 0,2$ pour des fluides non-newtoniens. Les paramètres caractérisant la transition au régime considéré seront déterminés tels que le nombre de Reynolds Re^c et le nombre de Strouhal St^c représentant la fréquence adimensionnelle de lâcher de tourbillons. Les morphologies d'écoulement seront finement observées, en particulier la transition stationnaire/instationnaire. Nos résultats expérimentaux seront confrontés aux résultats d'une simulation numérique utilisant un modèle viscoplastique régularisé. Les paramètres locaux et globaux de l'écoulement seront abordés.

IV.2 Théorie

Un écoulement de Poiseuille dans un canal de section rectangulaire est considéré dans la présente étude (Figure III-1). L'écoulement est incompressible et isotherme. Un obstacle cylindrique d'un diamètre $D = 2 \text{ mm}$ est placé au centre du canal. Le confinement β est constant et fixé à $\beta = 0,2$. Rappelons que β est défini comme le rapport du diamètre du cylindre sur la largeur du canal. La largeur du canal est donc de $5D$ (10 mm) et sa longueur est de $70D$ (140 mm). Une profondeur de $10D$ (20 mm) a été choisie. Le cylindre est placé à $40D$ (80 mm) de l'entrée pour assurer l'établissement de l'écoulement à l'amont de l'obstacle. Le choix des dimensions repose sur une étude numérique préalable de l'écoulement d'un fluide newtonien. Le critère prépondérant a été l'obtention d'un régime d'écoulement établi à l'amont de l'obstacle, non perturbé par l'entrée dans la veine d'essai pour la plage de débits délivrables par la pompe de circulation.

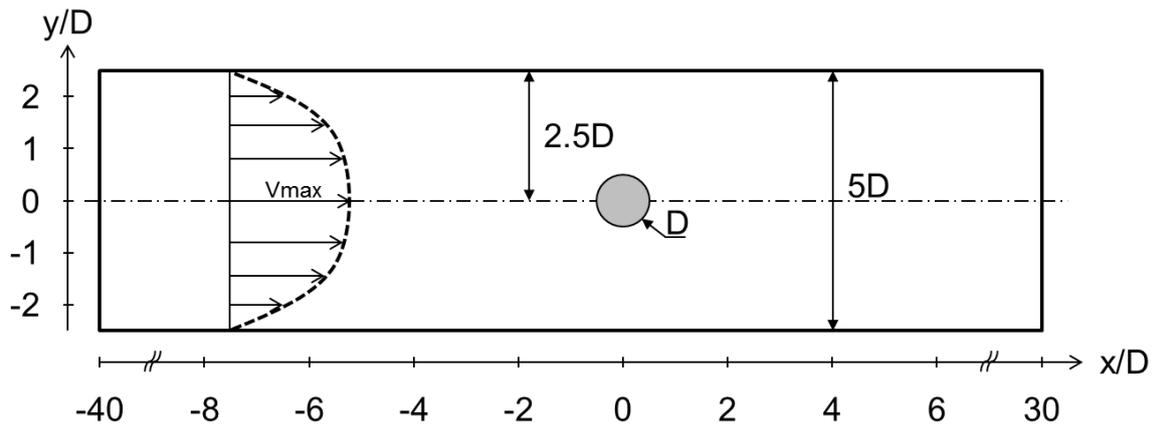


Figure IV-1 : Schéma de la cellule d'essai

Dans toute l'étude, l'écoulement se fait selon l'axe \vec{x} . Ainsi, il sera de la gauche vers la droite sur nos schémas et sur les photographies. Le repère utilisé est centré sur le cylindre dont la position est choisie en $(x/D; y/D) = (0; 0)$. Les grandeurs utilisées pour définir les nombres adimensionnels caractérisant le système étudié sont V_{max} et D . V_{max} est la vitesse maximale du profil de vitesse de l'écoulement établi à l'amont du cylindre. L'échelle des contraintes se base sur τ_0 , le seuil d'écoulement du fluide à seuil. La géométrie de la veine d'essai admet un axe de symétrie passant par le centre du canal selon l'axe \vec{x} . L'intersection de cet axe avec le cylindre représentent donc des points d'arrêts.

La loi de comportement utilisée dans cette étude pour les fluides à seuil de contrainte est une loi viscoplastique rigide avec un critère de seuil de von Mises, appelé « loi d'Herschel-

Bulkley ». Lorsque τ , le second invariant du déviateur du tenseur des contraintes, est inférieur au seuil de contrainte τ_0 , le fluide ne subit pas de déformation en volume. Une fois ce seuil franchi, le fluide s'écoule avec une viscosité variant en loi puissance. Le modèle se traduit par le système d'équation suivant :

$$\begin{cases} \bar{\bar{\tau}} = \left(K\dot{\bar{\gamma}}^{n-1} + \frac{\tau_0}{\dot{\bar{\gamma}}} \right) \bar{\bar{\gamma}} & \text{si } \tau > \tau_0 \\ \bar{\bar{\gamma}} = \bar{\bar{0}} & \text{sinon} \end{cases} \quad \text{Eq. IV-1}$$

où $\bar{\bar{\tau}}$ est le déviateur du tenseur des contraintes, K est la consistance, n l'indice de loi puissance, τ_0 est le seuil de contrainte, $\bar{\bar{\gamma}}$ est le tenseur des taux de déformations et $\dot{\bar{\gamma}}$ est le taux de cisaillement.

Cependant les fluides à seuils d'écoulement font souvent preuve de comportements élastiques, notamment les gels aqueux de Carbopol utilisés dans l'étude expérimentale [29]. Pour tenir compte de l'élasticité, la loi de Hooke peut être associée à l'Eq. IV-1. Le modèle se présente alors comme une combinaison de la loi d'Herschel-Bulkley au-dessus du seuil d'écoulement et de la loi d'élasticité de Hooke en-dessous [29]. Il s'écrit :

$$\begin{cases} \bar{\bar{\tau}} = \left(K\dot{\bar{\gamma}}^{n-1} + \frac{\tau_0}{\dot{\bar{\gamma}}} \right) \bar{\bar{\gamma}} & \text{si } \tau > \tau_0 \\ \bar{\bar{\tau}} = G\bar{\bar{\gamma}} & \text{sinon} \end{cases} \quad \text{Eq. IV-2}$$

où G est le module de cisaillement élastique et $\bar{\bar{\gamma}}$ est le tenseur des déformations.

L'écoulement d'un fluide à seuil autour d'un cylindre peut être caractérisé par trois nombres sans dimensions :

- n , l'indice de la loi puissance caractérisant le caractère rhéoépaississant ou rhéofluidifiant du matériau ;
- $Re = \rho V_{max}^{(2-n)} D^n / K$, le nombre de Reynolds qui représente le rapport des effets inertiels sur les effets visqueux ;
- $Od = \tau_0 / (K(V_{max}/D)^n)$, le nombre d'Oldroyd qui représente le rapport des effets de seuil de contrainte sur les effets visqueux.

D'autres nombres sans dimensions seront aussi utilisés dans notre étude :

- $St = fD/V_{max}$, le nombre de Strouhal qui représente la fréquence adimensionnelle de lâcher de tourbillons avec f sa fréquence,

- Re^c , Od^c et St^c représentent les valeurs critiques de transition du régime d'écoulement symétrique avec recirculation au régime d'écoulement instationnaire périodique avec lâcher de tourbillons pour le nombre de Reynolds, le nombre d'Oldroyd et le nombre de Strouhal respectivement,
- $We = \lambda/(D/V_{max})$, le nombre de Weissenberg qui représente le rapport du temps de relaxation du fluide sur le temps caractéristique de l'expérimentation. Le temps de relaxation du fluide peut être défini tel que $\lambda = (K/G')^{1/n}$ où G' est le module d'élasticité du matériau.

IV.3 Matériels et méthodes

IV.3.1 Banc expérimental

Le dispositif expérimental utilisé dans la présente étude est une boucle d'essai fermée où le fluide est mis en mouvement par une pompe volumétrique. La description du système a été faite en détail dans une étude antérieure [30] (voir Chapitre II). Rappelons seulement que le système de visualisation est doté d'une caméra rapide Olympus i-Speed 3 enregistrant jusqu'à 2000 images par seconde en pleine résolution avec 1280×1024 pixels.

Le cylindre à section circulaire d'un diamètre $D = 2 \text{ mm}$ utilisé est réalisé en acier inoxydable. Un schéma du cylindre est donné en Figure IV-2. L'obstacle est encastré d'un seul côté, au niveau du diamètre de 10 mm . La partie en contact avec le fluide a une longueur de $19,5 \text{ mm}$. La fréquence propre du barreau est de $\approx 300 \text{ Hz}$.

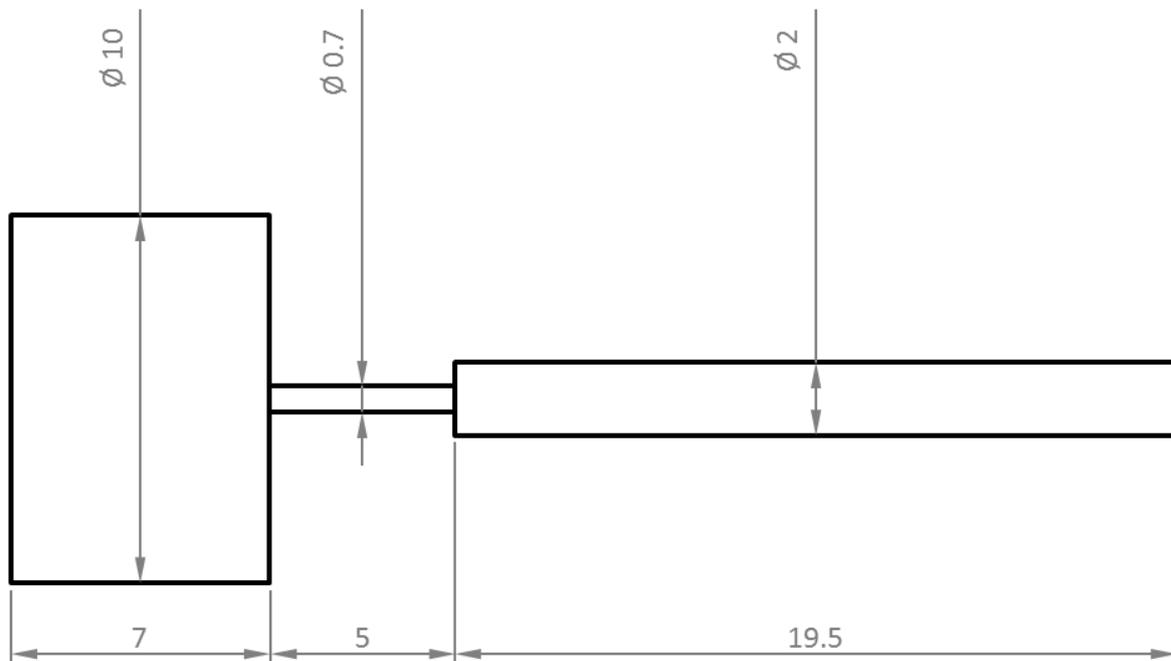


Figure IV-2 : Schéma de l'obstacle cylindrique utilisé (dimensions en mm).

Chaque campagne de mesure commence par l'établissement d'une relation entre le débit et V_{max} , la vitesse maximale du profil de vitesse établi à l'amont du cylindre. Cette relation permet de relier le débit directement au nombre de Reynolds. Par ailleurs, plusieurs échantillons du fluide sont prélevés de l'installation à différents instants afin de vérifier que le mélange est homogène dans tout le circuit. Une caractérisation rhéométrique est effectuée sur les échantillons afin de caractériser le matériau. Les paramètres déterminés par ces essais (τ_0, K, G', n) et la relation donnant la vitesse maximale en fonction du débit permettent

d'évaluer le nombre de Reynolds et le nombre d'Oldroyd. Toutes les mesures sont faites à une température fixe à $\pm 1^\circ\text{C}$.

IV.3.2 Fluides utilisés et rhéologie de cisaillement

Pour l'étude avec un fluide newtonien, un mélange de glucose pur et d'eau déminéralisée est utilisé avec une concentration massique de $C_w = 66,5\%$. La solution obtenue est newtonienne avec une viscosité dynamique $\eta = 353e^{-0,061 \cdot T}$ en $mPa \cdot s$ où T est la température en $^\circ\text{C}$. Les solutions obtenues avec le glucose permettent d'obtenir des viscosités dynamiques allant jusqu'à $10^4 Pa \cdot s$. Cependant la viscosité de ces solutions dépend fortement de la température et de la concentration.

Le fluide à seuil et le fluide rhéofluidifiant ont été réalisés avec du Carbopol 940 (B.F. Goodrich). C'est un polymère utilisé comme matériau modèle pour les expériences de fluide à seuil de contrainte [28,24,31]. En effet, les gels aqueux de Carbopol ont l'avantage de ne pas présenter de thixotropie significative, même pour des seuils élevés [31]. Ils ne sont pas connus pour avoir d'effets élongationnels particuliers [32].

La préparation d'un gel de Carbopol se fait en deux grandes étapes : le mélange intensif et la neutralisation. La première consiste à agiter de l'eau déminéralisée dans laquelle de la poudre de Carbopol 940 tamisée a été ajoutée. Une solution acide de couleur blanchâtre avec un pH entre 2 et 3 est obtenue. Les particules réfléchissantes pour la visualisation doivent être incorporées à cette première étape. L'étape de neutralisation permet de ramener le pH autour de 7. Le gel de Carbopol devient transparent durant cette deuxième étape. La neutralisation se fait à l'aide d'une base minérale. Ici, nous utilisons de l'hydroxyde de sodium (NaOH).

Dans son article [31], Piau décrit les microgels de Carbopol comme des « éponges élastiques » qui gonflent par absorption d'eau. Les microgels sont polydisperses et leurs tailles varient entre $2 \mu m$ et $20 \mu m$ [31]. Ainsi, les gels de Carbopol sont des suspensions concentrées et désordonnées de microgels. En effet, la réaction du mélange à la deuxième étape conduit rapidement à un épaissement important dû au gonflement des microgels dans la solution. Le seuil d'écoulement est le résultat de cet épaissement au sein de la solution par interactions des microgels. Le gel atteint sa viscosité maximale autour de $pH = 7$ [28]. L'intensité du seuil de contrainte dépend de la concentration en polymère [31]. En dessous d'une concentration critique, le seuil est inexistant et le fluide se comporte alors comme un fluide purement rhéofluidifiant. La solution C aura cette propriété.

Les fluides utilisés ont été caractérisés par des essais rhéométriques en cisaillement avec le rhéomètre DHR3 (TA Instruments) travaillant en contrainte imposée. Les essais se font à température contrôlée avec une précision de $\pm 0,1^\circ\text{C}$. La méthode décrite par Magnin et Piau [33] est utilisée pour minimiser l'évaporation. Une géométrie « cône-plan » est utilisée pour réaliser les mesures d'un angle de $4,5^\circ$ et d'un diamètre de 50 mm . Ce type de géométrie permet d'avoir un cisaillement uniforme dans le matériau testé. Les surfaces sont rendues rugueuses en collant du papier de verre d'une rugosité $Ra \approx 60\ \mu\text{m}$. Ceci permet d'éviter des phénomènes de glissement connus pour fausser les mesures rhéométriques [33]. La qualité de la géométrie est validée en testant un fluide étalon. L'erreur de nos mesures rhéométriques est estimée à 10 %. Cependant pour la solution newtonienne de glucose, la viscosité dépend fortement de la concentration. L'évaporation qui a lieu entre le prélèvement des échantillons et durant la mesure peut changer sensiblement les résultats. En effet, une variation de 1% sur la concentration donne une différence de $\approx 10\%$ sur la viscosité, pour une concentration initiale autour de 66% ce qui peut introduire des incertitudes de mesures qui tendent à augmenter la viscosité.

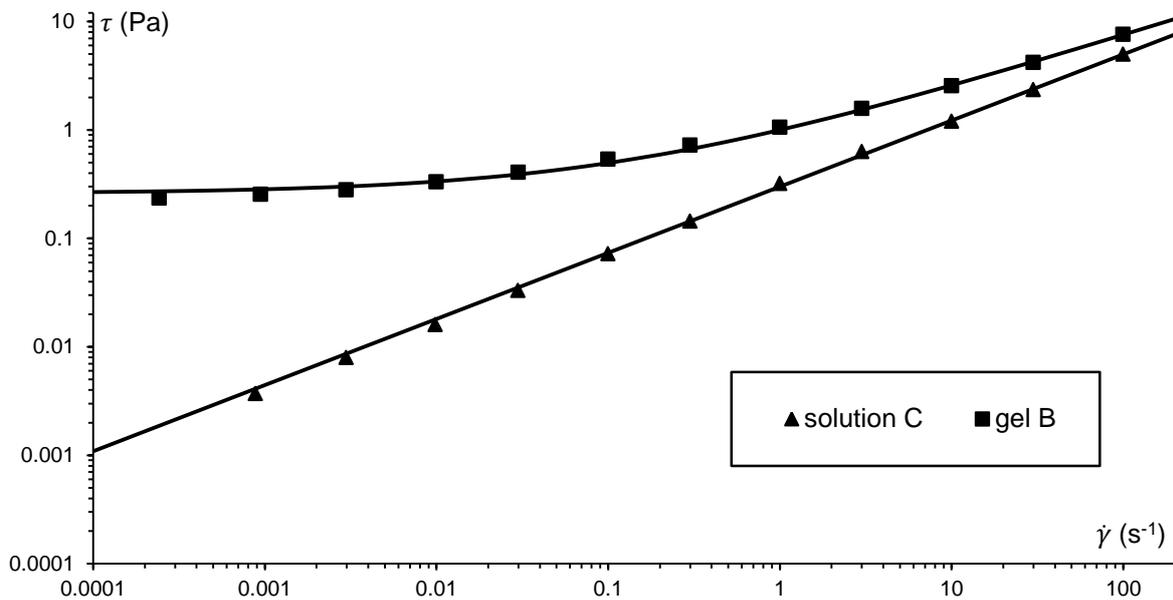


Figure IV-3 : Courbes d'écoulement pour les solutions de Carbopol étudiés.

Deux fluides à base de Carbopol ont été réalisés pour cette étude. Leurs courbes d'écoulement donnant l'évolution de la contrainte de cisaillement en fonction du taux de cisaillement en régime permanent sont présentées sur la Figure IV-3. Les lignes représentent le modèle d'Herschel-Bulkley qui correspond le mieux aux points de mesures par utilisation de la

méthode des moindres carrées. Les paramètres du modèle sont récapitulés dans le Tableau IV-1 avec les concentrations en polymère pour chaque solution.

Tableau IV-1 : Caractéristiques des fluides obtenues par rhéométrie

	τ_0 (Pa)	K (Pa.s ⁿ)	n	G' (Pa)	C_w (%)
Glucose	0	$0,353e^{-0,061 \cdot T}$	1	–	66,5
Gel B	0,26	0,74	0,50	4,95	0,06
Solution C	0	0,30	0,61	0,17	0,04

Le seuil de contrainte du gel B donne des valeurs du nombre d'Oldroyd de $Od \approx 0,01$ avec les vitesses mises en jeu. La solution C est un fluide sans seuil ($\tau_0 = 0$) avec un indice de rhéofluidification de $n = 0,61$.

IV.3.3 Simulation numérique

Les simulations numériques sont obtenues par résolution des équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement avec le logiciel ANSYS Fluent (version 13.0). Ce logiciel utilise la méthode des volumes finis. Un schéma au deuxième ordre est utilisé pour la discrétisation des termes convectifs des équations. La méthode SIMPLEC (Semi Implicit Method for Pressure-Linked Equations Consistent) est utilisée comme couplage pression-vitesse. La résolution se fait en régime instationnaire.

Les conditions aux limites de notre étude sont telles que :

- une condition d'adhérence est appliquée sur la surface du cylindre et sur les parois latérales :

$$\vec{v} = \vec{0} \quad \text{Eq. IV-3}$$

- un profil de vitesse en loi puissance dépendant de l'indice de loi puissance n et de V_{max} est appliquée à l'entrée du canal [37] :

$$\begin{cases} V_x(y, n) = V_{max} \left(1 - \left| \frac{2y}{5D} \right|^{\frac{n+1}{n}} \right) \\ V_y = 0 \end{cases} \quad \text{Eq. IV-4}$$

- une condition de flux nul est appliquée à la sortie du canal :

$$\partial V_x / \partial x = \partial V_y / \partial x = 0 \quad \text{Eq. IV-5}$$

La discontinuité de la loi de comportement d'Herschel-Bulkley (Eq. IV-1) est régularisée par la méthode de Papanastasiou [34].

$$\bar{\tau} = \left(K\dot{\gamma}^{n-1} + \frac{\tau_0(1 - \exp(-m\dot{\gamma}))}{\dot{\gamma}} \right) \bar{\gamma} \quad \text{Eq. IV-6}$$

où $m = 10^5 \text{ s}$ est un paramètre de régularisation. Sa valeur a été choisie sur la base de la littérature [35,26] et des tests effectués de non dépendance au choix de ce paramètre. La non dépendance des résultats par rapport au maillage a aussi été vérifiée.

Le déclenchement des tourbillons est réalisé par insertion d'une perturbation artificielle selon la méthode de Braza et al. [36]. La méthode consiste à faire tourner le cylindre selon son axe à une vitesse de rotation constante. La rotation génère une force de portance artificielle. Après un certain temps, la rotation du cylindre est supprimée et la portance générée déclenche l'instabilité de l'écoulement. Le régime instationnaire obtenu ne dépend ni de la vitesse de rotation du cylindre, ni de la durée de la perturbation [36]. Les nombres de Strouhal et le Re^c sont en particulier indépendants de cette méthode. La vitesse angulaire de rotation choisie pour l'étude est telle que $V_{max}/(R\omega) = 2$. Après la suppression de la perturbation, si l'écoulement reste instationnaire périodique alors $Re > Re^c$; sinon, $Re < Re^c$.

IV.4 Résultats et discussions

La présentation des résultats commence par l'étude du nombre de Reynolds critique Re^c du fluide newtonien. Puis pour les trois fluides, nous établirons les morphologies des écoulements dans la phase de transition du régime stationnaire au régime instationnaire périodique. Dans ce dernier régime, les caractéristiques locales de l'écoulement seront analysées. Nous poursuivons par la détermination des valeurs critiques Re^c et St^c de transition au régime instationnaire ainsi que l'évolution des nombres de Strouhal en fonction de Re .

IV.4.1 Résultats newtoniens

La solution newtonienne de glucose est utilisée pour donner les valeurs de références de transitions des nombres adimensionnels afin de les comparer à la littérature pour la même configuration.

Les comparaisons des profils de vitesse d'entrée ainsi que les paramètres de transition dans les régimes inférieurs au régime instationnaire périodique ont été donnés dans des études antérieures. Ceci a permis de vérifier que nos profils d'entrée obtenus avec la solution de glucose newtonienne suivent l'équation Eq. IV-4 jusqu'à des débits de $0,7 \text{ m}^3/h$ avec $n = 1$. Cette équation donne un profil parabolique newtonien selon la formule suivante :

$$V_x(y) = V_{max} \left(1 - \left(\frac{2y}{5D} \right)^2 \right) \quad -\frac{5D}{2} \leq y \leq \frac{5D}{2} \quad \text{Eq. IV-7}$$

La transition du régime avec recirculations stables à l'aval du cylindre vers le régime instationnaire périodique est marquée par une rupture de symétrie de l'écoulement à l'aval du cylindre, notamment de la symétrie des tourbillons. C'est l'observation de cette rupture de symétrie qui est prise comme indicateur de cette transition dans la présente étude. À cette transition le nombre de Reynolds vaut Re^c . À notre connaissance, la littérature pour l'écoulement de Poiseuille d'un fluide newtonien avec un confinement $\beta = 0,2$ fournit uniquement des résultats numériques avec $Re^c = 69,0$ [4] et $Re^c = 69,34$ [6]. Avec notre dispositif expérimental, la transition au régime instationnaire périodique est obtenue dans l'intervalle $Re^c \in [64,9 - 71,7]$ pour la solution newtonienne de glucose où la valeur inférieure est un cas stable recirculant et la valeur supérieure est un cas instationnaire périodique. Nous avons choisi l'intervalle contenant les résultats de chaque essai effectué. Il peut s'écrire $68,3 \pm 5\%$ et est relativement large car les propriétés de la solution de glucose ont une dépendance significative avec la température. La valeur de transition obtenue par

notre simulation numérique est $Re^c \approx 69,5$. Les résultats expérimentaux et numériques sont cohérents.

Le nombre de Strouhal critique St^c obtenu avec nos expériences pour la solution newtonienne de glucose à la transition au régime instationnaire périodique est $St^c = 0,160$. Pour la même configuration d'écoulement, la valeur trouvée dans la littérature est de $\approx 0,156$ pour des études numériques [4–6] avec un confinement $\beta = 0,2$. La simulation numérique de notre étude donne une valeur de $St^c = 0,157$.

En conclusion, les valeurs de Re^c et St^c que nous avons obtenues expérimentalement sont proches des résultats numériques trouvées dans la littérature. Elles restent dans les incertitudes de mesures. Notons que nos résultats numériques sont similaires avec les données numériques publiées. Les comparaisons faites permettent donc de vérifier la cohérence de nos résultats et donc de qualifier le dispositif expérimental.

IV.4.2 Morphologie de l'écoulement

Le régime d'écoulement instationnaire périodique d'un fluide newtonien non-confiné est décrit dans la littérature comme une instabilité apparaissant à la suite du régime recirculant stable. L'instabilité débute avec l'oscillation du sillage à l'aval des recirculations. Lorsque le nombre de Reynolds augmente l'amplitude des oscillations augmente et leurs effets s'approchent du cylindre. Au nombre de Reynolds critique Re^c , la symétrie de la structure tourbillonnaire est brisée et l'écoulement devient instationnaire périodique avec lâchers de tourbillons alternés à l'aval du cylindre. Chaque tourbillon se détache à l'aval du cylindre après s'être développé accolé au cylindre. Un tourbillon tournant dans le sens opposé naît au point de séparation. La Figure IV-4 (Perry et al. [38]) illustre le développement et le détachement des tourbillons dans le régime instationnaire périodique dans le cas d'un fluide newtonien en milieu infini.

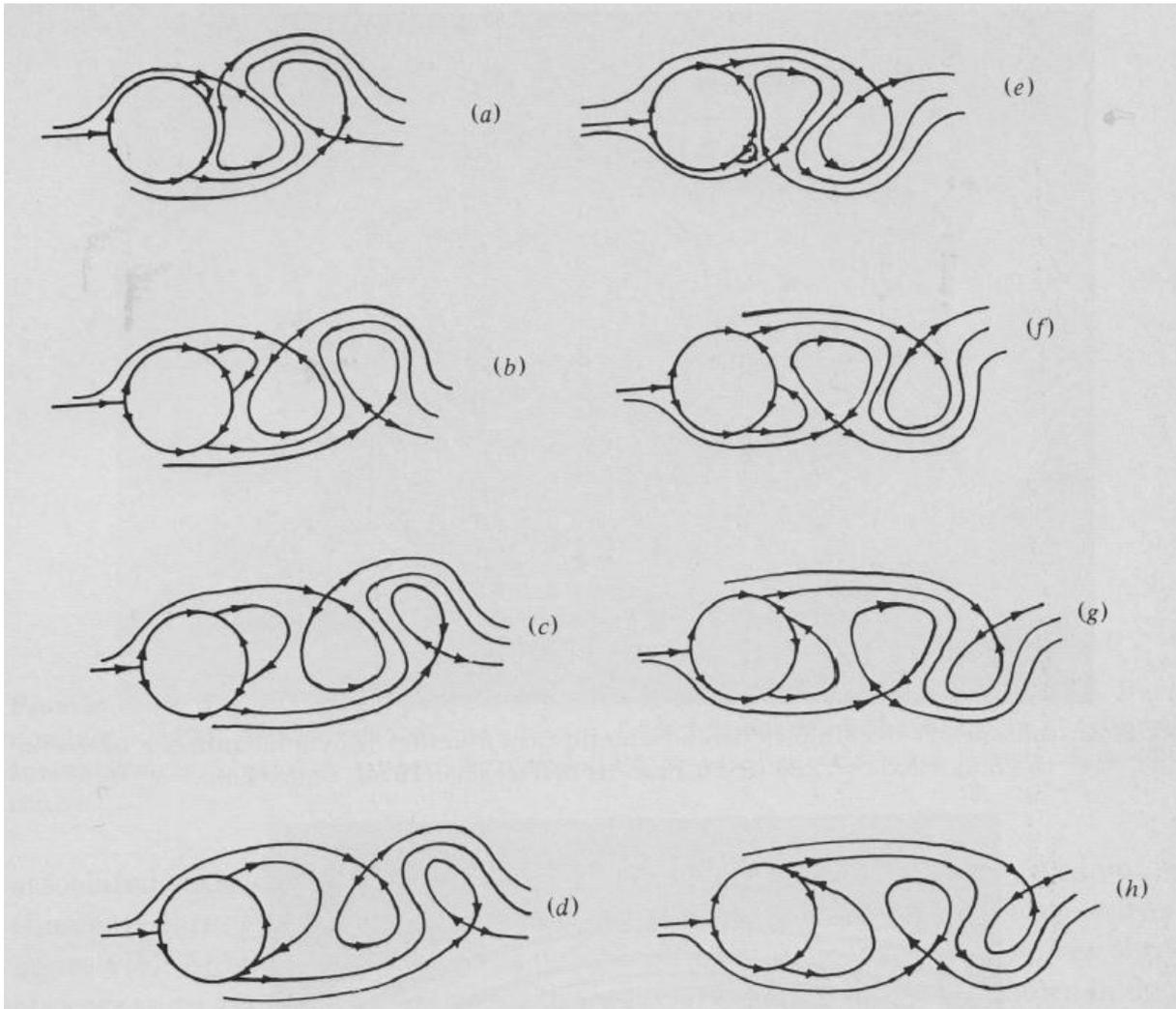


Figure IV-4 : Modèle de développement de tourbillon dans le régime instationnaire proposé par Perry et al. [38].

Pour le cas d'un écoulement de fluide newtonien confiné, aucune étude décrivant en détail la transition au régime instationnaire n'est disponible. Le phénomène est seulement évoqué dans des études numériques [4,5] comme ayant des modifications sur la dynamique de l'écoulement. À la différence d'un écoulement en milieu infini, le profil amont de l'écoulement peut être uniforme ou suivre un profil parabolique (Eq. IV-7). La prise en compte de ce paramètre a donc une importance et peut affecter la dynamique de l'écoulement dans le cas confiné [5].

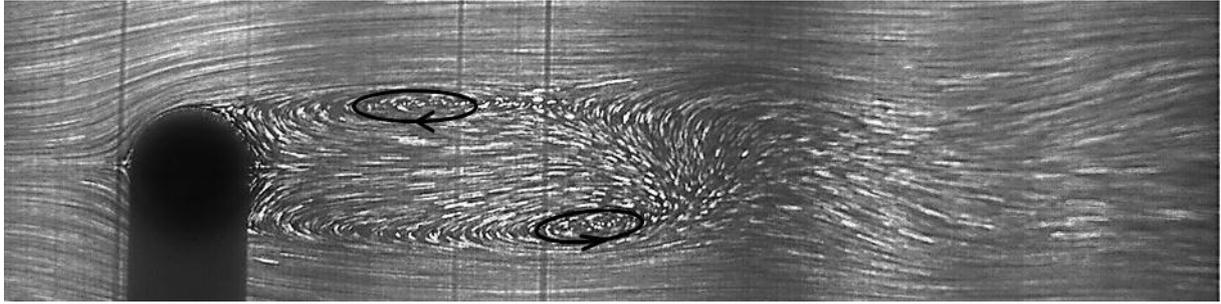
Pour les fluides newtoniens et non-newtoniens étudiés dans notre travail en milieu confiné, nous avons observé finement la transition au régime instationnaire. Nous allons voir que la transition au régime instationnaire périodique avec un cas confiné est plus progressive que le cas non-confiné. La typologie de la transition ne présente pas de différence significative entre les fluides étudiés.

Nous allons examiner le cas de la solution C. Observons la première étape de la transition vers le régime instationnaire. Le régime d'écoulement stable symétrique avant la transition présente deux tourbillons à l'aval du cylindre. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, la longueur des recirculations augmente et le centre de chaque recirculation tend à s'écarter de la ligne de symétrie centrale de l'écoulement (voir Chapitre III). L'instabilité débute au sillage à l'aval des tourbillons sous forme d'oscillations (lors de l'augmentation du nombre de Reynolds). Cette instabilité provoque la sortie des tourbillons par l'aval. Le tourbillon sortant, dont le centre est éloigné de la ligne symétrique, semble être entraîné par l'écoulement externe comme s'il était tiré vers l'aval. Ainsi les tourbillons sortent de la zone de recirculation de façon alternée sans pour autant déformer la structure globale de l'écoulement proche du cylindre (voir Figure IV-5). Dans cette situation, nous sommes dans un régime d'écoulement où il y a deux recirculations à l'aval de l'écoulement qui se détachent de façon alternées loin du cylindre. Cette rupture de la symétrie existante au régime recirculant stable marque la transition au régime instationnaire périodique. La différence des écoulements confinés par rapport à la description de Perry et al. de la Figure IV-4 est que le tourbillon ne se développe pas « accolé » au cylindre jusqu'à un point de séparation où il s'en détache. Ici la recirculation se développe en se déplaçant vers l'aval et s'échappe par l'entraînement de l'écoulement externe. La Figure IV-5 illustre cet écoulement à la transition sur une période T_t de lâcher de tourbillons.

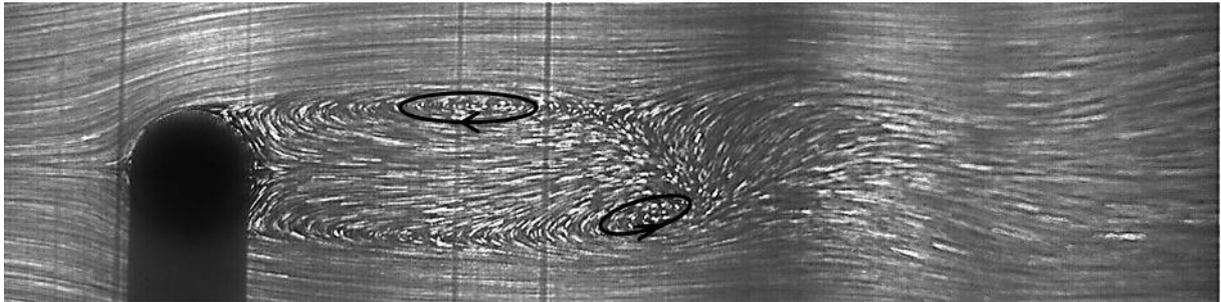
Lorsque le nombre de Reynolds est à nouveau augmenté, l'instabilité s'accroît et remonte vers l'obstacle jusqu'à atteindre une structure d'écoulement semblable à l'allée de Von Karman connue pour les fluides newtoniens avec développement du tourbillon immédiatement à l'aval du cylindre (voir Figure IV-6). La transition au régime instationnaire périodique avec un confinement $\beta = 0,2$ est donc plus progressive que le cas non-confiné car l'écoulement passe par une étape intermédiaire où les détachements de tourbillons se font avec un entraînement par l'écoulement extérieur.

On définit le temps adimensionnel selon l'équation $t^* = (t - t_0)/T_t$. où t^* est le temps adimensionnel et t_0 est l'instant de départ de la séquence étudiée.

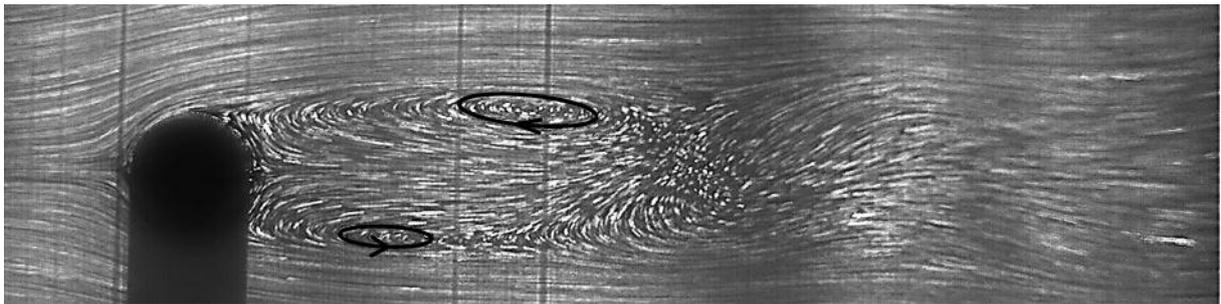
(a) : $t^* \approx 0$



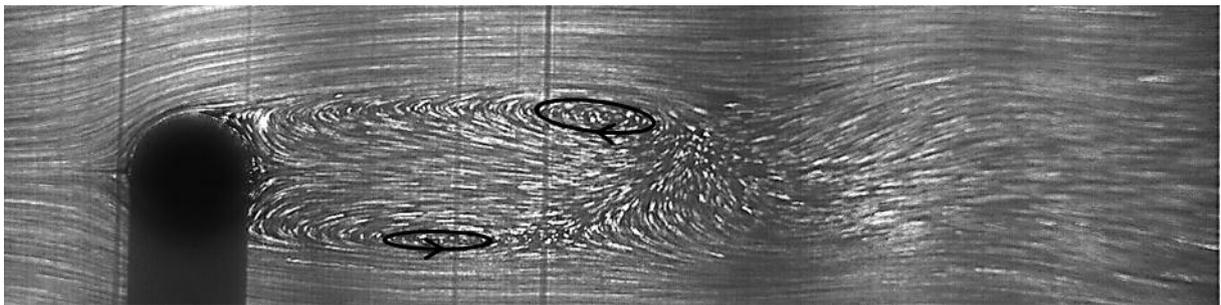
(b) : $t^* \approx 1/6$



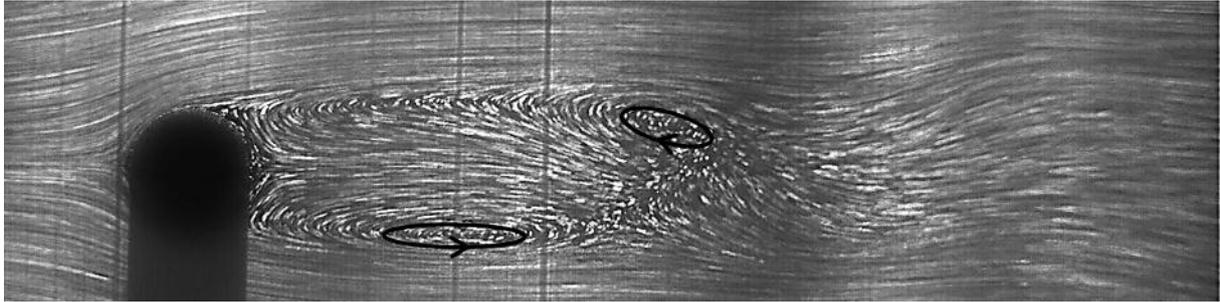
(c) : $t^* \approx 2/6$



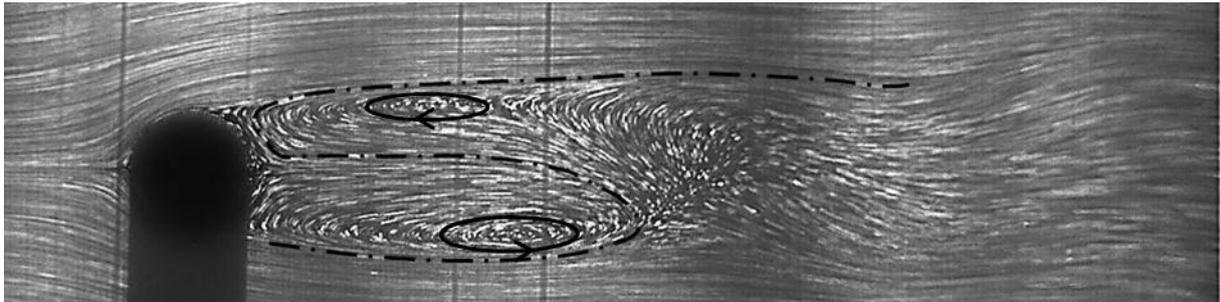
(d) : $t^* \approx 3/6$



(e) : $t^* \approx 4/6$



(f) : $t^* \approx 5/6$



(g) : $t^* \approx 1$

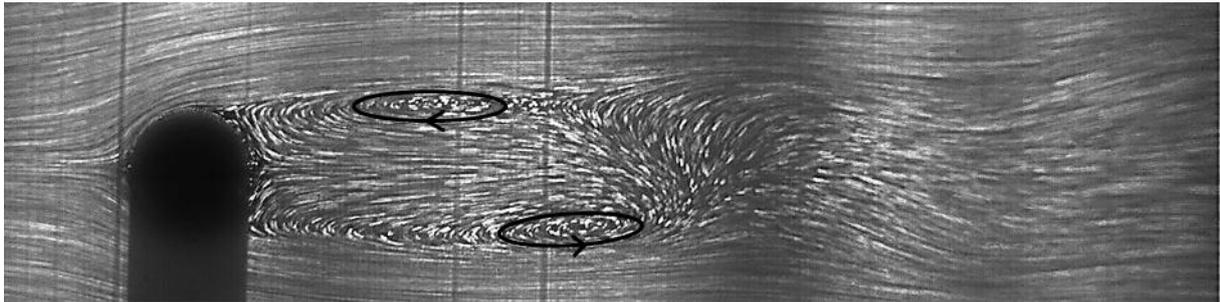
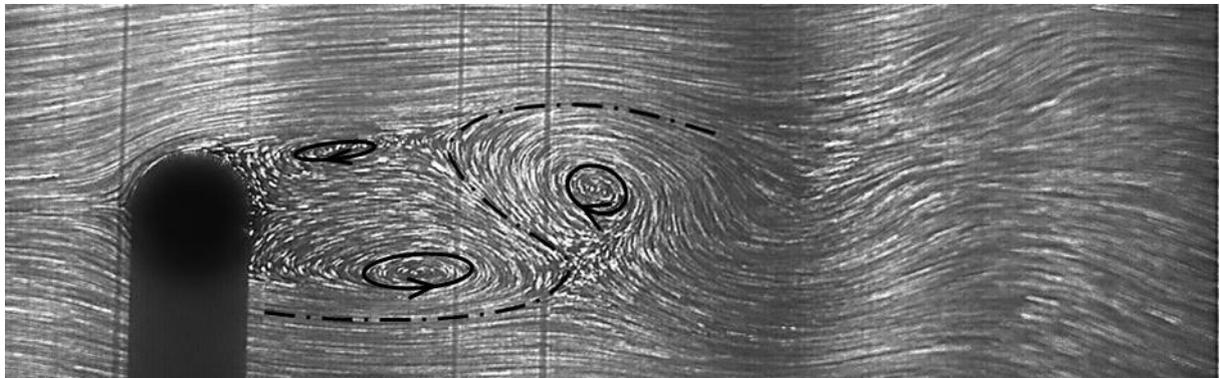
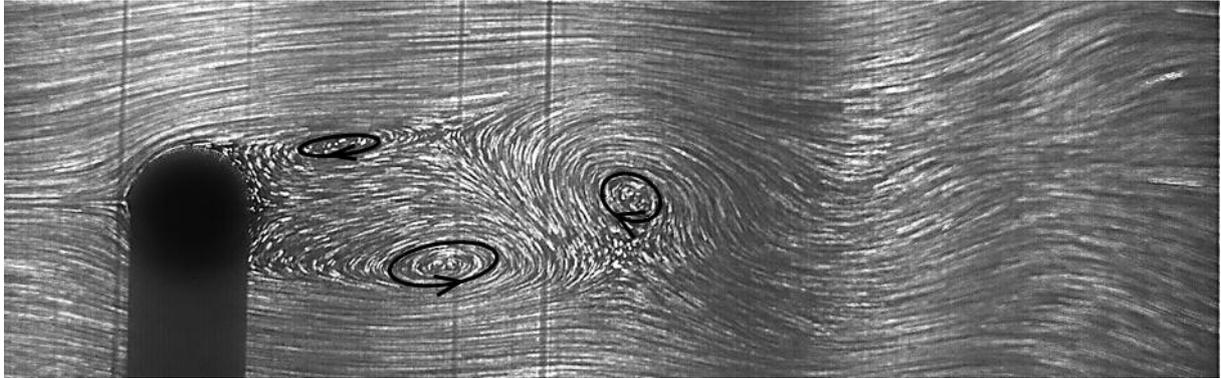


Figure IV-5 : Lâchers de tourbillons de la solution C avec $Re = 81,7$. La fréquence de lâcher de tourbillons est de $f \approx 80,6 \text{ Hz}$ donc $T_t \approx 0,0124 \text{ s}$ et $St = 0,152$.

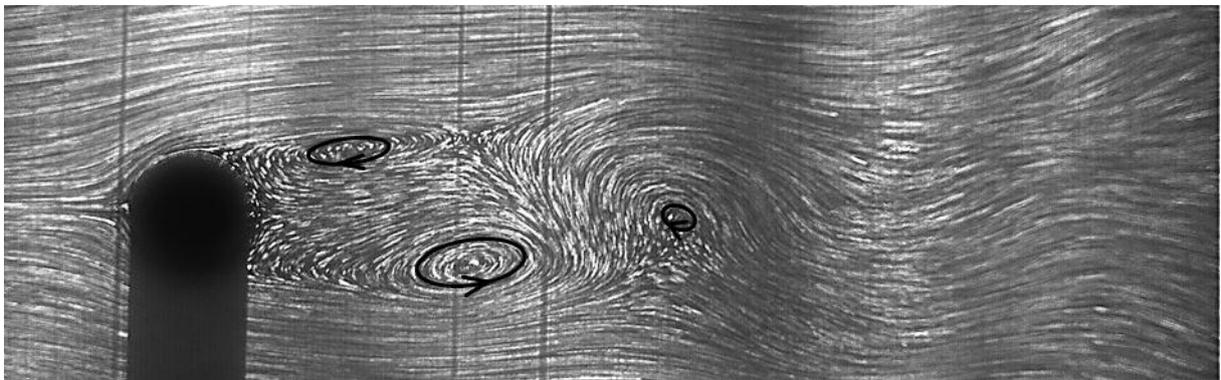
(a) : $t^* \approx 0$



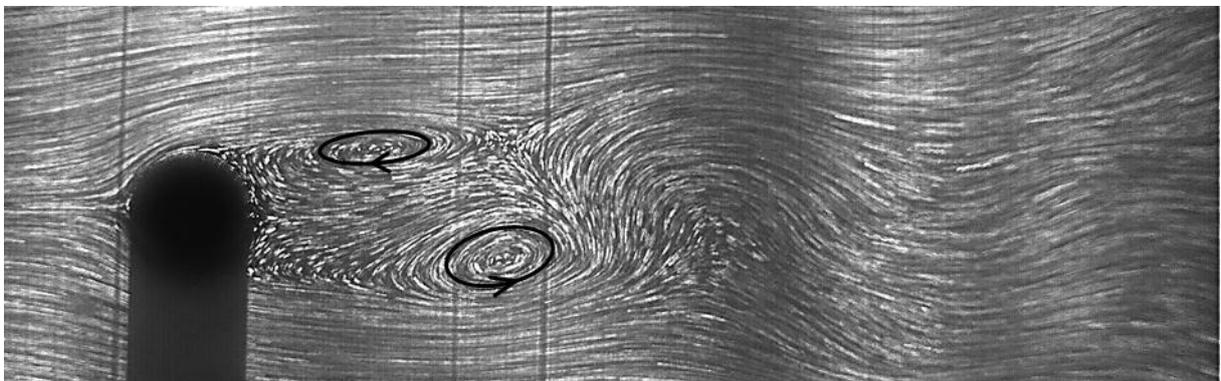
(b) : $t^* \approx 1/11$



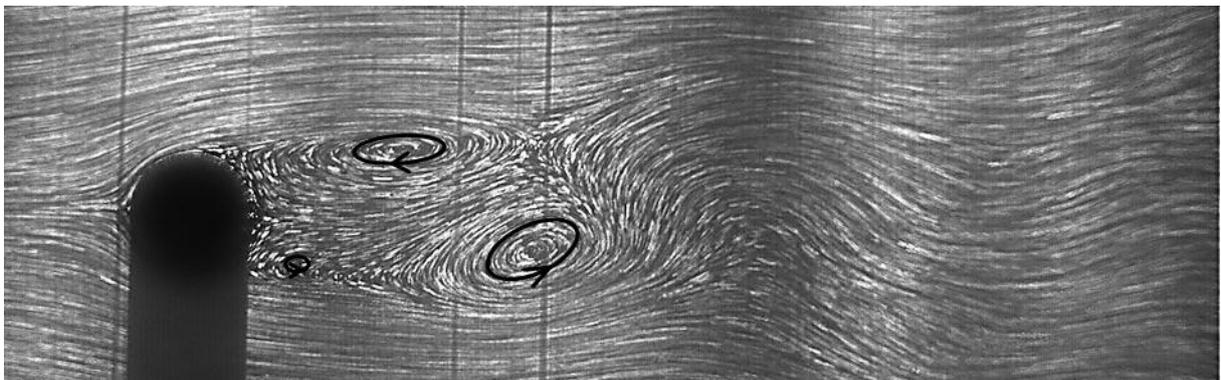
(c) : $t^* \approx 2/11$



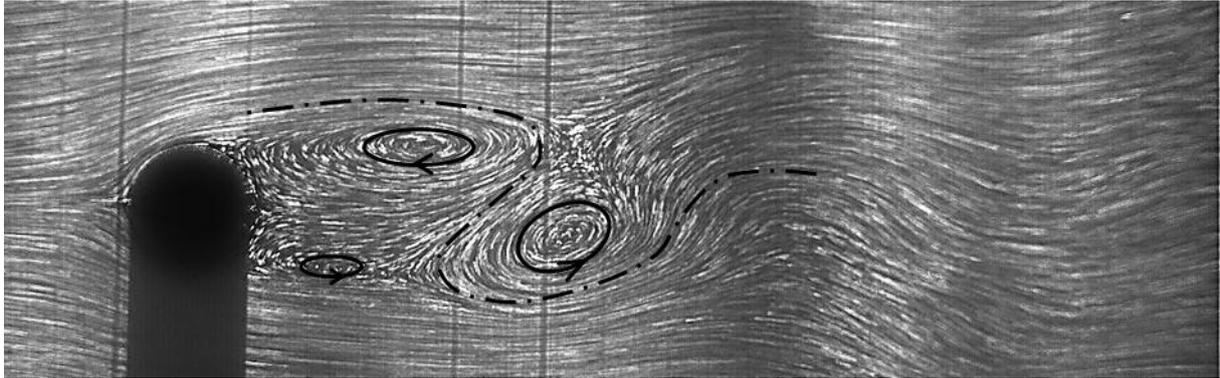
(d) : $t^* \approx 3/11$



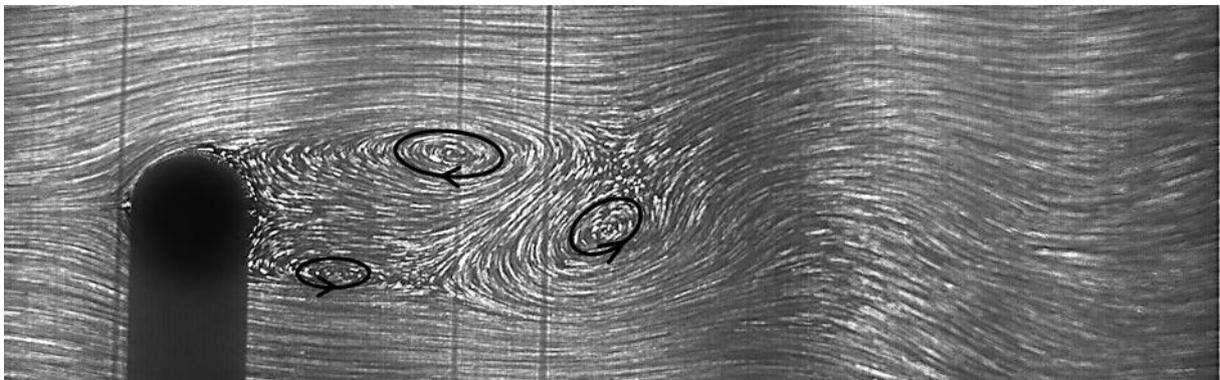
(e) : $t^* \approx 4/11$



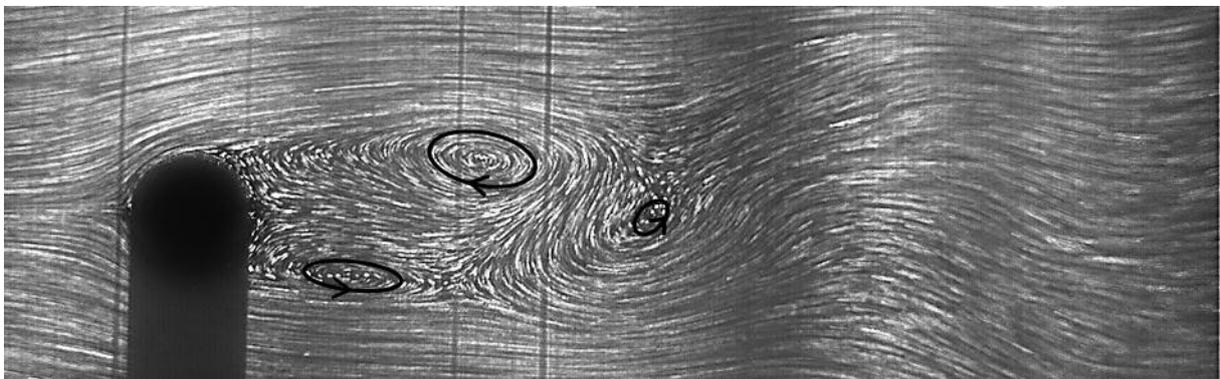
(f) : $t^* \approx 5/11$



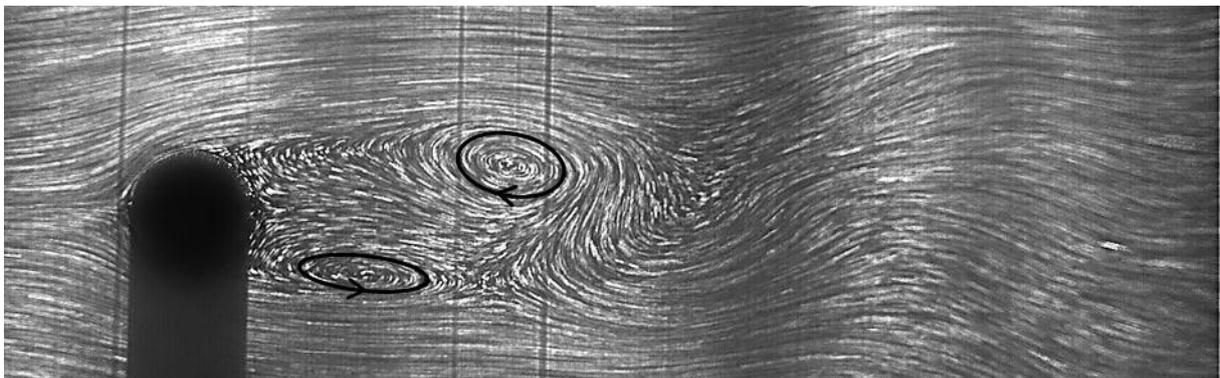
(g) : $t^* \approx 6/11$



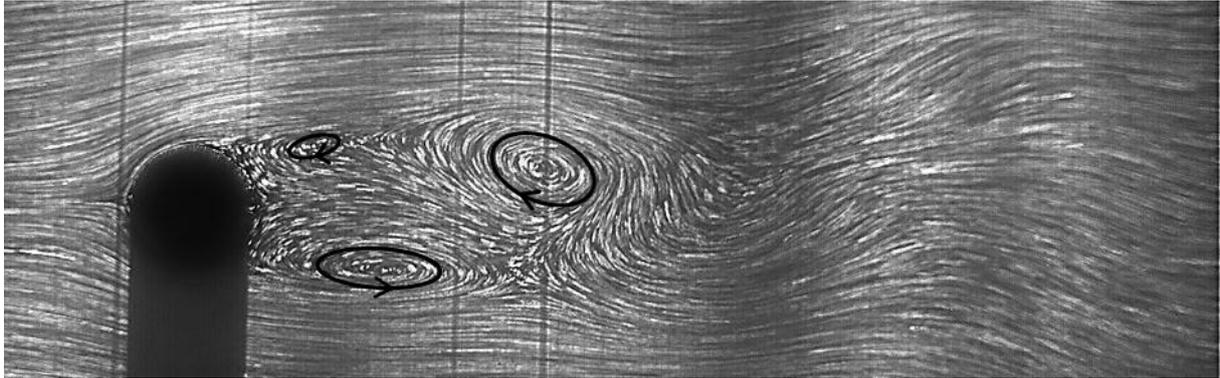
(h) : $t^* \approx 7/11$



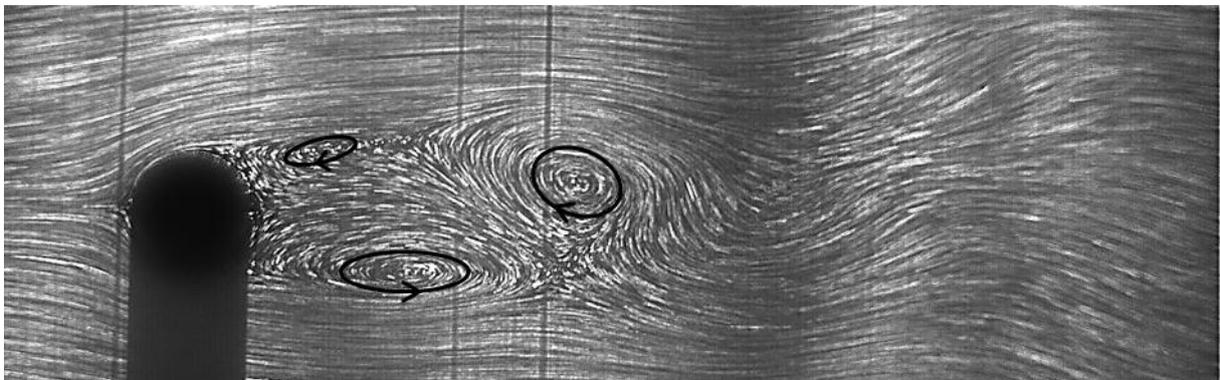
(i) : $t^* \approx 8/11$



(j) : $t^* \approx 9/11$



(k) : $t^* \approx 10/11$



(l) : $t^* \approx 1$

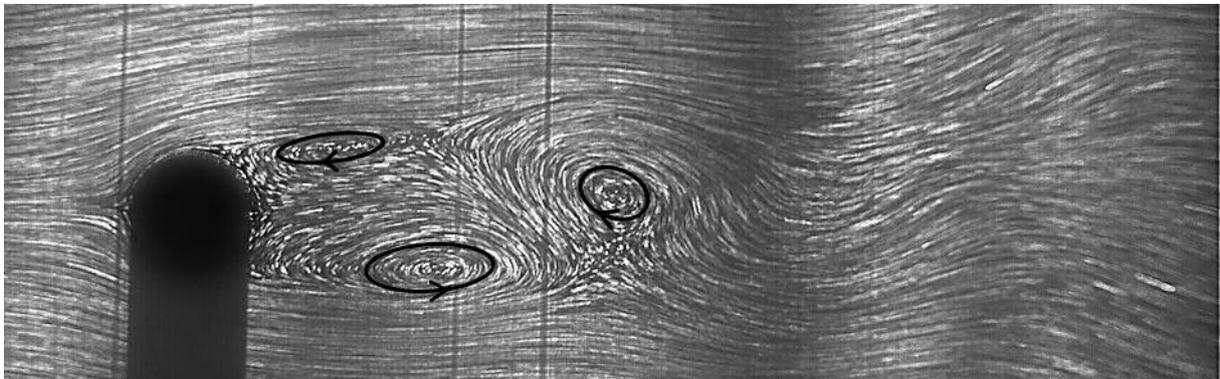


Figure IV-6 : Lâchers de tourbillons de la solution C avec $Re = 99,6$. La fréquence de lâcher de tourbillons est de $f = 95,1 \text{ Hz}$ donc $T_t \approx 0,0105 \text{ s}$ et $St \approx 0,155$.

Dans le régime d'écoulement instationnaire périodique non-confiné, une allée d'écoulement instantanée se forme entre les tourbillons [38]. Cette zone représente l'écoulement qui se forme entre les différents tourbillons. Une ligne d'écoulement de cette zone est représentée sur la Figure IV-4 par le trait se faufilant entre les tourbillons. Sur les images de la Figure IV-5 et de la Figure IV-6, des allées d'écoulement instantanées similaires sont observables. Quelques parcours d'écoulement de ces zones ont été esquissés sur les figures par des traits

mixtes (voir Figure IV-5-f, Figure IV-6-a, Figure IV-6-f). Cette zone peut être très longue à la transition vers le régime instationnaire avec des parcours assez différents du cas non-confiné illustré sur la Figure IV-4 car les tourbillons ont une plus grande envergure. Par exemple sur l'image Figure IV-5-f, la zone vient contourner le tourbillon du dessous qui est en phase de détachement pour remonter jusqu'au cylindre et contourner le tourbillon du dessus et enfin rejoindre l'écoulement externe dans la partie supérieure de l'écoulement. Dans le cas où l'instabilité est bien développée (Figure IV-6), les tourbillons sont de plus petites tailles et l'allée instantanée d'écoulement se forme entre les tourbillons ayant des parcours semblables à ceux de la Figure IV-4.

Une fois que les tourbillons se forment, ils sont tirés vers l'aval de l'écoulement et sortent de la zone ralenti à l'aval de l'obstacle. Le mouvement de rotation des tourbillons est donc rapidement cisailé par l'écoulement externe. Qualitativement, le tourbillon disparaît complètement à une distance d'environ $x_e \approx 4D$. La Figure IV-7 montre x_e , l'abscisse de la position du centre du tourbillon à son extinction, en fonction de la différence entre le nombre de Reynolds et le nombre de Reynolds critique Re^c pour les différents fluides étudiés. Notre étude étant consacrée à la transition et à l'évolution des paramètres juste après la transition, nous n'avons pas observé de variation significative de la distance d'extinction en fonction de Re et en fonction de l'indice de rhéofluidification par comparaison entre le fluide newtonien ($n = 1$) et la solution C ($n = 0,61$). Avec les effets de plasticité mis en jeu par le gel B ($Od \approx 0,01$), très peu de différences sont observées sur cette distance. Les effets inertiels de l'écoulement externe prennent donc le dessus par rapport aux autres effets mis en jeu par les différents fluides. Cependant, la distance d'extinction des tourbillons peut être plus importante en augmentant les effets inertiels [9].

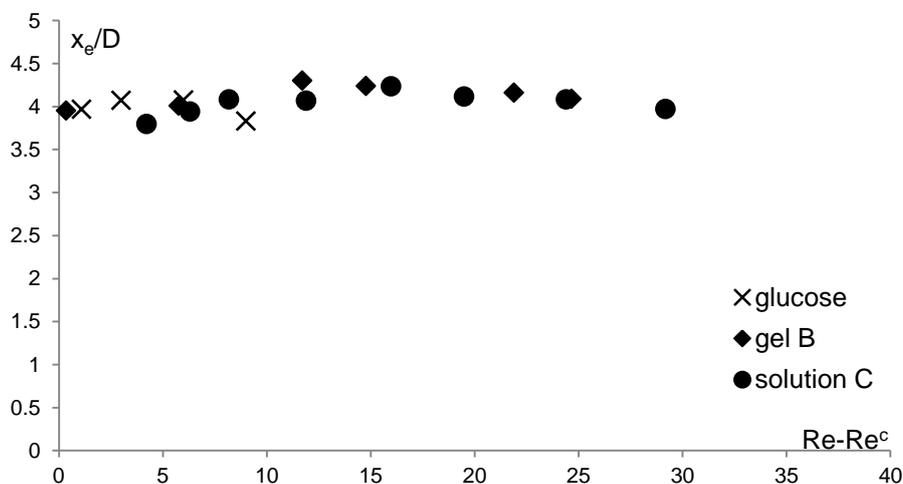
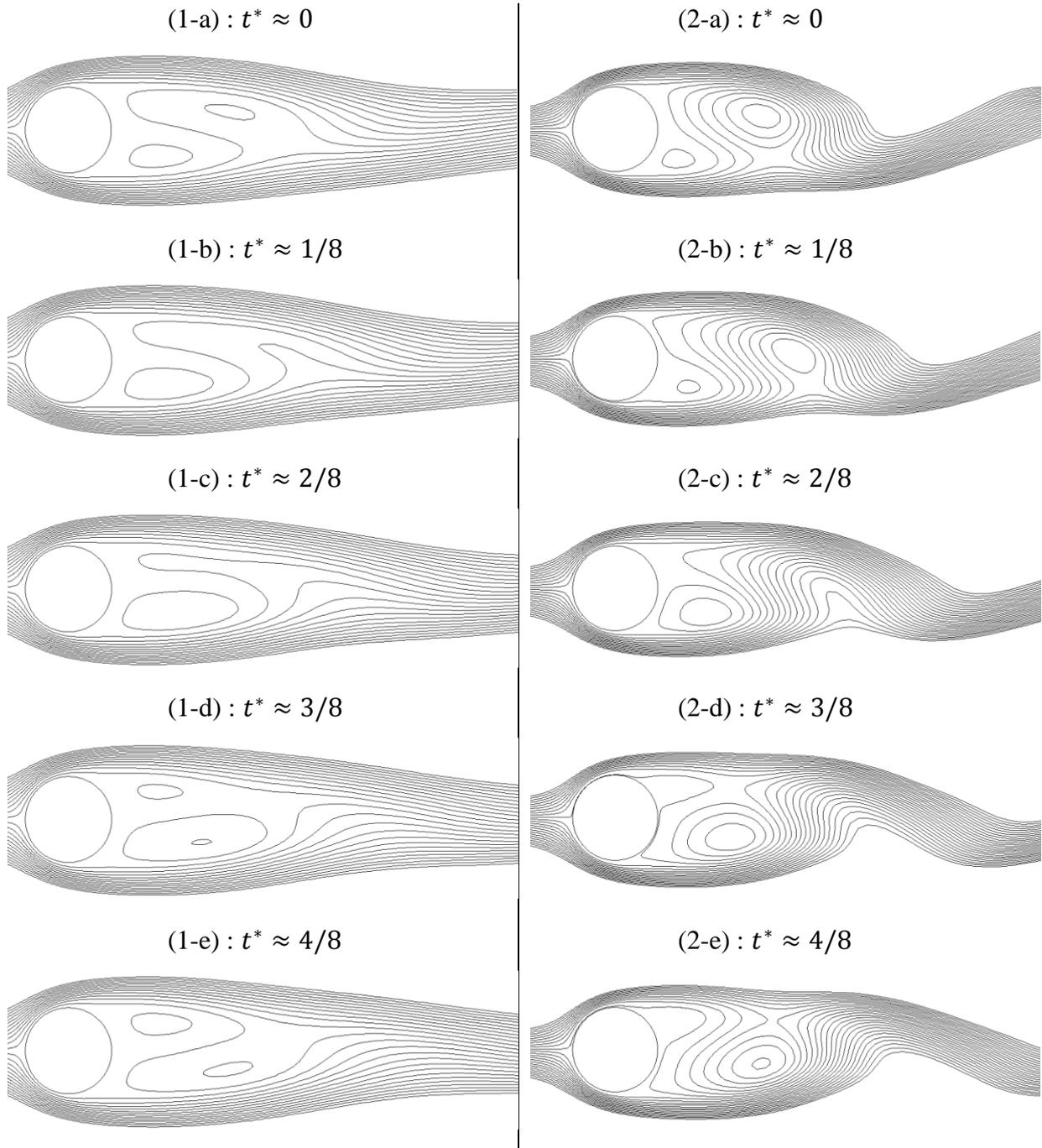


Figure IV-7 : Abscisse du centre du tourbillon à son extinction.

La transition a également été relevée numériquement (Figure IV-8) pour la solution C par étude des lignes de courant. Nous observons une morphologie semblable avec un type de lâcher de tourbillons à la transition ($Re \approx Re^c$, série 1) comme sur la séquence de la Figure IV-5. Après la transition, le lâcher de tourbillons est établi et il est semblable aux allées de Von Karman de la Figure IV-6.



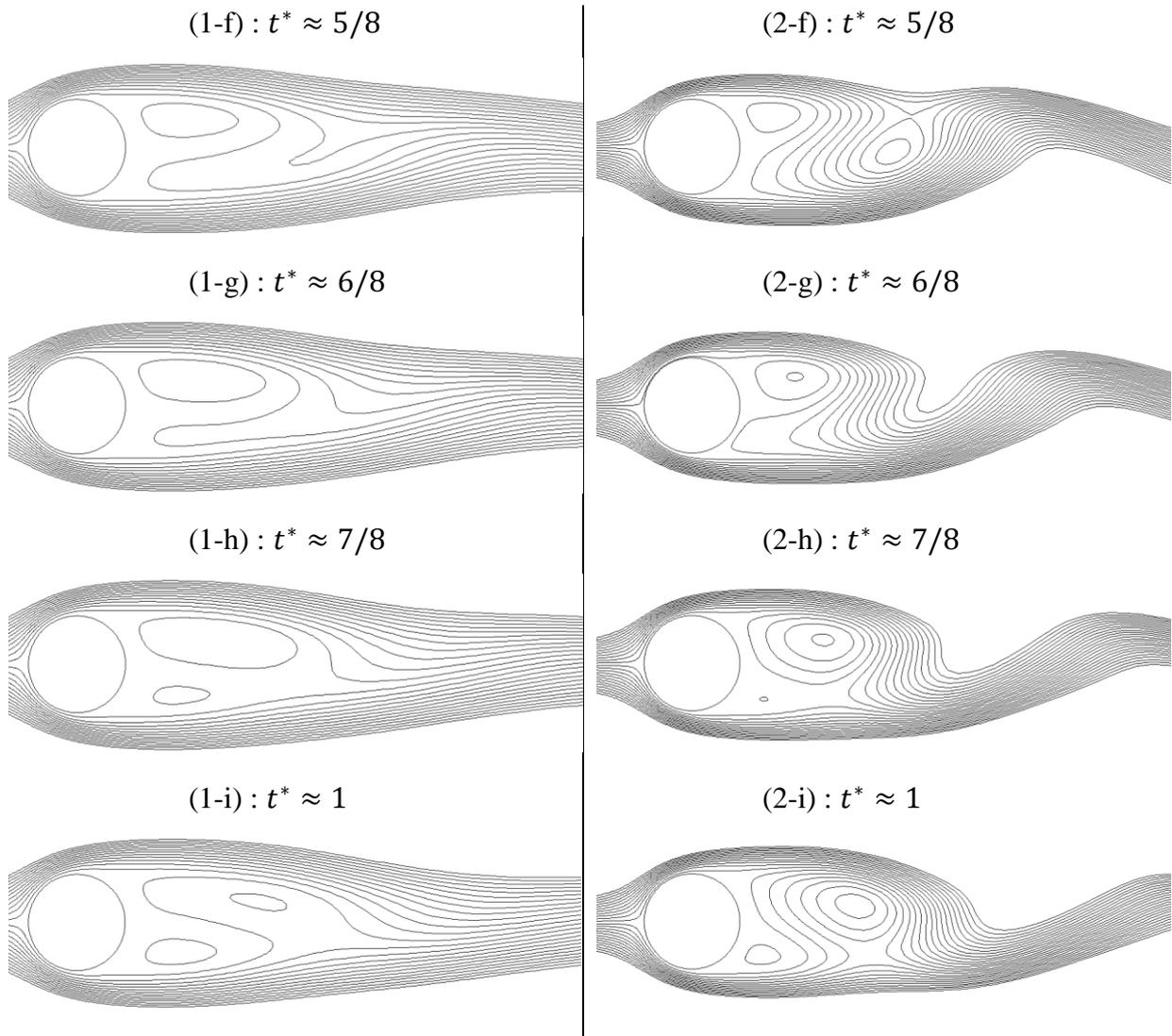


Figure IV-8 : Lignes de courant numérique sur une période T_t de la solution C avec $Re = 57,3$ (série 1) et $Re = 67,3$ (série 2).

IV.4.3 Analyse pour le gel B

Nous allons ici nous intéresser particulièrement au gel B sur une période de l'écoulement. Nous prenons la configuration numérique suivante : $(Re ; Od ; n) = (69,4 ; 0,015 ; 0,5)$. La période est définie sur la fréquence de lâcher de tourbillons. La fréquence est ici de $f = 110,6 \text{ Hz}$ ($T_t = 0,00904 \text{ s}$) correspondant à $St = 0,202$. Numériquement, nous obtenons cette fréquence par analyse du coefficient de portance. Les coefficients de portance et de traînée sont définis selon les équations suivantes :

$$C_l = \frac{2F_l}{\rho V_{max}^2 D} ; C_d = \frac{2F_d}{\rho V_{max}^2 D} \quad \text{Eq. IV-8 ; Eq. IV-9}$$

avec F_l et F_d les forces par unité de longueur qui s'appliquent sur le cylindre respectivement perpendiculairement et parallèlement à l'écoulement.

L'évolution de ces paramètres sur une période est donnée sur la Figure IV-9.

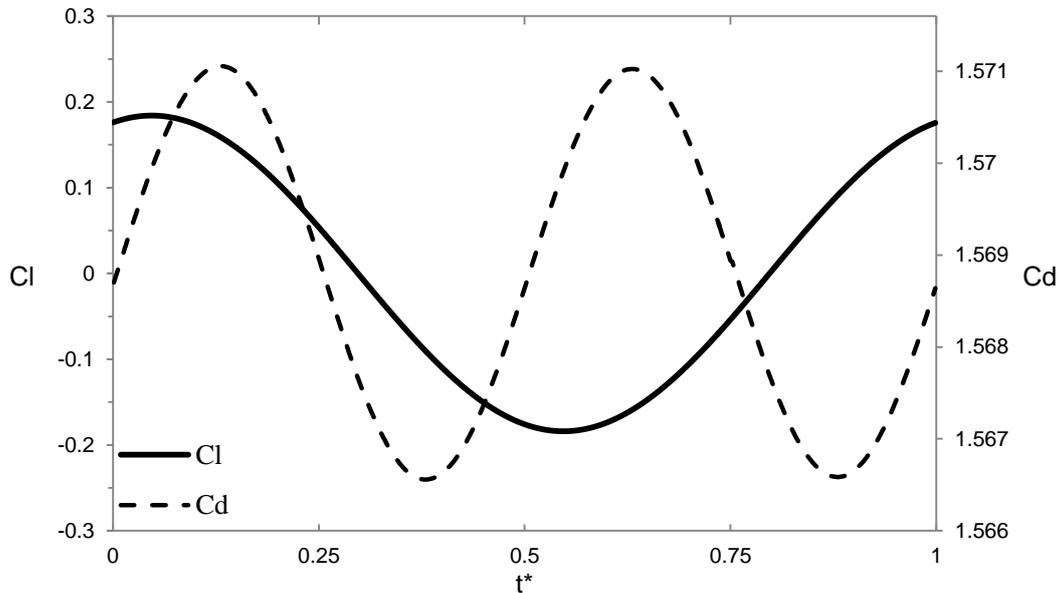


Figure IV-9 : Évolution des coefficients de portance et de traînée sur une période du gel B avec $(Re ; Od ; n) = (69,4 ; 0,015 ; 0,5)$.

La fréquence de la traînée est le double de celle de la portance. Nous allons étudier cette période sur 4 temps adimensionnels différents $t^* = 0 ; 0,25 ; 0,50 ; 0,75$.

La Figure IV-10 présente la carte de l'intensité des vitesses $V = |\vec{v}|$ aux quatre temps caractéristiques. La vitesse maximale du profil de vitesse à l'amont du cylindre est de $V_{max} \approx 1,1 \text{ m/s}$. La présence du cylindre confine localement l'écoulement ce qui donne des vitesses qui atteignent $V \approx 1,6 \text{ m/s}$. Les murs et la surface de l'obstacle sont en conditions de non-glissement. Ainsi, les cisaillements seront le plus importants au niveau du cylindre car les gradients de vitesses seront les plus élevés. Immédiatement à l'aval de l'obstacle, à l'endroit où naissent les tourbillons, l'intensité de la vitesse est localement plus faible et elle augmente lorsque le tourbillon avance dans le canal.

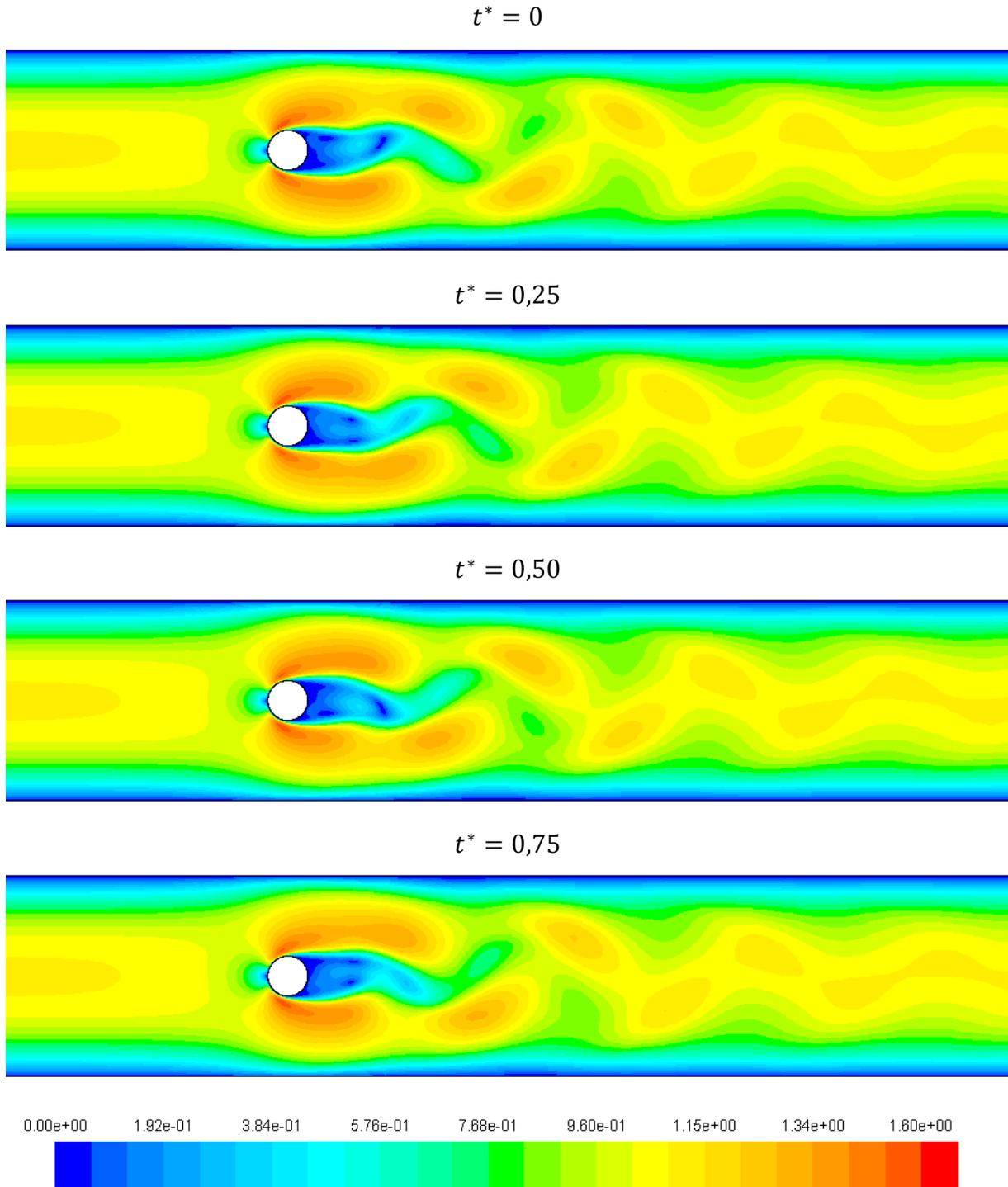


Figure IV-10 : Isovaleurs du module de vitesse V en fonction du temps adimensionnels t^* pour le gel B avec $(Re ; Od ; n) = (69,4 ; 0,015 ; 0,5)$.

Intéressons à la valeur du nombre de Reynolds local :

$$Re_{local} = \frac{\rho V_{local} D}{\eta_{local}} \quad \text{Eq. IV-10}$$

où V_{local} et η_{local} sont respectivement la vitesse et la viscosité dynamique à la position considérée dans le domaine fluide. Puisque le gel B est rhéofluidifiant, lorsque les

cisaillements augmentent, la viscosité diminue et donc le nombre de Reynolds augmente. Ainsi, bien que $Re \approx 69,4$, le Reynolds local atteint la valeur de $Re_{local} \approx 278$. Les valeurs maximales sont obtenues autour du cylindre, notamment à l'amont de celui-ci. Proche des parois latérales, bien que la viscosité soit faible en raison du cisaillement, la vitesse tend vers zéro et donc Re_{local} aussi.

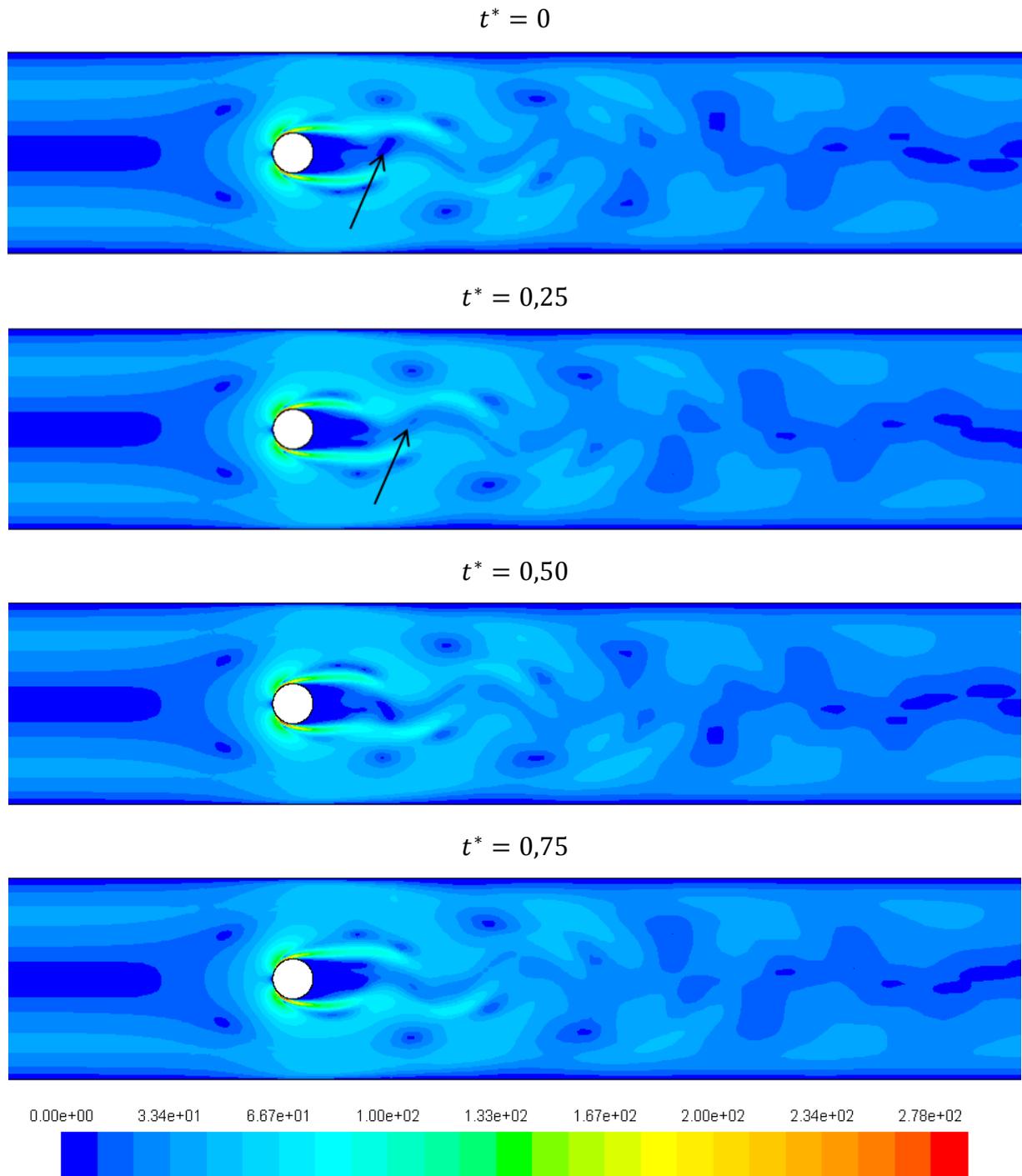


Figure IV-11 : Isovaleurs du nombre de Reynolds local Re_{local} en fonction du temps adimensionnels t^* pour le gel B avec $(Re ; Od ; n) = (69,4 ; 0,015 ; 0,5)$.

La Figure IV-11 permet également de voir que les tourbillons disparaissent relativement rapidement comme nous l'avons évoqué sur la Figure IV-7. En effet, Re_{local} à l'aval du cylindre est faible. Lorsque le tourbillon se détache il garde une couleur représentant une valeur faible comme le tourbillon marqué d'une flèche à l'instant $t^* = 0$. Lorsque le tourbillon s'éloigne du cylindre les cisaillements dus à l'écoulement externe donne lieu à l'extinction du tourbillon. À l'instant $t^* = 0,25$, la flèche indique le centre du tourbillon qui s'est déjà bien affaibli.

Nous nous intéressons à présent aux valeurs du nombre d'Oldroyd local. Il est défini selon l'équation suivante :

$$Od_{local} = \frac{\tau_0}{\eta_{local}(V_{local}/D)} \quad \text{Eq. IV-11}$$

Les isovaleurs de Od_{local} sont étudiées dans l'intervalle $Od_{local} \in [1 - 38]$ pour plus de clarté. La borne de fermeture $Od_{local} = 38$ étant la valeur maximale obtenue par la simulation numérique. Comme pour Re_{local} , Od_{local} peut atteindre des valeurs très supérieures au nombre d'Oldroyd de l'écoulement ($Od = 0,015$). Par définition du nombre d'Oldroyd, l'intervalle de Od_{local} choisi donne une représentation des lieux où les effets de seuils sont supérieurs aux effets de viscosité.

La Figure IV-12 donne les isovaleurs de Od_{local} superposées avec les trajectoires numériques de l'écoulement. Les trajectoires expérimentales que nous avons obtenues avec le gel B sont également présentées. Nous sommes au point de fonctionnement $Re - Re^c \approx 14,5$. Les valeurs de Od_{local} entrants dans l'intervalle choisi $Od_{local} \in [1 - 38]$ se situent uniquement autour du cylindre, notamment au point d'arrêt à l'amont de l'obstacle et sur sa partie aval sous forme d'une fine couche avec des pointes se formant aux points de séparations des tourbillons. Accolées au cylindre, ces zones sont constamment en mouvement. Nous pouvons apercevoir aux instants $t^* = 0,25$ et $t^* = 0,75$ qu'une zone où $Od_{local} \geq 1$ se forme également au centre d'un tourbillon naissant.

La comparaison des résultats entre le numérique et l'expérimental s'avère être semblable, notamment si on s'intéresse à la position des tourbillons immédiatement à l'aval du cylindre et au point de séparation sur le cylindre. Cependant le déplacement du centre des tourbillons sur toute la période a expérimentalement un trajet plutôt dans le sens de l'écoulement alors que numériquement le déplacement du centre des tourbillons semble avoir une composante perpendiculaire à l'écoulement non-négligeable. Une raison de ces différences peut être liée à

la non prise en compte des effets d'élasticités par la modélisation numérique. En effet ici le nombre de Weissenberg a la valeur de $We \approx 15,3$.

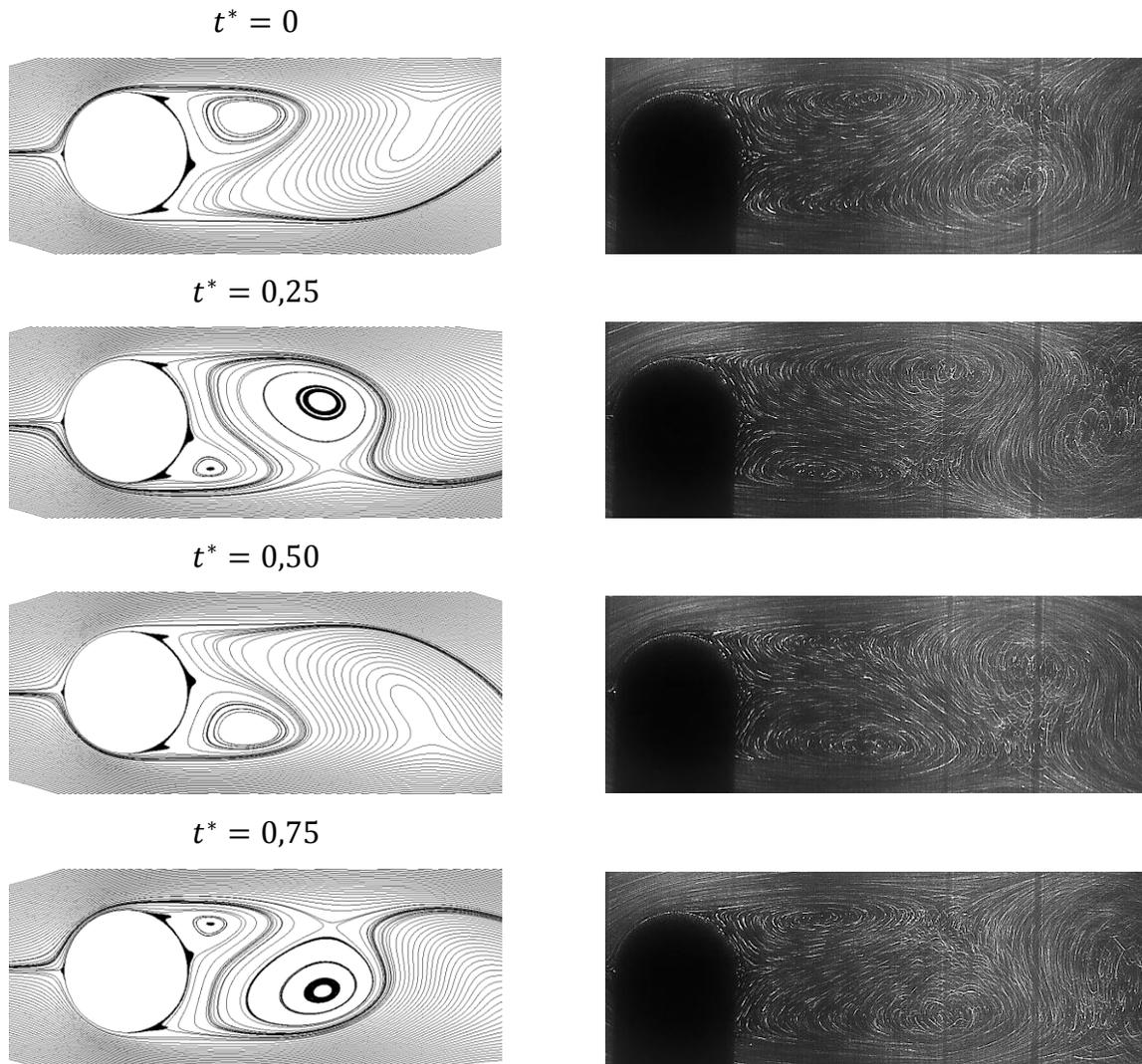


Figure IV-12 : Isovaleurs du nombre d'Oldroyd local dans l'intervalle $Od_{local} \in [1 - 38]$ et trajectoires numériques et expérimentales de l'écoulement (gel B) pour $Re - Re^c \approx 14,5$.

IV.4.4 Valeurs critiques de transition Re^c

Les valeurs critiques de transition du nombre de Reynolds Re^c sont traitées dans cette partie. Les résultats expérimentaux sont toujours donnés dans un intervalle de nombre de Reynolds dont la valeur inférieure est un cas stable recirculant et la valeur supérieure est un cas instationnaire périodique. Les intervalles obtenus pour chaque fluide sont récapitulés dans le Tableau IV-2. Les résultats numériques sont également reportés.

Les incertitudes de nos mesures sont évaluées en analysant la précision obtenue sur chaque variable de mesures et sur les méthodes utilisées pour détecter la transition au régime instationnaire périodique. Comme il avait été dit plus haut, la transition au régime

instationnaire périodique est marquée par une rupture de symétrie de l'écoulement à l'aval du cylindre, notamment de la symétrie des tourbillons. Expérimentalement, nous estimons la transition par l'observation de cette rupture de symétrie. Numériquement, le passage au régime instationnaire périodique est détecté par les oscillations obtenues sur le coefficient de portance. La détection de la transition au régime instationnaire est donc bien plus fine numériquement. Les conditions expérimentales nous permettent d'obtenir des incertitudes sur le Re^c s'élevant jusqu'à 20%. Les valeurs obtenues numériquement pour les fluides non-newtoniens sont plus faibles que les valeurs expérimentales. Cependant, la différence n'est pas nécessairement liée uniquement à la méthode de détection de la transition et aux incertitudes. Elle peut être due à des phénomènes non-pris en compte par le modèle numérique. Par exemple, il est connu dans la littérature que l'élasticité d'un fluide reporte la transition aux régimes instables vers des écoulements plus inertiels, c'est-à-dire à plus grand nombre de Reynolds [15,16]. Dans notre étude, le nombre de Weissenberg à la transition pour le gel B et pour la solution C vaut $We \approx 14$ et $We \approx 1230$ respectivement. Ainsi les effets d'élasticités peuvent jouer un rôle non négligeable dans cette différence.

Tableau IV-2 : Valeurs critiques de transition du nombre de Reynolds

Fluids	Valeurs expérimentales		Simulations numériques	
	Re^c	Od^c	Re^c	Od^c
Glucose	[64,9 – 71,7]	–	69,5	–
Gel B	[81 – 82]	0,014	56	0,0156
Solution C	[72 – 73]	–	57	–

Par comparaison entre les valeurs numériques de la solution de glucose avec la solution C, nous voyons que plus n est petit plus le Re^c décroît. Par ailleurs, la valeur du Re^c pour un fluide rhéofluidifiant ayant un indice de loi puissance $n = 0,5$ nous donne numériquement $Re^c = 51,6$. Les variations numériques vérifient donc les résultats numériques de la littérature pour n [22].

En comparant le Re^c numérique du gel B à celui d'un fluide sans seuil avec le même indice n , nous voyons que la présence de seuil augmente Re^c . Les effets de seuils augmentent donc le nombre de Reynolds critique de transition au régime instationnaire en milieu confiné avec une configuration d'écoulement de Poiseuille. Ce résultat est similaire au cas numérique non

confiné de la littérature [26]. Une plus grande force d'inertie est donc nécessaire pour vaincre les effets de seuil.

IV.4.5 Nombre de Strouhal St

Le nombre de Strouhal, représentant la fréquence adimensionnelle de lâcher de tourbillons, a été déterminé pour les fluides étudiés. Les valeurs à la transition aux régimes instationnaire sont regroupées dans le Tableau IV-3. Le calcul des incertitudes de mesures expérimentales pour le nombre de Strouhal donne une valeur de $\approx 8\%$.

Tableau IV-3 : Valeurs critiques de transition du nombre de Strouhal

St^c	Valeurs expérimentales	Simulation numériques
Glucose	0,160	0,157
Gel B	0,170	0,188
Solution C	0,152	0,179

Par comparaison des valeurs numériques entre le glucose et la solution C, la diminution de n tend à augmenter la fréquence de lâcher de tourbillons comme il est observé dans la littérature [19–22]. Or, les résultats expérimentaux nous donnent une fréquence de lâcher de tourbillons inférieure au cas newtonien pour la solution C. Outre les incertitudes de mesures, une raison de ces différences pourrait être l'absence de prise en compte par le modèle numérique des effets d'élasticités présents dans ces fluides. En effet, il est montré que l'élasticité des fluides diminue le nombre de Strouhal dans les écoulements confinés [15].

Pour le gel B, le nombre de Strouhal est plus grand que pour le fluide newtonien pour l'approche expérimentale comme pour l'approche numérique. Cette augmentation est à la fois due aux effets de seuils et à la rhéofluidification. Pour dissocier, les effets de seuils des effets de l'indice $n = 0,5$, nous avons fait la simulation numérique d'un fluide rhéofluidifiant sans seuil avec le même indice de loi puissance que le gel B et nous obtenons $St^c = 0,185$. L'augmentation du nombre de Strouhal est donc essentiellement due aux effets de rhéofluidification. Les résultats numériques vérifient les observations de la littérature sur les variations du nombre de Strouhal pour les fluides rhéofluidifiant [18–22] et les fluides à seuil de contrainte [26].

Nos valeurs expérimentales sont inférieures aux valeurs numériques pour le gel B et pour la solution C. Comme il a été dit précédemment, l'élasticité des fluides diminue le nombre de Strouhal dans les écoulements confinés [15]. À la vue des valeurs du nombre de Weissenberg qui s'élève à $We_{gel\ B} \approx 14$ et $We_{sol.\ C} \approx 1230$, il est légitime de penser que les effets d'élasticités ont un rôle dans cette différence, malgré les incertitudes de mesures.

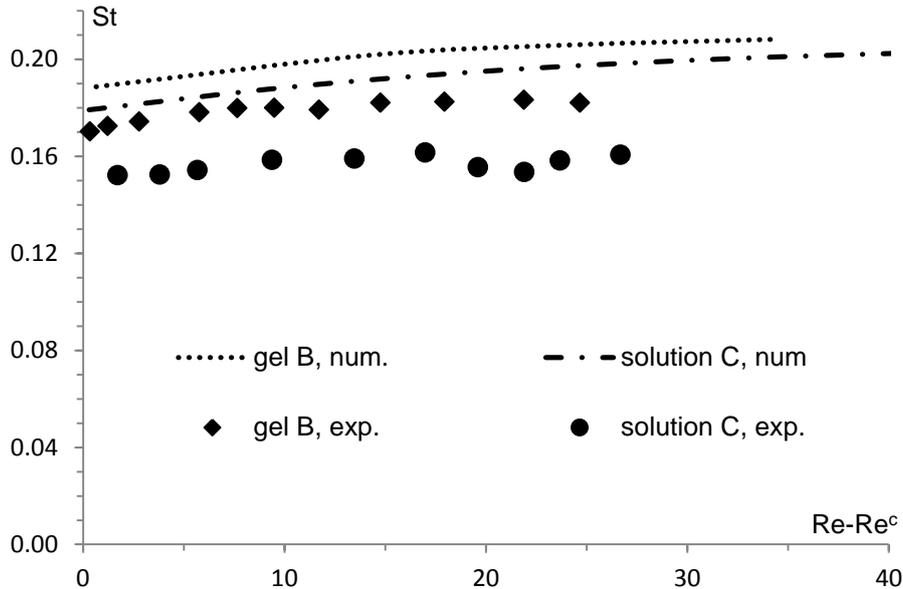


Figure IV-13 : Variation du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds à partir de la transition au régime instationnaire.

Pour comparer l'évolution du nombre de Strouhal en fonction de l'inertie, les mesures effectuées ont été illustrées sur la Figure IV-13 avec pour abscisse la différence du nombre de Reynolds au Reynolds de transition critique ($Re - Re^c$). Les valeurs augmentent peu sur l'intervalle de Reynolds étudié. Plus le nombre de Reynolds est grand, plus la fréquence adimensionnelle de lâcher de tourbillons est grande.

IV.5 Conclusions

Le régime d'écoulement instationnaire périodique a été étudié expérimentalement et numériquement pour un fluide newtonien, un fluide rhéofluidifiant et un fluide rhéofluidifiant à seuil. Pour ces deux derniers fluides, le polymère Carbopol 940 a été utilisé. L'écoulement autour de l'obstacle cylindrique circulaire est dans une configuration de Poiseuille avec un confinement de $\beta = 0,2$. L'évolution des morphologies des écoulements à partir de la transition au régime instable a été finement observée. Le champ de vitesses, les cartes des nombres de Reynolds et d'Oldroyd locaux ont été donnés numériquement pour le fluide à seuil. Les nombres critiques de transition de Reynolds ont été chiffrés expérimentalement ainsi que l'évolution du nombre de Strouhal en fonction de l'inertie. Les effets d'une diminution de l'indice de rhéofluidification sont essentiellement d'augmenter le nombre de Strouhal. L'augmentation des effets de seuil d'écoulement fait croître également St . La simulation numérique viscoplastique permet d'assez bien représenter les effets observés expérimentalement. Les écarts obtenus pourraient provenir des effets élastiques non pris en compte par le modèle numérique.

L'étude permet donc d'apporter de nouveaux résultats expérimentaux en milieux confinés d'une part pour un fluide newtonien et d'autre part pour des fluides rhéofluidifiant avec et sans seuil de contrainte dans un domaine où la plupart des études de la littérature sont numériques.

Références bibliographiques

- [1] Williamson, C. H. K., 1996, "Vortex Dynamics in the Cylinder Wake," *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **28**(1), pp. 477–539.
- [2] Zdravkovich, M. M., 1997, *Flow Around Circular Cylinders Volume 1: Fundamentals*, Oxford University Press, Oxford ; New York.
- [3] Anagnostopoulos, P., Iliadis, G., and Richardson, S., 1996, "Numerical Study of the Blockage Effects on Viscous Flow Past a Circular Cylinder," *Int. J. Numer. Methods Fluids*, **22**(11), pp. 1061–1074.
- [4] Chen, J.-H., Pritchard, W. G., and Tavener, S. J., 1995, "Bifurcation for flow past a cylinder between parallel planes," *J. Fluid Mech.*, **284**, pp. 23–41.
- [5] Zovatto, L., and Pedrizzetti, G., 2001, "Flow about a circular cylinder between parallel walls," *J. Fluid Mech.*, **440**, pp. 1–25.
- [6] Sahin, M., and Owens, R. G., 2004, "A numerical investigation of wall effects up to high blockage ratios on two-dimensional flow past a confined circular cylinder," *Phys. Fluids 1994-Present*, **16**(5), pp. 1305–1320.
- [7] Chakraborty, J., Verma, N., and Chhabra, R. P., 2004, "Wall effects in flow past a circular cylinder in a plane channel: a numerical study," *Chem. Eng. Process. Process Intensif.*, **43**(12), pp. 1529–1537.
- [8] Mettu, S., Verma, N., and Chhabra, R. P., 2006, "Momentum and heat transfer from an asymmetrically confined circular cylinder in a plane channel," *Heat Mass Transf.*, **42**(11), pp. 1037–1048.
- [9] Rehim, F., Aloui, F., Nasrallah, S. B., Doublicz, L., and Legrand, J., 2008, "Experimental investigation of a confined flow downstream of a circular cylinder centred between two parallel walls," *J. Fluids Struct.*, **24**(6), pp. 855–882.
- [10] Singha, S., and Sinhamahapatra, K. P., 2010, "Flow past a circular cylinder between parallel walls at low Reynolds numbers," *Ocean Eng.*, **37**(8–9), pp. 757–769.
- [11] Camarri, S., and Giannetti, F., 2010, "Effect of confinement on three-dimensional stability in the wake of a circular cylinder," *J. Fluid Mech.*, **642**, pp. 477–487.

- [12] Kanaris, N., Grigoriadis, D., and Kassinos, S., 2011, “Three dimensional flow around a circular cylinder confined in a plane channel,” *Phys. Fluids 1994-Present*, **23**(6), p. 064106.
- [13] Griffith, M. D., Leontini, J., Thompson, M. C., and Hourigan, K., 2011, “Vortex shedding and three-dimensional behaviour of flow past a cylinder confined in a channel,” *J. Fluids Struct.*, **27**(5–6), pp. 855–860.
- [14] Oliveira, P. J., 2001, “Method for time-dependent simulations of viscoelastic flows: vortex shedding behind cylinder,” *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **101**(1–3), pp. 113–137.
- [15] Sahin, M., and Owens, R. G., 2004, “On the effects of viscoelasticity on two-dimensional vortex dynamics in the cylinder wake,” *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **123**(2–3), pp. 121–139.
- [16] Cressman, J. R., Bailey, Q., and Goldberg, W. I., 2001, “Modification of a vortex street by a polymer additive,” *Phys. Fluids*, **13**(4), pp. 867–871.
- [17] Norouzi, M., Varedi, S. R., Maghrebi, M. J., and Shahmardan, M. M., 2013, “Numerical investigation of viscoelastic shedding flow behind a circular cylinder,” *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **197**, pp. 31–40.
- [18] Coelho, P. M., and Pinho, F. T., 2003, “Vortex shedding in cylinder flow of shear-thinning fluids: I. Identification and demarcation of flow regimes,” *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **110**(2–3), pp. 143–176.
- [19] Coelho, P. M., and Pinho, F. T., 2003, “Vortex shedding in cylinder flow of shear-thinning fluids: II. Flow characteristics,” *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **110**(2–3), pp. 177–193.
- [20] Sivakumar, P., Prakash Bharti, R., and Chhabra, R. P., 2006, “Effect of power-law index on critical parameters for power-law flow across an unconfined circular cylinder,” *Chem. Eng. Sci.*, **61**(18), pp. 6035–6046.
- [21] Patnana, V. K., Bharti, R. P., and Chhabra, R. P., 2009, “Two-dimensional unsteady flow of power-law fluids over a cylinder,” *Chem. Eng. Sci.*, **64**(12), pp. 2978–2999.
- [22] Chhabra, R. P., 2011, “Effect of confinement on power-law fluid flow past a circular cylinder,” *Polym. Eng. Sci.*, **51**(10), pp. 2044–2065.

- [23] Barnes, H. A., 1999, "The yield stress—a review or 'παντα ρει'—everything flows?," *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **81**(1–2), pp. 133–178.
- [24] Balmforth, N. J., Frigaard, I. A., and Ovarlez, G., 2014, "Yielding to Stress: Recent Developments in Viscoplastic Fluid Mechanics," *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **46**(1).
- [25] Mossaz, S., Jay, P., and Magnin, A., 2012, "Experimental study of stationary inertial flows of a yield-stress fluid around a cylinder," *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **189–190**, pp. 40–52.
- [26] Mossaz, S., Jay, P., and Magnin, A., 2010, "Criteria for the appearance of recirculating and non-stationary regimes behind a cylinder in a viscoplastic fluid," *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **165**(21–22), pp. 1525–1535.
- [27] Kanaris, N., Kassinos, S. C., and Alexandrou, A. N., 2015, "On the transition to turbulence of a viscoplastic fluid past a confined cylinder: A numerical study," *Int. J. Heat Fluid Flow*, **55**, pp. 65–75.
- [28] Curran, S. J., Hayes, R. E., Afacan, A., Williams, M. C., and Tanguy, P. A., 2002, "Properties of Carbopol Solutions as Models for Yield-Stress Fluids," *J. Food Sci.*, **67**(1), pp. 176–180.
- [29] Piau, J.-M., 2002, "Viscoplastic boundary layer," *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **102**(2), pp. 193–218.
- [30] Ozogul, H., Jay, P., and Magnin, A., "Non-recirculating flow of a yield stress fluid around a circular cylinder in a Poiseuille flow," *AIChE J.*, submitted in October, 2015.
- [31] Piau, J.-M., 2007, "Carbopol gels: Elastoviscoplastic and slippery glasses made of individual swollen sponges," *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **144**(1), pp. 1–29.
- [32] Jossic, L., Ahonguio, F., and Magnin, A., 2013, "Flow of a yield stress fluid perpendicular to a disc," *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **191**, pp. 14–24.
- [33] Magnin, A., and Piau, J. M., 1990, "Cone-and-plate rheometry of yield stress fluids. Study of an aqueous gel," *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **36**, pp. 85–108.
- [34] Papanastasiou, T. C., 1987, "Flows of Materials with Yield," *J. Rheol.*, **31**(5), pp. 385–404.

- [35] Tokpavi, D. L., Magnin, A., and Jay, P., 2008, “Very slow flow of Bingham viscoplastic fluid around a circular cylinder,” *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **154**(1), pp. 65–76.
- [36] Braza, M., Chassaing, P., and Minh, H. H., 1986, “Numerical study and physical analysis of the pressure and velocity fields in the near wake of a circular cylinder,” *J. Fluid Mech.*, **165**, pp. 79–130.
- [37] Chhabra, R. P., and Richardson, J. F., 2011, *Non-Newtonian Flow and Applied Rheology: Engineering Applications*, Butterworth-Heinemann.
- [38] Perry, A. E., Chong, M. S., and Lim, T. T., 1982, “The vortex-shedding process behind two-dimensional bluff bodies,” *J. Fluid Mech.*, **116**, pp. 77–90.

Conclusion générale et perspectives

Cette étude s'est focalisée sur les écoulements de fluides à seuil de contrainte autour d'un obstacle cylindrique dans un milieu confiné. A notre connaissance, il n'y avait aucune étude expérimentale, dans les conditions d'écoulement de Poiseuille, non seulement dans la littérature des fluides à seuils, mais aussi dans la littérature newtonienne pour certains régimes d'écoulements.

Un dispositif expérimental a été conçu et réalisé permettant d'étudier l'écoulement en continu d'un fluide dans une veine d'essai à section rectangulaire. Les fluides à seuil sont préparés avec du Carbopol. Ce polymère permet d'obtenir des fluides à seuils utilisés comme fluides modèles en recherche et développement. En effet, la physique et la structure des gels de Carbopol sont bien comprises en volume ainsi qu'aux interfaces fluide-structure. Ils ont aussi l'avantage d'avoir des propriétés qui varient peu dans le temps et qui peuvent être ajustées facilement en fonction de la concentration en polymère. Les fluides ont étéensemencés de particules réfléchissantes afin de visualiser les morphologies d'écoulement et également de déterminer les champs de vitesses par PIV (Particle Image Velocimetry) avec l'utilisation d'une caméra rapide.

Les régimes d'écoulement étudiés vont du régime rampant sans inertie jusqu'au régime inertiel instationnaire périodique. Une comparaison numérique viscoplastique a été réalisée tout au long de l'étude utilisant la méthode des volumes finis. Le modèle numérique permettant de décrire le comportement du fluide à seuil est basé sur la loi de Herschel-Bulkley avec utilisation de la régularisation de Papanastasiou.

Nous avons fait le choix de faire une approche en scindant les parties selon les différents régimes d'écoulements.

Dans un premier temps, le régime rampant non recirculant a été examiné et l'influence du glissement a été particulièrement étudiée numériquement dans le cas d'écoulement non-confiné. L'étude se base sur un modèle élastohydrodynamique du glissement établi dans la littérature. L'effet du glissement a été mis en évidence sur des caractéristiques essentielles de l'écoulement. Il a pu être montré que le coefficient de traînée diminue en présence de glissement. Les champs cinématiques sont modifiés autour du cylindre ainsi que les zones rigides de l'écoulement : l'écoulement devient globalement plus confiné par effet de glissement en diminuant la zone cisailée autour du cylindre.

Ce même régime d'écoulement a ensuite été analysé expérimentalement en milieu confiné avec un obstacle rugueux. Les caractéristiques principales permettant la description de la morphologie d'écoulement ont été déterminées telles que les champs de vitesses autour du cylindre et la taille des zones rigides. Des comparaisons avec les résultats numériques ont permis de montrer que le modèle viscoplastique représente bien ce régime d'écoulement. Il a également été montré que l'écoulement entre l'amont et l'aval présente une asymétrie, notamment par la présence d'une survitte immédiatement à l'aval du cylindre. Cette asymétrie peut provenir du caractère élasto-viscoplastique du fluide.

Le régime d'écoulement avec recirculation à l'aval du cylindre a été analysé expérimentalement en milieu confiné dans un second temps. Cette étude expérimentale a été complétée par une comparaison numérique utilisant le modèle viscoplastique. Elle a permis de faire une description précise des tourbillons se formant dans la zone recirculante pour un fluide newtonien et deux gels de Carbopol. Les paramètres géométriques décrits sont la longueur de recirculation, la position du centre des tourbillons et l'angle de séparation. Leur variation en fonction du nombre de Reynolds a été étudiée. Globalement l'augmentation du nombre de Reynolds éloigne le centre des tourbillons du cylindre et rend les tourbillons plus longs. Lorsque les effets de seuil augmentent, les recirculations restent proches du cylindre et la longueur des recirculations est plus faible. La transition au régime recirculant a été étudiée et il a été montré qu'une augmentation des effets de seuil recule la transition aux régimes recirculant vers des effets inertiels plus grands, donc vers des plus grands nombres de Reynolds. L'effet du glissement avec un cylindre lisse légèrement hydrophobe n'a donné de différences notables sur les morphologies d'écoulement.

Dans un dernier temps, le régime instationnaire périodique a été analysé pour un fluide newtonien, une solution de Carbopol rhéofluidifiante et un gel de Carbopol. La morphologie d'écoulement a été décrite dans le cas d'un écoulement confiné : une transition progressive et différente de celle d'un écoulement dans un milieu infini a été visualisée. L'analyse numérique de l'écoulement du fluide à seuil a été réalisée avec les champs de vitesses et une approche locale des paramètres adimensionnels de l'écoulement. Les valeurs critiques des paramètres caractéristiques de l'écoulement à la transition du régime stable recirculant vers le régime instationnaire périodique ont été déterminées. L'augmentation des effets de seuil a

tendance à faire croître la fréquence de lâcher de tourbillons. Une diminution de l'indice de rhéofluidification a tendance à diminuer le nombre critique de transition de Reynolds. Par comparaison aux résultats obtenus avec le modèle viscoplastique numérique, les valeurs expérimentales des solutions de Carbopol sont supérieures aux valeurs numériques : des effets liés à l'élasticité semblent être présent dans les fluides dans ce régime d'écoulement.

Pour terminer ce mémoire, quelques études parmi les nombreuses possibilités de perspectives envisageables sont proposées :

- Déterminer expérimentalement les efforts de traînée et de portance qui s'exercent sur le cylindre. Pour cela, il faudrait instrumenter un cylindre afin de connaître la répartition des efforts sur l'obstacle. Nous avons mis en place un dispositif pour relever les forces de traînée et de portance s'appliquant sur nos cylindres mais la mise en œuvre demandant trop de temps, nous n'avons pas pu le finaliser. Cependant, le système de mesure est prometteur.
- Examiner expérimentalement l'effet du glissement sur les morphologies d'écoulement et sur les paramètres critiques de transition entre les différents régimes d'écoulement avec des interfaces plus glissantes.
- Préciser l'effet du confinement sur l'écoulement des fluides à seuil depuis le régime sans inertie, jusqu'au régime instationnaire périodique. La présence des parois a une influence importante sur l'écoulement et sur les efforts. L'étude d'un cylindre décentré serait également intéressante.
- Modéliser numériquement l'élasticité du fluide : non seulement lorsque la contrainte est inférieure à la contrainte seuil, mais également au-delà. Interconnecter pour cela simulations numériques et résultats expérimentaux.
- Etendre l'étude des écoulements de fluide à seuil dans un réseau de cylindres en interactions. En effet les systèmes industriels sont souvent des réseaux d'obstacles (échangeurs de chaleurs, filtration, etc.).

Résumé : Ce travail de thèse concerne les écoulements de fluides à seuil de contrainte autour d'un obstacle cylindrique en milieu confiné avec une configuration d'écoulement de Poiseuille.

Expérimentalement, un banc d'essai permettant d'obtenir un écoulement en continu dans un circuit fermé a été mis en place. Les régimes d'écoulement rampant, recirculant et instationnaire périodique ont été étudiés. De nouveaux résultats ont été obtenus avec un fluide newtonien et des solutions de Carbopol, polymère permettant de réaliser des fluides à seuil modèles utilisés en recherche et développement et dans l'industrie. Une caméra rapide et un éclairage plan laser a servi pour l'établissement d'images qui ont ensuite été traitées par PIV. Les champs de vitesses cinématiques, les morphologies d'écoulement et les paramètres critiques de transitions de régimes ont été déterminés.

Numériquement, un modèle viscoplastique basé sur la loi de Herschel-Bulkley régularisée a été utilisé. Des résultats comme les morphologies d'écoulement, la localisation des zones rigides, les champs de vitesses ont été obtenus. Ceci a permis de comparer les différences entre les effets liés à la nature des gels de Carbopol et la modélisation viscoplastiques. Une étude spécifique sur le glissement à l'interface fluide-structure a également été réalisée avec l'utilisation d'un modèle de lubrification élasto-hydrodynamique.

Mot clés : Fluide à seuil, Confinement, Ecoulement de Poiseuille, Cylindre circulaire, Carbopol, Zones rigides, Viscoplasticité, Glissement à la paroi, Ecoulement lent, Ecoulement recirculant, Ecoulement inertiel, Instabilité, Rhéométrie.

Abstract: The flow of yield stress fluids around a circular cylinder in a confined geometry has been investigated with a Poiseuille flow configuration.

Experimentally, a test set-up was built which provides a continuous flow in a closed loop. We studied creeping, recirculating and vortex shedding flow regimes. New results have been obtained with a Newtonian fluid and Carbopol solutions, models for yield stress behaviour in laboratory experiments and in industry. A high speed camera and a laser sheet have been used to perform images which are treated by PIV. Kinematic fields, flow morphologies and critical transition parameters have been determined.

Numerically, a viscoplastic model based on the regularised Herschel-Bulkley law has been used. Results as flow morphologies, rigid areas and local flow parameters fields have been performed. That allowed us to compare the intrinsic effects of Carbopol solutions and the viscoplastic numerical model. A specific study on the wall slip has also been considered with an elasto-hydrodynamic lubrication model.

Key words: Yield stress fluid, Confinement, Poiseuille flow, Circular cylinder, Carbopol, Rigid areas, Viscoplasticity, Wall slip, Creeping flow, Recirculating flow, Inertial flow, Instabilities, Rheometry.