

Etudes expérimentales et numériques des écoulements inertiels de fluides à seuil autour d'un cylindre

Stephane Mossaz

▶ **To cite this version:**

Stephane Mossaz. Etudes expérimentales et numériques des écoulements inertiels de fluides à seuil autour d'un cylindre. Autre. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT : 2011GRENI087 . tel-00721804

HAL Id: tel-00721804
https://theses.hal.science/tel-00721804

Submitted on 30 Jul 2012

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.

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

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

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Stéphane MOSSAZ

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

préparée au sein du **Laboratoire Rhéologie et Procédés (UMR5520)**
dans **l'École Doctorale IMEP2**

ETUDES EXPERIMENTALES ET NUMERIQUES DES ECOULEMENTS INERTIELS DE FLUIDES A SEUIL AUTOUR D'UN CYLINDRE

Thèse soutenue publiquement le **02 décembre 2011**,
devant le jury composé de :

Monsieur Michel LEBOUCHE
Professeur à l'Université Henri Poincaré – Nancy I, Président
Madame Dominique ANNE-ARCHARD
Chargée de Recherches au CNRS, Rapporteur
Monsieur Patrick BOURGIN
Professeur à l'Ecole Centrale de Lyon, Rapporteur
Monsieur Pascal JAY
Professeur à l'Université Joseph Fourier – Grenoble I, Membre
Monsieur Albert MAGNIN
Directeur de Recherches au CNRS, Membre

REMERCIEMENTS

Je tiens dans un premier temps à remercier Monsieur ***Pascal JAY*** (Professeur de l'Université Joseph Fourier) mon directeur de thèse pour m'avoir motivé et inspiré à vouloir devenir enseignant chercheur. Je le remercie aussi pour m'avoir confié ce travail de thèse, pour sa disponibilité sans faille, son excellent encadrement et pour son aide et ses précieux conseils au cours de ces années.

Je veux aussi remercier sincèrement mon codirecteur de thèse, Monsieur ***Albert MAGNIN*** (Directeur de recherches au CNRS, Directeur du Laboratoire de Rhéologie), pour son encadrement excellent, pour la confiance qu'il m'a accordée et pour m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de Rhéologie pour mon stage de Master 2R et les trois années de thèse.

Je remercie Monsieur ***Michel LEBOUCHE*** (Professeur de l'Université Henry Poincaré de Nancy et Chercheur au Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée – Nancy) pour m'avoir fait l'honneur d'accepter de présider ce jury de thèse.

Je remercie Madame ***Dominique ANNE-ARCHARD*** (Chargée de recherches au CNRS et Chercheur à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse), ainsi que Monsieur ***Patrick BOURGIN*** (Professeur à l'Ecole Centrale de Lyon) pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse.

Je souhaite remercier Monsieur ***Frédéric BOSSARD*** (Maitre de conférences à Université Joseph Fourier) mon directeur de monitorat pour sa disponibilité et ses conseils très constructeurs.

Mes remerciements vont également à l'endroit de Madame ***Hélène GAILLARD*** (Ingénieur de recherche UJF) et Monsieur ***Didier BLESES*** (Ingénieur d'études UJF) pour leur aide et pour leurs conseils d'expérimentateurs avertis.

Je remercie aussi Monsieur ***Mohamed KARROUCH*** (Technicien), Monsieur ***Frédéric HUGENELL*** (Ingénieur de recherches), Monsieur ***Didier BLESES*** (Ingénieur d'études UJF) et Monsieur ***Eric FAIVRE*** (Assistant Ingénieur) sans qui l'élaboration de mon dispositif expérimental n'aurait pu être possible.

Que Madame ***Sylvie GAROFALLO*** (Assistants Ingénieurs Secrétariat), Madame ***Claudine LY-LAP*** (Ingénieur d'étude) et Monsieur ***François BERGEROT*** (Assistants Ingénieurs), trouvent ici l'expression de ma sincère reconnaissance pour leur soutien technique et administratif.

Je ne saurais oublier tous les Chercheurs et Enseignant-Chercheurs du Laboratoire de Rhéologie pour leur soutien intellectuel et leur accompagnement dans l'exercice de mes services d'enseignement. Je voudrais citer : ***Christel METIVIER, Denis ROUX, Frédéric PIGNON, Amine AMMAR, François CATON, Nadia EL KISSI, Laurent JOSSIC*** et ***Magdeleine NORMANDIN.***

Je tiens à remercier en dernier lieu mon co-bureau qui m'a bien aidé par son soutien informatique et surtout supporté durant ces trois années, Monsieur ***Guillaume MAÎTREJEAN***.

Mes dernières pensées iront vers ma famille, et surtout mes parents, qui m'auront permis de poursuivre et de réussir mes études jusqu'à aujourd'hui.

SOMMAIRE

Notations 9

Introduction générale 11

Chapitre I 19

Critères d'apparition des régimes recirculants et instationnaires derrière un cylindre pour un fluide viscoplastique 19

Résumé 21

I.1. Introduction 23

I.2. Enoncé du problème 25

I.3. Méthode numérique 29

I.4. Choix des paramètres numériques 31

I.4.1. Effet de la perturbation 31

I.4.2. Effet de ε et de m sur la localisation des zones rigides 32

I.4.3. Effet de la taille du domaine 34

I.4.4. Etude sur l'indépendance du maillage 35

I.4.5. Effet du pas de temps 36

I.5. Résultats et discussion 37

I.5.1. Validation des résultats 37

I.5.2. Limite du régime laminaire avec séparation des lignes de courant. 40

I.5.3. Régime instationnaire avec lâchers de tourbillons 44

I.6. Conclusion 53

Références 54

Chapitre II 59

Ecoulements rampants et recirculants d'un fluide viscoplastique autour d'un cylindre 59

Résumé 61

II.1. Introduction 63

II.2. Enoncé du problème 65

II.3. Méthode numérique 69

II.4. Résultats et discussion 70

II.4.1. Morphologie de l'écoulement ... *70*

II.4.1.1. Influence du nombre de Reynolds ... *71*

II.4.1.2. Influence du nombre d'Oldroyd ... *76*

II.4.1.3. Influence de l'indice de la loi puissance (n) ... *81*

II.4.2. Influence des paramètres d'entrée sur la répartition des contraintes et des pressions sur le cylindre ... *84*

II.4.2.1. Influence du Reynolds sur la répartition des contraintes et des pressions ... *85*

II.4.2.2. Influence du nombre d'Oldroyd sur la répartition des contraintes et des pressions ... *87*

II.4.2.3. Influence de n sur la répartition des contraintes et des pressions ... *89*

II.4.3. Coefficient de traînée ... *90*

II.5. Conclusion ... *94*

Références ... *95*

Chapitre III ... *99*

Etude expérimentale des écoulements inertiels stationnaires de fluides viscoplastiques autour d'un cylindre. ... *99*

Résumé ... *101*

III.1. Introduction ... *103*

III.2. Théorie ... *105*

III.3. Montage expérimental et procédure ... *108*

III.3.1 Montage expérimental ... *108*

III.3.2 Procédure expérimentale ... *110*

III.4. Fluides et Rhéométrie ... *112*

III.4.1 Fluides ... *112*

III.4.2 Rhéométrie ... *112*

III.4.2.1 Courbe d'écoulement ... *112*

III.4.2.2 Viscoélasticité du gel ... *114*

III.5. Résultats expérimentaux ... *117*

III.5.1 Validation pour un fluide newtonien ... *117*

III.5.2 Cas des fluides viscoplastiques ... *120*

III.5.2.1 Procédure et limites dans le cas des fluides viscoplastiques ... *120*

III.5.2.2 Etude numérique de l'influence du confinement et de n sur les longueurs caractéristiques et sur l'angle de décollement. ... *122*

III.5.2.3 Etude expérimentale de l'influence de la rugosité et des conditions initiales.... 125
III.5.2.4 Influence du nombre de Re sur le sillage derrière le cylindre 127
III.5.2.5 Influence du nombre d'Oldroyd 135
III.6. Conclusion 137
Références 138

Chapitre IV 141
Etudes expérimentales et numériques des écoulements inertiels instationnaires 2D derrière un cylindre pour les fluides viscoplastiques 141
Résumé 143
IV.1. Introduction 145
IV.2. Etude Numérique 147
IV.2.1. Morphologie de l'écoulement 149
IV.2.2. Nombre de Strouhal 151
IV.2.3. Mise en équation de l'influence de Re et de Od sur le nombre de Strouhal 155
IV.2.4. Coefficient de portance et de traînée 155
IV.3. Etude expérimentale 161
IV.3.1. Validation newtonienne 164
IV.3.2. Cas des fluides viscoplastiques 168
IV.3.2.1. Apparition du régime instationnaire 169
IV.3.2.2. Influence des conditions initiales 170
IV.3.2.1. Influence de l'état de surface 170
IV.4. Conclusion 177
Références 178

Conclusion générale 181

NOTATIONS

C_D	Coefficient de traînée
$\overline{C}_D$	Valeur moyenne du coefficient de traînée
Cl	Coefficient de portance
D	Diamètre du cylindre, m,
$D\infty$	Diamètre du cylindre extérieur, m,
f	Fréquence du 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
K	Consistance, $Pa.s^n$
n	Indice de la loi puissance
Od	Nombre d'Oldroyd
m	Paramètre de régularisation
$\underline{\underline{\dot{\gamma}}}$	Le tenseur des taux de déformations
$\dot{\gamma}$	Deuxième invariant du tenseur des taux de déformations, s^{-1}
$\underline{\underline{\tau}}$	Le tenseur des contraintes
τ	Deuxième invariant du tenseur des contraintes, Pa
U_x , U_y	Composante x et y du vecteur vitesse, m/s
V_∞	Vitesse du fluide à l'infini, m/s
Re	Nombre de Reynolds
Rep	Nombre de Reynolds plastique
Re_c, Od_c	Nombre critique pour le régime recirculant
Re^c, Od^c	Nombre critique pour le régime instationnaire
St	Nombre de Strouhal
St^c	Nombre de Strouhal critique
We	Nombre de Weissenberg
λ	Temps de relaxation, s
G'	Module élastique, Pa
G''	Module visqueux, Pa
τ_0	Contrainte seuil, Pa
$L1$	Taille adimensionnelle de la recirculation
$L2$	Taille adimensionnelle de la zone rigide
θc	Angle de décollement des lignes de courants

INTRODUCTION GENERALE

L'optimisation des procédés industriels comportant des écoulements de fluide est étroitement liée à la maîtrise et au contrôle de la cinématique et de la dynamique de ces écoulements. Ceux-ci sont fonction des propriétés rhéologiques des matériaux, de la géométrie des systèmes et des conditions de mise en œuvre. L'agitation et le mélange, les milieux poreux ou fibreux, les écoulements multiphasiques, le transport hydraulique de matériaux particulaires, les échangeurs thermiques (voir Figure 0-1) sont des concepts industriels dans lesquels la présence d'obstacles et de particules est inhérente. La maîtrise de ces systèmes relève donc en grande partie de la compréhension du problème de base de la mécanique des fluides que constitue l'écoulement de fluides autour d'obstacles.

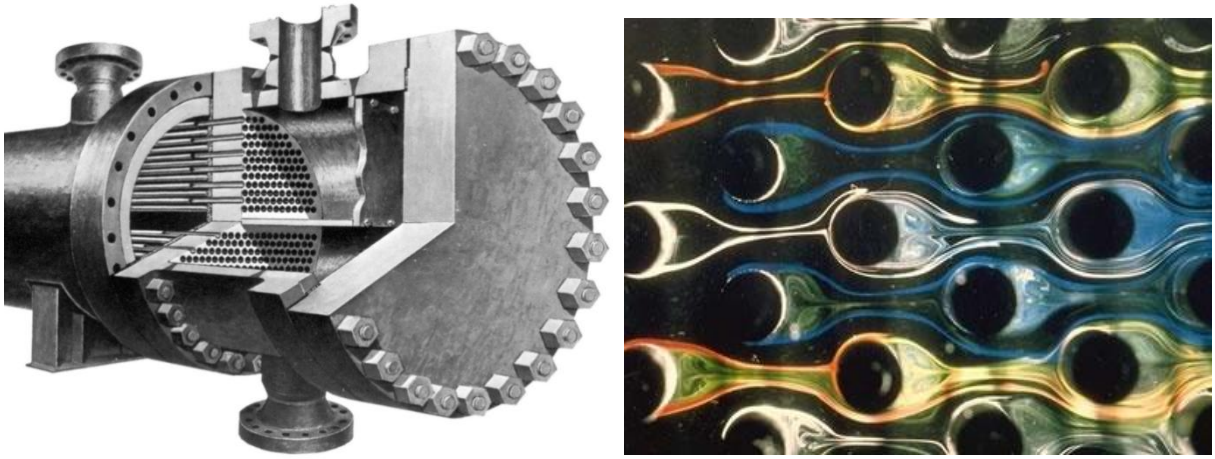


Figure 0-1 : Echangeur thermique à tube, copyright © ONERA 1996-2006

Dans la recherche de cette optimisation, les premières caractérisations proposées par les ingénieurs étaient essentiellement basées sur des écoulements de matériaux newtoniens. Or, les matériaux qui font notre quotidien sont essentiellement non-newtoniens avec des propriétés rhéologiques parfois très complexes augmentant ainsi les difficultés de leur mise en œuvre.

Parmi ses propriétés rhéologiques, le comportement de fluide à seuil de contrainte est un des cas les plus répandus (voir Figure 0-2). Un tel fluide est un matériau qui ne s'écoule que lorsque les contraintes qui lui sont appliquées sont suffisantes pour vaincre les forces d'interactions qui le maintiennent à l'équilibre. Dès lors que la contrainte devient plus grande que le seuil « τ_0 », il s'écoule comme un fluide visqueux sinon il se comporte comme un solide rigide. Ce type de fluide initialement décrit par Bingham (1922) pour les cas viscoplastiques non rhéofluidifiants a été analysé tout d'abord par Oldroyd (1947), Prager

(1954) et Reiner (1958), peut être modélisé par une loi de Herschel-Bulkley qui s'énonce sous la forme :

$$\begin{cases} \underline{\underline{\tau}} = \left(K\dot{\gamma}^{(n-1)} + \dfrac{\tau_0}{\dot{\gamma}} \right) \underline{\underline{\dot{\gamma}}} & si \quad \tau > \tau_0 \\ \underline{\underline{\dot{\gamma}}} = 0 & si \quad \tau \leq \tau_0 \end{cases} \qquad (0\text{-}1)$$

où n est l'indice de la loi puissance, K la consistance, τ_0 la contrainte seuil, $\underline{\underline{\dot{\gamma}}}$ le tenseur des taux de déformations, $\underline{\underline{\tau}}$ le tenseur des contraintes, $\dot{\gamma}$ le taux de cisaillement et τ le deuxième invariant du tenseur des contraintes. On peut en particulier citer les boues de forages, les suspensions, certains gels de polymère, les laves, les avalanches, les huiles lourdes, les crèmes cosmétiques, le sang, les argiles, le béton frais, les pâtes céramiques et alimentaires, mais il en existe de très nombreux autres qu'il serait fastidieux d'énumérer (Cf. Bird et al (1982)).



Figure 0-2 : Exemple de fluide viscoplastique : Béton, Yaourt, Lave

En concevant leur installation avec des résultats trouvés dans le cas des fluides newtoniens, les ingénieurs sont obligés de surdimensionner leur installation. Ils ne peuvent pas tenir compte des effets couplés des paramètres rhéologiques et de la géométrie des systèmes qui peuvent entraîner, dans le cas des fluides viscoplastiques, l'apparition d'écoulements secondaires, de zones rigides (zones non cisaillées) et d'instabilités. Dans le contexte actuel de réduction de coût de production et de consommation énergétique, il est donc nécessaire de mettre à la disposition des Ingénieurs Procédés, des connaissances plus précises sur l'écoulement des fluides à seuil.

Par rapport aux fluides newtoniens, malgré l'engouement de ces dernières années, relativement peu d'études ont été réalisées pour les fluides viscoplastiques. Numériquement et

analytiquement, ceci peut s'expliquer par la difficulté d'étude de ces matériaux, résidant dans la complexité de leurs lois de comportement. Expérimentalement, ceci vient sans aucun doute du fait que ces derniers soient en majorité non transparents, ce qui complique leurs mises en œuvre et surtout leur étude.

Dans le présent travail de thèse, nous nous intéresserons donc à la mécanique des fluides à seuil de contrainte lors de leur écoulement autour d'obstacles. Comme obstacles, nous nous intéresserons aux obstacles cylindriques. Dans cette étude, à la fois expérimentale et numérique, nous nous intéresserons à la caractérisation complète des écoulements. Les vitesses mises en jeu dans les applications industrielles peuvent atteindre des niveaux où les effets d'inertie sont prépondérants. Nous nous intéresserons donc aux régimes d'écoulement allant des régimes laminaires stationnaires aux régimes instationnaires avec lâcher de tourbillons. Le caractère non newtonien des matériaux étudiés apporte de nouvelles propriétés qui peuvent, selon leurs importances, affecter ces différents régimes hydrodynamiques en agissant par exemple sur l'apparition de certaines instabilités.

Ce manuscrit est organisé selon quatre chapitres :

Le premier chapitre (Chapitre I) sera consacré à une étude numérique qui montrera les effets découplés des paramètres rhéologiques sur l'apparition des régimes recirculants et instationnaires derrière un cylindre. On déterminera en particulier les nombres de Reynolds critiques caractérisant les changements de régimes en fonction des nombres d'Oldroyd et de l'indice de la loi puissance.

Le deuxième chapitre (Chapitre II), consacré également à la modélisation numérique, nous permettra de voir précisément l'influence de chaque paramètre sur la morphologie de l'écoulement dans les régimes rampants et recirculants. Voir et comprendre l'influence des paramètres d'entrées sur le positionnement des zones rigides, l'évolution des longueurs caractéristiques, l'angle de décollement des lignes de courant et sur la répartition des pressions et des contraintes sera, entre autres, l'objectif de ce deuxième chapitre.

Le troisième chapitre (Chapitre III), principalement expérimental, portera sur la morphologie de l'écoulement derrière un cylindre d'un gel de Carbopol® dans les régimes rampants et recirculants. La validation du système expérimentale sera faite avec un fluide à comportement newtonien. Les nombres de Reynolds critiques où les différents régimes apparaissent, et la morphologie de l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds et du nombre d'Oldroyd seront déterminés et comparés aux résultats de la simulation numérique.

Le quatrième chapitre (Chapitre IV) portera sur l'étude expérimentale et numérique du régime instationnaire avec lâcher de tourbillons. L'influence du confinement et de l'indice de la loi puissance sur l'évolution du nombre de Strouhal sera une partie importante de ce chapitre. L'influence de paramètres tels que le temps et les conditions d'interfaces en sera une autre. Ce chapitre montrera l'apparition d'une morphologie particulière de lâchers de tourbillons, obtenue lorsqu'il y a glissement du fluide sur le cylindre.

Une ***conclusion générale*** et des ***perspectives*** termineront cette thèse.

CHAPITRE I

Critères d'apparition des régimes recirculants et instationnaires derrière un cylindre pour un fluide viscoplastique

***S. Mossaz, P. Jay, A. Magnin**, Criteria for the appearance of recirculating and non-stationary regimes behind a cylinder in a viscoplastic fluid, J. of Non-Newtonian Fluid Mech. 165 (2010) 1525-1535.*

Sommaire

Résumé *21*
I.1. Introduction *23*
I.2. Enoncé du problème *25*
I.3. Méthode numérique *29*
I.4. Choix des paramètres numériques *31*
I.4.1. Effet de la perturbation *31*
I.4.2. Effet de ε de m sur la localisation des zones rigides *32*
I.4.3. Effet du domaine *34*
I.4.4. Etude sur l'indépendance du maillage *35*
I.4.5. Effet du time step *36*
I.5. Résultats et discussion *37*
I.5.1. Validation des résultats *37*
I.5.2. Limite du régime laminaire avec séparation des lignes de courant. *40*
I.5.3. Régime instationnaire avec lâchers de tourbillons *44*
I.6. Conclusion *53*
Références *54*

RESUME

L'apparition d'une zone de recirculation et la formation de tourbillon instationnaire derrière un cylindre dans un écoulement non confiné pour un fluide d'Herschel-Bulkley ont été étudiées par simulation numérique. L'influence du nombre d'Oldroyd et de l'indice de la loi puissance sur les nombres de Reynolds critiques, le nombre de Strouhal et sur le coefficient de portance a été étudiée sur un large spectre ($0 \leq Od \leq 10$) et ($0.3 \leq n \leq 1.8$). Il a pu être déterminé que plus le nombre d'Oldroyd est élevé, plus le coefficient de portance, ainsi que le nombre de Reynolds critique et le nombre de Strouhal sont élevés pour les deux régimes d'écoulement. L'influence de l'indice de la loi puissance sur l'apparition du régime recirculant et du régime instationnaire est détaillée.

Mots-clés : Cylindre circulaire, Ecoulement inertiel, Fluide viscoplastique, Critère d'instabilité, Rhéofluidifiant, Rhéoépaississant, Nombre d'Oldroyd, Nombre de Strouhal, Reynolds Critique.

I.1. INTRODUCTION

L'étude de l'écoulement inertiel autour d'un obstacle cylindrique est un problème classique de la mécanique des fluides. Dans le cas newtonien, les études autant numériques [1-10] qu'expérimentales [11-14] sont très nombreuses. On recense aussi quelques travaux qui se sont intéressés à l'écoulement autour d'un cylindre en milieu confiné [14-18].

Pour les fluides suivant une loi de comportement en loi puissance quelques études, exclusivement numériques, montrent l'influence de l'indice de la loi puissance [19-23].

Pour les écoulements inertiels de fluides à seuil de contrainte autour d'un cylindre, à notre connaissance, aucune étude n'a été menée. Pour le cas des nombres de Reynolds négligeable, un examen complet peut être trouvé dans l'étude de Putz et al. [24] ainsi que dans l'article de Tokpavi et al. [25].

Ces travaux sont pour la plupart basés sur des simulations numériques bidimensionnelles et se sont intéressés à l'influence du nombre de Reynolds ou du confinement sur la topologie des instabilités, et sur les efforts générés.

Différents régimes d'écoulement peuvent être observés en fonction du nombre de Reynolds. On distingue :

- Le régime laminaire sans séparation ou régime rampant. $Re \leq 5–6$ dans le cas d'un fluide newtonien.
- Le régime laminaire stationnaire avec décollement de lignes de courant et formation de deux tourbillons symétriques. $5–6<Re<49$ dans le cas d'un fluide newtonien.
- Le régime laminaire instationnaire périodique avec détachement de tourbillons. $Re=49$ à $Re \approx 140–194$ dans le cas d'un fluide newtonien.
- Le régime de transition à sillage 3-D. $Re \approx 190$ à $Re \approx 260$ dans le cas newtonien.
- Le régime de transition de couche limite. $Re \approx 10^3$ à $Re \approx 2x10^5$ toujours dans le cas newtonien.

Pour plus de détails sur tous les différents régimes, confère [25-27]

Une grande gamme de fluides réels ont un comportement viscoplastique (ciment, fluide agroalimentaire, fluide géophysique, etc.). L'apparition et le développement du sillage derrière un cylindre (telle que celui qui peut être observé par exemple dans les mélangeurs, les systèmes de filtration ou dans les échangeurs) dépend donc non seulement des effets d'inertie

et de viscosité, mais aussi des effets du seuil d'écoulement, de rhéofluidification et voire de rhéoépaississement.

Cette étude sera réalisée en trois parties :

- Une première partie montrant la détermination des paramètres numériques et la validation de nos résultats.
- Une seconde partie montrant l'influence du nombre d'Oldroyd et de l'indice de la loi puissance du fluide sur la limite du régime laminaire stationnaire avec décollement de lignes de courant et comment ce régime est détecté à l'aide des zones rigides.
- Une troisième partie montrant l'influence du nombre d'Oldroyd et de l'indice de la loi puissance du fluide sur la limite du régime laminaire instationnaire périodique avec détachement de tourbillons et comment ce régime est détecté avec la variation du coefficient de portance

I.2. ENONCE DU PROBLEME

Le problème considéré est l'écoulement 2-D d'un fluide incompressible viscoplastique autour d'un cylindre. La vitesse du fluide à l'infini est dénommée $V\infty$ et on suppose qu'il y a adhérence du fluide à la paroi du cylindre. Les dimensions sont représentées sur la Figure I-1.

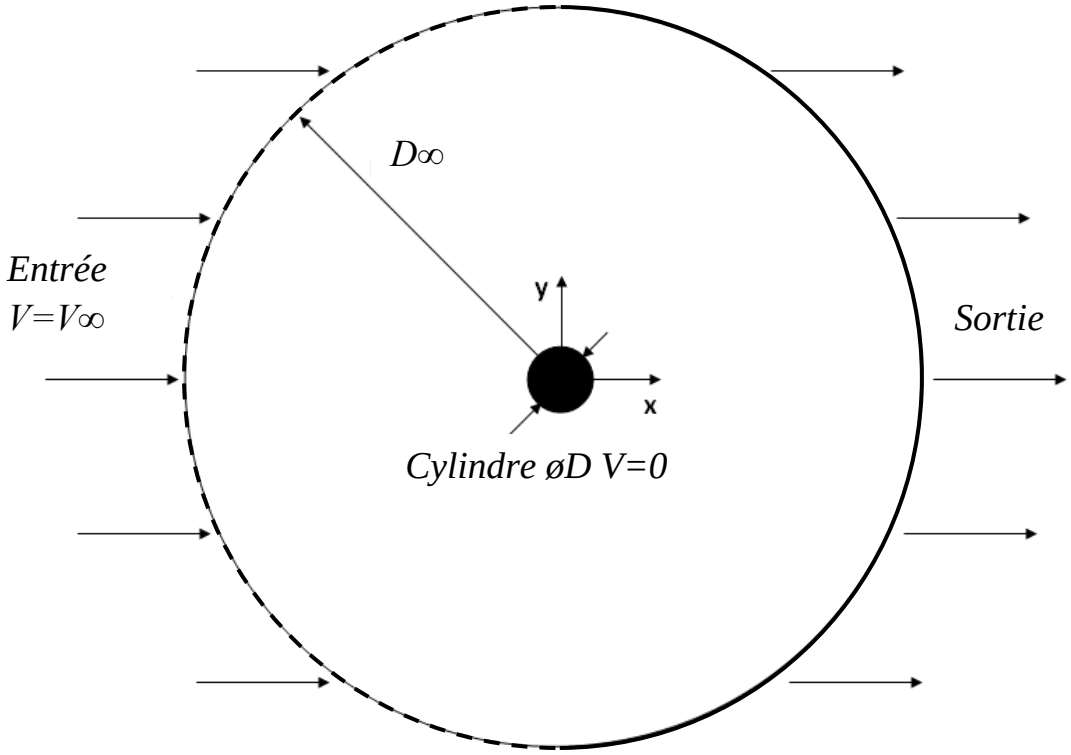


Figure I-1 : Schéma de l'écoulement non confiné

Les équations de conservation de la masse et de quantité de mouvement pour ce fluide peuvent s'écrire :

Conservation de la masse : $\nabla \cdot \underline{u} = 0$ *(I-1)*

Conservation de la quantité de mouvement : $\rho\left(\frac{\partial \underline{u}}{\partial t} + \underline{u} \cdot \nabla \underline{u} - g\right) - \nabla \cdot \underline{\underline{\sigma}} = 0$ *(I-2)*

avec : $\underline{\underline{\sigma}} = -p\underline{\underline{I}} + \underline{\underline{\tau}}$ *(I-3)*

où ρ est la masse volumique, u le vecteur vitesse de composantes (U_x et U_y), g les forces de volume, $\underline{\underline{\sigma}}$ le tenseur des contraintes et $\underline{\underline{\tau}}$ sa partie déviatorique.

Les fluides étudiés ont un comportement de fluide à seuil de contrainte. Un tel fluide est par définition un matériau qui ne s'écoule que lorsque les contraintes qui lui sont appliquées sont suffisantes pour vaincre les forces d'interactions qui le maintiennent à l'équilibre. Dès lors que la contrainte devient plus grande que le seuil « τ_0 », il peut s'écouler comme un fluide visqueux. Ce type de fluide peut être modélisé par une loi de Herschel-Bulkley qui s'énonce sous la forme :

$$\begin{cases} \underline{\underline{\tau}} = \left(K\dot{\gamma}^{(n-1)} + \dfrac{\tau_0}{\dot{\gamma}} \right) \underline{\underline{\dot{\gamma}}} & si \quad \tau > \tau_0 \\ \underline{\underline{\dot{\gamma}}} = 0 & si \quad \tau \leq \tau_0 \end{cases} \qquad \textit{(I-4)}$$

avec $$\dot{\gamma}_{ij} = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \qquad \textit{(I-5)}$$

où n est l'indice de la loi puissance, K la consistance, τ_0 la contrainte seuil, $\underline{\underline{\dot{\gamma}}}$ le tenseur des taux de déformations, $\dot{\gamma} = \sqrt{\frac{1}{2} tr(\underline{\underline{\dot{\gamma}}}^2)}$ le taux de cisaillement et $\tau = \sqrt{\frac{1}{2} tr(\underline{\underline{\tau}}^2)}$ le deuxième invariant du tenseur des contraintes.

Les conditions aux limites pour notre problème peuvent s'écrire :

- pour l'entrée et sur les bords : $U_x = V\infty$ et $U_y = 0$
- sur le cylindre : (adhérence) $U_x = 0$ et $U_y = 0$
- la condition de sortie utilisée est la condition de diffusion de flux nul (c'est-à-dire, $\partial\varphi/\partial x=0$ où φ est une variable scalaire comme U_x et U_y)

L'écoulement peut être caractérisé par trois nombres sans dimension :

- *L'indice de la loi puissance : n*

- *Le nombre d'Oldroyd* : le nombre d'Oldroyd (*Od*) représente les effets plastiques sur les effets visqueux. Il est défini, pour un fluide ayant une loi de comportement d'Herschel-Bulkley, par :

$$Od = \frac{\tau_0}{K\left(V_\infty / D\right)^n} \qquad (I\text{-}6)$$

- *Le nombre de Reynolds* : le nombre de Reynolds (*Re*) est défini, pour un fluide ayant une loi de comportement d'Herschel-Bulkley, par :

$$Re = \frac{\rho {V_\infty}^{2-n} D^n}{K} \qquad (I\text{-}7)$$

il représente les effets inertiels sur les effets visqueux.

D'autres paramètres sans dimension ont été définis :

- *Deux nombres de Reynolds (Re_c et Re^c)* : Ces deux nombres correspondent à des changements de morphologie dans l'écoulement. Le premier Re_c représente la limite entre un écoulement rampant sans zone de recirculation et un écoulement avec zone de recirculation. Le deuxième nombre de Reynolds critique Re^c définit la limite entre un écoulement symétrique et un écoulement dissymétrique. Il représente ainsi le début de l'instabilité inertielle.

- *Le coefficient de portance (Cl) et le coefficient de traînée (Cd) :*

$$Cl = \frac{2F_L}{\rho {V_\infty}^2 D} \qquad C_D = \frac{2F_D}{\rho {V_\infty}^2 D} \qquad (I\text{-}8)$$

où F_L et F_D sont les forces de portance et de traînée par unité de longueur calculées sur le cylindre. Lorsque le débit est instable, les coefficients ne sont pas constants. Dans ce cas, les valeurs moyennes pour *Cd* et la valeur max pour *Cl* ont été indiquées.

- *Le nombre de Strouhal (St)* : le nombre de Strouhal est la fréquence adimensionnelle de lâchers de tourbillons. Physiquement, il représente le rapport du temps d'advection et du temps caractéristique de l'instationnarité, il est défini par :

$$St = \frac{fD}{V_\infty} \qquad (I\text{-}9)$$

où f est la fréquence d'émission des tourbillons. La valeur du nombre de Strouhal pour le Reynolds critique est notée St^c. Dans cette étude le nombre de Strouhal est calculé à partir de la fréquence f du coefficient de portance.

- *Les zones rigides* : dans cette étude, la limite entre les zones en écoulement et les zones rigides est obtenue en utilisant la condition $\tau = \tau_0(1 \pm \varepsilon)$ [29] où ε est un petit nombre fonction de la configuration et du paramètre de régularisation *m* (voir après). Dans l'écoulement, toutes les zones où l'inégalité $\tau > \tau_0(1 \pm \varepsilon)$ est vérifié sont considérées comme en écoulement, sinon elles sont considérées comme rigides.

I.3. METHODE NUMERIQUE

Afin de s'affranchir de la discontinuité dans la loi constitutive d'Herschel-Bulkley, celle-ci a été régularisée en utilisant le modèle de Papanastasiou [30], modèle utilisé dans de très nombreuses études [30-34]

$$\underline{\underline{\tau}} = \left(K\dot{\gamma}^{(n-1)} + \frac{\tau_0\left(1-\exp(-m\dot{\gamma})\right)}{\dot{\gamma}} \right)\underline{\underline{\dot{\gamma}}} \qquad \textit{(I-10)}$$

où *m* représente le paramètre de régularisation.

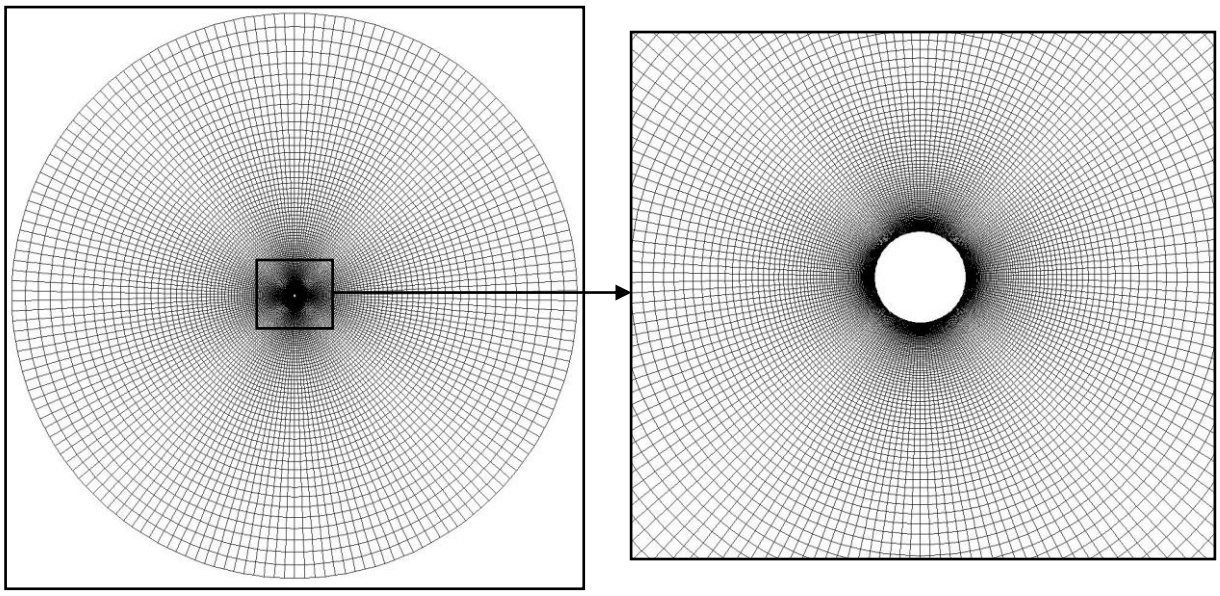


Figure I-2 : Maillage utilisé : 30,625 éléments

Le logiciel Ansys-Fluent (version 6.2.16) a été utilisé pour cette étude. Un maillage raffiné autour du cylindre avec des éléments quadrilatère a été défini afin de prendre en compte le problème de la couche limite. Pour ce qui est de la discrétisation des termes convectifs de l'équation de la dynamique, elle se fera avec un schéma au deuxième ordre. En effet, le champ des vitesses est complexe et le débit traverse les mailles obliquement ce qui n'est pas acceptable pour l'utilisation du schéma au premier ordre. Les termes de conduction sont toujours calculés au deuxième ordre. La méthode « semi-implicit-consistent » (SIMPLEC) sera utilisé pour le couplage entre la pression et la vitesse.

La solution numérique des équations (1) (2) (3) (10) et les conditions aux limites expliquées ci-dessus sont utilisées pour déterminer le champ des vitesses et la pression dans l'écoulement. Elles sont ensuite utilisées à leur tour afin d'en déduire les caractéristiques de

l'écoulement telles que les coefficients de portance et de traînée, le nombre de Strouhal, le nombre de Reynolds critique et les zones rigides.

Dans cette étude, une convergence de 10^{-13} a été utilisée pour le résidu des variables des vitesses x et y, ainsi que pour le résidu de l'équation de conservation de la masse.

Il est important de noter qu'il n'est pas facile de déterminer le moment exact où les deux tourbillons symétriques se forment ou lorsque le détachement tourbillonnaire se produit. Il est donc nécessaire, pour chaque *Od,* de calculer un très grand nombre de cas afin de déterminer Re_c et Re^c. La précision de la valeur de ces deux limites dépend donc du nombre d'Oldroyd : pour les petits *Od, *Re_c et Re^c sont définis avec une précision absolue de 1 ($Re^0_{-1},\ Re - 1 \le Re^c_c \le Re$) et pour les nombres d'Oldroyd supérieur ou égal à 1, Re_c et Re^c sont définis avec une précision absolue de 2 ($Re^0_{-2},\ Re - 2 \le Re^c_c \le Re$).

I.4. CHOIX DES PARAMETRES NUMERIQUES

I.4.1. Effet de la perturbation

L'objectif de cette étude est de déterminer les nombres de Reynolds critiques Re_c et Re^c définissant les morphologies de l'écoulement pour différents nombres d'Oldroyd et indices de loi puissance. L'apparition de l'instabilité inertielle signifie une dissymétrie dans l'écoulement. Elle apparaît, dans le cas d'un fluide newtonien, pour un nombre de Reynolds Re>49 [26]. Expérimentalement, les facteurs créant des instabilités sont multiples : les conditions initiales non uniformes, des surfaces ayant des défauts, des vibrations extérieures ou encore des impuretés à l'intérieur du fluide… Mais ces facteurs ne sont évidemment pas présents lors d'une étude numérique. Certes, des instabilités de calcul comme les erreurs de discrétisations peuvent faire apparaître l'instabilité inertielle, mais cela requiert un temps de calcul extrêmement long. Pour diminuer le temps CPU, il existe plusieurs méthodes afin de faire apparaître cette instabilité et de pouvoir comparer les résultats numériques et expérimentaux. La méthode utilisée dans cette étude est celle de Braza et al. [35] où l'on introduit une perturbation grâce à une rotation artificielle constante du cylindre $R\omega/V_\infty$=0.25 jusqu'à obtenir des oscillations (ceci a pour effet de déclencher l'instabilité). Comme on peut le voir (Tableau I-1) et comme l'a montré Braza et al. [35], la vitesse de rotation et la durée de la perturbation n'ont aucune influence sur les valeurs du nombre de Strouhal et sur les coefficients de traînée et de portance. On laisse ensuite l'écoulement se stabiliser avec soit l'apparition d'une instabilité périodiquement stable ($Re > Re^c$) soit avec un écoulement qui redevient symétrique ($Re < Re^c$).

Vitesse de rotation	St			Cl			$\overline{C_D}$		
$D\omega/2V\infty$	Re=50	Re=75	Re=120	Re=50	Re=75	Re=120	Re=50	Re=75	Re=120
0.125	0.1223	0.2049	0.1613	0.0487	0.0899	0.1386	1.416	1.232	1.424
0.25	0.1222	0.2049	0.1613	0.0487	0.0898	0.1386	1.418	1.2299	1.4219
0.5	0.1222	0.2048	0.1613	0.0487	0.0898	0.1384	1.411	1.23	1.4221

Tableau I-1 : Influence de la vitesse de rotation : Re = 50 (Od=0 n=1), Re=75 (Od=0.5 n=0.3), Re =120 (Od=1 n=1)

I.4.2. Effet de ε et de m sur la localisation des zones rigides

Dans cette étude, la localisation des zones rigides est obtenue grâce à la condition $\tau = \tau_0(1 \pm \varepsilon)$ [29]. Des études antérieures [25, 32, 36] effectuées sur l'écoulement de fluide viscoplastique autour d'un cylindre dans le régime rampant ont montré l'existence de trois zones rigide (Figure I-3) :

- Une zone rigide enveloppe renfermant la zone cisaillée (zone 1),
- deux zones rigides statiques « collées » au cylindre, de forme triangulaire et se trouvant au point de stagnation (zone 2),
- deux zones rigides en mouvement situées dans le fluide cisaillé (zone 3).

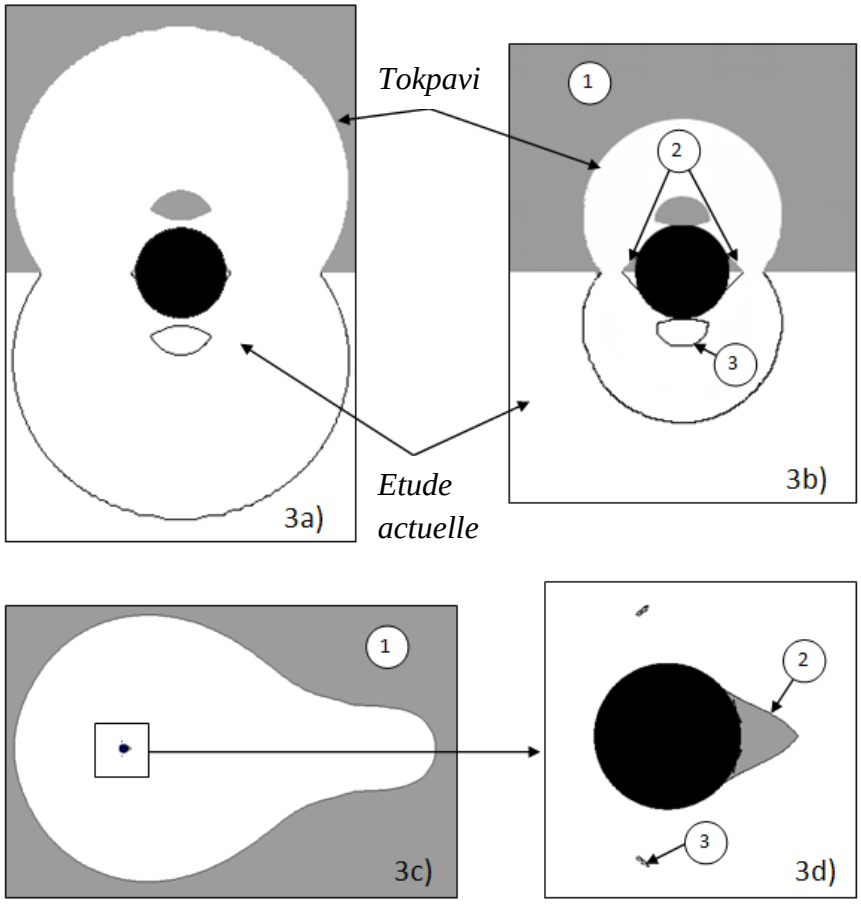


Figure I-3 : Comparaison des zones rigides entre cette étude et l'étude de Tokpavi et al. [25] pour un fluide de Bingham avec Re<<1 Od = 10 (3a); Re<<1 Od = 10^3 (3b) et avec Re= 20 Od=0.2 n =1 (3c;3d)

Lorsque l'inertie augmente, l'écoulement devient asymétrique (Figure I-3c), et l'une des zones rigides statiques (zone 2) situées en amont du cylindre peut diminuer considérablement (Figure I-3d) et, inversement, la zone en aval peut augmenter considérablement avec le *Re*.

La Figure I-4a montre l'influence du paramètre de régularisation *m*, utilisé dans le modèle de Papanastasiou, sur la localisation des zones rigides.

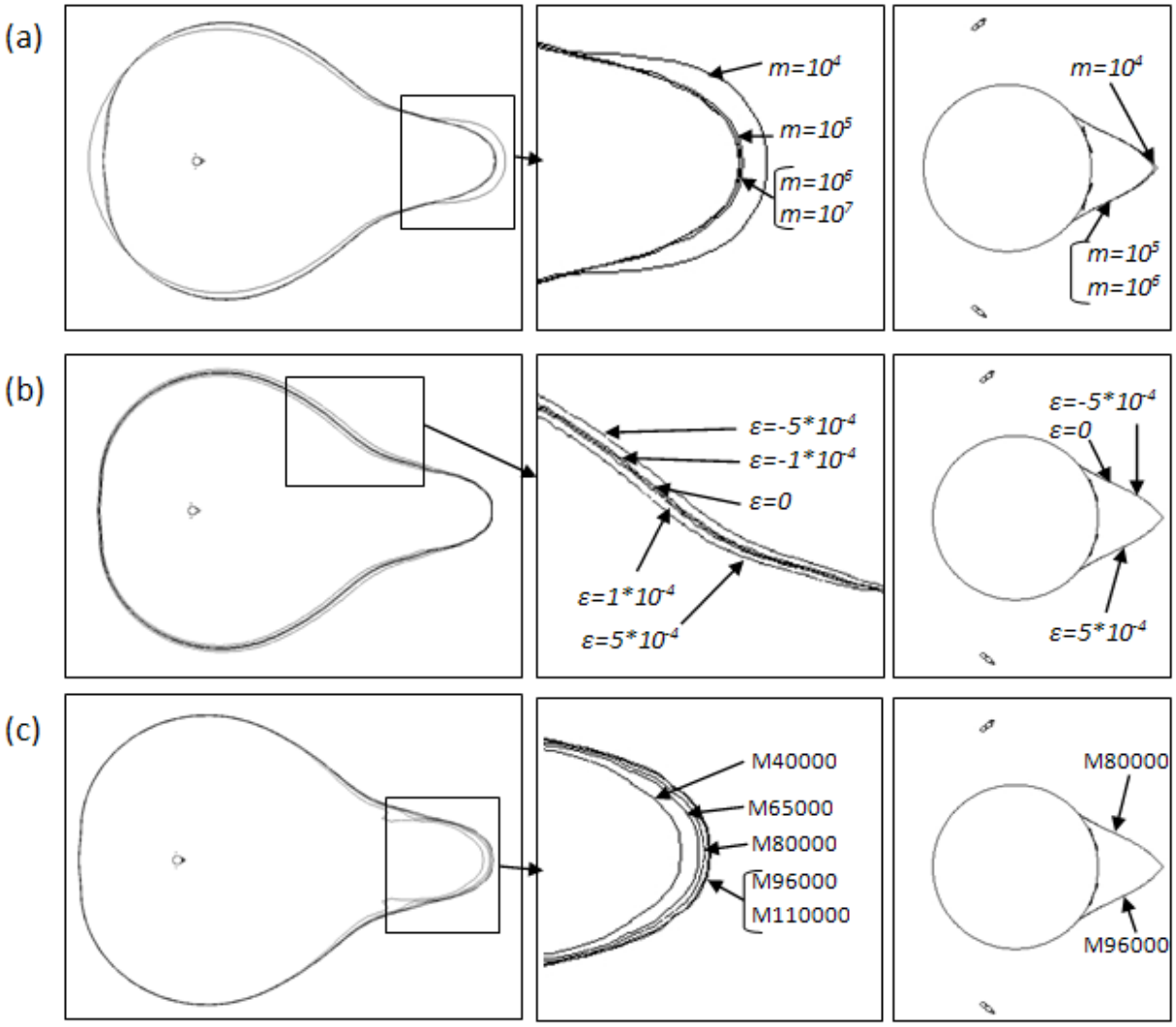


Figure I-4 : Influence du m, ε et du maillage sur la localisation des zones rigides; a)Od=0.2, Re=20, n=1, M=96000 avec $m=10^4$; 10^5; 10^6 et $m=10^7$ b)Od =0.2, Re=20, n=1, $m=10^6$, M=96000 avec $\varepsilon=-5*10^{-4}$; $\varepsilon=-1*10^{-4}$; $\varepsilon=0$; $\varepsilon=1*10^{-4}$; $\varepsilon=5*10^{-4}$ c)Od =0.2, Re=20, n=1, $m=10^6$, $\varepsilon=0$ avec M=40000; 65000; 80000; 96000 et 110000 éléments

On constate que pour un nombre d'Oldroyd égal à 0,2, toutes les zones où $m \geq 10^6$ sont identiques. Il convient également de noter que lorsque le nombre d'Oldroyd augmente, la stabilité sur la localisation des zones rigides, en terme de *m*, est obtenue beaucoup plus rapidement. Par exemple, pour un $Od = 10^3$ cette stabilité est obtenue à partir de $m = 10^4$. Cette observation est similaire à celle faite dans le cas d'écoulement d'un fluide de Herschel-Bulkley dans un angle [29] et à celui d'écoulement lent d'un fluide de Bingham [25, 33]. Afin d'utiliser la même valeur de *m* pour tous les calculs, $m=10^6$ sera choisi pour tous les calculs. Il

peut être également montré [32] que ce paramètre a un effet négligeable sur le coefficient de traînée. La Figure I-4b montre l'effet de ε sur la localisation des zones rigides. La valeur ε=0 sera choisie pour tous les calculs.

I.4.3. Effet de la taille du domaine

Les effets de parois sur l'écoulement d'un fluide viscoplastique autour d'un cylindre diminuent lorsque le nombre d'Oldroyd augmente [31]. Dans le cas des écoulements à *Od* faible, une attention particulière est à apporter à la taille du domaine afin d'avoir un milieu infini.

Nous avons fait varier le rapport $D\infty / D$ (Figure I-1) et examiné l'influence de ce rapport sur les coefficients de portance et de traînée ainsi que sur le nombre de Strouhal. Les résultats sont représentés sur le Tableau I-2. On peut voir l'influence du confinement sur trois écoulements : *Re*= 50, *Od*= 0, *n*= 1 ; *Re*= 75, *Od*= 0.5, *n*= 0.3 et *Re*= 120, *Od*= 1, *n*= 1, et pour 3 rapports : D∞/ D=100, 200 et 400.

Cette étude nous permet de prendre un $D\infty/D$ égal à 200, car les différences entre un rapport de 200 et 400 sont inférieures à 0.5%. Par contre le temps CPU est multiplié par plus de 3.

Taille du domaine	*St*			*Cl*			$\overline{C_D}$		
$D\infty / D$	*Re*=50	*Re*=75	*Re*=120	*Re*=50	*Re*=75	*Re*=120	*Re*=50	*Re*=75	*Re*=120
100	0.125	0.2058	0.1641	0.0524	0.0955	0.1411	1.45	1.3012	1.4656
200	0.1222	0.2049	0.1613	0.0486	0.0898	0.1386	1.418	1.2299	1.4219
400	0.1213	0.2048	0.161	0.048	0.0888	0.1378	1.411	1.2265	1.4182

Tableau I-2 : Influence du confinement : Re=50 (Od=0 n=1), Re=75 (Od=0.5 n=0.3), Re=120 (Od=1 n=1)

I.4.4. Etude sur l'indépendance du maillage

Afin de fixer le maillage, une étude sur l'indépendance du maillage a été effectuée sur trois maillages et sur trois cas de calcul (*Re*=50, *Od*=0, *n*=1 ; *Re*=75, *Od*=0.5, *n*=0.3 et *Re*=120, *Od*=1, *n*=1). Le maillage (Figure I-2) est constitué d'éléments de type quadrilatères avec le même nombre de nœuds pour les périmètres des cercles que pour le diamètre du cercle extérieur. Un raffinement des éléments de 1.05 en direction du cylindre a été élaboré afin de bien prendre en compte le problème de couche limite. Les résultats de cette étude sont donnés dans le Tableau I-3 où l'on compare les valeurs du nombre de Strouhal et des coefficients de traînée et de portance.

Lorsque seuls le nombre de Strouhal et les coefficients de traînée et de portance sont recherchés, cette étude nous permet de choisir un maillage optimal de 30 625 éléments, car à partir de ce maillage les résultats varient d'une valeur inférieure à 1%.

Par contre, lorsqu'il s'agit de définir avec précision les zones rigides, il est nécessaire d'apporter des améliorations importantes au maillage. La Figure I-4c montre l'évolution des zones rigides avec le nombre d'éléments du maillage. Dans ce cas, 96.000 éléments sont nécessaires pour éliminer l'influence du maillage.

Nombre d'éléments	*St*			*Cl*			$\overline{C_D}$		
	Re=50	*Re*=75	*Re*=120	*Re*=50	*Re*=75	*Re*=120	*Re*=50	*Re*=75	*Re*=120
10000	0.1214	0.2375	0.1647	0.0476	0.0964	0.1412	1.44	1.2655	1.4742
30625	0.1222	0.2049	0.1613	0.0486	0.0898	0.1386	1.418	1.2299	1.4219
40000	0.1222	0.2049	0.1612	0.0485	0.09	0.1385	1.417	1.23	1.4208

Tableau I-3 : Influence du maillage : Re=50 (Od=0 n=1), Re=75 (Od=0.5 n=0.3), Re=120 (Od=1 n=1)

I.4.5. Effet du pas de temps

Dans le cas d'une simulation numérique effectuée de manière instationnaire, le choix du pas de temps a une importance primordiale sur les résultats. Le critère important est $\Delta t V_\infty = C$ avec Δt le pas de temps, ce critère est un critère de type CFL. Dans notre cas $V\infty$=1, ce qui nous amène à chercher *C* une constante qui est égale au pas de temps. Le Tableau I-4 nous montre l'influence du pas de temps, avec un maillage fixé, sur le nombre de Strouhal et les coefficients de traînée et de portance.

On peut constater qu'à partir d'un pas de temps égal à 0.0025 les résultats sont similaires. Cette valeur sera donc choisie pour nos calculs.

Pas de temps	*St*			*Cl*			$\overline{C_D}$		
	Re=50	*Re*=75	*Re*=120	*Re*=50	*Re*=75	*Re*=120	*Re*=50	*Re*=75	*Re*=120
0.005	0.1345	0.1935	0.1453	0.0532	0.0964	0.1412	1.4834	1.2556	1.439
0.0025	0.1222	0.2049	0.1613	0.0486	0.0898	0.1386	1.418	1.2299	1.4219
0.001	0.1222	0.2049	0.1613	0.0487	0.0898	0.1386	1.418	1.2299	1.4219

Tableau I-4 : Influence du pas de temps : Re=50 (Od=0 n=1), Re=75 (Od=0.5 n=0.3), Re=120 (Od=1 n=1)

I.5. RESULTATS ET DISCUSSION

Dans cette étude, un maillage comprenant 30625 ou 96000 éléments quadrilatéraux sera utilisé avec un pas de temps de 0.0025, un rapport de 200 entre le diamètre extérieur et le cylindre, et un paramètre de régularisation $m=10^6$. Nous établirons des relations entre Re_c, Re^c, Od et n l'indice de la loi puissance pour des valeurs de n comprises entre $0.3 \leq n \leq 1.8$ et des valeurs de Od comprises entre $0 \leq Od \leq 10$.

I.5.1. Validation des résultats

Cette étude a été validée en comparant nos résultats avec ceux connus dans le cas d'un fluide newtonien pour les deux régimes d'écoulement et pour le régime stationnaire dans le cas d'un fluide en loi puissance.

Le Tableau I-5 compare nos résultats avec différentes études sur la valeur du coefficient de traînée (C_D) pour un fluide en loi puissance pour Re = 20. Le cas du fluide newtonien sera celui où n=1. On constate une même évolution des résultats : la portance augmente avec l'indice de la loi puissance. Les résultats trouvés ont un écart en moyenne de moins de 2,5%.

Pour valider correctement le régime laminaire stationnaire avec décollement de lignes de courant, on peut comparer la limite de ce celui-ci (Re_c) pour un fluide en loi puissance. Sur le Tableau 6, on constate que nos résultats sont conformes à ceux publiés.

Les Tableaux I-7 et I-8 mettent en parallèle nos résultats avec ceux de la littérature pour le régime laminaire instationnaire périodique avec détachement de tourbillons pour un fluide newtonien uniquement. Les travaux publiés dans ce régime étant exclusivement pour des fluides newtoniens.

Le Tableau I-7 confronte les résultats de notre travail avec ceux publiés pour le couple de valeur du nombre de Reynolds critique (Re^c) et du nombre de Strouhal critique (St^c) qui sont donnés pour la limite du deuxième régime de l'écoulement. On peut voir une grande corrélation entre les résultats.

Afin de compléter cette validation, nous avons comparé nos résultats pour des écoulements se trouvant dans le deuxième régime, Re = 50 et 100, n=1 et Od=0. Les résultats de cette étude sont indiqués sur le Tableau I-8. La même remarque que pour le Tableau I-7 peut être faite.

Les deux régimes de l'écoulement étant validés, nous pouvons passer à l'exposé de nos résultats et à leurs explications physiques.

Pour la localisation des zones rigides, les Figures I-3a et I-3b comparent nos résultats avec ceux publiés par Tokpavi et al. [25] dans le cas d'un écoulement rampant. On peut noter que les résultats sont très proches.

Les deux régimes de l'écoulement étant validés ainsi que la localisation des zones rigides, nous pouvons passer à l'exposé de nos résultats et à leurs explications physiques.

Source	Indice de la loi puissance, *n*				
	0.6	0.8	1	1.2	1.4
Etude actuelle	1.9986	2.0507	2.0905	2.1188	2.1373
Sivakumar et al. [18]	1.9731	2.0377	2.0054	2.0318	2.0489
Bharti et al. [19]	1.9555	1.99	2.0455	2.1068	2.1834
Soares et al. [20]	1.98	2	1.99	2.03	2.09

Tableau I-5 : Comparaison du coefficient de traînée (Cd) pour un fluide non newtonien en loi puissance avec Re=20

n	Etude actuelle	D'alessio and Pascal [22]	Sivakumar et al. [18]
0.3	12.5	-	12
0.6	10	-	10
0.9	8	9	-
1	7	6	6.5
1.1	6	5.5	-
1.2	5	5	4
1.4	3.5	-	3
1.8	1.5	-	1

Tableau I-6 : Influence de l'indice de la loi puissance sur l'apparition de la recirculation

Source	Critical Reynolds number, Re^c	Critical Strouhal number, St^c
Etude actuelle	47	0.1172
Williamson [11]	47.9	0.122
Norberg [13,14]	47.4	0.122
Sivakumar et al. [19]	46-47	0.1179
Kumar and Mittal [9]	46.877	0.1168
Morzynski et al. [10]	47	0.132

Tableau I-7 : Comparaison du Reynolds critique (Re^c)/ nombre de Strouhal critique (St^c)

Source	Coefficient de trainé, $\overline{C}_D$	Coefficient de portance, *Cl*	Nombre de Strouhal , *St*
Re = 50			
Etude actuelle	1.418	0.0486	0.1222
Williamson [11]	-	-	0.123
Sivakumar et al. [18]	1.41	0.0472	0.1221
Mittal [7]	1.416	-	0.1227
Clift et al. [2]	1.41	-	0.122
Re = 100			
Etude actuelle	1.328	0.3204	0.1647
Williamson [11]	-	-	0.1643
Sivakumar et al. [18]	1.325	0.3195	0.1641
Mittal [7]	1.322	0.319	0.1644
Clift et al. [2]	1.33	-	0.167

Tableau I-8 : Comparaison des coefficients de traînées et de portance ainsi que du nombre de Strouhal pour un fluide newtonien Re= 50 et 100.

I.5.2. Limite du régime laminaire avec séparation des lignes de courant.

I.5.2.1 Choix du critère

Re_c représente la limite entre un écoulement sans zone de recirculation et un écoulement avec zone de recirculation. Le critère utilisé pour déterminer Re_c dans le cas d'un fluide newtonien est celui de l'apparition d'une vitesse négative sur l'axe. Le problème posé en régularisant la loi constitutive de Herschel-Bulkley par la loi de Papanastasiou réside dans le fait que la valeur des vitesses dans les zones rigides n'est pas nulle. Dans certains cas, avec les fluides viscoplastiques, cette méthode donne des résultats qui sont physiquement impossibles. La Figure I-5 illustre ce problème : elle montre deux recirculations à l'intérieur d'une même zone rigide, ce qui est impossible d'un point de vue physique.

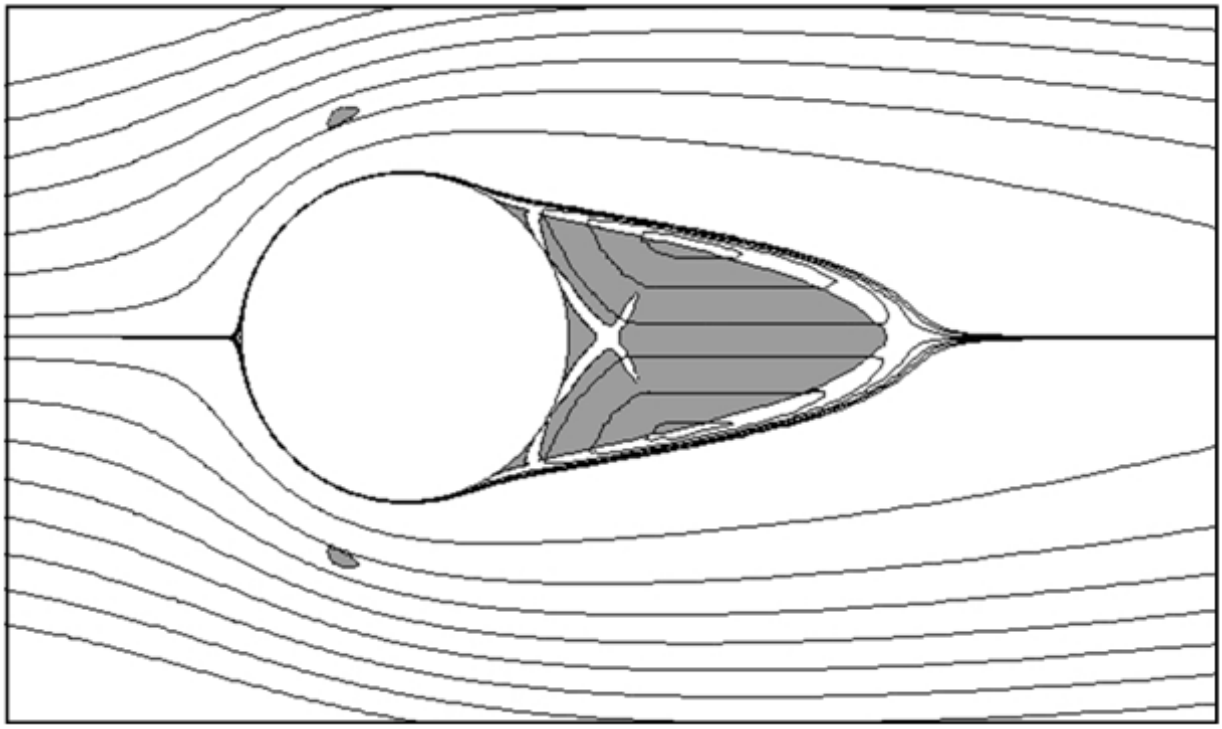


Figure I-5 : Exemple de calcul conduisant à une aberration physique. Les lignes de courant et les zones rigides sont montrées pour Re=70 Od=1 et n=1

En effet, une zone rigide se comporte comme un solide et ne peut avoir deux centres instantanés de rotation en son sein. Un examen de l'évolution des tourbillons et des zones rigides derrière le cylindre en fonction du nombre de Reynolds et du nombre d'Oldroyd aidera à clarifier le mécanisme du phénomène. Le choix d'un critère pour déterminer les valeurs des Reynolds critiques sera ainsi défini pour les fluides viscoplastiques.

La Figure I-6 montre l'évolution de la morphologie de l'écoulement pour nombre de *Re* allant de 40 à 72 et un nombre d'*Od* allant de 0 à 1. Elle illustre l'apparition et la disparition des zones rigides due à la recirculation. Pour *Od* = 0 et *Re* = 40 (cas newtonien, Fig. I-6a), deux recirculations apparaissent derrière le cylindre.

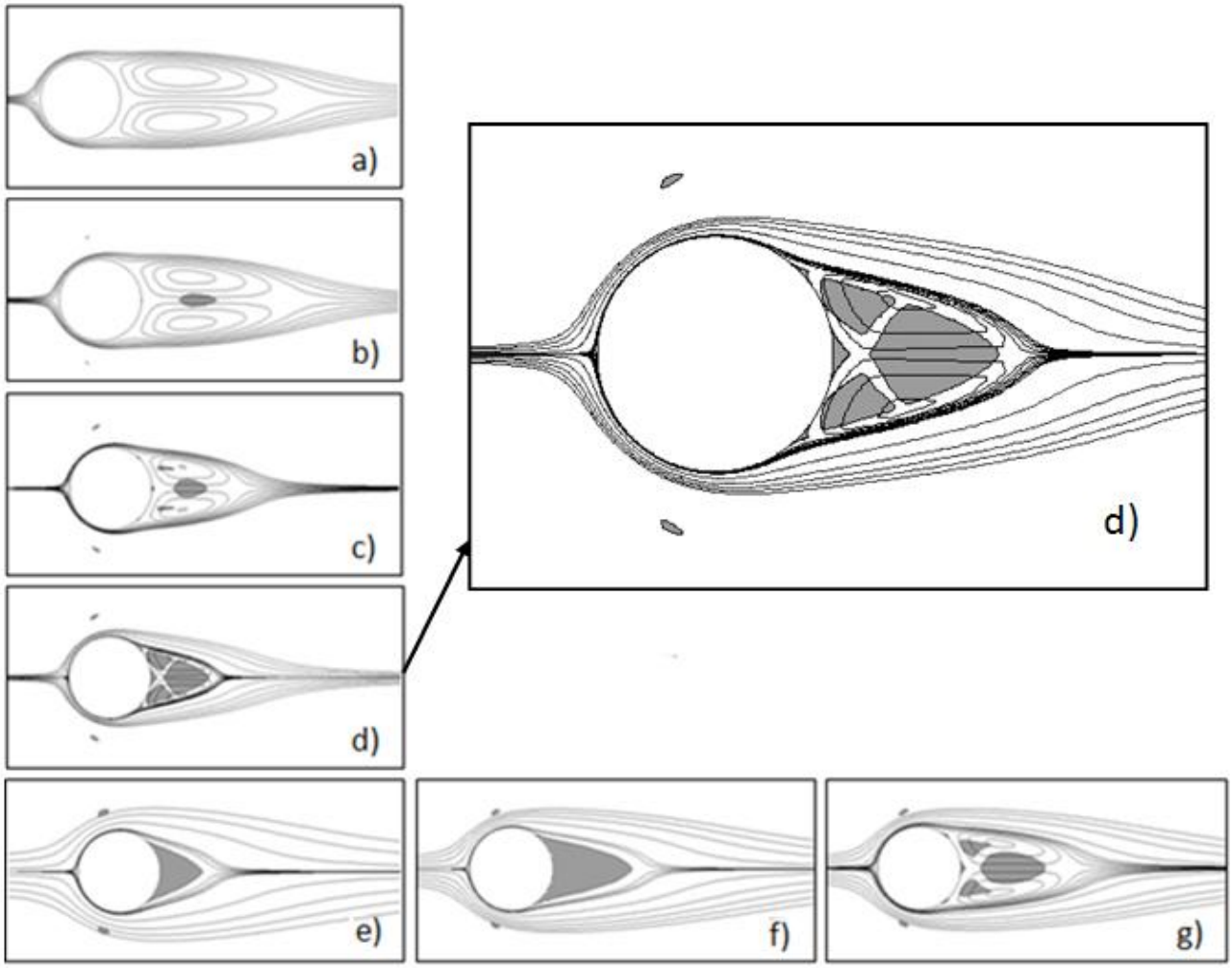


Figure I-6 : Lignes de courant et zones rigides pour Re=40 et a)Od=0 b)Od=0.1 c)Od=0.4 d)Od=0.5 e) Od=1 et pour Od=1 et e)Re=40 f) Re=69 g)Re= 72

Lorsque le *Od* augmente, ces recirculations tendent à disparaître et sont progressivement remplacées par des zones rigides mobiles et des zones rigides statiques (Fig. I-6b, I-6c). Les tourbillons semblent être coincés entre la zone rigide, dont la taille augmente, et l'écoulement principal. Dans le cas de la Figure I-6e, il n'y a plus de tourbillons, mais une grande zone rigide statique « collée » au cylindre. Pour *Od* = 1, lorsque le nombre de Reynolds augmente, la zone de recirculation apparaît de nouveau et on observe très distinctement 3 zones rigides statiques et 3 zones rigides en mouvement (Fig. I-6g).

Avec ces observations on peut dire que les recirculations dans le cas des fluides viscoplastiques ne naissent pas « collées » au cylindre, comme pour les fluides newtoniens, mais apparaissent entre la zone rigide statique et l'écoulement principal. Des observations similaires ont été faites de manière expérimentale et numérique pour le cas d'un écoulement de fluide viscoplastique dans une expansion de révolution [37].

Par conséquent, dans cette étude et pour le cas des fluides viscoplastiques, il a été supposé qu'il n'y avait recirculation que lorsque 3 zones rigides statiques et 3 zones rigides mobiles étaient observées dans la recirculation (Figure I-6d et I-6g). D'un point de vue physique, cela semble être la solution la plus raisonnable, étant donné que notre raisonnement sur l'apparition du régime recirculant est similaire au raisonnement fait dans le cas d'un fluide newtonien ou d'un fluide purement visqueux. La méthode de calcul utilisée ne permet pas de toute manière un autre mode de raisonnement, comme celui de la propagation de fissures ou celui de fracture.

I.5.2.2 Influence du nombre d'Oldroyd (Od) et de l'indice de la loi puissance (n) sur l'apparition du régime recirculant.

La Figure I-7 montre l'influence du nombre d'Oldroyd sur la formation d'une recirculation derrière le cylindre pour un fluide de Bingham (n=1).

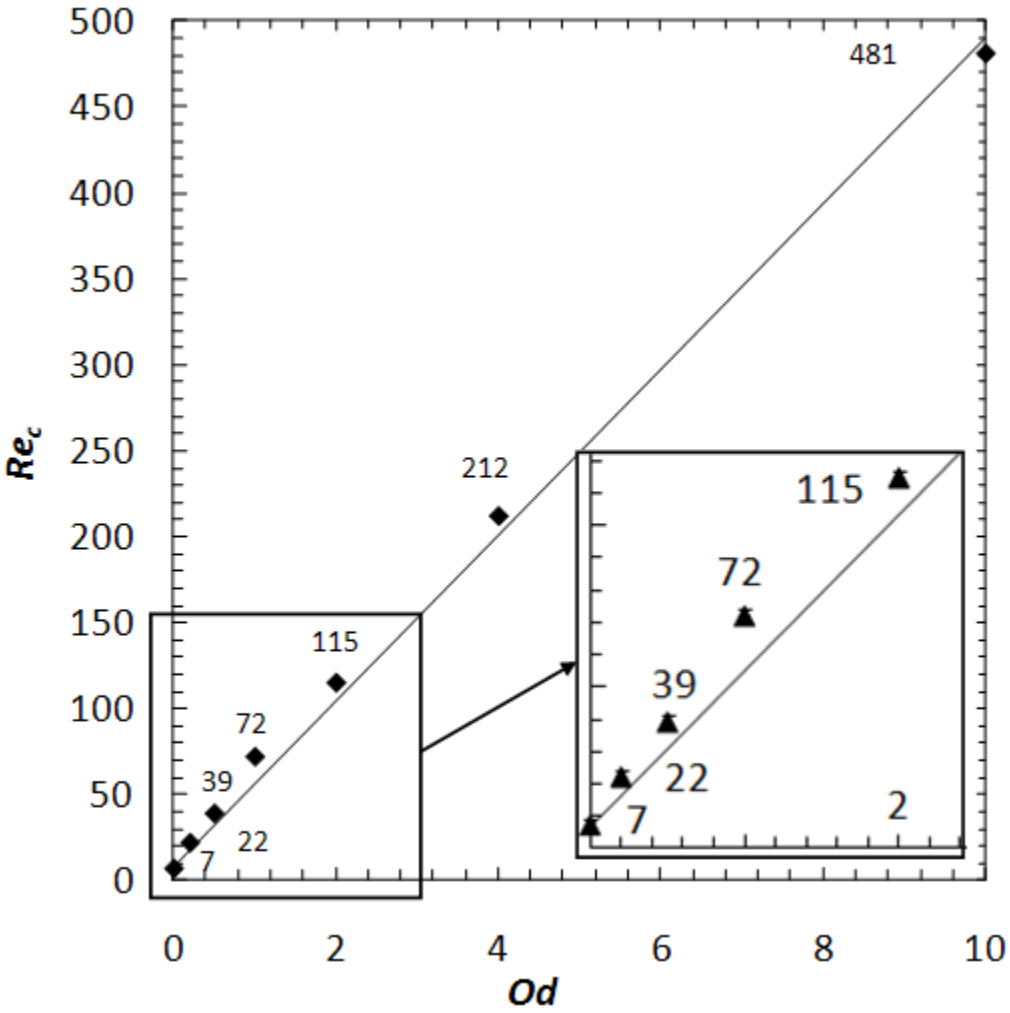


Figure I-7 : Influence du nombre d'Oldroyd sur la formation de la recirculation

On constate l'augmentation du nombre de Reynolds critique (Re_c) en fonction de l'accroissement du nombre d'Oldroyd. Il faut donc plus d'inertie pour vaincre les effets du seuil d'écoulement et déclencher l'apparition d'une recirculation symétrique derrière le cylindre. La relation entre le nombre de Reynolds critique et *Od* semble linéaire :

$$Re_c = 48.3\ Od + 7 \qquad (I\text{-}11)$$

L'influence de l'indice de la loi puissance du fluide sur le Reynolds critique (Re_c) est montrée sur la Figure I-8.

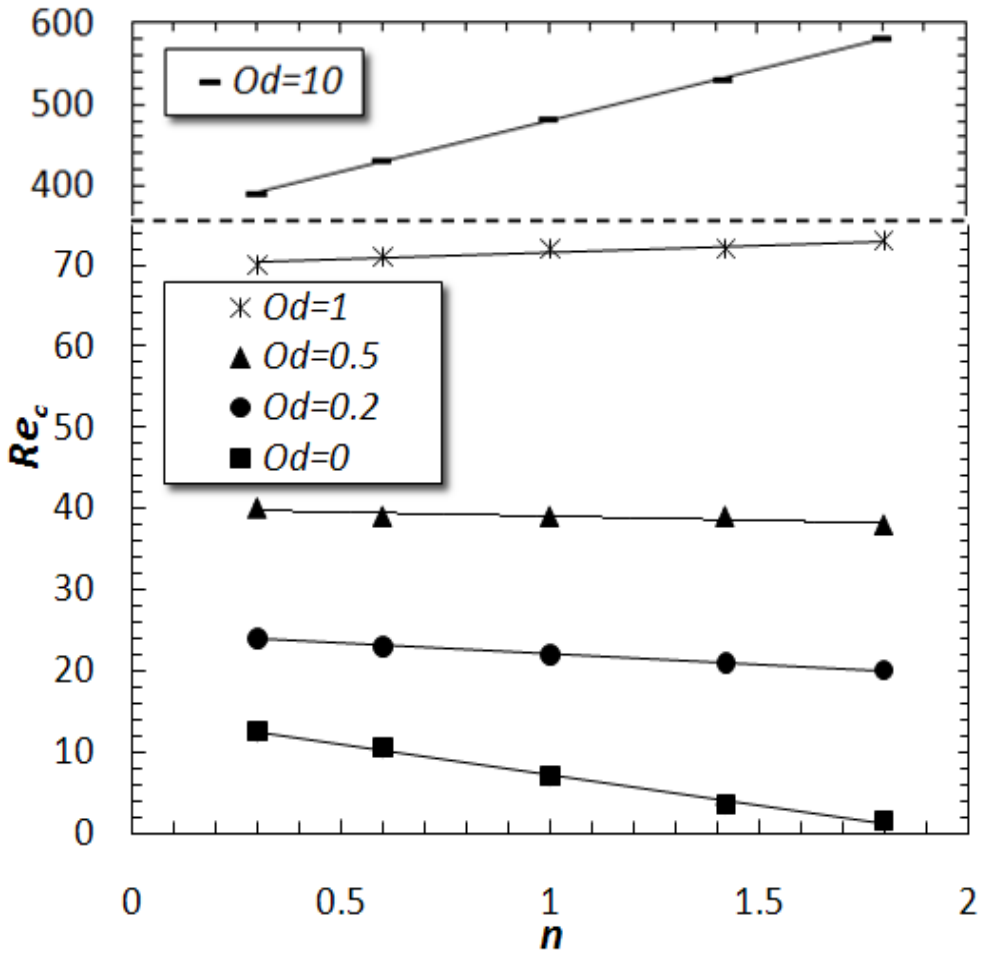


Figure I-8 : Influence de l'indice de la loi puissance sur la formation de la recirculation pour différents nombres d'Oldroyd.

On constate que pour les petits *Od*, Re_c diminue avec l'augmentation de *n*. Cette diminution s'atténue lorsque *Od* augmente. Lorsque les effets de seuil deviennent importants (*Od*>1), le Re_c augmente avec l'augmentation de l'indice de la loi puissance. L'évolution pour un nombre d'Oldroyd=10 peut être approximée par une loi linéaire :

$Re_c = 125.5\, n + 354$ (pour $Od=10$) *(I-12)*

I.5.3. Régime instationnaire avec lâchers de tourbillons

Cette seconde partie montre l'influence de la plasticité et de l'indice de la loi puissance du fluide sur la limite du régime laminaire instationnaire périodique avec détachement de tourbillons Re^c ainsi que sur le nombre de Strouhal critique St^c. Le critère retenu pour cette

limite est l'apparition d'un signal sinusoïdal pour le coefficient de portance et de traînée. Le calcul est arrêté lorsque le signal est périodiquement stable ou nul.

I.5.3.1 Influence du nombre d'Oldroyd (Od) sur la limite du Régime instationnaire.

La Figure I-9 montre les lignes de courant ainsi que les zones rigides de plusieurs écoulements. La zone rigide enveloppe (zone 1) n'est pas représentée sur cette figure.

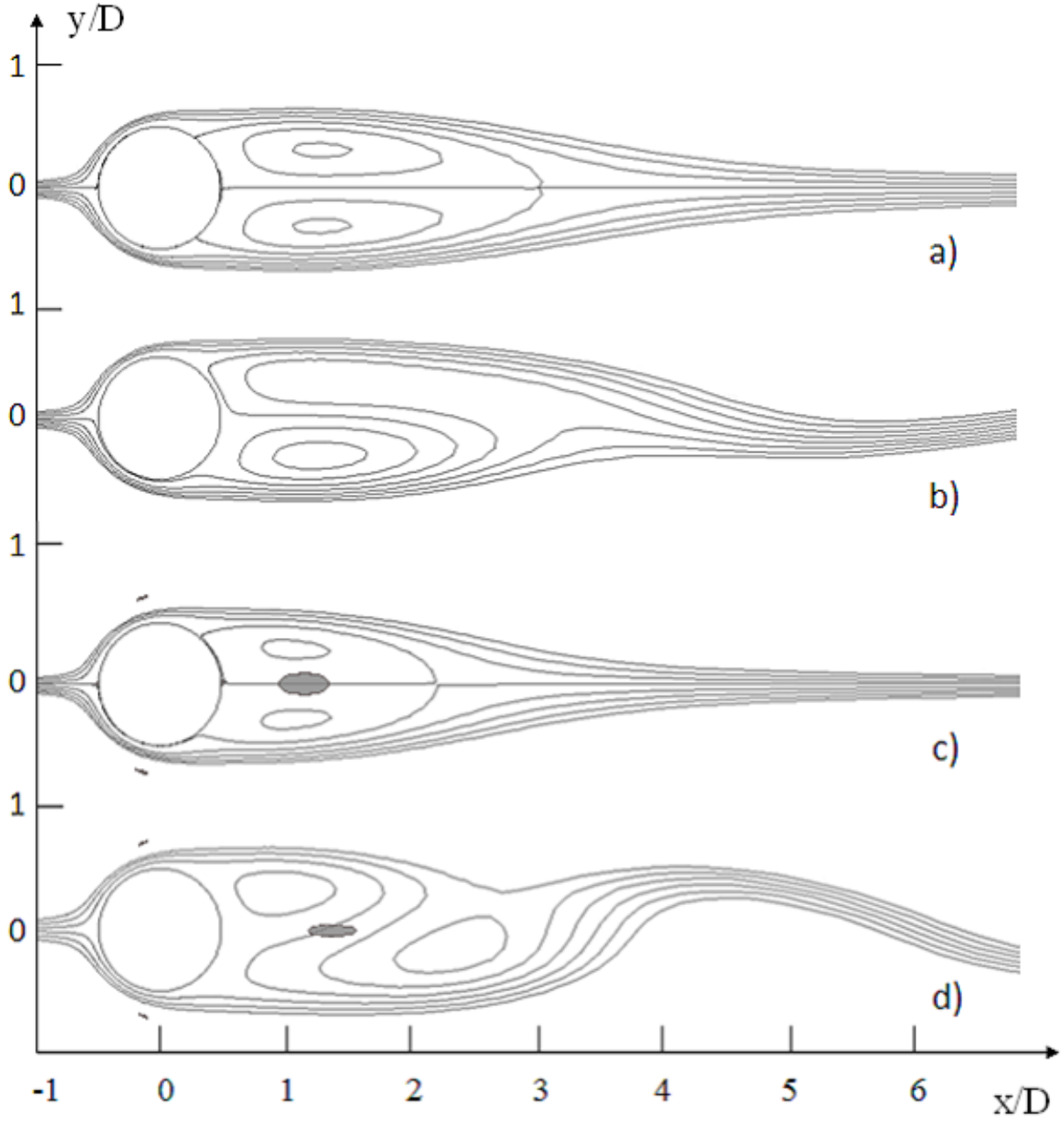


Figure I-9 : Lignes de courants et zones rigides pour : a) Od=0 n=1 Re=46; b) Od=0 n=1 Re=47; c) Od=0.2 n=1 Re=47; d) Od=0.2 n=1 Re=62. La zone rigide enveloppe (zone 1 Figure 3) n'est pas montrée.

On peut clairement observer une évolution de morphologie avec le nombre d'Oldroyd. Sur cette figure, 4 écoulements sont représentés :

- Un écoulement de fluide newtonien pour Re=46 (Fig. I-9a) qui permet de visualiser le régime laminaire avec décollement de tourbillon.

- Un écoulement de fluide newtonien pour Re=47 (Fig. I-9b) qui permet de visualiser le régime avec instabilité inertielle et montre ainsi la limite entre les deux régimes

- Un écoulement de fluide viscoplastique avec Od=0.2, Re=47 et n=1 (Fig. I-9c) qui permet de constater qu'à Re identique, on a un changement de morphologie pour une augmentation de Od. Dans notre cas le changement de morphologie se traduit par un changement de régime. Le nombre d'Oldroyd a tendance à stabiliser l'écoulement.

- Et enfin un écoulement de fluide viscoplastique avec Od= 0.2, Re=62 et n=1 (Fig. I-9d) qui permet de retrouver le régime instationnaire.

Pour une augmentation du seuil d'écoulement, il faut augmenter l'inertie afin de retrouver le même régime. Par exemple, pour les cas de la Figure I-9, afin d'avoir une morphologie identique entre un fluide newtonien et un fluide viscoplastique avec Od=0.2, une augmentation d'environ 30% de l'inertie est nécessaire

La Figure I-10 résume l'influence du nombre d'Oldroyd sur la valeur limite du nombre de Reynolds (Re^c) pour un fluide de Bingham (n=1). Cette évolution peut-être approximée par :

$$Re^c = 45.8\, Od + 47 \qquad (0< Od< 10;\ n=1) \qquad \textit{(I-13)}$$

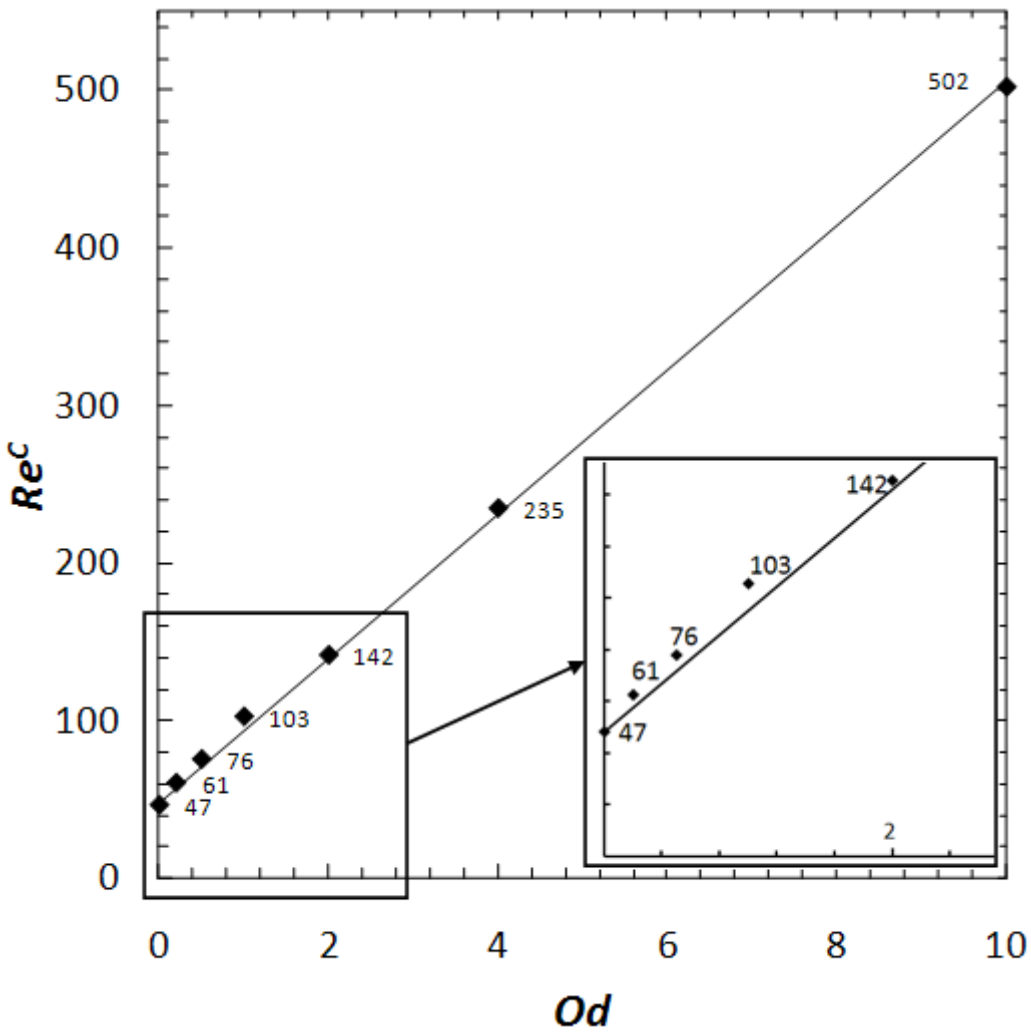


Figure I-10 : Influence du nombre d'Oldroyd sur l'apparition du régime instationnaire, n=1

Le nombre d'Oldroyd représentant les effets plastiques sur les effets visqueux, il est normal d'obtenir une élévation du nombre de Reynolds critique (Re^c) pour une augmentation du nombre d'Oldroyd. L'écoulement a besoin d'une plus grande énergie pour obtenir la même morphologie afin de vaincre les effets du seuil d'écoulement qui stabilisent l'écoulement.

I.5.3.2 Influence du nombre d'Oldroyd (Od) et de l'indice de la loi puissance (n) sur la limite du Régime instationnaire.

Trois cas sont représentés sur la Figure I-11 :

- Un écoulement avec Od=0.2, n=0.6 et Re=56 (Fig. I-11a).

- Un écoulement avec *Od*=0.2 *n*=1 et *Re*=56 (Fig. I-11b) qui permet de voir une évolution de la morphologie avec l'indice de la loi puissance, allant jusqu'à un changement de régime.

- Et enfin un écoulement avec *Od*=0.2 et *Re*=62 (Fig. I-11c) qui permet de retrouver le régime instationnaire dans le cas où *n*=1.

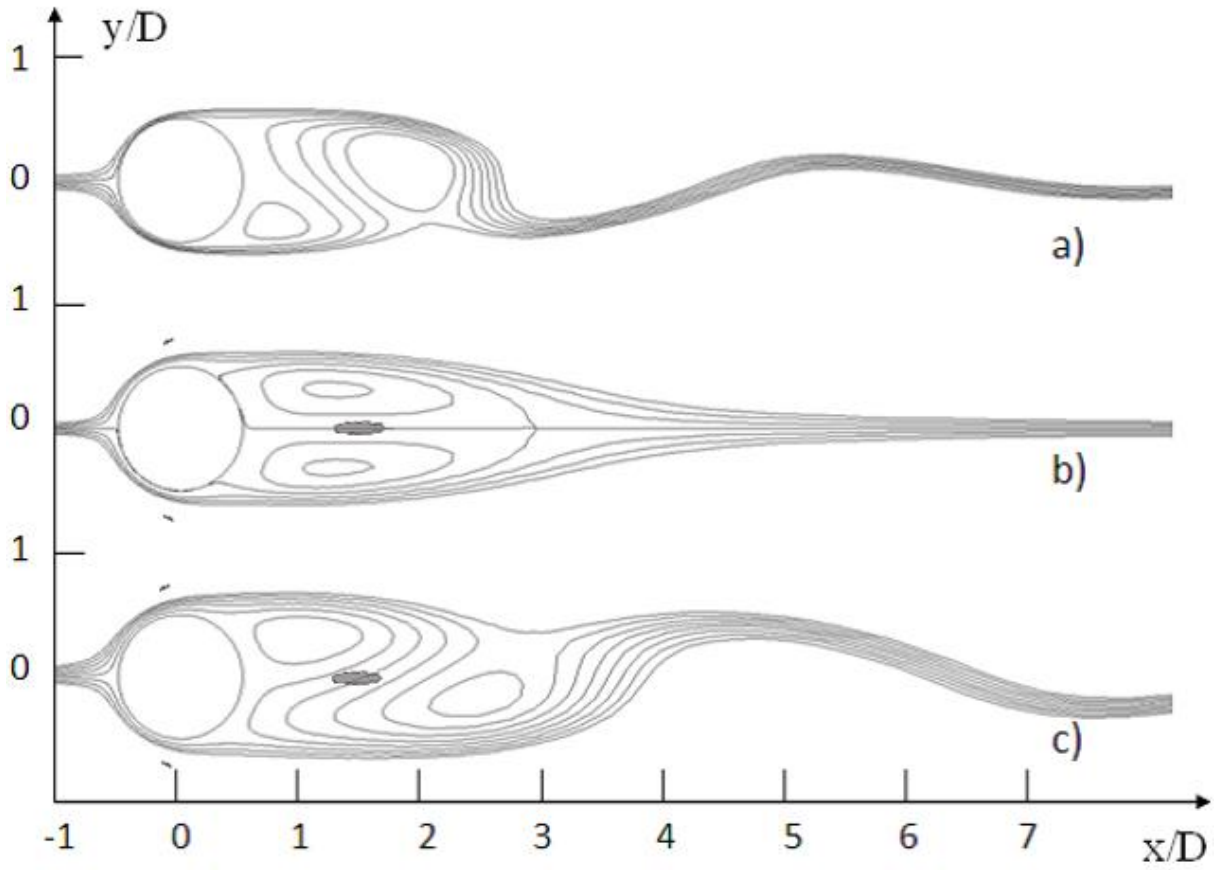


Figure I-11 : Lignes de courants et zones rigides pour : a)Od=0.2 n=0.3 Re=56; b)Od=0.2 n=1 Re=56; c)Od=0.2 n=1 Re=62. . La zone rigide enveloppe (zone 1 Figure 3) n'est pas montrée.

Cette figure montre qu'il y a une évolution du nombre de Reynolds critique (Re^c) avec l'indice de la loi puissance, mais celle-ci est complexe.

La Figure I-12 illustre cette évolution.

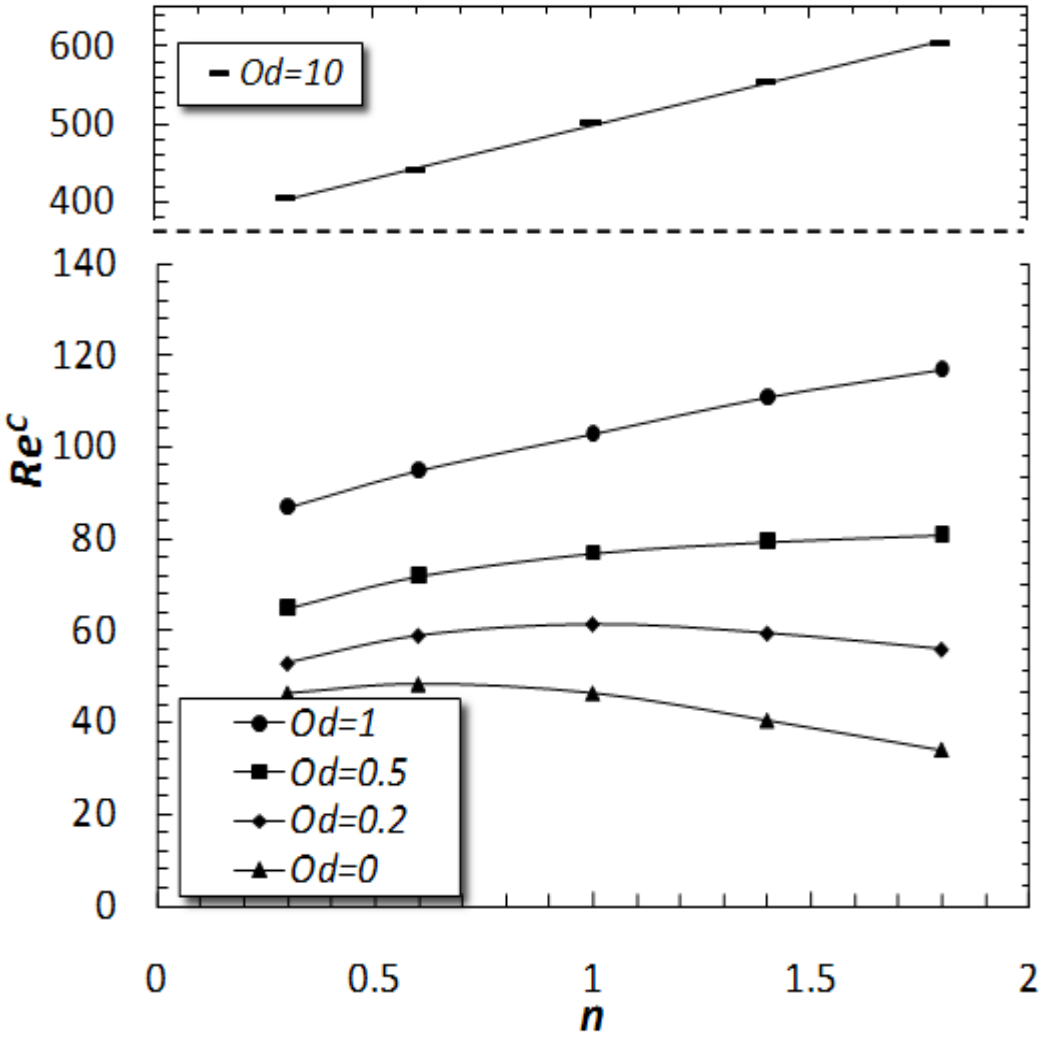


Figure I-12 : Influence de l'indice de la loi puissance sur l'apparition du régime instationnaire pour différents nombres d'Oldroyd.

Pour les écoulements sans seuil d'écoulement (*Od*=0), on constate une évolution en cloche avec une diminution de Re^c pour les petites et grandes valeurs de *n* (Tableau 6) et [18]. Pour les faibles valeurs de *Od*, l'évolution est similaire. Par contre lorsque le nombre d'Oldroyd augmente et que les effets du seuil deviennent importants, l'évolution de Re^c est une fonction croissante linéaire de *n*.

$$Re^c = 135.5\, n + 363 \qquad \text{(pour } Od=10\text{)} \qquad \text{(I-14)}$$

I.5.3.3 Influence du nombre d'Oldroyd (Od) et de l'indice de la loi puissance (n) sur le nombre de Strouhal (St) et sur le nombre de Strouhal critique (St^c)

La Figure I-13 montre l'influence du nombre d'Oldroyd sur la valeur du nombre de Strouhal critique.

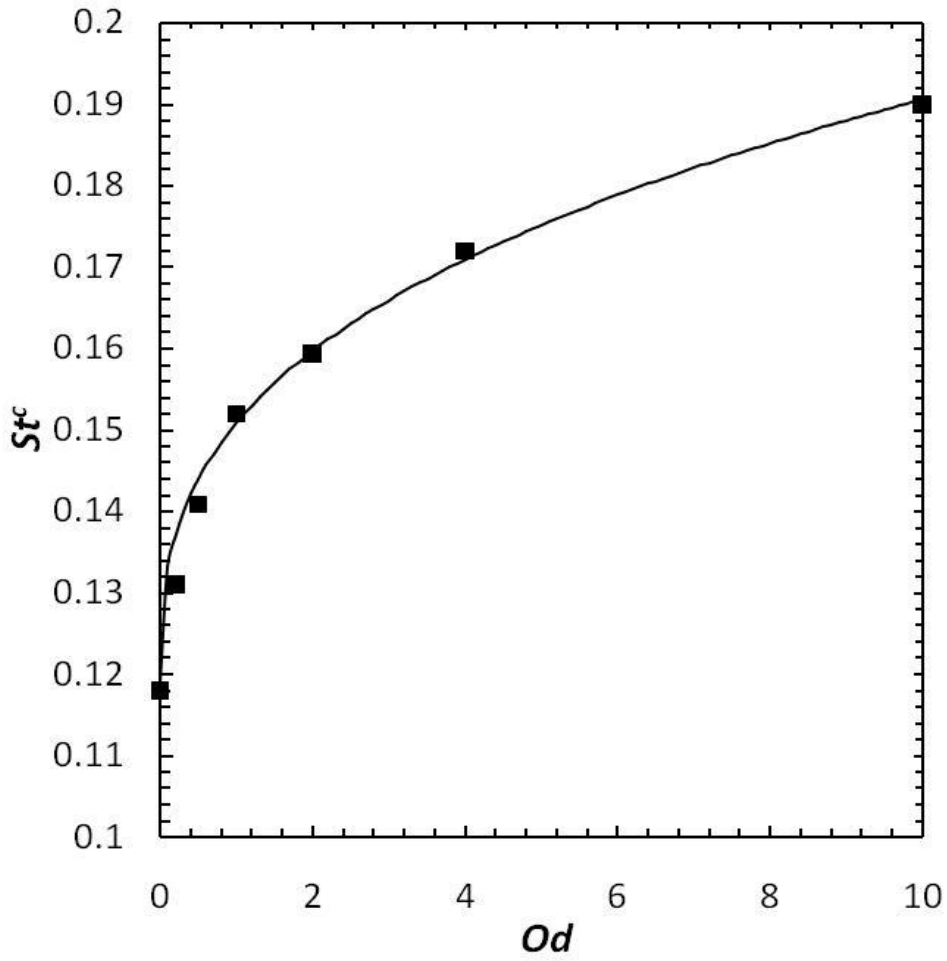


Figure I-13 : Influence du nombre d'Oldroyd sur le nombre de Strouhal critique (St^c), n=1

On constate que la fréquence d'émission des tourbillons augmente avec le seuil d'écoulement et que cette augmentation s'atténue avec l'augmentation du seuil d'écoulement. Il en ressort une évolution polynomiale du nombre de Strouhal en fonction de *Od* qui a pour équation :

$$St^c = 0.118 + 0.033\, Od^{0.35} \qquad (I\text{-}15)$$

Sachant que le seuil d'écoulement a aussi pour effet d'augmenter Re^c et que l'augmentation du nombre de Reynolds augmente la fréquence d'émission des tourbillons (pour des valeurs de $Re<10^3$), il est logique que l'augmentation du seuil d'écoulement augmente le nombre de Strouhal critique.

La Figure I-14 montre l'évolution du nombre de Strouhal *St* en fonction du nombre de Reynolds pour différents nombres d'Oldroyd pour un fluide de Bingham (n=1).

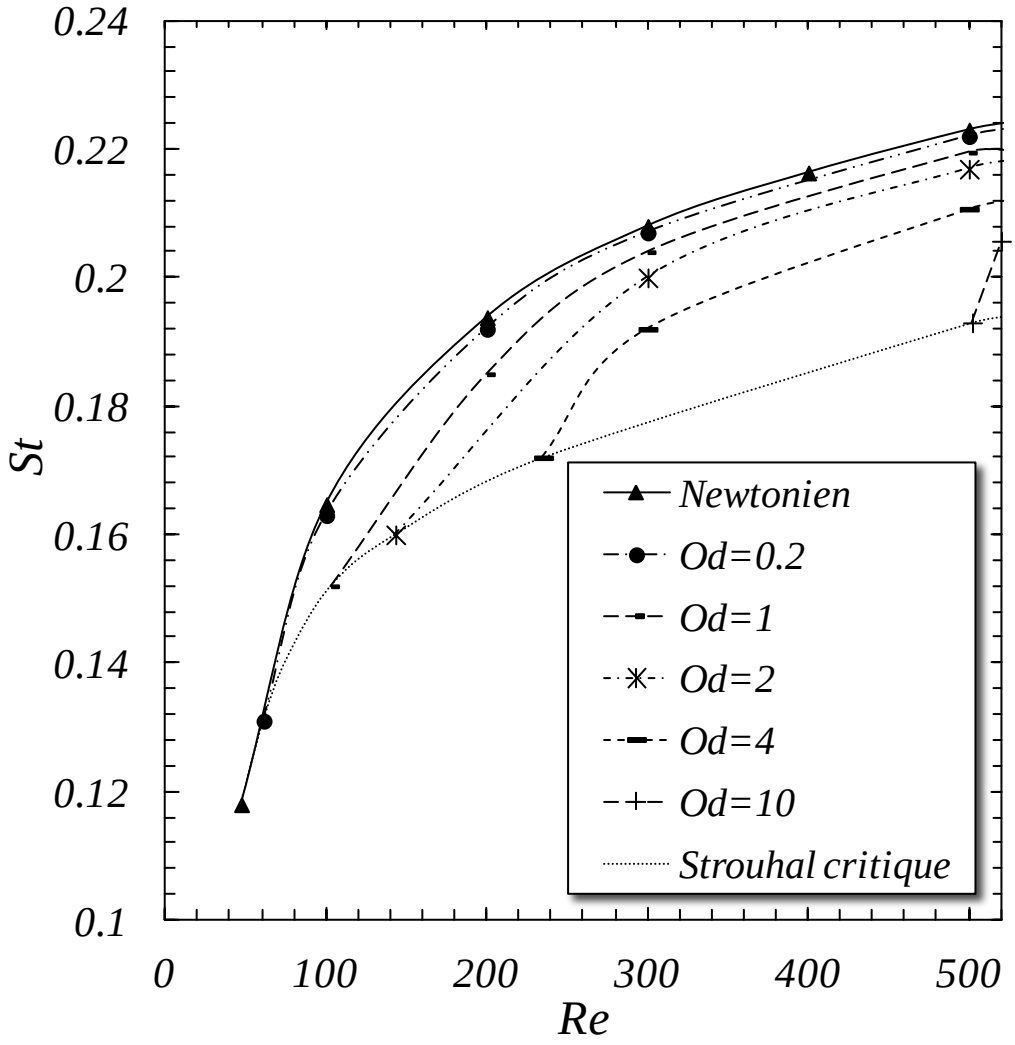


Figure I-14 : Influence du nombre de Reynolds et du nombre d'Oldroyd sur le nombre de Strouhal. n=1

On observe une diminution de la fréquence d'émission avec une augmentation du seuil d'écoulement pour un écoulement à Reynolds fixé. Le nombre de Strouhal est donc compris entre la valeur newtonienne et le Strouhal critique.

La Figure I-15 montre l'influence de l'indice de la loi puissance sur le nombre de Strouhal critique pour différents nombres d'Oldroyd.

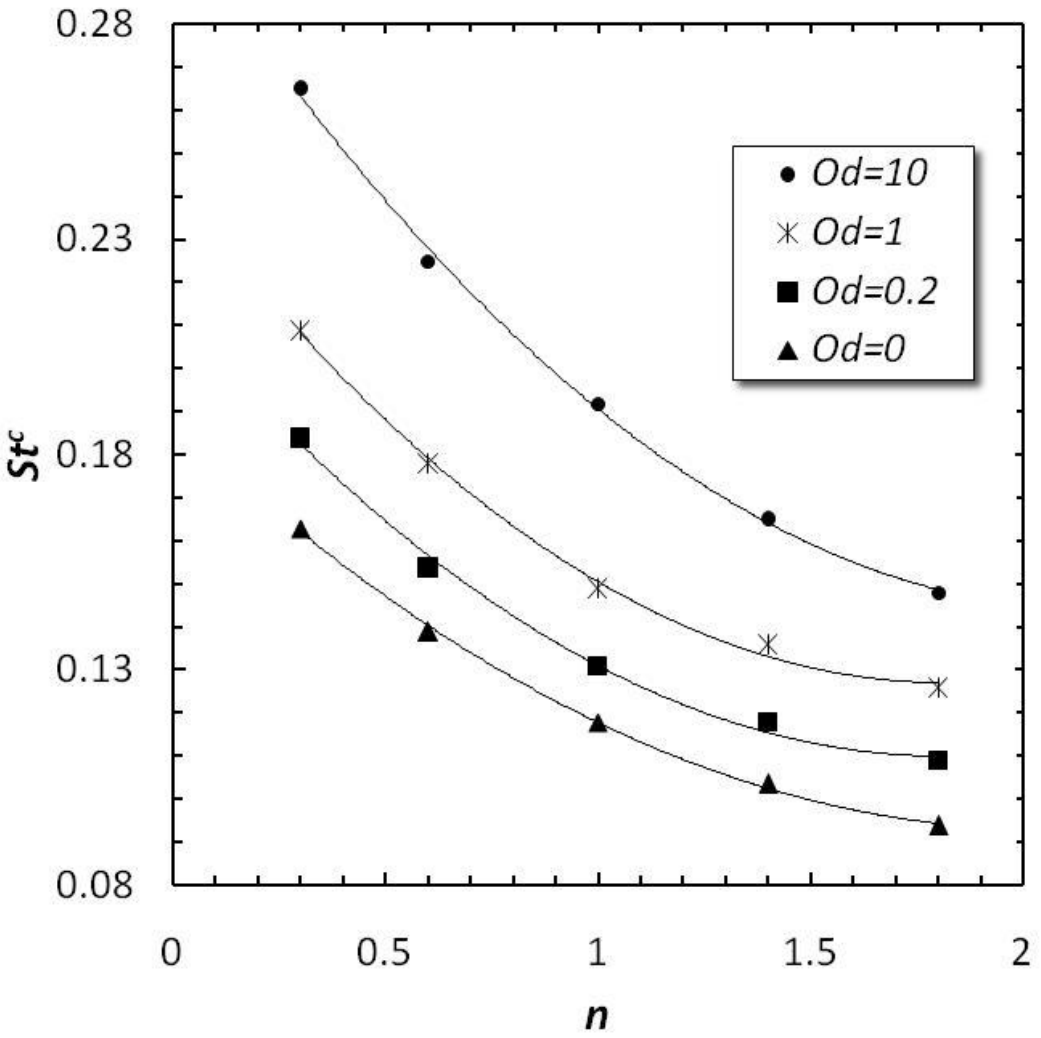


Figure I-15 : Influence de l'indice de la loi puissance sur le nombre de Strouhal critique pour plusieurs nombres d'Oldroyd.

Une même évolution est visible pour tous les nombres d'Oldroyd. Le nombre de Strouhal critique, donc la fréquence d'émission des tourbillons lorsque l'écoulement change de régime, diminue lorsque l'indice de loi puissance augmente.

I.6. CONCLUSION

Cette étude a permis de préciser l'influence des caractéristiques rhéologiques d'un fluide viscoplastique sur l'apparition du régime laminaire avec décollement des lignes de courant et du régime instationnaire derrière un cylindre circulaire. L'influence du seuil d'écoulement, de la rhéofluidification et du rhéoépaississement sur les nombres de Reynolds critiques ainsi que sur le nombre de Strouhal critique a pu être d'identifié sur un large spectre de valeur $0.3< n< 1.8$ et $0< Od< 10$. L'emplacement et la variation des zones rigides ont aussi été déterminés. Pour les fluides viscoplastiques, il a été supposé que le régime recirculant n'apparaît que lorsque 3 zones rigides statiques et 3 zones rigides mobiles sont observées. Une détermination plus précise de ce phénomène n'est pas possible en utilisant le modèle de Papanastasiou.

Globalement il a été montré dans cette étude :

- Lorsque les effets du seuil sont augmentés, les régimes tourbillonnaires stables et instables ne sont observés qu'en augmentant les effets inertiels (Re).
- A *Re* fixé, la fréquence d'émission des lâchers de tourbillons diminue avec l'augmentation du nombre d'Oldroyd. Le nombre d'Oldroyd a donc tendance à stabiliser l'écoulement.
- Les effets de l'indice de la loi puissance sont plus complexes et dépendent fortement de la valeur de *Od*. Des évolutions très différentes peuvent être observées, en particulier pour l'évolution de Re^c en fonction de *n* selon la valeur du nombre d'Oldroyd. Par contre, il peut être mentionné que le nombre de Strouhal critique diminue avec *n* quelque soit la valeur de *Od*.

Les phénomènes d'instabilité mis en évidence ici pour les fluides viscoplastiques sont de nature similaire à ceux connus pour les fluides newtoniens et purement visqueux. Cela est dû, en particulier, à la méthode d'analyse utilisée. Or on sait que pour les fluides viscoplastiques, d'autres mécanismes mettant en évidence l'instabilité existent. Les futures études expérimentales et théoriques feront progresser nos connaissances (voir Chapitre III).

RÉFÉRENCES

[1] A. Roshko, On the development of turbulent wakes from vortex streets, Ph.D. Thesis, California Institute of Technology Pasadena, California, (1952).

[2] R. Clift, J. Grace, M.E. Weber, Bubbles, Drops and Particles, Academic Press, New York, USA. (1978).

[3] C.H.K. Williamson, Defining a universal and continuous Strouhal-Reynolds number relationship for the laminar vortex shedding of a circular cylinder, Physics of Fluids, vol. 31, Issue 10 (1988) 2742-2744.

[4] G. E. M. Karniadakis, G. S. Triantafyllou, Frequency selection and asymptotic states in laminar wakes, J. Fluid Mech. 199 (1989) 441-469.

[5] C. Liu, X. Zheng, C.H. Sung, Preconditioned multigrid methods for unsteady incompressible flows, Journal of Computational Physics 139 (1998) 35–57.

[6] M. Provansal, L. Schouveiler, T. Leweke, From the double vortex street behind a cylinder to the wake of a sphere, European Journal of Mechanics B/Fluids 23 (2004) 65-80.

[7] S. Mittal, Excitation of shear layer instability in flow past a cylinder at low Reynolds number, International Journal of Numerical Methods in Fluids 49 (2005) 1147–1167.

[8] B. Kumar, S. Mittal, Effect of blockage on critical parameters for flow past a circular cylinder, International Journal of Numerical Methods in Fluids 50 (2006) 987–1001.

[9] B. Kumar, S. Mittal, Prediction of the critical Reynolds number for flow past a circular cylinder. Comput. Methods Appl. Mech. Engrg. 195 (2006) 6046–6058.

[10] M. Morzynski, K. Afanasiev, F. Thiele, Solution of the eigenvalue problems resulting from global non-parallel flow stability analysis, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 169 (1999) 167–176.

[11] C.H.K. Williamson, Oblique and parallel modes of vortex shedding in the wake of a circular cylinder at low Reynolds numbers, Journal of Fluid Mechanics 206 (1989) 579–627.

[12] M. Coutanceau, J.R. Defaye, Circular cylinder wake configurations: a flow visualization survey, Applied Mechanics Reviews 44 (1991) 255–305.

[13] C. Norberg, An experimental investigation of the flow around a circular cylinder: influence of aspect ratio, Journal of Fluid Mechanics 258 (1994) 287–316.

[14] C. Norberg, Flow around a circular cylinder: aspect of fluctuating lift, Journal of Fluids and Structures 15 (2001) 459–469.

[15] P.Y. Huang, J. Feng, Wall effects on the flow of viscoelastic fluids around a circular cylinder, J. Non-Newton. Fluid Mech. 60 (1995) 179–198.

[16] M.S. Guerrouache, Étude numérique de l'instabilité de Bénard-Kármán derrière un cylindre fixe ou en mouvement périodique. Dynamique de l'écoulement et advection chaotique. Ph.D. Thesis, University of Nantes (2000).

[17] L. Zovatto, G. Pedrizzetti, Flow about a circular cylinder between parallel walls, Journal of Fluid Mechanics 440 (2001) 1–25.

[18] M. Sahin, R.G. Owens, On the effects of viscoelasticity on two-dimensional vortex dynamics in the cylinder wake, J. Non-Newton. Fluid Mech. 123 (2004) 121–139.

[19] P. Sivakumar, R.P. Bharti, R.P. Chhabra, Effect of power-law index on critical parameters for power-law flow across an unconfined circular cylinder. Chemical Engineering Science 61(2006) 6035–6046.

[20] R.P. Bharti, R.P. Chhabra, V. Eswaran, Steady flow of power-law fluids across a circular cylinder. Canadian Journal of Chemical Engineering 84 (2006) 406-421.

[21] A.A. Soares, J.M. Ferreira, R.P. Chhabra, Flow and forced convection heat transfer in cross flow of non-Newtonian fluids over a circular cylinder, Industrial and Engineering Chemistry Research 44 (2005) 5815–5827.

[22] A.A. Soares, J.M. Ferreira, R.P. Chhabra, Steady two-dimensional non-Newtonian flow past an array of long circular cylinders up to Reynolds number 500: a numerical study, Canadian Journal of Chemical Engineering 83 (2005) 437–449.

[23] S.J.D. D'Alessio, J.P. Pascal, Steady flow of power-law fluids past a cylinder, Acta Mechanica 117 (1996) 87–100.

[24] A. Putz, I.A. Frigaard, Creeping flow around particles in a Bingham fluid. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics 165 (2010) 263-280.

[25] D. L. Tokpavi, A. Magnin, P. Jay, Very slow flow of Bingham viscoplastic fluid around a circular cylinder. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics 154 (2008) 65-76.

[26] C.H.K. Williamson, Vortex dynamics in the cylinder wake, Annual Review of Fluid Mechanics 28 (1996) 477–539.

[27] M.M. Zdravkovich, Flow around circular cylinders, Volume 1: Fundamentals. Oxford University Press, New York, USA (1997).

[28] M.M. Zdravkovich, Flow Around Circular Cylinders, Volume 2 : Applications. Oxford University Press, New York, USA (2003).

[29] G.R. Burgos, A.N. Alexandrou, V. Entov, On the determination of yield surfaces in Herschel–Bulkley fluids, J.Rheol. 43 (1999) 463–483

[30] T.C. Papanastasiou, Flow of materials with yield, J. Rheol. 31 (1987) 385–404.

[31] J. Blackery, E. Mitsoulis, Creeping motion of a sphere in tubes filled with a Bingham plastic material, J. Non-Newtonian Fluid Mech. 70 (1997) 59–77.

[32] E. Mitsoulis, On creeping drag flow of a viscoplastic fluid past a circular cylinder: wall effects, Chem. Eng. Sci. 59 (2004) 789–800.

[33] H. Zhu, N.S. Martys, C. Ferraris, D. De Kee, A numerical study of the flow of Bingham-like fluids in two-dimensional vane and cylinder rheometers using a smoothed particle hydrodynamics (SPH) based method, J. Non-Newtonian Fluid Mech., 165 (2010) 362–375.

[34] R.L. Thompson, E.J. Soares, R.D.A. Bacchi, Further remaks on numerical investigation on gas displacement of a shear-thinning liquid and a visco-plastic material in capillary tubes, J. Non-Newtonian Fluid Mech., 165 (2010) 448–452.

[35] M. Braza, P. Chassaing, H. Ha Minh, Numerical study and physical analysis of the pressure and velocity fields in the near wake of a circular cylinder, Journal of Fluid Mechanics 165 (1986) 79–130.

[36] K. Adachi, N. Yoshioka, On creeping flow of a viscoplastic fluid past a circular cylinder, Chem. Eng. Sci., 28 (1973) 215–226.

[37] P. Jay, A.Magnin and J.M. Piau, Viscoplastic fluid flow through a sudden axisymmetric expansion, AIChE, 47(11) (2001), 2155-2161.

CHAPITRE II

Ecoulements rampants et recirculants d'un fluide viscoplastique autour d'un cylindre

Sommaire

Résumé 61

II.1. Introduction 63

II.2. Enoncé du problème 65

II.3. Méthode numérique 69

II.4. Résultats et discussion 70

II.4.1. Morphologie de l'écoulement 70

II.4.1.1. Influence du nombre de Reynolds 71

II.4.1.2. Influence du nombre d'Oldroyd 76

II.4.1.3. Influence de l'indice de la loi puissance (n) 81

II.4.2. Influence des paramètres d'entrée sur la répartition des contraintes et des pressions sur le cylindre 84

II.4.2.1. Influence du Reynolds sur la répartition des contraintes et des pressions 85

II.4.2.2. Influence du nombre d'Oldroyd sur la répartition des contraintes et des pressions 87

II.4.2.3. Influence de n sur la répartition des contraintes et des pressions 89

II.4.3. Coefficient de traînée 90

II.5. Conclusion 94

Références 95

RESUME

Les écoulements rampants et recirculants d'un fluide viscoplastique autour d'un cylindre ont été étudiés numériquement. La loi de comportement d'Herschell-Bulkley a été considérée. Les morphologies des écoulements, les champs de contraintes et pression autour du cylindre ainsi que le coefficient de traînée, ont été déterminés sur un large domaine des nombres de Reynolds et d'Oldroyd. L'influence de l'indice de la loi puissance a été également étudiée aussi bien dans le cas rhéofluidifiant que rhéoépaississant. Il a pu être déterminé que plus le nombre d'Oldroyd est élevé plus la zone de recirculation est petite voire inexistante pour un nombre de Reynolds fixé. Par contre, l'influence de l'indice de rhéofluidification est plus complexe et dépend aussi du nombre d'Oldroyd. Le positionnement ainsi que la taille des zones rigides en fonction de l'indice de la loi puissance et du nombre d'Oldroyd sont représentés sur différents schémas.

Mots-clés : Cylindre circulaire, Ecoulement inertiel, Fluide viscoplastique, Seuil d'écoulement, Rhéofluidifiant, Rhéoépaississant.

II.1. INTRODUCTION

De nombreux systèmes industriels comme les mélangeurs, les échangeurs ou encore les systèmes de filtration font intervenir des écoulements autour de cylindres ou d'empilement de cylindres. Dans certains cas, il est possible d'observer derrière ces cylindres, l'apparition et le développement d'un sillage qui peut être permanent ou instationnaire. Dans cette étude, nous nous intéresserons aux cas de fluides viscoplastiques et des écoulements stationnaires. De tels fluides sont par définition des matériaux qui ne s'écoulent que lorsque les contraintes qui leur sont appliquées sont suffisantes pour vaincre les forces d'interactions qui le maintiennent à l'équilibre. Dès lors que la contrainte devient plus grande que le seuil « τ_0 », ils peuvent s'écouler comme un fluide visqueux. Les fluides viscoplastiques sont très largement représentés dans le monde industriel et dans notre quotidien. On peut citer les fluides alimentaires, les fluides pétroliers ou bien encore les ciments, les fluides géophysiques, les cosmétiques, etc. Généralement, l'écoulement est régi non seulement par l'inertie et les effets de viscosité, mais aussi par la contrainte seuil et par l'indice de rhéofluidification.

De nombreuses études, aussi bien numériques [1-10], qu'expérimentales [11-14] ont été réalisées dans le cas des écoulements autour de cylindres pour le cas des fluides à comportement newtonien dans des domaines infinis ou confinés [14-18]. Le cas des fluides en loi puissance a été également étudié dans de nombreuses études exclusivement numériques [19-23].

Pour le cas des fluides viscoplastiques avec inertie, Mossaz et al. [24] ont montré l'influence des nombres de Reynolds et d'Oldroyd et l'indice de la loi puissance sur les critères d'apparition des différents régimes tels que le régime rampant, le régime recirculant et le régime instationnaire avec lâchers de tourbillons. On peut consulter les références [25-27] pour obtenir plus de détails sur la définition des différents régimes pour les fluides newtoniens. Pour le cas des nombres de Reynolds négligeables, un examen complet peut être trouvé dans l'étude de Tokpavi et al. [28] ainsi que dans l'article de Putz et al. [29].

Si les critères d'apparition des différents régimes ont été récemment déterminés [24], les caractéristiques de chaque régime doivent être étudiées. La présente étude s'intéresse aux régimes stationnaires rampants et recirculants

Afin de montrer l'influence des paramètres d'entrées sur la morphologie de l'écoulement, la répartition des pressions et contraintes sur le cylindre, l'évolution du coefficient de traînée et des longueurs caractéristiques, cette étude sera découpée en trois parties :

- Une première partie montrant l'influence successive du nombre de Reynolds, du nombre d'Oldroyd et de l'indice de la loi puissance sur la localisation des surfaces seuillées et sur des longueurs qui caractérisent l'écoulement.
- Une seconde partie où l'accent sera mis sur l'évolution des contraintes et des pressions sur le cylindre toujours en examinant successivement l'influence des trois paramètres d'entrée.
- Enfin une troisième partie montrant l'influence successive de ces trois paramètres sur le coefficient de traînée.

II.2. ENONCE DU PROBLEME

Le problème considéré est l'écoulement 2-D d'un fluide incompressible viscoplastique autour d'un cylindre. La vitesse du fluide à l'infini est dénommée V∞ et on suppose qu'il y a adhérence du fluide à la paroi du cylindre. Les dimensions sont représentées sur la Figure II-1.

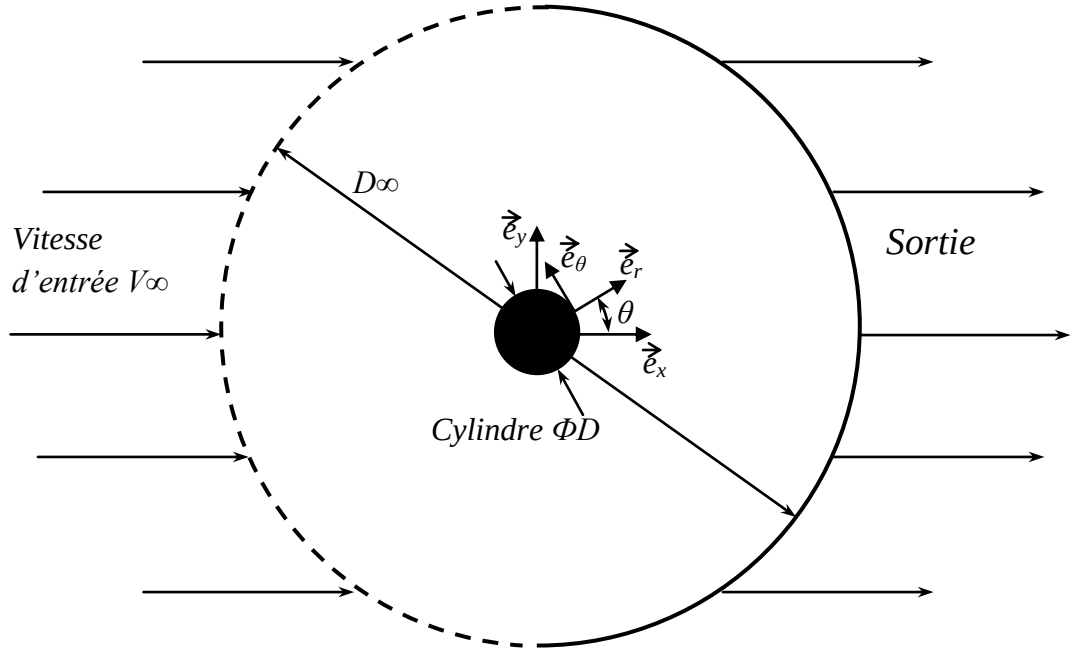


Figure II-1 : Schéma de l'écoulement non confiné.

Les équations de conservation de la masse et de quantité de mouvement pour ce fluide peuvent s'écrire :

Conservation de la masse : $$\nabla \cdot \underline{u} = 0 \qquad \textit{(II-1)}$$

Conservation de la quantité de mouvement : $$\rho\left(\frac{\partial \underline{\underline{u}}}{\partial t} + \underline{u} \cdot \nabla \underline{u} - g\right) - \nabla \cdot \underline{\underline{\sigma}} = 0 \qquad \textit{(II-2)}$$

avec : $$\underline{\underline{\sigma}} = -p\underline{\underline{I}} + \underline{\underline{\tau}} \qquad \textit{(II-3)}$$

où ρ est la masse volumique, u le vecteur vitesse de composantes (U_x et U_y), g les forces de volume, $\underline{\underline{\sigma}}$ le tenseur des contraintes et $\underline{\underline{\tau}}$ sa partie déviatoire.

Les fluides viscoplastiques modélisés par la loi de Herschel-Bulkley sont considérés donc:

$$\begin{cases} \underline{\underline{\tau}} = \left(K\dot{\gamma}^{(n-1)} + \dfrac{\tau_0}{\dot{\gamma}} \right) \underline{\underline{\dot{\gamma}}} & si \quad \tau > \tau_0 \\ \underline{\underline{\dot{\gamma}}} = 0 & si \quad \tau \le \tau_0 \end{cases} \qquad (II\text{-}4)$$

avec $$\dot{\gamma}_{ij} = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \qquad (II\text{-}5)$$

où n est l'indice de la loi puissance, K la consistance, τ_0 la contrainte seuil, $\underline{\underline{\dot{\gamma}}}$ le tenseur des taux de déformations, $\dot{\gamma} = \sqrt{\frac{1}{2} tr(\underline{\underline{\dot{\gamma}}}^2)}$ le taux de cisaillement et $\tau = \sqrt{\frac{1}{2} tr(\underline{\underline{\tau}}^2)}$ le deuxième invariant du tenseur des contraintes.

Les conditions aux limites pour notre problème peuvent s'écrire :

- à l'entrée et sur les bords du domaine : $U_x = V\infty$ et $U_y = 0$
- sur le cylindre (adhérence) : $U_x = 0$ et $U_y = 0$
- la condition de sortie utilisée est la condition de diffusion de flux nul (c'est-à-dire, $\partial\varphi/\partial x=0$ où φ est une variable scalaire comme U_x et U_y)

L'écoulement peut être caractérisé par trois nombres sans dimension de base :

- *L'indice de la loi puissance : n*
- *Le nombre d'Oldroyd* : il représente le rapport des effets plastiques sur les effets visqueux. Il est défini, pour un fluide ayant une loi de comportement d'Herschel-Bulkley, par :

$$Od = \frac{\tau_0}{K\left(V_\infty / D\right)^n} \qquad (II\text{-}6)$$

- *Le nombre de Reynolds* : il représente le rapport des effets inertiels sur les effets visqueux. Pour un fluide ayant une loi de comportement d'Herschel-Bulkley, il est défini par :

$$Re = \frac{\rho V_\infty^{\,2-n} D^n}{K} \qquad (II\text{-}7)$$

D'autres paramètres sans dimension utiles ont été définis :

- *Le nombre de Reynolds plastique* : il représente le rapport des effets inertiels sur les effets de contrainte de cisaillement totale. Ce nombre a été défini comme suit :

$$Rep=Re/(1+Od) \qquad (II\text{-}8)$$

- *Des nombres critiques* : Ces nombres critiques correspondent à des changements de morphologie dans l'écoulement. Les premiers (Re_c, Od_c, Rep_c) représentent la limite entre un écoulement rampant sans zone de recirculation et un écoulement avec zone de recirculation. De la même manière Re^c, Od^c et Rep^c définissent la limite entre un écoulement recirculant symétrique et un écoulement dissymétrique avec lâchers de tourbillons. Ils représentent ainsi le début de l'instabilité inertielle avec lâchers de tourbillons. Les valeurs de ces limites pour un fluide de Bingham (n=1) ont été calculées par Mossaz et al. [24]. Les lois suivantes ont été trouvées :

$$Re_c = 48.3\ Od_c + 7 \qquad (II\text{-}9)$$

$$Re^c = 45.8\ Od^c + 47 \text{ ou } Rep^c \approx 47 \qquad (II\text{-}10)$$

- *Le coefficient de traînée Cd* est défini par :

$$C_D = \frac{2F_D}{\rho V_\infty{}^2 D} \qquad (II\text{-}11)$$

où F_D est la force de traînée par unité de longueur calculée sur le cylindre.

- *Longueur caractéristique L1* : cette longueur adimensionnelle est définie par $L1= (Lw-0.5D)/D$ avec Lw la longueur de la taille de la recirculation calculée à partir du champ de vitesse suivant x sur l'axe horizontal dans le régime recirculant (Fig. II-2).

- *Longueur caractéristique L2* : cette longueur adimensionnelle est définie par $L2= (Lr-0.5D)/D$ avec Lr la longueur de la zone rigide statique en aval du cylindre (Fig. 2). Lr

étant calculée à l'aide de l'évolution de τ, le second invariant du tenseur des contraintes, sur l'axe horizontal.

- *Angle de décollement θc :* c'est l'angle où les lignes de courant se détachent du cylindre (Figs. II-2c et II-2d). θc est calculé à l'aide de l'évolution de τ sur le cylindre. Il correspond, pour un fluide à seuil, au début de la zone rigide statique sur le cylindre à l'aval.

II.3. METHODE NUMERIQUE

Afin de s'affranchir de la discontinuité dans la loi constitutive d'Herschel-Bulkley, celle-ci été régularisée en utilisant le modèle de Papanastasiou [30]. Modèle utilisé dans de nombreuses études [30-34]

$$\underline{\underline{\tau}} = \left(K\dot{\gamma}^{(n-1)} + \frac{\tau_0\left(1-\exp(-m\dot{\gamma})\right)}{\dot{\gamma}} \right)\underline{\underline{\dot{\gamma}}} \qquad \textit{(II-12)}$$

m représente le paramètre de régularisation.

Le logiciel Ansys-Fluent (version 6.2.16) a été utilisé pour cette étude. Un maillage raffiné autour du cylindre avec des éléments quadrilatères a été défini afin de prendre en compte le problème de la couche limite. La discrétisation des termes convectifs de l'équation de la dynamique (équation II-2) se fera avec un schéma au deuxième ordre, car le champ des vitesses est complexe et le débit traverse les mailles obliquement ce qui n'est pas acceptable pour l'utilisation du schéma au premier ordre. Les termes de conduction sont eux toujours calculés au deuxième ordre. La méthode « semi-implicit-consistent » (Simplec) sera utilisée pour le couplage entre la pression et la vitesse.

Dans cette étude, la limite entre les zones en écoulement et les zones rigides est obtenue en utilisant la condition $\tau = \tau_0(1 \pm \varepsilon)$ [35] où ε est un petit nombre fonction de la configuration et du paramètre de régularisation *m*. Toutes les zones où l'inégalité $\tau > \tau_0(1 \pm \varepsilon)$ est vérifiée sont considérées comme en écoulement sinon elles sont considérées comme rigide. Le critère ε=0 a été utilisé dans cette étude.

Dans cette étude, afin de pouvoir définir précisément les zones rigides [24], une convergence de 10^{-13} a été utilisée pour le résidu des variables des vitesses x et y, ainsi que pour le résidu de l'équation de conservation de la masse.

II.4. RESULTATS ET DISCUSSION

Il est bien connu que les résultats des études numériques dépendent des paramètres comme le maillage, la précision, la taille du domaine ou du coefficient de régularisation lorsque le modèle de Papanastasiou est utilisé. Une étude approfondie sur l'influence de ces paramètres dans le cas du cylindre avec une comparaison bibliographique a été publiée par Mossaz et al. [24]. Elle a permis d'établir les paramètres numériques optimaux : un maillage comprenant jusqu'à 96,000 éléments quadrilatères, un rapport de 200 entre le diamètre du cylindre et le diamètre extérieur et un paramètre de régularisation m=10^6.

II.4.1. *Morphologie de l'écoulement*

La morphologie d'un écoulement en régime rampant ou recirculant pour un fluide newtonien est bien connue. Pour un fluide viscoplastique, c'est moins le cas. Celle-ci est plus complexe, car des zones rigides mobiles et des zones rigides statiques apparaissent dans l'écoulement.

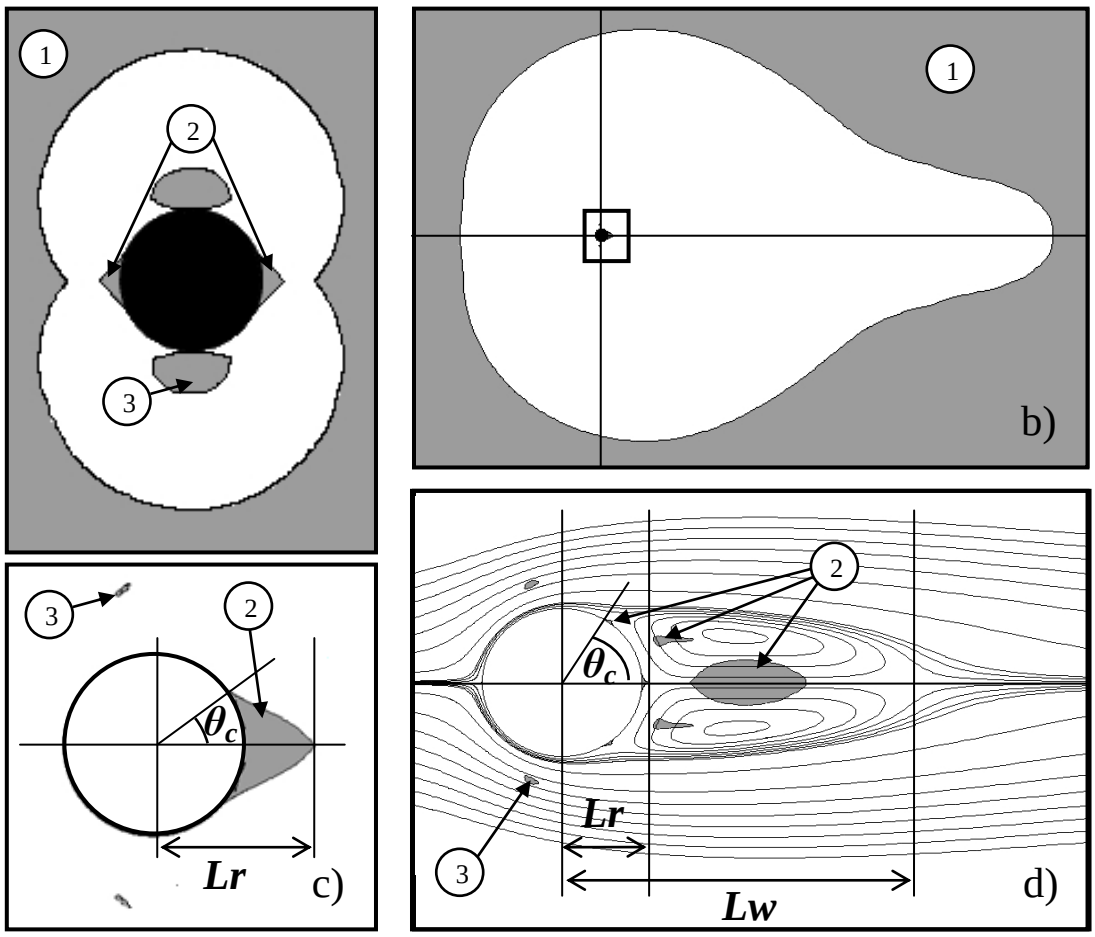


Figure II-2 : Zones rigides (en gris) pour un fluide de Bingham: (2a) Re<<1 Od=10^3; (2b;2c) Re=20 Od=0.2 n=1; (2d) Re=40, Od=0.2, n=1.

Des études antérieures [28, 34, 36] menées sur l'écoulement de fluides viscoplastiques autour d'un cylindre dans le régime rampant ont montré l'existence de trois zones rigides (Figure II-2a):

- Une zone rigide enveloppe renfermant la zone cisaillée (zone 1),
- Deux zones rigides statiques « collées » au cylindre se trouvant aux points de stagnation (zone 2),
- Deux zones rigides en mouvement situées dans le fluide (zone 3).

Lorsque l'inertie augmente, l'écoulement devient asymétrique entre l'amont et l'aval du cylindre (Figure II-2b). Les zones rigides du régime rampant évoluent. L'une des zones rigides statiques (zone 2) situées en amont du cylindre diminue considérablement (Figure II-2c) et, inversement, la zone en aval augmente considérablement avec *Re*. Ensuite lorsque *Re* augmente encore, on entre dans le régime avec recirculation. Les zones rigides du régime rampant subsistent avec des extensions variables, mais la zone 2 à l'aval se répartit en trois zones rigides statiques « collées » au cylindre et en 3 zones rigides en mouvement dans le tourbillon (Fig. II-2d).

II.4.1.1. Influence du nombre de Reynolds

II.4.1.1.a. Influence du nombre de Reynolds sur la localisation des zones rigides

La Figure II-3 montre l'évolution des différentes zones rigides et lignes de courant lorsque le nombre de Reynolds augmente en passant du régime rampant à recirculant. Les surfaces seuils sont représentées pour un écoulement à Od=1 et n=1. Il est important de noter que la figure II-3 montre les évolutions typiques qui sont observées de façon similaire pour les autres Od. L'évolution des différentes zones est toujours similaire quelque soit le nombre d'Oldroyd. Seuls les nombres de Re changent.

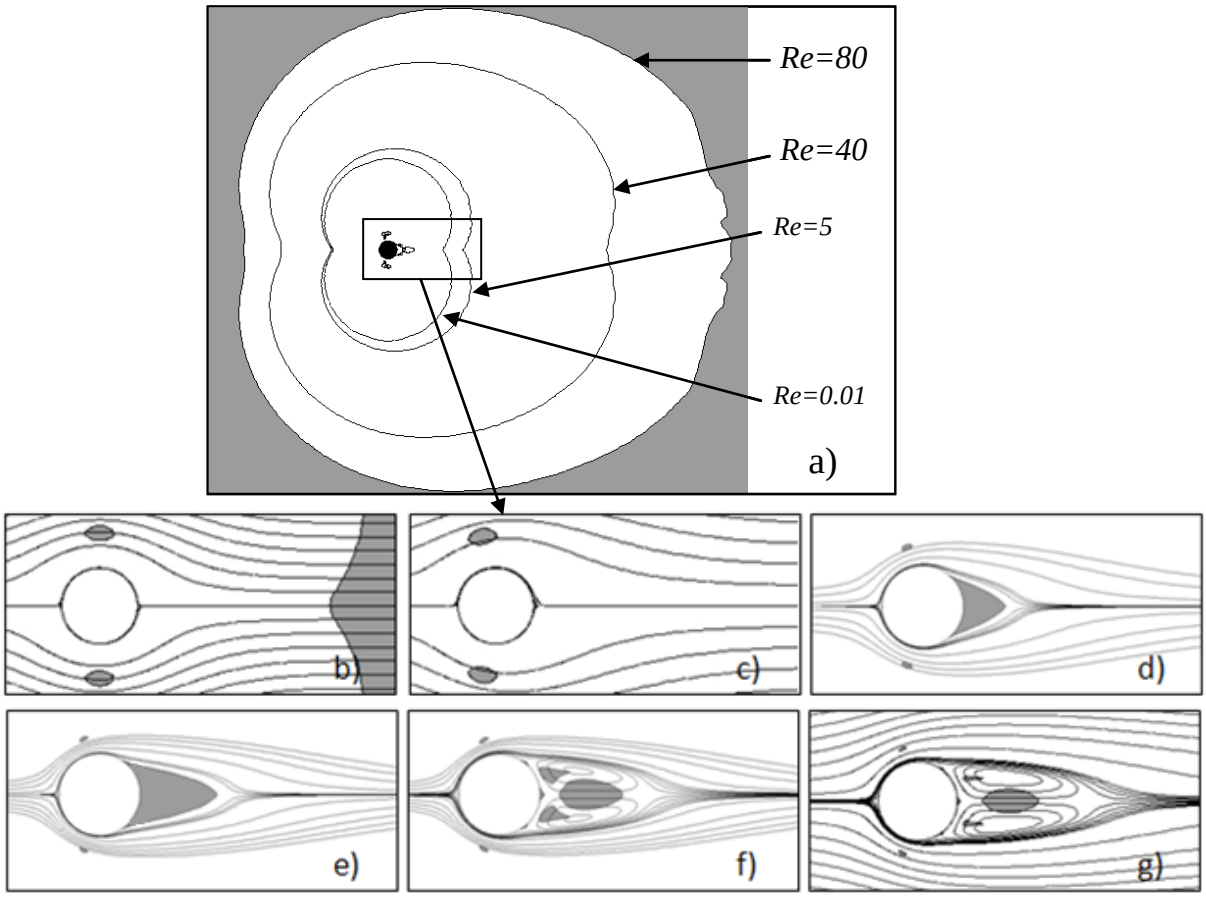


Figure II-3 : a) Evolution de la zone rigide 1 (en gris et ligne frontière) en fonction du nombre de Reynolds pour Od=1 n=1 et b) Re=0.01 c) Re=5 d) Re=40 e) Re=68 f) Re=7 g) Re=80

A *Re*<2 ou plus généralement à *Rep*< 1, la limite de la zone 1 forme un huit autour du cylindre et les zones rigides sont symétriques. Dans ce cas, l'effet de l'inertie est négligeable devant l'effet du seuil (Figs. II-3a et II-3b). En augmentant *Re* mais en restant dans le régime non recirculant, l'inertie n'est plus négligeable et l'écoulement n'est plus symétrique entre l'aval et l'amont. Les zones 3 se déplacent alors pour se trouver en amont du cylindre (Fig. II-3c) et la limite de la zone 1 se déplace vers l'aval (Fig. II-3a). En augmentant encore l'inertie, mais en restant toujours dans le régime non recirculant, la zone 2 aval grossit et l'amont diminue (Figs. II-3d et II-3e). La limite de la zone 1 s'éloigne encore et les zones 3 diminuent (Fig. II-3a). En augmentant encore *Re* et en passant dans le régime recirculant, la zone rigide statique aval se scinde en trois zones rigides mobiles et trois zones rigides statiques. Deux tourbillons se forment alors : l'écoulement a atteint le régime recirculant, $Re>Re_c$ (Fig. II-3f). L'élévation du nombre de Reynolds fait alors diminuer les zones rigides 2 et augmenter la taille des tourbillons (Fig. II-3g). Lorsque le Reynolds augmente encore et qu'il atteint Re^c, c'est à dire pour *Rep*≈47, l'écoulement devient alors instable et des lâchers de tourbillons apparaissent.

En conclusion, plus on augmente le nombre de Reynolds plus la frontière de l'enveloppe rigide (ou limite de la zone 1) s'éloigne du cylindre augmentant la zone en écoulement autour de celui-ci. La zone 3 se réduit. L'évolution de la zone 2 est plus complexe.

II.4.1.1.b. Influence du nombre de Reynolds sur les longueurs caractéristiques

La Figure II-4 représente l'évolution des longueurs caractéristiques *L1* et *L2* en fonction du nombre de Reynolds pour différents nombres d'Oldroyd. Les résultats obtenus par Taneda [37] dans le cas des fluides newtoniens ont aussi été reportés sur cette figure. On peut constater une bonne corrélation entre nos résultats (*Od*=0) et ceux de cet auteur. L'évolution de la longueur *L1* est linéaire avec pour équation :

$$L1 = 0.0625Re+0.0375 \qquad \text{pour } Od=0,\ n=1 \qquad \text{(II-13)}$$

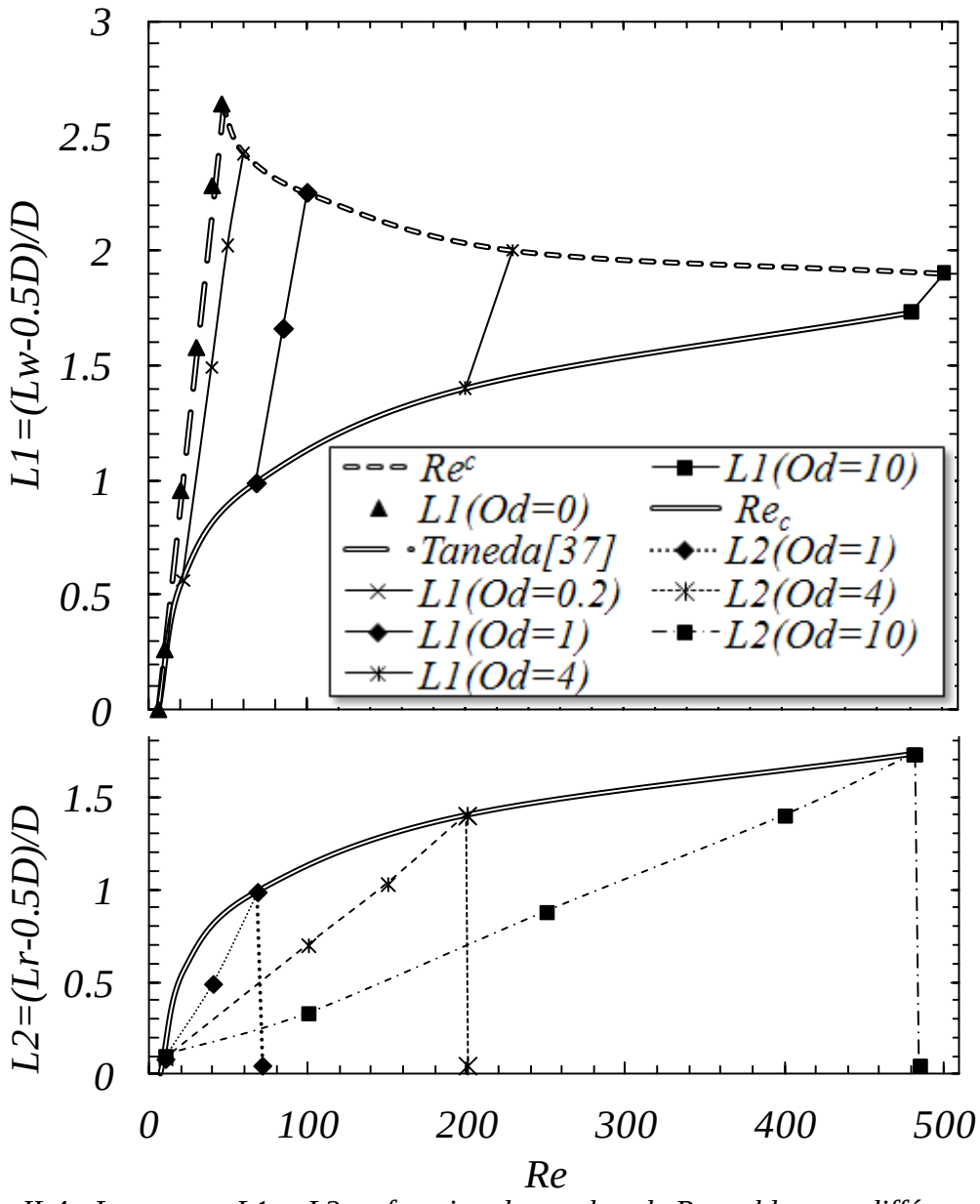


Figure II-4 : Longueurs L1 et L2 en fonction du nombre de Reynolds pour différents Od, n=1

Pour les fluides viscoplastiques, toutes les évolutions des longueurs caractéristiques avec le nombre de Reynolds se font de manière similaire, avec comme point de départ, la taille de la zone rigide à inertie négligeable qui ne dépend que de la valeur de Od [28]. Quand on augmente le nombre de Reynolds, la longueur de la zone rigide statique à l'aval du cylindre *L2* augmente de manière quasi linéaire avec celui-ci, pour atteindre une valeur maximale pour $Re=Re_c$. L'écoulement entre alors dans le régime recirculant. Un tourbillon se forme derrière le cylindre et la zone rigide 2 se scinde en plusieurs parties. La zone rigide statique « collée » au cylindre devient alors très petite.

A partir de Re_c, un tourbillon est formé derrière le cylindre. Sa longueur caractéristique correspond à *L1*. En augmentant l'inertie, la taille du tourbillon augmente et *L1* semble augmenter quasi linéairement avec le nombre de Reynolds. On peut constater que *L1* débute avec la valeur maximale de *L2*. En augmentant encore le *Re* on arrive à la limite $Re=Re^c$ où l'écoulement devient instationnaire, la longueur du tourbillon L1 est alors maximale.

On constate aussi, lorsque *Re* augmente, une diminution de l'intervalle entre Re_c et Re^c avec une disparition du régime recirculant pour des $Od = 16$, selon les équations II-9 et II-10.

II.4.1.1.c. Influence du nombre de Reynolds sur l'angle de décollement

La Figure II-5 montre l'évolution de l'angle de décollement θc en fonction du nombre de Reynolds plastique pour différents nombres d'Oldroyd ainsi qu'une comparaison avec les résultats de Coutanceau et al. [38] pour les fluides newtoniens.

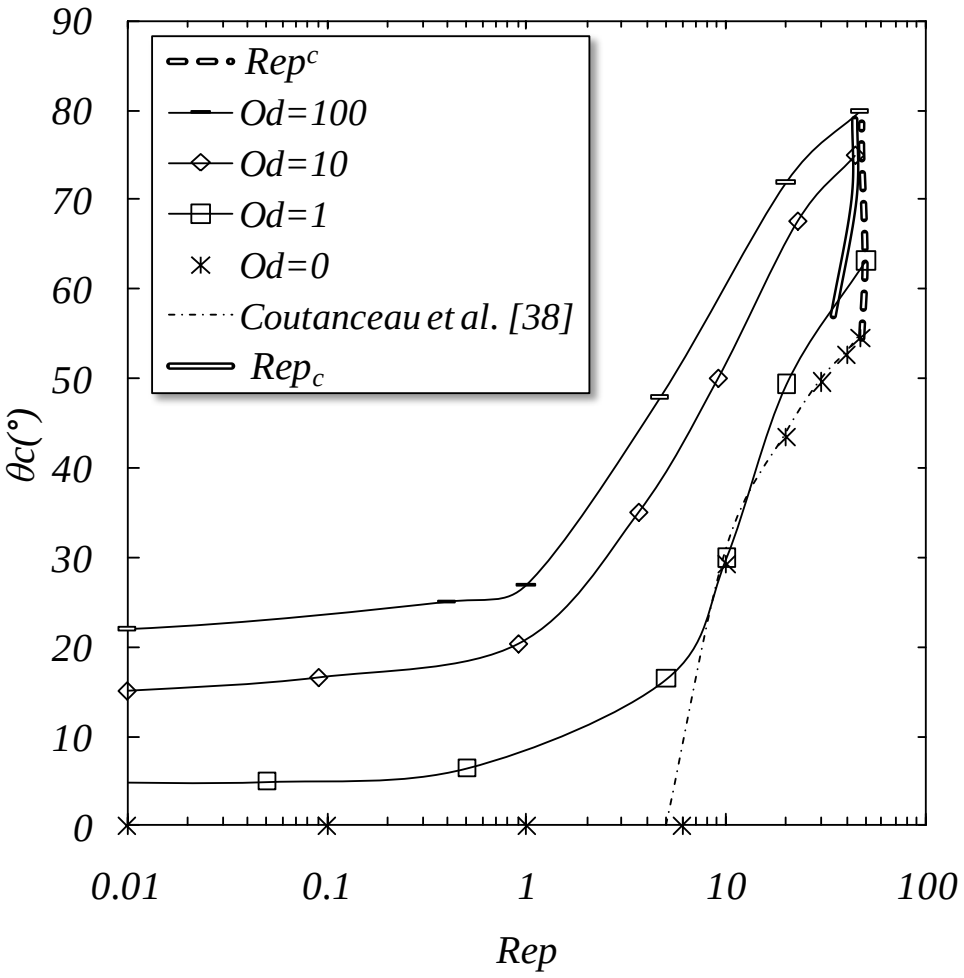


Figure II-5 : Angle de décollement θc en fonction du nombre de Reynolds plastique pour différents Od, n=1

On peut constater une bonne corrélation entre nos résultats et ceux obtenus par ces auteurs. Pour chaque évolution, le nombre d'Oldroyd est fixe, par conséquent *Rep* qui est égal à *Re/(1+Od)* correspond à *Re/constante* et *Rep* représente donc les effets d'inertie.

Pour les différents nombres d'Oldroyd, les évolutions se font de manière similaire, avec deux phases distinctes. Une première phase à Rep<1 où l'influence de celui-ci est négligeable. Pendant la première phase, l'inertie n'influence pas *θc.* L'angle de décollement n'est régi alors que par le nombre d'Oldroyd et reste à peu près constant. L'angle de décollement augmente avec *Od,* car la zone rigide statique derrière le cylindre (Figure II-2a) augmente avec l'augmentation des effets de seuil [28].

Pour *Rep*>1, l'inertie joue un plus grand rôle et l'angle de décollement évolue avec le nombre de Reynolds. Plus le nombre de Reynolds augmente, plus l'angle de décollement croit. Il est maximum pour Rep^c. La valeur de *θc* augmente avec la croissance du nombre

d'Oldroyd. Cette augmentation est corrélée avec l'augmentation de la taille de la zone rigide « collée » au cylindre à l'aval (Figs. II-3 et II-4).

On peut aussi constater, grâce aux courbes Rep_c et Rep^c et pour les $Od \geq 1$, que l'évolution de l'angle de décollement dans le régime recirculant est faible. La majeure partie de cette évolution se fait pendant le régime rampant.

En conclusion, la morphologie de l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds peut être logiquement séparée en deux phases. Une première phase où le Reynolds n'a pas d'influence ($Rep<1$) et une seconde où l'influence de celui-ci est prépondérante ($Rep>1$). Dans la seconde phase, l'augmentation du nombre de Reynolds fait augmenter les longueurs caractéristiques, l'angle θc et la zone en écoulement autour du cylindre.

II.4.1.2. Influence du nombre d'Oldroyd

II.4.1.2.a. Influence du nombre d'Oldroyd sur les zones rigides

La Figure II-6 montre l'évolution de la morphologie de l'écoulement pour un nombre de Reynolds = 40 et un nombre d'Oldroyd allant de 0 à 1000. Cette figure illustre la disparition de la recirculation et l'évolution des zones rigides lorsque le nombre d'Oldroyd augmente.

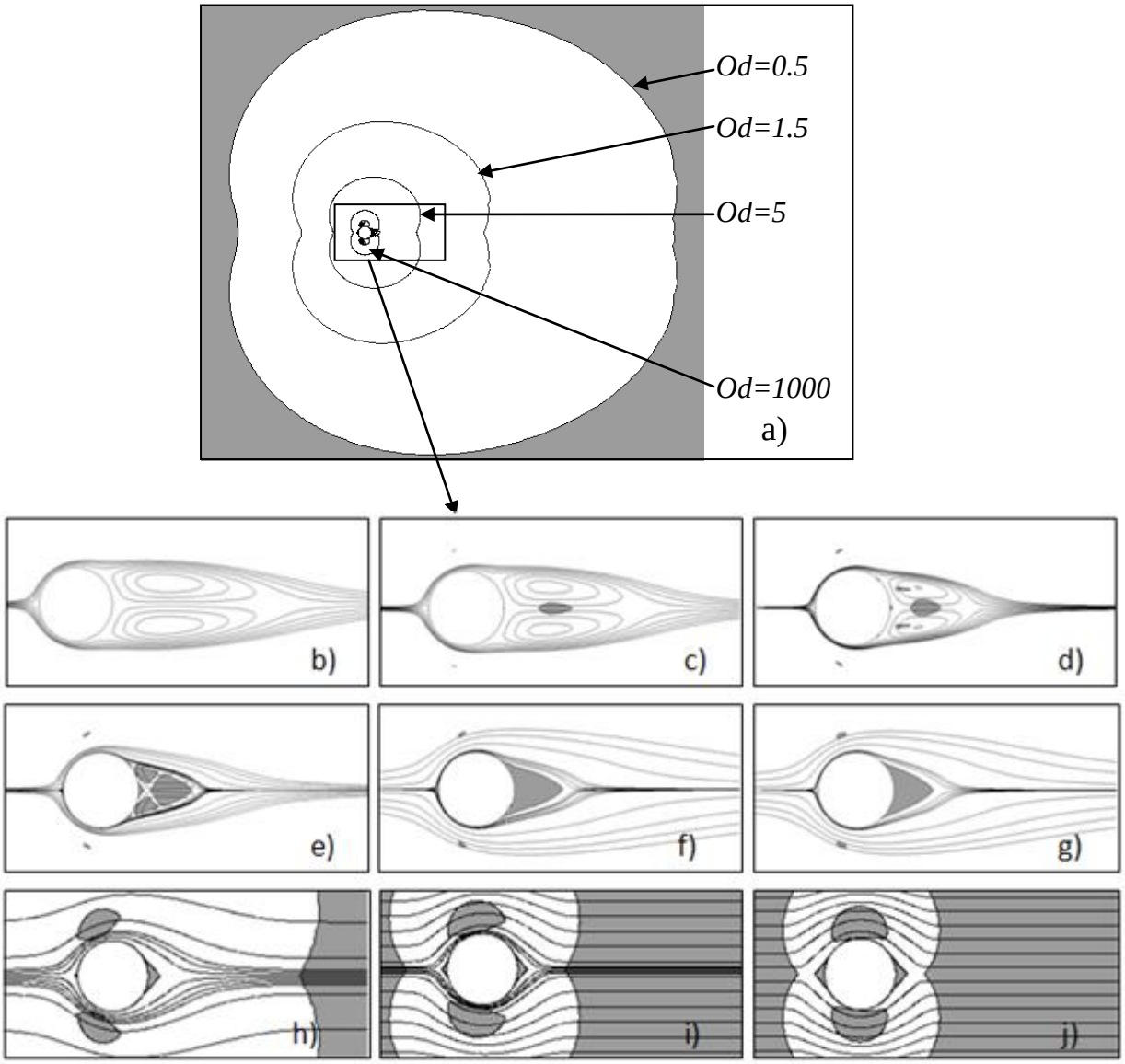


Figure II-6 : Lignes de courant et zones rigides (en gris) pour Re=40 et b)Od=0 c)Od=0.1 d)Od=0.4 e)Od=0.5 f)Od=0.7 g)Od=1 h)Od=10 i)Od=100 j)Od=1000

Pour *Od*=0 et *Re*=40 (cas newtonien, Fig. II-6b), deux recirculations derrière le cylindre sont visibles. Quand *Od* augmente, ces recirculations tendent à disparaître et sont progressivement remplacées par différentes zones rigides mobiles et rigides statiques (Figs. II-6c, II-6d). Les tourbillons semblent coincés entre les zones rigides et l'écoulement principal. Dans les cas montrés sur les Figures II-6f et II-6g, il n'y a plus de tourbillons, mais une grande zone rigide statique « collée » au cylindre.

Avec l'augmentation de *Od* (Figs. II-6a, II-6g, II-6h, II-6i), la zone 2 située en aval du cylindre diminue et celle en amont grossit. Les zones 3 s'accroissent et se déplacent vers l'aval et la limite de la zone 1 se rapproche du cylindre. La zone 2 amont est toujours présente et se développe avec l'augmentation de la plasticité et devient aussi importante que la zone aval pour des *Od*>1000. Les zones 3 grossissent et se déplacent pour au final être au droit du

cylindre (Fig. II-6j). A très forts *Od*, l'effet de l'inertie sur l'écoulement redevient négligeable devant les effets de plasticité et la morphologie redevient symétrique.

En conclusion, plus on augmente le nombre d'*Od* plus les zones 3 sont étendues et plus la limite de la zone 1 est proche du cylindre et donc la zone cisaillée est petite. L'évolution de la zone 2 est plus complexe. L'évolution de l'écoulement avec une augmentation de *Od* est similaire à celle qu'on obtient avec une diminution du nombre de Reynolds.

II.4.1.2.b. Influence du nombre d'Oldroyd sur les longueurs caractéristiques

La Figure II-7 montre l'évolution des longueurs *L1* et *L2* en fonction du nombre d'Oldroyd pour différents Reynolds. Les courbes Od_c et Od^c sont aussi montrées. Elles représentent respectivement la limite d'apparition du régime recirculant et la limite d'apparition du régime instationnaire.

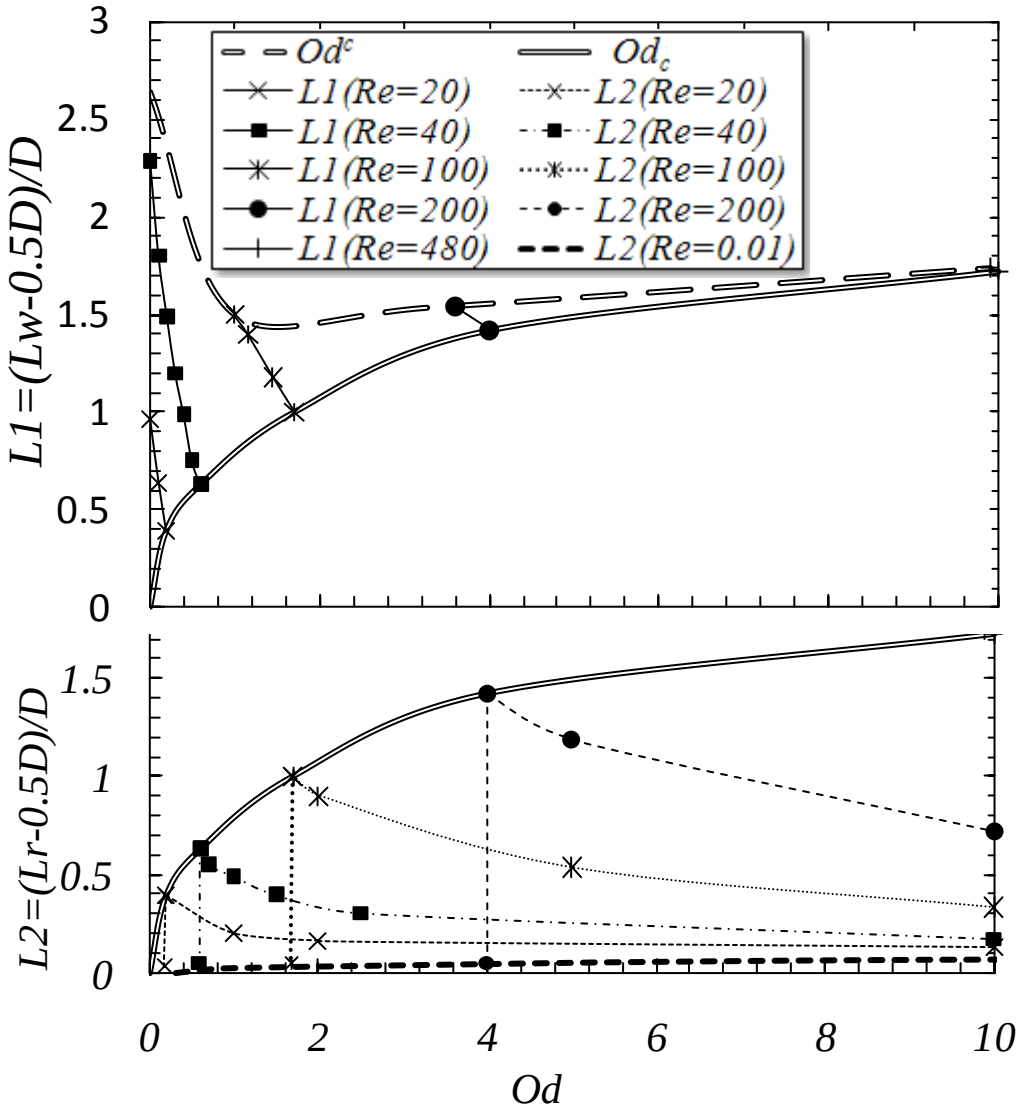


Figure II-7 : Influence de Od sur les longueurs caractéristiques, n=1

Dans le régime recirculant donc entre Od_c et Od^c et pour un nombre de Reynolds fixé, on observe une décroissance de la longueur adimensionnelle du tourbillon *L1* lorsque le nombre d'Oldroyd augmente. Cette longueur est maximale pour Od^c où les effets d'inertie sont les plus importants. L'augmentation de l'importance des effets de seuil atténue les effets inertiels générateurs du tourbillon et réduit donc son ampleur.

Les évolutions des longueurs de la zone rigide statique « collée » au cylindre *L2* sont aussi toutes similaires entre elles. Lorsque l'écoulement est dans le régime recirculant, la zone rigide statique est très petite. En augmentant le *Od,* l'écoulement entre dans le régime rampant et une seule zone rigide aval se forme. La longueur *L2* prend alors sa valeur maximale qui se trouve être la valeur minimale de *L1*.

En augmentant les effets de seuil, la longueur de la zone rigide statique à l'aval qui était favorisée par les effets d'inertie qui créaient une zone de basse contrainte en aval du cylindre se réduit. Pour les fortes valeurs de *Od* (*Od*≈100) et quelques soit la valeur du nombre de Reynolds, la longueur de la zone rigide rejoint la courbe asymptotique obtenue à Reynolds négligeable (*Re*=0.01). La longueur *L2* peut être représentée par la relation :

$$L2 \approx 0.018 + 0.0307 \ln (Od)^{0.7} \text{ pour des } Od > 1 \text{ et } Re = 0.01 \qquad (II\text{-}14)$$

Tokpavi et al. [28] ont établi une valeur asymptotique *L2*=0.7071 pour les *Od* très grands. Pour les *Od*<1 et à Re négligeable *L2*<0.018 et diminue avec le *Od* jusqu'à *L2*=0 pour *Od*=0.

II.4.1.2.c. Influence du nombre d'Oldroyd sur l'angle de décollement

L'influence du nombre d'Oldroyd sur l'angle de décollement est examinée sur la Figure II-8, où chaque courbe représente l'évolution de l'angle de décollement pour *Re* fixé. Les courbes Od_c et Od^c sont aussi montrées.

Trois « cas » sont identifiables : le premier lorsque le nombre de Reynolds est inférieur à 6 (limite Re_c pour un fluide newtonien), le deuxième pour des nombres de *Re* compris entre 6 et 47 et enfin un troisième pour de nombre de *Re*>47 (limite Re^c pour un fluide newtonien).

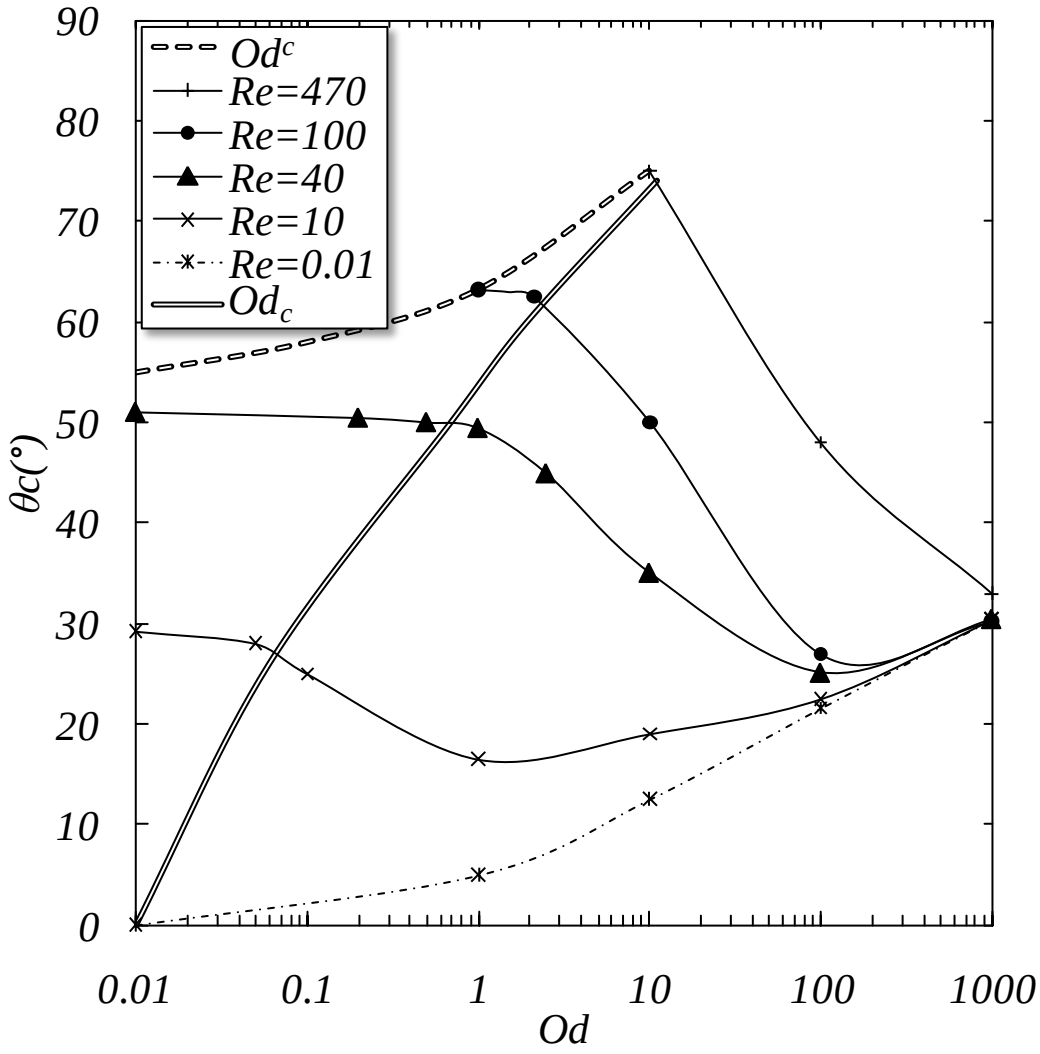


Figure II-8 : Angle θc en fonction du nombre d'Oldroyd pour différents nombres de Reynolds, n=1

Pour le premier cas, les valeurs de θc correspondent au régime rampant. Lorsque Od tend vers 0 et $Re<6$, l'écoulement est rampant et la zone rigide aval « collée » au cylindre est négligeable par conséquent $\theta c \approx 0$. Dans ce cas (Re<6), l'évolution de θc est seulement fonction du nombre d'Oldroyd. La zone rigide statique à l'aval de cylindre croît avec Od donc θc croît. Pour Od très grand où seuls les effets de seuil existent, θc semble tendre vers une valeur asymptotique ce qui va dans le sens des résultats de Topkavi et al. [28].

Dans le deuxième cas, pour des Reynolds compris entre 6 et 47, l'écoulement à *Od* nul se trouve dans le régime recirculant (voir courbes *Re*=10 et 40). Lorsque *Od* augmente, les évolutions démarrent donc sur l'axe des ordonnées et on observe un quasi-plateau où θc varie peu avec l'augmentation de *Od*. Dans le régime recirculant, l'angle de décollement θc *est*

principalement gouverné par les effets d'inertie. Lorsque l'écoulement entre dans le régime rampant, θc diminue alors avec l'augmentation du nombre d'Oldroyd pour au final rejoindre la courbe où les effets d'inertie sont négligeables lorsque *Od* est suffisamment élevé.

Par contre, pour le troisième cas où $Re>47$ (voir courbes $Re=100$ et 470), les évolutions partent d'une courbe représentant $\theta c=f(Od^c)$. Ceci s'explique par le fait que pour les $Od=0$ et $Re>47$, l'écoulement se trouve dans le régime instationnaire. En augmentant le *Od*, on observe comme pour le deuxième cas un plateau jusqu'à ce que l'écoulement entre dans le régime rampant. Les valeurs de θc viennent ensuite progressivement rejoindre la courbe à inertie négligeable. L'écoulement est alors régi uniquement par le nombre d'Oldroyd.

On constate que quelques soient la valeur de *Re* et si les effets de *Od* sont suffisamment élevés, que les valeurs de θc tendent vers une courbe asymptotique seulement fonction de *Od*. Cette courbe peut être approximée par :

$$\theta c \approx 5Od \qquad \text{pour } Re=0.01 \text{ et } Od<1 \qquad \text{(II-15)}$$

$$\theta c \approx 5+8.3\log Od \qquad \text{pour } Re=0.01 \text{ et } 1<Od<1000 \qquad \text{(II-16)}$$

Avec une valeur asymptotique $\theta c=45°$ pour *Od* tendant vers l'infini [28].

II.4.1.3. Influence de l'indice de la loi puissance (n)

Le positionnement et la taille des zones rigides dépendent fortement de l'indice de la loi puissance. L'évolution des surfaces seuils en fonction du paramètre *n* pour un écoulement à $Re=20$ et $Od=0.2$ est représentée sur la Figure II-9. Pour ces valeurs de *Re* et *Od*, l'écoulement est dans le régime rampant quelque soit la valeur de l'indice *n* [24].

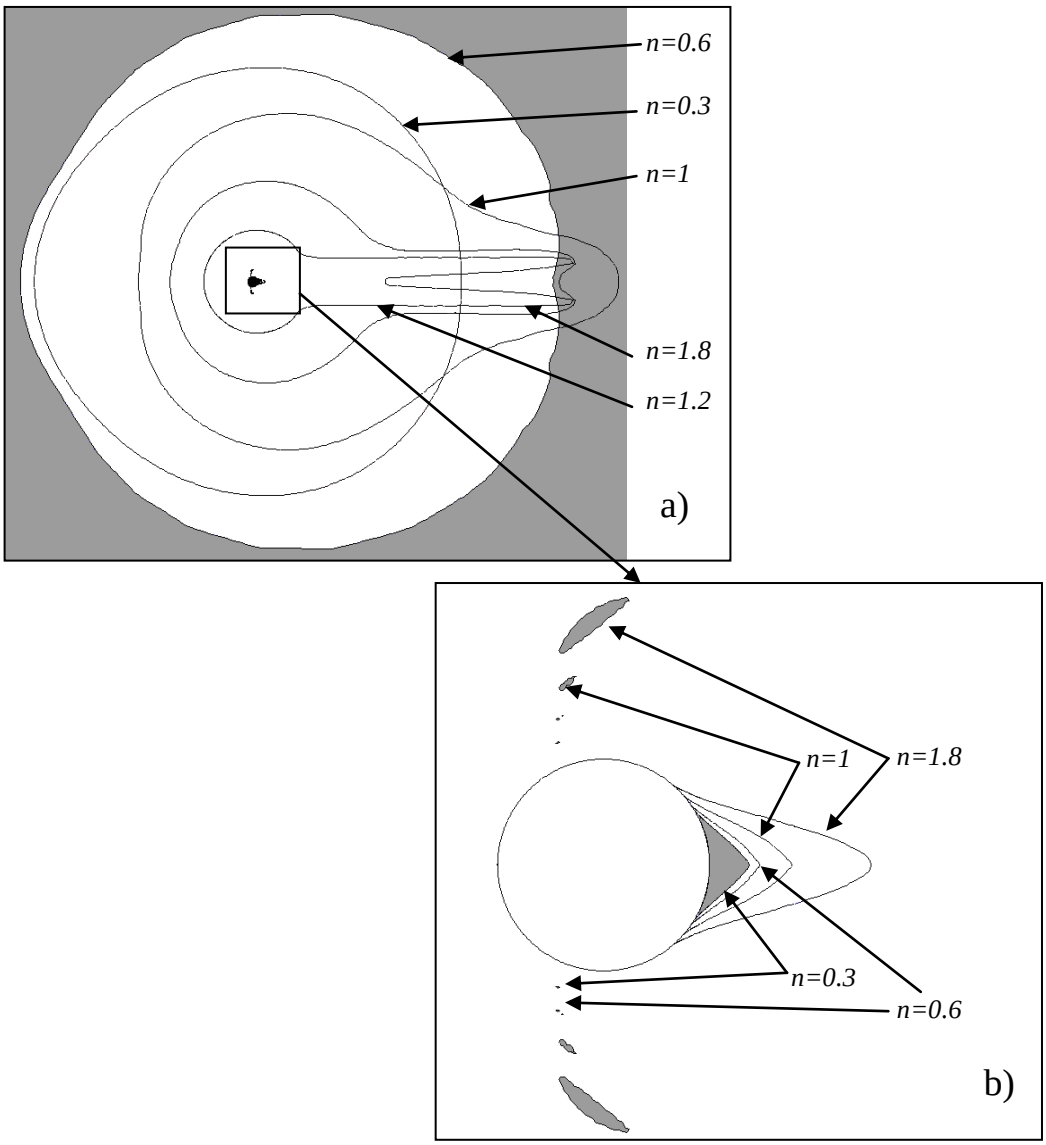


Figure II-9 : Evolution des zones rigides (en gris) et leurs frontières pour Re=20 Od=0.2 et n=0.3, 0.6, 1, 1.2, 1.8. a) loin du cylindre; b) proche du cylindre. Régime rampant.

L'influence de *n* sur le positionnement des zones rigides ne peut être décrite simplement, car son influence dépend à la fois des nombres de Reynolds et de *Od*. Pour le cas choisi sur cette figure, la zone en écoulement autour du cylindre est maximale pour un indice de la loi puissance *n*=0.6 et minimal pour un *n*=1.8 (Fig. II-9a). De plus, plus *n* augmente plus les zones 2 et 3 grossissent (Fig. II-9b).

La Figure II-10 montre l'évolution des longueurs *L1* et *L2* en fonction de *n* pour 5 cas. Sur ces 5 cas, 3 cas sont dans le régime recirculant (*Od*=0.5 *Re*=60 ; *Od*=1 *Re*=90 ; *Od*=0.2 *Re*=40) et 2 cas dans le régime rampant (*Od*=10 *Re*=90 ; *Od*=0.2 *Re*=20).

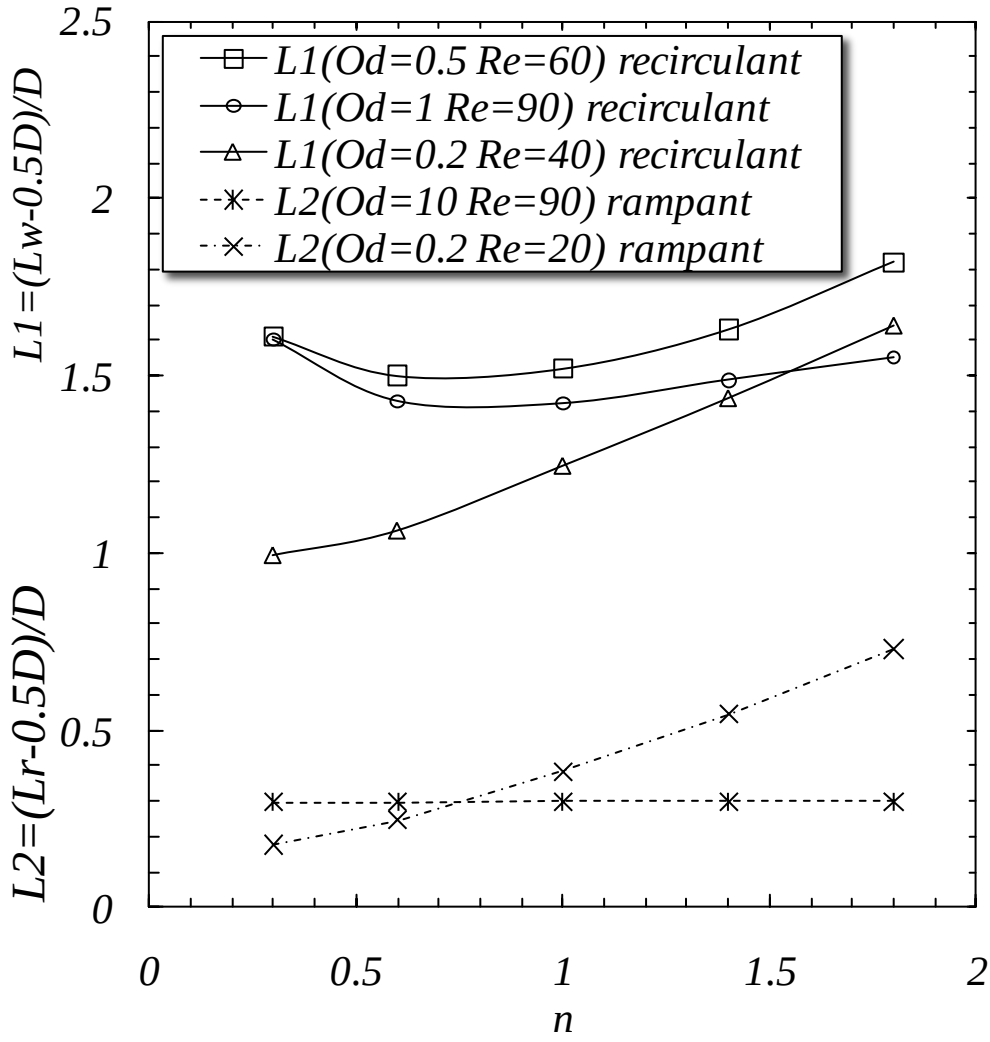


Figure II-10 : Influence de n sur les longueurs caractéristiques

On constate que l'influence de *n* sur les longueurs adimensionnelles est variable selon les écoulements. On peut notamment voir que la longueur minimale de la recirculation *L1* est dans certains cas obtenue avec *n*=0.3 ou alors avec *n*=0.6 ou encore avec *n*=1. On constate que plus le seuil est élevé moins l'indice de la loi puissance a d'influence sur les longueurs caractéristiques de l'écoulement.

La Figure II-11 montre l'évolution de l'angle de décollement en fonction du *n*. Comme sur la Figure II-10, les 5 mêmes cas sont représentés.

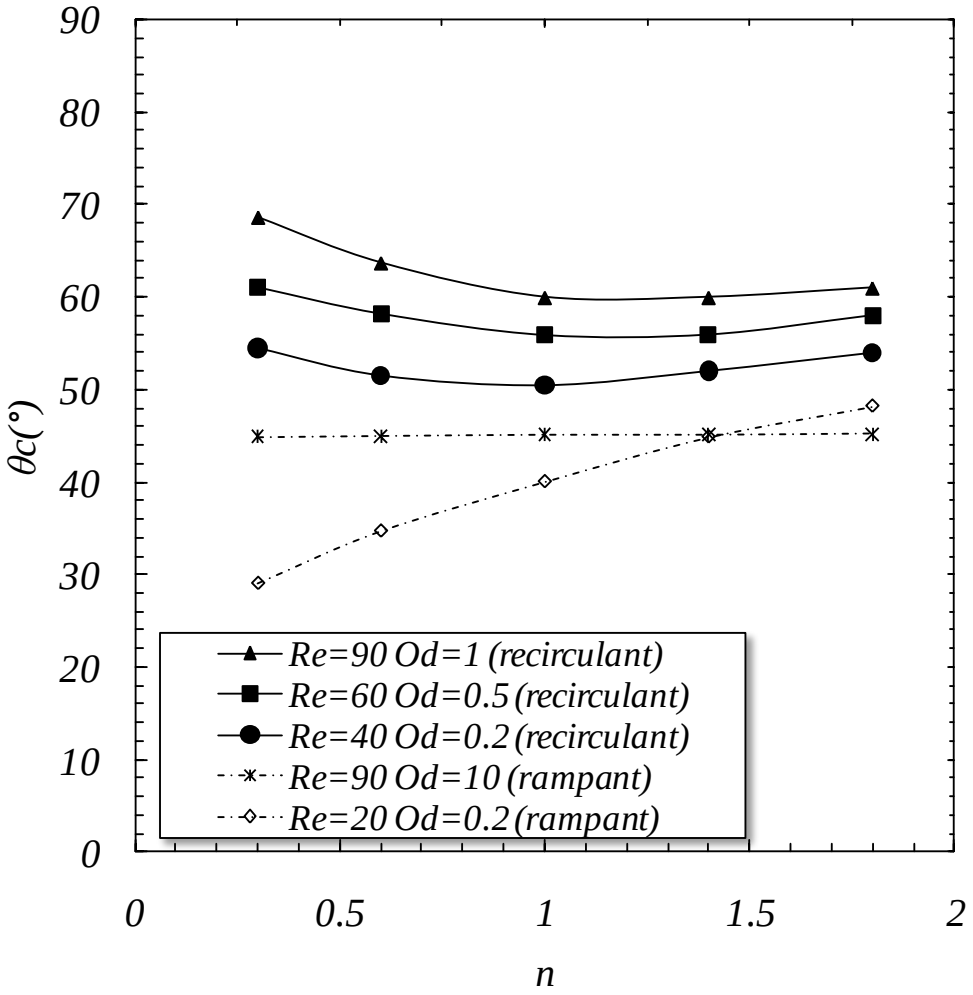


Figure II-11 : Angle θc en fonction de n

On constate également que plus le nombre d'Oldroyd est élevé moins l'indice de la loi puissance a d'importance sur les longueurs caractéristiques de l'écoulement. Dans le régime recirculant, on constate un minimum pour l'angle de décollement.

En conclusion, l'effet de l'indice de la loi puissance est complexe et chaque cas doit être examiné.

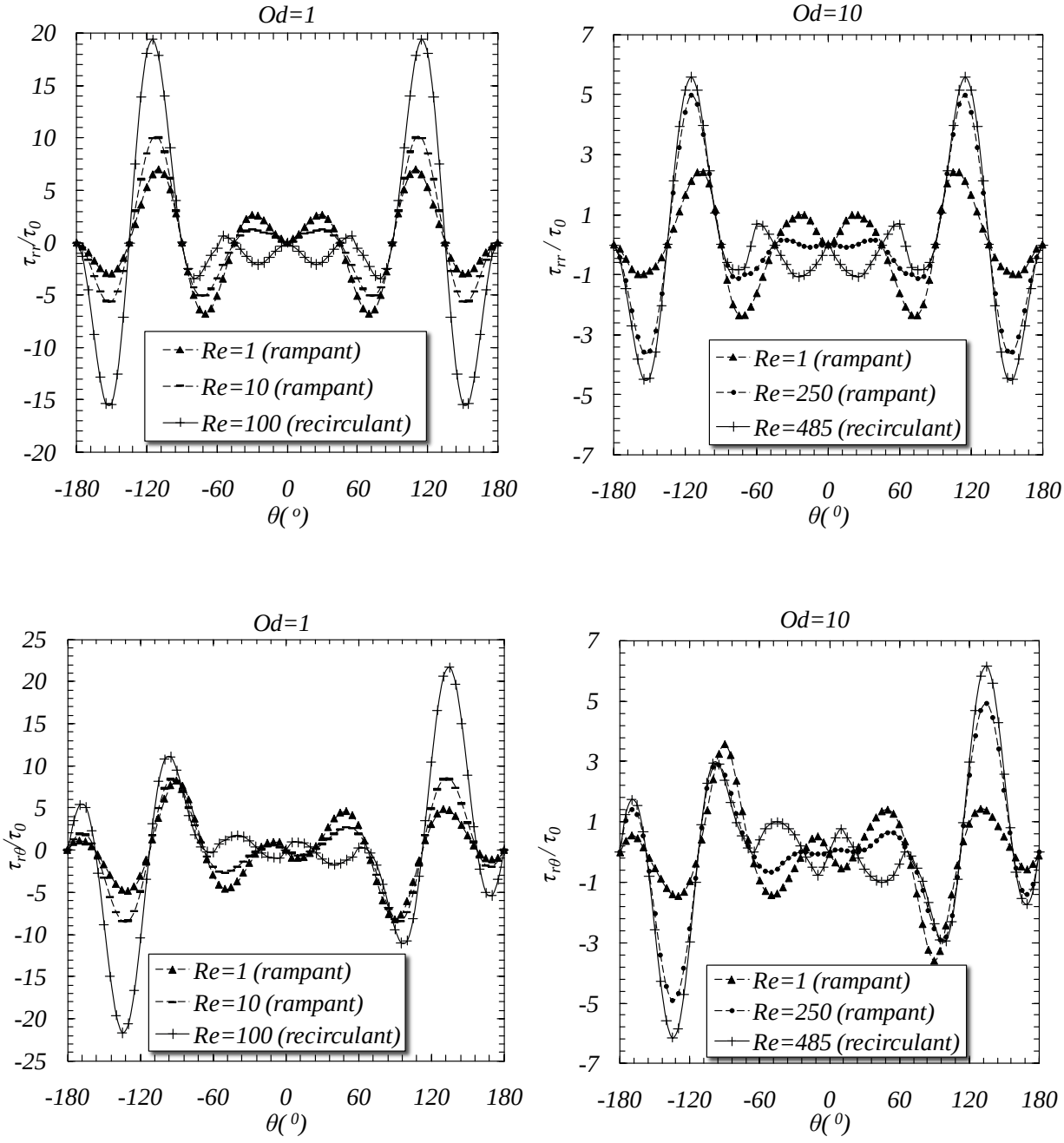
II.4.2. *Influence des paramètres d'entrée sur la répartition des contraintes et des pressions sur le cylindre*

Les Figures II-12 et II-13 montrent les évolutions typiques de la répartition sur le cylindre des contraintes normales et tangentielles adimensionnalisées par τ_0 et de la pression adimensionnalisée par $2\pi\tau_0$ pour des écoulements de fluide de Bingham n=1. L'évolution de la contrainte τ_{rr} = - $\tau_{\theta\theta}$ présente une symétrie par rapport à θ=0. L'évolution de la contrainte $\tau_{r\theta}$ présente quant à elle une symétrie centrale par rapport au point θ=0.

Le lien entre l'angle de décollement et la contrainte $\tau_{r\theta}$ pour un fluide newtonien est connu : θc correspond à l'angle où $\tau_{r\theta}$=0. Dans le cas des fluides viscoplastiques, θc correspond à l'angle où $\tau < \tau_0$, τ étant le second invariant du tenseur des contraintes.

II.4.2.1. Influence du Reynolds sur la répartition des contraintes et des pressions

La Figure II-12 montre l'évolution des contraintes adimensionnalisées par τ_0 autour du cylindre en fonction de l'angle θ pour différents nombres de Reynolds et pour des *Od* fixés à 10 ou 1. Pour chaque *Od*, des cas dans les régimes rampants ou recirculants sont montrés en fonction du choix de R*e*.



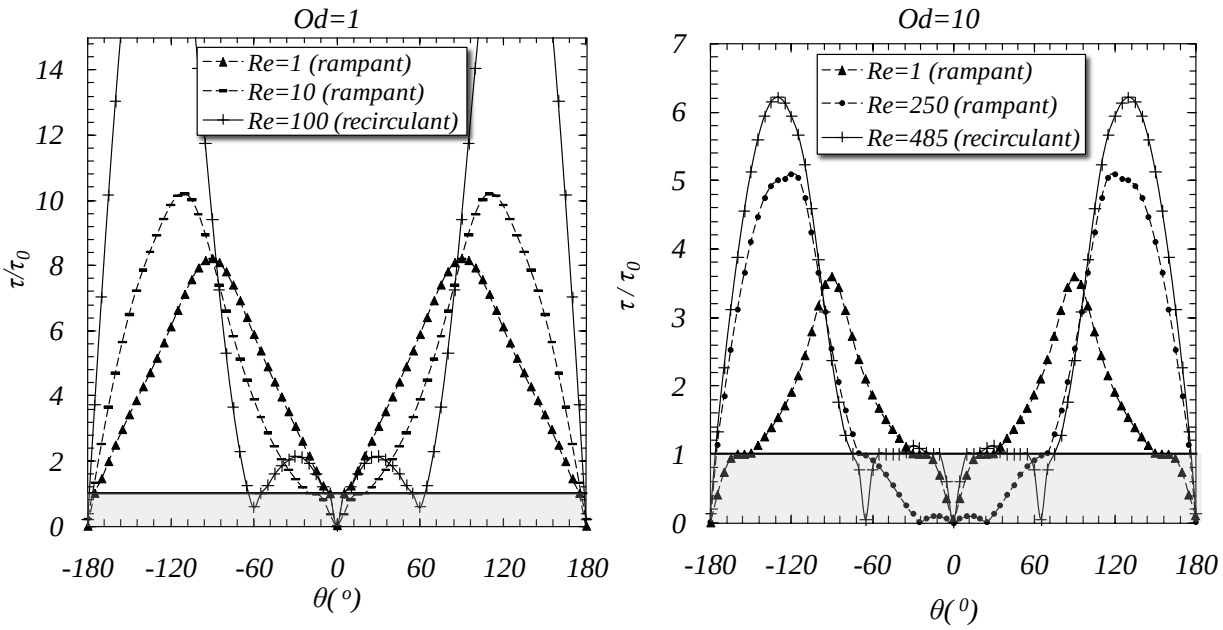


Figure II-12 : Contrainte autour du cylindre en fonction de Re à Od fixé et n=1

On remarque que l'évolution du τ_{rr} quelque soit le Reynolds et le *Od* est toujours la même pour les θ compris entre -180° et -90°. En effet, dans cet intervalle, la morphologie de l'écoulement est similaire, les lignes de courant sont toujours dans le même sens. Les évolutions ont toutes un point de départ à θ=-180° où τ_{rr}=0 qui correspond au point de stagnation et un point intermédiaire à θ= 90° où τ_{rr}=0. Au-dessous de θ= 90°, le régime dans lequel se trouve l'écoulement modifie le comportement des contraintes τ_{rr}. On peut remarquer qu'entre les écoulements se trouvant dans le régime rampant (*Re* 1 et 250 pour le cas à *Od*=10 et *Re*=1 et 10 pour le cas à *Od*=1) et les écoulements se trouvant dans le régime recirculant (*Re*=485 pour le cas à *Od*=10 et *Re*=100 pour le cas à *Od*=1), l'évolution des contraintes est bien différente avec des valeurs de contraintes montrant une inversion de signe. Cet état montre bien l'apparition de recirculations derrière le cylindre. Les contraintes $\tau_{r\theta}$ montrent la même évolution. Les courbes changent de régime avec une inversion de signe pour les θ compris entre -90° et 90. Avec l'évolution de τ, le second invariant du tenseur des contraintes, on peut retrouver l'angle de décollement θc. Celui-ci correspond au point où la courbe τ/τ_0 =1. Avec l'évolution de τ on peut aussi constater l'apparition de recirculations derrière le cylindre. Pour les cas se trouvant dans le régime rampant, les évolutions passent en dessous de la valeur 1 pour ne jamais remonter au dessus. Toute la zone est une zone rigide statique « collée » au cylindre. Pour les cas se trouvant dans le régime recirculant, les évolutions passent en dessous de la valeur critique 1 pour remonter au dessus pour de nouveau repasser en dessous. Cette évolution montre clairement une recirculation, car elle montre que

la zone rigide « collée » au cylindre c'est scindée en plusieurs zones rigides, certaines statiques et d'autres mobiles. Cette caractéristique étant justement notre critère quant à l'apparition d'une recirculation pour les écoulements de fluides viscoplastiques derrière un cylindre (voir Mossaz et al. [24]).

La Figure II-13 montre l'évolution des pressions adimensionnalisées sur le cylindre en fonction de l'angle θ pour différents nombres de Reynolds et à *Od* fixé.

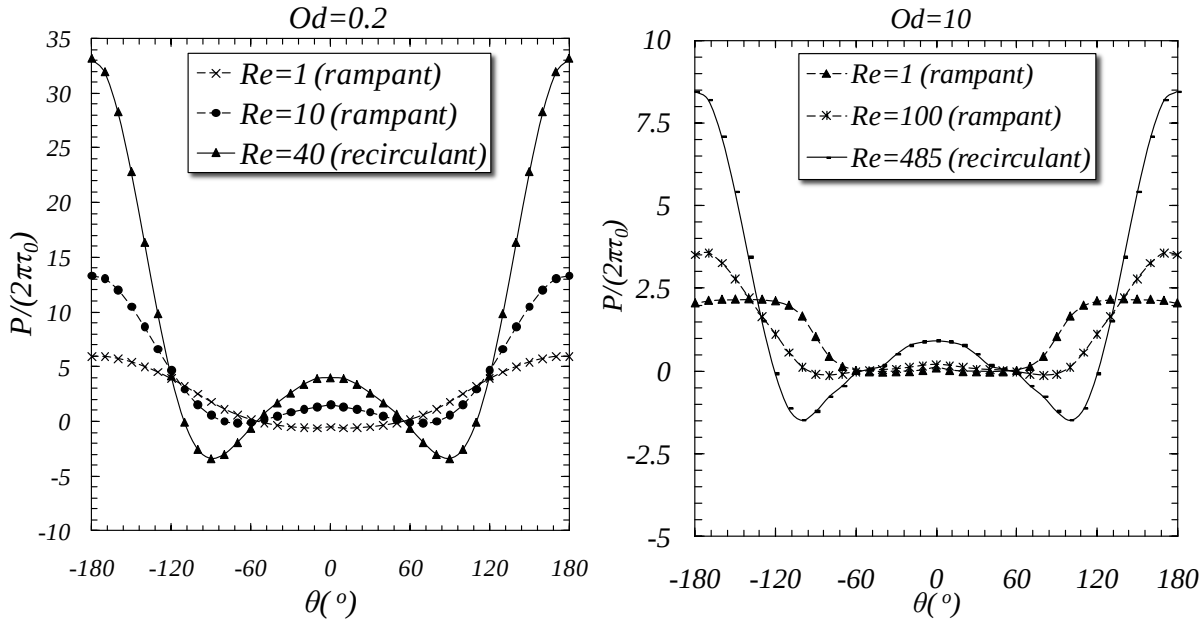


Figure II-13 : Pression autour du cylindre en fonction du Reynolds à Od fixé et n=1

On constate une augmentation des pressions avec l'augmentation du nombre de Reynolds quelque soit le *Od* et surtout l'apparition de pression négative lorsque l'écoulement est dans le régime recirculant (*Re*=40 pour *Od*=0.2 et *Re*=485 pour *Od*=10). Cette pression négative montre clairement la présence d'une recirculation derrière le cylindre.

En conclusion, nous observons naturellement une augmentation des contraintes et des pressions sur le cylindre lorsque le nombre de Reynolds augmente, et ceci quelles que soient les valeurs de *Od*. La mise en évidence d'un changement de régime est aussi clairement montrée avec l'évolution des contraintes autour du cylindre. On peut aisément retrouver la valeur de θc avec l'évolution du second invariant du tenseur des contraintes.

II.4.2.2. Influence du nombre d'Oldroyd sur la répartition des contraintes et des pressions

La Figure II-14 montre l'évolution des contraintes autour du cylindre en fonction de l'angle θ pour différents nombres d'Oldroyd à *Re*=40 et *n*=1.

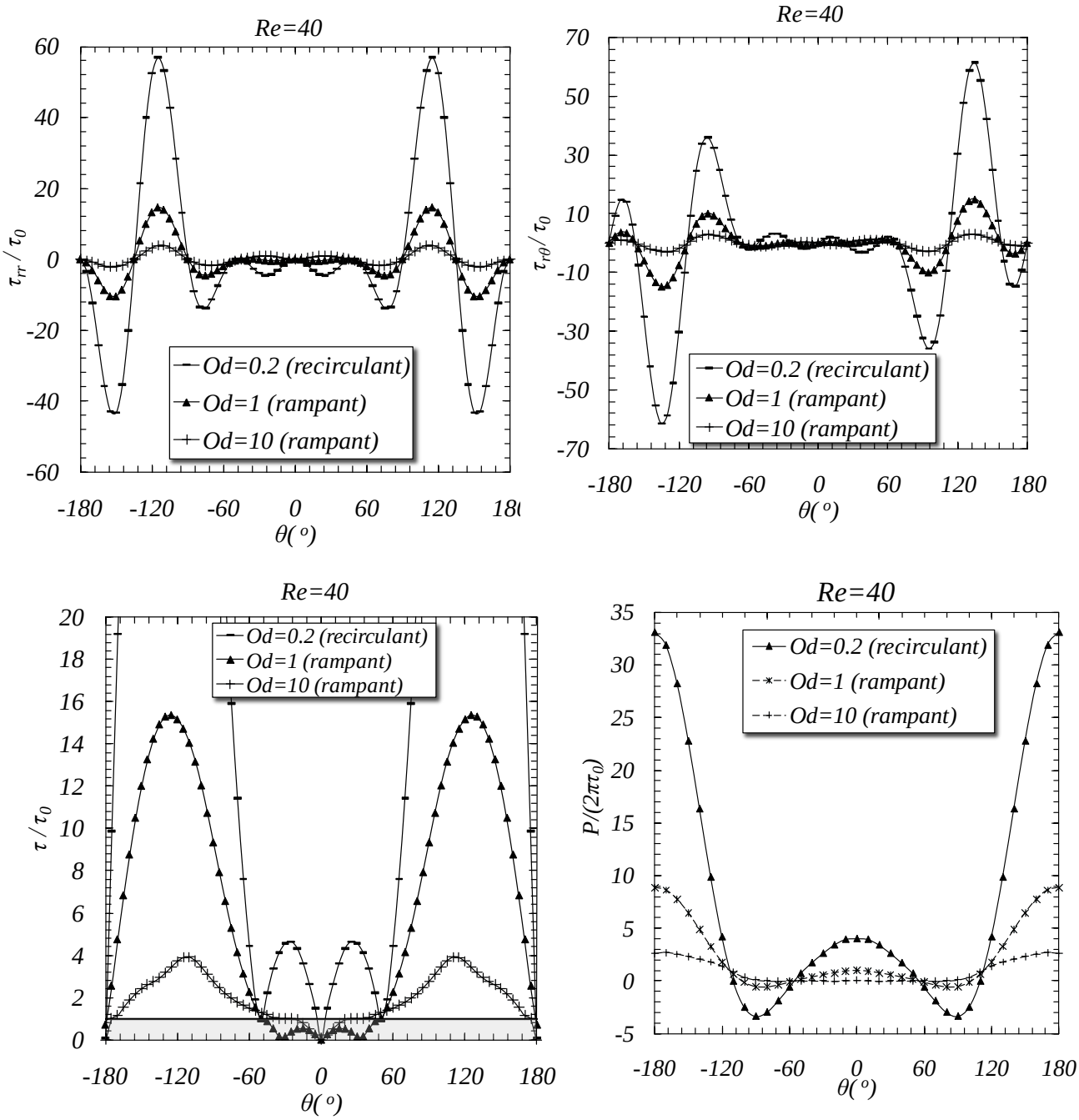


Figure II-14 : Contrainte et pression autour du cylindre en fonction de Od à Reynolds fixe Re=40 et n=1

Comme pour la Figure II-12, on peut noter une inversion de signe sur les contraintes τ_{rr} et $\tau_{r\theta}$ pour $|\theta|$<60° lorsqu'on change de régime et une valeur de τ/τ_0 restant inférieur à 1 pour les écoulements rampants. Au-delà de $|\theta|$=60° l'évolution des contraintes se fait de manière similaire quelque soit le *Od.*

En conclusion, nous observons une diminution des contraintes et pressions adimensionnelles sur le cylindre lorsque le nombre d'Oldroyd augmente. Aux très grands nombres d'Oldroyd, *Od*>1000, les profils de contraintes et de pressions adimensionnelles sur le cylindre deviennent indépendants de *Od* comme montré par Tokpavi et al. [28]. Les valeurs maximales des contraintes normales et tangentielles sur le cylindre sont alors de l'ordre de τ_0 tandis que la pression atteint son maximum dans la zone rigide qui est de l'ordre de $2\pi\tau_0$.

II.4.2.3. Influence de n sur la répartition des contraintes et des pressions

L'influence de *n* sur la répartition des pressions et des contraintes autour du cylindre est montrée sur la Figure II-15.

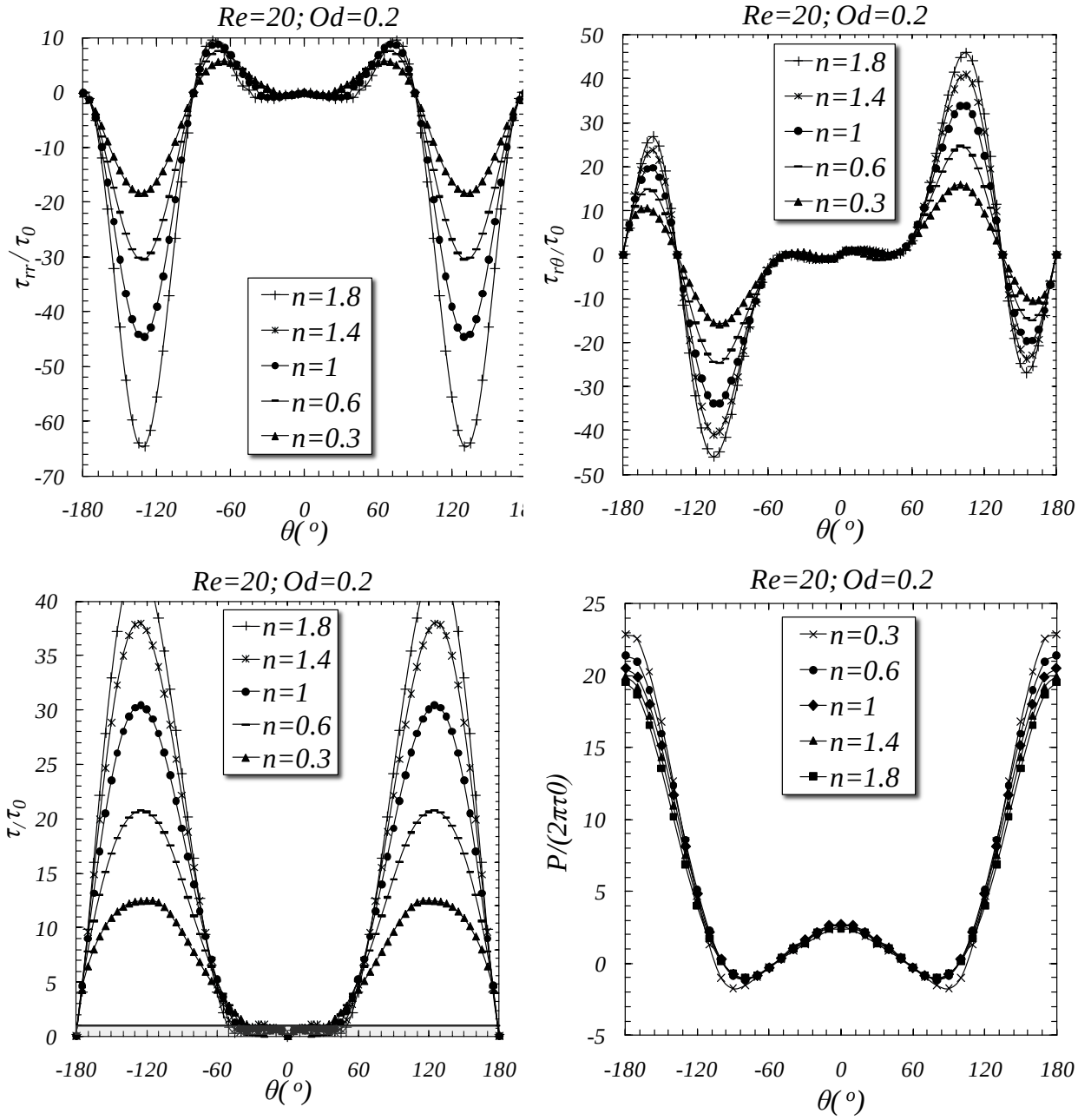


Figure II-15 : Contrainte et pression autour du cylindre en fonction de n à Reynolds fixe Re=20 et Od=0.2

L'écoulement représenté est un écoulement se trouvant dans le régime rampant (*Re*=20 et *Od*=0.2) quelque soit la valeur de l'indice *n* [24]. Une augmentation significative des contraintes avec le coefficient de la loi puissance *n* est notable. Au contraire l'augmentation de *n* à tendance à faire diminuer les pressions. L'évolution de τ, le second invariant du tenseur des contraintes montre bien que tous les écoulements se trouvent dans le régime rampant, car une fois les évolutions se trouvent sous la valeur 1 elles restent sous cette valeur. Ce qui est le critère du régime recirculant. Les évolutions montrent bien, comme sur la Figure II-11, que pour cet écoulement, un θc augmentant avec le *n*.

II.4.3. *Coefficient de traînée*

Le coefficient de traînée est un paramètre important lorsque l'on désire dimensionner des structures et définir des systèmes industriels.

La Figure II-16 montre les résultats obtenus sur l'évolution du coefficient de traînée *Cd* en fonction du nombre d'Oldroyd pour des nombres de Reynolds plastiques *Rep* compris entre 0.01 et 100 et des nombres d'Oldroyd compris entre 0.01 et 10. Les limites séparant les régimes rampants Rep_c et recirculant Rep^c sont également tracées.

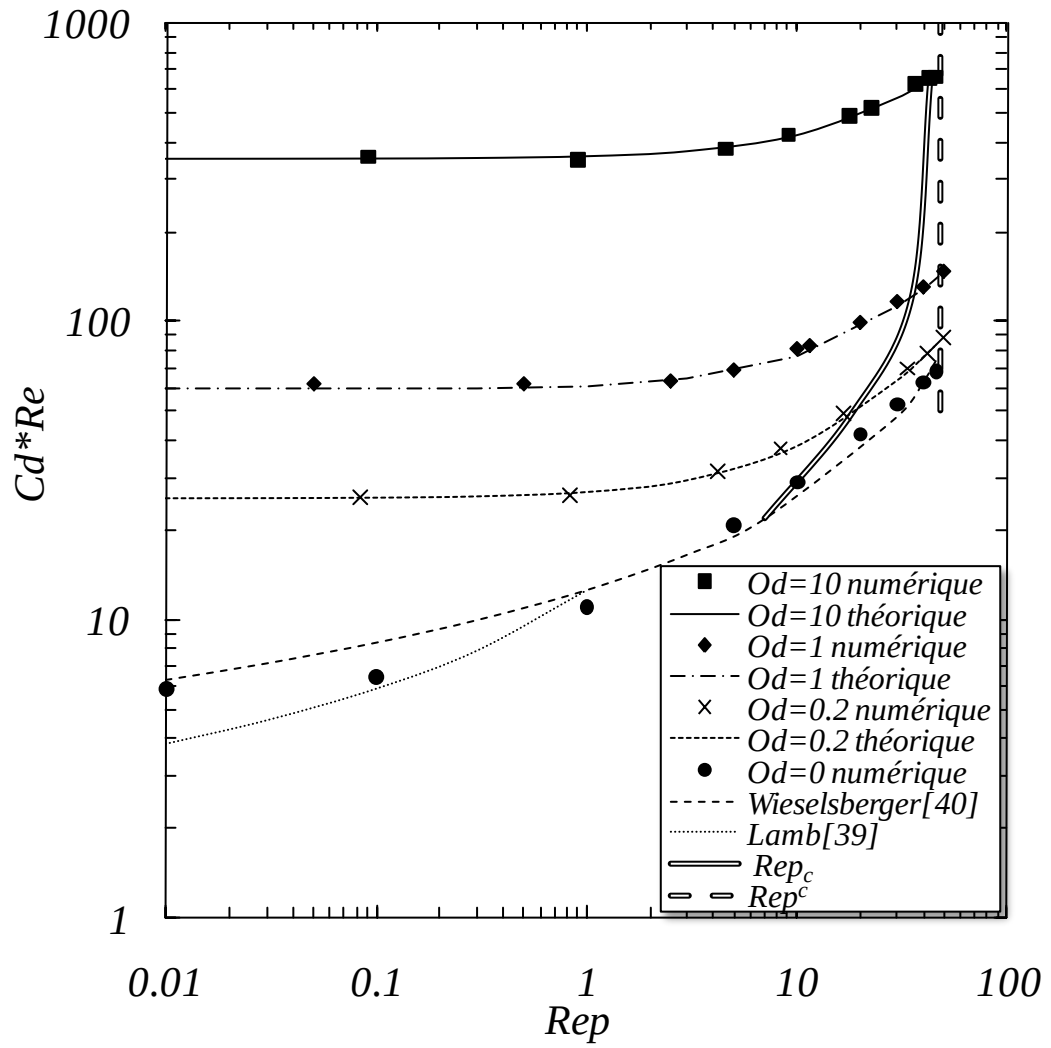


Figure II-16 : Coefficient de traînée Cd en fonction du nombre de Reynolds plastique, n=1

Cette figure montre aussi une comparaison de nos résultats obtenus pour les fluides newtoniens avec la formule de Lamb [39], valable pour des nombres de Reynolds<0.5, et celle de Wieselsberger [40], valable pour Re>1.

$Cd_{Lamb} = 8\pi/(05-0.57721-\ln(Re/8))$ *(II-17)*

$Cd_{Wieselsberger} = 8\pi/(Re(2.002-\log Re))$ *(II-18)*

On constate une bonne corrélation entre nos résultats et les formules théoriques surtout avec la formule de Wieselsberger.

Les évolutions du *Cd*Re* en fonction du nombre de Reynolds plastique à *Od* fixe se font toutes de manière similaire, pour les fluides viscoplastiques. Pour les faibles valeurs de *Rep*, *Cd*Re* montre un plateau dont le niveau dépend de la valeur de *Od*. Dans ce domaine, les

effets d'inertie sont négligeables. Lorsque les effets d'inertie augmentent, le coefficient de traînée s'accroît.

Les évolutions du *Cd*Re* en fonction du nombre de Reynolds plastique apparaissent linéaires et donc nous pouvons écrire :

$$Cd^*Re = C1 + C2Rep \qquad (II\text{-}19)$$

avec *C1* correspondant à la valeur de *Cd*Re* avec des *Rep* <1 (Voir par exemple Mistoulis [34] pour des *Od*>10). Pour notre domaine d'étude :

$$C1 = 14.85 + 44.38Od^{0.88} \text{ pour } 0.1<Od<10 \text{ et } Rep<1 \qquad (II\text{-}20)$$

Ayant constaté que l'évolution du C2 était linéaire en fonction du nombre d'Oldroyd, nous pouvons écrire :

$$C2 = 0.59Od + 1.155 \text{ pour } 0.1<Od<10 \qquad (II\text{-}21)$$

Ce qui nous amène à :

$$Cd^*Re = (14.85+44.38Od^{0.88})+(0.59Od+1.155)Rep \qquad (II\text{-}22)$$

Qui revient à écrire :

$$Cd = \frac{14.85+44.38Od^{0.88}}{Re} + \frac{0.59Od+1.155}{1+Od} \qquad (II\text{-}23)$$

pour *0.1< Od< 10 et Rep< 50.*

Cette partie nous permet de voir l'influence majeure du nombre de Reynolds et de *Od* sur le *Cd.*

La Figure II-17 montre l'influence de l'indice de rhéofluidification sur le coefficient de traînée *Cd* pour 5 écoulements. Trois écoulements se trouvant dans le régime recirculant et deux dans le régime rampant. On constate que l'augmentation de *n* fait augmenter le *Cd* quelque soit le régime.

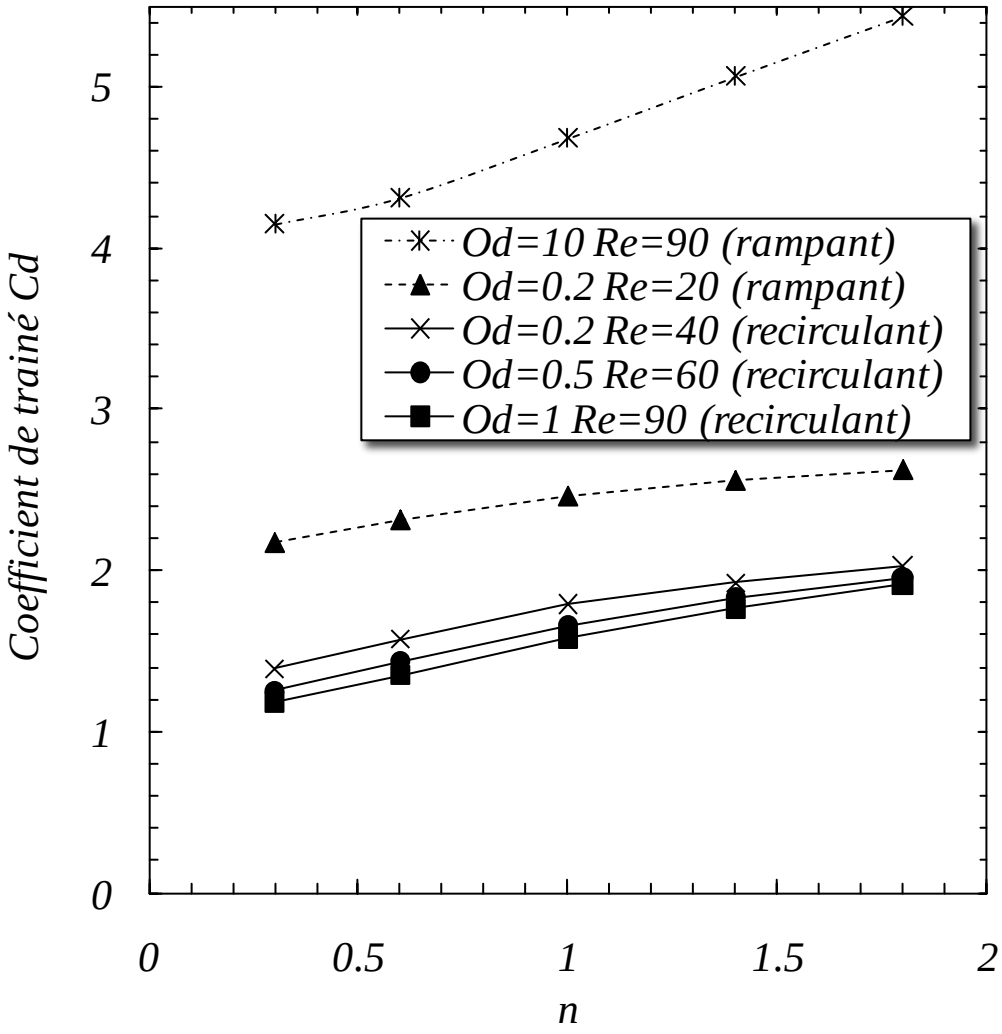


Figure II-17 : Coefficient de traînée Cd en fonction du n.

En conclusion, on peut dire que comme pour le *Od* et le *Re*, l'influence de n sur le coefficient de traînée peut faire l'objet d'une généralisation : plus *n* est grand plus *Cd* est grand.

II.5. CONCLUSION

Par simulation numérique par volumes finis, avec une approximation par la méthode de régularisation de Papanastasiou, nous avons réalisé l’étude détaillée de l'écoulement d'un fluide viscoplastique de Herschel-Bulkley autour d’un cylindre circulaire en milieu infini. Les écoulements appartenant aux régimes rampants et recirculants ont été l'objet de notre attention en particulier pour un fluide de Bingham. Une étude exhaustive de l'influence des effets inertiels et des effets de seuil d'écoulement sur la morphologie des écoulements et la répartition des contraintes sur le cylindre a été menée. En particulier, les effets antagonistes de l'inertie et du seuil sur les zones seuillées et la taille des tourbillons ont été montrés. Le coefficient de traînée a été également particulièrement étudié et des formules utiles pour l'ingénieur ont été établies. L'étude de l'influence de l’indice de la loi puissance sur la morphologie a montré un comportement complexe qui mériterait une étude future complète en tant que telle.

RÉFÉRENCES

[1] A. Roshko, On the development of turbulent wakes from vortex streets, Ph.D. Thesis, California Institute of Technology Pasadena,California, (1952).

[2] R. Clift, J. Grace, M.E. Weber, Bubbles, Drops and Particles, Academic Press, New York, USA. (1978).

[3] C.H.K. Williamson, Defining a universal and continuous Strouhal-Reynolds number relationship for the laminar vortex shedding of a circular cylinder, Physics of Fluids, vol. 31, Issue 10 (1988) 2742-2744.

[4] G. E. M. Karniadakis, G. S. Triantafyllou, Frequency selection and asymptotic states in laminar wakes, J. Fluid Mech. 199 (1989) 441-469.

[5] C. Liu, X. Zheng, C.H. Sung, Preconditioned multigrid methods for unsteady incompressible flows, Journal of Computational Physics 139 (1998) 35–57.

[6] M. Provansal, L. Schouveiler, T. Leweke, From the double vortex street behind a cylinder to the wake of a sphere, European Journal of Mechanics B/Fluids 23 (2004) 65-80.

[7] S. Mittal, Excitation of shear layer instability in flow past a cylinder at low Reynolds number, International Journal of Numerical Methods in Fluids 49 (2005) 1147–1167.

[8] B. Kumar, S. Mittal, Effect of blockage on critical parameters for flow past a circular cylinder, International Journal of Numerical Methods in Fluids 50 (2006) 987–1001.

[9] B. Kumar, S. Mittal,. Prediction of the critical Reynolds number for flow past a circular cylinder. Comput. Methods Appl. Mech. Engrg. 195 (2006) 6046–6058.

[10] M. Morzynski, K. Afanasiev, F. Thiele, Solution of the eigenvalue problems resulting from global non-parallel flow stability analysis, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 169 (1999) 167–176.

[11] C.H.K. Williamson, Oblique and parallel modes of vortex shedding in the wake of a circular cylinder at low Reynolds numbers, Journal of Fluid Mechanics 206 (1989) 579–627.

[12] M. Coutanceau, J.R. Defaye, Circular cylinder wake configurations: a flow visualization survey, Applied Mechanics Reviews 44 (1991) 255–305.

[13] C. Norberg, An experimental investigation of the flow around a circular cylinder: influence of aspect ratio, Journal of Fluid Mechanics 258 (1994) 287–316.

[14] C. Norberg, Flow around a circular cylinder: aspect of fluctuating lift, Journal of Fluids and Structures 15 (2001) 459–469.

[15] P.Y. Huang, J. Feng, Wall effects on the flow of viscoelastic fluids around a circular cylinder, J. Non-Newton. Fluid Mech. 60 (1995) 179–198.

[16] M.S. Guerrouache, Étude numérique de l'instabilité de Bénard-Kármán derrière un cylindre fixe ou en mouvement périodique. Dynamique de l'écoulement et advection chaotique. Ph.D. Thesis, Université de Nantes (2000).

[17] L. Zovatto, G. Pedrizzetti, Flow about a circular cylinder between parallel walls, Journal of Fluid Mechanics 440 (2001) 1–25.

[18] M. Sahin, R.G. Owens, On the effects of viscoelasticity on two-dimensional vortex dynamics in the cylinder wake, J. Non-Newton. Fluid Mech. 123 (2004) 121–139.

[19] P. Sivakumar, R.P. Bharti, R.P. Chhabra, Effectof power-law index on critical parameters for power-law flow across an unconfined circular cylinder. Chemical Engineering Science 61(2006) 6035–6046.

[20] R.P. Bharti, R.P. Chhabra, V. Eswaran, Steady flow of power-law fluids across a circular cylinder. Canadian Journal of Chemical Engineering 84 (2006) in press.

[21] A.A. Soares, J.M. Ferreira, R.P. Chhabra, Flow and forced convection heat transfer in cross flow of non-Newtonian fluids over a circular cylinder, Industrial and Engineering Chemistry Research 44 (2005) 5815–5827.

[22] A.A. Soares, J.M. Ferreira, R.P. Chhabra, Steady two-dimensional non-Newtonian flow past an array of long circular cylinders up to Reynolds number 500: a numerical study, Canadian Journal of Chemical Engineering 83 (2005) 437–449.

[23] S.J.D. D'Alessio, J.P. Pascal, Steady flow of power-law fluids past a cylinder, Acta Mechanica 117 (1996) 87–100.

[24] S. Mossaz, P. Jay, A. Magnin, Criteria for the appearance of recirculating and non-stationary regimes behind a cylinder in a viscoplastic fluid, J. of Non-Newtonian Fluid Mech. 165 (2010) 1525-1535.

[25] C.H.K. Williamson, Vortex dynamics in the cylinder wake, Annual Review of Fluid Mechanics 28 (1996) 477–539.

[26] M.M. Zdravkovich, Flow Around Circular Cylinders, Volume 1 : Fundamentals. Oxford University Press, New York, USA (1997).

[27] M.M. Zdravkovich, Flow Around Circular Cylinders, Volume 2 : Applications. Oxford University Press, New York, USA (2003).

[28] D. L. Tokpavi, A. Magnin, P. Jay, Very slow flow of Bingham viscoplastic fluid around a circular cylinder. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics 154 (2008) 65-76.

[29] A. Putz, I.A. Frigaard, Creeping flow around particles in a Bingham fluid. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics 165 (2010) 263-280.

[30] T.C. Papanastasiou, Flow of materials with yield, J. Rheol. 31 (1987) 385–404.

[31] J. Blackery, E. Mitsoulis, Creeping motion of a sphere in tubes filled with a Bingham plastic material, J. Non-Newtonian Fluid Mech. 70 (1997) 59–77.

[32] R.L. Thompson, E.J. Soares, R.D.A. Bacchi, Further remaks on numerical investigation on gas displacement of a shear-thinning liquid and a visco-plastic material in capillary tubes, J. Non-Newtonian Fluid Mech., 165 (2010) 448–452.

[33] H. Zhu, N.S. Martys, C. Ferraris, D. De Kee, A numerical study of the flow of Bingham-like fluids in two-dimensional vane and cylinder rheometers using a smoothed particle hydrodynamics (SPH) based method, J. Non-Newtonian Fluid Mech., 165 (2010) 362–375.

[34] E. Mitsoulis, On creeping drag flow of a viscoplastic fluid past a circular cylinder : wall effects, Chem. Eng. Sci. 59 (2004) 789–800.

[35] G.R. Burgos, A.N. Alexandrou, V. Entov, On the determination of yield surfaces in Herschel–Bulkley fluids, J.Rheol. 43 (1999) 463–483

[36] K. Adachi, N. Yoshioka, On creeping flow of a viscoplastic fluid past a circular cylinder, Chem. Eng. Sci., 28 (1973) 215–226.

[37] S. Taneda, Experimental investigations of the wakes behind cylinders and plates at low Reynolds numbers, Journal Phys. Soc. Japan, 11 (1956) 302-307.

[38] M. Coutanceau, R. Bouard, Experimental determination of the main features of the viscous flow in the wake of a circular cylinder in uniform translation, J. Fluid Mech., 79 (1977) 231-6.

[39] H. Lamb, On the uniform motion of a sphere through a viscous fluid, Philos. Mag. 6, 21, (1911) 112 – 121.

[40] C. Wieselsberger, New data on the law of hydro and aerodynamic resistance, Physikalishe Zeitschrift 22 (1921) 321-328.

CHAPITRE III

Etude expérimentale des écoulements inertiels stationnaires de fluides viscoplastiques autour d'un cylindre.

Sommaire

Résumé *101*

III.1. Introduction *103*

III.2. Théorie *105*

III.3. Montage expérimental et procédure *108*

III.3.1 Montage expérimental *108*

III.3.2 Procédure expérimentale *110*

III.4. Fluides et Rhéométrie *112*

III.4.1 Fluides *112*

III.4.2 Rhéométrie *112*

III.4.2.1 Courbe d'écoulement *112*

III.4.2.2 Viscoélasticité du gel *114*

III.5. Résultats expérimentaux *117*

III.5.1 Validation pour un fluide newtonien *117*

III.5.2 Cas des fluides viscoplastiques *120*

III.5.2.1 Procédure et limites dans le cas des fluides viscoplastiques *120*

III.5.2.2 Etude numérique de l'influence du confinement et du n sur les longueurs caractéristiques et sur l'angle de décollement. *122*

III.5.2.3 Etude expérimentale de l'influence de la rugosité et des conditions initiales *125*

III.5.2.4 Influence du nombre de Re sur le sillage derrière le cylindre *127*

III.5.2.5 Influence du nombre d'Oldroyd *135*

III.6. Conclusion *137*

Références *138*

RESUME

Les écoulements rampants et recirculants d'un gel de Carbopol® autour d'un cylindre ont été étudiés expérimentalement. Le comportement élastoviscoplastique de ces gels a été modélisé par une loi d'Herschel-Bulkley adaptée. Le montage expérimental conçu et réalisé a été validé par l'étude de l'écoulement d'un fluide newtonien autour d'un cylindre et la mise en place d'une procédure adaptée pour les fluides à seuil. L'évolution de la morphologie de l'écoulement avec l'augmentation du nombre de Reynolds et du nombre d'Oldroyd a été étudiée pour des nombres d'Oldroyd compris entre 0 et 0.5 et des nombres de Reynolds compris entre 10 et 100. Les longueurs caractéristiques de l'écoulement ainsi que l'angle de décollement des lignes de courant ont été déterminés et comparés avec des résultats obtenus numériquement. Les limites entre les différents régimes d'écoulement ont été recherchées expérimentalement et comparées aux résultats numériques.

Mots-clés : Cylindre circulaire, Ecoulement inertiel, Fluide viscoplastique, Critère d'instabilité, Nombre d'Oldroyd, Reynolds Critique, Zones rigides.

III.1. INTRODUCTION

La plupart des travaux portant sur les études expérimentales de l'écoulement des fluides à seuil autour d'obstacles se concentrent sur les écoulements à inertie négligeable. Il est à noter que des travaux récents [1-3] se sont intéressés à la visualisation des champs de vitesses. Atapattu et al. [1] par exemple, ont essayé de déterminer la forme approximative de la zone cisaillée autour d'une sphère dans un gel de Carbopol à partir des profils de vitesses déterminés expérimentalement. Plus récemment, Putz et al. [4-5] ont réexaminé le cas d'une sphère en sédimentation dans ce même type de gel. Tokpavi et al. [6-7] ont examiné celui d'un cylindre pour un écoulement très lent.

Pour le cas des écoulements inertiels de fluides viscoplastiques, Mossaz et al. [8-9] ont montré grâce à la simulation numérique l'influence des paramètres d'entrée que sont le nombre d'Oldroyd, le nombre de Reynolds et l'indice de la loi puissance sur l'apparition des différents régimes, sur la répartition des contraintes et sur la morphologie de l'écoulement (voir [10-12] pour plus de détails sur les différents régimes). A notre connaissance, aucune étude expérimentale précise n'a été menée sur le régime recirculant de fluide viscoplastique.

Dans cette étude, nous étudierons donc expérimentalement le cas de l'écoulement inertiel d'un fluide à seuil de contrainte autour d'un cylindre circulaire. Nous examinerons le régime rampant et plus en détail le régime avec recirculation jusqu'à l'apparition du détachement de tourbillons. Le fluide utilisé est le gel physique Carbopol à comportement élastoviscoplastique. En dessous de la contrainte seuil, ce gel se comporte comme un solide élastique et au-delà, il se comporte comme un fluide viscoélastique rhéofluidifiant. Une étude rhéométrique approfondie du gel sera réalisée. Les résultats expérimentaux seront comparés aux résultats obtenus numériquement avec la loi viscoplastique de Herschel-Bulkley.

Ce chapitre sera organisé de la manière suivante :

- Une première partie nous permettra de valider notre dispositif expérimental.
- Dans une seconde partie, nous étudierons numériquement l'influence du confinement et de l'indice de la loi puissance sur nos écoulements.
- Dans une troisième partie, nous examinerons l'influence du nombre de Reynolds sur la morphologie des écoulements.

- Et enfin, dans une quatrième partie, nous nous intéresserons à l'influence du nombre d'Oldroyd sur la morphologie des écoulements et sur l'apparition des différents régimes.

III.2. THEORIE

Le problème théorique considéré est celui de l'écoulement 2-D d'un fluide incompressible viscoplastique autour d'un cylindre. La vitesse du fluide à l'infini est désignée $V\infty$. On suppose que le fluide adhère à la paroi du cylindre. D'un point de vue numérique, les équations de conservation de la masse et de conservation de la quantité de mouvement sont utilisées pour résoudre notre problème. Les résultats ont été obtenus à l'aide du code de calcul Ansys-Fluent, en modélisant les fluides par une loi de comportement d'Herschel-Bulkley. Cette loi a été régularisée par le modèle de Papanastasiou [13] afin de s'affranchir de la discontinuité. Pour plus de détails sur les calculs numériques, on se reportera à Mossaz et al. [8].

Les fluides à seuil utilisés dans cette étude ont un comportement élastoviscoplastique. Le modèle rhéofluidifiant élastoviscoplastique présenté par Piau [14] et Piau et Debiane [15] sera utilisé pour obtenir les caractéristiques rhéologiques du gel et ainsi mieux tenir compte du comportement élastique en dessous du seuil d'écoulement. Il s'écrit :

$$\begin{cases} \underline{\underline{\tau}} = \left(K\dot{\gamma}^{(n-1)} + \dfrac{\tau_0}{\dot{\gamma}} \right) \underline{\underline{\dot{\gamma}}} & si \quad \tau > \tau_0 \\ \underline{\underline{\tau}} = G\underline{\underline{\gamma}} & si \quad \tau \le \tau_0 \end{cases} \qquad \textit{(III-1)}$$

avec $$\dot{\gamma}_{ij} = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \qquad \textit{(III-2)}$$

où *n* est l'indice de la loi puissance, *K* la consistance, G le module élastique de cisaillement du gel, τ_0 la contrainte seuil, $\underline{\underline{\dot{\gamma}}}$ le tenseur des taux de déformations, $\dot{\gamma} = \sqrt{\frac{1}{2} tr(\underline{\underline{\dot{\gamma}}}^2)}$ le taux de cisaillement et $\tau = \sqrt{\frac{1}{2} tr(\underline{\underline{\tau}}^2)}$ le deuxième invariant du tenseur des contraintes.

Il est à noter que pour les simulations numériques, l'aspect élastique du modèle ne sera donc pas pris en compte.

L'écoulement peut être caractérisé par quatre nombres sans dimension :

- *L'indice de la loi puissance : n*

- *Le nombre d'Oldroyd* : il représente le ratio des effets plastiques sur les effets visqueux. Il est défini, pour un fluide ayant une loi de comportement d'Herschel-Bulkley, par :

$$Od = \frac{\tau_0}{K\left(V_\infty / D\right)^n} \qquad \textit{(III-3)}$$

- *Le nombre de Reynolds* : le nombre de Reynolds (*Re*) est défini, pour un fluide ayant une loi de comportement d'Herschel-Bulkley, par :

$$Re = \frac{\rho V_\infty^{\,2-n} D^n}{K} \qquad \textit{(III-4)}$$

il représente le ratio des effets inertiels sur les effets visqueux.

- *Le nombre de Weissenberg* : il représente le ratio du temps de relaxation du fluide λ sur (D/V) le temps caractéristique de l'expérimentation :

$$We = \lambda \Big/ (D/V) \qquad \textit{(III-5)}$$

où $$\lambda = (K/G')^{1/n} \qquad \textit{(III-6)}$$

avec *G'* le module d'élasticité du matériau assimilable à G en dessous du seuil d'écoulement. Il sera déterminé afin d'évaluer les éventuels effets d'élasticité.

D'autres paramètres sans dimension ont été définis :

- *Reynolds plastique* : ce nombre de Reynolds plastique a été défini comme suit :

$$Rep = Re/(1+Od) \qquad \textit{(III-7)}$$

- *Des nombres critiques* : Ces nombres correspondent à des changements de morphologie dans l'écoulement. Les premiers (Re_c, Od_c, Rep_c) représentent la limite entre un écoulement rampant sans zone de recirculation et un écoulement avec zone de recirculation. De la même manière Re^c, Od^c et Rep^c définissent la limite entre un écoulement recirculant symétrique et un écoulement dissymétrique avec lâchers de tourbillons. Ils représentent ainsi le début de l'instabilité inertielle.

- *Longueur caractéristique L1* : la longueur *L1* (Fig. III-1b) représente la taille adimensionnalisée de la recirculation :

$$L1 = (Lw-0.5D)/D \qquad (III\text{-}8)$$

- *Longueur caractéristique L2* : la longueur *L2* (Fig. III-1) représente la taille de la zone rigide statique en aval du cylindre et « collée » à celui-ci :

$$L2 = (Lr-0.5D)/D \qquad (III\text{-}9)$$

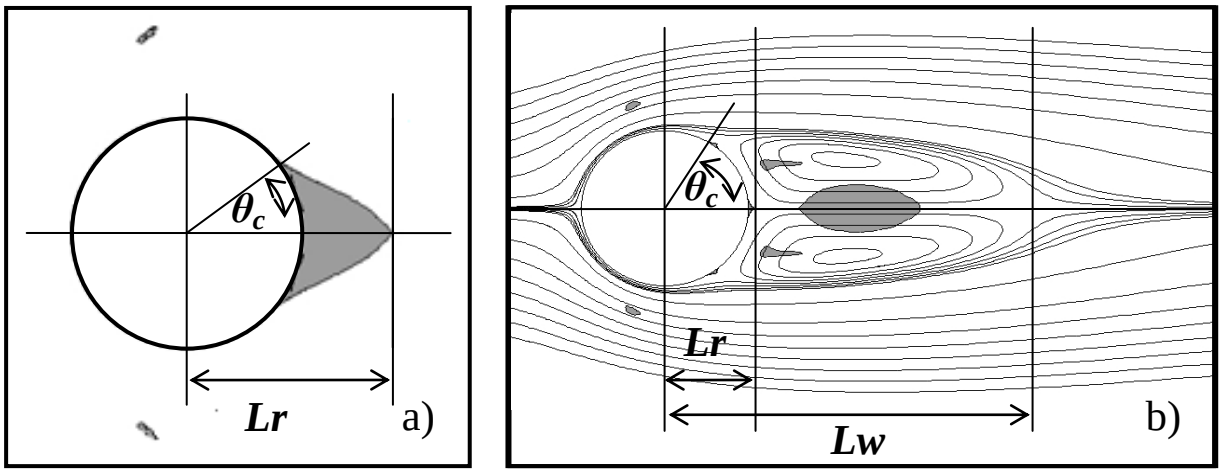


Figure III-1 : Longueurs caractéristiques, a) régime rampant b) régime recirculant

- *Angle de décollement θc :* l'angle de décollement est l'angle où les lignes de courant se détachent du cylindre (voir Fig. III-1b) et correspond, pour un fluide à seuil, au début de la zone seuillée « collée » au cylindre. *θc* étant calculé pour l'approche numérique à l'aide de l'évolution de τ sur le cylindre et pour l'approche expérimentale grâce aux lignes de courant.

III.3. MONTAGE EXPERIMENTAL ET PROCEDURE

III.3.1 *Montage expérimental*

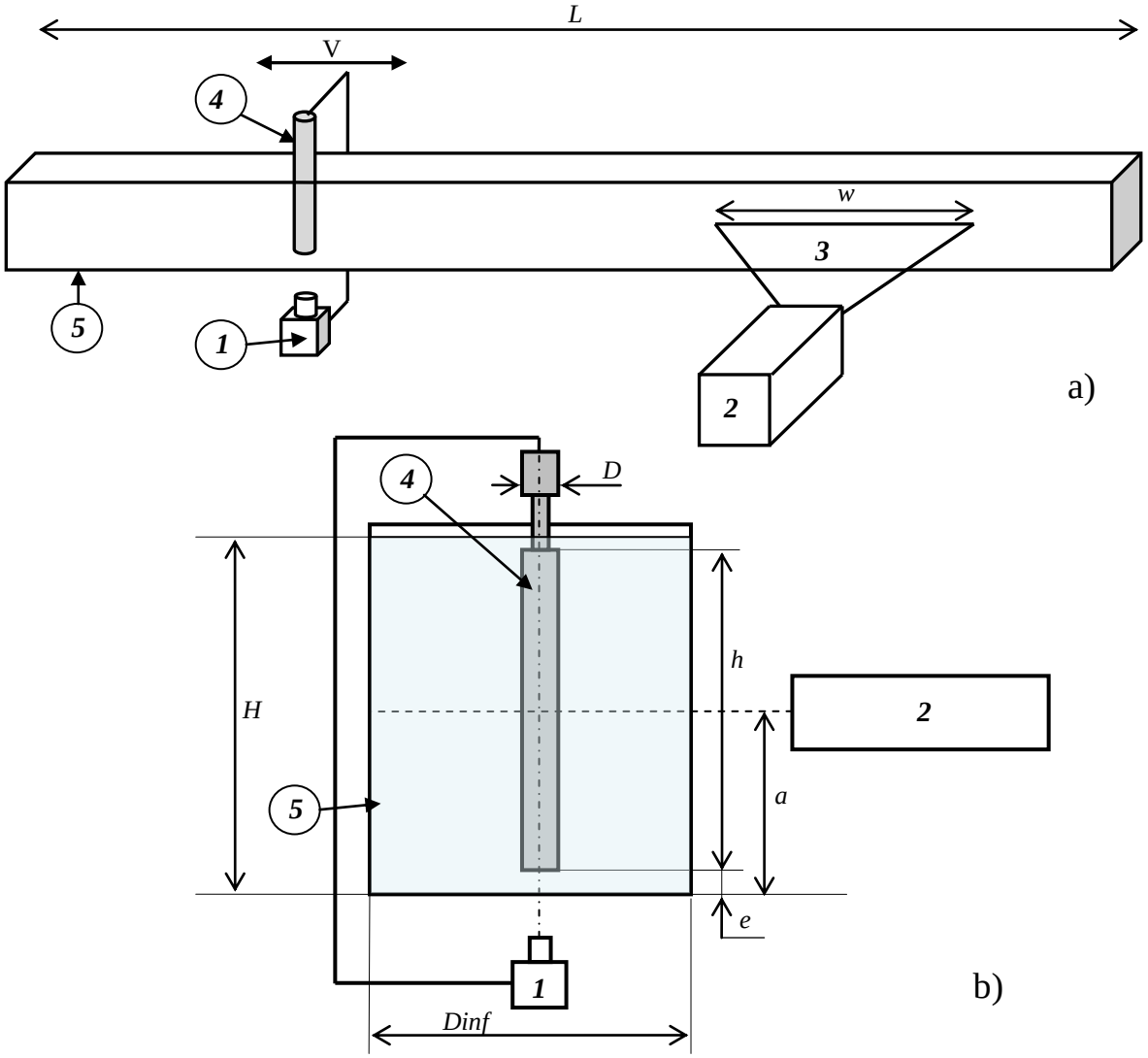


Figure III-2 : Schéma du dispositif expérimental. a) Vue globale de l'installation b) Vue de gauche.
1 : Appareil photo ; 2 : Laser ; 3 : Nappe Laser ; 4 : Cylindre en mouvement ; 5 : Canal.

Le dispositif expérimental conçu, réalisé et mis au point dans cette étude est présenté sur les Figures III-2 et III-3. Celui-ci est constitué d'un canal en Plexiglas®, de longueur *L*=3500mm, de largeur *Dinf*=200mm et d'une hauteur égale à 220mm. Le cylindre situé sur l'axe de symétrie de la cuve a une hauteur *h*=200mm et un diamètre *D*=19mm. Un espacement de 8mm est laissé entre l'extrémité inférieure du cylindre et le fond de la cuve afin de diminuer les effets de convergence. Il est par ailleurs connu que le rapport d'aspect du

cylindre (rapport du diamètre *D* de l'obstacle cylindrique sur sa longueur *h*), les conditions d'extrémité et l'effet de confinement affectent les transitions entre les régimes d'écoulement sans toutefois modifier les évolutions [10]. Le dispositif expérimental et les conditions d'expérimentation sont les mêmes pour toutes les expérimentations. Le rapport d'aspect est égal ici à $D/h \approx 10\%$ et le rapport de confinement défini ici comme le diamètre *D* de l'obstacle cylindrique sur la largeur *Dinf* du canal est égal à $D/Dinf \approx 0.1$. Afin de réduire la vague devant le cylindre, le diamètre de celui-ci à la surface libre (Fig. III-2b) a été réduit de manière importante (D à la surface = 5mm). Le cylindre a été recouvert d'un papier rugueux P120 (Ra=62.5µm) afin de s'assurer du non-glissement à la paroi [16-18]. Le papier étant noir, il limite les effets de réflexion. De plus, une étude a été menée sur l'influence de la forme de l'extrémité du cylindre afin de réduire les effets de convergence. Le résultat de cette étude est une forme qui associe le gain d'une extrémité en forme d'aile d'avion et celle d'une coque de bateau (Fig. III-7).

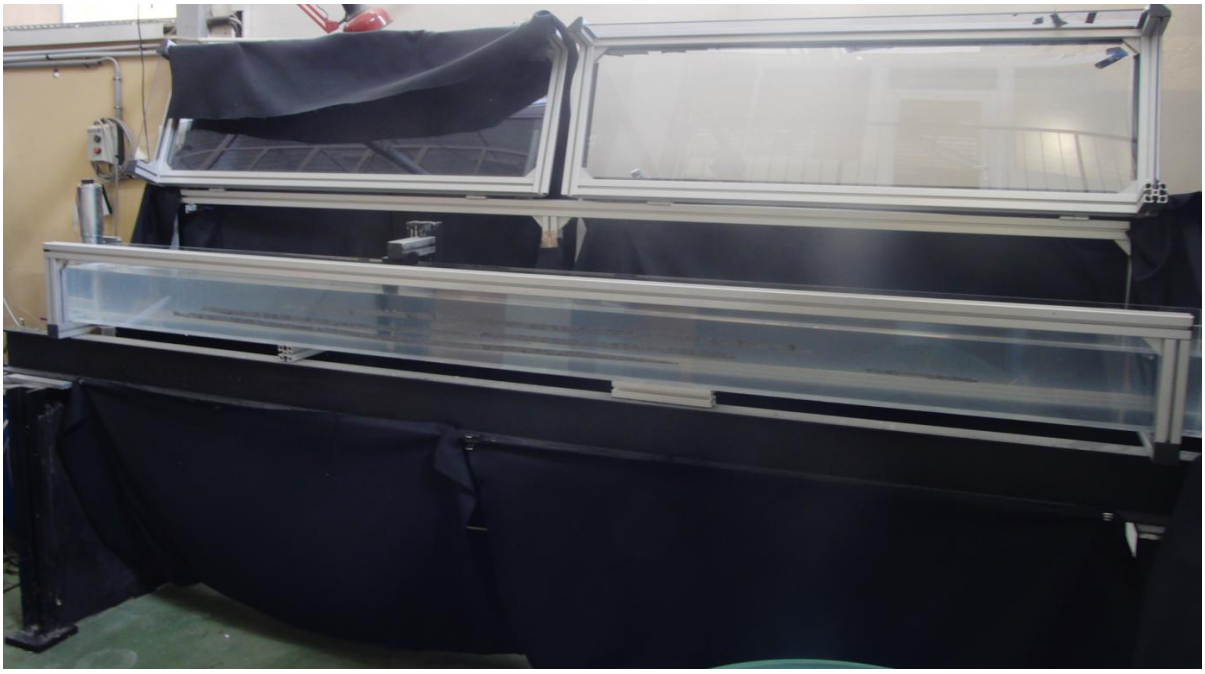


Figure III-3 : Photographie du dispositif expérimental.

Le cylindre est déplacé à l'aide d'un chariot guidé sur une glissière et entraîné par une courroie en polyuréthane AT10 de largeur 32mm. Le dispositif est équipé d'un Motoréducteur GR 80*80/PLG70 développant une puissance de 200W et ayant une vitesse maximale de 710tr/min. Le barreau peut ainsi atteindre des vitesses maximales de l'ordre de 2m/s et des vitesses minimales stabilisées de l'ordre de 0.1m/s.

Le système de visualisation est composé d'un appareil photo numérique Casio EX-F1 pouvant prendre jusqu'à 60 images de 6 Mégapixels en une seconde et d'un laser (Spectra Millénia II) développant une puissance de 2 watt. Un barreau optique est placé devant le laser et permet l'obtention d'une nappe de longueur $w \approx 1$m et d'une épaisseur d'environ 1mm. Les fluides utilisés ont été ensemencés de billes de verres creuses argentées, ayant un diamètre moyen de 20µm et une densité de 1.4, servant de marqueurs. L'appareil photographique est disposé parallèlement à l'axe de l'obstacle cylindrique et permet d'obtenir l'image du sillage derrière l'obstacle. En fonction de la vitesse de déplacement du barreau, le réglage de la vitesse d'obturation de l'appareil photo permet l'obtention des lignes de courant instantanées ou de clichés instantanés traités par le logiciel de PIV Dantec FlowManager (version 4.71) pour obtenir les champs de vitesse par corrélation adaptative. La taille de la zone d'investigation change en fonction de la taille du domaine. Elle est majoritairement de 32×32 pixel^2 avec un chevauchement de 50%.

III.3.2 *Procédure expérimentale*

L'approche expérimentale avec les fluides à seuil est délicate et nécessite diverses précautions.

Tout d'abord, une considération importante lors d'expérimentations avec les gels de Carbopol est l'histoire de cisaillement du fluide. Cela peut avoir des effets significatifs sur la mesure des paramètres rhéologiques ainsi que sur les expériences proprement dites avec un souci au niveau de la répétabilité. Gheissary et Van den Brule [19] ont effectué une étude approfondie sur le sujet avec une expérience simple de lâcher de billes dans du Carbopol tout en mesurant la vitesse de chute de celle-ci. Ils ont pu montrer une forte influence de l'histoire du cisaillement sur la valeur de cette vitesse. Cette dépendance de l'histoire du cisaillement et le comportement en fonction du temps exige que l'on prenne grand soin de garantir le même état de contrainte initiale avant chaque essai. La méthodologie adoptée dans cette étude a consisté à déplacer une grille (mailles d'environ 1mm) depuis le début du canal jusqu'à son extrémité avant chaque essai.

Ensuite, il faut savoir qu'en utilisant une loi constitutive d'Herschel-Bulkley pour exprimer le comportement du Carbopol nous obtenons 3 paramètres pour identifier le fluide et que la fabrication de celui-ci ne permet pas de les modifier de façon indépendante [20-21].

De plus, un des principaux problèmes liés à la mise en œuvre de fluide à seuil est l'apparition de bulles. Afin de s'affranchir d'un mélangeage laborieux, notre procédure pour supprimer ces bulles d'air a été la mise sous vide du fluide systématiquement après chaque réalisation.

Enfin, une attention toute particulière a été portée sur la température, celle-ci jouant un rôle important dans la caractérisation rhéologique de nos différents fluides. Les essais ont été effectués entre des températures de 17°C à 24°C.

Pour finir, nous avons contrôlé la rhéologie du gel durant toute la durée de la campagne d'essais afin de surveiller un éventuel vieillissement du gel.

III.4. FLUIDES ET RHEOMETRIE

III.4.1 Fluides

Une solution de glucose a servi de référence newtonienne. Sa viscosité en fonction de la température évolue avec une loi d'Arrhénius : $\eta=0.913e^{-0.064T}$ avec η exprimé en Pa.s et T, la température en °C. Précisons que pendant les expérimentations, les variations de température dans la solution de glucose sont prises en compte et la viscosité corrigée dans tous les calculs où elle intervient.

Les gels utilisés sont obtenus par dissolution du polymère Carbopol® fabriqué par Goodrich B. F. dans de l'eau déminéralisée. Ils sont ensuite neutralisés avec une solution de soude (NaOH) afin d'obtenir un $pH\approx6.8$. Afin de limiter le développement de bactéries, l'ajout d'un antibiotique est nécessaire. L'azoture de sodium a été utilisé dans notre préparation avec une concentration de 0.5g pour 10 litres. Nous obtenons des gels transparents stables de polymère ayant un comportement élastoviscoplastique rhéofluidifiant. Deux gels ont été fabriqués : le gel 1 concentré à 0.076% de polymère sur le poids final et le gel 2 à 0.067%.

III.4.2 ***Rhéométrie***

Les paramètres rhéologiques du fluide ont été déterminés en rhéométrie cône-plan sur un rhéomètre à contrainte imposée TA Instruments (AR–G2) de résolution angulaire de 2.5x10-8 rad et de résolution sur le couple de 10^{-10} Nm.

La rhéométrie des fluides à seuil, et en particulier des gels de Carbopol®, demande la mise en place de procédures précises pour éviter les artefacts de mesures [16-18]. Pour cela, nous avons utilisé une cellule anti-évaporation, des outils à surfaces rugueuses (Ra=62.5µm) pour contrôler le glissement aux parois et nous avons contrôlé régulièrement la forme des surfaces libres de l'échantillon afin de détecter d'éventuelles déformations dues à l'évaporation et/ou aux fractures.

Les mesures ont été réalisées à plusieurs températures allant de 16±1°C à 24±1°C ce qui correspond à la gamme de température des expériences réalisées sur le banc expérimental.

III.4.2.1 Courbe d'écoulement

La Figure III-4 présente les courbes d'écoulements des deux gels utilisés. Elle donne la variation de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement en

conditions continues. L'annotation « Rugueux » correspond à une rugosité *Ra*=62.5µm. La rugosité du PMMA et de l'Inox est d'environ 1µm.

Le modèle d'Herschel-Bulkley (eq. III-1) a été calé sur les points expérimentaux et nous permet d'obtenir la valeur des paramètres du modèle (tableau III-1).

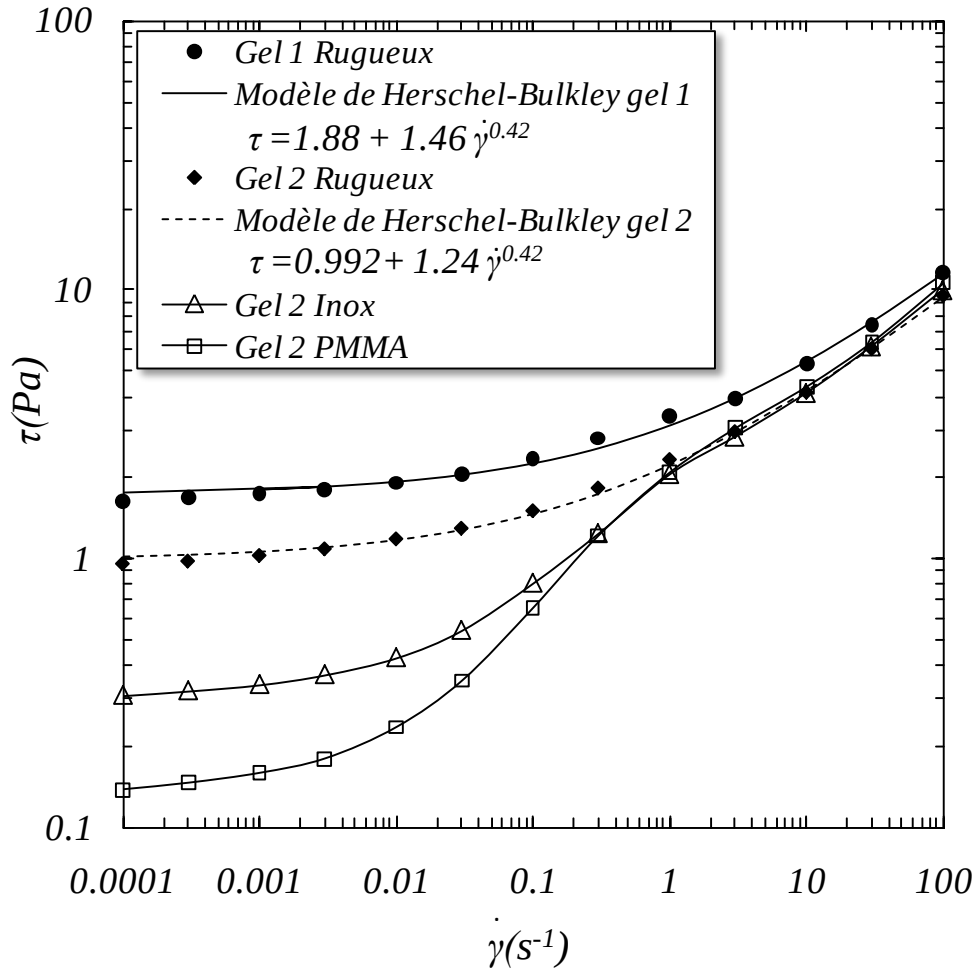


Figure III-4 : Courbes d'écoulement des gels 1et 2 utilisés.

Nous avons également évalué les effets de la rugosité de l'interface. Nous avons réalisé pour le gel 2, trois essais de rhéométrie cône-plan. Le cône pour les trois essais a été revêtu du même papier de verre (P120). Par contre, le plan a été soit réalisé en inox et laissé tel quel, ce qui lui conférait une rugosité d'environ 1µm, soit réalisé en PMMA (même rugosité que l'inox), soit revêtu d'un papier rugueux (P120). On se reportera à l'étude de Piau [18] pour avoir plus de détail sur la procédure et l'analyse de ce type d'essai. Sur cette figure, on distingue bien l'effet de la rugosité de l'interface. Si la rugosité n'est pas suffisante et lorsque la contrainte est plus faible que typiquement le seuil d'écoulement en volume, le gel glisse totalement ou partiellement à l'interface. Ce glissement diminue avec l'augmentation de la

contrainte. Aux plus hautes contraintes la courbe pour la surface lisse rejoint la courbe sans glissement obtenue avec des surfaces rugueuses. Ce phénomène a été visualisé et étudié dans l'article de Magnin et Piau [17]. Comme observé par Anne-Archard et al. [22], nous verrons plus loin que ces influences de glissement et de taille de rugosités observés en rhéométrie se manifestent dans les écoulements expérimentaux.

III.4.2.2 Viscoélasticité du gel

La Figure III-5 donne l'évolution des modules élastique *G'* et visqueux *G''* en fonction de la déformation pour une fréquence ω=1rad.s pour les gels 1 et 2.

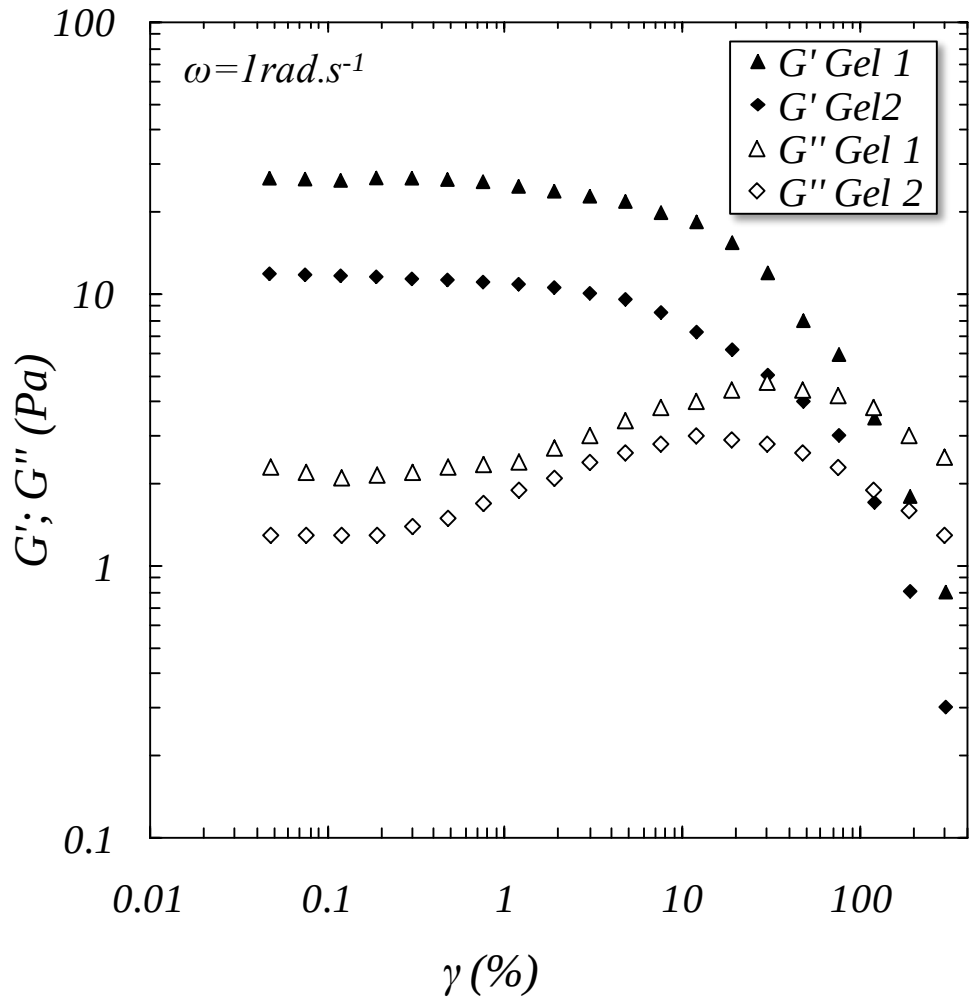


Figure III-5 : Module élastique G' et module visqueux G'' des gels 1 et 2 en fonction de la déformation pour une fréquence d'oscillation ω=1rad.s-1

On constate que le domaine linéaire est obtenu pour des déformations inférieures ou égales à 1%. Dans ce domaine, le module élastique *G'* est largement supérieur au module visqueux. Le gel a un comportement semblable à celui d'un solide élastique de module d'élasticité égale à environ 27Pa pour le premier gel et 12Pa pour le second. Dès que la

déformation dépasse 1%, on observe une diminution progressive du module élastique et en même temps une augmentation du module visqueux. Pour des déformations de l'ordre de 180%, le module visqueux *G''* devient plus grand que le module élastique *G'*. Les déformations comprises entre 1% et 180% correspondent en effet à la phase de transition où les contributions visqueuses et élastiques sont toutes deux non négligeables [18]. Au-delà de 180%, nous sommes dans la phase d'écoulement où s'exprime le comportement viscoplastique rhéofluidifiant du matériau. Notons que la contrainte correspondant à la déformation de 180% ($\tau \approx 1.8$Pa pour le gel 1) est de l'ordre de la contrainte seuil obtenue en conditions continues sur la Figure III-4 gel 1 ($\tau \approx 1.88$Pa).

La Figure III-6 présente les évolutions de *G'* et *G''* en fonction de la fréquence ω pour différentes valeurs de la contrainte d'écoulement pour le gel 1.

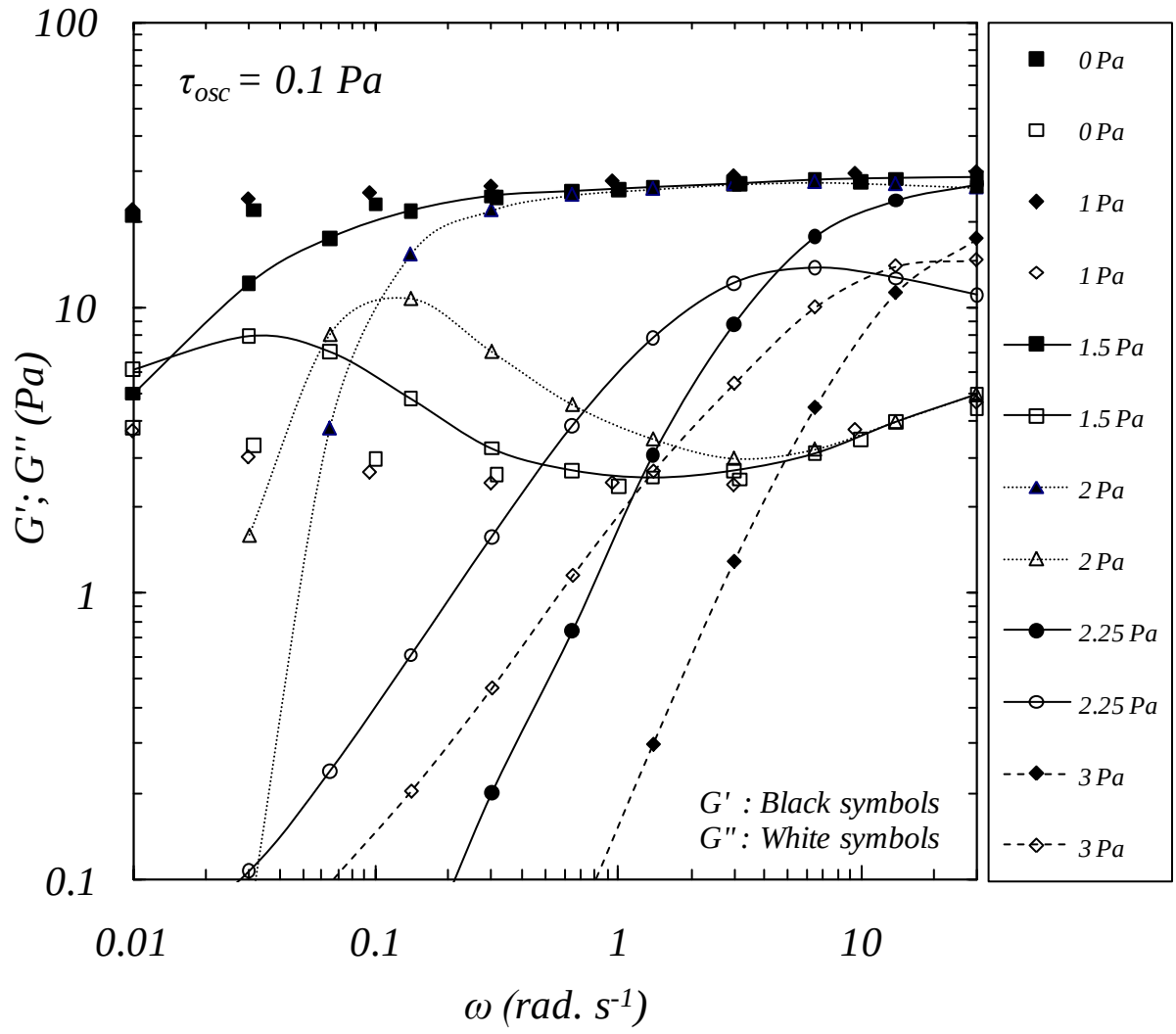


Figure III-6 : Evolution des modules G' et G'' du gel 1 en fonction de la fréquence d'oscillation.

La contrainte oscillante surimposée à la contrainte d'écoulement est égale à 0.1 Pa et correspond à une déformation d'environ 1% soit au régime linéaire. Lorsque la contrainte d'écoulement imposée est inférieure à la contrainte seuil (0Pa et 1Pa), *G'* reste largement supérieur à *G''* et le module élastique du gel est bien une constante de l'ordre de 27 Pa. Dans le cas de contraintes imposées largement supérieures à la limite d'élasticité (2.25 Pa et 3 Pa), il convient de noter que les deux courbes représentant G' et G'' se coupent. La fréquence correspondant au point d'intersection dépend de la contrainte imposée. En nous référant au modèle viscoélastique de Maxwell, nous pouvons alors remonter au temps de relaxation λ du fluide sous écoulement ainsi qu'au module élastique *g* du matériau. Pour une contrainte d'écoulement donnée, λ équivaut à l'inverse de la fréquence à laquelle les courbes G' et G'' se croisent ($\lambda=1/\omega$) et $g/2$=G'=G''. On peut noter que λ décroît lorsque le cisaillement augmente et que *g* reste à peu près constant ($g\approx25$Pa) et correspond à peu près la valeur de *G'* lorsque la contrainte est inférieure au seuil d'écoulement (Fig. III-5 pour $\gamma<1\%$). La part élastique du comportement du gel est donc du même ordre de grandeur en dessous et au-delà du seuil d'écoulement.

Le Tableau III-1 résume les différentes caractéristiques des fluides utilisés. On donne la valeur de G' et de λ dans le domaine linéaire (Fig. III-5) et la valeur de final % *Wt* correspond au pourcentage en masse de Carbopol sur le produit fini.

	τ_0 (Pa)	K ($Pa.s^{-n}$)	n	G' (Pa)	G'' (Pa)	λ (s)	final %Wt
Newtonien	0	0.25	1				
Gel 1	1.88	1.46	0.42	27	3	0.001	0.076
Gel 2	0.99	1.24	0.42	12	2.5	0.0045	0.067

Tableau III-1 : Caractéristiques rhéométriques des fluides utilisées pour les expériences.

III.5. RESULTATS EXPERIMENTAUX

III.5.1 *Validation pour un fluide newtonien*

Afin de valider notre dispositif expérimental, une première étude a été réalisée en utilisant la solution de glucose newtonienne. Tout d'abord, pour s'assurer que les visualisations correspondent à une zone d'écoulement bidimensionnel, la position de la nappe laser a dû être déterminée de sorte que l'écoulement dans la zone de visualisation ne soit pas perturbé par les effets d'extrémité de l'obstacle cylindrique. En plaçant la nappe verticalement sur l'axe du cylindre, nous avons déterminé l'endroit où l'écoulement est bien bidimensionnel.

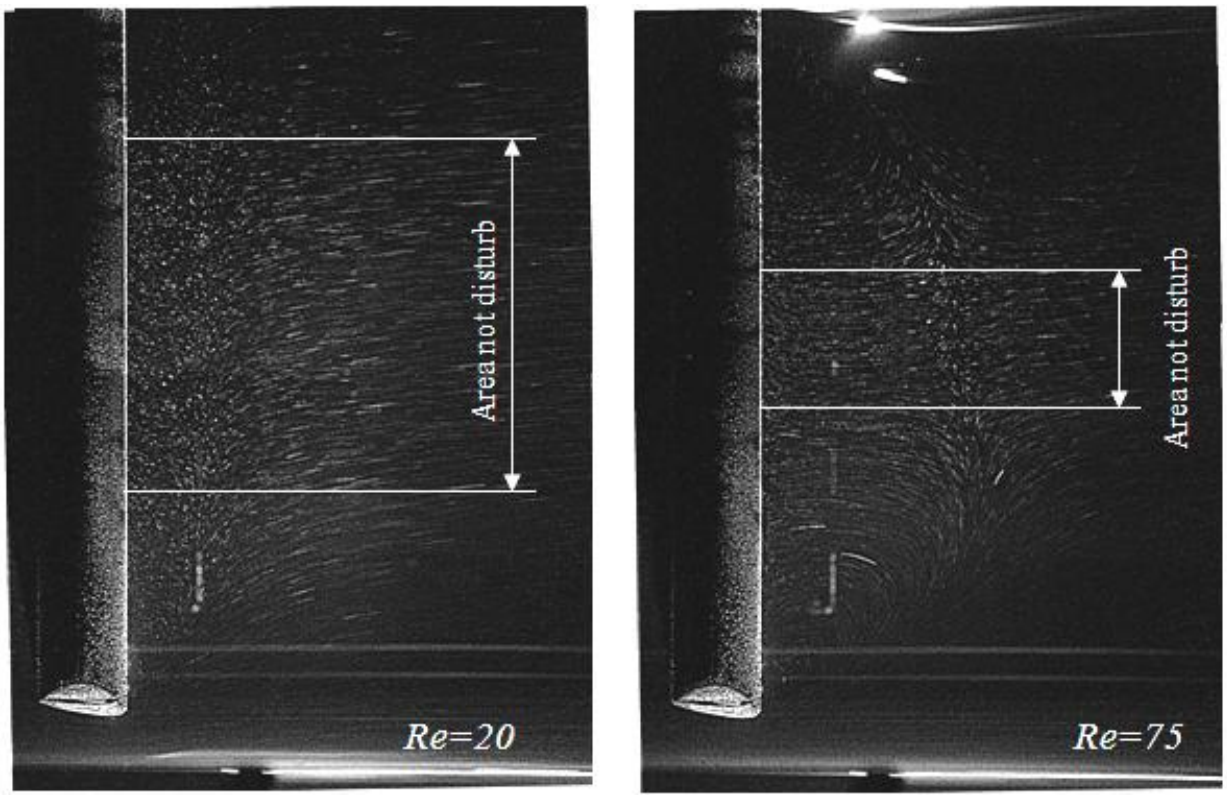


Figure III-7 : Visualisation de l'écoulement derrière le cylindre en fonction du nombre de Reynolds. Identification de la zone non perturbée par les effets d'extrémités de l'obstacle cylindrique. Fluide newtonien.

La Figure III-7 illustre cette zone non perturbée par les effets d'extrémités pour les valeurs de Reynolds égal à $Re \approx 20$ et $Re \approx 75$ pour la solution de glucose. Le nombre de Reynolds limite où l'on obtient une zone bidimensionnelle est de l'ordre de 80. La position que nous avons choisie est située à 65mm du fond de la cuve et elle sera utilisée pour toutes les expérimentations.

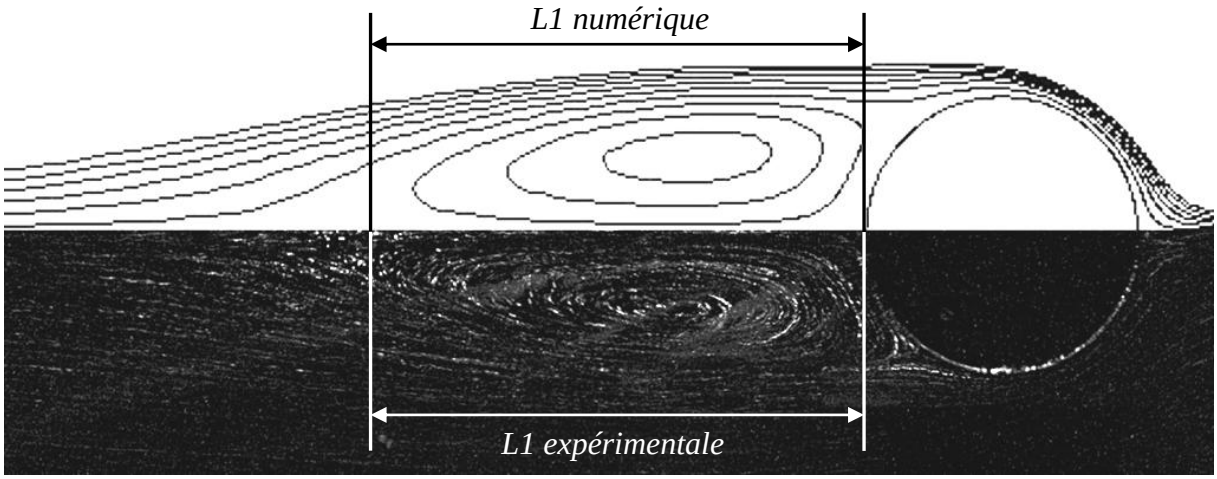


Figure III-8 : Comparaison entre un calcul numérique effectué à Re=32 (haut de l'image) et la visualisation des lignes de courant dans le sillage du cylindre avant la transition pour le fluide newtonien (bas de l'image).

La Figure III-8 présente, pour la solution newtonienne, une comparaison des lignes de courant entre l'observation expérimentale et la modélisation numérique. Elle nous renseigne sur la structure du sillage derrière le cylindre dans le régime laminaire stationnaire c'est-à-dire avant le détachement des tourbillons et nous permet de constater une bonne corrélation entre les deux approches. Pour plus de précision sur l'obtention des calculs numérique, se référer à l'article de Mossaz et al [8].

L'évolution de la taille des tourbillons en fonction du nombre de Reynolds est présentée sur la Figure III-9. Des résultats d'autres études sont aussi mentionnés [23-24]. Les barres d'incertitude de l'ordre de 10% sur le nombre de Reynolds sont principalement dues à la caractérisation du fluide et les barres d'erreur égale à 0.2 sur *L1* sont dues à la précision des photographies. Expérimentalement, le début de décollement des lignes de courant est obtenu pour le nombre de Reynolds critique $Re_c \approx 5$ (Fig. III-9), obtenu en prolongeant la courbe de tendance jusqu'à l'axe des abscisses. Cette valeur est légèrement plus faible que celle obtenue numériquement ($Re_c=8$), mais reste du même ordre de grandeur. L'évolution en fonction de *Re* de la taille de la zone de recirculation contenant le tourbillon est semblable à celle obtenue dans la littérature. La taille de la zone de recirculation augmente avec le nombre de Reynolds de manière linéaire. Les valeurs obtenues numériquement sont légèrement inférieures à celles obtenues expérimentalement, mais restent dans le domaine d'incertitude.

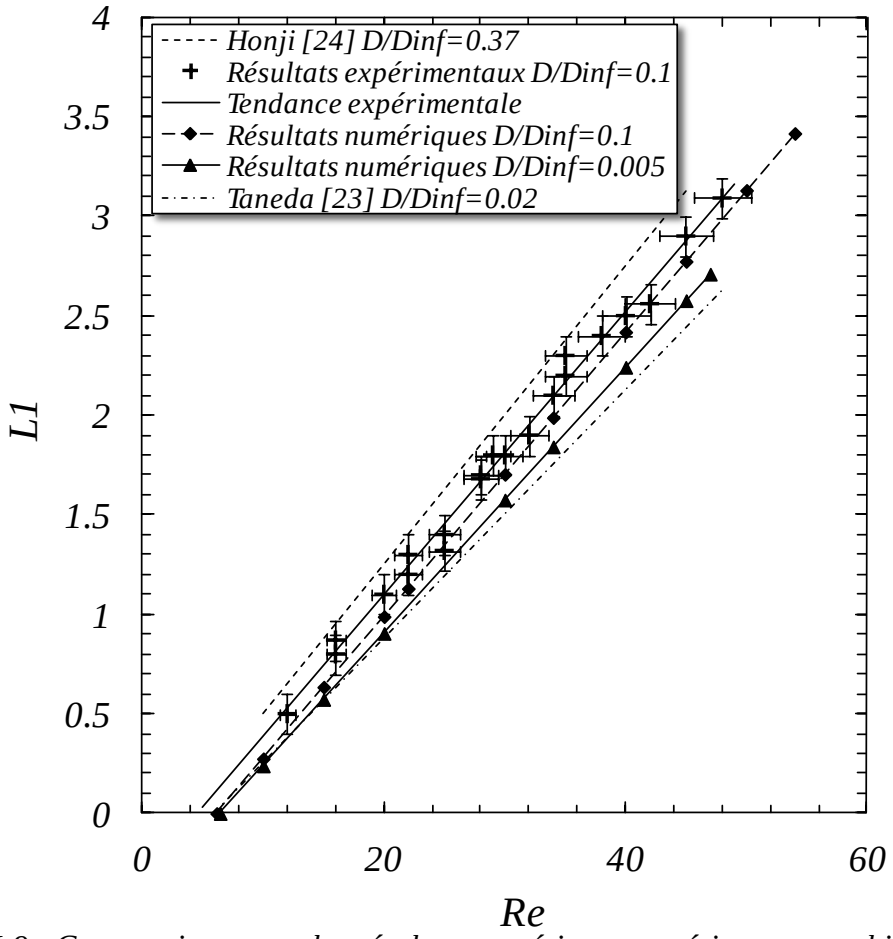


Figure III-9 : Comparaison entre les résultats numériques, expérimentaux et bibliographiques pour les longueurs adimensionnelles des tourbillons pour différentes valeurs du confinement.

En ce qui concerne la transition entre le régime recirculant et le régime avec détachement de tourbillon, nous avons obtenu expérimentalement un nombre de Reynolds critique $Re^c \approx 50$ et numériquement une valeur $Re^c \approx 55$. Ces résultats sont assez proches des valeurs disponibles dans la littérature pour lesquels le nombre de Reynolds critique $Re^c \approx 48$ [10] dans le cas des écoulements non confinés et $Re^c \approx 66$ [25] lorsque le rapport de confinement est de 1/3. En ce qui concerne notre étude, le rapport de confinement est d'environ 1/10, il est donc logique que le Re^c soit compris entre 48 et 66.

Les Reynolds critiques sont légèrement plus faibles dans le cas expérimental, car les facteurs déstabilisants que sont les surfaces avec des défauts, les vibrations extérieures ou encore les impuretés à l'intérieur du fluide ne sont évidemment pas présents lors de l'étude numérique.

En conclusion, les expériences avec la solution newtonienne nous permettent de valider notre système expérimental, car les résultats et les évolutions trouvées correspondent aux résultats numériques et aux données bibliographiques. Nous pouvons donc passer aux cas avec un gel de Carbopol® modélisant un fluide viscoplastique.

III.5.2 *Cas des fluides viscoplastiques*

En ce qui concerne les fluides viscoplastiques, nous pouvons mentionner au préalable différentes remarques. Tout d'abord en raison de l'effet stabilisant de la plasticité, les écoulements demeurent bidimensionnels pour des valeurs de Reynolds supérieures ou égales aux valeurs trouvées pour le fluide newtonien. Les valeurs sont d'environs $Re \approx 90$ pour le gel 1 et $Re \approx 85$ pour le gel 2.

Les résultats que nous mentionnerons dans cette partie seront donnés avec une incertitude de 10% pour les nombres de Reynolds et de 15% pour les nombres d'Oldroyd. Celle-ci étant calculée à l'aide des équations ci-dessous avec des incertitudes de 5% sur les caractéristiques du fluide et pour le cas le plus défavorable, c'est à dire pour les plus petits nombres de Reynolds et d'Oldroyd.

$$\frac{\Delta Re}{Re} = \frac{\Delta \rho}{\rho} + (2-n)\frac{\Delta V}{V} + n\frac{\Delta D}{D} + \frac{\Delta K}{K} \qquad \textit{(III-10)}$$

$$\frac{\Delta Od}{Od} = \frac{\Delta \tau_0}{\tau_0} + n\frac{\Delta V}{V} + n\frac{\Delta D}{D} + \frac{\Delta K}{K} \qquad \textit{(III-11)}$$

Des incertitudes de 0.2 et de 5° ont respectivement été affectées aux résultats sur *L1* et *L2* et sur θc

En ce qui concerne les effets élastiques des deux gels, le nombre de Weissenberg peut être calculé en utilisant la formule III-5. La vitesse maximum que nous avons utilisée est $V \approx 0.6$m/s. Ce qui donne des nombres de *We*, $We < 0.05$ pour le gel 1 et $We < 0.15$ pour le second.

III.5.2.1 Procédure et limites dans le cas des fluides viscoplastiques

La Figure III-10 montre des photographies du sillage derrière le cylindre que l'on peut obtenir avec notre dispositif expérimental lorsque le temps de pose est court pour les régimes étudiés.

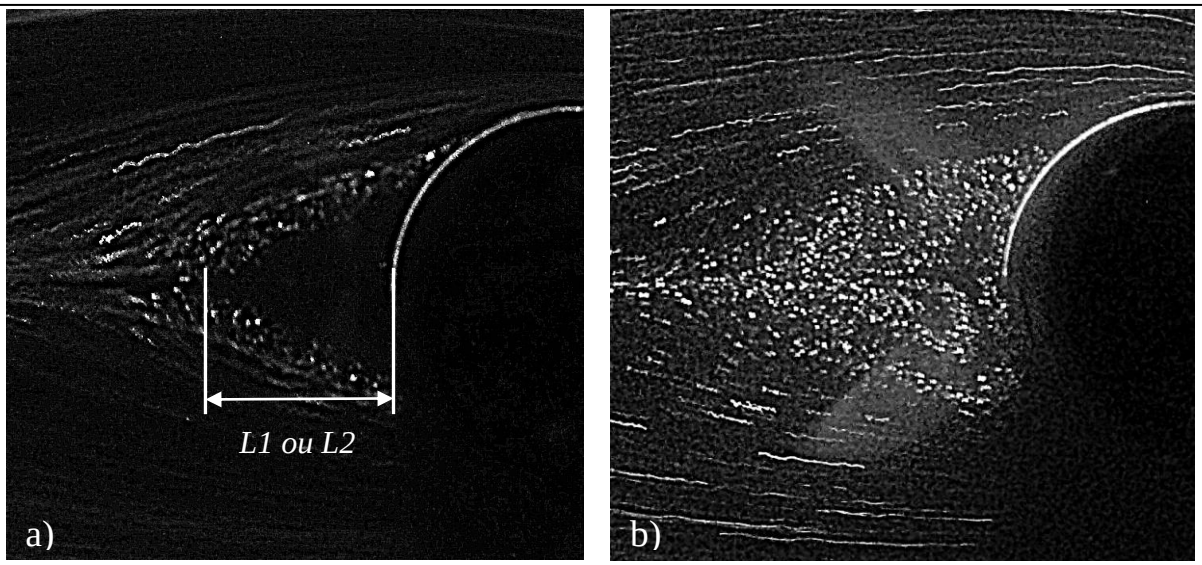


Figure III-10 : Photographie du sillage avec un temps de pose court.
a) Gel 2 : Re≈22, Od≈0.25, n=0.42, We=0.07; b) Gel 2 : Re≈26 Od≈0.24 n=0.42 We=0.077.

La différence entre les figures III-10a) et III-10b) vient du fait que l'on a, ou non, ensemencé le début du canal (fig. III-10a= non ensemencé; fig. III-10b= ensemencé). La zone située juste derrière le cylindre étant soit statique soit recirculante, le fluide se trouvant à l'intérieur provient du début du canal. Des clichés comme celui de la Figure III-10a permettent aisément de calculer les longueurs caractéristiques *L1* et *L2*, mais ne permettent pas de savoir si l'écoulement se trouve dans le régime rampant ou recirculant. Une étude avec le logiciel de PIV est alors nécessaire.

Une série de 30 photographies similaires à celle de la figure III-10b) est prise et on peut ainsi calculer la vitesse de déplacement des différentes zones. Le logiciel détectant le déplacement des particules seulement si celles-ci se sont déplacées d'au moins un diamètre (20μm pour les particules utilisées) et le temps maximal entre les clichés étant de 1 seconde, on peut ainsi détecter expérimentalement des vitesses minimales de 20 $\mu m.s^{-1}$. Les valeurs minimales des vitesses à l'intérieur des recirculations, trouvées numériquement, étant de l'ordre de $0.01V\infty$ et en sachant que nos vitesses $V\infty$ minimums expérimentales sont égales à 0.1 $m.s^{-1}$, les vitesses minimales qui apparaissent dans nos écoulements sont de l'ordre de 0.001m.s-1. Notre dispositif permettant de détecter des vitesses supérieures à 20 $\mu m.s^{-1}$, notre coefficient de sécurité afin de détecter les vitesses dans la recirculation est de l'ordre de 50.

Avec le même raisonnement, en sachant qu'en deçà de 20 diamètres le logiciel de PIV ne détecte plus les vitesses et que le temps minimal entre les clichés est de 1/60s, on peut ainsi détecter des vitesses maximales de l'ordre de 0.024m/s.

En conclusion, la procédure nous permet de savoir avec certitude si notre écoulement est rampant ou recirculant.

III.5.2.2 Etude numérique de l'influence du confinement et de n sur les longueurs caractéristiques et sur l'angle de décollement.

Afin de pouvoir analyser nos résultats expérimentaux de façon précise, il nous faut connaître l'influence séparée des différents paramètres tels que l'indice de la loi puissance, le confinement ou encore l'élasticité du fluide. Expérimentalement, ces influences sont très difficiles à distinguer séparément du fait de leur interdépendance. Une étude numérique a donc été menée et l'effet du confinement ainsi que celle de l'indice de la loi puissance a été examiné pour différents écoulements pouvant apparaître dans notre expérimentation. Les paramètres examinés sont les longueurs caractéristiques de l'écoulement (*L1* et *L2*) ainsi que l'angle de décollement des lignes de courant θc.

La Figure III-11 montre l'effet du confinement sur les longueurs caractéristiques pour trois fluides, un fluide newtonien et deux fluides à seuil ayant respectivement un *Od*=0.2 et 0.5. *D/Dinf* correspond au rapport de confinement, *Dinf* correspondant à la largeur du canal.

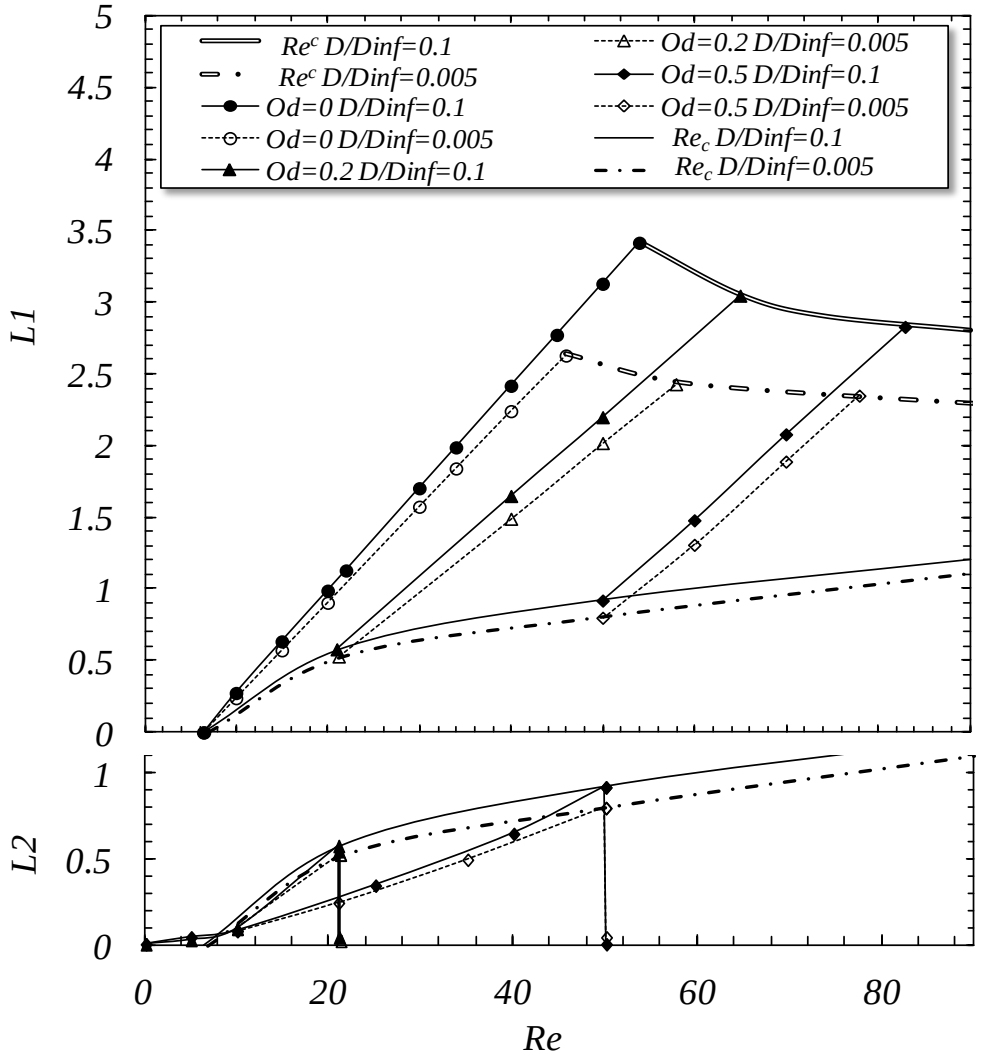


Figure III-11 : Influence du confinement et du nombre d'Oldroyd sur les longueurs caractéristiques. n=1.

L'effet du confinement sur les longueurs caractéristiques est marqué. A nombre de Reynolds identique, plus le confinement est élevé plus les longueurs caractéristiques sont grandes. On peut aussi constater que le confinement a tendance à retarder l'apparition du régime instationnaire. En effet, si l'on examine le cas pour *Od*=0.2, on peut constater que le Reynolds critique pour obtenir le détachement des tourbillons est Re^c=60 pour le cas où *D/Dinf*=0.005 et Re^c=65 dans le cas où *D/Dinf*=0.1. Le même effet est observable pour les différents *Od.*

Enfin, on peut noter que l'influence du confinement sur les longueurs caractéristiques ne semble pas être affectée par le seuil, celui-ci ayant le même effet pour un écoulement où *Od*=0 et *Od*=0.5 avec une influence de l'ordre de 10% sur les longueurs caractéristiques.

La Figure III-12 montre l'effet de l'indice de la loi puissance avec une comparaison entre des écoulements à *n*=1 et *n*=0.42

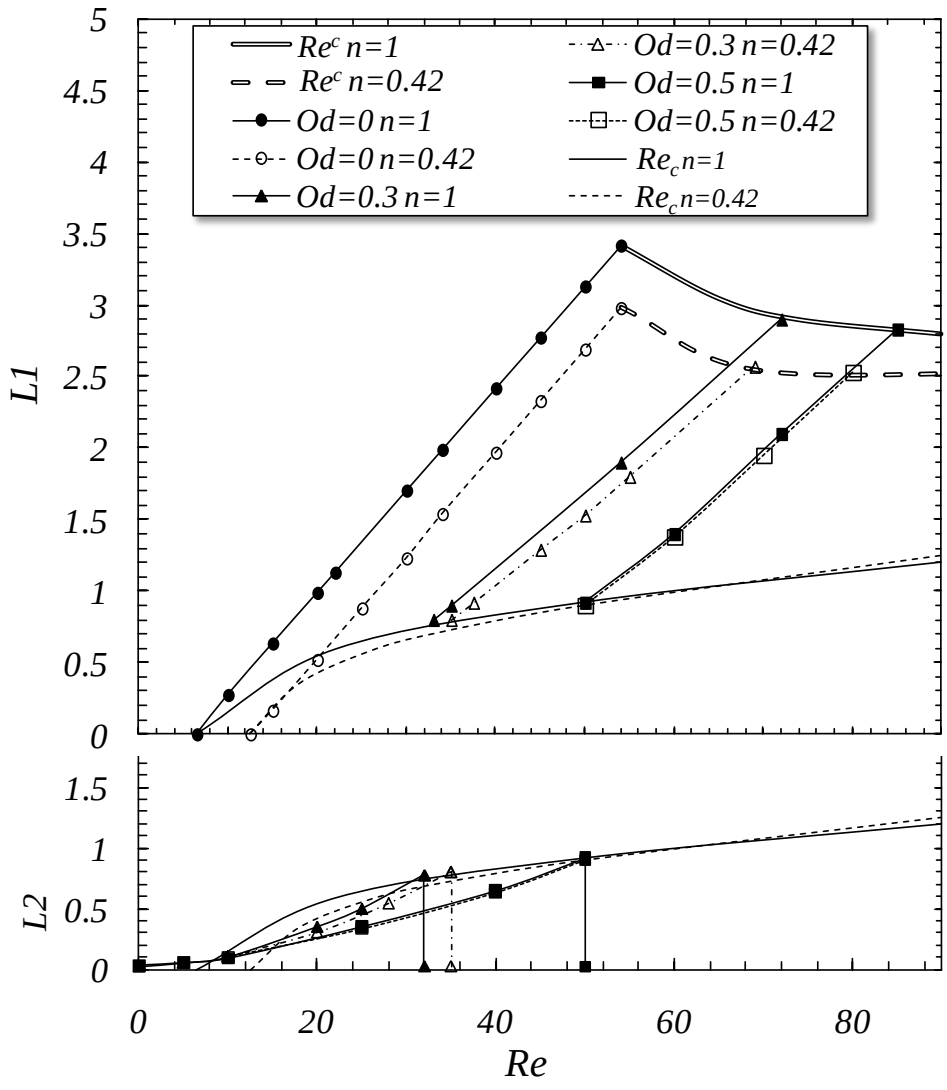


Figure III-12 : Influence de n sur les longueurs caractéristiques. D/Dinf=0.1.

On peut constater que l'influence de *n* est fonction du nombre d'Oldroyd [8-9]. Pour *Od*=0, *L1* décroît lorsque *n* passe de *n*=1 à *n*=0.42 avec une diminution de l'ordre de 20%. Par contre, cette décroissance se réduit lorsque *Od* augmente, jusqu'à devenir inexistante pour *Od*=0.5. L'influence de *n* sur l'apparition des différents régimes est aussi fonction du nombre d'Oldroyd. Pour *Od*=0, la diminution de *n* fait augmenter le nombre de Reynolds critique Re_c de 6 à 13 alors que pour *Od*=0.5 le nombre de Reynolds critique ne varie pas.

L'autre paramètre examiné dans cette étude numérique est l'angle de décollement des lignes de courant : θc.

La Figure III-13 montre l'effet du confinement et de l'indice de la loi puissance sur l'angle de décollement pour différents nombres d'Oldroyd pouvant apparaître dans notre expérimentation.

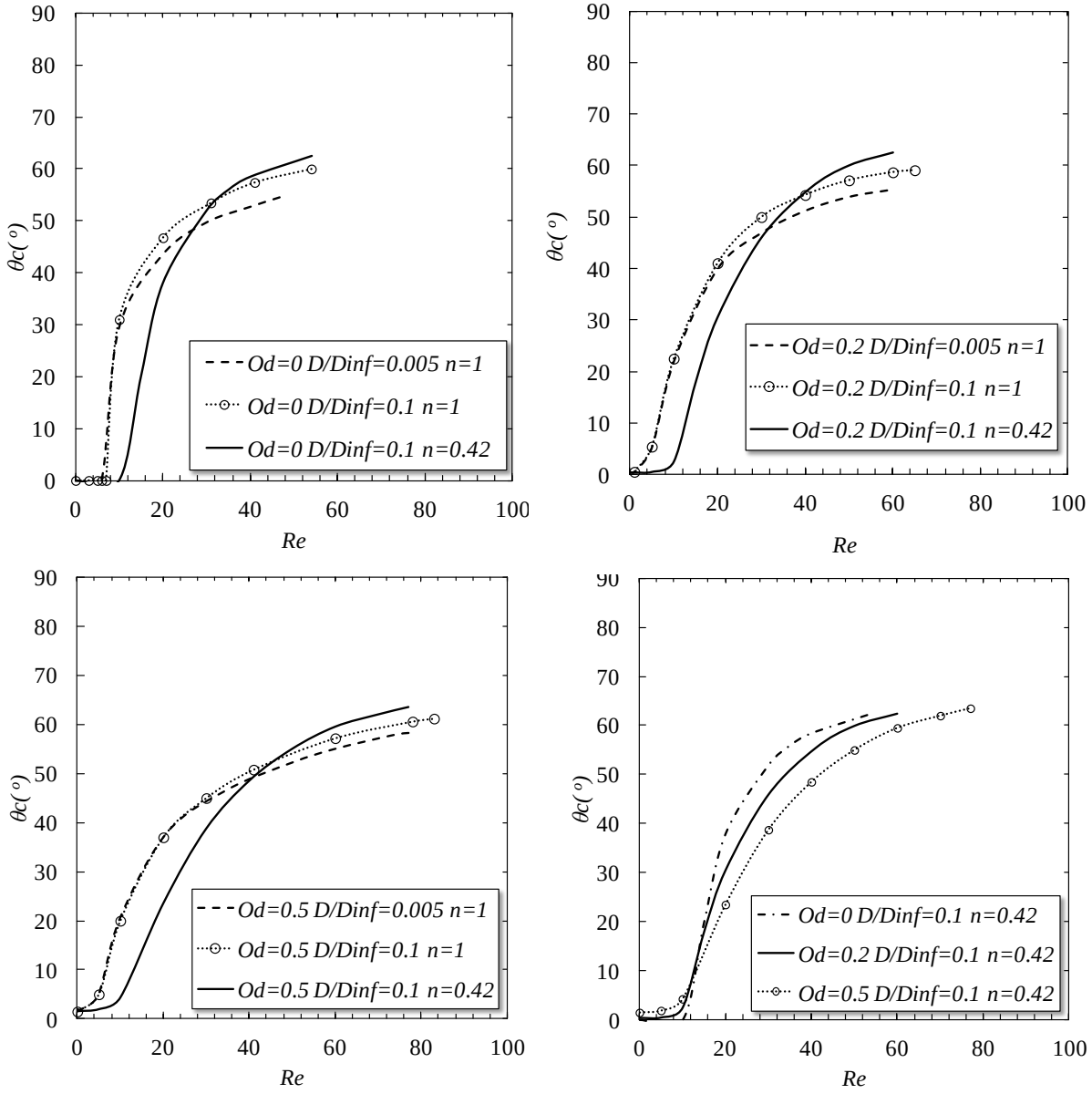


Figure III-13 : Influence du confinement et de n sur l'angle de décollement pour différent Od.

Pour une même valeur de *n et* du nombre de Reynolds, on peut constater que le confinement augmente l'angle de décollement, et ceci quel que soit le *Od* et le régime d'écoulement.

L'influence de *n* est variable avec le nombre de *Re*. A faible nombre de Reynolds (*Re*<30), la diminution de *n* tend à diminuer l'angle de décollement. Inversement, à fort Reynolds (*Re*>30), la diminution de *n* fait augmenter l'angle de décollement.

En conclusion, avec cette étude numérique nous avons montré que le confinement retarde l'apparition des régimes d'écoulement et fait augmenter les longueurs caractéristiques ainsi que l'angle de décollement d'environ 10%. Nous avons aussi montré que l'influence de l'indice de la loi puissance *n* est fonction du nombre d'Oldroyd.

III.5.2.3 Etude expérimentale de l'influence de la rugosité et des conditions initiales.

Il est connu que l'état de surface de l'interface solide en contact avec un fluide à seuil peut ou non faire intervenir du glissement [16-18, 22]. Nous avons mené une étude pour évaluer si l'état de surface du cylindre peut modifier la morphologie de l'écoulement. Trois papiers rugueux de rugosité variable ont été utilisés (P2000, P800 et P120 ce qui correspond respectivement à des rugosités moyennes de 5µm, 11µm et 62.5µm). Le cylindre sans papier de verre est lisse avec une rugosité de l'ordre du micron et est soit en Inox soit en PMMA.

La Figure III-14 montre le résultat de ce changement d'état de surface sur les longueurs caractéristiques *L1* et *L2* mesurées pour le gel 2.

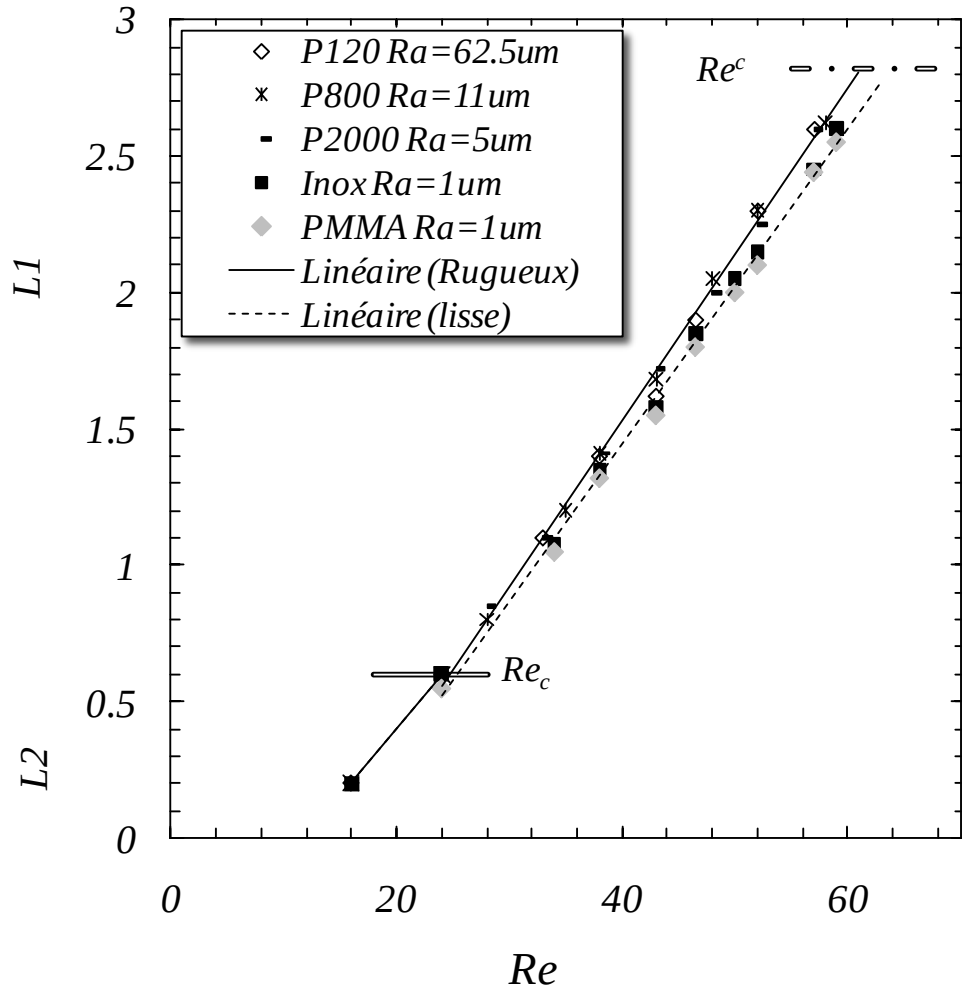


Figure III-14 : Longueurs caractéristiques expérimentales en fonction de l'état de surface du cylindre. Gel 2.

On peut constater qu'aucun changement significatif n'est visible entre les cas à surface rugueuse. Par contre une légère diminution des longueurs *L1* et *L2* peut être remarquée pour le cas où la surface est lisse. La longueur et la morphologie de l'écoulement semblent donc affectées légèrement par le changement d'états de surface. Il est aussi possible de noter une augmentation, de l'ordre de 5%, de Re^c lorsque le cylindre est lisse. L'hypothèse émise ici est que la diminution de la taille des tourbillons ainsi que l'augmentation de Re^c viendraient du glissement aux parois qui n'intervient que lorsque la rugosité des parois est inférieure à la taille des micros gels qui constituent les gels de Carbopol (ici entre 5 et 20µm [18]). Cette hypothèse est corrélée par le fait que l'on peut clairement voir une influence des conditions d'interfaces aux faibles taux de cisaillement sur la Figure III-3 lors des essais en rhéométrie. C'est donc dans les zones de plus faibles contraintes sur le cylindre, en particulier dans les zones seuillées et au point de décollement des tourbillons, que ce glissement interviendrait.

Les effets restent néanmoins faibles dans les régimes d'écoulement étudiés ici avec une influence de l'ordre de 5% sur les longueurs.

Des études [19] ont montré l'influence d'un temps de restructuration ou des conditions initiales pour ce genre de matériaux. Pour notre étude, nous avons aussi essayé d'évaluer l'influence de ce paramètre. Nous avons donc réalisé une première mesure des longueurs caractéristiques après homogénéisation du fluide grâce au passage d'une grille. Ensuite nous avons réalisé une mesure après 1, 5 et 30min et après 2, 5 et 30h. Cette procédure a été répétée pour 3 nombres de Reynolds différents. Nous n'avons constaté aucune influence des conditions initiales dans les régimes rampant et recirculant pour le gel 2. Le seuil d'écoulement de ce gel est assez faible par rapport aux études citées et les nombres de Reynolds examinés sont beaucoup plus élevés. Ceci pourrait expliquer la non-influence de ce paramètre sur nos résultats.

III.5.2.4 Influence du nombre de Re sur le sillage derrière le cylindre

Afin de montrer l'influence du nombre de Reynolds sur la morphologie de l'écoulement, celui-ci a été augmenté expérimentalement depuis le régime rampant jusqu'au régime instationnaire avec lâcher de tourbillon. On examinera uniquement le sillage derrière le cylindre, car l'appareil photographique étant lié au cylindre, les vitesses en dehors de cette zone sont trop élevées pour pouvoir être traitées avec le logiciel de PIV. Voir [8-9] pour plus de précision sur la localisation des zones rigides dans ces régimes d'écoulement.

Les photographies obtenues dans le régime rampant sont identiques à celles typiques de la figure III-10b). Les particules derrière le cylindre sont immobiles par rapport au cylindre. Une zone rigide statique est « collée » derrière le cylindre, sa taille dépend de l'intensité du nombre de Reynolds et du nombre d'Oldroyd.

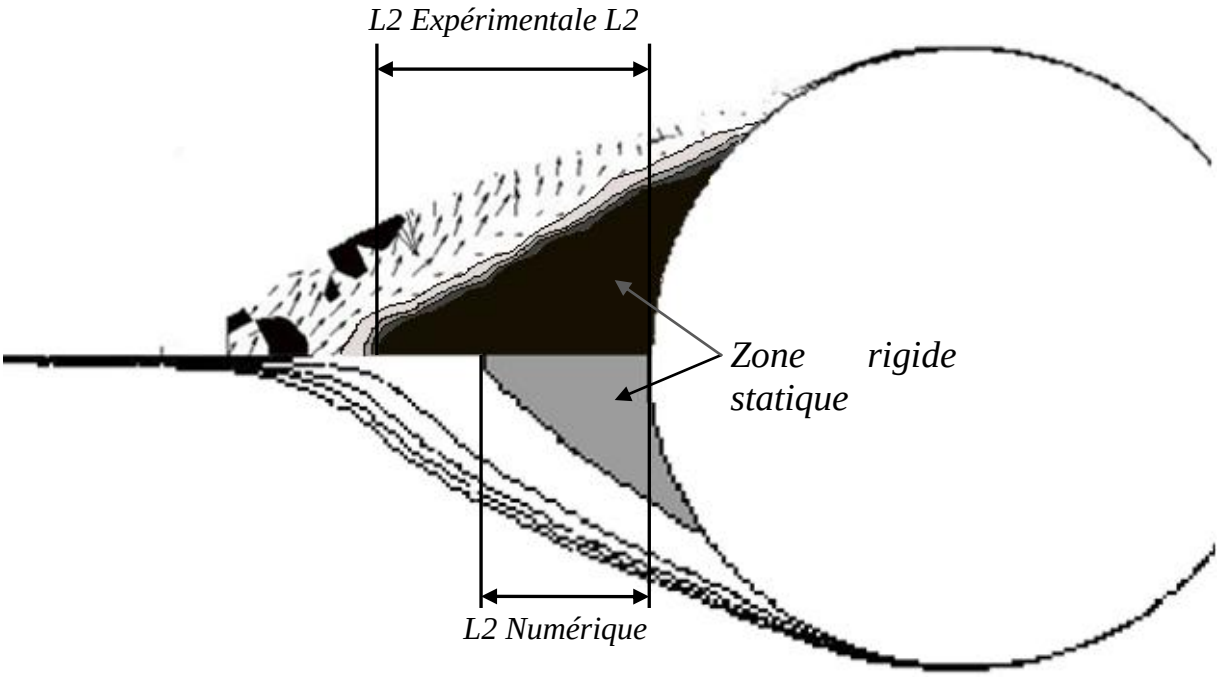


*Figure III-15 **:** Comparaison du sillage derrière le cylindre dans le régime rampant. Partie haute de l'image, gel 1 : Re=24 Od=0.38 n=0.42 We=0.018 et zone :*
Noir : $\dot{\gamma}$ =0.01 ; Gris foncé : $\dot{\gamma}$ =0.02 ; Gris clair $\dot{\gamma}$ = 0.03 ; Blanc : $\dot{\gamma}$ = 0.05 *;*
Partie basse de l'image, approche numérique : Re=24 Od=0.38 n=0.42 We=0

La Figure III-15 montre le cas d'un écoulement dans ce même régime pour le gel 1 *Re*=24 *Od*=0.38 *n*=0.42 et *We*=0.018 après traitement. La moitié supérieure de l'image montre l'évolution de $\dot{\gamma}$, le deuxième invariant du tenseur des vitesses de déformation, obtenu avec le champ des vitesses expérimentales calculées avec le logiciel Dantec et un programme développé sous Matlab. Celui-ci calcule le champ des gradients de vitesse grâce aux champs des vitesses expérimentales et un maillage adapté. Cette méthode permet de visualiser les zones rigides statiques où théoriquement $\dot{\gamma} = 0$. Celles-ci sont visualisées pour le cas expérimental avec un gamma point égal à epsilon. L'influence de cet epsilon est montrée avec un γ variant de 0.01 à 0.05. On constate que plus epsilon est grand plus la zone rigide est grande. Nous prendrons par la suite γ=0.01 soit la zone colorié en noire pour le cas expérimental et grisé pour le cas numérique. On constate une longueur plus importante pour le cas expérimental que pour le cas numérique. A *Od* et *n* identique l'augmentation du nombre de Reynolds dans ce régime a pour effet l'augmentation de la taille de la zone rigide mobile « collée » au cylindre (*L2*) [7]. Il faudrait donc augmenter le Reynolds du cas numérique afin

de retrouver la même morphologie. Dans notre cas, la similitude se fait pour un nombre de Reynolds *Re*=27.5. Ce qui correspond à un écart d'environ 15% entre les résultats numériques et expérimentaux. L'incertitude de mesure étant de ± 5%, l'écart est en dehors de celle-ci.

Une hypothèse émise pour expliquer cet écart serait l'élasticité du fluide. En effet si l'on compare les résultats trouvés par Sahin et al. [26] et les résultats newtoniens, on constate que l'élasticité, pour les fluides viscoélastiques, a tendance à augmenter les longueurs caractéristiques, surtout à faible Reynolds. Un même effet semblerait donc s'appliquer pour les fluides élastoviscoplastiques et sur les zones rigides.

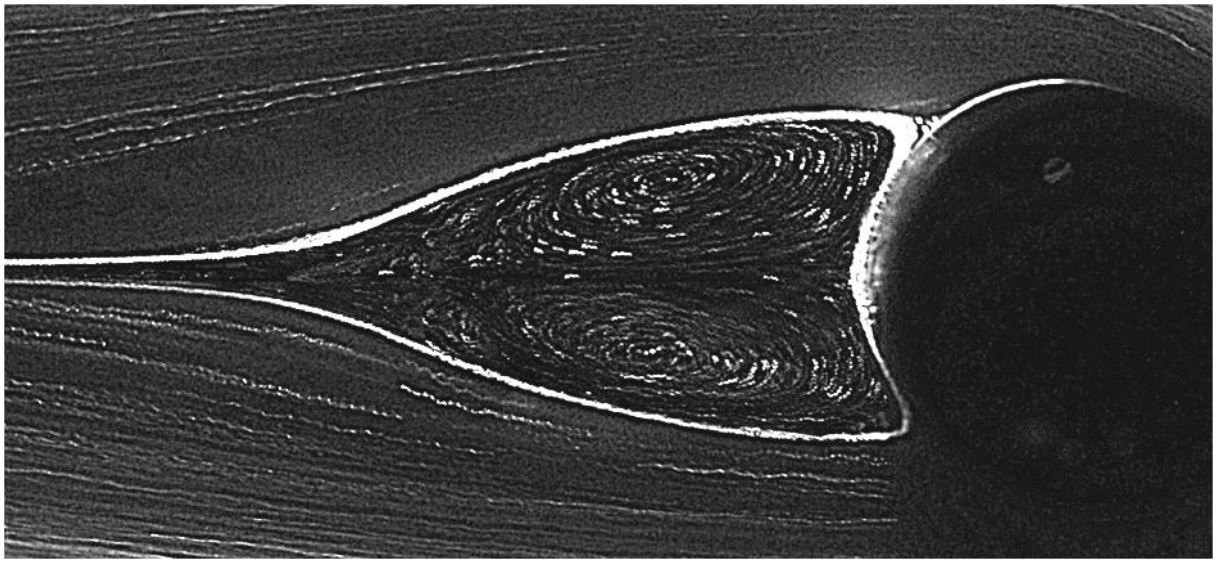


*Figure III-16 **:** Photographie du sillage en régime recirculant avec un temps de pose long. Gel2 : Re=33 Od=0.22 We=0.088*

En augmentant le nombre de Reynolds, l'écoulement entre dans le régime recirculant (Figure III-16).

La Figure III-17 montre la comparaison des résultats expérimentaux et numériques pour le cas d'un écoulement dans ce régime pour le gel 1.

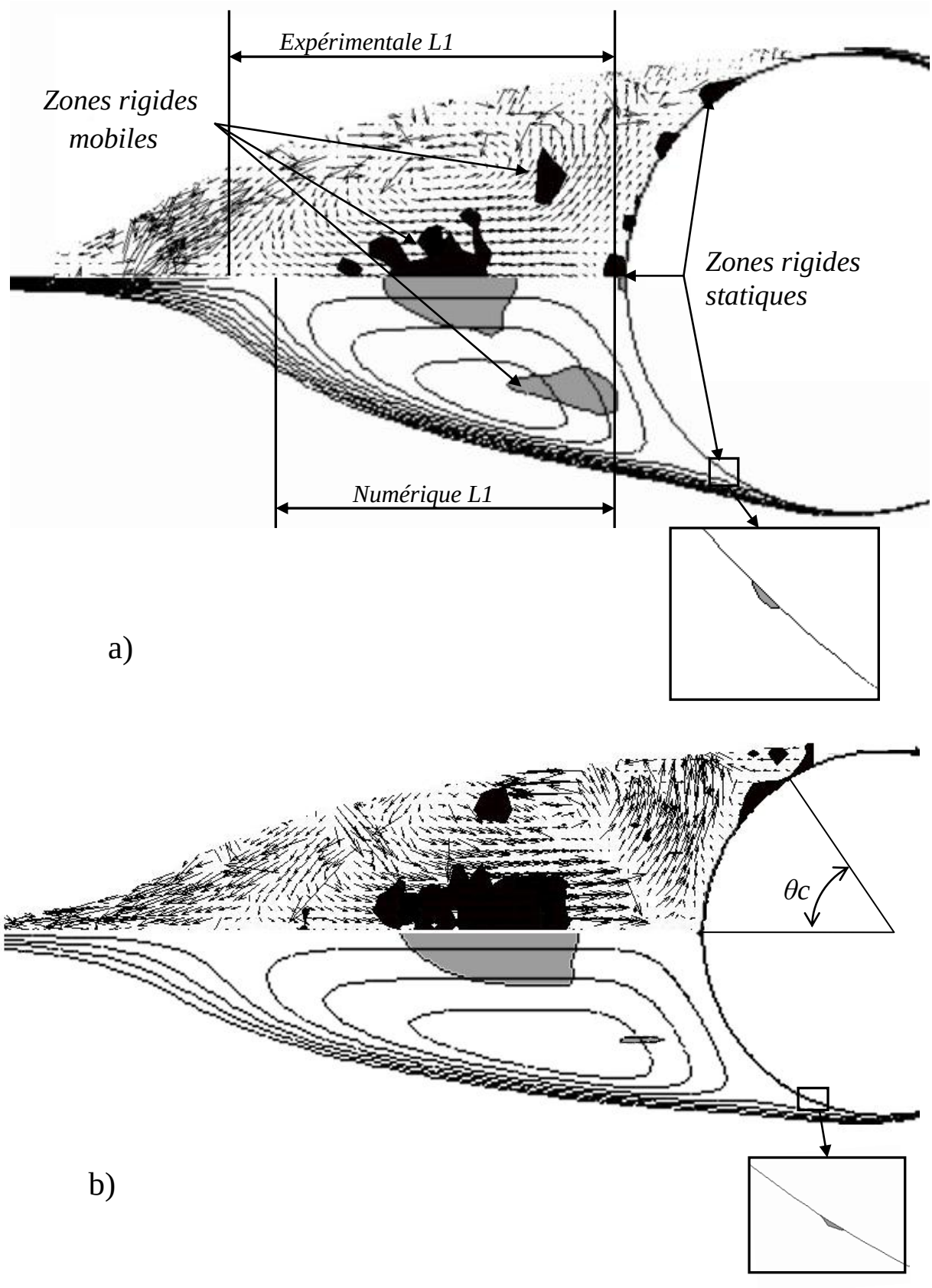


Figure III-17 ***:*** *Comparaison du sillage derrière le cylindre dans le régime recirculant.*

a) (Haut) expérimentale gel 1 Re=35 Od=0.34 n=0.42 We=0.023;
(Bas) numérique Re=35 Od=0.34 n=0.42 We=0.

b) (Haut) expérimentale gel 1 Re=45 Od=0.32 n=0.42 We=0.027;
(Bas) numérique Re=45 Od=0.32 n=0.42 We=0.

Dans ce régime d'écoulement [8], il est possible de visualiser trois zones rigides statiques et trois zones rigides mobiles. Sur la Figure III-17 et pour les résultats numériques (Bas de l'image), les zones rigides statiques sont peu étendues et peu visibles à l'échelle de la figure, mais elles existent réellement. Pour les résultats expérimentaux (Haut de l'image), le critère choisi pour mettre en évidence ces zones rigides expérimentalement est $\tau \leq \tau_0$ car avec un critère sur $\dot{\gamma}$, les zones rigides en mouvement sont fortement assujetties à la valeur du critère (qui ne peut être 0 comme pour le cas des zones rigides statiques). Afin de pouvoir utiliser un critère sur les contraintes, la loi de Papanastasiou [13] est introduite dans notre programme afin de remonter au champ des contraintes grâce au champ des vitesses.

Sur la Figure III-17a), l'écoulement représenté (*Re*=35 *Od*=0.34 *n*=0.42 et *We*=0.023) correspond au cas limite, c'est-à-dire que pour tous nombres de Reynolds *Re*<35, l'écoulement se trouve dans le régime rampant. Sur la base des clichés, on peut émettre l'hypothèse que la « naissance » des tourbillons ne se fait donc pas « collée » au cylindre sur l'axe de symétrie, comme pour les fluides newtoniens, mais après une rupture de la zone rigide statique « collée » au cylindre (Fig. III-15) et éloignée du cylindre. On constate sur cette figure (Fig. III-17a) que la longueur de la recirculation est légèrement plus importante pour le cas expérimental où *L1*=0.85 que pour le cas numérique où *L1*=0.75. Afin de retrouver la même morphologie, il faut augmenter le Reynolds jusqu'à la valeur *Re*=37.5, ce qui correspond à un écart de 7%.

L'augmentation du nombre de Reynolds dans le régime recirculant a pour effet d'augmenter la longueur de la recirculation *L1* (Figure III-17b). Cette figure montre un écoulement dans le régime recirculant pour le gel 1 avec *Re*=45 *Od*=0.32 *n*=0.42 et *We*=0.027. Dans ce cas, on retrouve une longueur de la recirculation similaire de manière expérimentale et de manière numérique. Il en est de même pour les écoulements aux nombres de Reynolds supérieurs.

III. 5. 2. 3 a Influence du nombre de Reynolds sur les longueurs caractéristiques

La Figure III-18 montre l'évolution expérimentale des longueurs *L1* et *L2* avec l'évolution du nombre d'Oldroyd et du nombre de Reynolds, ainsi qu'une comparaison avec les résultats obtenus numériquement.

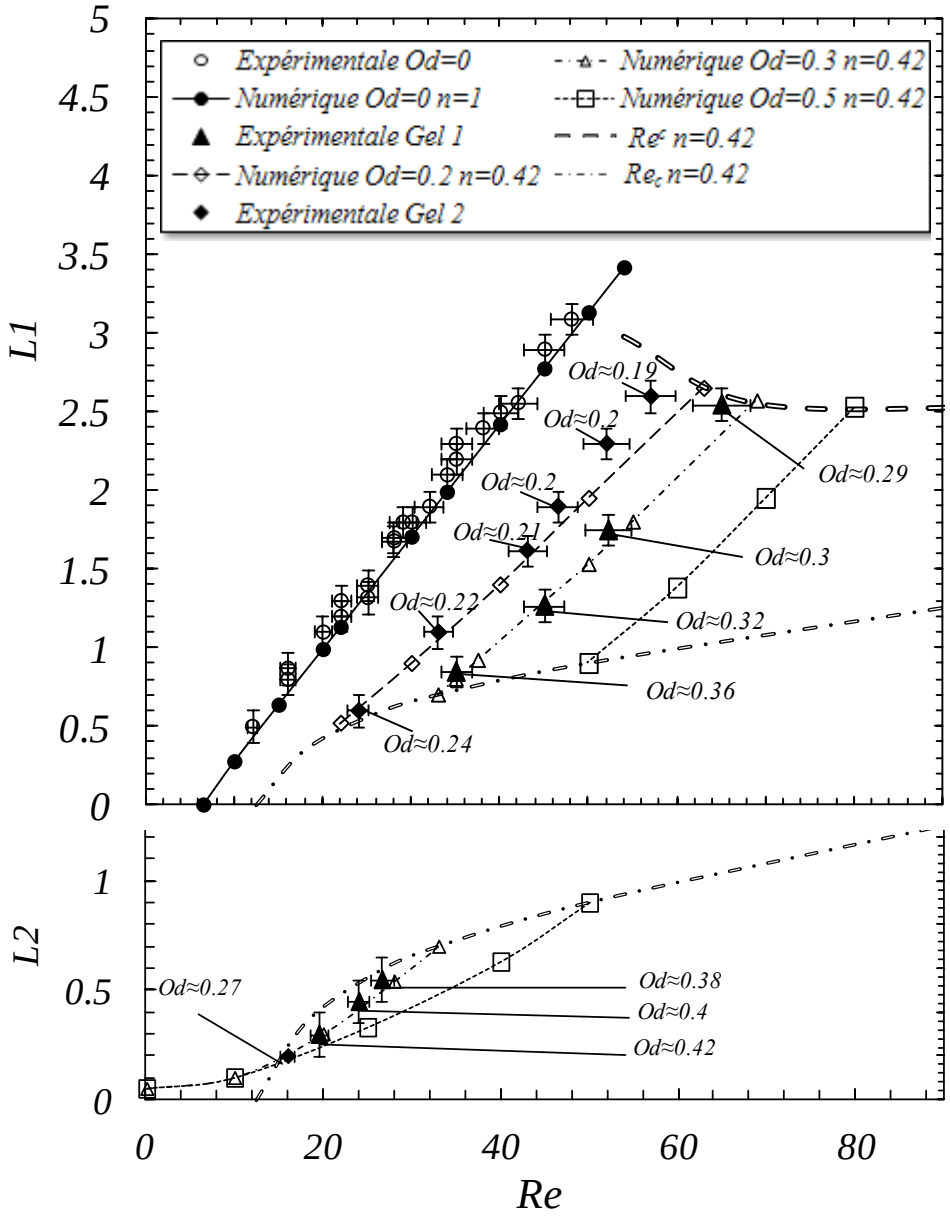


Figure III-18 : Comparaison des longueurs caractéristiques D/Dinf=0.1

On constate une augmentation de ces longueurs avec une augmentation du nombre de Reynolds, autant expérimentalement que numériquement. L'évolution semble linéaire autant pour *L1* que pour *L2* lorsque le nombre d'Oldroyd est fixé. L'évolution de *L2*, représentant la taille de la zone rigide statique « collée » au cylindre, est bien sûr montrée que pour les écoulements rampants. L'évolution de *L1*, représentant la taille de la recirculation, n'est visible que lorsque l'écoulement se trouve dans le régime recirculant. Ces évolutions linéaires sont plus visibles sur les évolutions numériques, car le nombre d'Oldroyd étant fonction de la vitesse, à chaque cas expérimental correspond un *Od*. Il nous est donc impossible de fixer le

nombre d'Oldroyd expérimentalement et ainsi visualiser uniquement l'influence du nombre de Reynolds.

De nouveau, il est possible de constater que les longueurs expérimentales sont légèrement supérieures aux résultats numériques surtout pour les Reynolds faibles $Re<30$ et pour les fluides à seuil. A noter que les longueurs expérimentales pour des Reynolds ≥ 45 sont identiques aux longueurs numériques, quel que soit le fluide.

Ces différences de longueurs entre les cas expérimentaux et numériques pourraient de nouveau être expliquées par l'élasticité du fluide, en appliquant une analogie entre les fluides élastoviscoplastiques et les fluides viscoélastiques [26]. L'influence de l'élasticité étant plus forte à faible Reynolds et l'écart entre les deux méthodes diminuant avec l'augmentation du Reynolds, cette hypothèse paraît plausible.

III. 5. 2. 3 b Influence du nombre de Reynolds sur l'angle de décollement

La Figure III-19 montre l'évolution expérimentale de l'angle de décollement avec l'évolution du nombre d'Oldroyd et du nombre de Reynolds, ainsi qu'une comparaison avec les résultats obtenus numériquement.

Les incertitudes de 10% pour les nombres de Reynolds sont montrées ainsi que celle de 5° sur θc. Comme sur la figure III-18, à chaque point correspond un nombre de Reynolds et un nombre d'Oldroyd différent pour les fluides viscoplastiques. Par contre, les courbes ont un nombre d'Oldroyd fixé, et les évolutions montrent uniquement l'effet du nombre de Reynolds sur l'angle de décollement.

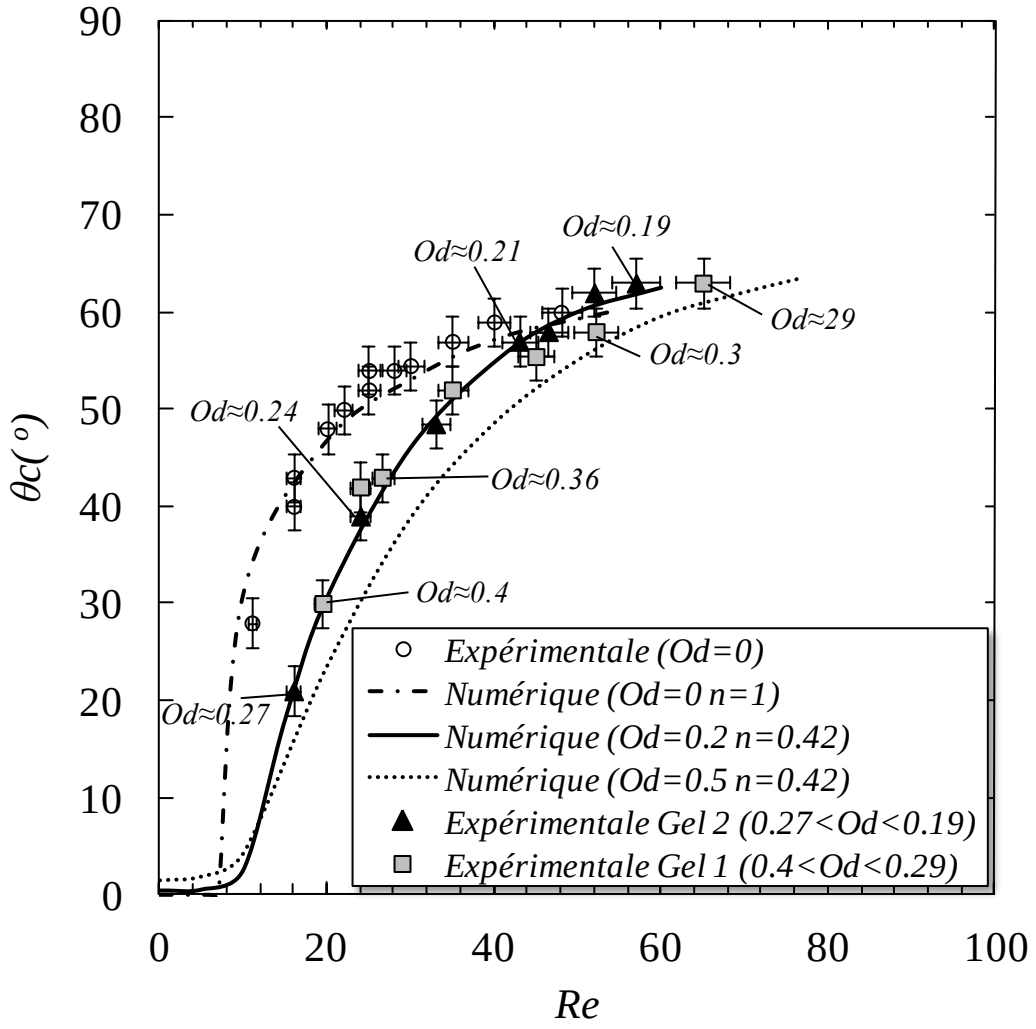


*Figure III-19 **:** Comparaison des angles de décollement.*

L'influence du nombre de Reynolds sur l'angle de décollement est nette : plus le Reynolds augmente plus θc augmente, aussi bien de manière expérimentale que numérique. La croissance est rapide à faible Reynolds et plus faible ensuite.

Pour le fluide newtonien, on constate une bonne corrélation entre le cas numérique et le cas expérimental, avec des valeurs se trouvant toutes dans l'intervalle des incertitudes de mesures.

Pour les fluides viscoplastiques, on peut aussi constater une assez bonne corrélation entre les angles de décollement obtenus expérimentalement et ceux obtenus numériquement pour des nombres de Reynolds élevés. Par exemple pour Re=52 et pour le gel 2 $\theta c_{\text{expérimental}} \approx 62$ alors que $\theta c_{\text{numérique}} \approx 61$. Par contre, certains écarts sont visibles aux nombres de Reynolds faibles. Et ceci quel que soit le gel utilisé. Par exemple pour Re=24 et pour le gel 1 (Fig. III-15) $\theta c_{\text{expérimental}} \approx 43$ alors que $\theta c_{\text{numérique}} \approx 34$.

Ces différences d'angle de décollement aux nombres de Reynolds faible entre les cas expérimentaux et numériques pourraient être expliquées par l'élasticité du fluide, qui comme explicité précédemment à plus d'effet aux nombres de Reynolds faibles. Mais il faut aussi savoir qu'aux nombres de Reynolds élevés, les différences de valeurs sur les angles de décollement sont faibles et les erreurs sont donc que peu visibles. Par contre aux nombres de Reynolds faibles, les différences peuvent être grandes du fait de l'évolution très rapide de celui-ci. Par exemple pour Od=0.2, à Re=15 θc=18 alors qu'à Re=20 θc=30.5. Une légère erreur sur le Reynolds expérimental entraîne une très forte erreur sur θc.

III.5.2.5 Influence du nombre d'Oldroyd

L'influence du nombre d'Oldroyd est visible sur toutes les caractéristiques de l'écoulement.

Les Tableaux III-2 et III-3 résument les résultats expérimentaux (1re colonne) trouvés sur l'apparition des régimes et les comparent aux résultats numériques (2, 3, 4 et 5èmes colonnes). Les limites entre le régime rampant et recirculant, Re_c, et entre le régime recirculant et instationnaire, Re^c, pour chaque gel ainsi que pour le fluide newtonien sont précisées. Les valeurs en gras sont les valeurs expérimentales et numériques des expériences.

La valeur du nombre d'Oldroyd critique (Od_c *ou* Od^c) correspondant au changement de régime d'écoulement est précisée entre parenthèses pour chaque cas.

Re_c	*Expérimentale*	*D/Dinf=0.005 n=1*	*D/Dinf=0.1 n=1*	*D/Dinf=0.005 n=0.42*	*D/Dinf=0.1 n=0.42*
Fluide newtonien	***5***	*7*	***8***	*11.5*	*13*
Gel 1 (Od_c^c≈0.34)	***35***	*27*	*28*	*32*	***33***
Gel 2 (Od_c^c≈ 0.24)	***24***	*23*	*24*	*25*	***26***

Tableau III-2 : Re_c pour les différents cas étudiés.
1re colonne : valeurs expérimentales. 2, 3, 4 et 5èmes colonnes : valeurs numériques.

Re^c	*Expérimentale*	*D/Dinf=0.005 n=1*	*D/Dinf=0.1 n=1*	*D/Dinf=0.005 n=0.42*	*D/Dinf=0.1 n=0.42*
Fluide newtonien	***50***	*47*	***55***	*47*	*55*
Gel 1 (Od^c ≈0.29)	***67***	*66*	*75*	*60*	***70***
Gel 2 (Od^c ≈0.19)	***62***	*60*	*69*	*55*	***64***

Tableau III-3 : Re^c pour les différents cas étudiés.
1re colonne : valeurs expérimentales. 2, 3, 4 et 5èmes colonnes : valeurs numériques.

L'influence du nombre d'Oldroyd sur la limite des différents régimes est nette. Pour chaque colonne, la valeur de la première ligne (Od=0) est inférieure à celle de la ligne 3 (Od≈0.2) et à celle de la ligne 2 (Od≈0.3). En conclusion, plus le nombre d'Oldroyd est élevé, plus l'apparition des régimes se fait pour des nombres de Reynolds importants. Donc, plus le nombre d'Oldroyd est élevé plus l'inertie doit être importante afin de retrouver un écoulement similaire. Od a un effet stabilisant sur l'écoulement.

En comparant respectivement les valeurs numériques des colonnes 2 et 3 et des colonnes 4 et 5, on constate une augmentation des Reynolds critiques avec le confinement. Et comparant respectivement les valeurs numériques des colonnes 2 et 4 et des colonnes 3 et 5, on constate aussi une influence de l'indice n fonction du nombre d'Oldroyd. Ces mêmes remarques peuvent être faites en examinant les Figures III-11 et III-12.

L'influence du nombre de Weissenberg sur la limite des différents régimes a été montrée [26-27] et il en ressort que l'influence du We est faible pour We≤0.2, avec par exemple un Re^c passant de 41.4 à 42.8 pour un We passant de 0 à 0.2. Nos nombres de Weissenberg étant inférieurs à 0.2, celui-ci n'a que très peu d'influence sur le changement de régime. Il n'est donc pas étonnant de constater une bonne corrélation entre nos résultats expérimentaux et numériques sur la valeur des nombres de Reynolds critiques.

La Figure III-18 montre l'évolution des longueurs expérimentales en fonction du nombre de Reynolds, mais montre aussi l'effet du nombre d'Oldroyd sur ces longueurs. A nombre de Reynolds fixé, on peut constater que plus le nombre d'Oldroyd est élevé plus les longueurs sont faibles. Il en est de même pour l'influence du nombre d'Oldroyd sur l'angle de décollement. On peut aussi constater sur les Figures III-13 et III-19 que plus le nombre d'Oldroyd est élevé plus l'angle de décollement est faible à nombre de Reynolds fixé.

En conclusion, l'effet du nombre d'Oldroyd est toujours inverse à celui du nombre de Reynolds. Le nombre d'Oldroyd a tendance à stabiliser l'écoulement.

III.6. CONCLUSION

Dans cette étude, nous avons abordé l'écoulement inertiel d'un fluide à seuil de contrainte autour d'un obstacle cylindrique de manière expérimentale et numérique. Le fluide à seuil de contrainte utilisé est un gel physique de Carbopol à comportement élastoviscoplastique rhéofluidifiant. Le montage expérimental construit a été validé par l'étude de l'écoulement d'un fluide newtonien autour d'un cylindre. Les limites expérimentales ont été précisées. Les propriétés de volume et d'interface des gels ont été caractérisées finement.

Avec cette étude nous avons montré que :

- Le confinement retarde l'apparition du régime laminaire avec recirculation ainsi que l'apparition du régime avec détachement de tourbillons et fait augmenter les longueurs caractéristiques et l'angle de décollement.

- Dans les régimes étudiés, l'état de surface semble avoir une légère influence sur la morphologie de l'écoulement. Par contre, le temps de repos entre les essais semble n'en avoir aucune.

- L'influence de l'indice de la loi puissance n est fonction du nombre d'Oldroyd. Pour les $Od<0.5$, la diminution de n fait diminuer les longueurs caractéristiques et retarde l'apparition du régime laminaire avec recirculation.

- L'influence expérimentale du nombre de Reynolds et celle du nombre d'Oldroyd correspondent à peu près aux effets établis numériquement pour une loi de comportement d'Herschel-Bulkley. Les valeurs expérimentales sont légèrement supérieures aux valeurs numériques à faibles Reynolds, mais néanmoins en dehors des incertitudes de mesures. Ces différences peuvent certainement être mises sur le compte de l'élasticité des gels.

- L'influence du nombre d'Oldroyd est inverse à celui de Re, avec un effet notable sur l'apparition du régime laminaire avec recirculation ainsi que l'apparition du régime instationnaire.

RÉFÉRENCES

[1] D.D. Atapattu, R.P. Chhabra and P.H.T. Uhlherr, Creeping sphere motion in Herschel–Bulkley fluids : flow field and drag, J. Non-Newtonian Fluid Mech. 59 (1995), 245–265.

[2] L. Jossic and A. Magnin, Drag and stability of objects in a yield stress fluid, AIChE J. 47 (2001), 2666–2672.

[3] O. Merkak, L. Jossic and A. Magnin, Spheres and interactions between spheres moving at very low velocities in a yield stress fluid, J. Non-Newtonian Fluid Mech. 133 (2006), 99–108.

[4] A.M.V. Putz, T.I. Burghelea, I.A. Frigaard and D.M. Martinez, Settling of an isolated spherical particle in a yield stress shear thinning fluid, Phys. Fluid 20 (2008), 033102.

[5]A. Putz, I.A. Frigaard, Creeping flow around particles in a Bingham fluid. J. of Non-Newtonian Fluid Mech. 165 (2010) 263-280.

[6] D. L. Tokpavi, A. Magnin, P. Jay, L. Jossic, Experimental study of the very slow flow of a yield stress fluid around a circular cylinder, J. of N. N. Fluid Mech. 164 (2009) 35-44.

[7] D. L. Tokpavi, A. Magnin, P. Jay, Very slow flow of Bingham viscoplastic fluid around a circular cylinder, J. of Non-Newtonian Fluid Mech. 154 (2008) 65-76.

[8] S. Mossaz, P. Jay, A. Magnin, Criteria for the appearance of recirculating and non-stationary regimes behind a cylinder in a viscoplastic fluid, J. of Non-Newtonian Fluid Mech. 165 (2010) 1525-1535.

[9] S. Mossaz, P. Jay, A. Magnin, Chapitre 2 de cette thèse.

[10] C.H.K. Williamson, Vortex dynamics in the cylinder wake, Annual Review of Fluid Mechanics 28 (1996) 477–539.

[11] M.M. Zdravkovich, Flow Around Circular Cylinders, Volume 1: Fundamentals. Oxford University Press, New York, USA (1997).

[12] M.M. Zdravkovich, Flow Around Circular Cylinders, Volume 2 : Applications. Oxford University Press, New York, USA (2003).

[13] T.C. Papanastasiou, Flow of materials with yield, J. Rheol. 31 (1987) 385–404.

[14] J.M. Piau, Viscoplastic boundary layer, J. Non-Newtonian Fluid Mech. 102 (2002) 193–218.

[15] J.M. Piau and K. Debiane, The adhesive or slippery flat plate viscoplastic boundary layer for a shear-thinning power-law viscosity, J. N. N. Fluid Mech. 117 (2004), pp. 97–107.

[16] A. Magnin and J.M. Piau, Cone-and-plate rheometry of yield stress fluids. Study of an aqueous gel, J. Non-Newtonian Fluid Mech. 36 (1990), 85–108.

[17] A. Magnin and J.M. Piau, Measurement of very low strains using a stress rheometer: a new rotating sensing transducer (RST), J. Rheol. 35 (1991), 1465–1479.

[18] J.M. Piau, swollen sponges. Meso- and macroscopic properties, constitutive equations and scaling laws, J. Non-Newtonian Fluid Mech. 144 (2007), 1–29.

[19] G. Gheissary, B. H. A. A. van den Brule, Unexpected phenomena observed in particle settling in non-Newtonian media, J. Non-Newtonian Fluid Mech. 67 (1996), 1-18.

[20] D. D. Atapattu, R. P. Chhabra, P. H. T. Uhlherr, Creeping sphere motion in Herschel-Bulkley fluids: flow field and drag, J. of N-Newtonian Fluid Mech. 59 (1995), 245-265.

[21] S. J. Curran, R. E. Hayes, A. Afacan, M. C. Williams, P.A. Tanguy, Properties of Carbopol solutions as models for yield-stress fluids, J. Food Sci. 67 (l) (2002) 176–180.

[22] D. Anne-Archard, H. Boisson, M. Marouche, Etude expérimentale d'une cuve agitée en fluide viscoplastique, 18ème Congrès Français de Mécanique, (2007).

[23] S. Taneda, Experimental investigations of the wakes behind cylinders and plates at low Reynolds numbers, Journal Phys. Soc. Japan, 11 (1956) 302-307.

[24] H. Honji, Flow around a circular cylinder in a converging or diverging rectangular working section, Reports Research Institute for Applied Mechanics 17 (1969) 249-251.

[25] F. Rehimi, F. Aloui, S.B. Nasrallah, L. Doubliez and J. Legrand, Experimental investigation of a confined flow downstream of a circular cylinder centered between two parallel walls, Journal of Fluids and Structures 24 (2008), 855–882.

[26] M. Sahin, R. G. Owens, On the effects of viscoelasticity on two-dimensional vortex dynamics in the cylinder wake, J. of Non-Newtonian Fluid Mech. 123 (2004) 121-139.

[27] C. J. Pipe, P. A. Monkewtiz, Vortex shedding in flows of dilute polymer solutions, J. of Non-Newtonian Fluid Mech. 139 (2006) 54-67.

CHAPITRE IV

Etudes expérimentales et numériques des écoulements inertiels instationnaires 2D derrière un cylindre pour les fluides viscoplastiques

Sommaire

Résumé *143*
IV.1. Introduction *145*
IV.2. Etude Numérique *147*
IV.2.1. Morphologie de l'écoulement *149*
IV.2.2. Nombre de Strouhal *151*
IV.2.3. Mise en équation de l'influence de Re et de Od sur le nombre de Strouhal *155*
IV.2.4. Coefficient de portance et de traînée *155*
IV.3. Etude expérimentale *161*
IV.3.1. Validation newtonienne *164*
IV.3.2. Cas des fluides viscoplastiques *168*
IV.3.2.1. Apparition du régime instationnaire *169*
IV.3.2.2. Influence des conditions initiales *170*
IV.3.2.1. Influence de l'état de surface *170*
IV.4. Conclusion *177*
Références *178*

RESUME

Les écoulements inertiels instationnaires d'un fluide viscoplastique autour d'un cylindre ont été étudiés expérimentalement. Les fluides étudiés sont des gels de polymère Carbopol®. Le comportement élastoviscoplastique de ces gels a été modélisé par une loi d'Herschel-Bulkley modifiée. Afin d'analyser en détail nos résultats sur l'influence du nombre de Reynolds et du nombre d'Oldroyd sur la morphologie de l'écoulement et la variation du nombre de Strouhal, l'influence du confinement et de l'indice de rhéofluidification a été examinée par simulation numérique et celle de l'élasticité bibliographiquement, Il a été montré que l'augmentation du nombre de Reynolds fait augmenter le nombre de Strouhal et que l'augmentation du nombre d'Oldroyd tend à le faire diminuer. On a aussi pu constater l'influence de la rugosité de l'interface. Pour les surfaces lisses, on observe des lâchers de tourbillons simultanés et symétriques. Alors que pour des surfaces rugueuses, on observe des lâchers de tourbillons alternés et périodiques. Ces observations sont rapportées à la présence ou non de glissement à la paroi.

Mots-clés : Nombre de Strouhal, Cylindre circulaire, Ecoulement inertiel, Fluide viscoplastique, Instabilité, Rhéofluidifiant, Zones rigides.

IV.1. INTRODUCTION

On peut affirmer sans crainte d'exagération que des centaines de documents, à la fois expérimentaux et numériques, sont apparus dans la littérature scientifique sur le sujet des instabilités derrière un obstacle depuis les travaux pionniers de Von Karman et Rubach en 1912 [1]. Par exemple, dans sa récente étude, Williamson [2] récapitule les régimes observés pour un écoulement de fluide newtonien non confiné derrière un cylindre. Pour des nombres de Reynolds allant jusqu'à environ 260, Williamson a identifié quatre principaux régimes. Tout d'abord, pour un nombre de Reynolds d'environ 49, la morphologie de l'écoulement passe du régime stationnaire avec deux recirculations au régime instationnaire bidimensionnel périodique avec lâcher de tourbillons par le biais d'une bifurcation de Hopf. Ensuite aux alentours d'un nombre de Reynolds de 190, intervient la transition entre le régime bidimensionnel et deux régimes tridimensionnels. Pour plus de détail sur les différents régimes, on se reportera aux ouvrages de Zdravkovich [3-4].

La documentation disponible portant sur les études expérimentales de l'écoulement des fluides à seuil autour d'obstacles se concentre principalement sur les régimes stationnaires à inertie négligeable. Des travaux récents [5-7] se sont intéressés à la visualisation des champs de vitesse et plus récemment, Tokpavi et al. [8] ont examiné celui d'un cylindre pour un écoulement très lent et Putz et al. [9] ont réexaminé le cas d'une sphère en sédimentation.

A notre connaissance, il n'existe aucune étude expérimentale sur l'écoulement instationnaire de fluides viscoplastiques autour d'obstacle et autour d'un cylindre en particulier. Seul Mossaz et al. [10] ont étudié numériquement l'apparition de ce régime derrière un cylindre.

Dans cette étude à dominante expérimentale, le régime instationnaire bidimensionnel avec lâcher de tourbillons sera étudié pour des gels de polymère au comportement élastoviscoplastique rhéofluidifiant.

Ce chapitre sera organisé de la manière suivante :

- Dans une première partie numérique, nous montrerons la morphologie qui peut apparaître dans le cas des fluides viscoplastiques et nous donnerons les valeurs des coefficients de traînée et de portance ainsi que celle du nombre de Strouhal dans un large spectre d'écoulement.

- Dans une seconde partie expérimentale, nous validerons tout d'abord l'installation expérimentale dans le régime instationnaire puis nous examinerons l'influence des différents paramètres qui peuvent intervenir dans les écoulements rencontrés dans notre système expérimental. Et enfin nous comparerons nos résultats expérimentaux avec ceux obtenus numériquement.

IV.2. ETUDE NUMERIQUE

Le problème considéré est celui de l'écoulement bidimensionnel confiné d'un fluide incompressible viscoplastique autour d'un cylindre de diamètre *D*. Le rapport de confinement est noté *D/Dinf*. La vitesse du fluide à l'infini est désignée $V\infty$ et on suppose que le fluide adhère à la paroi du cylindre.

Les fluides étudiés ont été modélisés par une loi de Herschel-Bulkley qui s'énonce sous la forme :

$$\begin{cases} \underline{\underline{\tau}} = \left(K\dot{\gamma}^{(n-1)} + \dfrac{\tau_0}{\dot{\gamma}} \right) \underline{\underline{\dot{\gamma}}} & si \quad \tau > \tau_0 \\ \underline{\underline{\dot{\gamma}}} = 0 & si \quad \tau \le \tau_0 \end{cases} \qquad (IV\text{-}1)$$

où *n* est l'indice de la loi puissance, *K* la consistance, G le module élastique de cisaillement du gel, τ_0 la contrainte seuil, $\underline{\underline{\dot{\gamma}}}$ le tenseur des taux de déformations, $\dot{\gamma} = \sqrt{\frac{1}{2} tr(\underline{\underline{\dot{\gamma}}}^2)}$ le taux de cisaillement et $\tau = \sqrt{\frac{1}{2} tr(\underline{\underline{\tau}}^2)}$ le deuxième invariant du tenseur des contraintes.

L'écoulement peut être caractérisé par quatre nombres sans dimension de base :

- *L'indice de la loi puissance :* n
- *Le nombre d'Oldroyd* : $Od = \dfrac{\tau_0}{K(V_\infty / D)^n}$ *(IV-2)*
- *Le nombre de Reynolds* : $Re = \dfrac{\rho V_\infty^{\,2-n} D^n}{K}$ *(IV-3)*
- *Le nombre de Weissenberg* : $We = \lambda / (D/V)$ *(IV-4)*

  où $\lambda = (K/G')^{1/n}$

  λ désigne le temps de relaxation et *(D/V)* le temps caractéristique de l'expérimentation. *G'* est le module d'élasticité du matériau obtenu en rhéométrie dynamique assimilable à *G* en dessous du seuil d'écoulement.

D'autres paramètres sans dimension, utiles pour décrire le régime d'écoulement étudié, ont été définis :

- *Le nombre de Strouhal (St)* : le nombre de Strouhal est la fréquence adimensionnelle des lâchers de tourbillons. Physiquement, il représente le rapport du temps d'advection et du temps caractéristique de l'instationnarité, il est défini par :

$$St = \frac{fD}{V_\infty} \qquad (IV\text{-}5)$$

où f est la fréquence d'émission des tourbillons

- *Le coefficient de portance (Cl) et coefficient de traînée (Cd)*

$$Cl = \frac{2F_L}{\rho V_\infty{}^2 D} \qquad C_D = \frac{2F_D}{\rho V_\infty{}^2 D} \qquad (IV\text{-}6)$$

où F_L et F_D sont les forces de portance et de traînée par unité de longueur calculées sur le cylindre. Dans le régime étudié, l'écoulement est instationnaire périodique et les coefficients sont des fonctions du temps. Le coefficient de portance sera caractérisé par sa valeur maximale (*Clmax*); sa valeur moyenne étant nulle. Le coefficient de traînée sera caractérisé par sa valeur moyenne.

D'un point de vue numérique, les équations de conservation de la masse et de conservation de la quantité de mouvement sont utilisées pour résoudre le problème. Les résultats ont été obtenus à l'aide du code de calcul Ansys-Fluent. Il est à noter que pour les simulations numériques, le modèle de Herschel-Bulkley a été régularisé par la loi de Papanastasiou [11] afin de s'affranchir de la discontinuité dans la loi constitutive. Le modèle correspond à un comportement viscoplastique. L'aspect élastique du fluide réel ne sera donc pas pris en compte dans les simulations numériques.

Les écoulements étudiés dans cette étude sont instables. Expérimentalement, les facteurs créant des instabilités sont multiples : les conditions initiales non uniformes, des surfaces ayant des défauts, des vibrations extérieures ou encore des impuretés à l'intérieur du fluide… Mais ces facteurs ne sont évidemment pas présents lors d'une étude numérique. Afin de diminuer le temps CPU, on introduit une perturbation grâce à une rotation artificielle [12] et on laisse ensuite l'écoulement se stabiliser et une instabilité périodiquement stable apparaît. Dans cette étude, une convergence de 10^{-13} a été utilisée pour le résidu des variables des vitesses x et y, ainsi que pour le résidu de l'équation de conservation de la masse.

Pour plus de détails sur les calculs numériques, voir Mossaz et al. [10].

IV.2.1. Morphologie de l'écoulement

La morphologie rencontrée dans cette étude est variable en fonction du temps. L'écoulement est toujours périodique avec une période notée *P=1/f*. Les nombres de Reynolds sont toujours inférieurs à 500.

La Figure IV-1 montre l'évolution des coefficients de portance et de traînée pendant une période pour un écoulement à *Re=100, n=0.4, Od=0.2* et un nombre de Strouhal *St*≈0.213.

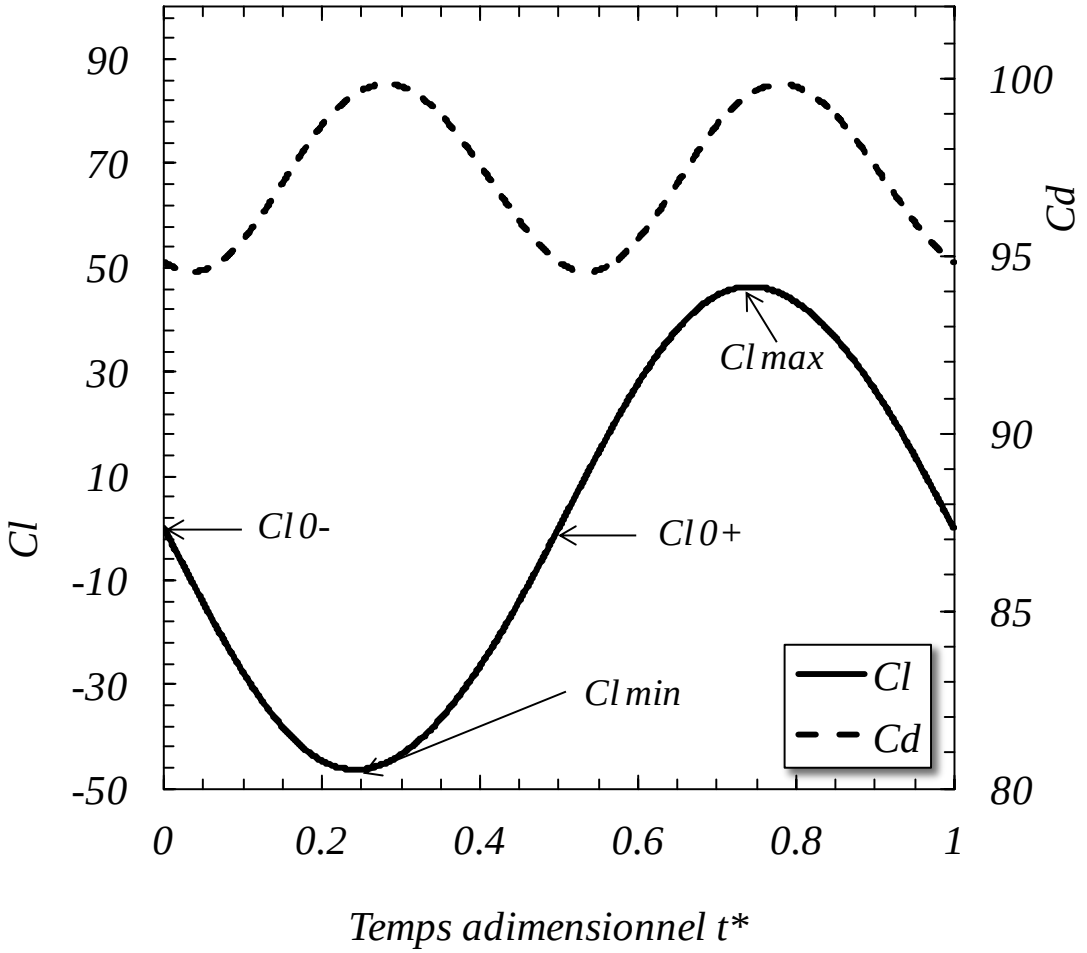


Figure IV-1 : Evolution des coefficients de portance et de traînée en fonction du temps. Re=100, n=0.4, Od=0.2, St≈0.213

Afin de mieux appréhender cette morphologie, quatre cas peuvent être définis en fonction de leur état par rapport au coefficient de portance. On peut ainsi distinguer le cas où *Cl* est maximal (*Clmax*), le cas où *Cl* est minimal (*Clmin*) et 2 cas où *Cl*=0 avec une distinction, car l'un tend vers *Clmax (Cl0+)* et l'autre vers *Clmin (Cl0-)*. Pour rappel c'est à partir de courbe comme celle-ci que le nombre de Strouhal est défini en calculant la période du lâcher de tourbillons : c'est-à-dire le temps entre 2 maximums ou 2 minimums de *Cl* par exemple.

La Figure IV-2 montre la morphologie d'un écoulement dans le régime instationnaire avec un nombre de Reynolds *Re*= 100, *Od* = 0.2 et *n*=0.4.

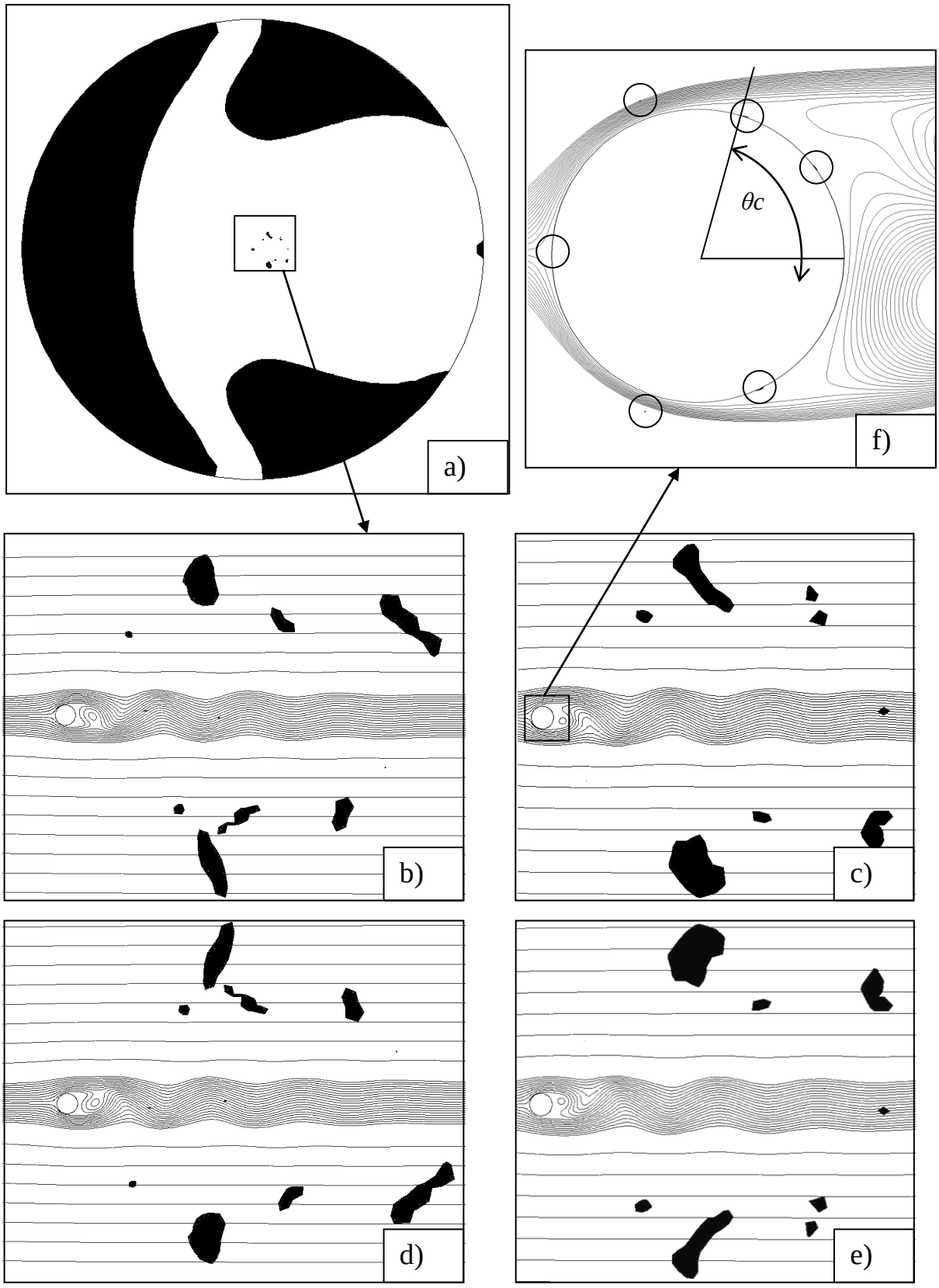


Figure IV-2 : Evolution des zones rigides (en noires) et des lignes de courants en fonction du temps. Re=100 Od=0.2 n=0.4 a) Zones rigides lointaines b) Cl0- c) Clmin d) Cl0+ e) Clmax f) Clmin proche du cylindre

Sur cette figure, les zones rigides statiques et mobiles sont en noire et correspondent aux zones où $\tau<\tau_0$. Les lignes de courants sont aussi montrées pour les figures IV-2b-f).

La Figure IV-2a montre l'écoulement dans sa globalité avec *Cl=Clmin.* On distingue une zone rigide enveloppe qui, pour cet écoulement, varie très peu en fonction du temps, car très éloignée du cylindre.

Les Figures IV-7b, c, d et e) correspondent au même écoulement, mais à des temps différents. Elles correspondent respectivement au temps où *Cl* est égal à *Cl0-*, *Clmin, Cl0+* et *Clmax.* On peut constater une symétrie entre les temps où *Cl=Cl0-* et *Cl=Cl0+*. Idem pour le cas *Clmin* qui est le symétrique du cas *Clmax.*

La Figure IV-2f) montre l'écoulement proche du cylindre au temps *Clmin.* On peut voir 6 zones rigides de très petites tailles. La première est une zone rigide statique et se trouve au point de stagnation en amont du cylindre et « collée » à celui-ci. Deux sont des zones rigides mobiles au droit du cylindre. Et enfin, les 3 dernières sont des zones rigides statiques « collées » en aval au cylindre. Sur ces 3 dernières, les 2 extrêmes correspondent aux angles de décollement des lignes de courant θc.

La Figure IV-2 montre un écoulement particulier qui ne peut pas faire l'objet d'une généralisation. La zone rigide enveloppe est fortement fonction du nombre de Reynolds, du nombre d'Oldroyd et de *n* et peut, si elle se rapproche suffisamment du cylindre, être fortement fonction du temps. Il en est de même pour les zones rigides proches du cylindre qui elles sont toujours fonction du temps, mais qui évoluent fortement avec *Re*, *Od* et *n*. Par contre l'écoulement est toujours périodique. Une symétrie entre *Cl0+* et *Cl0-* ainsi qu'une entre *Clmax* et *Clmin* est toujours visible.

IV.2.2. Nombre de Strouhal

Le paramètre principal que nous considérerons dans cette étude numérique est le nombre de Strouhal. Numériquement et comme il a été dit précédemment, on le calcule en déterminant la période du coefficient de portance (Figure IV-1).

La Figure IV-3 montre l'évolution du nombre de Strouhal *St* en fonction du nombre de Reynolds pour différents nombres d'Oldroyd pour un fluide de Bingham (n=1). Il y est a noté que les résultats pour Od=0 et des nombres de Reynolds supérieurs à 190 ne prennent pas en comptes les effets 3D qui apparaissent lors des expérimentations. Il en est de même pour les

fluides viscoplastiques avec une limite du régime 3D qui est certainement supérieure due au seuil.

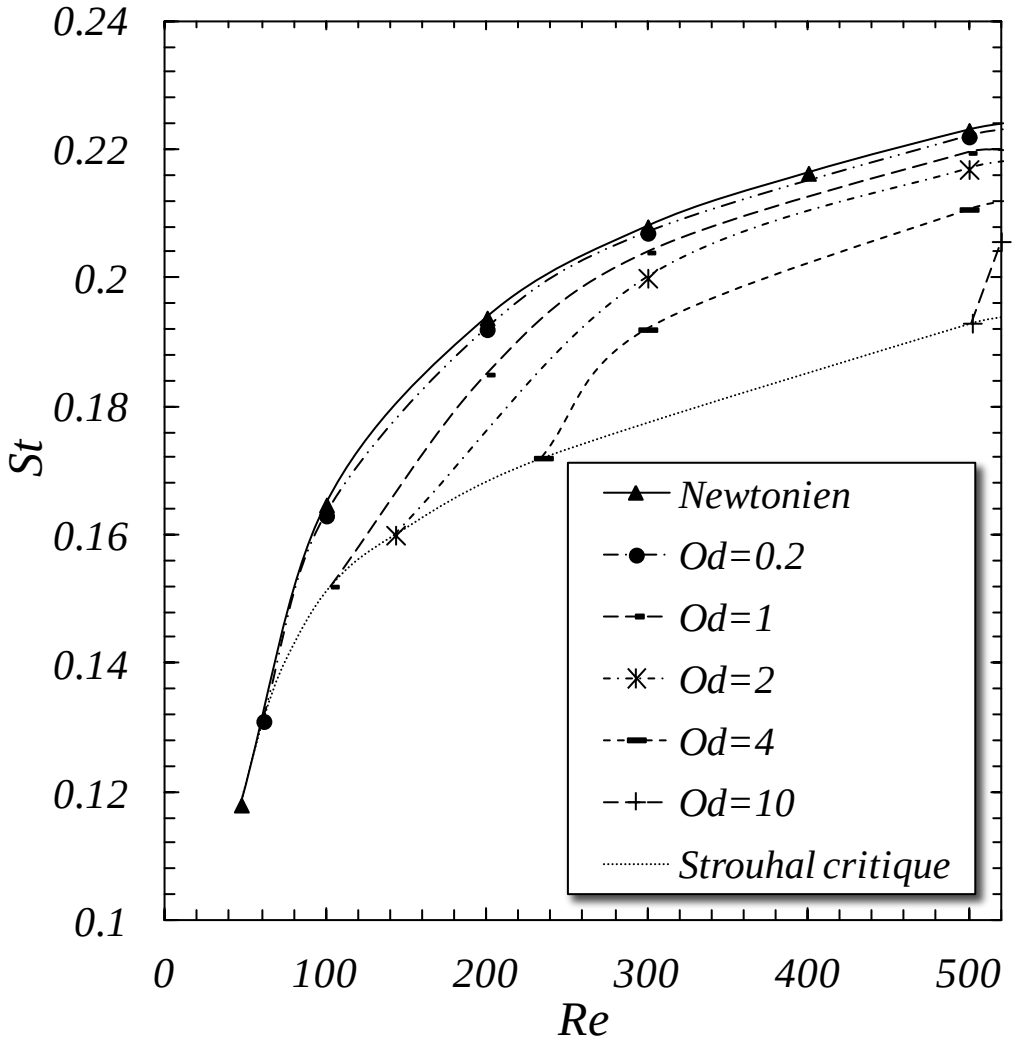


Figure IV-3 : Evolution du nombre de St en fonction du nombre de Re pour différents Od. D/Dinf=0.005 et n=1.

On observe une diminution de la fréquence d'émission avec une augmentation du seuil d'écoulement pour un écoulement à Reynolds fixé. Le nombre de Strouhal est donc compris entre la valeur newtonienne et le Strouhal critique *Stc* (valeur du nombre de Strouhal pour l'écoulement le moins inertiel montrant une morphologie instationnaire).

La Figure IV-4 montre l'effet du confinement dans le cas newtonien et dans les fluides viscoplastiques respectivement un *Od*=0.2 et un *Od*=1. *D/Dinf* correspond au rapport de confinement, *Dinf* correspondant à la largeur du canal.

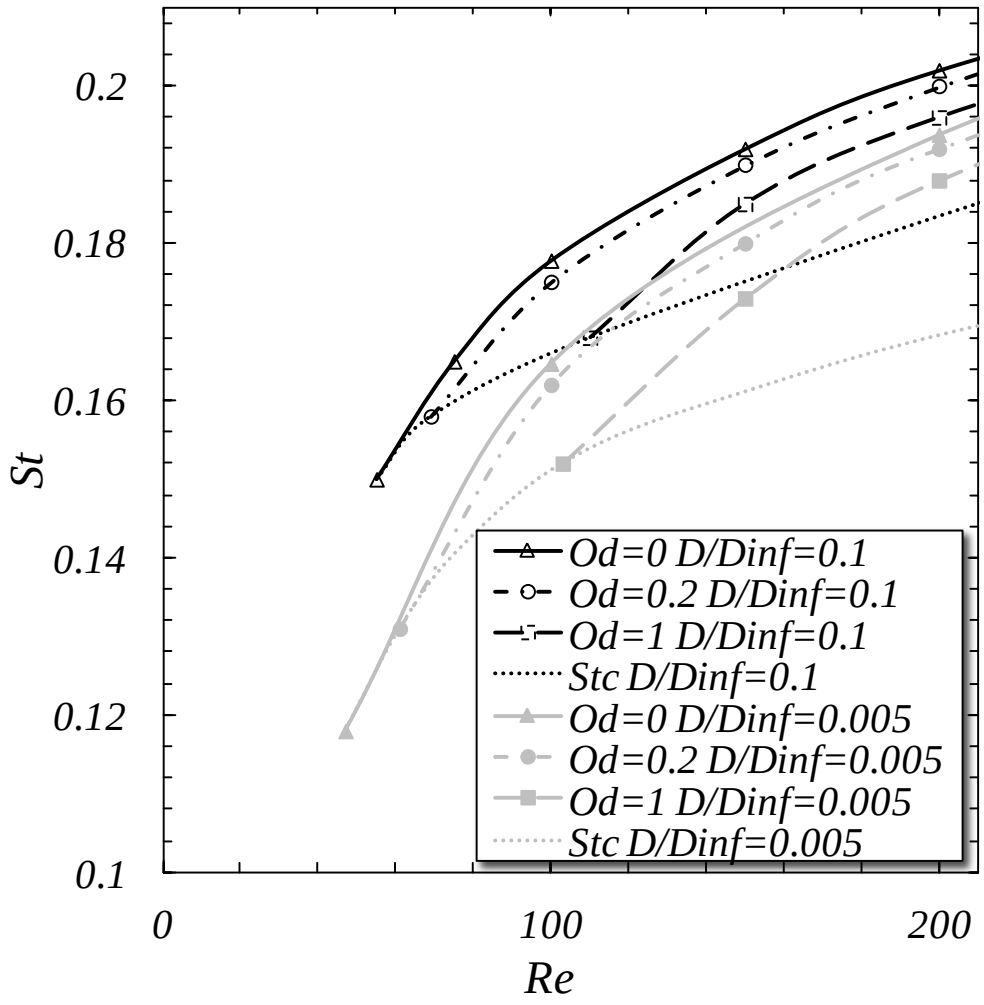


Figure IV-4 : Influence du confinement sur le nombre de Strouhal n=1.

On peut constater, comme l'ont montré de nombreuses études [13-17] pour les fluides newtoniens et les fluides viscoélastiques, qu'une augmentation du rapport de confinement fait augmenter le nombre de Strouhal, et ceci aussi bien pour un fluide newtonien que pour un fluide viscoplastique. L'influence du confinement sur la fréquence des lâchers de tourbillons reste néanmoins limitée dans notre cas (*D/Dinf* augmente d'un rapport 20), les variations sur le nombre de Strouhal sont de l'ordre de 7 à 8%.

L'influence de *n* sur le nombre de Strouhal pour des écoulements derrière un obstacle a été montrée par Sahu et al. [18] et montre une influence de *n* variable en fonction du nombre de Reynolds. Mossaz et al. [10] ont montré l'influence de *n* sur le Strouhal critique pour un écoulement de fluide viscoplastique derrière un cylindre. Cette étude a pu définir que plus *n* est grand plus le Strouhal critique est faible quels que soient les nombres d'Oldroyd.

La Figure IV-5 montre l'influence de *n* sur le nombre de Strouhal pour un rapport de confinement *D/Dinf*=0.005

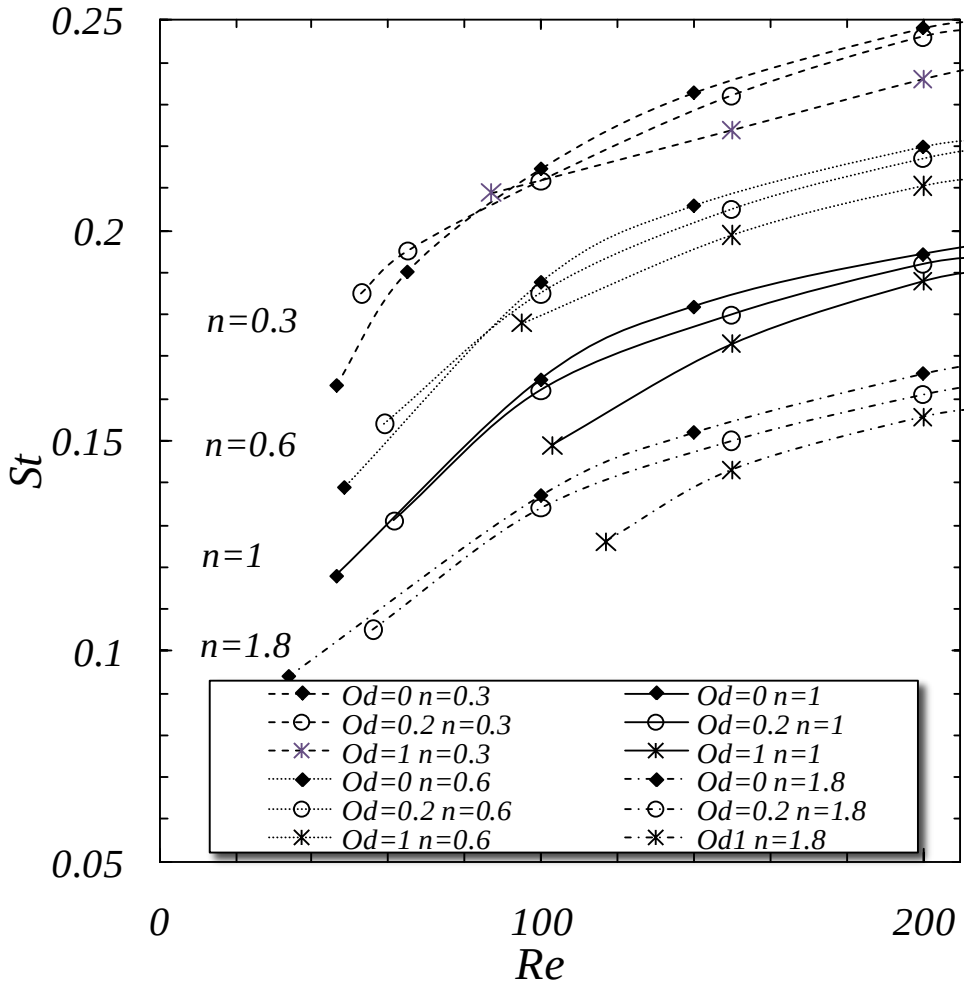


Figure IV-5 : Influence de n sur le nombre de Strouhal

On peut constater que plus *n* est grand plus le nombre de Strouhal est faible et ceci quel que soit le nombre de Reynolds et quel que soit le nombre d'Oldroyd. Sur cette figure on peut aussi constater que l'influence du nombre d'Oldroyd est variable en fonction de *n*. Pour *n*=0.3 et 0.6 et pour des nombres de Reynolds légèrement supérieurs au nombre de Reynolds critique, l'augmentation du nombre d'Oldroyd tend à augmenter le nombre de Strouhal. Pour tous les autres cas, c'est l'inverse : le nombre d'Oldroyd tend à diminuer le Strouhal.

IV.2.3. Mise en équation de l'influence de Re et de Od sur le nombre de Strouhal

L'évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds a été définie précisément pour les fluides newtoniens tout d'abord par Zdravkovich [3] sur la base des résultats de Strouhal [19] et est donnée par :

$$St\ (Od=0\ n=1) = 0.212\ (1- (21.2/Re)) \qquad (IV\text{-}7)$$

L'influence du nombre d'Oldroyd est plus complexe. On peut par exemple constater sur la Figure IV-5 qu'elle est variable en fonction de *n*. Pour les fluides viscoplastiques, Mossaz et al [10] ont donné l'équation du nombre de Strouhal critique pour des nombres d'Oldroyd compris entre 0 et 10 et *n*=1 (Fluide de Bingham):

$$St^c = 0.118 + 0.33Od^{0.35} \qquad (IV\text{-}8)$$

Nous donnerons ici une expression empirique permettant d'évaluer la valeur du nombre de Strouhal pour les fluides viscoplastiques avec des nombres d'Oldroyd compris entre 0 et 10, des nombres de Reynolds compris entre Re^c (valeur limite du nombre de Reynolds permettant d'obtenir des instabilités) et la limite du régime 2D et *n*=1 :

$$St(n=1) = 0.214 + 0.015Od^{0.65} - 4.5/Re - 4Od^{0.78}/Re \qquad (IV\text{-}9)$$

Afin de prendre en compte l'influence de *n*, nous donnerons ici l'équation du nombre de Strouhal critique en fonction du nombre d'Oldroyd et de *n* pour des *Od* compris entre 0 et 10 et pour *n* compris entre 0.3 et 1.8.

$$St^c = 0.118 + 0.33Od^{0.35} - (0.039+0.0076Od^{0.55})\ln n \qquad (IV\text{-}10)$$

Enfin une approximation peut être faite afin d'avoir une idée de la valeur du Strouhal pour tous les fluides viscoplastiques ayant des nombres d'Oldroyd compris entre 0 et 10, des nombres de Reynolds compris entre Re^c et la limite du régime 2D et *n* compris entre 0.3 et 1.8 :

$$St = -0.117\log n + 0.214 + 0.015Od^{0.65} - 5.69/Re + 1.05n/Re - 4Od^{0.78}/Re \qquad (IV\text{-}11)$$

A noter que cette expression du Strouhal reste une approximation et que des écarts de 3% peuvent apparaître entre les résultats avec cette équation et ceux trouvés numériquement.

IV.2.4. Coefficient de portance et de traînée

La Figure IV-6 montre l'influence du nombre de Reynolds sur la valeur maximale du coefficient de portance (*Clmax*) pour différents nombres d'Oldroyd. La valeur du *Clmax* de

l'écoulement le moins inertiel apparaissant à *Od* fixe est notée Cl^c, soit *Clmax* pour l'écoulement critique. Il y est a noté que les résultats pour *Od*=0 et des nombres de Reynolds supérieurs à 190 ne prennent pas en comptes les effets 3D qui apparaissent lors des expérimentations. Il en est de même pour les fluides viscoplastiques avec une limite du régime 3D qui est certainement supérieure due au seuil.

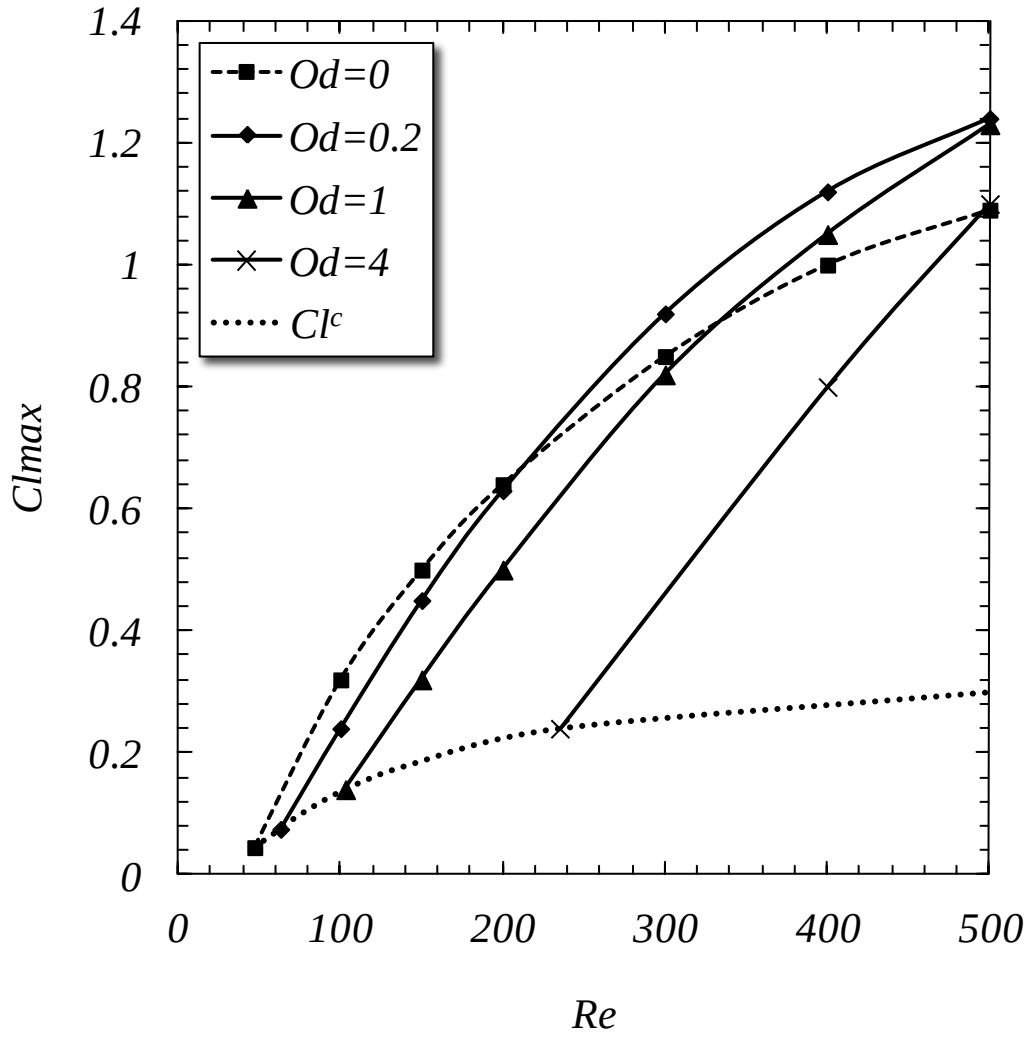


Figure IV-6 : Evolution de la valeur maximale du coefficient de portance, Clmax, en fonction du nombre de Re pour différents Od. D/Dinf=0.005 et n=1.

On constate clairement, dans la gamme des nombres de Reynolds étudiés, qu'une augmentation du nombre de Reynolds fait augmenter le *Clmax*. Par contre, l'influence du nombre d'Oldroyd sur le *Clmax* est plus complexe et varie en fonction de *Re*. Par exemple : l'écoulement newtonien (*Od*=0) est l'écoulement ayant le *Clmax* maximal si le nombre de Reynolds *Re*<200. Ce n'est plus du tout le cas pour les écoulements à *Re* supérieurs. Il a été montré par Norberg [15] que pour un fluide newtonien une valeur maximale du *Clmax* est obtenue pour un nombre de Reynolds d'environ 500, celui-ci effectuant une décroissance au-

delà de cette valeur. Pour les fluides viscoplastiques, cette valeur maximale n'a pas pu être observée. Les calculs effectués (non représenté sur la figure) montrent encore une croissance du *Clmax* pour des écoulements à *Od*=1 et à des nombres de Reynolds *Re*=1000 avec un écoulement 2D.

La Figure IV-7 montre l'évolution de la valeur moyenne du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds pour différents nombres d'Oldroyd. Sur cette figure, lorsque les traits sont doubles, l'écoulement est recirculant et lorsque ceux-ci sont simples, l'écoulement est instationnaire.

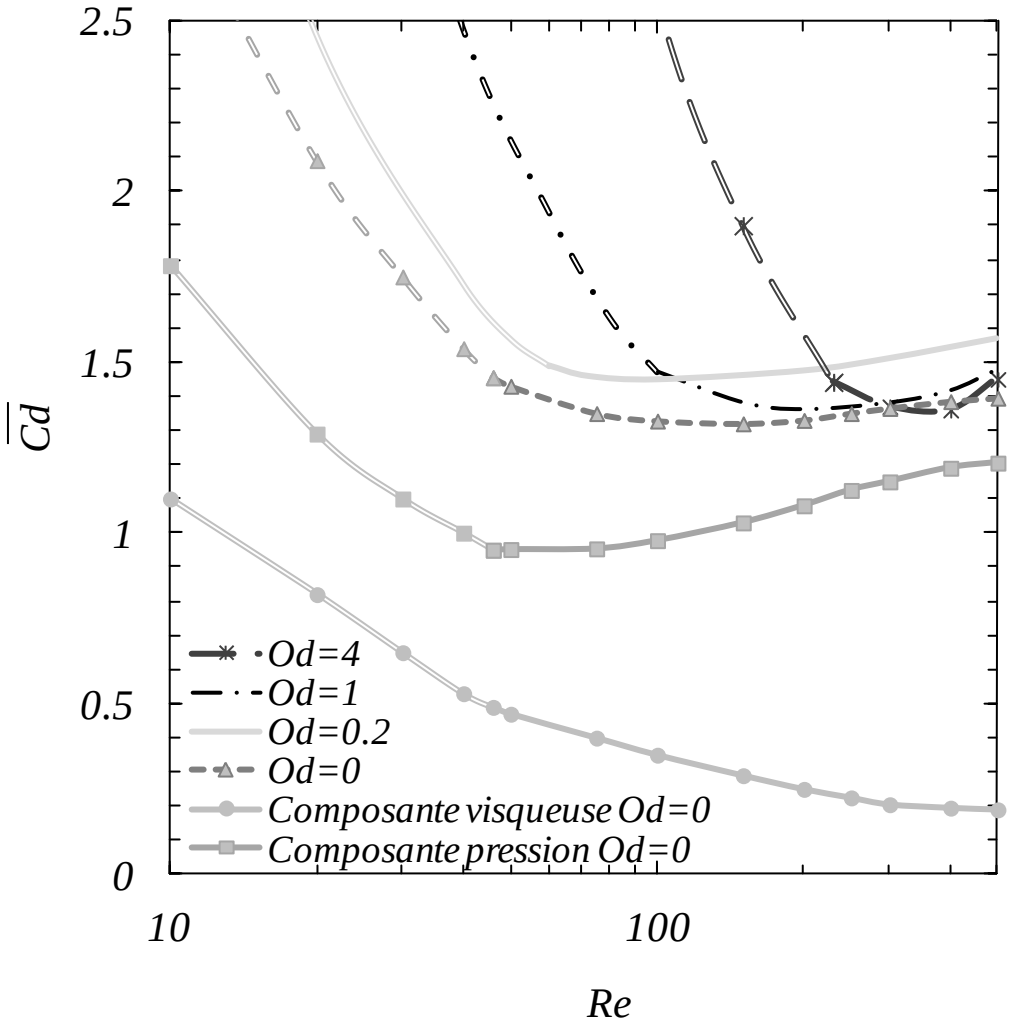


Figure IV-7 : Evolution du Cd moyen en fonction du nombre de Re pour différents Od. D/Dinf=0.005, n=1.

L'évolution du *Cd* moyen en fonction du nombre de Reynolds pour un écoulement de fluide newtonien derrière un cylindre a été examinée dans de nombreuses études et synthétisée récemment par Sheard et al. [16]. Les valeurs trouvées dans cette étude pour le cas newtonien (*Od*=0) correspondent très bien aux valeurs de la littérature.

On peut clairement voir, et ceci quel que soit le nombre d'Oldroyd, que le *Cd* moyen décroît rapidement jusqu'au Reynolds critique Re^c. Pour les fluides newtoniens, au-delà de Re^c, la composante de pression augmente. Le coefficient de traînée étant la somme de la composante visqueuse et de la composante de pression, on observe un minimum après un léger décalage. Le même phénomène est observé pour les fluides viscoplastiques. En augmentant le Reynolds après ce minimum, le *Cd* moyen augmente légèrement pour ensuite se stabiliser pour le fluide newtonien alors qu'il augmente fortement pour les fluides viscoplastiques.

L'influence du confinement sur le coefficient de traînée pour des fluides à seuil a été étudiée pour les régimes d'écoulement rampant, recirculant et instationnaire. La Figure IV-8 montre le résultat de cette étude numérique en donnant les évolutions de *Cd*Re* en fonction du nombre de Reynolds plastique *Rep=Re/(1+Od*). La limite entre un écoulement rampant et recirculant est notée Rep_c et la limite entre un écoulement recirculant et instationnaire est notée Rep^c. Notons que pour cette figure aussi les effets 3D ne sont pas pris en compte.

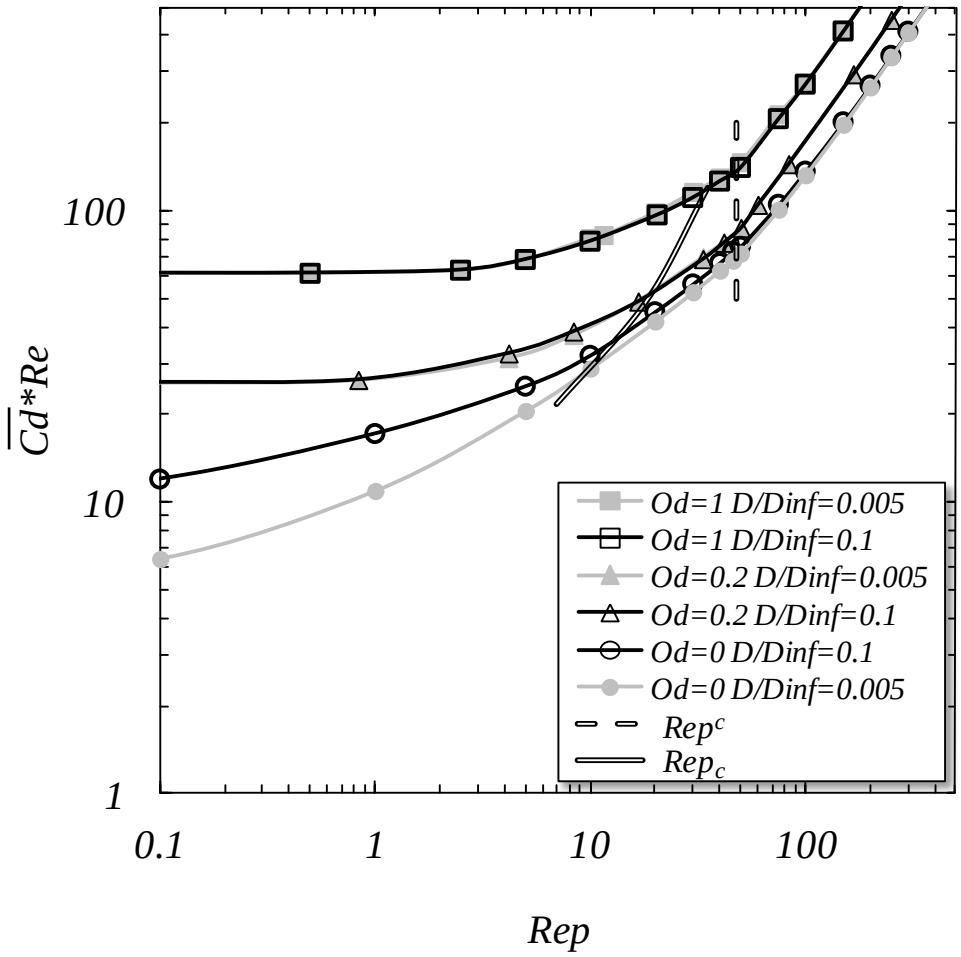


*Figure IV-8 : Evolution du Cd*Re en fonction du nombre de Reynolds plastique pour différents Od et différents confinements, n=1.*

On distingue clairement un effet du seuil sur l'influence du confinement. Pour un fluide newtonien (*Od*=0), plusieurs études, dont celle de Zovatto et al. [20] ont montré que le confinement augmente les forces exercées sur le cylindre et donc que le *Cd* moyen augmente avec le confinement. On constate également cette augmentation. A l'inverse, pour un fluide à seuil avec un nombre d'Oldroyd égal à 1, on constate que le confinement n'a plus d'effet sur le *Cd* moyen.

Par contre, l'effet du confinement sur le *Clmax* n'est pas négligeable et montre une augmentation d'environ 20% entre un écoulement non confiné et un écoulement confiné avec un rapport *D/Dinf*=0.1 pour un écoulement à *Od*=0.2 et *Re*=100 (non montré sur les figures).

La Figure IV-9 montre l'influence de l'indice de la loi puissance sur les coefficients de portance maximale et de traînée pour un nombre d'Oldroyd *Od*=0.2 et un rapport de confinement *D/Dinf=0.005.*

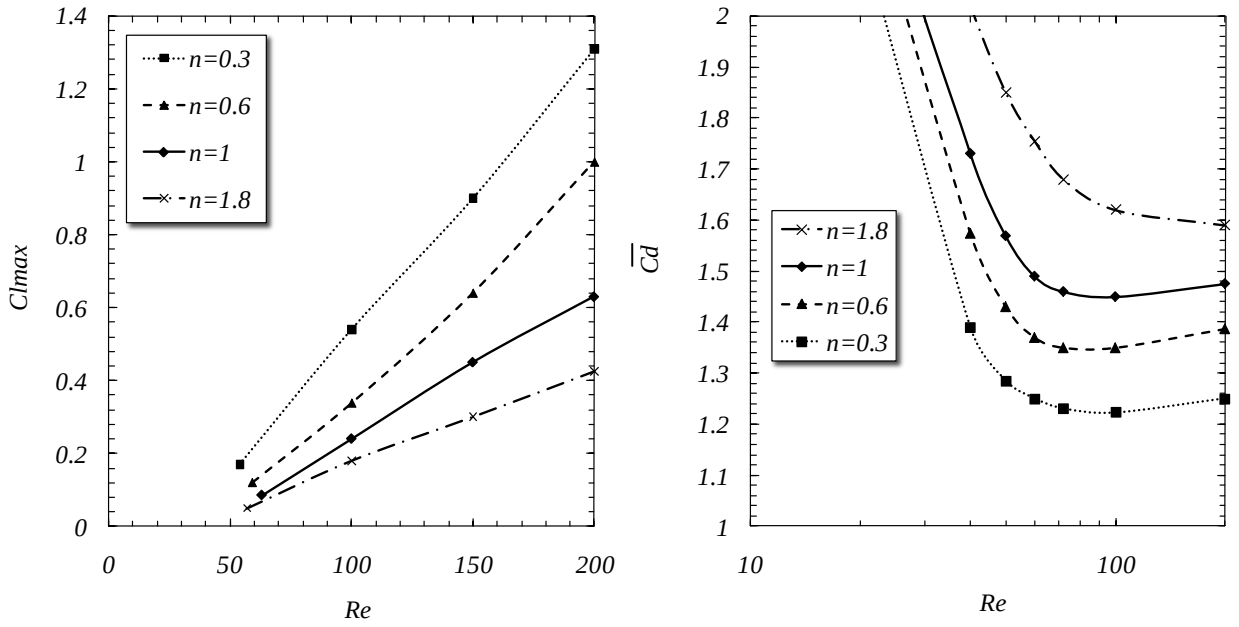


Figure IV-9 : Influence de n sur les coefficients de portance et de traînée. Od=0.2. D/Dinf=0.005

On constate clairement une diminution du *Clmax* avec l'augmentation de *n.* Avec des variations de l'ordre de 100% entre un écoulement newtonien où *n*=1 et un écoulement pour un fluide rhéofluidifiant avec *n*=0.3.

A l'inverse, on constate une augmentation du coefficient de traînée moyen avec l'augmentation du *n*.

Pour conclure cette étude numérique, on peut dire que dans le régime instationnaire :

- L'augmentation du nombre de Reynolds fait augmenter le coefficient de portance maximum, le nombre de Strouhal et la composante de pression du coefficient de traînée moyen, mais fait diminuer la composante visqueuse du *Cd* moyen.
- L'augmentation du nombre d'Oldroyd fait diminuer le nombre de Strouhal pour le fluide de Bingham (n=1) et rhéoépaississant (n>1) et a une influence variable et fonction de *Re* pour les fluides rhéofluidifiants (n<1).
- Le passage d'un confinement *D/Dinf=0.005* à *D/Dinf*=0.1 augmente le nombre de Strouhal et le coefficient de portance maximal. Par contre celui-ci a une influence négligeable sur le *Cd* moyen.
- Et enfin que l'augmentation de *n* diminue le nombre de Strouhal et le *Clmax* mais augmente le coefficient de portance moyen.

IV.3. ETUDE EXPERIMENTALE

Nous nous sommes intéressés dans cette partie expérimentale, à la visualisation du sillage derrière le cylindre et à la mesure du nombre de Strouhal. Dans un premier temps, nous avons effectué une validation du dispositif expérimental avec une solution de glucose newtonienne. Dans un deuxième temps, nous avons étudié l'écoulement de deux gels physiques de Carbopol.

Ces gels (Carbopol 940) ont un comportement élastoviscoplastique rhéofluidifiant. Ceux-ci se comportent comme un solide élastique au-dessous de la contrainte seuil et comme un fluide viscoélastique rhéofluidifiant au-delà. Le modèle présenté par Piau [21] et Piau et Debiane [22] sera utilisé pour obtenir les caractéristiques rhéologiques du gel et ainsi mieux tenir compte du comportement élastique en dessous du seuil d'écoulement. Celui-ci est donné par :

$$\begin{cases} \underline{\underline{\tau}} = \left(K\dot{\gamma}^{(n-1)} + \dfrac{\tau_0}{\dot{\gamma}} \right) \underline{\underline{\dot{\gamma}}} & si \quad \tau > \tau_0 \\ \underline{\underline{\tau}} = G\underline{\underline{\gamma}} & si \quad \tau \le \tau_0 \end{cases} \qquad \textit{(IV-12)}$$

$$\text{avec} \quad \dot{\gamma}_{ij} = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \qquad \textit{(IV-13)}$$

Avec ces gels, nous avons évalué l'influence des conditions initiales et de la rugosité du cylindre.

La Figure IV-10 présente le dispositif expérimental conçu et utilisé dans cette étude. Celui-ci est constitué d'un canal en Plexiglas® de largeur *Dinf*=200mm et d'un cylindre situé sur l'axe de symétrie de la cuve. Le rapport d'aspect est égal ici à *D/h*≈10% et le rapport de confinement *D/Dinf*≈0.1. L'écoulement est créé par le déplacement du cylindre qui peut atteindre des vitesses de l'ordre de 1.5m/s. Pour plus de précisions sur le dispositif expérimental, voir Mossaz et al. [Chap. 3].

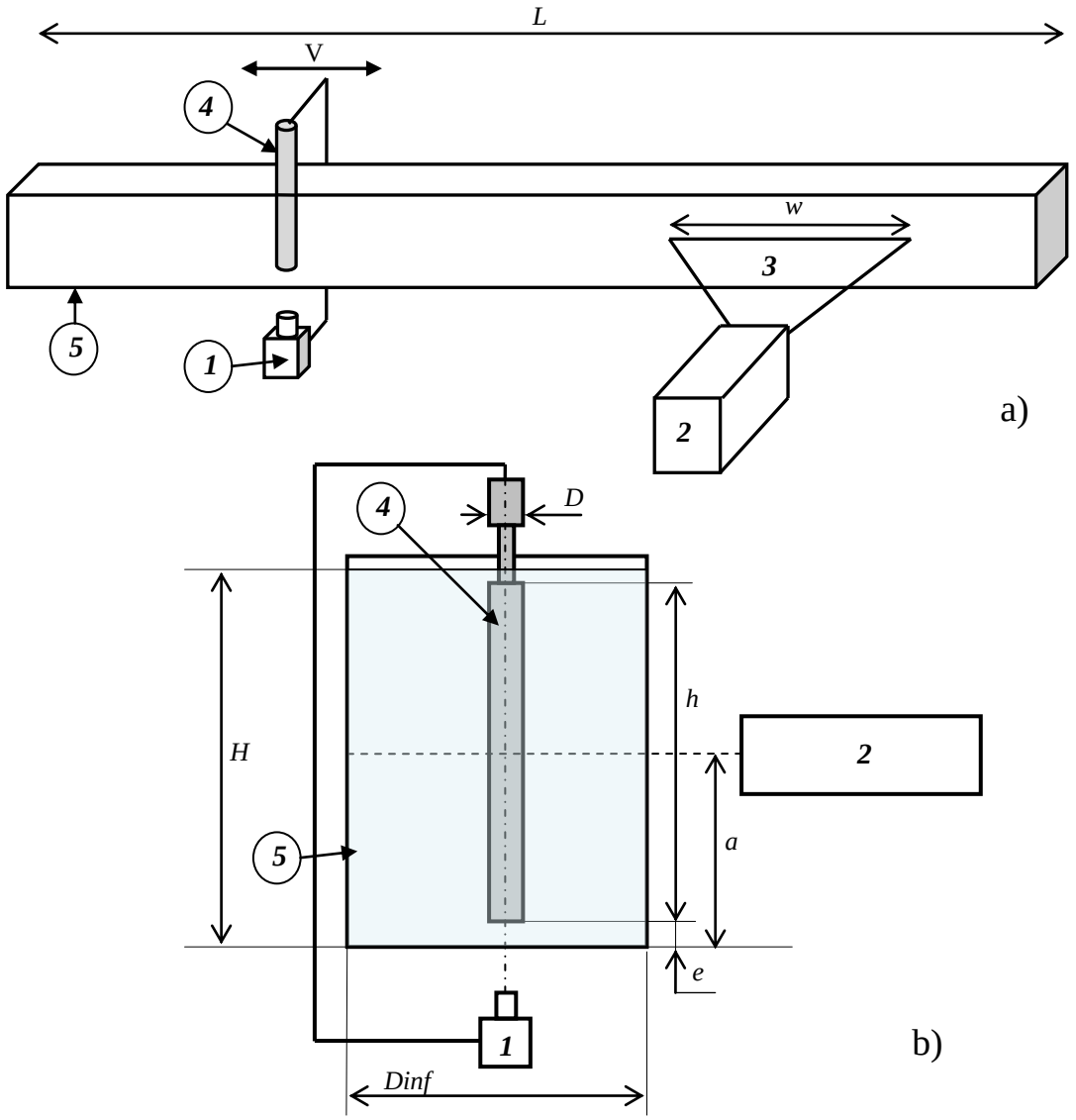


Figure IV-10 : Schéma du dispositif expérimental. a) Vue globale de l'installation b) vue de gauche.
1 : Appareil photo ; 2 : Laser ; 3 : Nappe Laser ; 4 : Cylindre en mouvement ; 5 : Canal.

A noter que la principale difficulté dans ce régime d'écoulement est l'obtention d'images de bonne qualité avec un temps de pose ajusté. Si le temps de pose est trop long ou trop court, l'image obtenue ne sera pas utilisable. Le temps de pose restant relativement petit (t_{pause}< 0.1s), il faut obligatoirement une nappe laser de forte intensité. Pour ce faire, le système de visualisation est composé d'un appareil photo numérique Casio EX-F1 qui permet un réglage fin du temps de pose et peut prendre jusqu'à 60 images de 6 Mégapixels en une seconde et du laser (Spectra Millénia II) développant une puissance de 2 watts.

Le premier fluide utilisé et qui a servi de référence newtonienne est une solution de glucose de viscosité $\eta=0.913e^{-0.064T}$ Pa.s avec T la température en °C. Les gels utilisés sont obtenus par dissolution du polymère Carbopol® fabriqué par Goodrich B. F. dans de l'eau

déminéralisée. Nous obtenons des gels stables de polymères ayant un comportement élastoviscoplastique rhéofluidifiant.

Le cylindre est soit en acier inoxydable soit en PMMA et sa rugosité moyenne $Ra \approx 1\mu m$. Le cylindre est alors annoté «Lisse ». L'influence de l'état de surface du cylindre a été examinée dans ce régime d'écoulement. Celui-ci a été revêtu d'un papier de verre (P120) de rugosité moyenne $Ra \approx 62.5\mu m$. Le cylindre est alors annoté « Rugueux ».

La Figure IV-11 montre la courbe d'écoulement de ces gels et l'influence de l'état de surface en rhéométrie cône-plan à l'aide du rhéomètre TA Instrument (AR–G2) de résolution angulaire $2.5x10^{-8}$ rad et de résolution sur le couple de 10^{-10} Nm pour le gel 2. L'état de surface du plan a été modifié pour avoir les mêmes caractéristiques interfaciales que les différents cylindres utilisés. On se reportera à l'étude de Piau [23] pour avoir plus de détails sur la procédure et l'analyse de ce type d'essai.

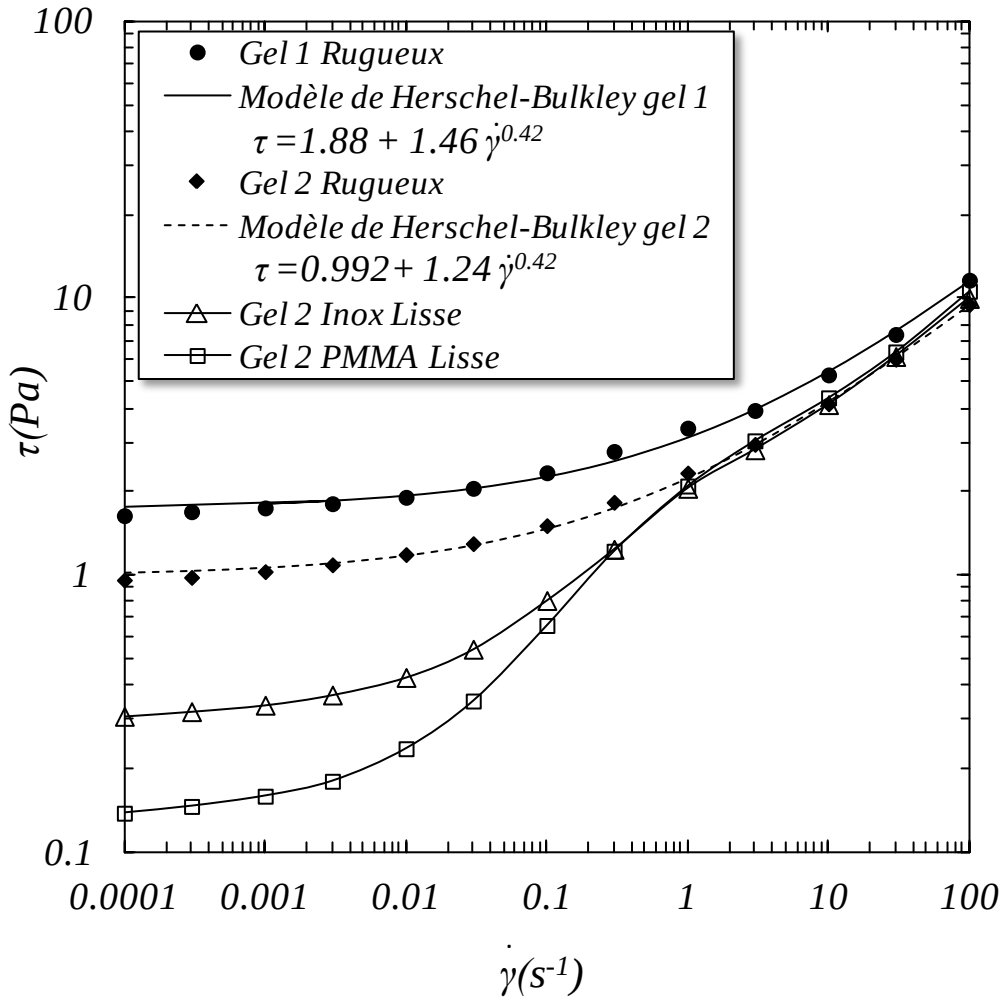


Figure IV-11 : Courbes d'écoulement des gels 1et 2 utilisés.

Sur cette figure, on distingue bien l'effet de la rugosité de l'interface. Si la rugosité n'est pas suffisante et lorsque la contrainte est plus faible que typiquement le seuil d'écoulement en volume, le gel glisse totalement ou partiellement à l'interface. Ce glissement diminue avec l'augmentation de la contrainte. Aux plus hautes contraintes la courbe pour la surface lisse rejoint la courbe sans glissement obtenue avec des surfaces rugueuses. Ce phénomène a été visualisé et étudié dans l'article de Magnin et Piau [24]. Comme observé par Anne-Archard et al. [25], nous verrons plus loin que ces influences de glissement et de taille de rugosités observés en rhéométrie se manifestent dans les écoulements expérimentaux.

Les caractéristiques rhéologiques de ces fluides ont été obtenues. Le Tableau IV-1 fournit les paramètres obtenus à la suite d'un ajustement des données avec le modèle d'Herschel-Bulkley.

	τ_0 (Pa)	K ($Pa.s^{-n}$)	n	G' (Pa)	G'' (Pa)	λ (s)	final %Wt
Newtonien	0	0.25	1				
Gel 1	1.88	1.46	0.42	27	3	0.001	0.076
Gel 2	0.99	1.24	0.42	12	2.5	0.0045	0.067

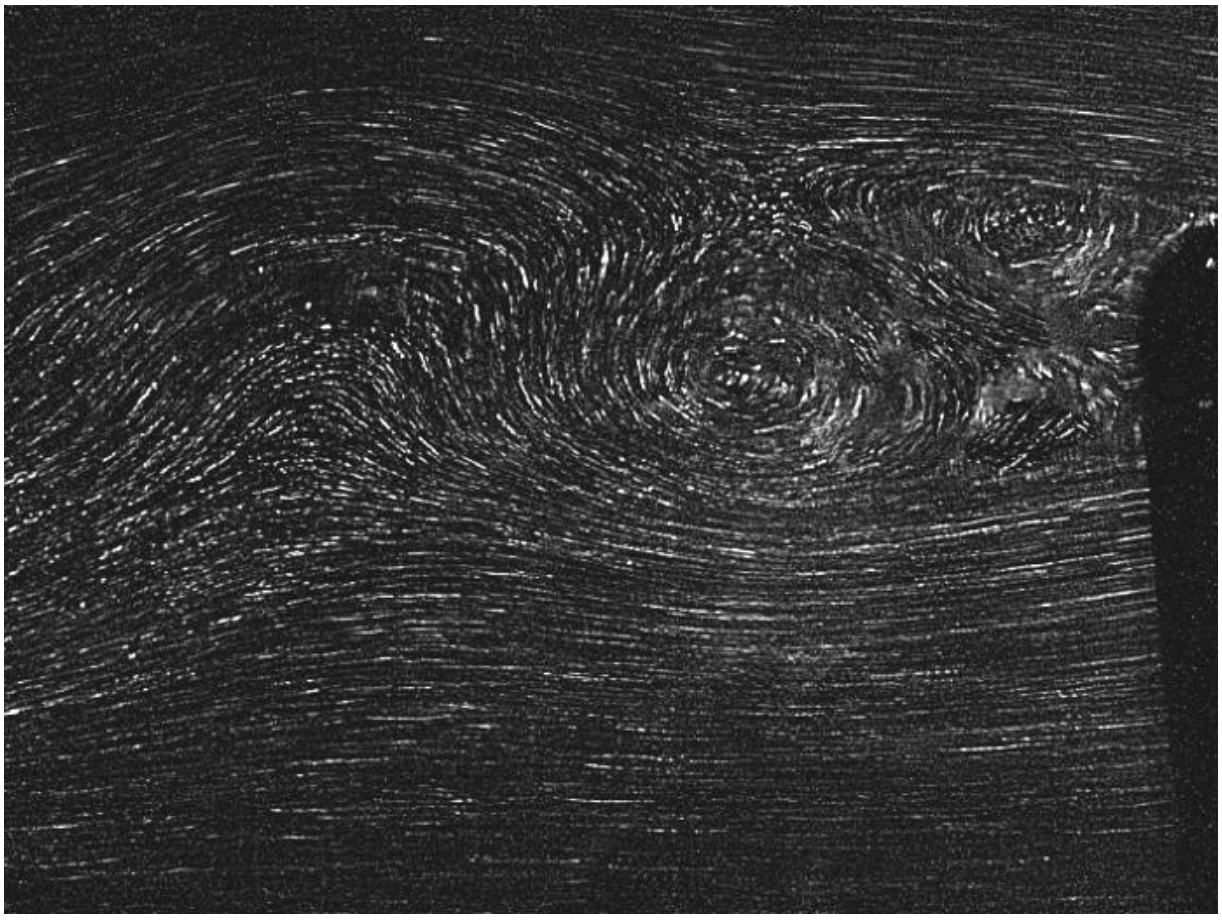
Tableau IV-1 : Caractéristiques rhéométriques des différents fluides

Pour plus de précisions, sur la rhéométrie du gel voir Mossaz et al. [chap3].

IV.3.1. Validation newtonienne

Afin de valider notre dispositif expérimental, une validation newtonienne est obligatoire. Notre but est de connaître l'étendue de l'écoulement bi dimensionnelle. Pour cela, une étude sur la position de la nappe a été effectuée de sorte que l'écoulement dans la zone de visualisation ne soit pas perturbé par les effets d'extrémité de l'obstacle cylindrique.

Pour la solution de glucose, notre problème reste 2D jusqu'à des nombres de Reynolds égaux à 80. Une étude comparative pour le régime rampant et recirculant a été effectuée et a permis de valider le dispositif expérimental dans ces régimes [Chap. 3]. Cette étude porte sur le régime instationnaire, c'est à dire au-delà du nombre de Reynolds critique, il faut aussi valider notre dispositif pour celui-ci.



t0



t0+1/20s



t0+2/20s



t0+3/20s

Figure IV-12 : Evolution du sillage derrière le cylindre après la transition pour la solution de glucose. Re≈70. St≈0.14. Période P≈0.17s.

L'évolution du sillage derrière le cylindre est présentée en fonction du temps sur les Figures IV-12 pour un nombre de *Re*=70. On distingue bien les deux tourbillons qui successivement se détachent du cylindre. Des clichés comme ceux-ci nous permettent de remonter au nombre de Strouhal de l'écoulement. La période *P* entre deux écoulements similaires est égale à 0.17s. et la vitesse de déplacement du cylindre *V*≈0.84m /s donc *St*≈0.14.

La Figure IV-13 présente nos résultats expérimentaux obtenus pour le nombre de Strouhal et les compare aux résultats numériques (voir Mossaz et al. [10] pour plus de précisions sur les calculs numériques) ainsi qu'aux données disponibles dans la littérature. Des incertitudes de 10% sur le Reynolds et de 0.02s sur la période, nous donnent une incertitude d'environ 20% sur *St*Re* pour les écoulements étudiés.

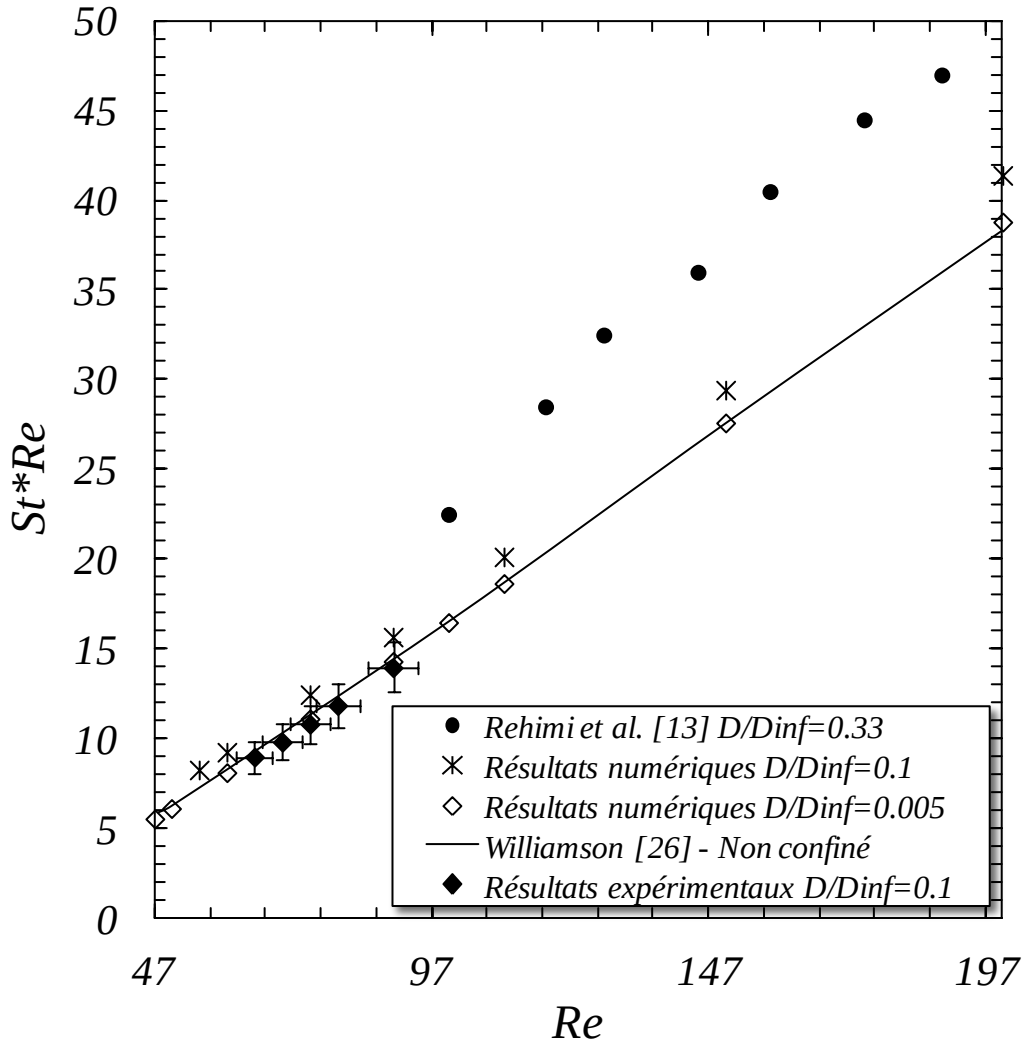


Figure IV-13 : Influence du nombre de Reynolds et du confinement sur le nombre de Strouhal pour un fluide newtonien.

Sur cette figure, on constate une très grande similitude entre nos résultats numériques et les résultats numériques de Williamson [26]. Par contre, Rehimi et al. [13] trouvent des résultats expérimentaux supérieurs. On constate aussi que nos résultats expérimentaux sont légèrement inférieurs aux résultats numériques, mais néanmoins en deçà des incertitudes de mesures. Par contre, leurs évolutions sont les mêmes : une augmentation du Strouhal avec le Reynolds de manière linéaire. La valeur du dernier point expérimental (Re=90) est à relativiser, car le nombre de Reynolds de l'écoulement est supérieur à la valeur définie comme limite d'un écoulement 2D. Mais la valeur de St semble cohérente. Par contre, pour Re>90, il n'est plus possible de visualiser l'écoulement, car tridimensionnel.

La limite d'apparition du régime avec détachement de tourbillon Re^c a été recherchée. Nous avons obtenu expérimentalement un nombre de Reynolds critique $Re^c \approx 50$ et numériquement une valeur $Re^c \approx 55$. Cet écart qui est à la limite de nos incertitudes peut s'expliquer par l'apparition d'un facteur déstabilisant pour le cas expérimental. Celui peut être un défaut sur les surfaces, les vibrations extérieures ou encore les impuretés à l'intérieur du fluide. Ces résultats sont néanmoins très proches des valeurs disponibles dans la littérature pour lesquels le nombre de Reynolds critique $Re^c \approx 48$ [2] dans le cas des écoulements non confinés et $Re^c \approx 66$ [13] lorsque le rapport de confinement est de 1/3. En ce qui concerne notre étude, le rapport de confinement est d'environ 1/10, il est donc logique que le Re^c soit compris entre 48 et 66.

En conclusion, les expériences avec la solution de glucose nous permettent de valider notre système expérimental, car les résultats et les évolutions trouvés correspondent aux résultats numériques et aux données bibliographiques.

IV.3.2. Cas des fluides viscoplastiques

En ce qui concerne les fluides viscoplastiques, nous pouvons mentionner au préalable différentes remarques. Tout d'abord en raison de l'effet stabilisant de la plasticité, les écoulements demeurent bidimensionnels pour des valeurs de Reynolds au moins égales aux valeurs trouvées pour le fluide à comportement newtonien. Les valeurs sont d'environ $Re \approx 90$ pour le gel 1 et $Re \approx 85$ pour le gel 2.

Les résultats que nous mentionnerons dans cette partie seront donnés avec une incertitude de 10% pour les nombres de Reynolds et de 15% pour les nombres d'Oldroyd. Celle-ci étant majoritairement due à la caractérisation du fluide et au système de visualisation.

En ce qui concerne les effets élastiques des deux gels, le nombre de Weissenberg peut être calculé en utilisant la formule IV-6. La vitesse maximale que nous avons utilisée est $V \approx 0.8$m/s. Ce qui donne des nombres de $We < 0.05$ pour le gel 1 et $We < 0.18$ pour le second. Sahin et al. [14] ont étudié l'influence du nombre de Weissenberg sur ce régime. L'augmentation de celui-ci a tendance à stabiliser l'écoulement avec une légère augmentation du nombre de Reynolds critique : Re^c passant de 41.4 à 42.8 pour un *We* passant de 0 à 0.2. Soit une augmentation d'environ 3%. L'influence du nombre de Weissenberg sur le nombre de Strouhal a elle aussi été étudiée. Sahin et al. [14] ont pu constater une diminution de celui-ci avec une forte augmentation de l'élasticité. Par contre pour des nombres de Weissenberg inférieurs à 0.2, l'influence de celui-ci peut être considérée comme négligeable. Cette étude [14] nous permet de présager une très faible influence de l'élasticité sur le nombre de Strouhal de nos écoulements, nos nombres de *We* étant toujours inférieurs à 0.18.

IV.3.2.1. Apparition du régime instationnaire

Une étude sur l'apparition du régime instationnaire a été menée. Le Tableau IV-2 résume les résultats expérimentaux (1re colonne) trouvés et les compare aux résultats numériques (2, 3, 4 et 5èmes colonnes). Les valeurs en gras sont les valeurs expérimentales et numériques des expériences.

La valeur du nombre d'Oldroyd critique Od^c correspondant au changement de régime d'écoulement est précisée entre parenthèses pour chaque cas.

Re^c	Expérimentale	D/Dinf=0.005 n=1	D/Dinf=0.1 n=1	D/Dinf=0.005 n=0.42	D/Dinf=0.1 n=0.42
Fluide newtonien	***50***	*47*	***55***	*47*	*55*
Gel 1 ($Od^c \approx 0.29$)	***67***	*66*	*75*	*60*	***70***
Gel 2 ($Od^c \approx 0.19$)	***62***	*60*	*69*	*55*	***64***

Tableau IV-2 : Re^c pour les différents cas étudiés.
1re colonne : valeurs expérimentales. 2, 3, 4 et 5èmes colonnes : valeurs numériques.

On constate une influence significative du nombre d'Oldroyd sur l'apparition du régime instationnaire, avec une augmentation du nombre de Reynolds critique Re^c avec une augmentation du nombre d'Oldroyd. Les valeurs expérimentales sont légèrement inférieures aux prédictions numériques. Mais comme explicité pour le fluide newtonien, ceci est certainement dû à un facteur déstabilisant pour les cas expérimentaux.

IV.3.2.2. Influence des conditions initiales

Dans le Carbopol et pour des Reynolds faibles il est connu que l'histoire de cisaillement du fluide a une importance. Gheissary et Van den Brule [27] ont montré qu'un « chemin » est laissé par le lâcher d'une bille dans ce type de fluide et que la vitesse d'une seconde bille est influencée par le temps entre ces deux lâchers. Nous avons évalué pour le régime instationnaire à plus grand Reynolds l'influence des contraintes initiales dans le fluide à seuil. La procédure mise en œuvre pour examiner l'influence de ce paramètre est la suivante : une première mesure après homogénéisation du fluide grâce au passage d'une grille, puis une mesure après 1, 5 et 30min et après 2, 5 et 30h. Cette procédure a été répétée pour 2 nombres de Reynolds différents. Cette étude nous a permis de distinguer aucune influence des conditions initiales dans les régimes instationnaires avec lâcher de tourbillons sur la valeur du nombre de Strouhal pour le gel 2. Celui-ci ayant un seuil d'écoulement assez faible par rapport aux études citées et les Reynolds mis en jeu étant beaucoup plus élevés, cela pourrait expliquer la non-influence de ce paramètre sur nos résultats.

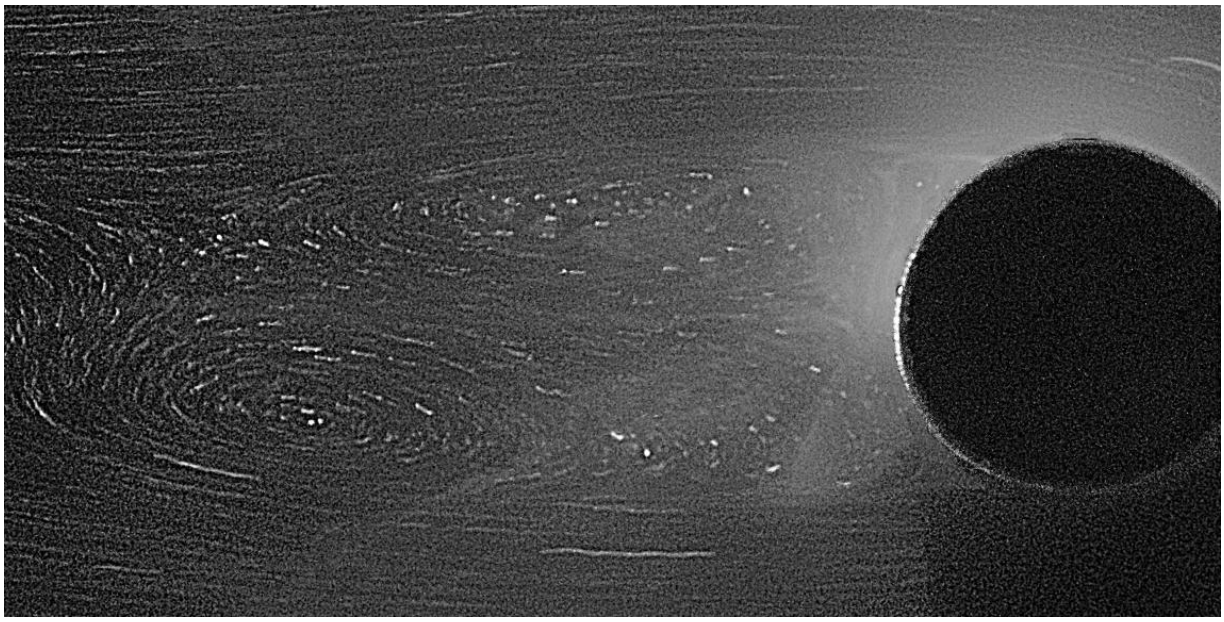
IV.3.2.1. Influence de l'état de surface

Il est connu que l'état de surface des éléments en contact avec le fluide peut ou non faire intervenir du glissement à la paroi [23-25, 28]. Nous avons évalué l'influence de ce glissement en faisant varier les conditions d'interface fluide/cylindre. Trois papiers rugueux ont été utilisés (P2000, P800 et P120) avec des rugosités moyennes de 5, 11 et 62.5µm. Le cylindre a aussi été laissé lisse et sa rugosité *Ra* est de l'ordre de 1 micron avec une surface soit un Inox soit en PMMA.

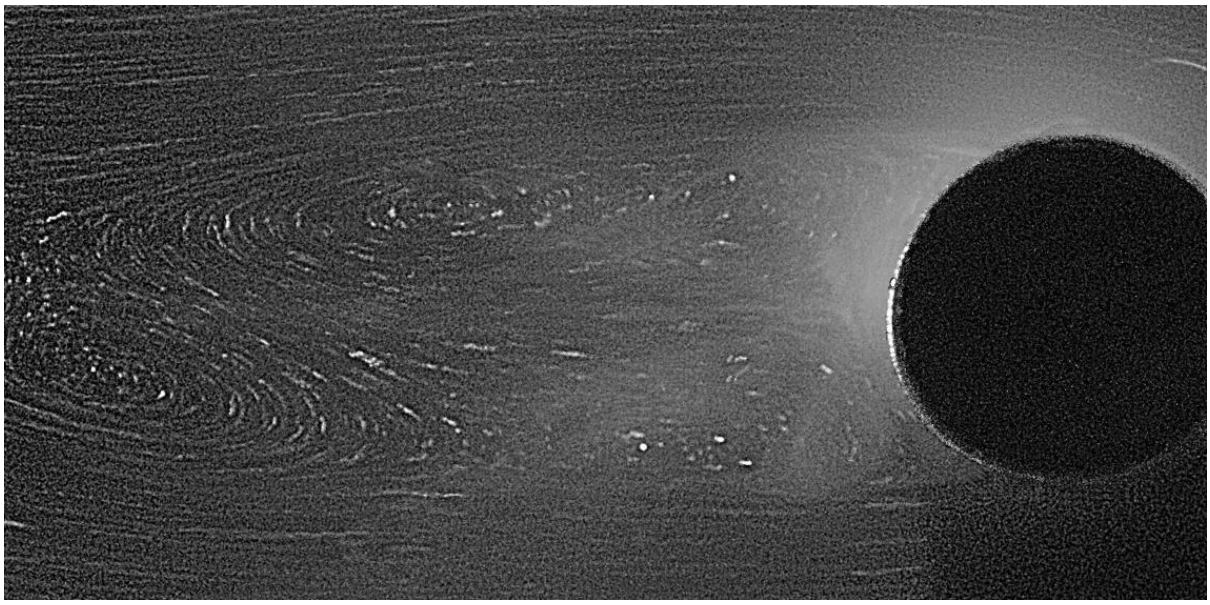
Mossaz et al. [chap3] ont étudié l'effet de la rugosité pour les fluides à seuil pour les régimes rampants et recirculants et ont constaté une légère variation sur l'apparition du régime instationnaire et sur les longueurs caractéristiques dans le régime stationnaire. Ces variations étaient de l'ordre de 5%.

Les résultats obtenus avec les 3 surfaces rugueuses ne montrent aucune différence probante de morphologie dans le régime d'écoulement instationnaire périodique.

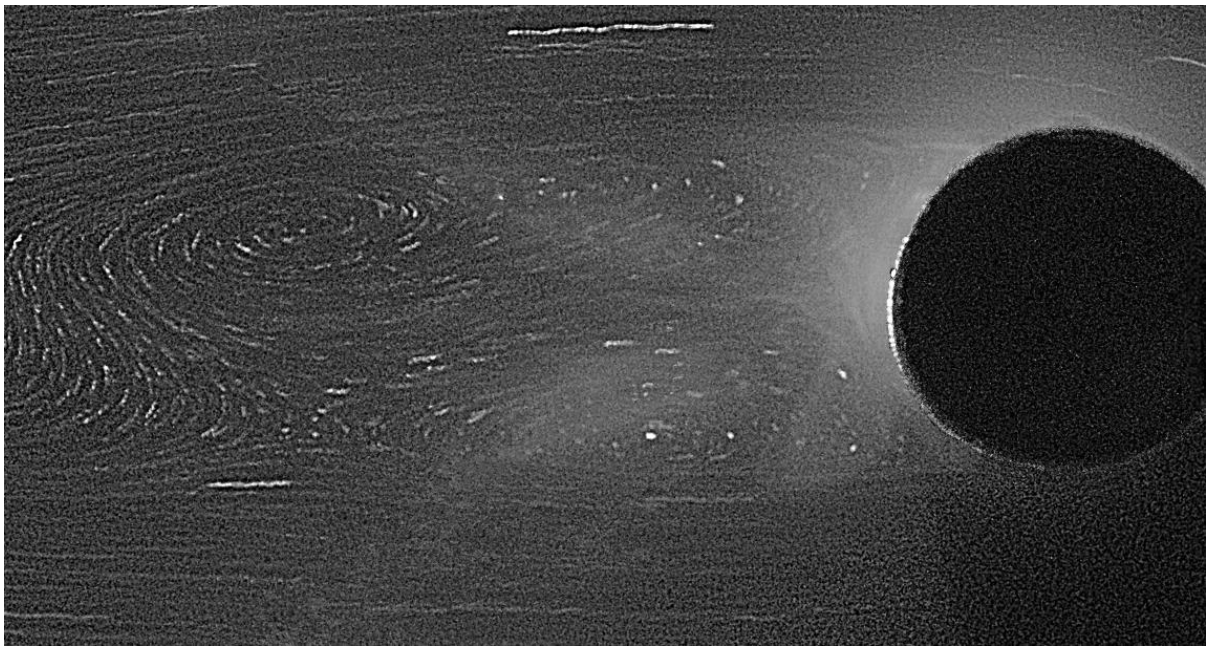
La Figure IV-14 montre cette morphologie de lâchers de tourbillons successifs pour un écoulement du gel 2 avec $Re\approx82$ $Od\approx0.24$, $D/Dinf=0.18$, $n\approx0.42$, $We\approx0.13$ et une surface rugueuse obtenue avec un papier de verre P120 ($Ra\approx62.5\mu m$). Le confinement est de 0.18 pour cette figure. La morphologie est similaire pour un confinement *D/Dinf=0.1*.



t0



t0+4/30s

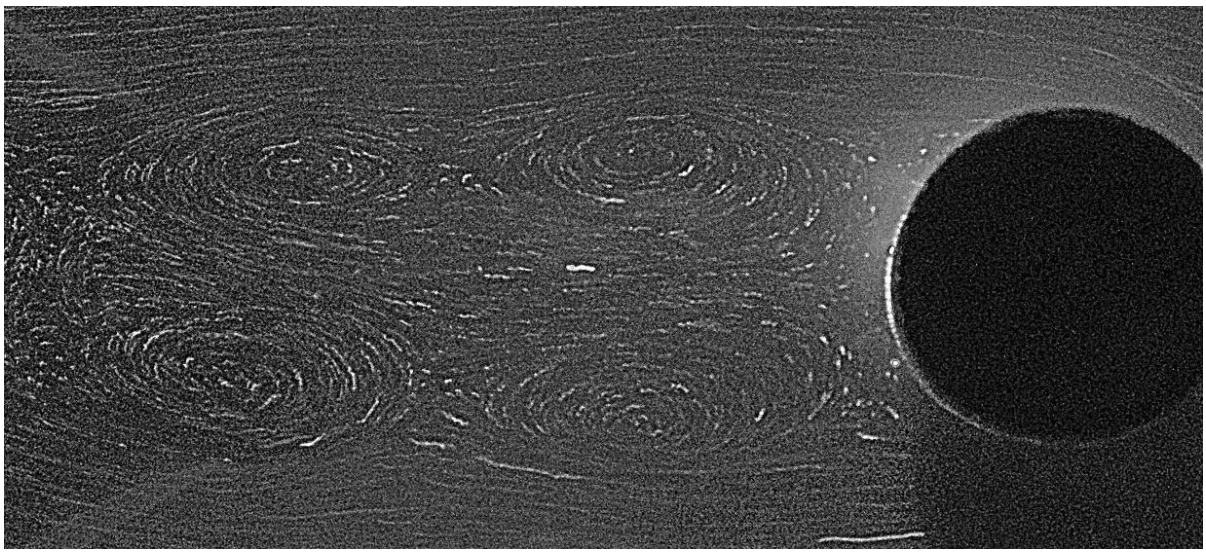


t0+7/30s

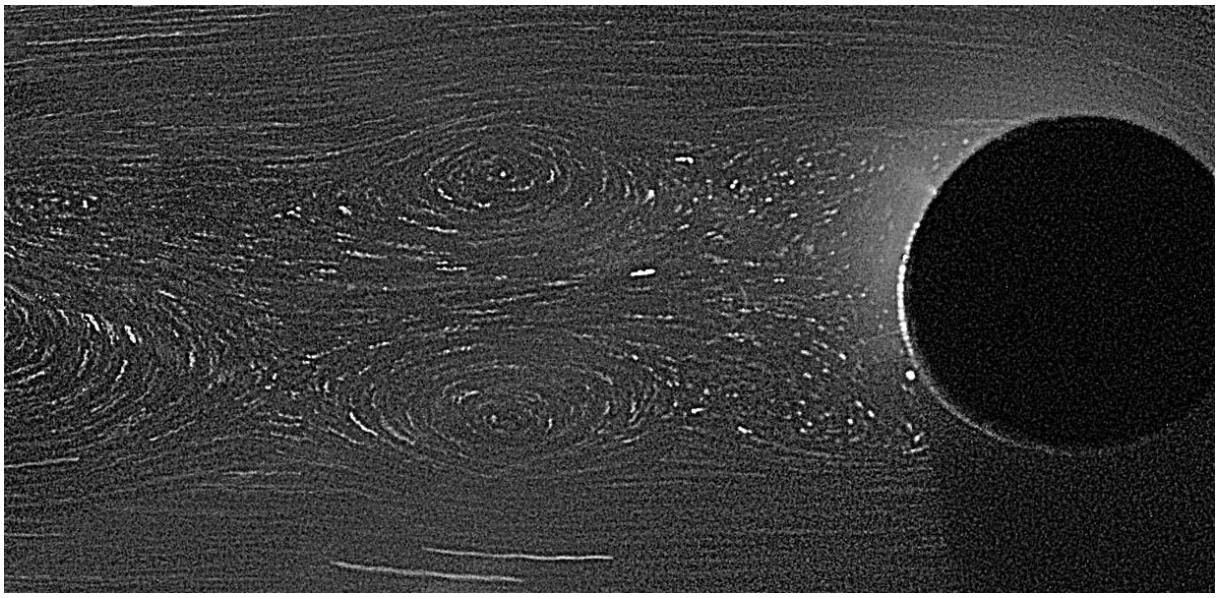
Figure IV-14 : Evolution du sillage derrière le cylindre après la transition pour le gel 2. Re=82, Cylindre rugueux Ra≈62.5µm. D/Dinf=0.18 St≈0.2 P≈0.32s

La morphologie observée sur cette figure est celle d'un lâcher de tourbillons alternatifs, avec un lâcher à gauche puis à droite. Les tourbillons sont contrarotatifs comme pour un fluide newtonien. Se reporter aux nombreuses études existantes [2-4] pour plus de précisions sur la morphologie.

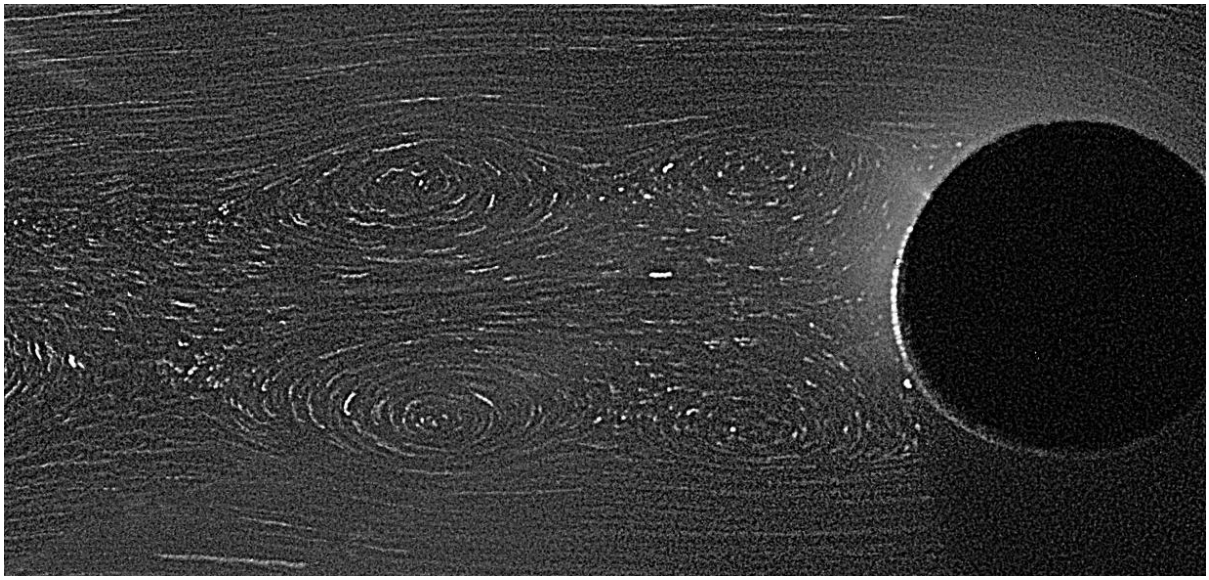
La Figure IV-15 montre le même écoulement avec un cylindre lisse en PMMA, mais la même morphologie peut être observée avec un cylindre en Inox. Le confinement pour ces photographies est égal à 0.18 mais la même morphologie est visible pour *D/Dinf*=0.1



t0



t0+2/30s



t0+4/30s

Figure IV-15 : Evolution du sillage derrière le cylindre après la transition pour le gel 2 Re=82, Ra≈1µm, Matière PMMA, D/Dinf=0.18, St≈0.38, P≈0.16s.

La différence de morphologie est nette. Avec le cylindre lisse, le lâcher de tourbillons ne se fait plus de manière alternative, mais de manière simultanée et symétrique. Les deux tourbillons sont contrarotatifs et naissent et meurent simultanément. Cette morphologie d'écoulement n'a, à notre connaissance, jamais été observée et montre une influence majeure de la condition d'interface sur la morphologie de l'écoulement. Cette morphologie d'écoulement a été observée pour les deux gels de Carbopol, même pour des *Od* faibles (*Od*<0.2).

L'hypothèse émise pour expliquer l'apparition de cette morphologie est le glissement à l'interface en l'absence de papier rugueux. La figure IV-11 montre en rhéométrie l'effet des conditions aux parois avec une diminution significative des contraintes de cisaillements à faible taux de cisaillement. Si la rugosité n'est pas suffisante et lorsque la contrainte est plus faible que typiquement le seuil d'écoulement en volume, le gel glisse totalement ou partiellement à l'interface. On peut donc extraire une valeur limite où le glissement apparaît en fonction de la contrainte et celle-ci est $\tau<\tau_0$.

La Figure IV-16 montre l'évolution numérique de la répartition de τ, le deuxième invariant du tenseur des contraintes adimensionnalisée par la contrainte seuil τ_0 sur le cylindre pour un écoulement avec un nombre de Reynolds *Re*=100, *Od*=0.2 et *n*=0.4.

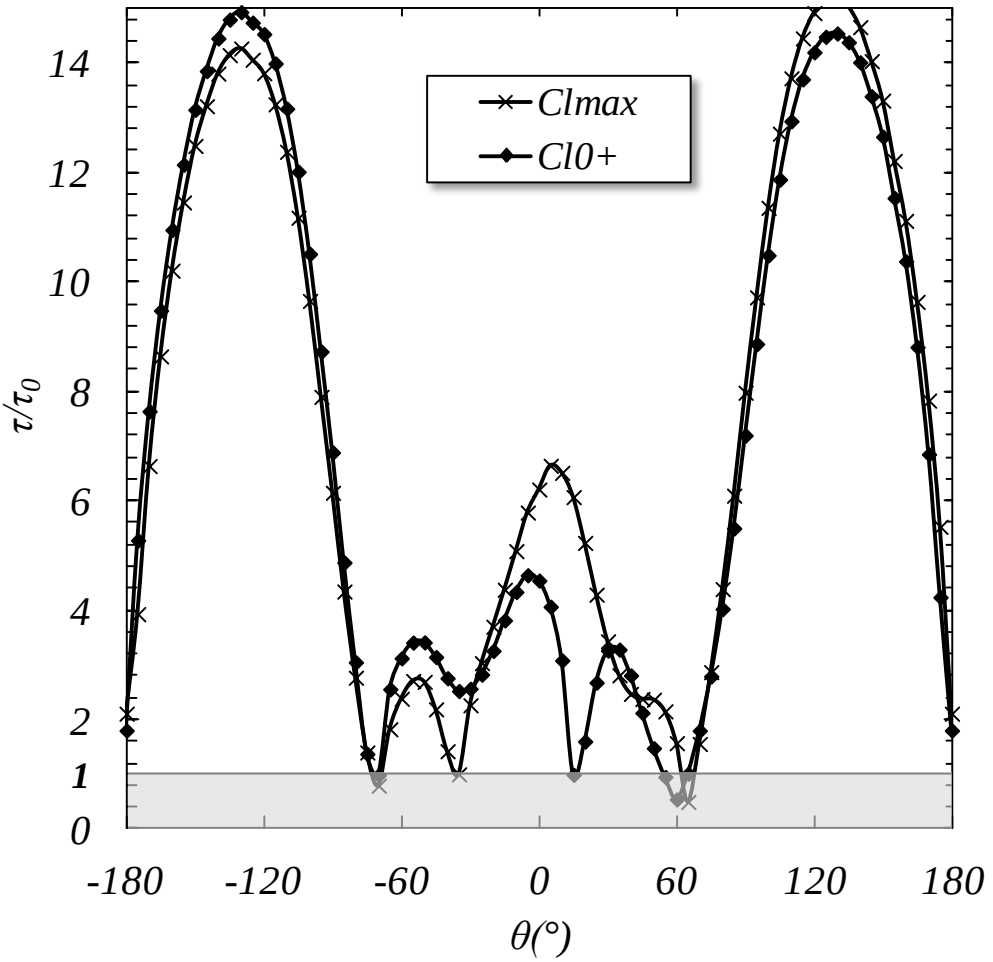


Figure IV-16 : Evolution du deuxième invariant du tenseur des contraintes, adimensionnalisée par le seuil, autour du cylindre pour Re=100 Od=0.2 n=0.4

Sur cette figure, 2 temps sont représentés, celui où la force de portance est maximale et celui où *Cl=Cl0+*. On peut aussi voir la zone où le glissement peut apparaître, c'est-à-dire où

$\tau<\tau_0$. De nombreux points se trouvent dans cette zone à faible contrainte et l'hypothèse du glissement aux parois est donc fortement possible. Ces points correspondent aux angles de décollement des lignes de courant θc et au point de stagnation vue sur la figure IV-3f.

La Figure IV-17 montre l'influence de ce changement de morphologie sur le nombre de Strouhal. Les incertitudes sur le Strouhal ont été calculées avec une incertitude de 0.02s sur la période. Ce qui donne environ ±10% pour des nombres de Strouhal $St\approx0.4$ et ±5% pour $St\approx0.2$.

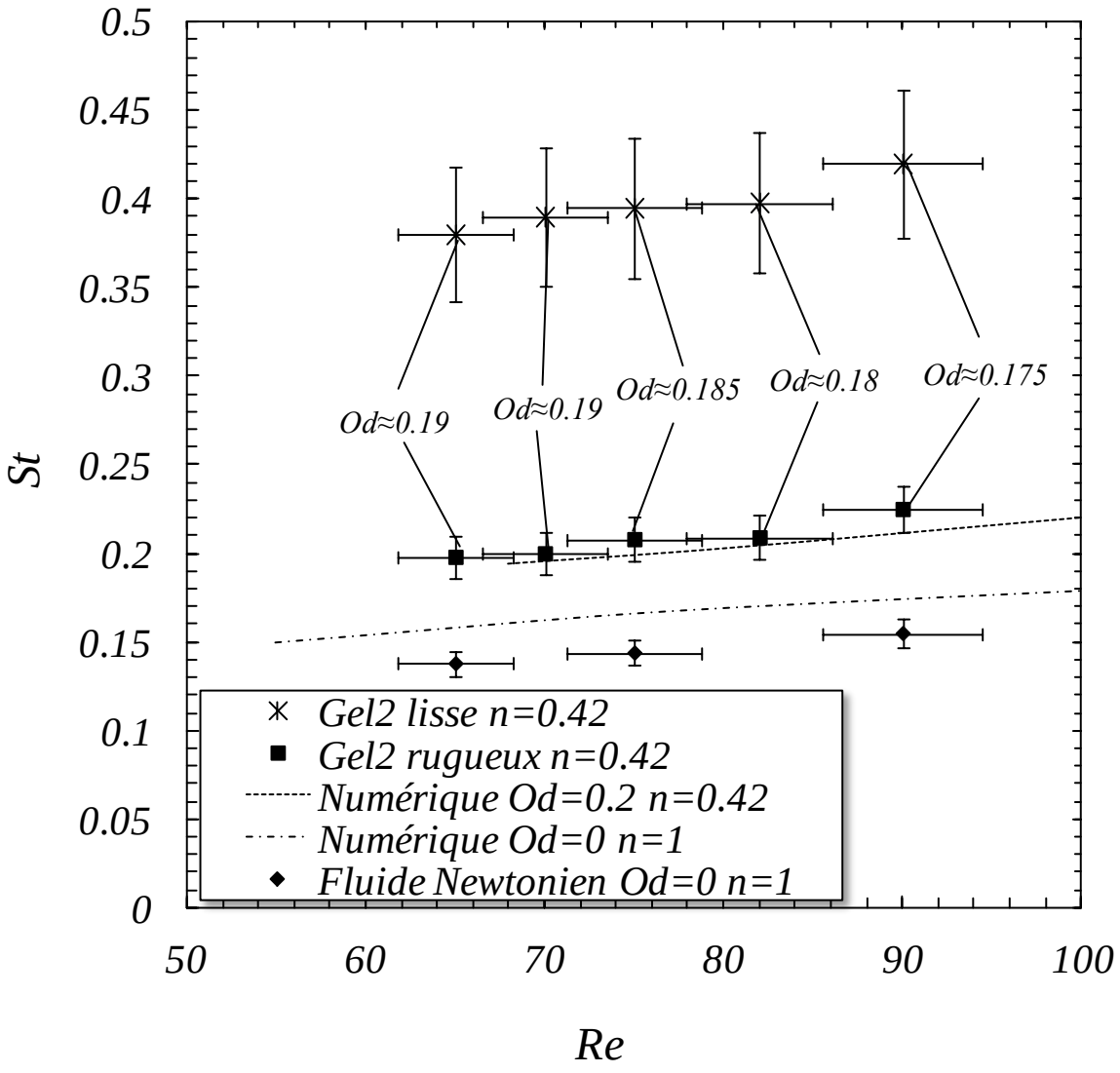


Figure IV-17 : Evolution expérimentale du Strouhal. D/Dinf=0.1.

On constate que la valeur du nombre de Strouhal est doublée entre le cas rugueux et le cas où le cylindre est lisse. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'une période ne correspond plus à un lâcher à droite puis un à gauche, mais à un double lâcher simultané. On peut aussi

constater une bonne corrélation entre nos résultats numériques et les résultats expérimentaux effectués avec une surface rugueuse.

On peut aussi remarquer que les nombres de Strouhal du gel 1 ($Od \approx 0.18$) sont supérieurs à ceux du fluide newtonien ($Od=0$). Or l'élévation du nombre d'Oldroyd devrait faire diminuer le nombre de Strouhal (figure IV-8). Ceci est dû certainement aux effets de rhéofluidification (figure IV-12) qui augmente fortement le nombre de Strouhal, le fluide newtonien ayant un $n=1$ et le gel1 un $n=0.42$.

IV.4. CONCLUSION

L'écoulement inertiel instationnaire derrière un cylindre a été examiné de manière expérimentale et numérique pour les fluides viscoplastiques rhéofluidifiants. Les expérimentations ont été effectuées avec un gel de Carbopol®, fluide ayant un comportement élastoviscoplastique rhéofluidifiant. Nous avons pu comparer nos résultats avec les simulations numériques qui ont été effectuées en régularisant la loi d'Herschel-Bulkley par la loi de Papanastasiou. Les résultats ont aussi pu être validés par le biais d'une étude faite avec une solution de glucose, fluide au comportement newtonien et grâce à une étude bibliographique.

Avec cette étude, nous avons montré numériquement :

- Que l'augmentation du confinement a tendance à stabiliser l'écoulement et surtout à augmenter le nombre de Strouhal de l'écoulement.
- La forte diminution de la fréquence de lâchers de tourbillons avec l'augmentation de l'indice de la loi puissance.
- Les relations liant le nombre de Strouhal et le nombre de Strouhal critique avec le nombre d'Oldroyd, le nombre de Reynolds et l'indice *n*.

Nous avons aussi montré expérimentalement :

- L'absence d'un temps de restructuration pour les gels utilisés sur la morphologie de l'écoulement étudié.
- Que nos prédictions numériques semblent justes, car une bonne corrélation entre nos résultats expérimentaux et numériques a été observée. Et ceci quel que soit le fluide utilisé.
- Enfin, que la rugosité du cylindre, ou les conditions d'interface ont une très grande influence sur la morphologie rencontrée avec l'apparition probable d'un glissement aux parois.

RÉFÉRENCES

[1] T. von Karman, H. Rubach, Über die Mechanismum des Flüssingkeitsund Luftwiederstandes, Phys. Z. 42 (1912) 173.

[2] C.H.K. Williamson, Vortex dynamics in the cylinder wake, Annual Review of Fluid Mechanics 28 (1996) 477–539.

[3] M.M. Zdravkovich, Flow Around Circular Cylinders, Volume 1: Fundamentals. Oxford University Press, New York, USA (1997).

[4] M.M. Zdravkovich, Flow Around Circular Cylinders, Volume 2 : Applications. Oxford University Press, New York, USA (2003).

[5] D.D. Atapattu, R.P. Chhabra and P.H.T. Uhlherr, Creeping sphere motion in Herschel–Bulkley fluids : flow field and drag, J. Non-Newtonian Fluid Mech. 59 (1995), 245–265.

[6] L. Jossic and A. Magnin, Drag and stability of objects in a yield stress fluid, AIChE J. 47 (2001), 2666–2672.

[7] O. Merkak, L. Jossic and A. Magnin, Spheres and interactions between spheres moving at very low velocities in a yield stress fluid, J. Non-Newtonian Fluid Mech. 133 (2006), 99–108.

[8] D. L. Tokpavi, A. Magnin, P. Jay, L. Jossic, Experimental study of the very slow flow of a yield stress fluid around a circular cylinder, J. of Non-Newtonian Fluid Mech. 164 (2009) 35-44.

[9] A.M.V. Putz, T.I. Burghelea, I.A. Frigaard and D.M. Martinez, Settling of an isolated spherical particle in a yield stress shear thinning fluid, Phys. Fluid 20 (2008), 033102.

[10] S. Mossaz, P. Jay, A. Magnin, Criteria for the appearance of recirculating and non-stationary regimes behind a cylinder in a viscoplastic fluid, J. of Non-Newtonian Fluid Mech. 165 (2010) 1525-1535.

[11] T.C. Papanastasiou, Flow of materials with yield, J. Rheol. 31 (1987) 385–404.

[12]M. Braza, P. Chassaing, H. Ha Minh, Numerical study and physical analysis of the pressure and velocity fields in the near wake of a circular cylinder, Journal of Fluid Mechanics 165 (1986) 79–130.

[13] F. Rehimi, F. Aloui S. Ben Nasrallah L. Doubliez J. Legrand, Experimental investigation of a confined flow downstream of a circular cylinder centred between two parallel walls, Journal of Fluids and Structures 24 (2008) 855–882.

[14] M. Sahin, R. G. Owens, On the effects of viscoelasticity on two-dimensional vortex dynamics in the cylinder wake, J. of Non-Newtonian Fluid Mech. 123 (2004) 121-139.

[15] C. Norberg, Flow around a circular cylinder: aspect of fluctuating lift, J. of Fluids and Structures 15 (2001) 459-469.

[16] G. J. Sheard, K. Hourigan and M. C. Thompsons, Computations of the drag coefficients for low-Reynolds-number flow past rings, J. Fluid Mech. 526 (2005) 257–275.

[17] M. Sahin, R. G. Owens, A numerical investigation of wall effects up to high blockage ratios on two-dimensional flow past a confined circular cylinder. Physics of Fluids 16 (2004) 1305–1320.

[18] A. K. Sahu, R.P. Chhabra, V. Eswaran, Two-dimensional unsteady laminar flow of a power law fluid across a square cylinder, J. of Non-Newtonian Fluid Mech. 160 (2009) 157-167.

[19] V. Strouhal, On a particular way of tone generation, Annals of Physics and Chemistry 5 (1878), 216–251 (In German).

[20] L. Zovatto, G. Pedrizzetti, Flow about a circular cylinder between parallel walls, Journal of Fluid Mechanics 440 (2001) 1–25.

[21] J.M. Piau, Viscoplastic boundary layer, J. Non-Newtonian Fluid Mech. 102 (2002), pp. 193–218.

[22] J.M. Piau and K. Debiane, The adhesive or slippery flat plate viscoplastic boundary layer for a shear-thinning power-law viscosity, J. N.N. Fluid Mech. 117 (2004), 97–107.

[23] J.M. Piau, swollen sponges. Meso- and macroscopic properties, constitutive equations and scaling laws, J. Non-Newtonian Fluid Mech. 144 (2007), 1–29.

[24] A. Magnin and J.M. Piau, Measurement of very low strains using a stress rheometer: a new rotating sensing transducer (RST), J. Rheol. 35 (1991), 1465–1479.

[25] D. Anne-Archard, H. Boisson, M. Marouche, Etude expérimentale d'une cuve agitée en fluide viscoplastique, 18ème Congrès Français de Mécanique, (2007).

[26] C.H.K. Williamson, The natural and forced formation of spot-like vortex dislocations in the transition of a wake. Journal of Fluid Mechanics 243 (1992) 393–441.

[27] G. Gheissary, B. H. A. A. van den Brule, Unexpected phenomena observed in particle settling in non-Newtonian media, J. Non-Newtonian Fluid Mech. 67 (1996), 1-18.

[28] A. Magnin and J.M. Piau, Cone-and-plate rheometry of yield stress fluids. Study of an aqueous gel, J. Non-Newtonian Fluid Mech. 36 (1990), 85–108.

CONCLUSION GENERALE

L'étude de l'écoulement de fluides à seuil de contrainte autour d'obstacles cylindriques a été abordée par simulations numériques et investigations expérimentales. Elle nous a permis, d'une part, d'étendre les connaissances sur les écoulements des fluides viscoplastiques autour d'obstacles, et d'autres parts, d'apporter des éléments nouveaux sur le comportement des fluides à seuil de contrainte en écoulement.

Cette étude s'étend du domaine des écoulements très lents, où l'inertie est négligeable, jusqu'au domaine des écoulements avec instabilités inertielles. Le cas des effets inertiels importants a été particulièrement examiné. Les simulations numériques ont été réalisées par approximation par volumes finis, avec la méthode de régularisation de Papanastasiou.

Dans un premier temps, nous avons choisi de nous intéresser aux critères d'apparition des différents régimes d'écoulement de manière exclusivement numérique. Après une étude détaillée de l'influence des différents paramètres numériques tels que la taille du domaine, le pas de temps ou encore le nombre d'éléments, nous avons pu établir des équations qui définissent l'apparition des différents régimes d'écoulement. La problématique du critère d'apparition du régime recirculant dans les fluides viscoplastiques a été soulevée et une hypothèse de travail a été mise en place. Il a pu être observé que le seuil a un effet stabilisant sur l'écoulement et que l'influence de l'indice de la loi puissance est lui plus complexe.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes intéressés à la morphologie des régimes rampants et recirculants par simulation numérique afin de montrer l'influence des différents paramètres d'entrées sur la morphologie de ces écoulements. Il a pu être montré que la morphologie de l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds peut être séparée en deux phases, une première phase où le Reynolds plastique n'a pas d'influence (Rep <1) et une seconde où celle-ci est prépondérante (Rep >1). Nous avons aussi montré que l'effet du nombre d'Oldroyd est inverse à celui du nombre de Reynolds. La valeur de Cd en fonction du nombre de Reynolds et du nombre d'Oldroyd a fait l'objet d'une mise en équation sur un large spectre.

Par une étude expérimentale, nous avons ensuite examiné le cas de l'écoulement, autour d'un cylindre, d'un fluide à seuil de contrainte à comportement élastoviscoplastique pour des effets de plasticité significatifs et des nombres de Reynolds restant sous le Reynolds critique Re^c. Les régimes rampants et recirculants ont donc été étudiés. Une étude comparative entre les résultats obtenus avec un fluide newtonien et les résultats disponibles

dans la littérature ainsi que ceux obtenus numériquement nous a permis de valider notre système expérimental. Ensuite, nous avons examiné l'effet de la plasticité, du temps ou encore des conditions d'interface sur la morphologie des écoulements de fluide élastoviscoplastique derrière un cylindre. Par vélocimétrie par images de particules, nous avons déterminé le champ de vitesse global et le champ très proche du cylindre. Ainsi, en développant un programme sous Matlab, nous avons montré que la corrélation entre le positionnement des zones rigides expérimentales et numériques était bonne.

Pour finir, les instabilités inertielles autour d'un cylindre ont été étudiées. Expérimentalement, numériquement et par comparaison au cas newtonien, nous avons montré que l'élastoviscoplasticité du fluide retarde l'apparition du régime instationnaire avec détachement de tourbillons. La plasticité a bien sûr une part prépondérante dans ce comportement, mais l'effet du confinement, de l'indice de la loi puissance et de l'élasticité ne sont pas à négliger. Il a été aussi montré que les conditions d'interface ont une influence prépondérante dans ce régime d'écoulement. Une morphologie particulière de lâchers de tourbillons a été observée. Cette morphologie symétrique avec un lâcher de deux tourbillons contrarotatifs simultanés semble être obtenue lorsqu'il y a glissement du fluide sur le cylindre.

Arrivé à la fin de ce mémoire, les perspectives sont nombreuses. Parmi elles, nous proposons d'examiner les points suivants :

• En matière de rhéométrie, comme l'avait suggéré Piau (2008), la caractérisation des gels de Carbopol doit être complétée. Les contraintes normales en cisaillement et le comportement élongationnel doivent être précisés. Plus généralement, il serait intéressant d'étudier l'influence des états de contraintes initiales ou résiduelles pour appréhender complètement les écoulements des fluides à seuil.

• Introduire des modèles numériques plus représentatifs du comportement des fluides élastoviscoplastiques. En plus des effets de seuil, l'élasticité linéaire en dessous du seuil d'écoulement et la viscoélasticité au-delà du seuil d'écoulement doit être pris en compte.

• Prendre en compte les effets de glissement aux parois en introduisant des lois de glissement réalistes dans le modèle numérique.

• Approfondir expérimentalement l'étude de la relation fluide-structure. Il serait très intéressant d'instrumenter le cylindre afin de connaître les efforts réels exercés sur celui-ci.

ETUDES EXPERIMENTALES ET NUMERIQUES DES ECOULEMENTS INERTIELS DE FLUIDES A SEUIL AUTOUR D'UN CYLINDRE

RESUME : Les écoulements rampants, recirculants et instationnaires d'un fluide viscoplastique autour d'un cylindre ont été étudiés.

Numériquement, les morphologies des écoulements, la localisation des zones rigides, les champs de contraintes et pression autour du cylindre ainsi que le coefficient de traînée, ont été déterminés sur un large domaine des nombres de Reynolds et d'Oldroyd.

Expérimentalement, les fluides étudiés sont des gels de polymère Carbopol®. Le comportement élastoviscoplastique de ces gels a été modélisé par une loi d'Herschel-Bulkley adaptée. Le montage expérimental conçu et réalisé a été validé par l'étude de l'écoulement d'un fluide newtonien autour d'un cylindre et la mise en place d'une procédure adaptée pour les fluides à seuil.

On a pu constater l'influence des conditions d'interface avec l'apparition d'une morphologie de lâchers de tourbillons simultanés et symétriques.

Mots-clés : Cylindre circulaire, Ecoulement inertiel, Fluide viscoplastique, Nombre d'Oldroyd, Nombre de Strouhal, Critère d'instabilité, Reynolds Critique, Zones rigides.

EXPERIMENTAL AND NUMERICAL STUDY OF INERTIAL FLOW AROUND A CYLINDER FOR YIELD STRESS FLUID

ABSTRACT : Creeping, recirculating and unsteady flows around a cylinder for yield stress fluid were studied.

Numerically, morphologies of the flows, the location of the unyielded zones, the pressure and stress fields around the cylinder and the drag coefficient were determined over a wide range of Reynolds and Oldroyd numbers.

Experimentally, fluids studied are polymer gels Carbopol®. The elastoviscoplastic behavior of these gels was modeled by a Herschel-Bulkley adapted law. The experimental setup was designed and validated by studying the flow of a newtonian fluid around a cylinder. An appropriate procedure for the viscoplastic fluid was implemented.

We observe the influence of interface conditions with the appearance of a morphology showing simultaneous and symmetrical vortex shedding.

Keywords : Circular cylinder, Inertia, Viscoplastic fluid, Oldroyd Number, Strouhal Number, Instabilities, Critical Reynolds, Unyielded zones.