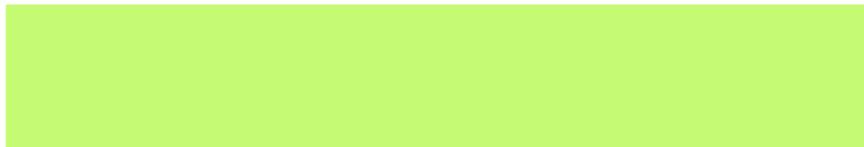




MODEX

Effet Taylor-Couette Transition vers la turbulence



École Nationale Supérieure de Techniques Avancées
Majeur mécanique
Palaiseau, France
16 mars 2021

Table des matières

1	Introduction	3
2	Objectif	3
3	Cadre Théorique	4
a.	Fluide newtonien	4
b.	Écoulement de Taylor-Couette	4
c.	Animométrie laser Doppler (LDA)	5
4	Méthodologie	6
5	Résultats et analyses	7
a.	Instabilité et turbulence	7
b.	Cas Laminaire	9
c.	Profil de vitesse	9
d.	Couche limite	10
e.	Tourbillons	10
6	Conclusions	11

Table des figures

1	Graphique du comportement des fluides newtoniens et non newtoniens [3] . . .	4
2	Croquis de l'écoulement de Taylor-Couette [2]	4
3	Structures d'écoulement observées dans le diagramme de phase (Re_o , Re_i) pour l'écoulement de Taylor-Couette [2]	5
4	Un motif de franges est créé à l'intersection des deux faisceaux incidents. [1]	5
5	Émetteur et récepteur optiques dans la même tête de sonde. [1]	6
6	Équipement utilisé pour la prise de mesures	7
7	Taylor-Couette à Reynolds faible	8
8	Vitesse normalisée de l'écoulement entre les deux cylindres	9
9	Vitesse de l'écoulement près de la paroi du cylindre intérieur	10
10	Tourbillons turbulents	11

1 Introduction

L'instabilité de Taylor-Couette porte le nom de deux pionniers dans leur domaine qui ont travaillé sur ce type de problème. Maurice Couette qui a introduit la géométrie d'un cylindre extérieur rotatif et d'une fibre de torsion solide au centre en 1890, et Geoffrey Ingram Taylor qui a fait la première étude de l'instabilité de la géométrie des cylindres concentriques dans lesquels tourne le cylindre intérieur en 1923 [3].

Le problème classique de l'apparition de la première instabilité de Taylor-Couette se réfère au changement de régime d'écoulement d'un régime concentrique à hélicoïdal, dans une géométrie cylindrique concentrique, où au moins un est en rotation. D'un point de vue expérimental, numérique et théorique, ce phénomène a été décrit de manière à décrire avec succès la condition critique de stabilité de l'écoulement de base dans les fluides newtoniens. Cependant, ces dernières années, les chercheurs ont commencé à explorer l'espace de phase complet de l'écoulement de Taylor Couette, y compris également les cylindres à rotation indépendante et dans le régime fortement turbulent, bien au-delà du début du chaos [2].

Dans ce document sont les résultats d'un assemblage dont la rotation dépendait du cylindre interne et avec lequel la vitesse d'un écoulement de Taylor Couette en régime turbulent a été observée avec laquelle on a cherché à comprendre les principes de base qui régissaient le mouvement des particules du fluide et les structures qu'ils ont formées.

2 Objectif

Étudier expérimentalement les principes de base de l'instabilité de Taylor-Couette en observant :

- Le comportement de la vitesse de l'écoulement dans les directions radiale, longitudinale et azimutale.
- Les structures qui apparaissent à la suite de la rotation et de la transition vers le turbulence de l'écoulement.

3 Cadre Théorique

a. Fluide newtonien

Les fluides newtoniens sont parmi les modèles mathématiques les plus simples de fluides qui expliquent la viscosité. De manière générale, ce sont des fluides dans lesquels la contrainte visqueuse générée en tout point par leur écoulement est liée linéairement à la vitesse de déformation locale, qui est la vitesse de variation de leur déformation dans le temps. Cela correspond au fait que ces forces sont proportionnelles à la vitesse de changement du vecteur vitesse du fluide (Figure 1), dont la vitesse varie avec la distance du point dans différentes directions [3] [4]. Bien qu'aucun liquide réel ne réponde à la définition, un grand nombre d'entre eux peuvent être modélisés en un seul.

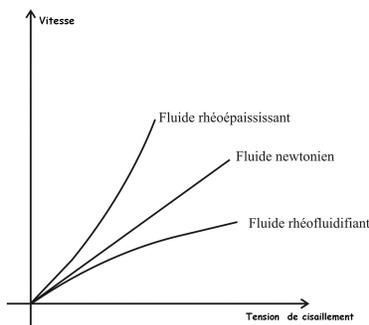


FIGURE 1: Graphique du comportement des fluides newtoniens et non newtoniens [3]

b. Écoulement de Taylor-Couette

En hydrodynamique, un écoulement de Taylor Couette est constitué d'un fluide visqueux emprisonné dans l'espace entre deux cylindres rotatifs (Figure 2). Aux faibles vitesses angulaires (mesurées à l'aide du nombre de Reynolds Re), l'écoulement est constant et purement azimutal. Cet état fondamental est appelé flux circulant de Couette.

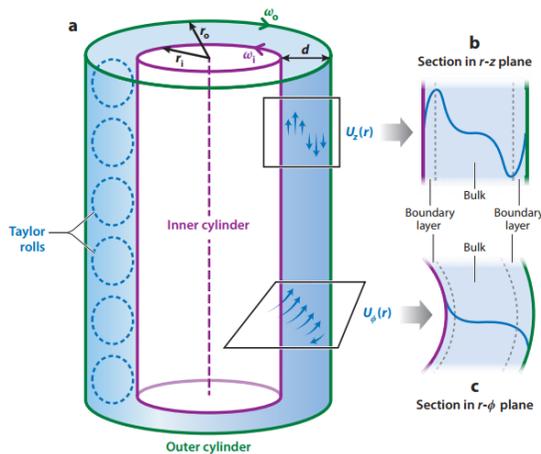


FIGURE 2: Croquis de l'écoulement de Taylor-Couette [2]

Taylor a montré que lorsque la vitesse angulaire du cylindre interne augmente au-dessus d'un certain seuil, le flux de Couette devient instable et un état secondaire stable apparaît, qui est caractérisé par le flux vortex dit de Taylor, qui sont des tourbillons toroïdaux axisymétriques. Par la suite, à mesure que la vitesse angulaire du cylindre augmente, le système subira une série d'instabilités, conduisant à un état plus complexe du temps et de l'espace. La turbulence se produit au-dessus d'un certain nombre de Reynolds [5].

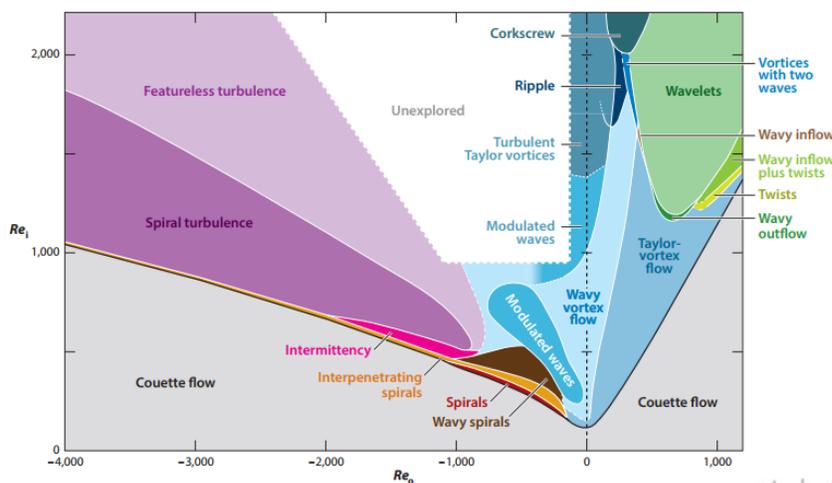


FIGURE 3: Structures d'écoulement observées dans le diagramme de phase (Re_o , Re_i) pour l'écoulement de Taylor-Couette [2]

Divers régimes d'écoulement ont été classés au fil des ans, y compris les tourbillons de Taylor et les limites d'écoulement ondulées. Sur la Figure 3, les différentes structures qui apparaissent dans un écoulement de Taylor-Couette peuvent être observées dans une relation indirecte avec les vitesses de rotation du cylindre externe et interne.

c. Animométrie laser Doppler (LDA)

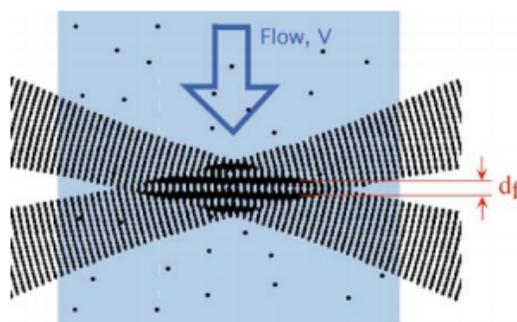


FIGURE 4: Un motif de franges est créé à l'intersection des deux faisceaux incidents. [1]

Lorsque la lumière se reflète sur un objet en mouvement, la fréquence de la lumière diffusée change d'une quantité proportionnelle à la vitesse de l'objet. La vitesse peut alors être estimée en observant le changement de fréquence. C'est la base de l'anémométrie Doppler laser (LDA). Le flux est rempli de petites particules flottantes inertes qui diffusent la lumière. Cette lumière diffusée est capturée par un photomultiplicateur, un dispositif qui génère un courant proportionnel à l'énergie du photon absorbé puis amplifie ce courant. La différence entre les fréquences de la lumière incidente et de la lumière diffusée s'appelle le décalage Doppler [1]. Lors des mesures, le laser est déplacé pour mesurer le débit de liquides transparents ou translucides ou le mouvement vibratoire linéaire des surfaces réfléchissantes opaques. Sur la Figure 4, on peut voir la région de mesure créée par l'intersection des lasers qui composent l'équipement.

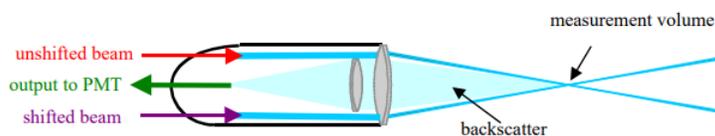


FIGURE 5: Émetteur et récepteur optiques dans la même tête de sonde. [1]

Aussi connu sous le nom de tachymètre laser Doppler (LDV), il s'agit d'une technique optique idéale pour la mesure ponctuelle non invasive 1D, 2D et 3D de la distribution de la vitesse et de la turbulence, à la fois des flux libres et internes [1]. Comme dans le cas de la présente expérience, l'émetteur et le récepteur étaient tous deux du même côté, sur la Figure 5, on peut voir une représentation de la disposition de ces éléments dans l'assemblage.

4 Méthodologie

L'ensemble utilisé pour mesurer se composait d'un LDA (Figure 6) et d'un assemblage de deux cylindres concentriques à paroi translucide, dont l'un extérieur était fixe et l'autre intérieur tourné grâce à un moteur électrique qui était connecté en haut et qui à son tour, il était contrôlé à partir d'un bouton manuel qui permettait de faire varier la vitesse de rotation. Il faut mentionner que le fluide sur lequel les mesures ont été effectuées était un mélange à 50% de glycérol et d'eau dont la viscosité était environ 6 fois supérieure à celle de l'eau.

Afin de répondre à l'objectif proposé, il a été dans un premier temps choisi de calibrer un point de référence commun pour les tests répétitifs qui faciliterait l'analyse ultérieure des données obtenues, dans le cas des profils de vitesse ce point a été choisi sur la face externe du cylindre extérieur pour s'assurer que toute la distance à l'intérieur de l'assemblage a été couverte, et pour les mesures de la couche limite, juste derrière la paroi du cylindre interne.



FIGURE 6: Équipement utilisé pour la prise de mesures

Ensuite, en fonction du test, les paramètres suivants ont été définis : Temps de mesure par pas, nombre maximum de mesures par pas, trajectoire et pas d'avance dans la trajectoire. Dans le cas des deux derniers, le facteur de réduction entre les instructions données par le logiciel et le déplacement réel de l'équipement a été pris en compte, il était d'environ 2, cependant, pour éviter de forts décalages, les trajectoires ont été vérifiées avec le code fourni par l'enseignant responsable.

Dans la Figure 6 on peut voir le système FlexLDA de Dantec Dynamics utilisé pour prise de mesures qui, comme annoncé par le fabricant sur son site Web, est conforme aux paramètres suivants :

- Fonctionnement clé en main et aligné en usine pour une configuration rapide
- Calibré à une incertitude de 0,11
- Configurations à 1 et 2 composants de vitesse
- Distances de mesure de 300 mm à 500 mm
- Traitement du signal FFT en temps réel robuste
- Résultats finaux en ligne grâce au traitement en temps réel
- Affichage en temps réel des signaux, de la validation et du débit de données

Le traitement du signal est effectué par le BSA (Burst Spectrum Analyzer). Les données d'étalonnage sont chargées dans le progiciel BSA Flow qui fournit les résultats en unités de vitesse (m/s ou ft/s).

5 Résultats et analyses

a. Instabilité et turbulence

On observe sur cette première expérience un écoulement à Reynolds faible.

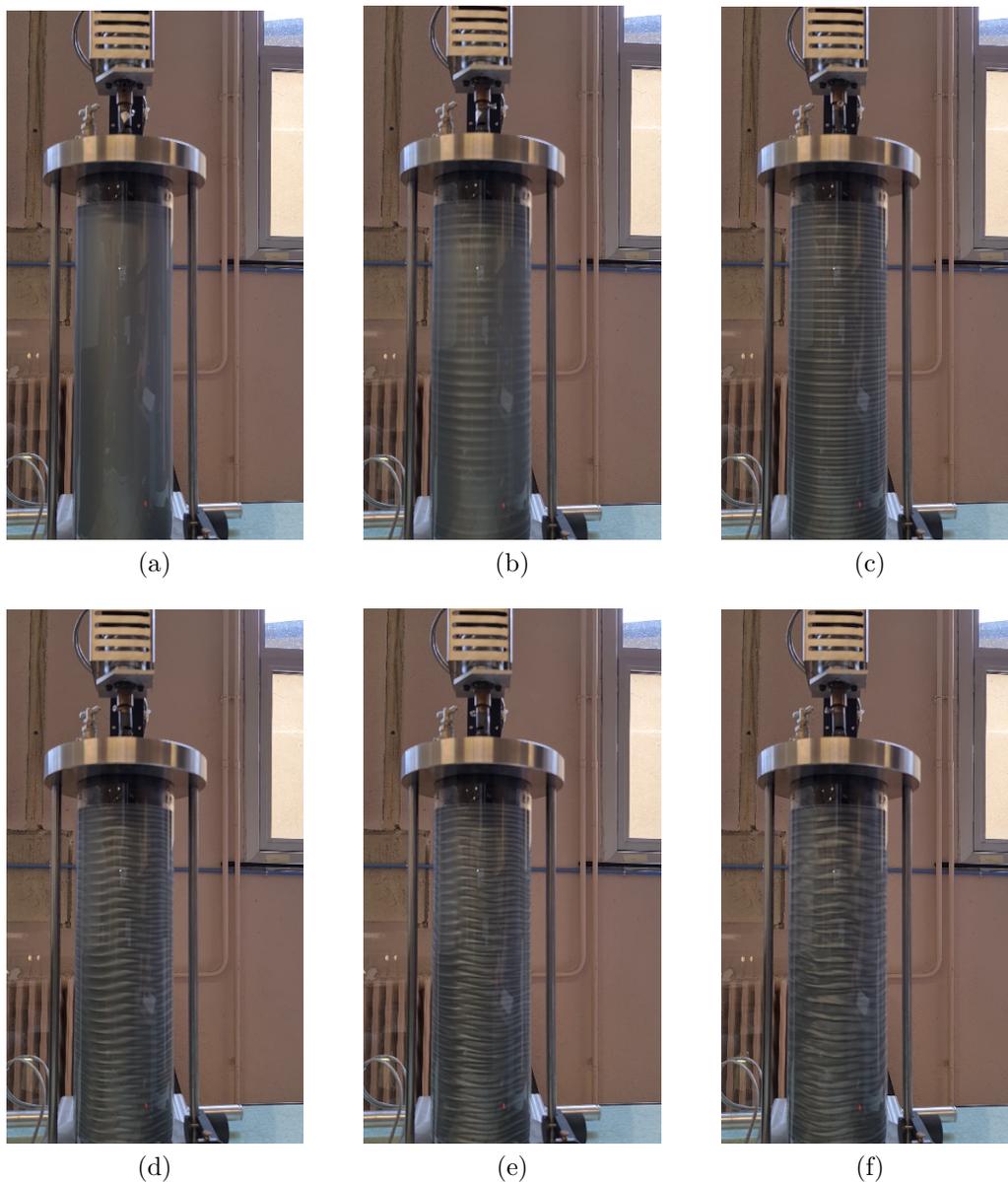


FIGURE 7: Taylor-Couette à Reynolds faible

Sur l'image (a) on a un écoulement laminaire dont on détaillera le calcul dans la section suivante. Ensuite, sur les images (b) et (c) on observe l'apparition d'une première instabilité : des rouleaux apparaissent dans l'écoulement. La deuxième instabilité visible sur l'image (d) consiste en une oscillation des rouleaux. La dernière instabilité, difficile à observer sur l'image (e) consiste en une variation de la taille des rouleaux dans le temps. Enfin, sur l'image (f) on arrive dans la zone de turbulence où les effets inertiels ne sont plus négligeables.

b. Cas Laminaire

Lorsque le Reynolds est faible, en considérant que l'écoulement est seulement selon la direction radiale, on peut simplifier les équations de Navier-Stokes et on obtient alors une simple équation :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (rV_\theta) \right) \right) = 0 \quad (1)$$

On peut alors trouver les solutions :

$$V_\theta(r) = A * r + B/r \quad (2)$$

avec A et B deux constantes que l'ont calcul avec les conditions aux bords.

Dans la suite, on rajoute l'écoulement calculé avec cette solution comme théorique pour voir l'influence de la turbulence sur l'écoulement. On sait pertinemment que cette solution n'est valable que pour des Reynolds faible.

c. Profil de vitesse

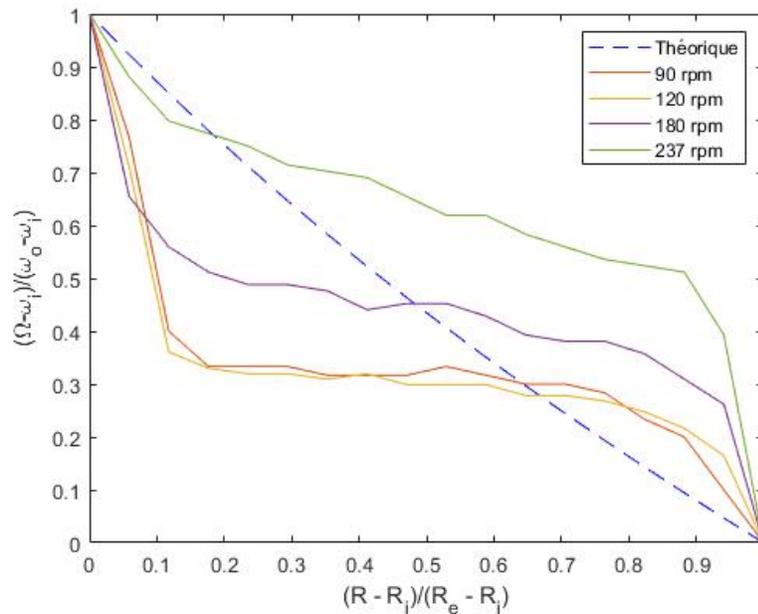


FIGURE 8: Vitesse normalisée de l'écoulement entre les deux cylindres

Sur cette figure on voit la mesure de la vitesse azimutale dans l'écoulement du cylindre intérieur au cylindre extérieur. Les grandeurs sont adimensionnées.

On voit sur ce graphique les 2 zones de couches limites et une zone centrale où la vitesse est constante. On remarque que plus la vitesse augmente, plus la vitesse est élevée au contact du cylindre intérieur et plus le pas de vitesse est grand proche du cylindre extérieur. Cela est dû aux effets inertiels.

d. Couche limite

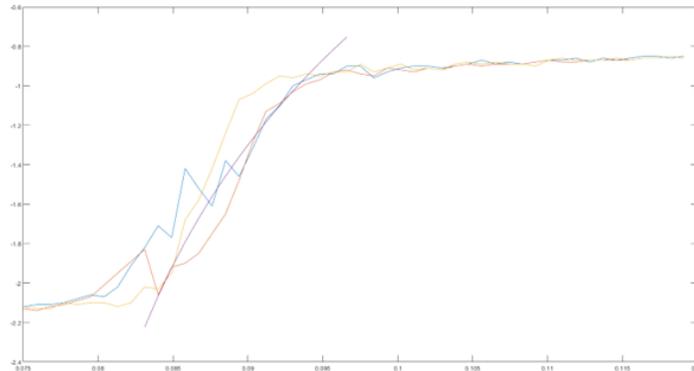


FIGURE 9: Vitesse de l'écoulement près de la paroi du cylindre interieur

Sur cette figure on a essayé d'observer une zone particulière proche d'une paroi. Le calcul donne que l'on doit pouvoir observer un écoulement en $\log(r)$. Néanmoins, en ayant fait 3 fois la même mesure on voit qu'il y a des imprécisions dans la mesure dû probablement à des vibrations qui rendent des mesures très précise impossibles.

e. Tourbillons

On s'est alors intéressé à un écoulement turbulent dans lequel on a fait une mesure sur une coupe du cylindre. On observe à l'oeil nu que des tourbillons réapparaissent dans l'écoulement au sein de la turbulence. L'objectif est alors d'observer ces tourbillons.

On a fait face à un problème, l'appareil de mesure ne nous permettait d'effectuer des mesures seulement de la vitesse azimutale et verticale mais pas la vitesse radiale.

On a alors utilisé l'incompréhensibilité du fluide pour déterminer par le calcul la dernière composante de vitesse :

$$\text{div}(u) = \frac{1}{r} \frac{\partial r V_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

On a discrétisé spatialement ces équations et à l'aide d'un programme Matlab on a pu calculé la vitesse V_r en tout point. On a alors tracé les vecteurs vitesse en tout point et les lignes de courants et on a obtenue cette figure représentant les composantes V_r et V_z au sein du cylindre.

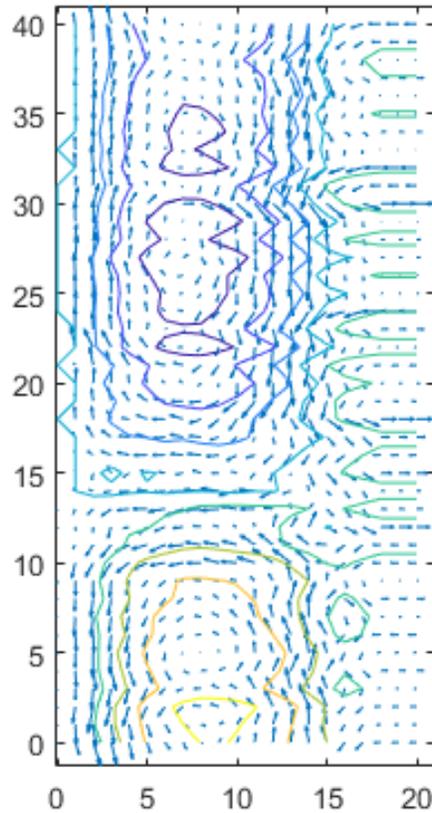


FIGURE 10: Tourbillons turbulents

On observe sur cette figure 2 tourbillons de sens opposés qui semblent être aplatis par les parois du cylindre. Cet effet est probablement dû à la contrainte imposé en haut et en bas du cylindre étant donné qu'on ne peut pas avoir une expérience infiniment haute. Il est intéressant de noter par ailleurs l'apparition de petits tourbillons au sein du grand tourbillon du haut qui tourne dans le même sens que celui-ci. Le fait qu'ils tournent dans le même sens induit la présence de point d'arrêts ce qui n'est pas commun dans ce genre d'écoulement, néanmoins cela peut s'expliquer par la contrainte de hauteur.

6 Conclusions

Ces expériences nous ont permis de mieux comprendre l'écoulement de Taylor-Couette. Dans un premier temps on a pu observer un écoulement laminaire avec l'apparition des différentes instabilités.

Ensuite, il a été intéressant d'observer un écoulement turbulent où l'on mesure la vitesse des particules que l'on moyenne ensuite pour dégager un écoulement moyen. Le résultat sur les tourbillons au sein d'un écoulement turbulent est probablement le plus intéressant.

Références

- [1] F. Durst, A. Melling, and J. H. Whitelaw. Principles and practice of laser-Doppler anemometry. *NASA STI/Recon Technical Report A*, 76 :47019, January 1976.
- [2] Siegfried Grossmann, Detlef Lohse, and Chao Sun. High-Reynolds Number Taylor-Couette Turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 48(July) :53–80, 2016.
- [3] Ricardo Juarez Guzman. Efecto de la modificación de la forma del cilindro interior un un flujo de Taylor-Couette. *Universidad Nacional Autónoma de México*, 2016.
- [4] Ronald L. Panton. *Incompressible Flow*. Wiley, aug 2013.
- [5] Harry L. Swinney. Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 164 :155–183, 1986.