

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET
DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE.



UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENE USTHB / ALGER

FACULTE DE PHYSIQUE

THESE

Présentée pour l'obtention du diplôme de :

Doctorat ès Sciences

En : PHYSIQUE

Spécialité : Mécanique des Fluides

Par

MAHAMDIA AMMAR

SUJET

**HYDRODYNAMIQUE DES ECOULEMENTS TOURNANTS
APPLICATION AU MOUVEMENT DE TAYLOR- COUETTE
EN GEOMETRIE FINIE.**

Soutenue publiquement le 18 juin 2005, devant le jury composé de :

Mr . M. BENDAOU	Professeur, USTHB .	Président
MM. A. BOUABDALLAH	Professeur, USTHB.	Directeur de thèse
M.BENYETTOU	Professeur , USTO/ORAN .	Examineur
I. MUTABAZI	Professeur, Univ- Le HAVRE .	Examineur
A. SALEM	Professeur à l'USTHB ;	Examineur
S.E. SKALI	Directeur –Rech , LEMTA/ NANCY .	Examineur
S.HANCHI	Maître de Conférences, l'EMP .	Examineur



REMERCIEMENTS

Le présent travail a été réalisé au laboratoire de Thermodynamique et Systèmes Energétiques sous la direction de Monsieur Le Professeur A. BOUABDALLAH. Je tiens à lui adresser ici ma sincère gratitude.

J'exprime mon grand respect à monsieur Le Professeur M. BENDAOUZ qui me fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.

Mes sincères remerciements vont aux Professeurs M. B ENYETTOU, I .MUTABAZI et A.SALEM qui me font, eux aussi, l'honneur d'examiner le présent travail de recherche.

Je ne saurais comment exprimer ma profonde reconnaissance à Mr. S.E SKALI-LAMI pour l'intérêt qu'il porte à ce travail et surtout de m'avoir permis d'effectuer des expériences dans son équipe de recherche au LEMTA/ INPL / NANCY.

J'exprime toute ma gratitude à Mr.S. HANCHI d'avoir accepté de juger cette thèse.

Enfin je salue chaleureusement toutes les personnes, qui m'ont aidé sur tous les plans sans oublier de remercier ma famille et Madame Catherine DENIS du LEMTA-INPL/NANCY.

Que l'aboutissement de cette thèse soit dédié à la mémoire de notre ami Jacques MALLET, pour sa gentillesse, sa disponibilité et de n'avoir jamais ménagé ses efforts en vue de faciliter mes différents séjours scientifiques au LEMTA.

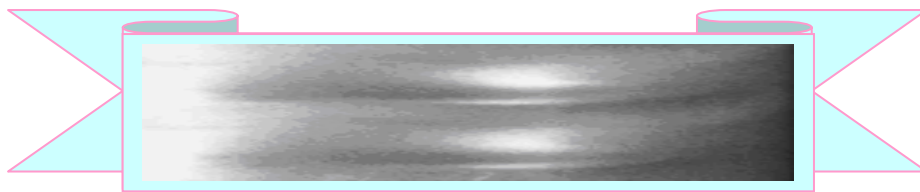


TABLE DES MATIERES

NOMENCLATURE

INTRODUCTION GENERALE	1
-----------------------	---

CHAPITRE I

<p>REVUE BIBLIOGRAPHIQUE ET POSITION DU PROBLEME THEORIQUE ET EXPERIMENTAL</p>
--

INTRODUCTION	4
I.I - PARAMETRES SENSIBLES	5
I.I.1. Notion de stabilité et régimes d'écoulement.	5
I.I.2- Les formes d'instabilités	6
1°) La première instabilité.	6
2°) La seconde instabilité	7
3°) Le mouvement ultérieur.	7
4°) La multiplicité des états d'écoulement .	7
I.II- FORMULATIONS ET RESULTATS DES THEORIES CLASSIQUES DE STABILITE.	8
I.II.1.1. Equations du mouvement en régime laminaire stable.	9
I.II.1.2. Equations du mouvement en régime laminaire perturbé.	10
1°) Etude au voisinage de $Ta = Tc_1$.	10
2°) Etude au voisinage de $Ta = Tc_2$.	12
I.II.1.2.1- Méthode de résolution en théorie linéaire	14

I.II.1.2.2- Méthode de résolution en théorie non linéaire	17
I.III. ETUDE DE L'EFFET DE LA GEOMETRIE SUR LE MOUVEMENT.	18
I.III.1.1 Etude du mouvement en géométrie infinie.	18
I.III.1.2. Etude du mouvement en géométrie finie.	18
I.IV.ETUDE DE L'ECOULEMENT DE TAYLOR-COUETTE MODIFIE	21
I. IV.1 GENERALISATION AUX ECOULEMENTS ANALOGUES	
I.IV.1.1. ECOULEMENT ENTRE DEUX CÔNES COAXIAUX	22
I.IV.1.2 ECOULEMENT ENTRE DEUX SPHERES CONCENTRIQUES	22
I.IV.1.3 ECOULEMENT AXIAL SUPPERPOSE A L'ECOULEMENT DE TAYLOR-COUETTE ENTRE DEUX CYLINDRES COAXIAUX.	23
I.IV.2. ECOULEMENT ENTRE CYLINDRES COAXIAUX AVEC CYLINDRE INTERIEUR MODIFIE.	25
I.IV.3. ECOULEMENT DE TAYLOR- COUETTE AVEC OSCILLATIONS AZIMUTALES DES CYLINDRES.	25
I.V. PREDICTION DE LA TURBULENCE.	26
I.VI. ETUDES EXPERIMENTALES	27
I.VI.1. Les premières expériences.	27
I.VI.2. Les nouvelles techniques de mesures.	28
I.VI.2.1 Les méthodes de mesures	28
I.VI.2.2 Résultats	29
CONCLUSION	30

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURES

INTRODUCTION	31
II . DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL	32
II.1. DESCRIPTION D'ENSEMBLE DU MONTAGE MECANIQUE	32
II.1.1 Le système d'écoulement	32
II.1.2 Transmission du mouvement rotatif .	33
II.1.3 Contrôle de la température.	34
II.2. TECHNIQUE DE MESURE PAR PHOTOMETRIQUE	34
II.2.1 . Technique de visualisation classique.	34
II.2.2 . Technique de visualisation par diffusion ionique	35
II.2.3 . Technique de visualisation par nappe laser.	37
II.3.LA METHODE POLAROGRAPHIQUE.	38
II.3.1. Rappel du principe	38
II.3.2.Courant limite de diffusion et gradient pariétal de vitesse	39
II.3.3. Utilisation de la polarographie en régime instationnaire.	42
II.3.3.1 Fluctuations de petites amplitudes	42
II.3.3.2 Fluctuations de grandes amplitudes.	42
II. 4. DESCRIPTION DE L'ENSEMBLE DU SYSTEME DE MESURE	43
II.4.1 Les électrodes.	43

II.4.2 . L' implantation des sondes de mesure.	43
II.4.3 La solution polarographique	43
II.4.4.Chaine électronique de conditionnement et de traitement du signal	45
II.4.5.Moyens de traitement du signal.	46
II.4.6. Mode opératoire	46
II.4.7 Etalonnage des sondes en régime laminaire.	47
II.4. LA VELOCIMETRIE LASER	49
II.5 . LA VELOCIMETRIE ULTRASONORE	51
CONCLUSION	52

CHAPITRE III

ETUDE QUALITATIVE PAR PHOTOMETRIE

INTRODUCTION	53
III. 1. METHODE DE VISUALISATION	53
III.1.1 PRINCIPE DE LA METHODE	53
III.2. RESULTATS ET DISCUSSIONS	54
III.3. VISUALISATION PAR NAPPE LASER	61
III.3.1 COMMENTAIRE DES IMAGES	61
CONCLUSION	63

CHAPITRE IV

ETUDE EXPERIMENTALE EN PAROI MESURES PAR POLAROGRAPHIE

OBJECTIF	64
IV.1 ETUDE DU GRADIENT DE VITESSE PARIETAL MOYEN	65
IV.2.1: Etude du coefficient de frottement pariétal moyen	67
IV.2.2: Etude expérimentale du coefficient de frottement pariétal moyen	69
IV.3. METHODE D'ACQUISITION ET DE TRAITEMENT DU SIGNAL.	72
IV.3.1. CONDITIONS D'OBTENTION DE SPECTRES DES FLUCTUATIONS.	72
IV.3.2. ANALYSE SPECTRALE DU REGIME DE TRANSITION.	72
IV.4. EVOLUTION SPECTRALE EN FONCTION DU REGIME ET DE LA POSITION AXIALE.	73
IV.4.1 CARACTERISATION DES STRUCTURES DE L'ECOULEMENT	73
IV.4.2. EVOLUTION DE LA FREQUENCE FONDAMENTALE DU TRAIN D'ONDES AZIMUTALES.	77
CONCLUSION	80

CHAPITRE V

ETUDE EXPERIMENTALE A CŒUR DE L' ECOULEMENT PAR ANEMOMETRIE LASER ET VELOCIMETRIE ULTRASONORE

INTRODUCTION	82
A) MESURES PAR ANEMOMETRIE LASER (LDA)	83
V.A.1. MESURE DES COMPOSANTES DE LA VITESSE.	83
V.A.2. ANALYSE DES COMPOSANTES MOYENNES ET FLUCTUANTES DE LA VITESSE.	85
V.A.3. ANALYSE SPECTRALE	89
B) MESURES PAR VELOCIMETRIE ULTRASONORE (UVP)	90
V.B.1. TECHNIQUES EXPERIMENTALES ET METHODES D'ANALYSE.	90
V.B.2. RESULTATS	90
V.B.2.1. Evolution de la longueur d'onde axiale	90
V.B.2.2. Etude du profil moyen de la vitesse axiale	93
V.B.2.3. Evolution de la fréquence fondamentale.	97
V.B.2.4. Analyse de l'évolution de Tc_2 en fonction du rapport d'aspect.	101

C) COMPARAISONS DES TECHNIQUES DE MESURES UTILISEES	102
1°) Considération sur les mesures en polarographie	102
2°) Mesures par vélocimétrie laser	103
3°) Mesures par vélocimétrie ultrasonore	104
CONCLUSION.	105

CONCLUSION GENERALE

107

Références bibliographiques	109
Annexe I : Schémas et Courbes	Ann.I.1
Annexe II : Photographies	Ann.II.1
Annexe III : Programmes de traitement des mesures	Ann.III.1

NOMENCLATURE

Caractères latins :

R_1 : rayon du cylindre intérieur

R_2 : rayon du cylindre extérieur

$d = R_2 - R_1$: largeur de l'espace annulaire

H: hauteur du liquide dans l'espace annulaire

H_c : hauteur critique

t : temps

(r, θ, z) : coordonnées cylindriques

\vec{U} : champ de vitesse

P : champ de pression hydrodynamique

$\vec{\text{grad}} (\nabla)$: opérateur gradient

\vec{f} : champ de forces extérieures

V_r : composante radiale de la vitesse

V_θ : composante tangentielle ou azimutale de la vitesse

V_z : composante axiale de la vitesse

V_1 : Vitesse linéaire du cylindre tournant $V_1 = R_1 \cdot \Omega_1$

$d\Omega/dt$: accélération angulaire

(u, v, w) : composantes de la perturbation de vitesse à l'apparition de la première instabilité.

(u_1, v_1, w_1) : composantes de la perturbation de vitesse à l'apparition de la seconde instabilité.

p : perturbation de la pression associée au champ de vitesse

Re : Nombre de Reynolds : $Re = V_1 \cdot d / \nu$

Ta: nombre de Taylor $Ta = Re \cdot \sqrt{d/R_1}$

Re_{ax} : nombre de Reynolds relatif à l'écoulement axiale

Z: position axiale de la microélectrode

Tc_1 : première valeur critique du nombre de Taylor.

Tc_2 : deuxième valeur critique du nombre de Taylor.

n: nombre d'onde azimutale ou nombre d'onde circonférentiel

k : nombre d'onde axiale

$A(t)$: amplitude de la perturbation liée à l'onde axiale de type Taylor

A_e : amplitude au voisinage de l'équilibre.

$D = d/dr$: opérateur de dérivation

$D^* = D + 1/r$: opérateur de dérivation

n_e : nombre d'électrons mis en jeu dans la réaction d'oxydo-réduction

F : nombre de Faraday

A : surface active de la microélectrode

C_o : concentration de l'ion actif

L : largeur équivalente de la microélectrode; $L = 0,82 \cdot \Phi$

\mathcal{D} : coefficient de diffusion de matière

$Sc = v/\mathcal{D}$: nombre de Schmidt

S : gradient calculé de vitesse à la paroi

\bar{S} : *gradient pariétal moyen de vitesse*

s : partie fluctuante du gradient de vitesse pariétal

\bar{K} : coefficient de transfert de matière

\bar{j} : densité locale du courant moyen

\bar{I} : valeur moyenne du courant limite de diffusion

G : gain de l'amplificateur électronique.

i : partie fluctuante du courant de diffusion

$F = n \cdot f_o$: fréquence du train d'onde azimutale

f_o : fréquence fondamentale de l'onde azimutale

Caractères grecs :

Ω_1 : vitesse de rotation du cylindre intérieur

Ω_2 : vitesse de rotation du cylindre extérieur = 0

Δ : opérateur Laplacien

$\vec{\nabla}$: opérateur divergence

θ : coordonnée azimutale

ρ : masse volumique

μ : viscosité dynamique

ν : viscosité cinématique

$\bar{\tau}$: frottement local moyen

ω : coefficient d'amplification (ou d'amortissement) selon le signe.

$\eta = R_1 / R_2$: rapport des rayons

$\delta = d / R_1$: jeu radial

$\Gamma = H/d$: rapport d'aspect

$\Gamma_c = H_c/d$: rapport d'aspect critique

Λ : longueur d'onde axiale

$\lambda = 2\pi / \Lambda = \mathbf{k}$ (nombre d'onde axiale)

$a = \lambda d$: longueur d'onde adimensionnelle (d étant la largeur de l'espace annulaire).

Φ : diamètre des microélectrodes

Φ_s : diamètre de la sonde à ultrason

INTRODUCTION

Parmi les systèmes tournants les plus divers, le dispositif dit "écoulement de Taylor-Couette " occupe une place privilégiée en raison de l'importance du rôle joué dans les conditions d'apparition de l'ordre (instabilité) et de la dégradation progressive de l'ordre vers le désordre en hydrodynamique du chaos.

En outre c'est ce type de système qui a été adopté pour modéliser les phénomènes naturels relevant de la Physique de l'atmosphère (Météorologie), de l'Astrophysique en dynamique du soleil et des étoiles.

L'étude des écoulements tournants suscitent actuellement de nombreux travaux et constituent une grande richesse phénoménologique notamment dans l'analyse des processus de transition laminaire-turbulent. Notre contribution porte sur l'écoulement de Taylor-Couette confiné entre deux cylindres coaxiaux, le cylindre intérieur tournant et le cylindre extérieur fixe.

Jusqu'à présent la plupart des travaux consacrés à cette géométrie ont porté sur l'apparition de mouvements secondaires de types axial (cellules de Taylor) et azimutal (onde azimutale). Par le passé le phénomène très complexe de l'évolution de ces mouvements secondaires vers le régime turbulent n'a été que partiellement appréhendé. Mais, durant les trente dernières années, l'étude du processus de cette évolution a pris une importance considérable ; plusieurs travaux ont abordé cette question à travers la théorie du chaos.

Sur le plan pratique, les applications sont trop nombreuses pour être décrites même sommairement, on se limitera à citer le domaine de la Tribologie afin de réduire le frottement dans les machines tournantes (paliers de véhicules et palier de turbomachine en production d'énergie) et du Génie des Procédés (réacteurs électrochimiques, l'ultrafiltration, la viscosimétrie, etc..). Généralement les travaux sur l'écoulement de Taylor- Couette sont réalisés dans des situations complexes avec une modification géométrique ou bien avec une superposition d'un autre type d'écoulement. Les études menées avec des modifications géométriques appartiennent à la classe des écoulements confinés tels que la configuration entre cônes coaxiaux, sphères concentriques ou un système de Taylor-Couette excentrique. Les dispositifs modifiés permettent la compréhension de certains phénomènes

hydrodynamiques. En particulier, le mouvement d'un fluide entre deux sphères concentriques offre la possibilité d'analyser les vents alizés en Physique de l'Atmosphère. La superposition d'un écoulement axial avec ou sans transfert de chaleur au système de Taylor-Couette classique est entreprise dans le cadre de vastes applications technologiques en génie des procédés (Procédé agroalimentaire, pâte à papier ...)

La plupart des travaux, rencontrés dans la littérature, sont menés dans le cas d'une hauteur de remplissage infinie, autrement dit, un écoulement limité axialement par des parois rigides. L'importance des conditions initiales liée de mise en rotation du cylindre intérieur et leurs effets sur l'apparition des mouvements secondaires ainsi que leur évolution vers le régime chaotique a fait l'objet d'études théoriques et expérimentales très développées. Par contre, les effets de la surface libre et de la variation de la hauteur de fluide dans le système de Taylor-Couette n'ont pas, à notre connaissance, été systématiquement étudiés. C'est dans cette perspective que s'inscrit notre travail qui est essentiellement à caractère expérimental. Il apparaît donc nécessaire, à partir d'essais appropriés, de s'informer sur les effets de la surface libre et de la hauteur de fluide dans l'espace annulaire sur les conditions d'apparition des deux premières instabilités dans le système de Taylor – Couette en mettant l'accent sur les mesures de type local. Nos observations sont effectuées selon deux voies d'investigations.

1°) La première voie d'exploration est une étude qualitative basée sur une technique de visualisation. Elle permet l'observation des différents régimes caractéristiques de l'écoulement.

2°) La deuxième voie, de nature quantitative, utilise plusieurs techniques :

- Une méthode de type électrochimique, la polarographie, qui utilise des micro-électrodes affleurant la paroi interne du cylindre fixe permet ainsi de réaliser les mesures locales du gradient pariétal moyen de vitesse et l'analyse des fluctuations associées.
- L'anémométrie laser (LDA), fondée sur le principe de l'effet Doppler utilisant un rayon laser, offre la possibilité de déterminer le champ de vitesse au sein de l'écoulement.
- La vélocimétrie ultrasonore, utilisant aussi sur le principe de l'effet Doppler en ultrason, sert à déterminer la forme des structures et, en particulier, le profil de la vitesse axiale au sein de l'écoulement.

Les résultats expérimentaux obtenus par les différentes mesures quantitatives précédentes sont traités aux moyens de programmes simples avec le logiciel "Matlab" et permettant d'évaluer les valeurs moyennes de vitesse, du gradient pariétal de vitesse complété par une analyse spectrale des fluctuations associées aux grandeurs moyennes.

Le présent mémoire rassemble l'essentiel de notre travail qui se présente en six chapitres.

Le premier chapitre propose une synthèse assez succincte des principaux travaux théoriques et expérimentaux traitant de l'écoulement de Taylor-Couette classique ou modifié. Notre analyse est plus particulièrement axée sur les effets de la géométrie.

Au chapitre II on effectue la description du dispositif expérimental et des techniques de mesures utilisées.

Au chapitre III on analyse les résultats expérimentaux obtenus par voie qualitative, basée sur les techniques de visualisation classique et par nappe laser.

Au chapitre IV, on examine les mesures du frottement pariétal moyen obtenues par la méthode polarographique et l'analyse spectrale des fluctuations associées aux valeurs moyennes.

Le chapitre V est consacré l'étude expérimentale à cœur de l'écoulement effectuée par vélocimétrie laser (LDA) et ultrasonore (UVP). Des mesures de vitesses tangentielle et axiale moyennes et l'analyse des fluctuations associées sont présentées.

CHAPITRE I

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

ET

POSITION DU PROBLEME

THEORIQUE ET EXPERIMENTAL

INTRODUCTION

Plusieurs décennies d'analyse et d'observations n'ont pas suffi à épuiser ce domaine de recherche qui continue de susciter un grand intérêt pour les chercheurs.

De nombreux travaux théoriques et expérimentaux ont été consacrés aux différents processus de transition dans le système d'écoulement de type Taylor-Couette.

Au stade actuel et dans le cas d'une hauteur infinie, les théories linéaires et non linéaires reproduisent convenablement les données expérimentales au voisinage de la première et seconde instabilités. Depuis les premiers travaux de **G.I. Taylor** [1] on connaît les conditions d'apparition de la première instabilité (onde axiale stationnaire).

Le mécanisme d'évolution de cette structure en fonction de la vitesse de rotation du cylindre intérieur a trouvé une explication par la prise en compte des effets non linéaires effectuée par **J.T. Stuart** [2]. Mais on reste dans une méconnaissance relative lorsqu'il s'agit de formuler les lois qui régissent les transitions ultérieures et le processus de déclenchement de la turbulence.

Afin de situer la position actuelle du problème théorique et expérimental, on se propose d'abord de définir les caractéristiques essentielles de l'écoulement de Taylor- Couette. Nous présentons ensuite les principales contributions en théories linéaire et non linéaire. Les études expérimentales les plus marquantes sont également rapportées afin de mieux situer notre travail dans l'ensemble des recherches consacrées à ce type d'écoulement.

I.I - PARAMETRES SENSIBLES

I.I.1. Notion de stabilité et régimes d'écoulement.

Dans un écoulement sur une paroi courbe l'instabilité est dûe au déséquilibre entre la force centrifuge et le gradient de pression centripète. La condition de la stabilité peut s'exprimer en fonction de la vitesse V et du rayon de la courbure r de la trajectoire d'une particule en écrivant le théorème du moment cinétique. Celui-ci permet, à partir du profil des vitesses, de savoir si une région donnée de l'écoulement peut entraîner l'apparition de l'instabilité de nature centrifuge. Dans le cas d'un fluide parfait où une particule décrit à la vitesse V une trajectoire de rayon de courbure r , la condition de stabilité peut s'exprimer par le critère quantitatif simple proposé par **Lord Rayleigh** [3] :

$$\frac{d}{dr}(V.r) > 0 \quad (\text{ I.1 })$$

Ce résultat peut se formuler dans le cas de l'écoulement de Taylor- Couette selon la relation :

$\Omega_2 R_2^2 - \Omega_1 R_1^2 > 0$ qui traduit la variation du moment cinétique par unité de masse d'une particule de fluide où Ω_1 est la vitesse angulaire du cylindre intérieur et Ω_2 celle du cylindre extérieur. R_1 et R_2 sont respectivement les rayons des cylindres intérieur et extérieur. Cette relation correspond à un mouvement instable si $\Omega_1 \neq 0$ et $\Omega_2 = 0$ car $\Omega_1 R_1^2 \leq 0$. Dans le cas où $\Omega_1 = 0$ et $\Omega_2 \neq 0$ le mouvement considéré est alors stable.

Pour un écoulement de fluide réel, le critère de Rayleigh est modifié par la l'effet de la viscosité qui joue un rôle stabilisant. Il n'existe pas dans le cas de fluide visqueux de critère quantitatif simple analogue au précédent. Deux paramètres fondamentaux interviennent le plus souvent pour décrire les écoulements à savoir :

- le nombre de Reynolds (Re) défini par la relation : $Re = \frac{V_1 \cdot d}{\nu}$ où V_1 est la vitesse linéaire

du cylindre intérieur tournant, $d = R_2 - R_1$ est la largeur de l'espace annulaire et ν la viscosité cinématique du fluide.

- le nombre de Taylor (Ta) qui apparaît comme une combinaison du nombre de Reynolds Re et du facteur géométrique d/R_1 . Dans le cas du petit espace annulaire ($d/R_1 \ll 1$),

J.T. Stuart [2] propose la formule simple : $Ta = Re \cdot \sqrt{\frac{d}{R_1}}$.

Les différents régimes d'écoulement sont alors caractérisés par des valeurs particulières prises par le nombre de Taylor au voisinage de valeurs physiquement significatives. Ces états caractéristique de l'écoulement sont le régime laminaire stable, le régime de transition qui se subdivise en domaine de mouvement à ondes axiales (cellules ou vortex de Taylor) stationnaires, domaine d'ondes azimutales instationnaires et le régime ultérieur plus complexe qui tend vers le domaine de la pré-turbulence en écoulement chaotique, puis le régime turbulent complètement développé.

I.I.2- Les formes d'instabilités

1°) La première instabilité.

Au delà du régime laminaire stable il apparaît au sein de l'écoulement une structure de tourbillons toriques qui occupent sensiblement la largeur de l'espace annulaire. Il s'établit un système d'ondes stationnaires périodiques dans la direction axiale schématisées sur la Figure I.1 [4]. Une onde est constituée par deux cellules voisines contra-rotatives dans une section parallèle à l'axe du cylindre. L'apparition de cette structure (cellules de Taylor) est caractérisée par le nombre de Taylor Tc_1 dont la valeur est voisine de 41,2 et est indépendante de la largeur de l'espace annulaire.

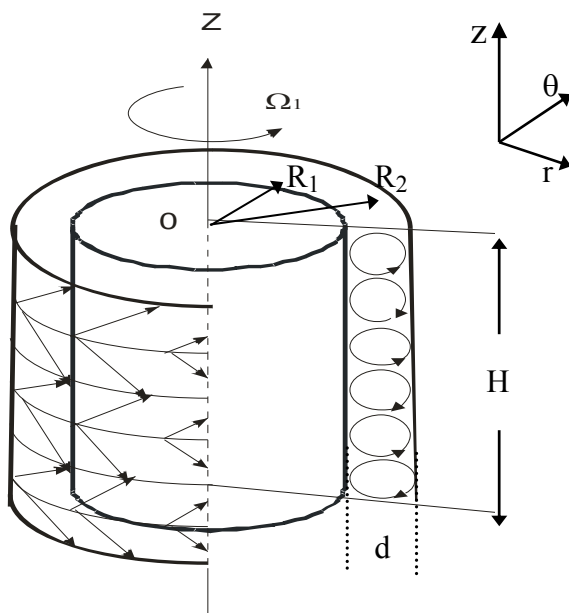


Figure I.1 : Configuration du système d'ondes axiales selon z

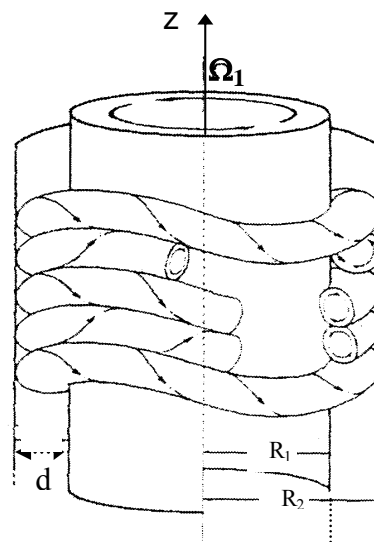


Figure I.2 : Configuration du système d'ondes azimutales selon θ

2°) La seconde instabilité.

Pour une autre valeur particulière de la vitesse de rotation indiquée par le nombre de Taylor Tc_2 dont la valeur dépend du jeu radial d / R_1 , on observe la naissance d'une autre structure constituée de tourbillons ondulés dans la direction tangentielle et tournant autour de l'axe de symétrie des deux cylindres.

Ce système d'ondes instationnaires se superpose aux cellules de Taylor comme l'indique la figure I.2, rencontrée dans la littérature [5]. On est alors en présence du régime d'ondes azimutales appelé ' wavy-mode' caractérisé par une vitesse de propagation dans la direction tangentielle (θ) et un nombre d'ondes circonférentielles n . L'ensemble du mouvement apparaît doublement périodique en z et θ . Les conditions d'apparition de cette structure montrent qu'elles sont très sensibles aux valeurs de la largeur d et de la hauteur h de l'espace annulaire.

3°) Le mouvement ultérieur.

En augmentant progressivement la vitesse de rotation, on constate que le mouvement présente une complexité croissante jusqu'à ce que l'écoulement devienne perturbé et peut, être considéré comme chaotique. Ce passage du régime d'ondes azimutales vers le régime chaotique est difficile à suivre par des techniques de visualisation.

4°) La multiplicité des états d'écoulement

Le passage d'un état à l'autre ultérieur dépend des conditions géométriques et du protocole de mise en vitesse. Par conséquent l'écoulement peut présenter un caractère de non-unicité pour une vitesse donnée de la rotation du cylindre intérieur. Ainsi **D. Coles** [6] que chaque état d'écoulement dépend du mode de vitesse imposée (lent, modéré ou rapide). Le phénomène a été confirmé par **H.A.Snyder** [7] et peut se traduire par l'existence de plusieurs structures possibles de l'écoulement pour un même nombre de Taylor Ta . Le passage d'un état (k,n) à un autre dépend fortement du protocole opératoire et particulièrement de la valeur imposée au taux de variation des vitesses du cylindre $d\Omega / dt$. Pour $d\Omega / dt$ très petit, le protocole est dit adiabatique. Ainsi **C.D.Andereck et al** [8] ont trouvé que les états finaux de l'écoulement de Taylor sont uniques pour un protocole adiabatique c'est-à-dire pour une variation quasi statique de la vitesse. Egalement de nouveaux types d'écoulements en spirales ont été observés par **A.Lorenzen** et **T.Mulin** [9] en fonction des différents protocoles

expérimentaux mis en œuvre à savoir les conditions cinématiques initiales et le taux de variation de la vitesse de rotation. Dans une étude expérimentale, **T.T.Lim et al [10]** ont montré que les montées rapides en vitesse modifient de façon notable la structure de l'écoulement, notamment, la taille des cellules et probablement le nombre d'onde azimutale ; en particulier l'écoulement tourbillonnaire peut basculer vers la première instabilité de Taylor mais avec une longueur d'onde axiale plus petite.

Dans le même axe de recherche **E.L.Koschmeider et J.E.Bulkhater [11]** ont observé expérimentalement que la longueur d'onde axiale des cellules situées aux extrémités est plus importante que celle des cellules situées au milieu de l'écoulement. Cette constatation s'explique par la formation, au niveau des limitations axiales rigides, des tourbillons d'Eckman dont la taille est plus grande que celle des cellules situées au milieu du dispositif de mesure. Par ailleurs l'effet de géométrie peut induire également ce caractère de non-unicité de l'écoulement. Ainsi **D.S.Cannell [12]** et al ont montré qu'une faible variation de la largeur de l'espace annulaire peut avoir des incidences notables sur le processus de la sélection du nombre d'onde axial au voisinage de l'apparition des cellules de Taylor. Si les conditions géométriques et les conditions initiales de mise en vitesse sont relativement maîtrisables, par contre, l'étude expérimentale systématique et la prévision théorique de ces instabilités dans leur globalité restent encore inabordables en raison de la complexité phénoménologique.

I.II- FORMULATIONS ET RESULTATS DES THEORIES CLASSIQUES DE STABILITE

Les considérations évoquées précédemment concernent l'approche, par voie classique, de la prévision des phénomènes d'instabilités. Dans ce cadre on admet que l'écoulement entre deux cylindres coaxiaux satisfait aux équations générales du bilan hydrodynamique (\vec{V}, P) , à savoir, l'équation de continuité et l'équation de Naviers-Stokes. Ainsi pour un fluide visqueux et incompressible de caractéristiques ρ, ν , soumis à un champ de force \vec{f} s'écrivent respectivement :

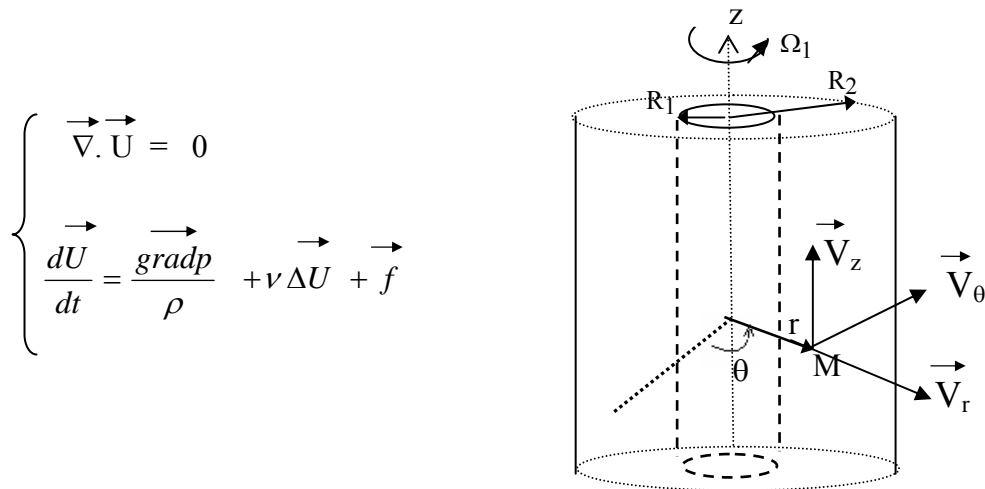


Figure I.3 : Système de coordonnées cylindriques

I.II.1.1. Equations du mouvement en régime laminaire stable.

Compte tenu de la symétrie naturelle du problème, on adopte le système de coordonnées cylindriques (r, θ, z) . Le champ de vitesse a pour composantes V_r , V_θ et V_z qui désignent respectivement les composantes radiale, tangentielle et axiale du vecteur \vec{V} auquel on associe la pression correspondante P .

En régime permanent les équations s'écrivent respectivement selon les trois directions radiale, tangentielle et axiale (r , θ et z) :

$$\left. \begin{array}{l} V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} + V_z \frac{\partial V_r}{\partial z} - \frac{V_\theta^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left(\Delta_0 - \frac{1}{r^2} \right) V_r \\ V_r \frac{\partial V_\theta}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + V_z \frac{\partial V_\theta}{\partial z} - \frac{V_r V_\theta}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \nu \left(\Delta_0 - \frac{1}{r^2} \right) V_\theta \\ V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial V_z}{\partial \theta} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \Delta_0 V_z \end{array} \right\} (I.2)$$

où Δ_0 désigne le Laplacien en coordonnées cylindriques

$$\Delta_0 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

Equation de continuité :

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

avec les conditions aux limites :

$$V_r = V_\theta = V_z = 0 \quad \text{qui exprime la condition d'adhérence à la paroi du cylindre fixe (} r = R_2 ; \Omega_2 = 0 \text{)}$$

$$V_r = V_z = 0 \text{ et } V_\theta = R_1 \cdot \Omega_1 \text{ pour } r = R_1.$$

Si l'on se limite à l'étude du régime laminaire stable les équations du mouvement se simplifient considérablement.

La vitesse de l'écoulement se réduit à celle qui est dirigée selon θ , celle-ci s'écrit simplement:

$$V_\theta = V_\theta = A \cdot r + \frac{B}{r} \quad (I.4)$$

Vitesse laminaire de base ou profil de Couette dans la direction tangentielle

$$\text{avec } A = \frac{\Omega_1}{1 - \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2} \text{ et } B = \frac{R_2^2 \cdot \Omega_1}{\left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2 - 1}$$

On note ainsi que l'expression (I.4) suffit à elle seule pour représenter le mouvement laminaire de base qui est stable et à symétrie axiale, les vitesses radiale et axiale sont considérées nulles: $V_r = V_z = 0$.

I.II.1.2 Equations du mouvement en régime laminaire perturbé.

Cette étude a été entreprise pour la première fois 1923 par **G.I.Taylor** [1] dans le cadre d'une théorie linéaire pour prédire l'apparition de la première instabilité qui porte son nom. Elle consiste à superposer au champ moyen (P, \vec{V}_0), une perturbation infinitésimale caractérisée par une pression p et une vitesse de composantes $\vec{V} (u, v, w)$ dans le système de coordonnées cylindriques.

On distingue selon le domaine de l'écoulement considéré que le mouvement moyen

(P_0 , V_0) dépend de la forme des l'instabilités. Ces instabilités caractérisent précisément l'onde axiale et l'onde azimutale. Aussi, on suppose que l'écoulement global résulte de la composition mouvement moyen auquel se superposent les perturbations axiale ou azimutale ou les deux simultanément selon la valeur associée au nombre de Taylor caractérisant l'évolution du régime de transition..

1°) Etude au voisinage de $Ta = Tc_1$

Au voisinage de la première valeur critique Tc_1 la première instabilité se présente sous la forme de cellules périodiquement superposées dans la direction axiale (voir Fig.I.4). Deux cellules contiguës, animées de mouvements de rotation dans des sens opposés, constituent une onde axiale de longueur d'onde Λ . Ceci a amené Taylor à émettre l'hypothèse d'une perturbation axisymétrique et périodique en z .

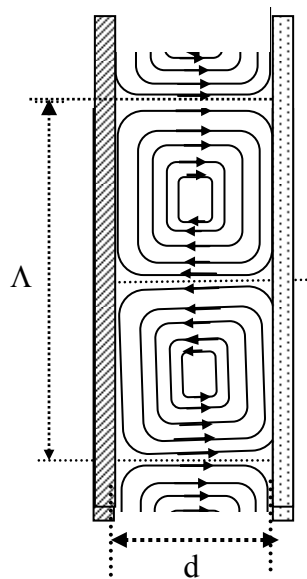


Figure I.4 : Configuration des cellules de Taylor au sein l'espace annulaire

L'écoulement perturbé (u,v,w) et p est décrit par la donnée complète du champ hydrodynamique suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} U = u \\ V_{\theta} = V_0(r) + v \\ W = w \\ P = P_0(r) + p \end{array} \right. \quad (I.5)$$

$$\text{avec } \tilde{V} \begin{cases} u = A.u(r). \cos \lambda z . e^{\sigma t} \\ v = A.v(r). \cos \lambda z . e^{\sigma t} \\ w = A.w(r). \cos \lambda z . e^{\sigma t} \end{cases} \quad (I.6)$$

$$\text{et } p = p(r). \cos \lambda z . e^{\sigma t} \quad (I.7)$$

où A et σ sont des coefficients caractéristiques de l'évolution de l'amplitude au voisinage de l'équilibre. La constante λ indique le nombre d'onde axial tel que $\lambda = 2\pi / \Lambda$.

En reportant les nouvelles expressions des composantes du champ de vitesse dans le système d'équations de Naviers-Stokes, et tenant compte des relations vérifiées par $V_0(r)$ et $P_0(r)$ (voir I.1, I.2 et I.3), on obtient le systèmes suivant, vérifié par les termes de la perturbation à savoir u , v , w et p .

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{1}{r} \cdot v [v + 2V(r)] &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + v \left[(\nabla^2 - \frac{1}{r^2}) u - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right] \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial V(r)}{\partial r} + u \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{1}{r} \cdot u [v + V(r)] &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \theta} + v \left[(\nabla^2 - \frac{1}{r^2}) v + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \theta} \right] \\ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + v \nabla^2 w \end{aligned} \right\} \quad (1.8)$$

L'équation de continuité devient :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (I.9)$$

En régime d'onde de type de Taylor, on admet la symétrie axiale de l'écoulement (Fig.I.4) qui autorise l'hypothèse $\frac{\partial}{\partial \theta} \equiv 0$.

Les conditions aux limites ou conditions d'adhérence à la paroi imposent l'annulation des termes de la perturbation sur les deux cylindres :

$$u = v = w = 0 \text{ pour } r = R_1 \text{ et } r = R_2.$$

2°) Etude au voisinage de $Ta = Tc_2$.

Au voisinage de la seconde valeur critique Tc_2 , la seconde instabilité se présente sous la forme d'une onde circumférentielle se propageant dans le temps. Il convient donc d'associer un terme périodique en θ à l'expression de la perturbation et une vitesse de phase correspondante à ω .

Alors les composantes de la perturbation $\tilde{\mathbf{V}}$ du champ de vitesse s'écrivent sous la forme générale:

$$\tilde{\mathbf{V}} \begin{cases} \tilde{u} = A_0 \cdot u_1(r) \cdot e^{i(n\theta + kz - \omega t)} \\ \tilde{v} = A_0 \cdot v_1(r) \cdot e^{i(n\theta + kz - \omega t)} \\ \tilde{w} = A_0 \cdot w_1(r) \cdot e^{i(n\theta + kz - \omega t)} \end{cases} \quad (I.10)$$

$$\text{Le terme de perturbation de la pression s'écrit } \tilde{p} = p_1(r) \cdot e^{i(n\theta + kz - \omega t)} \quad (I.11)$$

Ici on ne peut plus admettre l'hypothèse $\frac{\partial}{\partial \theta} \equiv 0$ car l'écoulement est non axisymétrique.

Dans ces conditions :

\mathbf{n} désigne le nombre d'onde azimutal (ou circumférentiel)

\mathbf{k} est le nombre d'onde axiale tel que $k = 2\pi / \Lambda$; Λ étant la longueur d'onde axiale

ω est le coefficient d'amplification (ou d'amortissement selon son signe).

L'amplitude de la perturbation est approchée sous la forme

$$A(t) = A_e \cdot e^{-i \omega t}$$

A_e est une constante au voisinage de l'état d'équilibre de l'écoulement.

Si la partie imaginaire $I_m(\omega)$ est négative, la perturbation s'amortit au cours du temps : l'écoulement est donc stable.

La première instabilité se manifeste pour la première fois dès que $I_m(\omega) = 0$.

La résolution du mouvement peut être approchée par deux méthodes : la théorie linéaire et la théorie non linéaire. Essentiellement ces deux théories ont été appliquées à l'étude de la stabilité de l'onde axiale (cellules de Taylor) et de l'onde azimutale.

Si la perturbation est infinitésimale, on peut alors négliger les termes quadratiques de la perturbation dans les équations de Naviers-Stokes d'où le nom de théorie linéaire donnée à ce type de résolution. Lorsqu'on vise à déterminer l'amplitude d'équilibre $A_e = \lim_{t \rightarrow \infty} A(t)$

associée à la perturbation on est conduit à faire un bilan énergétique et donc on ne peut négliger les termes quadratiques liés à la perturbation. Selon l'hypothèse de travail effectuée on dispose de deux techniques pour évaluer A_e :

- La méthode de Landau- Stuart
- La méthode de Ginburg-Landau

I.II.1.2.1- Méthode de résolution en théorie linéaire

Si on applique à un terme de la perturbation l'opérateur $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{V(r)}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta}$, on obtient :

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{V(r)}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} = i[-\omega + \Omega(r).n]. \quad (I.12)$$

En introduisant les opérateurs donnés par **A .Bouabdallah [13]** et **D. Drouin [14]** qui symbolisent simplement la différentiation par rapport à la partie on a:

$$D = \frac{d}{dr} \quad \text{et} \quad D^* = D + \frac{1}{r} = \frac{d}{dr} + \frac{1}{r} \quad \text{ou} \quad D^* = D + \frac{1}{r}$$

On peut alors expliciter l'opérateur ∇^2 :

$$\nabla^2 = D^* . D - \frac{n^2}{r^2} - k^2 \quad (I.13)$$

Compte tenu de toutes les relations précédentes, les équations de Naviers –Stokes, de continuité et les conditions aux limites peuvent s'écrire comme suit :

$$\left. \begin{aligned}
i(-\omega + n\Omega).u_1 - 2\Omega v_1 &= -\frac{1}{\rho} D p_1 + v [(DD^* - \frac{n^2}{r^2} - k^2) u_1 - \frac{2in}{r^2} v_1] \\
i(-\omega + n\Omega).v_1 - 2Av_1 &= -\frac{in}{\rho r} p_1 + v [(DD^* - \frac{n^2}{r^2} - k^2) v_1 - \frac{2in}{r^2} u_1] \\
i(-\omega + n\Omega).w_1 &= -\frac{ik}{\rho} p_1 + v [(DD^* - \frac{n^2}{r^2} - k^2) w_1] \\
D^* u_1 + \frac{in}{r} v_1 + ik\omega_1 &= 0
\end{aligned} \right\} \quad (I.14)$$

avec $u_1 = v_1 = w_1 = 0$ pour $r = R_1$ et $r = R_2$

La recherche d'un critère de stabilité conduit à ne considérer dans un premier temps que la perturbation périodique dans la direction axiale et poser par conséquent $m = 0$ pour résoudre le système d'équations ci dessus. La seconde instabilité (onde azimutale) apparaît plus tard. Aussi, au moyen d'une combinaison entre les équations (première et troisième) du même système on arrive à éliminer le terme de perturbation liée à la pression (p_1).

Diverses méthodes de résolution du système simplifié, basée sur l'hypothèse d'un espace annulaire d très petit devant R_1 , ont été proposées.

G.I.Taylor a développé u_1 et v_1 dans le cadre d'une approche de type Fourier- Bessel. Afin de garantir l'existence d'une solution non identiquement nulle, il aboutit à une relation du type :

$$F(Re, k, \omega, \frac{R_1}{R_2}) = 0 \quad (I.15)$$

Cette relation équivalente à la résolution d'un problème aux valeurs propres

La géométrie du dispositif étant connue et par conséquent le rapport $\eta = \frac{R_1}{R_2}$ est fixé.

L'apparition de l'instabilité dite marginale correspond à $\omega = 0$.

La relation $F(Re, k, \omega, \eta) = 0$ se réduit alors à une relation entre Re et k seulement pour une configuration donnée η .

La valeur critique du nombre de Reynolds caractérisant l'apparition de l'instabilité marginale correspond au minimum de la courbe $Re = f(k)$. On représente (**Figure.1.5**) l'évolution du

nombre de Taylor Ta rapportée à la valeur critique Tc_1 en fonction de la longueur d'onde axiale réduite $\Lambda/2d$.

G.I. Taylor a montré que la longueur d'onde à l'apparition de la perturbation axiale est $k_c = \pi$ soit $\Lambda/k_c = 2d$. Chaque cellule s'inscrit, au moment de son apparition, dans un carré de côté d comme l'indique le schéma donné plus haut (**Figure.I.4**).

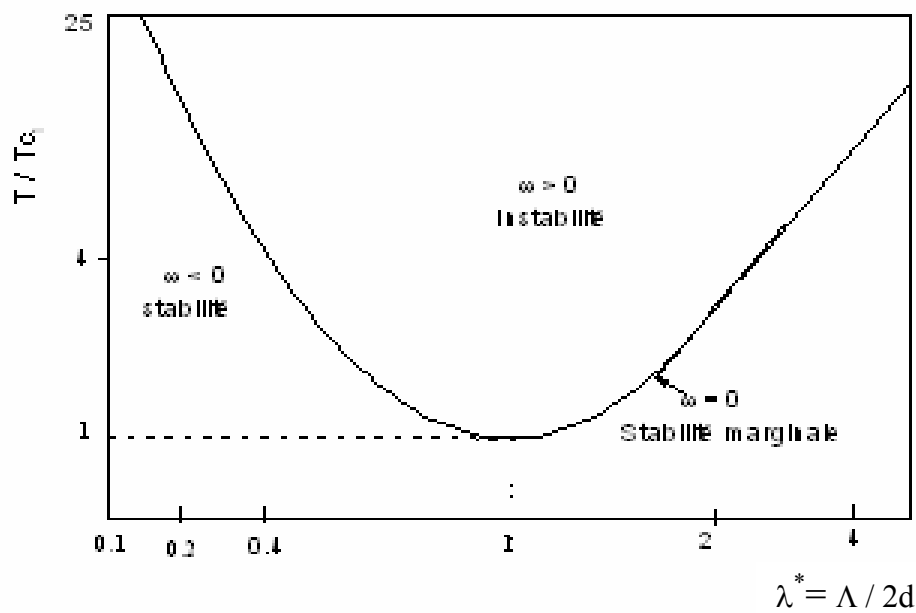


Figure I.5 : Courbe de stabilité neutre ($\omega = 0$) au voisinage de l'apparition des cellules de Taylor.
 $Ta = Tc_1$

Depuis les travaux de Taylor, d'innombrables études ont été menées en théorie linéaire, notamment celles de **D. Meksyn** [15] et de **S. Chandrasekhar** [16], pour une valeur donnée quelconque de la géométrie $\eta = \frac{R_1}{R_2}$. Chandrasekhar présente une méthode variationnelle de résolution du système d'équations (I.12). Il définit un nombre adimensionnel appelé "nombre de Taylor" T^{ch} , caractéristique de la stabilité de l'écoulement :

$$T_c^{ch} = \frac{2\Omega_1^2 R_1^2 d^3}{R_0 v^2} = R_e^2 \cdot \frac{d}{R_0} \quad \text{où } R_0 = \frac{R_1 + R_2}{2} \text{ est le rayon moyen, très proche de}$$

R_1 et R_2 .

Dans le cas du cylindre extérieur fixe il donne les valeurs critiques : $T_c^{ch} = 3390,3$ et $k_c \cdot d = 3,12$. Ce dernier résultat confirme celui de Taylor : $2\pi/k_c = 2d$.

I.II.1.2.2- Méthode de résolution en théorie non linéaire

La théorie linéaire peut être appliquée lorsque la perturbation est supposée infinitésimale en vue de négliger les termes quadratiques. Par ailleurs, la théorie linéaire donne des résultats, à une constante arbitraire près, et ne permet pas de calculer l'amplitude de la perturbation.

Si, en plus, on fait l'hypothèse d'une croissance exponentielle de l'amplitude dans le temps, la théorie linéaire ne sera donc pas apte à décrire toutes les étapes de l'évolution des instabilités. Le transport de quantité de mouvement par la perturbation n'est plus négligeable au voisinage de $Ta = Tc_1$ et les contraintes qui lui sont associées modifient l'écoulement moyen. L'altération de l'écoulement moyen intervient, à son tour, sur le transfert d'énergie à la perturbation et influe donc sur sa croissance.

Cette situation a conduit **J.T Stuart [2]** à étendre le domaine de validité de la théorie linéaire en tenant compte des termes quadratiques du système (I.12) liés aussi forces de Reynolds. En prenant en considération le premier terme du développement en série de Fourier de la perturbation proposée par Landau, il établit le bilan énergétique lié au mouvement pour un nombre de Taylor supérieur au nombre critique Tc_1 . Il montre que l'amplitude $A(t)$ de la perturbation obéit à l'équation différentielle :

$$\frac{dA}{dt} = \sigma \cdot A + a_1 A^3 + \dots$$

où σ est une constante proportionnelle à l'écart $(T - Tc_1)$ et a_1 un coefficient d'ordre $(T - Tc_1)^{-1}$. En négligeant les termes d'ordre supérieur à deux, l'équation différentielle précédente admet, quand le temps t tend vers l'infini, une solution non nulle de la forme $A_e^2 = -\frac{\sigma}{a_1}$ où σ et a_1 doivent vérifier nécessairement la condition $\sigma \cdot a_1 < 0$. Dans le

cas du petit espace annulaire Stuart trouve : $A_e^2 = \frac{5,425 \cdot 10^4}{R_e^2} \left(1 - \frac{T_c^{St}}{T^{St}}\right)$

où A_e l'amplitude d'équilibre de la perturbation et T^{St} désigne le nombre de Taylor défini par Stuart $T^{St} = R_e^2 \cdot \frac{d}{R_1}$ dont la valeur critique est $T_c^{St} = 1708$.

Il est à signaler que le nombre de Taylor a reçu plusieurs définitions selon le cadre de son utilisation. En Astrophysique $T^{ch} = 2T^{St}$; T^{ch} est le nombre de Taylor utilisé dans les calculs de Chandrasekhar. La différence entre les valeurs critiques évaluées par les deux auteurs est inférieure à 1 %. Dans le cadre du plan expérimental on utilise $Ta = \sqrt{T_S}$.

Dans le cadre des travaux de **A. Bouabdallah** [13] a rapporté brillamment un grand nombre d'études théoriques et expérimentales entreprises par différents auteurs jusqu'à 1980 en vue d'analyser les phénomènes de la transition de l'écoulement vers le chaos.

I.III.ETUDE DE L'EFFET DE LA GEOMETRIE SUR LE MOUVEMENT

I.III.1.1 Etude du mouvement en géométrie infinie.

Les équations de Navier Stokes, pour des écoulements loin de l'équilibre, peuvent posséder des solutions stables et multiples. Les différentes instabilités qui apparaissent dans l'écoulement de Taylor sont liées à différents modes opératoires. Comme on l'a vu précédemment elles sont également très sensibles aux effets de géométrie et de conditions initiales.

Les travaux de recherche consacrés à l'étude des instabilités dans le système de Taylor-Couette sont, dans leur majorité, effectués dans le cas d'une géométrie infinie. La hauteur de fluide H dans l'espace annulaire est supposée infiniment grande par rapport à l'espace annulaire d . Les calculs entrepris par **K.Kirchgashner** et **W.Velte** [17], **G.Ioss** [18] et **J.P.Guiraud** [19], en s'inspirant de la théorie de **L.Landau** [20], débouchent sur une loi d'évolution approchée de l'amplitude analogue à celle donnée par Stuart mais limitée au voisinage de l'apparition de l'onde de Taylor $Ta = T_{c1}$ (Théories asymptotiques) .

P.Chossat et **G. Iooss** [21] ont effectué une étude théorique très élaborée du problème de Taylor-Couette. Les auteurs ont analysé les effets de la taille du gap, des imperfections du dispositif expérimental et des vitesses de rotation des deux cylindres sur la stabilité de l'écoulement. Ils ont étudié les différentes situations à travers la théorie des bifurcations.

I.III.1.2. Etude du mouvement en géométrie finie.

L'analyse des travaux concernant l'étude des propriétés de l'écoulement de Taylor- Couette en géométrie finie fait apparaître que l'ensemble des tentatives entreprises se consacrent à des écoulement limités axialement par des parois rigides.

Les expériences de **J.A.Cole [22]** ont montré que l'apparition du régime d'ondes azimutales est d'autant plus retardée que H/d décroît, par contre la valeur critique du nombre de Taylor Tc_1 pour l'apparition des cellules varie peu avec le rapport d'aspect. **M.Douaya [23]** a étudié expérimentalement par visualisation l'effet du rapport d'aspect H/d sur les conditions d'apparition des tourbillons ondulés. Ses résultats sont en bon accord avec ceux de Cole.

T.B.Benjamin [24] [25] a étudié théoriquement et expérimentalement l'influence d'une hauteur finie des cylindres sur la structure de l'écoulement. Pour une hauteur finie donnée, il intervient sur les conditions de mise en régime en vue de fixer le nombre de cellules de Taylor. Le domaine d'étude retenu est restreint au régime d'apparition des cellules de Taylor $[Tc_1, Tc_2[$ et au cas où seul le cylindre intérieur est en rotation. Sur le plan expérimental il a présenté les résultats se rapportant à l'influence du rapport d'aspect $\Gamma = H/d$ sur le mouvement en relation avec le nombre de Reynolds Re .

Il constate pour un rapport d'aspect Γ compris entre 3,6 et 3,72 et, lorsque le nombre de Reynolds Re augmente, l'écoulement primaire se déstabilise au profit d'un autre mode cellulaire.

-1°) Si $\Gamma > 3,7$ l'écoulement se présente avec 4 cellules; celles-ci voient leur taille évoluer quand Re augmente progressivement. Pour une valeur particulière de Re , il se produit au sein de l'écoulement une transition caractérisée par un passage de 4 cellules à 2 cellules.

-2°) Si $\Gamma = 3,7$, la situation est plus complexe que dans le cas précédent. L'écoulement à 4 cellules passe à 2 quand Re augmente. Cependant si on réduit la vitesse (Re décroissant), le nombre de cellules n'est pas modifié.

-3°) Si $\Gamma < 3,6$ l'écoulement est constitué de 2 cellules. Lorsque Re augmente, l'écoulement initial subit une modification; il passe de 2 cellules à 4 cellules.

Après la première étude de T.B.Benjamin, l'écoulement de Taylor –Couette en géométrie finie a été étudié sous divers points de vue. Le rapport d'aspect (Γ) et le nombre de Reynolds (Re) sont les principaux paramètres pris en considération pour déterminer les différentes formes de structures dans l'écoulement. Les caractéristiques de l'écoulement ne sont pas

reproductibles et diffèrent selon le mode opératoire. Pour un rapport d'aspect et un nombre de Reynolds fixés, la différence du taux de montée en vitesse (accélération) du cylindre intérieur entraîne des modes d'écoulements variés. **Alziary de Roquefort** et **G.Grillaud** [26] ont étudié le problème par voie numérique basée sur la méthode des différences finies. Ils ont montré l'existence de la multiplicité des états d'écoulement pour des conditions de mise en régime différentes.

A partir de ces observations, l'influence d'une hauteur finie a été entreprise sous plusieurs points de vue. **C.A.BIELEK** et al [27] ont développé des essais systématiques sur l'effet de l'accélération du cylindre intérieur tournant sur la naissance des cellules de Taylor en géométrie finie. Cependant les auteurs n'ont pu mettre en évidence une relation explicite entre l'apparition des cellules et le taux d'accélération imposé au cylindre tournant.

H.Furukuwa et al [28] ont également, par voie numérique, étudié l'effet de l'accélération pour un rapport d'aspect Γ et Re donnés. Ils ont montré, en particulier, la non unicité du processus d'apparition des cellules de Taylor pour différentes valeurs du taux d'accélération du cylindre interne. Par conséquent, la nature du mouvement semble être très sensible aux conditions de montée en vitesse.

L'analyse des différents modes est approchée par **T.Mulin** et **T.B.Benjamin** [29]. Les auteurs remarquent l'influence capitale des conditions initiales et aux limites sur la parité du nombre de cellules. Ces résultats prouvent que les solutions du problème hydrodynamique sont multiples. Ainsi **D.Walgraef** et al [30] ont étudié les effets de géométrie finie sur la sélection des structures de l'écoulement. Ils ont montré que la transition entre la première instabilité et la deuxième instabilité est décrite par une équation d'amplitude. Ils ont mis en évidence également que les effets de bords sélectionnent des nombres d'ondes azimutales, à la transition, plus grand que 1 et que le nombre de Taylor Tc_2 croit lorsque le rapport d'aspect diminue.

P.Bontoux et al [31] ont réalisé une étude théorique de l'écoulement entre deux cylindres coaxiaux qui tournent en sens opposé. Par une simulation numérique utilisant une méthode spectrale les auteurs ont étudié, dans le cas des limitations axiales rigides, l'effet du rapport d'aspect H/d sur la stabilité de l'écoulement. Pour des grands rapports d'aspect, deux régimes complexes (ondes azimutales et formes spirales) apparaissent au sein de l'écoulement. Ils constatent que les limitations axiales semblent amortir et stabiliser l'écoulement lorsque le rapport d'aspect diminue.

V.Sobolik et al [32] ont étudié l'interaction entre la couche d'Ekman et l'instabilité de Taylor-Couette. Ils ont considéré un système d'écoulement, limité axialement par des parois rigides, offrant un rapport d'aspect fixe $\Gamma = H / d = 9,85$. Les composantes du gradient de vitesse sont mesurées par des sondes électrochimiques spéciales. Les distributions des composantes circonférentielle et axiale du gradient de vitesse à la paroi du cylindre extérieur indique la présence des tourbillons d'Ekman dont le taux de rotation est inférieur à celui des cellules de Taylor présente dans le cas d'un espace annulaire très long. L'amplitude de la composante circonférentielle du gradient de vitesse des tourbillons d'Ekman augmente linéairement en fonction du nombre de Taylor. Les résultats expérimentaux sont comparés favorablement à ceux obtenus par des simulations numériques utilisant une méthode d'éléments finis.

Egalement des études consacrées à l'influence des rapports des rayons $\eta = R_1 / R_2$ mettent en évidence le rôle de ce paramètre sur les conditions d'apparition des deux premières instabilités.

E.M.Sparrow [33] donne une courbe expérimentale indiquant le nombre de Taylor critique Tc_1 en fonction du rapport des rayons (**figure I.6**) dans le cas d'un système où seul le cylindre intérieur tourne et l'extérieur reste fixe. Dans le cadre d'une étude expérimentale menée par la méthode polarographique **A.Bouabdallah [13]** a effectué des mesures avec trois rapports R_1/R_2 : 0,95 ; 0,91 et 0,82. Il trouve que le rapport des rayons modifie fortement la valeur de Tc_2 sans affecter celle de Tc_1 qui reste voisine de $Tc_1 = 41,2$.

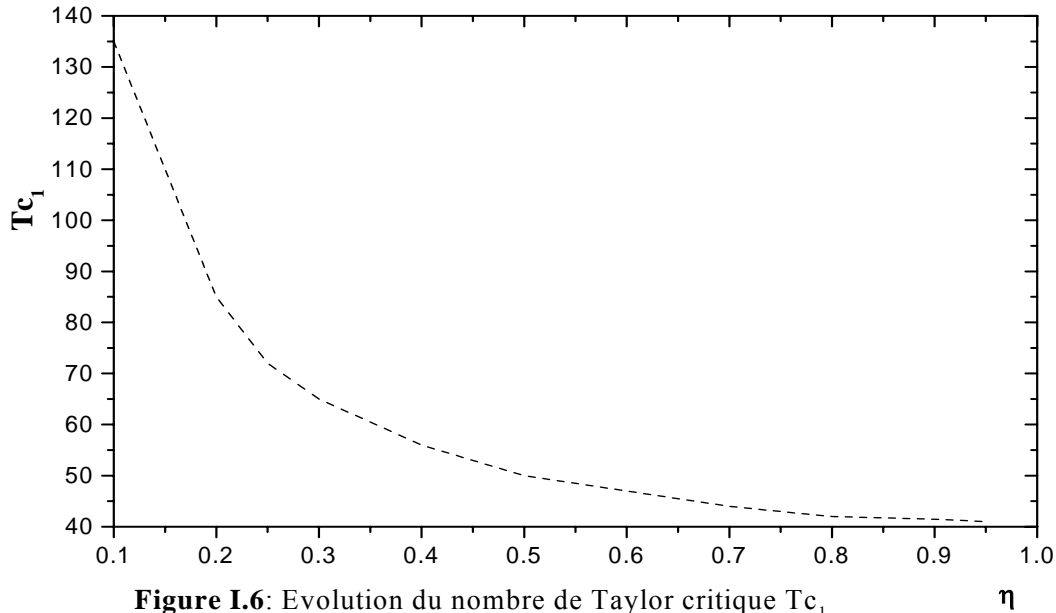


Figure I.6: Evolution du nombre de Taylor critique Tc_1 en fonction du rapport des rayons $\eta = R_1 / R_2$

I.IV. ETUDE DE L'ÉCOULEMENT DE TAYLOR-COUPETTE MODIFIÉ

Pour une meilleure compréhension de l'influence des propriétés de géométrie sur la stabilité, des études consacrées à des écoulements confinés dans des systèmes de révolution se sont intensifiées ces trente dernières années. Une faible modification d'un paramètre géométrique peut engendrer un écoulement de nature complètement différente avec une possibilité de transitions assez contrastée par rapport au Taylor classique. Parmi les systèmes examinés nous relevons, en particuliers, l'écoulement entre deux cônes coaxiaux, entre deux sphères concentriques, l'écoulement de Taylor- Couette avec écoulement axial forcé, l'écoulement entre deux cylindres à entrefer ondulé par la surface du cylindre intérieur tournant, l'écoulement entre deux cylindres coaxiaux avec le cylindre intérieur tournant et celui de l'extérieur oscillant azimutalement autour de l'axe de symétrie du système.

I.IV.1. ÉCOULEMENT ENTRE DEUX CÔNES COAXIAUX

Les tourbillons de Taylor apparaissent également au sein d'un écoulement entre deux cônes coaxiaux. **M. Wimmer [34]** a étudié expérimentalement les caractéristiques de ce mouvement particulier où seul le cône intérieur est en rotation. Contrairement à l'écoulement classique de

Taylor, le mouvement de base est tridimensionnel. Il a une grande influence sur l'apparition et le comportement des cellules qui apparaissent dans l'espace annulaire. Dans le cas de cette géométrie la force centrifuge varie le long de la direction axiale du système ; ce qui engendre, à certaines vitesses de rotation, la coexistence de plusieurs états d'écoulement. Il a donné une analyse détaillée de la génération des tourbillons ainsi que les multiplicités des états, leurs dimensions. L'auteur a noté que des tourbillons contrarotatifs se déplacent du bas vers le haut du cône, et que l'augmentation de la vitesse de rotation du cône diminue le déplacement des vortex. Il explique ce phénomène par la différence des intensités des tourbillons de part et d'autre du plan médian.

M.Noui-Mehidi et **A.Bouabdallah** [35] ainsi que **M. Noui-Mehidi** et **M.Wimmer** [36] ont étudié l'écoulement entre deux cônes coaxiaux à surface limitée ou libre. Ils ont mesuré, par la technique polarographique, le gradient pariétal moyen de vitesse à la paroi interne du cône extérieur. Ils ont montré que le gradient diminue quand les rayons des cônes concentriques diminuent. La première instabilité apparaît pour des valeurs de Ta très faibles

$Ta_c = 3,49$. En continuant à augmenter très lentement la vitesse de rotation du cône interne, plusieurs tourbillons sont générés. **M.Noui-Mehidi** et **al** [37] ont étudié aussi le système conique par une technique de visualisation et une analyse spectrale du signal obtenu par anémométrie laser. Les auteurs ont étudié l'influence de la montée linéaire de la vitesse du cône intérieur sur la structure du mouvement. Différents modes d'écoulement sont observés en fonction du taux d'accélération et de la valeur du demi angle au sommet du système conique.

I.IV.2- ECOULEMENT ENTRE DEUX SPHERES CONCENTRIQUES

L'écoulement entre sphères a suscité un grand intérêt chez plusieurs auteurs en raison de sa similitude avec l'écoulement atmosphérique. **M. Wimmer** [38], **K.Nakabayashi** et **Y.Tsuchida** [39] [40] ont étudié l'écoulement entre deux sphères par les techniques de visualisation et par vélocimétrie à film chaud. **P.S.Marcus** et **L.Tuckerman** [41] [42] ont étudié le problème par simulation numérique des états stables et transitoires.

L'augmentation du nombre de Reynolds, au-delà d'une valeur critique, engendre des cellules (du type Taylor) au voisinage immédiat de l'équateur. Pour un petit espace annulaire entre les deux sphères et avec l'augmentation de la vitesse **M.Wimmer** a observé l'apparition de nouveaux tourbillons vers les pôles mais restent tout de même près de l'équateur. L'autre partie de l'écoulement reste non perturbée.

L.IV.3 ECOULEMENT AXIAL SUPPERPOSE A L'ECOULEMENT DE TAYLOR- COUETTE ENTRE DEUX CYLINDRES COAXIAUX.

L'écoulement de Taylor-Couette couplé avec un écoulement de Poiseuille dans la direction axiale trouve une grande application dans le domaine de refroidissement des turbomachines, des réacteurs chimiques, des dispositifs d'ultrafiltrations. Plusieurs auteurs se sont intéressés au couplage de l'écoulement de Taylor-Couette couplé avec un écoulement axial soumis à un gradient de pression constant. Ce type d'écoulement est généralement contrôlé par le rapport Ta / Re où Ta est le nombre de Taylor et Re le nombre de Reynolds liés à l'écoulement de Poiseuille. En 1981 **S.Chandrasekhar [43]** a étudié la stabilité de l'écoulement au moyen de la théorie linéaire. Il montre qu'à faibles valeurs de Re , l'écoulement est dominé par la rotation et après l'apparition de la première instabilité, les cellules se déplacent dans la direction axiale. Il a montré que la distance entre la position d'apparition des cellules et l'entrée de l'écoulement de Poiseuille augmente en fonction de Re et diminue en fonction de Ta . Pour des valeurs de Re intermédiaires, la structure en cellules de Taylor se transforme en écoulement spiral. Pour des valeurs de Re élevées, l'écoulement devient instable en raison de l'instabilité de l'écoulement de Poiseuille lui-même. **M.Stockert et R.M.Lueptow [44]** ont étudié cet écoulement au moyen de la PIV(**P**article.**I**mage.**V**elocimetry). Les auteurs font trois constatations remarquables :

- Dans le cas des faibles valeurs de Re , les vortex (cellules) de Taylor se propagent dans la direction *axiale sans transfert* de fluide entre deux cellules voisines.
- Pour des valeurs intermédiaires de Re , la taille des cellules diminue et leurs centres oscillent dans la direction radiale, permettant ainsi à l'écoulement de Poiseuille de les traverser en zigzag. Dans cette gamme de régime l'interpénétration entre deux cellules contiguës n'est pas observée.
- En augmentant le nombre Ta , une instabilité de type onde azimutale apparaît au sein de l'écoulement. Les cellules oscillent simultanément dans les deux sens axial et radial. Un *important échange* de fluide entre les cellules est observé.

Dans les trois situations observées, la vitesse de déplacement axial des cellules est toujours plus élevée que la vitesse débitante de l'écoulement de Poiseuille.

I.Mutabazi et al [45] ont étudié l'influence d'un gradient radial de température sur la stabilité de l'écoulement de Taylor- Couette quand le cylindre intérieur tourne et le cylindre

extérieur reste fixe. Les auteurs ont particulièrement essayé de comprendre le mécanisme d'apparition de l'instabilité sous l'effet de faibles gradients de température ($\Delta T^\circ = 3^\circ\text{C}$).

Ils mettent en évidence que la combinaison de la rotation du cylindre intérieur et du gradient de température conduit à la transition vers un écoulement oscillatoire en spirale dans la direction axiale. Des structures tourbillonnaires (vortex) observées sont similaires à celles obtenues dans le cas d'un système de Taylor-Couette classique auquel on superpose un écoulement axial à faible débit.

R.M.Luptow [46] a aussi étudié la stabilité de l'écoulement de Taylor-Couette sous les effets simultanés d'écoulements axial et radial. L'écoulement radial est réalisé en utilisant des *cylindres poreux*. Il constate que l'écoulement axial stabilise le mouvement de Taylor-Couette. En régime supercritique une riche variété de structures s'installe dans l'écoulement sous forme de vortex hélicoïdaux et ondulés. Ces vortex sont entraînés dans la direction axiale. L'écoulement radial déplace les centres des cellules vers le cylindre poreux. Il semble favoriser la stabilité du mouvement de Taylor-Couette qui se trouve soumis à l'effet axial. Après l'apparition de la transition supercritique et, lorsque le cylindre intérieur (poreux) est le seul à assurer le mouvement radial, une large variété de structures s'installe au sein de l'espace annulaire. Le champ de vitesse n'est pas altéré si le débit radial faible.

Le transport de matière est étudié expérimentalement par visualisation en injectant un colorant et par voie électrochimique. Lorsqu'un faible débit axial est imposé ($Re_{ax} < 10$), les tourbillons se mettent à se déplacer dans la direction axiale et aussi à s'incliner. L'augmentation du débit axial engendre un rétrécissement des tourbillons et une inclinaison plus grande. Le colorant de visualisation injecté circule dans les zones externes des tourbillons. Ce qui confirme l'absence de transfert de fluide entre les vortex comme le signalaient Stockert et Lueptow dans le cas d'un débit axial modéré.

I.IV.4. ECOULEMENT ENTRE CYLINDRES COAXIAUX AVEC CYLINDRE INTERIEUR MODIFIE.

Dans le cadre de l'investigation des écoulements confinés entre deux cylindres coaxiaux **M.Rafique [47]** a étudié le cas du cylindre intérieur tournant ondulé axialement. Son travail a porté sur l'écoulement de Taylor-Couette classique et le cas de l'écoulement forcé par deux valeurs de la longueur d'onde et plusieurs amplitudes de l'ondulation géométrique. Dans cette configuration l'écoulement de base est tridimensionnel même à très faible nombre de Taylor.

Il a utilisé pour plusieurs géométries les techniques de la PIV et la polarographie en vue d'explorer les champs des vitesses dans un plan axial et le gradient de vitesse pariétal local en fonction du régime d'écoulement. Il a pu, à travers l'analyse fréquentielle des fluctuations du gradient de vitesse, mettre en évidence un saut de fréquence de l'onde azimutale dans l'écoulement classique. Aussi, il a pu observé les variétés des modes bi-cellulaires ou multicellulaire selon la longueur et l'amplitude de l'ondulation géométrique du cylindre intérieur. Les investigations ont montré que dans le cas d'une faible longueur d'onde géométrique du cylindre intérieur, le régime bi-cellulaire persiste même pour des valeurs élevées du nombre de Taylor.

I.IV.5. ECOULEMENT DE TAYLOR- COUETTE AVEC OSCILLATIONS AZIMUTALES DES CYLINDRES.

La stabilité de l'écoulement entre deux cylindres coaxiaux soumis à une oscillation circonférentielle périodique dans le temps a , depuis une trentaine d'années, fait l'objet de nombreuses recherches. Cette oscillation est généralement superposée à la vitesse moyenne de rotation d'un ou des deux cylindres. **P. Hall [48]** s'est penché sur le cas où le cylindre extérieur est au repos et le cylindre intérieur tourne avec une vitesse angulaire modulée de type $\Omega (1 + \varepsilon \cos\omega t)$. L'auteur s'est intéressé aux effets des paramètres ε et ω sur la stabilité de l'écoulement. Dans le cas de la stabilité linéaire, il trouve les résultats suivants :

* pour $\varepsilon \rightarrow 0$ et $\omega \rightarrow 0$, le nombre de Taylor critique diminue de ε^2 par rapport à la valeur relative au cas non ondulé ($\varepsilon = 0$ et $\omega = 0$).

* pour ε quelconque et $\omega \rightarrow \infty$, le nombre de Taylor critique diminue d'un facteur $\varepsilon^2 \omega^{-3}$ par rapport à la valeur correspondante au cas non ondulé.

P.Ern et J.E.Wesfreid [49] ont abordé au plan expérimental et théorique les oscillations d'un écoulement entre deux cylindres coaxiaux contrarotatifs et soumis à des vitesses de rotation de la forme modulée $\Omega(t) = \Omega_m + \Omega_0 \cdot \cos\omega t$, avec Ω_0 non nécessairement faible . Les auteurs ont comparé les effets compétitifs des forces centrifuges et de Coriolis sur la stabilité de l'écoulement. Une première investigation entreprise par visualisation a pour but de connaître l'effet de la rotation moyenne Ω_m sur la déstabilisation centrifuge produite par la modulation temporelle $\Omega(t)$. Ils ont analysé l'effet du taux de modulation de la rotation $\delta\Omega_m / \Omega_0$. Pour des valeurs élevées de ce paramètre, l'écoulement est d'abord déstabilisé et ensuite il se stabilise progressivement comparativement au cas de la rotation pure.

L'instabilité de l'écoulement de base purement azimutal est également étudiée à travers l'analyse de la composante axiale de la vitesse des vortex. L'investigation du champ de vitesse est réalisée au moyen de la vélocimétrie ultrasonore. Les auteurs ont observée, sur une période entière d'oscillation, plusieurs fois l'apparition et la disparition de structures tourbillonnaires.

P.Funfschilling [50] a utilisé le dispositif de Taylor-Couette pour étudier le mécanisme de la floculation de fines fibres ou de particules en suspension dans un fluide donné. L'auteur s'est concentré sur les effets du gradient pariétal de vitesse intervenant, en tant que paramètre hydrodynamique déterminant, dans le processus de floculation. Les mesures pariétales instantanées sont effectuées au moyen de la technique polarographique. La précision des mesures est conditionnée par la réponse en fréquence des sondes implantées sur la paroi interne du cylindre extérieur. A cet effet, l'auteur a examiné la réponse en fréquence en imposant au cylindre extérieur une oscillation périodique de différentes amplitudes et fréquences. Le but recherché étant la qualité et la précision des mesures pariétales du gradient de vitesse qui ont pu ainsi être améliorées.

I.V. PREDICTION DE LA TURBULENCE

La prévision des phénomènes de turbulence a fait l'objet d'un volume considérable de travaux. En revanche, la question posée par la persistance des cellules de Taylor malgré l'établissement du régime turbulent est rarement abordée. Cependant ce problème encore très mal compris a fait l'objet d'une étude intéressante due à **G.I.Taylor [51]**. En 1925 **L.Prandtl [52]** propose la théorie de la longueur de mélange qui est basée sur la conservation de la quantité de mouvement. Le résultat obtenu ne peut pas s'appliquer à tout l'espace annulaire.

Dans la pratique il n'est valable qu'au voisinage des parois. Pour remédier à cette difficultés, **G.I.Taylor [51]** a utilisé en 1935 la théorie de vorticité dont il est l'auteur. Il considère que l'écoulement se déplace en bloc selon une distribution de vitesse telle que $V.r = C^{te}$ à plus de 83% au sein de l'espace annulaire. Mais ce résultat tombe en défaut dans les régions pariétales. Longtemps après, en 1977 **P.G.Saffman** et **D.Knight [53]** reconsidèrent les modèles précédents en élaborant une théorie appropriée de l'écoulement turbulent. Les auteurs obtiennent, par résolution numérique, des résultats satisfaisants relatifs aux variations de vitesses avec une précision de l'ordre de 15% mais ils laissent inexplicables l'existence et ainsi que la contribution des cellules de Taylor à la turbulence. Des mesures expérimentales de taux de turbulence très élevés ont pu être réalisées au moyen de la technique

polarographique **A.Bouabdallah [13]** et de l'anémométrie laser par plusieurs chercheurs dans les écoulements de Taylor-Couette.

I.VI. ETUDES EXPERIMENTALES

I.VI.1. Les premières expériences.

La première étude expérimentale de l'écoulement entre cylindres coaxiaux fut entreprise en 1890 par **M.Couette[54]** et a pour but la mesure du frottement. Elle est complétée ensuite par **A.Mallock [55]** pour déterminer la viscosité d'un fluide en régime laminaire stable; le dispositif est considéré comme modèle viscosimétrique. Ce n'est qu'après 1916 que des essais sur la stabilité de l'écoulement sont entrepris de façon systématique à l'instigation des travaux de Lord Rayleigh. On recense essentiellement deux méthodes qui sont utilisées le plus souvent :

a) Les techniques de visualisation classique permettent d'observer le passage d'un régime d'écoulement d'un état vers un autre. Les dernières années la technique de visualisation par nappe Laser est utilisée couramment pour mettre en évidence les structures au sein de l'écoulement dans différentes configurations géométriques. Dans le cas d'un écoulement entre deux cylindres coaxiaux, la méthode permet de visualiser le mouvement du fluide dans l'espace annulaire.

b) La méthode de mesure du couple d'entraînement qui permet de déterminer le frottement moyen exercé par le fluide en écoulement sur les parois des cylindres. Historiquement l'évaluation du coefficient de frottement a joué un rôle important tant sur le plan théorique que pratique pour valider le modèle de comportement du fluide considéré dans le système d'écoulement de type Taylor-Couette. Elle permet d'évaluer la vitesse à partir de laquelle le régime n'est plus laminaire stable. Cette méthode permet de comparer le couple mesuré au couple calculé par la théorie non linéaire.

Les premières expressions phénoménologiques du coefficient de frottement, s'appuyant sur des mesures de couple, sont dues à **F.Wendt [56]** et **G.I.Taylor [57]**. Ces formules ont été relativement améliorées par les travaux de **R.J Donnely [58]**. Ces méthodes classiques de mesures ont été aussi utilisées en régime turbulent pour vérifier la théorie de L.Prandtl et celle de G.I.Taylor. Mais celles-ci constituent une évaluation du couple global donc peu précises si l'on cherche à accéder aux études locales et instantanées.

I.VI.2. Les nouvelles techniques de mesures.

Au vu de ce qui précède on constate que les méthodes de mesure décrites ne sont pas adaptées à des études locales et plus fines. D'une façon générale l'introduction de sondes de mesure perturbe fortement les structures associées au champ perturbé et à la turbulence. Les mesures sont ainsi erronées et ne permettent pas d'atteindre le but visé quant à la compréhension des propriétés et mécanisme mis en cause. Grâce aux développements de nouvelles techniques, des méthodes dites locales, non perturbatrices, ont rendu possible une exploration précise de l'écoulement.

I.VI.2.1 Caractéristique et utilisation

Parmi les méthodes dites locales on peut citer essentiellement :

- 1°) La polarographie est une méthode de mesure du gradient de vitesse pariétal instantané et local. Elle est basée sur une technique ionique liée à une réaction d'oxydo-réduction d'un réactif dans l'écoulement. **L.Reiss** et **T.J.Hanratty** [59] ont montré le grand intérêt que présente cette technique pour une étude locale. Elle a été utilisée et adaptée à l'écoulement de Taylor-Couette en 1968 par **G.Cognet** [60] pour l'évaluation du frottement et **A. Bouabdallah** [13] en 1980 pour l'étude spectrale du régime de transition et de la turbulence. Sa mise en œuvre sera décrite dans le chapitre II.
- 2°) La visualisation de l'écoulement par nappe Laser sera présentée au chapitre II.
- 3°) L'anémométrie Laser introduite à New York en 1965 par Yih, a été appliquée en 1975 à l'écoulement considéré par **J.P.Gollub** et **H.L.Swinney** [61]. Elle est basée sur l'effet Doppler et permet de suivre le mouvement des particules en suspension dans le liquide en mouvement.
- 4°) La technique de mesure par sonde à ultrason a été pratiquée en 1986 Y. Takeda. Sa mise au point a servi à caractériser le champ de vitesse moyen. Celle-ci sera décrite au chapitre II.

I.VI.2.2 Résultats

Les expérimentations utilisant ces techniques et en particulier les nouveaux moyens de mesures secondés par des logiciels informatiques adéquats permettent de spécialiser des études consacrées aux :

- Conditions d'apparition et d'évolution des instabilités en régime de transition.

- Informations sur la structure du mouvement sous influence de paramètres perturbateurs d'origines diverses.

Les méthodes expérimentales locales ont servi d'abord à confirmer les résultats obtenus par les méthodes classiques globales telles que la visualisation et la mesure du couple de frottement. L'étude fondamentale des conditions d'apparition du régime de transition a été relancée par les travaux menés en anémométrie Laser par **J.P.Gollub** et **H.L.Swinney** [61]. **A.Bouabdallah** [13] a présenté la synthèse des travaux consacrés à l'étude des deux premières instabilités et la mise en lumière des conditions d'apparition du chaos par évolution spectrale vers la turbulence. On retient principalement en géométrie infinie que la théorie non linéaire de Stuart paraît être bien vérifiée dans le domaine $Tc_1 < Ta < 1,2 Tc_1$. Au-delà, les résultats expérimentaux, existant en grand nombre, restent à exploiter dans le cadre d'une théorie générale qui relève d'une approche thermodynamique spatio-temporelle proche des phénomènes de transition de phase (Théorie de Guinzbourg- Landau)

CONCLUSION

De la revue précédente des travaux, il apparaît que presque la totalité des études théoriques est consacrée à l'analyse des premières instabilités. Les études expérimentales plus diversifiées se limitent, en général, à la détermination des caractéristiques moyennes des instabilités et de la turbulence. Aussi, les travaux menés en géométrie finie sont effectués en relation avec les effets du jeu radial $\delta = d/R_1$ et du rapport d'aspect $\Gamma = H/d$ seulement dans le cas d'écoulements limités axialement par des parois rigides.

A notre connaissance, l'effet de la surface libre en géométrie finie n'a pas retenu l'attention des chercheurs. Nous avons estimé opportun d'examiner cette nouvelle thématique au plan expérimental par la méthode polarographique et l'anémométrie laser en vue d'étudier les effets combinés du jeu radial d/R_1 et du facteur d'aspect H/d sur la stabilité de l'écoulement à surface libre. Des essais particuliers consacrés au grand espace annulaire ($d= 10$ mm) sont également entrepris au moyen de l'anémométrie ultrasonore (UVP). Cette technique d'investigation non perturbatrice permet d'étudier l'ensemble des structures qui sont présentes au sein de l'espace annulaire

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURES

INTRODUCTION

L'examen des principales contributions à l'étude de l'écoulement de Taylor-Couette a montré l'intérêt à faire l'investigation locale de l'écoulement en vue de préciser le mécanisme et les propriétés des structures rencontrées au cours de son évolution en fonction de l'augmentation de la vitesse de rotation du cylindre intérieur.

La méthode polarographique est aisément adaptable à l'examen détaillé des phénomènes concernant les structures périodiques dans l'espace (onde axiale) et dans le temps (onde azimutale) ou aléatoire comme la turbulence. Mais, elle nécessite un mode opératoire spécifique et un conditionnement expérimental qui doit satisfaire à plusieurs exigences. Parmi les plus importantes, on citera la réalisation d'un dispositif d'écoulement permettant la définition de plusieurs espaces annulaires, les facilités pour faire varier faiblement l hauteur de remplissage, le choix d'emplacement d'une batterie de sondes destinées aux mesures du gradient pariétal moyen de la vitesse et des fluctuations associées.

Nous présentons d'abord la description du dispositif mécanique, la mise en œuvre de la méthode polagraphique et ensuite le principe de la vélocimétrie ultrasonore.

II . DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

II.1. DESCRIPTION D'ENSEMBLE DU MONTAGE MECANIQUE

II.1.1 Le système d'écoulement

Le système d'écoulement est réalisé en plexiglass, offrant ainsi la possibilité de mesures qualitatives (visualisation) et quantitatives : LDA , UVP et polarographie

Le schéma du dispositif expérimental est représenté en figure II.1

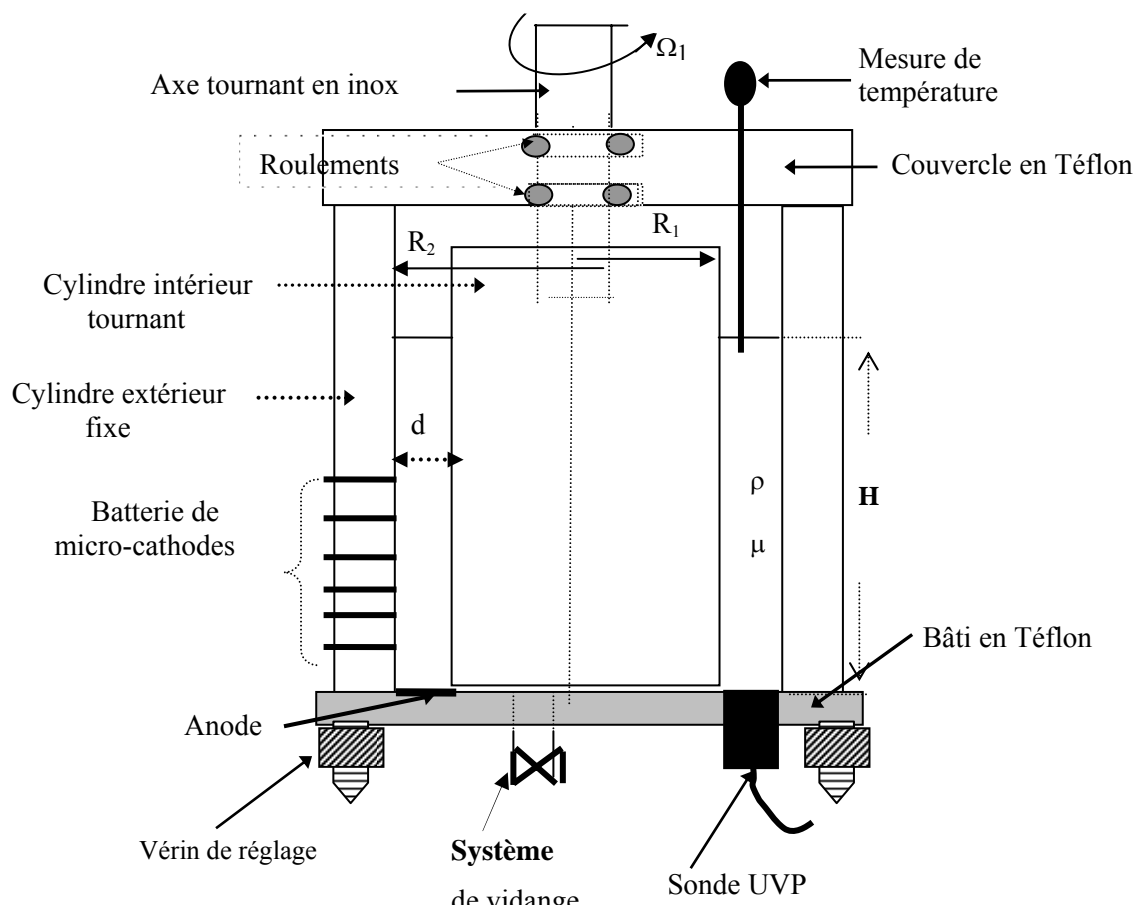


Figure II.1 : Schéma du dispositif expérimental

Le cylindre extérieur taillé dans un bloc cylindrique, d'épaisseur $e = 6\text{mm}$, a un diamètre intérieur $2R_2 = (82 \pm 0,2)\text{mm}$ et une hauteur $L = (148 \pm 0,2)\text{mm}$. Le dispositif est conçu pour un emploi facile avec plusieurs cylindres intérieurs interchangeables. Nous avons opéré avec cinq cylindres intérieurs de différents diamètres et définissant les configurations suivantes :

Configuration	Rayon intérieur (Cylindre rotatif)	Espace annulaire	Jeu radial
Petits espaces annulaires	$2R_1 = 79,2\text{mm}$	$d = 1,4\text{mm}$	$d/R_1 = 0,035$
	$2R_1 = 76\text{mm}$	$d = 3\text{mm}$	$d/R_1 = 0,078$
	$2R_1 = 73,4\text{mm}$	$d = 4,3\text{mm}$	$d/R_1 = 0,117$
Espace annulaire intermédiaire	$2R_1 = 70\text{mm}$	$d = 6\text{mm}$	$d/R_1 = 0,171$
Grand espace annulaire	$2R_1 = 62\text{mm}$	$d = 10\text{mm}$	$d/R_1 = 0,322$

Le cylindre intérieur monté sur un axe en acier inoxydable isolé électriquement par une couche de vernis a une hauteur utile $H_u = (130 \pm 0,2)\text{mm}$. Un évidement inférieur permet de réduire le frottement à la base et son influence sur le mouvement. Un orifice réalisé au milieu de la base du cylindre extérieur permet de procéder au remplissage ou à la vidange du dispositif. Le couvercle du système comporte un double palier destiné au logement de l'axe du cylindre tournant assurant ainsi un alignement convenable. Des vérins disposés en triangle et solidaires du support du dispositif permettent le réglage horizontal du système d'écoulement. L'ensemble du montage est installé sur un bâti par l'intermédiaire d'isolateurs anti-vibratoires et désolidarisé du système d'entraînement.

II.1.2 TRANSMISSION DU MOUVEMENT ROTATIF.

La transmission de vitesse est effectuée au moyen d'un tube flexible associé à un ou deux réducteurs que nous pouvons utiliser selon les besoins avec des rapports de 1/11 à 1/121 dans une large gamme de vitesses.

Un moteur à courant continu (Type Prolabo MC 1000 ; 100 W) fournit un couple constant dans la plage des vitesses utilisées. Ceci permet d'assurer la stabilité de la vitesse à mieux que 0,5%. La vitesse de rotation du cylindre intérieur, comprise entre 0,02 t/s et 10t/s, est

mesurée au moyen d'un tachymètre digital (**Photo / Contact -Digital Tachometer**) à contact mécanique ou à cellule photoélectrique ou par stroboscope. La précision de mesure effectuée en grande vitesse est meilleure que 02%.

II.1.3 CONTRÔLE DE LA TEMPERATURE

Les phénomènes étudiés sont très sensibles à la température (modification de la viscosité et du coefficient de diffusion de matière). En raison de la conception du dispositif mécanique, il est difficile de le placer dans un bain thermostaté. Cependant la température du fluide est relevée, à 0,2 °C près, de façon continue au moyen d'un thermocouple. Nous donnons en **annexe I** les courbes d'évolution de la viscosité dynamique (μ), la viscosité cinématique (ν) et du coefficient de diffusion (**D**) en fonction de la température. Les viscosités sont pratiquement voisines de celle de l'eau.

II.2.1 . TECHNIQUE DE VISUALISATION CLASSIQUE

La technique de visualisation classique consiste à ensemercer l'écoulement de fines paillettes métalliques (aluminium) et ensuite exploiter les propriétés de réflexion de la lumière suivant l'orientation de ces paillettes éclairées par une source lumineuse extérieure au montage. On distingue deux cas selon la direction principale de la vitesse au point d'observation :

- Si la composante axiale de la vitesse est importante, les très petites paillettes dirigées suivant les lignes de courant apparaissent brillantes par réflexion et correspondent à la zone maximale du champ des vitesses liée à une cellule de Taylor.
- Si, au contraire, la vitesse a une composante essentiellement tangentielle ou radiale, les petites paillettes s'orientent parallèlement aux rayons lumineux et laissent passer la lumière sans la réfléchir. On a des zones sombres qui coïncident avec la région des vitesses minimales. Cette situation est observée aux frontières de chaque cellule de Taylor. On arrive ainsi à observer la forme des structures présentes au sein des l'écoulement et évaluer leur taille.

II.2.2 . TECHNIQUE DE VISUALISATION PAR DIFFUSION IONIQUE

Les techniques de visualisation par réflexion ou diffusion de lumière sont améliorées en éliminant les réflexions indésirables dites « parasites ». A cet effet on utilise des sources de lumière homogène éclairant seulement le volume de fluide de façon uniforme. Dans le cas de l'écoulement de Taylor-Couette le cylindre intérieur est recouvert d'un film fluorescent. L'ensemble du dispositif est éclairé au moyen d'une source de lumière UV. Le film fluorescent émet une lumière visible qui éclaire tout le fluide contenu entre les deux cylindres. Une solution de Kalliroscope **AQ 1000** est ajoutée au fluide pour assurer une bonne visualisation de l'écoulement.

Deux miroirs plans sont placés verticalement derrière les cylindres. Ils forment entre eux un angle de 150° afin d'observer simultanément l'arrière et les côtés latéraux du dispositif expérimental. Une caméra rapide placée suffisamment loin (à 150 cm) voit l'avant du montage et les autres parties réfléchies par les miroirs. On a ainsi une vue d'ensemble de tout l'écoulement entre les deux cylindres. La caméra est reliée à un micro-ordinateur en vue du traitement des images. Nous reproduisons en figure II.2 et figure II. 3 le schéma de principe et l'image obtenue par **A.Prigent** et **O.Dauchot** [62]. Ces auteurs ont effectué également des essais de visualisation en éclairant le montage avec une lumière blanche émise par un "néon" de forme circulaire où les réflexions parasites n'ont pu être éliminées. Ils ont montré ainsi l'avantage de la technique d'éclairage par une source de lumière UV.

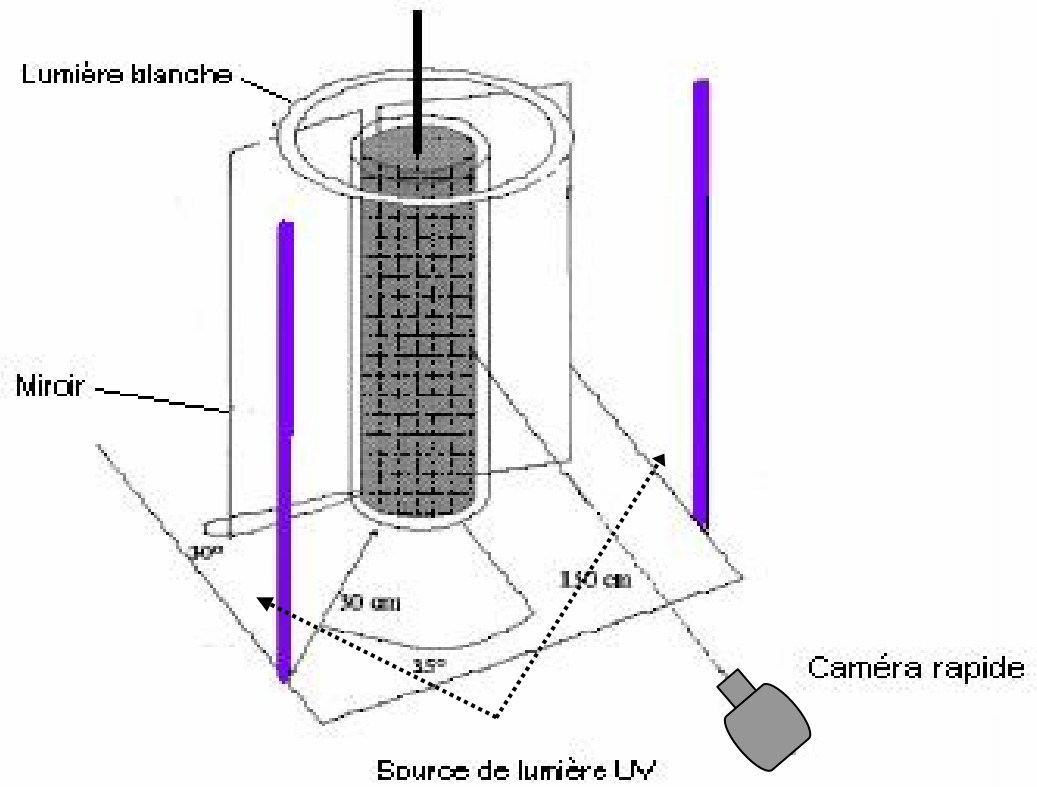


Figure II.2 : Schéma de principe de la visualisation par diffusion ionique

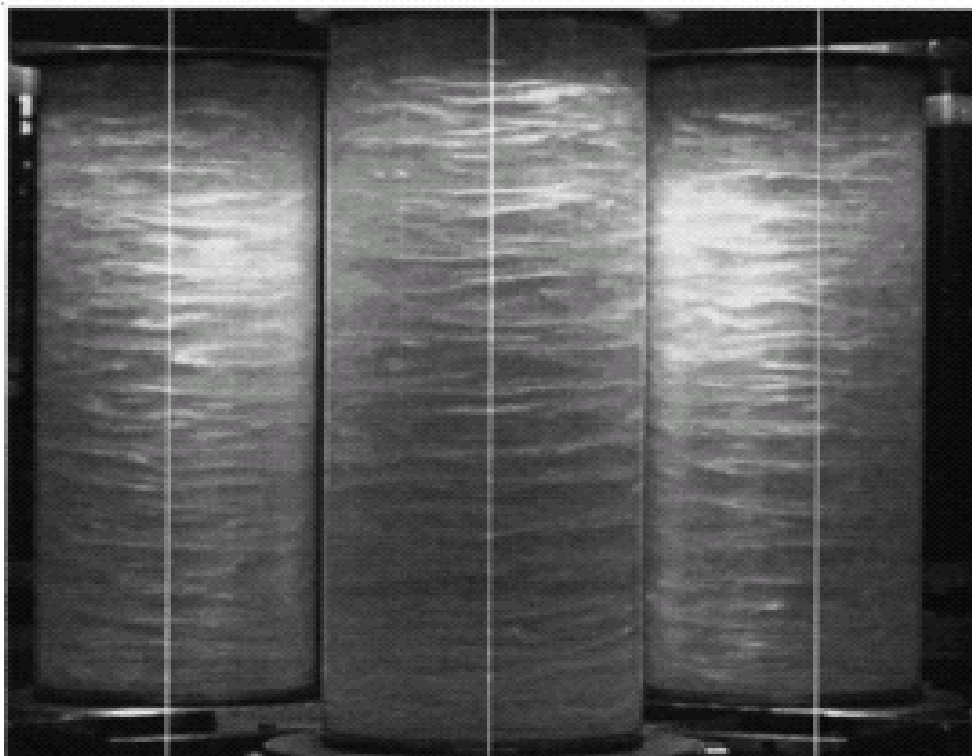


Figure II.3. Image donnant une vue d'ensemble de l'écoulement

II.2.3 . TECHNIQUE DE VISUALISATION PAR NAPPE LASER

La visualisation par nappe laser est une technique récente qui permet de visualiser les structures présentes au sein de l'écoulement. Le principe de la méthode consiste à éclairer un plan au sein de l'écoulement. Le rayon émis par un laser à Argon (raie verte) est étalé pour former un faisceau plan au moyen de lentilles semi cylindriques. Un miroir plan placé en dessous du dispositif de mesure réfléchit le faisceau vers le haut parallèlement à l'axe des deux cylindres coaxiaux. On crée ainsi sur toute la hauteur de l'espace annulaire un rectangle éclairé parallèle à l'axe oz . Le fluide contenu entre les deux cylindres estensemencé de très fines particules (quelques μm) en verre argenté qui servent à réfléchir la lumière.

Une caméra ultra rapide est placée de façon judicieuse pour que l'axe de son objectif soit perpendiculaire au plan éclairé. On arrive à suivre à l'aide de la caméra le mouvement des particules et visualiser leurs trajectoires. On reproduit à titre illustratif en figure II.4 et figure II.5 le schéma de principe de la mise en œuvre de la technique et un aperçu des observations données par **T.J. Hütti et al [63]**.

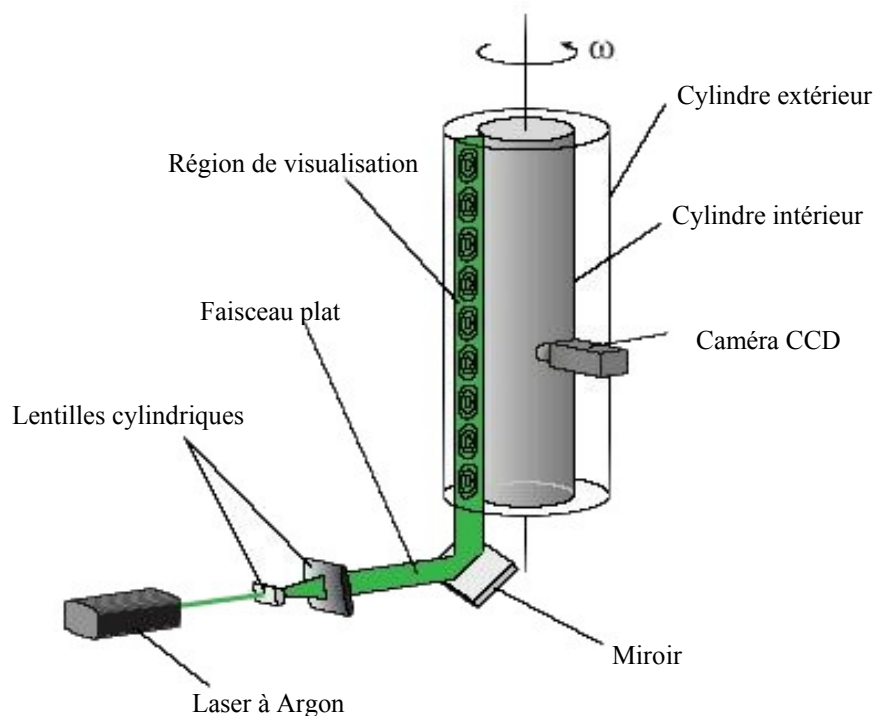


Figure . II.4. : Dispositif expérimental et technique de visualisation par nappe laser

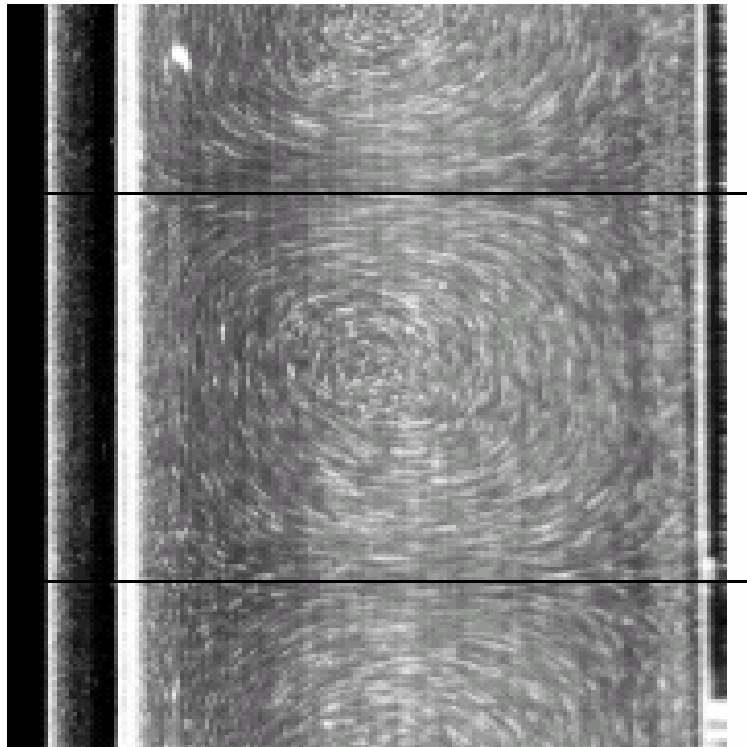


Figure II.5. : Photographie obtenue par nappe laser montrant les cellules de Taylor.

II.3. LA METHODE POLAROGRAPHIQUE.

La polarographie est une méthode de mesure du gradient de vitesse pariétal instantané et local. Elle est basée sur la réduction électrochimique rapide d'un réactif en solution dans l'écoulement. La série d'articles publiés à partir de 1962 par **L.Reiss** et **T.J. Hanratty** [59] a mis en évidence le grand intérêt d'une étude locale. Ils ont ainsi relié le transfert de matière sur une micro-électrode de nickel aux conditions hydrodynamiques présentes à cette électrode.

II.3.1. RAPPEL DU PRINCIPE

La méthode polarographique représente un modèle simple de transfert de matière dans une réaction d'oxydo-réduction. Lorsqu'on impose à l'électrode de mesure un potentiel différent du potentiel d'équilibre d'oxydo-réduction de la solution dans laquelle elle baigne, sa surface active, située en paroi inerte, devient le siège d'une réaction électrochimique qui entraîne le

déplacement des ions dans la solution. Ce déplacement est pratiquement dû à la seule diffusion convective de l'ion actif si l'on ajoute en excès un électrolyte indifférent. Dans les conditions de potentiel imposé, le courant est alors fonction du champ de vitesse au voisinage de l'électrode. En pratique, dans le cas d'une micro-électrode, la concentration en ions actifs peut être considérée comme constante et égale à C_0 au sein de l'écoulement et nulle sur l'électrode.

II.3.2. COURANT LIMITE DE DIFFUSION ET GRADIENT PARIETAL DE VITESSE.

On considère le transfert d'un ion actif de concentration C_0 dans un fluide en mouvement, agissant au niveau d'une surface active située dans un plan limitant l'écoulement.

On suppose la couche limite massique très mince pour que l'on puisse admettre localement que la composante tangentielle de la vitesse évolue de façon linéaire en fonction de la distance y normale à la paroi ; la diffusion tangentielle de matière est négligeable devant la diffusion normale. Ces hypothèses sont vérifiées dans le cas d'une couche limite laminaire et d'un nombre de Schmidt ($Sc = \nu/D$) grand ; Sc compris entre 1000 et 1500. Elles restent également valables en présence de la turbulence lorsque la couche limite massique reste à l'intérieur de la couche limite dynamique développée.

Soient x et y les coordonnées du point considéré à la paroi, U et V les composantes instantanées tangentielle et normale de la vitesse, C la concentration locale du réactif et D le coefficient de diffusion de matière. Dans ces conditions, l'équation bidimensionnelle du bilan de masse s'écrit :

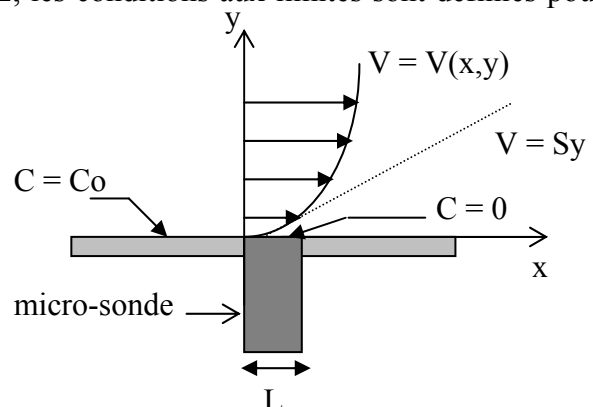
$$\frac{\partial C}{\partial t} + U \cdot \frac{\partial C}{\partial x} + V \cdot \frac{\partial C}{\partial y} = D \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \quad (\text{II.1})$$

Dans le cas d'une électrode active de largeur L , les conditions aux limites sont définies pour $0 \leq x \leq L$ comme suit :

$$C = 0 \text{ pour } y = 0 \text{ et } 0 < x < L$$

$$C = C_0 \text{ si } y \rightarrow \infty$$

$$\frac{\partial C}{\partial y} = 0 \text{ pour } y = 0 \text{ et } x < 0 \text{ et } x > L$$



En plus des hypothèses énumérées plus haut, on considère un écoulement permanent et un profil de vitesse linéaire au voisinage de la paroi.

Dans ces conditions on a $U(y) = Sy$ et $V = 0$

où $S = \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)_{y=0}$ est le gradient pariétal de vitesse supposé constant.

L'équation simplifiée du bilan de matière en régime laminaire s'écrit :

$$Sy \cdot \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} = D \cdot \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial y^2} \quad (\text{II.2})$$

Avec les conditions aux limites :

$$\begin{cases} \bar{C} = 0 & \text{en } y = 0 \text{ et } 0 < x < L \\ \bar{C} = C_0 & \text{pour } y \rightarrow \infty \end{cases} \quad (\text{II.3})$$

Nous effectuons le changement de variables suivant en posant :

$$\eta = B \cdot \frac{y}{x^{1/3}} \quad \text{et} \quad C^* = \frac{C_0 - \bar{C}}{C_0} \quad (\text{II.4})$$

L'équation de bilan de matière s'écrit alors :

$$S \frac{y^2}{3 \cdot x^{2/3}} \cdot B \cdot \frac{dC^*}{d\eta} = D \cdot B^3 \cdot \frac{d^2 C^*}{dy^2} \quad (\text{II.5})$$

Si nous posons $B = \left(\frac{S}{9D} \right)^{1/3}$, l'équation précédente s'écrit :

$$\frac{d^2 C^*}{d\eta^2} + 3\eta^2 \cdot \frac{dC^*}{d\eta} = 0 \quad : \text{équation différentielle du 2}^{\text{ème}} \text{ ordre facilement intégrable.} \quad (\text{II.6})$$

$$\text{Nous déterminons alors la densité locale du courant moyen } \bar{J} = D \cdot \left(\frac{\partial \bar{C}}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (\text{II.7})$$

Pour une électrode rectangulaire de largeur L et de longueur unité, nous intégrons l'expression de \bar{J} sur l'élément de surface active et nous déduisons le courant limite de diffusion :

$$\bar{i} = \frac{3^{1/3} \cdot C_0}{2 \cdot \Gamma(4/3)} \cdot \left(\frac{\bar{S} D^2}{L} \right)^{1/3} \quad (\text{II.8})$$

avec $\Gamma(4/3) = 0,893$

Le coefficient de transfert de matière \bar{K} au niveau de l'électrode est par définition :

$$\bar{K} = \frac{\bar{I}}{nFCoA} \quad (\text{II.9})$$

n : nombre d'électrons mis en jeu dans la réaction électrochimique

F : le nombre de Faraday

A : surface active de l'électrode.

L.Reiss et **T.J.Hanratty** [64] ont montré que l'expression de \bar{K} peut s'écrire :

$$\bar{K} = 0,807 \cdot \left(\frac{D^2 \bar{S}}{L} \right)^{1/3} \quad (\text{II.10})$$

Ce qui veut dire que le courant limite de diffusion est proportionnel à la puissance 1/3 du gradient pariétal de vitesse soit :

$$\bar{I} = 0,807 \cdot n \cdot F \cdot Co \cdot A \cdot \left(\frac{D^2 \bar{S}}{L} \right)^{1/3} \quad (\text{II.11})$$

Connaissant le courant limite \bar{I} mesuré, on peut accéder aisément à la valeur du gradient de vitesse moyenne pariétale qui s'écrit :

$$\bar{S} = \frac{1}{(0,807 \cdot n \cdot F \cdot A \cdot Co)^3} \cdot \frac{L}{D^2} \cdot (\bar{I})^3 \quad (\text{II.12})$$

Le frottement local moyen est donné par la relation :

$$\tau = \mu \cdot \bar{S} = \frac{\mu}{D^2} \cdot \frac{L}{(0,807 \cdot n \cdot F \cdot A)^3} \cdot \left(\frac{\bar{I}}{Co} \right)^3 \quad (\text{II.13})$$

Les grandeurs μ , D , Co sont liées aux caractéristiques de la solution électrochimique et le facteur $\frac{L}{(0,807 \cdot n \cdot F \cdot A)^3}$ est constant pour une électrode donnée.

Ce résultat reste encore valable pour une électrode circulaire de diamètre Φ . Pour l'appliquer, il suffit, d'après Reiss et Hanratty de modifier le facteur de correspondance: $L = 0,82 \Phi$.

La relation donnant le gradient pariétal \bar{S} est appliquée en régime stationnaire et quasi stationnaire. En 1963 Reiss et Hanratty mettent en évidence l'intérêt à utiliser la technique polarographique pour l'étude des phénomènes instationnaires. Cependant ils soulignent qu'en régime non permanent la sonde voit sa réponse considérablement affectée en fonction de la fréquence des fluctuations de vitesse et dépend aussi des dimensions de l'électrode. De nombreux auteurs se sont intéressés au problème de la détermination de la réponse en fréquence qui est une nécessité expérimentale.

II.3.3. UTILISATION DE LA POLAROGRAPHIE EN REGIME INSTATIONNAIRE.

Les travaux sur la réponse fréquentielle sont orientés selon l'importance des amplitudes des fluctuations. Nous avons rencontré dans l'étude bibliographique des études consacrées aux fluctuations de faibles amplitudes et aux fluctuations de grandes amplitudes.

II.3.3.1 Fluctuations de petites amplitudes

De nombreux travaux sont effectués sur la réponse du transfert pariétal en régime instationnaire mais la plupart des résultats sont obtenus dans le cas des fluctuations de petites amplitudes. Sur le plan théorique, **J.Mitchell** et **T.J.Hanratty** [65], **M.Lebouché** [66] et **A.Bouabdallah** [13] ont abouti à des résolutions analytiques du problème bidimensionnel, sans diffusion tangentielle, en développant la solution au premier ordre en fréquence.

Du point de vue numérique, **G.Fortuna** et **J.T.Hanratty** [67], **Z.Mao** et **T.J.Hanratty** [68], **A.Ambari** et al [69], et d'autres auteurs ont effectué des simulations du problème bidimensionnel, avec et sans diffusion tangentielle, en amplitude et en phase. Sur le plan expérimental, **Z.Mao** et **T.J.Hanratty** [70], **C.Delouis** et al [71] ont validé les résultats numériques à l'aide d'expériences de type disque tournant ou pression pulsée dans un tube. Il est à noter que toutes ces études sont basées sur une approche linéaire qui n'est valable que dans le cas de fluctuations de faibles amplitudes.

II.3.3.2 Fluctuations de grandes amplitudes.

Dans le cas des fluctuations de grandes amplitudes, on rencontre peu d'études de la réponse en fréquence d'une sonde. Les quelques approches théoriques montrent que la réponse réelle s'écarte considérablement de la réponse en régime quasi-stationnaire. Dans le cadre de l'examen de la réponse d'une sonde de température **P.Kaiping** [72], par une étude numérique

montre que plus la fréquence de l'oscillation est grande, plus la solution réelle s'écarte de la solution quasi-stationnaire. Cela se manifeste par une augmentation du déphasage, du rapport des amplitudes et aussi par un changement de la forme du signal mesuré. En prolongement de l'étude de Kaiping, **Z.Mao** et **T.J.Hanratty** [73], tentent, par voie numérique, de résoudre le problème inverse. Cette technique consiste à calculer l'évolution théorique du gradient de vitesse à partir d'une évolution expérimentale de transfert de masse.

II.3.4. DESCRIPTION DE L'ENSEMBLE DU SYSTEME DE MESURE

II.3.4.1 Les électrodes.

Pour mesurer le gradient pariétal de vitesse, deux types d'électrodes sont nécessaires :

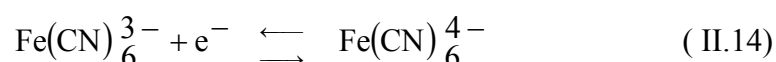
- a) L'électrode de mesure est une micro sonde (cathode) circulaire de platine, métal choisi pour son caractère inaltérable et polarisable.
- b) La contre-électrode qui joue le rôle d'anode par rapport à la sonde de mesure. Elle est constituée d'une plaque de platine rectangulaire (15x20 mm²) et disposée dans le fond du dispositif du système d'écoulement.

II.3.4.2 . L'IMPLANTATION DES SONDES DE MESURE

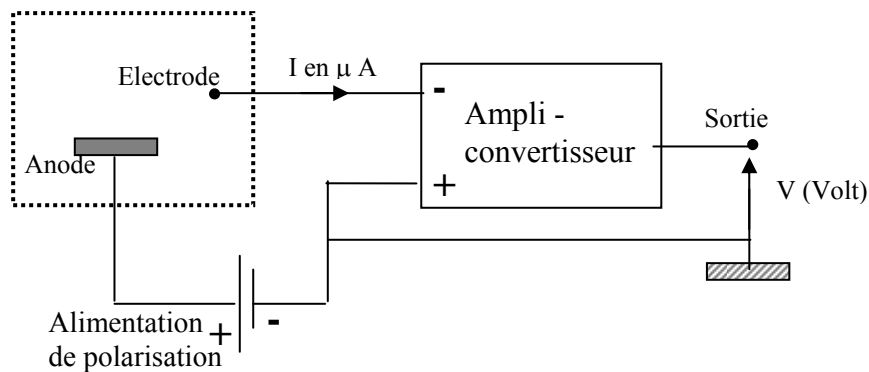
On a élaboré une batterie de sondes de mesures (13 sondes) qui sont implantées le long d'une génératrice du cylindre fixe et affleurant la paroi intérieure. Deux paires de sondes sont implantées dans la direction tangentielle. Les électrodes sont renforcées au niveau de leurs extrémités à l'aide de la colle cyanolite inerte chimiquement. La surface active est polie à l'Altupol. Avant leur utilisation, les sondes sont dégraissées à l'éther de pétrole et rincée à l'eau distillée.

II.3.4.3 LA SOLUTION POLAROGRAPHIQUE

Parmi les réactifs polarographiques nous avons utilisé une solution qui fait intervenir le couple d'oxydo-réduction Ferri-Ferrocyanure de potassium :



Cette réaction mettant en jeu un seul électron (n = 1) est relativement facile à mettre en œuvre. Celle-ci par réduction se transforme en ferrocyanure . Le courant recueilli au niveau de l'électrode est très faible, de l'ordre de quelques micro ampères.



Représentation schématique de la mesure en polarographie

On peut aussi considérer que sa concentration ($C_0 = 3.10^{-6}$ mole g/cm^3) en ion actif reste constante au cours d'une expérience.

L'oxygène dissous dans l'eau, facilement réductible, est éliminé régulièrement par dégazage prolongé à l'azote.

L'addition de chlorure de potassium (KCl) en grande quantité permet d'éviter l'effet de migration des ions au sein de la solution. Le chlorure de potassium, étant très corrosif, attaque même les métaux inoxydables **V.Sobolik [74]** a résolu cet inconvénient en remplaçant le KCl par le sulfate de potassium (K_2SO_4) qui n'altère pas l'acier inoxydable ; ce qui facilite d'avantage la mise en œuvre de la méthode polarographique.

Afin de déterminer les grandeurs hydrodynamiques à partir des mesures effectuées, il y a lieu de connaître les propriétés physiques de la solution polarographique, à savoir, la viscosité dynamique (μ), le coefficient de diffusion (**D**) et la masse volumique (ρ). Pour chaque solution préparée la viscosité μ est mesurée au moyen d'un viscosimètre à tubes capillaires ou d'un rhéomètre (TA Instruments AR 1000) piloté par micro ordinateur. Nous pouvons ainsi représenter aisément l'évolution de la viscosité en fonction de la température de la solution. Nous déterminons la valeur du coefficient de diffusion D en utilisant la relation empirique de EISENBERG :

$$\frac{D \cdot \mu}{T} = C^{te} \quad (II.15)$$

Cette formule n'est valable que dans la gamme de température T variant de 283 à 303°K.

La constante « C^{te} » dépend de la concentration de l'électrolyte (KCl ou K_2SO_4).

II.3.4.4. CHAÎNE ELECTRONIQUE DE CONDITIONNEMENT ET DE TRAITEMENT DU SIGNAL.

Une chaîne électronique permet, à l'aide d'amplificateurs opérationnels de type LM741 ou LF356, la sélection et l'activation de 8 sondes simultanément.

Cette chaîne réalisée au laboratoire comprend :

- Une alimentation stabilisée ($\pm 15 \text{ V}$).
- Une alimentation de polarisation ($\pm 1,5 \text{ V}$) à sortie variable par pas de 2 mV .
- Un amplificateur convertisseur courant-tension (8 voies) (Gain = 10^6).
- Un amplificateur linéaire à plusieurs gains ($G = 2 ; 5 ; 10 ; 20$).

N.B : Actuellement le filtrage du signal est réalisé numériquement. Les filtres électroniques analogiques « Passe haut », « Passe bas » et « Passe bande » ne sont plus nécessaires.

Les schémas électriques des modules électroniques qui composent la chaîne d'acquisition sont donnés en **annexe I**. On présente sur la figure ci-dessous, à titre illustratif, le schéma de l'amplificateur- convertisseur de courant \rightarrow tension

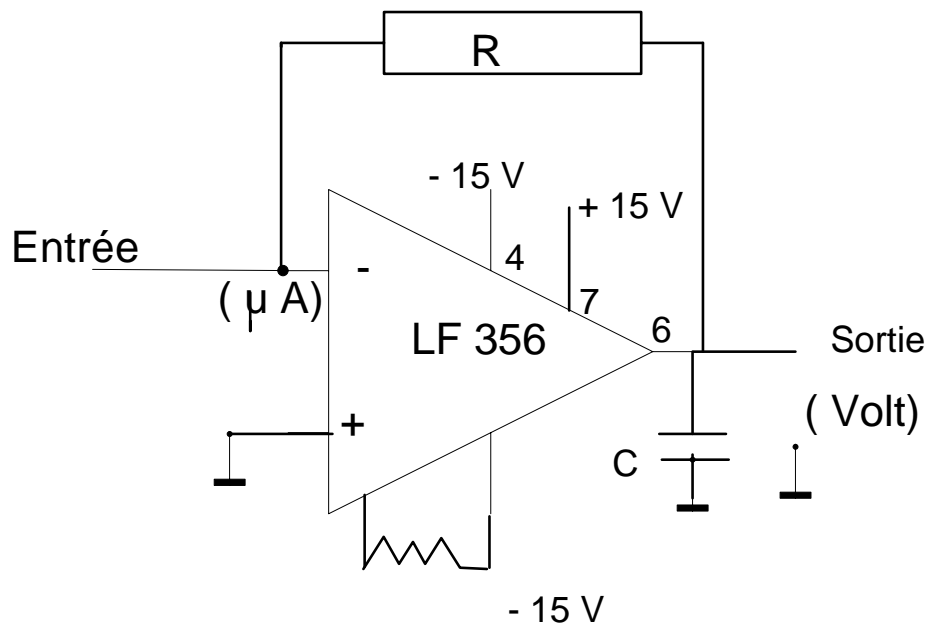


Figure II.6: Schéma électrique de l'amplificateur- convertisseur de courant \rightarrow tension

Des précautions sont prises pour séparer les prises de terre propres à l'alimentation de la chaîne électronique, d'une part, et du circuit de puissance (moteur, thermostatation , etc..), d'autre part. Toutes les liaisons électriques sont assurées par câble coaxial. L'isolation électrique contre les signaux parasites est réalisée par une ligne de terre indépendante.

II.3.4.5. MOYENS D'ANALYSE DU SIGNAL.

En plus de la chaîne précédente, nous avons utilisé une carte d'acquisition de type Keithley DAS-1400 à 16 voies incorporée dans un micro-ordinateur. Elle est pilotée directement par un logiciel d'acquisition sous Windows « le Test -Point ». Ce logiciel d'une utilisation très aisée permet de fixer tous les paramètres d'acquisition tels que la fréquence d'échantillonnage, le nombre de points à échantillonner, le temps d'acquisition, etc... La sortie du convertisseur courant-tension est connectée à l'entrée de la carte d'acquisition. Le signal enregistré est analysé et traité par le module de traitement du signal (Signal Processing Toolbox) de « Matlab ». Ce programme permet de représenter le signal, d'extraire sa valeur moyenne et de réaliser l'analyse spectrale (FFT) des fluctuations associées. Ce programme de traitement est donné en annexe I.

II.3.4.6. MODE OPERATOIRE

Pour vérifier le bon fonctionnement des électrodes de mesure, on a tracé des polarogrammes $\bar{I} = f(E_A - E_C)$ en régime hydrodynamique laminaire stable. Le polarogramme s'obtient en faisant varier la tension $(E_A - E_C)$ entre la cathode et l'anode de 0V à 0,7V par pas de 20 mV et en mesurant à chaque fois le courant \bar{I} .

On constate, sur les polarogrammes, réalisés que les paliers sont parfaitement horizontaux et pratiquement, confondus en régime laminaire lisse. On donne, à titre indicatif, ci-dessous les polarogrammes correspondants aux sondes N° 2, 4 et 6. Ces sondes, souvent les plus utilisées, sont respectivement situées à partir du fond du dispositif aux positions: $Z = 2$ cm, $Z = 4$ cm et $Z = 6$ cm

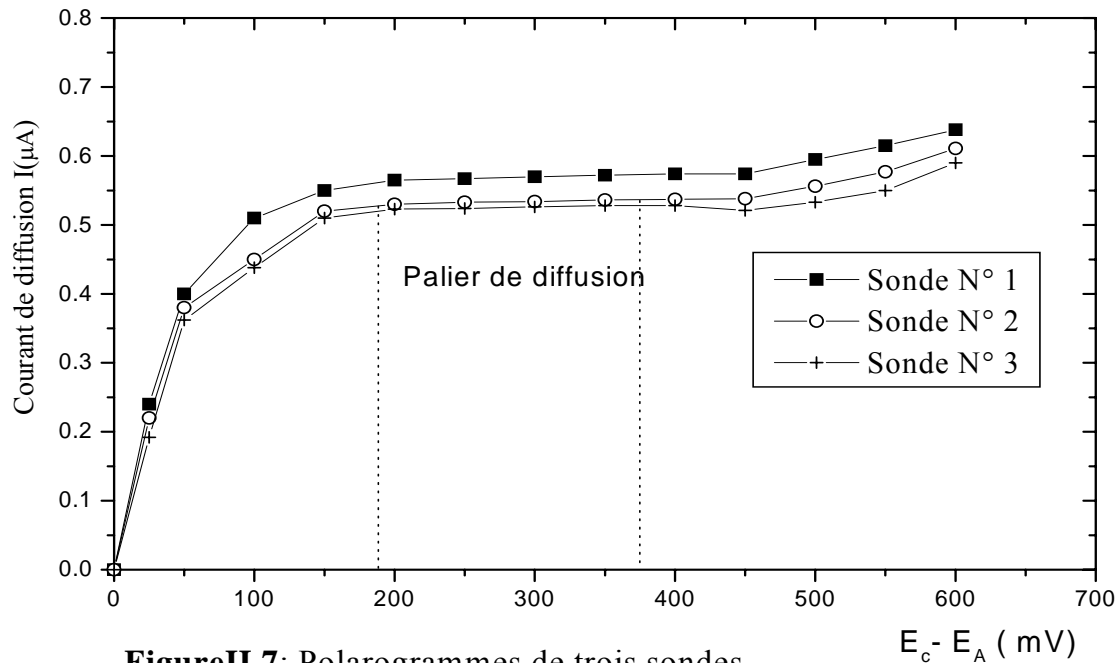


Figure II.7: Polarogrammes de trois sondes

Pour les régimes d'écoulement étudiés, le courant limite de diffusion est atteint pour une d.d.p $E_A - E_C = 300$ mV. Les meilleures conditions opératoires sont observées en se plaçant sur le palier $E_A - E_C = 300$ mV, tension utilisée au cours de nos expériences.

II.3.4.7. ETALONNAGE DES SONDES EN REGIME LAMINAIRE.

Après vérification du bon fonctionnement de chaque électrode, on procède à leur étalonnage en régime laminaire stable pour lequel le champ de vitesses est parfaitement connu.

L'étalonnage consiste à déterminer les variations du coefficient de transfert \bar{K} en fonction du gradient moyen de vitesse \bar{S} et de vérifier la loi de proportionnalité en puissance 1/3. En partant de l'expression de la vitesse en régime laminaire :

$$V = A.r + \frac{B}{r} \quad \text{où} \quad A = \frac{R_1^2 \cdot \Omega_1}{R_1^2 - R_2^2} \quad \text{et} \quad B = -\frac{R_1^2 \cdot R_2^2 \cdot \Omega_1}{R_1^2 - R_2^2} \quad (\text{II.16})$$

On tire la valeur de \bar{S} au niveau de la paroi concave du cylindre extérieur $r = R_2$:

$$\bar{S} = \left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)_{r=R_2} = \frac{2R_1^2 \Omega_1}{d(R_1 + R_2)} \quad (\text{II.17})$$

Pour une géométrie donnée, cette valeur est uniquement fonction de la vitesse de rotation Ω_1 du cylindre tournant.

Dans les conditions opératoires suivantes :

$T^\circ = 22^\circ\text{C}$; $\nu = 1,01 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$ et $\text{Co} = 3 \cdot 10^{-6} \text{ mole g/cm}^3$, on représente en échelles

logarithmiques, le transfert de matière adimensionnel $\frac{\bar{K} \cdot d}{D}$ (nombre de Scherwood) en

fonction de $\frac{\bar{S} \cdot d^2}{D}$ (nombre de Peclet).

La figure qui suit représente les courbes d'étalonnage

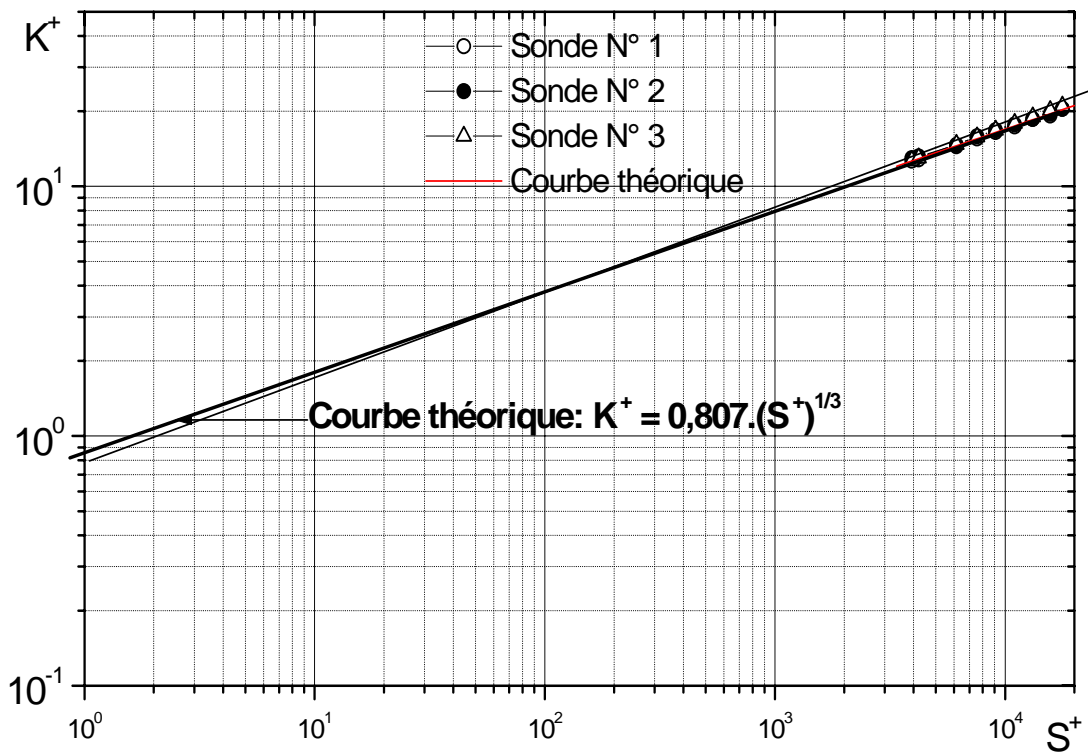


Figure II.8: Courbes d'étalonnage de trois micro sondes polarographiques

II.4 LA VELOCIMETRIE LASER

Il existe plusieurs techniques de mesure de la vitesse d'écoulement au sein d'un fluide.

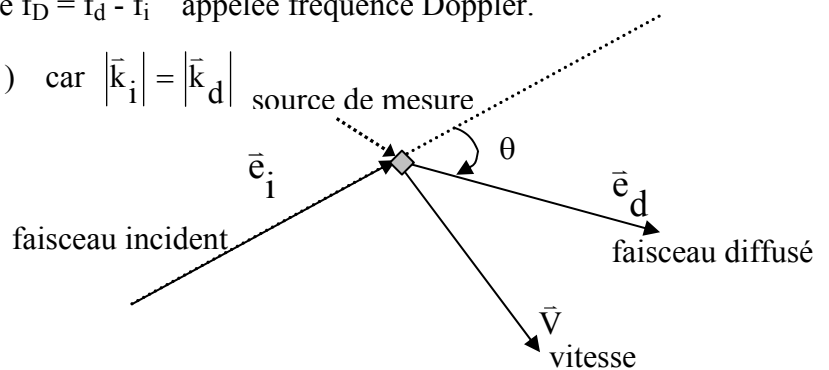
La vélocimétrie laser est une technique relativement assez récente. Par cette méthode les mesures sont réalisées par voie optique et ne perturbent pas l'écoulement étudié. Elle offre la possibilité de déterminer les composantes du vecteur vitesse d'une particule de fluide.

Le principe de la vélocimétrie laser repose sur l'effet Doppler optique.

De fines particules (0,5 à 1 μm) présentes dans le fluide sont transportées sans glissement par l'écoulement à étudier. Eclairées par un faisceau monochromatique incident de vecteur d'onde \vec{k}_i , de fréquence f_i , de longueur d'onde λ , elles diffusent la lumière dans toutes les directions, à une fréquence f_d , légèrement différente. Le principe de la mesure est basée sur l'évaluation du décalage en fréquence $f_D = f_d - f_i$ appelée fréquence Doppler.

$$2\pi.f_D = (\vec{k}_d - \vec{k}_i) \cdot \vec{V} = |\vec{k}_i| (\vec{e}_d - \vec{e}_i) \quad \text{car } |\vec{k}_i| = |\vec{k}_d|$$

$$\text{Soit alors } f_D = \frac{1}{\lambda_i} (\vec{e}_d - \vec{e}_i) \cdot \vec{V}$$



\vec{e}_i est le vecteur unitaire du faisceau incident

\vec{e}_d est le vecteur unitaire de la direction d'observation de la lumière diffusée

On remarque que la réponse d'un vélocimètre laser à effet Doppler est donc linéaire en vitesse.

Modes d'utilisation de l'effet Doppler :

Il existe deux modes d'utilisation de la vélocimétrie laser :

- Le mode dit "à rayon de référence" qui convient aux écoulements fortement ensemencés.
- Le mode dit "différentiel" ou mode "interférentiel" plus largement utilisé actuellement et, dont le rapport signal / bruit est beaucoup plus élevé que le précédent et que seul on présente ici.

Système Doppler différentiel

Dans ce cas la particule est éclairée par deux faisceaux laser de même fréquence f_i mais de directions incidentes différentes \vec{e}_{i1} et \vec{e}_{i2} .

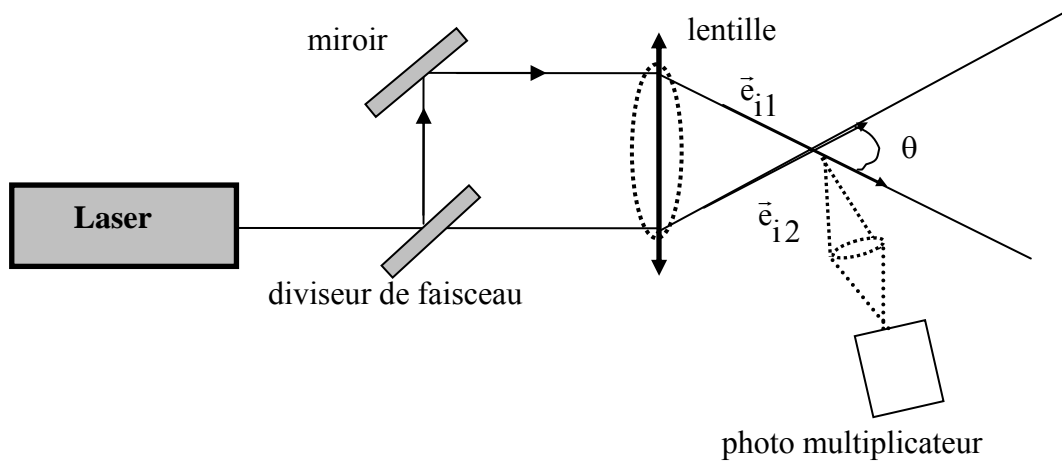


Figure II.9 : Schéma de principe du vélocimètre laser utilisé en mode Doppler différentiel

$$\text{Il vient donc : } f_{D1} = \frac{1}{\lambda_i} (\vec{e}_d - \vec{e}_{i1}) \cdot \vec{V}$$

$$f_{D2} = \frac{1}{\lambda_i} (\vec{e}_d - \vec{e}_{i2}) \cdot \vec{V}$$

La fréquence Doppler différentielle est alors : $f_D = f_{D1} - f_{D2} = \frac{1}{\lambda_i} (\vec{e}_{i2} - \vec{e}_{i1}) \cdot \vec{V}$

f_D est indépendante de la direction d'observation.

Ce résultat peut être obtenu simplement grâce aux considérations suivantes :

Deux rayons lumineux incidents forment en leur point de croisement un système d'interférences. L'interfrange (i_D) est fonction de la longueur d'onde λ_i des faisceaux incidents et de l'angle d'intersection θ .

$$\text{Soit l'expression de l'interfrange : } (i_D) = \frac{\lambda_i}{2 \sin(\theta/2)}$$

Lorsqu'une particule animée d'une vitesse \vec{V} traverse le réseau de franges, elle émet une intensité lumineuse à la fréquence $f_D = \frac{V_1}{i_D}$ où V_1 est la composante de la vitesse \vec{V} perpendiculaire aux franges.

Nous obtenons alors :
$$f_D = \frac{2V_1 \sin(\theta/2)}{\lambda_1} = \frac{1}{\lambda_1} (\vec{e}_{i2} - \vec{e}_{i1}) \cdot \vec{V}$$

Actuellement la chaîne vélocimétrique à laser'' **Flow lite**'' fabriquée par **DANTEC** s'adapte facilement à toute veine expérimentale. Le laser de type HeNe de puissance 10mW émet une lumière rouge de longueur d'onde $\lambda_1 = 632,8$ nm. Tous les composants optiques sont regroupés dans une sonde de forme cylindrique reliée à la source laser au moyen de fibres optiques protégées par une gaine souple. La sonde est fixée sur un support qui peut être déplacé au moyen de vices micrométriques pour déterminer avec précision la position où doivent s'effectuer les mesures au sein de la veine expérimentale. Une rotation de la sonde autour de son axe permet de sélectionner la composante de vitesse à mesurer. Le vélocimètre est piloté par un micro-ordinateur grâce à un logiciel (BSA) qui permet le réglage des paramètres de fonctionnement du laser, de procéder à l'acquisition et du traitement du signal reçu par le photomultiplicateur incorporé dans la sonde.

Dans les conditions de nos mesures on évalue automatiquement f_D pour en déduire V ; celle-ci est estimée à mieux que 3 %.

II.5 . LA VELOCIMETRIE ULTRASONORE

Cette technique de mesure des vitesses, relativement récente et utilisant des ultrasons, est basée sur l'effet Doppler acoustique. Un transducteur permet d'émettre des impulsions ultrasonores et de recevoir simultanément leurs échos. Le principe consiste à détecter et traiter les échos résultants des impulsions ultrasoniques réfléchies par des microparticules en suspension dans le liquide en mouvement. La position x du volume de mesure et le temps τ mis entre l'émission et la réception des impulsions sont déterminés et liés par la relation $x = C \cdot \tau / 2$ où C est la vitesse des ultrasons dans le liquide. Dans l'eau et à 20°C la vitesse de propagation est égale à 1480 m/s L'information sur la vitesse (plus précisément sur sa composante dans la direction du faisceau d'ultrason) est déduite de la variation de la fréquence due à l'effet de Doppler. La vitesse de déplacement d'une particule qui réfléchit les ultrasons est donnée par la relation $V = C \cdot f_d / 2f_e$ où f_d est la fréquence Doppler due au mouvement et f_e la fréquence de base de l'émetteur. Les ultrasons réfléchis par les particules en mouvement, sont recueillis par le transducteur récepteur. Le temps séparant l'émission des différents échos est fonction de la distance entre le transducteur et l'interface qui a provoqué

la réflexion. L'étude du signal reçu permet de déterminer la vitesse dans un volume donné, et de tracer point par point en x_i le profil de vitesse $V(x_i)$ à l'intérieur du système considéré.

Cependant la précision des mesures est assurée jusqu'à une certaine distance, dite profondeur maximum donnée par la condition limitative $P_{\max} = C / 2F_{\text{prf}}$ où F_{prf} est la fréquence de répétition des impulsions. La profondeur maximum diminue lorsque F_{prf} augmente et inversement.

En raison de la contrainte associée du théorème d'acquisition de Nyquist, lié à F_{prf} , la variation de la fréquence Doppler est limitée. Ceci permet d'atteindre une valeur maximum $V_{\max} = C \cdot F_{\text{prf}} / 4 f_e$. Des deux précédentes expressions on définit la relation de contrainte $P_{\max} \cdot V_{\max} = C^2 / 8f_e = \text{const}$ qui limite les possibilités de cette technique de mesure.

La résolution sur les mesure de vitesse est donnée par $\Delta V = V_{\max} / 128$. Dans le cas de mesures de vitesses élevées, une bonne résolution n'est pas assurée.

La vélocimétrie ultrason est très simple à mettre en œuvre pour explorer le champ de vitesse dans le cas du système de Taylor-Couette. Elle permet de déterminer aisément la longueur d'onde axiale (taille des cellules), les composantes radiale et axiale de la vitesse au sein de l'espace annulaire. Les mesures effectuées et les résultats essentiels obtenus par cette technique non perturbatrice seront présentés au chapitre VI.

CONCLUSION

La réalisation du montage et son fonctionnement ont été testés en régime laminaire pour procéder à l'étalonnage des sondes. Des essais effectués par polarographie en régime supercritique se sont avérés conformes aux résultats obtenus par plusieurs auteurs notamment **A.Bouabdallah [13]** et **G.Cognet [60]**. Ils nous permettent ainsi d'envisager avec plus d'assurance la suite de notre travail pour effectuer des mesures en moyenne du gradient pariétal de vitesse. Toutefois dans le cas du régime instationnaire et selon l'importance des amplitudes des fluctuations, les résultats peuvent être entachés d'erreur en raison du problème que pose la réponse en fréquence de la sonde.

La vélocimétrie laser permet de déterminer les valeurs moyennes des composantes de la vitesse et procéder à l'analyse spectrale des fluctuations associées grâce à un logiciel adapté à une cette technique de mesure. L'anémométrie ultrasonore est très simple à mettre en œuvre mais, en raison de la contrainte du théorème d'acquisition de Nyquist, elle impose des compromis à faire entre la valeur de la vitesse maximum à déterminer et la position où est effectuée la mesure.

CHAPITRE III

ETUDE QUALITATIVE

PAR

PHOTOMETRIE

INTRODUCTION

Après avoir décrit le montage expérimental, les techniques de mesure et les conditions de sa mise en œuvre, on présente ici les résultats obtenus par visualisation. L'observation directe de l'écoulement par la technique de visualisation classique est rendue nécessaire pour mettre en évidence les régimes caractéristiques. Egalement une visualisation des différentes formes de structures pouvant apparaître à l'intérieur même de l'espace annulaire est réalisée au moyen de la technique de la nappe laser. Notre travail est axé sur l'étude des effets de la hauteur de remplissage, de la surface libre combinés aux effets de variations du jeu radial. Les observations des modifications de l'écoulement s'effectuent en fonction des conditions de mise en rotation du cylindre intérieur et du rapport d'aspect $\Gamma = H / d$; H désigne la hauteur de l'écoulement et d la largeur de l'espace annulaire.

III. 1.LA METHODE DE VISUALISATION

III.1.1 PRINCIPE DE LA METHODE

Dans ce chapitre nous présentons les résultats de visualisation réalisés par réflexion d'un faisceau lumineux issu d'une source extérieure, sur des particules de Kalliroscope AQ 1000 additionné en petite (1%) à l'eau distillée ou à la solution électrochimique. Cet additif, inerte chimiquement, ne contamine pas la solution polarographique et modifie peu les propriétés physiques du fluide. Par souci de qualité des images nous donnons des photographies réalisées sur dans dispositif expérimental offrant un espace annulaire $d = 10$ mm et un jeu radial $d / R_1 = 0,11$. D'autres photographies obtenues avec d'autres espaces sont données en **annexe II**.

Les particules dirigées suivant les lignes de courant apparaissent brillantes et correspondent à la zone maximale d'une cellule de Taylor.

Lorsque les particules s'orientent parallèlement aux rayons lumineux sans réfléchir la lumière, elles correspondent aux positions minimales de vitesse. Nous pouvons ainsi noter les caractéristiques de l'écoulement à travers la forme et les dimensions des structures considérées

III.2. RESULTATS ET DISCUSSIONS

On a montré précédemment les effets des limitations axiales rigides dans le cas d'une géométrie finie notamment sur la nature et la structure du mouvement. C'est dans ce contexte que nous avons axé notre travail, sur l'analyse des effets de la hauteur de remplissage, de la surface libre combinés aux variations du jeu radial.

L'ensemble des observations constatées en rapport avec les modifications qualitatives de l'écoulement s'effectuent en fonction du nombre de Taylor

$Ta = \frac{R_1 \cdot d \cdot \Omega}{\nu} \cdot \sqrt{d/R_1} = Re \cdot \sqrt{d/R_1}$ et du rapport d'aspect $\Gamma = H/d$; Re étant le nombre de Reynolds.

A chaque essai, nous avons déterminé les grandeurs caractéristiques du mouvement en relation avec les paramètres géométriques, à savoir :

- Tc_1 : Nombre de Taylor définissant l'apparition du régime d'onde axiale.
- Tc_2 : Nombre de Taylor définissant l'apparition du régime d'onde azimutale.
- Tc'_1 : Nombre de Taylor définissant l'apparition du régime de turbulence naissante (chaos).
- Tc'_2 : Nombre de Taylor définissant l'apparition du régime de turbulence complètement développée.
- H_c : Hauteur critique du fluide dans l'espace annulaire.
- $\Gamma_c = \frac{H_c}{d}$: facteur d'aspect critique.
- λ = longueur d'onde axiale évaluée en moyenne sur toute la colonne de l'écoulement.

Deux cellules contiguës, animées de mouvements de rotation dans des sens opposés, constituent une onde axiale de longueur d'onde λ . E.L.Koschmieder et J.E.Bulkhater [75] ont proposé deux méthodes pour mesurer la longueur d'onde.

- La première ne tient pas compte des effets des extrémités (cas des cylindres infinis) ; dans ces conditions on a $\lambda = 2H/ N_1 = 2d$ où H est la hauteur totale de la colonne de fluide, N_1 le nombre total de cellules présentes et d la largeur de l' espace annulaire.
- La deuxième tient compte du changement de taille des cellules situées aux extrémités des cylindres ; la longueur d'onde s'écrit : $\lambda = \frac{2(H-E)}{N_2}$ où E est la taille des cellules situées aux extrémités et N_2 le nombre de cellules à l'exception des deux cellules extrêmes.

Les grandeurs déterminées par visualisations sont rapportées dans le tableau ci dessous.

Jeu radial d/R_1	Tc_1	Tc_2	Tc'_1	Tc'_2	λ (mm)	Hc/d
0,035	41,3	43,8	70,5	204	3	8,57
0,117	41,3	48,2	131	727	8,5	8,37
0,171	41,3	53,6	245	2000	12	8,5
0,322	41,3	320	670	?	18	10

La première instabilité de Taylor est caractérisée par l'apparition d'un système d'ondes axiales stationnaires. La **figure III.1** montre la configuration de l'onde axiale sous forme de rouleaux tourbillonnaires ou cellules de Taylor au sein de l'écoulement à $Ta = 45$.

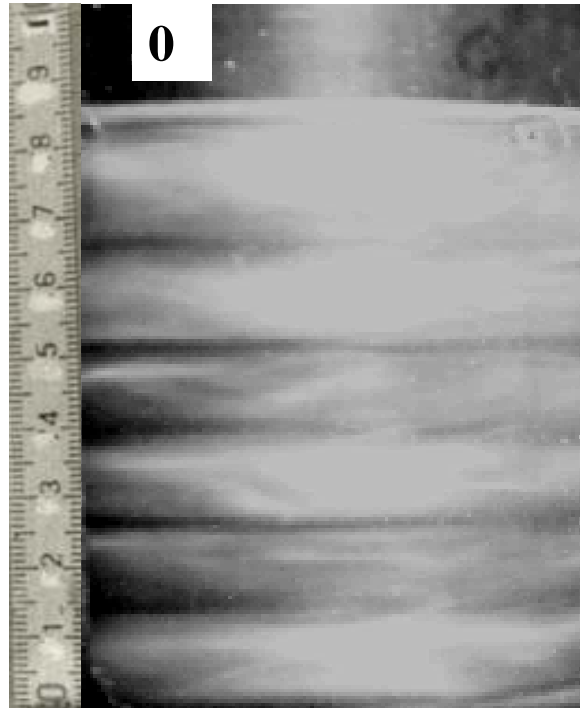


Fig.III.1 : Photographie de l'écoulement montrant l'installation de l'onde axiale (cellules de Taylor) au sein de l'écoulement à $Ta = 45$ ($Tc_1 < Ta < Tc_2$).

Les nombres de Taylor déterminés diffèrent d'une géométrie à l'autre à l'exception de Tc_1 . En fait les frontières des autres régimes d'écoulement, définies par les trois nombres critiques de Taylor (Tc_2 , Tc'_1 et Tc'_2), sont liées aux effets du facteur géométrique d/R_1 et du rapport d'aspect H/d . Cependant le nombre de Taylor critique Tc_1 correspondant à l'apparition de la première instabilité est indépendant du jeu radial et du rapport d'aspect. Des observations réalisées pour un jeu radial donné d/R_1 et à différentes hauteurs de remplissage montrent que l'apparition des cellules de Taylor s'effectue toujours pour la même valeur de Tc_1 voisine de 41 [33] déterminée avec une précision $\Delta T / T \cong 5 \%$ (soit $Tc_1 = 41 \pm 2$). Dans le cas d'un écoulement limité axialement, **J.A.Cole** [22] a montré que la valeur de Tc_1 varie peu avec le rapport d'aspect sauf si $\Gamma \leq 3,5$.

En outre, si la longueur d'onde axiale Λ reste pratiquement inchangée vis à vis des variations du nombre Ta pour une géométrie donnée, on note en revanche un accroissement de Λ en fonction de l'augmentation d/R_1 .

En continuant à augmenter lentement la vitesse de rotation du cylindre intérieur on constate, pour une valeur de $Ta = Tc_2$, le début d'oscillation des cellules de Taylor dans la direction circumférentielle. Ceci correspond à la naissance de la deuxième instabilité caractéristique du régime d'ondes azimutales. La figure **III.2** montre la superposition des ondes axiales et azimutales pour une hauteur $H = 120$ mm, soit un rapport d'aspect $\Gamma = 12$.

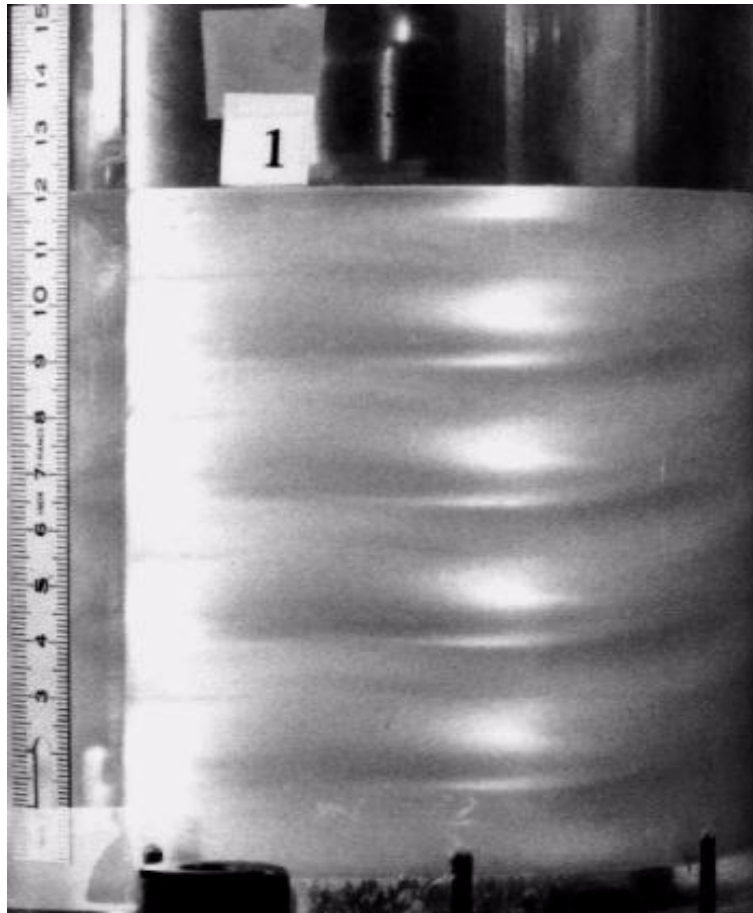


Figure III.2 : Photographie de l'écoulement montrant la superposition de l'onde axiale et de l'onde azimutale pour un rapport d'aspect $\Gamma = 12$ et correspondant à $Ta = 270$.

Les maintes observations effectuées pour différentes hauteurs de remplissage ont permis de noter l'absence d'oscillation dans la direction tangentielle de l'écoulement pour des rapports d'aspect $\Gamma < 10$. L'étude comparative a montré, pour les quatre largeurs de l'espace annulaire choisies, il existe une hauteur de remplissage limite H_c (hauteur critique) [76].

Pour une hauteur de remplissage plus petite ($H < H_c$), on note un phénomène caractéristique conduisant à une restructuration de l'écoulement avec maintien de l'onde axiale et disparition de l'onde azimutale.

Cette situation physiquement significative est illustrée par la photographie suivante (figure III.3) obtenue pour une valeur du nombre de Taylor $Ta = 390$ qui est largement supérieure à Tc_2 , soit $390/48 = 8$. En outre, nous n'observons pas d'oscillation dans la direction tangentielle. Par contre on note un début de changement de structures : chaque cellule commence à se scinder en deux autres cellules de taille plus petite.

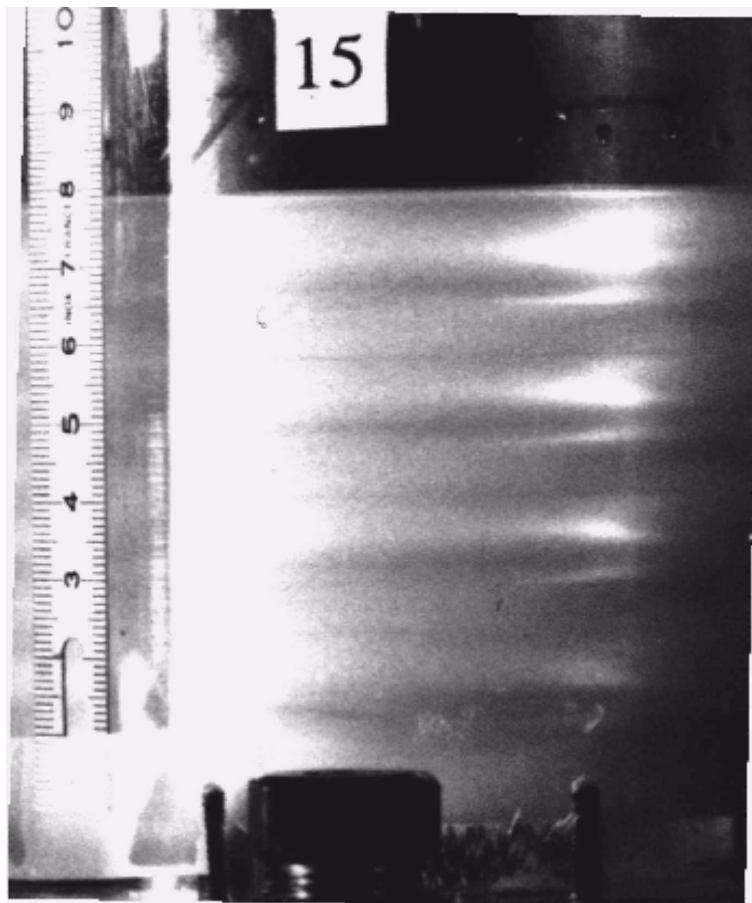


Figure III.3 : Photographie de l'écoulement montrant l'absence de l'onde azimutale pour $\Gamma = 8$ et $Ta = 390$

Par ailleurs, nous observons, selon les conditions de montée en vitesse, l'apparition de torsades (vrilles) sur la cellule supérieure (**Figure III.4**). Parallèlement les autres cellules restent stables. En augmentant la vitesse de rotation les torsades semblent se renforcer d'avantage en engendrant des perturbations localisées au niveau de la cellule voisine. Ce type de perturbation se renforce progressivement, en fonction du régime d'écoulement et tend à se propager vers la base du système. Elle donne lieu à un caractère non homogène qui tend à s'étendre à l'ensemble de l'écoulement

La naissance de ces torsades semble être retardée lorsque la hauteur d'écoulement est très en dessous de la valeur critique H_c ($\Gamma < 6$).

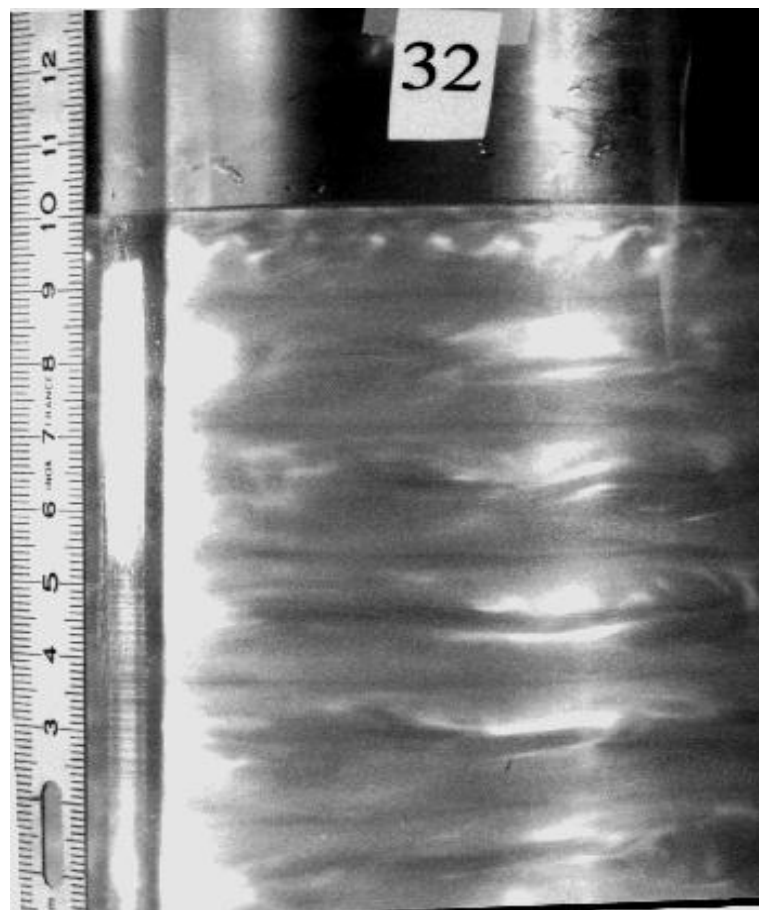


Figure III.4 : Photographie montrant la présence d'instabilités secondaires au voisinage de la surface libre pour $\Gamma = 10$ et $Ta = 1000$.

Des essais ont été effectués à hauteur variable, la structure du mouvement n'est pas modifiée pour $\Gamma(t) > 10$. La stabilité de l'écoulement est obtenue dès que $\Gamma(t) \leq 10$.

On constate que la cellule supérieure présente une singularité puisqu'on évalue à toujours une taille relativement inférieure aux autres, correspondant à une dimension à 12%.

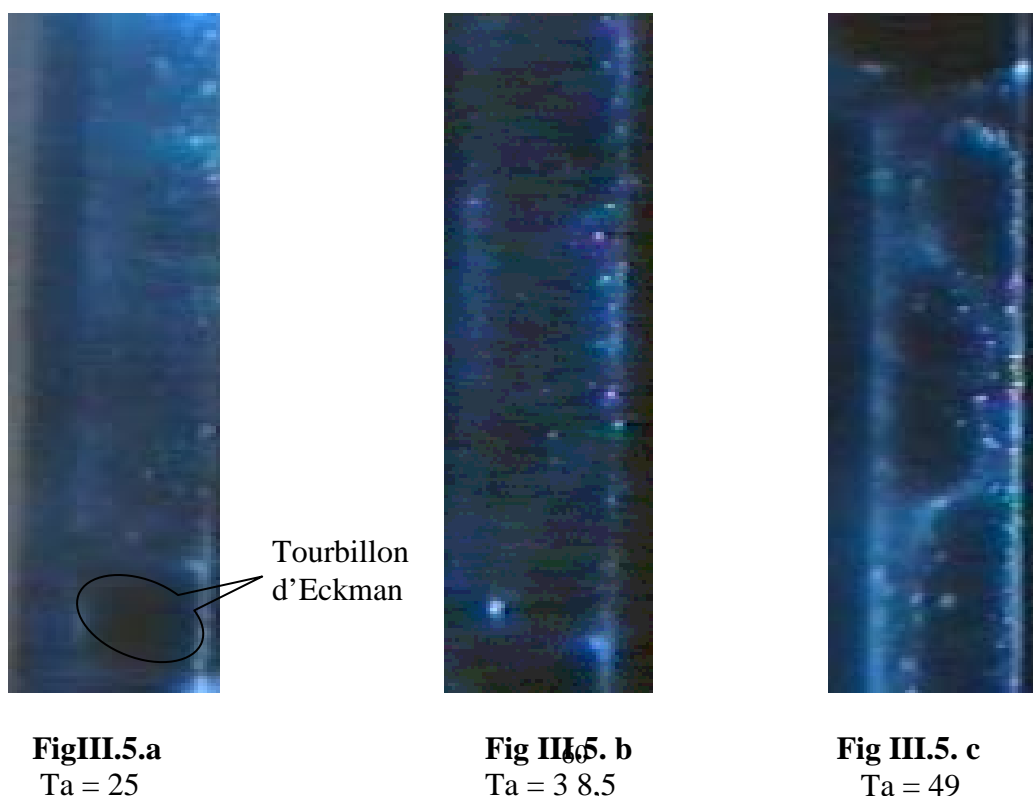
III.3. VISUALISATION PAR NAPPE LASER

La visualisation par nappe laser est entreprise en vue d'explorer, à titre qualitatif, l'intérieur de l'écoulement et observer les différentes structures qui apparaissent au cours du mouvement. Le principe et la mise en œuvre ont été déjà exposés précédemment. Les observations sont réalisées dans les mêmes conditions géométriques que celles effectuées en visualisation classique.

III.3.1 COMMENTAIRE DES IMAGES

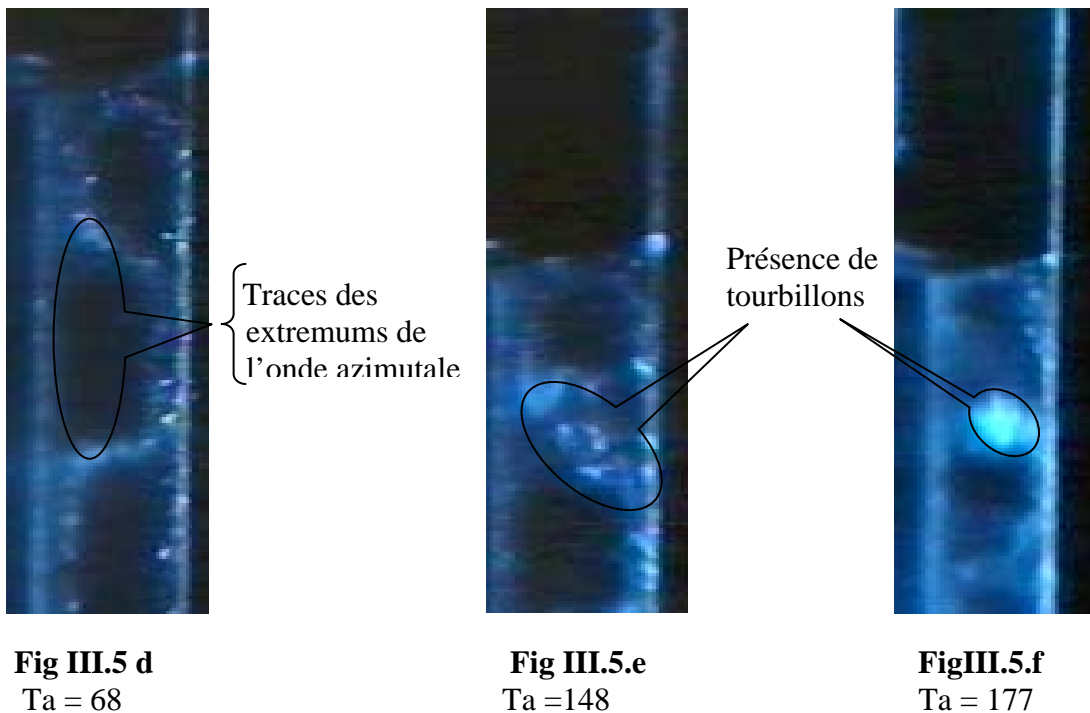
Les images obtenues donnent un aperçu sur l'apparition et l'évolution des structures en fonction du régime d'écoulement et du rapport d'aspect Γ . A titre de comparaison nous donnons pour deux valeurs de Γ quelques résultats de nos observations. La figure III.5 présente des images réalisées pour un rapport $\Gamma = 12 > \Gamma_c$.

Figure III.5 : Visualisation des structures internes de l'écoulement obtenues pour un rapport d'aspect $\Gamma = 12$ ($H = 120$ mm).



Sur l'image (**FigIII.5 a**) réalisée dans le cas d'un régime laminaire à $Ta = 25$ on remarque la présence du tourbillon d'Eckman en bas de l'espace annulaire. Sa taille diminue et d'autres formes tourbillonnaires apparaissent le long de la paroi du cylindre interne tournant (**Fig.III.5.b**) au fur et à mesure que l'on augmente Ta . Ces structures qui constituent les cellules de Taylor augmentent de taille et se rapprochent progressivement vers la paroi du cylindre extérieur fixe lorsque le régime d'écoulement augmente. Pour un nombre de Taylor $Ta = Tc_1$ elles se dirigent vers la paroi interne du cylindre fixe (**Fig.III.5 c**). Cette évolution dans la direction radiale s'explique par l'augmentation de la force centrifuge qui est l'origine de la formation des cellules de Taylor.

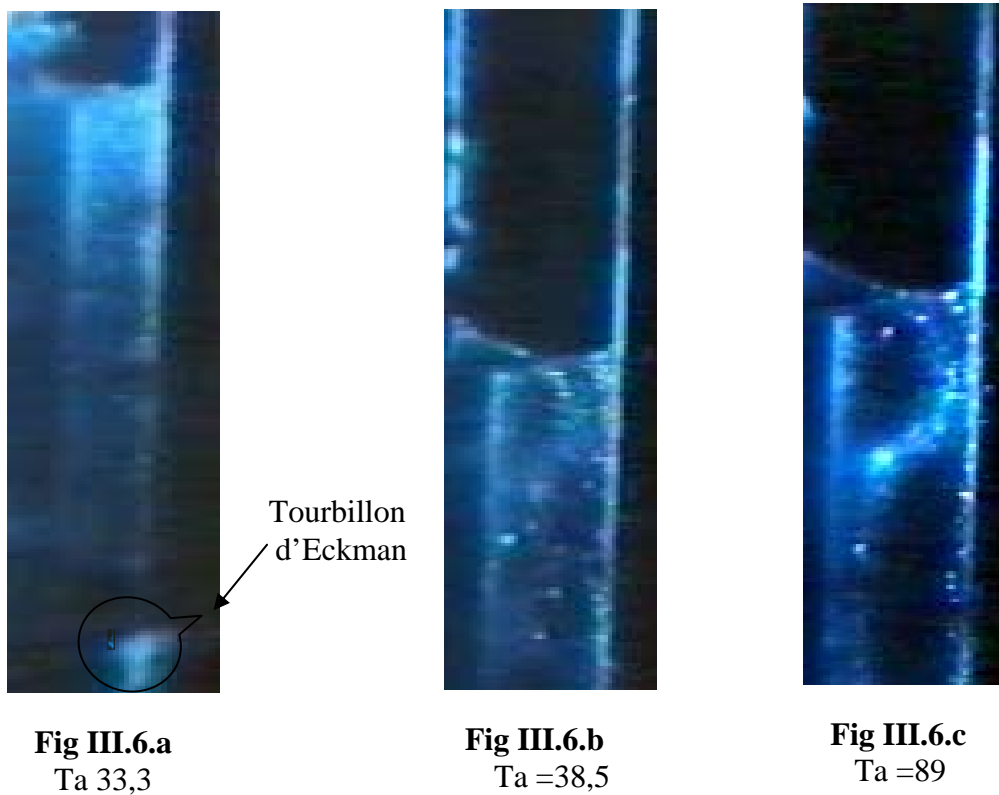
La photographie de la **figure III.5.d** est prise dans le cas du régime d'ondes azimutales à $Ta = 68$. Les deux traces lumineuses qui apparaissent indiquent les deux extrêmes (le double de l'amplitude) d'une oscillation dans la direction tangentielle.



Sur les figures **III.5 e** et **III.5 f** on remarque des taches brillantes qui correspondent à la présence de tourbillons qui se superposent aux cellules en oscillation. Ces structures secondaires caractérisent le début d'un état chaotique car les structures du mouvement ne présentent plus de forme régulière.

Les essais photométriques obtenus avec le rapport d'aspect de valeur $\Gamma = 6 < \Gamma_c$ sont représentées par les photographies de la figure **III.6**. Comme dans le cas du rapport d'aspect précédent $\Gamma = 12$, on observe la forme des structures dans l'espace annulaire en fonction du régime de l'écoulement.

Figure III.6 : Visualisation des structures internes de l'écoulement pour un rapport d'aspect $\Gamma = 6$ ($H = 60$ mm)



L'évolution et les modifications des structures en fonction du régime sont pratiquement similaires pour les deux rapports d'aspect. On assiste à la disparition du tourbillon d'Eckman qui est remplacé par les cellules de Taylor prenant naissance au niveau de la paroi du cylindre intérieur et progressant vers le cylindre extérieur fixe.

Les photographies (figures **III.6.d** , **III.6.e** et **III.6.f**) montrent la présence des tourbillons et des torsades. En particulier sur l'image de la figure **III.6.f**, on met en évidence la présence des torsades à la surface libre et de grands tourbillons au sein de l'espace annulaire.

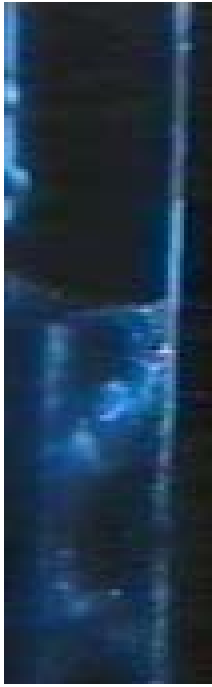


Fig III.6 d
Ta = 124

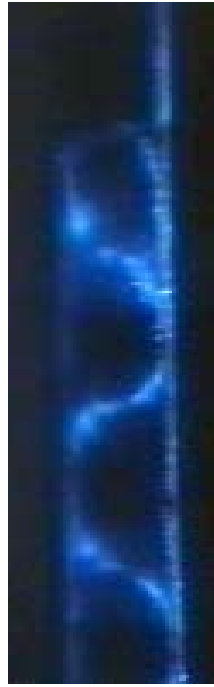


Fig III.6.e
Ta = 168

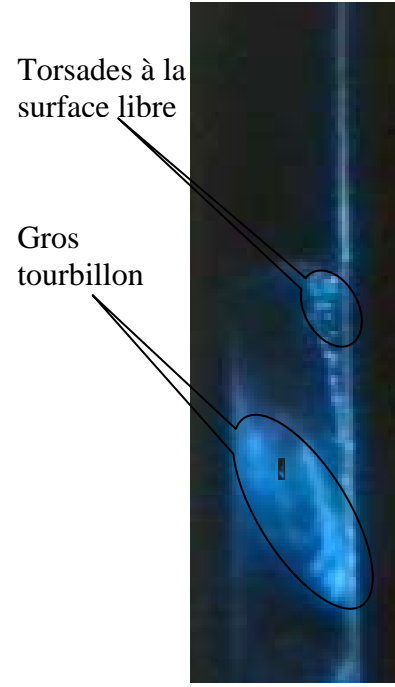


Fig III.6.f
Ta = 225

Lors de tous nos essais on a constaté que les cellules qui se forment au voisinage de la surface libre sont légèrement plus petites que celles situées plus bas. Aussi la surface libre est toujours constituée d'une couche laminaire de fluide très mince non perturbée.

CONCLUSION

La technique de visualisation classique a permis d'observer, à partir de l'extérieur de l'écoulement, les différentes formes de structures caractérisant les différents régimes de mouvement. Elle est complétée par la visualisation au moyen de la nappe laser qui offre la possibilité d'observer l'intérieur de l'écoulement.

Cette technique de mesure peut être améliorée en éliminant les problèmes de réfraction de la lumière à la traversée des parois en plexiglas. Aussi l'utilisation d'une caméra rapide fonctionnant en noir et blanc permettrait la réalisation de photographies de meilleure qualité et faciles à traiter.

Cette voie qualitative basée sur les deux techniques complémentaires fournit des informations très utiles, orientant ainsi les mesures quantitatives en paroi pour déterminer le gradient de vitesse pariétal ou le champs de vitesse au sein de l'écoulement.

CHAPITRE IV

ETUDE EXPERIMENTALE EN PAROI PAR POLAROGRAPHIE

OBJECTIF

Dans le domaine de l'hydrodynamique le coefficient de frottement constitue une grandeur physique d'importance capitale. Comme on l'a vu au chapitre I, l'évaluation du coefficient de frottement a joué un rôle clé tant sur le plan théorique que pratique pour valider le modèle de comportement du fluide considéré dans le système d'écoulement de type Taylor-Couette.

A notre connaissance, il existe seulement deux méthodes pour accéder à l'évaluation du frottement :

- La mesure du couple exercé par le fluide sur le cylindre intérieur tournant ($r = R_1$).
- La méthode polarographique qui mesure le gradient pariétal de vitesse exercé par le fluide sur le cylindre extérieur $r = R_2$. C'est une technique relativement récente, non perturbatrice et d'évaluation plus précise par rapport à la mesure du couple.

Dans le cadre de notre travail nous avons entrepris, au moyen de la technique polarographique, l'étude locale en valeurs moyennes du gradient pariétal de vitesse \bar{S} et du frottement $\bar{\tau} = \mu \cdot \bar{S}$ où μ est le coefficient de viscosité dynamique. Dans le souci d'approfondir nos investigations quantitatives, nous avons convenu de procéder à une analyse fine pour préciser l'évolution et les propriétés de l'écoulement à travers ses différents régimes. Une analyse spectrale est alors effectuée en vue de déterminer les conditions de transitions successives de ce mouvement.

Les mesures sont réalisées sur un dispositif expérimental décrit au **chapitre II** (voir annexe **I**). Nous avons utilisé, dans le cadre de cette série de mesures, un jeu radial fixé à $d/R_1 = 0,171$ correspondant à un'espace annulaire $d = 6$ mm.

La hauteur H du fluide peut varier de 0 à 120 mm de façon que le rapport d'aspect $\Gamma = H/d$ peut varier dans l'intervalle: $0 < \Gamma < 20$. Le courant de diffusion donné par la micro électrode est de la forme $I = \bar{I} + i'$. Un programme simple d'acquisition et de traitement du signal permet de mesurer la valeur moyenne du courant limite de diffusion \bar{I} et d'extraire la composante fluctuante (i') en vue de procéder à l'analyse du signal par transformée rapide de Fourier (FFT). Nous pouvons alors déterminer le gradient pariétal de vitesse moyenne

$$\bar{S} = \left(\frac{\partial \bar{V}}{\partial r} \right)_{r=R_2} \quad \text{à travers la relation: } \bar{I} = (0,807).n.F.A.Co. \left(\frac{D^2 \bar{S}}{L} \right)^{1/3} \quad (\text{II.11})$$

donnée au chapitre II.

IV.1 ETUDE DU GRADIENT DE VITESSE PARIETAL MOYEN

La connaissance du courant limite de diffusion \bar{I} mesuré par polarographie permet de déterminer le gradient moyen de vitesse \bar{S} . Nous étudions l'évolution de cette grandeur en fonction du nombre de Taylor Ta ($Ta = R_1^{1/2} \cdot \Omega_1 \cdot d^{3/2} \cdot \nu^{-1}$) pour différentes valeurs données du rapport d'aspect $\Gamma = H/d$. Nous donnons quelques résultats donnés par une microélectrode située à 40 mm du fond du dispositif expérimental.

La **figure IV.1** représente l'évolution du gradient de vitesse pariétal moyen \bar{S} en fonction du régime d'écoulement Ta pour trois valeurs particulières du rapport d'aspect $\Gamma = 20$, $\Gamma = 13,3$ et $\Gamma = 9,1$.

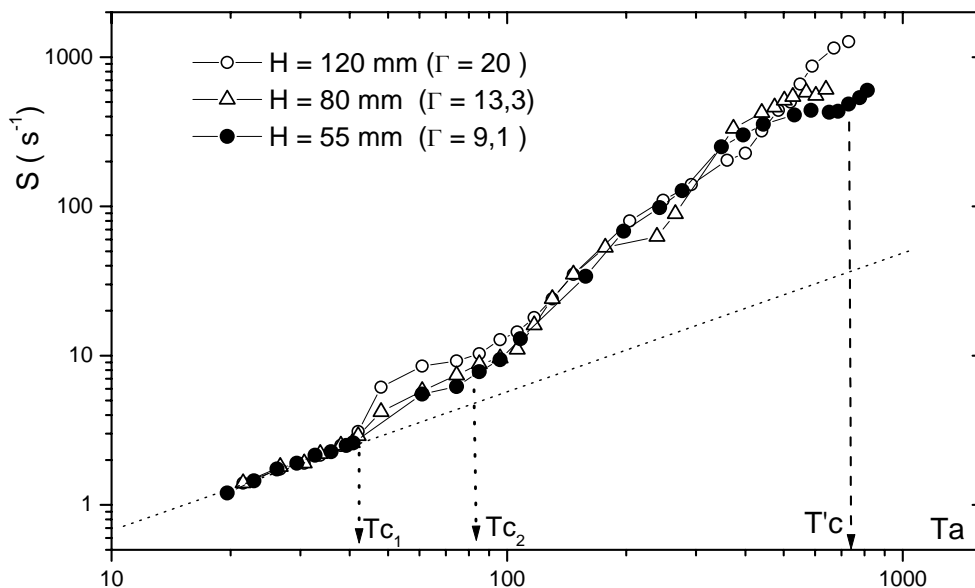
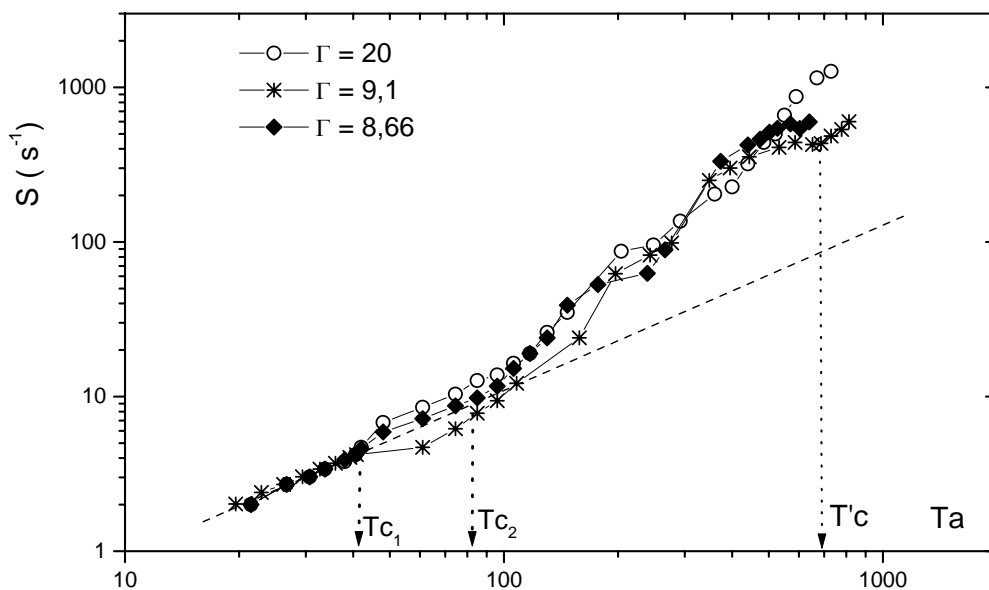


Figure IV.1: Evolution du gradient pariétal de vitesse moyen S en fonction du nombre de Taylor Ta pour des valeurs de Γ différentes

En régime laminaire ($Ta \leq 41$) le gradient \bar{S} varie linéairement en fonction de Ta et sa valeur n'est pas affectée par la hauteur de remplissage. Le point de rupture de comportement qui apparaît sur les courbes au voisinage de $Ta = 41$ indique une modification de structure de l'écoulement. Ceci correspond à la naissance des cellules de Taylor ; on note ici que Tc_1 est indépendant de la hauteur de remplissage. Ce résultat déjà obtenu par visualisation confirme que l'apparition des cellules de Taylor s'effectue toujours à la même valeur critique Tc_1 du nombre de Taylor. Ce résultat a été obtenu aussi par **J.A.Cole** [22] dans le cas de limitations axiales rigides. Au-delà de l'apparition des cellules de Taylor ($Ta > 41$), on constate, pour certains facteurs d'aspect, une modification significative de l'évolution du gradient pariétal \bar{S} par rapport au régime laminaire stable (figure en pointillé) comme l'indique **la figure IV.2** .



FigureIV.2: Evolution du gradient pariétal de vitesse pour certaines valeurs du rapport d'aspect Γ

Un décalage entre les valeurs \bar{S} est observé en particulier pour un nombre de Taylor compris entre Tc_1 et Tc_2 . Cette différence est, à notre avis, due principalement à l'apparition de l'onde azimutale et la modification de la taille des cellules de Taylor lorsque Ta varie. En fait le changement de la taille des cellules entraîne en fait un déplacement relatif de la position de

l'électrode de mesure par rapport à la cellule elle-même qui est due aux oscillations de l'onde azimutale.

IV.2.1: Etude du coefficient de frottement pariétal moyen

La connaissance du gradient pariétal de vitesse moyen \bar{S} (ou contrainte pariétale tangentielle $\bar{\tau} = \mu \bar{S}$) permet d'évaluer le coefficient de frottement f^* qui sera défini plus loin. Dans un premier stade, on a jugé utile de synthétiser les principaux travaux sur l'évaluation du frottement dans le système considéré afin de mettre en relief l'apport de la polarographie en géométrie finie pour laquelle les mesures deviennent très délicates en raison des effets de la surface libre et des limitations axiales de l'écoulement.

On distingue deux approches différentes qui visent à la détermination du coefficient de frottement :

A / Evaluation globale :

Les premières expressions du coefficient de frottement, s'appuyant sur des mesures de couple développé, sont dues à **Wendt [56]** et **G.I.Taylor [57]**. Elles sont suivies par celles de **R.J.Donnely [58]**.

En particulier Wendt a établi la relation:

$$f_w^* = \frac{\bar{\tau}_i}{\frac{1}{2}\rho (R_i \Omega)^2} = \frac{G}{\pi H \rho (R_i \Omega)^2 R_i^2} \quad (\text{IV.1})$$

où G est le couple développé, H étant la hauteur, $\bar{\tau}_i$ est la contrainte pariétale à la surface du cylindre intérieur, soit à $r = R_i$.

Il met en évidence deux lois de comportement différent en fonction du régime d'écoulement Re :

$$\left\{ \begin{array}{l} f^* = 0,46 \left(\frac{R_o d}{R_i^2} \right)^{1/4} . Re^{-0,5} \quad \text{pour } 400 < Re < 10^4 \quad (\text{IV.2}) \\ f^* = 0,073 \left(\frac{R_o d}{R_i^2} \right)^{1/4} . Re^{-0,3} \quad \text{pour } Re > 10^4 \quad (\text{IV.3}) \end{array} \right.$$

R_i et R_o sont respectivement les rayons des cylindres intérieur et extérieur.

R.J.Donnely a proposé les expressions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} f^* = \left(\frac{4R_0^2}{R_i(R_0 + R_i)} \right) \cdot R_e^{-1} \quad \text{en régime laminaire stable} \\ f^* = \left(\frac{d}{R_i} \right)^{0,31} \cdot R_e^{-0,5} \quad \text{en régime de transition} \end{array} \right. \quad \text{(IV.4)}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} f^* = \left(\frac{d}{R_i} \right)^{0,31} \cdot R_e^{-0,5} \quad \text{en régime de transition} \end{array} \right. \quad \text{(IV.5)}$$

B/ Evaluation par mise en évidence des effets non linéaires:

Dans le cadre des travaux de mise au point et de vérification des théories non linéaires de **J.T.Stuart [77]** et puis de Davey et al [78], plusieurs expressions ou lois empiriques ont été proposées. On se base sur le travail de synthèse effectué en 1986 de **Kataoka [79]** qui établit la loi suivante :

$$\frac{f^* \cdot R_{em}}{(f^* \cdot R_{em})_{lam}} = 0,128 \cdot R_{em}^{0,58}, \quad \text{valable pour } 10^3 < R_{em} < 10^6 \quad \text{(IV.6)}$$

La correction de f^* se fait en tenant compte du calcul des effets non linéaires donné par les auteurs cités précédemment. Dans ces condition Kataoka propose la correction suivante :

$$f^* \cdot Re = (f^* \cdot Re)_{lam} \cdot \left(1 + \frac{\lambda}{4\pi} \frac{(R_0 + R_i)d}{R_0^2} \cdot \frac{\Phi_1^2}{\Phi_2} (\sqrt{R_e^*} - 1) \right) \quad \text{(IV.7)}$$

où Φ_1 et Φ_2 sont des expressions qui mettent en évidence la contribution de la non linéarité

$u_1 v_1$, soit :

$$\Phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot B_0 \int_{R_i}^{R_0} \frac{u_1 v_1}{r} dr \quad \text{(IV.8)}$$

et

$$\Phi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{1}{4} \int_{R_1}^{R_0} r (u_1 v_1)^2 dr - \frac{B_1}{2} \left[\int_{R_1}^{R_0} \frac{u_1 v_1}{r} dr \right]^2 \right] \quad \text{(IV.9)}$$

u_1 et v_1 correspondent respectivement aux composantes radiale et tangentielle du champ de vitesse perturbé.

Les constantes B_0 et B_1 sont déterminées par les conditions aux limites associées au problème :

$$B_0 = \frac{R_i R_0^2}{d^2 (R_0 + R_i)} \quad \text{et} \quad B_1 = \frac{R_i^2 R_0^2}{d^3 (R_0 + R_i)} \quad (\text{IV.10})$$

IV.2.2: Etude expérimentale du coefficient de frottement pariétal moyen

On évalue dans les conditions expérimentales précédemment décrites le coefficient de frottement moyen sans dimension f^* donné par la relation :

$$f^* = \frac{\bar{\tau}_2 (R_1 + R_2)}{2\rho\Omega_1^2 R_1^2 \sqrt{d} R_1} \quad (\text{IV.11})$$

où $\bar{\tau}_2 = \mu \bar{S}$ représente la contrainte de cisaillement de l'écoulement mesurée qui s'exerce sur la surface du cylindre extérieur $r = R_2$. Le facteur $(R_1 + R_2)/2$ constitue le rayon moyen \bar{R} de l'espace annulaire. L'expression de f^* proposée ici est analogue à celle de Wendt après introduction d'un terme de correction telle que tel que :

$$\frac{f^*}{f_w} = \frac{\bar{\tau}_2 \bar{R}}{\bar{\tau}_i \sqrt{d} R_1}.$$

L'évolution du coefficient f^* est représentée (figure. IV.3) en fonction du nombre de Taylor Ta et pour les valeurs du rapport d'aspect $\Gamma = 20$ et $\Gamma = 13,3$.

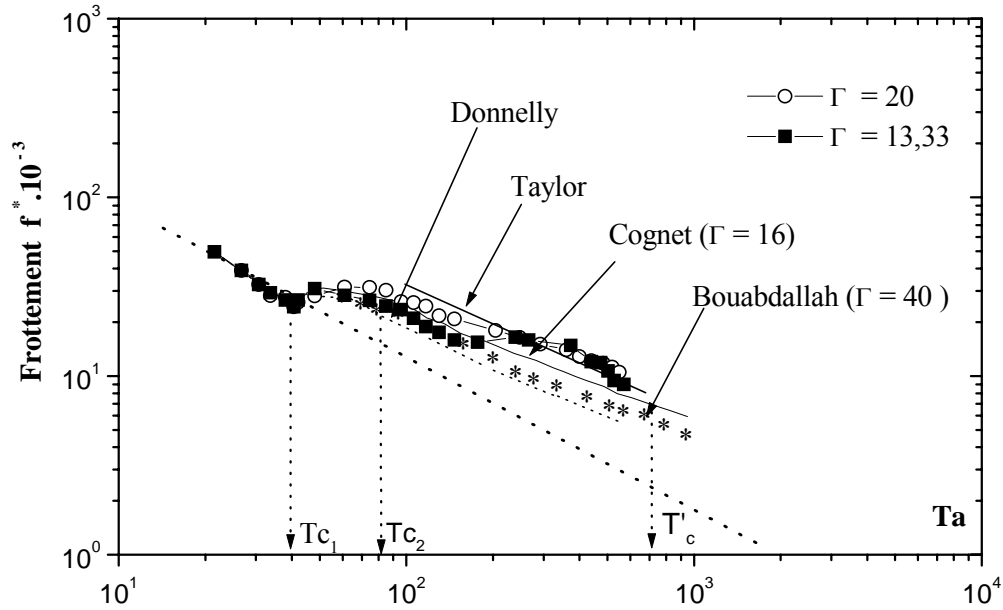


Figure.IV.3: Evolution du coefficient de frottement en fonction du nombre de Taylor pour $\Gamma > 10$ - comparaison avec les résultats obtenus en géométrie infinie.

Les valeurs obtenues sont comparés aux résultats disponibles dans la littérature et, en particulier aux essais de couple de **G.I. Taylor** [57], de **J.R. Donnelly** [58], ainsi qu'aux mesures polarographiques de **G. Cognet** [60] et **A. Bouabdallah** [13] effectuées en géométrie infinie.

Nos résultats apparaissent en bon accord avec ceux de ces auteurs pour les hauteurs $H = 120$ mm ($\Gamma = 20$) et $H = 80$ mm ($\Gamma = 13,3$). On note aussi une évolution globalement similaire qui est observée jusqu'à $Ta = 10^3$.

On a étudié également le comportement du coefficient de frottement f^* dans le cas de deux rapports d'aspect particuliers $\Gamma = 10$ et $\Gamma = 7$.

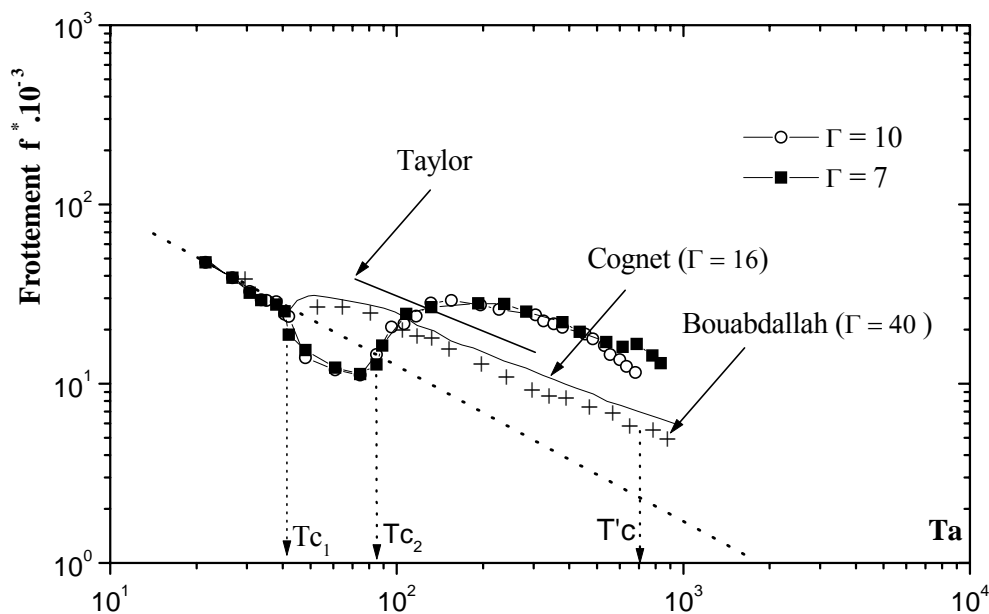


Figure.IV.4: Evolution du coefficient de frottement en fonction du nombre de Taylor pour $\Gamma \leq 10$.
 - comparaison avec les résultats obtenus en géométrie infinie.

Pour ces deux cas particuliers nous constatons, dès l'apparition de la première instabilité (cellules de Taylor) un net désaccord entre nos résultats et les auteurs cités précédemment comme il est montré en figure IV.4. Cette différence est imputable au changement structurel du mouvement lorsque Ta varie. Ces observations sont confirmées pour des mesures effectuées à des hauteurs inférieures à 60 mm ($\Gamma < 10$). La loi de comportement du coefficient de frottement est alors considérablement modifiée sur le plan quantitatif et qualitatif : le phénomène n'est pas le même pour certaines valeurs de $\Gamma \leq 10$.

Il s'agit vraisemblablement d'un processus spécifique lié aux conditions de mise en régime, au taux de montée en vitesse et aux effets de l'onde azimutale.

Cette constatation constitue un résultat important de nos essais effectués en valeurs moyennes. Dans ces conditions les observations précédentes nécessitent un complément d'information sur les valeurs fluctuantes (s') associées à \bar{S} .

L'analyse spectrale associée à s' peut contribuer grandement à mieux caractériser les modifications structurelles qui se produisent au cours du mouvement : de la naissance du wavy-mode jusqu'au chaos.

IV.3. METHODE D'ACQUISITION ET DE TRAITEMENT DE SIGNAL.

IV.3.1. CONDITIONS D'OBTENTION DE SPECTRES DES FLUCTUATIONS.

Les conditions d'obtention de spectres dépendent essentiellement des conditions d'acquisition du signal, d'une part, et des performances liées à la qualité du matériel employé d'autre part. Le critère retenu pour pratiquer une analyse spectrale correcte est basé sur le théorème de SHANNON (voir **J.Max [80]**) qui nous permet d'éviter le problème de recouvrement des fréquences en fixant convenablement la fréquence maximale d'analyse F_m par rapport à la fréquence d'échantillonnage F_e qui se situe dans le rapport $F_e/F_m \geq 2,2$.

Dans nos conditions d'essais et grâce aux performances de la chaîne d'acquisition et de traitement, un spectre élémentaire est obtenu sur 8200 points correspondant à une fréquence $F_e = 100$ Hz de faire à satisfaire le critère de SHANNON.

IV.3.2. ANALYSE SPECTRALE DU REGIME DE TRANSITION.

L'analyse porte en général sur les propriétés spectrales de la partie fluctuante s du gradient pariétal de vitesse. Le gradient pariétal de vitesse correspondant à l'écoulement perturbé s'écrit : $S = \bar{S} + s$. A ce gradient est associé un courant limite de diffusion $I = \bar{I} + i$. Après développement de la relation entre S et I on obtient pour la solution quasi-stationnaire valable

jusqu'à 60 Hz : $\frac{s}{\bar{S}} = 3 \cdot \frac{i}{\bar{I}}$.

Nous caractérisons les fluctuations du courant i en mesurant la racine carrée de la valeur quadratique moyenne (RMS) de ces fluctuations : $\sqrt{i^2}$. Nous pouvons ainsi déterminer la valeur du taux de fluctuations (τ) du gradient pariétal de vitesse $\frac{\sqrt{s^2}}{\bar{S}}$ tant que celui-ci reste inférieur à 30 %.

L'analyse effectuée dans le cadre de ce travail est basée essentiellement sur les propriétés spectrales de la répartition de puissance P_w correspondant à la composante azimutale S_θ du gradient pariétal de vitesse fluctuante s .

Les propriétés qui en découlent, pour être concluantes, doivent être énergétiquement significatives. Les performances et en particulier le pouvoir de résolution de la chaîne

d'analyse nous ont permis d'effectuer sans difficulté une analyse spectrale liée aux basses fréquences. On a pu ainsi mesurer des fréquences de l'ordre de 0,2 Hz. Cette remarque conditionne la précision des mesures. Le signal enregistré est analysé et traité par le module de traitement du signal (Signal Processing Toolbox) de Matlab). Le programme permet d'extraire la valeur moyenne du signal et d'analyser seulement les fluctuations. Chaque mesure est obtenue en effectuant une moyenne sur 50 spectres. Les coordonnées (fréquence et puissance) des 'pics' sont données automatiquement avec une haute précision. Ce programme de traitement est donné en **annexe III**.

IV.4. EVOLUTION SPECTRALE EN FONCTION DU REGIME ET DE LA POSITION AXIALE.

IV.4.1 CARACTERISATION DES STRUCTURES DE L'ECOULEMENT

Par la méthode polarographique nous avons exploré systématiquement l'écoulement en étudiant les effets du rapport d'aspect $\Gamma = H/d$ pour le jeu radial retenu en fonction du nombre de Taylor. Ainsi pour d/R_1 fixé ont fait varier la hauteur de l'écoulement et on étudie l'évolution spectrale du mouvement à partir de trois sondes de références à savoir :

- La sonde N° 3 située à 60 mm du fond pour explorer la structure du mouvement au voisinage de la surface libre dans le cas de l'espace annulaire $d = 6$ mm et où $H_c = 60$ mm.
- La sonde N°2 située à 40 mm permet aussi d'explorer les effets de surface libre dans le cas de l'espace annulaire $d = 4,2$ mm.
- La sonde N° 1 située à 15 mm du fond du dispositif est destinée à examiner les effets éventuels de l'extrémité inférieure du cylindre tournant sur l'écoulement.

Selon les différents cas ces sondes sont utilisées simultanément ou séparément.

Nous présentons en figure V.5a la forme du signal du signal polarographique brut ($I = \bar{I} + i'$). et en figure V.5b la forme des fluctuations i' après extraction de la valeur moyenne \bar{I}

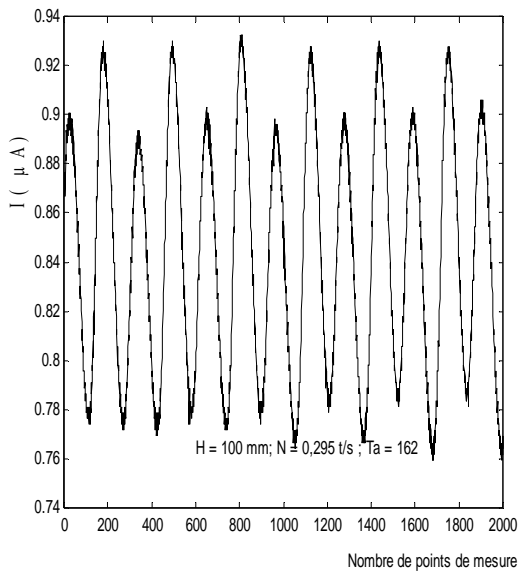


Figure.IV.5a : Forme du signal brut

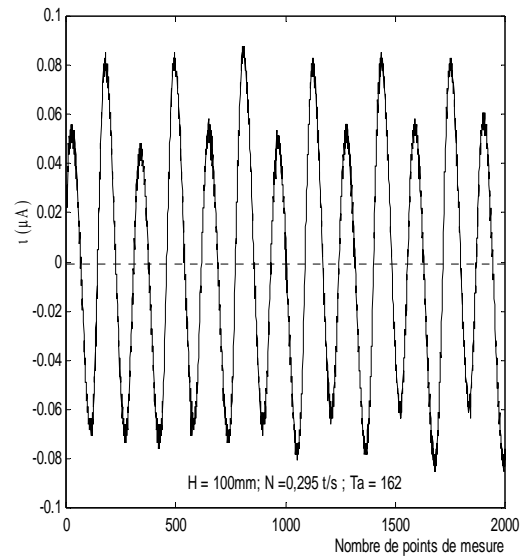


Figure. IV.5b : Forme des fluctuations i'

A titre d'exemple nous rapportons brièvement l'évolution spectrale du mouvement dans les conditions suivantes :

Ainsi pour $Ta = Tc_2 = 85$ on note pour $H > H_c$ ($\Gamma > 10$) l'apparition de l'onde azimutale caractérisée par la présence d'une fréquence sur le spectre. En outre on vérifie si $H < H_c$ ($\Gamma < 10$) l'onde azimutale disparaît. Ces deux situations sont illustrées par les deux spectres (Fig.IV.6) et (Fig.IV.7) obtenus respectivement pour $H = 70 \text{ mm} > H_c$ et $H = 30 \text{ mm} < H_c$ pour un même nombre de Taylor $Ta = 113$, correspondant au domaine d'ondes azimutales en géométrie infinie. Ils montrent les effets de la hauteur H du fluide sur les fluctuations à la position $Z = 15 \text{ mm}$. Sur le premier spectre (figure IV.6) on observe un pic important caractéristique d'un mouvement oscillatoire, par contre, sur le second (figure IV.7), on observe pour $H < H_c$, malgré une amplification du signal (x40), un pic faible correspondant au bruit du aux effets de non-linéarité de l'écoulement qui ont tendance à être non négligeable. Sur le spectre (Fig.IV.6), $f_0 = 1 \text{ Hz}$ représente la fréquence de l'onde azimutale. Cette fréquence n'apparaît pas sur l'autre spectre (Fig.IV.7). L'analyse spectrale confirme bien l'absence de l'onde azimutale lorsque $H < H_c$, soit ($\Gamma < 10$).

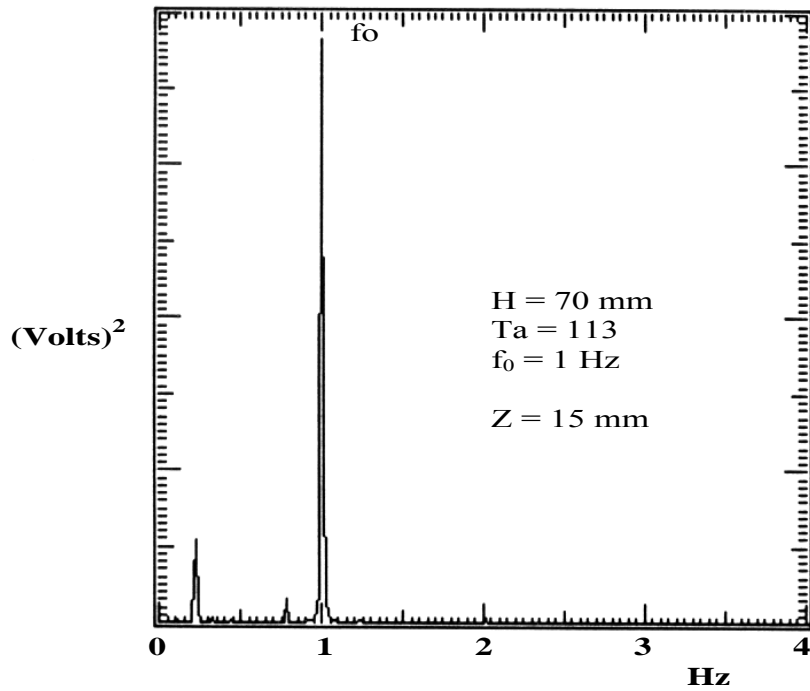


Figure.IV.6 : Spectre brut représentant la densité d'énergie des fluctuations pour $H = 70 \text{ mm}$ ($\Gamma = 11,8$) à la position $Z = 15 \text{ mm}$.

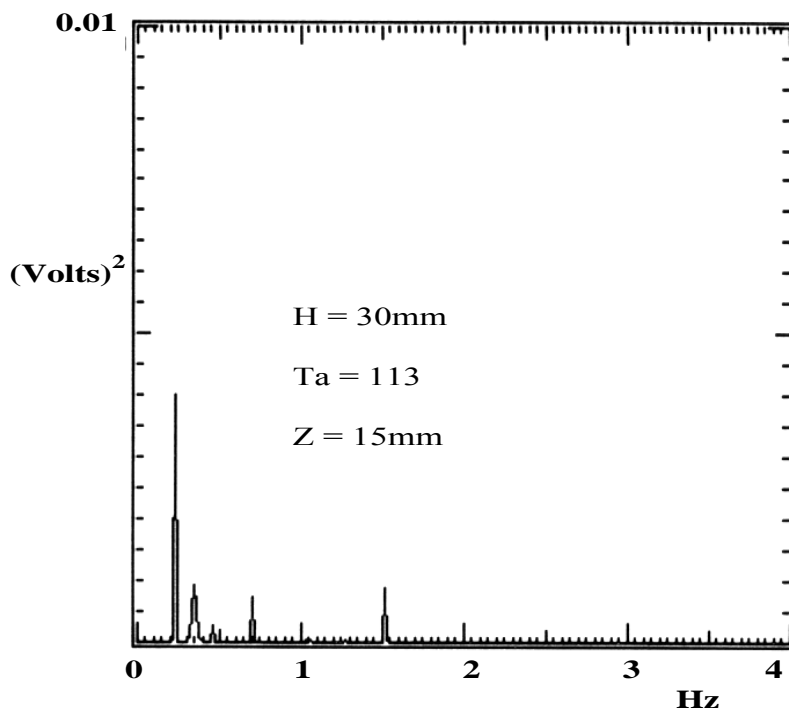


Figure IV.7: Spectre brut représentant la densité d'énergie des fluctuations pour $H = 30 \text{ mm}$ ($\Gamma = 5$) à la position $Z = 15 \text{ mm}$.

Le caractère non homogène de l'écoulement observé par visualisation dans la direction axiale est aussi mis en évidence. Les spectres (Figure.IV.8 et Figure.IV.9) relatifs aux positions respectives $Z = 15$ mm et $Z = 60$ mm, obtenus en régime pré-turbulent ($Ta = 700$) montrent l'inhomogénéité de l'écoulement dans la direction axiale. L'onde azimutale de fréquence f_0 (Figure.IV.8) est encore présente à la position $Z = 15$ mm. La présence de plusieurs fréquences (Figure.IV.9) caractérise la dégradation de l'onde azimutale et l'apparition d'autres instabilités. Ce qui confirme la présence des spirales, observées par voie qualitative, qui apparaissent au voisinage de la surface libre et se propagent progressivement vers la base de l'espace annulaire.

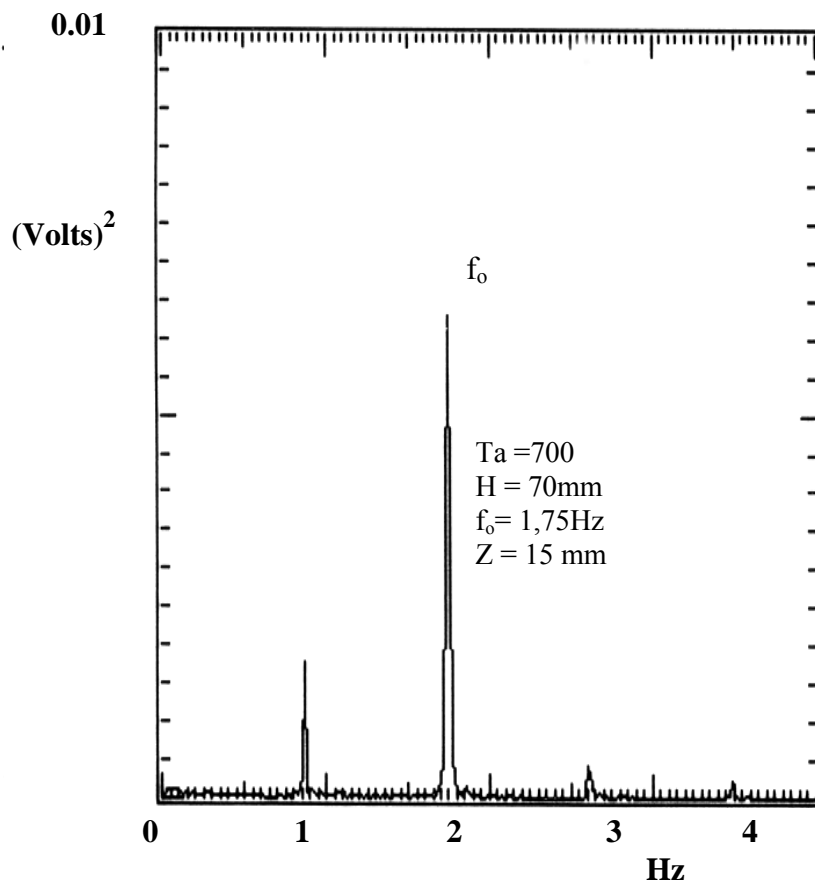


Figure IV.8 : Spectre brut représentant la densité d'énergie des fluctuations pour $H = 70$ mm ($\Gamma = 11,8$) à la position $Z = 15$ mm.

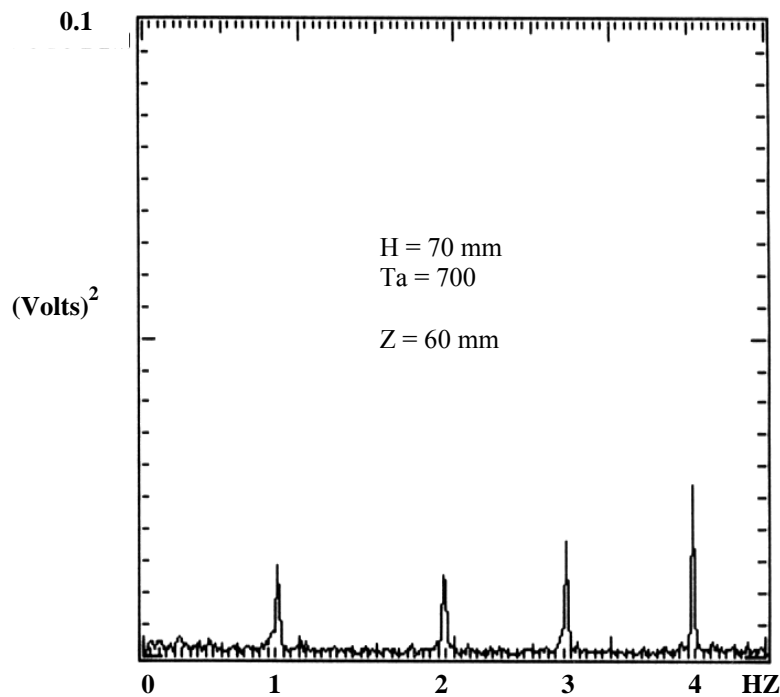


Figure IV.9 : Spectre brut représentant la densité d'énergie des fluctuations pour $H = 70$ mm à la position $Z = 60$ mm.

IV.4.2. EVOLUTION DE LA FREQUENCE FONDAMENTALE DU TRAIN D'ONDES AZIMUTALES.

L'obtention des spectres est réalisée dans différentes conditions de régime d'écoulement et de hauteur de remplissage de l'espace annulaire (différentes valeurs du rapport d'aspect).

On évalue dans ces conditions la valeur de la fréquence fondamentale $F_0 = n f_0$ (n est le nombre d'ondes) du train d'ondes circumférentielles en fonction du régime d'écoulement et du rapport d'aspect Γ . On procède ainsi pour caractériser le changement du nombre d'ondes azimutales présentes dans l'écoulement.

La figure.IV.10 présente deux spectres obtenus pour deux nombres de Taylor voisins $Ta = 650$ et $Ta = 670$ où on a mis en évidence le saut de fréquence.

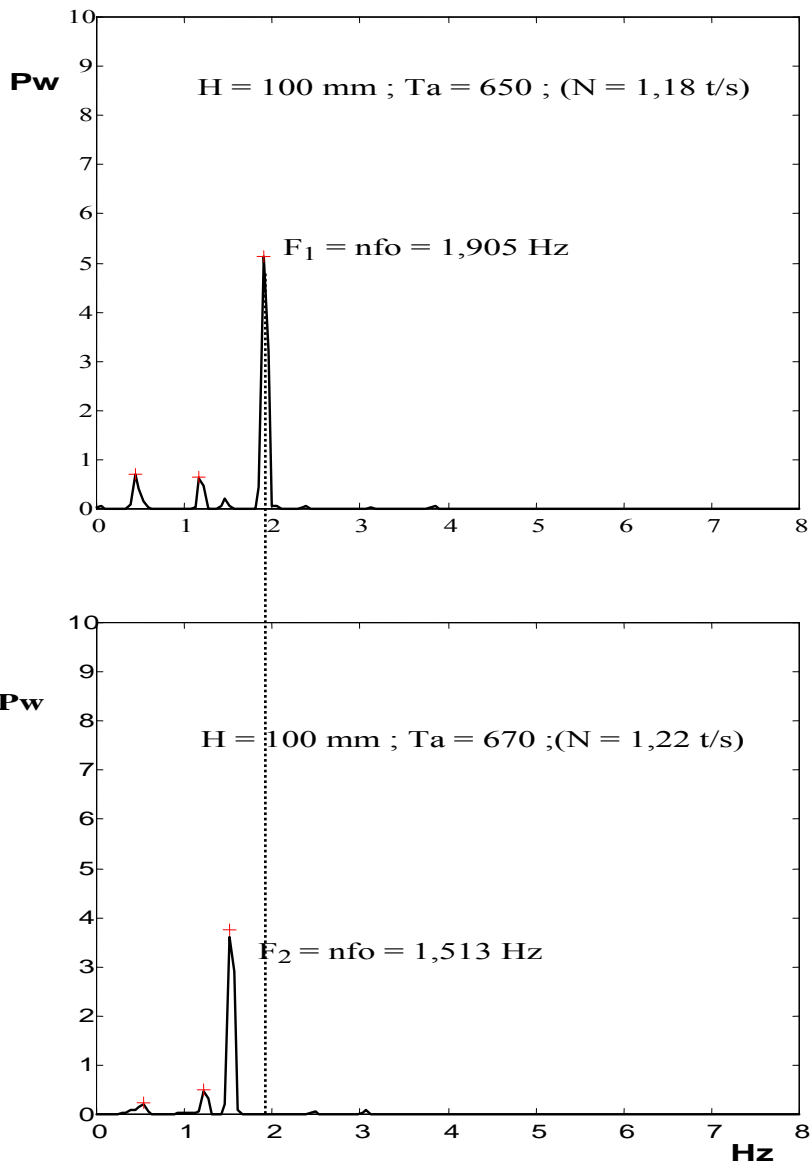


Figure IV.10 : Analyse comparée de spectres de puissance du mouvement Fluctuant et mise en évidence du saut de fréquence.

Le calcul du rapport des fréquences fondamentales est $F_0^{(2)}/F_0^{(1)} = 1,90 / 1,51 = 1,25 = 5/4$.

Ceci correspond à un passage du nombre d'ondes de 5 à la valeur 4. Le nombre d'ondes avant le saut dépend des conditions de mise en rotation du cylindre intérieur.

On a pu noter que le saut de fréquence a tendance à être retardé lorsque le rapport d'aspect diminue comme le montre la figure IV.11.

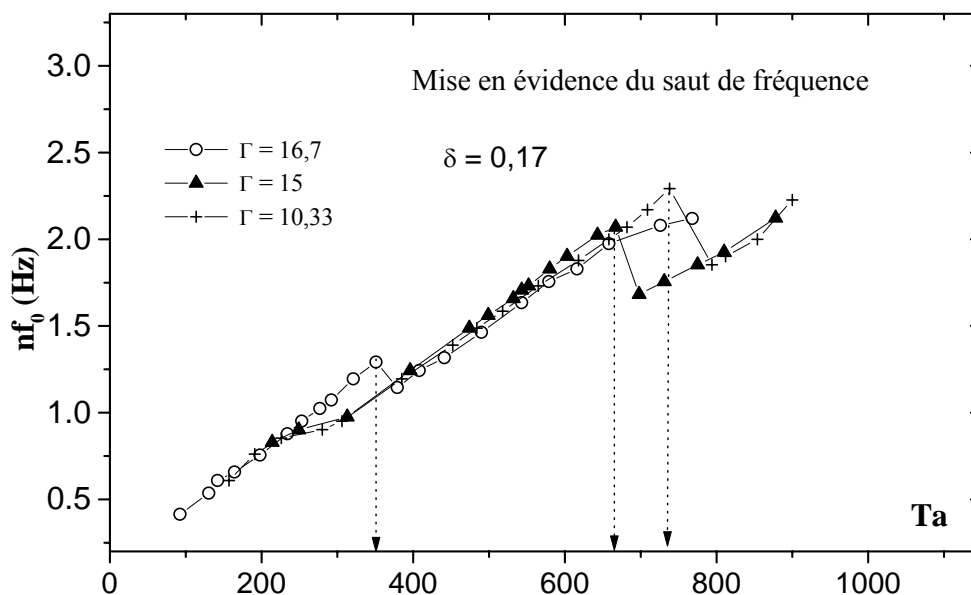


Figure IV.11 : Evolution de la fréquence fondamentale du train d'ondes azimutales en fonction du régime d'écoulement.

La figure IV.12. présente l'évolution de la fréquence $F^* = (n f_0 / N)$, fréquence du train d'ondes fréquentielles rapportée à la vitesse de rotation du cylindre tournant, en fonction du rapport d'aspect Γ pour un nombre de Taylor fixé. Les valeurs de $n f_0$, mesurées pour $\Gamma < 10$, représentent la vitesse de rotation imposée du cylindre intérieur. Au voisinage de $\Gamma = 10$ des variations brusques de F_0 sont observées. Elles révèlent une modification du régime d'onde azimutale caractérisé par le passage d'un état donné ($n = 5$) à un autre état de valeur inférieure ($n = 4$).

En dessous d'une valeur donnée $\Gamma < 10$, considérée comme seuil critique ($\Gamma_c = 10$), l'onde azimutale n'est plus présente dans l'écoulement : aucune fréquence n'apparaît sur le spectre.

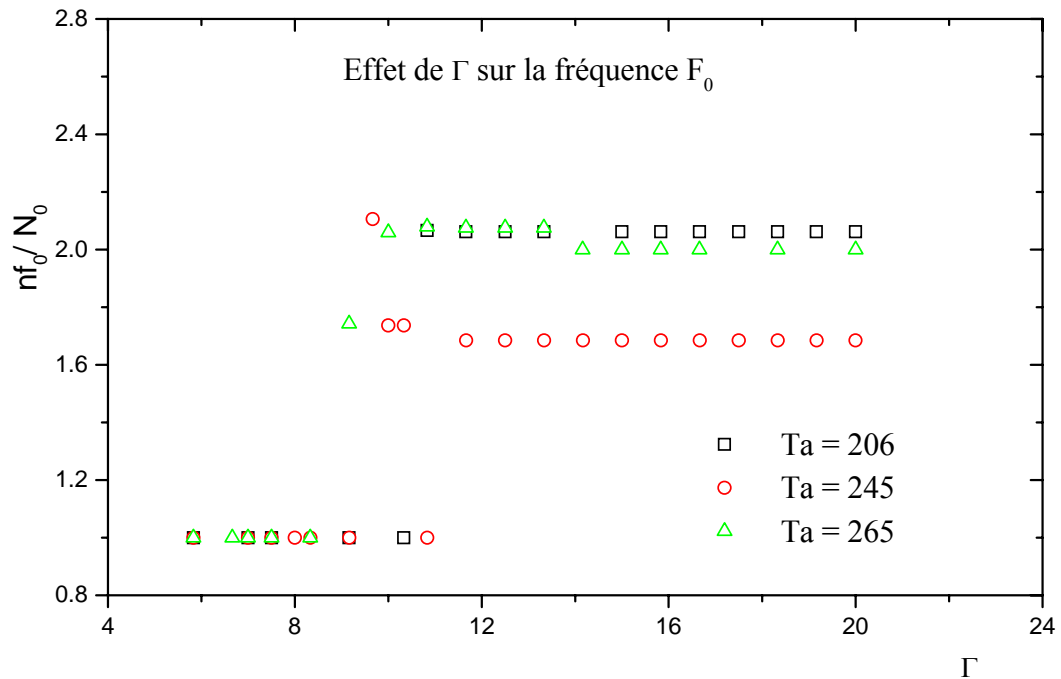


Figure IV.12 : Evolution de la fréquence fondamentale du train d'ondes azimutales pour un nombre de Taylor fixé en fonction du rapport d'aspect Γ .

IV.4. CONCLUSION

Les mesures du gradient de vitesse pariétal moyen effectuées par la technique polarographique ont permis de déterminer le gradient pariétal de vitesse moyen et par la même occasion d'évaluer le coefficient de frottement. Nos résultats sont comparés à d'autres évaluations données dans la littérature et établies en géométrie finie. En analysant l'évolution du gradient de vitesse \bar{S} ou celui du coefficient de frottement f^* en fonction du régime et de la hauteur de remplissage, nous avons constaté que l'apparition de l'onde axiale (cellules de Taylor) n'est pas affectée par la hauteur de remplissage. Dans tous les cas, elle s'effectue pour une valeur du nombre de Taylor $Ta = Tc_1 = 41$. Ceci confirme nos observations obtenues par visualisation. L'apparition de l'onde axiale (cellules de Taylor) n'est pas affectée par la hauteur de remplissage; dans tous les cas elle s'effectue pour une valeur du nombre de Taylor voisine de $Ta = Tc_1 = 41$.

L'étude des structures à travers l'analyse spectrale des fluctuations (s') associées aux valeurs moyennes du gradient pariétal de vitesse montre que l'apparition de la deuxième instabilité est retardée lorsque le rapport d'aspect Γ diminue. Pour une valeur de $\Gamma < \Gamma_c$ aucune fréquence fondamentale caractéristique de l'onde azimutale n'est observée sur le spectre. L'étude spectrale confirme bien l'existence d'une valeur critique $\Gamma_c = 10$, valeur en dessous de laquelle l'onde azimutale n'est pas présente au sein de l'écoulement. La transition s'effectue directement vers un régime chaotique. Aussi, pour un rapport d'aspect $\Gamma \leq \Gamma_c$, l'inhomogénéité axiale de l'écoulement est observée comme le montre la différence entre les spectre des figures IV.7 et IV.8.

En effet une perturbation en forme de spirales torsadées, prenant naissance au voisinage de la surface libre, se propage vers le fond du dispositif quand le nombre de Taylor augmente. Par ailleurs, le saut de fréquence (changement du nombre d'ondes) est mis en évidence lorsqu'on fait varier le rapport d'aspect. Ce saut de fréquence est d'autant plus retardé quand le facteur d'aspect diminue.

CHAPITRE V

ETUDE EXPERIMENTALE A CŒUR DE L'ÉCOULEMENT

PAR ANEMOMETRIE LASER ET VELOCIMETRIE ULTRASONORE

INTRODUCTION

L'étude expérimentale à cœur de l'écoulement est réalisée pour compléter l'approche pariétale. L'anémométrie laser (LDA) et la vélocimétrie ultrasonore (UVP), techniques non perturbatrices, sont employées comme des méthodes d'appoint à la polarographie. Elles sont utilisées dans le but de mesurer les composantes tangentielle et axiale de la vitesse moyenne au sein de l'écoulement. On cherche, en particulier, à mesurer la composante axiale et détecter les éventuelles fluctuations associées dans des situations physiquement intéressantes correspondant au régime d'ondes azimutales.

Le suivi particulier de l'évolution de cette structure d'ondes nous conduit à vérifier ou à infirmer leur existence lorsqu'on fait varier différemment les paramètres Γ et Ta .

Les essais au moyen de l'anémométrie laser sont effectués dans le cas d'un espace annulaire moyen $d = 6$ mm identique à celui étudié par la technique polarographique.

La vélocimétrie ultrasonore (UVP) qui est une technique d'investigation basée sur le principe de l'effet Doppler en ultrason permet de déterminer le profil de la vitesse moyenne et de caractériser les structures possibles au sein de l'écoulement. Principalement nos mesures sont vers la détermination du profil de la vitesse axiale et l'évaluation de la taille des cellules de Taylor (la longueur d'onde axiale) pour différentes valeurs du rapport d'aspect. En raison, du diamètre du transducteur ($\Phi = 8$ mm), les mesures n'ont pas pu être réalisées dans le cas d'un espace annulaire inférieur à 10 mm.

A) MESURES PAR ANEMOMETRIE LASER (LDA)

V.A.1. MESURE DES COMPOSANTES DE LA VITESSE.

A l'aide de l'anémométrie laser nous avons mesuré les composantes radiale et axiale de la vitesse en fonction du nombre de Ta et à différentes valeurs du rapport d'aspect Γ . Le laser utilisé " LDA Flow Lite de DANTEC", permet de procéder à des mesures de vitesse avec une précision inférieure à 3%. Les vitesses minimales évaluées sont de l'ordre de 2cm/s mais la précision est alors de mauvaise qualité. Le réglage des conditions de mesures du laser, l'acquisition et le traitement du signal se font au moyen du logiciel "BSA Flow" élaboré par le fournisseur. Les signaux enregistrés sont traités au moyen d'un programme de Matlab.

Les mesures sont effectuées au milieu de l'espace annulaire, position qui correspond au centre de la cellule de Taylor. Le positionnement s'effectue avec précision par déplacements radial et axial du transducteur au moyen de deux vis micrométriques. Le choix du centre de la cellule permet ainsi d'éviter de mesurer la vitesse de rotation des vortex de Taylor.

La figure V.A.1 représente l'évolution de la composante tangentielle de vitesse moyenne \bar{V}_θ en fonction du nombre de Taylor pour différentes valeurs du rapport d'aspect Γ à $\delta = d/R_1 = 0,17$. Le rapport d'aspect ne semble pas influencer de façon sensible sur \bar{V}_θ .

Globalement on note un accroissement de \bar{V}_θ lorsque Ta augmente

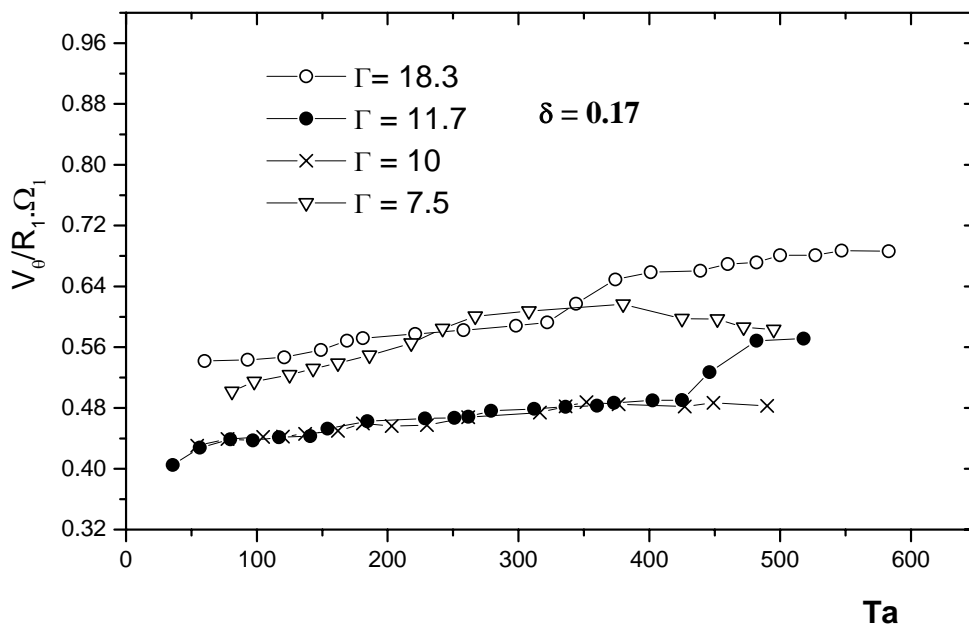


Figure V.A.1 : Evolution de la vitesse tangentielle en fonction du régime pour différentes valeurs du rapport d'aspect Γ

Le comportement de la composante axiale \bar{V}_Z en fonction du régime est donnée sur la figure V.A.2. Cette composante caractérise, en réalité, l'onde azimutale et l'on met en évidence l'influence du rapport d'aspect Γ sur le comportement de la composante axiale de la vitesse.

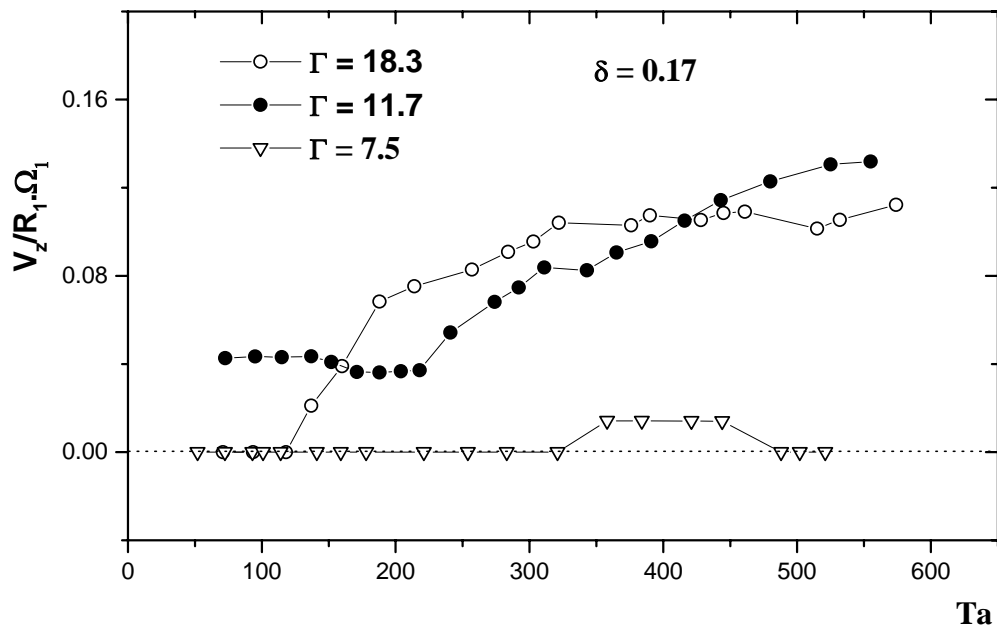


Figure V.A.2: Evolution de la vitesse axiale en fonction du régime pour différentes valeurs du rapport d'aspect Γ

On note qu'en dessous de $\Gamma = 8,33$ (hauteur $H = 50$ mm), la vitesse axiale est pratiquement nulle comparativement aux valeurs correspondantes de $\Gamma = 18,3$ et $\Gamma = 11,3$.

En outre, en comparant l'évolution des vitesses, on constate que la vitesse axiale pour $\Gamma = 11,3$ ne commence à augmenter qu'à partir de Ta voisin de 200.

Par contre, l'augmentation de la vitesse dans le cas de $\Gamma = 18,3$ ($H = 120$ mm) commence plus tôt au voisinage de $Ta = 90$.

V.A.2.ANALYSE DES COMPOSANTES MOYENNES ET FLUCTUANTES DE LA VITESSE.

En parallèle aux mesures des valeurs moyennes des composantes de la vitesse, on a évalué les taux de fluctuations relatifs aux composantes tangentielle et axiale.

La figure V.A.3 représente le taux de fluctuations de la vitesse tangentielle (RMS / V_θ) en fonction du régime d'écoulement pour un rapport d'aspect $\Gamma = 18,3 > \Gamma_c$. On constate que les fluctuations sont relativement non négligeable et peuvent atteindre 25%.

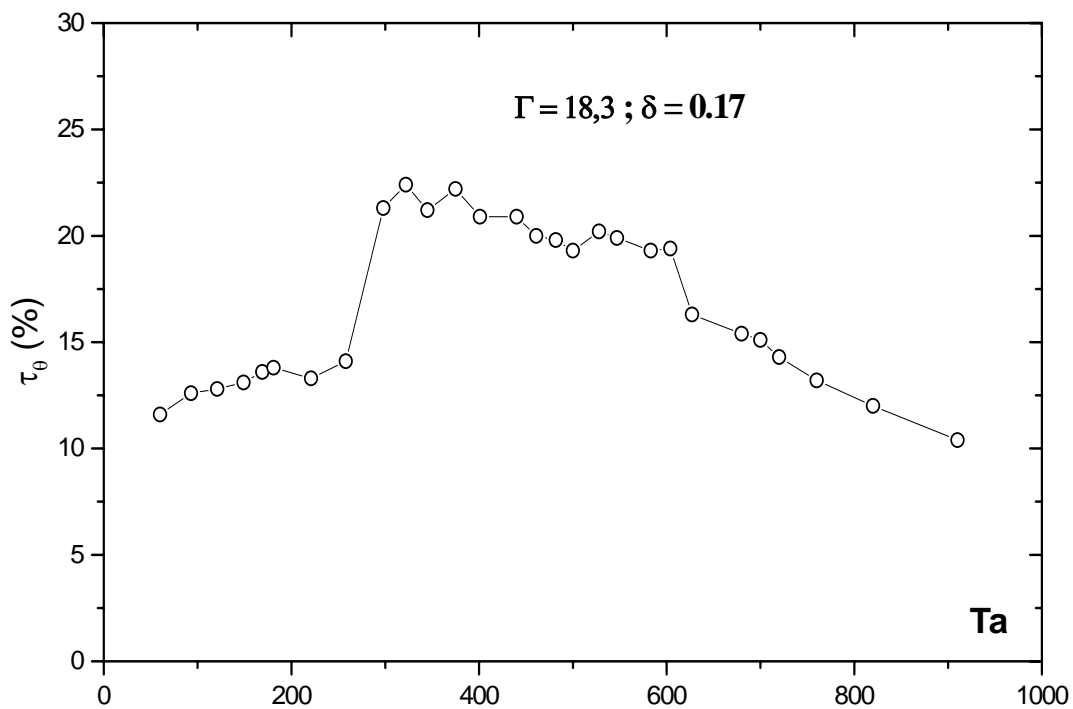


Figure V.A.3 : Evolution du taux de fluctuation de la vitesse tangentielle en fonction du régime .

A l'apparition du régime d'ondes azimutales ce taux est supérieur à 10%. Il devient de plus en plus important dans l'intervalle $300 < Ta < 600$.

On donne en figure V.A.4 une illustration de la forme du signal correspondant à $Ta = 400$ pour $\Gamma = 18,3$ qui met bien en évidence le caractère intense des fluctuations associées à la valeur moyenne de la vitesse tangentielle V_θ . Les taux de fluctuations ont été aussi évalués pour d'autres rapports d'aspects supérieurs au rapport critiques.

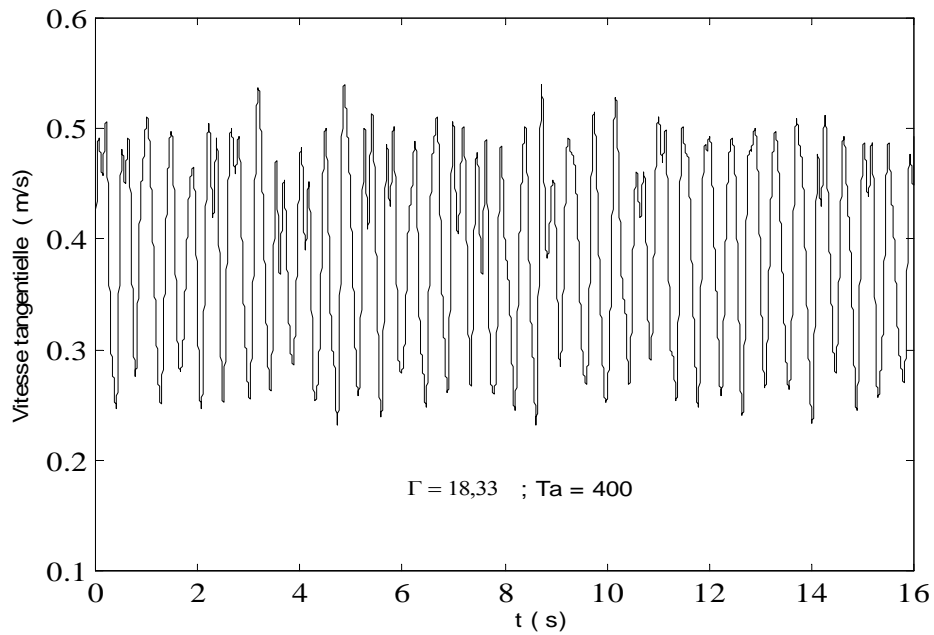


Figure V.A.4 : Signal LDA lié aux fluctuations de vitesse autour d'une valeur moyenne \bar{V}_θ .

Dans le cas où $\Gamma < \Gamma_c$ le taux de fluctuations de la vitesse tangentielle V_θ est également évalué. Les mesures du taux de fluctuations réalisées en fonction du nombre de Taylor pour un rapport d'aspect $\Gamma = 8,3$ sont représentées en figure V.A.5

Par rapport au cas précédent on note que le taux de fluctuation est faible, comparé à l'évolution de la vitesse moyenne \bar{V}_θ dans le même intervalle du régime d'écoulement.

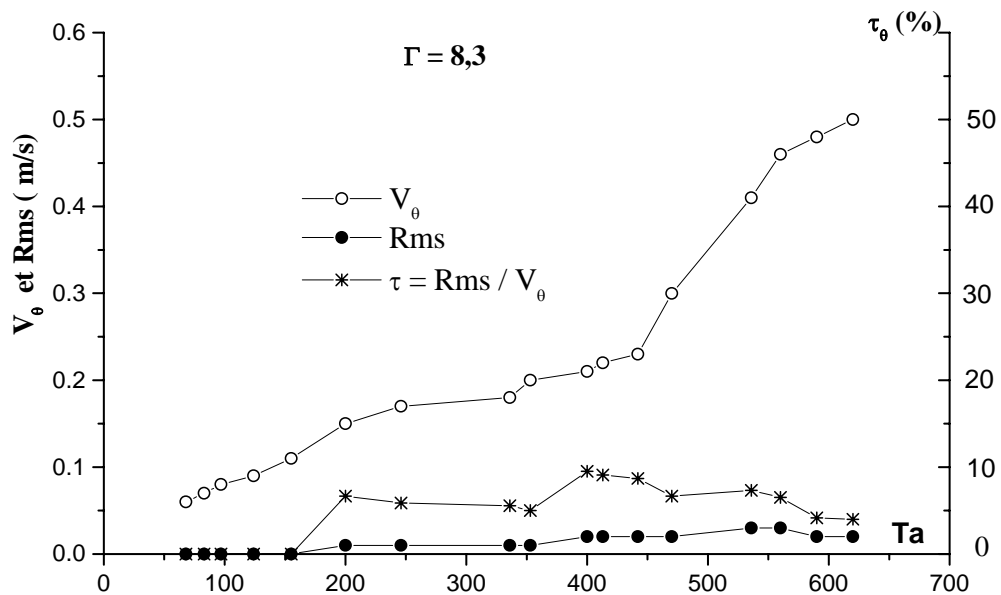


Figure V.A.5 : Evolutions de la vitesse tangentielle V_θ (o), de la Rms (*) et du taux de fluctuation τ (●) en fonction du régime pour $\Gamma = 8,3 < \Gamma_c$.

Nous avons porté essentiellement notre attention sur les fluctuations éventuelles de la composante axiale de la vitesse en vue d'observer la présence ou l'absence de l'onde azimuthale. Nous avons alors mesuré la composante axiale moyenne de la vitesse, la Rms pour un rapport d'aspect $\Gamma = 20$. La figure suivante (figure V.A.6) montre les variations de la vitesse et du taux de fluctuations en fonction du régime d'écoulement. Les fluctuations n'ont pu être évaluée qu'à partir de Ta voisin de 340. L'intensité des fluctuations commence à s'affaiblir à partir de $Ta = 480$. On note que les valeurs moyennes de la vitesse axiale varient en sens inverse du taux de fluctuation correspondant et que ce dernier a tendance à s stabiliser à 5% aux grands nombres de Taylor.

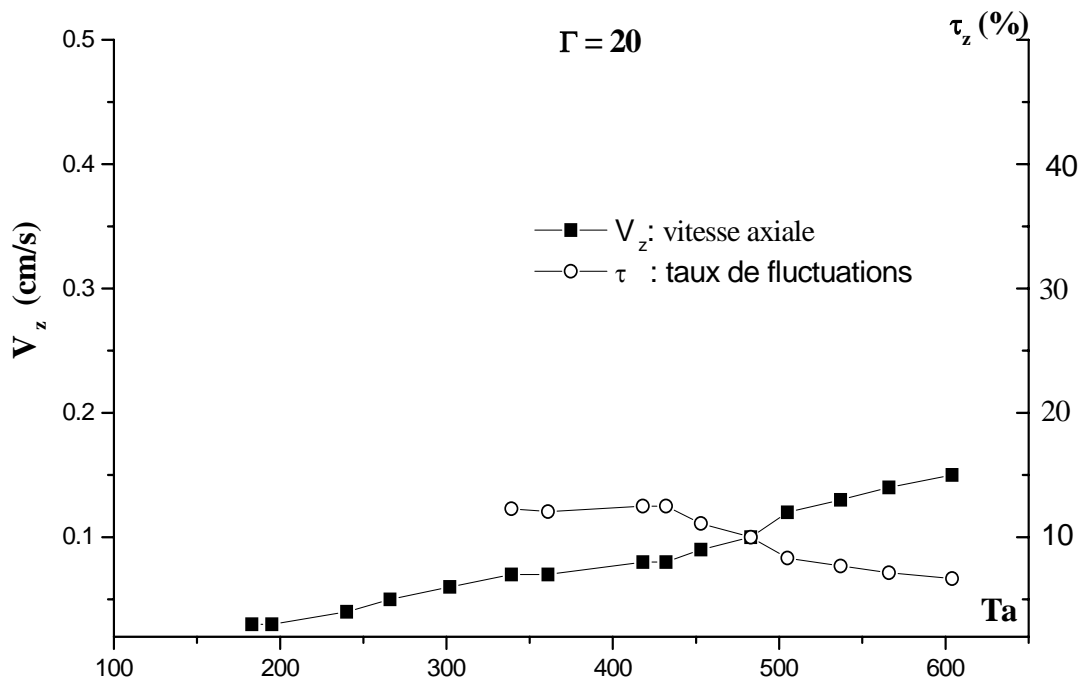


Figure V.A.6 : Evolution de la vitesse axiale et du taux de fluctuations associées en fonction du régime pour $\Gamma = 20$.

Dans le cas d'un rapport d'aspect $\Gamma < \Gamma_c = 10$ nous avons étudié la nature des structures de l'écoulement en analysant les fluctuations associées à la vitesse axiale moyenne. Nous avons représenté sur la figure V.A.7 les évolutions de la vitesse axiale V_z , de la Rms et du taux de fluctuations en fonction du nombre de Taylor pour un rapport d'aspect $\Gamma = 8,3$

Le taux de fluctuation obtenu et qui, parfois a des valeurs négatives, doit avoir une nouvelle signification physique. En effet, les vitesses axiales négatives mesurées ne correspondent pas à l'amplitude de l'onde tangentielle telle que analysée précédemment. Un changement de structures de l'écoulement s'est opéré et les cellules de Taylor qui sont présentes ont dûes subir une déformation ou un gauchissement. Le centre de la cellule se trouve ainsi déplacé par rapport au point de mesure fixé initialement, qui est le point de croisement des deux rayons laser. De ce fait le point de mesure serait positionné sur une ligne de courant interne à la cellule et tournant vers le bas. Il est donc fort probable que les valeurs négatives de la vitesse et de la RMS correspondent à un changement de vitesse associé à une forme nouvelle de la cellule de Taylor.

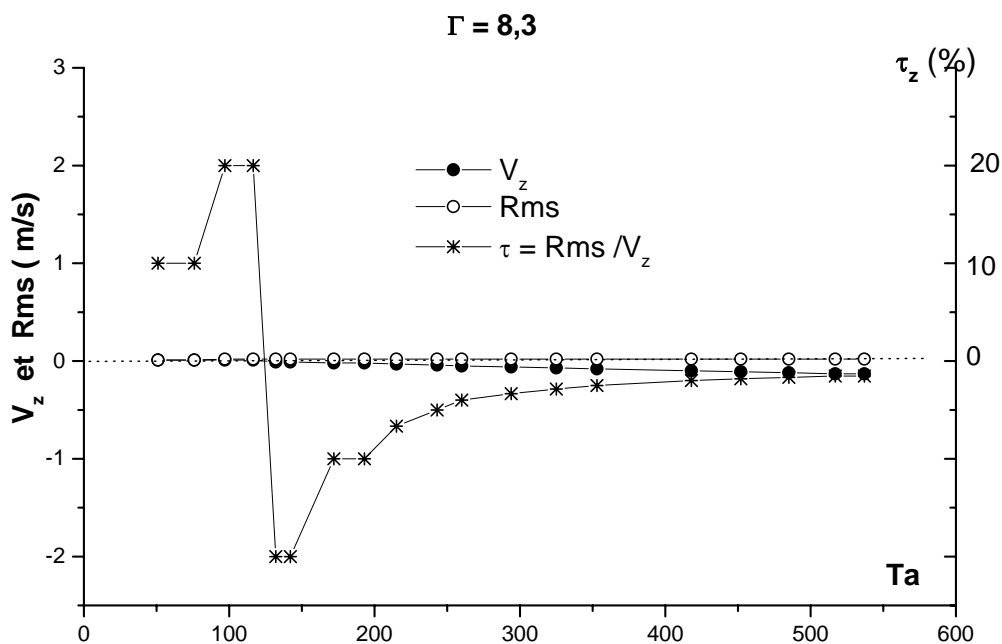


Figure V.A.7. Evolutions de la vitesse axiale V_z (\bullet), de la Rms (\circ) et du taux de fluctuation ($*$) en fonction du régime pour un rapport d'aspect $\Gamma = 8,33 < \Gamma_c$.

V.A.3 ANALYSE SPECTRALE

Une étude spectrale (FFT) du signal est réalisée en vue de détailler l'analyse des fluctuations de la composante tangentielle \bar{V}_θ . La figure V.A.8 représente le spectre de puissance obtenu pour un signal correspondant à une mesure effectuée au milieu de l'espace annulaire. Nous remarquons la présence de plusieurs pics sur le spectre. Par contre comme on le verra plus loin l'analyse spectrale du signal donné par polarographie révèle, dans la plupart des cas et pour un même nombre de Taylor, la présence d'une fréquence caractéristique dominante du régime d'écoulement. Ici il s'agit d'un spectre de fréquence qui met en évidence l'existence de sous-harmoniques et d'harmoniques liés à nFo . Aussi, si l'on a calé parfaitement le point de mesure au centre de la cellule de Taylor on a un seul pic dominant à 99 %

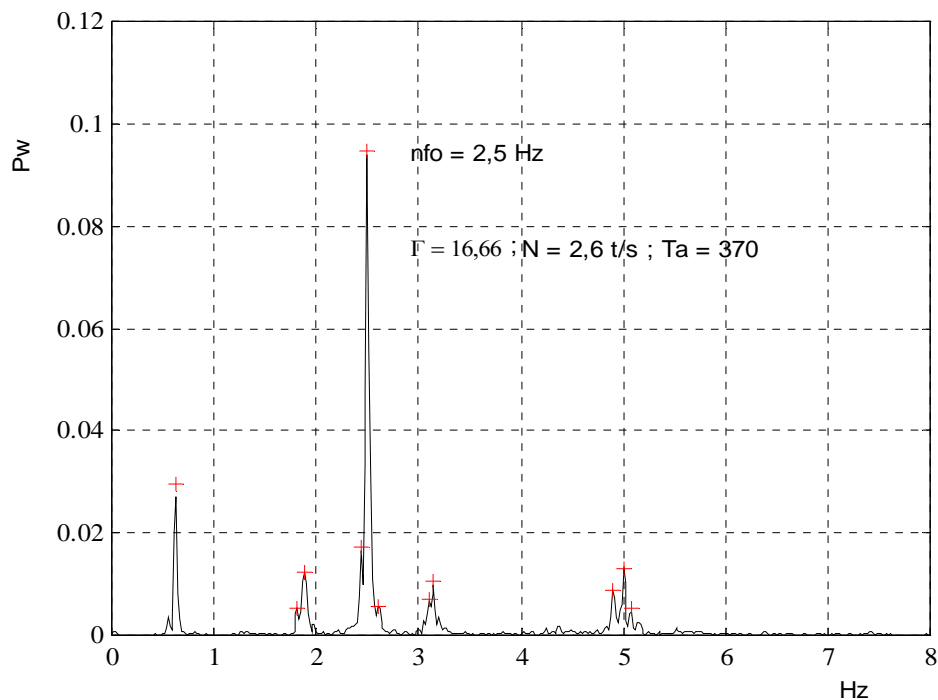


Figure V.A.8 : Spectre brut de puissance obtenu à $Ta = 370$ et pour $\Gamma = 16,7$

B) MESURES PAR VELOCIMETRIE ULTRASONORE (UVP)

V.B.1.TECHNIQUES EXPERIMENTALES ET METHODES D'ANALYSE.

Le principe et la mise en œuvre de la vélocimétrie ultrasonore (UVP) ont été déjà présentés au chapitre II. L'évaluation du profil de vitesse axiale qui en découle est conforme au principe de la vélocimétrie ultrasonore (UVP) détaillé par **Takeda [81]**.

Les mesures sont effectuées et enregistrées par le système d'acquisition de l'appareil de mesures "MET FLOW". La sonde émettrice réceptrice, orientée dans la direction axiale, est placée au fond du dispositif en contact direct avec le fluide afin d'éliminer les réflexions parasites.

Dans toutes nos expériences, le premier point de mesure est fixé à 5mm à partir de la base du système d'écoulement. La vitesse de propagation des ondes dans le fluide a été supposée très proche de celle de l'eau : $c = 1480$ m/s, malgré le fait que l'on a rajouté du Pluracol en très petites quantités à l'eau en vue d'augmenter la viscosité du fluide utilisé.

Chaque mesure porte sur l'acquisition de 1024 profils de vitesse. Un programme simple de traitement, écrit sous Matlab, permet d'obtenir simultanément la valeur moyenne de la longueur d'onde axiale, le profil de vitesse en moyenne et de procéder à l'analyse spectrale par transformée rapide de Fourier (FFT) des fluctuations associées

V.B.2. RESULTATS

Les mesures sont effectuées en fixant le rapport d'aspect Γ et en augmentant de manière continue la vitesse de rotation à partir de la position de repos jusqu'à l'apparition du régime chaotique. Nous étudions successivement le comportement de l'onde axiale et du profil de vitesse selon la direction axiale.

V.B.2.1 Evolution de la longueur d'onde axiale

Nous avons déterminé directement la valeur moyenne de l'onde axiale. Nous représentons l'évolution de la longueur adimensionnelle ($\lambda^* = \Lambda / d$) de l'onde axiale rapportée à la largeur de l'espace annulaire d en fonction du nombre de Taylor Ta et ce, pour différentes

valeurs de du rapport d'aspect Γ . Les figures V.B.1a, V.B.1b, V.B.1c et VI.B.1d présentent la loi de variation de la longueur d'onde axiale pour différentes situations intéressantes.

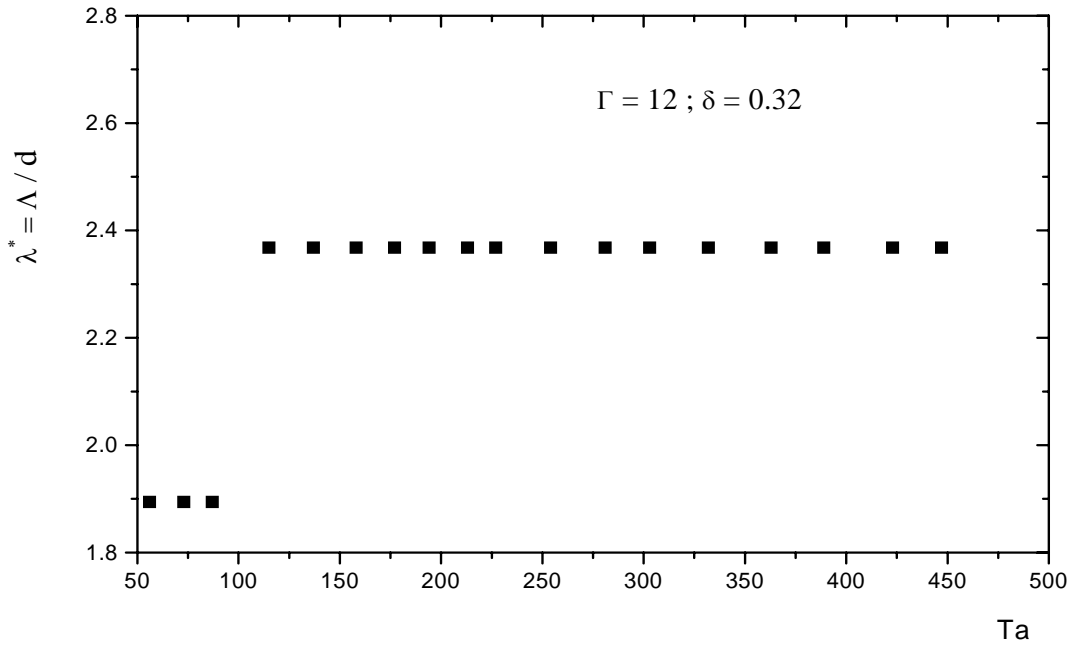


Figure V.B.1a : Evolution de la longueur d'onde axiale en fonction du nombre de Taylor pour $\Gamma = 12$ (Mode quasi-statique).

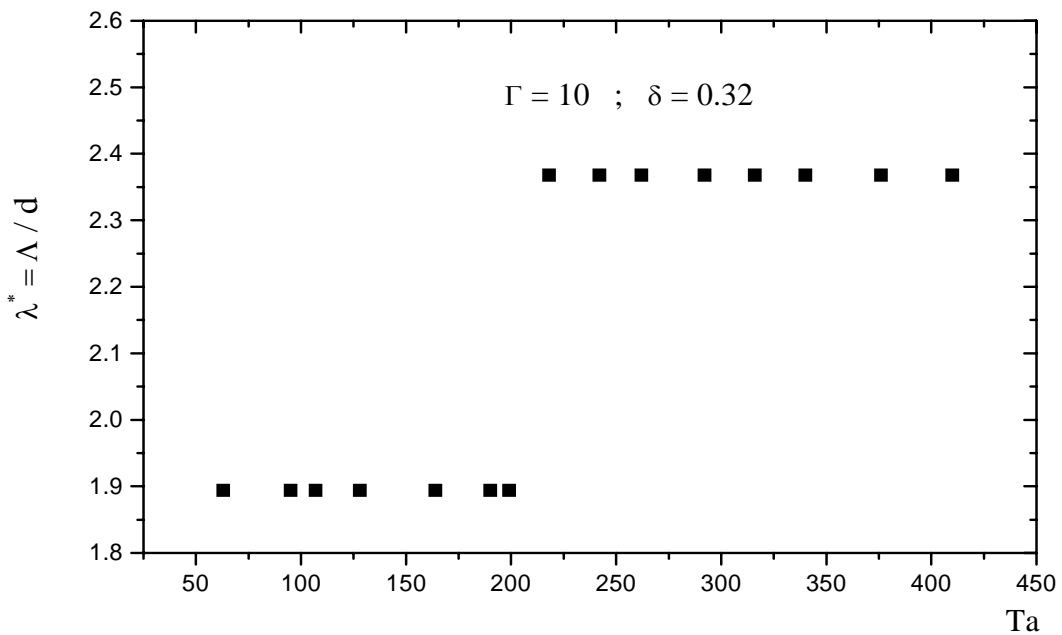


Figure V.B.1 b: Evolution de la longueur d'onde axiale en fonction du nombre de Taylor pour $\Gamma = 10$ (mode quasi-statique).

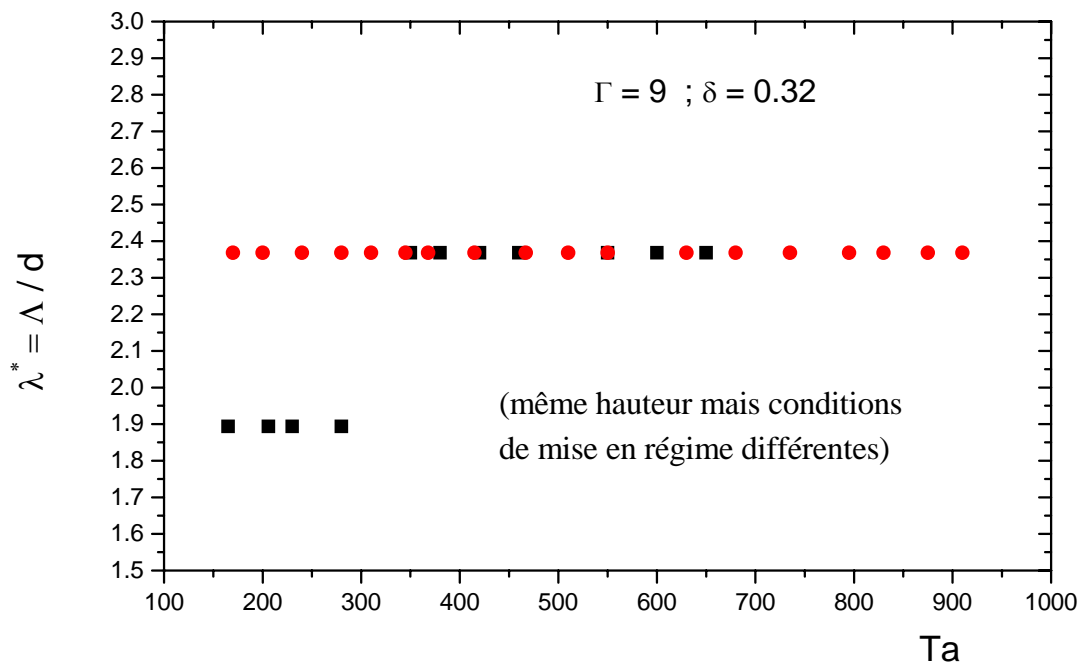


Figure V.B.1c : Evolution de la longueur d'onde axiale en fonction du nombre de Taylor pour $\Gamma = 9$: Mode quasi-statique (Δ) et mouvement accéléré (o).

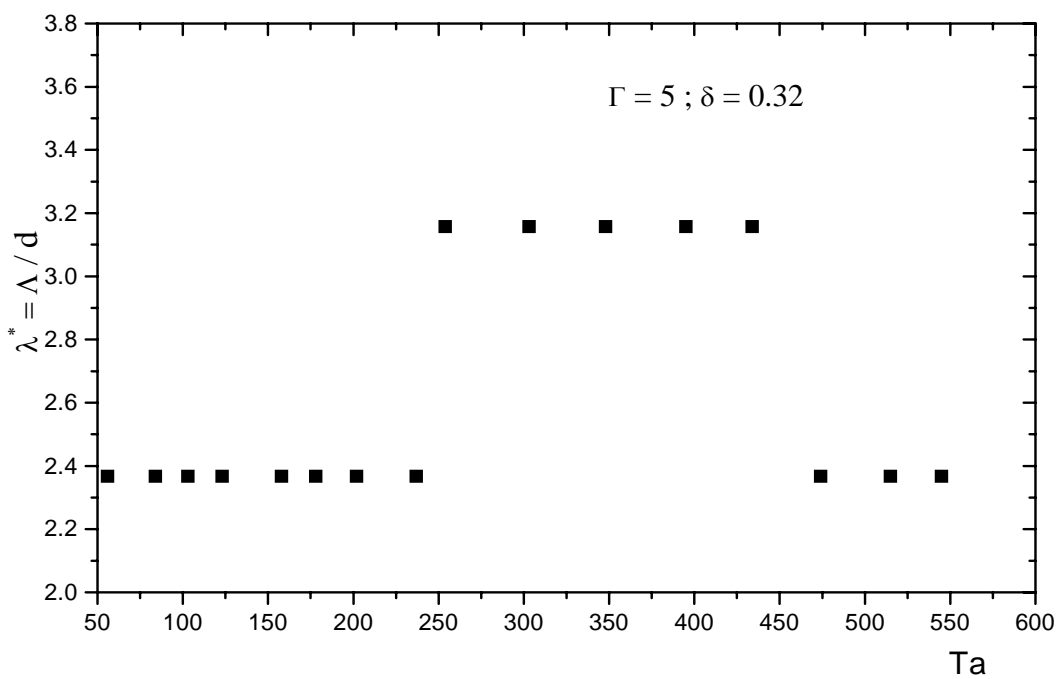


Figure V.B.1d : Evolution de la longueur d'onde axiale en fonction du nombre de Taylor pour $\Gamma = 5$ (mode quasi-statique).

Dans la plupart des cas, un brusque saut de longueur d'onde axiale (modification de la taille des cellules) est observé pour une valeur particulière de Ta comme le montrent les figures V.B.1a , V.B.1b, V.B.1c; et V.B.1d; . Cette valeur de Ta semble, à notre avis, être sensible aux conditions initiales de mise en régime et en particulier à l'accélération ($d\Omega /dt$) du cylindre tournant.

Cependant pour le cas $\Gamma = 9$, nous observons deux comportements différents de la longueur d'onde axiale (figure V.B.1c) pour $41 < Ta < 320$. Pour le même rapport d'aspect $\Gamma = 9$, dans une première série de mesures la longueur d'onde axiale reste inchangée. Par contre, lors d'une autre série de mesures un saut de la valeur de la longueur d'onde est observé. Cette différence peut être liée aux conditions expérimentales et, en particulier, au taux de montée en vitesse.

Dans le cas où $\Gamma = 5$, la valeur longueur d'onde axiale subit plusieurs sauts lorsque nous augmentons Ta (figure V.B.1d). Ceci montre l'extrême sensibilité de la structure cellulaire aux variations de la vitesse de rotation lorsque Γ tend à diminuer

V.B.2.2 .Profil de la vitesse moyenne axiale

En raison de l'orientation de la sonde de mesure, la vélocimétrie ultrasonore permet d'accéder à la vitesse dans la direction axiale. Nous obtenons un profil de forme sinusoïdale en parfait accord avec la variation de l'onde axiale (cellules de Taylor). En régime d'ondes azimutales la forme sinusoïdale est altérée par la superposition des oscillations temporelles de l'écoulement comme le montre la figure V.B.3.

La détermination du profil spatial de la vitesse axiale V_z est effectuée à titre qualitatif en vue de décrire les éventuelles structures secondaires qui apparaissent dans l'écoulement au voisinage de la surface libre. Les mesures indiquent la dépendance de la vitesse axiale (V_z) vis à vis de la position de mesure comme a pu le constater **Takeda et al [82]**.

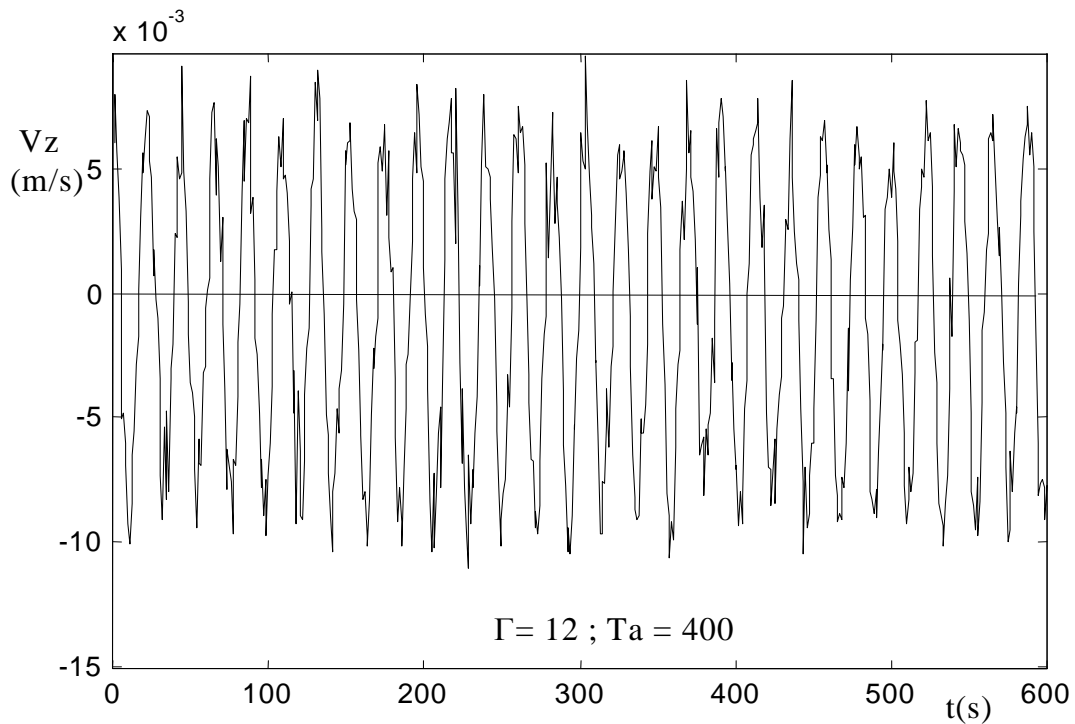


Figure V.B.3 : Profil temporel de la vitesse axiale

Le signal de forme sinusoïdale semble s'amortir lorsqu'on se rapproche de la surface libre comme l'indique la figure VI. 4.

Ceci est dû, d'une part, à la géométrie du faisceau d'ondes ultrasonores qui s'élargit au fur et à mesure qu'on s'éloigne du transducteur situé au bas du dispositif expérimental et au principe même du calcul de la moyenne de la vitesse située à la côte Z . Le faisceau intercepte la cellule entière et par conséquent toutes les lignes de champs comme l'indique le schéma ci-dessous (figure V.B.5). De ce fait, on mesure une vitesse moyenne spatiale qui semble diminuer lorsqu'on s'éloigne de la sonde.

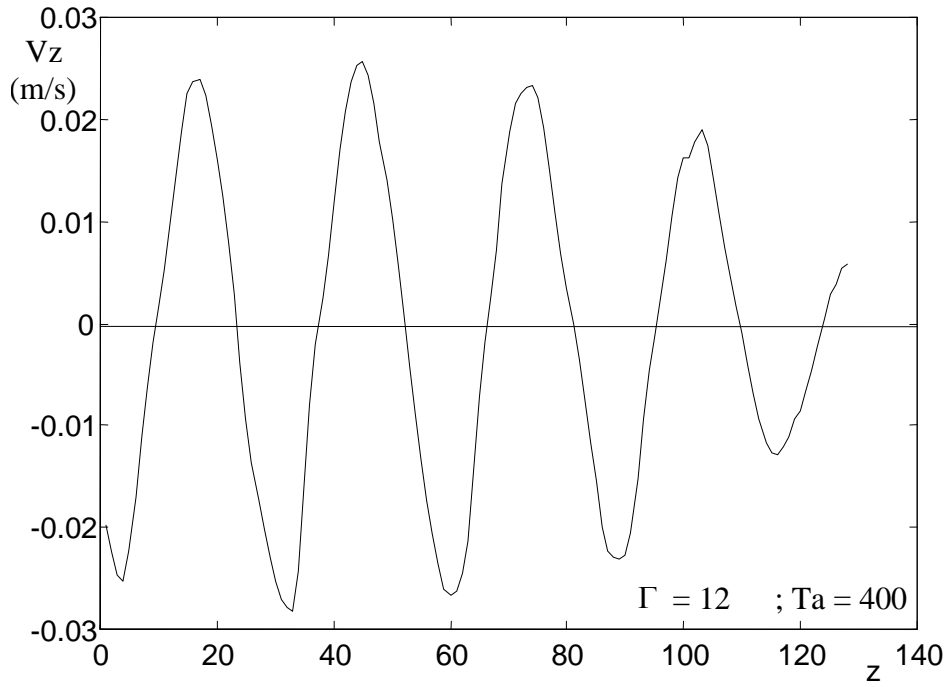


Figure V.B.4 : Profil spatial de la vitesse axiale caractérisant l'onde axiale.

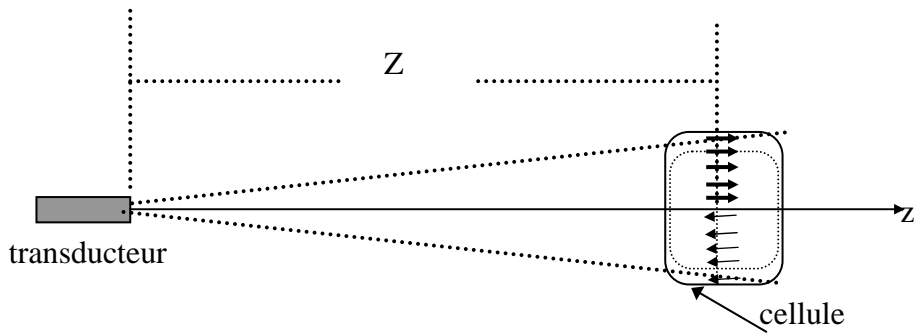


Figure V.B.5 : Schématisation d'un essai et interception du volume de mesure par le faisceau ultrasonore

D'autre part, au niveau de la surface, nous avons observé par visualisation, une couche mince de fluide qui reste toujours laminaire. En dessous, d'un rapport d'aspect $\Gamma < \Gamma_c$ des torsades observées par **A. Mahamdia** et **A. Bouabdallah** [83], au moyen de la technique de visualisation, apparaissent au niveau de la surface libre pour se propager ensuite progressivement vers le fond du dispositif expérimental. Leur présence se traduit par la forme du signal relativement "chahuté" sur la partie droite du profil moyen spatial de vitesse représenté sur la figure V.B.6.

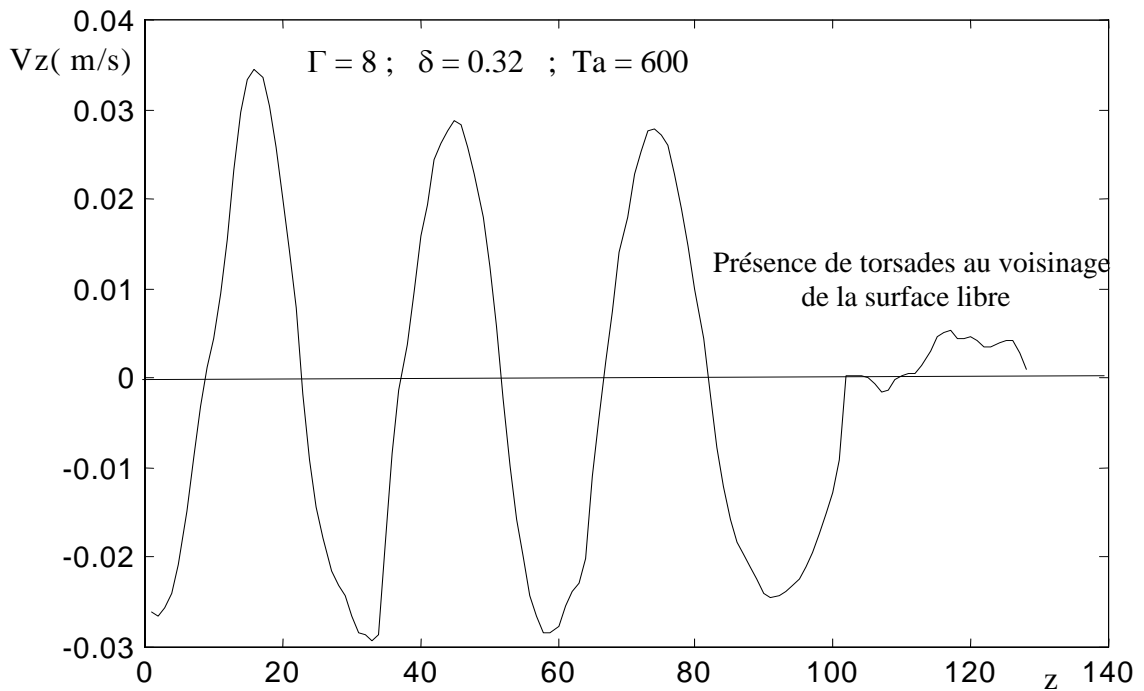


Figure V.B.6 : Profil spatial de la vitesse moyenne axiale avec présence de torsades au voisinage de la surface libre.

V.B.2.3 Evolution de la fréquence fondamentale.

Les mesures de la longueur d'onde axiale ont été étendues à l'analyse des fluctuations associées à la composante axiale de la vitesse en régime d'ondes azimutales (wavy mode). Par transformé rapide de Fourier (FFT), au moyen d'un programme Matlab (voir annexe III), on a évalué la valeur de la fréquence fondamentale $n f_0$ du train d'ondes circumférentielles en fonction du régime d'écoulement et du rapport d'aspect Γ . Nous avons constaté que l'apparition du régime d'ondes azimutales (wavy mode) est retardé lorsque Γ diminue. En dessous d'une valeur considérée comme critique $\Gamma = \Gamma_c = 10$, l'onde azimutale n'est plus présente dans l'écoulement ; on distingue aucune fréquence caractéristique sur le spectre. En effet, en régime d'ondes azimutales, seul un pic apparaît sur le spectre ; il correspond à la fréquence fondamentale. Contrairement aux petits espaces annulaires, nous n'avons pas observé d'harmonique. Les spectres donnés en figures V.B.7a, V.B.7b et V. B.7c montrent la présence d'un seul pic qui correspond à la fréquence fondamentale du signal. Les spectres représentés en figure V.B.7.c, obtenus pour un rapport d'aspect $\Gamma = 8$ montrent l'existence de pics très peu énergétiques. Ils semblent caractériser un régime d'ondes azimutales relativement dégradé énergiquement. La même constatation a été faite par **A.Bouabdallah [84]** lorsque l'espace annulaire devient large $\delta = 0.22$.

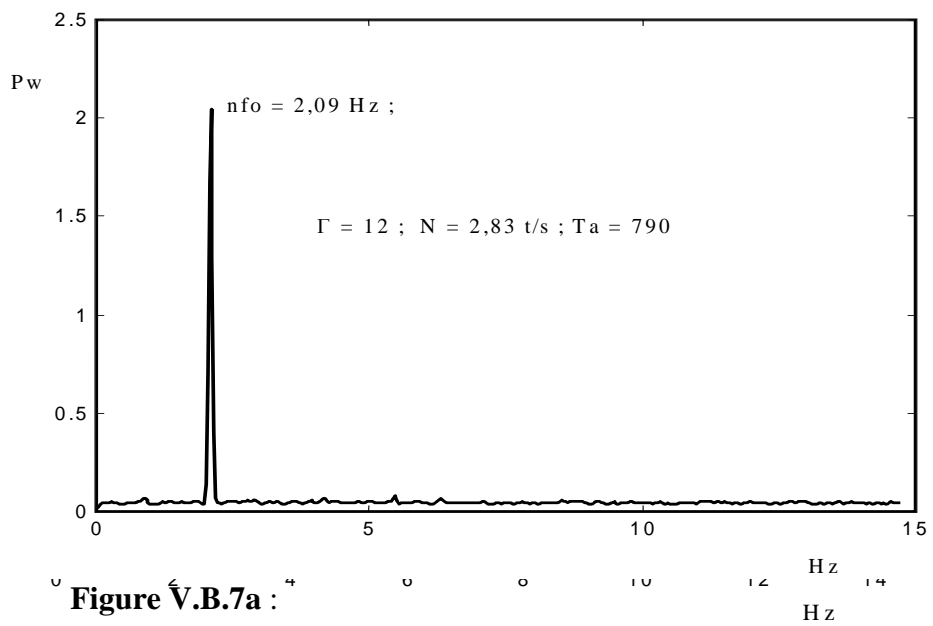
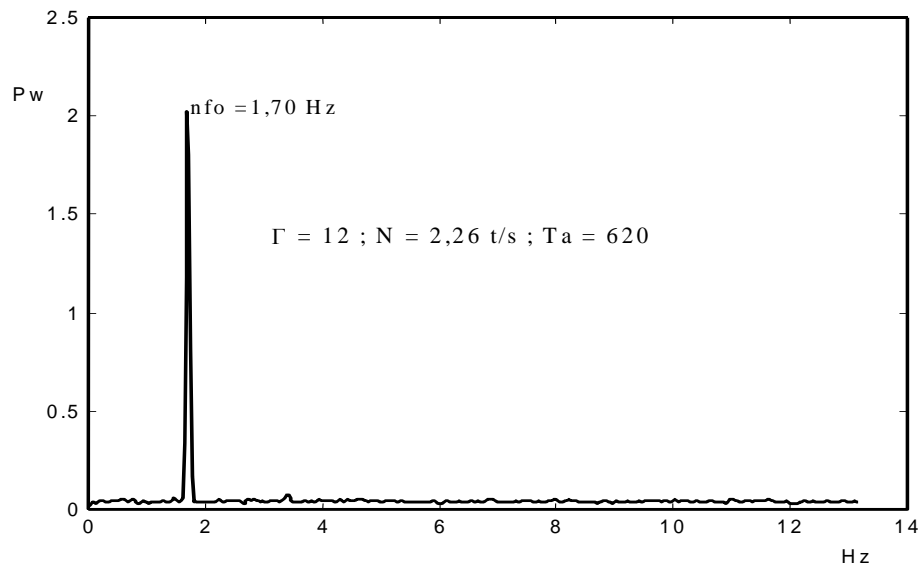
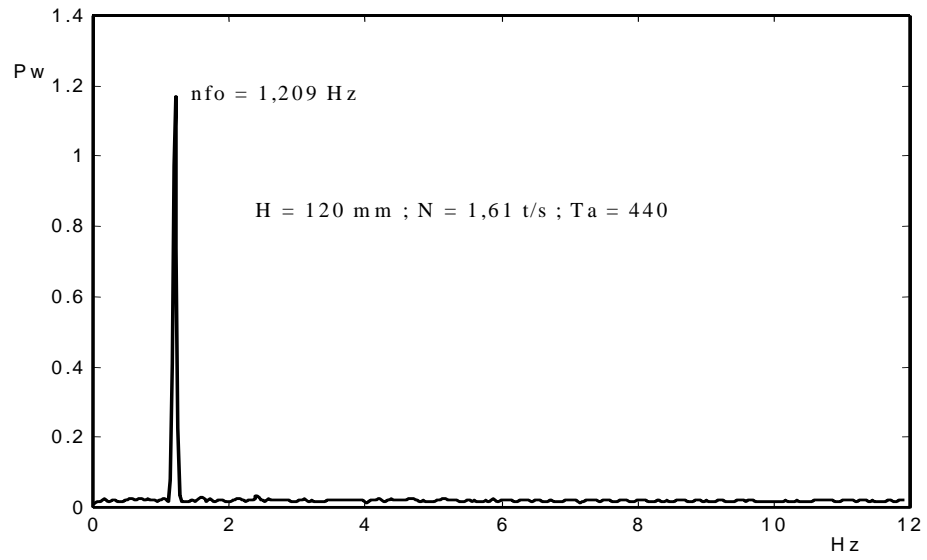


Figure V.B.7a :

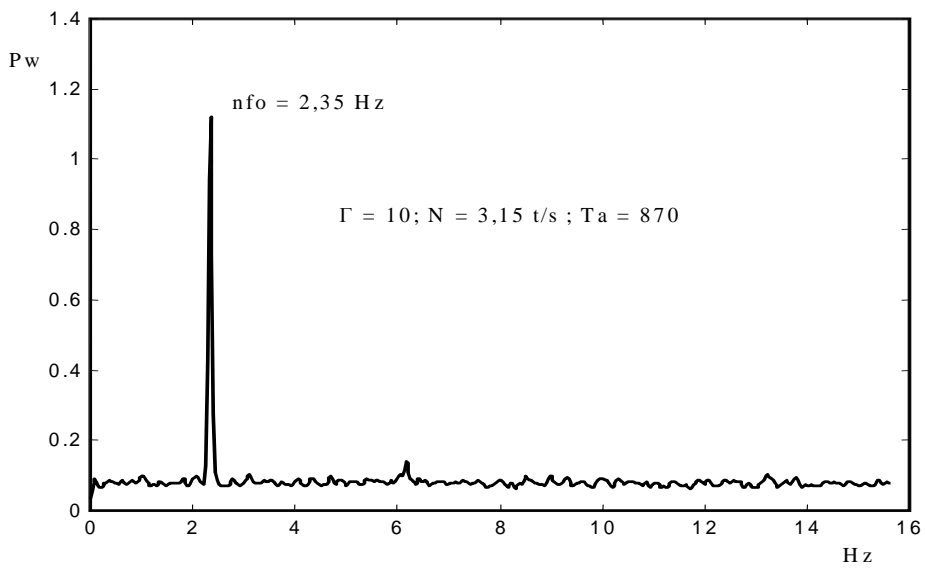
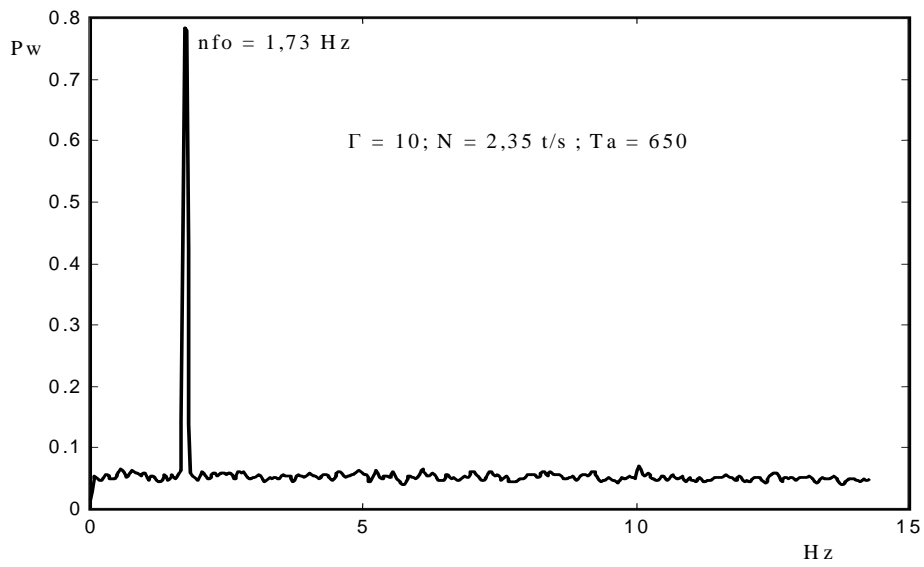
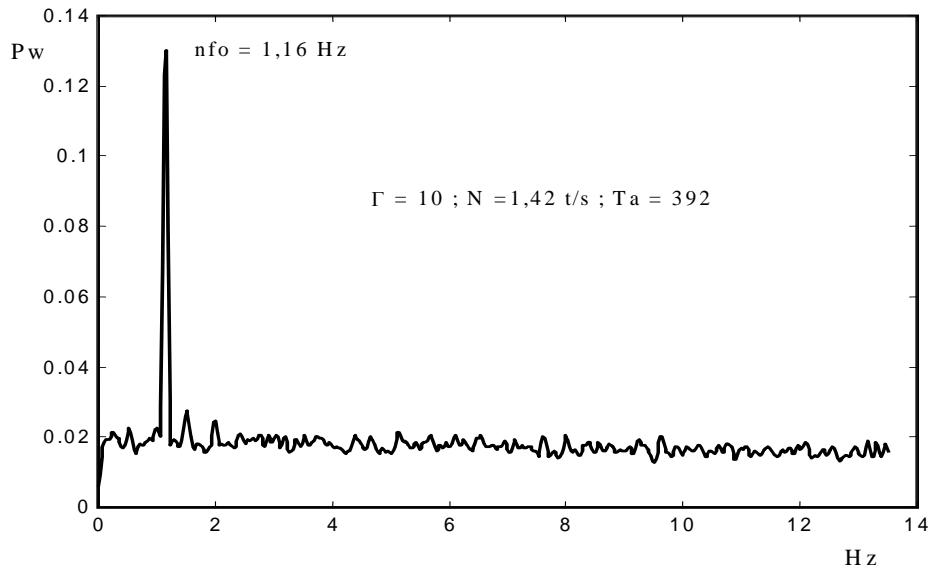


Figure V.B.7b :

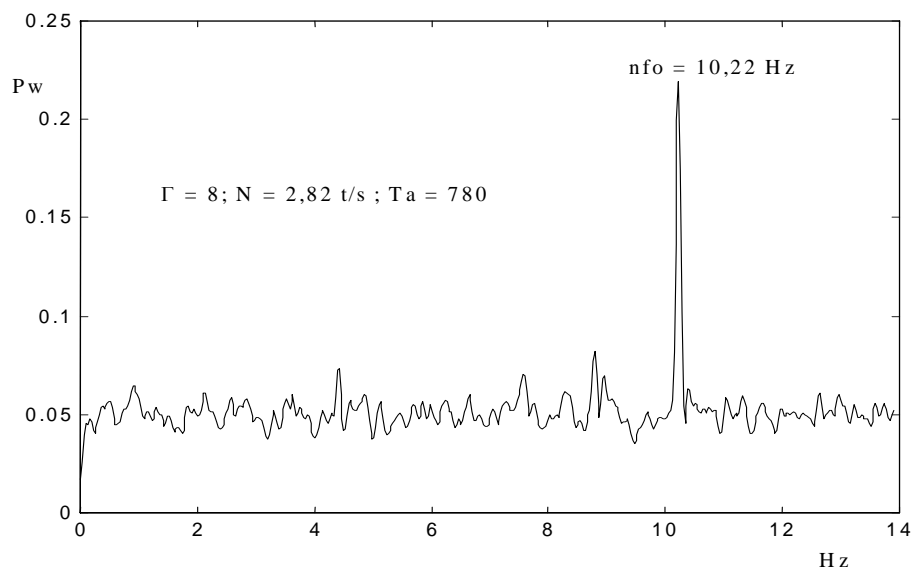
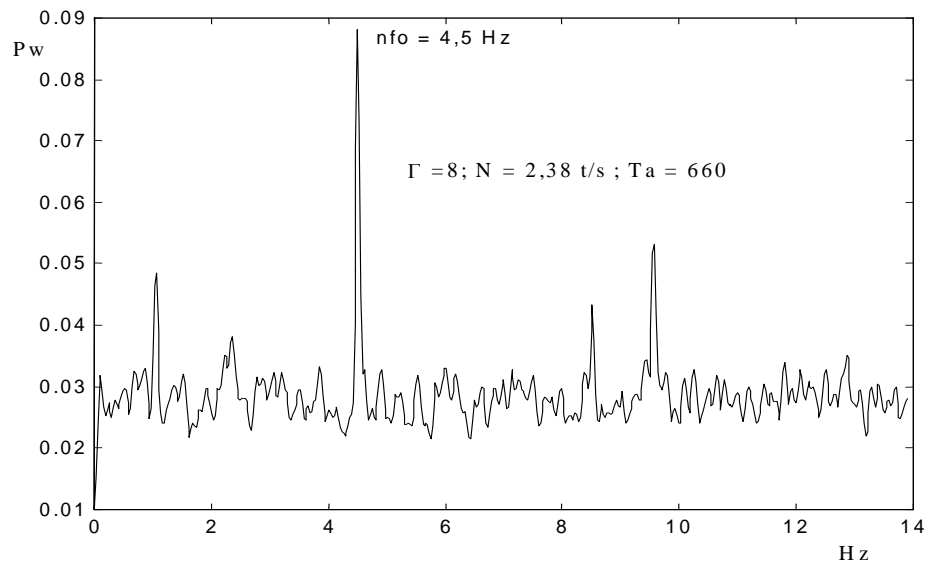
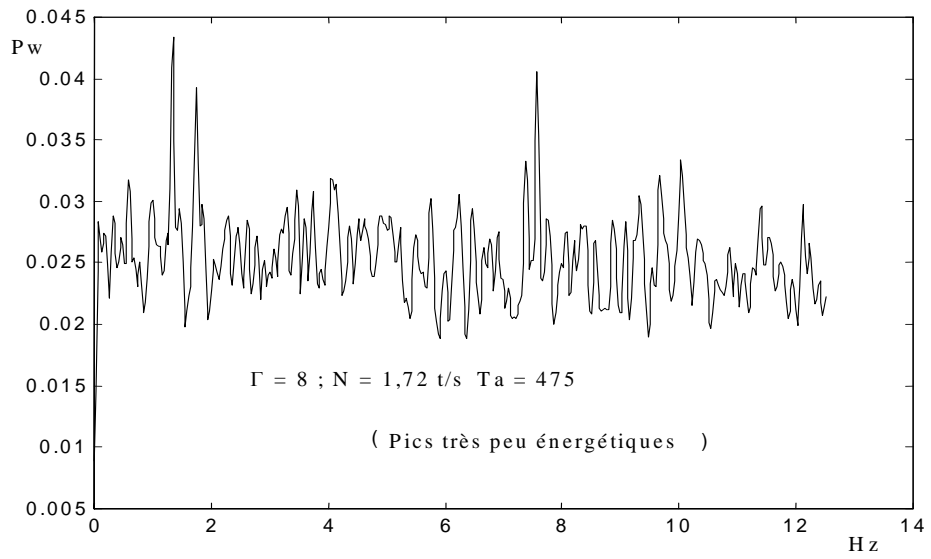


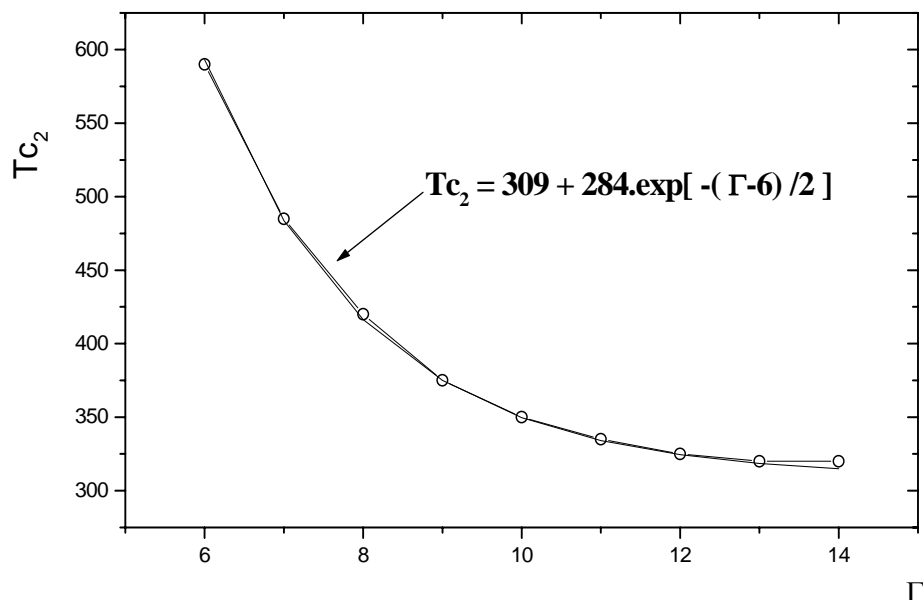
Figure.V.B.7c :

VI.2.4. Evolution de Tc_2 en fonction du rapport d'aspect.

La détermination de Tc_2 , nombre de Taylor critique caractérisant l'apparition de l'onde azimutale par visualisation des structures et par observation du spectre de fréquence. On fixe le rapport d'aspect $\Gamma = H/d$ et ensuite on augmente progressivement la vitesse de rotation du cylindre intérieur jusqu'à l'apparition d'ondulations dans la direction azimutale. L'évolution de Tc_2 en fonction de Γ est présentée en figure V.B.8. Lorsque le rapport d'aspect diminue, l'apparition du régime d'ondes azimutales est retardée. La valeur de Tc_2 est d'autant plus grande que Γ est petit. Les mêmes observations sont faites en géométrie finie avec des limitations axiales par **J.A.Cole** [22] et **A.Bouabdallah** [13]. On détermine une loi d'évolution du nombre de Taylor Tc_2 en fonction du rapport d'aspect par corrélation dans le domaine $0 < \Gamma < 14$ basé sur un comportement exponentiel du type :

$$Tc_2 = 309 + 284.\exp[-(\Gamma-6)/2]$$

Dans le cas de cet espace annulaire $d = 10$ mm ($d/R_1 = 0,32$) les valeurs de Tc_2 sont élevées comparativement à celles mesurées pour des espaces plus petits tels que $d/R_1 = 0,17$ et $d/R_1 = 0,11$. L'apparition du régime d'ondes azimutales semble être conditionnée par les valeurs des contraintes de cisaillement au sein de l'espace annulaire.



FigureV.B.8 : Evolution de la valeur du nombre critique de Taylor Tc_2 en fonction du rapport d'aspect Γ .

C) COMPARAISON DES TECHNIQUES DE MESURES UTILISEES :

1°) Considération sur les mesure en polarographie :

La technique polarographique est, à notre connaissance, le seul moyen d'investigation expérimentale des phénomènes pariétaux. Elle permet, en particulier, la mesure locale du gradient de vitesse instantané au niveau d'une paroi en régime stationnaire. Elle a aussi l'avantage, grâce à l'implantation très rapprochée de micro électrodes ($\Delta x \geq 5 \Phi$) dans la direction axiale, de pouvoir évaluer la taille des cellules et d'en déduire la longueur d'onde axiale. Le gradient pariétal de vitesse moyenne \bar{S} est déterminé avec une précision inférieure à 6 % du fait que le courant de diffusion limite \bar{I} est mesuré à 2% par la relation

$$\bar{S} = \frac{1}{(0,807.n.F.A.Co)^3} \cdot \frac{L}{D^2} \cdot (\bar{I})^3$$

Dans le cas du régime instationnaire cette méthode d'investigation présente quelque faiblesse en raison de la réponse en fréquence de la micro électrode. La précision sur la mesure est plus ou moins affectée et la correction de la réponse devient nécessaire selon l'importance de la fréquence ($f \geq 11$ Hz) et l'amplitude des fluctuations de vitesse **M.Lebouché [65]**, **A.Bouabdallah [13]**. Par ailleurs, en raison d'une amplification ($\times 10^6$) des valeurs trop basses du courant de diffusion \bar{I} (de l'ordre du μ A) la qualité de la mesure est fortement altérée par les courants parasites présents qui se trouvent ainsi fortement amplifiés. Une bonne isolation électrique du dispositif expérimental et des appareils de mesure s'impose.

Aussi les déterminations de la surface active de l'électrode, de la concentration Co de l'ion actif et du coefficient de diffusion D qui doivent être évaluées avec précision, constituent une contrainte réelle pour l'expérimentateur. De plus l'étude complète du mouvement, en procédant à des mesures à coeur de l'écoulement, ne peut se faire au moyen de la polarographie qui n'est utilisable qu'en paroi constituant une limitation inhérente à cette technique.

2°) Mesures par vélocimétrie laser :

Actuellement la chaîne vélocimétrique à laser'' **Flow lite''** fabriquée par DANTEC s'adapte facilement à toute veine expérimentale pour effectuer des mesures à coeur de l'écoulement. Tous les composants optiques sont regroupés dans une sonde de forme cylindrique reliée à la source laser au moyen de fibres optiques protégées par une gaine souple. La sonde est fixée sur un support qui peut être déplacé au moyen de vis micrométriques pour déterminer, avec précision, la position où doivent s'effectuer les mesures au sein de l'écoulement. Une rotation de la sonde autour de son axe permet de sélectionner la composante de vitesse à mesurer. Le vélocimètre est piloté par un micro-ordinateur grâce à un logiciel (BSA) qui permet le réglage des paramètres de fonctionnement du laser, de procéder à l'acquisition et au traitement du signal reçu par le photomultiplicateur incorporé dans la sonde. Il est d'une utilisation très aisée. Le paramètre le plus important est lié à la stabilité du laser qui conditionne la précision sur la mesure de la vitesse.

Dans le cas du laser utilisé ($f_i = 5.10^4$ Hz), la fréquence Doppler vaut $f_D = 2V / \lambda = 4.10^6$ Hz.

Dans ces conditions on a une stabilité $\Delta f / f \sim 10^{-8}$ pour mesurer une vitesse de 1 m/s.

Avec le " Flow Lite" la fréquence f_D est évaluée automatiquement pour en déduire V ; celle-ci est estimée à mieux que 3 %. La LDA avec temps de réponse extrêmement rapide, de l'ordre de $0,25.10^{-6}$ s, permet des mesures locales et instantanées des composantes de vitesse à coeur de l'écoulement mais, ne peut pas être utilisée pour des mesures au voisinage immédiat de parois rigides. Cette technique de mesure présente aussi d'autres faiblesses : elle ne permet pas d'accéder à la détermination du profil de vitesse le long de l'espace annulaire ni de mesurer la taille des cellules de Taylor en vue d'évaluer la longueur d'onde axiale. Néanmoins l'anémométrie laser, combinée à la technique polarographique, constitue un moyen d'investigation expérimentale relativement complet et très performant quant à la précision des mesures.

3°) Mesures par vélocimétrie ultrasonore :

La vélocimétrie ultrasonore (UVP) peut palier aux limitations des deux techniques précédentes dans la mesure où elle offre la possibilité de reproduire la forme du profil de vitesse dans la direction axiale et la détermination de la longueur d'onde axiale.

Cependant la précision des mesures est assurée jusqu'à une certaine distance, dite profondeur maximum donnée par $P_{\max} = C / 2F_{\text{prf}}$ où F_{prf} est la fréquence de répétition des impulsions. La profondeur maximum diminue lorsque F_{prf} augmente et inversement. En raison de la contrainte du théorème d'acquisition de Nyquist liée à F_{prf} , la variation de la fréquence Doppler est limitée. Ceci permet d'atteindre une valeur maximum $V_{\max} = C \cdot F_{\text{prf}} / 4 f_e$. Des deux précédentes expressions on définit la relation de contrainte $P_{\max} \cdot V_{\max} = C^2 / 8f_e = \text{const}$ qui précise les conditions de fonctionnement de cette technique tout en imposant une limite quant à ses possibilités de mesure.

Comparativement la vélocimétrie ultrasonore est très simple à mettre en œuvre pour explorer le champ de vitesse dans le cas du système de Taylor-Couette.

Dans nos conditions expérimentales on a pu obtenir la composante axiale du champ de vitesse en fonction de la position (128 points de mesures) sur une moyenne temporelle suffisante (1024 profils). Le tracé direct d'une mesure par UVP donne alors l'évolution de la vitesse axiale des vortex de Taylor sur plusieurs longueurs d'onde et son évolution en cours du temps avec des résolutions spatiale (0,7 mm) et temporelle variant de $23 \cdot 10^{-3}$ à $50 \cdot 10^{-3}$ s.

La résolution sur les mesure de vitesse est donnée par $dV = V_{\max} / 127$. Dans le cas de mesures de vitesses élevées, une bonne résolution n'est pas assurée. La vitesse de propagation des ondes dans le fluide a été supposée très proche de celle de l'eau : $c = 1480$ m/s. On a en fait négligé ainsi l'effet du Pluracol qui a été rajouté en très petites quantités afin de pouvoir travailler avec des vitesses de rotations très élevées.

Cependant la précision des mesures est voisine de 1 % et le temps de réponse est très rapide de l'ordre de 10^{-3} s, donc élevé en comparaison à celui de la technique LDA.

Là aussi on peut combiner judicieusement les techniques UVP et polarographie pour décrire complètement le champ hydrodynamique du cœur vers la paroi et inversement.

CONCLUSION

L'anémométrie laser a permis de déterminer, à travers le choix du volume de mesure, les valeurs moyennes des composantes du champ de vitesse dans l'espace sous les effets de la hauteur de remplissage et du régime d'écoulement. Pour des rapports d'aspect Γ plus grands que la valeur critique ($\Gamma > \Gamma_c$) et en faisant varier le régime nous avons pu mesurer en particulier des valeurs de la composante axiale de vitesse qui est due en fait, aux oscillations de l'onde azimutale. Ceci confirme donc l'existence du régime d'ondes azimutales ou wavy-mode. Par contre, dans le cas de petits rapports d'aspect ($\Gamma < \Gamma_c$) les valeurs de la composante axiale de la vitesse obtenues ne sont pas significatives car elles sont de l'ordre de grandeur de l'erreur de mesure ; elles ne permettent pas de se prononcer sur la présence de l'onde azimutale. Par ailleurs les valeurs négatives liées de la composante axiale s'explique par un changement de structures de l'écoulement correspondant aux cellules de Taylor qui se sont déformées. On verra ultérieurement que ce résultat s'explique par l'évolution particulière du coefficient de frottement mesuré par polarographie dans la configuration considérée.

Les mesures effectuées avec un espace annulaire large $d = 10$ mm comme celles réalisées précédemment par [85] pour $d = 6$ mm montrent que l'apparition de l'onde axiale (cellules de Taylor) n'est pas affectée par la hauteur de remplissage. Dans tous les cas, elle s'effectue pour une valeur du nombre de Taylor $Tc_1 = 41$ qui reste sensiblement constante. Dans la plupart des cas on note également un saut de la valeur de la longueur d'onde axiale pour une valeur particulière de Ta . Cette brusque modification de la taille des cellules de Taylor semble être liée aux conditions de montée en vitesse et en particulier à la valeur de l'accélération angulaire $d\Omega / dt$. La valeur de Tc_2 , nombre de Taylor caractérisant l'apparition de l'onde azimutale, est élevée comparativement aux valeurs obtenues dans le cas des petits espaces annulaires $d/R_1 = 0,11$ et $d/R_1 = 0,17$. Cette particularité est due, à notre avis, à l'importance de la largeur l'espace annulaire ($d/R_1 = 0,32$) et des contraintes de cisaillement qui se manifestent au sein de l'écoulement. En effet, pour une même vitesse de rotation du cylindre intérieur, les contraintes de cisaillement sont d'autant plus faibles que l'espace annulaire est large.

Par ailleurs, on observe sur les spectres de puissance obtenus par FFT l'existence, en général, d'un seul pic correspondant à la fréquence fondamentale du train d'ondes tangentielles (wavy-mode).

Ceci caractérise la présence d'une structure dominante du wavy-mode au sein de l'écoulement. Par contre, le spectre brut de puissance, obtenu dans le cadre des mesures effectuées au sein d'un espace annulaire de 6 mm par LDA, présente plusieurs pics. On met ainsi en évidence l'extrême sensibilité du mouvement lorsque du jeu radial sur la structure de l'écoulement. C'est la même constatation que l'on observe dans le cas de faibles rapports d'aspect ($\Gamma < 6$).

Enfin la conformation structurelle et la taille des structures qui apparaissent au sein de l'écoulement semblent être intimement liées aux effets géométriques (Γ et δ) et de mise en rotation du cylindre intérieur tournant $\Delta\Omega / dt$.

CONCLUSION GENERALE

Au vu de la littérature consacrée à ce type d'écoulement on note que presque la totalité des travaux théoriques est consacrée à l'étude du régime de transition laminaire-turbulent. Les investigations menées en géométrie finie sont effectuées en relation avec les effets du jeu radial δ (d/R_1) et du rapport d'aspect Γ (H/d) seulement dans le cas d'écoulements limités axialement par des parois rigides. L'effet de la surface libre, en géométrie finie, semble avoir échappé à l'attention des chercheurs. En outre, l'étude théorique paraît présenter des difficultés considérables, en particulier, en raison des effets non linéaires introduits par les limitations axiales et l'influence de la surface libre.

Des travaux théoriques importants ont été consacrés à l'étude des deux premières instabilités. Mais ils ne peuvent pas prédire systématiquement les nombres d'ondes sélectionnés au seuil des états critiques de leur apparition tenant compte de l'ensemble des effets de géométrie (δ , Γ) et du taux de montée en vitesse $d\Omega/dt$ sur la sélection des structures du mouvement.

Par ailleurs, les études expérimentales qui sont nombreuses et plus diversifiées se limitent, en général, à la détermination des caractéristiques moyennes des instabilités et de la turbulence en géométrie infinie, rarement en géométrie finie, mais avec des limitations axiales rigides.

Notre travail, à caractère expérimental, a porté essentiellement sur l'analyse des effets de la surface libre, menée en géométrie finie, sur les conditions d'apparition des deux premières instabilités en évolution vers le chaos. Les différentes techniques expérimentales qualitatives et quantitatives employées ont permis d'explorer les effets combinés de la surface libre et du facteur d'aspect Γ sur la nature et la structure de l'écoulement. La visualisation a fourni des informations intéressantes sur la forme des structures qui peuvent s'installer au sein de l'écoulement en fonction des conditions géométriques et cinématiques. Elle a aussi permis d'orienter judicieusement nos essais effectués au moyen de la polarographie, l'anémométrie laser et la vélocimétrie ultrasonore.

Par la technique de visualisation classique nous avons mis en évidence les conditions d'apparitions de la première instabilité de Taylor qui se traduit par des tores superposés selon la direction axiale. L'apparition de cette instabilité n'est pas affectée par la valeur du

rapport d'aspect puisqu'elle s'effectue toujours pour un nombre de Taylor pratiquement constant, voisin de $Ta = 41,2$. Cette valeur est conforme aux résultats rencontrés dans la littérature, obtenus en géométrie infinie ou finie avec des limitations axiales.

Dans le cas de l'espace annulaire large $d = 10$ mm ($\delta = 0.32$), on pu adapter la vélocimétrie ultrasonore qui a permis d'étudier l'évolution de la longueur d'onde axiale au cours du mouvement. Dans la plupart des situations et selon le mode de montée en vitesse, nous avons observé une modification brusque de la taille des cellules. Cependant pour des accélérations très faibles du cylindre tournant, ce saut en longueur d'onde axiale ne se réalise pas.

Egalement, on a pu mettre en évidence l'influence du facteur d'aspect sur le déclenchement de la deuxième instabilité qui est caractérisée par un nombre de Taylor Tc_2 . Précisément, cette apparition est retardée et donc, la valeur de Tc_2 est d'autant plus grande lorsque la hauteur H du fluide dans l'espace annulaire a tendance à diminuer.

Nos observations ont ainsi révélé l'existence d'un rapport d'aspect critique $\Gamma_c = Hc/d = 10$ tel que pour des valeurs de Γ supérieures à cette valeur critique ($\Gamma > \Gamma_c$) le régime d'ondes azimutales est observé. En revanche, pour des valeurs inférieures ($\Gamma < \Gamma_c$) ce régime disparaît. Par conséquent il apparaît que la transition s'effectue directement du régime d'ondes axiales vers le régime chaotique.

Ce résultat nouveau qui est d'une grande importance permet d'énoncer un critère de stabilité relatif à l'existence ou l'extinction du régime d'ondes azimutales, basé sur le contrôle des effets de hauteur liés au taux de remplissage de l'écoulement.

Le régime d'ondes azimutales, lorsqu'il existe, est caractérisé par un nombre m d'ondes qui dépend des conditions initiales de mise en régime. Selon le taux de montée en vitesse, le nombre m peut prendre les valeurs 7, 5 ou 4. Lors de nos expériences nous avons montré, grâce à l'analyse spectrale par FFT, le changement de mode de l'onde azimutale (le passage de $m = 5$ à $m = 4$) qui se manifeste par un saut de la fréquence fondamentale du train d'ondes. Ce changement de mode a été observé dans le passé par d'autres auteurs dans le cas de géométrie limitée axialement par des parois rigides.

Une autre forme de structures a pu être observée. En effet et, selon les conditions expérimentales, les cellules situées juste au voisinage immédiat de la surface deviennent torsadées. Lorsqu'on augmente la vitesse de rotation du cylindre intérieur, ces torsades (structures en forme de vrilles) se propagent progressivement vers le fond du dispositif de mesure pour donner à l'écoulement un caractère inhomogène. Ces constatations obtenues par visualisation ont été confirmées par l'analyse spectrale (FFT) à partir de signaux donnés par

des sondes polarographiques placées à différentes positions axiales. La détermination du profil de la vitesse axiale par vélocimétrie ultrasonore a également mis en évidence la présence de ces torsades. Ce type de structures, a été aussi observé par certains auteurs dans le cas de hauteur finie limitée axialement par des parois rigides. Les torsades apparaissent au milieu du système (à mi hauteur) pour se propager ensuite progressivement vers les bords extrêmes lorsque le régime d'écoulement augmente. Ce phénomène qui résulte de l'interaction de la surface libre avec l'écoulement de Taylor-Couette limité mérite une explication après des observations approfondies.

La poursuite de ce travail peut être consacrée aux effets du jeu radial, et, l'influence des propriétés physiques notamment le coefficient de la tension superficielle au voisinage de la surface libre. L'objectif consisterait à mettre en lumière quelle serait la contribution propre à la surface libre. Une étude expérimentale systématique des conditions d'établissement des structures ondulatoires telle que la loi de croissance de leurs amplitudes en fonction de δ et Γ reste à effectuer par voies qualitative (visualisation) et quantitative (polarographie) est également envisagée en interaction avec l'ensemble des structures précédemment décrites. De plus l'existence des torsades en surface libre doit être caractérisée structurellement afin de mieux préciser son origine et les conditions de leur apparition.

Références bibliographiques

- [1] G.I.TAYLOR., Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders, Phil.Roy.Soc.London, Séries A 223 (1923).
- [2] J.T STUART, On the non-linear mechanics of hydrodynamics stability, J.Fluid. Mech. Vol.4, 1-12 (1958).
- [3] L.RAYLEIGH, " On the dynamics of revolving fluids", Proc. Roy. Soc., London, vol. A.93, pp 148-154 (1916)
- [4]H.SCHLICHTING, Boundary Layer Theory, Mc. Graw-hill (1968).
- [5] R.M LUEPTOW, Web site, Laboratory for Applied Fluid Dynamics, North Western University, Evanston, Illinois- USA.
- [6] D. COLES., " Transitions in circulaire Couette flow", J.Fluid.Mech, Vol 21, part3, 1965.
- [7] H A. SNYDER," Wave number selection at finite amplitude in rotating Couette flow", J.Fluid.Mech.,Vol 35, pp 273-337 (1969).
- [8] C.D. ANDERECK .and al, Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders, J.Fluid.Mech, Vol.164,(1986) 155-183.
- [9] A. LORENZEN and T. MULIN., Anomalous modes and finite-length effects in Taylor-Couette flow, Phys.Rev.A, Vol 31, (1985) 3463-3465.
- [10] T.T LIM et al , " A new flow regime in Taylor-Couette flow", Phys.Fluids, Vol 10, N°12, (1998).
- [11] E.L KOSCHMEIDER et J.E.BULKHALTER ; "Steady Supercritical Taylor Vortex Flow after Sudden Starts". Phys. Fluids, 17, 1929-1935 (1974).
- [12] D.S. CANNELL and al , " Experiments in wave number selection in rotating Taylor-Couette flow", Physical Rev. Lett. Vol 50, N° 18, pp 1365-1368 (1983).
- [13] A. BOUABDALLAH, « Instabilités et turbulence dans l'écoulement de Taylor-Couette », thèse de doctorat es sciences », INPL, Nancy, France (1980).
- [14] D. DROUIN, "Ecoulement de Couette entre cylindres coaxiaux de solutions diluées de hauts polymères, Transition laminaire- turbulent",Thèse de Doctorat 3^{ème} Cycle, INPL, Nancy- France (1982).

- [15] D.MEKSYN, *New methods in laminar boundary- layer theory*, Pergamon Press (1961).
- [16] S. CHANDRASEKHAR, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Instability* -Clarendon Press, Oxford. (1961).
- [17] K. KIRCHGASNER and W.VELTE: Arch.Rat. Mech.Anal Vol 22, N°1 (1967)
- [18] G.IOSS: Arch.Rat.Mech.Anal. Vol 40 (1971)
- [19] J.P GUIRAUD : Effets non linéaires en théorie de la stabilité des écoulements laminaires, Conférence générale 3^{ème} Congrès Français de Mécanique, Grenoble (1977)
- [20] L.LANDAU, ''Mécanique des fluides, Ed MIR- Moscou (1972).
- [21] P.COSSAT and G.IOSS, *The Couette- Taylor Problem*, Applied Mathematical Sciences 102, Springer- Verlag (1994).
- [22] J.A COLE., Taylor- vortex instability and annulus- length effects, J.Fluid. Mech, Vol 75, 5-12 (1976).
- [23] M.DOUAYA, ''Analyse des transitions dans l'écoulement de Taylor-Couette à faible rapport d'aspect'', Doctorat de l'INPL, Nancy- France (1989)
- [24] T.B.BENJAMIN, '' Bifurcation phenomena in steady flows of viscous liquid'' PartI, Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Vol 359, p1-26 (1978)
- [25] T.B.BENJAMIN, '' Bifurcation phenomena in steady flows of viscous liquid'' PartII, Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Vol 359, p27-43 (1978).
- [26] ALZIARY de ROQUEFORT et G.GRILLAUD, '' Computation of Taylor vortex flow by a transient implicit method, '' phys. Fluids , 6, 259 (1978).
- [27] C.A BIELEK and E.L KOSCHMIEDER, '' Taylor vortices in short fluid columns with large radius ratio'', Physics of Fluids, A 2-9, pp 1557-1563 (1990).
- [28] H. FURUKAWA and al : Visual information of the mode formation in accelerating Taylor vortex flow with finite length, 9th. International Symposium on flow Visualisation, 2000.
- [29] T. MULIN and T.B BENJAMIN ; '' Notes on the multiplicity of flows in the Taylor experiment'', J. Fluid Mechanics, Vol 121, 182.
- [30] D.WALGRAEF et al , ''Onset of wavy Taylor vortex flow in finite geometries, '' Phys. Rev. A 29, 1514–1519 (1984).
- [31] P. BONTOUX et al '' Spiral and wavy vortex flows in short counter- rotating Couette Taylor cells'', 12 th International Couette- Taylor Workshop, September 6-8, 2001, Evanston, Il, USA.

- [32] V.SOBOLIK al, ‘ Interaction between the Ekman layer and the Couette- Taylor instability, Heat and Mass Transfer, 43, 4381-4393 (2000).
- [33] E.M SPARROW and al, ‘Instability of the flow between rotating cylinders, the wide – gap problem’, J.Fluid.Mechanics, vol.20, part 1 (1964).
- [34] M.WIMMER, ‘ An experimental investigation of Taylor vortex flow between conical cylinders’, J.Fluid.Mechanics, vol.292 (1995)
- [35] M.N.NOUI-MEHIDI et A. BOUABDALLAH, ‘Laminar-Turbulent Transition between Rotating Cones. 3rd International Workshop \ED Diagnostics of Flows". (Editors: Deslouis, C.;Tribollet, B.), Dourdan, (France), May 9-12, pp139-147 (1993).
- [36] N. NOUI-MEHIDI and M WIMMER, ‘ Free surface effects on the flow between conical cylinders’, Acta Mechanica, vol 135, (1999).
- [37] N. NOUI-MEHIDI et al ; ‘An Experimental Investigation of Flow Mode Selection in a Conical Taylor-Couette System’, International Journal of Fluid Dynamics Vol 5, Article 1 (2001)
- [38] M.WIMMER, ‘ Experiments on a viscous fluid flow between concentric rotating spheres’, J.Fluid.Mechanics, vol.78, part 2 (1976)
- [39] K. NAKABAYSHI and Y. TSUCHIDA, ‘ Spectral study of the laminaire-turbulent transition in spherical Couette flow’, , J. Fluid. Mechanics, vol 194,(1988).
- [40] K. NAKABAYSHI and Y. TSUCHIDA, ‘ Modulated and un-modulated travelling azimuthal waves on the toroidal vortices in spherical Couette system’, J. Fluid. Mechanics, vol 195,(1988).
- [41] P.S. MARCUS and L. TUCKERMAN (1987a), ‘Simulation of flow between concentric rotating spheres. I. Steady states,’ J. Fluid Mech. **185**, 1–30.
- [42] P.S. MARCUS and L. TUCKERMAN (1987b), ‘Simulation of flow between concentric rotating spheres. 2. Transitions,’ J. Fluid Mech. **185**, 31–65.
- [43] S. CHANDRASEKHAR, ‘ Hydrodynamic and Hydromagnetis stability’, Dover Publications, Inc.New York, (1981)
- [44] M.STOCKERT and R.M LUEPTOW , ‘Velocity field in Couette-Taylor with axial flow’, 10 th International Couette-Taylor Workshop , Paris, france, July 15-18 (1997).
- [45] I.MUTABAZI and al, ‘ The circular Couette flow with a radial temperature gradient’, 12th International Couette-Taylor Workshop, September 6-8, 2001, Evanston, IL, USA.
- [46] R.M.LUEPTOW, ‘ Stability and experimental velocity field in Taylor-Couette flow with axial and radial flow, Lecture Notes in Physics, Vol 549, p 137 (2000).

- [47] M.RAFIQUE, " Etude de l'écoulement entre deux cylindres coaxiaux à entrefer constant et à entrefer ondulé par la surface du cylindre intérieur tournant", Doctorat de l'INPL, Nancy-France (1999).
- [48] P. HALL, " The stability of unsteady cylinder flows", J.Fluid. Mechanics, vol 67, part 1.(1975).
- [49] P.ERN and J.E. WESFREID, " Flow between time- periodically co- rotating cylinders", J.Fluid.Mech, vol 397, pp 73-98 (1999).
- [50] P.FUNFSCHILLING, " Investigation par un écoulement de Couette de la réponse fréquentielle des sondes électrochimiques et de la floculation de particules en suspension", Doctorat de l'INPL, Nancy- France (2001).
- [51] G.I TAYLOR, Proc.Roy. Soc. A151, p 496 (1935).
- [52]. L. PRANDTL, " Guide à travers la mécanique des fluides Dunod (1952).
- [53] P.G. SAFFMAN and D. KNIGHT, " Lecture notes in physics, p 136, Springer- Verlag (1977).
- [54] M. COUETTE," Etudes sur le frottement des liquides", Ann.Chim.Phys., vol 6, Série21, p433- 510 .(1890)
- [55] A.MALLOCK," Experiments on fluid viscosity", Philos. Trans.R.Soc. London, A 187. (1896).
- [56] F.WENDT: Turbulent Strömungen zwischen zwei rotierenden koaxialen zylindern .Ing.Arch.4, pp 577-595 (1933).
- [57] G.I.TAYLOR: Fluid friction between rotating cylinders. I.Torque measurements, Pro.Roy.Soc.London, A157, part I, p546-564 (1936).
- [58] R.J.DONNELLY: Experiments on the stability of viscous flow between rotating cylinders. I. Torque measurements, Pro.Roy.Soc.London, A 246, pp312-325 (1958).
- [59] L. REISS and T.J. HANRATTY, A.I. Ch.E , Vol 8 (2), pp 245 (1962).
- [60] G.COINET, "Contribution à l'étude de l'écoulement de Couette par la méthode polarographique", Doctorat es Sciences, Université de Nancy (1968).
- [61] J.P GOLLUB and H.L SWINNEY,"Onset of turbulence in a rotating fluid",Phys. Re..Lett. **35**, 927-930 (1975).

- [62] A.PRIGENT and O. DAUCHOT;’’ Visualization of a Taylor–Couette flow avoiding parasitic reflections’’PHYSICS OF FLUIDS VOLUME 12, NUMBER 10 (2000).
- [63] T.J HÛTTI and al ;’’Numerical and experimental investigation of the effects of polymer additives on flow structures in Taylor-Couette flow’’- 12th Inter. Couette-Flow. Workshop, Sept 6-8 , 2001 Evanston, IL. USA.
- [64] L. REISS et T. J. HANRATTY , ‘’ An experimental study of the unsteady nature of the viscous sublayer’’ ; A.I. CH.E. Journal, Vol 9, N° 2, 1963.
- [65] J.MITCHELL and T. HANRATTY,’’A study of turbulence at a wall using an electrochemical wall shear-stress meter’’, J; Fluid.Mech, vol 26 (1),pp 199-221 (1966).
- [66] M.LEBOUCHE , Relation entre les fluctuations pariétales du transfert massique et du gradient de vitesse dans le cas d’un nombre de Schmidt grand, C.R.Acad. Sc. Paris, t.271, 338- 441. (1970)
- [67] G.FORTUNA and T.HANRATTY,’’ Frequency response of the boundary layer on wall transfer probes’’, Int.J. Heat Mass Transfer, vol 14, 1499-1507 (1971).
- [68] Z. MAO and T. HANRATTY, ‘’ The use of scalar transport probes to measure wall shear stress in a flow with imposed oscillations’’, Experiments in Fluids 3, 129- 135 (1985).
- [69] A. AMBAR and al, ‘’Frequency response of the mass transfer rate in a modulated flow at electrochemical probes’’, Int.J. Heat Mass Transfer, vol 29 (1), 35-45 (1986)
- [70] Z. MAO and T. HANRATTY, ‘’Studies of the wall shear stress in a turbulent pulsating pipe flow’’, J . Fluid. Mech, vol 170, 545- 564 (1986)
- [71] C.DESLOUIS and al, ‘’Frequency response of electrochemical sensors to hydrodynamic fluctuations’’, J. Fluid. Mech, vol 215, 85- 100 (1990).
- [72] P.KAIPING, ‘’Unsteady forced convective heat transfer from a hot film in non-reversing and reversing shear flow,’’ Int.J. Heat Mass Transfer, vol 26 (4), 545-557 (1983).
- [73]] Z. MAO and T. HANRATTY,’’Analysis of wall shear stress probes in large amplitude insteady flows’’, Int.J. Heat Mass Transfer, vol 34 (1), 281-290 (1991).
- [74] V.SOBOLIK , Electrochemical study of Couette-Taylor flow by limiting diffusion current method, Collect Czech-Chem. Commun, 64,1193-1210 (1999).

- [75] E.L KOSCHMEIDER et J.E.BULKHALTER ; ‘‘Steady Supercritical Taylor Vortex Flow ‘’, J. Fluid Mech, Vol 58,part 3, 547- 560 (1973).
- [76] A. MAHAMDIA et A. BOUABDALLAH, Effets simultanés des limitations axiale et radiale sur l'écoulement de Taylor-Couette, Modelling, Measurement and Control, B, AMSE Press, Vol 30, N°1, 5-12.,(1990)
- [77] J.T STUART, ‘‘ On the non-lianear mechanics of wave disturbances in stable and unstable parallel flows’’, Part I, J. Fluid. Mech, Vol 9, (1960).
- [78] A.DAVEY and al ,’’On the instability of Taylor vortices’’. J. Fluid Mech.31, 17-52 (1968).
- [79] K.KATAOKA, Taylor vortices and instabilities in circular Couette flows.
In Encyclopedia of Fluid Mechanics (ed. N. P. Cheremisinoff), pp. 237-273.
Gulf Publishing Company, (1986).
- [80] J. MAX: Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques, Masson 2ème edition (1980)
- [81] Y. TAKEDA : Velocity profile measurement by ultrasound Doppler shift method, Int.J.Heat Et Fluid Flow, Vol 7, N° 4, December1986.
- [82] Y. TAKEDA and al, « Decomposition of the modulated waves in a rotating Couette system », Science 263, 502- 505 (1994).
- [83] A. MAHAMDIA et A. BOUABDALLAH: Effets de la limitation axiale sur l'écoulement de Taylor- Couette à surface libre, Modelling, Measurement and Control, B, AMSE Press, Vol52 , N°2, 1-8 ,(1994)
- [84] A. BOUABDALLAH : Symmetries and broken symmetries in condensed matter physics, Ed. N. Boccara IDSET Paris, (1981).
- [85] D.WALGRAEF, Structures spatiales loin de l'équilibre, Ed Masson (1988).
- [86] A. MAHAMDIA et al : Effets de la surface libre et du rapport d'aspect sur la transition de l'écoulement de Taylor- Couette, CRAS -Paris , Mécanique, Vol 331, N°3, pp 245-252 (2003).

ANNEXE I

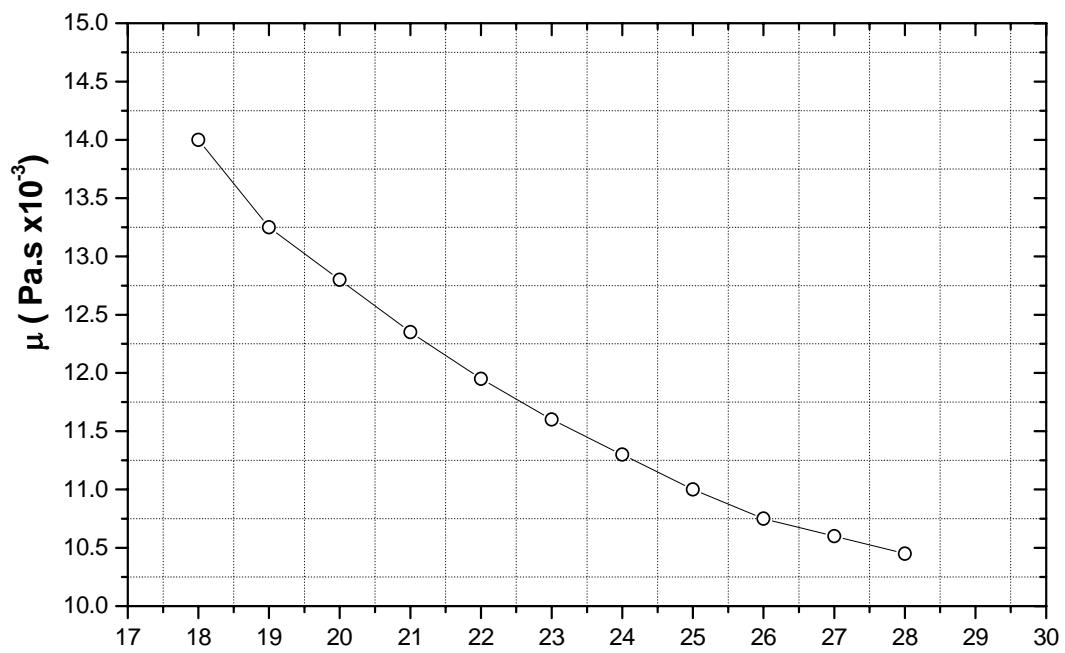


Figure AI.1. Evolution de la viscosité dynamique de la solution polarographique en fonction de la température $T^{\circ}\text{C}$

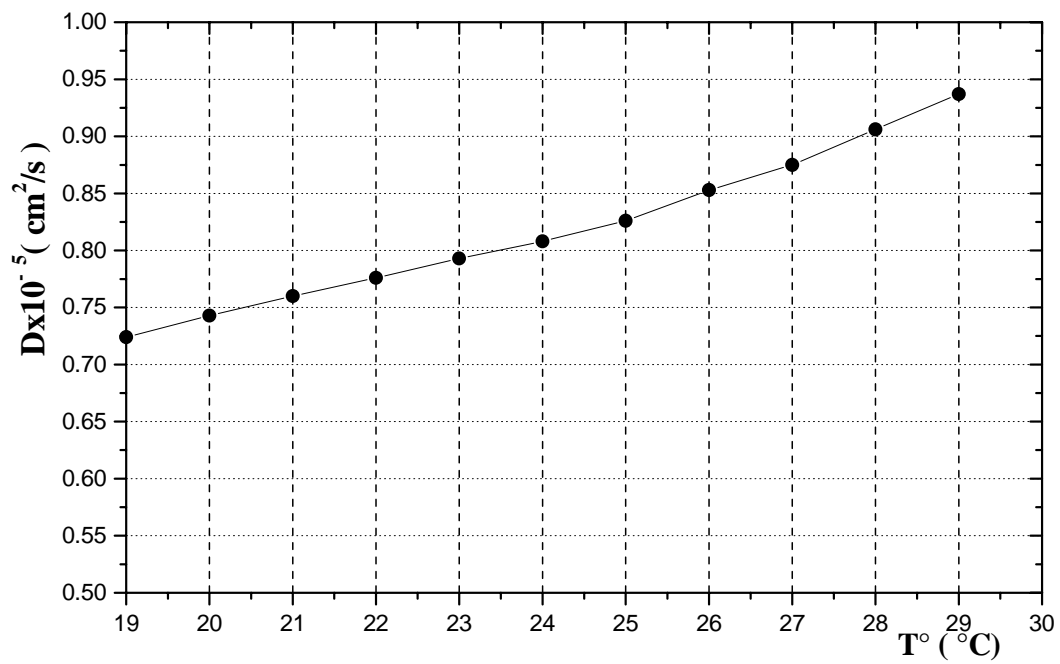


Figure AI.2: Evolution du coefficient de diffusion de masse en fonction de la température

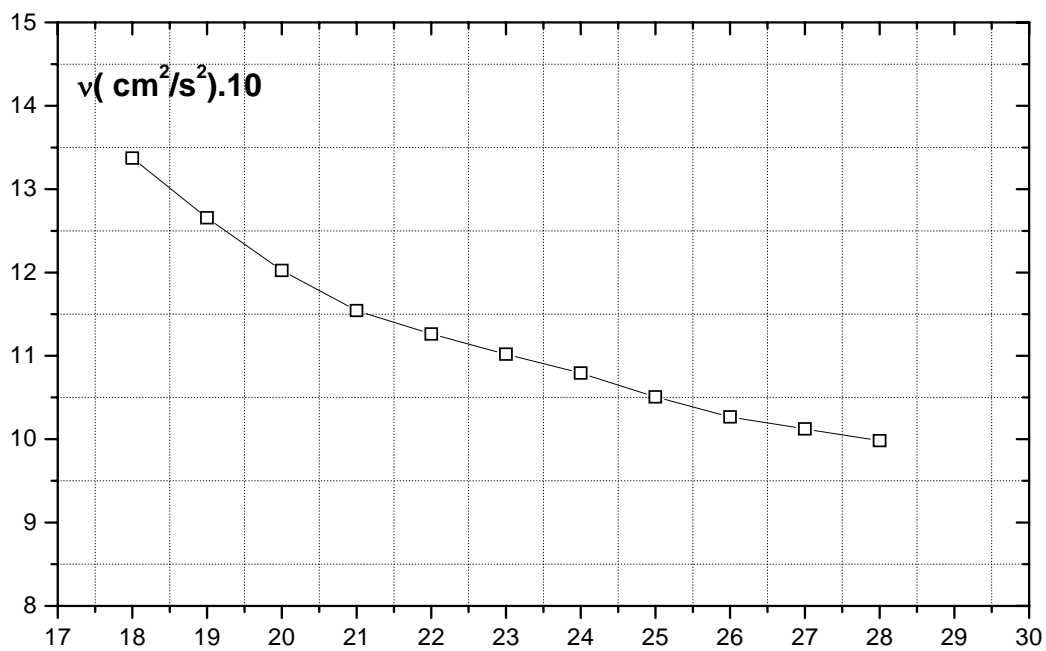


Figure AI.3. : Evolution de la viscosité cinématique de la solution $T^{\circ}C$ polarographique en fonction de la température

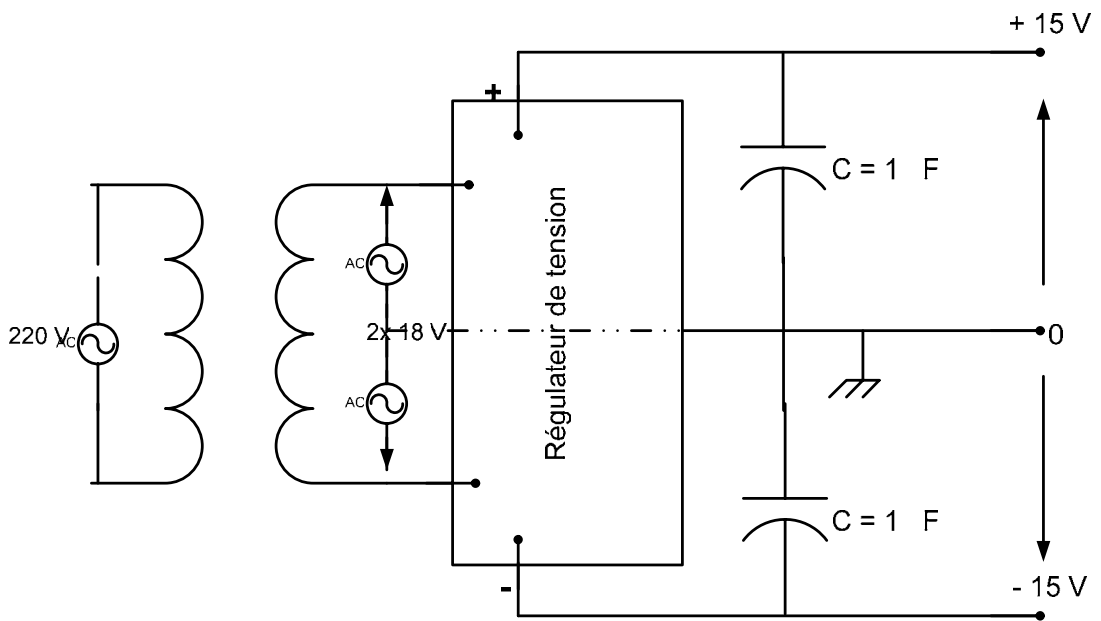


Figure AI.4 : Schéma de l'alimentation stabilisée + 15 V et - 15 V

$R_1 = 1,3 \text{ k}\Omega$; $R_2 = 1,5 \text{ k}\Omega$; $P_1 = 1 \text{ k}\Omega$; $P_2 = 10 \text{ k}\Omega$; $P_3 = 100 \text{ k}\Omega$

$C_1 = 0,1 \text{ }\mu\text{F}$; $C_2 = 0,1 \text{ k}\Omega$; D : diode Zener 5,1 V ; C1 : LF 356

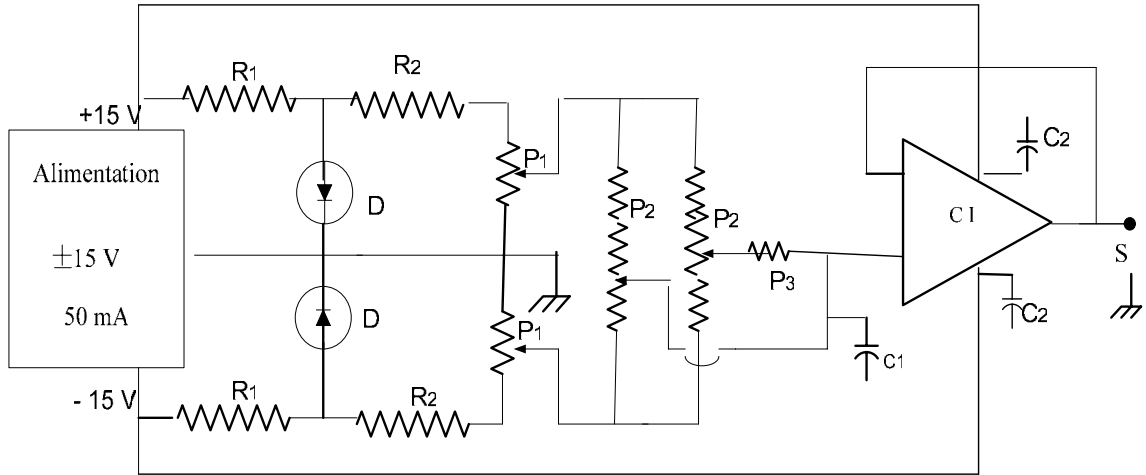
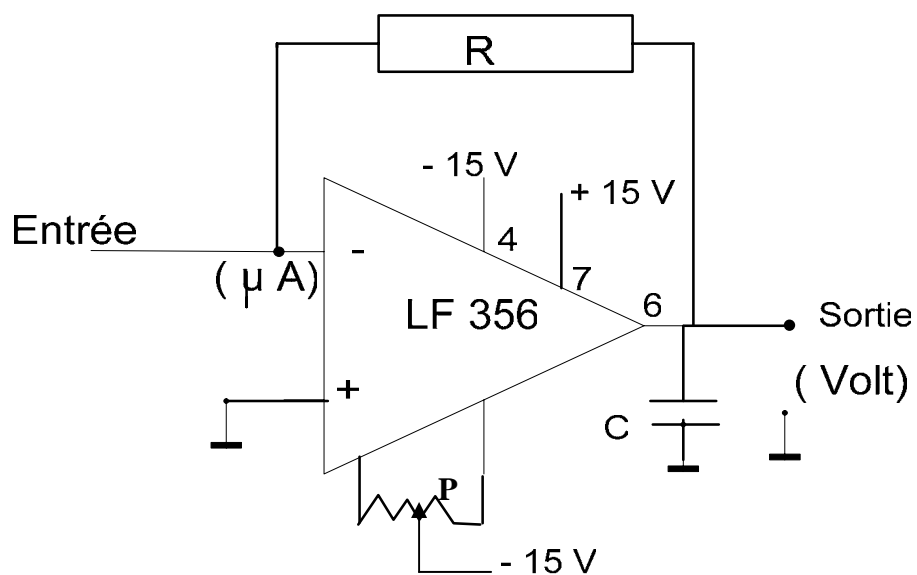


Figure AI.5 : Schéma de l'alimentation stabilisée de polarisation
(Sortie de - 1,5 V à +1,5 V)

$R = 1 \text{ M}\Omega (0,1 \%)$; $C = 0,1 \mu\text{F}$; P : potentiomètre ($100 \text{ k}\Omega$)



FigureAI.6 : Amplificateur – convertisseur Courant \rightarrow tension : $1\mu\text{A} \rightarrow 1\text{V}$

ANNEXE II

Visualisation

Dispositif expérimental : $R_2 = 65 \text{ mm}$; $R_1 = 55 \text{ mm}$; $d = 10 \text{ mm}$; $d / R_1 = 0,15$



$\Gamma = 16$; $Ta = 95$
Début du régime d'ondes
azimutales



$\Gamma = 16$; $Ta = 380$
- Régimes d'ondes azimutales
- Début de torsades à la surface



$\Gamma = 16$; $Ta = 570$
Ondes azimutales perturbées
par les torsades



$\Gamma = 16$; $Ta = 1350$
Ecoulement turbulent

Visualisation

Dispositif expérimental : $R_2 = 65$ mm ; $R_1 = 55$ mm ; $d = 10$ mm ; $d / R_1 = 0,15$



$\Gamma = 12$; $Ta = 153$
Régime d'ondes azimutales



$\Gamma = 12$; $Ta = 380$
-Régimes d'ondes azimutales
-Début de torsades à la surface



$\Gamma = 12$; $Ta = 570$
Ondes azimutales perturbées



$\Gamma = 12$; $Ta = 1800$
Écoulement turbulent

Visualisation

Dispositif expérimental : $R_2 = 65 \text{ mm}$; $R_1 = 55 \text{ mm}$; $d = 10 \text{ mm}$; $d / R_1 = 0,15$



TA

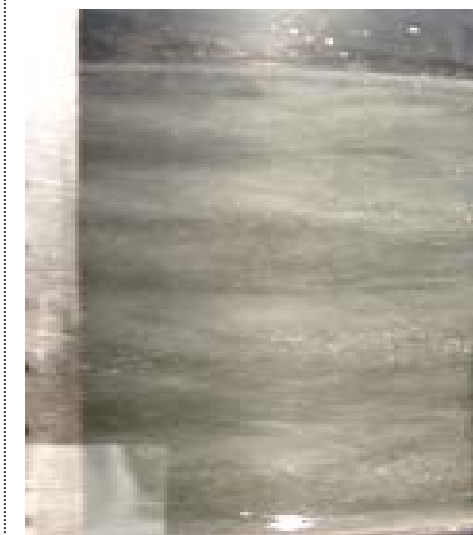
$\Gamma = 8$; $Ta = 95$
Régime d'ondes axiales
Couche laminaire à la surface libre



$\Gamma = 8 < \Gamma_c$; $Ta = 300$;
- Absence d'onde azimuthale
- Torsades au voisinage de la surface libre.



$\Gamma = 8$; $Ta = 600$
Absence d'onde azimuthale
Perturbations sur toutes les cellules



$\Gamma = 8$; $Ta = 1170$
Ecoulement très perturbé.

Visualisation

Dispositif expérimental: $R_1 = 35\text{mm}$; $R_2 = 42\text{ mm}$; $d = 6\text{ mm}$; $d / R_1 = 0,17$



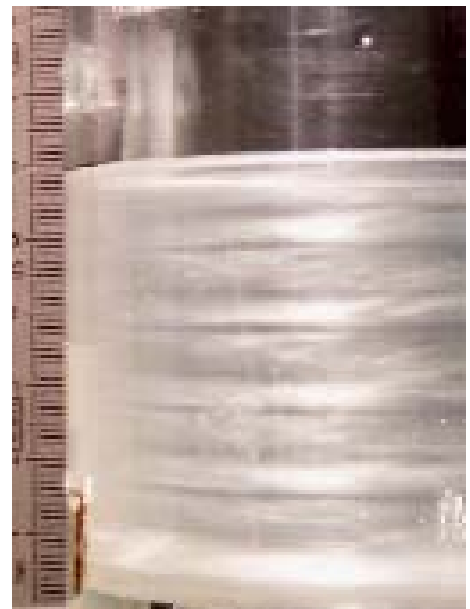
$\Gamma = 10$; $Ta = 214$
Absence d'onde azimutale



$\Gamma = 10$; $Ta = 380$
Torsades sur la cellule supérieure
Très faible ondulation



$\Gamma = 10$; $Ta = 425$
2^{ème} cellule perturbée par les
torsades



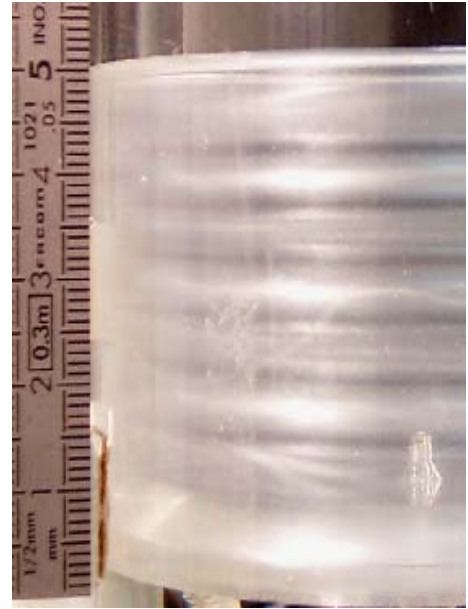
$\Gamma = 10$; $Ta = 970$
Torsades sur toutes les cellules.
Régime pré-turbulent.

Visualisation

Dispositif expérimental : $R_1 = 35\text{mm}$; $R_2 = 42\text{ mm}$; $d = 6\text{ mm}$; $d / R_1 = 0,17$



$\Gamma = 8,33$; $Ta = 273$
Absence d'onde azimutale



$\Gamma = 8,33$; $Ta = 546$
Torsades sur la cellule supérieure



$\Gamma = 8,33$; $Ta = 607$
Torsades sur toutes les cellules
Régime chaotique



$\Gamma = 8,33$; $Ta = 1090$
Régime turbulent

ANNEXE III

Programmes de traitement du signal

I) Programme de traitement du signal polarographique:

Objectif :

- calcul de la valeur moyenne
- extraction et du tracer des fluctuations
- tracer d'obtention et de tracer du spectre de puissance.
- calcul automatique des valeurs des pics.

```
path(path, 'c:\matlab\toolbox\optim')
load f34
figure;
plot(f34)
a=f34;
frequence=32;
m=mean(a)
fluct=f34-m;
plot(fluct)

[pxx,f]=psd(a,length(a)/2,frequence,[],length(a)/2-
50,'mean');
%semilogy(f,pxx)
plot(f,pxx);grid;xlabel('Hz')
axis([0 8 0 inf])

[gt,ind,d]=findmaxFL(pxx);
ii=find(gt>0.1*max(gt));
hold on
plot(f(ind(ii)),gt(ii),'+r');
hold off
[f(ind(ii)),gt(ii)]
fpic=f(ind(ii));
fpic./fpic(1)
```

2)- Programme de filtrage numérique du signal donné par l'anémométrie laser et d'analyse spectrale des fluctuations associées au champ de vitesse.

```
clear all;clc;close all;

c= load ('sig013-001.txt'); % nom du fichier sous extension txt

T=120; %période en s
n=length(u); % nombre de points acquis
dt=T/n; % pas de temps
fe=1/dt; % Fréquence d'échantillonnage
t=0:dt:T-dt;% Axe de temps
f=0:fe/n:fe-fe/n; % Axe de fréquence

% Filtrad E:\LDA1
jauge numérique du bruit sur le signal temporel
m1=10;m2=10;m3=40;
for i=m1:m2:m3;
    ti = 0:i*dt:max(t);
    uf = interp1(t,u,ti,'cubic');
    uf = interp1(ti,uf,t,'spline');
end

figure;
plot(t(1:2e3),u(1:2e3),t(1:2e3),uf(1:2e3),'r')
xlabel('t (en s)');ylabel('v (en m/s)');
title('Signal partiel : 2000 points');

spb=abs(fft(u-mean(u)));spb=spb/max(spb);spb=spb';
spf=abs(fft(uf-mean(uf)));spf=spf/max(spf);spf=spf';

i1=find(spb == max(spb((2:fix(n/2)))));
i2=find(spf == max(spf((2:fix(n/2)))));
fc1 = f(i1);
fc2 = f(i2);
fc=0.5*(fc1+fc2);

figure;
plot(f,spb,f,spf,'r');legend('Spectre brut','Spectre filtré');
```

```
axis([0 10 0 1.1]);
title('Spectre normalisé par rapport à son maximum');
fprintf('Fréquence caractéristique = %.3f Hz\n',fc);
xlabel('f (Hz)');ylabel('Spectre');
```

3) - Programme de traitement du signal vélocimétrique ultrasonore :

- la mesure de la valeur moyenne de la longueur d'onde axiale
- l'obtention du spectre et la détermination des fréquences des fluctuations associées à la vitesse axiale.

```
Lecture uvpl( entrée)
nomf=input('nom du fichier:','s')
fid=fopen(nomf,'r');
msize=[128,1024];
[header,count]=fread(fid,256,'uint16');
donnees = header;
[v,count]=fread(fid,msize,'int8');
fclose(fid);
dy=donnees(2)/1000; % pas spatial en mm
y0=donnees(3); % origine de la mesure en mm
ym=donnees(4); % fin de la mesure en mm
c=donnees(5); % vitesse du son en m/s
f0=donnees(14); % Frequence ultrason de base en KHz
Fprf=donnees(15); % Frequence de repetition du pulse en Hz
fe=1000/donnees(16); % frequence d'echantillonnage en Hz
```

```
Pmax = c/(2 * Fprf);
```

```
coefvit = c * Fprf / (128 * 4 * f0 * 1000);
```

```
y=zeros(1,128);
for i = 1 : 128;
    y(i) = y0 + dy * (i-1);
end;
```

```
v = v * coefvit;
```

```

t=[1:1024]/fe;
h=zeros(1,65)';
for i = 1:1024;
    [pp,m]=psd(detrend(v(:,i:i)),128,1/dy,128,'mean');
    h=h+pp;
end;
plot(1./m,h);
max(h)
i=find(h==max(h));
1/m(i)

```

figure(2)

```

hh=zeros(1,513)';
for i = 1:128;
    [pp,mm]=psd(detrend(v(i:i,:)),1024,fe,512,'mean');
    hh=hh+pp;
end;
plot(mm,hh);
a=max(hh)
i=find(hh==a);
mm(i)

```