Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis

N° d'ordre : 14-15

Thèse de doctorat

Pour obtenir le grade de Docteur de l'Université de

VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRÉSIS

Spécialité : **Mécanique**

Présentée et soutenue par

Hadrien BAUDUIN

Le 13/06/2014, à Valenciennes

École doctorale :
Sciences Pour l'Ingénieur (SPI)

Équipe de recherche, Laboratoire :
Laboratoire de Thermique, Écoulement, Mécanique, Mise en forme, PrOduction (TEMPO)

Contribution expérimentale à l'étude d'écoulements internes avec swirl

JURY

Président du jury

— Monnoyer, François. Professeur. Université de Valenciennes.

Rapporteurs

— Massouh, Fawaz. Maître de Conférences, HDR. Arts et Métiers ParisTech.
— Solliec, Camille. Maître de Recherche du CNRS, HDR. MINES Nantes.

Examinateurs

— Buchlin, Jean-Marie. Professeur. Institut von Karman.
— Keirsbulck, Laurent. Maître de Conférences, HDR. Université de Valenciennes.

Directeur de thèse

— Lalot, Sylvain. Professeur. Université de Valenciennes.

Invité

— Beaubert, François. Maître de Conférences. Université de Valenciennes.

« Connaître, ce n'est point démontrer, ni expliquer. C'est accéder à la vision. »

Antoine de Saint-Exupéry

Remerciements

Dans ces quelques lignes, j'essaierai d'exprimer ma reconnaissance envers les personnes qui ont contribué de près ou de loin à la réussite de cette thèse. Comme pour la grande majorité des doctorants, le mémoire de thèse est le reflet d'un travail personnel, mais aussi la conclusion d'une épreuve d'endurance, parfois plus longue que prévue, qu'on ne peut gagner que grâce à des « porteurs d'eau », chacun participant au succès. Pour la plupart, leurs noms ne peuvent malheureusement pas apparaître en première page pour des raisons officielles évidentes. Pas plus qu'ils ne peuvent être écrits dans une partie intitulée « crédits » en bout de manuscrit, comme pour une fin de film. Cela ne ferait pas sérieux, et pourtant ce serait mérité. Je n'écrirai probablement pas le nom de toutes les personnes que je remercie, mais je n'en oublie aucune et j'aurai l'occasion de les remercier de vive voix. Au moment où j'écris ces phrases c'est déjà le cas pour les plus importantes d'entre elles.

Il y a malheureusement une personne que je n'ai pas eu le temps de remercier à sa juste valeur. J'ai en effet eu la chance de débuter cette thèse sous la (co-)direction du Professeur Larbi Labraga. J'aurais voulu pouvoir lui exprimer ma gratitude, d'autant qu'il ne peut pas avoir son nom en page de garde. Au-delà de son titre de co-directeur de thèse, qui correspond parfois à une vague supervision du travail du doctorant, le Professeur Larbi Labraga était un véritable encadrant. Je sais que le terme d'encadrant est officiellement employé pour les superviseurs n'ayant pas leur habilitation à diriger les recherches, mais je trouve qu'il ne peut être en rien considéré ici comme une rétrogradation. Larbi Labraga était un directeur de thèse impliqué, proche de ses doctorants, même sur les bancs d'essais (il était resté malgré son évolution hiérarchique un grand expérimentateur). En cela, je pense que c'était un exemple de Professeur d'Université : il assurait pleinement son devoir de transmission du savoir. Il savait également tirer le meilleur de ses doctorants, en leur en demandant beaucoup mais en leur redonnant bien plus. Malheureusement, son encadrement a pris fin trop tôt. Je suis intimement persuadé que le manuscrit que vous allez lire aurait été de meilleure qualité sur ses conseils. Je ne peux pas finir ce paragraphe qui lui est dédié sans lui dire simplement « Merci ».

Je remercie évidemment le Professeur Sylvain Lalot, pour avoir accepté la direction de cette thèse.

Mes remerciements vont ensuite logiquement à M. Laurent Keirsbulck. Sans renier ses qualités personnelles, son émancipation professionnelle, et son individualité, je pense qu'il est le meilleur « disciple » de M. Labraga. En soit, ce n'est pas à proprement parlé un remerciement, mais c'est tout comme. Je remercie donc Laurent pour son immense soutien et ses conseils avisés, notamment en expérimental ou en traitement des données.

Je le remercie pour la relecture du manuscrit. Officiellement il n'avait rien à gagner à m'aider et à « prendre la relève » officieusement de l'encadrement de cette thèse. Je souhaite ici lui ré-exprimer toute ma gratitude.

Je tiens à remercier les rapporteurs de cette thèse, M. Fawaz Massouh et M. Camille Solliec. Je les remercie d'avoir examiné mes travaux de thèse. Je remercie également M. Jean-Marie Buchlin, examinateur. Mes remerciements vont au Professeur François Monnoyer, président du jury. Merci également à M. François Beaubert, invité, avec qui j'ai eu au long de ces années de thèse une entente agréable et des échanges intéressants sur les simulations numériques. Je remercie l'ensemble du jury pour leurs questions et remarques pertinentes au cours de la soutenance.

Contrairement à l'image commune des chercheurs solitaires, la recherche est un travail d'équipe. Je remercie en cela toute l'équipe technique, dans le désordre : Hervé, Marc, Jesse et Jean-Michel. Un grand Merci évidemment à David grâce à qui le banc d'essais a pris vie, et qui peut au moins autant que moi en revendiquer la paternité.

Je remercie « toute » l'équipe administrative, à savoir... Sabine. Efficace et sympathique, c'est un membre indispensable du laboratoire.

Mes remerciements vont au Professeur Souad Harmand et (à nouveau) au Professeur François Monnoyer pour leur soutien, notamment lorsqu'ils étaient chef d'équipe.

Je voudrais remercier l'ensemble des doctorants avec qui j'ai partagé mon bureau, la cafetière ou simplement de bons moments : plus au moins dans l'ordre chronologique : Grégoire, Mahmoud, Toufik, François, Nabil, Evangelos, Tanguy, Fawzi, Rogelio.

Un merci particulier à Frédéric avec qui j'aurais fait pas mal de kilomètres.

Je n'oublie pas les personnes que j'ai pu croiser antérieurement à cette thèse et qui ont contribué à ce que j'arrive jusqu'au doctorat.

Je souhaite remercier mes amis proches pour leur soutien et leur compréhension.

Enfin, et par-dessus tout, merci profondément à ma famille et à ma belle-famille pour m'avoir supporté, dans tous les sens du terme. Et bien sûr, surtout, à Fanny.

Table des matières

Remerciements **i**

Table des figures **5**

Liste des tableaux **9**

Notations **11**

Introduction **15**

1 Éléments bibliographiques **17**
1.1 Introduction générale des écoulements avec swirl 17
1.2 Les écoulements avec swirl constant 19
1.2.1 Éléments énergétiques 19
1.2.2 Configurations géométriques 21
1.3 Les écoulements avec swirl décroissant en conduite à section circulaire . 23
1.3.1 Définitions du nombre de Swirl 23
1.3.2 Types de tourbillon et observations sur la dynamique de l'écoulement avec swirl décroissant 24
1.3.3 Transfert de masse dans les écoulements avec swirl décroissant . . 31
1.3.4 Compléments numériques et analytiques 32
1.4 Bilan de l'étude bibliographique 33

2 Dispositifs expérimentaux et métrologie **35**
2.1 Moyens d'essais 36
2.2 Description du swirler utilisé pour la génération de l'écoulement tournant 38
2.3 Méthodes optiques 42
2.3.1 Visualisations par colorant 42
2.3.2 Anémométrie laser à effet Doppler : généralités 43
2.3.3 Spécificités des mesures LDV en présence de parois curvilignes, cas du tube circulaire 45
2.4 Méthode électrochimique 48
2.4.1 Principe de la méthode 49
2.4.2 Choix de la tension de polarisation 50
2.4.3 Solution polarographique 51
2.4.4 Sondes polarographiques 51
2.4.5 Bases théoriques 52
2.4.6 Étude des sondes polarographiques en régime permanent 54

2.4.7 Étude des sondes polarographiques en régime instationnaire . . . 56
2.4.7.1 Réponse linéaire . . . 57
2.4.7.2 Réponse non linéaire . . . 57
2.4.8 Mise en œuvre de la méthode . . . 60
2.5 Autres dispositifs métrologiques du montage . . . 63
2.5.1 Débitmètre électromagnétique . . . 63
2.5.2 Prises de pression . . . 64
2.5.3 Thermocouple . . . 65

3 Étude préliminaire de l'écoulement de référence en conduite 67
3.1 Avant-propos . . . 68
3.2 Mise en évidence qualitative des différents régimes d'écoulement . . . 68
3.3 Évolution des grandeurs statistiques de l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds . . . 70
3.3.1 Profils de vitesse moyenne . . . 70
3.3.2 Éléments statistiques complémentaires . . . 71
3.3.3 Bilan sur les propriétés moyennes et paramètres de l'écoulement . 72
3.3.4 Remarques supplémentaires . . . 74
3.4 Caractérisation pariétale de l'écoulement de référence . . . 75
3.4.1 Évolution du coefficient de frottement pariétal en fonction du nombre de Reynolds . . . 75
3.4.2 Instationnarités pariétales et intermittence . . . 76
3.4.3 Remarque sur le coefficient de frottement obtenu par méthode électrochimique . . . 78
3.4.4 Analyse corrélatoire et vitesse de convection . . . 79
3.5 Synthèse . . . 81

4 Caractérisation expérimentale de l'écoulement en conduite avec swirler 83
4.1 Étude dans le champ de l'écoulement induit par le swirler . . . 83
4.1.1 Premier aperçu qualitatif de l'effet du swirler . . . 84
4.1.1.1 Variation du pas hélicoïdal en fonction du nombre de Reynolds . . . 84
4.1.1.2 Capacité à augmenter le mélange . . . 85
4.1.1.3 Estimations de l'angle de swirl . . . 86
4.1.2 Mesures quantitatives de l'écoulement dans le champ . . . 87
4.1.2.1 Nombres de Swirl de l'écoulement . . . 89
4.1.2.2 Profils de vitesse axiale et tangentielle . . . 90
4.2 Influence du Swirl sur le frottement pariétal . . . 97
4.2.1 Étude du frottement pariétal moyen . . . 97
4.2.1.1 Distribution circonférentielle . . . 97
4.2.1.2 Décroissance axiale . . . 101
4.2.2 Aspects instationnaires associés . . . 103
4.2.2.1 Évolution temporelle simultanée . . . 103
4.2.2.2 Analyse corrélatoire . . . 104
4.3 Synthèse . . . 108

Conclusion générale et perspectives 109

Bibliographie 113

Annexes 119

A Éléments sur la conception du canal hydrodynamique **119**

Résumé **126**

Abstract **126**

Table des figures

1.1 Échangeur de chaleur tubulaire avec insertion de rubans torsadés, illustration de [81]. 19
1.2 Exemple de ruban torsadé, ici le pas hélicoïdal $y = H/d$, illustration de [81]. 21
1.3 Deux tourbillons contra-rotatifs conduisent à une meilleure efficacité que deux tourbillons co-rotatifs, illustration de [16]. 22
1.4 Swirlers courts à aubes directrices axiales, illustration de [1]. 23
1.5 Tourbillon combiné réel et tourbillon combiné de Rankine, illustration de [45]. 25
1.6 Décroissance axiale de la vitesse tangentielle. À gauche : tourbillon de type *SBR* en entrée, à droite : tourbillon combiné en entrée, illustrations adaptées de [65]. 26
1.7 Carte des invariants d'anisotropie des tensions turbulentes en fonction de la position axiale en aval d'un swirler (L/D est la position axiale adimensionnée en aval du générateur de swirl, dont la sortie se situe à $L/D = 0$). II_a et III_a sont respectivement les deuxième et troisième invariants scalaires du tenseur d'anisotropie, $\mathrm{II}_a = a_{ij}a_{ji}$ et $\mathrm{III}_a = a_{ij}a_{jk}a_{ki}$, avec $a_{ij} = \overline{u_i u_j}/\overline{q^2} - 1/3\delta_{ij}$ et $\overline{q^2} = \overline{u_i u_i}$, illustration adaptée de [49]. 27
1.8 Correspondance entre visualisations expérimentales et résolution numérique en laminaire pour un écoulement à nombre de Reynolds de 7.7×10^4 en aval d'une ailette torsadée sur 180° (swirler court), illustration de [12]. 28
1.9 L'ailette torsadée sur 180° (swirler court) utilisée dans l'étude de Cazan [12]. 28
1.10 Mise en évidence du sens de rotation localement contrarotatif, illustration de [2]. Les auteurs se gardent d'extrapoler sur cette figure le profil de vitesse tangentielle entre leurs points expérimentaux les plus proches de la paroi, obtenus par mesure *LDV*, et la vitesse nulle à la paroi, montrant la difficulté d'estimer expérimentalement le gradient de vitesse à la paroi par les méthodes « traditionnelles » de vélocimétrie. 29
1.11 Comparaison entre l'angle de rotation normalisé mesuré au centre de la conduite par méthode *LDV* et les visualisations par injection de bulles d'air, pour un écoulement en aval d'une ailette torsadée sur 180° (swirler court), illustration de [12]. 29
1.12 Champ de vitesse tangentielle reconstruit à l'aide des mesures *LDV* en supposant la décroissance du swirl négligeable sur un pas hélicoïdal des deux tourbillons secondaires co-rotatifs, illustration de [12]. 30
1.13 Swirlers statiques à trois et quatre ailettes, illustration de [12]. 30

1.14 Évolution axiale puis disparition des tourbillons secondaires pour les swirlers à 3 et 4 ailettes, illustration de [12]. 31
1.15 Swirler étudié par Yapici *et al.* [80] par méthode électrochimique. 31
1.16 Évolution axiale du transfert de masse local, illustration de Yapici *et al.* [80]. 31

2.1 Schéma de principe (a), photographie (b) et vue d'ensemble sous CAO (c) du banc d'essais. 37
2.2 Exemple de swirler à 8 ailettes. À gauche : vue de profil ; à droite : vue tridimensionnelle. 39
2.3 Paramètres de l'ailette du swirler. 39
2.4 (a) Les quatre profils étudiés par Beaubert *et al.* [10] ; (b) la distance à la corde pour ces quatre profils. 40
2.5 La finesse calculée pour les 4 profils en fonction de l'angle de sortie et du nombre d'ailettes (Beaubert *et al.* [10]). 40
2.6 Le rapport des coefficients de traînée pour des swirlers à 4 ou 6 ailettes relativement à un swirler à 8 ailettes, en fonction de l'angle de sortie et du nombre d'ailettes (Beaubert *et al.* [10]). 41
2.7 Vues CAO en transparence du module swirler, isométrique (a), et de côté (b). 42
2.8 Dispositif d'injection du colorant pour les visualisations qualitatives. . . 43
2.9 Schéma de principe d'un système *LDV* à rétrodiffusion. 43
2.10 Chemin des faisceaux pour la mesure de la vitesse axiale dans un tube, illustration de [27]. 47
2.11 Illustration des réfractions lors des mesures de vitesse tangentielle dans un tube, adaptée de [12]. 48
2.12 Photographie du module FEP utilisé pour les mesures *LDV*. 48
2.13 Schéma de principe de la méthode électrochimique. 50
2.14 Exemple de polarogramme d'une cellule polarographique. 51
2.15 Photographie d'un quart du module de mesures électrochimiques avec les sondes de diamètre 0.5 mm sur la génératrice, espacées de 5 mm l'une de l'autre, et les sondes de diamètre 2 mm sur la périphérie. 62
2.16 Photographie du module polarographique. 62
2.17 Polarogramme obtenu pour une sonde de diamètre 0.5 mm à $Re_D = 630$. . 63
2.18 Photographie du montage avec prises de pression. 64

3.1 Visualisations de l'écoulement de référence par injection de colorant en fonction du nombre de Reynolds. 69
3.2 Profils de vitesses adimensionnés et comparaison avec les profils *DNS* de Wu et Moin [75] et Wu *et al.* [74] (en pointillés, profils laminaires théoriques suivant l'équation 3.1). 71
3.3 Profils de vitesses fluctuantes adimensionnés et comparaison avec les profils *DNS* de Wu et Moin [75] et Wu *et al.* [74]. 72
3.4 Fonction indicatrice de la loi-log $y^+(\mathrm{d}U^+/\mathrm{d}y^+)$ et comparaison avec les profils *DNS* de Wu et Moin [75] et Wu *et al.* [74]. 72
3.5 Loi de frottement obtenue par mesures de pression : comparaison avec la loi de Poiseuille et la corrélation de Blasius, ainsi qu'avec les valeurs déduites des profils *LDV*. 76
3.6 Courants adimensionnés mesurés par méthode électrochimique, tracés sur 5 secondes, en régimes laminaire et turbulent. 77
3.7 Courants adimensionnés mesurés par méthode électrochimique, tracés sur 120 secondes, en régimes laminaire, transitoire et turbulent. 77

3.8 Facteur d'intermittence γ calculé à partir des mesures de frottement par méthode électrochimique. 78
3.9 Loi de frottement obtenue pour 4 sondes de diamètre 0.5 mm environ et comparaison avec la loi laminaire de Poiseuille. 79
3.10 Coefficients d'intercorrélations calculés pour 8 sondes successives (relativement au signal de la première sonde) pour l'estimation de la vitesse de convection proche paroi à différents nombres de Reynolds. 80
3.11 Déphasage de corrélation maximale à la paroi pour différents nombres de Reynolds. 80

4.1 Images extraites des vidéos de visualisation par colorant de l'écoulement avec swirl. 84
4.2 Images moyennes calculées à partir des clichés instantanés des vidéos de visualisation par colorant de l'écoulement avec swirl. 85
4.3 Clichés de l'écoulement avec swirl à $Re_D = 900$, séparés de $\Delta t = 2.375$ s. . 86
4.4 Clichés de l'écoulement avec swirl à $Re_D = 2000$, séparés de $\Delta t = 0.896$ s. . 86
4.5 Distribution radiale des profils de vitesse tangentielle et axiale adimensionnés par la vitesse moyenne débitante pour $Re_D = 500$, $\theta = 0°$, $x/D = 2.64$. 88
4.6 Distribution radiale des profils de vitesse tangentielle adimensionnés par la vitesse moyenne débitante pour $Re_D = 500$, $x/D = 2.64$, $\theta = 0°$, 15° et 30°. 91
4.7 Distribution radiale des profils de vitesse tangentielle adimensionnés par la vitesse moyenne débitante pour $Re_D = 500$, $x/D = 4.5$, $\theta = 0°$, 15° et 30°. 91
4.8 Distribution radiale des profils de vitesse tangentielle adimensionnés par la vitesse moyenne débitante pour $Re_D = 500$, $\theta = 0°$, avec $x/D = 2.64$, 4.5, 6.69 et 11.89. 92
4.9 Distribution radiale des profils de vitesse tangentielle adimensionnés par la vitesse moyenne débitante pour $Re_D = 1000$, $x/D = 2.64$, $\theta = 0°$, 15° et 30°. 93
4.10 Distribution radiale des profils de vitesse tangentielle adimensionnés par la vitesse moyenne débitante pour $Re_D = 1000$, $x/D = 4.5$, $\theta = 0°$, 15° et 30°. 93
4.11 Distribution radiale des profils de vitesse tangentielle adimensionnés par la vitesse moyenne débitante pour $Re_D = 2000$, $x/D = 2.64$, $\theta = 0°$, 15° et 30°. 94
4.12 Distribution radiale des profils de vitesse tangentielle adimensionnés par la vitesse moyenne débitante pour $Re_D = 2000$, $x/D = 4.5$, $\theta = 0°$, 15° et 30°. 94
4.13 Distribution radiale des profils de vitesse tangentielle adimensionnés par la vitesse moyenne débitante pour $Re_D = 10000$, $x/D = 2.64$, $\theta = 0°$, 15° et 30°. 95
4.14 Distribution radiale des profils de vitesse tangentielle adimensionnés par la vitesse moyenne débitante pour $Re_D = 10000$, $x/D = 4.5$, $\theta = 0°$, 15° et 30°. 95
4.15 Distribution radiale des profils de vitesse axiale adimensionnés par la vitesse moyenne débitante pour $Re_D = 500$, $Re_D = 1000$, $Re_D = 2000$, et $Re_D = 10000$ à $x/D = 2.64$ et $x/D = 4.5$. 96
4.16 Distribution circonférentielle du frottement adimensionné $\frac{\tau}{\langle\tau\rangle}$ sur un intervalle de 120° discrétisé par pas de 5° pour 8 sondes successives espacées de 5 mm à $Re_D = 1000$ (référence arbitraire). 98
4.17 Distribution circonférentielle du frottement adimensionné $\frac{\tau}{\langle\tau\rangle}$ sur un intervalle de 120° discrétisé par pas de 5° pour 8 sondes successives espacées de 5 mm à $Re_D = 2000$ (référence arbitraire). 99
4.18 Coefficients d'intercorrélations calculés pour 3 sondes successives (par rapport à la première sonde [$x_1/D = 2.44$]) sur les valeurs moyennes du frottement en fonction du décalage angulaire $\Delta\theta$. 99

4.19 Décalage angulaire $\Delta\theta_m$ en fonction du décalage axial $\Delta x/D$ pour $Re_D = 1000$ et $Re_D = 2000$ (sonde de référence à $x_1/D = 2.44$). 100
4.20 Coefficients d'intercorrélations sur les valeurs moyennes du frottement à décalage angulaire nul. 101
4.21 Distribution axiale du rapport de frottement $\frac{\tau_{\text{swirl}}}{\tau_{\text{établi}}}$ en fonction de x/D pour un écoulement à $Re_D = 500$. 102
4.22 Distribution axiale du rapport de frottement $\frac{\tau_{\text{swirl}}}{\tau_{\text{établi}}}$ en fonction de x/D pour un écoulement à $Re_D = 1000$. 102
4.23 Distribution axiale du rapport de frottement $\frac{\tau_{\text{swirl}}}{\tau_{\text{établi}}}$ en fonction de x/D pour un écoulement à $Re_D = 2000$. 103
4.24 Signaux simultanés de frottement pariétal pour $Re_D = 1500$. Les fenêtres et l'intervalle délimité en traits discontinus soulignent des exemples de zones d'intérêt. 104
4.25 Coefficients d'intercorrélations $R_{\tau_i'\tau_j'}$ calculés pour 4 sondes successives pour un écoulement en aval du swirler à $Re_D = 1500$. 105
4.26 Coefficients d'intercorrélations $R_{\tau_i'\tau_j'}$ calculés entre 1 sonde et 3 autres sondes diamétralement opposées pour un écoulement en aval du swirler à $Re_D = 500$ (sonde de référence à $x_i/D = 3.22$). 106
4.27 Coefficients d'intercorrélations $R_{\tau_i'\tau_j'}$ calculés entre 1 sonde et 3 autres sondes diamétralement opposées pour un écoulement en aval du swirler à $Re_D = 1000$ (sonde de référence à $x_i/D = 3.22$). 107
4.28 Coefficients d'intercorrélations $R_{\tau_p'\tau_q'}$ calculés à l'aide de 4 sondes, par paire de sondes diamétralement opposées (2 sondes de référence diamétralement opposées, à $x_i/D = 1.94$ et $x_j/D = 3.81$). Intercorrélations entre les sondes i et j, entre la sonde i et une sonde l en aval à une distance $\Delta x/D = 2.28$, et entre la sonde j et une sonde amont k séparées d'une même distance, pour un écoulement avec swirl à $Re_D = 2000$. 107

A.1 Schéma du convergent axisymétrique. 121

Liste des tableaux

3.1 Longueurs de transition entre régime transitoire et régime turbulent estimées par observation de la décohérence du filet de colorant. 69
3.2 Propriétés moyennes de l'écoulement obtenues par les mesures expérimentales *LDV* et comparaison avec les données *DNS* d'Eggels *et al.* [15], Wu et Moin [75] et Wu *et al.* [74] et avec le profil théorique laminaire établi de Poiseuille. 73
3.3 Valeurs de vitesse de convection proche paroi estimées à partir des déphasages mesurés par intercorrélations des signaux de frottement (méthode électrochimique). 81

4.1 Angles de swirl estimés à l'aide des visualisations par colorant (valeurs moyennes sur le premier demi-pas hélicoïdal). 87
4.2 Nombres de Swirl locaux pour $Re_D = 500$, 1000, 2000, 10000 à $x/D = 2.64$ et $x/D = 4.5$ et pour les positions angulaires $\theta = 0°$, 15° et 30°. 90
4.3 Nombres de Swirl locaux pour $Re_D = 500$ de $x/D = 2.64$ à $x/D = 11.89$, pour une même position angulaire $\theta = 0°$. 90

A.1 Estimation *a priori* des pertes de pression du banc d'essais pour $Re_D = 12000$.122
A.2 Estimation *a priori* des pertes de pression du banc d'essais pour une perte de pression totale de 1 mH_2O (avec déduction du nombre de Reynolds correspondant : $Re_D = 45123$). 123

Notations

Lettres Latines

Symbole	Description	Unités
A	aire	m^2
C	concentration molaire	$\mathrm{mol} \cdot \mathrm{m}^{-3}$
c	corde du profil du swirler	m
c_p	capacité thermique massique	$\mathrm{J} \cdot \mathrm{kg}^{-1} \cdot \mathrm{K}^{-1}$
D	diamètre de la conduite cylindrique	m
d_s	diamètre d'une sonde circulaire	m
d_{fr}	espacement des franges du volume de mesure *LDV*	m
d	largeur d'un ruban torsadé	m
$\mathcal{D}$	coefficient de diffusion moléculaire	$\mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{s}^{-1}$
f	fréquence	Hz
$\mathcal{F}$	constante de Faraday $\simeq 96485\ \mathrm{C} \cdot \mathrm{mol}^{-1}$	$\mathrm{C} \cdot \mathrm{mol}^{-1}$
F	fonction décroissante normalisée	–
G	quantité de mouvement	$\mathrm{kg} \cdot \mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}$
H	hauteur du profil du swirler	m
h	coefficient de convection	$\mathrm{W} \cdot \mathrm{m}^{-2} \cdot \mathrm{K}^{-1}$
I	courant limite de diffusion	A
J	tenseur de gradient de vitesse	s^{-1}
K	coefficient de transfert de masse	$\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}$
k_f	conductivité thermique du fluide	$\mathrm{W} \cdot \mathrm{m}^{-1} \cdot \mathrm{K}^{-1}$
L	largeur du profil du swirler	m
ℓ	longueur d'une sonde rectangulaire	m
n	nombre d'électrons dans la réaction d'oxydo-réduction	–
n_b	nombre d'ailettes du swirler	–
n	indice de réfraction d'un milieu	–

P	pression	Pa
R	rayon de la conduite cylindrique	m
r	position radiale (coordonnées cylindriques)	m
S	gradient de vitesse	s^{-1}
S	tenseur de déformation	s^{-1}
T	température	K
t	temps	s
t	pas du swirler	m
U	vitesse d'écoulement	$m \cdot s^{-1}$
u_τ	vitesse de frottement pariétal ($= \sqrt{\tau_w/\rho}$)	$m \cdot s^{-1}$
U_p	tension de polarisation	Volts
$\dot{V}$	débit-volume	$m^3 \cdot s^{-1}$
x, y, z	coordonnées cartésiennes	m
y	pas hélicoïdal d'un ruban torsadé	–

Lettres Grecques

Symbole	Description	Unités
α	diffusivité thermique ($= k_f/(\rho c_p)$)	$m^2 \cdot s^{-1}$
α_{sp}	pente de l'asymptote de Cottrell	$A \cdot s^{-2}$
δ	angle de déviation de la vitesse en sortie du swirler	rad
δ	épaisseur de couche limite	m
η	efficacité	–
Γ	circulation	$m^2 \cdot s^{-1}$
λ	longueur d'onde du faisceau laser *LDV*	m
μ	viscosité dynamique ($= \tau/S$)	$Pa \cdot s$
ν	viscosité cinématique ($= \mu/\rho$)	$m^2 \cdot s^{-1}$
ω	vitesse angulaire	$rad \cdot s^{-1}$
ρ	masse volumique	$kg \cdot m^{-3}$
σ	serrage des profils du swirler (solidité)	–
τ	contrainte de cisaillement	Pa
θ	position angulaire (coordonnées cylindriques)	rad
φ	angle de swirl local	rad
κ	demi-angle d'intersection des faisceaux *LDV*	rad
λ_2	deuxième valeur propre dans l'ordre décroissant de $S^2 + J^2$	s^{-2}
Ω	tenseur de rotation	s^{-1}
θ	angle de transmission d'un faisceau laser incident	rad
θ	angle théorique de la vitesse en sortie du swirler	rad

Nombres sans dimension

Symbole	Description	Définition
C_f	coefficient de frottement pariétal	$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U^2}$
Nu	nombre de Nusselt	$Nu_L = \frac{hL}{k_f}$
Pe	nombre de Péclet	$Pe_L = \frac{LU}{\mathcal{D}} = Re_L Sc$
Pr	nombre de Prandtl	$Pr = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{c_p \mu}{k_h}$
Re	nombre de Reynolds	$Re_D = \frac{UD}{\nu}$
Re_τ	nombre de Kármán	$Re_\tau = \frac{u_\tau R}{\nu}$
S	nombre de Swirl	fonction des auteurs
Sc	nombre de Schmidt	$Sc = \frac{\nu}{\mathcal{D}}$
Sh	nombre de Sherwood	$Sh_L = \frac{KL}{\mathcal{D}}$

Indices

Symbole	Description
0	caractéristique
∞	au loin
c	corrigée
$circ$	sonde circulaire
exp	expérimental
m	valeur maximale atteinte
num	numérique
q	quasi-stationnaire
$rect$	sonde rectangulaire
rms	root mean square (moyenne quadratique)
s	sonde
sp	pente de l'asymptote de Cottrell
w	valeur à la paroi

Exposants

Symbole	Description
$\vec{\ }$	vecteur
$\overline{\ }$	moyenne temporelle
$\sim$	valeur adimensionnelle
$X = \overline{X} + x'$	décomposition de Reynolds : valeur instantanée = valeur moyenne (temporelle) + valeur fluctuante
$'$	valeur fluctuante
$^+$	valeur adimensionnelle

Abréviations

Symbole	Description
CFD	Computational Fluid Dynamics
DNS	Simulation Numérique Directe
LDV	Vélocimétrie Laser Doppler
LES	Large Eddy Simulation
PIV	Vélocimétrie par Images de Particules
RANS	Reynolds-Averaged Navier–Stokes
RSM	Reynolds Stress Model
SBR	Solid Body Rotation
UHF	Uniform Heat Flux
UWT	Uniform Wall Temperature

Introduction

Anticipant la raréfaction des énergies fossiles, et cherchant à limiter la pollution anthropique, la politique européenne incite les industriels à réduire leur empreinte écologique et énergétique via différents leviers et mesures incitatives. Les objectifs sont ambitieux et constituent un réel challenge pour les années à venir. La recherche de l'efficience énergétique est un enjeu pour la prospérité de notre industrie.

Les moyens expérimentaux et numériques de la recherche et de la R&D ont déjà permis d'optimiser d'un point de vue global les pertes d'énergie dans de nombreux domaines. Pour celui des échangeurs de chaleur, la prise en compte des contraintes liées aux fluides utilisés et leur différence de comportement se traduit généralement par une perte d'efficacité. Les gradients de température favorisent la formation de dépôt solide à la paroi (encrassement) pénalisant les échanges de chaleur. Les concepteurs sont amenés à envisager des solutions innovantes basées sur le contrôle des écoulements.

Les présents travaux de thèse s'inscrivent dans le cadre du projet international Fisf (*Fundamentals of Internal Swirling Flows*) porté par l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis. Ce projet a pour but d'acquérir une connaissance approfondie des écoulements internes avec swirl dans les tubes. L'induction d'un mouvement de swirl est considérée comme une solution intéressante pour augmenter le frottement à la paroi et ce faisant permettre de façon concomitante d'augmenter le transfert de chaleur et de limiter le phénomène d'encrassement (et donc d'améliorer également les transferts sur la durée d'utilisation de l'échangeur).

Objectifs et démarche

Les travaux de thèse présentés dans ce mémoire s'articulent autour de deux axes d'étude. Le premier axe s'intéresse au champ de l'écoulement afin d'obtenir quelques caractéristiques du mouvement de swirl généré. L'accent est mis sur le deuxième axe d'étude qui s'intéresse au frottement pariétal, qui est la base de la résolution de la problématique exposée précédemment. Le frottement pariétal est mesuré par l'emploi de la méthode électrochimique, également appelée méthode polarographique, qui permet

de mesurer localement le frottement instationnaire.

Le mémoire est composé de quatre chapitres. Le premier est dédié à l'étude bibliographique et à son analyse. Le deuxième chapitre aborde les moyens d'essais et de métrologie mis en œuvre. Le chapitre 3 présente les résultats relatifs à l'écoulement de référence en insistant sur la nécessité de connaître ses spécificités. Enfin, le chapitre 4 constitue une première approche de la compréhension physique associée aux mécanismes pariétaux induits par un écoulement swirlé. Dans un premier temps, l'écoulement est caractérisé dans le champ afin de connaître le type de tourbillon généré par le swirler. Dans un second temps, l'augmentation induite du frottement pariétal et sa décroissance axiale sont étudiées en moyenne. Enfin, l'instationnarité du frottement pariétal est étudiée.

Chapitre 1

Éléments bibliographiques

Sommaire

1.1 Introduction générale des écoulements avec swirl 17
1.2 Les écoulements avec swirl constant 19
1.2.1 Éléments énergétiques 19
1.2.2 Configurations géométriques 21
1.3 Les écoulements avec swirl décroissant en conduite à section circulaire 23
1.3.1 Définitions du nombre de Swirl 23
1.3.2 Types de tourbillon et observations sur la dynamique de l'écoulement avec swirl décroissant 24
1.3.3 Transfert de masse dans les écoulements avec swirl décroissant . 31
1.3.4 Compléments numériques et analytiques 32
1.4 Bilan de l'étude bibliographique 33

Ce chapitre présente l'étude bibliographique. Dans un premier temps, des éléments généraux sur les écoulements avec swirl sont donnés. Les écoulements avec swirl constant qui sont déjà exploités dans les échangeurs de chaleur font ensuite l'objet d'une deuxième section. Enfin, les écoulements avec swirl décroissant pour lesquels l'intérêt dans la littérature va grandissant sont présentés dans une troisième section, puis des conclusions sont tirées des différents éléments présentés, notamment en soulevant les manques existants.

1.1 Introduction générale des écoulements avec swirl

Un fluide en déplacement possède un mouvement dit de "swirl" lorsque, à la direction principale, dite axiale, de l'écoulement se superpose une composante rotationnelle, donnant à l'ensemble un motif en tire-bouchon. On parle alors d'écoulements swirlés ou d'écoulements avec swirl. Les écoulements avec swirl sont présents dans de nombreuses applications, soit en tant que conséquences involontaires voire indésirables, soit en tant

qu'effet induit par un contrôle de l'écoulement. Les écoulements avec swirl peuvent être confinés ou de type jet libre (ex. Facciolo *et al.* [19]).

Pour citer quelques exemples d'applications des écoulements avec swirl, on peut notamment mentionner leurs utilisations dans les brûleurs, du fait de leur faculté à augmenter la capacité de mélange (ex. Galley *et al.* [22]).

Le présent mémoire s'intéresse aux écoulements avec swirl confinés. Il existe deux configurations principales pour cette catégorie d'application : les écoulements dans une conduite annulaire, qui seront considérés en tant qu'éléments bibliographiques, et les écoulements dans une conduite circulaire, qui sont l'objet de ce travail de thèse. Dans ces écoulements, le swirl est utilisé pour augmenter les coefficients d'échange par le biais de l'augmentation du coefficient de frottement pariétal. Outre le fait d'améliorer le transfert, cette hausse induite du frottement à la paroi permet également de limiter l'encrassement, qui est un problème récurrent dans les échangeurs de chaleur (ex. Visser et Jeurnink [72]).

L'inconvénient d'une augmentation du coefficient de frottement pariétal est la hausse résultante des pertes de pression dans la conduite. En fonction des objectifs de consommation de puissance et de hausse du transfert thermique, l'utilisation du swirl dans les conduites tubulaires peut être une question de compromis. Il est à noter que le mouvement de swirl dans une conduite tubulaire peut être induit par un dispositif actif (tube en rotation, nid d'abeille en rotation, hélice rotative…) ou par un dispositif passif (swirler statique, swirler à rotation libre…). Compte tenu de l'efficacité énergétique recherchée, les swirlers actifs ne seront pas envisagés comme solution technique. Les études traitant des swirlers actifs seront en revanche considérées en tant que sources d'informations supplémentaires sur la topologie des écoulements avec swirl.

Les écoulements en conduite tubulaire avec swirl peuvent être classés en deux catégories principales. La première catégorie englobe les écoulements à swirl constant : le swirl est généré par un swirler long dont la longueur est égale à la longueur totale (d'intérêt) de la conduite. La seconde catégorie est celle des écoulements à swirl décroissant : la longueur du swirler est courte comparée à la longueur de la conduite, et le swirler est positionné à une section définie. Une sous-catégorie médiane dite à swirl périodique peut également être définie : plusieurs swirlers courts (relativement à la longueur du tube) sont espacés régulièrement à l'intérieur de la conduite. La partie de conduite entre deux swirlers est alors le lieu d'une décroissance de swirl.

1.2 Les écoulements avec swirl constant

Dans la catégorie des écoulements à swirl constant, les rubans torsadés longs insérés dans des conduites circulaires ont été très largement étudiés. Ils possèdent l'avantage d'être relativement simples à mettre en place industriellement dans des échangeurs de chaleur et représentent une solution économique. Du fait de leur importante utilisation, il est intéressant d'examiner la façon dont ces dispositifs sont étudiés et évalués en vue de comparaisons futures.

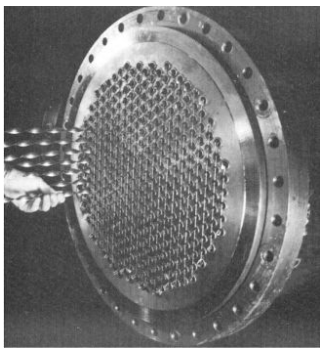


Figure 1.1 – Échangeur de chaleur tubulaire avec insertion de rubans torsadés, illustration de [81].

1.2.1 Éléments énergétiques

La majorité des études traitant de cette configuration s'intéresse à l'effet global du swirler. L'influence sur les transferts convectifs est évaluée à l'aide de thermocouples répartis le long de la conduite dans le but d'établir des corrélations du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes conditions thermiques : température de paroi constante (*UWT* : Uniform Wall Temperature) ou écoulement soumis à un flux de chaleur uniforme (*UHF* : Uniform Heat Flux). L'augmentation du frottement pariétal est généralement mesurée dans des conditions d'écoulement de fluide isotherme à l'aide de prises de pression positionnées en amont et aval du tube d'essai.

L'efficacité de ces swirlers longs est généralement évaluée par le facteur d'amélioration thermique, défini comme le ratio du coefficient de transfert de chaleur amélioré h_s sur le coefficient de transfert de chaleur d'un tube vide à surface lisse h_0, rapporté à une puissance de pompage constante :

$$\eta = \eta_{PP} = \left.\frac{h_s}{h_0}\right)_{PP} = \left.\frac{Nu_s}{Nu_0}\right)_{PP}$$

Pour une puissance de pompage constante :

$$(\dot{V}\Delta P)_0 = (\dot{V}\Delta P)_s$$

où $\dot{V}$ exprime le débit-volume et ΔP la perte de pression le long de la conduite. En divisant l'équation précédente par $\mu^3\rho^{-2}D^{-2}$, l'expression suivante exprime l'égalité de

puissance de pompage adimensionnée :

$$(C_f \cdot Re^3)_0 = (C_f \cdot Re^3)_s$$

C_f représente le coefficient de frottement et Re le nombre de Reynolds de l'écoulement, basé sur le diamètre de la conduite. En toute rigueur, il faudrait être capable de connaître $C_{f_0}(Re_0)$ et $C_{f_s}(Re_s)$ sur toute la gamme de débit envisagée, pour ensuite mesurer $Nu_s(C_{f_s} \cdot Re_s^3)$ et $Nu_0(C_{f_0} \cdot Re_0^3)$ et comparer ces deux grandeurs en respectant l'équation d'égalité de puissance de pompage adimensionnée. Le coefficient de frottement C_{f_s} étant plus grand que le coefficient de frottement C_{f_0} pour un même nombre de Reynolds, le nombre de Nusselt Nu_s est mesuré à un nombre de Reynolds Re_s inférieur à celui auquel est mesuré Nu_0. En pratique, l'efficacité thermique est cependant généralement exprimée en utilisant des rapports de nombres de Nusselt et coefficients de frottement mesurés au même nombre de Reynolds. L'hypothèse de départ consiste à utiliser les corrélations existantes sur la gamme de débit étudiée pour l'écoulement dans le tube vide à surface lisse. En considérant $C_{f_0}(Re) = c_1 Re^{m_1}$ et $Nu_0(Re) = c_2 Re^{m_2}$, Fan *et al.* [20] expriment l'efficacité thermique à puissance de pompage identique suivant l'expression :

$$\eta(Re) = \frac{\left(\frac{Nu_s}{Nu_0}\right)_{Re}}{\left(\frac{C_{f_s}}{C_{f_0}}\right)_{Re}^{\frac{m_2}{3+m_1}}}$$

En s'intéressant à un écoulement turbulent, pour lequel les équations de Blasius et de Dittus-Boetler sont supposées valides :

$$C_{f_0} = (0.3614/4) \cdot Re_0^{-1/4}$$

et

$$Nu_0 = 0.023 \cdot Re_0^{4/5} \cdot Pr^n$$

($Re > 10000$, $0.6 \leq Pr \leq 160$, $n = 0.4$ si chauffage du fluide,
$n = 0.3$ si refroidissement du fluide)

$m_1 = -0.25$ et $m_2 = 0.80$ amènent à :

$$\eta(Re) = \frac{\left(\frac{Nu_s}{Nu_0}\right)_{Re}}{\left(\frac{C_{f_s}}{C_{f_0}}\right)_{Re}^{0.291}}$$

L'égalité ci-dessus est parfois réécrite avec un exposant 1/3 pour le rapport des coefficients de frottement. Il faut noter également que les coefficients de frottement C_f utilisés en première approximation (souvent sans correction ultérieure) sont les coefficients de frottement de l'écoulement isotherme.

1.2.2 Configurations géométriques

Pour le type de configuration étudié en écoulement avec swirl constant, le nombre de swirl défini est un nombre de swirl géométrique (ex. You [81]). Dans un premier temps, une « vitesse de swirl » U_s est définie :

$$U_s = U_b \left[1 + \left(\frac{\pi}{2y} \right)^2 \right]^{1/2}$$

où U_b représente la vitesse moyenne débitante de l'écoulement et y le pas hélicoïdal sans dimension de la torsion du ruban.

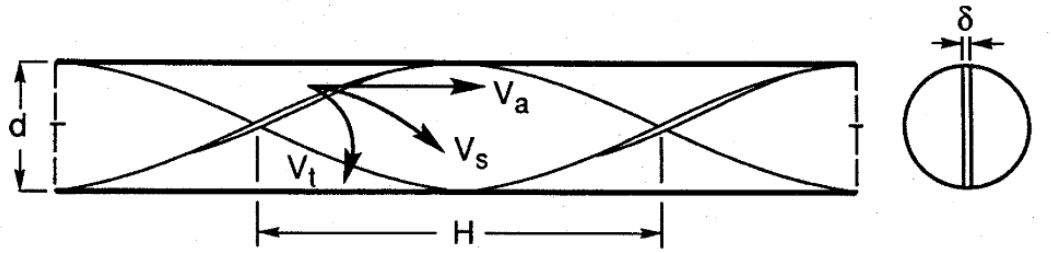


FIGURE 1.2 – Exemple de ruban torsadé, ici le pas hélicoïdal $y = H/d$, illustration de [81].

Un nombre de Reynolds de swirl est défini :

$$Re_s = \frac{\rho U_s d}{\mu}$$

avec d la largeur du ruban. Finalement, le nombre de swirl géométrique s'écrit :

$$S_y = \frac{Re_s}{\sqrt{y}}$$

Les premières études sur ce type de dispositif ont concerné l'influence du pas hélicoïdal de la torsion (ex. You [81]). L'inconvénient de tels systèmes étant cependant la forte hausse des pertes de pression, notamment due à une surface de frottement importante, les recherches qui ont suivi ont étudié l'influence du ratio largeur du ruban sur diamètre du tube (ex. Eiamsa-ard *et al.* [18]). Suivant la même logique, il a été montré qu'il est préférable de ne pas avoir de tige interne pour relier des rubans torsadés, le cas contraire ramenant à une configuration similaire à une conduite annulaire (ex. Saha *et al.* [59]).

De nombreux auteurs ont par la suite étudié l'influence d'autres modifications. On peut citer entre autre l'utilisation de perforations (ex. Thianpong *et al.* [67]), encoches (ex. Murugesan *et al.* [44]), évidements (ex. Guo *et al.* [24]).

Dans les travaux portant sur ce type de configurations, l'étude de la dynamique de l'écoulement fait souvent défaut ou est incomplète. Les études expérimentales s'y intéressant se limitent à la visualisation de l'écoulement par l'insertion de fumée ou de colorants. Des études analytiques (ex. You [81]) et des études numériques *CFD* (Ahmadvand *et al.* [1], Eiamsa-ard *et al.* [18], Guo *et al.* [24]) tentent de combler le manque d'informations expérimentales. Parmi les efforts pour comprendre la dynamique des écoulements avec swirl constant, on peut souligner les études sur les configurations à

plusieurs rubans torsadés, et l'influence de la présence de plusieurs tourbillons co-rotatifs ou contra-rotatifs (ex. Eiamsa-ard *et al.* [16]).

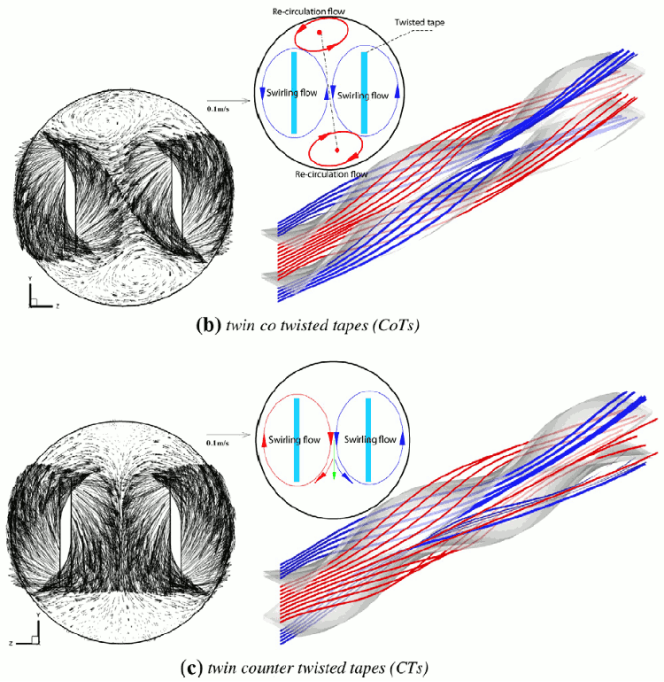


FIGURE 1.3 – Deux tourbillons contra-rotatifs conduisent à une meilleure efficacité que deux tourbillons co-rotatifs, illustration de [16].

Pour continuer dans le sens de la diminution des pertes de pression, un nombre croissant d'articles portant sur l'influence de la réduction de la longueur des rubans torsadés ont été publiés. Ils étudient ainsi l'efficacité thermique d'un écoulement à swirl décroissant (ex. Eiamsa-ard *et al.* [17]), ou périodique dans le cas où plusieurs rubans courts sont installés dans la conduite à intervalles réguliers (ex. Saha *et al.* [59]).

Ces études ont conduit à amener les groupes de recherche travaillant sur l'efficacité des échangeurs de chaleur à écoulement swirlé à envisager d'autres géométries de swirler, mieux profilées d'un point de vue hydrodynamique, que les rubans torsadés (ex. Bali [7], Bali et Ayhan [8], Saraç et Bali [60]). Ahmadvand *et al.* [1] ont ainsi montré que pour des écoulements à nombre de Reynolds inférieur à 14000 (études à partir de $Re = 10000$), un swirler statique à pales inclinées pouvait permettre de doubler le nombre de Nusselt sur la section et d'obtenir une efficacité thermohydraulique supérieure à l'unité pour une inclinaison de pales de 60°.

Des efforts restent à faire sur la géométrie des swirlers courts pour améliorer l'efficacité des écoulements avec swirl décroissant qu'ils induisent. Il est alors nécessaire de s'intéresser aux recherches antérieures ayant étudié plus en détail la dynamique des écoulements avec swirl décroissant.

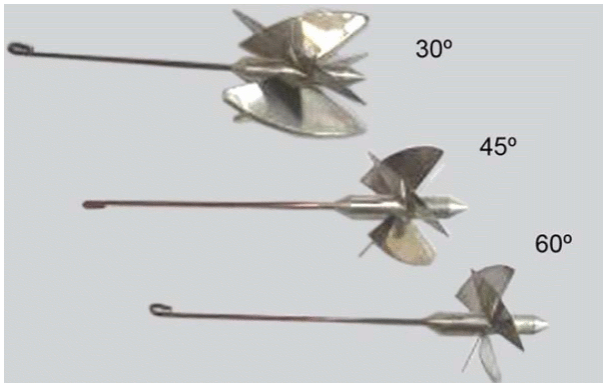


FIGURE 1.4 – Swirlers courts à aubes directrices axiales, illustration de [1].

1.3 Les écoulements avec swirl décroissant en conduite à section circulaire

1.3.1 Définitions du nombre de Swirl

Pour permettre de comparer les différentes études d'écoulement avec swirl décroissant, il est nécessaire de définir un nombre de swirl dont les paramètres sont indépendants de la géométrie du swirler utilisé. Un consensus existe pour définir le nombre de swirl comme étant le ratio du flux axial de quantité de mouvement tangentielle G_θ sur le produit du rayon de la conduite par le flux axial de quantité de mouvement axiale G_x (ex. Parchen [48]) :

$$S = \frac{G_\theta}{RG_x}$$

avec, si U_x désigne la vitesse axiale, U_θ la vitesse tangentielle, p la pression statique et A la section de la conduite :

$$G_\theta = \iint_A (U_\theta r)\rho U_x \, \mathrm{d}A$$

et

$$G_x = \iint_A (\rho U_x^2 + p) \, \mathrm{d}A$$

La pression statique est généralement négligée (car difficilement mesurable dans le champ), ainsi que les quantités turbulentes. De plus, si pour une variable X, la décomposition de Reynolds s'écrit $X = \overline{X} + x'$, la définition simplifiée du nombre de swirl est :

$$\overline{S} = \frac{\int_0^{2\pi}\int_0^R \rho \overline{U}_\theta \overline{U}_x r^2 \, \mathrm{d}r \, \mathrm{d}\theta}{R\int_0^{2\pi}\int_0^R \rho \overline{U}_x^2 r \, \mathrm{d}r \, \mathrm{d}\theta}$$

Le nombre de swirl peut également s'écrire en remplaçant le flux axial de quantité de mouvement axiale par une quantité de mouvement axiale moyenne, donnant dans le cas d'un fluide incompressible :

$$\overline{S}_b = \frac{\rho\int_0^{2\pi}\int_0^R \overline{U}_\theta \overline{U}_x r^2 \, \mathrm{d}r \, \mathrm{d}\theta}{\pi\rho R^3 U_b^2}$$

$\overline{S}_b$ est alors nommé nombre de swirl moyen.

Les définitions précédentes sont parfois simplifiées quand l'écoulement est supposé axisymétrique, les variables sont alors simplement sorties de l'intégrale sur dθ et mises en facteur par 2π.

Il a été montré analytiquement et vérifié expérimentalement que le nombre de swirl suit généralement une décroissance de type exponentielle (ex. Steenbergen et Voskamp [64]) :

$$\overline{S} = \overline{S}_0 \cdot \exp\left(-\beta(x - x_0)/D\right)$$

où $\overline{S}_0$ est le nombre de swirl à la position axiale de référence x_0, et β est le coefficient de décroissance dépendant du nombre Reynolds, étant d'autant plus grand que Re est petit (la décroissance est plus rapide à faible Re).

Yu et Kitoh [82] ont cependant montré analytiquement que la décroissance du swirl ne suit pas toujours la loi exponentielle, mais que cette décroissance dépend non seulement du nombre de Reynolds, mais aussi de l'évolution axiale du coefficient de frottement pariétal et de l'intensité du Swirl d'entrée. Leur formulation de la décroissance suggère que celle-ci ne dépend pas de la forme des distributions des flux axiaux de quantité de mouvement axiale et tangentielle.

1.3.2 Types de tourbillon et observations sur la dynamique de l'écoulement avec swirl décroissant

Comme annoncé dès la définition du phénomène de swirl, la composante tangentielle de la vitesse joue un rôle primordial. La forme de la distribution radiale de vitesse tangentielle permet de définir deux types de tourbillons généralement rencontrés dans les écoulements avec swirl :

— Le tourbillon forcé (forced vortex) ou tourbillon rotationnel : le fluide est en « rotation solide », sans cisaillement (en anglais *SBR* pour Solid Body Rotation). La vitesse tangentielle est proportionnelle à la distance radiale par rapport à l'axe de la conduite. On peut alors définir une vitesse angulaire constante ω :

$$\overline{U}_\theta = \omega r$$

— Le tourbillon libre (free vortex) ou tourbillon irrotationnel : la vitesse tangentielle est inversement proportionnelle à la distance radiale par rapport à l'axe de la conduite. La circulation Γ est constante quel que soit le contour contenant $r = 0$.

$$\overline{U}_\theta = \frac{\Gamma}{2\pi r}$$

Les tourbillons présents dans les écoulements avec swirl sont souvent des tourbillons combinés. La distribution radiale de la vitesse tangentielle est alors découpée en trois zones :

— r entre 0 et R_m, la zone centrale, lieu d'un tourbillon forcé $\overline{U_\theta} = a \times r$
— r entre R_m et $R - r_w$, la zone annulaire, lieu d'un tourbillon libre $\overline{U_\theta} = b/r + c$
— r entre $R - r_w$ et R, la zone pariétale (de couche limite)

où R_m, rayon de transition, est la position à laquelle la vitesse tangentielle est maximale :

$$\overline{U_\theta}(R_m) = U_{\theta max}$$

Une autre façon d'écrire la distribution radiale d'un tourbillon combiné est celle du tourbillon combiné de Rankine (ex. Cazan [12]) :

$$\overline{U_\theta} = \begin{cases} U_{\theta max} \cdot \frac{r}{R_m} & r \leq R_m \\ U_{\theta max} \cdot \frac{R_m}{r} & r > R_m \end{cases}, \; U_{\theta max} = \omega R_m$$

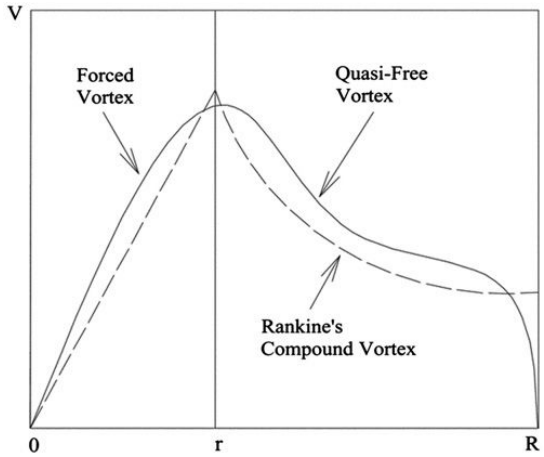


Figure 1.5 – Tourbillon combiné réel et tourbillon combiné de Rankine, illustration de [45].

La distribution théorique précédente a l'inconvénient de ne pas mener à une vitesse tangentielle nulle à la paroi. D'autres auteurs en ont proposé une modification (ex. Ayinde [6] et Yao et Fang [76]) :

$$\overline{U_\theta} = \begin{cases} U_{\theta max} \cdot \frac{r}{R_m} & r \leq R_m \\ U_{\theta max} \cdot \frac{R_m}{r}\left[\frac{R-r}{R-R_m}\right] & r > R_m \end{cases}, \; U_{\theta max} = \omega R_m$$

À la décomposition zonale, un paramètre supplémentaire est souvent utilisé pour compléter la caractérisation. La vitesse angulaire au centre ω_0 permet d'exprimer le changement éventuel du signe de la circulation du fluide dans la zone centrale (ex. Aidun et Parsheh [2]) :

$$\lim_{r \to 0} \omega = \omega_0 = \left(\frac{\partial \overline{U_\theta}}{\partial r} \right) \Bigg|_{r=0}$$

La vitesse angulaire au centre peut s'écrire sous forme normalisée :

$$\widetilde{\omega_0} = \frac{R\omega_0}{U_b}$$

Enfin, un paramètre important est l'angle de swirl local (ex. Steenbergen et Voskamp [64]) :

$$\varphi(r) = \arctan(\overline{U_\theta}/\overline{U_x})$$

La majorité des études expérimentales des vingt dernières années traitant de la dynamique des écoulements avec swirl décroissant ont été réalisées à l'aide de la vélocimétrie laser Doppler (*LDV*).

Le tracé de l'évolution axiale de la distribution radiale de la vitesse tangentielle montre que, dans un premier temps, le point de vitesse tangentielle maximale se rapproche de l'axe de la conduite à mesure que le swirl décroît. En fin de décroissance, la vitesse tangentielle est maximale à la frontière de la zone pariétale et le tourbillon devient de type *SBR*.

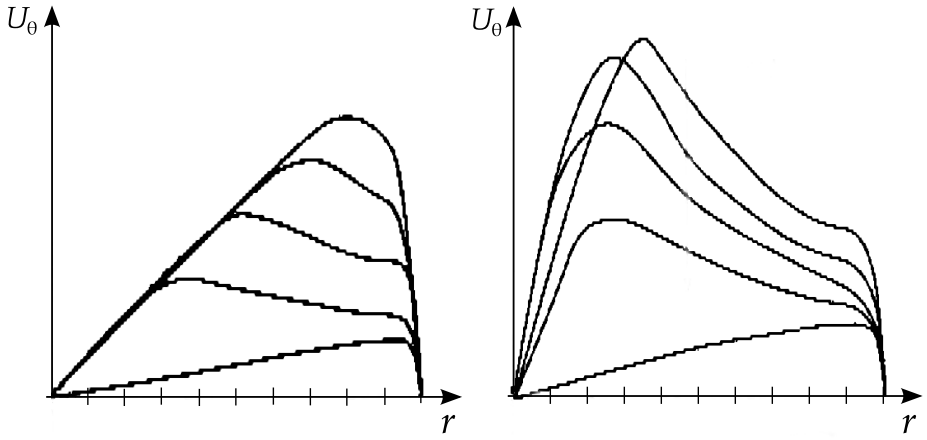


FIGURE 1.6 – Décroissance axiale de la vitesse tangentielle. À gauche : tourbillon de type *SBR* en entrée, à droite : tourbillon combiné en entrée, illustrations adaptées de [65].

Outre les profils de distribution radiale des vitesses axiale et tangentielle, les tensions de Reynolds sont des données importantes dans la compréhension de la décroissance du swirl. Toutes les études s'attachent à montrer l'importance de l'anisotropie de l'écoulement. Rocklage-Marliani *et al.* [58] ont montré que si le tourbillon en entrée est de type *SBR*, le swirl réduit l'effet des tensions croisées de Reynolds dans la région centrale, tandis que les tensions normales de Reynolds y atteignent des valeurs significatives. Pashtrapanska *et al.* [49] ont, dans leur cas, tracé la carte des invariants d'anisotropie des tensions turbulentes (diagramme de Lumley) et montré que la déformation imposée par un swirl initialement élevé conduit la turbulence dans la zone centrale du tourbillon vers une turbulence isotrope à deux composantes (fig. 1.7). On peut noter également que dans leur publication, Pashtrapanska *et al.* [49] insistent sur le fait qu'on ne peut présumer du développement axisymétrique d'un écoulement avec swirl décroissant et qu'il faut résoudre l'écoulement en prenant en compte sa tridimensionnalité et sa possible asymétrie (il faut noter qu'avant la lecture de cette conclusion, une possible axisymétrie n'était en pratique envisageable que par le fait que le swirler qu'ils étudient est en rotation forcée [nid d'abeille rotatif]).

Les études *CFD* menées sur le sujet insistent sur le fait qu'il est souvent indispensable de ne pas utiliser de modèles *RANS* classiques à deux équations, qui ne peuvent pas prendre en compte l'anisotropie de la turbulence présente dans les écoulements avec

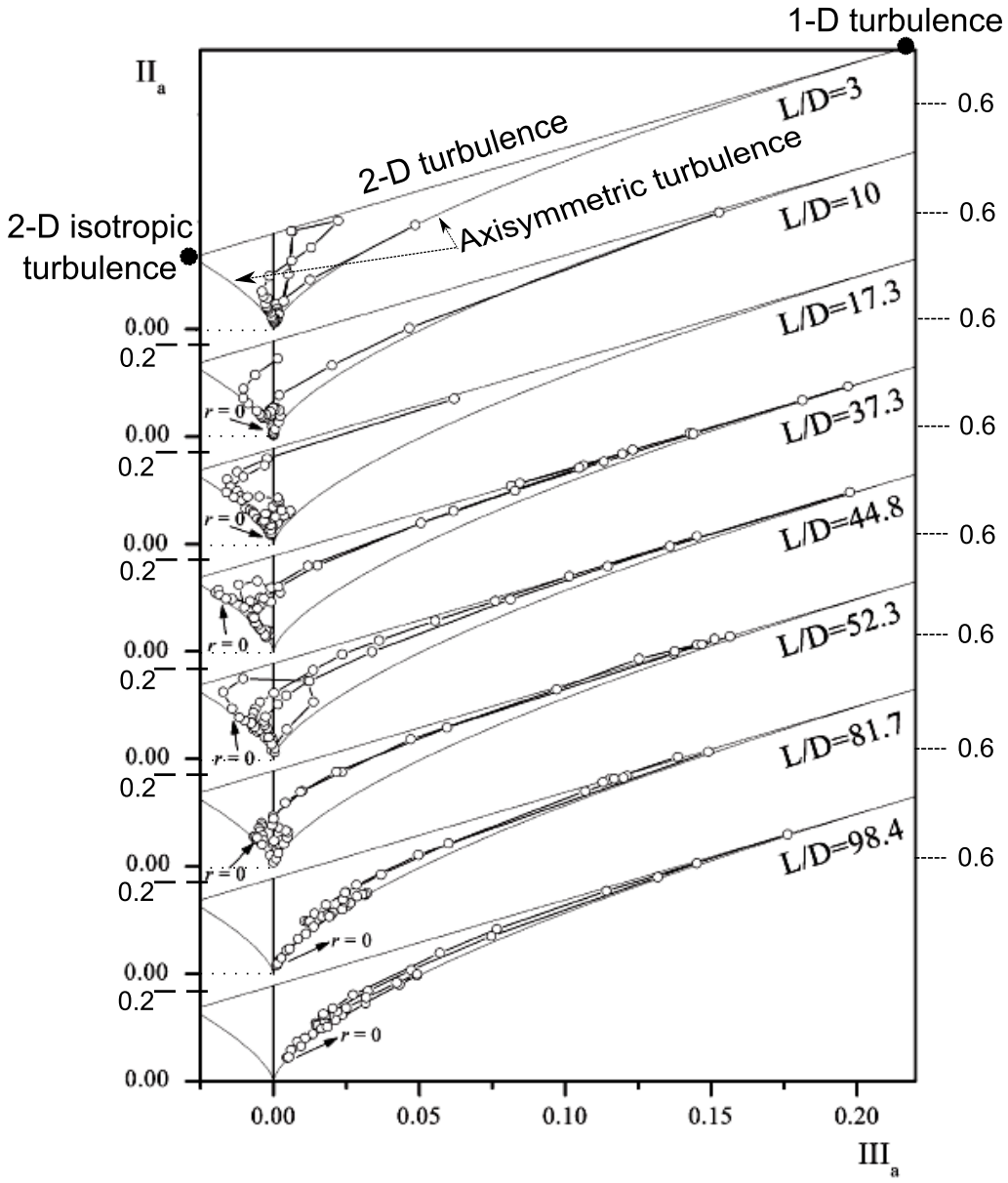


FIGURE 1.7 – Carte des invariants d'anisotropie des tensions turbulentes en fonction de la position axiale en aval d'un swirler (L/D est la position axiale adimensionnée en aval du générateur de swirl, dont la sortie se situe à $L/D = 0$). II_a et III_a sont respectivement les deuxième et troisième invariants scalaires du tenseur d'anisotropie, $\mathrm{II}_a = a_{ij}a_{ji}$ et $\mathrm{III}_a = a_{ij}a_{jk}a_{ki}$, avec $a_{ij} = \overline{u_i u_j}/\overline{q^2} - 1/3\delta_{ij}$ et $\overline{q^2} = \overline{u_i u_i}$, illustration adaptée de [49].

swirl, car la viscosité turbulente y est définie sous forme scalaire. Les modèles *RANS* standard à deux équations ne sont envisageables que dans le cas de faibles intensités de swirl. Il est conseillé d'utiliser des modèles modifiés ou mieux des modèles *RANS RSM* (Reynolds Stress Models), qui résolvent les équations de transport pour les tensions de Reynolds. Il est également préférable de ne pas utiliser des lois de parois et, soit de résoudre (modéliser) la sous-couche visqueuse en utilisant des modèles Low-*Re*, soit d'utiliser un 'two-layer zone model' qui est une solution intermédiaire (ex. Najafi *et al.* [45], Najafi *et al.* [46] et Pashtrapanska *et al.* [49]). On peut cependant noter le cas de Cazan [12] qui a utilisé pour des écoulements à nombre de Reynolds important (7.7×10^4) à la fois un modèle laminaire et un modèle *RSM* : la simulation en laminaire donnait étrangement une meilleure correspondance des phénomènes observés (ici, la

présence de tourbillons secondaires) que la simulation utilisant le modèle *RSM*.

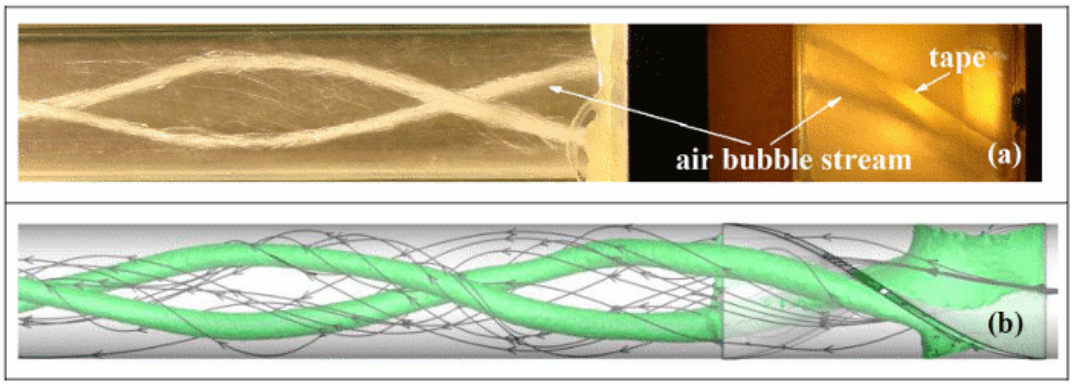


FIGURE 1.8 – Correspondance entre visualisations expérimentales et résolution numérique en laminaire pour un écoulement à nombre de Reynolds de 7.7×10^4 en aval d'une ailette torsadée sur 180° (swirler court), illustration de [12].

La dernière étude citée ci-avant fait partie d'un même effort de recherche démarré par Islek sous la direction de Aidun [27] et poursuivi avec les contributions de Aidun et Parsheh [2] et Cazan [12, 13]. Le but de leurs études est d'améliorer la répartition de fibres de papier. Leurs études s'intéressent initialement à l'écoulement en aval d'une ailette unique torsadée sur 180° (dans l'ensemble de ces publications, l'appellation "[180°] twisted tape [swirler]" est donc utilisée pour un swirler court, et non pour un ruban torsadé comme "twisted tape" désigne habituellement).

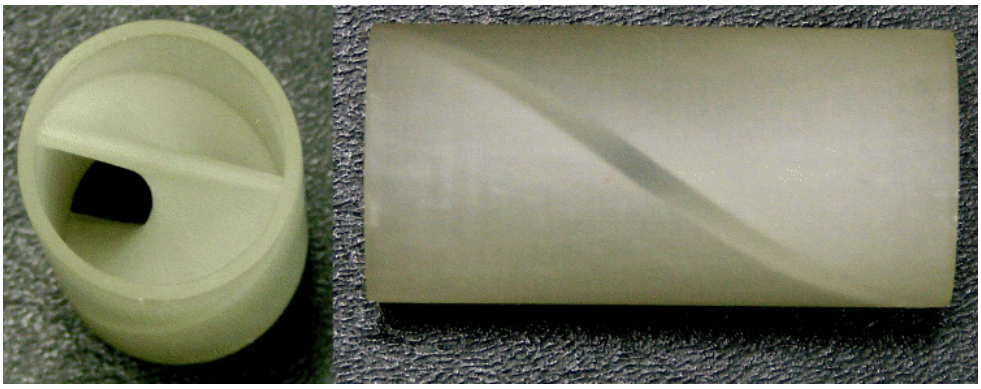


FIGURE 1.9 – L'ailette torsadée sur 180° (swirler court) utilisée dans l'étude de Cazan [12].

Aidun et Parsheh [2] ont mis en évidence, que dans leur configuration, le sens de rotation du swirl était localement inversé de façon périodique.

Cette inversion locale du sens de rotation du swirl moyen est une conséquence de la présence de deux tourbillons secondaires co-rotatifs hélicoïdaux très stables qui se superposent au tourbillon principal et s'entrecroisent périodiquement avec un pas hélicoïdal égal à quatre tiers du pas de torsion de l'ailette (résultat indépendant du pas de l'ailette et du nombre de Reynolds sur les gammes étudiées).

Ces tourbillons secondaires prendraient naissance dans le swirler et l'explication en serait la déstabilisation de l'écoulement, due aux forces centrifuges induites par la torsion

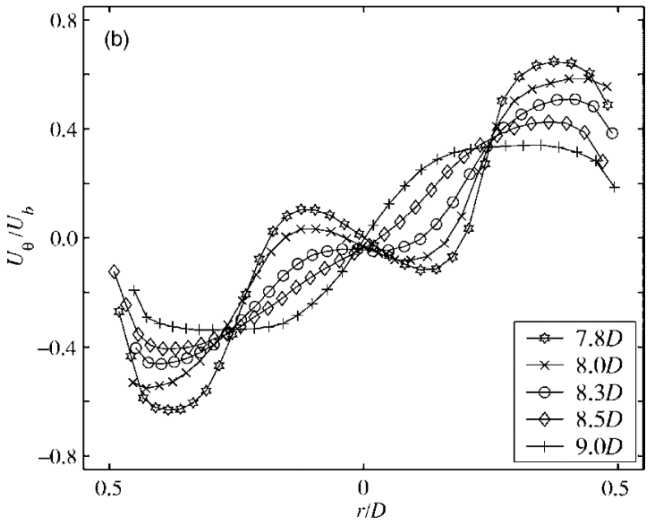


FIGURE 1.10 – Mise en évidence du sens de rotation localement contrarotatif, illustration de [2]. Les auteurs se gardent d'extrapoler sur cette figure le profil de vitesse tangentielle entre leurs points expérimentaux les plus proches de la paroi, obtenus par mesure *LDV*, et la vitesse nulle à la paroi, montrant la difficulté d'estimer expérimentalement le gradient de vitesse à la paroi par les méthodes « traditionnelles » de vélocimétrie.

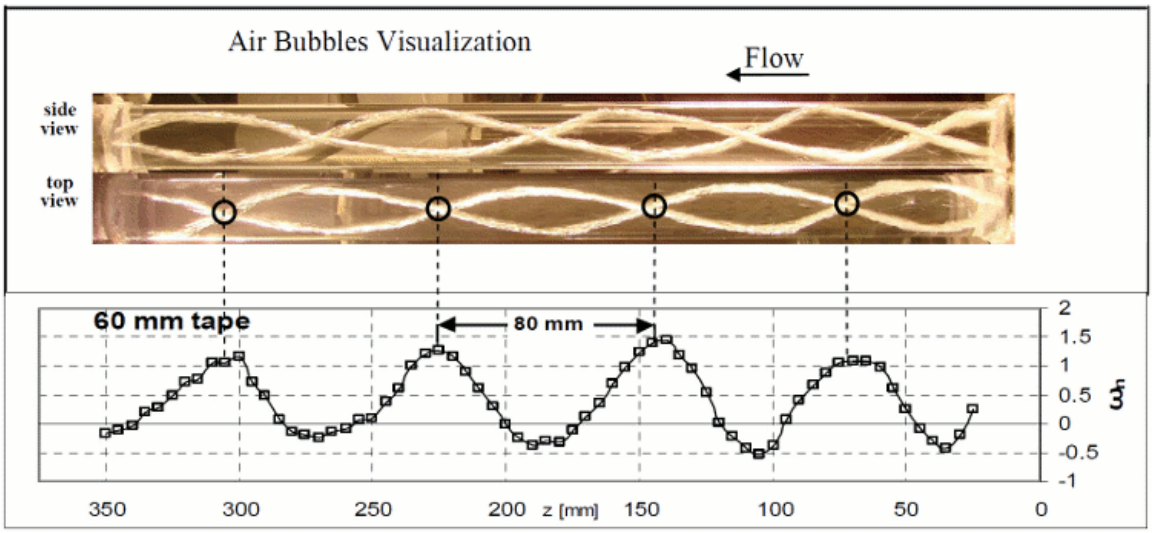


FIGURE 1.11 – Comparaison entre l'angle de rotation normalisé mesuré au centre de la conduite par méthode *LDV* et les visualisations par injection de bulles d'air, pour un écoulement en aval d'une ailette torsadée sur 180° (swirler court), illustration de [12].

de l'ailette créant un gradient radial adverse du carré de la quantité de mouvement angulaire (i.e. $\partial(r\overline{U})^2/\partial r < 0$). On peut noter que comme la décroissance du swirl dans le cas étudié est faible, une carte de la vitesse tangentielle est obtenue par « reconstruction de champ », en superposant des mesures prises le long du diamètre horizontal à des positions axiales successives recouvrant un pas hélicoïdal. Ces mesures sont assimilées à des mesures qui auraient été prises dans la même section, par rotation du système optique *LDV* (ou par rotation du swirler).

Cazan a vérifié numériquement par méthode *CFD* l'influence du nombre de Reynolds sur l'apparition des tourbillons secondaires co-rotatifs. Ceux-ci apparaissent entre $Re = 250$ et $Re = 500$. (du fait que les gradients de pression sont faibles à bas nombre de Reynolds, les tourbillons ne sont pas détectés en traçant les surfaces isobares mais

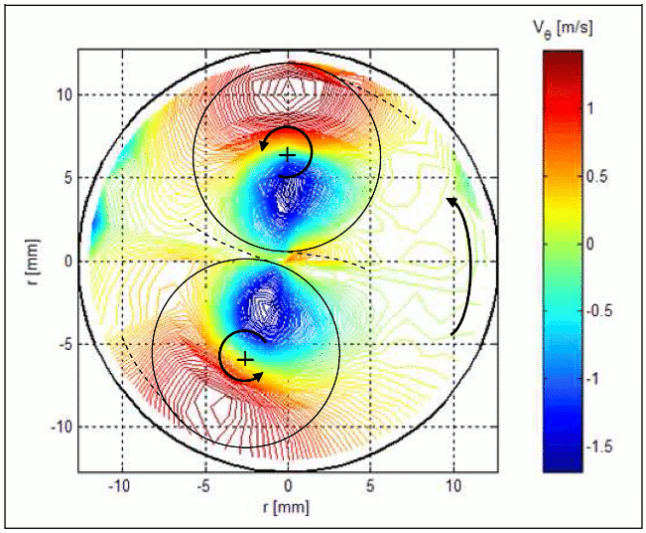


FIGURE 1.12 – Champ de vitesse tangentielle reconstruit à l'aide des mesures *LDV* en supposant la décroissance du swirl négligeable sur un pas hélicoïdal des deux tourbillons secondaires co-rotatifs, illustration de [12].

en utilisant le critère de détection λ_2. λ_2 est la deuxième valeur propre dans l'ordre décroissant de $S^2 + \Omega^2$, où S et Ω sont respectivement le tenseur de déformation et le tenseur de rotation, parties symétrique et antisymétrique du tenseur de gradient de vitesse J, $S = (J + J^T)/2$, $\Omega = (J - J^T)/2$. λ_2 est négatif aux points localisés au centre d'un tourbillon). Cazan précise que la présence des tourbillons secondaires double la vitesse tangentielle près de la paroi et souligne l'intérêt possible dans les applications de transfert de chaleur.

La présence des tourbillons secondaires est néanmoins pénalisante dans la visée applicative de Cazan *et al*. Cazan a cherché numériquement à vérifier la présence de tourbillons secondaires multiples dans le cas où le swirler est composé de trois et quatre ailettes. Les tourbillons secondaires se développent bel et bien entre les ailettes, mais ceux-ci convergent vers l'axe central et l'écoulement devient un écoulement avec swirl ordinaire. Pour un écoulement à $Re = 7.7 \times 10^4$, la convergence se fait en $12D$ pour le swirler à 3 ailettes et en $6D$ pour le swirler à 4 ailettes.

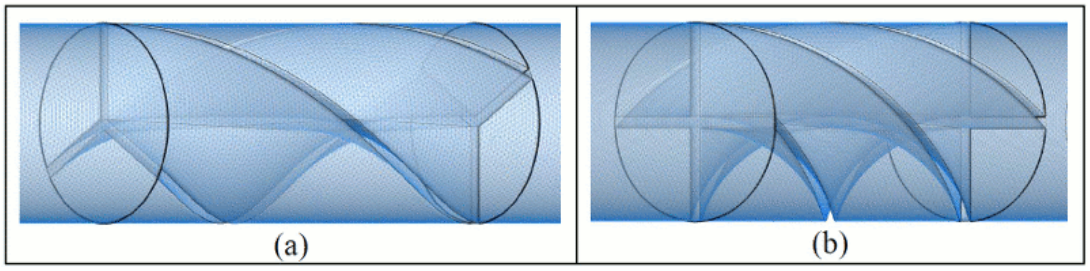


FIGURE 1.13 – Swirlers statiques à trois et quatre ailettes, illustration de [12].

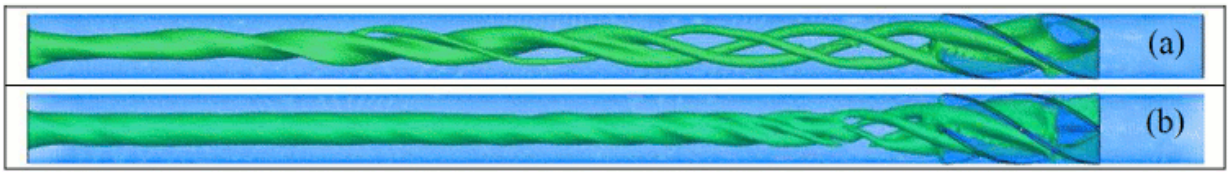


FIGURE 1.14 – Évolution axiale puis disparition des tourbillons secondaires pour les swirlers à 3 et 4 ailettes, illustration de [12].

1.3.3 Transfert de masse dans les écoulements avec swirl décroissant

Les études traitant de la dynamique des écoulements avec swirl manquent généralement d'étude complémentaire sur les transferts pariétaux. Il n'est cependant pas simple de disposer d'un banc d'essais modulable permettant à la fois des mesures locales de vitesse et des mesures de transfert thermique. Bien qu'exigeant certaines précautions dans la conception du banc d'essais, les mesures de transfert de masse (nombre de Sherwood) par méthode électrochimique permettent de remonter par analogie au transfert de chaleur (nombre de Nusselt), et ont, entre autre, l'avantage de permettre un accès optique à l'écoulement pour en étudier la dynamique. La plupart des études portant sur le transfert de masse dans un écoulement en conduite à swirl décroissant, se sont intéressées à des conduites de section annulaire. Parmi les publications traitant du sujet, on peut citer les travaux de Yapici *et al.* [77–79] et les travaux de Legrand *et al.*-Legentilhomme *et al.* [5, 32–35]. Yapici *et al.* [80] sont les seuls à avoir étudié le transfert de masse par méthode électrochimique d'un écoulement avec swirl décroissant dans une conduite de section circulaire.

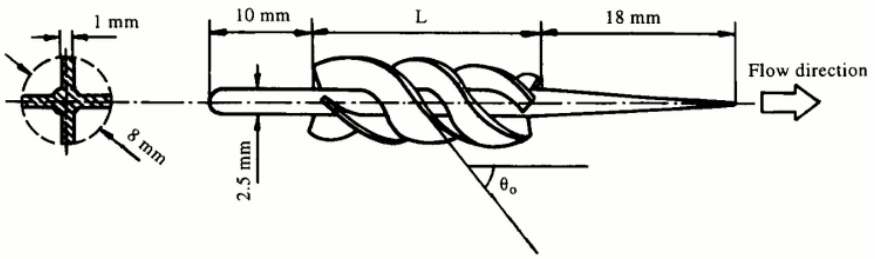


FIGURE 1.15 – Swirler étudié par Yapici *et al.* [80] par méthode électrochimique.

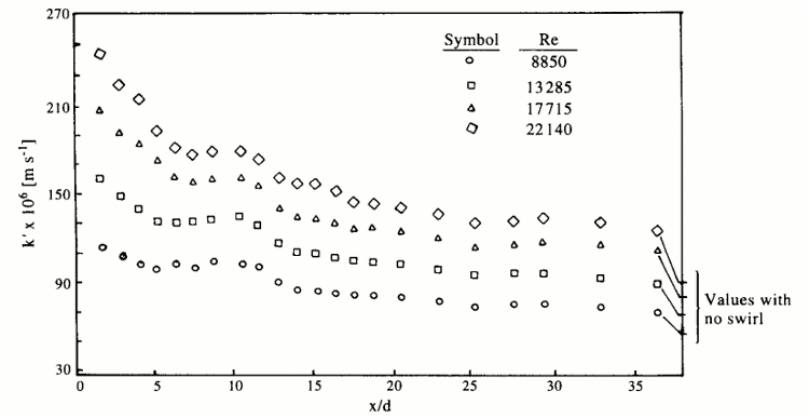


FIGURE 1.16 – Évolution axiale du transfert de masse local, illustration de Yapici *et al.* [80].

Yapici *et al.* ont étudié le transfert de masse local en aval d'un swirler à ailettes à l'aide de 22 électrodes réparties le long d'une section de 400 mm. Les conclusions de leur étude sont que pour des angles de sortie de swirler de 15, 30 et 45°, l'amélioration du transfert de masse local augmente avec l'augmentation de l'angle du swirler et la diminution du nombre de Reynolds, tandis que pour des angles de sortie du swirler de 60 et 70°, l'amélioration augmente avec l'angle du swirler et le nombre de Reynolds.

1.3.4 Compléments numériques et analytiques

Pour terminer cette revue bibliographique, il est nécessaire de pointer le peu d'études traitant des écoulements avec swirl décroissant, en régime laminaire. Ayinde [6] a étudié ce type d'écoulement par la méthode des volumes finis en faisant varier le nombre de swirl d'entrée, le nombre de Reynolds et la distribution radiale de la vitesse tangentielle. Il a obtenu par ajustement de courbes une relation généralisée de décroissance du swirl :

$$\overline{S}_b/\overline{S}_0 = C \cdot \exp(-mx/D)$$

avec :

$$\begin{aligned} m &= 25 \cdot Re^{-0.92} \\ C &= A \cdot \overline{S}_0^B \\ A &= 7 \times 10^{-5} \cdot Re - 0.78(R_m|_{x=0}/(D/2)) + 1.2 \\ B &= 2 \times 10^{-5} \cdot Re - 0.17 \end{aligned}$$

En résultats complémentaires, Ayinde précise que l'introduction de swirl dans un écoulement pleinement développé déforme le profil parabolique de vitesse axiale, qui reprend progressivement sa forme à mesure que le swirl décroit. Plus le swirl décroit, plus la région annulaire du tourbillon libre s'étend.

Vaidya *et al.* [71] ont réalisé une étude *DNS* en conclusion de laquelle ils pointent l'analogie des structures visualisées à celles observées dans un écoulement de Taylor-Couette avec cylindre intérieur conique.

Enfin, Yao et Fang [76] ont étudié de manière analytique la décroissance du swirl pour deux types de vitesses axiales d'entrée : le profil plat et le profil établi. Les solutions sont exprimées à l'aide de fonctions de Bessel du premier type pour le profil plat et de la fonction généralisée de Laguerre pour le profil parabolique. Leurs résultats redémontrent que la décroissance est plus lente pour des nombres de Reynolds élevés. Un haut rayon de transition R_m du profil de vitesse tangentielle conduit à une décroissance plus rapide du fait des effets de frottement à la paroi. Pour des nombres de Reynolds élevés (toujours laminaire), l'effet du terme de diffusion axiale du swirl $\partial\overline{U}_\theta/\partial x$ est négligeable. Le profil de vitesse axiale a une importance non négligeable sur l'évolution de la vitesse tangentielle et la décroissance du swirl. Yao et Fang concluent sur le fait

que leurs résultats étant valables pour un profil plat et pour un profil parabolique, et sachant qu'un profil quelconque évoluera progressivement vers un profil parabolique, ceux-ci peuvent donner des estimations-frontières pour des décroissances de swirl avec profil quelconque en entrée.

1.4 Bilan de l'étude bibliographique

Nous avons donc vu dans cette revue bibliographique que les écoulements avec swirl constant ont l'inconvénient d'induire de fortes pertes de pression et que par ailleurs les études antérieures sur le sujet sont fortement empiriques. Les écoulements avec swirl décroissant présentent plus de possibilités d'application du fait des plus faibles pertes de pression engendrées. Il a été constaté que ce type d'écoulement peut mener à une efficacité énergétique supérieure à l'unité. La décroissance du swirl est exponentielle dans la partie aval de l'écoulement, mais il manque une quantification et une relation claires avec le nombre de Reynolds. La nécessité d'étudier les écoulements à bas nombre de Reynolds (inférieur à 10000) a été démontrée. Il a également été présenté que, généralement, soit l'étude s'intéresse uniquement à l'efficacité énergétique des écoulements avec swirl (principalement avec swirl constant ou swirl périodique), soit l'étude se porte sur la topologie de l'écoulement avec swirl sans forcément envisager la question énergétique.

Suite à ces remarques, les travaux de cette thèse seront orientés suivant deux axes. La topologie de l'écoulement sera d'abord étudiée par méthodes optiques (visualisations, *LDV*). Des mesures de frottement pariétal par méthode électrochimique viendront enrichir l'étude et donner des informations essentielles sur les transferts pariétaux pour juger de l'efficacité du swirler.

La difficulté expérimentale majeure de cette étude est liée aux effets de courbure importants qui limitent l'efficacité des méthodes optiques. Ces effets de courbure sont directement liés à la taille du diamètre du tube. Moins le diamètre est élevé et plus ces effets seront importants. Cependant le diamètre ne peut pas être choisi librement, puisqu'un grand diamètre de tube implique des longueurs d'établissement des profils de vitesse plus importantes (et en conséquence des longueurs d'influence du swirl plus grandes), qui, en pratique, ne peuvent pas toujours être respectées. Une partie du chapitre 2 sera donc consacrée à la présentation des spécificités d'utilisation de la méthode *LDV* en conduite circulaire et les corrections inhérentes. Les méthodes de *tracking* de particules ou de *PIV* sont inenvisageables dans la configuration choisie. Les méthodes optiques en tube sont principalement mises en défaut à la paroi, jusqu'où les valeurs mesurées dans le champ peuvent difficilement être extrapolées avec confiance en cas de courbure prononcée. Compte tenu de cette remarque, la méthode électrochimique, présentée dans

une section dédiée du deuxième chapitre, constitue un apport d'informations pertinentes indéniable. Cette méthode ne possède pas de réelle alternative pour obtenir des informations à la paroi avec une bonne précision spatio-temporelle. Parmi les méthodes « concurrentes », on peut notamment citer l'utilisation du film chaud collé à la paroi, dont le principe repose sur le transfert thermique. Les inconvénients sont nombreux : la sonde est encombrante, intrusive, tributaire d'une courbe d'étalonnage sensible aux variations de température du fluide contrairement à la méthode électrochimique.

L'écoulement de référence (écoulement 'canonique' axial en conduite circulaire), bien que très classique, fera l'objet d'une attention particulière dans le troisième chapitre. En effet, en raison des faibles nombres de Reynolds envisagés (laminaire et faiblement turbulent), il est nécessaire de connaître l'écoulement en conduite sans swirler du banc d'essais et de savoir y localiser le régime de transition sur lequel peu d'études existent, notamment en configuration tube.

Enfin, le chapitre 4 étudiera l'influence du swirler sur l'écoulement avec une caractérisation de l'écoulement dans le champ par visualisations par injection de colorant et par l'utilisation de la méthode *LDV*. Le frottement pariétal moyen et instationnaire induits par l'écoulement avec swirl seront ensuite étudiés à l'aide de la méthode électrochimique.

Chapitre 2

Dispositifs expérimentaux et métrologie

Sommaire

2.1 Moyens d'essais 36

2.2 Description du swirler utilisé pour la génération de l'écoulement tournant 38

2.3 Méthodes optiques 42

2.3.1 Visualisations par colorant 42

2.3.2 Anémométrie laser à effet Doppler : généralités 43

2.3.3 Spécificités des mesures LDV en présence de parois curvilignes, cas du tube circulaire 45

2.4 Méthode électrochimique 48

2.4.1 Principe de la méthode 49

2.4.2 Choix de la tension de polarisation 50

2.4.3 Solution polarographique 51

2.4.4 Sondes polarographiques 51

2.4.5 Bases théoriques 52

2.4.6 Étude des sondes polarographiques en régime permanent 54

2.4.7 Étude des sondes polarographiques en régime instationnaire . . 56

2.4.7.1 Réponse linéaire 57

2.4.7.2 Réponse non linéaire 57

2.4.8 Mise en œuvre de la méthode 60

2.5 Autres dispositifs métrologiques du montage 63

2.5.1 Débitmètre électromagnétique 63

2.5.2 Prises de pression 64

2.5.3 Thermocouple 65

Dans cette partie, nous exposons le dispositif expérimental ayant servi à réaliser nos expériences ainsi que les méthodes de mesure utilisées.

2.1 Moyens d'essais

Les résultats expérimentaux présentés dans ce mémoire de thèse ont été obtenus dans un canal hydrodynamique qui a été spécifiquement conçu pour cette étude (fig. 2.1). L'élément utile de la veine d'essais est un tube horizontal de section circulaire, de diamètre intérieur 36 mm et d'une longueur de 4 mètres. Le fluide s'écoule par gravité d'un bac de charge vers un bac de stockage. Le fluide est renvoyé du bac de stockage au bac de charge au moyen d'une pompe centrifuge à entrainement magnétique (pompe Pan World® NH-40PX-D de débit maximum 30 L/min). La hauteur de fluide est maintenue constante à l'aide d'un tube creux (de diamètre 150 mm) placé au centre du bac de charge. Ce tube permet d'évacuer le trop-plein de fluide directement vers le bac de stockage sans passer par la veine d'essais. Le débit est réglé par l'intermédiaire d'une vanne positionnée entre la veine d'essais et le bac de stockage et dont le degré d'ouverture engendre une perte de pression qui freine le fluide. Le débit maximal d'écoulement du fluide correspond à la fermeture minimale de la vanne, qui crée une perte de pression suffisante pour qu'il y ait un débordement continu du fluide dans le tube de trop-plein. La hauteur constante de fluide permet d'assurer un débit stable pour une ouverture de vanne donnée, une fois l'écoulement établi. L'intérêt d'un tel système réside principalement dans la possibilité d'obtenir de très faibles débits constants, sans pulsation de l'écoulement comme cela peut être le cas lors d'un entrainement direct du fluide (c.-à-d. aspiration ou refoulement par une pompe). Le système de régulation de débit prévu initialement comportait une seule vanne. Un système de *by-pass*, comportant deux vannes en dérivation, a permis d'améliorer la stabilité des faibles débits et la facilité de réglage. Une vanne à siège incliné de diamètre nominal 10 mm permet un réglage fin des débits allant de $Re = 100$ à $Re = 9500$ (en deçà de $Re = 100$, les temps d'établissement de débit sont jugés trop longs pour pouvoir apporter une correction adéquate sur l'ouverture de vanne et atteindre le débit souhaité). Une deuxième vanne à siège incliné de diamètre nominal 32 mm permet d'obtenir les débits supérieurs. Cette vanne de plus grand diamètre est également nécessaire pour la phase de dégazage du canal lors de sa mise en fonctionnement, où il faut obtenir un débit suffisant pour entraîner les poches d'air.

L'ensemble du banc d'essais a été conçu en faisant des choix de matériaux et de pièces compatibles avec la méthode de mesure électrochimique décrite section 2.4. Les matériaux en contact avec la solution polarographique doivent être résistants à la corrosion (c.-à-d. chimiquement inertes) et électriquement neutres. Les parois du banc d'essais sont, de ce fait, en matériaux plastiques (polyvinyle de chlorure (PVC), polyméthacrylate de méthyle (PMMA), polycarbonate). Pour les vannes et la pompe centrifuge, les pièces en contact avec le fluide sont principalement constituées de thermoplastiques. L'entrainement magnétique de la pompe centrifuge permet d'éviter les fuites de fluide vers des pièces sensibles à la corrosion, comme cela peut survenir lors d'un entrainement de la pompe par un arbre muni de joints, suite à l'usure de l'étanchéité dynamique. Enfin,

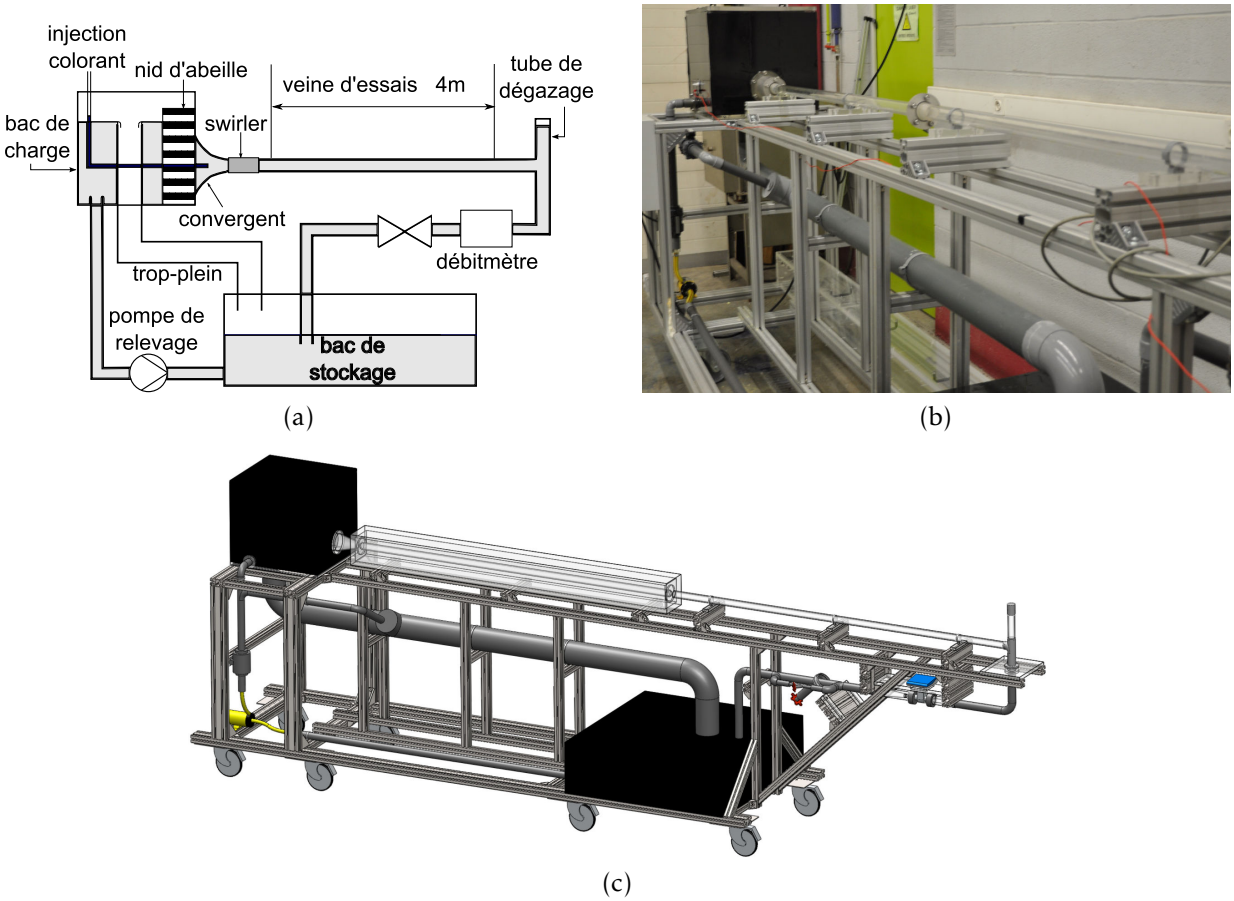


FIGURE 2.1 – Schéma de principe (a), photographie (b) et vue d'ensemble sous CAO (c) du banc d'essais.

pour éviter que les mesures électrochimiques ne soient perturbées par la fréquence d'un courant alternatif, la pompe centrifuge est alimentée par un moteur à courant continu.

La vitesse de rotation de la pompe n'est pas contrôlée par un variateur. Elle débite donc au maximum de sa capacité pour la hauteur de fluide à laquelle elle est soumise, le tube de trop-plein assurant l'évacuation du débit superflu. Le fluide pompé du bac de stockage (d'une contenance de 230 litres environ) est refoulé jusqu'au bac de charge (d'une contenance de 100 litres environ), servant de chambre de tranquillisation, puis passe à travers un nid d'abeille permettant de limiter les perturbations en entrée de veine d'essais. Le fluide s'écoule ensuite dans un convergent axisymétrique avec un rapport de contraction de 8.67 avant d'arriver dans le tube de la veine d'essais. Le nid d'abeille est en contact direct avec l'entrée du convergent pour éviter la formation de tourbillons de vidange. Pour limiter les dissymétries possibles dans le profil d'écoulement en aval du convergent, celui-ci n'a pas été positionné de manière à être affleurant à la paroi inférieure du bac de charge mais avec une hauteur de 117 mm entre l'axe du convergent et le fond du bac de charge. Cette précaution est cependant rendue moins efficace par l'obligation de positionner le nid d'abeille contre l'entrée du convergent. Il faut noter que les dissymétries du profil de vitesse d'entrée ne peuvent pas être totalement supprimées dans ce type de configuration. Schématiquement, le fluide entrant dans la

partie haute du convergent arrive dans le convergent car il est pesant. Le fluide entrant dans la partie basse du convergent doit remonter vers la veine d'essais et est entraîné par aspiration. La conduite circulaire est constituée de tubes en plexiglas, d'épaisseur 2 mm, et transparents pour permettre l'utilisation de méthodes optiques (visualisations, *LDV*, ...). En pratique, la veine d'essais est modulable grâce à un système de brides usinées en polycarbonate, permettant d'insérer des tubes de longueurs adéquates pour fermer le circuit. La longueur maximale des tubes en PMMA utilisés est de 2 m. L'étanchéité est obtenue par l'utilisation de silicone transparent appliqué sur l'extérieur des extrémités du tube au moment de positionner le tube dans les brides.

La vitesse d'écoulement maximale admissible avec la pompe centrifuge utilisée correspond à un nombre de Reynolds basé sur le diamètre de la conduite de 12000. Dans ce cas, c'est le débit de la pompe qui est limitant et non le circuit fluide et les pertes de pression résultantes. S'il fallait envisager d'utiliser ce banc d'essais pour des études d'écoulements à nombres de Reynolds supérieurs, le choix dans les pompes répondant au cahier des charges de la méthode électrochimique étant limité, une possibilité pourrait être d'installer en parallèle entre les bacs de stockage et de charge plusieurs pompes identiques à celle utilisée ici.

Pour pallier les difficultés de mesure par les techniques optiques de vélocimétrie, principalement dues à la courbure et l'épaisseur de la paroi, une boite à eau peut être installée autour du tube. Cette boite à eau limite l'impact et l'importance des réfractions dues à la courbure du tube et aux changements d'indices entre le fluide ambiant (l'air), les parois du tube, et le fluide de travail. Une description détaillée du problème et du dispositif d'adaptation optique est présentée dans la section 2.3.3.

L'annexe A donne quelques détails supplémentaires sur le banc d'essais et sa conception.

2.2 Description du swirler utilisé pour la génération de l'écoulement tournant

Le swirler utilisé dans cette étude est basé sur les travaux numériques préliminaires de Beaubert *et al.* [10]. La préoccupation principale lors de la conception d'un swirler est de maximiser l'effet de swirl dans l'écoulement sans créer une augmentation excessive de la perte de pression. La perte de pression engendrée provient principalement de deux sources : le frottement dû à l'insertion des ailettes, et la perturbation de l'écoulement initialement axial. La première source de perte de pression peut être liée au nombre d'ailettes choisi, à leur épaisseur et à la structure générale du swirler (notamment l'interconnexion des ailettes). La seconde source est liée à la forme des ailettes et à la

façon plus ou moins douce dont elles dirigent l'écoulement dans un mouvement de swirl, de préférence sans générer de tourbillons localement.

La figure 2.2 présente un exemple de swirler à 8 ailettes.

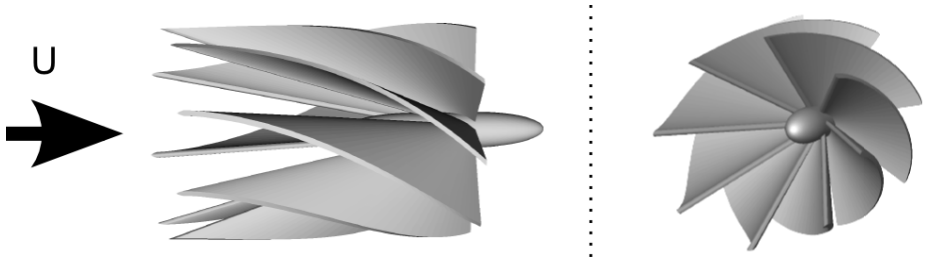


Figure 2.2 – Exemple de swirler à 8 ailettes. À gauche : vue de profil ; à droite : vue tridimensionnelle.

Le but des ailettes est de forcer le fluide à dévier de sa direction initiale. L'angle de déviation θ représente le niveau de swirl dans le tube. La figure 2.3 présente les paramètres qui définissent la forme des ailettes utilisées dans cette étude.

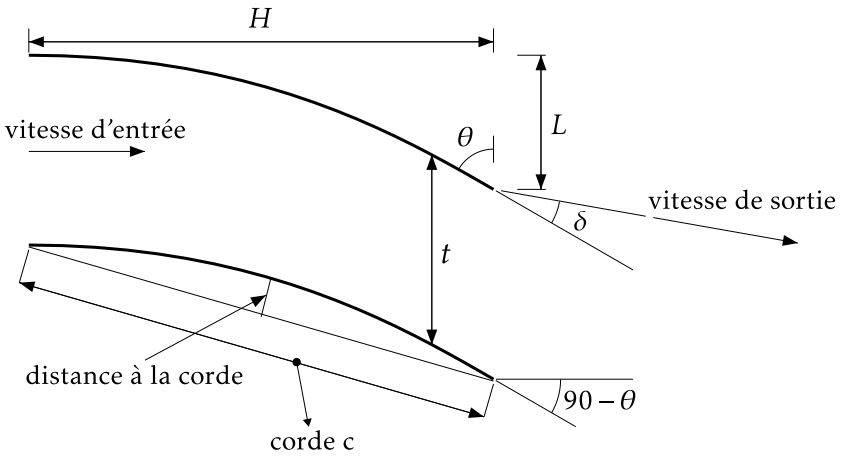


Figure 2.3 – Paramètres de l'ailette du swirler.

L'angle théorique de sortie θ des ailettes à une position radiale particulière (déterminée par le diamètre local d) diffère de l'angle réel de sortie de la vitesse d'un angle de déviation δ, du fait que le fluide ne suit pas parfaitement le profil de l'ailette. La règle de Constant [57] permet de calculer approximativement cet angle δ :

$$\delta = 0.26 \times \frac{90 - \theta}{\sqrt{\sigma}}$$

θ et δ sont tous deux exprimés en degrés. $\sigma = c/t$ est le serrage des profils, aussi appelé "solidité", et est le rapport entre la longueur de la corde et la distance maximale entre deux ailettes. La corde est $c = \sqrt{H^2 + L^2}$ et la distance entre deux ailettes, appelée également pas, est $t = \pi \cdot d/n_b$, avec d le diamètre correspondant à la position radiale étudiée et n_b le nombre d'ailettes du swirler. Beaubert *et al.* [10] précisent que cette loi est valable pour les géométries standards de turbine, pour lesquelles le rayon est large comparativement au rayon du canal. Pour les swirlers considérés ici, la déviation pourrait être très différente

proche de l'axe du tube. Beaubert *et al.* [10] ont étudié quatre types de profils d'ailettes, tous basés sur les mêmes contraintes :

— l'ailette doit être tangente à l'écoulement axial en entrée du swirler ;
— l'angle d'ailette à la sortie du swirler doit être l'angle de déviation théorique ;
— l'angle de déviation doit être respecté pour toutes les positions radiales. L'angle désiré de déviation θ est ici fixé à 48°, et δ est fixé à 4°.

Tous les profils sont basés sur une hauteur donnée H qui est liée à L par l'équation $H = 2L\tan\theta$. Il en résulte $c = L\sqrt{4\tan^2\theta+1}$ et $L = \pi d/n_b\left(0.26\frac{90-\theta}{\delta}\right)^2\frac{1}{\sqrt{4\tan^2\theta+1}}$. L est donc linéairement proportionnel à d, et H l'est aussi par conséquence. Les quatre profils étudiés sont en apparence très similaires (fig. 2.4a), mais leurs distances à la corde sont suffisamment différentes (fig. 2.4b).

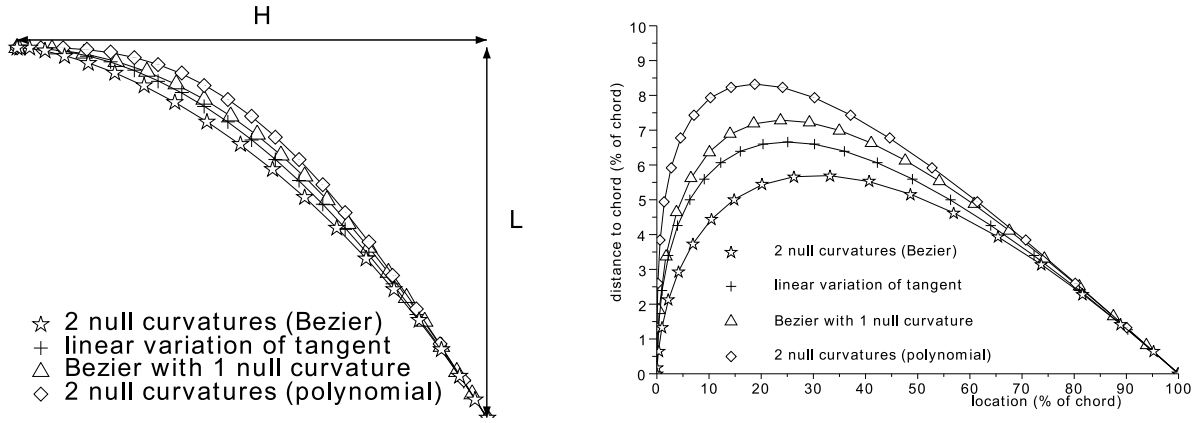


FIGURE 2.4 – (a) Les quatre profils étudiés par Beaubert *et al.* [10] ; (b) la distance à la corde pour ces quatre profils.

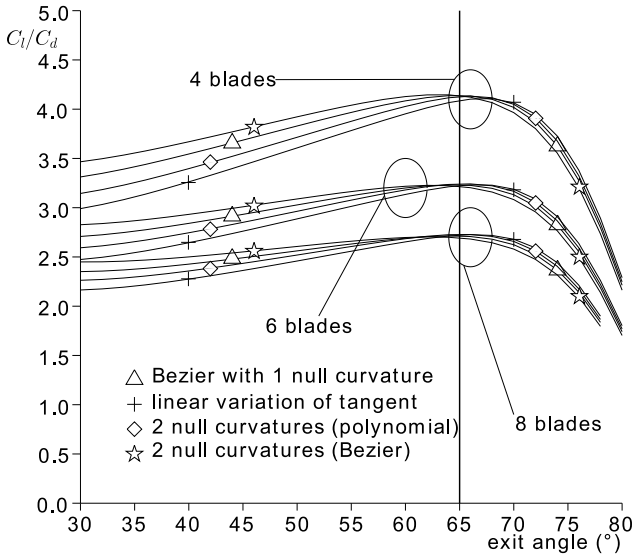


FIGURE 2.5 – La finesse calculée pour les 4 profils en fonction de l'angle de sortie et du nombre d'ailettes (Beaubert *et al.* [10]).

Le rapport du coefficient de portance sur le coefficient de traînée, également appelé la finesse, est considéré comme étant le meilleur critère pour sélectionner le profil d'ailettes à utiliser pour le swirler. Ce rapport dépend de la distance entre deux ailettes, et donc du nombre d'ailettes. Beaubert *et al.* [10] ont réalisé des simulations numériques *CFD 2D* pour déterminer la finesse de ces quatre profils en fonction de l'angle de sortie (fig. 2.5). Le profil d'ailette choisi est basé sur une courbe de Bézier définie par les tangentes aux deux extrémités et une courbure nulle aux deux extrémités. Ce profil est le plus efficace pour un angle de sortie inférieur à 65°.

Beaubert *et al.* [10] ont également tracé le rapport du coefficient de traînée pour 4 ou 6 ailettes sur le coefficient de traînée pour 8 ailettes. Ce rapport est indépendant de l'angle de sortie pour des angles inférieurs à 65°. La figure 2.6 montre qu'il est préférable d'utiliser 8 ailettes, comme le ratio de la surface de frottement est plus petit que le ratio du coefficient de traînée, du fait que la hauteur d'une ailette est beaucoup plus grande pour un swirler à plus faible nombre d'ailettes. Il est à noter que 8 est choisi comme valeur maximale du nombre d'ailettes pour des raisons de complexité de fabrication d'un swirler, et qu'un cœur interne, non considéré dans ces études numériques, doit être inclus au swirler pour des raisons mécaniques.

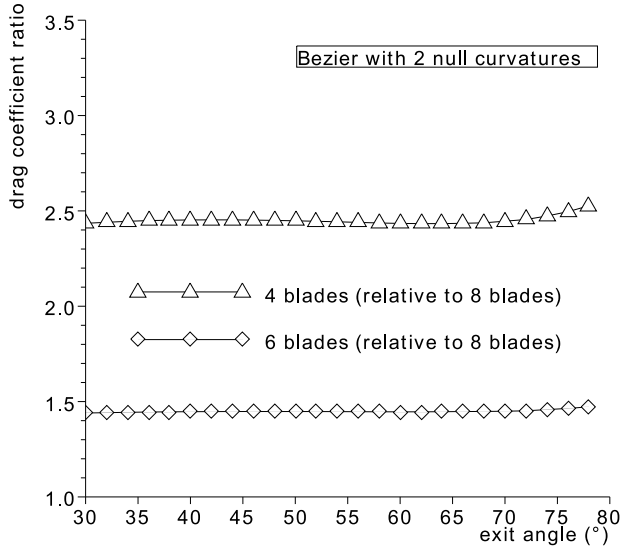
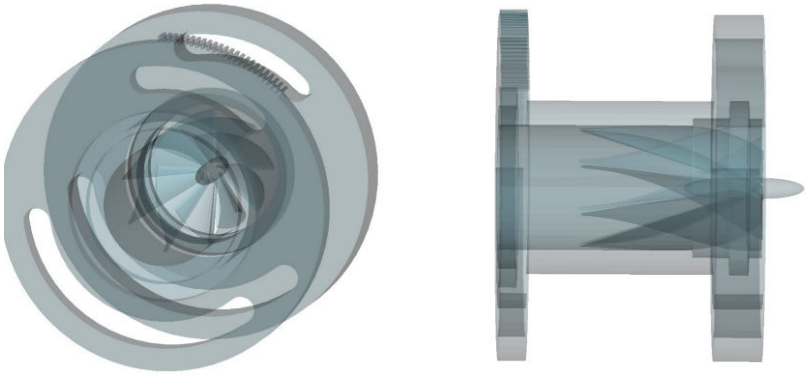


Figure 2.6 – Le rapport des coefficients de traînée pour des swirlers à 4 ou 6 ailettes relativement à un swirler à 8 ailettes, en fonction de l'angle de sortie et du nombre d'ailettes (Beaubert *et al.* [10]).

En accord avec les conclusions de Beaubert *et al.* [10], le swirler de l'étude est donc un swirler à 8 ailettes, similaire à celui de la figure 2.2. Au niveau pratique, Le swirler monté sur le banc d'essais se présente sous la forme d'un module uni-bloc avec brides en entrée et sortie. Il a été réalisé par prototypage rapide par dépôt de fil ABS (Acrylonitrile Butadiène Styrène). Les brides disposent d'une fenêtre d'ouverture de 45° pour le passage des vis de serrage. La bride amont présente des encoches qui graduent avec une précision d'un degré la position angulaire du module-swirler. Pour pallier tout problème

d'étanchéité, un enrobage de colle PVC a été appliqué sur l'extérieur du module.



(a) (b)

FIGURE 2.7 – Vues CAO en transparence du module swirler, isométrique (a), et de côté (b).

2.3 Méthodes optiques

Nous discuterons ici, des méthodes optiques utilisées dans cette étude et une attention toute particulière sera portée sur les difficultés de mesures associées aux parois à forte courbure.

2.3.1 Visualisations par colorant

Pour les visualisations, une solution aqueuse à base de bleu de méthylène a été choisie pour obtenir, sous un éclairage adéquat, un bon contraste entre le fond et les lignes de courant. Une burette fixée au-dessus du bac de charge a été utilisée pour alimenter un tube en maintenant le niveau de colorant légèrement au-dessus du niveau d'eau. Ce tube a été inséré dans une maille du nid d'abeille et se termine par un embout de diamètre réduit positionné au milieu du convergent. L'injection de colorant fonctionne alors sur la différence de pression entre le tube de la veine d'essais et l'environnement. Le colorant s'injecte quand un écoulement existe et la vitesse d'injection augmente avec celle de l'écoulement principal. Le banc hydrodynamique fonctionnant normalement en boucle fermée, et pour éviter que le colorant ne colore tout le fluide et ne diminue le contraste, la vanne de vidange du bac de stockage a dû être ouverte et de l'eau claire y a été en permanence ajoutée pour renouveler l'eau du banc.

L'acquisition des images a été faite à l'aide d'une caméra rapide noir & blanc IMPERX Lynx® (IPX-VGA210) à 96 images/seconde équipée d'une optique Nikon® (AF NIKKOR 28 mm f/2.8D). Une règle graduée a été posée sous le tube de la veine d'essais pour permettre le réglage de l'éclairage et de la caméra, et essayer d'extraire des données quantitatives de ces résultats qualitatifs.

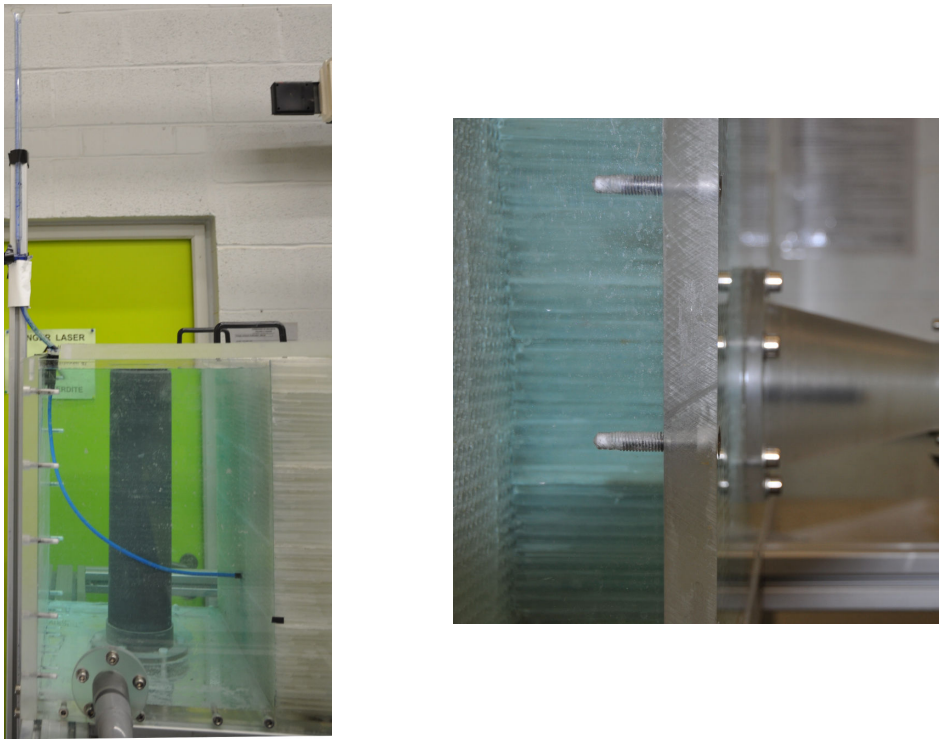


FIGURE 2.8 – Dispositif d'injection du colorant pour les visualisations qualitatives.

2.3.2 Anémométrie laser à effet Doppler : généralités

La vélocimétrie laser Doppler (d'abréviations *LDA* et *LDV* pour Laser Doppler Anemometry / Velocimetry) est une méthode optique de mesure locale et instantanée de la vitesse d'un écoulement. Cette méthode présente l'intérêt d'être non-intrusive et de permettre une étude fréquentielle de l'écoulement. L'écoulement nécessite d'être ensemencé par des particules de dimensions suffisamment faibles pour émettre l'hypothèse que les vitesses mesurées à l'aide des particules correspondent bien à celles de l'écoulement. Un inconvénient de la méthode est qu'elle ne permet pas d'obtenir directement des signaux à fréquence fixe, du fait du passage aléatoire des particules.

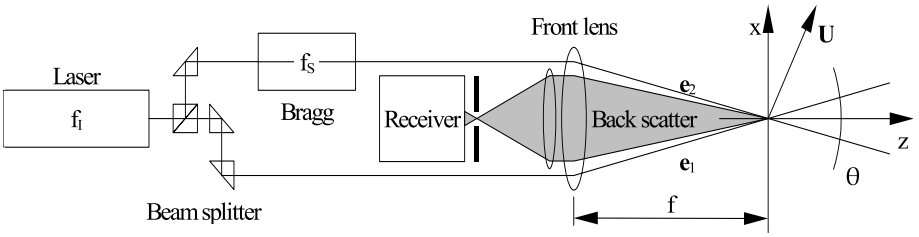


FIGURE 2.9 – Schéma de principe d'un système *LDV* à rétrodiffusion.

Une source laser émet un faisceau circulaire monochromatique de longueur d'onde λ à une fréquence d'émission f_e. Un modulateur acousto-optique, également appelé cellule de Bragg, divise ce faisceau en deux faisceaux cohérents : le premier faisceau a une fréquence d'émission identique à la source, tandis que le deuxième faisceau subit un décalage en fréquence f_s qui permet de lever l'ambiguïté sur le sens de l'écoulement. Les deux faisceaux traversent une lentille convergente de distance focale f puis se croisent

suivant un angle $2 \times \kappa$. Au niveau de l'intersection des deux faisceaux laser incidents, se crée un réseau de franges d'interférence compris dans un ellipsoïde qui délimite le volume de mesure. L'espacement des franges d_{fr}, défini comme la distance entre deux franges sombres, est fonction uniquement du demi-angle κ et de la longueur d'onde des faisceaux laser :

$$d_{fr} = \frac{\lambda}{2 \sin \kappa}$$

Une particule traversant le volume de mesure diffuse la lumière qu'elle reçoit, avec une intensité qui varie de façon pseudo-périodique suivant qu'elle traverse une frange brillante ou une frange sombre. La particule diffuse la lumière du premier faisceau à une fréquence $f_e + f_{D_1}$ et la lumière du deuxième faisceau à une fréquence $f_e + f_s + f_{D_2}$, avec f_{D_1} et f_{D_2} les décalages en fréquence respectifs des deux faisceaux dus à l'effet Doppler. La lumière diffusée par la particule est reçue par un photo-détecteur (généralement un tube photo-multiplicateur) placé dans l'axe de la lentille convergente, soit face à celle-ci (« forward-scattering »), soit à l'arrière de celle-ci (système de mesure par rétrodiffusion, « back-scattering », plus compact et à l'alignement plus aisé). Le positionnement du photo-détecteur dans l'axe permet d'obtenir $f_{D_1} = -f_{D_2}$ et de définir une fréquence Doppler $f_D = |f_{D_1} - f_{D_2}| = 2|f_{D_1}| = 2|f_{D_2}|$ telle que :

$$|U_n| = f_D \cdot d_{fr}$$

où $|U_n|$ est la valeur absolue de la composante de la vitesse portée par l'axe compris dans le plan formé par les deux faisceaux incidents et perpendiculaire à l'axe de la lentille convergente. Le décalage en fréquence du deuxième faisceau de la valeur f_s entraine le déplacement des franges du réseau d'interférence à l'intérieur du volume de mesure à la vitesse $U_s = f_s \cdot d_{fr}$. La fréquence enregistrée par le photo-détecteur est alors :

$$f_d = \left| f_s + \frac{2U_n}{\lambda} \sin(\kappa) \right|$$

Si f_s est imposée telle que $f_s > \left|\frac{2U_n}{\lambda} \sin(\kappa)\right|$, alors, sous la condition que $U_n > -f_s \frac{\lambda}{2\sin(\kappa)}$, le signe de la vitesse est connu, suivant que $f_d > f_s$ (U_n positive), ou que $f_d < f_s$ (U_n négative).

La vélocimétrie laser Doppler est mieux adaptée aux mesures proches parois que l'anémométrie à fil chaud. Lorsque le fil chaud est placé dans le champ, la méthode est intrusive. Un film chaud collé à la paroi présente l'inconvénient d'un étalonnage compliqué et d'une taille de support non négligeable ainsi qu'un câblage qui peut ne pas être évident selon les configurations. Néanmoins, les mesures en proche paroi avec la méthode *LDV* nécessitent quelques précautions. Le volume de mesure doit être suffisamment petit, pour minimiser les différences de vitesse entre les particules traversant le volume alors que le gradient de vitesse peut être important. En effet, la taille finie du volume de mesure opère une intégration spatiale et temporelle de la vitesse des particules, qu'il est nécessaire de corriger en cas de fort gradient. Durst *et al.* [14] proposent des corrections sur les moments d'ordre 1 à 4, qui leur ont permis d'obtenir, pour un écoulement turbulent en conduite circulaire, de bonnes comparaisons avec des

résultats de *DNS* jusqu'à $y^+ \approx 0.5$. Par ailleurs, l'ensemencement des particules en proche paroi peut présenter des soucis. Les vitesses très près de la paroi étant faibles, le nombre moyen de particules traversant le volume de mesure peut également être faible. Dans le cas d'un écoulement liquide et de traceurs solides, les particules ont aussi tendance à se déposer sur les parois, et deviennent une source additionnelle de bruit de mesure, en faisant de la paroi une surface très diffusante.

Dans le cadre de ces travaux, un système Dantec Dynamics® FlowExplorer™ 'High Power' à deux paires de faisceaux perpendiculaires permettant d'obtenir deux composantes de la vitesse du fluide (*LDV* – 2*C*) est utilisé. La longueur d'onde de la première paire de faisceaux est de 660 nm (rouge). La deuxième paire de faisceaux a une longueur d'onde de 785 nm (proche infra-rouge). La lentille convergente utilisée a une distance focale de 150 mm. Dans le cas d'une intersection dans l'air, le volume de mesure obtenu avec cette focale est d'environ $0.292 \times 0.058 \times 0.057$ mm^3 pour la paire n°1 et d'environ $0.348 \times 0.070 \times 0.068$ mm^3 pour la paire n°2 (longueur × largeur × hauteur). Le signal est traité par le processeur de signal BSA F60 et les résultats sont visualisés puis exportés à l'aide du logiciel BSA Flow Software™.

L'écoulement est ensemencé à l'aide de particules d'iriodin® 111 de Merck dont le diamètre moyen est compris entre 2 et 15 µm.

2.3.3 Spécificités des mesures LDV en présence de parois curvilignes, cas du tube circulaire

La composante de vitesse mesurée par une paire de faisceaux laser étant perpendiculaire à la bissectrice formée par leur intersection, l'avance radiale d'un système de mesure *LDV* – 2*C*, suivant le plan médian horizontal du tube, permet d'obtenir la distribution radiale de la vitesse axiale (par la paire de faisceau n°1, dans le plan horizontal) et la distribution radiale de la vitesse tangentielle (par la paire de faisceau n°2, dans le plan vertical). Les mesures de vitesse *LDV* dans un tube nécessitent cependant une attention particulière, du fait de l'importance de la courbure des parois. En effet, un faisceau passant d'un milieu d'indice de réfraction n_1 à un autre d'indice n_2 en entrant avec un angle d'incidence non-normal θ_1 sort avec un angle de transmission θ_2 suivant la loi de Snell-Descartes :

$$n_1 \cdot \sin\theta_1 = n_2 \cdot \sin\theta_2$$

Il faut également noter que la longueur d'onde d'un faisceau lors du passage d'un milieu à un autre change :

$$\lambda_1 \cdot n_1 = \lambda_2 \cdot n_2$$

Les deux équations précédentes amènent à apporter aux mesures *LDV* effectuées dans un tube des corrections, respectivement, de position et de vitesse. Pour limiter les

effets de courbure et des changements d'indices air-paroi-fluide de travail, une boite de visualisation parallélépipédique contenant un liquide transparent peut être installée autour du tube. Ce dispositif permet d'avoir une paroi plane, parallèle à la tête de l'optique *LDV*, pour la plus grande transition d'indices de réfraction (air-paroi). Dans le cas de l'utilisation de l'eau comme fluide de travail, une première amélioration consiste à remplir la boite d'eau. Cette boite sera appelée par la suite "boite à eau". L'ajustement des indices de réfraction est alors partiel (partial Refractive Index Matching (RIM) method). La méthode d'adaptation d'indice peut être améliorée en utilisant un même fluide pour la boite et le fluide de travail dont l'indice de réfraction est identique à celui des parois (full Refractive Index Matching method) ou relativement proche. Du fait de sa transparence, le PMMA ($n_{PMMA} \simeq 1.49$) est souvent utilisé pour les parois transparentes. L'objectif est alors de trouver un fluide dont l'indice de réfraction est suffisamment élevé, tout en respectant des contraintes de masse volumique et surtout de viscosité (et aussi généralement le caractère newtonien du fluide). Wiederseiner *et al.* [73] et Amini et Hassan [4] présentent des revues détaillées des fluides pouvant être utilisés pour l'application de cette méthode avec différents matériaux. Miller *et al.* [42] et Hassan et Dominguez-Ontiveros [25] ont fait de même en incluant les critères de coût et de dangerosité (risques incendie, santé, réactivité). Peu de fluide, ou mélange de fluides, sont adaptés à un usage à grande échelle. Parmi les montages à grande capacité, et bien que la configuration soit différente, on peut citer les travaux de Stoots *et al.* [66] qui ont développé une soufflerie hydraulique à section rectangulaire pour laquelle l'ajustement d'indice de réfraction est réalisé en employant des parois en verre de silice ($n_{silice} \simeq 1.46$) et une huile minérale ("légère") de faible viscosité. Les écoulements autour de maquettes de géométries complexes pouvant être réalisées en verre de silice sont étudiés dans leur canal. Pour arriver à un ajustement parfait, Stoots *et al.* [66] ont réalisé un contrôle très précis de la température de l'huile. En effet, l'indice de réfraction d'un fluide dépend de la température, donc, en fonction de l'exigence, il est nécessaire de connaître ou contrôler celle-ci. On peut noter aussi que l'indice de réfraction dépend de la longueur d'onde. Si le fluide d'adaptation d'indice de réfraction ne peut pas être utilisé comme fluide de travail, par exemple pour des raisons de viscosité trop élevée, il peut toutefois être intéressant de l'utiliser malgré tout dans la boite de visualisation. Une combinaison qui est assez fréquente est, dans l'ordre de traversée des faisceaux incidents, air-PMMA-glycérol-PMMA-eau (ex. Cazan [12]).

Pour des raisons financières et de praticité d'utilisation, le fluide de travail utilisé généralement dans les écoulements de liquide reste l'eau ($n_{eau} \simeq 1.33$). Le but est donc de trouver un matériau transparent dont l'indice de réfraction est suffisamment faible. Toonder et Nieuwstadt [69] ont utilisé, pour former un cylindre, une feuille de teflon-FEP (Éthylène-propylène fluoré) d'épaisseur 190 µm. Ce matériau est transparent à faible épaisseur et possède un indice de réfraction proche de celui de l'eau ($n_{FEP} \simeq 1.34$). L'intérêt d'utiliser une feuille de FEP est double : d'une part pour la réalisation

de l'adaptation d'indice, et d'autre part, pour avoir une épaisseur de paroi du tube faible, puisque l'épaisseur est également un paramètre important dans la réfraction des faisceaux.

On pourra noter que pour les méthodes optiques avec images de champ (ex. stéréo-*PIV*), la méthode d'adaptation d'indice de réfraction doit être utilisée, avec des exigences plus élevées que pour la *LDV*, pour limiter les distorsions optiques.

Lors de l'avance radiale horizontale du système $LDV-2C$, les faisceaux mesurant la composante axiale de la vitesse ne rencontrent aucune courbure. L'application successive de la loi de Snell-Descartes conduit à un angle d'intersection des faisceaux identique dans l'eau à ce qu'il serait dans l'air. L'espacement entre franges d_{fr} reste également inchangé ($\lambda_1/\left(2\cdot\sin\theta_1\cdot\frac{n_1}{n_1}\right) = \lambda_2/\left(2\cdot\sin\theta_2\cdot\frac{n_2}{n_2}\right)$) : il n'y a donc pas de correction de vitesse à apporter. L'unique correction concerne le déplacement réel du volume de mesure pour un déplacement donné dans l'air :

$$y_{eau} \simeq 1.341 \times y_{air}$$

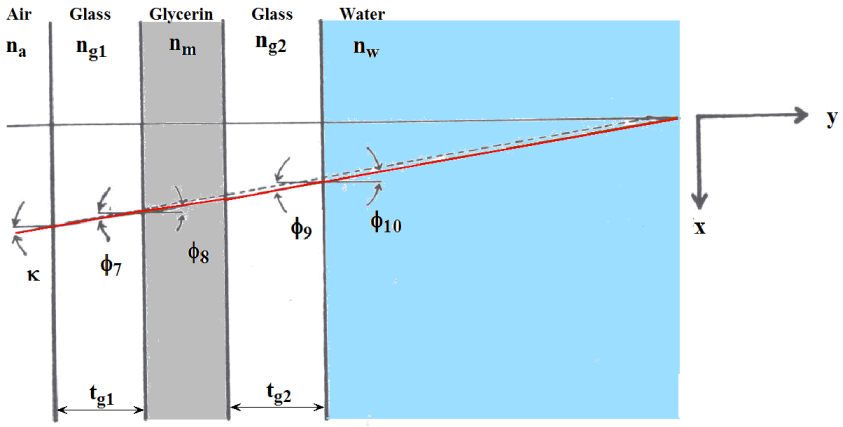


FIGURE 2.10 – Chemin des faisceaux pour la mesure de la vitesse axiale dans un tube, illustration de [27].

Les corrections à apporter pour la mesure de la composante de vitesse tangentielle sont un peu plus complexes. Kehoe et Desai [29] en présentent la démarche complète. Elle repose sur l'écriture du système complet des relations géométriques liant les angles à chaque changement d'indice optique et sur une technique itérative. Une hypothèse de départ est faite sur la valeur de l'angle d'intersection dans le tube et un angle d'intersection dans l'air en est calculé. Une fois que le demi-angle dans l'air calculé est suffisamment proche du demi-angle dans l'air réel, les itérations sont stoppées. Une correction de la vitesse doit également être apportée en multipliant la vitesse en sortie de processeur de signal par $d_{fr_{2,eau}}/d_{fr_{2,air}}$.

Pour les travaux présentés dans ce mémoire de thèse, deux boites à eau ont été utilisées. La première est une boite longue permettant d'y installer un tube de plexiglas de longueur 2 m et d'épaisseur 2 mm (c.-à-d. le tube standard de la veine d'essais). La paroi de la boite est en plexiglas d'épaisseur 20 mm et la largeur séparant la paroi

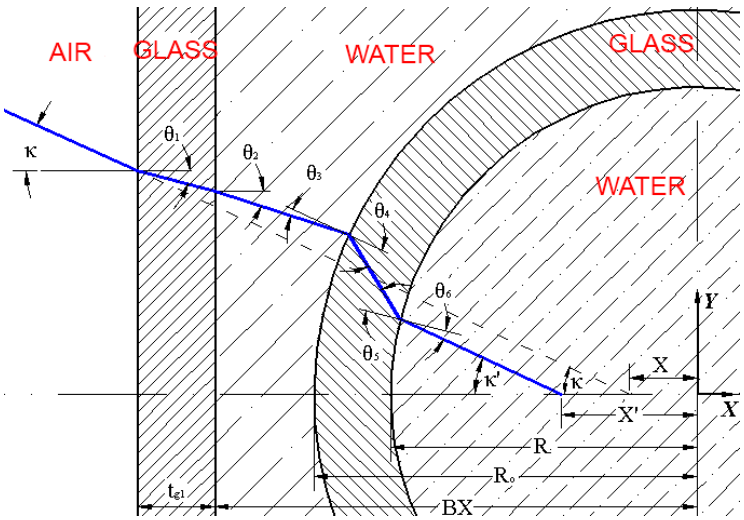


FIGURE 2.11 – Illustration des réfractions lors des mesures de vitesse tangentielle dans un tube, adaptée de [12].

intérieure de l'axe du tube mesure 70 mm. La deuxième boite a été utilisée pour améliorer la qualité des mesures *LDV*. Cette boite a les mêmes dimensions transversales mais le tube d'accès optique est fabriqué à l'aide d'une feuille de FEP d'épaisseur 0.25 mm et de longueur 150 mm. La feuille a été enroulée autour d'un cylindre-témoin pour garantir le diamètre intérieur, collée puis bridée.

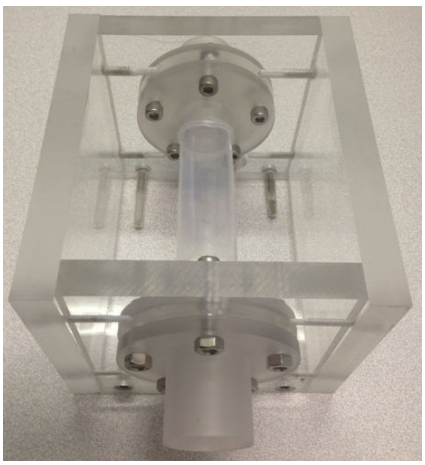


FIGURE 2.12 – Photographie du module FEP utilisé pour les mesures *LDV*.

2.4 Méthode électrochimique

La méthode électrochimique a été appliquée à la métrologie pariétale en mécanique des fluides pour la première fois par Reiss et Hanratty [55] avec l'introduction des microélectrodes. Le développement de cette technique s'est appuyé sur les études des mécanismes de transport d'ions de Nernst [47], et sur l'analogie entre transfert de chaleur et transfert de masse. Cette méthode de mesure repose sur les propriétés diffusionnelles de certains couples oxydant-réducteur en solution aqueuse.

2.4.1 Principe de la méthode

Les cellules électrochimiques (également appelées cellules polarographiques) sont constituées par des ensembles d'interface électrode-solution. Généralement, une cellule polarographique est formée d'une électrode de mesure (le plus souvent la cathode) et d'une contre-électrode (le plus souvent l'anode) séparées par au minimum un électrolyte. La faible taille de la surface active de l'électrode de mesure permet une étude locale et précise du transfert de masse. La contre-électrode est comparativement de grande dimension pour que la densité de courant qui la traverse soit faible, qu'elle ne limite pas le courant circulant dans la cellule, et qu'elle puisse servir de référence de potentiel. La réaction chimique globale intervenant dans une cellule correspond à la somme de deux réactions électrochimiques indépendantes qui décrivent les changements chimiques se produisant à la cathode et à l'anode. L'étude de ces changements chimiques au niveau de l'électrode de mesure permet ainsi de mesurer, sans perturbation de l'hydrodynamique du système, les gradients pariétaux instantanés de vitesse. En considérant un couple oxydant-réducteur en contact avec une électrode inattaquable, la réaction chimique à ce niveau s'écrit :

$$\mathrm{Ox}^{a+} + n\,\mathrm{e}^- \rightleftarrows \mathrm{Red}^{(a-n)+}$$

Ox/Red désigne le couple oxydant-réducteur et n désigne le nombre d'électrons mis en jeu dans la réaction. En circuit ouvert, l'électrode prendra un certain potentiel d'équilibre E_q (défini par la loi de Nernst) fonction des concentrations des espèces chimiques présentes dans la solution. La polarisation de l'électrode entraîne un déplacement de cet équilibre. La fermeture du circuit entre l'anode et la cathode, crée un courant électrique (c.-à-d. un transfert d'électrons) résultant de la réaction d'oxydo-réduction due à la polarisation de l'électrode. Il se produit une oxydation au niveau de l'anode et une réduction au niveau de la cathode. La présence d'un électrolyte neutre en grand excès impose la condition que l'intensité du courant atteint sa valeur limite lorsque la concentration du réactif est nulle à la surface de l'électrode. La mesure du courant électrique I dans le circuit électrique permet de remonter au coefficient de transfert de masse K donné par la relation :

$$I = n\mathcal{F}A_s C_0 K \tag{2.1}$$

où A_s est l'aire de la surface active de l'électrode ; C_0 est la concentration de l'espèce active loin de la sonde et $\mathcal{F}$ est la constante de Faraday.

Pour une réaction d'oxydo-réduction suffisamment rapide, le courant est uniquement limité par le déplacement des ions au sein de la solution. Le déplacement des ions est lié à quatre phénomènes :

— la migration des ions induite par le potentiel appliqué à l'électrode ;
— la diffusion massique liée au gradient de concentration de l'espèce active, en absence de mouvement de la solution ;

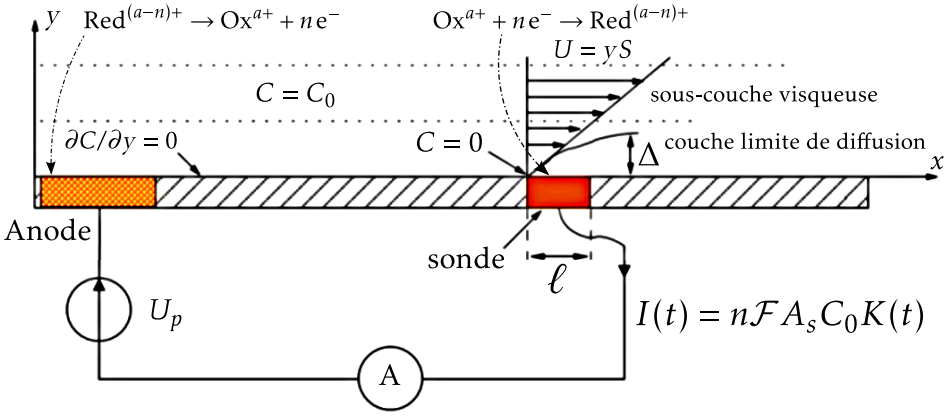


Figure 2.13 – Schéma de principe de la méthode électrochimique.

— la convection naturelle sous l'effet des gradients de masse volumique liés aux gradients de concentration ;
— la convection forcée provenant du mouvement du fluide.

L'excès en électrolyte neutre annule l'effet du potentiel sur la diffusion de l'ion actif, supprimant ainsi le phénomène de migration. Lorsque le fluide est en mouvement, la diffusion massique n'a plus à être prise en compte et la convection naturelle est négligée devant la convection forcée qui est prédominante. Finalement, le courant reçu par l'électrode n'est fonction que du mouvement de la solution. Pour que la mesure soit significative, la réaction chimique doit être rapide et réversible, le courant limite de réduction doit être maximum pour un minimum d'ions transportés et enfin, le coefficient de diffusion doit être grand pour que les couches de diffusion ne soient pas trop épaisses.

2.4.2 Choix de la tension de polarisation

La figure 2.14 représente l'évolution type du courant délivré par la cellule polarographique en fonction de la tension de polarisation. La courbe $I = f(U_p)$ est appelée polarogramme. Pour différents régimes hydrodynamiques, la présence d'un courant limite suffit à préciser la plage de tension à utiliser pour que la réaction soit en régime de diffusion contrôlée. Ce régime correspond à une concentration du réactif maintenue nulle à la surface de l'électrode. Le polarogramme fait apparaître ce régime par le plateau de diffusion (BC). La hauteur du plateau de diffusion est proportionnelle à la concentration en réactif et au coefficient de transfert de masse. Sur la portion (AB), la réaction est dite cinétiquement limitée : la concentration à la surface de l'électrode n'est pas nulle. Enfin sur la portion (CD), le courant électrique délivré par la sonde augmente fortement du fait des réactions additionnelles qui interviennent, notamment l'électrolyse de l'eau.

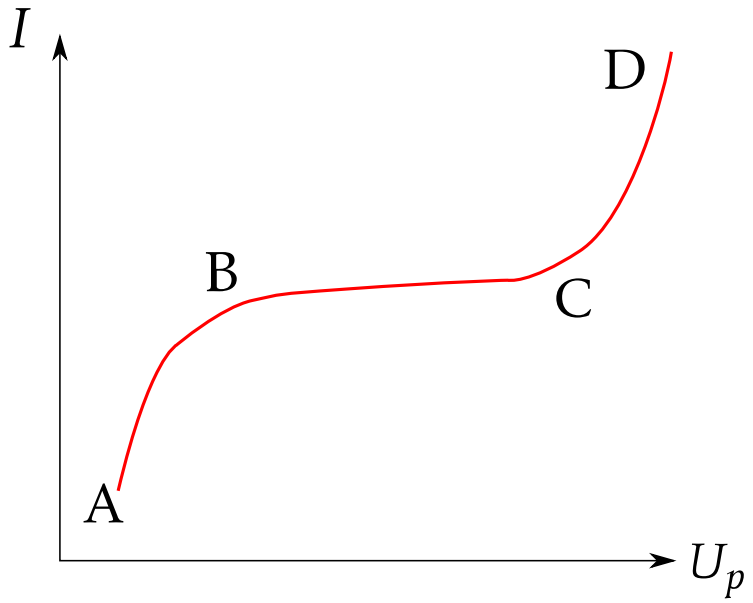


FIGURE 2.14 – Exemple de polarogramme d'une cellule polarographique.

2.4.3 Solution polarographique

Le choix de la solution polarographique est primordial dans la mise en œuvre de la méthode polarographique. Il existe de nombreuses solutions polarographiques couramment utilisées en électrochimie mais seules quelques-unes sont bien adaptées à des usages de métrologie pariétale. La solution polarographique adoptée doit avoir un comportement newtonien pour linéariser les composantes de la vitesse. Pour que la cinétique réactionnelle n'intervienne pas dans les mesures électrochimiques, il est nécessaire que la réaction soit instantanée et réversible. La réaction doit donner le maximum de courant électrique pour un minimum d'ions transportés. La solution doit être stable, peu sensible à la lumière et le polarogramme doit présenter un palier net. Mitchell et Hanratty [43] suggèrent l'utilisation du couple ferricyanure de potassium/ferrocyanure de potassium en indiquant qu'il s'agit d'un complexe stable et faiblement photosensible. D'autre part, l'électrolyte neutre est très important dans la mise en œuvre de la méthode polarographique puisqu'il permet de minimiser et négliger le phénomène de migration ionique. Ainsi, l'électrolyte utilisé doit satisfaire les conditions suivantes :

— l'électrolyte doit être chimiquement inerte dans les conditions de polarisation et avoir une constante de réaction très grande ;
— il doit contenir des ions non réactifs permettant d'éliminer l'effet de migration ionique ;
— il doit être facile à utiliser (non toxique, non inflammable, etc.).

2.4.4 Sondes polarographiques

La mesure du frottement pariétal local se fait à l'aide de sondes polarographiques en Platine ou Nickel (métaux nobles inattaquables). Dans la pratique, on trouve plusieurs

types et géométries de sondes :

— les sondes simples circulaires et rectangulaires permettent de mesurer le module du gradient pariétal de vitesse. La mise en place de ce type de sondes est relativement aisée. Elles génèrent peu d'erreurs dues à leur surface active ;
— les sondes différentielles circulaires et rectangulaires permettent de mesurer le module du gradient pariétal de vitesse et permettent de détecter les écoulements de retour ;
— les sondes triples circulaires permettent d'obtenir les deux composantes du gradient pariétal et de ce fait de déterminer précisément le sens de l'écoulement.

L'anode doit avoir une surface très grande par rapport à celle de la sonde polarographique. En pratique, l'anode est une feuille de Platine ou de Nickel, montée en contact avec la solution polarographique dans la zone de mesure.

2.4.5 Bases théoriques

L'usage de la polarographie en métrologie est basé sur la mesure du coefficient de transfert de l'électrode. Il s'agit donc d'établir la relation existant entre le gradient pariétal de vitesse et le flux de diffusion. Le calcul de ce dernier nécessite la connaissance du champ de concentration qui est donné par l'équation de diffusion convective en régime de diffusion contrôlée. Considérons dans un premier temps une sonde polarographique rectangulaire de longueur L et de largeur ℓ, affleurant une paroi inerte. En régime de diffusion contrôlée, le champ de concentration dans un fluide isovolume est donné par :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \vec{U} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(C) = \mathcal{D} \cdot \Delta C \tag{2.2}$$

où $\mathcal{D}$ est le coefficient de diffusion moléculaire, C est la concentration de l'espèce active et $\vec{U}$ est le vecteur de vitesse locale. Les conditions aux limites associées au problème sont un gradient de concentration nul $\left(\frac{\partial C}{\partial y}\right)_{(y=0)} = 0$ sur la paroi inerte, $C = C_0$ à l'infini, et $C = 0$ sur l'électrode. $\vec{y}$ est le vecteur définissant l'axe normal à la paroi. Le repère est complété par $\vec{x}$ et $\vec{z}$ orientés respectivement selon la largeur et la longueur de la sonde, et définissant donc le plan tangentiel.

Le nombre de Schmidt (ou nombre de Prandtl massique) mesurant la compétition entre les forces visqueuses et la diffusion massique, est défini par :

$$Sc = \frac{\nu}{\mathcal{D}} \tag{2.3}$$

où ν est la viscosité cinématique du fluide. Lorsque le nombre de Schmidt est très grand ($Sc \gg 1$), la couche limite diffusionnelle est très petite devant la couche limite visqueuse et les composantes de la vitesse peuvent s'écrire selon l'approximation de la couche limite.

Afin de respecter les critères d'homogénéité de l'écoulement, permettant d'avoir un gradient pariétal de vitesse uniforme sur la surface de la sonde polarographique, il est

nécessaire de faire les hypothèses suivantes :

— les électrodes sont de petites tailles vis-à-vis des longueurs d'onde des plus petites perturbations spatiales du champ de vitesse ;
— l'amplitude de ces perturbations relativement à la valeur ponctuelle au centre de l'électrode est petite.

Dans ces conditions, seuls interviennent les deux paramètres S_x et S_z qui sont respectivement les projections du gradient pariétal de vitesse sur les axes $\vec{x}$ et $\vec{z}$. En effet le tenseur de gradient de vitesse se réduit, en raison des conditions de non-glissement à la paroi, en un vecteur dont seules les composantes S_x et S_z ne sont pas nulles. Ainsi, le champ des vitesses au voisinage immédiat de la paroi peut être représenté par le premier terme d'un développement en série de Taylor et, compte tenu de l'équation de continuité, on obtient :

$$\begin{cases} U_x = y S_x \\ U_y = 0 \\ U_z = y S_z \end{cases} \tag{2.4}$$

En utilisant le système d'équation 2.4, l'équation du champ de concentration peut se réécrire :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + y S_x \frac{\partial C}{\partial x} + y S_z \frac{\partial C}{\partial z} = \mathcal{D} \cdot \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right) \tag{2.5}$$

Le coefficient de transfert de masse K_i sur une partie A_{s_i} de la sonde est donné par :

$$K_i = \frac{\mathcal{D}}{A_s C_0} \iint_{A_{s_i}} \left(\frac{\partial C}{\partial y} \right)_{(y=0)} \mathrm{d}A_{s_i} \tag{2.6}$$

Ce coefficient est normé par rapport à l'aire totale A_s de la sonde pour qu'il puisse satisfaire aux règles d'additivité du signal. Pour adimensionner les équations 2.5 et 2.6, il existe plusieurs changements de variables, notamment ceux proposés par Py [52] :

$$C^+ = \frac{C}{C_0}, \quad x^+ = \frac{x}{\ell}, \quad z^+ = \frac{z}{\ell}, \quad y^+ = \frac{y \widetilde{S}^{1/3}}{\ell}, \quad S^+ = \frac{S \ell^2}{\mathcal{D}}, \quad t^+ = \frac{t \mathcal{D} \widetilde{S}^{2/3}}{\ell^2}, \quad K_i^+ = \frac{K_i \ell}{\mathcal{D}}$$

$\widetilde{S}$ est un gradient pariétal réduit à choisir suivant les cas ($\widetilde{S} = S^+$ dans le cas tridimensionnel ou $\widetilde{S} = S_x^+$ dans le cas bidimensionnel).

$K^+ = \sum_i K_i^+$ est le nombre de Sherwood sur la sonde, noté également Sh. Sh est un nombre de Nusselt massique caractérisant le transfert de masse à travers l'électrode. Le gradient pariétal adimensionné S^+ est également appelé nombre de Péclet, noté Pe, et traduit le rapport de la convection sur la diffusion.

Considérons un écoulement bidimensionnel ($S_z = 0$), $\vec{x}$ représente la direction axiale de l'écoulement et $\vec{z}$ la direction transversale. En négligeant la diffusion transversale ($\frac{\partial^2 C^+}{\partial z^{+2}}$), l'équation de diffusion convection s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial C^+}{\partial t^+} + \frac{1}{\widetilde{S}} \cdot y^+ S_x^+ \frac{\partial C^+}{\partial x^+} = \frac{1}{\widetilde{S}^{2/3}} \cdot \frac{\partial^2 C^+}{\partial x^{+2}} + \frac{\partial^2 C^+}{\partial y^{+2}} \tag{2.7}$$

et le coefficient de transfert de masse vaut :

$$K_i^+ = \frac{\widetilde{S}^{1/3}}{A_s} \iint_{A_{s_i}} \left(\frac{\partial C^+}{\partial y^+}\right)_{(y^+=0)} \mathrm{d}A_{s_i} \tag{2.8}$$

avec pour conditions aux limites : $C^+ = 0$ sur la sonde polarographique, $C^+ = 1$ à l'infini, $\left(\frac{\partial C^+}{\partial y^+}\right)_{(y^+=0)} = 0$ sur la paroi inerte.

2.4.6 Étude des sondes polarographiques en régime permanent

Pour un écoulement bidimensionnel permanent ($\frac{\partial C^+}{\partial t^+} = 0$), l'équation de diffusion convection se simplifie. En négligeant la diffusion axiale ($\frac{\partial^2 C^+}{\partial x^{+2}} \ll \frac{\partial^2 C^+}{\partial y^{+2}}$), l'équation s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 C^+}{\partial y^{+2}} = y^+ \frac{\partial C^+}{\partial x^+} \tag{2.9}$$

La sensibilité des sondes simples au gradient pariétal de vitesse a été déterminée par Reiss et Hanratty [55] puis par Mitchell et Hanratty [43]. Le coefficient de transfert de masse pour une électrode d'allongement infini suivant l'axe $\vec{z}$ est donné par la relation :

$$K^+ = \frac{K\ell}{\mathcal{D}} = \frac{(3/2)}{\sqrt[3]{9}} \frac{1}{\Gamma(\frac{4}{3})} S_x^{+1/3} \simeq 0.8075 \cdot S_x^{+1/3} \tag{2.10}$$

dont l'expression est issue du profil de concentration analytique déterminé à partir de 2.9 :

$$C(\eta) = \frac{C_0}{\sqrt[3]{9}} \frac{1}{\Gamma(\frac{4}{3})} \int_0^\eta \exp\left(-\frac{\xi^3}{9}\right) \mathrm{d}\xi \tag{2.11}$$

où $\eta = \frac{y}{\delta(x)}$, avec $\delta(x) = \left(\frac{\mathcal{D} \cdot x}{S}\right)^{1/3}$ et $x \in [0;\ell]$

En pratique, l'équation 2.10 est appelée solution quasi-stationnaire de Lévêque [36]. En régime stationnaire, on écrira alors :

$$I = 0.807 n \mathcal{F} C_0 A_s \frac{\mathcal{D}}{\ell} \left(\frac{S_x \ell^2}{\mathcal{D}}\right)^{1/3} \tag{2.12}$$

Étant donné que toutes les caractéristiques géométriques de la sonde sont connues ainsi que la concentration à l'infini C_0, le courant limite de diffusion I et le coefficient de diffusion $\mathcal{D}$, on peut déduire, à partir de la relation précédente, le gradient pariétal de vitesse S_x :

$$S_x = \frac{\ell}{\mathcal{D}^2} \left(\frac{I}{0.807 n \mathcal{F} C_0 A_s}\right)^3 \tag{2.13}$$

Dans le cas où $1 \leq S^+ \leq 1000$, le terme de la diffusion axiale ne peut pas être négligé. En utilisant une méthode de différences finies, Ling [37] a estimé le terme correctif relatif à la diffusion axiale, pour le cas d'un anémomètre à film chaud (équation de convection diffusion de la chaleur) pour $S_x^+ > 50$. Par analogie, la relation du transfert de masse s'écrira alors selon Ling :

$$K^+ = 0.807 S_x^{+1/3} + 0.19 S_x^{+-1/6} \tag{2.14}$$

Pour $S_x^+ > 5000$, le terme correctif devient négligeable.

Reiss et Hanratty [56] ont montré qu'une sonde circulaire de diamètre d_s se comporte en régime permanent comme une sonde simple rectangulaire de longueur équivalente $\ell_e = 0.81358 d_s$. Ce résultat provient de l'intégration de la formule proposée par Reiss et Hanratty [56] :

$$\ell_e = \left[\frac{\pi R_s^2}{\int_0^\pi \frac{1}{2}(2R_s \sin\alpha)^{5/3}\,\mathrm{d}\alpha} \right]^3 \cdot d_s \tag{2.15}$$

avec $R_s = d_s/2$ le rayon de la sonde circulaire. Cette formule peut se réécrire sous des formes simplifiées :

$$\ell_e = \left[\frac{\pi}{\int_0^\pi \frac{1}{2}(\sin\alpha)^{5/3}\,\mathrm{d}\alpha} \right]^3 \cdot \frac{d_s}{4} \tag{2.16}$$

$$\ell_e = \left(\frac{\pi^{1/2}\Gamma(\frac{11}{6})}{2\Gamma(\frac{8}{6})} \right)^3 \cdot d_s \tag{2.17}$$

Dans la littérature, on retrouve généralement la valeur arrondie proposée par Reiss et Hanratty [56] eux-mêmes : $\ell_e = 0.82 d_s$, arrondi probablement dû aux moyens disponibles à l'époque pour estimer la valeur de l'intégrale.

L'inconvénient des sondes circulaires est que, de par leur géométrie, la diffusion transversale peut être importante. Py et Gosse [51] ont montré qu'aux gradients élevés les deux formes d'électrodes (circulaire et rectangulaire) se comportent de la même façon et que la diffusion tangentielle (axiale et transversale) peut être négligée pour $S^+ \geq 1000$. Geshev et Safarova [23] ont confirmé cette affirmation. Ils ont étudié spécifiquement la réponse des sondes circulaires pour la mesure du coefficient de transfert de masse en régime permanent. Geshev et Safarova [23] proposent des termes correctifs relatifs à la diffusion tangentielle sur une large gamme de nombres de Péclet (basés sur le diamètre de la sonde) compris entre 10^{-2} et 10^4. L'expression du coefficient de transfert de masse adimensionné, ou nombre de Sherwood, s'écrit :

$$Sh_{circ} = 0.866\, Pe_{circ}^{1/3} + 3.225\, Pe_{circ}^{-1/6} - 1.358\, Pe_{circ}^{-1/3} - 0.0771\, Pe_{circ}^{-2/3} \tag{2.18}$$

avec $Sh_{circ} = \frac{K d_s}{\mathcal{D}}$ et $Pe_{circ} = \frac{S d_s^2}{\mathcal{D}}$.

Les différentes expressions trouvées dans la littérature sont de la forme $Sh(Pe)$. Or en pratique, la valeur mesurée est le coefficient de transfert de masse K (à travers la valeur du courant limite de diffusion), donc Sh (ou K^+), et l'inconnue est le gradient pariétal de vitesse S, soit Pe (ou S^+). Il serait alors intéressant d'exprimer la corrélation inverse $Pe(Sh)$. Celle-ci peut par exemple s'obtenir en traçant les couples de points issus de $Sh(Pe)$, puis en cherchant la courbe de la fonction inverse par ajustement (à l'aide de Matlab® ou autres logiciels de calcul numérique, en s'imposant le modèle de fonction). La corrélation inverse correspondant à l'équation 2.18 peut ainsi s'écrire :

$$Pe_{circ} = 1.557\,Sh_{circ}^{3} - 1.1006\,Sh_{circ}^{2} - 8.9406\,Sh_{circ}^{3/2} + (5.2463\cdot 10^{4})\,Sh_{circ}^{-6} - (2.7232\cdot 10^{3})\,Sh_{circ}^{-3} + (3.6901\cdot 10^{2})\,Sh_{circ}^{-3/2} \quad (2.19)$$

pour $Sh_{circ} > 4$ ($Pe_{circ} > 30$).

Une critique peut d'ailleurs être faite sur les erreurs relatives présentées dans la littérature, comparant les formules obtenues par corrélations et la formule de Lévêque. Comme les formules sont présentées dans le sens $Sh(Pe)$, les erreurs relatives sont calculées sur Sh à Pe fixé. Il serait là aussi plus intéressant de calculer (à partir des corrélations "inverses" $Pe(Sh)$) les erreurs relatives sur Pe (inconnue) à Sh fixé (mesuré). En comparaison avec la formule de Lévêque, sur une même gamme (Sh, Pe), une erreur relative de X% sur Sh à Pe fixé correspond à une erreur relative à peu près triplée sur Pe à Sh fixé.

Connaissant les propriétés du fluide et de l'écoulement moyen, et connaissant le gradient pariétal de vitesse S, il est possible d'exprimer la valeur du frottement local au travers d'autres variables :

— la contrainte de cisaillement $\tau = \mu \cdot S$
— la vitesse de frottement pariétale $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$
— le coefficient de frottement pariétal $C_f = \frac{2\tau}{\rho U_b^2}$

2.4.7 Étude des sondes polarographiques en régime instationnaire

Généralement, les écoulements étudiés en pratique sont instationnaires voire turbulents. La solution de Lévêque n'est pas applicable à ces types d'écoulement. Les fluctuations du champ des vitesses produisent des fluctuations en module et en phase du champ de concentration et des coefficients de transfert de masse. En effet, la réponse temporelle du transfert de masse à des excitations fluctuantes du gradient pariétal de vitesse a pour origine l'effet capacitif de la couche limite de concentration vis-à-vis des phénomènes de diffusion ionique. En d'autres termes, si la sous-couche de concentration a du mal à suivre les variations des fluctuations de l'écoulement, on assiste à une atténuation du signal fluctuant et à un déphasage au niveau du signal de sortie (courant limite de diffusion). La réponse en fréquence des sondes simples polarographiques a été beaucoup étudiée du point de vue théorique soit par des méthodes analytiques (Mitchell et Hanratty [43]) soit par des méthodes numériques (Fortuna et Hanratty [21] et Maquinghen [40]). Le gradient pariétal de vitesse peut être calculé à partir des mesures de transfert de masse à l'aide des approches suivantes : la solution quasi-stationnaire, les fonctions de transfert (approches linéaires), la solution de Sobolík *et al.* [63] et la méthode inverse (approches non-linéaires). Dans le cas d'un écoulement permanent en moyenne, il est possible de faire la décomposition classique de chaque grandeur en termes moyens et en

termes fluctuants. Ainsi les grandeurs associées au problème peuvent s'écrire :

$$S = \overline{S} + s, \quad S_x = \overline{S}_x + s_x, \quad S_z = \overline{S}_z + s_z, \quad K = \overline{K} + k, \quad C = \overline{C} + c$$

2.4.7.1 Réponse linéaire

Lorsque les fluctuations sont petites, il est possible de linéariser l'équation de la diffusion convective. Le principe de superposition peut s'appliquer. Le champ de concentration fluctuant c provoqué par s_x et s_z est la somme des champs fluctuants c_x et c_z provoqués respectivement par s_x seul et s_z seul.

$$c^+ = c_x^+(s_x^+) + c_z^+(s_z^+) \tag{2.20}$$

où c_x^+ et c_z^+ sont les solutions de :

$$\frac{\partial c_x^+}{\partial t^+} = \frac{1}{\widetilde{S}^{2/3}}\left(\frac{\partial^2 c_x^+}{\partial x^{2+}} + \frac{\partial^2 c_x^+}{\partial z^{2+}}\right) + \frac{\partial^2 c_x^+}{\partial y^{+2}} - \frac{1}{\widetilde{S}}\left[y^+ \overline{S_x^+}\frac{\partial c_x^+}{\partial x^+} + y^+ s_x^+ \frac{\partial \overline{C^+}}{\partial x^+}\right] \tag{2.21}$$

$$\frac{\partial c_z^+}{\partial t^+} = \frac{1}{\widetilde{S}^{2/3}}\left(\frac{\partial^2 c_z^+}{\partial x^{+2}} + \frac{\partial^2 c_z^+}{\partial z^{+2}}\right) + \frac{\partial^2 c_z^+}{\partial y^{+2}} - \frac{1}{\widetilde{S}}\left[y^+ \overline{S_x^+}\frac{\partial c_z^+}{\partial x^+} + y^+ s_z^+ \frac{\partial \overline{C^+}}{\partial z^+}\right] \tag{2.22}$$

Les conditions aux limites sont $c_x^+ = c_z^+ = 0$ sur l'électrode et $\frac{\partial c_x^+}{\partial y^+} = \frac{\partial c_z^+}{\partial y^+} = 0$ sur la paroi inerte et à l'infini.

La première de ces deux équations a été résolue par différents auteurs, parmi lesquels Mitchell et Hanratty [43] ou Ambari *et al.* [3]. La seconde équation a été résolue par Kaprawi [28] pour une sonde rectangulaire et par Tournier [70] pour une sonde circulaire. Les résultats de ces études se présentent sous la forme de fonctions de transfert permettant de corriger en module et en phase le signal mesuré. Le gradient pariétal instantané corrigé s'écrit alors :

$$S_{ft}(t) = S_q(t) + \mathrm{TF}^{-1}\left(\frac{\mathrm{TF}\left(K(t) - \overline{K}(t)\right)}{H(f)}\right) \tag{2.23}$$

où $S_q(t)$ correspond au gradient pariétal de vitesse mesuré en régime quasi-stationnaire (la solution de Lévêque est supposée vraie à chaque instant). TF et TF^{-1} désignent respectivement la transformée de Fourier directe et inverse. $H(f)$ est la fonction de transfert caractérisant la réponse d'une sonde électrochimique à une excitation sinusoïdale de fréquence f du gradient pariétal de vitesse.

2.4.7.2 Réponse non linéaire

Pour des fluctuations de grandes amplitudes, l'équation de la diffusion convective ne peut plus être linéarisée. La réponse à une fluctuation du gradient pariétal de vitesse ne peut être déterminée que par résolution de l'équation de la diffusion convective pour chacune des espèces mises en jeu. D'autre part, lorsque les valeurs du gradient pariétal de vitesse sont proches de zéro, la diffusion tangentielle ne peut plus être négligée. Deux

approches peuvent alors être envisagées : la méthode dite "de Sobolík" (approximation intégrale) ou la méthode de transfert de masse inverse.

A - Méthode de Sobolík

Sobolík *et al.* [63] ont proposé une méthode de calcul du gradient pariétal de vitesse, basée sur la correction de la solution quasi-stationnaire à partir de la réponse de la sonde électrochimique en régime transitoire. Ils supposent que le champ de concentration au voisinage de la sonde électrochimique dans le cas bidimensionnel peut être défini sous la forme :

$$C(x,y,t) = C_0 \times \left[1 - F\left(\frac{y}{\delta(t)} \cdot \left(\frac{\ell_s}{x}\right)^{1/3}\right)\right] \tag{2.24}$$

où $\delta(t)$ désigne l'épaisseur de la couche limite et F est une fonction décroissante normalisée par les conditions $F(0) = 1$, $F(\infty) = 0$ et $F'(0) = -1$. En injectant l'équation 2.24 dans l'équation de diffusion convective et en intégrant analytiquement sur tout l'espace, ils obtiennent l'expression suivante :

$$S_c(t) = S_q(t) + \frac{2}{3}\theta(t)\left(\frac{\partial S_q}{\partial t}\right) \tag{2.25}$$

où $S_q(t)$ correspond au gradient pariétal de vitesse mesuré en régime quasi-stationnaire, alors que $\left(\frac{\partial S_q}{\partial t}\right)$ représente la variation par rapport au temps du gradient pariétal de vitesse. $\theta(t)$ est le temps caractéristique de la sonde électrochimique marquant le passage du régime transitoire au régime quasi-stationnaire, pour un gradient pariétal de vitesse à l'instant t.

En régime transitoire, l'évolution du courant suit la seconde loi de Fick :

$$I_{transitoire}(t) = \alpha_{sp} \cdot t^{-1/2} \tag{2.26}$$

où α_{sp} correspond à la pente de l'asymptote de Cottrell :

$$\alpha_{sp} = n\mathcal{F}C_0A_s\left(\frac{\mathcal{D}}{\pi}\right)^{1/2} \tag{2.27}$$

Le régime transitoire et cette loi en puissance $-1/2$ sont obtenus aux premiers instants de polarisation de la sonde électrochimique, où la tension appliquée passe de 0 à la tension de polarisation U_p. Soumis à un gradient pariétal de vitesse moyen $\overline{S}_0$, si on applique un échelon de tension à $t = 0$ s, le courant mesuré sur la sonde électrochimique va dans un premier temps suivre la pente de Cottrell puis tendre asymptotiquement vers la solution quasi-stationnaire de Lévêque. t_0 le temps caractéristique de la sonde relatif à $\overline{S}_0$ correspond à l'intersection entre l'asymptote transitoire et l'asymptote quasi-stationnaire, pour lequel on a l'égalité $I_{transitoire}(t_0) = I_{\text{Lévêque}}(\overline{S}_0)$. Si on retourne au problème du régime instationnaire, $\theta(t)$ est la valeur de t_0 pour $I_{\text{Lévêque}} = I(t)$, et qui peut s'écrire :

$$\theta(t) = \left(\frac{\alpha_{sp}}{I(t)}\right)^2 \tag{2.28}$$

En associant les équations 2.27 et 2.28 à la solution de Lévêque sur I (éq. 2.12), il vient :

$$\theta(t) = 0.425 \left(\frac{d_s^2}{\mathcal{D} S_q(t)^2} \right)^{1/3} \tag{2.29}$$

S_c donne ainsi la valeur corrigée du gradient pariétal de vitesse en tenant compte des effets d'inertie de la sonde électrochimique. En d'autres termes, S_c correspond à une mesure du gradient réalisée dans des conditions dynamiques et non pas stationnaires. Cette relation a été vérifiée expérimentalement par Sobolík *et al.* [63] et Tihon et Sobolík [68]. Tihon et Sobolík [68] précisent que la relation permet de calculer le gradient pariétal de vitesse instantané pour des fluctuations importantes de l'écoulement. Rehimi [54] a utilisé cette méthode pour corriger le signal électrochimique. Il en conclut que cette méthode sous-estime les fluctuations du gradient pariétal de vitesse à faibles valeurs de S^+.

On peut noter que la réponse d'une sonde électrochimique à un échelon de potentiel en régime transitoire est également utilisée comme technique d'étalonnage dans le but de déterminer la surface active de la sonde. Cette technique décrite dans Sobolík *et al.* [62] est appelée « méthode de l'asymptote de Cottrell » ou « méthode du saut de potentiel ». Elle a l'avantage de pouvoir être réalisée quel que soit le gradient de vitesse (nul ou non nul), la seconde loi de Fick étant indépendante des conditions hydrodynamiques. Connaissant la concentration et le coefficient de diffusion de la solution électrochimique, le diamètre de la sonde s'exprime :

$$d_s = \sqrt{\frac{4\alpha_{sp}}{n\mathcal{F}C_0\sqrt{\mathcal{D}\pi}}} \tag{2.30}$$

Lorsque cela est possible, il est cependant préférable de réaliser l'étalonnage des sondes, c.-à-d. chercher leur surface active, *in situ* en ajustant la loi expérimentale à une loi théorique de référence, si le cas s'y prête (par exemple la loi de Poiseuille pour un écoulement laminaire dans un tube).

B - Méthode de transfert de masse inverse

Compte tenu de la forte non linéarité entre le courant limite de diffusion mesuré et le gradient pariétal $S(t)$, la détermination de ce dernier ne peut s'effectuer qu'en inversant la solution de l'équation de convection diffusion. Comme ce gradient dépend essentiellement du temps, l'estimation séquentielle inverse peut s'avérer la solution intéressante pour ce genre d'inversion. Cette estimation séquentielle est une méthode d'inversion temporelle qui est basée sur la recherche d'une fonctionnelle ($S^*(t)$ dans notre cas) en minimisant l'écart entre le courant limite de diffusion mesuré et celui simulé en résolvant le problème direct. Ce type d'estimation séquentielle s'adapte bien à tout type de signal temporel comportant une large gamme de fréquences. Cette méthode a été introduite par Mao et Hanratty [39] puis Maquinghen [40], Rehimi *et al.* [53] et Rehimi [54] en polarographie, ceci en utilisant l'algorithme de Beck *et al.* [11] (développé pour résoudre les problèmes de transferts thermiques). L'application de l'estimation

séquentielle suppose connue la variation du frottement aux instants $t^+ \leq t_0^+$ et une bonne adaptation des données $K^+_{num}(t^+ \leq t_0^+) \simeq K^+_{exp}(t^+ \leq t_0^+)$. Alors le gradient pariétal de vitesse $S^+(t_0^+ + 1)$ est par la suite estimé à partir de la valeur expérimentale $K^+_{exp}(t_0^+ + 1)$. Si S_0^+ est une valeur estimée du « vrai gradient pariétal de vitesse », en utilisant un développement en série de Taylor à l'ordre 1, on écrit :

$$K^+_{exp}(t_0^+ + 1) = K^+_{num}(t_0^+ + 1) + \left[S^+(t_0^+ + 1) - S_0^+(t_0^+ + 1)\right]\left(\frac{\partial K^+_{num}(t_0^+ + 1)}{\partial S^+}\right)_{S_0^+(t_0^+ + 1)} \tag{2.31}$$

Le gradient de vitesse l'instant $t_0^+ + 1$ est donné par la relation suivante :

$$S^+(t_0^+ + 1) = S_0^+(t_0^+ + 1) + \frac{K^+_{exp}(t_0^+ + 1) - K^{+0}_{num}(t_0^+ + 1)}{\left(\frac{\partial K^+_{num}(t_0^+ + 1)}{\partial S^+}\right)_{S_0^+(t_0^+ + 1)}} \tag{2.32}$$

S_0^+ désigne une première estimation du gradient pariétal de vitesse à l'instant $t_0^+ + 1$, K^{+0}_{num} désigne la valeur du flux de masse à l'instant $t_0^+ + 1$ en supposant que le gradient pariétal de vitesse est S_0^+, et S^+ désigne l'estimation finale du gradient pariétal de vitesse. Le champ de concentration à l'instant $t_0^+ + 1$ est recalculé en utilisant le gradient de vitesse $S^+(t_0^+ + 1)$. Ainsi, le flux de masse $K^+_{num}(t_0^+ + 1)$ est connu et il est plus proche de la valeur expérimentale que $K^{+0}_{num}(t_0^+ + 1)$. La difficulté majeure de l'utilisation de cette méthode est l'initialisation. Les deux champs de concentration à $t_0^+ - 1$ et t_0^+ doivent être connus. Cette méthode a été appliquée avec succès à la détermination du frottement pariétal autour d'un point de décollement pour un cylindre fixe (Maquinghen [40]) et pour un cylindre en rotation (Labraga *et al.* [30]). Cette méthode a permis à Rehimi *et al.* [53] d'étudier l'influence du bruit sur le calcul du gradient pariétal de vitesse et de comparer leurs résultats avec ceux trouvés par les différentes approches les plus utilisées.

2.4.8 Mise en œuvre de la méthode

Le couple oxydant-réducteur utilisé dans la présente étude est le ferricyanure de potassium/ferrocyanure de potassium (trihydraté), en proportion équimolaire de 10 mol/m^3. La sonde polarographique est la cathode et est donc le lieu d'une réaction de réduction de ferricyanure de potassium (aussi appelé hexacyanoferrate(III) de potassium, de formule $K_3[Fe(CN)_6]$) :

$$[Fe(CN)_6]^{3-} + e^- \rightarrow [Fe(CN)_6]^{4-} \tag{2.33}$$

La contre-électrode est l'anode de la cellule polarographique et est donc le lieu d'une oxydation de ferrocyanure de potassium (aussi appelé hexacyanoferrate (II) de tétrapotassium, de formule $K_4[Fe(CN)_6]$) :

$$[Fe(CN)_6]^{4-} \rightarrow [Fe(CN)_6]^{3-} + e^- \tag{2.34}$$

Le coefficient de diffusion du ferricyanure de potassium vaut environ $\mathcal{D} \approx 6.8 \times 10^{-10}$ m^2/s.

L'électrolyte neutre utilisé est le sulfate de potassium K_2SO_4, qui a l'avantage d'être moins corrosif que d'autres électrolytes également utilisés en métrologie pariétale tels

que KCl et NaCl. Le sulfate de potassium a également un faible pouvoir oxydo-réducteur. La concentration en sulfate de potassium est de 250 mol/m^3.

La préparation de la solution électrochimique consiste à mélanger les différents composés chimiques solides dans de l'eau permutée, ici préalablement obtenue à l'aide d'un déminéralisateur à lit mélangé (résine échangeuses d'ions) contrôlé par un conductivimètre pour garantir une résistivité de l'eau avant mélange supérieure à 7 $M\Omega \times cm$.

Les sondes polarographiques utilisées sont des sondes simples circulaires en Nickel. Elles sont installées affleurantes à la paroi sur un module de mesure de 171.2 mm de longueur utile. Ce module de mesure comprend 60 sondes de diamètre 0.5 mm réparties sur deux génératrices diamétralement opposées. Le module est organisé en 4 quarts. À l'intérieur de chaque quart, les sondes sont régulièrement espacées de 5 mm. Relativement à la position de la première sonde du 1^{er} quart, les premières sondes des autres quarts sont décalées de 1, 3 et 4 mm. 8 sondes de diamètre 1 mm et 8 sondes de diamètre 2 mm sont également installées en entrée et sortie du module sur la périphérie et espacées régulièrement de 30°. Les sondes sont isolées électriquement d'une feuille de Nickel recouvrant toute la surface intérieure du module de mesure (fig. 2.15). Le module a en effet été envisagé pour permettre à la fois l'utilisation de la méthode électrochimique pour la mesure du frottement pariétal (présentée ci-avant), et pour la mesure du transfert de masse local et global sur une section (analogie avec le transfert de chaleur d'une paroi chauffée à température constante avec insertion de thermocouples). Pour les mesures de transfert de masse, cette "feuille-sonde" est employée en tant que cathode pour mesurer le transfert global. Pour les mesures de frottement pariétal, cette feuille n'est pas connectée à la cellule polarographique et est alors inerte pour respecter les conditions aux limites présentées lors du détail de la méthode. Elle peut également être alimentée pour servir d'anode supplémentaire, ce qui a pour effet de diminuer le bruit de mesure. L'anode principale est une feuille de Nickel d'environ 0.1635 m^2 fixée dans le bac de charge.

Le module a été construit à l'aide de deux demi-cylindres usinés puis découpés dans un jonc de polycarbonate. Cela a permis d'avoir accès aux surfaces intérieures pour l'installation des sondes avant l'assemblage des deux parties. Une feuille de Nickel a d'abord été collée sur l'intérieur de chacune des deux parties. Les sondes sont construites à partir de fils de Nickel de quelques millimètres de long. Une des extrémités du fil est soudée à un fil conducteur monobrin gainé de faible diamètre pour servir de connecteur. Chaque fil de Nickel est ensuite recouvert avec un spray d'un isolant électrique, avant d'être inséré dans le trou préalablement percé pour son installation. Le fil est alors collé à l'aide d'une colle plastique étanche tout en vérifiant à l'aide d'un ohmmètre portable qu'il n'est pas en contact avec la feuille de Nickel. Après séchage de la colle, le fil de Nickel est coupé à ras puis poncé pour obtenir un état de surface lisse. À noter qu'après cette étape de polissage, un réexamen des sondes à l'aide d'un ohmmètre est nécessaire,

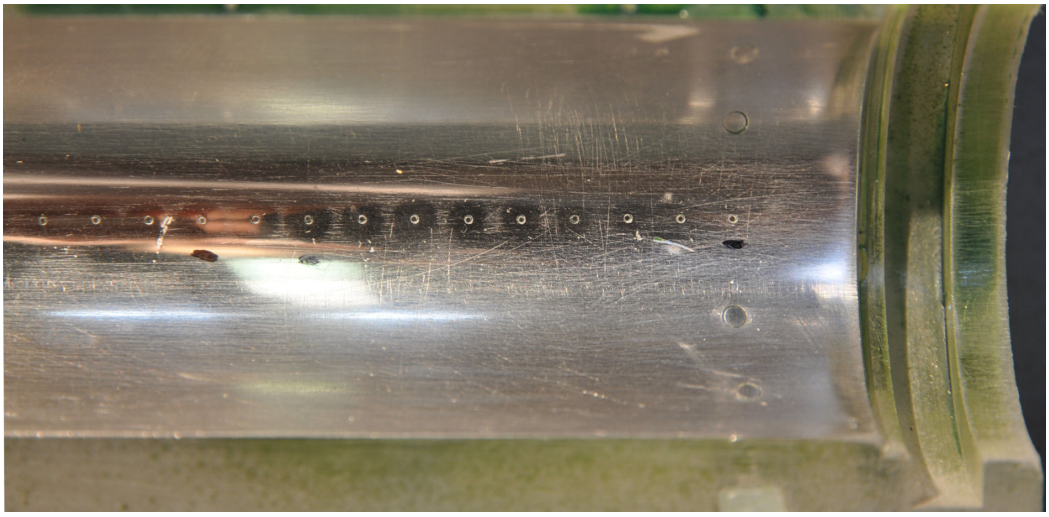


FIGURE 2.15 – Photographie d'un quart du module de mesures électrochimiques avec les sondes de diamètre 0.5 mm sur la génératrice, espacées de 5 mm l'une de l'autre, et les sondes de diamètre 2 mm sur la périphérie.

puisque le polissage peut augmenter la surface de la sonde, jusqu'à établir un contact avec la feuille de Nickel. Les deux parties du module de mesure sont ensuite assemblées. Les deux feuilles de Nickel sont raccordées par l'extérieur par deux fils pour former la feuille-sonde. Les fils connecteurs sont soudés sur un bornier de mesures composé de douilles banane 2 mm (fig. 2.16). Le raccordement final au système de mesure se fait au moyen de fils blindés RG58 50 Ohms BNC->fiche banane 2 mm dont les blindages sont sortis du côté de la fiche banane et reliés par grip-fils à une masse commune.

Le courant limite issu du transfert d'ions à la cathode est mesuré à l'aide de picoampèremètres Keithley® 6485 dont les sorties analogiques sont connectées à un système d'acquisition synchrone 16 voies GRAPHTEC GL1000 à convertisseurs analogique-numérique de résolution 16 bits (14 utiles). Le temps de réponse des sorties analogiques des picoampèremètres permet d'avoir confiance dans des mesures échantillonnées jusqu'à 2 kHz.

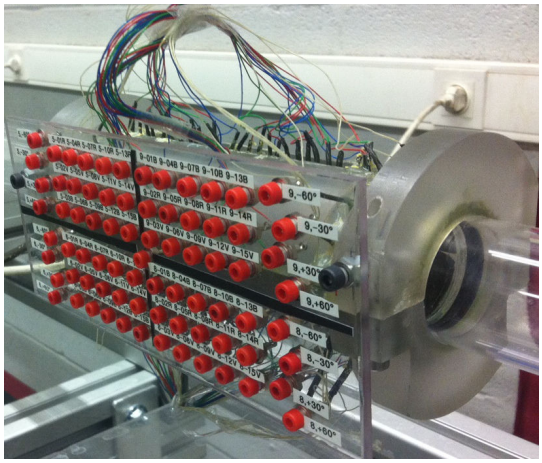


FIGURE 2.16 – Photographie du module polarographique.

Les polarogrammes des différentes sondes ont été tracés (fig. 2.17). La tension de

polarisation choisie est de −700 mV. À cette tension, le courant est supposé ne dépendre que de l'hydrodynamique de l'écoulement et la concentration en ferricyanure sur la surface des sondes est supposée nulle.

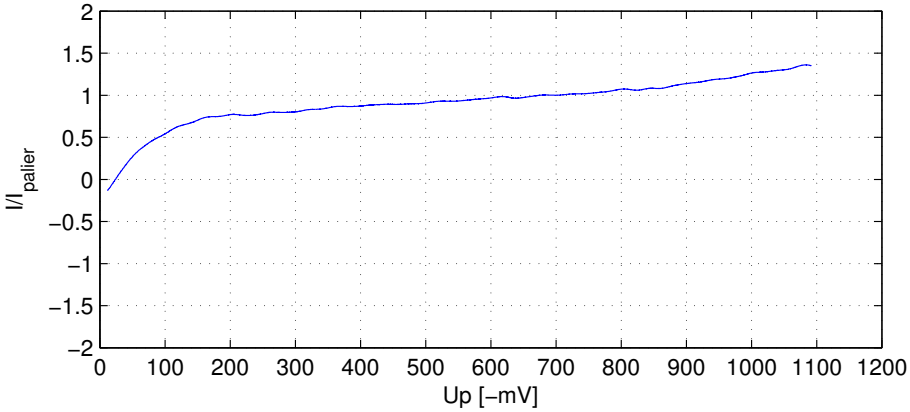


FIGURE 2.17 – Polarogramme obtenu pour une sonde de diamètre 0.5 mm à $Re_D = 630$.

Compte tenu de la photosensibilité du ferri-ferrocyanure de potassium, les bacs de charge et de stockage ont été recouverts d'un film opaque. La veine principale en plexiglas transparent est recouverte d'un rideau noir pendant la durée des essais utilisant la méthode électrochimique.

2.5 Autres dispositifs métrologiques du montage

2.5.1 Débitmètre électromagnétique

Le débit dans le canal hydrodynamique est mesuré à l'aide d'un débitmètre électromagnétique OPTIFLUX 4100C de la société KROHNE positionné dans la section de la conduite de retour principale. Le fonctionnement de ce type de débitmètre repose sur la loi de Faraday et la présence de particules chargées (ions divers) à l'intérieur du fluide de travail : $U_m = K \times B \times V \times D$ où U_m est la tension induite mesurée aux bornes du débitmètre, K un facteur de correction propre au système, B l'induction magnétique, V la vitesse du fluide et D le diamètre intérieur de la conduite de mesure. Les bobines de part et d'autre de la conduite génèrent un champ magnétique qui s'établit à travers la conduite. Quand un liquide conducteur s'écoule perpendiculairement à travers le champ magnétique, le déplacement des charges au sein du fluide suivant ce champ magnétique établit une différence de potentiel électrique. Cette différence de potentiel, captée à l'aide des deux électrodes, permet de déduire la vitesse et donc le débit-volume du fluide dans la conduite. Une telle mesure a l'avantage d'être non intrusive, relativement insensible à la densité, à la viscosité et au profil d'écoulement au sein de la conduite, et d'offrir une mesure simple avec une variation de la grandeur mesurée directement proportionnelle au débit-volume. La section de passage du fluide n'étant pas obstruée, le

débitmètre électromagnétique ne crée pas de pertes de pression additionnelles. Seuls les raccords au circuit principal (convergent et divergent éventuels, voire changement de forme de sections dans d'autres cas) engendrent des pertes de pression supplémentaires. Un autre intérêt majeur des débitmètres électromagnétiques est leur gamme de mesure très étendue et leur bonne précision le long de cette gamme. Le débitmètre utilisé a un diamètre nominal de 15 mm et présente une précision théorique de 1.6% de la valeur mesurée du débit à 0.05 m^3/h et de 0.3% à 7.5 m^3/h (dans des conditions standards de pression et de température et l'eau comme fluide de travail). Pour la compatibilité d'utilisation avec la méthode électrochimique, l'alimentation du débitmètre est à courant continu. Les électrodes de mesure sont en acier inoxydable et le revêtement en contact avec le fluide est en thermoplastique (PFA, Perfluoroalkoxy).

2.5.2 Prises de pression

Des prises de pression ont été installées sur une conduite circulaire spécifique, espacées chacune de 10 cm (fig. 2.18). Le diamètre d'orifice des prises de pression est de 1 mm. Des tubes en plastique souple transparent relient les prises de pression à un capteur de pression différentielle Validyne MP45. Ce capteur est spécifiquement destiné à la mesure des faibles pressions différentielles. La membrane sensible du capteur peut être remplacée pour s'adapter à la gamme de mesure désirée. La membrane la plus fine utilisée correspond à une gamme de pression de 2.25 cmH_2O. Compte tenu de la relative fragilité de cette membrane, la plupart des mesures ont été effectuées à l'aide d'une membrane adaptée aux pressions jusqu'à 8.80 cmH_2O. La précision du capteur est de 0.5% de la valeur pleine échelle.

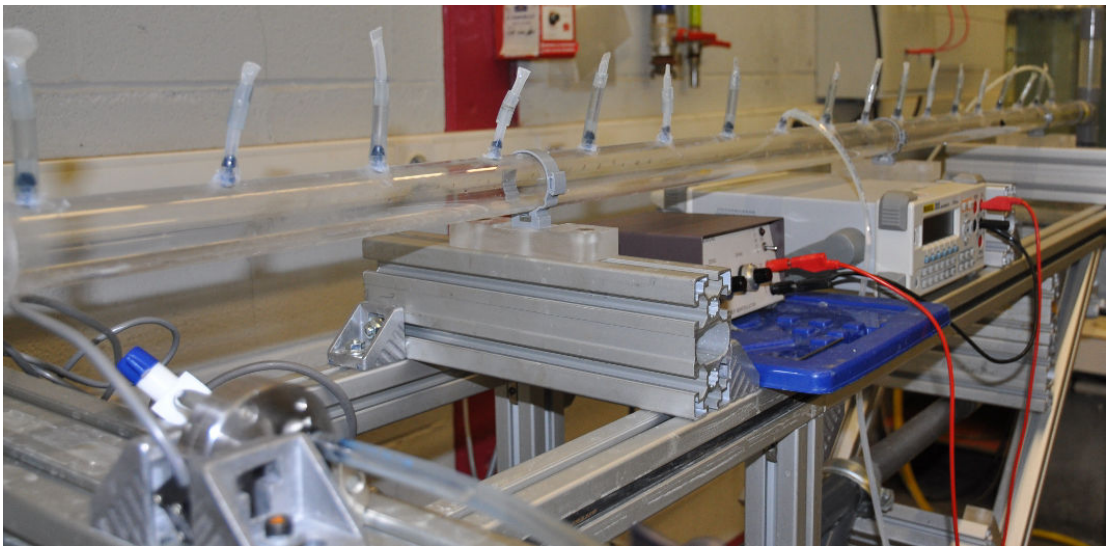


Figure 2.18 – Photographie du montage avec prises de pression.

Le capteur de pression est relié à un conditionneur CD15 délivrant une tension linéairement proportionnelle à la pression et dont le zéro et le gain sont réglables. Avant

chaque série de mesures, le capteur est étalonné à l'aide de deux tubes verticaux remplis progressivement en eau et dont les hauteurs des ménisques sont mesurées à l'aide d'une lunette de visée optique dotée d'un système de réglage par vis de la position verticale d'une précision de 0.05 mm.

2.5.3 Thermocouple

Un thermocouple de type K, plongé dans le bac de stockage permet la mesure de la température en temps réel durant les expériences. Cette mesure de température permet de tenir compte des variations de la viscosité de l'eau et de vérifier l'absence de dérive en température de l'eau durant les expériences. Le nombre de Reynolds est donc systématiquement calculé à l'aide de la viscosité à la température de référence.

Chapitre 3

Étude préliminaire de l'écoulement de référence en conduite

Sommaire

3.1 Avant-propos 68

3.2 Mise en évidence qualitative des différents régimes d'écoulement . . 68

3.3 Évolution des grandeurs statistiques de l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds 70

3.3.1 Profils de vitesse moyenne 70

3.3.2 Éléments statistiques complémentaires 71

3.3.3 Bilan sur les propriétés moyennes et paramètres de l'écoulement 72

3.3.4 Remarques supplémentaires 74

3.4 Caractérisation pariétale de l'écoulement de référence 75

3.4.1 Évolution du coefficient de frottement pariétal en fonction du nombre de Reynolds 75

3.4.2 Instationnarités pariétales et intermittence 76

3.4.3 Remarque sur le coefficient de frottement obtenu par méthode électrochimique 78

3.4.4 Analyse corrélatoire et vitesse de convection 79

3.5 Synthèse 81

Pour apprécier l'influence du swirler sur l'écoulement, il est nécessaire d'être capable de comparer l'écoulement swirlé à un écoulement de référence. Pour ce faire, il est possible d'utiliser les corrélations expérimentales connues pour un écoulement axial établi. Une autre possibilité est de connaître l'écoulement axial tel qu'il est obtenu sur le banc d'essais utilisé. Cette étape préliminaire permet de faire une qualification du banc d'essais.

3.1 Avant-propos

Le paramètre couramment utilisé pour classifier les écoulements canoniques de couche limite est le nombre de Kármán $Re_\tau = \frac{u_\tau R}{\nu} = R^+$. Outre sa ressemblance de forme avec un nombre de Reynolds (termes de même dimension), le nombre de Kármán présente l'intérêt d'associer à la fois une grandeur interne, la longueur visqueuse $l_\nu = \nu/u_\tau$, et une grandeur externe R, combinant ainsi l'influence de la paroi et du champ "extérieur". Nous utiliserons ce paramètre comme élément de comparaison avec la littérature (principalement des données *DNS*).

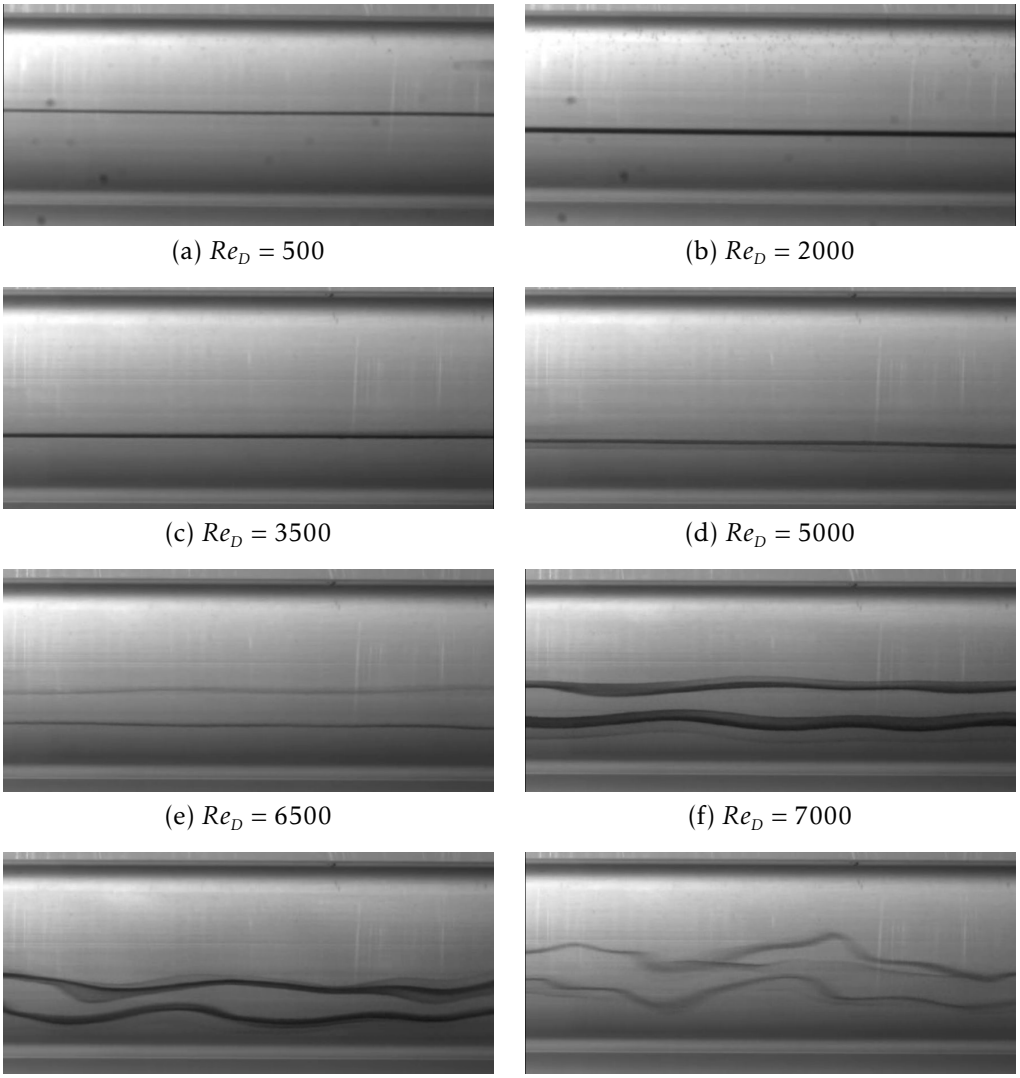
3.2 Mise en évidence qualitative des différents régimes d'écoulement

Le banc d'essais a dans un premier temps été qualifié qualitativement en répétant l'expérience de Reynolds : un colorant (ici une solution de bleu de méthylène) est injecté dans le convergent et la cohérence du filet est observée tout le long de la conduite pour déterminer la nature du régime (laminaire, transitoire ou turbulent) et estimer le nombre de Reynolds critique du début de transition.

Les visualisations par injection de colorant à faibles nombres de Reynolds présentent des filets de colorants rectilignes et permettent de vérifier que le régime est bien laminaire. À mesure que le nombre de Reynolds augmente, le filet de colorant évolue vers un régime pouvant être qualifié d'oscillatoire, avant d'atteindre la transition proprement dite puis la turbulence. La figure 3.1 illustre ces différents régimes avec des clichés instantanés pris à partir des vidéos aux différents nombres de Reynolds. Le champ vu par la caméra s'étend de $x/D \simeq 7$ à $x/D \simeq 10$, et correspond donc relativement au début de la veine d'essais, et les profils de vitesse ne sont donc pas établis.

Le nombre de Reynolds de transition est ici beaucoup plus élevé (entre 6500 et 7000) que la valeur généralement acceptée du nombre de Reynolds critique minimal $Re_{D,crit} \approx 2100$ (et souvent obtenue dans les applications pratiques). Cette valeur du nombre de Reynolds de transition est bien à considérer comme une limite basse, et non comme une loi générale. Reynolds avait lui-même observé qu'en minimisant les perturbations extérieures le régime laminaire pouvait être maintenu jusque ≈ 13000. En prenant d'extrêmes précautions, Pfenninger [50] a ainsi réussi à obtenir un écoulement laminaire jusque $Re_D \approx 10^5$. Meseguer et Trefethen [41] ont démontré numériquement que le profil de vitesse laminaire est stable jusqu'au nombre de Reynolds (idéalisé) de $\approx 10^7$.

Les longueurs de transition entre régime transitoire et régime turbulent, ont été



(a) $Re_D = 500$ (b) $Re_D = 2000$

(c) $Re_D = 3500$ (d) $Re_D = 5000$

(e) $Re_D = 6500$ (f) $Re_D = 7000$

(g) $Re_D = 8000$ (h) $Re_D = 10000$

FIGURE 3.1 – Visualisations de l'écoulement de référence par injection de colorant en fonction du nombre de Reynolds.

estimées qualitativement à l'aide des visualisations par colorant, en observant la décohérence du filet de colorant. Cette décohérence se produit en dehors du champ de la caméra. Un compromis a dû être trouvé entre taille du champ observable et niveau de contraste et de netteté acceptable. Les valeurs de ces longueurs de transition sont résumées dans le tableau 3.1. On peut alors remarquer que cette longueur de transition

Re_D	8000	9000	10000	12000
L_t/D	60.83	39.72	27.22	25.83

TABLEAU 3.1 – Longueurs de transition entre régime transitoire et régime turbulent estimées par observation de la décohérence du filet de colorant.

décroit quand Re_D augmente. Ceci est en contradiction avec la loi généralement utilisée pour les longueurs d'établissement de profils de vitesse turbulents, $L_e/D = 4.4 \times Re_D^{1/6}$, qui valent respectivement pour $Re_D = 8000$, 9000, 10000 et 12000, $L_e/D \simeq 19.68$, 20.07, 20.43 et 21.05. Outre le fait que la loi précédente dépend des conditions d'entrée et n'est

de ce fait pas générale, la contradiction observée pourrait s'expliquer par l'hypothèse que l'influence de la turbulence sur la décohérence du filet de colorant n'est pas assez rapide. Il est alors probable que, bien que la cohérence des filets laminaires ait été observée jusqu'en fin de veine pour des nombres de Reynolds supérieurs à 6000, avec toutefois des oscillations, le Reynolds critique de transition conclu au regard des visualisations est surestimé. Une quantification de l'écoulement se révèle être nécessaire pour une estimation plus précise du nombre de Reynolds critique.

3.3 Évolution des grandeurs statistiques de l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds

Les profils de vitesses ont été mesurés par la méthode *LDV* pour différents nombres de Reynolds, pour poursuivre la qualification du banc d'essais. Cette étape a également permis de vérifier les formules de correction de position à appliquer avec l'utilisation de la boite à eau. Les mesures sont effectuées environ $50D$ en aval de la sortie du convergent pour pouvoir supposer l'écoulement établi (pour les écoulements turbulents, et laminaires à faibles nombres de Reynolds). La figure 3.2 présente les profils de vitesses adimensionnés $U^+(y^+)$ pour des nombres de Kármán $Re_\tau = 38, 55, 68, 79$ (laminaire), 162 et 303 (turbulent), pour des nombres de Reynolds respectifs $Re_D \simeq 780$, 1670, 2450, 3280, 4700 et 9500. Les régimes d'écoulement déduits de ces profils de vitesses permettent de réévaluer le nombre de Reynolds de transition entre 3280 et 4700.

3.3.1 Profils de vitesse moyenne

Les profils de vitesse laminaires obtenus sont sensiblement proches du profil laminaire établi de Poiseuille. Celui-ci peut s'exprimer sous la forme U^+ en fonction de y^+ et du nombre de Reynolds en combinant l'expression du profil de vitesse laminaire $U = 2U_b\left(1 - r^2/R^2\right)$, l'expression du coefficient de frottement pariétal $C_f = 16/Re_D$ et la définition de u_τ :

$$U^+ = y^+ - \frac{{y^+}^2}{2\sqrt{2}} \cdot Re_D^{-1/2} \tag{3.1}$$

Cette forme polynomiale présente l'intérêt de comprendre l'approximation de la sous-couche visqueuse laminaire $U^+ = y^+$ et de quantifier sa région de validité pour les écoulements laminaires. À la connaissance de l'auteur, cette expression du profil laminaire de Poiseuille sous forme adimensionnée et polynomiale est malheureusement soit inexistante, soit peu répandue dans la littérature (tout au moins jamais "rencontrée").

Les profils de vitesse turbulents sont comparés aux profils *DNS* de Wu et Moin [75] ($Re_\tau = 180$, $Re_D = 5300$) et Wu *et al.* [74] ($Re_\tau = 685$, $Re_D = 24580$). La comparaison aux

données *DNS* plutôt qu'à la loi logarithmique $U^+ = (1/\kappa)\ln y^+ + C^+$ ($y^+ \geq 30$) permet de s'affranchir du débat sur l'universalité de cette loi et du choix des valeurs de la constante de Kármán κ et de la constante additive C^+.

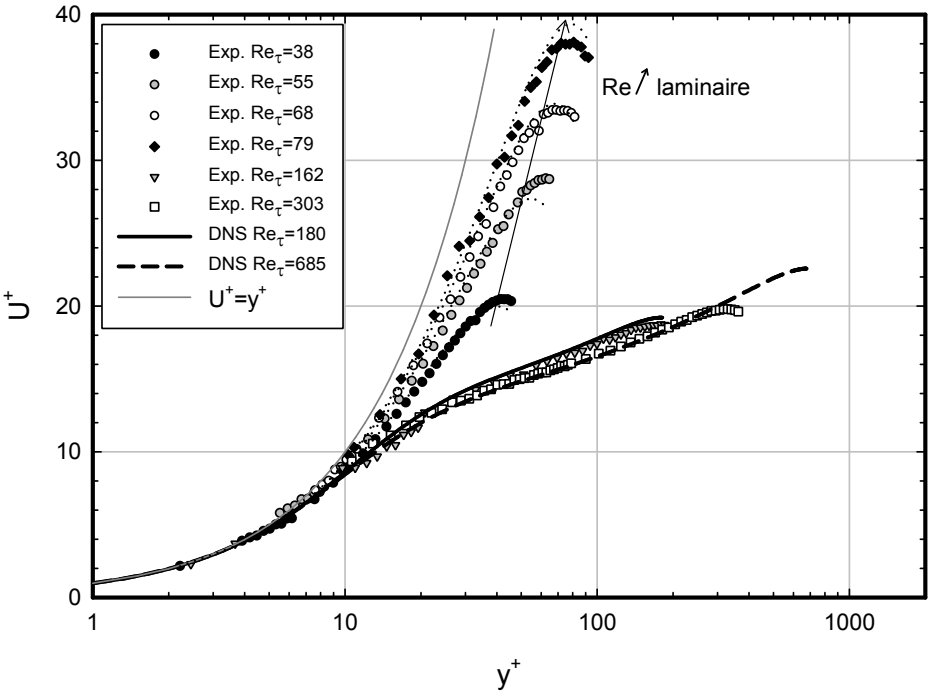


FIGURE 3.2 – Profils de vitesses adimensionnés et comparaison avec les profils *DNS* de Wu et Moin [75] et Wu *et al.* [74] (en pointillés, profils laminaires théoriques suivant l'équation 3.1).

3.3.2 Éléments statistiques complémentaires

La comparaison des profils $u^+_{rms}(y^+)$ est concluante à partir de $y^+ \gtrsim 10$ avec un profil expérimental pour $Re_\tau = 162$ relativement proche du profil *DNS* $Re_\tau = 180$ et un profil expérimental $Re_\tau = 303$ borné par les profils *DNS* $Re_\tau = 180$ et $Re_\tau = 685$ (fig. 3.3).

À titre de dernière comparaison de profils, la fonction indicatrice de la loi-log $y^+(\mathrm{d}U^+/\mathrm{d}y^+)$ est représentée sur la figure 3.4. Le tracé de ce gradient de vitesse adimensionné est parfois utilisé pour obtenir une première estimation de la constante de Kármán κ en prenant pour $(1/\kappa)$ la valeur du minimum local situé autour de y^+ compris entre 40 et 70. La dérivée discrète étant très sensible aux fluctuations, les profils expérimentaux ont été lissés avant dérivation.

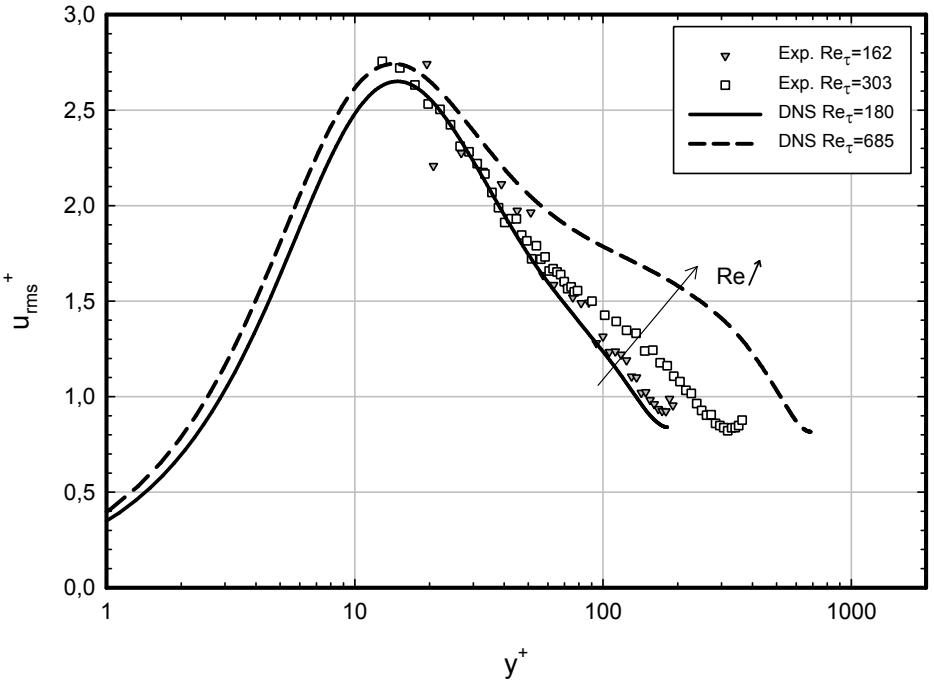


FIGURE 3.3 – Profils de vitesses fluctuantes adimensionnés et comparaison avec les profils *DNS* de Wu et Moin [75] et Wu *et al.* [74].

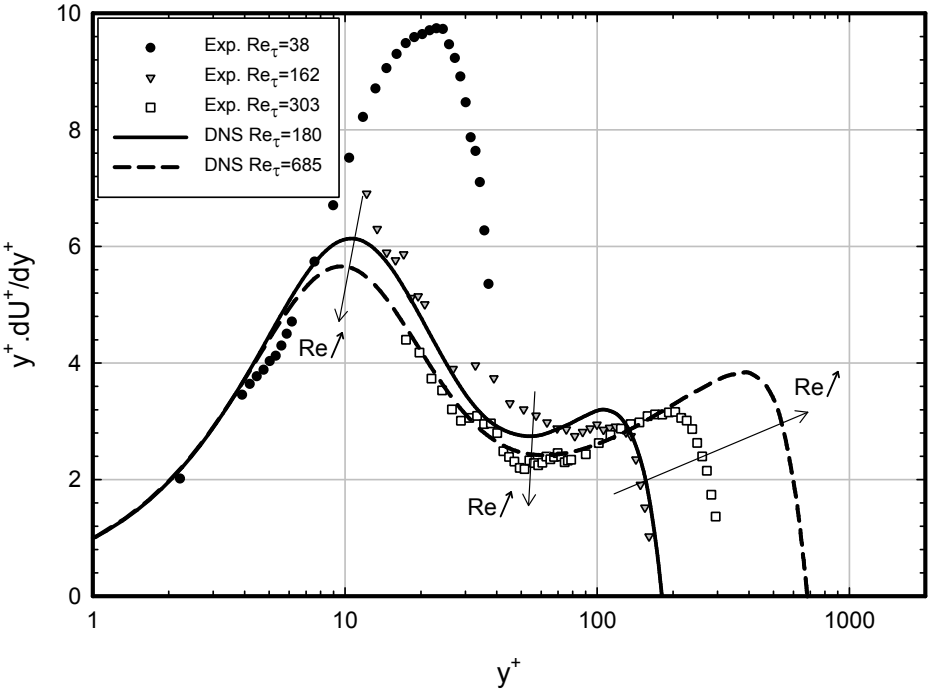


FIGURE 3.4 – Fonction indicatrice de la loi-log $y^+(\mathrm{d}U^+/\mathrm{d}y^+)$ et comparaison avec les profils *DNS* de Wu et Moin [75] et Wu *et al.* [74].

3.3.3 Bilan sur les propriétés moyennes et paramètres de l'écoulement

Plusieurs propriétés moyennes de l'écoulement obtenues par les mesures *LDV* sont listées dans le tableau 3.2. Les résultats sont comparés aux valeurs données par Eggels *et al.* [15] (*DNS*, $Re_\tau = 180$), qui présentent un tableau similaire, et à celles calculées

à partir des données *DNS* de Wu et Moin [75] et Wu *et al.* [74] mises publiquement à disposition par le "Center for Turbulence Research" de l'Université de Stanford [1].

	Exp.	*DNS* (Eggels94)	*DNS* (Wu2008)	Exp.	*DNS* (Wu2012)	*DNS* (Wu2008)	Poiseuille
$Re_\tau = \frac{u_\tau R}{\nu}$	162	180	180	303	685	1142	
$Re_D = \frac{U_b D}{\nu}$	4700	5300	5300	9500	24580	44000	
$Re_c = \frac{U_c D}{\nu}$	6101	6950	6976	12021	30941	55136	
U_b/u_τ	14.46	14.73	14.61	15.67	17.95	19.26	
U_c/u_τ	18.77	19.31	19.23	19.82	22.59	24.14	
U_c/U_b	1.298	1.310	1.320	1.265	1.259	1.253	2
$T_{u_c,\%} = \left(\frac{u_{rms}}{U}\right)_{r=0,\%}$	4.93	4.54	4.38	4.15	3.62	3.35	
$10^3 \times C_f = 10^3 \times \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_b^2}$	9.57	9.22	9.37	8.15	6.21	5.39	
δ^*/R	0.135	0.127	0.128	0.117	0.108	0.106	0.293
θ^*/R	0.073	0.068	0.070	0.069	0.071	0.072	0.087
$H = \delta^*/\theta^*$	1.84	1.86	1.85	1.68	1.52	1.47	3.37
G	8.58	8.91	8.77	8.02	7.75	7.74	15.73

TABLEAU 3.2 – Propriétés moyennes de l'écoulement obtenues par les mesures expérimentales *LDV* et comparaison avec les données *DNS* d'Eggels *et al.* [15], Wu et Moin [75] et Wu *et al.* [74] et avec le profil théorique laminaire établi de Poiseuille.

Eggels *et al.* [15] rappellent la définition de différents paramètres dont les expressions en coordonnées cylindriques diffèrent des définitions usuelles. La vitesse moyenne débitante U_b est définie selon l'expression :

$$U_b \pi R^2 = 2\pi \int_0^R r U_x(r)\,\mathrm{d}r \tag{3.2}$$

Certaines caractéristiques du profil de vitesse moyenne sont exprimées par les échelles de longueur suivantes : l'épaisseur de déplacement δ^*, qui est définie comme :

$$\delta^*(2R - \delta^*) = 2\int_0^R r\left(1 - \frac{U_x(r)}{U_c}\right)\mathrm{d}r \tag{3.3}$$

et l'épaisseur de quantité de mouvement θ^* dont la définition s'écrit de façon similaire :

$$\theta^*(2R - \theta^*) = 2\int_0^R r\frac{U_x(r)}{U_c}\left(1 - \frac{U_x(r)}{U_c}\right)\mathrm{d}r \tag{3.4}$$

avec U_c la vitesse axiale au centre du tube. Ces deux échelles de longueur sont inférieures au rayon R du tube, et leur expression peut donc se réécrire sous la forme :

$$\delta^* = R - \left(R^2 - 2\int_0^R r\left(1 - \frac{U_x(r)}{U_c}\right)\mathrm{d}r\right)^{1/2} \tag{3.5}$$

1. http://www.stanford.edu/group/ctr/

et

$$\theta^* = R - \left(R^2 - 2 \int_0^R r \frac{U_x(r)}{U_c} \left(1 - \frac{U_x(r)}{U_c} \right) \mathrm{d}r \right)^{1/2} \tag{3.6}$$

Si $H = \frac{\delta^*}{\theta^*}$ désigne le facteur de forme, le paramètre intégral de Clauser G (issu des études sur les couches limites turbulentes) est défini comme :

$$G = \frac{U_c}{u_\tau} \cdot \left(\frac{H-1}{H} \right) \tag{3.7}$$

Les différents paramètres calculés sont en bonne adéquation avec les résultats issus des simulations *DNS*. Le rapport de la vitesse au centre sur la vitesse moyenne débitante est de 1.30 environ pour $Re_\tau = 162$ et diminue à 1.27 pour $Re_\tau = 303$, ce qui est conforme aux écoulements en conduite circulaire faiblement turbulent. Le taux de turbulence local au centre est de 4.93% pour $Re_\tau = 162$ et de 4.15% pour $Re_\tau = 303$ (et compris entre 1.5% et 2.7% en régime laminaire).

3.3.4 Remarques supplémentaires

Puisque le système *LDV* utilisé permet de mesurer deux composantes de la vitesse, et comme la vitesse tangentielle doit être mesurée par la suite dans l'écoulement avec swirl, elle a également été mesurée pour l'écoulement axial. Cela a permis de retrouver que la vitesse tangentielle était bien nulle dans ce cas, et de vérifier également les corrections de position du volume de mesure correspondant. En balayant effectivement avec les deux volumes de mesure le diamètre du tube, cela montre que le système *LDV* est bien positionné et que les deux volumes de mesure se situent comme désiré dans le plan médian horizontal.

Il est nécessaire de préciser que les profils de vitesse présentés ici ont été exploités sur le premier rayon balayé par le volume de mesure *LDV*. En effet, lorsque les profils de vitesse sont tracés selon le diamètre complet, une légère dissymétrie du profil de vitesse peut être observée, particulièrement pour les mesures à faibles débits. Plusieurs hypothèses sont émises pour expliquer cette constatation. Au moment de la réalisation de ces essais *LDV*, seule la vanne de réglage de diamètre 32 mm était installée. Il en résultait pour les faibles débits un temps d'établissement long, un réglage difficile, et une dérive quasi-continue dans le temps. L'installation en dérivation de la vanne de diamètre 10 mm a par la suite permis de régler ce problème. Une autre explication possible pourrait être les conditions d'entrée qui ne sont pas symétriques (et donc encore moins axisymétriques) de par le principe d'entraînement par gravité utilisé pour la circulation du fluide : schématiquement, les filets fluides entrant dans le convergent par sa partie haute s'écoulent par pesanteur, tandis que les filets fluides entrant par sa partie basse sont entrainés par aspiration. Pour limiter les effets de dissymétrie envisagés lors de la conception du banc, il avait été pris soin de ne pas positionner la partie basse du

convergent affleurant au fond du bac de charge, mais en laissant un espace vertical de 51 mm. Cette précaution pourrait ne pas être suffisante.

Une caractérisation des longueurs d'établissement des profils de vitesses le long de la veine d'essais aurait pu apporter des informations permettant de valider les hypothèses présentées ci-dessus. Cela aurait cependant été complexe et coûteux en temps. Une extraction des vitesses dans des plans normaux à l'axe du tube par méthode stéréo-*PIV* aurait également pu permettre de donner des informations précieuses, mais la mise en œuvre de la méthode pour les mesures dans un tube nécessite une modification importante du banc d'essais (prismes à eau, ...). En effet, les problèmes de réfraction rencontrés en *LDV* (cf. 2.3.3) se transposent en problèmes de distorsion, à la résolution plus contraignante, lors de l'utilisation de méthodes optiques impliquant l'usage de caméras.

Bien qu'une rétrospective critique présente un intérêt certain, il semble plus intéressant de présenter les perspectives futures : dans le cadre du projet FLOWPRO qui viendra poursuivre les efforts de ces travaux de thèse, il est envisagé pour supprimer l'influence des conditions d'entrée dissymétriques, de développer puis exploiter un banc d'essais dont la veine sera orientée en position verticale.

3.4 Caractérisation pariétale de l'écoulement de référence

3.4.1 Évolution du coefficient de frottement pariétal en fonction du nombre de Reynolds

La loi de frottement a également été vérifiée à l'aide de mesures de pression différentielle le long de la conduite. Afin de mesurer une valeur de pression différentielle suffisamment importante pour avoir une précision correcte dans la gamme de mesure du capteur de pression, les deux prises utilisées sont espacées de $\Delta x = 1$ m. La première prise de pression se situe à environ $78D$ en aval du convergent pour ne pas mesurer la perte de pression additionnelle d'entrée de veine et ne mesurer ainsi que la perte de pression linéique. La deuxième prise de pression est située à environ $105D$, soit environ $8D$ avant le coude de fin de veine d'essais, distance supposée suffisante pour ne pas mesurer l'influence de celui-ci. La figure 3.5 représente le coefficient de frottement C_f calculé à partir de la pression différentielle ($C_f = (1/4) \cdot \Delta P / (\frac{\Delta x}{D} \cdot \rho \frac{U_b^2}{2})$). Les mesures sont comparées à la loi de frottement laminaire de Poiseuille ($C_f = 16/Re_D$) et à la corrélation expérimentale de Blasius (régime turbulent lisse, $C_f = (1/4) \cdot 0.3164 Re_D^{-1/4}$). Les valeurs du coefficient de frottement déduites des profils obtenus par l'utilisation de la méthode *LDV* complètent la figure 3.5.

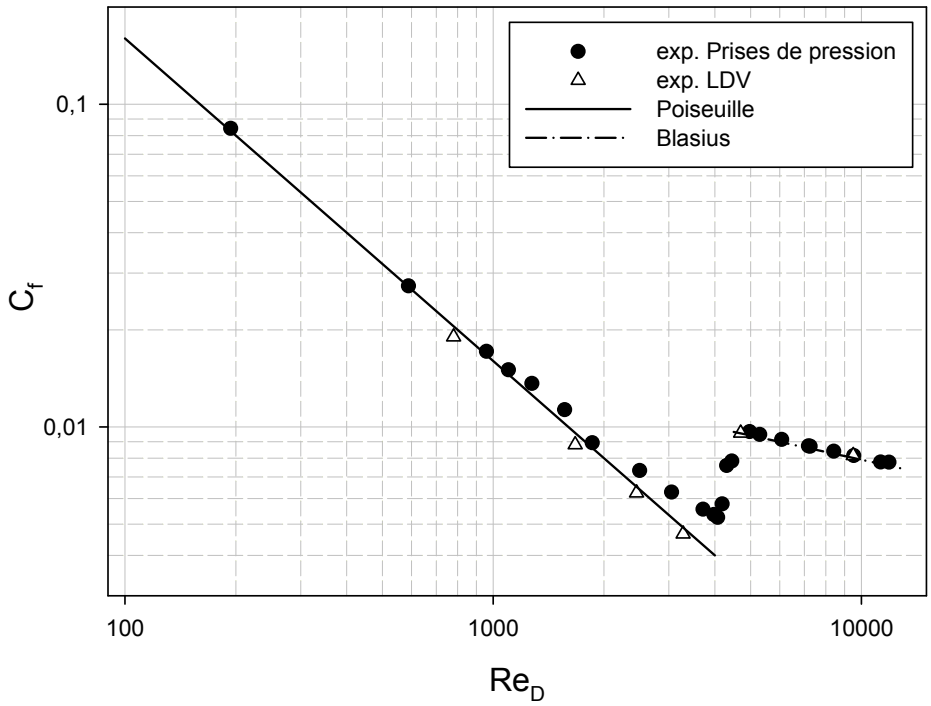


FIGURE 3.5 – Loi de frottement obtenue par mesures de pression : comparaison avec la loi de Poiseuille et la corrélation de Blasius, ainsi qu'avec les valeurs déduites des profils *LDV*.

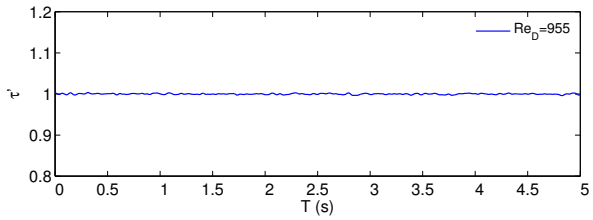
La transition se situe entre $Re_D = 4000$ et $Re_D = 5000$, ce qui est en accord avec les profils d'écoulement mesurés avec la méthode *LDV*.

3.4.2 Instationnarités pariétales et intermittence

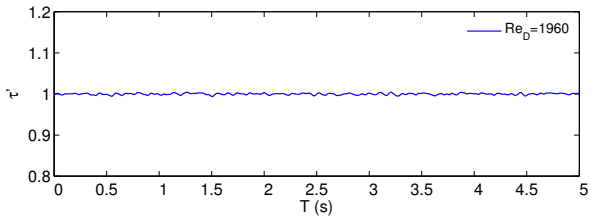
Le banc d'essais a également été qualifié quantitativement à l'aide des mesures de frottement par méthode électrochimique. Le module comportant les sondes de mesure est installé à environ $97D$ après la sortie du convergent, soit suffisamment loin de l'entrée pour supposer l'écoulement établi.

Le tracé du courant adimensionné (par la moyenne du courant calculée sur la durée du signal) à différents nombres de Reynolds permet d'estimer les régimes d'écoulement et le nombre de Reynolds critique de transition (fig. 3.6). En régime laminaire, le signal présente peu de fluctuations. En régime transitoire, il est nécessaire de visualiser le signal sur une période suffisamment longue, car l'allure du signal alterne aléatoirement entre un signal laminaire et fortement turbulent (fig. 3.7). Ces manifestations turbulentes sont semblables à des ondes de Tollmien–Schlichting.

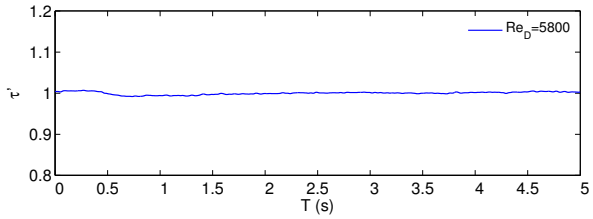
Les manifestations turbulentes en régime transitoire peuvent être quantifiées par le calcul du facteur d'intermittence γ ([61]) qui est le ratio du temps turbulent sur le temps total, qui doit être suffisamment long pour obtenir des valeurs statistiques convergées. Les valeurs mesurées sont reprises dans la figure 3.8.



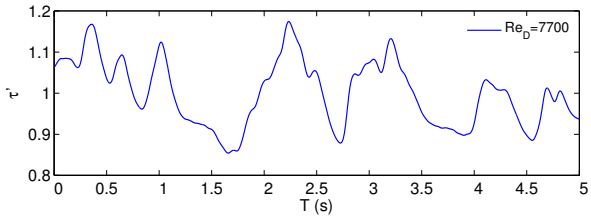
(a) $Re_D = 955$



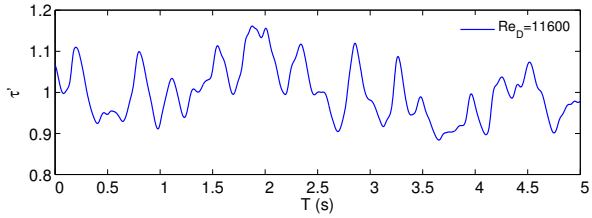
(b) $Re_D = 1960$



(c) $Re_D = 5800$

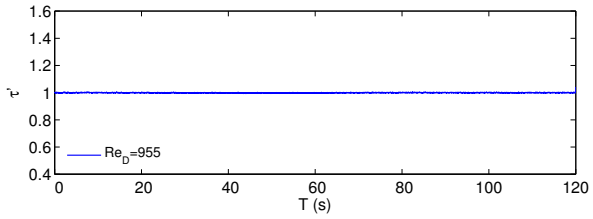


(d) $Re_D = 7700$

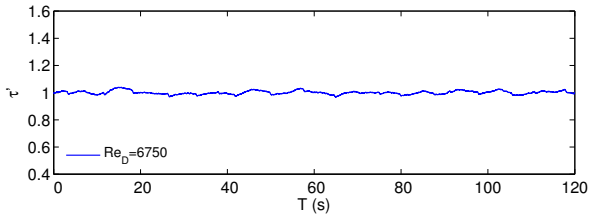


(e) $Re_D = 11600$

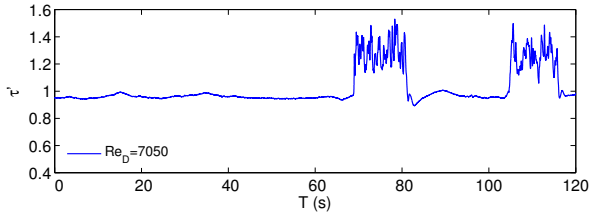
FIGURE 3.6 – Courants adimensionnés mesurés par méthode électrochimique, tracés sur 5 secondes, en régimes laminaire et turbulent.



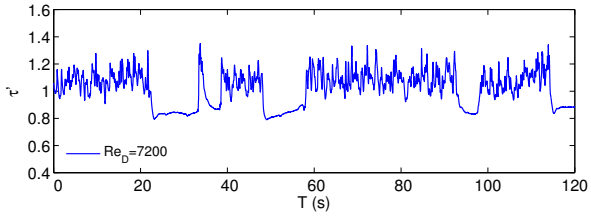
(a) $Re_D = 955$



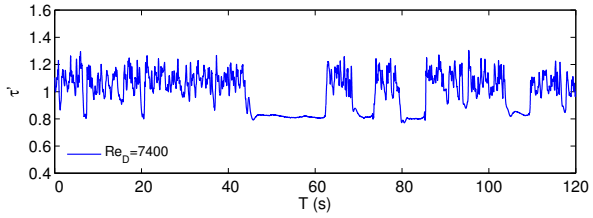
(b) $Re_D = 6750$



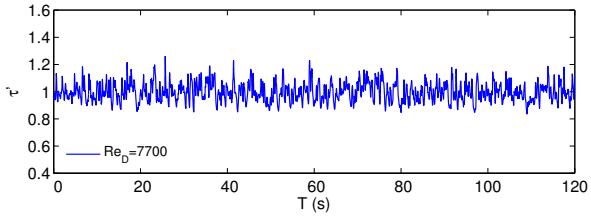
(c) $Re_D = 7050$



(d) $Re_D = 7200$



(e) $Re_D = 7400$



(f) $Re_D = 7700$

FIGURE 3.7 – Courants adimensionnés mesurés par méthode électrochimique, tracés sur 120 secondes, en régimes laminaire, transitoire et turbulent.

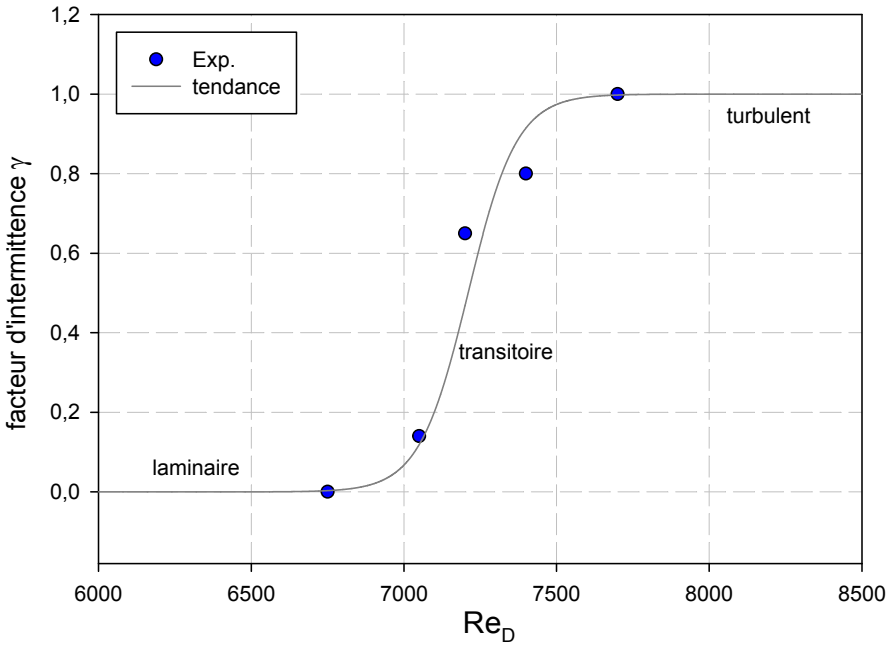


FIGURE 3.8 – Facteur d'intermittence γ calculé à partir des mesures de frottement par méthode électrochimique.

3.4.3 Remarque sur le coefficient de frottement obtenu par méthode électrochimique

Le coefficient de frottement est calculé à partir des mesures de courant. La comparaison à la loi de Poiseuille (fig. 3.9) permet d'étalonner les sondes en estimant leur surface active. Le coefficient de frottement mesuré en régime laminaire est conforme à la loi de Poiseuille. On remarque cependant que le coefficient de frottement mesuré en régime turbulent est sous-estimé, avec une pente plus prononcée que la loi de Blasius. L'hypothèse retenue est que la condition de diffusion contrôlée n'est pas respectée pour les écoulements à nombre de Reynolds supérieur à 7000. En effet comme présenté dans la section 2.4, le plateau du polarogramme indiquant le régime de diffusion contrôlée dépend des conditions hydrodynamiques. Pour les écoulements à nombre de Reynolds relativement élevé, il n'a pas été obtenu de plateau net, et la tension de polarisation a été choisie pour s'assurer des conditions de diffusion contrôlée en laminaire. Pour rappel, lors de la conception du module de mesure électrochimique, il a été choisi de concevoir un module de mesure pouvant être utilisé pour la mesure du frottement et la mesure du transfert de masse (en perspectives). La mesure du transfert de masse nécessitant une cathode environnante de grande dimension, le choix du matériau des sondes s'est porté sur le Nickel pour des raisons financières évidentes. Sur cette constatation, nous recommandons à ceux désirant effectuer des essais similaires aux nôtres d'utiliser du Platine plutôt que du Nickel.

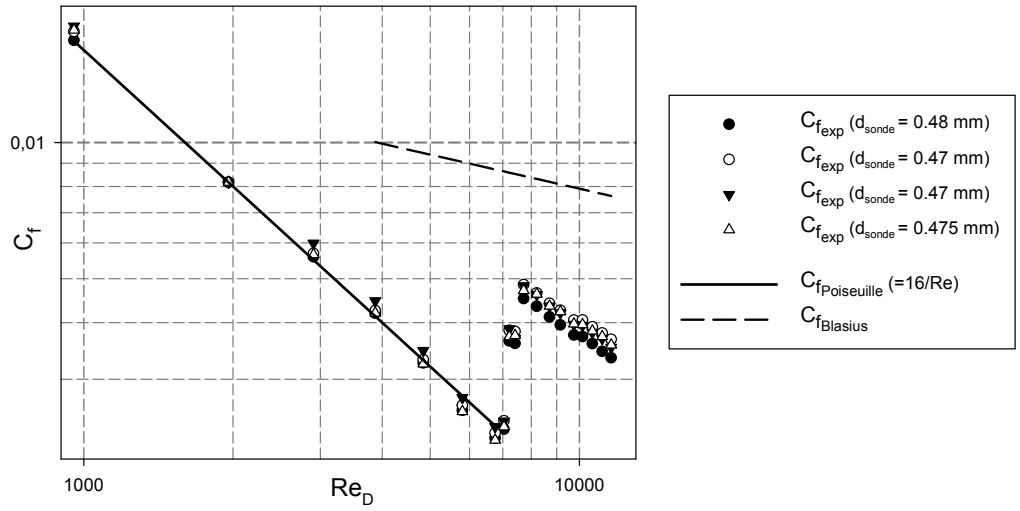


FIGURE 3.9 – Loi de frottement obtenue pour 4 sondes de diamètre 0.5 mm environ et comparaison avec la loi laminaire de Poiseuille.

3.4.4 Analyse corrélatoire et vitesse de convection

Malgré l'erreur constatée sur la valeur absolue du frottement mesurée en régime turbulent, la position de la transition reste estimée de façon précise. On remarque que la transition se situe entre $Re_D = 7000$ et $Re_D = 7700$. Cette valeur de transition est plus élevée que celle observée pour l'écoulement en eau. Cela peut indiquer que le nombre de Reynolds critique de transition peut dépendre des propriétés du fluide (qui ici reste Newtonien). Cette hypothèse est conforme avec les observations faites par Mahinpey [38], qui a constaté que pour des solutions électrochimiques, le nombre de Reynolds critique de transition augmente avec le nombre de Schmidt Sc.

Les mesures de frottement par méthode électrochimique seront par la suite considérées fiables en valeurs absolues pour les écoulements laminaires. Pour l'écoulement de référence, la valeur limite maximale de confiance pour le gradient pariétal de vitesse est donc $S \approx 45\,\mathrm{s}^{-1}$ correspondant à $Re_D \simeq 7000$. Anticipant l'augmentation du frottement en aval du swirler, la méthode électrochimique sera utilisée pour l'écoulement avec swirl jusqu'à $Re_D = 2000$.

La mesure du frottement par méthode électrochimique est particulièrement intéressante pour les études instationnaires. En dépit de l'erreur sur la valeur absolue, les mesures du frottement en régime turbulent sont utilisées pour démontrer l'intérêt de la méthode électrochimique dans le cas instationnaire. La figure 3.10 présente les coefficients adimensionnés d'intercorrélation $R_{i_j^3 i_i^3}$ pour les signaux simultanés de 8 sondes successives espacées régulièrement de 5 mm sur le même axe (intercorrélations entre la sonde j et la sonde 1 pour j entre 1 et 8). Ces courbes d'intercorrélations présentent un maximum R_{max} pour une certaine valeur de déphasage (en abscisse) $\Delta T_m = \Delta T(R_{max})$. Ces valeurs de déphasage sont reprises dans la figure 3.11 où elles sont tracées en fonction de $\Delta x/D$ pour différents nombres de Reynolds.

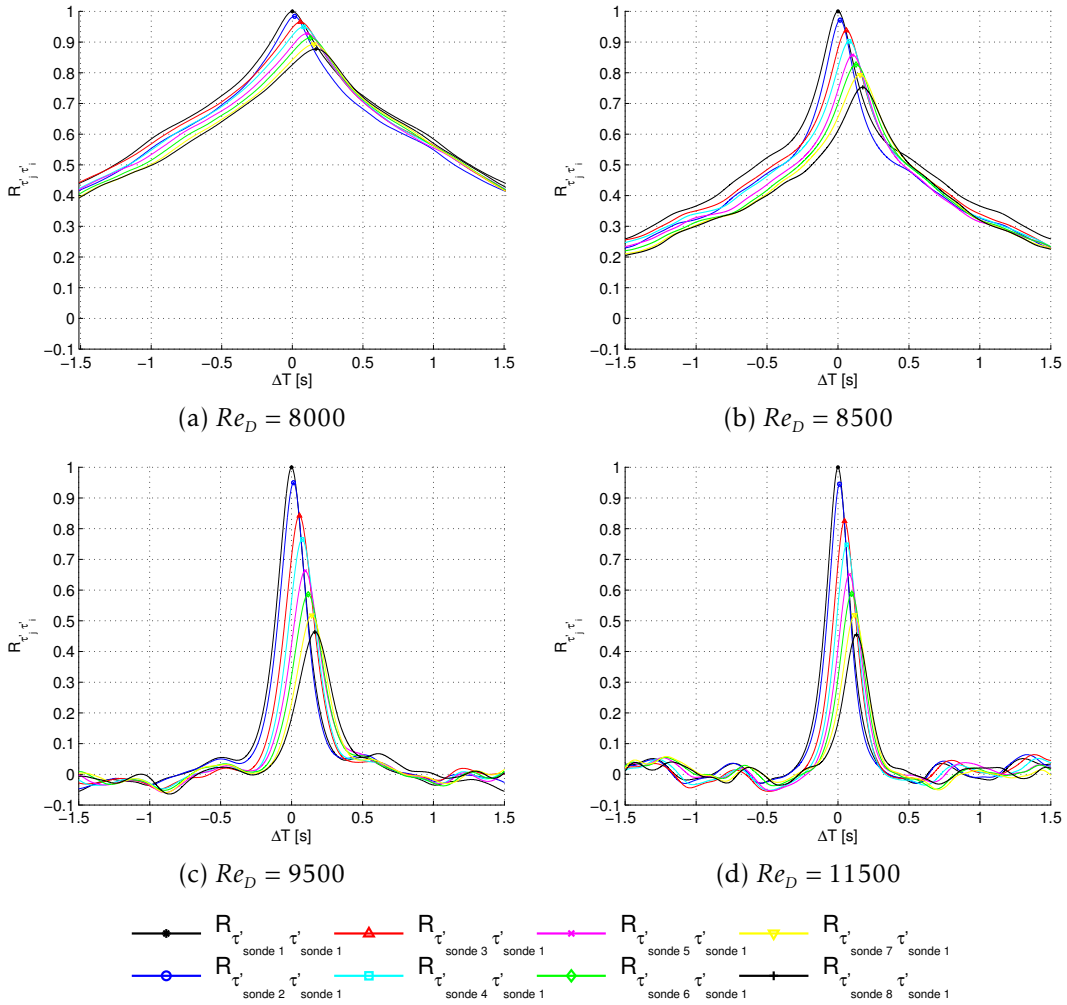


FIGURE 3.10 – Coefficients d'intercorrélations calculés pour 8 sondes successives (relativement au signal de la première sonde) pour l'estimation de la vitesse de convection proche paroi à différents nombres de Reynolds.

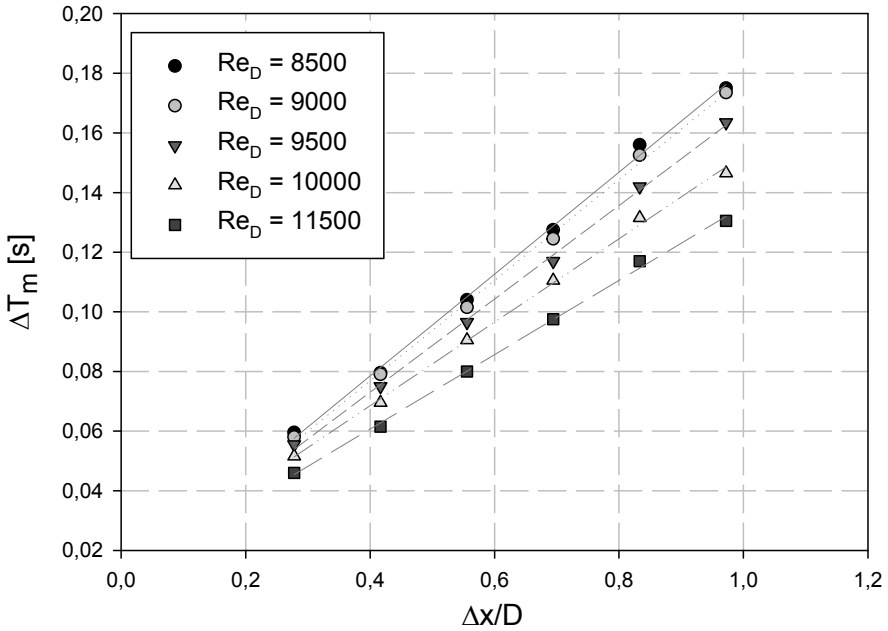


FIGURE 3.11 – Déphasage de corrélation maximale à la paroi pour différents nombres de Reynolds.

Un tracé de tendance linéaire permet d'estimer les vitesses de convection à la paroi $U_{conv} = \frac{\Delta x}{\Delta T_m}$. Les résultats de ces vitesses de convection sont présentés dans le tableau 3.3. Ils sont adimensionnés dans un premier temps par la vitesse moyenne débitante U_b. Dans un deuxième temps, les résultats sont présentés sous la forme $U^+_{conv} = \frac{U_{conv}}{u_{\tau,\text{Blasius}}}$ où $u_{\tau,\text{Blasius}}$ est la vitesse de frottement pariétale estimée au nombre de Reynolds Re_D correspondant en utilisant la formule de Blasius. Ces derniers résultats sont conformes avec ceux trouvés dans un écoulement en canal par Labraga *et al.* [31] qui ont montré qu'en-dessous de $y^+ < 30$ (et jusqu'à la paroi) $U^+_{conv} = \frac{U_{conv}}{u_\tau}$ est à peu près constant égal à 13. La conformité de nos résultats avec ceux de Labraga *et al.* [31] en s'imposant la valeur de u_τ pour l'adimensionnement tend à confirmer l'hypothèse de non-respect du régime de diffusion contrôlée pour les écoulements à $Re_D > 7000$, avec une valeur absolue du courant sous-estimée mais une réponse transitoire correcte.

Re_D	8000	8500	9000	9500	10000	11500
$\frac{U_{conv}}{U_b}$	0.91	0.83	0.79	0.79	0.84	0.82
$U^+_{conv} = \frac{U_{conv}}{u_{\tau,\text{Blasius}}}$	14.14	12.88	12.35	12.50	13.34	13.25

Tableau 3.3 – Valeurs de vitesse de convection proche paroi estimées à partir des déphasages mesurés par intercorrélations des signaux de frottement (méthode électrochimique).

3.5 Synthèse

Les différentes méthodes expérimentales présentées dans ce chapitre ont permis de réaliser une qualification du banc d'essais. Ces méthodes pourront être reprises avec confiance pour l'étude de l'écoulement avec swirl, sous les conditions spécifiées. La méthode électrochimique, dans les conditions d'utilisation présentes, ne sera ainsi exploitable en valeur absolue qu'en régime laminaire. La comparaison de nos résultats avec les précédents essais sur ce cas canonique montre une adéquation correcte. Il a été montré que la position de la transition est un phénomène complexe et que la méthode électrochimique peut être un bon outil pour cette étude annexe. Il pourra en effet par la suite être intéressant de revenir spécifiquement sur ce problème en utilisant le même banc d'essais et en approfondissant l'analyse. La méthode électrochimique pourra notamment servir à réaliser des études temps-fréquence (transformée en ondelettes, ...) pour caractériser de façon plus précise le régime transitoire. Les mesures *LDV* ont mis en évidence une légère dissymétrie du profil de vitesse. Pour l'écoulement avec swirl, le swirler étant placé juste en sortie de convergent, cette dissymétrie pourrait avoir des conséquences importantes, à prendre en compte lors de l'analyse. Enfin, cette étude préliminaire de l'écoulement de référence a permis d'ouvrir des perspectives qui seront mises en pratique dans le projet Flowpro qui sera la continuité de ces travaux de

thèse : nous recommandons entre autre l'usage d'un banc d'essais vertical et de sondes électrochimiques en Platine.

Chapitre 4

Caractérisation expérimentale de l'écoulement en conduite avec swirler

Sommaire

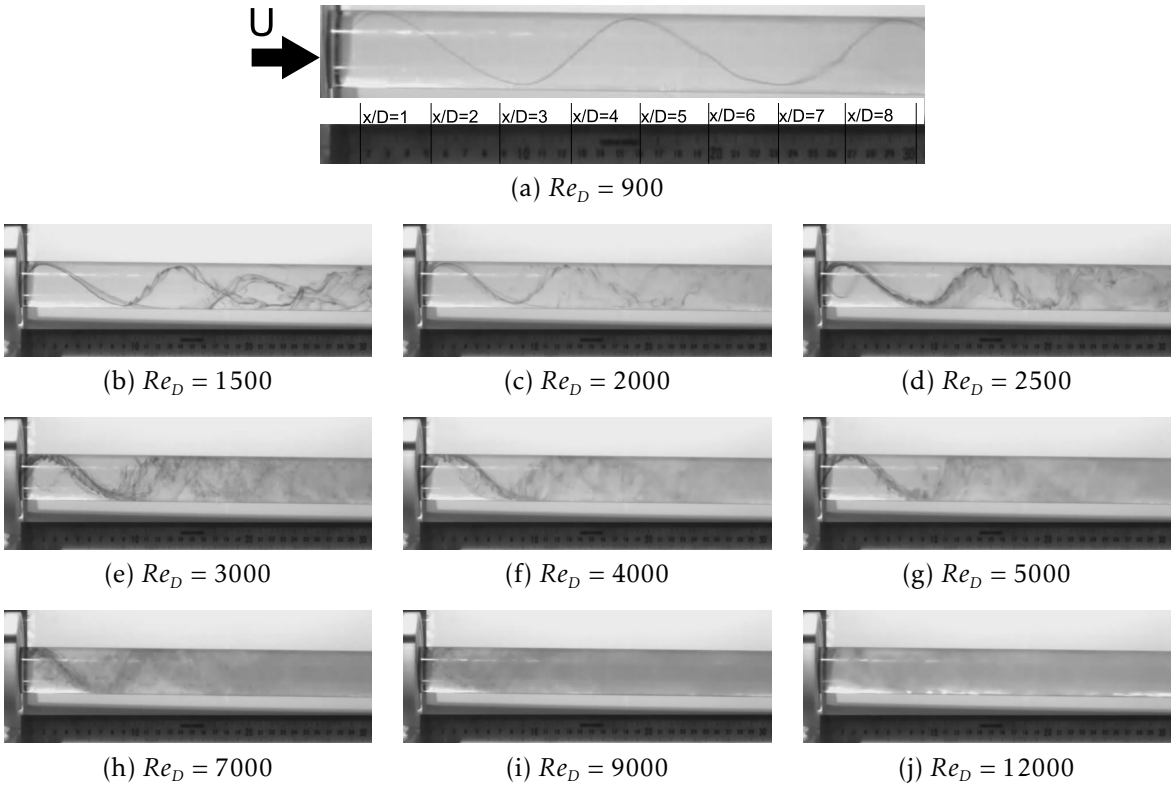
4.1 Étude dans le champ de l'écoulement induit par le swirler 83
4.1.1 Premier aperçu qualitatif de l'effet du swirler 84
4.1.1.1 Variation du pas hélicoïdal en fonction du nombre de Reynolds 84
4.1.1.2 Capacité à augmenter le mélange 85
4.1.1.3 Estimations de l'angle de swirl 86
4.1.2 Mesures quantitatives de l'écoulement dans le champ 87
4.1.2.1 Nombres de Swirl de l'écoulement 89
4.1.2.2 Profils de vitesse axiale et tangentielle 90
4.2 Influence du Swirl sur le frottement pariétal 97
4.2.1 Étude du frottement pariétal moyen 97
4.2.1.1 Distribution circonférentielle 97
4.2.1.2 Décroissance axiale 101
4.2.2 Aspects instationnaires associés 103
4.2.2.1 Évolution temporelle simultanée 103
4.2.2.2 Analyse corrélatoire 104
4.3 Synthèse 108

4.1 Étude dans le champ de l'écoulement induit par le swirler

Préalablement à l'étude du frottement pariétal répondant à la problématique principale, une investigation de l'écoulement dans le champ a été réalisée qualitativement et quantitativement, respectivement à l'aide de visualisations par injection de colorant et à l'aide de la méthode *LDV*.

4.1.1 Premier aperçu qualitatif de l'effet du swirler

Les visualisations par injection de colorant permettent d'avoir un premier aperçu qualitatif du comportement de l'écoulement. Des visualisations ont été réalisées pour différents nombres de Reynolds, allant de $Re_D = 900$ à $Re_D = 12000$. La figure 4.1 présente des clichés instantanés extraits des films-vidéos enregistrés sur 1 min.



(a) $Re_D = 900$ (b) $Re_D = 1500$ (c) $Re_D = 2000$ (d) $Re_D = 2500$ (e) $Re_D = 3000$ (f) $Re_D = 4000$ (g) $Re_D = 5000$ (h) $Re_D = 7000$ (i) $Re_D = 9000$ (j) $Re_D = 12000$

FIGURE 4.1 – Images extraites des vidéos de visualisation par colorant de l'écoulement avec swirl.

L'écoulement à nombre de Reynolds $Re_D = 900$ montre la persistance du mouvement hélicoïdal typique des écoulements laminaires avec swirl. Le filet de colorant est cohérent sur toute la largeur du champ visible par la caméra (jusque $x/D \simeq 9.1$).

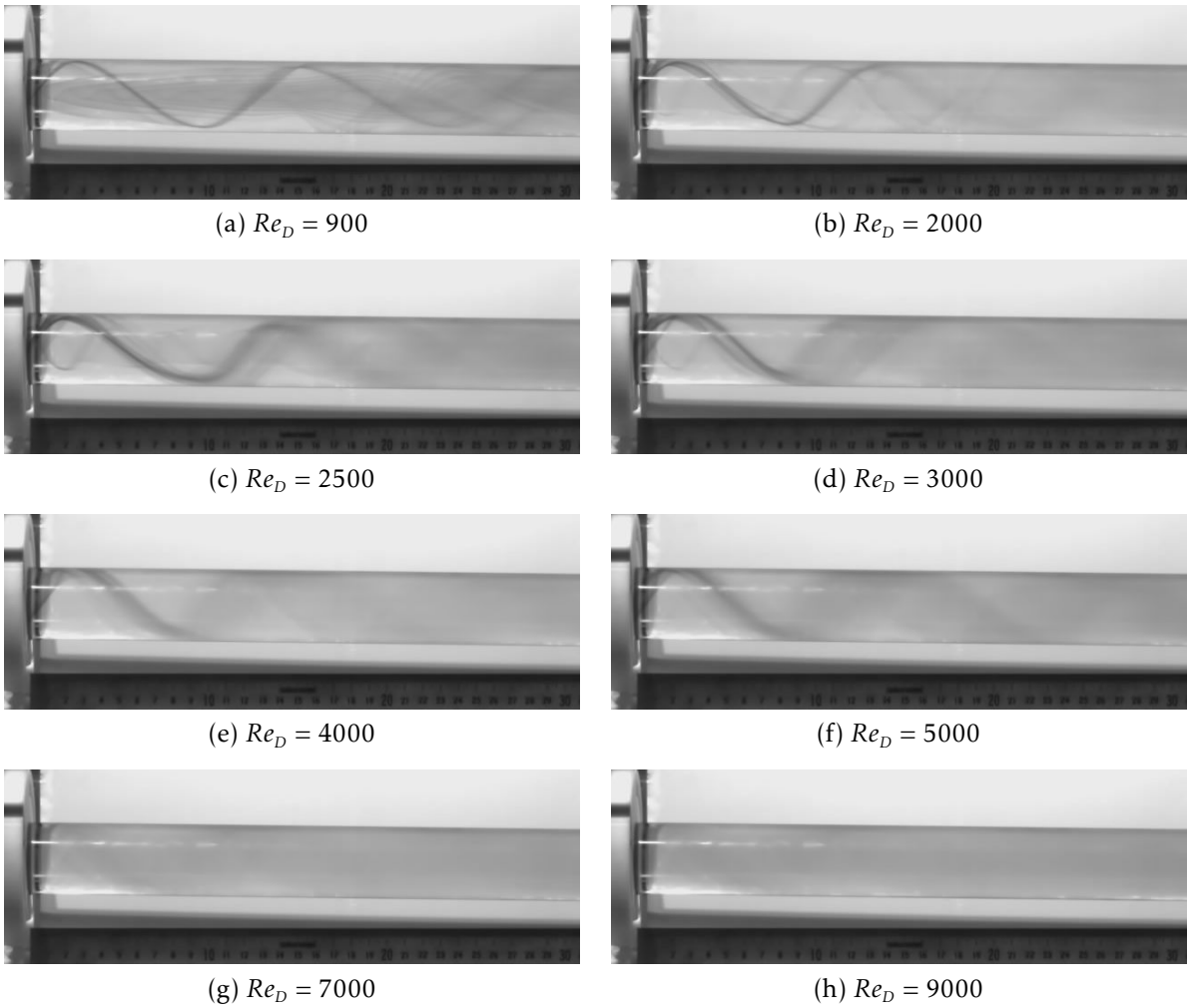
4.1.1.1 Variation du pas hélicoïdal en fonction du nombre de Reynolds

La règle graduée permet d'extraire la valeur du pas hélicoïdal d'une ligne de courant proche de la paroi. Pour $Re_D = 900$, ce pas hélicoïdal est constant sur au moins deux répétitions et est estimé à $p \simeq 3.75 \times D$. Par la suite, plus le nombre de Reynolds augmente, plus le mouvement hélicoïdal semble perdre de sa cohérence. Le colorant se diffuse plus rapidement dans l'écoulement principal. Bien que cela ne soit pas le but recherché ici, le swirler prouve sa capacité à augmenter le mélange. Malgré les fluctuations de l'écoulement de colorant rendant difficiles les interprétations, il semble que la longueur du pas hélicoïdal diminue lorsque la vitesse d'écoulement augmente (en accord avec l'étude laminaire *CFD* de Beaubert *et al.* [10]). Par exemple, pour un

écoulement à nombre de Reynolds $Re_D = 7000$, on peut estimer le premier demi-pas hélicoïdal visible à $p_{1/2,1} \simeq 1.40 \times D$. En revanche, la dissipation du filet de colorant aux nombres de Reynolds relativement élevés peut conduire à des conclusions erronées. Ainsi, le deuxième demi-pas à $Re_D = 7000$ semble être égal à $p_{1/2,2} \simeq 1.10 \times D$. Ceci est en contradiction avec la transition d'un écoulement avec swirl vers un écoulement axial. Le pas hélicoïdal doit augmenter avec la position axiale (analogie avec un ressort étiré sur une de ses extrémités).

4.1.1.2 Capacité à augmenter le mélange

L'import sous Matlab® des clichés permet de calculer l'image moyenne correspondante à une vidéo, pour chaque nombre de Reynolds. Les images moyennes obtenues sont regroupées sur la figure 4.2. La faculté de l'écoulement avec swirl à augmenter le



(a) $Re_D = 900$ (b) $Re_D = 2000$

(c) $Re_D = 2500$ (d) $Re_D = 3000$

(e) $Re_D = 4000$ (f) $Re_D = 5000$

(g) $Re_D = 7000$ (h) $Re_D = 9000$

FIGURE 4.2 – Images moyennes calculées à partir des clichés instantanés des vidéos de visualisation par colorant de l'écoulement avec swirl.

mélange est redémontrée sur ces images moyennes : à partir d'un nombre de Reynolds égal à 7000, le motif hélicoïdal est à peine perceptible avec un niveau de gris homogène sur l'ensemble du tube.

4.1.1.3 Estimations de l'angle de swirl

Les vidéos des visualisations ont été enregistrées à une cadence suffisamment rapide pour effectuer un suivi temporel du filet de colorant. L'intensité et l'épaisseur du filet ne sont pas strictement constantes et l'apparition d'une légère perturbation dans la cohérence du filet permet de suivre image par image la trajectoire du filet. La figure 4.3 présente un exemple de deux clichés séparés de $\Delta t = 2.375\,\mathrm{s}$ pour un écoulement à $Re_D = 900$ et entre lesquels le filet de colorant a parcouru un demi-pas hélicoïdal. Il est également possible de suivre l'évolution du filet de colorant à partir de son apparition, comme sur la figure 4.4 pour un écoulement à $Re_D = 2000$. L'incertitude spatio-temporelle est alors réduite.

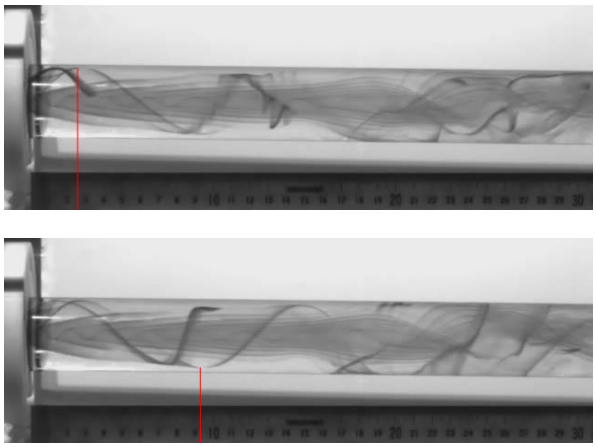


FIGURE 4.3 – Clichés de l'écoulement avec swirl à $Re_D = 900$, séparés de $\Delta t = 2.375\,\mathrm{s}$.

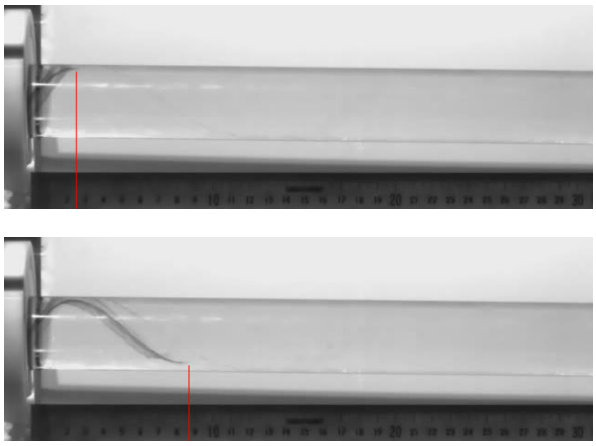


FIGURE 4.4 – Clichés de l'écoulement avec swirl à $Re_D = 2000$, séparés de $\Delta t = 0.896\,\mathrm{s}$.

Les clichés de suivi temporel sont choisis pour représenter le parcours d'une "particule" de filet de colorant sur le premier demi-pas hélicoïdal en sortie de swirler, entre une position haute et une position basse. L'écart axial entre les deux positions est mesuré en pixels puis converti en millimètres grâce à l'information de conversion pixels-millimètres fournie par la règle graduée positionnée sous le tube. Les positions radiales sont également mesurées en pixels puis converties en millimètres en prenant comme étalon le diamètre extérieur du tube. Pour la position radiale, l'effet de courbure n'est pas pris en

compte. Sur ce premier demi-pas hélicoïdal, la position radiale est supposée constante. Entre les deux clichés, le filet de colorant parcourt donc un chemin composé d'une rotation de π et d'une avance axiale Δx à une vitesse moyenne connue grâce à l'intervalle de temps Δt séparant les deux clichés. L'hypothèse de position radiale constante permet de calculer une vitesse tangentielle moyenne sur le temps de parcours du premier demi-pas. En connaissant la composante axiale et tangentielle de la vitesse, il est possible de calculer un angle de swirl φ moyen, valide pour la position radiale r à laquelle le filet de colorant est passé : $\varphi = \arctan\left(\frac{r \cdot \pi}{\Delta x}\right)$. Les valeurs des positions radiales et de l'angle de swirl φ sont reportées dans le tableau 4.1. Pour les écoulements à nombres de Reynolds supérieurs à 5000, les fluctuations du filet de colorant sont trop importantes et les contrastes trop faibles pour pouvoir faire cette estimation en jugeant le niveau d'incertitudes acceptable.

Re_D	900	1500	2000	2500	3000	4000	5000
r/R	0.90	0.85	0.85	0.88	0.88	0.88	0.94
φ	36.81	38.51	38.36	35.24	35.71	35.07	37.05

Tableau 4.1 – Angles de swirl estimés à l'aide des visualisations par colorant (valeurs moyennes sur le premier demi-pas hélicoïdal).

Les valeurs de l'angle de swirl sont conformes à celles calculées à la sortie du swirler par Beaubert *et al.* [10]. Théoriquement, en sortie de pales du swirler, l'angle de swirl $\varphi = 90 - \theta \mp \delta$ devrait être compris entre 38° et 46°. Beaubert *et al.* [10] ont obtenu par simulations numériques des valeurs de φ en sortie du swirler comprises entre 33° et 39° pour des écoulements à nombres de Reynolds de 50 à 1600.

L'utilisation d'une deuxième caméra synchronisée avec la première et positionnée de façon à visualiser un plan normal à celui sur lequel la caméra n°1 est focalisée permettrait de réduire les incertitudes sur la position du filet de colorant.

Les visualisations ont également permis de prendre la mesure de l'influence du cœur du swirler, puisqu'on peut voir son sillage pour un écoulement à $Re_D = 900$ jusqu'à au moins $x/D \simeq 7.22$.

4.1.2 Mesures quantitatives de l'écoulement dans le champ

Les profils de vitesse tangentielle et axiale sont mesurés par la méthode *LDV* à différentes positions axiales en aval du swirler pour les nombres de Reynolds, $Re_D = 500$, 1000, 2000, 10000. Pour les premières positions axiales, les mesures ont été effectuées à différentes positions angulaires. L'orientation de l'optique *LDV* et de la boite à eau reste inchangée, mais le module-swirler (gradué en angles) est installé aux positions 0°, 15° puis 30° pour obtenir une discrétisation large d'un domaine d'inter-pales (45°).

Si les conditions d'entrée sont bien non-axisymétriques comme on le suppose, il aurait été plus rigoureux de tourner la boite à eau et la tête d'optique *LDV* (en maintenant les faces parallèles), plutôt que de tourner le swirler, mais cette option aurait été très compliquée à mettre en œuvre. Si l'hypothèse sur les conditions d'entrée est confirmée, l'idéal aurait aussi été de faire les mesures *LDV* en discrétisant la distribution angulaire sur 360°, mais le compromis temps d'expériences/informations obtenues a été jugé plus intéressant pour la discrétisation sur 45°.

Pour les positions suivantes, les mesures sont effectuées uniquement à la position angulaire $\theta = 0°$, pour un écoulement à nombre de Reynolds $Re_D = 500$, pour avoir un aperçu de la décroissance axiale du swirl selon une génératrice. Le nombre de positions axiales de mesures en aval du swirler ne se veut pas suffisant pour tirer des corrélations expérimentales sur la décroissance du swirl, ni sur le déplacement du rayon de vitesse tangentielle maximale. Les mesures *LDV* réalisées permettront de valider les résultats *CFD*, à partir desquels les lois de décroissance seront extraites.

La figure 4.5 présente les profils de vitesse axiale et tangentielle, adimensionnés par la vitesse moyenne débitante, pour $Re_D = 500$ à la position $\theta = 0°$, $x/D = 2.64$. Le profil de vitesse axiale montre le sillage du cœur du swirler. À cette position, aucun écoulement de retour n'est observable. Le profil de vitesse tangentielle montre un profil de type *SBR*, comme défini dans la revue bibliographique.

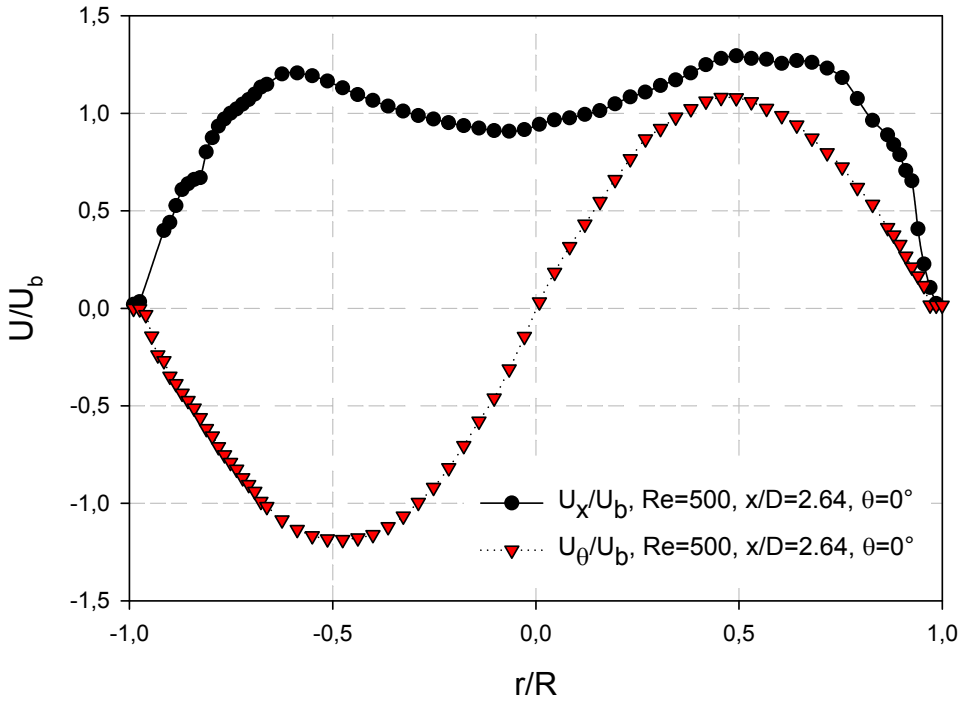


FIGURE 4.5 – Distribution radiale des profils de vitesse tangentielle et axiale adimensionnés par la vitesse moyenne débitante pour $Re_D = 500$, $\theta = 0°$, $x/D = 2.64$.

4.1.2.1 Nombres de Swirl de l'écoulement

Le nombre de Swirl est un paramètre important pour caractériser un écoulement avec swirl. On peut rappeler la définition retenue du nombre de Swirl moyen, qui peut être un critère pour quantifier le niveau de swirl de l'écoulement :

$$\overline{S}_b = \frac{\rho \int_0^{2\pi} \int_0^R \overline{U}_\theta \overline{U}_x r^2 \, \mathrm{d}r \, \mathrm{d}\theta}{\pi \rho R^3 U_b^2} \tag{4.1}$$

La discrétisation angulaire utilisée pour ces mesures *LDV* ne permettant pas une intégration selon l'angle θ, nous pouvons définir un nombre de swirl local à θ fixé :

$$\overline{S}_\theta = \frac{\rho 2\pi \int_0^R \overline{U}_\theta \overline{U}_x r^2 \, \mathrm{d}r}{\pi \rho R^3 U_b^2} \tag{4.2}$$

Les profils *LDV* sont tracés pour une position radiale allant de $-R$ à $+R$, et comme $\overline{U}_\theta$ présente "globalement" un changement de signe à $r = 0$, on peut réécrire l'intégration en l'étendant de $-R$ à $+R$ (pour une meilleure utilisation des données expérimentales) :

$$\overline{S}_\theta = \frac{\rho \pi \int_{-R}^R \left|\overline{U}_\theta\right| \overline{U}_x r^2 \, \mathrm{d}r}{\pi \rho R^3 U_b^2} \tag{4.3}$$

L'équation 4.3 peut être réécrite sous la forme d'une intégration aux bornes adimensionnées d'un produit de termes adimensionnés :

$$\overline{S}_\theta = \int_{-1}^1 \left(\frac{\left|\overline{U}_\theta\right|}{U_b}\right)\left(\frac{\overline{U}_x}{U_b}\right)\left(\frac{r}{R}\right)^2 \mathrm{d}\left(\frac{r}{R}\right) \tag{4.4}$$

L'expression 4.4 peut se réécrire sous la forme d'une intégrale discrète. Ce calcul discret peut prendre en compte la légère différence de position radiale des volumes de mesure de la vitesse tangentielle et de la vitesse axiale (respectivement notées r_{u_θ} et r_{u_x}) :

$$\overline{S}_\theta \simeq \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{2} \cdot \left\{ \left(\frac{\left|\overline{U}_{\theta_{i-1}}\right|}{U_b}\right)\left(\frac{\overline{U}_{x_{i-1}}}{U_b}\right)\left(\frac{r_{u_{\theta_{i-1}}}}{R}\right)\left(\frac{r_{u_{x_{i-1}}}}{R}\right) + \left(\frac{\left|\overline{U}_{\theta_i}\right|}{U_b}\right)\left(\frac{\overline{U}_{x_i}}{U_b}\right)\left(\frac{r_{u_{\theta_i}}}{R}\right)\left(\frac{r_{u_{x_i}}}{R}\right) \right\} \cdot \frac{1}{2}(\Delta r_{u_{\theta_i}} + \Delta r_{u_{x_i}}) \tag{4.5}$$

avec $\Delta r_{u_{\cdot_i}} = r_{u_{\cdot_i}} - r_{u_{\cdot_{i-1}}}$

On utilisera pour les nombres de swirl locaux, fonctions de θ et de la position axiale, les notations $\overline{S}_{\theta=0°,x/D=\cdot}$, $\overline{S}_{\theta=15°,x/D=\cdot}$ et $\overline{S}_{\theta=30°,x/D=\cdot}$. $\overline{S}_{\langle\theta\rangle,x/D=\cdot}$ désignera la moyenne arithmétique des trois expressions précédentes. Leurs valeurs à $x/D = 2.64$ et $x/D = 4.5$ pour les différents nombres de Reynolds étudiés sont reportées dans le tableau 4.2.

Le tableau 4.3 présente les résultats du calcul du nombre de Swirl pour des positions plus en aval jusque $x/D = 11.89$ pour un écoulement à nombre de Reynolds $Re_D = 500$. Les tracés qui ont permis de calculer ces nombres de Swirl sont présentés et commentés dans la sous-section suivante.

Re_D	500	1000	2000	10000
$\overline{S}_{\theta=0°,x/D=2.64}$	0.433	0.496	0.525	0.509
$\overline{S}_{\theta=15°,x/D=2.64}$	0.451	0.540	0.444	0.469
$\overline{S}_{\theta=30°,x/D=2.64}$	0.462	0.498	0.494	0.453
$\overline{S}_{\langle\theta\rangle,x/D=2.64}$	0.45	0.51	0.49	0.48
$\overline{S}_{\theta=0°,x/D=4.5}$	0.368	0.407	0.429	0.392
$\overline{S}_{\theta=15°,x/D=4.5}$	0.258	0.451	0.412	0.436
$\overline{S}_{\theta=30°,x/D=4.5}$	0.425	0.392	0.362	0.407
$\overline{S}_{\langle\theta\rangle,x/D=4.5}$	0.35	0.42	0.40	0.41

Tableau 4.2 – Nombres de Swirl locaux pour $Re_D = 500, 1000, 2000, 10000$ à $x/D = 2.64$ et $x/D = 4.5$ et pour les positions angulaires $\theta = 0°, 15°$ et $30°$.

x/D	2.64	4.5	6.69	11.89
$\overline{S}_{\theta=0°,x/D=\cdot}$	0.433	0.368	0.259	0.124

Tableau 4.3 – Nombres de Swirl locaux pour $Re_D = 500$ de $x/D = 2.64$ à $x/D = 11.89$, pour une même position angulaire $\theta = 0°$.

4.1.2.2 Profils de vitesse axiale et tangentielle

Pour $Re_D = 500$ et $x/D = 2.64$, on remarque que le nombre de Swirl local est à peu près constant, quelle que soit la position angulaire. Le tracé de la vitesse tangentielle à ces trois positions angulaires vient illustrer cette observation (fig. 4.6). Les profils aux trois positions angulaires sont en effet tous similaires à un profil de type *SBR*, avec une position du rayon de vitesse maximale $R_m \simeq 0.5$. L'approximation des points proches du centre par une droite permet d'estimer une vitesse angulaire adimensionnée $\widetilde{\omega_0}$, qui multipliée par $\frac{U_b}{R}$ donne une vitesse angulaire au centre $\omega_0 \simeq 2.6948$ rad/s.

Pour $Re_D = 500$ et $x/D = 4.5$, le nombre de Swirl local varie plus fortement en fonction de la position angulaire. Le tracé de la vitesse tangentielle vient expliciter cette différence (fig. 4.7). Les trois profils de vitesse sont encore de type *SBR* mais leurs vitesses angulaires au centre sont sensiblement différentes : $\omega_0 \simeq 2.6492$ rad/s, $\omega_0 \simeq 1.8260$ rad/s, et $\omega_0 \simeq 1.3846$ rad/s respectivement pour $\theta = 0°$, $\theta = 15°$ et $\theta = 30°$. Les rayons de vitesse tangentielle maximale R_m diffèrent avec dans le même ordre $R_m \simeq 0.42$, $R_m \simeq 0.47$, et $R_m \simeq 0.7$.

On peut remarquer sur les profils de vitesse de la figure 4.7 une dissymétrie marquée proche de la paroi. On peut supposer que le swirler amplifie la légère dissymétrie

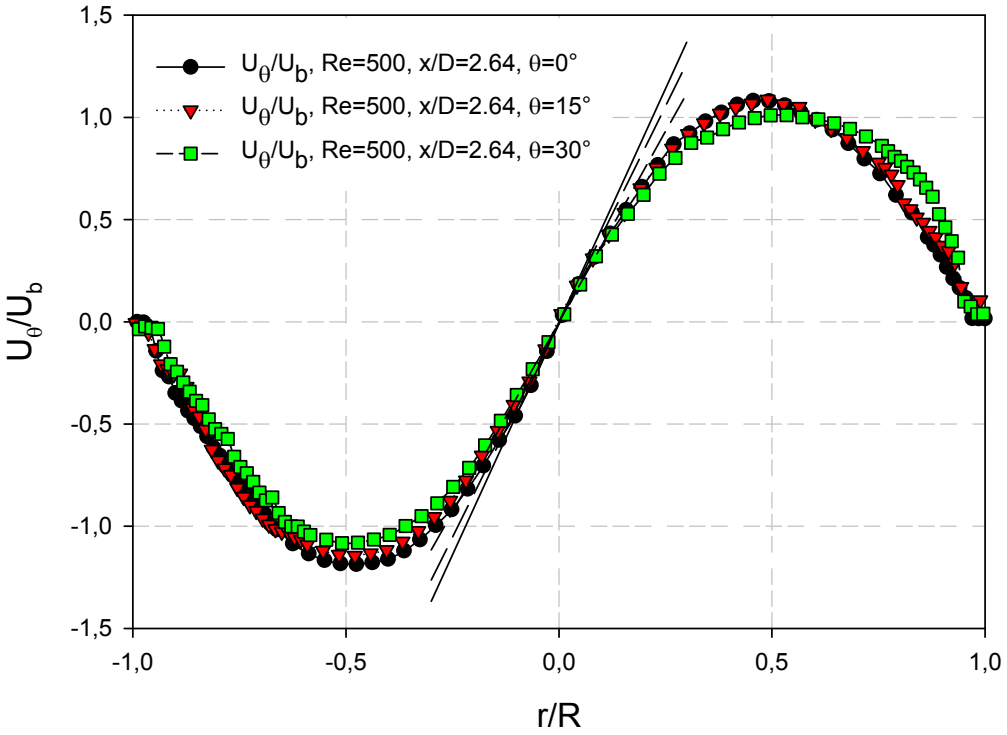


FIGURE 4.6 – Distribution radiale des profils de vitesse tangentielle adimensionnés par la vitesse moyenne débitante pour $Re_D = 500$, $x/D = 2.64$, $\theta = 0°$, 15° et 30°.

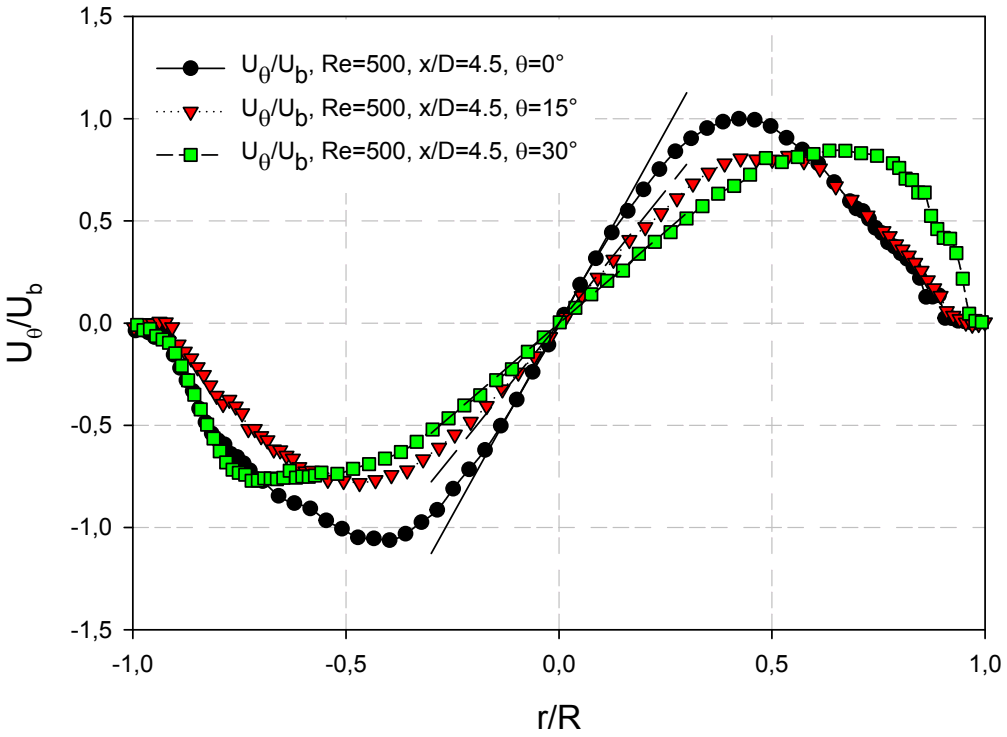


FIGURE 4.7 – Distribution radiale des profils de vitesse tangentielle adimensionnés par la vitesse moyenne débitante pour $Re_D = 500$, $x/D = 4.5$, $\theta = 0°$, 15° et 30°.

observée pour l'écoulement non swirlé. Selon cette observation, chacune des 8 chambres inter-pales a probablement une cartographie de vitesse d'entrée différente. Cela laisse présager que les profils axiaux des gradients pariétaux de vitesse qui seront mesurés par méthode électrochimique pourraient présenter de fortes fluctuations autour de leurs courbes de tendance.

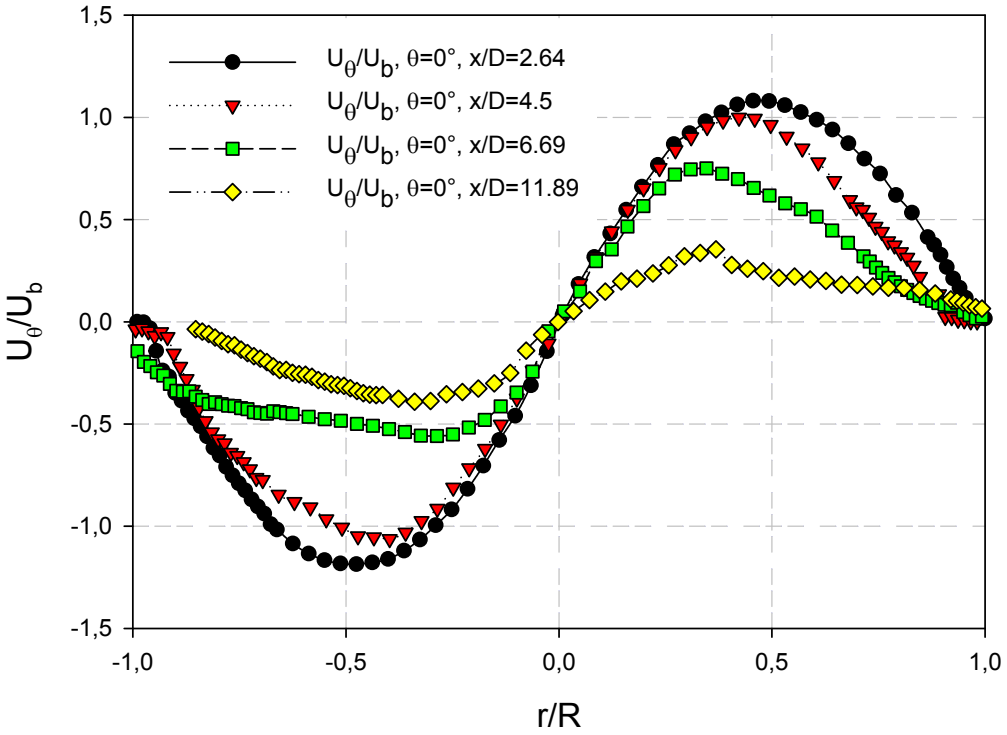


FIGURE 4.8 – Distribution radiale des profils de vitesse tangentielle adimensionnés par la vitesse moyenne débitante pour $Re_D = 500$, $\theta = 0°$, avec $x/D = 2.64$, 4.5, 6.69 et 11.89.

La figure 4.8 montre la décroissance du profil de vitesse tangentielle pour un écoulement à $Re_D = 500$, $\theta = 0°$ jusque $x/D = 11.89$. L'écoulement perd de sa symétrie à mesure que la position axiale augmente. Comme présenté dans la partie bibliographique, la décroissance exponentielle du profil de vitesse tangentielle débute à partir d'une position x_0 en aval du swirler qui est non nulle. Pour un écoulement à $Re_D = 500$, le profil de vitesse tangentielle n'est pas encore "établi" : le profil de vitesse n'est pas encore semblable au profil fondamental de vitesse tangentielle (*fundamental swirling mode*) mis en évidence analytiquement en régime laminaire par Beaubert *et al.* [9], vers lequel tend théoriquement n'importe quel profil d'entrée.

Pour l'écoulement à $Re_D = 1000$, à $x/D = 2.64$, les profils de vitesse tangentielle aux différentes positions angulaires semblent quasi-similaires (fig. 4.9). On peut cependant remarquer un mélange de types de tourbillon : *SBR* et combinés. Il est en effet possible de découper deux des profils en faisant apparaître une région de tourbillon libre. Un tracé de courbes de tendance en loi puissance sur une partie des profils permet d'obtenir des exposants $\simeq 1$.

À $x/D = 4.5$, la différence des profils entre les différentes positions angulaires est plus marquée avec deux tourbillons de type *SBR* mais à R_m et ω_0 distincts et un tourbillon combiné (fig. 4.10).

Pour l'écoulement à $Re_D = 2000$, à $x/D = 2.64$, les profils de vitesse tangentielle aux différentes positions angulaires ont une vitesse angulaire au centre ω_0 à peu près égale (fig. 4.11) avec deux profils de type *SBR* et un profil de type tourbillon combiné.

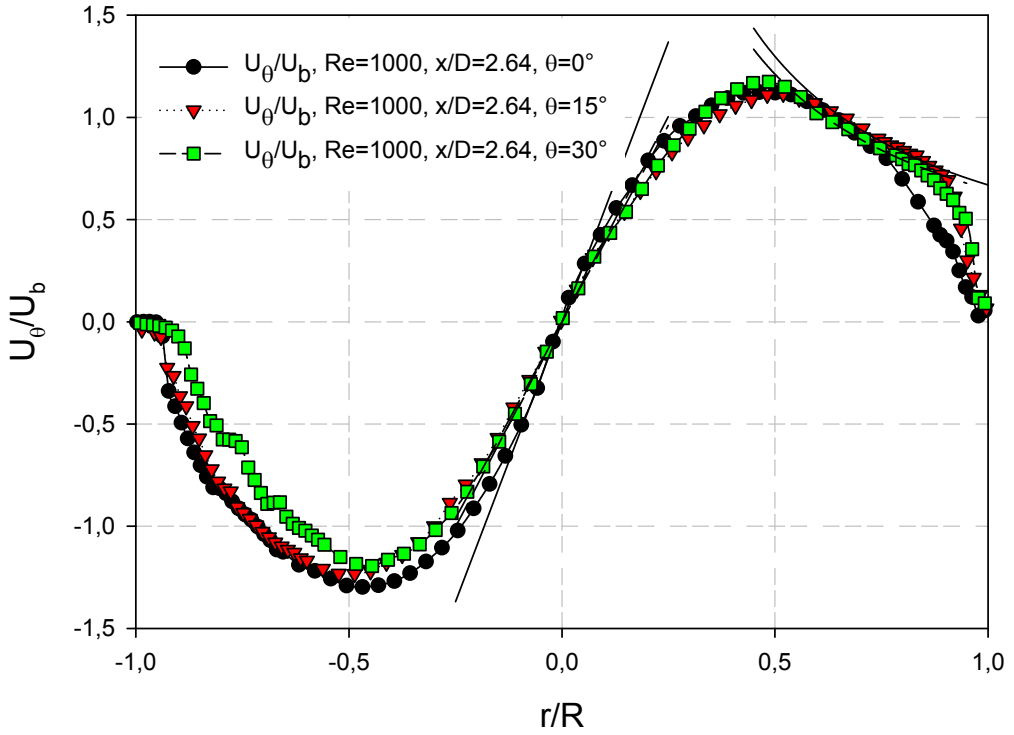


FIGURE 4.9 – Distribution radiale des profils de vitesse tangentielle adimensionnés par la vitesse moyenne débitante pour $Re_D = 1000$, $x/D = 2.64$, $\theta = 0°$, 15° et 30°.

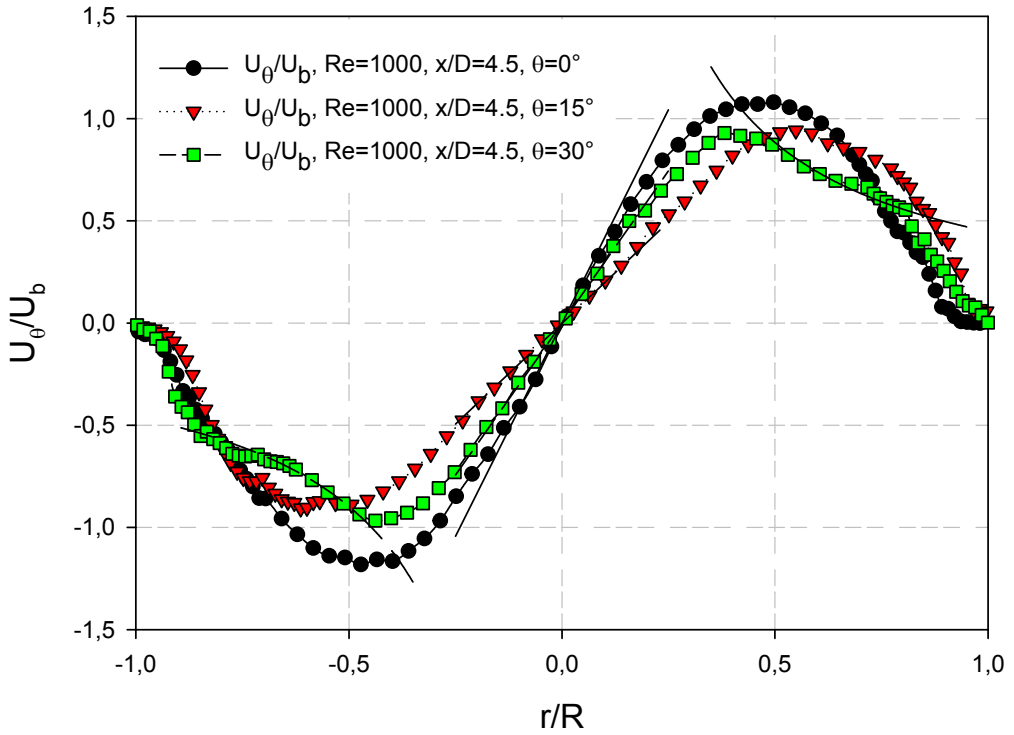


FIGURE 4.10 – Distribution radiale des profils de vitesse tangentielle adimensionnés par la vitesse moyenne débitante pour $Re_D = 1000$, $x/D = 4.5$, $\theta = 0°$, 15° et 30°.

L'écoulement semble se développer vers un swirl de type tourbillon combiné puisque les trois profils à $x/D = 4.5$ sont de ce type (fig. 4.12). L'écart entre les vitesses angulaires au centre reste faible. La distribution angulaire de l'écoulement est plus homogène que pour les nombres de Reynolds inférieurs.

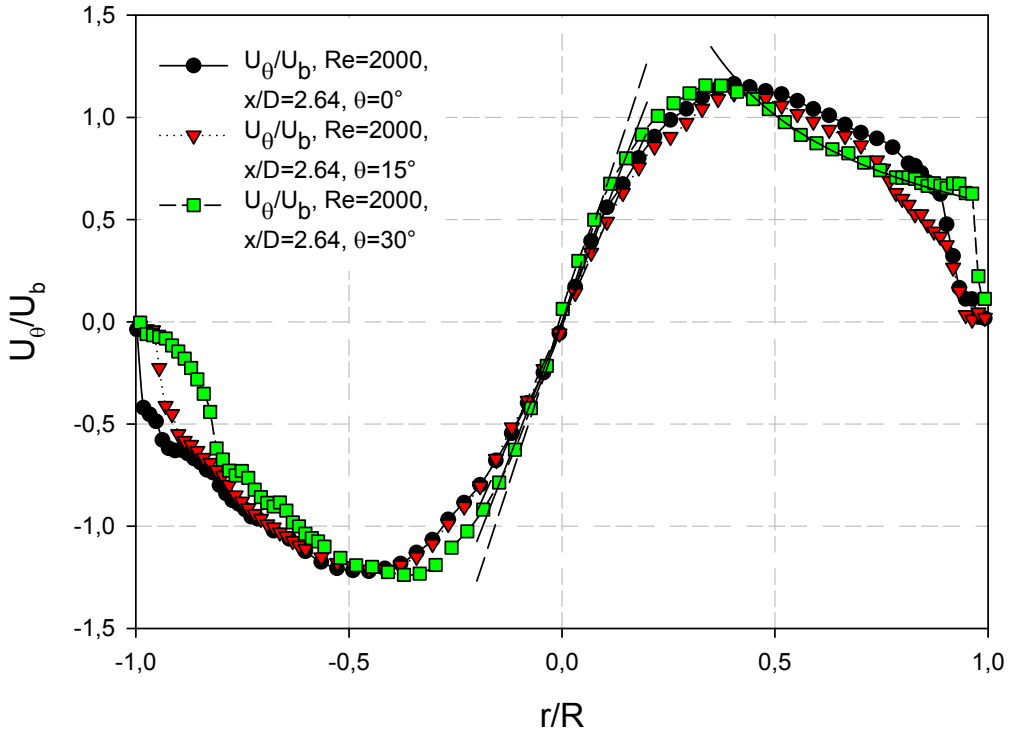


FIGURE 4.11 – Distribution radiale des profils de vitesse tangentielle adimensionnés par la vitesse moyenne débitante pour $Re_D = 2000$, $x/D = 2.64$, $\theta = 0°$, 15° et 30°.

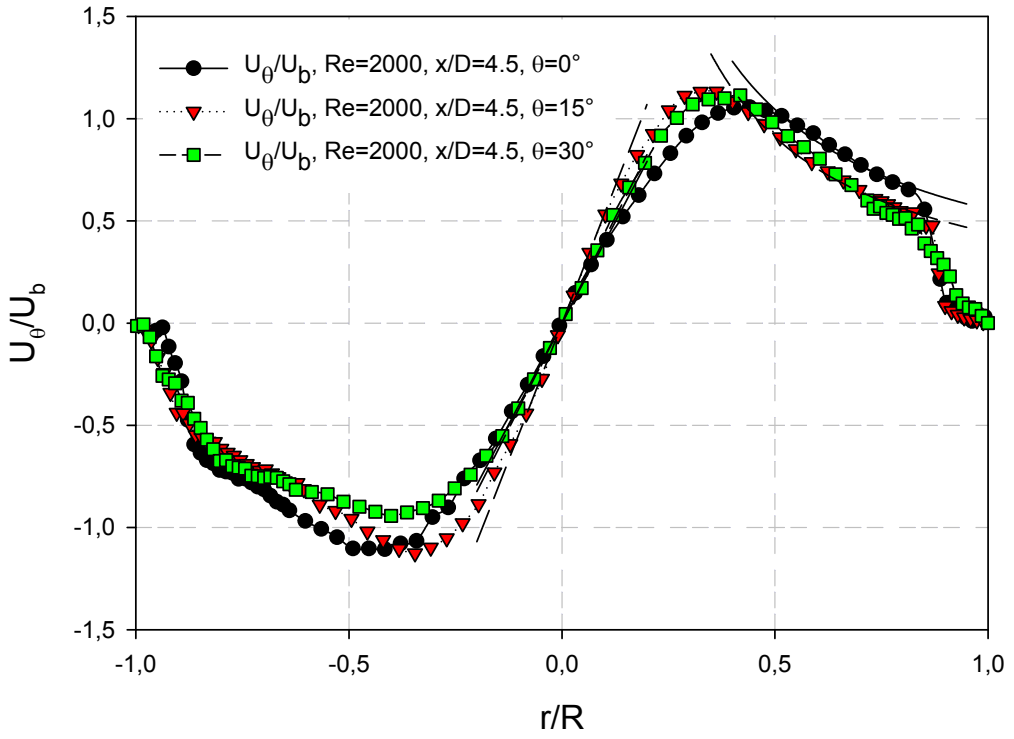


FIGURE 4.12 – Distribution radiale des profils de vitesse tangentielle adimensionnés par la vitesse moyenne débitante pour $Re_D = 2000$, $x/D = 4.5$, $\theta = 0°$, 15° et 30°.

Pour l'écoulement à $Re_D = 10000$ (fig. 4.13 et 4.14), les profils de vitesses tangentielles sont très semblables. Le tourbillon peut se diviser en 3 parties : une zone pariétale de faible épaisseur avec de forts gradients de vitesse, une zone large où la vitesse tangentielle est maximale, et une zone de tourbillon forcé de faible largeur. Cette zone de tourbillon forcé semble s'élargir lentement à mesure que x/D augmente et que ω_0 diminue.

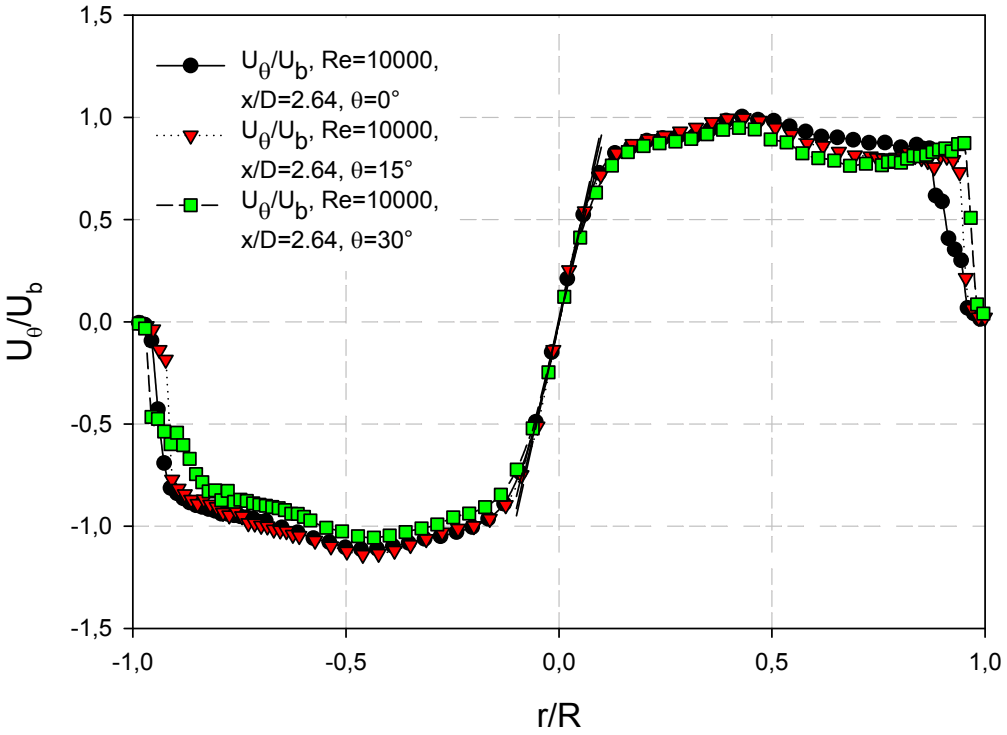


FIGURE 4.13 – Distribution radiale des profils de vitesse tangentielle adimensionnés par la vitesse moyenne débitante pour $Re_D = 10000$, $x/D = 2.64$, $\theta = 0°$, 15° et 30°.

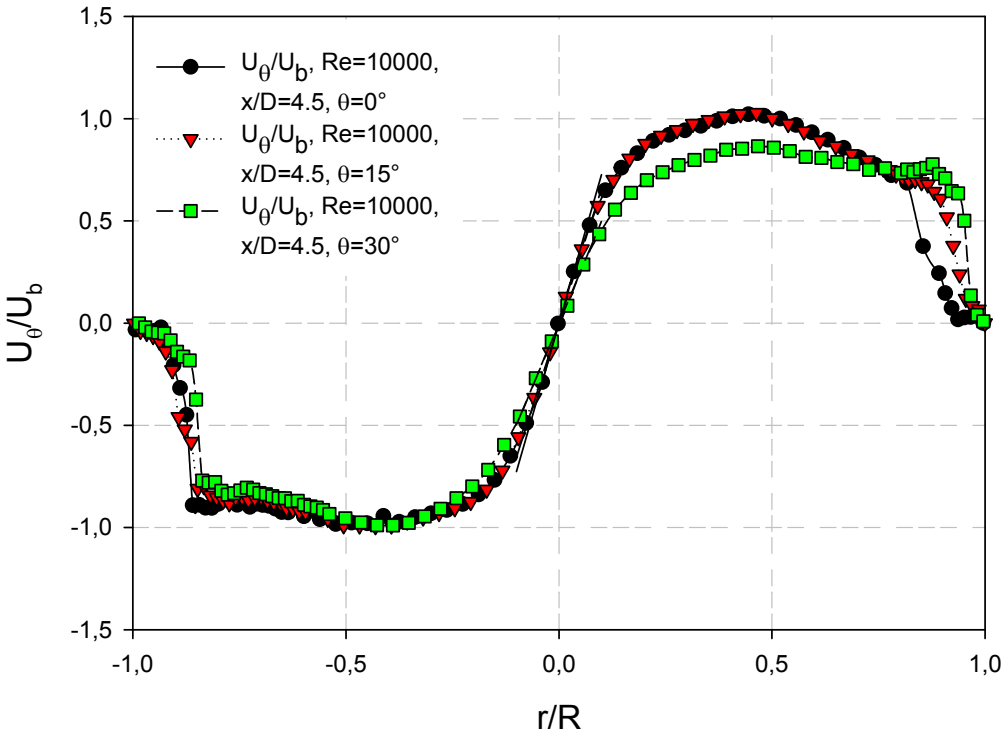
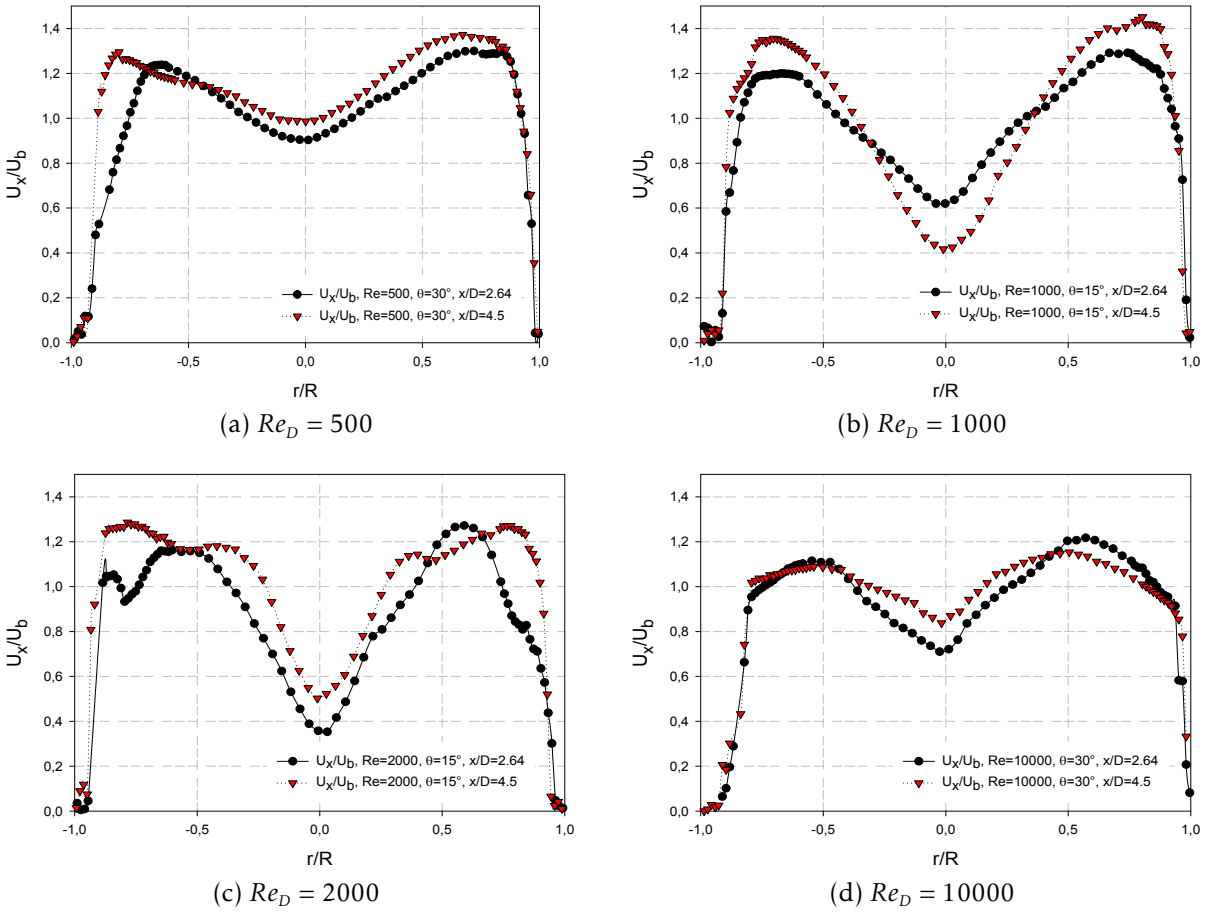


FIGURE 4.14 – Distribution radiale des profils de vitesse tangentielle adimensionnés par la vitesse moyenne débitante pour $Re_D = 10000$, $x/D = 4.5$, $\theta = 0°$, 15° et 30°.

Le mouvement de swirl généré par le swirler n'est pas influencé uniquement par le profil des pales, mais le cœur, ou noyau, du swirler, qui est nécessaire pour assurer la cohésion solide de l'ensemble, a également un effet. La vitesse tangentielle au centre étant nulle, il est plus simple d'observer l'effet de sillage du cœur du swirler sur les profils de vitesse axiale. La figure 4.15 présente la distribution radiale des profils de vitesse

axiale pour les écoulements à nombres de Reynolds $Re_D = 500$, $Re_D = 1000$, $Re_D = 2000$, $Re_D = 10000$, et leur évolution sur deux positions axiales.



(a) $Re_D = 500$ (b) $Re_D = 1000$

(c) $Re_D = 2000$ (d) $Re_D = 10000$

FIGURE 4.15 – Distribution radiale des profils de vitesse axiale adimensionnés par la vitesse moyenne débitante pour $Re_D = 500$, $Re_D = 1000$, $Re_D = 2000$, et $Re_D = 10000$ à $x/D = 2.64$ et $x/D = 4.5$.

On peut déjà remarquer sur ces profils de vitesse qu'ils ne sont globalement pas symétriques. À $Re_D = 500$, le sillage du cœur est relativement faible, mais on constate que la décroissance de son empreinte est lente. En conséquence, on peut supposer que la présence du cœur du swirler retarde la convergence du profil de vitesse axiale vers le profil d'écoulement laminaire établi.

Pour les écoulements à $Re_D = 1000$ et $Re_D = 2000$, l'empreinte du sillage est beaucoup plus marquée, avec des valeurs de vitesse axiale au centre plus faibles. On peut présager pour ces nombres de Reynolds également une décroissance lente de cette empreinte. Pour l'écoulement à $Re_D = 1000$, on observe même une empreinte du sillage plus importante à la position de mesures aval. À $Re_D = 2000$, on constate que la dissymétrie est plus marquée, probablement dû au fait qu'à ce nombre de Reynolds en présence du swirler, le régime d'écoulement est transitoire.

En régime turbulent, à $Re_D = 10000$, le sillage est moins marqué que pour les nombres de Reynolds $Re_D = 1000$ et 2000. Cela peut sans doute s'expliquer justement comme un

effet de la turbulence qui en augmentant le mélange, accélère la convergence vers un profil de vitesse axiale plat (sans toutefois accélérer la convergence vers un profil turbulent établi puisque la composante tangentielle de la vitesse ne décroit pas rapidement).

On peut noter que la qualité des profils de vitesse obtenue en région de proche paroi n'est pas suffisante pour extrapoler la valeur du gradient pariétal de vitesse, dont la valeur absolue dépend du gradient pariétal de vitesse axiale et du gradient pariétal de vitesse tangentielle.

4.2 Influence du Swirl sur le frottement pariétal

4.2.1 Étude du frottement pariétal moyen

Le frottement pariétal a été mesuré en aval du swirler sur une même ligne génératrice pour étudier la décroissance axiale. L'écoulement étant tournant, la distribution axiale du frottement à une position angulaire donnée doit en effet être similaire à la distribution axiale à une autre position angulaire, à un décalage en x près et à un léger écart d'amplitude. Cette affirmation est en théorie vérifiée si le profil de vitesse d'entrée est axisymétrique et que les vitesses en sortie du swirler respectent un schéma de répétition circulaire de pas 45°. En pratique, il faut modérer cette affirmation puisque nous avons vu que les conditions d'entrée probablement non-symétriques ont pour conséquence de ne pas avoir de répétition circulaire du profil de vitesse en aval du swirler, et que par suite, nous ne devrions pas retrouver une stricte répétition circulaire du frottement.

4.2.1.1 Distribution circonférentielle

Préalablement à l'étude de l'évolution axiale du frottement pariétal moyen, la distribution angulaire du frottement a donc été tracée pour avoir un aperçu de la variation d'amplitude du frottement sur la périphérie, et vérifier si le frottement suit ou non une répétition circulaire. Le module de mesures électrochimiques a été tourné successivement autour de son axe pour discrétiser 120° de la ligne circonférentielle. La position $\theta = 0°$ est la position à laquelle la ligne génératrice des sondes utilisée est dans l'alignement d'une sortie de pale de référence. La figure 4.16 représente la distribution circonférentielle du frottement mesuré pour 8 sondes consécutives espacées de 5 mm pour un écoulement à nombre de Reynolds $Re_D = 1000$. Le frottement local de chaque sonde est adimensionné par leur valeur moyenne sur l'ensemble des positions angulaires, notée $\langle\tau\rangle$.

À cette vitesse d'écoulement, on remarque pour l'ensemble des sondes une quasi-répétition circulaire du frottement mais dont le pas n'est pas constant égal à 45°. L'amplitude crête à crête des courbes de frottement varie entre 27% environ pour les premières

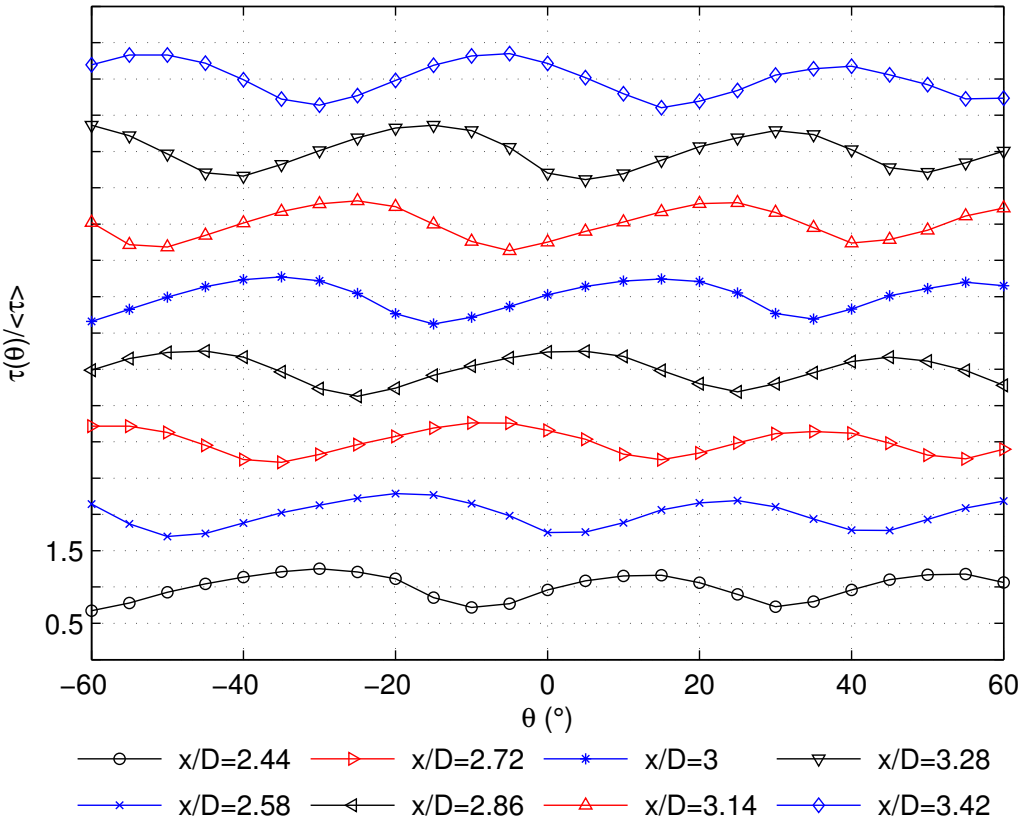


FIGURE 4.16 – Distribution circonférentielle du frottement adimensionné $\frac{\tau}{\langle\tau\rangle}$ sur un intervalle de 120° discrétisé par pas de 5° pour 8 sondes successives espacées de 5 mm à $Re_D = 1000$ (référence arbitraire).

sondes et 37% environ pour les sondes aval. La distribution circonférentielle du frottement est plus homogène en sortie du swirler.

La figure 4.17 représente les résultats de la même expérience répétée pour un écoulement à nombre de Reynolds $Re_D = 2000$. À cette vitesse d'écoulement, la distribution circonférentielle du frottement suit pour les premières sondes une sinusoïde irrégulière de pas non constant. Au fur et à mesure de l'avancement en aval du swirler, la distribution circonférentielle du frottement perd de sa cohérence, avec étirements et contractions des distances entre les nœuds et ventres des courbes qui présentent une allure non prédictible.

Ces tracés de distribution circonférentielle permettent tout de même de réaliser des analyses. En premier lieu, il est possible de réaliser un calcul d'intercorrélations sur les valeurs moyennes du frottement en fonction du décalage angulaire $\Delta\theta$. Le pas angulaire de 5° n'est pas optimal, tout comme le faible nombre de points (résultat du pas et du domaine angulaire balayé), mais suffit à obtenir des estimations intéressantes sur certaines grandeurs caractéristiques d'un écoulement avec swirl. Les résultats des intercorrélations sont présentés en partie sur la figure 4.18.

Les courbes d'intercorrélations montrent un pic de valeur maximale pour un certain retard angulaire $\Delta\theta_m = \Delta\theta(R_{max})$ qui augmente avec la différence de position axiale

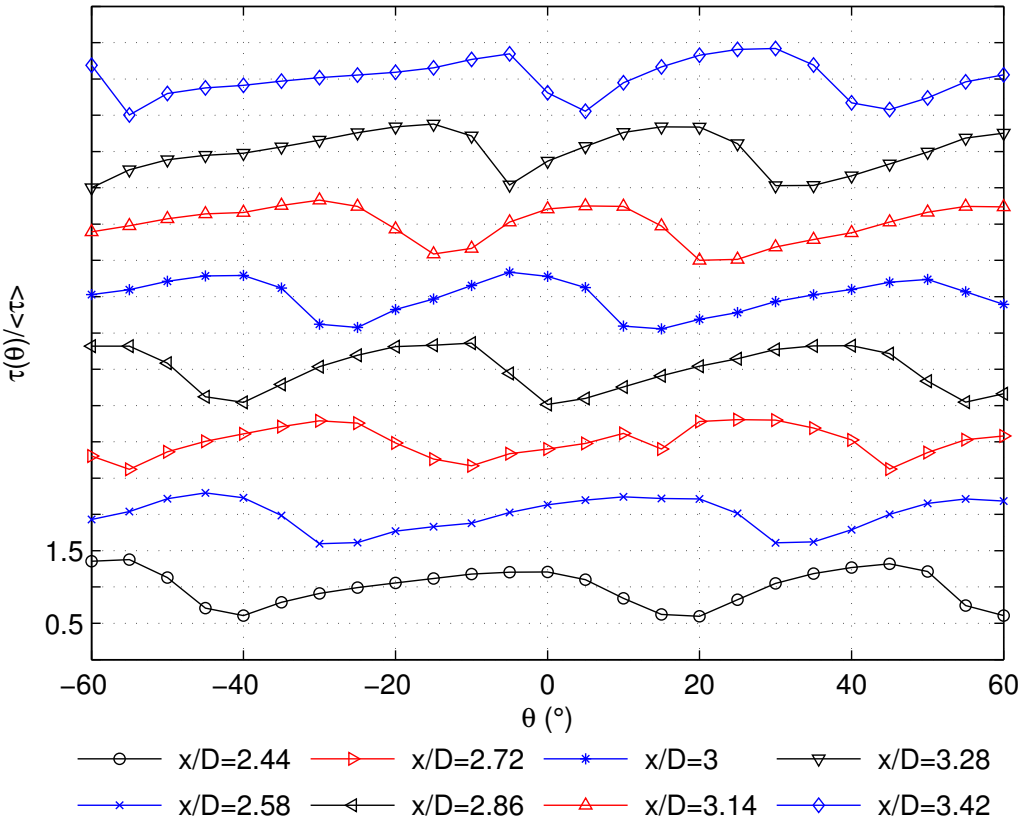
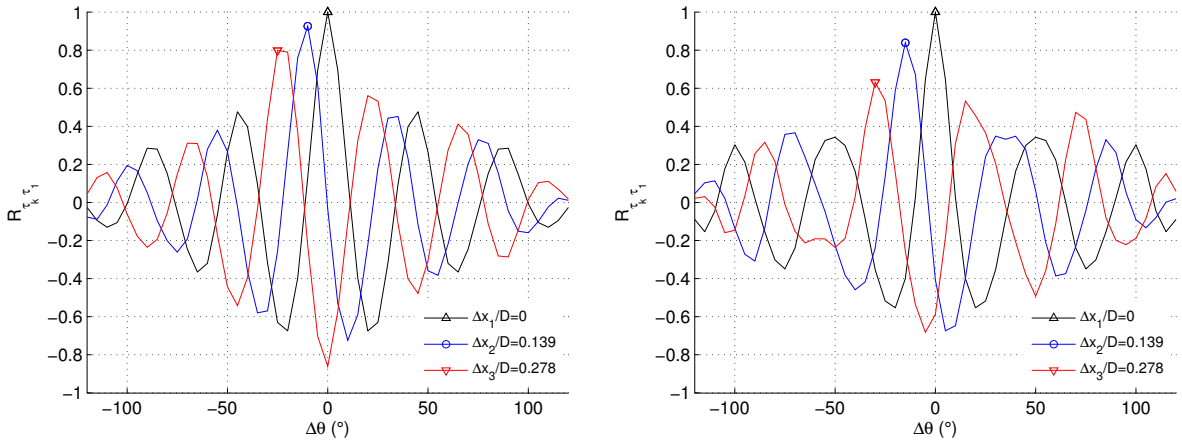


FIGURE 4.17 – Distribution circonférentielle du frottement adimensionné $\frac{\tau}{\langle\tau\rangle}$ sur un intervalle de 120° discrétisé par pas de 5° pour 8 sondes successives espacées de 5 mm à $Re_D = 2000$ (référence arbitraire).



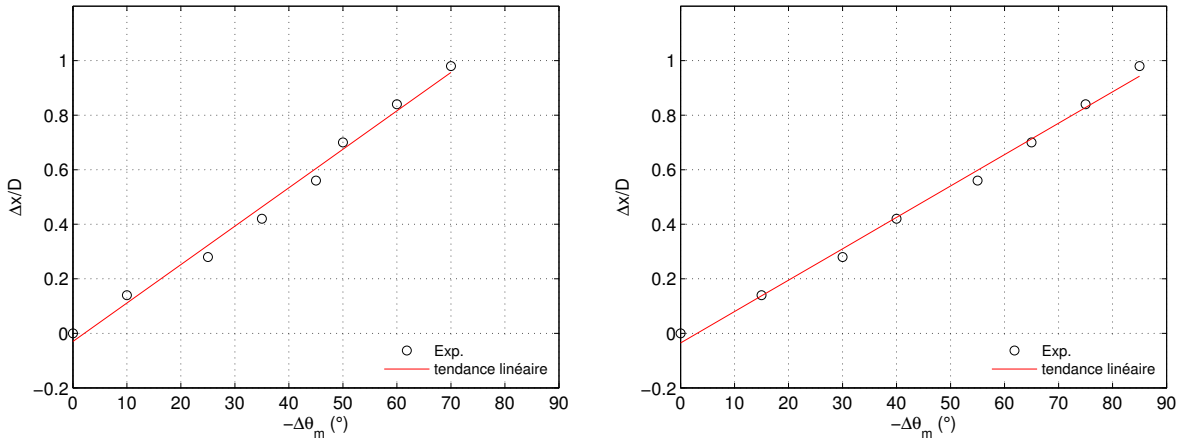
(a) $Re_D = 1000$ (b) $Re_D = 2000$

FIGURE 4.18 – Coefficients d'intercorrélations calculés pour 3 sondes successives (par rapport à la première sonde [$x_1/D = 2.44$]) sur les valeurs moyennes du frottement en fonction du décalage angulaire $\Delta\theta$.

$\Delta x/D$ de la sonde considérée (par rapport à la sonde de référence à $x_1/D = 2.44$). Le tracé de ce retard angulaire en fonction de la position axiale (fig. 4.19) permet d'extraire une tendance linéaire (moyenne) sur le domaine considéré. Ce tracé peut être vu comme l'empreinte moyenne du swirl à la paroi. La valeur de la pente $\frac{\Delta\theta_m}{\Delta x}$ permet d'estimer l'angle de swirl à la paroi suivant la formule approchée :

$$\varphi_w = \arctan\left(\frac{\frac{D}{2}\frac{180}{\pi}\cdot\Delta\theta_m}{\Delta x}\right) \tag{4.6}$$

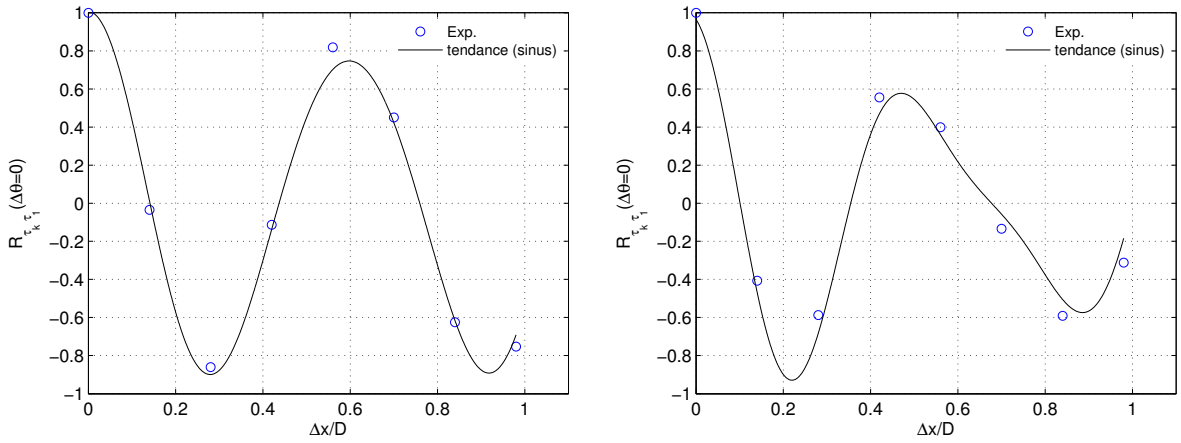
L'angle de swirl à la paroi estimé par cette méthode est $\varphi_w \simeq 31.76°$ pour $Re_D = 1000$, ce qui est inférieur à l'estimation de l'angle de swirl dans le champ obtenu par visualisations par injection de colorant à $Re_D = 900$ ($\varphi \simeq 36.81°$). Pour $Re_D = 2000$, l'angle de swirl à la paroi vaut $\varphi_w \simeq 37.16°$ (dans le champ $\varphi \simeq 38.36°$ à $Re_D = 2000$ par visualisations par colorant).



(a) $Re_D = 1000$ (b) $Re_D = 2000$

FIGURE 4.19 – Décalage angulaire $\Delta\theta_m$ en fonction du décalage axial $\Delta x/D$ pour $Re_D = 1000$ et $Re_D = 2000$ (sonde de référence à $x_1/D = 2.44$).

Les coefficients d'intercorrélations à décalage angulaire nul $R(\Delta\theta = 0)$ donnent une autre information essentielle pour un écoulement avec swirl (fig. 4.20). Si le nombre de positions axiales est suffisant, le tracé d'une courbe de tendance permet d'extraire la longueur du sillage d'un domaine inter-pales, en récupérant la longueur d'une période définie par trois croisements successifs de la droite horizontale $R(\Delta\theta = 0) = 0$ (ou la distance entre 2 pics consécutifs de même signe). Ce sillage de chambre inter-pales est estimé à $l \simeq 0.617 \times D$ pour $Re_D = 1000$ et à $l \simeq 0.566 \times D$ pour $Re_D = 2000$. Si le pas hélicoïdal de l'écoulement, dont la valeur évolue avec la position axiale, peut être supposé approximativement constant sur un certain domaine spatial, alors le pas hélicoïdal de l'écoulement à partir de la position de référence peut être estimé à 8 fois la longueur de sillage inter-pales mesurée.



(a) $Re_D = 1000$ (b) $Re_D = 2000$

FIGURE 4.20 – Coefficients d'intercorrélations sur les valeurs moyennes du frottement à décalage angulaire nul.

4.2.1.2 Décroissance axiale

En dépit des observations faites dans la sous-section précédente concernant la non-répétition circulaire, et puisque nous cherchons principalement une tendance de la décroissance axiale du frottement pariétal, le frottement en aval du swirler a tout de même été mesuré sur une seule ligne génératrice. En pratique, le swirler a été placé en sortie de convergent dans une position angulaire fixe, et le module de mesures polarographiques a été déplacé le long de l'axe, en modifiant pour chaque série de mesure, la longueur du tube installé entre le swirler et le module de mesures, et la longueur du tube placé en aval du module.

On peut signaler que la discrétisation spatiale réalisée par la répartition des sondes polarographiques le long du module n'est pas optimale. En effet, l'espacement circonférentiel entre deux pales successives du swirler valant $l_1 = \frac{\pi D}{8} \simeq 14.14\,\text{mm}$, on peut penser qu'un espacement minimal de 5 mm entre les sondes n'est pas suffisant pour caractériser l'espacement entre les sillages de deux pales. En dehors des difficultés supplémentaires de fabrication d'un module de mesures dans le cas d'un maillage plus fin, il a fallu faire un compromis sur l'espacement entre les sondes et la longueur du module pour pouvoir réaliser un maximum de mesures jusqu'à un x/D élevé dans un temps raisonnable.

Les figures 4.21, 4.22 et 4.23 présentent la décroissance du frottement (rapporté à sa valeur en établi) pour des écoulements à nombres de Reynolds 500, 1000 et 2000 jusqu'à $x/D \simeq 52$ en aval du swirler. Comme les courbes brutes de décroissance du frottement présentent une dépendance à la sonde utilisée, les résultats présentés ici ont été légèrement lissés à l'aide d'une moyenne glissante. Ceci ne va pas à l'encontre du but recherché, à savoir obtenir une tendance de la décroissance du frottement. On peut remarquer sur ces figures le caractère fluctuant de la décroissance. Juste en aval du swirler, le frottement est augmenté d'environ 1.5 pour $Re_D = 500$, ≈ 2.0 pour $Re_D = 1000$, ≈ 2.5 pour $Re_D = 2000$. À $x/D = 50$, l'influence du swirler sur le frottement est encore

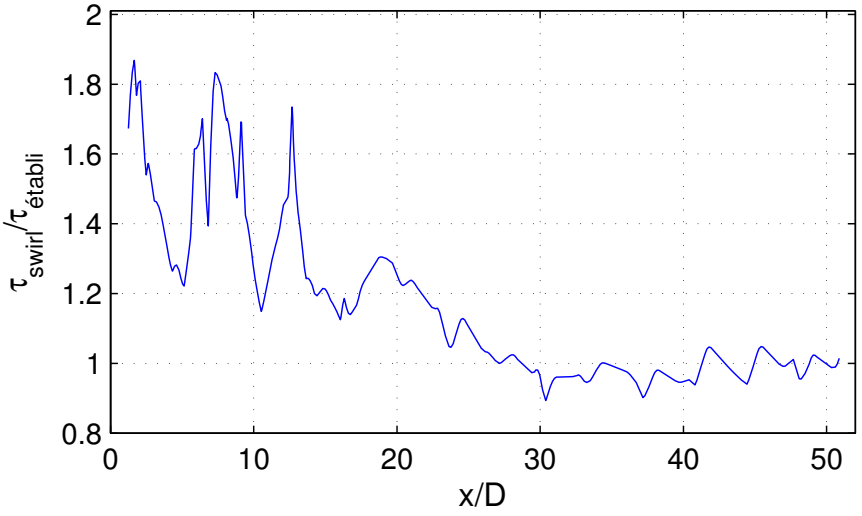


FIGURE 4.21 – Distribution axiale du rapport de frottement $\frac{\tau_{swirl}}{\tau_{établi}}$ en fonction de x/D pour un écoulement à $Re_D = 500$.

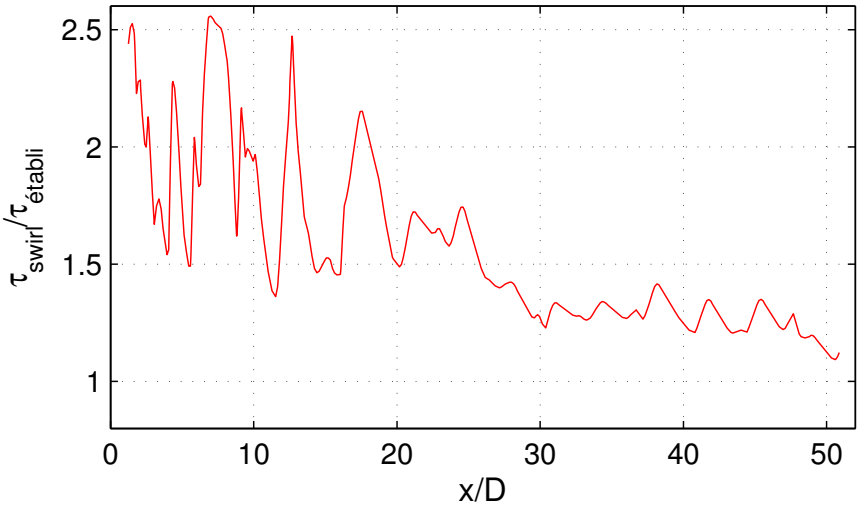


FIGURE 4.22 – Distribution axiale du rapport de frottement $\frac{\tau_{swirl}}{\tau_{établi}}$ en fonction de x/D pour un écoulement à $Re_D = 1000$.

importante pour $Re_D = 2000$. Pour $Re_D = 500$, la courbe d'augmentation du frottement commence à osciller autour de sa valeur unité à partir de $x/D \simeq 27$. Pour l'écoulement à $Re_D = 1000$, la convergence est approchée à partir de $x/D \simeq 50$.

Il faut préciser qu'un tri des sondes a dû être fait. Les sondes sont en effet sujettes à l'"empoisonnement" qui réclame un nettoyage régulier. Il n'est cependant pas évident à mettre en place puisque cela demande un "ré-étalonnage" des sondes après chaque nettoyage, particulièrement chronophage puisqu'il faut remonter la veine en replaçant le module de mesures électrochimiques pour mesurer le courant limite en écoulement établi pour différents nombres de Reynolds. On constate ainsi une dérive dans le temps plus ou moins marquée en fonction des sondes. En dépit des précautions prises lors de la fabrication du module de mesures et l'étape de polissage, on peut penser que la présence de la feuille de Nickel environnant les sondes, et qui rend ce polissage plus compliqué, favorise l'encrassement au niveau des sondes et peut modifier leur surface active. Sans doute dû à l'"empoisonnement", on a pu constater que pour quelques sondes, un contact

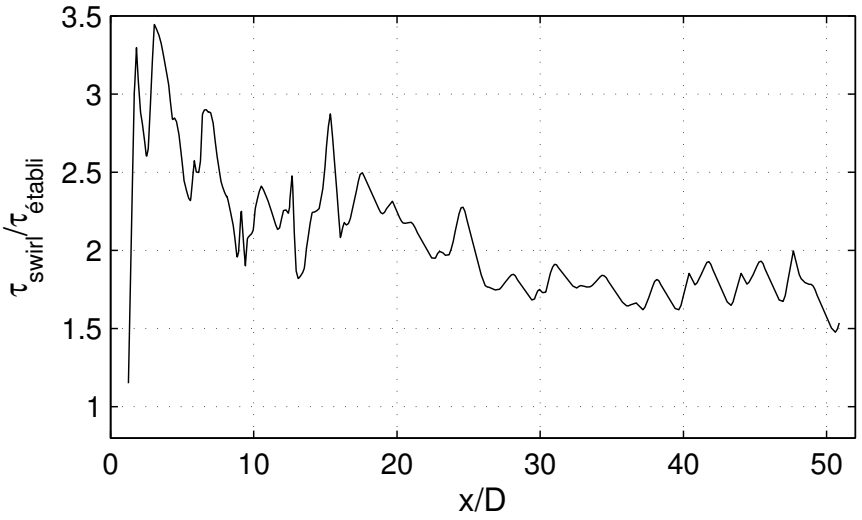


FIGURE 4.23 – Distribution axiale du rapport de frottement $\frac{\tau_{\text{swirl}}}{\tau_{\text{établi}}}$ en fonction de x/D pour un écoulement à $Re_D = 2000$.

électrique se crée entre elles et la feuille environnante. Malgré le temps conséquent de fabrication de modules de mesures, nous recommandons de fabriquer deux modules distincts, un pour la mesure du frottement local, sans feuille environnante, et un pour la mesure du transfert de masse.

4.2.2 Aspects instationnaires associés

4.2.2.1 Évolution temporelle simultanée

L'aspect instationnaire des signaux de frottement a également été étudié. La figure 4.24 présente à titre d'exemple les signaux enregistrés simultanément de quatre sondes polarographiques pour les positions successives de $x/D = 1.61$ à 2.03 pour un nombre de Reynolds de 1500.

On peut constater sur ces signaux de fortes corrélations, remarquables sur la figure 4.24. Sur cette même figure, des plages de temps où le comportement des signaux est visuellement manifeste sont mises en avant par des délimitations. En particulier sur l'intervalle de temps au voisinage de 30 s (voir fenêtres), on peut observer pour les signaux à $x/D = 1.89$ et 2.03 un comportement des fluctuations caractérisé par des évolutions contraires et dont l'aspect est quasi-réflectif. Au voisinage de 90 s (voir intervalle délimité par les traits discontinus), on remarque également une évolution qui semble corrélée. En outre, cette plage d'observation correspond à une période de relaminarisation. Cette alternance entre signaux fortement fluctuants (turbulents) et laminaires est caractéristique des écoulements transitoires. Les similitudes ou similarités entre les signaux des sondes successives soulignent une certaine cohérence induite par l'écoulement avec swirl.

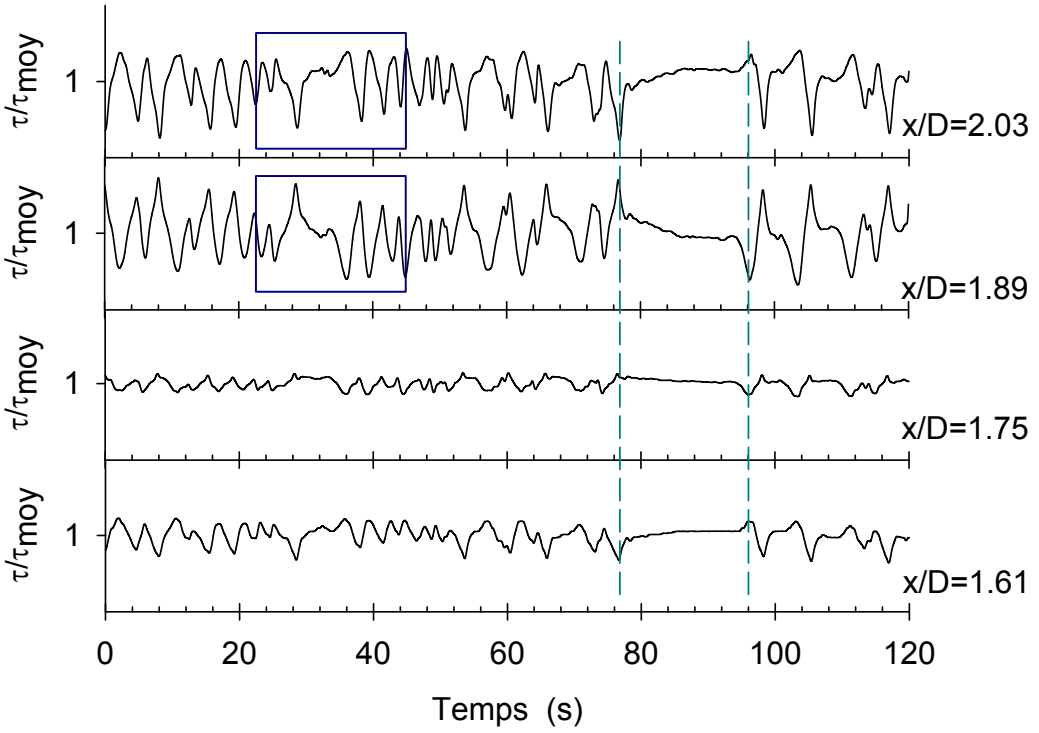


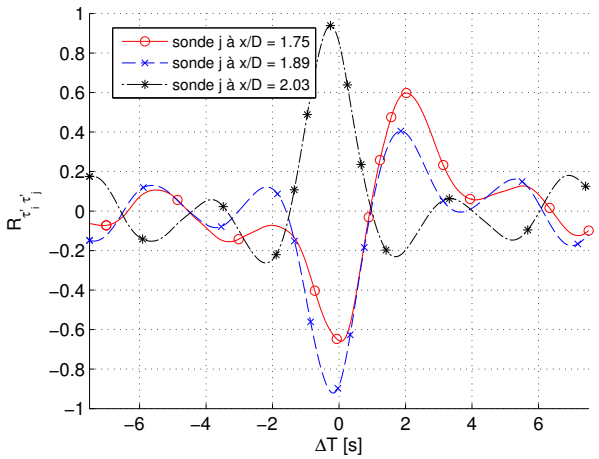
FIGURE 4.24 – Signaux simultanés de frottement pariétal pour $Re_D = 1500$. Les fenêtres et l'intervalle délimité en traits discontinus soulignent des exemples de zones d'intérêt.

4.2.2.2 Analyse corrélatoire

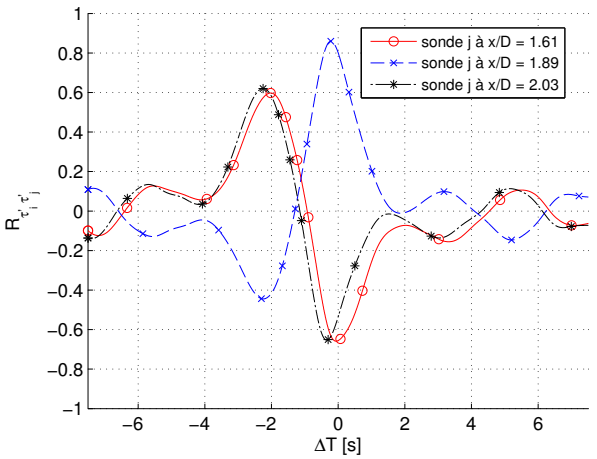
Les coefficients d'intercorrélations $R_{\tau_i'\tau_j'}$ pour ces 4 signaux tracés sur la figure 4.25 confirment cette "similitude". Les valeurs élevées des coefficients d'intercorrélations maximaux (> 0.6) indiquent que les signaux des 4 sondes successives sont fortement corrélés. Les signes des coefficients $R_{\tau_i'\tau_j'}(\Delta T = 0)$ à déphasage nul, associés à leur valeur importante (proximité de pics significatifs), montrent que les signaux des sondes à $x/D = 1.61$ et à $x/D = 2.03$ (séparées de $\Delta x = 15\,\text{mm}$) suivent la même évolution (croissance et décroissance simultanées), tandis que les signaux des sondes successives à $x/D = 1.75$ et $x/D = 1.89$ (séparées de $\Delta x = 5\,\text{mm}$) suivent une évolution contraire comparativement aux deux sondes précédentes.

Il peut être intéressant de noter que l'espacement circonférentiel entre deux pales successives du swirler vaut $l_1 = \frac{\pi D}{8} \simeq 14.14\,\text{mm}$. On peut s'attendre à ce que l'espacement axial entre le sillage de deux pales en début de décroissance du swirl soit de longueur à peu près identique. L'espacement entre les sondes électrochimiques ne permet pas une discrétisation optimale pour étudier le sillage d'une inter-pales. On peut tout de même supposer que la sonde à $x/D = 1.61$ "voit" un écoulement venant principalement d'une région inter-pales, tandis que la sonde à $x/D = 2.03$ "voit" un écoulement semblable venant principalement d'une région inter-pales voisine.

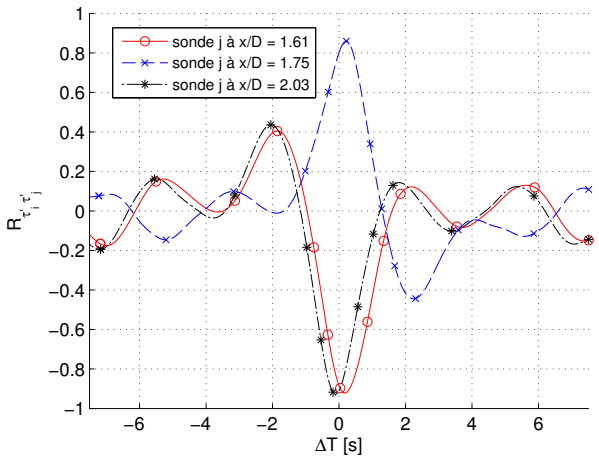
On remarque également à mesure que x/D augmente, une amplification des fluctuations des signaux du frottement pariétal qui traduit le changement de régime du laminaire au turbulent en passant par une transition.



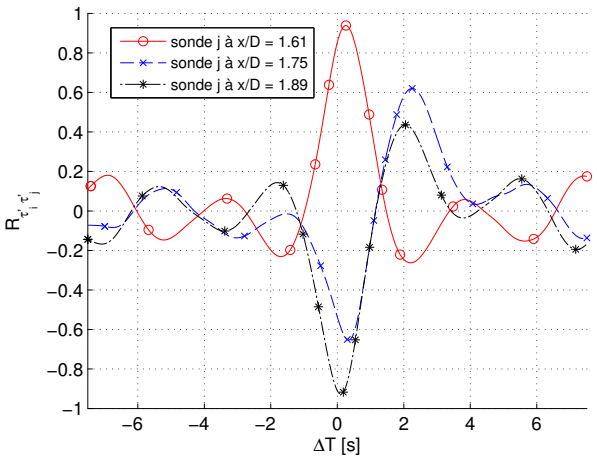
(a) sonde i à $x/D = 1.61$



(b) sonde i à $x/D = 1.75$



(c) sonde i à $x/D = 1.89$



(d) sonde i à $x/D = 2.03$

FIGURE 4.25 – Coefficients d'intercorrélations $R_{\tau_i'\tau_j'}$ calculés pour 4 sondes successives pour un écoulement en aval du swirler à $Re_D = 1500$.

Les intercorrélations de signaux enregistrés simultanément peuvent apporter également des informations plus qualitatives. En réalisant les intercorrélations du signal d'une sonde avec ceux de sondes successives diamétralement opposées à la première, il est possible de retrouver une estimation de la valeur du demi-pas hélicoïdal à la paroi et de le comparer à celui estimé par l'observation des visualisations par injection de colorant. La figure 4.26 présente un résultat d'intercorrélations dans cette configuration pour un écoulement à nombre de Reynolds $Re_D = 500$. En considérant la courbe d'intercorrélation présentant le pic le plus élevé, la distance entre le couple de sondes correspondant donne une estimation de la longueur du demi-pas hélicoïdal. Pour l'écoulement à $Re_D = 500$, la valeur extraite du demi-pas est alors $p_{1/2w} \simeq 2.22 \times D$. Une meilleure distribution spatiale des sondes électrochimiques et un nombre plus important de voies d'enregistrement simultané permettraient d'obtenir une plus grande précision sur cette valeur. À l'aide des visualisations par injection de colorant, la valeur du demi-pas hélicoïdal pour un écoulement à $Re_D = 900$, constante sur les premiers pas, était estimée égale à $1.88 \times D$ environ pour un filet de colorant à $r/R \simeq 0.90$.

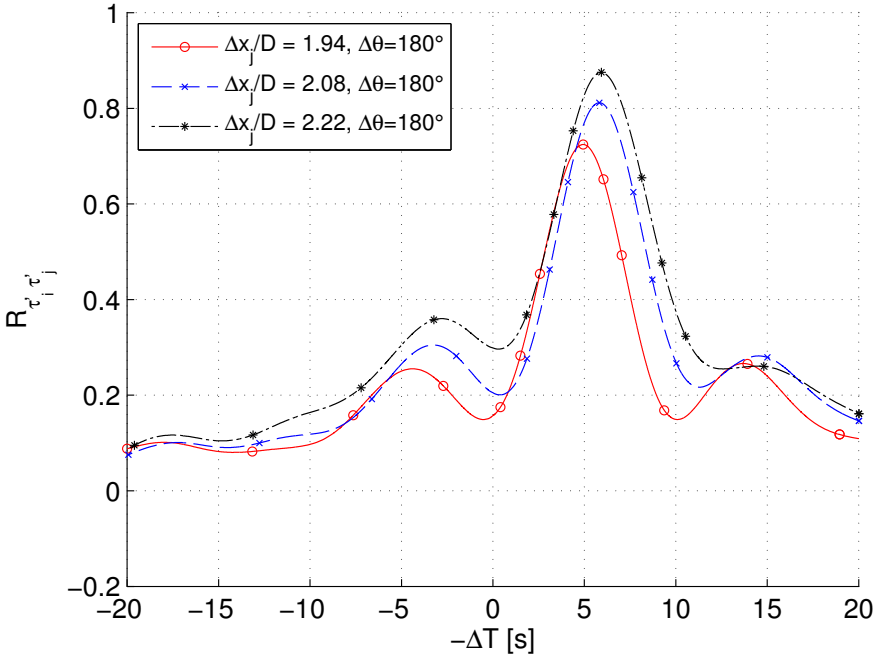


FIGURE 4.26 – Coefficients d'intercorrélations $R_{\tau_i'\tau_j'}$ calculés entre 1 sonde et 3 autres sondes diamétralement opposées pour un écoulement en aval du swirler à $Re_D = 500$ (sonde de référence à $x_i/D = 3.22$).

Pour le couple de sondes pour lequel le pic d'intercorrélation est le plus élevé, le déphasage associé ΔT_m peut être considéré comme une estimation du temps de parcours à la paroi. Pour l'écoulement à $Re_D = 500$, le temps de parcours est de 4.9 s environ, ce qui correspond à une vitesse de convection longitudinale proche paroi, moyennée sur le parcours du demi-pas hélicoïdal, $U_x/U_b = \Delta x/\Delta T_m \simeq 0.95$, ainsi qu'à une vitesse de convection circonférentielle proche paroi $U_\theta/U_b = R \cdot \pi/\Delta T_m \simeq 0.67$. L'angle de swirl moyen sur le parcours du demi-pas est de 35.25° environ ($\varphi_w = \arctan\left(\frac{R\cdot\pi}{\Delta x}\right)$ donc indépendant du temps de parcours, dépendant uniquement de la position axiale et circonférentielle des sondes du pic maximal d'intercorrélation).

Avec l'augmentation du nombre de Reynolds, le swirler améliore le mélange et les valeurs maximales des intercorrélations entre deux sondes diamétralement opposées diminuent. La figure 4.27 représente les courbes d'intercorrélations pour les mêmes couples de sondes que la figure précédente pour un écoulement à nombre de Reynolds $Re_D = 1000$.

À $Re_D = 1000$ le demi-pas hélicoïdal à la paroi vaut environ $p_{1/2w} \simeq 1.94 \times D$. Cette valeur est à peu près égale à celle mesurée sur les visualisations par injection de colorant à $Re_D = 900$. Les variables moyennes calculées sur le parcours du demi-pas sont une vitesse de convection longitudinale $U_x/U_b \simeq 0.94$, une vitesse de convection circonférentielle $U_\theta/U_b \simeq 0.76$ et un angle de swirl $\varphi_w \simeq 38.93°$.

La figure 4.28 présente un résultat d'intercorrélations pour un écoulement à nombre de Reynolds $Re_D = 2000$. Les niveaux de corrélations deviennent faibles. Les valeurs de vitesse de convection longitudinale moyenne sur le parcours du demi-pas, calculées à

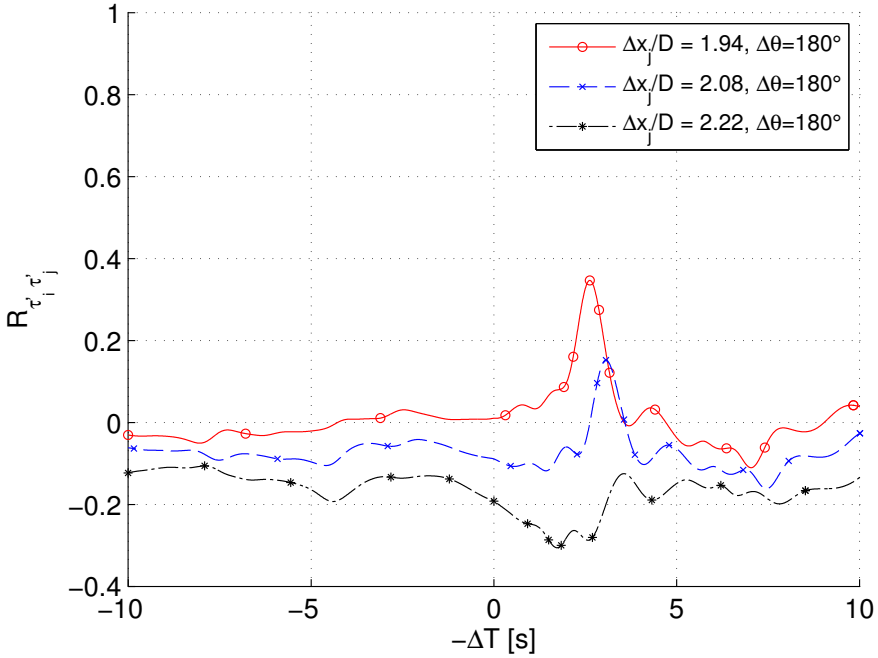


FIGURE 4.27 – Coefficients d'intercorrélations $R_{\tau_i'\tau_j'}$ calculés entre 1 sonde et 3 autres sondes diamétralement opposées pour un écoulement en aval du swirler à $Re_D = 1000$ (sonde de référence à $x_i/D = 3.22$).

l'aide du déphasage des pics de corrélations sont plus faibles que pour les nombres de Reynolds inférieurs, et égales à $U_x/U_b \simeq 0.52 \pm 0.03$ environ.

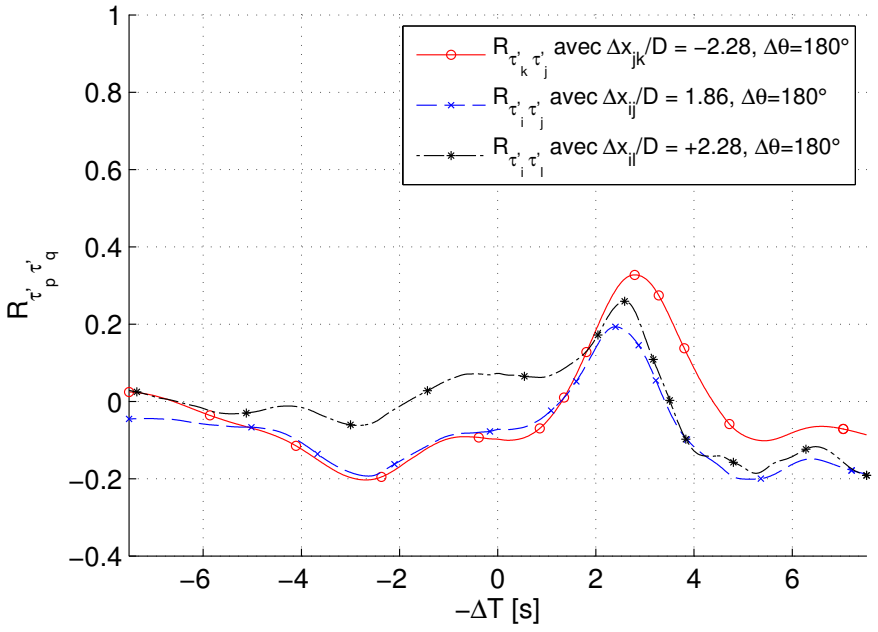


FIGURE 4.28 – Coefficients d'intercorrélations $R_{\tau_p'\tau_q'}$ calculés à l'aide de 4 sondes, par paire de sondes diamétralement opposées (2 sondes de référence diamétralement opposées, à $x_i/D = 1.94$ et $x_j/D = 3.81$). Intercorrélations entre les sondes i et j, entre la sonde i et une sonde l en aval à une distance $\Delta x/D = 2.28$, et entre la sonde j et une sonde amont k séparées d'une même distance, pour un écoulement avec swirl à $Re_D = 2000$.

Aux nombres de Reynolds supérieurs, il n'est plus possible de détecter de pics dans les courbes d'intercorrélations.

4.3 Synthèse

Les mesures de vitesse dans le champ par méthode *LDV* et les mesures de frottement pariétal par méthode électrochimique apportent des indications complémentaires. L'évolution du swirl dans l'écoulement semble ne pas suivre le schéma d'un écoulement pour lequel les conditions d'entrée sont axisymétriques. Il est fortement probable que la non-symétrie des conditions d'entrée soit amplifiée par le mouvement de swirl et que les dissymétries en aval du swirler augmentent, rendant plus difficile l'interprétation de l'influence du swirler. Ainsi, pour les écoulements aux nombres de Reynolds $Re_D = 1000$ et $Re_D = 2000$, il a été montré qu'à une même position axiale, et pour des positions angulaires espacées de 15°, plusieurs types de tourbillon pouvaient être extraits des distributions radiales de vitesse tangentielle. Au niveau du frottement pariétal, cela se retrouve sur la distribution circonférentielle et la non-répétition circulaire de 45°, qui serait attendue "normalement".

L'effet du swirler sur le frottement pariétal moyen est toutefois manifeste avec une influence visible assez loin en aval du swirler quel que soit le nombre de Reynolds de l'écoulement, et jusqu'à au moins $50D$ pour $Re_D = 2000$. L'augmentation du frottement est cependant très fluctuante, avec une amélioration maximale qui n'est pas strictement en sortie de swirler, mais il est possible de définir pour chacun des nombres de Reynolds une plage spatiale plus ou moins grande sur laquelle la distribution axiale du frottement pariétal présente des pics proches de l'augmentation maximale : jusqu'à $15D$ environ pour $Re_D = 500$ et $20D$ environ pour $Re_D = 1000$ et $Re_D = 2000$. Au-delà, l'augmentation du frottement moyen suit une distribution axiale moins fluctuante. Les gains en frottement pariétal augmentent avec le nombre de Reynolds, tout comme la longueur d'influence du swirl.

Outre l'augmentation du frottement pariétal moyen, le taux local de fluctuation du frottement pariétal est également augmenté, ce qui pourrait être bénéfique pour limiter la vitesse d'encrassement d'un échangeur de chaleur. L'étude du frottement pariétal instationnaire a montré que les signaux des sondes successives sur une même génératrice axiale sont fortement corrélés quel que soit le nombre de Reynolds. Aux faibles nombres de Reynolds, on retrouve également cette forte corrélation pour des sondes diamétralement opposées placées à environ un demi-pas hélicoïdal de distance axiale. Pour des nombres de Reynolds supérieurs, la capacité du swirler à augmenter également le mélange, fait que les pics de corrélation entre ces mêmes sondes sont atténués. La faculté de mélange de l'écoulement avec swirl a pu être appréciée qualitativement à l'aide des visualisations par injection de colorant. Cette augmentation concomitante du frottement à la paroi et du mélange dans le champ sera reprise dans la section des perspectives.

Conclusion générale et perspectives

Les travaux exposés dans ce mémoire sont dédiés à l'étude de la physique des écoulements swirlés. L'introduction a permis de monter à quel point la thématique environnementale, et plus particulièrement la question de l'énergie, est importante pour le secteur industriel à moyen et long termes. L'étude bibliographique a montré que les écoulements avec swirl sont généralement étudiés soit uniquement d'un point de vue transfert de chaleur et rendement global dans des écoulements anisothermes, soit uniquement d'un point de vue dynamique de l'écoulement, généralement pour des écoulements dont l'application n'est pas les échangeurs de chaleur. Cette étude bibliographique a débouché sur la mise en place d'une démarche expérimentale visant à mettre en avant les mécanismes pariétaux induits par un écoulement swirlé. Un banc d'essais expérimental a été conçu pour permettre à la fois des études de dynamique de l'écoulement et des études de frottement pariétal, dont l'augmentation est connue pour augmenter les échanges de chaleur.

Conclusion générale

Ce mémoire étudie l'écoulement en aval d'un swirler dont le nombre et le profil d'ailettes ont été choisis sur la base d'une finesse maximale et d'un coefficient de traînée minimal (par une étude *CFD 2D* de l'écoulement autour du profil).

Dans un premier temps, le banc d'essais, sur lequel le swirler est monté en entrée de veine, a fait l'objet d'une qualification. L'écoulement canonique dans un tube (sans swirl) a été étudié pour évaluer par la suite de manière précise l'influence du swirler. Cette étude préliminaire a permis de valider les méthodes de mesure pour la gamme de Reynolds initialement désirée : le régime d'écoulement dont les performances thermohydrauliques sont faibles et pour lequel le potentiel d'amélioration est *a priori* plus grand est le régime laminaire. Le décalage du régime transitoire qui est observé sur l'écoulement sans swirl n'aura donc pas d'influence sur le reste de l'étude avec swirl. Les méthodes de correction de position des volumes de mesure *LDV* ont été vérifiées. La

condition de diffusion contrôlée requise pour l'utilisation de la méthode électrochimique a été contrôlée jusqu'à une valeur de gradient pariétal de vitesse suffisante pour estimer fiable la mesure du frottement pariétal pour l'écoulement avec swirl jusqu'à $Re_D = 2000$. Les profils *LDV* ont cependant laissé entrevoir une légère dissymétrie qui pourrait avoir des conséquences sur l'écoulement avec swirl.

L'écoulement avec swirl a été premièrement observé de manière qualitative en utilisant un filet de colorant comme traceur de l'écoulement. Le swirler a alors démontré une capacité connexe à celle recherchée, à savoir augmenter le mélange. Des premières indications quantitatives ont pu être extraites des visualisations, notamment sur le pas hélicoïdal et l'angle de swirl moyen en fonction du nombre de Reynolds. L'étape suivante a consisté à déterminer le type de tourbillon en aval du swirler en fonction du nombre de Reynolds. Le nombre de positions axiales de mesure ne se veut pas suffisant pour caractériser complètement la décroissance du profil de vitesse tangentielle. Le but était d'apporter une base de données pour vérifier les résultats des simulations numériques qui sont réalisées par les autres membres du projet qui englobe cette thèse. Aux positions étudiées, aucun écoulement de retour n'a été constaté sur les profils de vitesse axiale. Même s'il est risqué d'extrapoler cette observation jusqu'aux sections situées juste en aval du swirler, cela reste un signe encourageant : le contraire indiquerait une perte d'énergie inutile. Pour un écoulement à nombre de Reynolds $Re_D = 500$, les profils de vitesse tangentielle présentent tous une forme simple en « *S* » avec un tourbillon de type *SBR* au centre, quelle que soit la position angulaire. La position du rayon R_m de vitesse tangentielle maximale varie cependant en fonction de l'angle. Pour les nombres de Reynolds $Re_D = 1000$ et $Re_D = 2000$, l'interprétation est plus complexe puisque pour une même position axiale, plusieurs types de tourbillon, combiné et *SBR*, sont observables pour les différentes positions angulaires. Les profils de vitesse présentent une dissymétrie, notable également sur les profils de vitesse axiale. L'hypothèse retenue est que les conditions de vitesses en entrée du swirler sont bien non-axisymétriques et que le swirler amplifie cette asymétrie. Les valeurs des vitesses tangentielles maximales aux différentes positions axiales laissent supposer que la décroissance du swirl est plutôt lente pour $Re_D = 1000$ et $Re_D = 2000$.

La suite de l'étude s'est portée sur le frottement pariétal dont la hausse attendue grâce au mouvement de swirl doit, dans l'application pratique, permettre de limiter la vitesse d'encrassement dans les échangeurs de chaleur et améliorer le transfert de chaleur. Le frottement pariétal a d'abord été caractérisé en valeurs moyennes. La distribution circonférentielle du frottement pariétal moyen a été tracée pour 8 sondes successives. Cela a mis en évidence que, contrairement à ce qui serait attendu avec des conditions d'entrée axisymétriques, on ne retrouve pas la répétition circulaire à pas angulaire de 45° (pour 8 ailettes). Cette observation tend à confirmer l'asymétrie en entrée et est plus visible à $Re_D = 2000$ qu'à $Re_D = 1000$. La distribution axiale du frottement pariétal moyen doit servir à quantifier la longueur d'influence du swirler et, en pratique

déterminer ainsi la distance entre les swirlers successifs qui seraient placés dans un tube d'échangeur de chaleur. L'effet du swirler sur le frottement pariétal s'étend sur une longueur relativement importante, puisqu'il faut $30D$ pour que le frottement converge vers sa valeur en écoulement axial établi pour $Re_D = 500$, $50D$ pour $Re_D = 1000$, et qu'à $50D$ le frottement avec swirl à $Re_D = 2000$ vaut encore 50% de plus que le frottement de l'écoulement de référence. La distribution axiale du frottement moyen ne présente pas une décroissance continue, mais de fortes variations de l'augmentation du frottement, avec une succession de pics marqués dont les maxima sont proches de la valeur maximale, et sur une plage spatiale identifiable. Sur les premiers $15D$, à $Re_D = 500$, le frottement pariétal est en moyenne multiplié par 1.5. Pour les écoulements à nombre de Reynolds supérieur, le gain sur $20D$ est en moyenne de 90% à $Re_D = 1000$, et de plus de 120% à $Re_D = 2000$.

La méthode électrochimique est particulièrement intéressante pour étudier les phénomènes instationnaires. Elle a pu montrer ici que le frottement entre sondes successives est fortement corrélé, pour tous les nombres de Reynolds considérés. La forte corrélation se retrouve également pour les faibles nombres de Reynolds sur une période d'un demi-pas hélicoïdal du motif de swirl. À $Re_D = 2000$, les pics d'intercorrélation sont moins marqués, du fait du mélange obtenu pour cette vitesse d'écoulement.

L'écoulement avec swirl décroissant est complexe et les efforts doivent être poursuivis pour en comprendre les mécanismes, à la fois dans le champ et à la paroi.

Perspectives

Les résultats présentés dans ce mémoire de thèse ont permis de mettre en avant la complexité de l'écoulement avec swirl décroissant et des mécanismes pariétaux induits. Le module de mesures de frottement pariétal a été conçu pour permettre également la mesure du transfert de masse. En polarisant la feuille environnant les micro-électrodes, les conditions aux limites sont modifiées et permettent de mesurer un transfert de masse global sur la section, ainsi que les transferts de masse locaux sur les sondes isolées. La condition imposant une concentration nulle sur les parois des électrodes permet d'effectuer l'analogie avec un transfert de chaleur dans un écoulement anisotherme avec parois chauffées à température constante. Les micro-électrodes sont alors comparables à des thermocouples insérés dans la paroi chauffée. Ces mesures de transfert de masse viendront expliciter l'analogie entre frottement et transfert de masse. Pour estimer le rendement global du swirler, des mesures de pression seront réalisées pour connaître la perte de charge générée par le swirler en lui-même et par l'écoulement swirlé.

Compte tenu de la dissymétrie des profils de vitesse observée sur le banc d'essais à veine horizontale, il est prévu pour le projet FLOWPRO, faisant suite au projet actuel

dont cette thèse fait partie, de mettre en place un banc d'essais à veine verticale pour garantir des conditions d'entrée axisymétrique. Le projet FLOWPRO est un projet labellisé Carnot ARTS « Europe » en partenariat avec le *VTT Technical Research Centre of Finland*. Ce banc d'essais sera modulable et permettra aussi des mesures optiques de dynamique de l'écoulement et des mesures de frottement et transfert de masse par méthode électrochimique. Pour la partie mesures de vitesses, le diamètre de la veine d'essais sera choisi pour respecter les standards de fabrication de tube en FEP transparent, pour s'affranchir du besoin d'utiliser un module de visualisations à base de feuille FEP, difficile à fabriquer, fragile, et surtout limité en longueur. Un module chauffant sera ajouté pour des mesures de transfert de chaleur à l'aide de thermocouples. Ces mesures de transfert de chaleur permettront ainsi de compléter (vérifier) l'analogie frottement-transfert de masse-transfert de chaleur. Il est également envisagé de travailler avec des fluides non-newtoniens, puisque leur utilisation dans les échangeurs de chaleur est courante. On peut noter que la méthode électrochimique peut également être utilisée avec des fluides non-newtoniens, à partir du moment où la viscosité apparente est connue [63]. Ce banc d'essais servira de base pour la validation d'une méthode inverse qui sera développée pour être adaptée aux fluides non-newtoniens.

Les mesures expérimentales serviront de base de données pour validation de simulations numériques par méthode *CFD*. Une fois que les simulations seront validées pour le premier modèle de swirler, une optimisation de formes est envisagée. Lorsqu'une forme satisfaisante aura été trouvée, son modèle expérimental sera fabriqué pour une validation finale. Beaubert *et al.* [9] ont par ailleurs présenté le profil de vitesse tangentielle auquel le profil des pales du swirler doit conduire. Beaubert *et al.* [9] ont montré analytiquement en régime laminaire que quel que soit le profil de vitesse tangentielle imposé en entrée d'une conduite, ce profil tend à décroitre vers un même profil de vitesse tangentielle normalisée appelé fondamental, profil qui décroit ensuite uniquement en valeur absolue jusqu'à ce que l'écoulement devienne axial.

Un autre axe de développement futur pour l'utilisation du swirler pourrait être son intégration dans un échangeur/réacteur fonctionnel, assurant à la fois le transfert de chaleur et le mélange de deux fluides. Le swirler actuel a en effet démontré qualitativement sa capacité à augmenter le mélange dans un tube, mais d'autres sections peuvent être envisagées. Le swirler étudié a notamment pu être testé en étant installé en amont d'une veine à section rectangulaire et a montré la même aptitude au mélange.

Bibliographie

[1] M. Ahmadvand, A. F. Najafi, S. Shahidinejad. « An experimental study and CFD analysis towards heat transfer and fluid flow characteristics of decaying swirl pipe flow generated by axial vanes ». *Meccanica* vol.45 n°1 (2009), p. 111–129. issn : 0025-6455, 1572-9648. doi : 10.1007/s11012-009-9228-9.

[2] C. K. Aidun, M. Parsheh. « Spatially periodic reversing core in a twisted-fin generated swirling pipe flow ». *Physics of Fluids* vol.19 n°6 (2007), 061704. issn : 10706631. doi : 10.1063/1.2738611.

[3] A. Ambari, C. Deslouis, B. Tribollet. « Frequency response of the mass transfer rate in a modulated flow at electrochemical probes ». *International journal of heat and mass transfer* vol.29 n°1 (1986), p. 35–45.

[4] N. Amini, Y. A. Hassan. « An investigation of matched index of refraction technique and its application in optical measurements of fluid flow ». *Experiments in Fluids* vol.53 n°6 (2012), p. 2011–2020. issn : 0723-4864, 1432-1114. doi : 10.1007/s00348-012-1398-x.

[5] H. Aouabed, P. Legentilhomme, C. Nouar, J. Legrand. « Experimental comparison of electrochemical and dot-paint methods for the study of decaying swirling flow ». *Journal of applied electrochemistry* vol.24 n°7 (1994), p. 619–625.

[6] T. F. Ayinde. « A generalized relationship for swirl decay in laminar pipe flow ». *Sadhana* vol.35 n°2 (2010), p. 129–137. doi : 10.1007/s12046-010-0018-9.

[7] T. Bali. « Modelling of heat transfer and fluid flow for decaying swirl flow in a circular pipe ». *International communications in heat and mass transfer* vol.25 n°3 (1998), p. 349–358.

[8] T. Bali, T. Ayhan. « Experimental investigation of propeller type swirl generator for a circular pipe flow ». *International communications in heat and mass transfer* vol.26 n°1 (1999), p. 13–22.

[9] F. Beaubert, H. Pálsson, S. Lalot, I. Choquet, H. Bauduin. « Towards a better understanding of laminar decaying swirling flows using CFD ». *Preprint submitted to Elsevier* (2013).

[10] F. Beaubert, H. Pálsson, S. Lalot, I. Choquet, H. Bauduin. « Design of a device to induce swirling flow in pipes - A rational approach ». *Preprint submitted to Comptes Rendus Mécanique* (2014).

[11] J. V. Beck, C. R. St. Clair, B. Blackwell. « Inverse heat conduction » (1985).

[12] R. Cazan. « Dynamics of swirling flows induced by twisted tapes in circular pipes ». Thèse de doctorat, Georgia Institute of Technology, 2010.

[13] R. Cazan, C. K. Aidun. « Experimental investigation of the swirling flow and the helical vortices induced by a twisted tape inside a circular pipe ». *Physics of Fluids* vol.21 n°3 (2009), 037102. issn : 10706631. doi : 10.1063/1.3085699.

[14] F. Durst, J. Jovanovic, J. Sender. « LDA measurements in the near-wall region of a turbulent pipe flow ». *Journal of Fluid Mechanics* vol.295 (1995), p. 305–335. doi : 10.1017/S0022112095001984.

[15] J. G. M. Eggels, F. Unger, M. H. Weiss, J. Westerweel, R. J. Adrian, R. Friedrich, F. T. M. Nieuwstadt. « Fully developed turbulent pipe flow : a comparison between direct numerical simulation and experiment ». *Journal of Fluid Mechanics* vol.268 (1994), p. 175–210. doi : 10.1017/S002211209400131X.

[16] S. Eiamsa-ard, C. Thianpong, P. Eiamsa-ard. « Turbulent heat transfer enhancement by counter/co-swirling flow in a tube fitted with twin twisted tapes ». *Experimental Thermal and Fluid Science* vol.34 n°1 (2010), p. 53–62. issn : 0894-1777. doi : 10.1016/j.expthermflusci.2009.09.002.

[17] S. Eiamsa-ard, C. Thianpong, P. Eiamsa-ard, P. Promvonge. « Convective heat transfer in a circular tube with short-length twisted tape insert ». *International Communications in Heat and Mass Transfer* vol.36 n°4 (2009), p. 365–371.

[18] S. Eiamsa-ard, K. Wongcharee, S. Sripattanapipat. « 3-D Numerical simulation of swirling flow and convective heat transfer in a circular tube induced by means of loose-fit twisted tapes ». *International Communications in Heat and Mass Transfer* vol.36 n°9 (2009), p. 947–955. issn : 0735-1933. doi : 10.1016/j.icheatmasstransfer.2009.06.014.

[19] L. Facciolo, N. Tillmark, A. Talamelli, P. H. Alfredsson. « A study of swirling turbulent pipe and jet flows ». *Physics of Fluids* vol.19 n°3 (2007), 035105. issn : 10706631. doi : 10.1063/1.2710287.

[20] J. Fan, W. Ding, J. Zhang, Y. He, W. Tao. « A performance evaluation plot of enhanced heat transfer techniques oriented for energy-saving ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* vol.52 n°1–2 (2009), p. 33–44. issn : 0017-9310. doi : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2008.07.006.

[21] G. Fortuna, T. Hanratty. « Frequency response of the boundary layer on wall transfer probes ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* vol.14 n°9 (1971), p. 1499–1507. issn : 0017-9310. doi : 10.1016/0017-9310(71)90195-5.

[22] D. Galley, S. Ducruix, F. Lacas, D. Veynante. « Mixing and stabilization study of a partially premixed swirling flame using laser induced fluorescence ». *Combustion and Flame* vol.158 n°1 (2011), p. 155–171. issn : 0010-2180. doi : 10.1016/j.combustflame.2010.08.004.

[23] P. Geshev, N. Safarova. « Angular and transient characteristics of circular electrochemical friction probes ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* vol.42 n°16 (1999), p. 3183–3188. issn : 0017-9310. doi : 10.1016/S0017-9310(98)00369-X.

[24] J. Guo, A. Fan, X. Zhang, W. Liu. « A numerical study on heat transfer and friction factor characteristics of laminar flow in a circular tube fitted with center-cleared twisted tape ». *International Journal of Thermal Sciences* vol.50 n°7 (2011), p. 1263–1270. issn : 12900729. doi : 10.1016/j.ijthermalsci.2011.02.010.

[25] Y. Hassan, E. Dominguez-Ontiveros. « Flow visualization in a pebble bed reactor experiment using PIV and refractive index matching techniques ». *Nuclear Engineering and Design* vol.238 n°11 (2008), p. 3080–3085.

[26] I. E. Idel'cik. *Memento des pertes de charge : Coefficients de pertes de charge singulières et de pertes de charge par frottement*. Collection de la Direction des Etudes et Recherches d'Electricite de France, Paris. Eyrolles, 1969.

[27] A. Islek. « The Impact of Swirl in Turbulent Pipe Flow ». mémoire de master. Georgia Institute of Technology, 2004.

[28] Kaprawi. « Transfert de matière à la surface d'une électrode de forme complexe en régime de diffusion contrôlée : application à la métrologie des écoulements pariétaux ». Thèse de doctorat, Université de Valenciennes, 1992.

[29] A. Kehoe, P. Desai. « Compensation for refractive-index variations in laser Doppler anemometry ». *Applied optics* vol.26 n°13 (1987), p. 2582–2591.

[30] L. Labraga, N. Bourabaa, T. Berkah. « Wall shear stress from a rotating cylinder in cross flow using the electrochemical technique ». *Experiments in fluids* vol.33 n°3 (2002), p. 488–496.

[31] L. Labraga, B. Lagraa, A. Mazouz, L. Keirsbulck. « Propagation of shear-layer structures in the near-wall region of a turbulent boundary layer ». *Experiments in fluids* vol.33 n°5 (2002), p. 670–676.

[32] P. Legentilhomme, J. Legrand. « Overall mass transfer in swirling decaying flow in annular electrochemical cells ». *Journal of applied electrochemistry* vol.20 n°2 (1990), p. 216–222.

[33] P. Legentilhomme, J. Legrand. « The effects of inlet conditions on mass transfer in annular swirling decaying flow ». *International journal of heat and mass transfer* vol.34 n°4 (1991), p. 1281–1291.

[34] J. Legrand, P. Legentilhomme, H. Aouabed, M. Ould-Rouis, C. Nouar, A. Salem. « Electrodiffusional determination of momentum transfer in annular flows : axial developing and swirling decaying flows ». *Journal of applied electrochemistry* vol.21 n°12 (1991), p. 1063–1067.

[35] J. Legrand, P. Legentilhomme, S. Neto, H. Aouabed. « Mass transfer in developing flows ». *Electrochimica acta* vol.42 n°5 (1997), p. 805–811.

[36] A. Lévêque. *Les Lois de la transmission de chaleur par convection, par André Lévêque,...* Dunod, 1928.

[37] S. C. Ling. « Heat Transfer From a Small Isothermal Spanwise Strip on an Insulated Boundary ». *Journal of Heat Transfer* vol.85 n°3 (1963), p. 230–235. issn : 0022-1481. doi : 10.1115/1.3686079.

[38] N. Mahinpey. « An Electrochemical Investigation of Mass Transfer in a Pipe and a Simplified Bifurcation Model ». Thèse de doctorat, University of Toronto, 2001.

[39] Z. Mao, T. Hanratty. « Analysis of wall shear stress probes in large amplitude unsteady flows ». *International journal of heat and mass transfer* vol.34 n°1 (1991), p. 281–290.

[40] T. Maquinghen. « Métrologie tridimensionnelle instationnaire à l'aide de la méthode polarographique ». Thèse de doctorat, Université de Valenciennes, 1999.

[41] Á. Meseguer, L. Trefethen. « Linearized pipe flow to Reynolds number 10^7 ». *Journal of Computational Physics* vol.186 n°1 (2003), p. 178–197. issn : 0021-9991. doi : 10.1016/S0021-9991(03)00029-9.

[42] P. Miller, K. Danielson, G. Moody, A. Slifka, E. Drexler, J. Hertzberg. « Matching index of refraction using a diethyl phthalate/ethanol solution for in vitro cardiovascular models ». *Experiments in Fluids* vol.41 n°3 (2006), p. 375–381. issn : 0723-4864, 1432-1114. doi : 10.1007/s00348-006-0146-5.

[43] J. E. Mitchell, T. J. Hanratty. « A study of turbulence at a wall using an electrochemical wall shear-stress meter ». *Journal of Fluid Mechanics* vol.26 n°01 (1966), p. 199–221. doi : 10.1017/S0022112066001174.

[44] P. Murugesan, K. Mayilsamy, S. Suresh, P. Srinivasan. « Heat transfer and pressure drop characteristics of turbulent flow in a tube fitted with trapezoidal-cut twisted tape insert ». *International Journal of Academic Research* vol.1 n°1 (2009), p. 123–128.

[45] A. Najafi, S. Mousavian, K. Amini. « Numerical investigations on swirl intensity decay rate for turbulent swirling flow in a fixed pipe ». *International Journal of Mechanical Sciences* vol.53 n°10 (2011), p. 801–811. issn : 0020-7403. doi : 10.1016/j.ijmecsci.2011.06.011.

[46] A. Najafi, M. Saidi, M. Sadeghipour, M. Souhar. « Numerical analysis of turbulent swirling decay pipe flow ». *International communications in heat and mass transfer* vol.32 n°5 (2005), p. 627–638.

[47] W. Nernst. « Theorie der Reaktionsgeschwindigkeit in heterogenen Systemen ». *Z. phys. Chem.* vol.47 (1904), p. 52–55.

[48] R. Parchen. « Decay of swirl in turbulent pipe flows ». Thèse de doctorat, Technische Universiteit Eindhoven, 1993.

[49] M. Pashtrapanska, J. Jovanović, H. Lienhart, F. Durst. « Turbulence measurements in a swirling pipe flow ». *Experiments in Fluids* vol.41 n°5 (2006), p. 813–827. issn : 0723-4864, 1432-1114. doi : 10.1007/s00348-006-0206-x.

[50] W. Pfenninger. *Boundary Layer and Flow Control, ed. by GV Lachman*. Pergamon Press, Oxford, 1961.

[51] B. Py, J. Gosse. « Sur la réalisation d'une sonde polarographique pariétale sensible à la vitesse et à la direction de l'éoulement ». *CR Acad. Sci. Paris* vol.169 (1969), p. 401–405.

[52] B. Py. « Étude tridimensionnelle de la sous-couche visqueuse dans une veine rectangulaire par des mesures de transfert de matière en paroi ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* vol.16 n°1 (1973), p. 129–144. issn : 0017-9310. doi : 10.1016/0017-9310(73)90257-3.

[53] F. Rehimi, F. Aloui, S. Ben Nasrallah, L. Doubliez, J. Legrand. « Inverse method for electrodiffusional diagnostics of flows ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* vol.49 n°7–8 (2006), p. 1242–1254. issn : 0017-9310. doi : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.10.008.

[54] F. Rehimi. « Caractérisation expérimentale des structures tourbillonnaires derrière un cylindre en milieu confiné par la PIV et la polarographie ». Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2006.

[55] L. P. Reiss, T. J. Hanratty. « Measurement of instantaneous rates of mass transfer to a small sink on a wall ». *AIChE Journal* vol.8 n°2 (1962), p. 245–247. issn : 1547-5905. doi : 10.1002/aic.690080223.

[56] L. P. Reiss, T. J. Hanratty. « An experimental study of the unsteady nature of the viscous sublayer ». *AIChE Journal* vol.9 n°2 (1963), p. 154–160. issn : 1547-5905. doi : 10.1002/aic.690090204.

[57] R. Rey, R. Noguera. *Profils, grilles d'aubes et machines axiales*. 2008.

[58] G. Rocklage-Marliani, M. Schmidts, V. I. Vasanta Ram. « Three-Dimensional Laser-Doppler Velocimeter Measurements in Swirling Turbulent Pipe Flow ». *Flow, Turbulence and Combustion* vol.70 n°1 (2003), p. 43–67. issn : 1386-6184. doi : 10.1023/B:APPL.0000004913.82057.81.

[59] S. Saha, A. Dutta, S. Dhal. « Friction and heat transfer characteristics of laminar swirl flow through a circular tube fitted with regularly spaced twisted-tape elements ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* vol.44 n°22 (2001), p. 4211–4223.

[60] B. A. Saraç, T. Bali. « An experimental study on heat transfer and pressure drop characteristics of decaying swirl flow through a circular pipe with a vortex generator ». *Experimental Thermal and Fluid Science* vol.32 n°1 (2007), p. 158–165. issn : 08941777. doi : 10.1016/j.expthermflusci.2007.03.002.

[61] D. Seki, M. Matsubara. « Experimental investigation of relaminarizing and transitional channel flows ». *Physics of Fluids* vol.24 n°12 (2012), 124102. ISSN : 10706631. DOI : 10.1063/1.4772065.

[62] V. Sobolík, J. Tihon, O. Wein, K. Wichterle. « Calibration of electrodiffusion friction probes using a voltage-step transient ». *Journal of applied electrochemistry* vol.28 n°3 (1998), p. 329–335.

[63] V. Sobolík, O. Wein, J. Čermák. « Simultaneous measurement of film thickness and wall shear stress in wavy flow of non-Newtonian liquids ». *Collection of Czechoslovak chemical communications* vol.52 n°4 (1987), p. 913–928.

[64] W. Steenbergen, J. Voskamp. « The rate of decay of swirl in turbulent pipe flow ». *Flow Measurement and Instrumentation* vol.9 n°2 (1998), p. 67–78.

[65] W. Steenbergen. « Turbulent pipe flow with swirl ». Thèse de doctorat, Technische Universiteit Eindhoven, 1995.

[66] C. Stoots, S. Becker, K. Condie, F. Durst, D. McEligot. « A large-scale matched index of refraction flow facility for LDA studies around complex geometries ». *Experiments in fluids* vol.30 n°4 (2001), p. 391–398.

[67] C. Thianpong, P. Eiamsa-ard, P. Promvonge, S. Eiamsa-ard. « Effect of perforated twisted-tapes with parallel wings on heat transfer enhancement in a heat exchanger tube ». *Energy Procedia* vol.14 (2012), p. 1117–1123. ISSN : 1876-6102. DOI : 10.1016/j.egypro.2011.12.1064.

[68] J. Tihon, V. Sobolík. « Dynamics of electrodiffusion probes in wavy film flow ». *Proceedings of the 3rd International Workshop on Electrodiffusion Diagnostics of Flows, Dourdan, France*. 1993, p. 397–404.

[69] J. M. J. den Toonder, F. T. M. Nieuwstadt. « Reynolds number effects in a turbulent pipe flow for low to moderate Re ». *Physics of Fluids* vol.9 n°11 (1997), p. 3398–3409. ISSN : 10706631. DOI : doi:10.1063/1.869451.

[70] C. Tournier. « Étude de l'écoulement tridimensionnel instationnaire autour des cylindres par tribométrie électrochimique ». Thèse de doctorat, Université Paris VI, 1976.

[71] H. A. Vaidya, ö. Ertunç, B. Genç, F. Beyer, ç. Köksoy, A. Delgado. « Numerical simulations of swirling pipe flows- decay of swirl and occurrence of vortex structures ». *Journal of Physics : Conference Series* vol.318 n°6 (2011), 062022. ISSN : 1742-6596. DOI : 10.1088/1742-6596/318/6/062022.

[72] J. Visser, T. Jeurnink. « Fouling of heat exchangers in the dairy industry ». *Experimental Thermal and Fluid Science* vol.14 n°4 (1997), p. 407–424. ISSN : 0894-1777. DOI : 10.1016/S0894-1777(96)00142-2.

[73] S. Wiederseiner, N. Andreini, G. Epely-Chauvin, C. Ancey. « Refractive-index and density matching in concentrated particle suspensions : a review ». *Experiments in Fluids* vol.50 n°5 (2010), p. 1183–1206. ISSN : 0723-4864, 1432-1114. DOI : 10.1007/s00348-010-0996-8.

[74] X. Wu, J. R. Baltzer, R. J. Adrian. « Direct numerical simulation of a 30R long turbulent pipe flow at $R^+ = 685$: large- and very large-scale motions ». *Journal of Fluid Mechanics* vol.698 (2012), p. 235–281. DOI : 10.1017/jfm.2012.81.

[75] X. Wu, P. Moin. « A direct numerical simulation study on the mean velocity characteristics in turbulent pipe flow ». *Journal of Fluid Mechanics* vol.608 (2008), p. 81–112. DOI : 10.1017/S0022112008002085.

[76] S. Yao, T. Fang. « Analytical solutions of laminar swirl decay in a straight pipe ». *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation* vol.17 n°8 (2012), p. 3235–3246. ISSN : 10075704. DOI : 10.1016/j.cnsns.2011.11.038.

[77] S. Yapici, M. Patrick, A. Wragg. « Electrochemical study of mass transfer in decaying annular swirl flow ». *Journal of applied electrochemistry* vol.24 n°7 (1994), p. 685–693.

[78] S. Yapici, M. Patrick, A. Wragg. « Hydrodynamics and mass transfer in decaying annular swirl flow ». *International communications in heat and mass transfer* vol.21 n°1 (1994), p. 41–51.

[79] S. Yapici, M. Patrick, A. Wragg. « Electrochemical study of mass transfer in decaying annular swirl flow Part II : Correlation of mass transfer data ». *Journal of applied electrochemistry* vol.25 n°1 (1995), p. 15–22.

[80] S. Yapici, G. Yazici, C. Özmetin, H. Ersahan, Ö. Çomakli. « Mass transfer to local electrodes at wall and wall friction factor in decaying turbulent swirl flow ». *International journal of heat and mass transfer* vol.40 n°12 (1997), p. 2775–2783.

[81] L. You. « Computational Modeling of Laminar Swirl Flows and Heat Transfer in Circular Tubes with Twisted-Tape Inserts ». mémoire de master. University of Cincinnati, 2002.

[82] S. Yu, O. Kitoh. « A general formulation for the decay of swirling motion along a straight pipe ». *International communications in heat and mass transfer* vol.21 n°5 (1994), p. 719–728.

Annexe A

Éléments sur la conception du canal hydrodynamique

Cette annexe apporte quelques précisions sur la conception du banc d'essais qui a été mise en œuvre spécifiquement pour l'étude présentée dans ce mémoire de thèse.

Détails du convergent d'entrée de veine

Le convergent est un élément important pour le canal hydrodynamique puisqu'il est le dernier élément dans le sens de l'écoulement, après la chambre de tranquillisation et le nid d'abeille, qui influe sur la qualité de l'écoulement dans la veine d'essais. Dans le cas présent, le convergent doit faire la liaison entre la paroi verticale du bac de charge et le tube horizontal de la veine d'essais. Le choix d'un convergent curviligne à section circulaire apparaît comme étant naturel. Idel'cik [26] explique que pour un convergent, à mesure que la régularité de la transition de section augmente, les pertes de pression dues au rétrécissement diminuent. Avec une génératrice curviligne très allongée, le courant ne décolle pas des parois et les pertes de pression se réduisent aux pertes par frottement. Idel'cik [26] présente également l'intérêt d'une paroi curviligne dans le cas des diffuseurs à grands angles d'ouverture pour lesquels la forme courbe de la paroi prévient le décollement et atténue la formation de tourbillons. L'accroissement de l'aire de la section se produit plus lentement en entrée qu'en sortie, de sorte que le changement de gradient de pression est plus continu. Idel'cik [26] précise que de ce point de vue, le meilleur diffuseur est celui dans lequel le gradient de pression reste constant le long du canal ($\mathrm{d}p/\mathrm{d}x = \text{const}$).

Conformément aux observations présentées ci-dessus, le convergent de notre banc d'essais repose sur le critère d'une variation linéique constante de la pression dynamique :

$$\frac{\mathrm{d}\left(u^2\right)}{\mathrm{d}x} = \text{constante} = A$$

$$u^2 = A \cdot x + B$$

avec u la vitesse moyenne débitante traversant la section située à la position axiale x considérée.
à $x = 0 = x_1$, $u^2 = u_1^2$ donc $B = u_1^2$ et $u^2 = A \cdot x + u_1^2$
à $x = x_0$, $u^2 = u_0^2$ donc :

$$u_0^2 = A \cdot x_0 + u_1^2$$
$$\frac{u_0^2 - u_1^2}{x_0} = A$$
$$\frac{1}{x_0}\left[u_0^2\left(1 - \frac{u_1^2}{u_0^2}\right)\right] = A$$

or suivant la conservation du débit-volume pour un écoulement de fluide incompressible :

$$S_0 u_0 = S_1 u_1$$
$$u_0 = \frac{R_1^2}{R_0^2} u_1 = \frac{y_1^2}{y_0^2} u_1$$

donc :

$$u_0^2 = \left(\frac{y_1}{y_0}\right)^4 u_1^2$$

d'où :

$$u^2 = A \cdot x + B = u_1^2\left[\frac{1}{x_0} \cdot \left[\left(\frac{y_1}{y_0}\right)^4 - 1\right] x + 1\right]$$
$$\frac{1}{x}\left[\frac{u^2}{u_1^2} - 1\right] = \frac{1}{x_0}\left[\left(\frac{y_1}{y_0}\right)^4 - 1\right]$$
$$\frac{1}{x}\left[\left(\frac{y_1}{y}\right)^4 - 1\right] = \frac{1}{x_0}\left[\left(\frac{y_1}{y_0}\right)^4 - 1\right]$$
$$y = y_1 \cdot \left(1 + \left[\left(\frac{y_1}{y_0}\right)^4 - 1\right] \cdot \frac{x}{x_0}\right)^{-\frac{1}{4}}$$

avec $y_1 = 53 = 1.47D$, $y_0 = 18 = \frac{D}{2}$ (D diamètre du tube de la veine d'essais) ; $x_0 = 152\,\text{mm}$

La courbe génératrice ainsi obtenue (fig. A.1) est presque tangente en entrée à la paroi verticale du bac de charge (coordonnées normalisées ($\widetilde{x} = (1/(1 + \left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)^2)^{1/2}) \cdot \left(-\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)$, $\widetilde{y} = (1/(1 + \left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)^2)^{1/2})$) de la normale à la courbe au point d'entrée = (0.153, 0.988)), et approximativement tangente en sortie à la paroi horizontale de la veine d'essais (coordonnées normalisées ($\widetilde{x}$, $\widetilde{y}$) de la normale à la courbe au point de sortie = (0.999, 0.029)).

Avec un rapport de sections $A_0/A_1 = 0.1153 > 0.10$ et un angle de fermeture de $25.9342 > 25°$, les préconisations d'Idel'cik [26] sont respectées.

Le convergent a été usiné dans un jonc de polycarbonate, matière plastique relativement tendre et facile à usiner, ce qui permet d'obtenir un bon état de surface (parois intérieures lisses). Bien que cela aurait pu avoir un impact positif sur la qualité de guidage de l'écoulement, les dimensions y_1 et x_0 n'ont pas pu être choisies plus grandes, respecti-

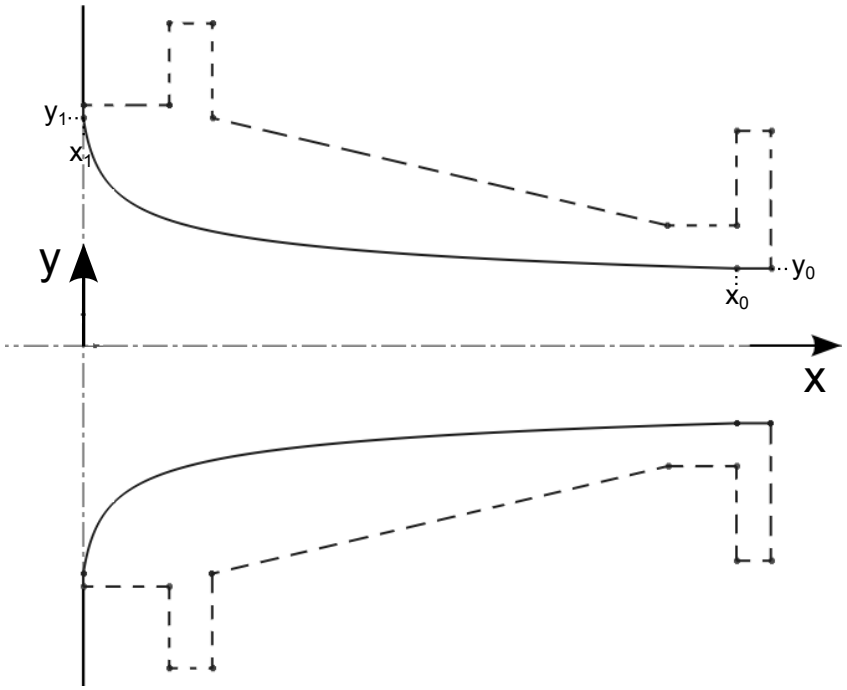


Figure A.1 – Schéma du convergent axisymétrique.

vement pour des raisons de diamètre brut maximal de jonc disponible fournisseur et de longueur d'outil de tournage à disposition.

Dimensionnement du banc d'essais et estimation *a priori* des pertes de pression

Le banc d'essais a été conçu en imposant plusieurs critères :

— la hauteur maximale du banc d'essais ne doit pas excéder 1.70 m pour des raisons de praticité d'utilisation et d'entretien ;
— la veine d'essais doit être positionnée à une hauteur d'approximativement 1.30 m pour faciliter l'utilisation des méthodes optiques de mesure d'écoulement ;
— la longueur de veine doit être d'au moins 4 m ;
— la longueur totale du banc d'essais doit être inférieure à 5 m pour des raisons d'encombrement ;
— la largeur du banc d'essais ne doit pas excéder 1 m.

Le banc d'essais est installé sur un châssis composé de profilés d'aluminium Bosch Rexroth® assemblés à l'aide d'équerres, et monté sur 4 paires de roues.

Pour que le banc ait une inertie thermique suffisante, le bac de charge, qui sert aussi de chambre de tranquillisation, a été dimensionné pour avoir une contenance de 100 litres environ. Les dimensions intérieures du bac sont $460 \times 510 \times 460$ (largeur × profondeur × hauteur). Le fond du bac de charge est percé pour installer le tube de trop-plein de diamètre 150 et de hauteur 450 environ.

Le bac de stockage a été dimensionné pour qu'en fonctionnement, la hauteur d'eau soit suffisante pour garantir le bon fonctionnement de la pompe centrifuge. Au repos, le

bac de stockage doit pouvoir contenir tout le fluide qui est présent en fonctionnement dans l'ensemble du banc d'essais. Pour obtenir une hauteur d'eau disponible entre le bac de charge et le bac de stockage la plus importante possible, le bac de stockage a été dimensionné pour avoir une hauteur minimale compte tenu des largeur et profondeur acceptables d'un point de vue équilibre du châssis. Les dimensions intérieures du bac de stockage sont $960 \times 960 \times 260$. La hauteur d'eau maximale disponible est ainsi de 1.10 m environ.

Les pertes de pression du banc d'essais ont été estimées *a priori* lors de la conception à l'aide du memento des pertes de charge (Idel'cik [26]). Compte tenu des nombres de Reynolds envisagés en turbulent, relativement faibles, et de la faible rugosité du plexiglas (0.01 mm), l'équation de Blasius est considérée valide pour le calcul des coefficients de perte de charge par unité de longueur. Pour un écoulement à nombre de Reynolds basé sur le diamètre $Re_D = 12000$, la perte de pression du système est estimée à 815 Pa (cf. tableau A.1).

Élément	Coefficient de perte de charge par unité de longueur λ	Coefficient de perte de charge hydraulique ξ	Pertes de charge (Pa)
Nid d'abeille		1.5	84.672
Convergent		0.03	1.693
Veine d'essais 4 m	0.03023	3.35891	189.604
Coude	0.03023	0.64428	36.368
Tube circulaire vertical 0.4 m	0.03023	0.33589	18.960
Coude	0.03023	0.64428	36.368
Convergent et divergent autour du débitmètre			241.156
Tube circulaire horizontal 2 m	0.03023	1.67946	94.802
Coude	0.03023	0.64428	36.368
Tube circulaire vertical 0.4 m	0.03023	0.33589	18.960
Sortie tube-entrée bac de stockage		1	56.448
		Total des pertes de pression :	815.4

Tableau A.1 – Estimation *a priori* des pertes de pression du banc d'essais pour $Re_D = 12000$.

Le nombre de Reynolds maximal limité par les pertes de pression du circuit est estimé avec les mêmes formules et à l'aide d'un calcul de scénario sous un logiciel de

type tableur en imposant une valeur cible d'1 mH_2O pour les pertes de pression du circuit, ce qui correspond environ à la hauteur d'eau maximale disponible. Ce nombre de Reynolds est estimé à environ 45000 (cf. tableau A.2).

Élément	Coefficient de perte de charge par unité de longueur λ	Coefficient de perte de charge hydraulique ξ	Pertes de charge (Pa)
Nid d'abeille		1.5	1197.217
Convergent		0.03	23.944
Veine d'essais 4 m	0.021709	2.412101	1925.201
Coude	0.021709	0.46267	369.278
Tube circulaire vertical 0.4 m	0.021709	0.24121	192.520
Coude	0.021709	0.46267	369.278
Convergent et divergent autour du débitmètre			3409.815
Tube circulaire horizontal 2 m	0.021709	1.20605	962.600
Coude	0.021709	0.46267	369.278
Tube circulaire vertical 0.4 m	0.021709	0.24121	192.520
Sortie tube-entrée bac de stockage		1	798.144
		Total des pertes de pression :	9809.8

Tableau A.2 – Estimation *a priori* des pertes de pression du banc d'essais pour une perte de pression totale de 1 mH_2O (avec déduction du nombre de Reynolds correspondant : $Re_D = 45123$).

Le banc d'essais est donc surdimensionné compte tenu des débits maximaux désirés. Cela est cependant volontaire puisque ces débits sont attendus également en présence du swirler, pour lequel les pertes de pression engendrées n'étaient pas estimables *a priori* au moment de la conception.

Contribution Expérimentale à l'Étude d'Écoulements Internes avec Swirl

Résumé :

Ce travail expérimental s'intéresse à l'écoulement en aval d'un swirler statique court. L'induction d'un mouvement de swirl est une solution connue pour augmenter le gradient pariétal de vitesse. L'augmentation du frottement pariétal présente un intérêt industriel dans les échangeurs de chaleur pour accroître leurs potentiels de transfert de chaleur et diminuer leurs vitesses d'encrassement. Nous proposons d'approfondir la connaissance des écoulements avec swirl décroissant à faibles nombres de Reynolds pour lesquels l'intérêt énergétique est a priori plus important. Dans un premier temps, le champ d'écoulement est caractérisé à l'aide de méthodes optiques, pour identifier le type de tourbillon caractérisant le swirl. Dans un second temps, la méthode électrochimique est utilisée pour mesurer le frottement pariétal instationnaire. Par analogie, ces mesures permettent d'obtenir une première estimation du transfert de chaleur en écoulement anisotherme.

Mots clés : écoulements internes, conduites circulaires, frottement pariétal, swirl.

Abstract:

This experimental work is interested in understanding the flow downstream a short static swirler. Inducing a swirl motion is a known solution to increase the wall velocity gradient. The increase in wall shear stress is useful in industrial heat exchangers in order to enhance their heat transfer capabilities and reduce their fouling rates. We try to go deeper into knowledge of decaying swirl flows, for low Reynolds number for which energy interest is greater a priori. First, we study the flow field with optical methods in order to identify type of vortex characteristics of the swirl. Second, electrochemical method is used to measure the unsteady wall shear stress. By analogy, these measurements give a first estimate of the heat transfer for the case of non-isothermal flows.

Keywords: internal flows, circular pipes, wall shear stress, swirl.