



Titre: Décollement mobile dans les écoulements bidimensionnels et
Title: instationnaires

Auteur: Pauline Beaudoux
Author:

Date: 2016

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Beaudoux, P. (2016). Décollement mobile dans les écoulements bidimensionnels
et instationnaires [Master's thesis, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/2087/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/2087/>
PolyPublie URL:

**Directeurs de
recherche:** Jérôme Vétel
Advisors:

Programme: Génie mécanique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

DÉCOLLEMENT MOBILE DANS LES ÉCOULEMENTS BIDIMENSIONNELS ET
INSTATIONNAIRES

PAULINE BEAUDOUX
DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE MÉCANIQUE)
MARS 2016

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

DÉCOLLEMENT MOBILE DANS LES ÉCOULEMENTS BIDIMENSIONNELS ET
INSTATIONNAIRES

présenté par : BEAUDOUX Pauline

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. VO Huu Duc, Ph. D., président

M. VÉTEL Jérôme, Doctorat., membre et directeur de recherche

M. WEISS Julien, Ph. D., membre

DÉDICACE

J'aimerais dédicacer ce mémoire à toute la petite famille : mes parents et ma petite soeur. Vous qui m'avez toujours soutenue dans les meilleurs moments comme dans les pires, vous qui m'avez encouragée et accompagnée tout ce temps. C'est aussi grâce à vous que j'en suis arrivée là.

...

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de recherche Jérôme Vétel pour m'avoir proposé ce sujet, guidé, conseillé et fourni une aide financière durant toute la durée du projet. Je le remercie aussi pour sa disponibilité et pour sa bonne humeur.

Ensuite j'aimerais remercier mes différents collègues du laboratoire : Marc-Étienne et Philippe, pour vos conseils et votre enthousiasme.

De manière plus générale, j'aimerais remercier toutes les personnes qui m'ont aidées sur mon projet : mes collègues, les stagiaires et les techniciens.

Je tiens à remercier le responsable des échanges étudiant au Canada du département de Génie Mécanique et Conception de l'INSA de Lyon Minh Tu Pham qui m'a conseillé et orienté vers l'École Polytechnique Montréal et suivi durant toute la durée de mon Double Diplôme au Canada.

Pour finir, j'aimerais encore remercier toute ma petite famille qui m'a encouragée et soutenue tout au long de mon séjour au Canada.

RÉSUMÉ

Ce mémoire étudie le décollement de la couche limite, particulièrement les critères de localisation du point de décollement et le calcul de la forme du profil pour des écoulements instationnaires. Nous défendons la théorie d'un point de décollement situé en dehors de la paroi pour des écoulements où l'on ne peut pas définir une moyenne temporelle.

Une première étude sur différents écoulements permet de se familiariser avec les théories de détection du décollement (appelés aussi critères de détection). Pour cela nous utilisons la solution analytique d'un écoulement généré par un cylindre en rotation et en translation au voisinage d'une paroi. La translation prend plusieurs formes (oscillation, avance rectiligne uniforme, avance couplée à une oscillation), le but étant de travailler avec plusieurs catégories d'écoulements bidimensionnels (stationnaire, instationnaire périodique...). Nous calculons (numériquement) les positions des points et la forme des profils de décollement (forme de la courbe d'éjection des particules) pour chacun des écoulements. Nous observons que lorsque le cylindre effectue une translation uniforme (et une avance oscillatoire) nous arrivons à capturer un point de décollement hors paroi.

Nous recréons en laboratoire les écoulements étudiés auparavant et utilisons les données de nos expériences pour calculer les lieux et profils du décollement, nous validons ainsi la plupart de nos observations et statuons sur la présence ou non d'un point de décollement à la paroi. Nous proposons également un modèle d'évolution temporelle de ce point.

ABSTRACT

In this work we study two types of unsteady separation in two-dimensional flows: fixed and moving separation. We support the fact that moving separation is located inside the flow and not on the wall in unsteady flows where a temporal average cannot be defined.

We first apply recent theories to an analytical solution of the rotor-oscillator flow, which is a flow generated by a rotating cylinder placed parallel to a wall, thus generating a separation on the wall. Since, in addition, the cylinder can be simultaneously translated along the wall with any desired velocity profile (an oscillation, a constant translation velocity or a constant translation velocity superimposed on an oscillating movement), separation can be easily manipulated and studied under different flow conditions (steady, periodic, etc.). For each case, the location of separation as well as the shape of the separation profile are estimated. We observe that for non-periodic cases, the separation point is indeed off the wall without any connection to on-wall quantities.

An experimental setup is used to complete these observations through PIV velocity measurements. Results confirm previous findings and a method to obtain the separation point and profile is proposed when the flow is periodic in the reference frame moving with the cylinder.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vi
TABLE DES MATIÈRES	vii
LISTE DES TABLEAUX	ix
LISTE DES FIGURES	x
LISTE DES ANNEXES	xiv
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
1.1 Contexte	1
1.2 Problématique et objectifs	1
1.3 Organisation du mémoire	2
CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE	3
CHAPITRE 3 THÉORIE ET OBSERVATIONS NUMÉRIQUES DU DÉCOLLEMENT	6
3.1 Familiarisation avec le décollement : Théories de Prandtl et Haller	6
3.1.1 Comportement général	6
3.1.2 Le profil de décollement	7
3.1.3 Le point de décollement	8
3.2 Applications aux écoulements à moyenne temporelle convergente : le décollement fixe	9
3.2.1 Le cylindre en rotation uniforme	10
3.2.2 Le cas instationnaire periodique	14
3.3 Applications aux écoulements à moyenne temporelle divergente : le décollement mobile.	17
3.3.1 Le cylindre en rotation et translation uniforme	17
3.3.2 Le cylindre en translation et oscillation couplée	20

3.3.3	Vers une autre méthode de caractérisation du point décollement . . .	23
CHAPITRE 4 BANC D'ESSAI ET MÉTHODE DE CALCUL DU CHAMPS DE VI-		
	TESSE	25
4.1	Montage expérimental	25
4.1.1	Matériel mécanique	25
4.1.2	Commande électrique	26
4.2	Méthode de détermination du champ de vitesse	27
4.2.1	Principe général	27
4.2.2	Mode d'emploi des mesures	28
4.3	Méthodes de post-traitement	31
4.3.1	Programmation	31
4.3.2	Méthode de calcul complémentaire	32
CHAPITRE 5 COMPORTEMENT RÉEL DU DÉCOLLEMENT : APPLICATION		
	DES THÉORIES SUR UN ÉCOULEMENT CONTROLÉ EN LABORATOIRE .	35
5.1	Le décollement fixe : cas stationnaire et périodique	35
5.1.1	Le cas stationnaire : le cylindre en rotation simple	36
5.1.2	Le cas instationnaire périodique : le cylindre en oscillation	38
5.2	Le décollement mobile : avance et avance oscillation	39
5.2.1	Le cylindre en avance seule	39
5.2.2	Le cylindre en avance-oscillation	41
5.2.3	Visualisation des images PIV	43
5.3	Investigation sur le cas intermédiaire	45
CHAPITRE 6 CONCLUSION		
6.1	Synthèse des travaux	53
6.2	Limitation de la solution proposée	53
6.3	Améliorations futures	54
6.4	Perspectives	54
RÉFÉRENCES		
ANNEXES		
		56

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 5.1	Tableau des paramètres pour l'acquisition en régime stationnaire. . .	36
Tableau 5.2	Tableau des paramètres pour l'acquisition en régime instationnaire périodique.	39
Tableau 5.3	Tableau des paramètres pour l'acquisition du cylindre en translation uniforme.	41
Tableau 5.4	Paramètres du moteur pour l'avance oscillation.	41
Tableau 5.5	Tableau des paramètres d'acquisition pour le cylindre en avance oscillante.	42
Tableau 5.6	Paramètres du moteur pour l'oscillation de grande amplitude. . . .	45
Tableau 5.7	Paramètres d'acquisition pour le cylindre en oscillation de grande amplitude.	46

LISTE DES FIGURES

Figure 2.1	Profils de vitesses issus de Sears et Telionis (1975). La colonne 1 (à gauche) présente les lignes de courant de l'écoulement stationnaire dans le référentiel absolu pour : (a) une plaque qui avance vers la droite, (b) une plaque fixe et (c) une plaque qui recule vers la gauche. La colonne 2 (au centre) présente le profil de vitesse associé à la colonne 1. La colonne 3 (à droite) présente le profil de vitesse exprimé dans le référentiel de la plaque en retranchant la vitesse de la plaque à l'écoulement (l'écoulement devient instationnaire sur une paroi fixe). Le point S indique le lieu du point de décollement (« separation » en anglais).	5
Figure 3.1	Profil de décollement instationnaire. La courbe $\mathcal{M}(t)$ attire les particules adjacentes. Figure tirée de Haller (2004).	6
Figure 3.2	Comportement des lignes de particules $\mathcal{L}(t_0)$, $\mathcal{N}(t_0)$ et $\mathcal{M}(t_0)$. En temps négatifs, le profil de décollement $\mathcal{M}(t_0)$ ne tend pas vers la paroi à l'opposé de $\mathcal{L}(t_0)$ et $\mathcal{N}(t_0)$. Figure tirée de Haller (2004).	7
Figure 3.3	Schéma du mouvement du cylindre (de rayon R situé à une distance y_c de la paroi) en présence d'une paroi fixe : la vitesse de rotation est Ω , l'avance est prise sous la forme $U_c = U_0 + \beta \cos(\omega t)$, la valeur des constantes sera précisée dans chaque cas.	10
Figure 3.4	Iso-contours de la composante de vitesse u autour du cylindre dans le cas stationnaire. Le profil de décollement est tracé pour les ordres 1 en noir, 2 en rouge, 3 en orange et 4 en jaune. Les lignes de courants sont représentées en gris avec leur orientation. Le cadre blanc délimite la zone d'agrandissement de la figure (b).	12
Figure 3.5	Point et profil de décollement fixe pour un écoulement stationnaire calculé pour $\Omega = 1$ et différents pas de temps : (a) $t = 0$ s, (b) $t = 50$ s, (c) $t = 100$ s et (d) $t = 250$ s. L'ordre 1 du profil est représenté en noir et l'ordre 2 en rouge. L'évolution temporelle des lignes de particules est donné, la coloration dépend de la position initiale par rapport au profil d'ordre 2 (bleu en amont et vert en aval).	13
Figure 3.6	Profil de décollement à l'ordre 1 (noir) et 2 (rouge) pour un écoulement périodique avec tracé des lignes de trajectoires pour : (a) $t = 4.3T$, (b) $t = 8.6T$, (c) $t = 12.8T$, (d) $t = 16T$. Les lignes de courant instantanées sont représentées en gris.	15

Figure 3.7	Variation temporelle du profil d'ordre 1 et 2 calculé à : $t = 2T/5$ (rouge), $t = T/2$ (vert), $t = 4T/5$ (bleu) et $t = T$ (noir) prédits par Haller.	16
Figure 3.8	Cylindre en translation uniforme pour : $t = 0$ pour la figure (a), $t = 80$ pour la figure (b), $t = 140$ pour la figure (c) et $t = 200$ pour la figure (d) avec tracé de lignes de courant (en gris), lignes de particules proche paroi (bleu) et lignes de particules éjectées (rouge).	18
Figure 3.9	Comportement des lignes de particules (en bleu) avec décollement (en rouge) et tracé des lignes de courant autour du cylindre (en gris) pour : (a) $t = 0$, (b) $t = 80$, (c) $t = 200$ avec agrandissement sur la figure (d). La position instantanée du cylindre a été retranchée à l'écoulement. Le cadre orange délimite la zone d'agrandissement.	20
Figure 3.10	Comportement des lignes de particules dans le repère relatif au cylindre pour différents temps : (a) $t = 0$, (b) $t = 2.4T$, (c) $t = 5.6T$, (d) $t = 8T$. La coloration bleue met l'emphasis sur les particules non décollées pour des $t > 0$ tandis que la couleur rouge montre l'arrachage. Les lignes de courants sont représentées en gris.	21
Figure 3.11	Comportement des lignes de particules dans le référentiel du cylindre pour différents temps : (a) $t = 0$, (b) $t = 2.4T$, (c) $t = 5.6T$, (d) $t = 8T$. Les particules initialement ($t = 0$) en amont du cylindre ($x - x_c < 0$) sont tracées en noir et celles en aval ($x - x_c > 0$) sont en rouge, la coloration bleue met l'accent sur les particules non décollées pour des $t > 0$. Les lignes de courants sont colorées en gris.	22
Figure 3.12	Comportement de collecteurs stable $\mathcal{N}(t)$ et instable $\mathcal{M}(T)$ autour d'un point selle lagrangien noté x_s . Le collecteur stable $\mathcal{N}(t)$ attire les particules vers le point selle (flèches vers x_s) tandis que le collecteur instable $\mathcal{M}(T)$ éloigne les particules du point selle (flèches vers l'extérieur). Figure tirée de Miron et Vétel (2015).	23
Figure 4.1	Photo du montage	26
Figure 4.2	Schéma de la commande électrique du montage.	27
Figure 4.3	Mécanisme d'échantillonnage de 5 périodes d'oscillation et reconstitution d'une période à 52 points de mesure.	29
Figure 4.4	Schéma du positionnement.	30
Figure 4.5	Tracé des profils calculés par dérivées discrètes à partir de régression par un polynôme de degrés 3 (en orange), 4 (en bleu) et 5 (en rouge) superposés aux profils analytiques de Haller d'ordres 1 et 2 (cercles noir).	33

Figure 4.6	Tracé du profil d'ordre 1 et 2 pour différents temps par une régression polynomiale de degré 5 : la courbe rouge pour le temps $t = 2T/5$, la courbe verte pour $t = T/2$, la courbe noire pour $t = 4T/5$ et la courbe bleue pour $t = T$. Le profil théorique de Haller (cercles) est superposé aux courbes précédentes pour les mêmes temps.	34
Figure 5.1	Image caméra avec superposition du profil calculé à partir des formules de Haller jusqu'à l'ordre 2 (courbes en jaune) pour le cas stationnaire. Les champs de vitesse sont moyennés sur 500 fichiers, les images caméras sur 500 fichiers consécutifs. L'unité des axes est le mm.	37
Figure 5.2	Profils calculés par des polynômes de degrés 5, les dérivées discrètes de la courbe noire sont calculées en utilisant dix points selon x (centrage) et y , celles de la courbe bleu ont deux points supplémentaires selon x (un en amont et aval) et celles de la courbe rouge utilisent deux points supplémentaires selon y	38
Figure 5.3	Profil d'ordre 1 calculé à l'aide de Taylor de degrés 5 superposé aux images caméras pour les temps : a) $t = T/4$, b) $t = T/2$, c) $t = 3T/4$ et d) $t = T$	40
Figure 5.4	Visualisation du décollement mobile pour le cylindre en translation uniforme, le comportement autour de ce point est accentué par le tracé de quatre portions de courbe.	41
Figure 5.5	Comportement de collecteurs stable $\mathcal{N}(t)$ et instable $\mathcal{M}(T)$ autour d'un point selle lagrangien noté x_s . Le collecteur stable $\mathcal{N}(t)$ attire les particules vers le point selle (flèches vers x_s) tandis que le collecteur instable $\mathcal{M}(T)$ éloigne les particules du point selle (flèches vers l'extérieur). Figure tirée de Miron et Vétel (2015).	42
Figure 5.6	Superposition des collecteurs du point selle aux images PIV pour différentes fractions de la période : (a) $t = 2T/5$, (b) $t = 3T/5$, (c) $t = 4T/5$ et (d) $t = T$. La visualisation se fait dans le repère du cylindre.	44
Figure 5.7	Superposition des collecteurs pour différentes fractions de la période : rouge pour $t = 2/5T$, vert pour $t = 3/5T$, bleu pour $t = 4/5T$ et noir pour $t = T$	45

Figure 5.8	Iso-contours du champ de vitesse u reconstitué pour différents temps : $t = T/10$ pour la figure (a), $t = 7T/10$ pour (b), $t = 8T/10$ pour (c) et $t = T$ pour (d). La ligne présentant un double arrachage de particules est colorisée en rouge, celles présentant un décollement fixe sont visibles en bleu, les particules sont représentées sous la forme de points noirs. L'unité utilisée est le mètre.	49
Figure 5.9	Images PIV de l'oscillation de grande amplitude pour les temps $t = 9T/10$ (a) et $t = T$ (b). Les images sont issues d'un seul des trois segments. L'unité utilisée est le millimètre.	50
Figure 5.10	Trajectoire du point de décollement mobile lors du mouvement du cylindre de gauche à droite.	51
Figure 5.11	Variation des angles de collecteurs instable (bleu) et stable (vert) en fonction de l'abscisse. Les angles sont exprimés en radian et la position x est en mètre.	51
Figure 5.12	Variation du taux de déformation des collecteurs instable (bleu) et stable (vert) en fonction de l'abscisse. Les abscisse où les différentes courbes viennent croiser un taux de déformation nul sont indiquées. . .	52

LISTE DES ANNEXES

Annexe A	Solution de Klonowska-Prosnak et Prosnak	56
----------	--	----

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

1.1 Contexte

Le décollement de la couche limite est un problème bien connu des industriels. Il engendre une perte de performance dans de nombreux systèmes utilisant des parois solides : l'une des conséquences de ce décollement concerne le domaine de l'aéronautique, plus précisément l'écoulement sur l'extrados d'une aile d'avion. Si l'angle d'incidence est trop important, la couche limite décolle du profil et il en résulte une importante perte de portance.

Pour pallier la perte de performance et les effets non désirés du décollement de la couche limite, la compréhension et le contrôle de ce phénomène est une priorité. Cependant avant de pouvoir le réguler, il est d'abord nécessaire de le détecter.

1.2 Problématique et objectifs

Les critères de détection développés jusqu'à présent sont uniquement basés sur un concept de décollement fixe, c'est à dire immobile par rapport à la paroi, alors que certaines constatations numériques récentes tendent à montrer que pour certains écoulements, le décollement semble au contraire mobile voire détaché de la paroi.

L'objectif principal de ce mémoire est la capture et la caractérisation de ce point particulier. Nous souhaitons développer un critère de détection inspiré des théories existantes mais prenant en compte l'hypothèse d'un décollement hors paroi. Si nous arrivons à prouver l'existence d'un tel point, nous voulons aussi proposer un modèle d'évolution en plus d'un critère de capture. En plus de localiser le lieu du décollement, nous envisageons l'étude de la géométrie de l'arrachage des particules de fluide (profil du décollement).

Pour cela nous allons avoir besoin de :

- Développer un modèle mathématique du décollement mobile
- Valider ce modèle sur un écoulement connu analytiquement
- Mettre en place une expérience de laboratoire afin de vérifier la pertinence du modèle vis à vis des résultats expérimentaux
- Finalement comparer les prédictions au comportement réel du phénomène

La mise en place d'un nouveau critère de détection permettrait d'améliorer et potentiellement d'étendre la prédiction de ce phénomène aux écoulements turbulents, qui sont les écoulements les plus couramment rencontrés en pratique. Obtenir un critère de décollement mobile repré-

sente donc une originalité en soi. En outre, la validation expérimentale des critères existants n'a pratiquement pas encore été réalisée car elle nécessite des données complexes à acquérir.

1.3 Organisation du mémoire

Dans le Chapitre 2, nous proposerons un bref historique de l'évolution de la détection du décollement.

Nous nous familiariserons avec les différentes théories du comportement du décollement dans le Chapitre 3. Nous appliquerons les critères de détection sur différents écoulements connus analytiquement afin de capturer numériquement le lieu de décollement.

Une approche expérimentale est ensuite entreprise, nous présenterons dans le Chapitre 4 notre banc de mesure et les méthodes de calcul utilisées.

Dans le Chapitre 5, nous comparerons les données issues de l'expérience aux hypothèses faites dans le Chapitre 3.

Nous conclurons sur la validité des différents critères de détection du décollement.

CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE

La théorie du décollement de la couche limite a été énoncée pour la première fois par Prandtl en 1904 : le décollement se situe à la paroi au point d'annulation de la contrainte de cisaillement avec présence d'un gradient (axial) de signe négatif. Cette formulation constitue le premier critère de détection du décollement, il est valable uniquement pour les écoulements stationnaires et bidimensionnels. Cette restriction a permis aux scientifiques de s'interroger sur la mise en place d'autres critères pouvant s'appliquer aux écoulements instationnaires bidimensionnels et tridimensionnels.

Le développement depuis le siècle dernier des outils mathématiques et des techniques de simulation numérique appuie la recherche et le développement de nouveaux critères de détection. C'est le cas de Sears et Telionis (1975) qui se servent de la résolution des équations de la couche limite pour capturer le point de décollement : ce point est caractérisé par la présence d'une dégénérescence de ces équations (singularité à la résolution). Ces mêmes équations sont utilisées par Van Dommelen et Cowley (1990) mais leur étude se fait dans un référentiel lagrangien où la résolution est plus simple. Même si cette méthode fonctionne pour certains écoulements, l'emploi des équations de la couche limite pour détecter le décollement pose problème dès lors que l'écoulement sur lequel on les applique n'admet plus l'approximation de couche limite.

C'est seulement en 2004 qu'un critère de décollement pour les écoulements instationnaires bidimensionnels a été formulé et qu'une théorie sur la forme de ce dernier a été énoncée.

Haller (2004) approche la physique lagrangienne du décollement en raisonnant par analogie avec les systèmes dynamiques bien que la formulation de son critère ne fasse intervenir uniquement des variables eulériennes. Il en résulte une étude de l'écoulement facilitée (il s'affranchit de l'historique des particules de fluide) et une possibilité de mettre en place un dispositif de contrôle (nous rappelons que les principaux mécanismes de régulations sont basés sur des points de mesure fixe et donc des variables eulériennes).

Haller (2004) caractérise le décollement à l'aide de la notion de collecteur (« manifold » en anglais) : c'est une ligne matérielle attachée à la paroi qui « éjecte » (le comportement sera détaillé dans le chapitre 3) des particules de fluide pour des temps $t > 0$ (voir Haller, 2000, pour plus de précisions sur la physique de ces lignes matérielles). Le décollement est défini comme le lieu d'ancrage de cette ligne à la paroi.

Deux comportements du décollement sont détaillés : un mobile et un fixe. Le fixe n'apparaît que pour des écoulements où la moyenne temporelle est définie (plus de détails seront

donnés dans le chapitre 3). Ce type de décollement a depuis été généralisé aux écoulements tridimensionnels stationnaires (Surana *et al.*, 2006) et instationnaires (Surana *et al.*, 2008). Le décollement mobile est plus difficile à traiter dû à la possible évolution temporelle de ce point : il peut rester à une abscisse ou changer de position à chaque instant voire même disparaître de l'écoulement. De ce fait les outils de capture du décollement fixe ne peuvent pas s'appliquer ici. Surana et Haller (2008) proposent donc un nouveau moyen de détection pour des écoulement présentant plusieurs échelles de temps (« slow-fast systems » en anglais) : le décollement est localisé au lieu d'annulation de la contrainte de cisaillement (condition de Prandtl) appliquée à la composante moyenne de l'écoulement (il y a nécessité de calculer au préalable la moyenne de l'écoulement). Le développement de ces critères de détection a beau être une avancée majeure, peu de vérifications expérimentales ont été mises en place. Weldon *et al.* (2008) étudie sur un banc de mesure le cas d'un écoulement sollicité par un cylindre en rotation et translation (de type oscillation) en présence d'une paroi solide. Bien que ses résultats viennent confirmer la théorie de Haller, Weldon n'utilise pas directement les données de ces expériences pour calculer la position du point de décollement : ces manipulations viennent seulement illustrer les résultats de simulations numériques faites ultérieurement.

À ce jour il n'y a pas à notre connaissance de validation « purement » expérimentale de la théorie de Haller. Les seuls résultats connus sont issus de modèles numériques simples (comme la bulle de décollement de Ghosh *et al.*, 1998) ou proviennent d'écoulements construits à partir de développement en série de Taylor au voisinage de la paroi (écoulement vérifiant l'équation de Navier-Stokes, Surana *et al.*, 2006). Les recherches menées sur ces derniers montrent que le décollement est seulement fonction de grandeurs à la paroi (vitesse ou contrainte de cisaillement exprimées à la paroi par exemple). Ce constat paraît à priori logique mais il peut être remis en cause par le fait que l'écoulement en question a été construit à partir d'un développement en série de Taylor utilisant des données prises à la paroi.

Comme nous l'avons vu, toutes les théories précédentes présentent le décollement comme un phénomène situé à la paroi. Cependant certaines observations montrent qu'un raisonnement sur les données de paroi est trop restrictif et ne permet pas forcément de détecter un point décollement.

Le principe MRS, issu du travail des chercheurs Rott (1956), Moore (1958), Sears et Telionis (1975), annonce que l'annulation de la contrainte de cisaillement à la paroi n'est pas obligatoirement un gage de décollement pour les écoulements instationnaires. Ils ajoutent, pour ces mêmes écoulements, que les données de l'écoulement permettent de localiser ce point.

Ces conclusions proviennent de l'étude d'un écoulement stationnaire en présence d'une paroi mobile comme l'illustre la figure 2.1 .

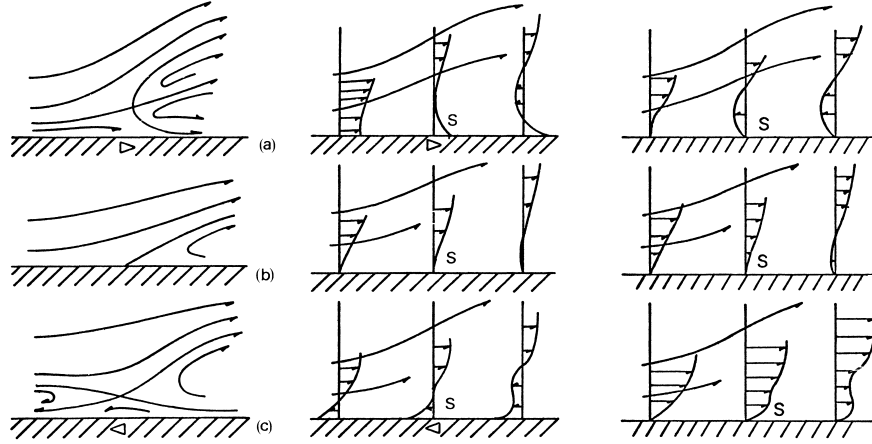


Figure 2.1 Profils de vitesses issus de Sears et Telionis (1975). La colonne 1 (à gauche) présente les lignes de courant de l'écoulement stationnaire dans le référentiel absolu pour : (a) une plaque qui avance vers la droite, (b) une plaque fixe et (c) une plaque qui recule vers la gauche. La colonne 2 (au centre) présente le profil de vitesse associé à la colonne 1. La colonne 3 (à droite) présente le profil de vitesse exprimé dans le référentiel de la plaque en retranchant la vitesse de la plaque à l'écoulement (l'écoulement devient instationnaire sur une paroi fixe). Le point S indique le lieu du point de décollement (« separation » en anglais).

Le profil de vitesse de l'écoulement stationnaire est regardé dans un premier temps (colonne 2 de la figure 2.1) : un décollement est présent pour chacun des mouvements de la plaque.

Un changement de référentiel permet alors d'étudier le cas d'un écoulement instationnaire en présence d'une paroi fixe : la vitesse de la plaque est retranchée à tout l'écoulement. Le profil associé à ce changement de référentiel est donné par la colonne 3 de la figure 2.1. Bien qu'il y ait présence d'un décollement sur la figure 2.1(c) à la colonne 2 avec inversion du profil, la figure 2.1(c) de la colonne 3 ne montre aucun signe d'annulation du gradient à la paroi. De même, pour la figure 2.1(a) le décollement qui était visible sur le profil du milieu de la colonne 2 est maintenant situé sur le profil de gauche de la colonne 3 (soit en amont du précédent).

Ces observations tendent à prouver qu'un raisonnement sur l'annulation de la contrainte de cisaillement à la paroi reste valable pour les écoulements stationnaires (comme le montre le cas (b) de la figure 2.1), mais reste délicat à manipuler pour les écoulements instationnaires. La détection du décollement doit donc se baser sur des données de l'écoulement.

L'une des théories qui découle de ce principe est la possibilité d'un point de décollement localisé dans l'écoulement en dehors de la paroi. C'est ce qu'ont observé Cassel et Conlisk (2014) et Miron et Vétel (2015) pour des écoulements instationnaires où les moyennes temporelles n'étaient pas définies (cas du décollement mobile selon Haller).

Ce sont ces aspects que nous allons donc étudier.

CHAPITRE 3 THÉORIE ET OBSERVATIONS NUMÉRIQUES DU DÉCOLLEMENT

La première partie de ce mémoire s'intéresse aux deux principales théories de la prédiction du point et de la forme du profil de décollement. Après une familiarisation avec les critères développés par Prandtl et Haller, l'étude numérique d'un écoulement connu analytiquement permettra de statuer sur la validité du comportement du point et du profil de décollement. Nous n'allons traiter ici que les écoulements bidimensionnels (2D) et incompressibles.

Notation et Vocabulaire :

Les composantes d'un champ de vitesse bidimensionnel $\vec{V}$ selon les directions $\vec{x}$ et $\vec{y}$ seront appelées respectivement $u(x, y, t)$ et $v(x, y, t)$.

3.1 Familiarisation avec le décollement : Théories de Prandtl et Haller

3.1.1 Comportement général

Haller définit le décollement comme une courbe matérielle (ou « manifold » en anglais) qui attire et éjecte les particules de fluides de son voisinage, le point de décollement étant le lieu d'ancrage de cette ligne à la paroi (voir figure 3.1).

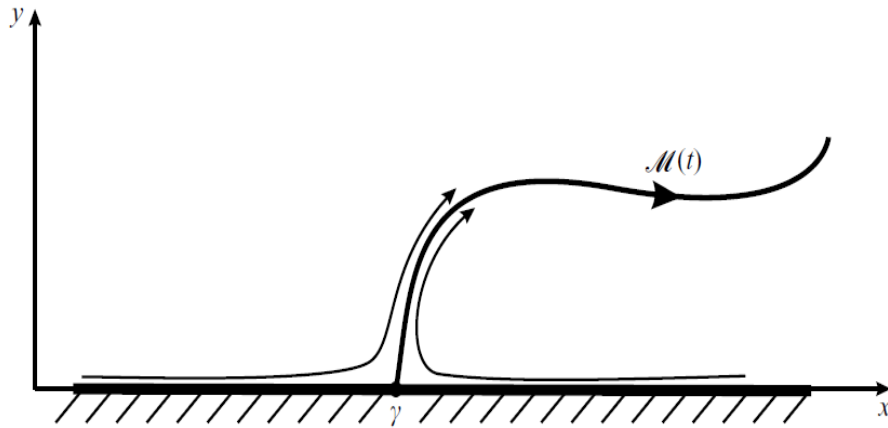


Figure 3.1 Profil de décollement instationnaire. La courbe $\mathcal{M}(t)$ attire les particules adjacentes. Figure tirée de Haller (2004).

L'originalité de cette approche réside dans le fait que la caractérisation du point et du profil se

fera en raisonnant sur des temps arrières (négatifs). Plus précisément, les particules éjectées à l'instant t_0 doivent obligatoirement tendre vers la paroi en des temps $t < t_0$ (voir figure 3.2).

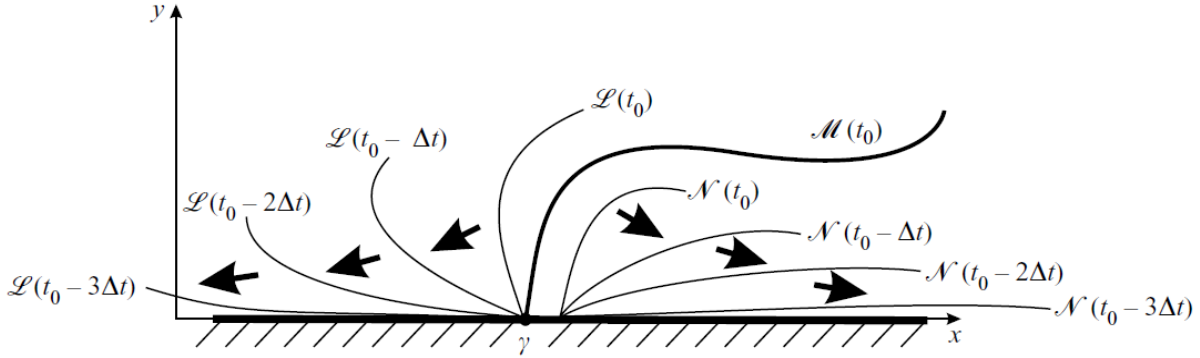


Figure 3.2 Comportement des lignes de particules $\mathcal{L}(t_0)$, $\mathcal{N}(t_0)$ et $\mathcal{M}(t_0)$. En temps négatifs, le profil de décollement $\mathcal{M}(t_0)$ ne tend pas vers la paroi à l'opposé de $\mathcal{L}(t_0)$ et $\mathcal{N}(t_0)$. Figure tirée de Haller (2004).

3.1.2 Le profil de décollement

La connaissance du comportement du profil de décollement est essentielle pour pouvoir raisonner sur la position du point de décollement. Ainsi il est nécessaire de poser les propriétés mathématiques et géométriques qu'elle devra respecter.

Haller énonce trois règles fondamentales pour qu'une courbe matérielle puisse être appelée profil de décollement : l'unicité, la non tangence à la paroi et la dérivation bornée à la paroi. L'unicité du profil de décollement est illustrée sur la figure 3.2 : bien que les deux lignes $\mathcal{L}(t_0)$ et $\mathcal{M}(t_0)$ émergent du point de décollement γ , seulement $\mathcal{L}(t_0)$ convergera vers la paroi en des temps négatifs. Le profil de décollement est donc la ligne matérielle $\mathcal{M}(t_0)$. La condition de non tangence permet d'introduire un nouveau paramètre : l'angle de décollement qui se définit comme l'angle entre la droite tangente au profil et la normale à la paroi. Les dérivées bornées et le comportement physique attractif de la courbe permettent de définir l'équation locale du comportement du profil de décollement sous la forme suivante :

$$x = \gamma + yF(y, t) \quad (3.1)$$

où $F(y, t)$ est écrite comme un développement de Taylor autour du point de décollement γ :

$$F(y, t) = f_0(t) + yf_1(t) + \frac{1}{2}y^2f_2(t) + \dots \quad (3.2)$$

Notation et Vocabulaire :

*Pour renseigner le lecteur sur le degré de calcul du profil de décollement et alléger la notation, nous appellerons par la suite **profil d'ordre n** ou **Haller d'ordre n** le calcul de la courbe de décollement allant jusqu'au coefficient f_{n-1} , l'ordre 1 étant par définition le calcul du profil sous la forme de la droite $x = \gamma + yf_0(t)$.*

Cette formulation est bien cohérente avec la définition du point de décollement car lorsque la coordonnée y est nulle, la coordonnée x de la courbe est bien confondue avec γ . De plus, d'après la forme de l'équation, le coefficient f_0 caractérise la pente et par extension l'angle du décollement, le f_1 est quand à lui relatif à la courbure. Le calcul de ces coefficients se fait en utilisant des données de l'écoulement au point de décollement, avant de rentrer dans leurs formulations explicites il est nécessaire de localiser ce point particulier.

3.1.3 Le point de décollement

Deux théories majeures permettent de prédire le lieu de décollement : celle énoncée par Prandtl en 1904 qui s'applique aux écoulements 2D stationnaires et celle développée par Haller depuis 2004 pour les écoulements 2D instationnaires.

La théorie stationnaire de Prandtl localise le décollement au point où s'annule la contrainte de cisaillement et dont le gradient axial est de signe négatif. Cela se traduit mathématiquement par les deux équations suivantes :

$$\tau_w(\gamma, 0) = \mu u_y(\gamma, 0) = 0 \quad (3.3)$$

$$\tau'_w(\gamma, 0) = \mu u_{xy}(\gamma, 0) < 0 \quad (3.4)$$

où μ est la viscosité dynamique et où les variables sont fonctions que de x et y en omettant le temps t . τ_w est le frottement à la paroi (« wall »), qui s'exprime à l'aide des différentes dérivées spatiales du champ de vitesse.

La théorie instationnaire de Haller fait état de deux comportements du point décollement : il est soit **fixe**, soit **mobile**.

Un décollement est considéré fixe si sa position à la paroi reste inchangée au cours du temps. Cette formulation se limite aux écoulements instationnaires à moyenne temporelle convergente.

Un raisonnement sur le profil de décollement permet de déterminer sa position : la courbe

de décollement étant une ligne matérielle qui ne doit pas tendre vers la paroi en des temps négatifs, sa tangente doit donc rester bornée. Cette condition se traduit mathématiquement par l'équation suivante :

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \int_{t_0}^t u_y(\gamma, 0, s) ds = 0 \quad (3.5)$$

qui traduit donc que le décollement fixe est ancré au point de la paroi où la moyenne temporelle du frottement s'annule.

Le cas des écoulements à moyenne temporelle non convergente reste plus délicat à traiter car il y a impossibilité d'établir une échelle de temps caractéristique. Le point de décollement est défini comme étant mobile et de ce fait la détection de ce point ne peut pas se faire de la même manière que précédemment.

La localisation du point de décollement en utilisant des quantités eulériennes de l'écoulement (vitesse et gradient de vitesse...) constitue le point fort de la théorie de Haller. La vérification numérique est facilitée dès lors que le champ de vitesse de l'écoulement est connu. C'est ce point que l'on va tenter de développer dans les parties suivantes.

3.2 Applications aux écoulements à moyenne temporelle convergente : le décollement fixe

Le champ de vitesse numérique sera simulé à partir de la solution analytique développée par Klonowska-Prosnak et Prosnak (2001) qui traite d'un écoulement de Stokes en présence d'une paroi mobile et d'un cylindre en rotation (visible sur la figure 3.3). En appliquant un changement de repère à l'écoulement, nous avons considéré un écoulement en présence d'une paroi fixe et d'un cylindre en rotation couplé à un mouvement de translation.

Notre choix de travailler avec cette solution a été conditionné par les propriétés suivantes : elle présente l'avantage d'être entièrement définie analytiquement pour un écoulement rampant avec la possibilité d'imposer n'importe quelle vitesse à la paroi, elle fait intervenir des éléments de géométrie simple et permet un contrôle du lieu de décollement. Les équations et la forme de la solution sont données en Annexe A.

Notation et Vocabulaire :

Afin d'alléger la notation par la suite, le cylindre sera toujours considéré en rotation uniforme de vitesse $\Omega = 1$ selon son axe de révolution, c'est le mouvement longitudinal qui sera précisé dans chaque partie.

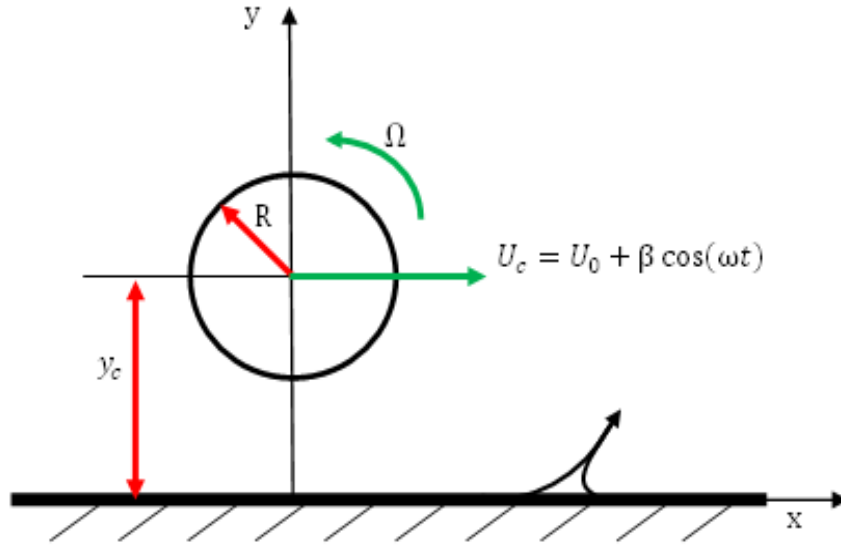


Figure 3.3 Schéma du mouvement du cylindre (de rayon R situé à une distance y_c de la paroi) en présence d'une paroi fixe : la vitesse de rotation est Ω , l'avance est prise sous la forme $U_c = U_0 + \beta \cos(\omega t)$, la valeur des constantes sera précisée dans chaque cas.

3.2.1 Le cylindre en rotation uniforme

i) Théorie

Le cylindre en mouvement de rotation seul permet l'application de la théorie d'Haller et la comparaison au modèle développé par Prandtl dans le cadre des écoulements stationnaires. Les trois équations suivantes (tirées de Haller (2004)) résument les résultats importants ici : la première caractérise la position du point de décollement, la deuxième la tangente du profil de décollement et la troisième la courbure du profil de décollement.

$$u_y(\gamma, 0) = 0 \quad (3.6)$$

$$f_0 = \frac{-u_{yy}(\gamma, 0)}{3u_{xy}(\gamma, 0)} \quad (3.7)$$

$$f_1 = \frac{\frac{1}{3}u_{yyy} + \frac{4}{3}u_{xyy}f_0 + 2u_{xxy}f_0^2}{-4u_{xy}} \quad (3.8)$$

Les coefficients f_0 et f_1 sont obtenus en manipulant mathématiquement l'équation de continuité et en utilisant les conditions de non-glissement à la paroi (voir Haller, 2004, pour tous les détails mathématiques).

Le point de décollement est obtenu après la simplification de l'équation (3.5) en l'équation (3.6), la vitesse ne dépendant plus du temps. Ce résultat est à mettre en relation avec l'équation (3.3) : les conditions de décollement énoncées par Haller et Prandtl sont identiques pour le cas stationnaire.

La composante f_0 du profil est donnée par la relation (3.7) et concorde avec les résultats développés par Lighthill (1963) où il avait défini l'angle de décollement avec la relation ci-dessous :

$$\alpha = \arctan \left[\frac{-p_x(\gamma)}{3\tau_x(\gamma)} \right] \quad (3.9)$$

où p_x est le gradient longitudinal de pression. En écrivant l'équation de Navier-Stokes à la paroi ($y = 0$), on retrouve bien l'équation (3.7).

Bien que le cas des écoulements stationnaires soit à priori simple à traiter nous remarquons que l'expression de la courbure f_1 en régime stationnaire, présentée par l'équation (3.8), fait déjà intervenir des dérivées troisièmes spatiales de la composante longitudinale de la vitesse ainsi que la pente f_0 . Les profils d'ordres supérieurs seront de plus en plus difficile à calculer et c'est l'une des raisons pour laquelle nous nous limiterons à la vérification de la théorie jusqu'à l'ordre 2.

ii) Visualisation numérique

Nous avons modélisé numériquement le champ de vitesse de la solution analytique de Klonowska et Prosnak présenté à la figure 3.4. Nous avons ensuite calculé le point de décollement en appliquant l'équation (3.6) à notre champ de vitesse puis le profil de décollement à l'ordre 1 (par l'équation (3.7)) et à l'ordre 2 (par l'équation (3.8)), les dérivées spatiales ayant été obtenues analytiquement. Les ordres 3 et 4 ont aussi été calculés mais par des méthodes numériques qui ne seront pas précisées ici. Le champ de vitesse, les tracés des profils et le lieu du décollement sont présentés sur la double figure 3.4.

La recherche de l'annulation de la contrainte de cisaillement pariétale par un algorithme de dichotomie a permis la localisation du point de décollement : il est situé à l'abscisse $x = 1.7320$ comme le montre la figure 3.4(b).

Les écoulements stationnaires présentent la particularité d'avoir leurs lignes de courant et leurs trajectoires confondues. Sur la figure 3.4, la comparaison entre la solution analytique et le profil calculé à l'ordre 1 et 2 s'effectue au niveau des lignes de courants (en gris) : l'ordre 2 est ici une bonne approximation du phénomène proche paroi car le tracé de la courbe se

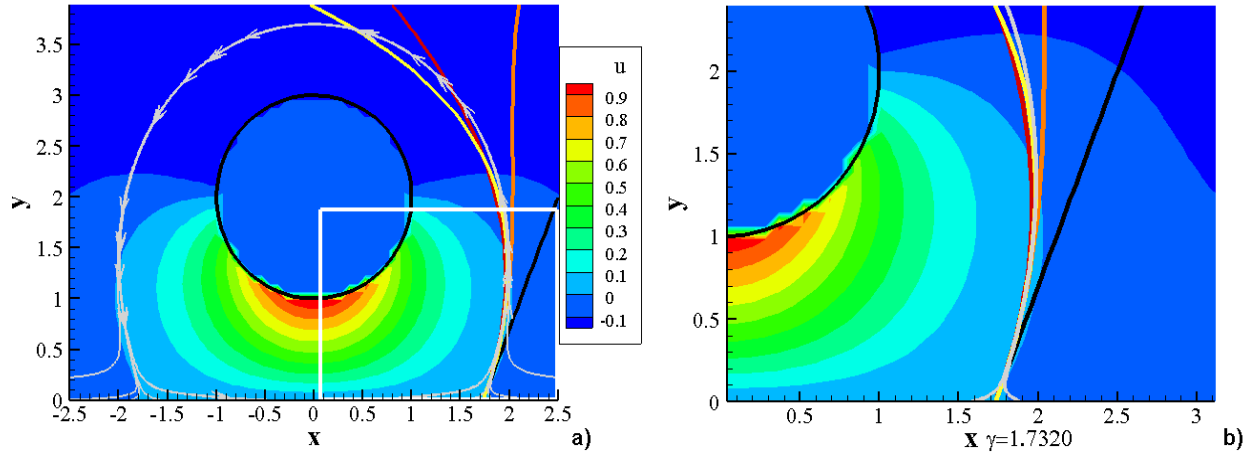


Figure 3.4 Iso-contours de la composante de vitesse u autour du cylindre dans le cas stationnaire. Le profil de décollement est tracé pour les ordres 1 en noir, 2 en rouge, 3 en orange et 4 en jaune. Les lignes de courant sont représentées en gris avec leur orientation. Le cadre blanc délimite la zone d'agrandissement de la figure (b).

confond aux lignes de courant jusqu'à l'ordonnée $y \simeq 0.8$ alors que l'ordre 1 s'en éloigne à partir de $y \simeq 0.2$, comme le montre la figure 3.4(b). Le tracé des profils d'ordres supérieurs (orange et jaune) n'améliore pas la compréhension du phénomène : nous remarquons que l'ordre 3 s'éloigne des lignes de courant à partir $y \simeq 1.1$ avec un changement de courbure, l'ordre 4 quand à lui reste une approximation valable jusqu'à l'ordonnée $y \simeq 1.6$, sa forme se rapprochant de celle des lignes de courant et du profil d'ordre 2.

Au vu de l'expression analytique de la courbure f_1 , plus particulièrement des ordres des dérivées de la composante u qu'elle fait intervenir (données par l'équation (3.8)), et de la ressemblance dans les tendances des profils d'ordres 2 et 4 (respectivement courbe rouge et jaune sur la figure 3.4) nous avons définitivement restreint notre étude du profil de décollement à la pente et la courbure (f_0 et f_1).

Nous avons calculé l'évolution temporelle (trajectoires) de particules initialement positionnées sur des droites horizontales à différentes ordonnées afin d'obtenir une visualisation de leurs mouvements autour du cylindre (les méthodes de calcul seront détaillées dans le chapitre 4), nos différents résultats sont visibles sur la figure 3.5.

Les particules de fluide sont attirées en amont du profil de décollement et forment un pic qui va au fur et à mesure tendre vers la courbe de décollement. Nous pouvons formuler les mêmes observations sur les lignes de trajectoires que celles sur les lignes de courant quand à la validité de l'ordre 1 et 2 et leurs champs d'applications respectifs. L'analyse du décollement

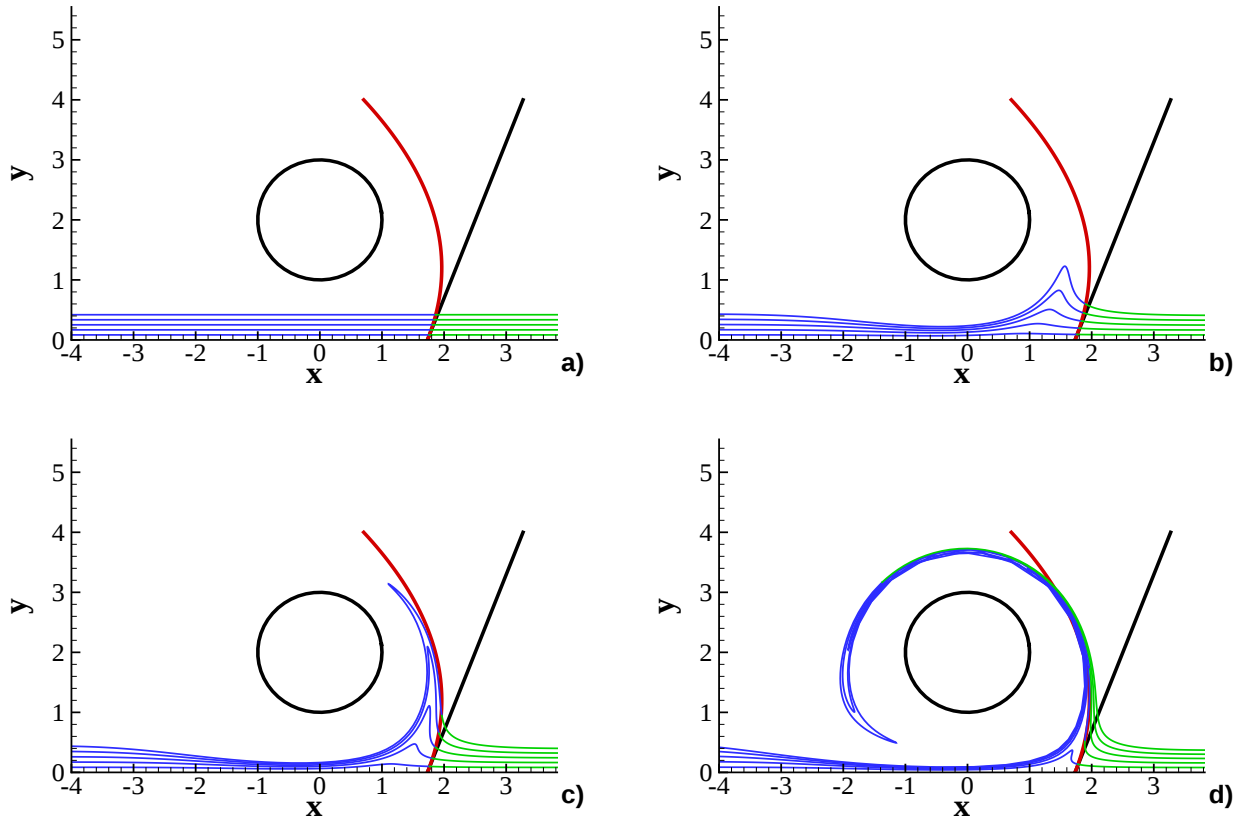


Figure 3.5 Point et profil de décollement fixe pour un écoulement stationnaire calculé pour $\Omega = 1$ et différents pas de temps : (a) $t = 0$ s, (b) $t = 50$ s, (c) $t = 100$ s et (d) $t = 250$ s. L'ordre 1 du profil est représenté en noir et l'ordre 2 en rouge. L'évolution temporelle des lignes de particules est donné, la coloration dépend de la position initiale par rapport au profil d'ordre 2 (bleu en amont et vert en aval).

par les lignes de trajectoires montre le décalage entre le phénomène d'éjection de particule et la localisation du décollement : bien que le décollement soit associé à un arrachage de particules de la couche limite, le pic de particules en amont ne caractérise pas à posteriori la localisation exacte du point de décollement. Il faut donc toujours raisonner sur l'annulation de la contrainte de cisaillement pariétale en régime stationnaire pour localiser ce point.

Bilan sur le cas stationnaire

L'analyse du décollement en régime stationnaire par deux méthodes différentes à permis de statuer sur la validité de la forme du profil proposé par Haller. La comparaison avec des ordres supérieurs (3 et 4) nous a conforté dans notre choix d'étudier seulement la forme de

la pente et de la courbure du profil de décollement (l'ordre 2 suffit amplement à analyser graphiquement le comportement du phénomène car les ordres 3 et 4 n'apportent pas plus d'informations).

Il est maintenant intéressant d'appliquer ces méthodes pour la vérification de la théorie de Haller dans le cadre des écoulements instationnaires et périodiques.

3.2.2 Le cas instationnaire periodique

i) Théorie

La solution analytique de Klonowska-Prosnak et Prosnak est toujours utilisée mais le cylindre est maintenant mobile, régit selon un mouvement d'oscillation de la forme $U_c = \beta \cos(\omega t)$ avec $\beta = 6$ et $\omega = 2\pi$.

En raisonnant sur le caractère périodique de l'écoulement, Haller (2004) propose le calcul du point et de la tangente du profil sous la forme des deux équations suivantes :

$$\int_0^T u_y(\gamma, 0, s) ds = 0 \quad (3.10)$$

$$f_0(t_0) = \frac{-\int_0^T u_{yy}(\gamma, 0, t) dt + 3 \int_0^T u_y(\gamma, 0, s) \int_{t_0}^t u_{xy}(\gamma, 0, t) ds dt}{3 \int_0^T u_{xy}(\gamma, 0, t) dt} \quad (3.11)$$

Bien que le lieu d'annulation de la contrainte de cisaillement instantanée varie au cours de la période, le point de décollement est toujours fixe et se situe maintenant à l'endroit où la moyenne de la contrainte de cisaillement sur une période s'annule.

Le caractère périodique de l'écoulement évoqué plus haut impose la périodicité de la forme du profil : la pente $f_0(t)$ est une fonction dépendante du temps t mais périodique de période T . On remarque aussi que le calcul de la pente ne dépend que des dérivées spatiales de la composante u de la vitesse, celles de la composante v ayant été remplacées à l'aide de l'équation de continuité.

ii) Visualisation numérique

Comme pour le cas stationnaire, nous avons calculé le profil de décollement à travers la formule explicite de Haller donnée par l'équation (3.11). La mosaïque de la figure 3.6 représente l'évolution des particules de fluides (trajectoires) et renseigne sur l'évolution de la forme du profil à différents instants de la période.

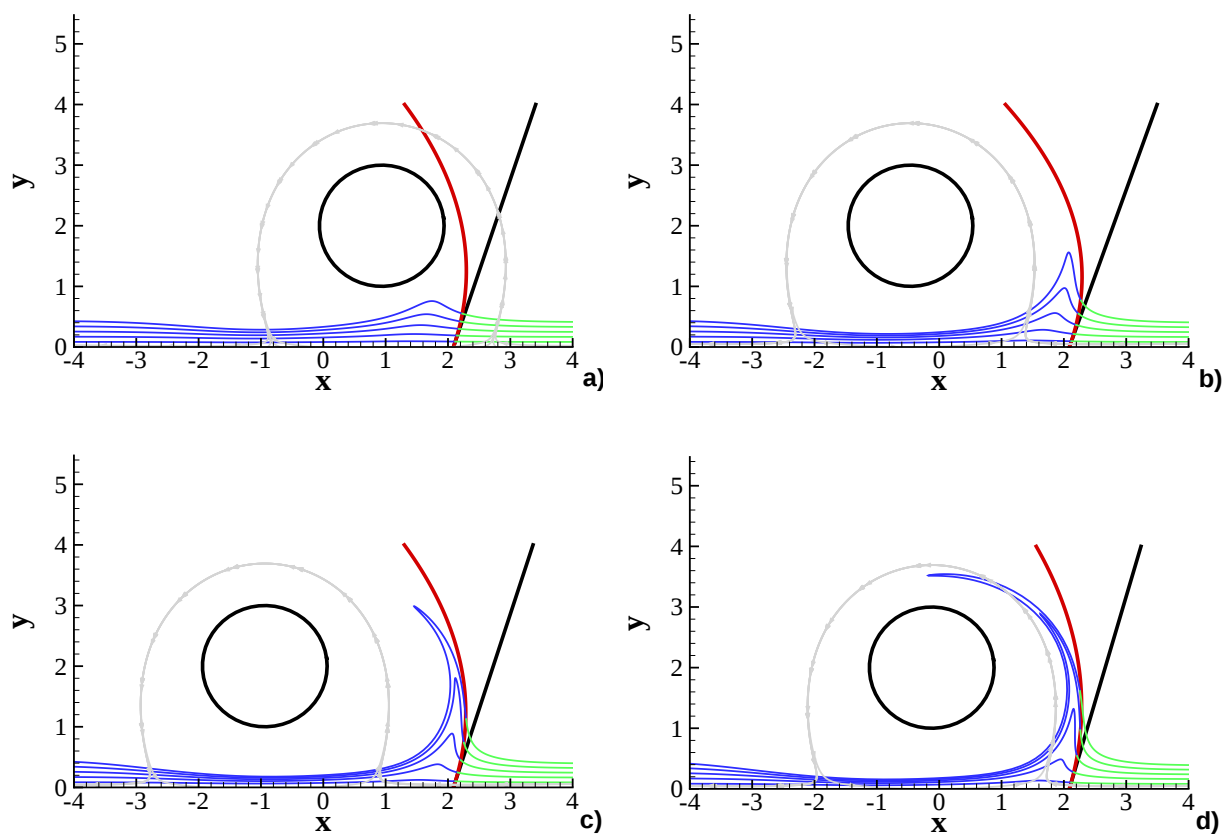


Figure 3.6 Profil de décollement à l'ordre 1 (noir) et 2 (rouge) pour un écoulement périodique avec tracé des lignes de trajectoires pour : (a) $t = 4.3T$, (b) $t = 8.6T$, (c) $t = 12.8T$, (d) $t = 16T$. Les lignes de courant instantanées sont représentées en gris.

Comme explicité plus haut, la différence entre le point à contrainte instantanée nulle et le point de décollement se retrouve graphiquement ici : le point de naissance des lignes de courants oscille en phase avec le cylindre au cours de la période alors que le point de décollement « réel » reste fixé à l'abscisse $x = 2,088$.

Les trajectoires se révèlent ici être l'outil le plus adapté pour capter le décollement bien que le problème de décalage entre le lieu d'arrachage des particules et la localisation du point de décollement persiste.

Nous détaillons l'évolution temporelle de la pente et de la courbe du profil de décollement sur la figure 3.7 pour différentes fractions de la période. Celle-ci vient en complément de la figure 3.6 car elle permet de mieux apprécier le mouvement du profil au cours de la période. Nous remarquons que pour des ordonnées $y > 1.5$ les ordres 1 et 2 s'éloignent l'un l'autre au cours de la période, cependant pour des ordonnées $y < 1.5$ les courbes oscillent bien en

phase.

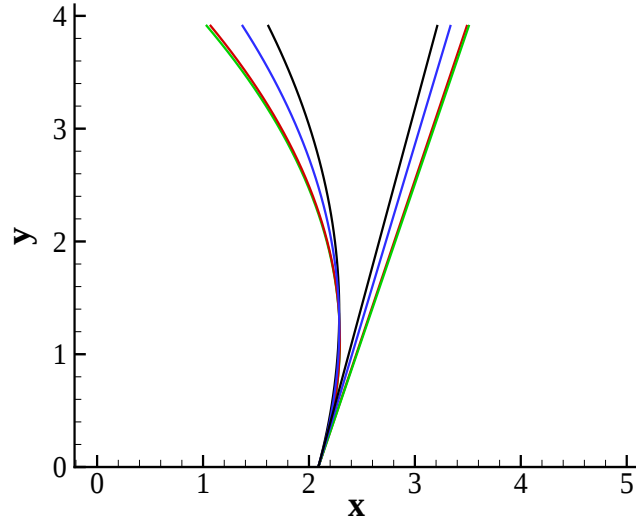


Figure 3.7 Variation temporelle du profil d'ordre 1 et 2 calculé à : $t = 2T/5$ (rouge), $t = T/2$ (vert), $t = 4T/5$ (bleu) et $t = T$ (noir) prédits par Haller.

Bilan sur le cas périodique

Les formules de Haller sont appliquées et vérifiées pour cet écoulement particulier. Nous avons vu que l'emploi des lignes de courant pour la détection du décollement n'est pas pertinente ici, et seules les trajectoires concordent avec la théorie. Il est important de différencier le lieu d'annulation de la contrainte de cisaillement instantanée à la paroi (décrit par les lignes de courant) et la position du point de décollement qui lui est fonction de l'annulation de la moyenne de cette contrainte sur une période (il apparait à travers le comportement des trajectoires de particules).

Bilan sur la théorie du décollement fixe :

La superposition des profils théoriques aux lignes de courants (cas stationnaire) et de trajectoires (cas stationnaire et périodique), nous a permis de valider l'emploi de la théorie de Haller pour la détection du décollement fixe.

De plus, l'utilisation de plusieurs outils numériques (calcul de trajectoires, lignes de courant...) pour confirmer un seul et même phénomène appuie notre vérification, permet le recoupement d'information et vient justifier leur emploi pour une vérification ultérieure sur la théorie du

décollement **mobile**.

3.3 Applications aux écoulements à moyenne temporelle divergente : le décollement mobile.

Les écoulements étudiés dans cette partie sont toujours des cas dérivés de la solution de Klonowska-Prosnak et Prosnak. Le cylindre est soumis à un mouvement de rotation selon son axe de révolution, cependant deux mouvements d'avance sont envisagés : une translation uniforme $U_c = U_0$ et un mouvement d'avance oscillatoire $U_c = U_0 + \beta \cos(\omega t)$ (oscillation couplée à une avance constante).

3.3.1 Le cylindre en rotation et translation uniforme

Le mouvement du cylindre est imposé rectiligne uniforme de vitesse d'avance $U_0 = 0.3$.

i) Théorie

La théorie du décollement mobile de Haller fait appel à la notion « d'attracteur en temps réduit » (ou collecteur et « finite-time manifold » en anglais (Haller, 2000)). Le point de décollement est toujours unique mais sa position à la paroi évolue au cours du temps ce qui par conséquent rend l'ancrage de la courbe de décollement variable.

La difficulté de cette approche réside dans la détermination de la position du point de décollement à chaque pas de temps : il peut soit rester fixé à la paroi pendant plusieurs pas de temps soit varier à chaque instant.

Bien que Haller ait initié la théorie sur le comportement de ce point, c'est l'approche de Surana et Haller (2008) qui va nous intéresser car elle est susceptible de s'appliquer aux écoulements en régime turbulent.

Le principe développé est simple : chaque écoulement peut se séparer en une composante moyenne et une fluctuation. Le but est de supprimer les fluctuations afin de ne travailler qu'avec la composante moyenne. Surana prend l'exemple d'un écoulement à fluctuations périodiques superposé à une composante de vitesse plus lente. Par un procédé de filtrage des hautes fréquences, seule la composante « lente » est gardée. Le point de décollement est alors défini grâce au critère de Prandtl appliqué à la composante filtrée de la vitesse.

L'analyse du décollement mobile étant toujours au stade théorique, nous avons voulu, dans un premier temps, observer le phénomène numériquement afin de mieux le comprendre et

tenter l'extraction d'une théorie sur son comportement.

ii) Analyse Numérique

Parmi les différentes méthodes employées dans le cas du décollement fixe, l'évolution des lignes de trajectoires au cours du temps est le premier moyen choisi pour la détection du décollement mobile. La visualisation de l'arrachage des particules de fluide reste la meilleure approche graphique et donne un premier aperçu du phénomène.

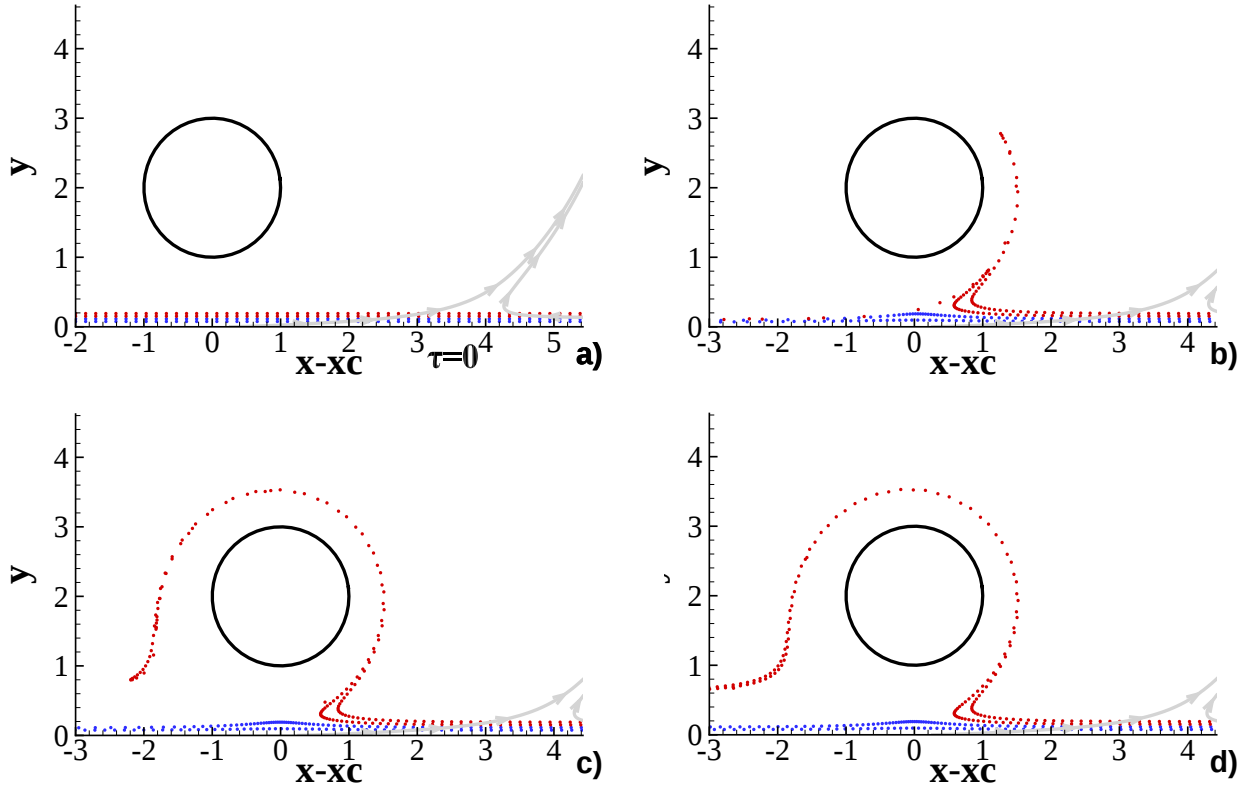


Figure 3.8 Cylindre en translation uniforme pour : $t = 0$ pour la figure (a), $t = 80$ pour la figure (b), $t = 140$ pour la figure (c) et $t = 200$ pour la figure (d) avec tracé de lignes de courant (en gris), lignes de particules proche paroi (bleu) et lignes de particules éjectées (rouge).

Nous avons choisi de représenter les différents résultats dans le repère du cylindre, avec l'emploi de l'abscisse $x - x_c$, x_c étant la position du cylindre, sur la figure 3.8.

Le tracé des lignes de courant indique au premier abord que le frottement instantané nul se positionne à l'abscisse $x = 3.93$ à $t = 0$ (noté $\tau = 0$ sur la figure 3.8(a)), sa position relative

au cylindre sera alors constante pour tout t comme le montre les figures 3.8(b), (c) et (d). Puisqu'ici on rappelle que $\beta = 0$, il n'y a pas de fluctuation de l'écoulement, c'est donc en ce point que Surana et Haller (2008) prédisent le décollement.

Les lignes de trajectoires présentes sur la figure 3.8 montrent que l'éjection n'a lieu que dans une partie du fluide (visible en pointillé rouge) : un pic se forme au passage du cylindre, cependant certaines particules retendent vers la paroi une fois le cylindre hors de porté (pointillés bleu). Au contraire, aucun décollement n'est observé au voisinage du point où le frottement s'annule, ce qui contredit donc la théorie de Surana et Haller.

En tenant compte de l'évolution des lignes de particules, nous pouvons formuler une hypothèse sur le comportement du point de décollement mobile : il serait à priori situé hors paroi et évoluerait à la même vitesse que le cylindre. Au vu de l'incapacité à raisonner avec les lignes de courant dans le référentiel absolu (champ de vitesse de composantes u et v), il serait judicieux de se pencher sur la forme de celles-ci dans un autre.

Nous nous sommes placés dans un nouveau référentiel (appelé « référentiel mobile »). Pour cela nous avons retranché à la composante longitudinale de la vitesse u la vitesse instantanée du cylindre u_c , et travaillons maintenant avec le champ de vitesse $u - u_c$ et v .

La figure 3.9 ré-expose le caractère mobile et hors paroi du décollement, les lignes de trajectoires décollent au même endroit quelque soit le temps considéré. De plus, en traçant les lignes de courant dans le référentiel mobile, un point critique (de vitesse nulle) est observé aux coordonnées $x = 0$ (alignement du point avec le centre du cylindre), $y \simeq 0.3$ et appuie notre hypothèse quand à la vitesse du point de décollement. L'alignement des trajectoires sur les lignes de courant démontre qu'il y a bien un lien entre le point critique et le décollement.

Bien que la capture d'un point de décollement hors paroi soit au départ surprenante, cette observation est en accord avec le principe MRS (rappel : « MRS » vient des travaux de Moore (1958), Rott (1956) et Sears et Telionis (1975), les détails ont été donnés au préalable dans la revue de littérature) qui énonce que le décollement peut être prédit avec des grandeurs hors paroi et par extension, il n'est pas impossible que notre décollement soit situé dans l'écoulement.

Le cas du cylindre en avance constante a donné un premier aperçu du phénomène de décollement mobile en régime instationnaire. Il semble ici que le point de décollement coïncide avec un point critique de l'écoulement relativement au cylindre. Nous allons tenter de le vérifier sur un cas plus complexe.

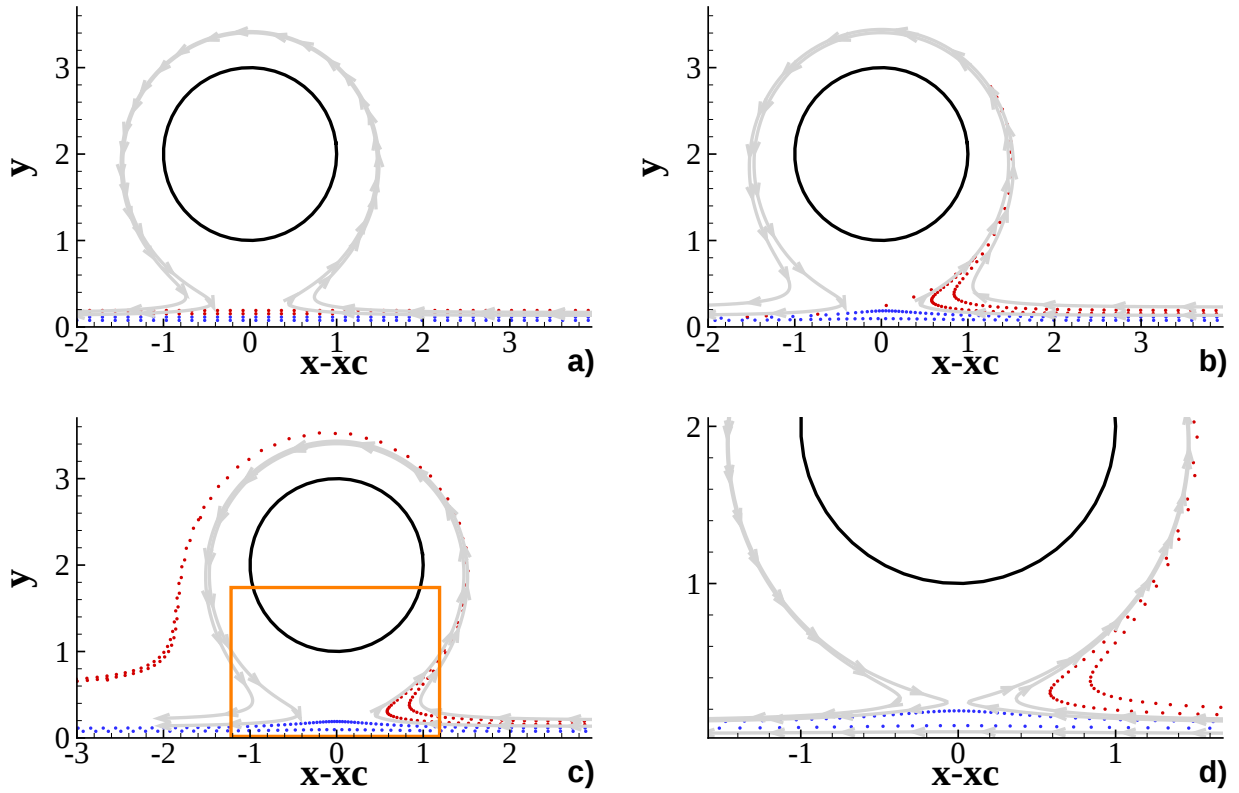


Figure 3.9 Comportement des lignes de particules (en bleu) avec décollement (en rouge) et tracé des lignes de courant autour du cylindre (en gris) pour : (a) $t = 0$, (b) $t = 80$, (c) $t = 200$ avec agrandissement sur la figure (d). La position instantanée du cylindre a été retranchée à l'écoulement. Le cadre orange délimite la zone d'agrandissement.

3.3.2 Le cylindre en translation et oscillation couplée

La vitesse du cylindre est maintenant prise sous la forme $U = U_0 + \beta \cos(\omega t)$ avec $U_0 = 0.3$, $\beta = 0.5$ et $\omega = 2\pi/5$. Ce cas rejoint l'exemple traité par Surana en 2008 sur la superposition d'une oscillation à une composante de vitesse plus lente. La théorie de Haller ne fonctionnant pas pour le cas instationnaire traité précédemment, une étude à priori est ici envisagée pour appuyer nos théories sur la position et le comportement du décollement dans ce type d'écoulement.

L'analyse du décollement par le comportement des lignes de courant, dans le cas du cylindre en avance seule, a été délicate dans un premier temps car leurs formes dépendaient du référentiel choisi. En privilégiant l'évolution des particules (trajectoire) aux lignes de courant, nous avons été en mesure de capter un décollement dans l'écoulement. En nous basant sur

cela, il est judicieux de commencer l'étude de l'avance oscillante en nous attardant sur les trajectoires, montrées par la figure 3.10. Celles-ci exposent des phénomènes semblables à ceux visibles sur la figure 3.8 dans le cadre de l'avance seule.

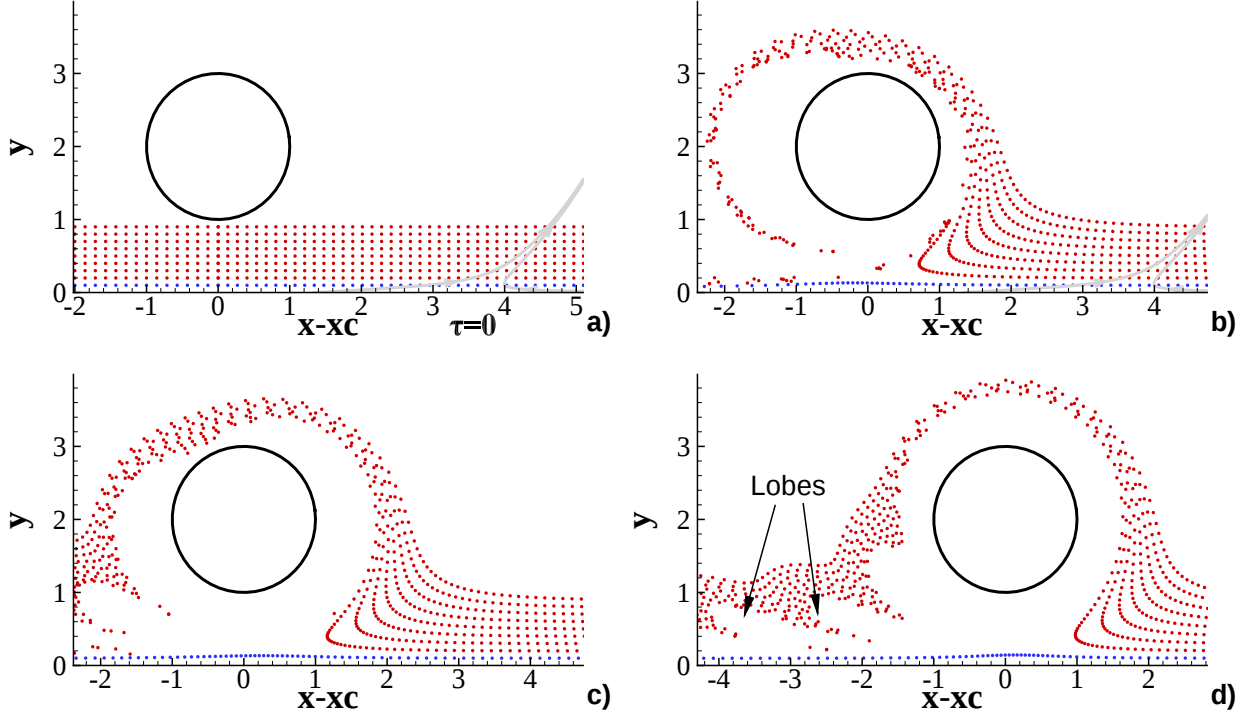


Figure 3.10 Comportement des lignes de particules dans le repère relatif au cylindre pour différents temps : (a) $t = 0$, (b) $t = 2.4T$, (c) $t = 5.6T$, (d) $t = 8T$. La coloration bleue met l'emphasis sur les particules non décollées pour des $t > 0$ tandis que la couleur rouge montre l'arrachage. Les lignes de courants sont représentées en gris.

Le phénomène d'oscillation qui se superpose au cas de l'avance du cylindre induit un nouveau comportement des particules : par rapport à la figure 3.8, il y a présence d'une déformation dans la re-circulation du fluide autour du cylindre.

La similitude sur le comportement de la dernière ligne de trajectoire (coloriée en bleu) entre l'écoulement à avance seule (figure 3.9) et l'oscillation couplée (figure 3.10) favorise l'hypothèse d'un décollement hors paroi évoluant toujours avec le cylindre (selon la direction x). La forme de « lobes » présents dans le sillage du cylindre sur la figure 3.10(d) indiquerait, à priori, une évolution du point de décollement selon la direction y (sillage que l'on peut comparer à la figure 3.8(d)).

Bien que la dernière ligne de trajectoire ne décolle pas et semble toujours indiquer un décollement hors paroi, la forme des lignes de courant sur la figure 3.10(a) indique que la contrainte

de cisaillement à la paroi s'annule loin devant le cylindre ($x=3.80$) sans toutefois montrer de décollement à cette position (même observation que dans le cas de l'avance seule).

Cette contradiction nous oblige à regarder le phénomène en changeant de référentiel, cette manipulation ayant déjà fonctionné pour le cas précédent. Nous allons donc retrancher la vitesse d'avance du cylindre à tout l'écoulement afin de travailler avec le champs de vitesse $u - u_c$ et v .

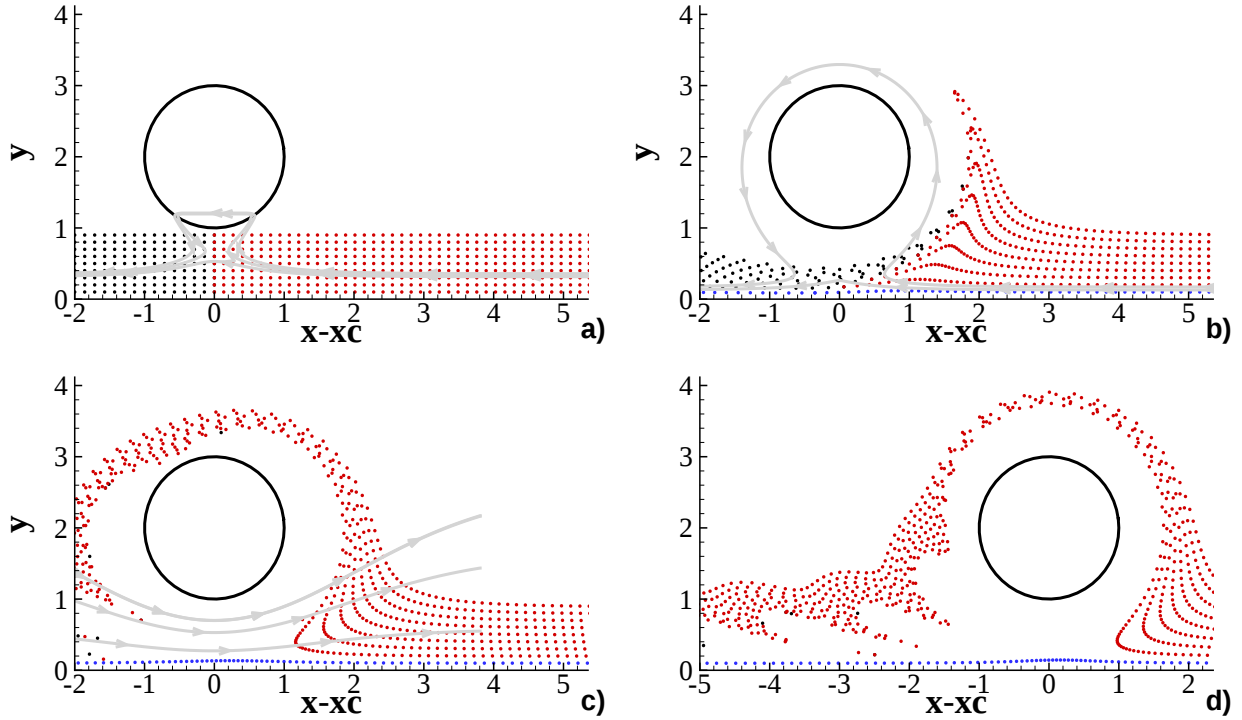


Figure 3.11 Comportement des lignes de particules dans le référentiel du cylindre pour différents temps : (a) $t = 0$, (b) $t = 2.4T$, (c) $t = 5.6T$, (d) $t = 8T$. Les particules initialement ($t = 0$) en amont du cylindre ($x - x_c < 0$) sont tracées en noir et celles en aval ($x - x_c > 0$) sont en rouge, la coloration bleue met l'accent sur les particules non décollées pour des $t > 0$. Les lignes de courants sont colorées en gris.

La figure 3.11 montre un grand changement au niveau des lignes de courant : leurs formes font état d'un point critique dans l'écoulement qui cette fois change de position avec le temps. Cependant il y a disparition du point critique à $t = 5.6T$ (figure 3.11(c)), phénomène qui n'était pas observé dans le cas du cylindre en avance seule.

Bien que la forme des lignes de courant se rapproche de celle des trajectoires, la figure 3.11(b) montre que les particules en noir passent au travers alors que dans le cas du mouvement d'avance seul, les particules suivaient exactement les lignes de courant. Ceci démontre qu'il

y a un décalage entre ce que montre les trajectoires et le point critique.

Quelle que soit l'approche ou le changement de référentiel, la détermination du point de décollement ne peut se faire par les méthodes habituelles : la dégénérescence du point critique sur la figure 3.11(c) et l'écart entre lignes de courant et trajectoire dans le référentiel mobile en est la preuve. Il faut donc chercher ailleurs.

3.3.3 Vers une autre méthode de caractérisation du point décollement

Quand le cylindre est en translation uniforme (figure 3.9), le décollement est localisé en un point selle eulérien (ou point critique). En ajoutant une composante d'oscillation, ce point ne coïncide plus avec le décollement. Cette observation nous indique qu'il pourrait coïncider avec un point selle non pas eulérien mais lagrangien, ces deux points n'étant en effet pas nécessairement confondus. La figure 3.12 en est une représentation schématique : les particules au dessus de $\mathcal{N}(t)$ (collecteur stable) seront entraînées vers le point selle puis éjectées loin de la paroi par $\mathcal{M}(t)$ (collecteur instable), alors que les particules au dessous de $\mathcal{N}(t)$ seront attirées vers x_s mais finiront par tendre vers la paroi, comme observé sur la figure 3.10.

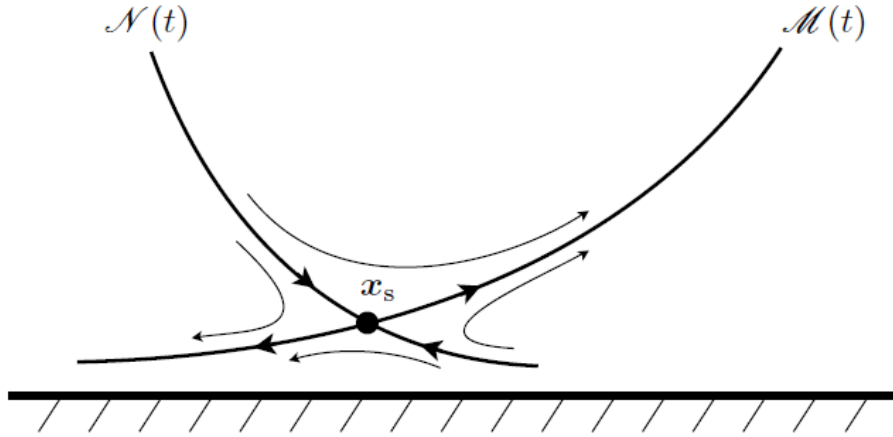


Figure 3.12 Comportement de collecteurs stable $\mathcal{N}(t)$ et instable $\mathcal{M}(T)$ autour d'un point selle lagrangien noté x_s . Le collecteur stable $\mathcal{N}(t)$ attire les particules vers le point selle (flèches vers x_s) tandis que le collecteur instable $\mathcal{M}(T)$ éloigne les particules du point selle (flèches vers l'extérieur). Figure tirée de Miron et Vétel (2015).

Au vu de ces contradictions, nous ne pouvons plus employer les lignes de courants pour détecter le décollement dans ce cas précis, mais pouvons appuyer notre recherche du décollement sur des propriétés du point selle lagrangien. Cependant sa capture est beaucoup moins aisée que dans le cas eulérien, ce qui va faire l'objet du chapitre 5.

Nos études des différents comportements du décollement achevées, nous allons au préalable nous orienter vers une vérification expérimentale du phénomène, ce qui est présenté dans le chapitre suivant.

CHAPITRE 4 BANC D’ESSAI ET MÉTHODE DE CALCUL DU CHAMPS DE VITESSE

La mise en place d’une expérience en laboratoire pour la confirmation des théories sur la prédiction du décollement et de son profil est le point développé ici. La mécanique du montage et son fonctionnement seront abordés dans une première partie puis la méthode de détermination du champ de vitesse sera exposée dans une seconde.

4.1 Montage expérimental

Les théories développées par Haller étant étudiées précédemment pour des écoulements de Stokes, nous avons décidé de travailler avec un fluide qui nous rapprocherait de ces conditions en laboratoire. Notre choix s’est donc porté sur un mélange eau-glycerine à 5% massique de teneur en eau et dont la viscosité est estimée à $\mu = 0.523$ Pa.s, pour des raisons évoquées plus loin.

En nous inspirant des travaux menés par Weldon *et al.* (2008) sur la validation expérimentale du critère d’Haller, nous avons conçu un montage qui reprend les différentes sollicitations de la solution analytique : un cylindre admettant une rotation selon son axe de révolution couplé à un mouvement de translation dans une direction transverse.

4.1.1 Matériel mécanique

Le cahier des charges de la solution analytique, l’ajustement de la position du cylindre, ses mouvements ainsi que les phénomènes non désirés de l’écoulement (effets de bords ...), ont contraint l’élaboration de notre banc de mesure.

Notre montage se sépare en deux entités distinctes : une structure constituée d’éléments fixes (ou bâti) et une structure d’éléments mobiles qui viendront s’ajuster sur ce bâti.

Un aquarium (aussi appelé réservoir, bac ou bassin) en acrylique transparent de 127 cm en longueur et de 30,48 cm en largeur et en hauteur constitue l’élément central de la structure fixe. Il repose sur un cadre en aluminium qui le surélève de 61 cm par rapport à notre table d’essai.

Dans la structure mobile, un cylindre en aluminium de 2,54 cm en diamètre et d’une longueur de 30,48 cm est monté sur un rail électrique LINOS avec une course de 120 cm qui permet la translation suivant la longueur du réservoir comme le montre la figure 4.1. Le mouvement

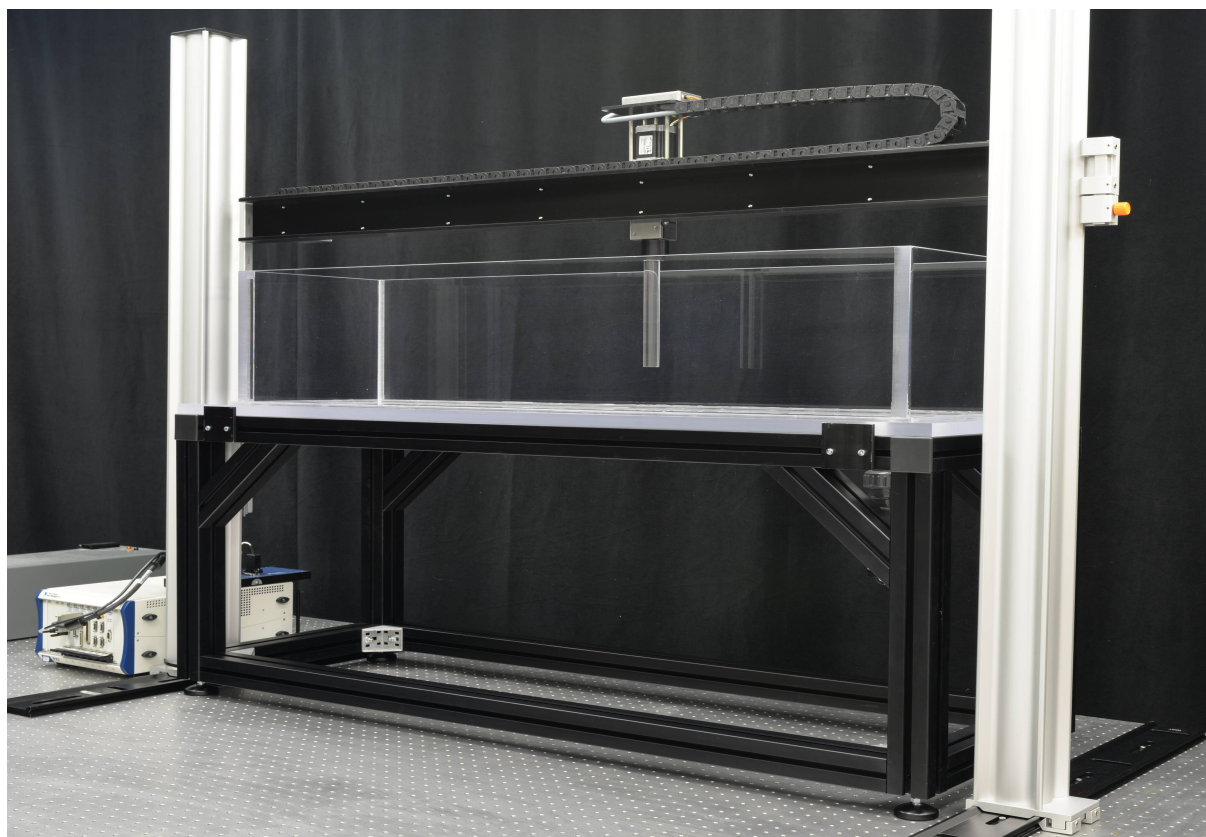


Figure 4.1 Photo du montage

de rotation est assuré par un assemblage mécanique qui lie directement le rotor d'un moteur pas à pas à l'axe du cylindre. Le positionnement du cylindre dans le réservoir est géré par des profilés LINOS en aluminium coulissant : la distance entre le cylindre et les parois est alors ajustable manuellement dans les trois directions.

Notre choix de séparer les entités mobiles et fixes repose principalement sur la volonté de limiter les vibrations structurelles liées aux différents mouvements du cylindre : les éléments mobiles n'interagissant maintenant que par le biais du fluide avec l'entité fixe du montage.

4.1.2 Commande électrique

La nécessité de commander la rotation et la translation séparément a contraint le montage à l'utilisation de deux moteurs pas-à-pas : l'un concentrique au cylindre et l'autre contenu dans le rail. Le pilotage des moteurs est réalisé avec le logiciel Labview (interface graphique) et par un jeu de cartes de commande et d'interfaces National Instruments compatibles avec le logiciel (voir figure 4.2).

Un problème d'encodeur des moteurs a empêché le retour de l'information sur la position

du cylindre dans le réservoir. Ce problème nous a obligé à être vigilant lors des calculs sur l'avance du cylindre afin qu'il ne rentre pas en collision avec le bord du réservoir en fin de course.

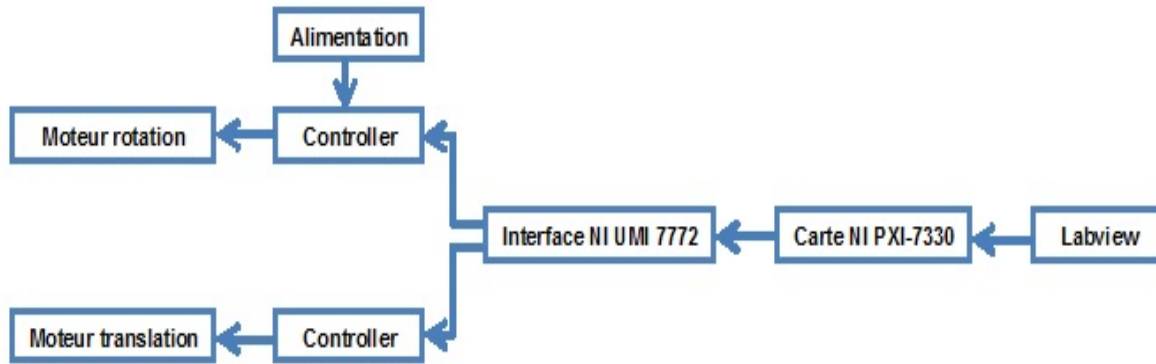


Figure 4.2 Schéma de la commande électrique du montage.

Bien que nous nous soyons inspirés de la mécanique de l'expérience menée par Weldon *et al.* (2008), nous proposons un tout autre dispositif de validation du critère. En effet, là où Weldon ne faisait que superposer un profil de décollement simulé numériquement par Fluent à des visualisations par fluorescence induite par laser (LIF), nous employons ici une méthode d'extraction de champs de vitesse instantanés afin de calculer ultérieurement la courbe de décollement avec ces données expérimentales.

4.2 Méthode de détermination du champ de vitesse

Nous avons opté pour une méthode d'extraction de champ de vitesse instantanée non intrusive qui permette la répétabilité de l'expérience. Notre choix s'est porté sur la Vélocimétrie par Image de Particules ou communément appelé PIV (pour « Particle Image Velocimetry » en anglais).

4.2.1 Principe général

Un laser illumine un plan de l'écoulement appelé nappe laser. Des particules fluorescentes préalablement dispersées dans le fluide vont réfléchir et diffuser la lumière vers des capteurs photosensibles, dans notre cas des capteurs CCD de caméra. Celle-ci va prendre deux images décalées d'un temps Δt et les transférer vers un logiciel de traitement d'images. Ce dernier

va corrélérer ces deux photos et évaluer la distance Δx de déplacement des particules entre les deux images. Pour calculer cette distance, les images sont divisées en parties appelées fenêtres d'interrogations. Des fonctions de corrélations et interpolations sont appliquées à ces fenêtres : l'évaluation du maximum des fonctions donne une bonne estimation du déplacement des particules. Un post-traitement de l'image permet la suppression des solutions aberrantes. En connaissant le temps et le déplacement entre les images, le logiciel est capable de calculer la vitesse de déplacement instantanée des particules. Il est ensuite possible de travailler numériquement avec les champs extraits.

La partie suivante vise à décrire notre équipement et justifier le choix de certains protocoles expérimentaux du chapitre 5.

4.2.2 Mode d'emploi des mesures

Au laboratoire nous utilisons une camera IMAGER sCMOS de résolution 2560×2160 pixels et de fréquence d'acquisition maximale 50 images/secondes. Nous travaillons avec un laser Litron à double cavité qui émet au choix un ou deux faisceaux de longueur d'onde 532 nm (domaine du visible de couleur verte). Le laser peut être utilisé en double impulsion pour la prise d'image à double capture (aussi appelé « Double Frame » ou doublet d'images) ou en capture simple (appelé aussi « Single Frame »). La fréquence d'émission en double capture est limitée à $f_{\text{laser}}=15\text{Hz}$ avec un Δt du doublet maximal fixé à 20ms. La synchronisation de la prise de clichés avec l'éclairage de la nappe laser impose toujours la valeur de la fréquence de déclenchement caméra à celle du laser.

Il faut différencier à chaque fois le Δt du doublet (qui va servir au calcul du déplacement) et l'écart temporel entre chaque prise de doublet qui n'est qu'autre que $1/f_{\text{laser}}$.

Nous avons au préalable analysé l'influence du Δt sur la détermination du déplacement des particules et nous remarquons que le maximum admissible de 20 ms est trop restrictif pour capturer des déplacements de particules proches de la paroi (et donc le décollement fixe), principalement en raison des effets visqueux. Le passage en capture simple permet d'imposer nous-même ce délai entre deux prises via la fréquence d'émission du laser : par exemple 5 Hz en capture simple revient à faire un doublet avec un Δt de 200 ms. Dans ce mode, le logiciel n'a pas accès à un doublet « instantané ». Nous imposons un calcul du déplacement en comparant deux images successives décalées de $1/f_{\text{laser}}$, soit selon le modèle suivant : $image_1 + image_2, image_2 + image_3, image_3 + image_4 \dots$ Ce schéma sera à chaque fois employé pour le calcul du champ de vitesse en capture simple.

La limitation en fréquence du laser va aussi poser problème dans le cas périodique : par exemple si le cylindre oscille avec une période de 1s et que la double exposition est générée

à une fréquence de 15hz, le mouvement se décompose en 15 doublets. Nous ne pouvons cependant pas augmenter cette résolution temporelle.

Pour écarter cette difficulté, nous utiliserons encore le mode capture simple en imposant manuellement le décalage entre deux prises. La figure 4.3 expose le mécanisme que nous employons pour contourner cette limitation en fréquence : il est possible de fractionner k périodes d'oscillation du cylindre en n prises d'images régulières (dans notre cas une cinquantaine), en réarrangeant ces images par un algorithme de tri nous obtenons une reconstitution de la période complète avec une résolution de n images. Il faut s'assurer en amont que la fréquence d'acquisition ne soit pas un multiple de la fréquence d'oscillation du cylindre afin que toutes les valeurs de l'échantillonnage soient différentes.

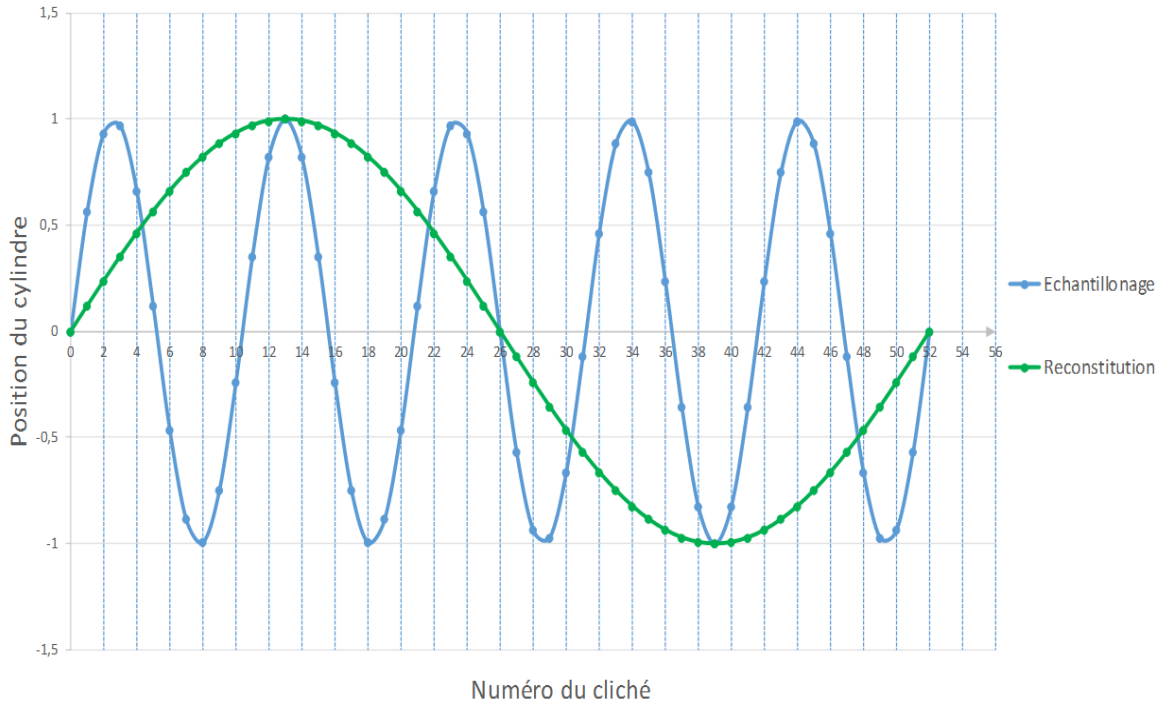


Figure 4.3 Mécanisme d'échantillonnage de 5 périodes d'oscillation et reconstitution d'une période à 52 points de mesure.

Le positionnement de la nappe laser et l'orientation de la camera sont présentés à la figure 4.4. Le faisceau laser est dirigé selon la largeur du réservoir : la nappe est ajustée parallèlement au fond du bac et située à 15 cm du fond et au tiers de la longueur du bassin afin de limiter les effets de bords et la re-circulation du fluide proche paroi. La prise d'images s'opère directement sous le réservoir, la camera et son système de positionnement n'étant pas

représentés ici.

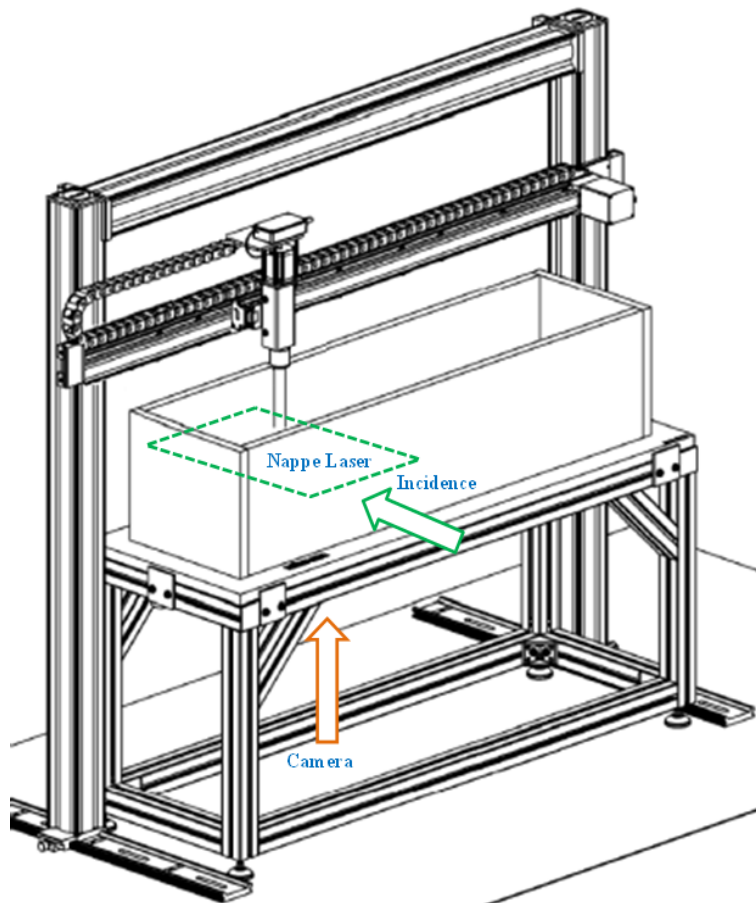


Figure 4.4 Schéma du positionnement.

Les traceurs injectés dans l'écoulement sont des particules fluorescentes de rhodamine B de diamètre $10\ \mu\text{m}$ et de densité 1.19 qui émettent une lumière orange lorsqu'elles sont éclairées par le faisceau vert du laser. Pour que les particules aient la même densité que le fluide afin de limiter les effets dus à la gravité pouvant devenir important à basse vitesse (comme c'est le cas au voisinage d'un décollement fixe), le choix du fluide a été conditionné par les caractéristiques des particules. En effectuant des mélanges glycérine-eau avec différentes proportions et en y laissant reposer des particules pendant plusieurs jours, nous avons conclu qu'un mélange à 5% massique d'eau était le plus adéquat. Pour ne cibler que la diffraction de couleur orange des particules de rhodamine, nous avons placé un filtre de la même couleur sur la caméra, filtrant ainsi les multiples réflexions indésirables du laser sur les parois du réservoir.

Nous disposons au laboratoire de plusieurs objectifs de type macro de focales 50, 60, 105 et 150 mm. Le choix parmi ces différents modèles donne de la souplesse pour la visualisation du

décollement : nous pouvons nous intéresser aux déplacements de particules très proches de la paroi (focales de 105 mm et 150 mm) comme à des comportements de l'écoulements sur un domaine plus large (focales de 50 mm et 60 mm). De plus le besoin d'agrandir une partie de l'écoulement peut être aussi un moyen de diminuer l'erreur de traitement d'image quand les déplacements de particules proche paroi sont trop faibles par rapport à ceux du reste de l'écoulement.

Les images caméra sont envoyées au logiciel DaVis de LaVision. Il est ensuite possible d'effectuer un traitement et un post-traitement des images.

Certaines fonctionnalités du logiciel facilitent la prise d'image. L'outil calibration de la caméra impose les mêmes conditions d'acquisitions pour un objectif donné : à l'aide d'une cible d'étalonnage l'utilisateur fait le focus camera, corrige le parallélisme, impose un système de coordonnées ; le logiciel quand à lui calcule un facteur d'échelle qu'il appliquera aux champs de vitesse afin de travailler dans les unités SI.

Afin de diminuer encore les erreurs aléatoires de mesure, plusieurs expériences, répétées successivement, ont été moyennées entre elles. La prise d'images a donc été synchronisée avec le mouvement du cylindre grâce à un échelon de tension, généré par une carte NI TB2715 pilotée à partir du programme Labview et envoyé au logiciel DaVis afin de déclencher l'acquisition au temps voulu.

4.3 Méthodes de post-traitement

4.3.1 Programmation

Tout nos calculs ont été réalisés en langage FORTRAN 90. Le champ de vitesse ainsi que les dérivées spatiales exactes des composantes u et v données par la solution analytiques ont été entièrement codés à la main.

Pour le calcul des trajectoires des particules de fluide proches de la paroi, l'interpolation spatiale est effectuée par une fonction d'interpolation bicubique et l'intégration temporelle est réalisée par un schéma de Runge-Kutta d'ordre 5.

Pour rendre compte (sur une seule image) du mouvement des particules nous re-créons numériquement une image de type longue exposition (notre caméra ne pouvant pas le faire directement) en procédant au moyennage d'images consécutives.

La visualisation des tous nos résultats (profils, trajectoires, champs de vitesse et images) est réalisée à l'aide du logiciel TECPLOT 360.

Certaines figures feront apparaitre des abscisses dans le domaine des négatifs. Ceci provient

d'un retournement de l'image que nous avons effectué dans TECPLOT 360 dans le but de rester logique dans la démonstration du décollement : la convention que nous avons adoptée dans le chapitre 3 localisait le décollement à droite du cylindre et nous l'avons gardée par souci de clarté.

4.3.2 Méthode de calcul complémentaire

En vue d'appliquer les équations du chapitre 3 à des données expérimentales, nous allons être confrontés à certains problèmes. En effet, la détermination de la pente par l'équation (3.7) nécessite des dérivées spatiales d'ordres 2 du champ de vitesse et la courbure des dérivées d'ordre 3 (équation (3.8)). Or, au voisinage du décollement, les vitesses sont par défaut voisines de 0 si bien que des erreurs importantes seront introduites en dérivant des champs mesurés bruités.

Pour limiter ces effets, nous avons choisi d'écrire les composantes de vitesse autour du point de décollement sous la forme d'un polynôme à la fois en x et en y . Les coefficients des différents polynômes sont alors estimés par une régression appliquée à un ensemble de points expérimentaux répartis autour du point de décollement. Cette méthode permet donc de lisser le champ de vitesse et de limiter le bruit dans l'estimation des dérivées spatiales.

Notation et Vocabulaire : *Nous distinguons « l'ordre du profil » du décollement (1 et 2) et le degrés du polynôme que nous employons pour le lissage, « polynôme de degrés n ».*

Afin de tester cette approche, nous avons calculé les profils de décollement (ordres 1 et 2) du cas stationnaire à l'aide de dérivées numériques discrètes pour des polynômes de degrés 3, 4 et 5 et nous y avons superposé le profil calculé par les dérivées analytiques exactes. La figure 4.5 présente la superposition qui résulte du calcul des profils par les deux méthodes précédentes. Cette figure montre que le degré 5 est la meilleure approximation de la courbure du profil théorique bien que le degré 3 suffise à définir entièrement la pente. On remarque qu'il n'est pas important de regarder des degrés supérieurs, le 5 étant amplement satisfaisant ici (réduction conséquente du temps de calcul).

Le cas stationnaire vient de montrer que l'emploi d'un polynôme de degré 5 constituait une bonne approximation de l'ordre 1 et 2 du profil de décollement, la question de l'application au cas instationnaire découle logiquement de cette observation.

Nous avons donc calculé l'ordre 1 et 2 du profil de décollement avec un polynôme de degré 5 pour l'écoulement périodique instationnaire du chapitre 3 et nous l'avons comparé au profil théorique de Haller. La figure 4.6 montre qu'il y a superposition entre les profils analytiques et ceux calculés par des schémas de dérivation discrets quelque soit la fraction de la période ciblée.

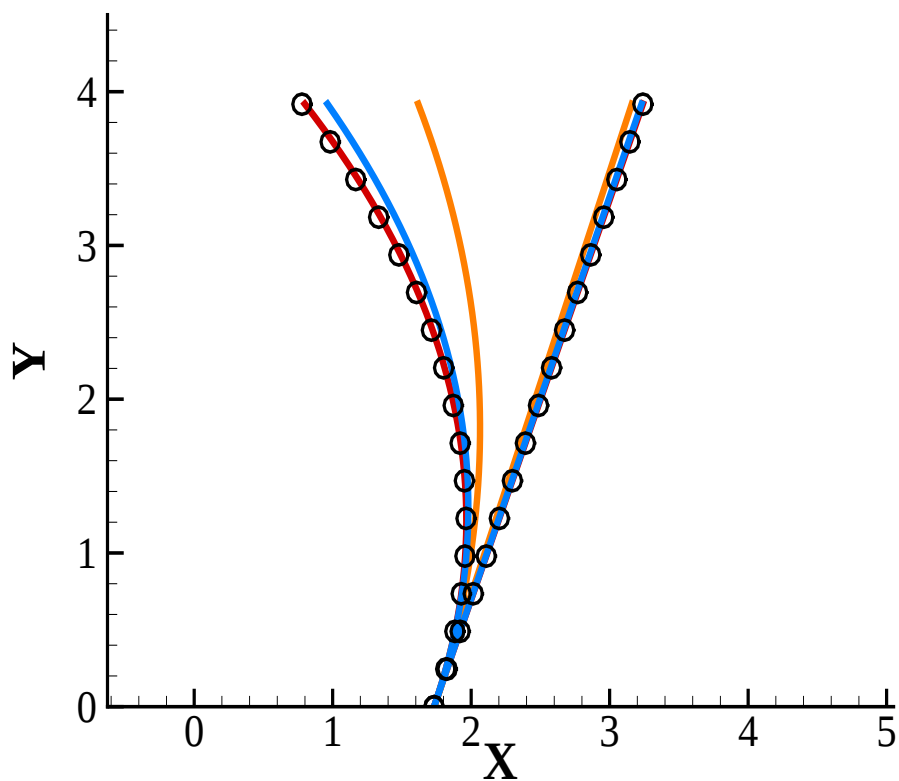


Figure 4.5 Tracé des profils calculés par dérivées discrètes à partir de régression par un polynôme de degrés 3 (en orange), 4 (en bleu) et 5 (en rouge) superposés aux profils analytiques de Haller d'ordres 1 et 2 (cercles noir).

La vérification sur les deux cas d'écoulements à décollement fixe justifie l'emploi de cette méthode dans le chapitre 5. Nous n'utiliserons par la suite que le lissage par un polynôme de degrés 5 pour calculer la pente et la courbure du profil à partir des données expérimentales.

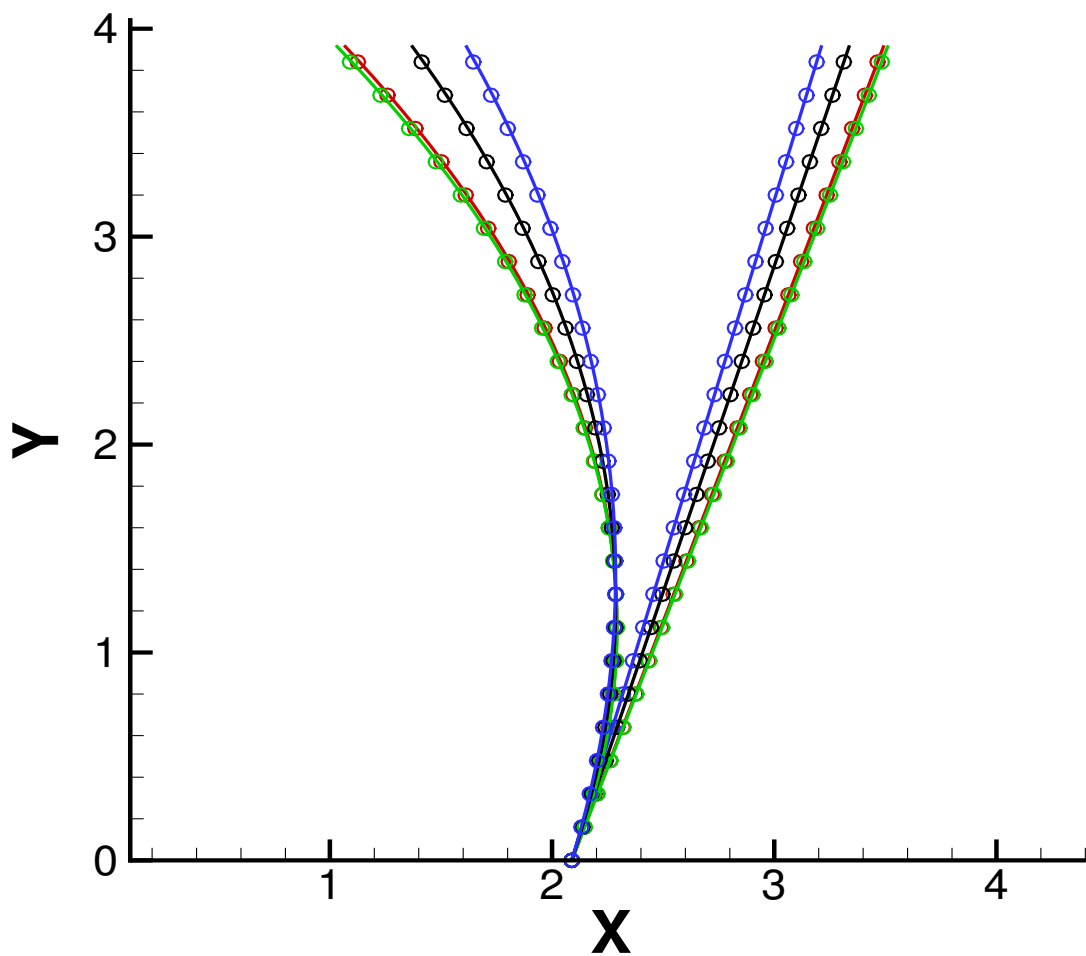


Figure 4.6 Tracé du profil d'ordre 1 et 2 pour différents temps par une régression polynomiale de degré 5 : la courbe rouge pour le temps $t = 2T/5$, la courbe verte pour $t = T/2$, la courbe noire pour $t = 4T/5$ et la courbe bleue pour $t = T$. Le profil théorique de Haller (cercles) est superposé aux courbes précédentes pour les mêmes temps.

CHAPITRE 5 COMPOTEMENT RÉEL DU DÉCOLLEMENT : APPLICATION DES THÉORIES SUR UN ÉCOULEMENT CONTROLÉ EN LABORATOIRE

Chaque expérience menée dans cette partie (sauf cas particulier) sera décrite selon le protocole suivant :

- Méthodologie expérimentale et paramètres d'acquisition
- Extraction du champ de vitesse et calcul du profil
- Visualisation des images caméra avec superposition du profil de décollement
- Bilan de l'expérience

Avant-Propos

Toutes les spécifications données dans ce paragraphe ont pour but de renseigner le lecteur sur certains points qui ne seront pas ou peu traités dans les sections suivantes.

Bien que nous ayons réalisé d'autres essais en laboratoire sur des focales différentes, nous ne présenterons ici que les résultats obtenus avec notre objectif de 60 mm. L'unité des images camera est (par défaut) le millimètre, il est imposé par la calibration sous DaVis.

Certains paramètres de mesure vont être communs à toutes les expériences, pour alléger la notation nous les précisons ici : la vitesse de rotation du moteur est imposée à 1tr/s quelle que soit l'expérience, la distance entre la paroi et le centre du cylindre est de 5.7 cm, la nappe laser est toujours prise horizontale et située à 15 cm du fond du bassin.

Les différents paramètres du mouvement non cités plus haut, les méthodes d'acquisition ainsi que les moyennes d'images seront précisés pour chaque expérience.

5.1 Le décollement fixe : cas stationnaire et périodique

Chaque expérience sur les écoulements à moyenne convergente s'est vu imposé un délai d'établissement de l'écoulement : 300 s ont été décomptées avant chaque série de mesure afin d'éliminer la période de mise en marche du cylindre.

5.1.1 Le cas stationnaire : le cylindre en rotation simple

Méthodologie expérimentale

Pour cette première vérification sur le décollement fixe, la méthode d'acquisition choisie est de type capture simple. En effet dans le cas stationnaire, les vitesses sont très faibles au voisinage du point de décollement. Par conséquent, ceci a été partiellement compensé en augmentant considérablement le délai inter-images afin de limiter les erreurs de mesure.

Les différents paramètres de cette expérience sont résumés dans le tableau 5.1.

Tableau 5.1 Tableau des paramètres pour l'acquisition en régime stationnaire.

Fréquence	8 Hz
Format d'acquisition	capture simple
Nombre de champs moyennés	500
Nombre d'images moyennées	500

Le cas stationnaire présente la particularité d'avoir un champ de vitesse indépendant du temps. En partant de cette propriété il est possible de moyenner tous les fichiers entre eux et de n'en garder qu'un seul pour le calcul du point et du profil de décollement. Le constat est le même pour les images caméra, le moyennage pour la création d'une image longue exposition peut se faire sur un plus grand nombre de clichés.

Visualisation des images PIV avec tracé du profil

La figure 5.1 superpose le profil de décollement (ordre 1 et 2) calculé à partir des champs de vitesse aux images caméras brutes pour le cas stationnaire. La courbure suit parfaitement les lignes de trajectoires, ce qui montre que l'ordre 1 reste toujours une bonne approximation du phénomène mais seulement jusqu'à l'ordonnée $y = 7$ mm.

Nous remarquons que proche du décollement, dans la gamme $[-45 \text{ mm}; -35 \text{ mm}]$, les lignes sont moins prononcées et tiennent plus du pointillé, ce qui souligne le comportement lent des particules expliqué plus haut. Cette observation nous conforte dans l'utilisation de la capture simple car l'augmentation du temps entre chaque prise permet de capturer des déplacements plus importants des particules proche du point de décollement.

Dans cette zone où les vitesses sont très faibles, le moyennage sur les 500 images n'est pas encore assez suffisant pour bien définir l'évolution temporelle des particules et n'utiliser que les trajectoires afin de capturer l'intégralité du phénomène.

Nous avons discuté dans le chapitre 4 de l'emploi d'un polynôme de degré 5 pour s'affranchir des différentes erreurs de mesure (vitesses faibles).

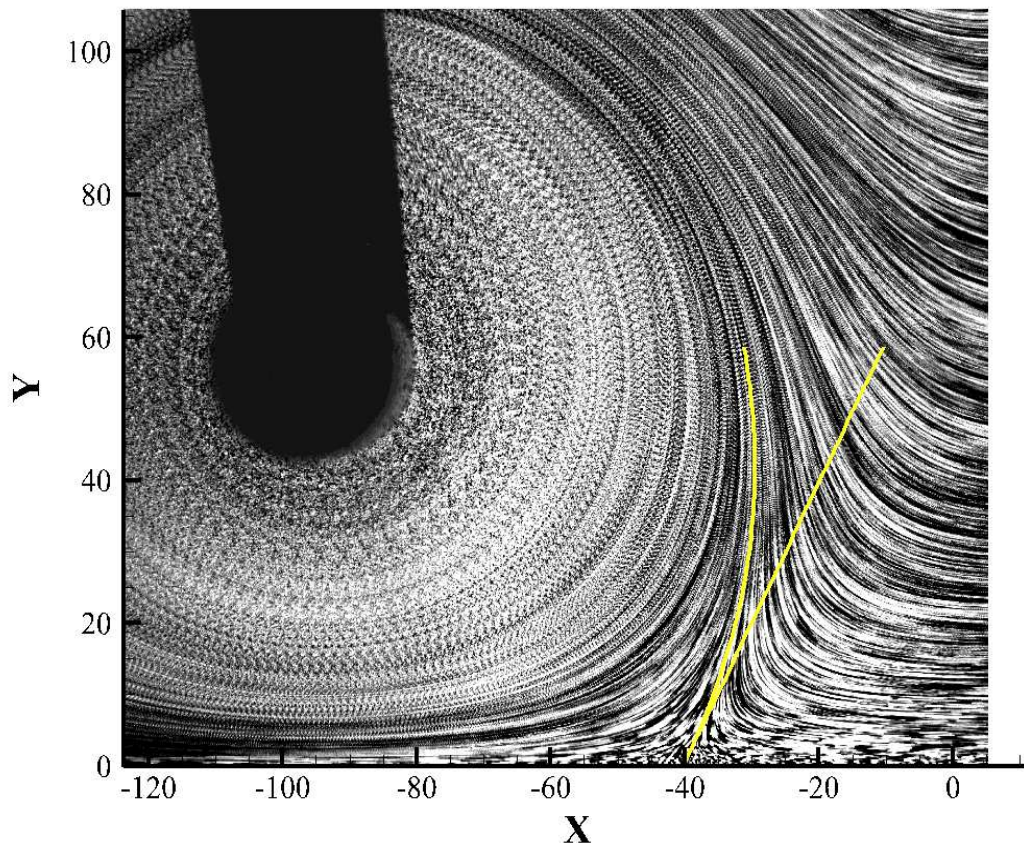


Figure 5.1 Image caméra avec superposition du profil calculé à partir des formules de Haller jusqu'à l'ordre 2 (courbes en jaune) pour le cas stationnaire. Les champs de vitesse sont moyennés sur 500 fichiers, les images cameras sur 500 fichiers consécutifs. L'unité des axes est le mm.

Étant donné le problème de déplacement lent des particules proche paroi, nous avons voulu tester au préalable la stabilité spatiale du polynôme. Pour cela nous avons fait varier le nombre de points utilisés pour la régression, par exemple : omission des 2 premiers points, prendre 1 noeuds sur 2 etc. La figure 5.2 montre que l'ordre 1 est cohérent quelque soit le nombre de points choisis, cependant l'ordre 2 est trop dépendant des variations de l'écoulement (principalement à cause des dérivées spatiales d'ordre 3) de ce fait nous ne pouvons pas conclure sur la validité de cette méthode pour l'ordre 2.

La dépendance des points dans le schéma spatial influe trop sur le calcul du profil à l'ordre 2 par polynôme de degrés 5 et nous contraint à ne regarder que l'ordre 1 (l'étude de la courbure pourrait nous induire en erreur pour les écoulements instationnaires).

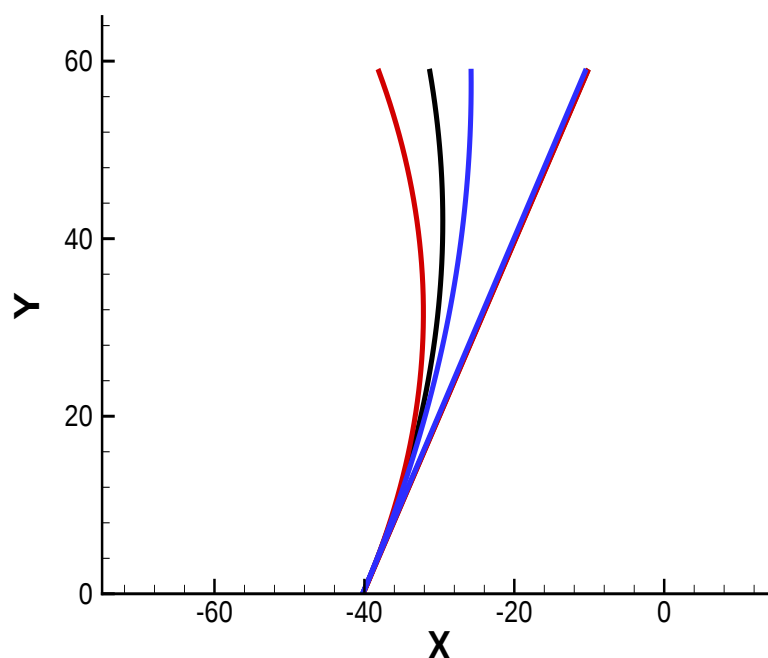


Figure 5.2 Profils calculés par des polynômes de degrés 5, les dérivées discrètes de la courbe noire sont calculées en utilisant dix points selon x (centrage) et y , celles de la courbe bleu ont deux points supplémentaires selon x (un en amont et aval) et celles de la courbe rouge utilisent deux points supplémentaires selon y .

5.1.2 Le cas instationnaire périodique : le cylindre en oscillation

Méthodologie expérimentale

Une série de tests préliminaires a permis d'arrêter notre choix de paramètres du mouvement sur les valeurs suivantes : la fréquence d'oscillation est prise à 0.4 Hz et l'amplitude du mouvement est de 4.8 cm.

Visualisation des images PIV

Le cas stationnaire précédent a démontré l'emploi obligatoire de la capture simple avec des fréquences en dessous de 10 Hz (8 Hz dans le cas précédent) dans le but de bien détecter le déplacement des particules proches de la paroi. Nous reprenons la méthode d'échantillonnage et de reconstitution de la période vue au chapitre 4. L'acquisition caméra a été réalisée avec le jeu de paramètre visible dans le tableau 5.2. L'image longue exposition est créée en moyennant des images à des périodes différentes mais ayant la même phase dans le mouvement

du cylindre : image au temps t avec celle à $t + T$ et celle à $t + 2T$ et ainsi de suite.

Tableau 5.2 Tableau des paramètres pour l'acquisition en régime instationnaire périodique.

Frequence	4.16Hz
Format d'acquisition	capture simple
Nombre de champs moyennés (par pas de temps)	12
Nombre de champs par période	52
Nombre d'images moyennées (par pas de temps)	15

La figure 5.3 présente la superposition du profil de décollement aux images caméra à différents temps. Pour des ordonnées ne dépassant pas la valeur $y = 10$ mm, notre calcul de la pente reste cohérent avec le comportement des trajectoires de particules dans cette zone quelque soit le temps considéré. Au voisinage du profil les particules ne le traversent pas, elles oscillent en phase avec le cylindre. L'emploi de la théorie du décollement fixe de Haller sur nos données issues de la PIV donne donc des résultats concluants.

Au vu des différences que nous avons observées entre ce qu'avait énoncé Surana et Haller (2008) et notre écoulement analytique, il est nécessaire de se pencher sur l'étude du décollement mobile par la méthode PIV, afin de statuer sur la position de ce point.

5.2 Le décollement mobile : avance et avance oscillation

5.2.1 Le cylindre en avance seule

Le seul paramètre du mouvement important ici est la vitesse d'avance du cylindre prise à 1 cm/s. Nous avons imposé les paramètres du tableau 5.3 pour nos acquisitions PIV. Nous avons choisi de travailler avec des doublets plutôt que de la capture simple car ce format d'acquisition est plus avantageux pour l'observation de phénomène se situant en dehors de la paroi (le mouvement d'avance ne nécessite pas l'exploitation de données à la paroi, nous utilisons le laser au maximum de sa capacité).

car le mouvement d'avance ne nécessite pas l'exploitation de données à la paroi, nous pouvons choisir la plus grande fréquence admissible

Visualisation des images PIV

Nous reconstituons toujours une image de type longue exposition afin de visualiser l'évolution temporelle des traceurs de l'écoulement. Pour ce faire, les images ont été moyennées en les décalant du déplacement du cylindre, c'est ce que présente la figure 5.4.

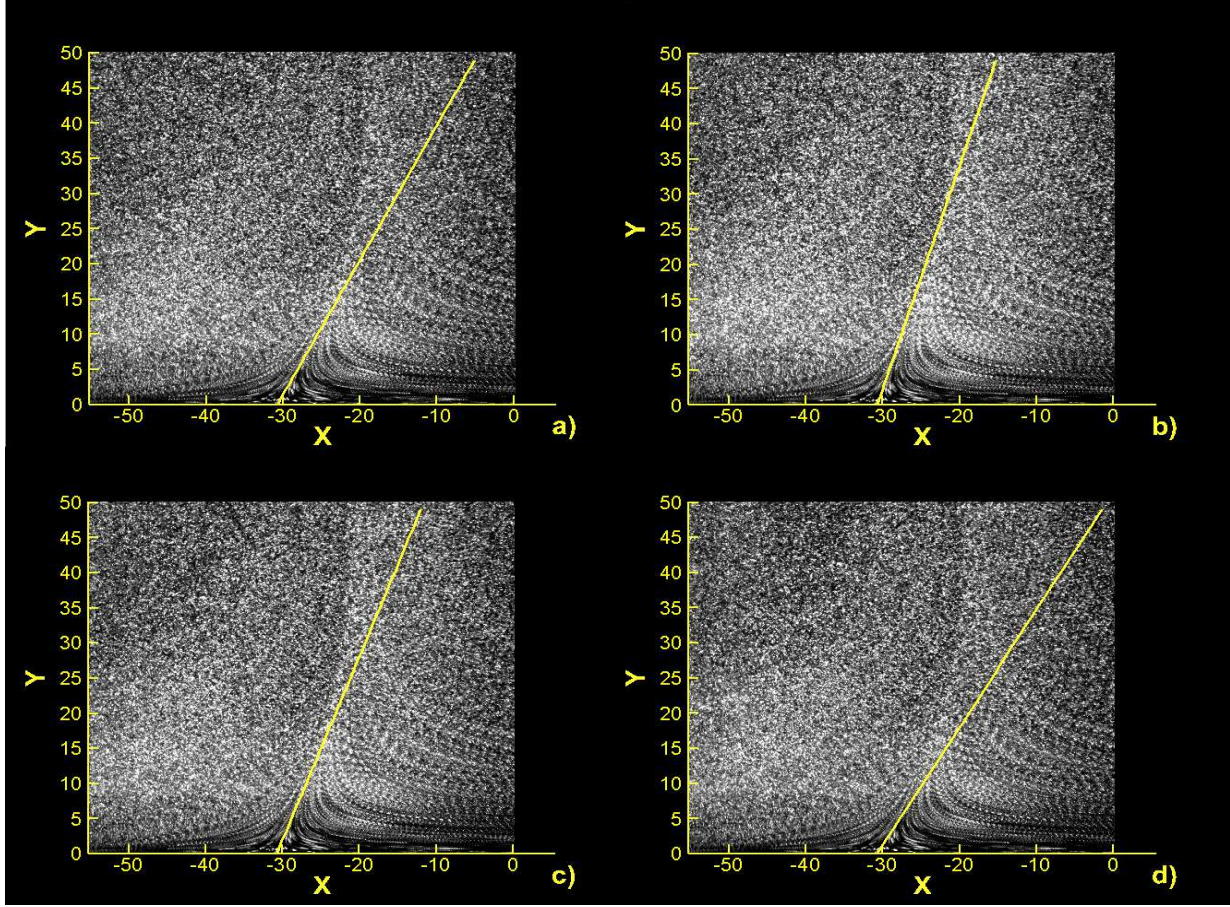


Figure 5.3 Profil d'ordre 1 calculé à l'aide de Taylor de degrés 5 superposé aux images cameras pour les temps : a) $t = T/4$, b) $t = T/2$, c) $t = 3T/4$ et d) $t = T$.

Cette première visualisation renforce notre théorie sur le comportement du décollement dans l'écoulement. Le fait de se placer directement dans le repère du cylindre permet la comparaison avec nos observations numériques du chapitre 3. Nous remarquons que l'image PIV de la figure 5.4 suffit à prouver le caractère hors paroi du point de décollement. Bien que nous ne le montrons pas, nous avons effectué des extractions de champs de vitesse et calculé numériquement des lignes de courant dans le référentiel du cylindre afin de les comparer aux trajectoires de particules : le comportement observé est le même, le point critique est bien visible.

Nos données PIV (figure 5.4) appuient nos observations du chapitre 3 (figures 3.8 et 3.9) et viennent contredire l'approche menée par Surana et Haller (2008). Comme pour le chapitre 3, nous allons maintenant étudier le couplage de l'avance avec l'oscillation.

Tableau 5.3 Tableau des paramètres pour l'acquisition du cylindre en translation uniforme.

Fréquence	15Hz
Format d'acquisition	douplet
Nombre de champs moyennés (par pas de temps)	10
Nombre d'images moyennés (par pas de temps)	10

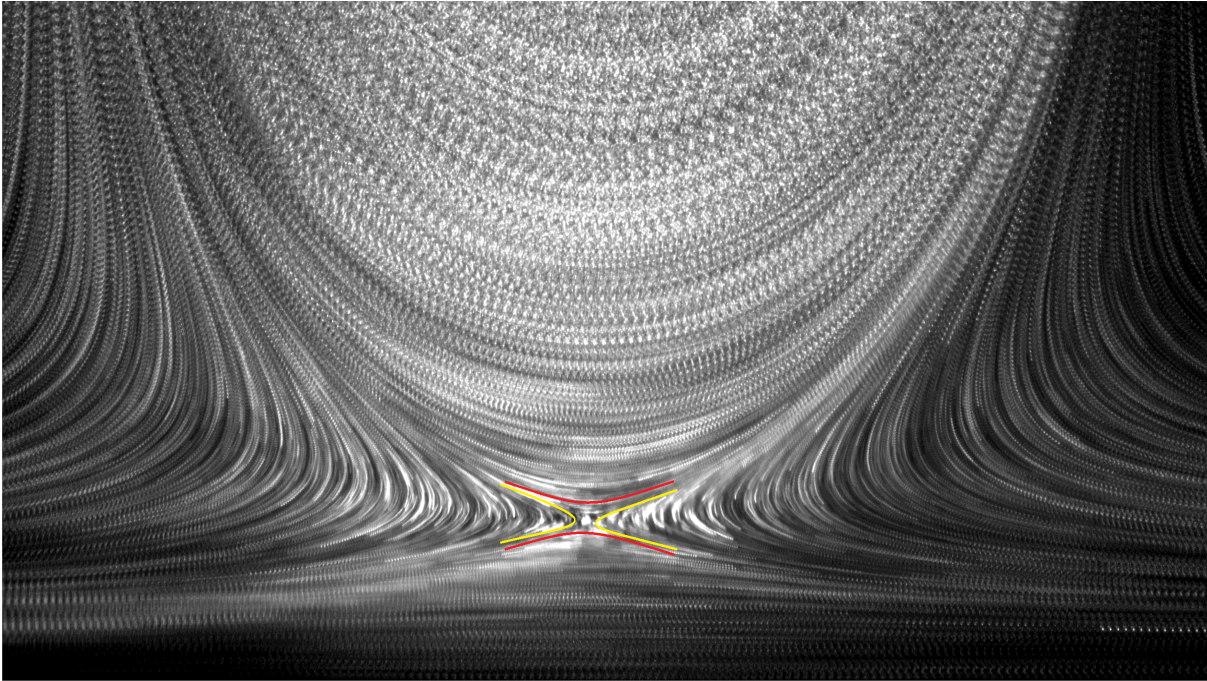


Figure 5.4 Visualisation du décollement mobile pour le cylindre en translation uniforme, le comportement autour de ce point est accentué par le tracé de quatre portions de courbe.

5.2.2 Le cylindre en avance-oscillation

Les paramètres du mouvement du cylindre sont donnés dans le tableau 5.4.

Tableau 5.4 Paramètres du moteur pour l'avance oscillation.

Vitesse d'avance	1 cm/s
Amplitude du mouvement	1 cm
Fréquence d'oscillation f_{cyl}	0.5Hz

Les acquisitions PIV ont été réalisées avec les paramètres du tableau 5.5.

Comme démontré dans le chapitre 3, les lignes de courant ne permettent plus à elles seules de définir correctement le point de décollement dans ce cas précis. Nous avons tout de même remarqué dans l'écoulement un point (possibilité de décollement) dont le comportement

Tableau 5.5 Tableau des paramètres d'acquisition pour le cylindre en avance oscillante.

Fréquence	15Hz
Format d'acquisition	douplet
Nombre de champs moyennés (par pas de temps)	4
Nombre d'images moyennées (par pas de temps)	5

pouvait s'apparenter à celui d'un point selle lagrangien. Nous comptons utiliser les propriétés des collecteurs autour de ce point afin de le capturer sur nos images PIV, analyser son comportement et regarder s'il y a un rapport avec le point de décollement.

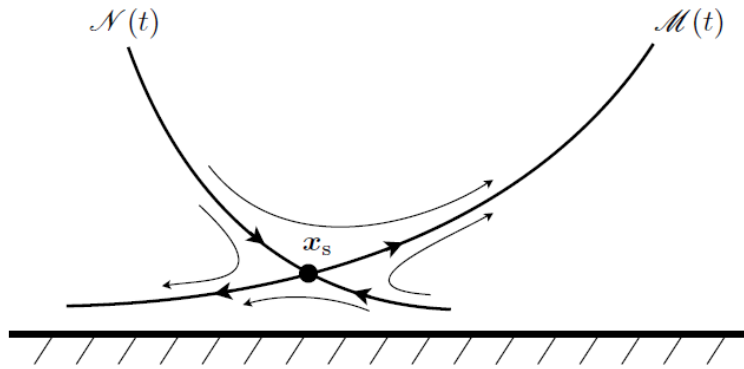


Figure 5.5 Comportement de collecteurs stable $\mathcal{N}(t)$ et instable $\mathcal{M}(T)$ autour d'un point selle lagrangien noté x_s . Le collecteur stable $\mathcal{N}(t)$ attire les particules vers le point selle (flèches vers x_s) tandis que le collecteur instable $\mathcal{M}(T)$ éloigne les particules du point selle (flèches vers l'extérieur). Figure tirée de Miron et Vétel (2015).

Nous remettons ici la figure du comportement des collecteurs autour d'un point selle par souci de clarté pour le lecteur.

Tout d'abord, il est nécessaire de capturer le point selle. En raisonnant sur le mouvement d'avance-oscillation du cylindre, nous formulons l'hypothèse suivante : dans le repère du cylindre la position du point selle relative au cylindre doit rester inchangée d'une période à l'autre. La caractérisation de ce point s'effectue en recherchant un point qui revient périodiquement à sa position par rapport au cylindre. En pratique, cela revient à calculer les trajectoires de tous les points du domaine et à minimiser l'écart entre la distance au cylindre à t et celle à $t + T$.

Une fois le point selle obtenu, nous allons calculer l'angle du décollement. En considérant un élément de ligne matérielle, nous pouvons calculer sa variation temporelle par l'équation

linéarisée suivante :

$$\dot{\mathbf{e}} = \nabla \mathbf{V}(x(x_0, t)) \mathbf{e} \quad (5.1)$$

avec $\mathbf{V}$ le champs de vitesse, x_0 la position initiale selon x de l'élément de ligne matérielle. En choisissant $\mathbf{e} = (e \cos(\theta), e \sin(\theta))$, nous obtenons les deux équations différentielles suivantes :

$$S = \frac{\dot{e}}{e} = u_x \cos^2(\theta) + v_y \sin^2(\theta) + (u_y + v_x) \cos(\theta) \sin(\theta) \quad (5.2)$$

$$\dot{\theta} = v_x \cos^2(\theta) - u_y \sin^2(\theta) + (v_y - u_x) \cos(\theta) \sin(\theta) \quad (5.3)$$

La première équation caractérise le taux de déformation S des collecteurs, la deuxième renseigne sur l'angle des collecteurs.

La recherche des collecteurs associés se limite alors à l'étude des lignes matérielles dont la pente vérifie $\theta(t) = \theta(t + T)$.

5.2.3 Visualisation des images PIV

Avec nos champs extraits nous trouvons quatre angles (mesurés par rapport à l'horizontale) qui vérifient les propriétés énoncées précédemment : un angle positif (collecteur instable), un angle négatif (collecteur stable) ainsi que leurs opposés respectifs (valeur de l'angle ajoutée à π). Une fois nos pentes trouvées, nous calculons l'évolution temporelle de ces lignes matérielles et nous les superposons aux images caméra moyennées, c'est ce que montre la figure 5.6. Ces images ont été obtenues en décalant 5 images successives en suivant la trajectoire du point selle obtenu précédemment et en les moyennant dans ce nouveau repère. Les images sont alors centrées en $x = 0$ qui est l'abscisse du point selle calculé que l'on suit en temps.

La figure 5.6(a) montre un bon accord avec les profils de décollement, qui indiquent que le point selle se situe à $y \simeq 0.8$. Sur les figures 5.6(b) et (c) nous observons un décalage entre les trajectoires de particules et le tracé des collecteurs pour retrouver un bon accord sur la figure 5.6(d).

Les variations spatiales des collecteurs n'étant pas très visibles sur la figure 5.6, nous les avons superposés sur une seule figure 5.7 (comme sur la figure 3.1) afin de mieux apprécier le déplacement selon y du point selle. Notre hypothèse sur la variation en y du point selle est vérifiée ici avec décalage de l'ordre du millimètre sur la coordonnée y .

Là où la démarcation était nette dans le cas de l'avance seule, il est plus difficile ici de statuer dû à un manque de visibilité des trajectoires aux alentours du point selle. Augmenter le nombre de moyenne et de séries de mesure pourraient réduire ce problème. Mais gardons

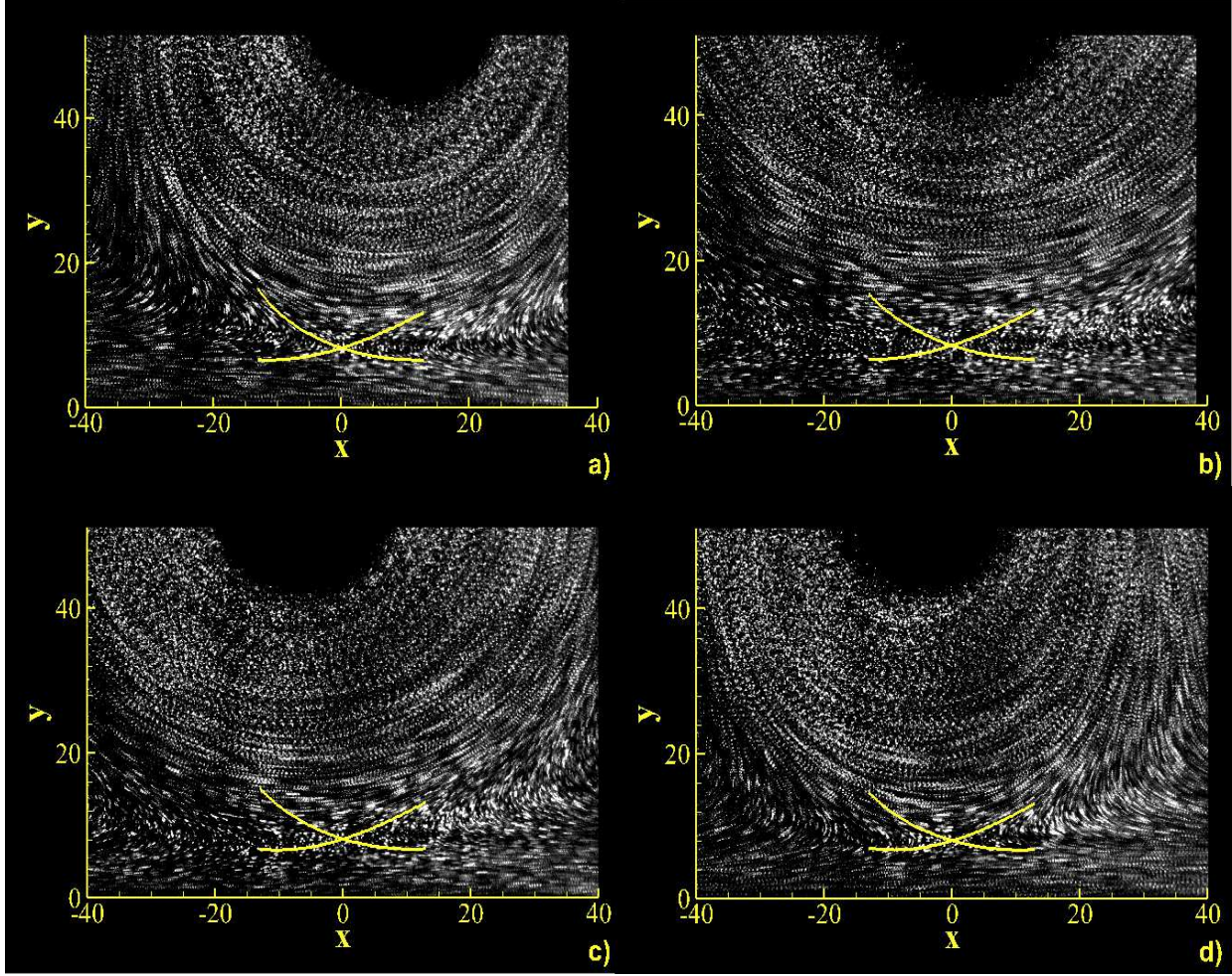


Figure 5.6 Superposition des collecteurs du point selle aux images PIV pour différentes fractions de la période : (a) $t = 2T/5$, (b) $t = 3T/5$, (c) $t = 4T/5$ et (d) $t = T$. La visualisation se fait dans le repère du cylindre.

à l'esprit que le tracé de nos profils reste valable seulement au voisinage du point selle, il est logique d'observer des décalages ou des particules qui traversent ces lignes dès lors que l'on s'éloigne de notre approximation.

Au vu du comportement du décollement dans les cas d'oscillation avec et sans avance, nous observons soit un décollement mobile, soit un décollement fixe. Nous nous sommes donc intéressés à chercher un état intermédiaire entre ces deux phénomènes en retravaillant avec un mouvement d'oscillation seul du cylindre mais en augmentant l'amplitude du mouvement.

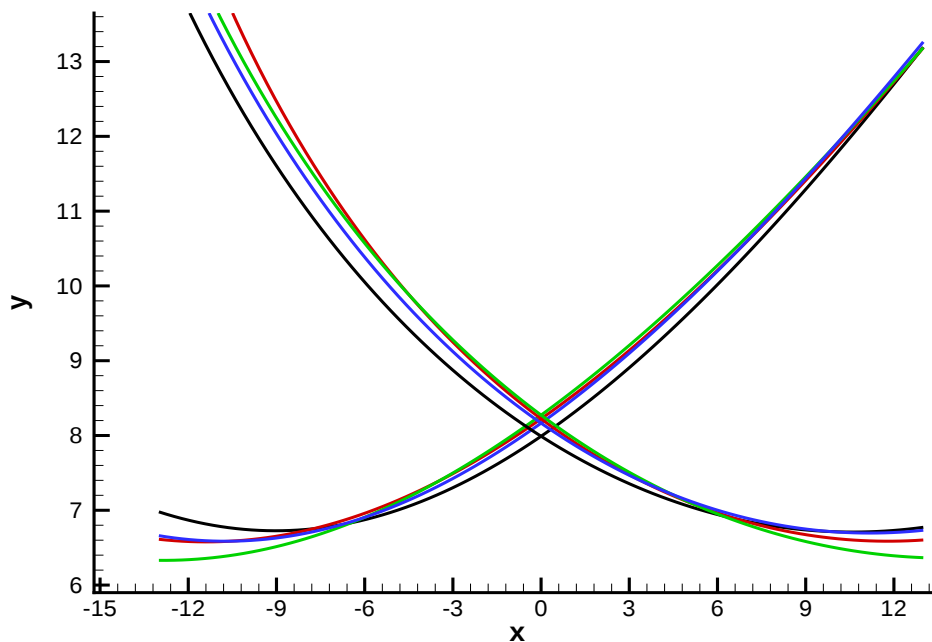


Figure 5.7 Superposition des collecteurs pour différentes fractions de la période : rouge pour $t = 2/5T$, vert pour $t = 3/5T$, bleu pour $t = 4/5T$ et noir pour $t = T$.

5.3 Investigation sur le cas intermédiaire

La difficulté de ce cas est tout d'abord matérielle, pour capter l'intégralité du mouvement de grande amplitude nous devons, soit utiliser deux cameras, soit découper le mouvement en différents segments et reconstituer une image complète en connaissant le décalage spatial entre chaque séquences. Un problème de lentille nous empêche d'utiliser notre deuxième caméra et nous contraint à utiliser la seconde méthode.

Les paramètres du mouvement du cylindre sont présentés dans le tableau 5.6, ceux de l'acquisition sont dans le tableau 5.7.

Tableau 5.6 Paramètres du moteur pour l'oscillation de grande amplitude.

Amplitude du mouvement	20 cm
Fréquence d'oscillation	0.05 Hz

Nous présentons sur la figure 5.8 le champ de vitesse recomposé avec les trajectoires de particules (sous forme de lignes et de points) pour différents temps.

Tableau 5.7 Paramètres d'acquisition pour le cylindre en oscillation de grande amplitude.

Fréquence	15Hz
Format d'acquisition	doublet
Nombre de segment	3
Nombre de champs moyennés (par pas de temps)	10
Nombre d'images par segment	70
Nombre d'images moyennées (par pas de temps)	5

Nous remarquons la présence d'un double décollement : l'un dans l'intervalle $[x = 0.25, x = 0.3]$ qui serait à priori de type fixe (à mettre en rapport avec le cas d'oscillation pur du cylindre) l'autre qui a lieu dans l'écoulement au passage du cylindre à partir de la coordonnée $x \simeq 0.1$ sur la figure 5.8(b) (qui serait à mettre en lien avec le cas du cylindre en avance seule).

Nous voyons qu'il y a co-existence des deux phénomènes pour un même mouvement. De là nous allons essayer de les capturer sur des images PIV.

La figure 5.9 montre à la fois un décollement mobile sur la figure (a) dans la zone $(x \simeq -100; y \simeq 30)$ et un décollement fixe au voisinage de $x \simeq 40$ sur la figure (b). Nous remarquons que la pente du décollement fixe franchit la verticale alors que dans le cas théorique du chapitre 3 et nos observations PIV de la figure 5.3 les variations de la pente restaient tout le temps à droite de la verticale.

La PIV ayant confirmée nos observations numériques, nous nous interrogeons sur la physique de ces décollements et plus particulièrement les domaines de validité de chacun des modèles : jusqu'à quel point considérons-nous que le décollement est mobile ? Quand passe-t-on au décollement fixe ?, Que se passe-t-il entre temps ?

Pour répondre à ces questions, nous avons étudié la trajectoire du point de décollement mobile (son parcours sur une demi-période), elle est présentée sur la figure 5.10. Nous l'avons calculée en utilisant la méthode suivante : le point de décollement mobile est capturé lorsque le cylindre se trouve à mi-chemin de la demi-période « retour » (autour de l'abscisse $x = 0.15$, ce qui correspond à l'intervalle de temps $[7T/10; 8T/10]$), nous avons numériquement reconstitué le parcours amont (jusqu'à $T/2$) et aval (jusqu'à T) de ce point.

Pour des abscisses inférieures à $x = 0.07$, nous remarquons que le point est attiré par le cylindre de la position $y \simeq 0.065$ jusqu'à l'ordonnée $y \simeq 0.025$. Le phénomène inverse se produit pour des abscisses supérieures à $x \simeq 0.25$ où nous observons une éjection de ce point. La zone intermédiaire (x dans l'intervalle $[0.07, 0.25]$) expose un comportement du point de décollement mobile analogue à celui observé dans le cas de l'avance seule, à savoir une

évolution quasi-horizontale.

L'étude de la trajectoire donne un premier aperçu de la limite de validité du décollement mobile : lorsque le cylindre se rapproche de la zone du décollement fixe, c'est celui-ci qui prend le relai en éjectant le point de décollement mobile. Ce comportement est différent du cas d'avance oscillation où le point revenait à sa position (relativement au cylindre) au bout d'une période.

Pour appuyer nos observations et confirmer la position de la zone de décollement mobile, nous nous sommes penchés sur l'étude de deux paramètres issus des collecteurs stable et instable qui entourent le décollement mobile : la variation des angles (ou pentes) et le taux de déformation S lagrangien de ces lignes sur une demi-période (calculés à partir des équations 5.2 et 5.3).

La figure 5.11 présente la valeur des angles en fonction de la position x . La première particularité que l'on observe est que le signe des angles est bien cohérent avec le comportement des collecteurs (négatif pour stable et positif pour instable). En reprenant toujours l'analogie avec le mouvement d'avance seule, nous recherchons les lieux (abscisses) qui admettent une variation faible des angles des collecteurs (nous rappelons que, dans le cas de l'avance seule, les angles étaient constants). L'intervalle qui admet cette propriété est $[x = 0.1; x = 0.21]$. Nous pouvons considérer que, dans cette zone, le décollement est mobile, elle rejoint en partie la zone que nous avons identifié sur la figure 5.10 (légère surestimation si l'on ne travaille qu'avec la trajectoire du point).

L'autre donnée importante avec laquelle nous souhaitons travailler est le taux de déformation S des collecteurs du décollement : le collecteur instable est plutôt soumis à une contrainte qui tend à « l'allonger » tandis que le collecteur stable tend à « se comprimer ». Nous sommes capable de retrouver ces comportements en étudiant le signe du taux de déformation. C'est ce que nous proposons sur la figure 5.12.

Nous remarquons sur le collecteur instable, la présence d'une zone d'établissement du taux de déformation de $x = 0.06$ à $x = 0.08$ avec stabilisation autour de la valeur $y = 0.7$. Bien que dans le cas précédent nous recherchions les intervalles à variables constantes, ici c'est le changement de signe qui fait foi. Nous avons cherché les abscisses qui présentaient des taux de déformation de signes opposés et nous avons renseigné sur la figure 5.12 les valeurs des bornes de l'intervalle correspondant. Les valeurs x_{min} et x_{max} sont assez proches de celles observées sur la figure 5.10.

Bilan

Nous avons par différents moyens démontré la présence simultanée d'un décollement mobile et d'un fixe pour les mouvements d'oscillation de grande amplitude. Le comportement que nous observons est un mélange entre la théorie fixe du cas périodique (avec variation temporelle de la pente du profil) et mobile de l'avance seule (collecteurs dont la pente varie peu). Bien que nous ayons déterminé le domaine d'application de chacune de ces deux théories, nous ne sommes pas encore en mesure d'exposer la physique du passage de l'un vers l'autre.

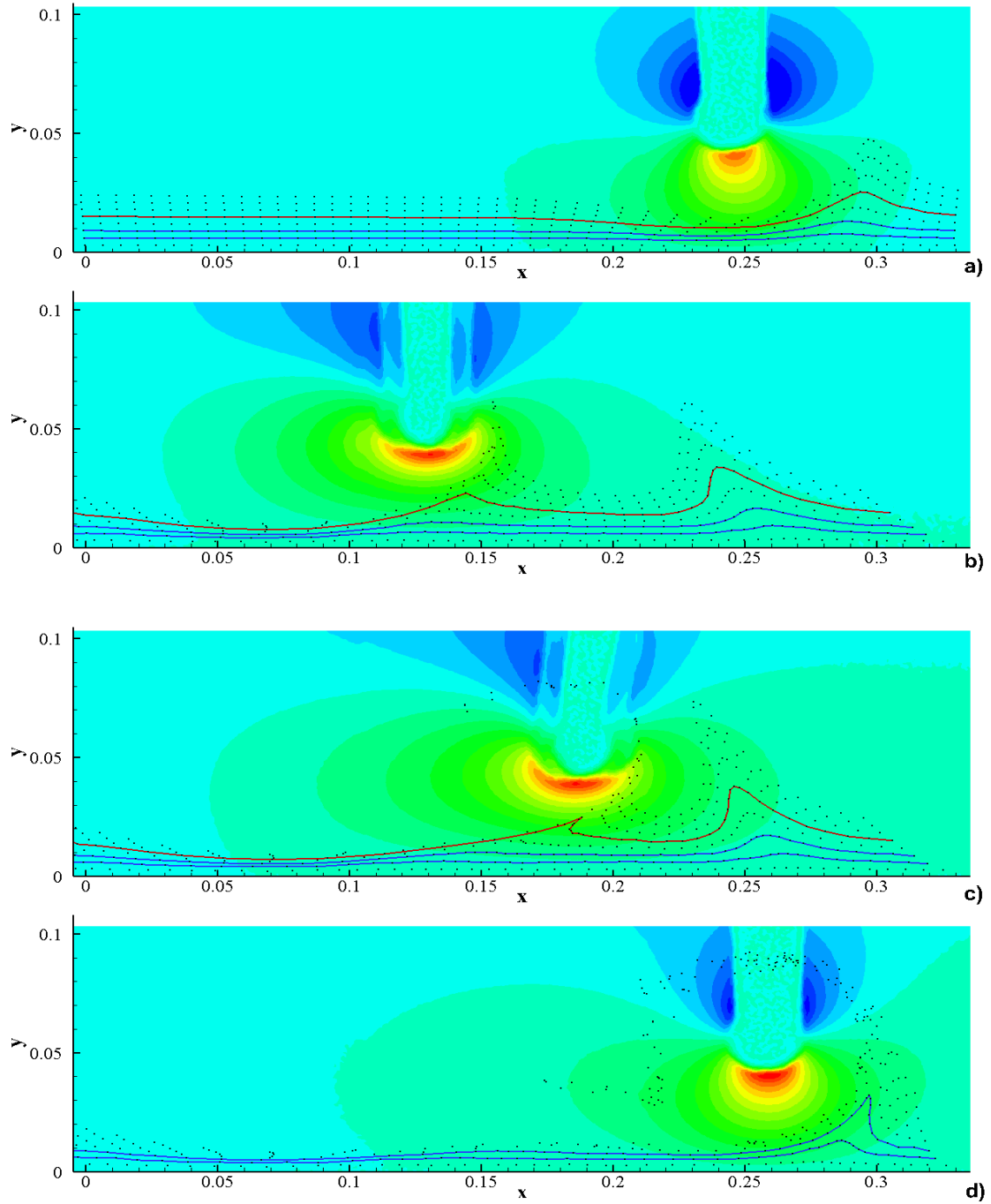


Figure 5.8 Iso-contours du champ de vitesse u reconstitué pour différents temps : $t = T/10$ pour la figure (a), $t = 7T/10$ pour (b), $t = 8T/10$ pour (c) et $t = T$ pour (d). La ligne présentant un double arrachage de particules est coloriée en rouge, celles présentant un décollement fixe sont visibles en bleu, les particules sont représentées sous la forme de points noirs. L'unité utilisée est le mètre.

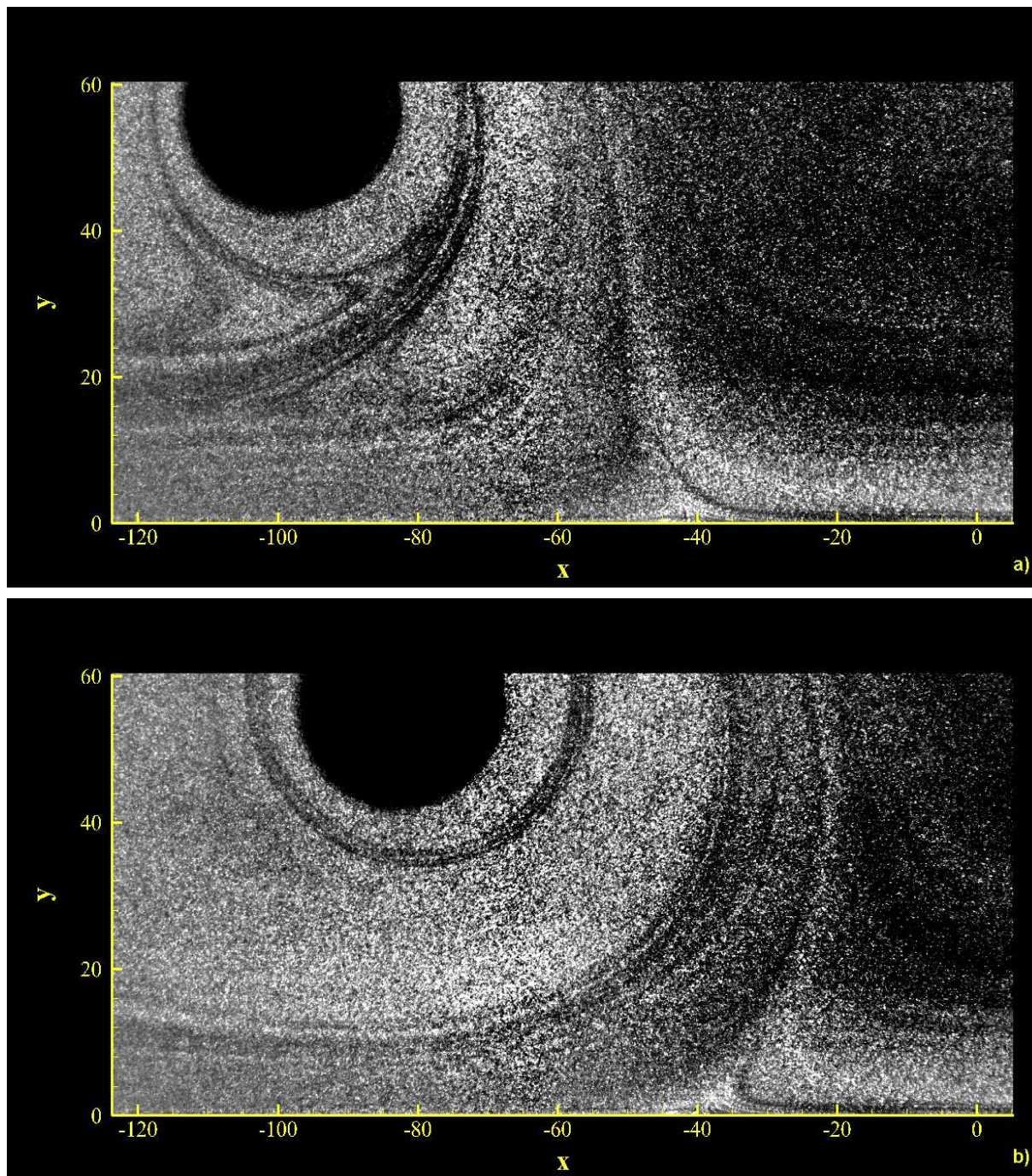


Figure 5.9 Images PIV de l'oscillation de grande amplitude pour les temps $t = 9T/10$ (a) et $t = T$ (b). Les images sont issues d'un seul des trois segments. L'unité utilisée est le millimètre.

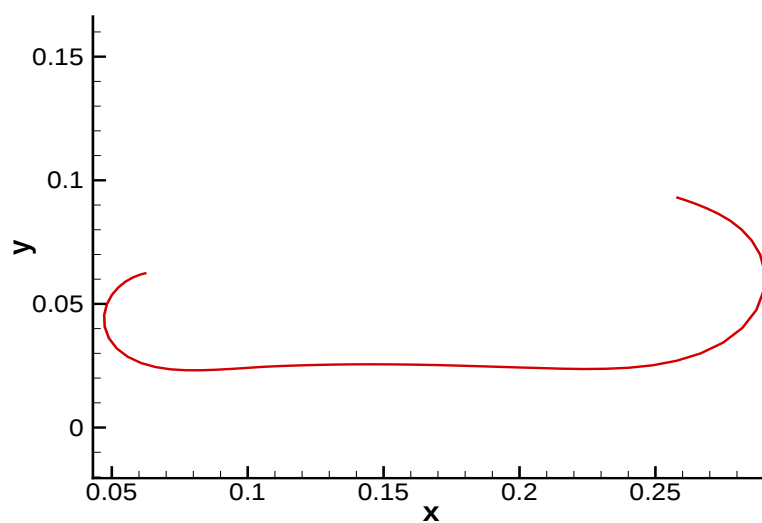


Figure 5.10 Trajectoire du point de décollement mobile lors du mouvement du cylindre de gauche à droite.

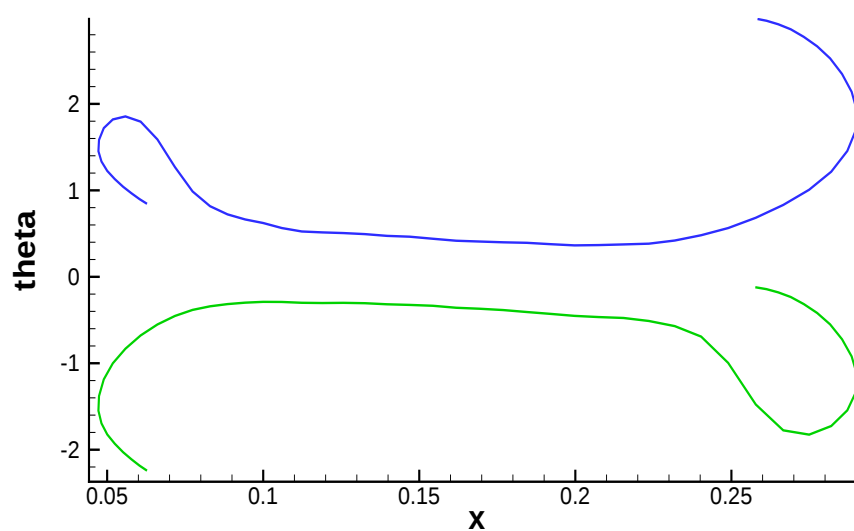


Figure 5.11 Variation des angles de collecteurs instable (bleu) et stable (vert) en fonction de l'abscisse. Les angles sont exprimés en radian et la position x est en mètre.

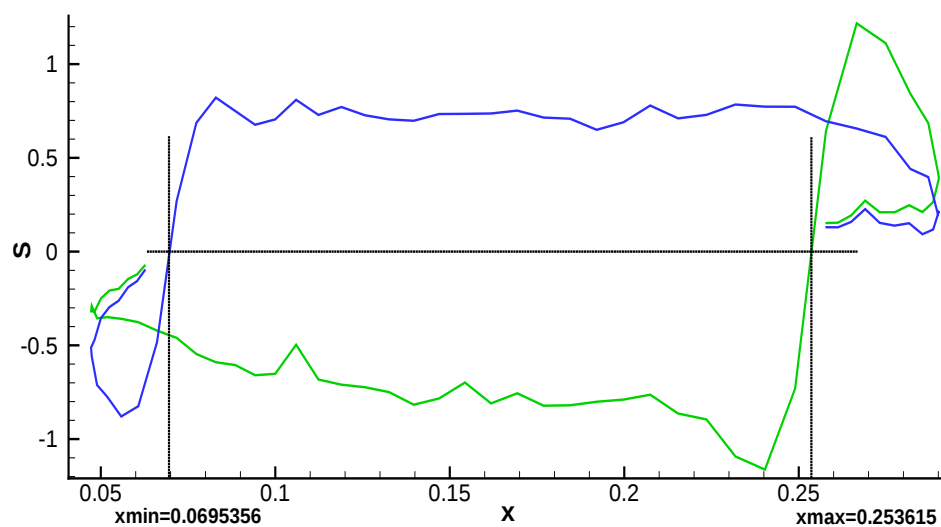


Figure 5.12 Variation du taux de déformation des collecteurs instable (bleu) et stable (vert) en fonction de l'abscisse. Les abscisse où les différentes courbes viennent croiser un taux de déformation nul sont indiquées.

CHAPITRE 6 CONCLUSION

6.1 Synthèse des travaux

Les objectifs que nous nous étions fixés ont été pour la plupart atteints.

La visualisation sur des écoulements analytiques fut essentielle à la compréhension de la physique du décollement fixe et a servi de prémices à l'élaboration de notre théorie sur le comportement du décollement mobile.

Le choix de la méthode d'extraction de champs de vitesse par PIV s'est révélé judicieux car nous avons été en mesure de vérifier expérimentalement les théories sur le décollement fixe développées par Haller pour un écoulement stationnaire et instationnaire périodique. Les théories que nous avons développées pour caractériser le décollement mobile ont bien fonctionné pour le cas de l'avance seule mais ont posé plus de difficultés lorsque l'oscillation a été superposée à l'avance du cylindre. Néanmoins la capture d'un décollement hors paroi reste pour le moins un résultat conséquent.

L'étude de l'oscillation de grande amplitude a soulevé la question des limites de validité des modèles de décollement et de la physique de la transition d'un type de décollement à un autre.

6.2 Limitation de la solution proposée

Dans chacune de nos vérifications des théories mobile et fixe, nous n'utilisons que deux types d'écoulements différents : stationnaire et instationnaire périodique pour le cas fixe, avance et avance oscillatoire pour le cas mobile. Nous sommes en droit de nous demander si nous pouvons proposer un modèle d'évolution général (ou critère) en nous basant sur si peu de cas particuliers.

Bien que nous ayons apporté de nouveaux éléments dans la compréhension du phénomène de décollement, nous devons aussi rappeler que nos expériences sont pour des écoulements très visqueux (écoulements de Stokes) et qu'il faut bien sûr se pencher sur l'application de ces théories à des écoulements plus complexes, comme les détachements tourbillonnaires voire la turbulence. De plus en nous limitant à l'étude en deux dimension du phénomène, la généralisation de la théorie aux écoulements tridimensionnels s'inscrirait dans la continuité de nos travaux.

6.3 Améliorations futures

Bien que la plupart de nos résultats expérimentaux concordent avec nos observations numériques, nous remarquons qu'il y a encore certaines améliorations à effectuer dans nos protocoles expérimentaux et particulièrement au niveau de la réduction du bruit dans les mesures (augmentation du nombre de moyennes par exemple). Ceci rendrait possible l'étude de la courbure du profil dans le cas des écoulements instationnaires périodiques.

L'utilisation d'une deuxième caméra dans différentes mesures permettrait de s'affranchir de certaines restrictions spatiales que nous avons : dans le cas de l'avance oscillation nous étions forcés de limiter l'amplitude du mouvement du cylindre afin de capturer au moins une oscillation dans la fenêtre de la caméra. De plus, ceci nous permettrait de travailler dans de meilleures conditions pour l'étude de l'oscillation de grande amplitude, où la reconstitution numérique de l'image n'est pas optimale. La mise en place de nouvelles expériences pour l'étude du passage mobile vers fixe permettrait de mieux cerner la physique de la transition et serait un premier pas vers la formulation d'un critère universel.

6.4 Perspectives

Au vu des modèles de décollement que nous avons regardés, nous ne pouvons pas nous restreindre à une approche manichéenne du phénomène mais essayer de comprendre les limites d'application de chacune des théories (mobile et fixe). L'approfondissement du cas de l'oscillation de grande amplitude est donc nécessaire tant pour la coexistence des deux décollements que pour la nouveauté de nos observations.

RÉFÉRENCES

- Cassel, K. W. and Conlisk, A. T. (2014). Unsteady separation in vortex-induced boundary layers. *Phil. Trans. R. Soc. A*, 372, 20130348.
- Ghosh, S. and Leonard, A. and Wiggins, S. (1998). Diffusion of a passive scalar from a no-slip boundary into a two-dimensional chaotic advection field. *J. Fluid Mech.*, 372, 119–163.
- Haller, G. (2000). Finding finite-time invariant manifolds in two-dimensional velocity fields. *Chaos*, 10, 99–108.
- Haller, G. (2004). Exact theory of unsteady separation for two-dimensional flows. *J. Fluid Mech.*, 512, 257–311.
- Klonowska-Prosnak, M. E. and Prosnak, W. J. (2001). An exact solution to the problem of creeping flow around circular cylinder rotating in presence of translating plane boundary. *Acta Mech.*, 146, 115–126.
- Lighthill, MJ (1963). Laminar boundary layers. *Oxford University Press, USA*, 5–88.
- Miron, P. and Vétel, J. (2015). Towards the detection of moving separation in unsteady flows. *J. Fluid Mech.*, 779, 819–841.
- Moore, F. K. (1958). On the separation of unsteady boundary layer. H. Görtler, éditeur, *Boundary-layer Research*, Springer. 296–311.
- Rott, N. (1956). Unsteady viscous flows in the vicinity of a separation point. *Q. Appl. Maths*, 13, 444–451.
- Sears, W. R. and Telionis, D. P. (1975). Boundary-layer separation in unsteady flow. *SIAM J. Appl. Maths*, 28, 215–235.
- Surana, A. and Grunberg, O. and Haller, G. (2006). Exact theory of three-dimensional flow separation. part 1. steady separation. *J. Fluid Mech.*, 564, 57–103.
- Surana, A. and Haller, G. (2008). Ghost manifolds in slow-fast systems, with applications to unsteady fluid flow separation. *Physica D*, 237, 1507–1529.
- Surana, A. and Jacobs, G. B. and Grunberg, O. and Haller, G. (2008). An exact theory of three-dimensional fixed separation in unsteady flows. *Phys. Fluids*, 20, 107101.
- Van Dommelen, L. L. and Cowley, S. J. (1990). On the lagrangian description of unsteady boundary-layer separation. part 1. general theory. *J. Fluid Mech.*, 210, 593–626.
- Weldon, M. and Peacock, T. and Jacobs, G. B. and Helu, M. and Haller, G. (2008). Experimental and numerical investigation of the kinematic theory of unsteady separation. *J. Fluid Mech.*, 611, 1–11.

ANNEXE A Solution de Klonowska-Prosnak et Prosnak

Cette partie présente les équations de la solution analytique de Klonowska-Prosnak et Prosnak (2001), traitant d'un écoulement rampant en présence d'une paroi mobile et d'un cylindre en rotation.

La formulation exacte de Klonowska impose une paroi positive en $y > 0$. Nous avons simplifié les équations de la solution exacte en faisant tendre y vers 0, de là nous aboutissons à la formulation ci-dessous. :

Les composantes axiales et transverse de la vitesse (respectivement u et v) sont exprimées par la fonction complexe suivante (avec $i = \sqrt{-1}$) :

$$\begin{aligned} u(z) - iv(z) = & -\frac{U_w}{2\log(a)} \left[2\log\left(\frac{|\zeta|}{a}\right) + \frac{\mu}{2\zeta}(z^* - z)(\zeta - i)^2 \right] \\ & + \sigma(\zeta - i)^2 \left[\frac{i\mu z^*}{2} \left(\frac{a}{\zeta^2} + \frac{1}{a} \right) - \frac{i}{\zeta} \left(a + \frac{1}{a} \right) + \frac{1}{2a} \left(\frac{a^2}{\zeta^2} - 1 \right) \right] \\ & + \sigma \left[a + \frac{1}{a} + i \left(\frac{a}{\zeta^*} - \frac{\zeta^*}{a} \right) \right], \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

avec

$$z = x + iy, \quad \zeta = \zeta(z) = \frac{1 + i\mu z}{i + \mu z}, \quad (\text{A.2})$$

le nombre complexe conjugué étant exprimé avec les astérisques. Les constantes a , μ et σ de l'équation (A.1) sont des grandeurs provenant de la géométrie et de la vitesse du cylindre :

$$a = \frac{R + y_c - \sqrt{y_c^2 - R^2}}{R + y_c + \sqrt{y_c^2 - R^2}},$$

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{y_c^2 - R^2}},$$

$$\sigma = \frac{a}{a^2 - 1} \left(-\frac{U_w}{2\log a} + \frac{2\Omega a^2}{\mu(a^2 - 1)^2} \right),$$

avec U_w la vitesse de la paroi, R le rayon du cylindre qui est positionné initialement à la

ordonnée $(0, y_c)$ et Ω la vitesse de rotation du cylindre. Contrairement à la solution, nous étudions dans le chapitre 3 le cas d'une paroi fixe avec un cylindre mobile, pour adapter la solution nous avons changé notre repère d'étude en retranchant la vitesse de la paroi à la composante longitudinale de la vitesse et la position instantanée de la paroi à la coordonnée x . Nous passons d'un cylindre fixe en présence d'une paroi mobile à un écoulement en présence d'une paroi fixe et d'un cylindre mobile de vitesse $U_c = U_0 = -U_w$.

Si nous voulons appliquer des vitesses d'avances non linéaires et ainsi imposer une oscillation au cylindre, il nous suffit de faire appel au principe de superposition qui s'applique aux écoulements de Stokes (donc valide ici). Nous ajoutons à la composante u de l'équation (A.1) une nouvelle vitesse sous la forme d'une oscillation d'équation $-\beta \cos(\omega t)$. Dans le référentiel de la paroi, le champ de vitesse reste inchangé, il suffit d'effectuer un changement de repère. Si l'on considère le changement de coordonnées suivant : $x - U_w t + \beta \sin(\omega t)/\omega$ au lieu de x , cela revient à étudier un écoulement le long d'une paroi fixe entraîné par un cylindre dont la vitesse longitudinale est de la forme $U_c = U_0 + \beta \cos(\omega t)$.