



**HAL**  
open science

# Application des générateurs de vortex au contrôle d'Écoulements décollés

Thomas Duriez

► **To cite this version:**

Thomas Duriez. Application des générateurs de vortex au contrôle d'Écoulements décollés. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2009. Français. NNT: . pastel-00005691

**HAL Id: pastel-00005691**

**<https://pastel.hal.science/pastel-00005691>**

Submitted on 14 Jan 2010

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE DE DOCTORAT

spécialité :

DYNAMIQUE DES FLUIDES

présentée par

**Thomas DURIEZ**

## APPLICATION DES GÉNÉRATEURS DE VORTEX AU CONTRÔLE D'ÉCOULEMENTS DÉCOLLÉS

(Vortex generator application to separated flows control)

Thèse dirigée par

Jose Eduardo WESFREID

Soutenue le : 23 Janvier 2009

### JURY

M. Yves Couder	(Examineur)
M. Jean-Christophe Robinet	(Rapporteur)
M. Sedat Tardu	(Rapporteur)
M. Eric Garnier	(Examineur)
M. Carlo Cossu	(Examineur)
M. Jose Eduardo Wesfreid	(Directeur de thèse)
M. Jean Luc Aider	(Encadrant)



*«Je soutiens en Décembre ou en Janvier»*  
Thomas Duriez (Août 2007)

*«Hé! Je n'avais pas précisé l'année!»*  
Thomas Duriez (Novembre 2008)



## Remerciements

Comme ce sont eux qui décideront si l'auteur peut soutenir ou non, ce dernier a pris le parti, lâchement, de commencer par remercier les rapporteurs. Merci donc à Jean-Christophe Robinet et Sedat Tardu d'avoir accepté de rapporter ces travaux. L'auteur espère qu'ils n'auront pas douté trop longtemps d'avoir jamais ce document entre les mains. Dans la foulée, ne prenons pas de risque, il convient de remercier également messieurs Cossu, Garnier et Couder qui ont accepté de faire honneur à l'auteur de participer à son jury de soutenance.

Rien n'aurait été possible sans Jose Eduardo Wesfreid, Directeur du PMMH, stratège de ces travaux, (très) (mauvais) exemple de ponctualité et d'organisation de bureau, puits insondable d'idées lumineuses et d'analogies malvenues, éternel enthousiaste et ami de l'auteur dès qu'il aura le diplôme dans les mains. L'auteur espère que ce sera réciproque, dès qu'il aura écrit les articles qui font suite à ces travaux. Et il le remercie.

Jean-Luc Aider mérite également son paragraphe. Tout d'abord pour avoir assumé la lourde tâche de recadrer l'auteur lorsque c'était nécessaire. Ensuite pour avoir contribué très largement au contenu de ces travaux, par ses idées, par ses critiques, par l'enrichissement indéniable des moyens à disposition, par ses lectures et relectures de ce manuscrit jusqu'à plus soif et au-delà. Enfin et surtout, pour avoir, à l'instar de Jose Eduardo Wesfreid, supporté les humeurs et le sens de l'humour de l'auteur tout ce temps. Ce manuscrit aurait été bien pauvre sans sa participation. Merci.

Un homme a supporté l'auteur à dose intensive au cours de sa présence au laboratoire. Il s'agit de Ramiro Godoy Diana. À cet exploit il faut ajouter ses nombreuses compétences, sa conversation agréable, sa bienveillance sans borne, son amitié et son incapacité complète à se munir de, et utiliser, un téléphone portable. L'auteur espère qu'il se trouvera bientôt un nouveau secrétaire, sans quoi ses enfants risquent d'attendre longtemps à la sortie de l'école, et lui souhaite, entre autres choses, une longue et glorieuse carrière. Et merci.

Les pensées de l'auteur vont également à Valérie Lepiller qui a réalisé au cours de son trop bref passage au laboratoire, avec une bonne humeur jamais prise à défaut, une partie non négligeable des travaux présentés dans cette thèse. Qu'elle se couvre bien à Belfort, et qu'elle soit remerciée.

Aucun des travaux présentés n'auraient vu le jour sans le concours de Daniel Pradal, l'homme qui a fait surgir de ces tours et autre fraises l'intégralité des dispositifs

expérimentaux employés. Il a toute la reconnaissance de l'auteur, et ses vœux, de bonne santé notamment, l'accompagne. Merci de tout coeur.

L'auteur a trouvé au laboratoire PMMH une ambiance très agréable, de nombreux interlocuteurs aux qualités diverses et variées, ainsi que des professionnels compétents lorsque le besoin s'en est fait sentir. Merci à tous (sauf, bien sûr, Olivia du Roure qui a été particulièrement pénible).

L'auteur tient à remercier l'ensemble des énergumènes qui ont hanté les locaux de l'ESPCI en même temps que lui. Une mention particulière, mais ils le savent, va à Olivier Pantani, Guillaume Miquelard, Benjamin Robert, François Drillat et Bertrand Noël pour leur inoxydable amitié. Merci pour tout.

Enfin, une pensée particulière va à la famille de l'auteur, qui, si elle n'a jamais bien compris ce qu'il faisait, n'a jamais failli en matière de soutien, qu'il soit matériel ou affectif. Encore et encore merci.

Thomas

# Table des matières

<b>Aide-mémoire</b>	<b>1</b>
<b>1 Introduction.</b>	<b>3</b>
1.1 La couche limite, la clef des écoulements à haut Reynolds. . . . .	6
1.2 Les écoulements décollés. . . . .	8
1.3 Stabilité de la couche cisailée. . . . .	9
1.4 La vorticité longitudinale comme structures convectivement instables de la couche limite. . . . .	12
1.4.1 Le rôle de la vorticité longitudinale dans la transition de la couche limite vers la turbulence. . . . .	12
1.5 Le contrôle des écoulements . . . . .	13
1.5.1 Les stratégies de contrôle. . . . .	13
<b>2 Dispositif expérimentaux et numériques.</b>	<b>17</b>
2.1 Canal hydrodynamique et veine aérodynamiques. . . . .	17
2.1.1 Le canal hydrodynamique. . . . .	17
2.1.2 La soufflerie du PMMH. . . . .	20
2.2 Techniques de visualisations et vélocimétrie. . . . .	21
2.2.1 Visualisation par colorant. . . . .	21
2.2.2 Vélocimétrie par images de particules. . . . .	22
2.2.2.1 Calcul des champs de vitesses. . . . .	24
2.2.2.2 La taille de la fenêtre d'interrogation. . . . .	24
2.2.2.3 L'intervalle de temps. . . . .	25
2.2.2.4 La fonction de corrélation. . . . .	25
2.2.2.5 Franchir les limites : sélection de pic et multifenêtrage. . . . .	27
2.2.2.6 Matériel employé : PIV � 15Hz . . . . .	27
2.2.2.7 Matériel employé : PIV rapide . . . . .	28

2.2.2.8	Mise en oeuvre de la PIV et choix des paramètres. . .	29
2.3	La V3V . . . . .	30
2.4	La mesure des forces. . . . .	34
<b>3</b>	<b>Écoulement décollé sur une rampe descendante.</b>	<b>37</b>
3.1	Écoulement sur une marche descendante. . . . .	37
3.2	La rampe descendante. . . . .	38
3.3	Caractéristiques de l'écoulement en aval d'une rampe descendante. . .	42
3.3.1	Principaux phénomènes rencontrés en aval d'une rampe descendante. . . . .	42
3.3.2	Scénario de transition de l'écoulement en aval d'une rampe descendante. . . . .	43
3.4	Définition des grandeurs intégrales permettant de caractériser l'écoulement. . . . .	44
3.4.1	Moments de la vitesse . . . . .	44
3.4.2	La mesure de la longueur de recirculation. . . . .	44
3.4.3	Épaisseur de la couche cisailée . . . . .	51
3.5	Définition des grandeurs instationnaires permettant de caractériser l'écoulement. . . . .	56
3.5.1	Etudes préalables . . . . .	56
3.5.2	Mesure et calcul des grandeurs instationnaires observées en tunnel hydrodynamique. . . . .	57
3.5.2.1	Montage expérimental. . . . .	57
3.5.2.2	Définition des grandeurs instationnaires et méthodes numériques. . . . .	59
3.5.2.3	Comment discriminer les fréquences caractéristiques ?	61
3.5.2.4	Extraction des grandeurs associées à chaque mode. . .	61
3.6	Relation entre la longueur de recirculation et la force de traînée. . . .	71
3.7	Conclusions . . . . .	73
<b>4</b>	<b>Générateurs de vortex sur plaque plane.</b>	<b>75</b>
4.1	Les générateurs de vortex. . . . .	75
4.2	Écoulement autour d'un générateur de vortex cylindrique isolé. . . . .	81
4.2.1	Générateurs de vortex cylindriques. . . . .	81
4.2.2	Tourbillon en fer à cheval. . . . .	81
4.2.3	Les différents régimes. . . . .	82

4.2.4	Effet sur une couche limite. . . . .	83
4.3	Écoulement en aval d'une rangée de générateurs de vortex : méthodologie. . . . .	87
4.4	Interaction avec la couche limite : définition des grandeurs mesurées. . . . .	89
4.4.1	Épaisseur de couche limite. . . . .	89
4.4.2	Décomposition de l'écoulement. . . . .	92
4.4.3	Perturbation harmonique. . . . .	93
4.4.3.1	Mesure du mode harmonique. . . . .	93
4.4.3.2	Evolution de l'amplitude du mode harmonique. . . . .	94
4.4.3.3	Évolution de la fréquence spatiale. . . . .	98
4.4.3.4	Définition des grandeurs mesurées sur le mode harmonique. . . . .	98
4.4.4	Le mode zéro. . . . .	100
4.4.4.1	Evolution spatiale du mode zéro. . . . .	100
4.4.4.2	Définition des grandeurs mesurées sur le mode zéro. . . . .	100
4.4.5	Récapitulatif des paramètres et grandeurs étudiées. . . . .	104
4.5	Influence de la longueur d'onde de forçage spatial. . . . .	105
4.5.1	Modification de la couche limite par des rangées de CVGs d'espacement différents. . . . .	105
4.5.2	Perturbation harmonique. . . . .	107
4.5.3	Mode zéro. . . . .	113
4.6	Influence du nombre de Reynolds pour un espacement donné. . . . .	116
4.6.1	Modification de la couche limite par une rangée de CVGs à différents nombre de Reynolds. . . . .	116
4.6.2	Perturbation harmonique. . . . .	116
4.6.3	Mode zéro. . . . .	123
4.7	Générateurs de vortex, tourbillons longitudinaux, stries et <i>streaks</i> . . . . .	126
4.8	Conclusions. . . . .	126
4.8.1	Perspectives pour le contrôle d'écoulement. . . . .	126
4.8.2	Vers les nombres de Reynolds élevés. . . . .	128
<b>5</b>	<b>Contrôle de l'écoulement décollé sur une rampe descendante au moyen de générateurs de vortex.</b>	<b>133</b>
5.1	Études antérieures. . . . .	133
5.1.1	Le contrôle des écoulements décollés. . . . .	133

5.1.2	Stratégie de contrôle employée. . . . .	134
5.2	Méthodes expérimentales . . . . .	135
5.3	Étude préliminaire de la structure tridimensionnelle de l'écoulement. . . . .	136
5.4	Définition des grandeurs intégrales mesurées . . . . .	140
5.4.1	Analyse des champs tridimensionnels à deux composantes moyennés dans le temps. . . . .	141
5.4.2	Champs moyennés dans le temps et la direction transverse $z$ . . . . .	141
5.4.3	Reconstruction des champs à deux composantes dans un plan à $x = cste$ . . . . .	146
5.4.4	Profils de vitesse <i>inflow</i> et <i>outflow</i> . . . . .	146
5.4.5	Évolution de l'épaisseur de la couche cisillée. . . . .	147
5.4.6	Effet sur la ligne de décollement . . . . .	150
5.5	Résultats . . . . .	152
5.5.1	Forçage à $Re_H = 590$ et $\lambda_0 = 3d$ . . . . .	153
5.5.2	Influence de $\lambda_0$ à $Re_H = 2000$ . . . . .	153
5.6	Influence de $\lambda_0$ à $Re_H = 6000$ . . . . .	157
5.7	Influence du nombre de Reynolds $Re_H$ pour $\lambda_0 = 3d$ . . . . .	159
5.8	Effet sur la force de traînée. . . . .	160
5.8.1	Evolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds . . . . .	161
5.8.2	Les cas où $x_{cvg} = 1.25d$ . . . . .	162
5.8.3	Influence de la position des CVGs $x_{cvg}$ . . . . .	164
5.8.4	Influence de l'espacement $\lambda_0$ . . . . .	164
5.9	Conclusions . . . . .	166
<b>6</b>	<b>Conclusions et Perspectives.</b>	<b>167</b>
6.1	Conclusions . . . . .	167
6.2	Perspectives . . . . .	168
	<b>Annexes :</b>	<b>171</b>
<b>A</b>	<b>Écoulement décollé sur une rampe descendante.</b>	<b>172</b>
A.1	Moments statistiques . . . . .	172
A.2	Modes de Fourier. . . . .	191
<b>B</b>	<b>Contrôle sur la rampe descendante.</b>	<b>220</b>

B.1	$Re_H = 590$	220
B.2	$Re_H = 2000$	224
B.3	$Re_H = 6000$	234
<b>Liste des figures</b>		<b>248</b>
<b>Liste des tableaux</b>		<b>249</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>251</b>



# Aide-mémoire

$\langle \cdot \rangle_i$	Moyenne selon la direction $i$	$I_1$	Aire entre les profils <i>inflow</i> et <i>outflow</i>
$G_i$	Composante de $G$ projetée sur la direction $i$	$k$	nombre d'onde spatial
$\nabla$	gradient	$k_c$	nombre d'onde de coupure
$\Delta$	laplacien	$k_{max}$	nombre d'onde le plus amplifié
$\alpha$	exposant de croissance de $\delta_{sh}$	$KH$	Kelvin-Helmholtz
$\beta_0$	taux de croissance linéaire du mode zéro	$L$	longueur caractéristique
$\beta_1$	taux de croissance linéaire du mode harmonique	$L_{inv}$	Longueur d'inversion
$\delta$	épaisseur de couche limite générique	$L_{Rec}$	Longueur de recirculation
$\delta_{99}$	épaisseur de couche limite à 99% de $U^\infty$	$L_{Reorg}$	Longueur de réorganisation
$\delta^*$	épaisseur de déplacement	$M_1$	Ecart maximum des profils <i>inflow</i> et <i>outflow</i>
$\delta_{sh}$	épaisseur de couche cisailée	$P$	pression
$\delta t$	intervalle de temps pour la PIV	$Re$	Nombre de Reynolds
$\epsilon$	écart au seuil (modèle à la Landau)	$Re_h$	Nombre de Reynolds basé sur $h$
$\lambda$	longueur d'onde	$Re_H$	Nombre de Reynolds basé sur $H$
$\lambda_0$	espacement des CVGs	RMS	écart type ( <i>Root Mean Square</i> )
$\mu$	viscosité dynamique	$S_{eff}$	surface efficace
$\nu$	viscosité cinématique	$St$	nombre de Strouhal
$\rho$	masse volumique	$St_h$	Nombre de Strouhal basé sur $h$
$\theta$	épaisseur de quantité de mouvement	$St_H$	Nombre de Strouhal basé sur $H$
$\omega$	pulsation temporelle	$St_\delta$	Nombre de Strouhal basé sur $\delta_{sh}$
$\Omega$	vorticité	$t$	temps
$A_{max}$	Amplitude maximale de $E_1$	$\vec{U}$	Champ de vitesse de l'écoulement
$c$	vitesse de phase	$u_i^*$	mode de Fourier spatial centré autour de $k = i \frac{2\pi}{\lambda_0}$
$C_x$	coefficient de traînée	$u_0^*$	mode zéro
CVG	Cylinder Vortex Generator	$u_1^*$	mode harmonique
$d$	diamètre des CVGs	$U$	Norme de $\vec{U}$
$E$	taux d'expansion $H/\mathcal{H}$	$U^\infty$	vitesse infinie amont
$E_1$	Energie du mode harmonique	$U_t$	vitesse tangentielle à la paroi de la rampe
$E_m$	Moyenne spatiale des spectres de Fourier	$u_{st}$	Mode de Fourier temporel centré autour de $St$
$f$	fréquence temporelle	VG	Vortex Generator
$F^+$	fréquence de forçage adimensionnée par la fréquence naturelle	$\tilde{U}$	transformée de Fourier temporelle de $U$
$h$	hauteur des CVGs	$x$	direction ou distance longitudinale
$H$	hauteur de la rampe	$x_{cvg}$	distance à laquelle les CVGs sont placés en amont de la rampe
$H_{dec}$	hauteur du point de décollement	$x_{dec}$	position longitudinale du point de décollement
$\mathcal{H}$	hauteur totale en aval de la rampe	$y$	direction ou distance verticale
FFT	Transformée de Fourier Rapide ( <i>Fast Fourier Transform</i> )	$y_{dec}$	hauteur du point de décollement (idem $H_{dec}$ )
GV	Générateur de vortex	$z$	direction ou distance transverse
$I_0$	Intégrale du mode zéro (plaque plane), différence de débit (écoulement contrôlé)		



# Chapitre 1

## Introduction.

Depuis toujours, l'homme a voulu contrôler les écoulements. Enfin, surtout ces dernières années (voir figure 1), où un net regain d'intérêt pour le sujet peut être observé. Dans un contexte d'optimisation des performances pour un coût toujours plus faible, notamment d'un point de vue environnemental, le contrôle des écoulements s'est imposé comme un domaine de recherche rentable pour l'industrie. Les applications sont nombreuses : réduction de la force de traînée pour tous types de véhicules, augmentation de la portance pour l'aéronautique, réduction du bruit aéroacoustique, optimisation des écoulements en usines de production ne sont que quelques exemples. Si le domaine a vécu ses premières années grâce à la recherche aéronautique et spatiale, le sujet concerne aujourd'hui un grand nombre de communautés différentes. Ainsi, sous le nombre croissant des équipes impliquées, les stratégies employées se sont multipliées. Au sein de la pléiade d'acteurs développés, les générateurs de vortex forment une famille de dispositifs parmi les plus usitées, et ce, dès la fin des années 40 (Taylor, 1948).

Historiquement, les générateurs de vortex ont été développés dans le cadre de l'aéronautique afin de lutter contre le phénomène de décrochage résultant d'un décollement de la couche limite sur un profil d'aile. On désignera par générateur de vortex (GV) tout dispositif, actif ou passif, qui introduit de la vorticité longitudinale dans la couche limite<sup>1</sup>. Une interprétation simple de l'effet des GVs est que la vorticité longitudinale mélange la stratification de quantité de mouvement de la couche limite, modifiant ainsi ses propriétés dont le frottement pariétal. Si l'effet des générateurs de vortex est connu depuis longtemps, nous ne sommes pas parvenu à une compréhension intime de la cascade variée d' v nements physique qui contribue à leur efficacité.

---

1. Il existe une variété de générateurs de vortex qui génère de la vorticité transverse à l'écoulement principal et qui a été essentiellement employé dans le cadre de l'optimisation des échanges thermiques. Ces derniers se situent hors du cadre de ce document et ne seront pas abordés.

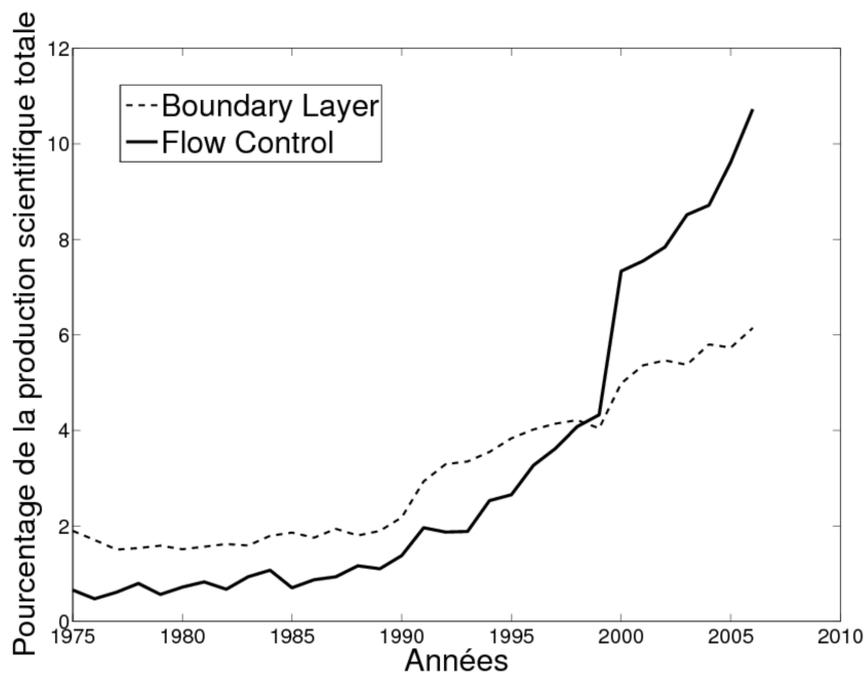


FIGURE 1.1 – Proportion des résultats par année par rapport au nombre total de réponses pour les mots clefs *Boundary Layer* et *Flow Control* sur la base de donnée *ISI Web Of Knowledge*. Le nombre de travaux sur le contrôle d'écoulement a quintuplé (pour un total de 6500 résultats) là où ceux sur la couche limite on seulement triplé (pour un total de 52000 résultats).

---

Ainsi, leur mise en oeuvre reste soumise à une longue, systématique et coûteuse étude paramétrique puisque seules quelques connaissances empiriques permettent à priori de choisir les paramètres qui seront retenus. Le but du présent travail est sinon de résoudre l'ensemble des problèmes de l'ingénieur confronté au dimensionnement des générateurs de vortex, tout au moins, de lui donner une plus grande compréhension des phénomènes physiques qui mènent à la modification de la couche limite, ainsi que des outils permettant de mieux évaluer l'efficacité des générateurs de vortex. Nous allons prendre pour cela le cadre du contrôle d'un écoulement décollé sur une rampe descendante au moyen de générateurs de vortex solides et cylindriques (CVG).

Le choix de cette géométrie découle de l'histoire de l'étude des générateurs de vortex au laboratoire Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes (PMMH), hébergé à l'École Supérieure de Physique et Chimie Industrielles (ESPCI) à Paris, où le travail présenté dans ce document a été effectué. Les premières études développées au laboratoire concernant les générateurs de vortex l'ont été dans le cadre du contrôle des écoulements décollés d'un corps à faible rapport d'aspect, ou *bluff body*, proche d'une paroi plane, modélisant un véhicule terrestre en collaboration avec la société PSA-Peugeot-Citroën sous la forme d'une thèse CIFRE (Beaudoin, 2004). Au sein de l'amas pléthorique de résultats qu'ont donné ces travaux, il a été mis en évidence la nécessité apparente de pousser plus avant la compréhension de l'interaction des générateurs de vortex avec une couche limite. Ces travaux ont également montré que l'arrière corps d'un véhicule, responsable de la plus grande partie de la force de traînée, est bien mieux modélisé par une forme courbe que par une arrête vive, ce qui permet de ne pas fixer la position du point de décollement éventuel. Afin de limiter le nombre d'éléments de l'étude à venir, nous avons écarté l'aspect *bluff body* en proche paroi et retenu la géométrie de la rampe courbe descendante dont la géométrie précise sera décrite plus loin.

Afin de présenter les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse, le présent document a été audacieusement articulé comme décrit ci-après. Dans une première partie nous allons revenir sur quelques principes généraux de mécanique des fluides nécessaire à une bonne compréhension du travail réalisé mais néanmoins bien connus du lecteur averti. Nous décrirons dans la seconde partie les équipements et techniques expérimentales à notre disposition, à savoir les veines hydro- et aéro-dynamique ainsi que les techniques de mesures employés, avec, en particulier, la vélocimétrie par image de particules (PIV). Dans une troisième partie nous allons nous pencher sur une étude de l'écoulement naturel au-dessus d'une rampe descendante, étude dont le paramètre principal est le nombre de Reynolds. Le quatrième chapitre est consacré à une étude des perturbations induites par des générateurs de vortex solides et cylindriques au sein d'une couche limite se développant sur une plaque plane. Les paramètres essentiels sont l'espacement de ces générateurs de vortex et le nombre de Reynolds. Avec les mêmes paramètres, la cinquième partie voit leur application au contrôle de l'écoulement sur la rampe descendante étudiée dans la troisième

partie. Enfin, contre toute attente, nous tirerons les conclusions et perspectives de ces travaux.

## 1.1 La couche limite, la clef des écoulements à haut Reynolds.

Si on fait un bilan des forces exercées sur un volume de fluide, on aboutit à l'équation de Navier-Stokes :

$$\underbrace{\rho \frac{\partial \vec{U}}{\partial t}}_a + \underbrace{\rho (\vec{U} \bullet \nabla)}_b \vec{U} = \underbrace{-\nabla P}_c + \underbrace{\mu \Delta \vec{U}}_d \quad (1.1)$$

où  $\vec{U}$  est la vitesse de la particule de fluide,  $P$  la pression,  $\mu$  la viscosité dynamique. Le terme  $a$  correspond à l'accélération du fluide dans un repère Eulerien. Le terme  $b$  fait intervenir l'opérateur  $(\vec{U} \bullet \nabla)$  qu'on appelle dérivée particulaire et correspond aux termes d'advection.  $a$  et  $b$  forment l'accélération totale ou Lagrangienne du volume de fluide considéré. On note que le terme  $b$  a la dimension d'une force qu'on appellerait force d'inertie ; ce terme, du fait de sa non linéarité, est la source de nombres d'ennuis rencontrés par les dynamiciens des fluides. Le terme  $c$  est la force de pression dont la divergence nulle est la marque d'une force qui agit de façon isotrope. Enfin le terme  $d$  renferme l'action de la viscosité sous le moteur des différences de vitesse et de la déformation de la particule de fluide. Afin de peser ces différents termes et en prenant l'hypothèse que l'on peut dégager une longueur caractéristique de l'écoulement  $L$  et une vitesse caractéristique  $U_0$  on peut introduire le nombre de Reynolds  $Re$  :

$$Re = \frac{U_0 L}{\nu} \quad (1.2)$$

ou  $\nu = \mu/\rho$  est la viscosité cinématique. On peut interpréter le nombre de Reynolds comme la compétition des termes advectifs  $\rho (\vec{U} \bullet \nabla)$  sur les termes visqueux  $\mu \Delta \vec{U}$ .

Au moyen de ce nombre de Reynolds et en adimensionnant l'équation 1.1 on obtient l'équation de Navier-Stokes adimensionnée :

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \bullet \nabla) \vec{U} = -\nabla P + \frac{1}{Re} \Delta \vec{U} \quad (1.3)$$

où les grandeurs considérées ont été remplacées par leur valeurs adimensionnées. En fonction du nombre de Reynolds ce sont les forces visqueuses, s'il est faible, ou les forces d'advection, s'il est élevé, qui vont l'emporter. Or, ce sont les forces visqueuses qui assurent la condition de continuité à une interface dans le fluide. Dans le cas d'une paroi solide cela impose que la vitesse  $\vec{U}$  du fluide soit égale à la vitesse  $\vec{V}$  de

la paroi. Dans le cas d'une paroi fixe cela impose que  $\vec{U}$  soit nul à la paroi. Dans le cadre des nombres de Reynolds élevés, la condition de non glissement ne disparaît pas comme par magie, les termes visqueux voient leur influence diminuer mais pas s'annuler. Lorsque qu'un écoulement de vitesse caractéristique  $\vec{U}_0$  a lieu au dessus d'une paroi fixe, il doit exister une façon continue d'amener la vitesse de l'écoulement à une valeur asymptotiquement nulle à la paroi. Une façon de l'interpréter est qu'au voisinage d'une interface et afin de respecter la continuité de la vitesse l'écoulement développe des structures avec une longueur caractéristique plus faible telle qu'on puisse construire un nouveau nombre de Reynolds à partir duquel on peut conclure que les forces visqueuses interviennent à nouveau.

On peut évaluer la distance à la paroi qui marque la limite entre l'écoulement inviscide et l'écoulement dominé par la viscosité. Les forces inertielles se développent sur la longueur caractéristique  $L$ , on note  $\delta$  la longueur caractéristique sur laquelle joue la viscosité. L'équilibre des forces donne :

$$\begin{aligned} \rho \left( \vec{U} \bullet \nabla \right) \vec{U} &\propto \mu \Delta \vec{U} \\ \frac{U_0^2}{L} &\propto \nu \frac{U_0}{\delta^2} \\ \frac{\delta}{L} &\propto \left( \frac{U_0 L}{\nu} \right)^{-1/2} = Re^{-1/2} \end{aligned} \quad (1.4)$$

$\delta$  détermine donc la distance à la paroi en dessous de laquelle les forces visqueuses dominent. Cette distance définit la couche limite. Si on considère un écoulement uniforme de vitesse  $\vec{U}_0$  parvenant sur une plaque plane et mince, il se développe donc une couche limite d'épaisseur  $\frac{\delta}{L} \propto \left( \frac{U_0 L}{\nu} \right)^{-1/2}$ .

Si on supprime le terme  $d$  de l'équation de Navier-Stokes, on obtient l'équation d'Euler pour les écoulements inviscides. Si cette équation décrit raisonnablement certaines propriétés des écoulements à nombre de Reynolds élevé, elle ne suffit pas à expliquer un certain nombre de phénomènes, dont la force de traînée qu'un écoulement à haut nombre de Reynolds exerce sur un corps qui y est plongé<sup>2</sup>, à la fois à cause du gradient de vitesse qui impose, à travers la viscosité, un frottement pariétal, mais aussi car la couche limite peut être sujette à divers événements comme un décollement (voir la section 1.2) ou une instabilité qui va la conduire vers un état turbulent. Ces événements sont tous susceptibles de modifier dramatiquement l'écoulement et la répartition des pressions en comparaison avec la solution d'Euler. Ainsi, les composantes de type frottement et pression sont toutes les deux fortement influencées par l'état de la couche limite. La force de portance est elle aussi sujette à

---

2. Il s'agit du paradoxe d'Alembert : si on ne tient pas compte de la couche limite la projection de l'intégration des forces de pression aux parois d'un corps plongé dans un fluide inviscide a une résultante longitudinale nulle. La surpression en amont de l'obstacle équilibre la dépression en aval.

l'existence de la couche limite. Si les équations inviscides permettent une telle force à la condition qu'il y ait une circulation non nulle autour de l'obstacle, la mise en place de cette circulation est assujettie à l'existence de la couche limite. Il existe toujours une solution à circulation nulle à l'équation d'Euler. Sur un profil d'aile, c'est le comportement de la couche limite et notamment sa propension à décoller à l'extrémité aval du profil asymétrique qui génère la circulation. Par ces exemples, on comprend que les caractéristiques d'un écoulement à nombre de Reynolds élevé est intimement lié au comportement de la couche limite. De fait, si on possède un moyen de contrôler la couche limite, on possède un levier important pour contrôler l'ensemble de l'écoulement.

## 1.2 Les écoulements décollés.

Nous avons évoqué dans la section 1.1 la notion de décollement de la couche limite. Il a été observé expérimentalement que, indépendamment du nombre de Reynolds, il peut exister dans un écoulement des régions où le fluide s'écoule à rebours de l'écoulement principal. Même si une grande partie du phénomène de décollement est commun aux différents régimes d'écoulement nous considérons ici les décollements qui ont lieu à nombre de Reynolds élevé qui impliquent l'existence d'une couche limite. Ces régions débutent à un point de décollement, sont délimités d'un côté par la paroi, de l'autre par une couche cisailée qui assure la continuité entre l'écoulement à rebours et l'écoulement principal proche de la solution inviscide et se termine par un point de recollement (figure 1.2). La couche cisailée mentionnée à une épaisseur pilotée par l'épaisseur de couche limite. A l'intérieur de la bulle de recirculation, il n'y a plus de couche limite, ce sont les forces visqueuses qui dominent.

La raison pour laquelle une couche limite décolle est que les particules de fluides considérées n'ont plus suffisamment d'énergie cinétique pour lutter contre un potentiel de force adverse, en général issu de la pression. Face à un gradient de pression adverse, les particules de fluides les plus proches de la paroi, donc celles qui ont l'énergie cinétique la plus faible, sont les plus susceptibles de ne plus pouvoir se déplacer contre le gradient et de *rebrousser chemin*. La seule façon d'entretenir la marche en avant de ses particules de fluides est de leur transférer de l'énergie cinétique depuis les couches de l'écoulement plus éloignées de la paroi. On peut évaluer le transfert de quantité de mouvement à travers le gradient de vitesse pris sur une ligne orthogonale à la paroi. Au point de décollement, toute la quantité de mouvement transférée des couches supérieures vers les couches inférieures est consommée dans la lutte contre le gradient de pression. Le gradient de vitesse orthogonal à la paroi pris au point le plus défavorable, c'est à dire à la paroi, y est donc nul. Au delà de ce point, l'écoulement s'effectue en sens inverse. Le frottement visqueux exercé par l'écoulement change donc de signe en s'annulant au point de décollement. Le même raisonnement peut être effectué sur un point de recollement.

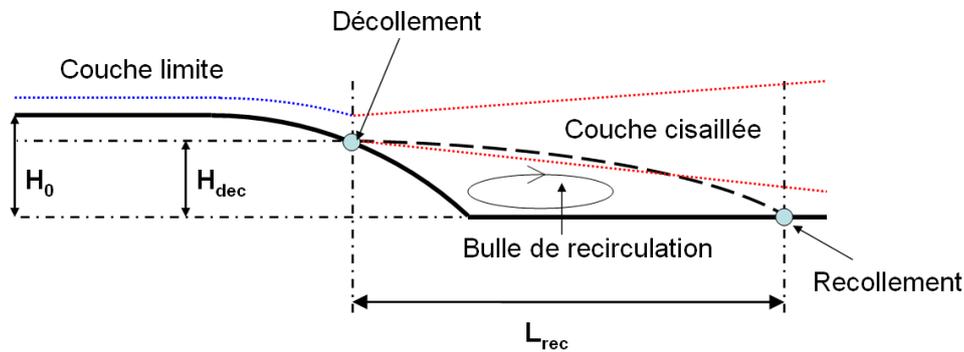


FIGURE 1.2 – Écoulement décollé sur une rampe descendante. L'écoulement va de la gauche vers la droite. Au point de décollement la couche limite (symbolisée par son épaisseur en pointillés bleus) n'a plus assez d'énergie cinétique. Ce qui donne naissance à l'écoulement à rebours de la bulle de recirculation. Le frottement pariétal redevient positif au point de recollement. La longueur de recirculation est prise entre le point de décollement et le point de recollement. Le fort gradient de vitesse existant au dessus de la bulle de recirculation correspond à la couche cisailée.

Le recollement peut s'effectuer selon deux processus : soit le gradient de pression adverse retourne à des valeurs que la viscosité peut prendre en charge, soit l'écoulement a trouvé un moyen d'injecter de l'énergie cinétique proche de la paroi de façon plus efficace que la viscosité. Le premier scénario est courant lorsque le gradient de pression adverse est généré par la géométrie de l'écoulement comme une forte courbure laquelle ne saurait durer indéfiniment. Le second scénario apparaît si l'écoulement subit une transition à la turbulence<sup>3</sup> ou alors si une source de quantité de mouvement a été placée judicieusement, comme un dispositif d'aspiration en paroi ou de soufflage tangentiel. La position de la couche cisailée dépend de la capacité de l'écoulement à digérer une zone de l'écoulement où ce dernier a lieu à rebours. Autrement dit, plus l'écoulement peut diffuser ou mélanger la quantité de mouvement moins la zone de recirculation sera étendue. C'est encore une fois la viscosité ou le caractère turbulent de l'écoulement qui rentre en compte.

### 1.3 Stabilité de la couche cisailée.

Quelle que soit l'origine du décollement, l'écoulement doit faire cohabiter du point de décollement au point de recollement des particules de fluides qui vont à faible vitesse (et même à rebours) et des particules de fluides qui vont à la vitesse de

3. L'exemple classique utilise les rugosités d'une balle de golf qui déclenche la transition à la turbulence et, ainsi, un réattachement de la couche limite. Si le frottement pariétal turbulent est plus fort que dans le cas laminaire, le nouveau point de décollement provoque une dépression dans le sillage moindre. Le bilan global est une réduction de la force de traînée et l'achat régulier de nouvelles balles pour l'amateur moyen.

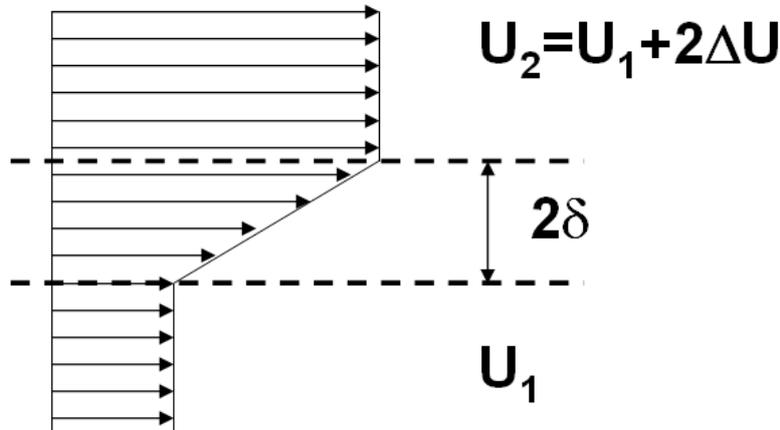


FIGURE 1.3 – Schéma d'une couche cisailée avec gradient de vitesse linéaire. Ce modèle est celui qui a été posé par Rayleigh (1880) pour étudier la stabilité d'une couche cisailée.

l'écoulement en amont du décollement. Par continuité de la vitesse, le seul moyen de réussir ce tour de force est de ménager dans l'écoulement une région de fluide avec un fort cisaillement et ce, d'autant plus que le nombre de Reynolds est élevé. Cette région prend en général la forme d'une bande où le gradient de vitesse est important et que l'on appelle *couche cisailée*. Il s'agit d'un élément clef des écoulements décollés car cette structure est instable et génère des instationnarités qui sont périodiques.

Sans entrer dans le détail<sup>4</sup>, l'instabilité à laquelle est soumise une couche cisailée est une instabilité non visqueuse qui existe notamment parce que le profil de vitesse exhibe un point d'inflexion qui correspond à un maximum de vortacité<sup>5</sup>. Il s'agit de l'instabilité de Kelvin-Helmoltz dont nous allons donner les grandes lignes ci-après.

On expose le problème comme modélisé par Rayleigh (1880). On considère deux écoulements parallèles, de vitesse  $U_1$  d'une part et  $U_2 = U_1 + 2\Delta U$  d'autre part, reliés par une couche d'épaisseur  $2\delta$  où la vitesse évolue linéairement de  $U_1$  à  $U_2$ , comme décrit sur la figure 1.3. L'analyse linéaire de petites perturbations verticales de nombre d'onde spatial réel  $k$ , pulsation temporelle  $\omega = \omega_r + i\omega_i$  et amplitude  $a$  sous la forme  $a \exp(ikx - i\omega t) \vec{y}$  révèle que ces perturbations peuvent exister, si et seulement si elles satisfont l'équation de dispersion suivante :

$$4(k\delta)^2 \frac{(c - U_m)^2}{a} - \Delta U^2 \frac{[(2k\delta - 1)^2 - \exp(-4k\delta)]}{b} = 0 \quad (1.5)$$

4. La plupart des ouvrages généraux de mécanique des fluides traitent du sujet. L'auteur a employé l'excellent cours de François Charru (2004).

5. Il s'agit du théorème de Fjortøft qui est une précision de celui de Rayleigh qui ne mentionne que le point d'inflexion. Ce théorème donne une condition nécessaire mais pas suffisante à l'instabilité.

où  $U_m = (U_1 + U_2)/2$  est la vitesse moyenne et  $c = \frac{\omega}{k}$  est la vitesse de phase. Si le terme  $b$  est positif, c'est à dire si  $(2k\delta - 1)^2 > \exp(-4k\delta)$ , et en considérant  $k$  comme réel la relation de dispersion admet deux racines réelles  $c_{\pm}$ . La partie imaginaire de  $\omega$  étant nulle, la perturbation n'est ni amplifiée ni atténuée, elle est neutre. Cette situation correspond à  $k\delta > k_c\delta$  où  $k_c\delta = 0.6392$ . Pour  $k\delta < k_c\delta$  les valeurs propres sont complexes et conjuguées, il existe donc un mode atténué, et son conjugué qui lui est amplifié. L'écoulement est donc instable vis-à-vis des perturbations de grandes longueurs d'onde. En poussant ce modèle jusqu'au bout, on obtient le taux de croissance maximal  $\omega_{i,max} \approx 0.2\Delta U/\delta$  pour  $k_{max}\delta \approx 0.4$ . Des calculs plus proches d'une couche cisailée réelle (profil en tangente hyperbolique) peuvent être trouvés chez Michalke (1964) et donnent un nombre d'onde de coupure  $k_c\delta = 1$ , un taux de croissance maximal  $\omega_{i,max}\delta/U^\infty \approx 0.2$  pour  $k_{max}\delta \approx 0.44$ . Ces considérations pourront servir de points de repères dans le cadre de l'étude du contrôle d'un écoulement décollé.

La question suivante est de savoir si cette instabilité est absolue ou convective, c'est à dire si la couche de mélange se comporte comme un amplificateur de bruit (instabilité convective), ou comme un oscillateur de pulsation  $\omega_{0,r}$  et de taux de croissance  $\omega_{0,i}$  (instabilité absolue). Si l'instabilité est convective alors la vitesse de groupe est non nulle, sinon elle est absolue. En dérivant la relation de dispersion et en posant  $\frac{\partial\omega}{\partial k} = 0$ , on trouve une relation que vérifient les modes absolument instables. Il vient que l'instabilité est absolue si  $|\Delta U/U_m| > 1$  et convective sinon. Donc l'instabilité est absolue si les deux fluides s'écoulent en sens contraire, convective sinon.

Pour résumer ceci en quelques éléments clefs :

- une couche cisailée va amplifier des perturbations dont la longueur d'onde est supérieur à la longueur d'onde de coupure.
- il existe une longueur d'onde qui maximise le taux de croissance et qui doit donc devenir prépondérante.
- ceci est vrai pour tout nombre de Reynolds.
- l'analyse linéaire reste limitée aux amplitudes faibles, lorsque l'amplitude est élevée, on assiste à des lâchers tourbillonnaires. Aux modifications effectuées par les non-linéarités près, les longueurs d'onde et fréquences de ces lâchers sont celles de la perturbation la plus amplifiée de la couche cisailée.

Écoulement	Couette	Hagen-Poiseulle	Poiseulle	Blasius
$Re_{Critique}$	$\infty^a$	$\infty^b$	5772 <sup>c</sup>	500 <sup>d</sup>
$Re_{Transition}$	350 <sup>e</sup>	2000–50000 <sup>f</sup>	1000 <sup>g</sup>	350 <sup>h</sup>

*a.* Davey (1973)

*b.* Davey & Drazin (1969)

*c.* Orszag (1971)

*d.* Jordinson (1970)

*e.* Tillmark & Alfredsson (1992)

*f.* Reynolds (1883), Wygnanski & Champagne (1973)

*g.* Carlson *et al.* (1982)

*h.* Schubauer & Skramstad (1947)

TABLE 1.1 – Valeurs des nombres de Reynolds critiques obtenus par les études de stabilités linéaires et nombres de Reynolds de transition observé expérimentalement.

## 1.4 La vorticité longitudinale comme structures convectivement instables de la couche limite.

### 1.4.1 Le rôle de la vorticité longitudinale dans la transition de la couche limite vers la turbulence.

Au cours de ses expériences, Reynolds (1883) a défini un nombre éponyme servant de paramètre d'ordre pour la transition laminaire-turbulent dans un tuyau ( coulement d'Hagen-Poiseulle), avec une valeur au seuil, dit *nombre de Reynolds critique*, autour de  $Re = 13000$ . Par la suite, en fonction des conditions (bruit, parois), la reproduction de ces expériences ont montrés que ce nombre critique pouvait prendre un large panel de valeur entre 2000 et quelques dizaines de milliers lorsque les conditions sont très *propres*. Cependant toutes les études de stabilités linéaires menées sur ce type d'écoulement (Sexl, 1927; Lessen *et al.*, 1968; Davey & Drazin, 1969; Metcalfe & Orszag, 1973; Salwen *et al.*, 1980) ont montrés que les perturbations infinitésimales, quelles que soient leurs formes, ne mènent à aucune amplification, quel que soit le nombre de Reynolds. De même l'étude d'instabilité linéaire de l'écoulement de Couette plan ne trouvent pas de valeurs finies pour le nombre de Reynolds critique alors que les expériences menées permettent l'observation d'une transition (Tillmark & Alfredsson, 1992). Dans le cas de l'écoulement de Poiseulle, on note une grande différence entre le nombre de Reynolds critique et le nombre de Reynolds de transition expérimental. Et si l'accord entre la théorie et l'expérience est plutôt correct pour la couche limite de Blasius, tous ces écoulements montrent une grande dépendance aux conditions initiales.

Pour la couche limite de Blasius, on note que les valeurs sont proches et les ondes de Tollmien-Schlichting solutions du système d'Orr-Sommerfeld ont été observée dans le processus de transition vers la turbulence. En plus de ces faits, il a été observé de façon récurrente des structures occasionnant des zones à hautes et basses vitesses (streaks) dans les écoulements turbulents ou en transition (Klebanoff *et al.*, 1962)

ce qui n'est pas prédit par une étude de stabilité linéaire classique. La vision d'un processus universel de transition d'un état laminaire à un état turbulent à partir de perturbations proches des modes propres instables issus de l'étude de stabilité linéaire qui s'amplifient exponentiellement au point de déclencher des phénomènes non linéaires a vécu. Si les ondes de Tollmien-Schlichting sont effectivement observées dans des conditions *propres*, elles n'entrent pas en jeu dans le scénario de type *by-pass*. Les travaux de Trefethen *et al.* (1993) ont montré que les valeurs propres instables ne sont pas les seuls objets à étudier en terme de réceptivité de l'écoulement aux perturbations. En effet, les modes propres non-orthogonaux peuvent donner lieu à une croissance transitoire des perturbations susceptible d'atteindre des taux d'amplification élevés (voir figure 1.4.1). Ainsi, les perturbations subissant une croissance énergétique optimales sont également de bons candidats comme acteur de la déstabilisation de l'écoulement. Or, de nombreux travaux récents (Andersson *et al.*, 1999; Zuccher *et al.*, 2006) montrent que les perturbations optimales dans un écoulement possédant une couche limite prennent la forme de tourbillons contrarotatifs longitudinaux.

## 1.5 Le contrôle des écoulements

Le contrôle des écoulements consiste à *taper* plus ou moins fort sur un écoulement afin d'en changer certaines propriétés. Pour retranscrire cette assertion en des termes plus proches de la mécanique des fluides et de l'ingénierie, le contrôle des écoulements consiste à utiliser un ou plusieurs actionneurs qui agiront sur l'écoulement afin d'atteindre des valeurs d'une ou plusieurs grandeurs caractéristiques de l'écoulement propices à l'application considérée. Afin d'atteindre ces valeurs, il faut injecter une quantité d'énergie qui dépend en grande partie de la réceptivité de l'écoulement à la perturbation qu'induit l'actionneur. À effet recherché donné, il faudra injecter d'autant moins d'énergie que l'écoulement est réceptif à la perturbation créée spécifiquement par l'actionneur. On associe de plus le contrôle des écoulements à une perturbation de l'écoulement sur une échelle physique petite devant celles de l'écoulement à contrôler, sous peine de changer dramatiquement la nature de l'écoulement.

### 1.5.1 Les stratégies de contrôle.

On discerne trois grandes stratégies de contrôle.

- **Le contrôle passif** tout d'abord qui consiste à modifier légèrement la géométrie qui génère l'écoulement de façon permanente. L'avantage principal de cette stratégie est que l'actionneur ne consomme pas d'énergie une fois qu'il est placé dans l'écoulement. Il s'agit donc d'une forme extrême de contrôle, dans la mesure où l'écoulement est modifié de façon irréversible et définitive même si la modification se fait sur une échelle petite devant celle de l'écoulement à contrôler<sup>6</sup>.

---

6. On parle alors d'écoulement de base

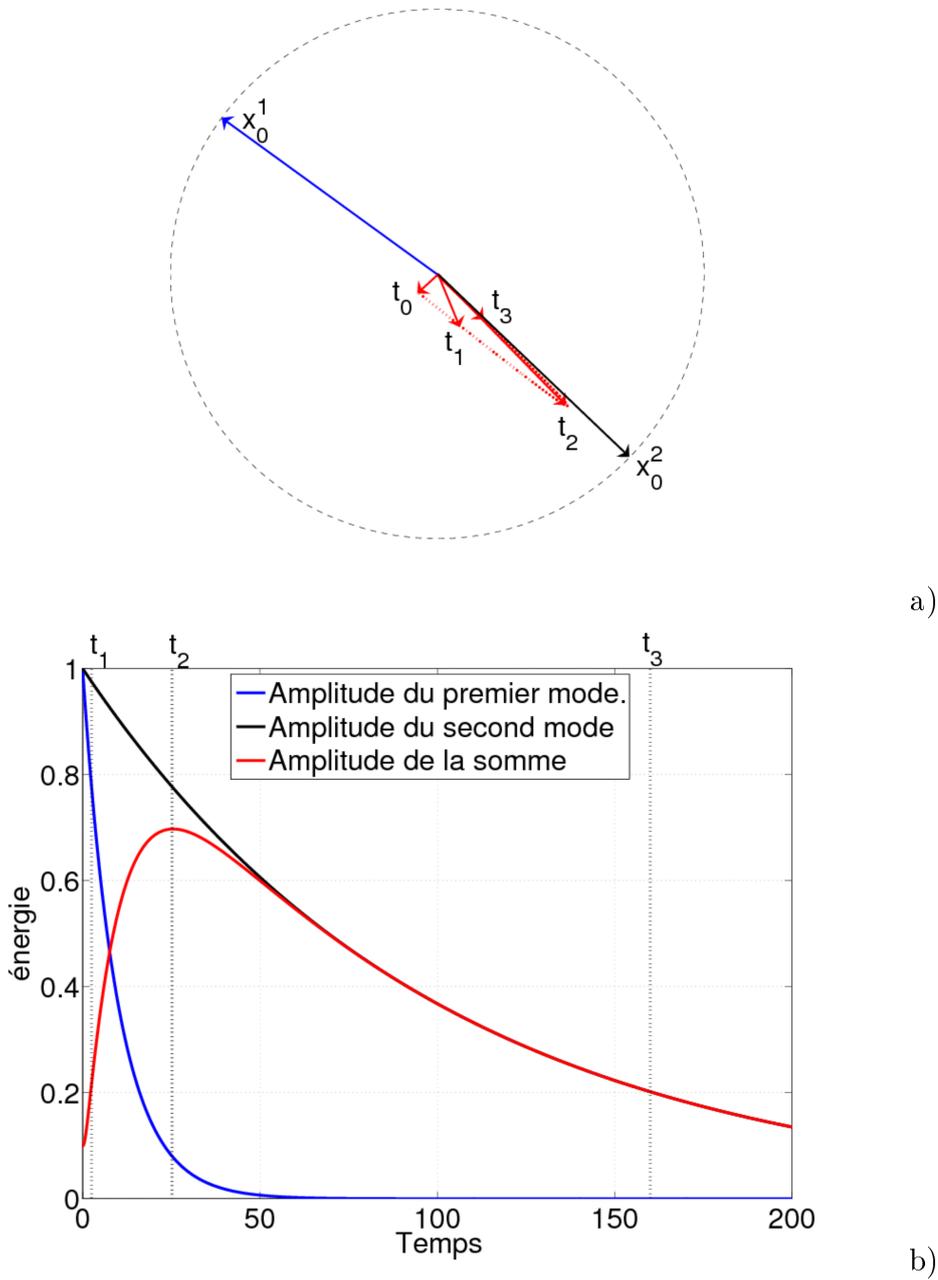


FIGURE 1.4 – Croissance transitoire de la combinaison de deux modes amortis et non orthogonaux. En bleu, un premier mode amorti rapidement, d’amplitude initiale 1. En noir, un second mode amorti dix fois plus lentement, d’amplitude initiale 1. En rouge, la combinaison des deux modes. a) représentation vectorielle. Les modes 1 et 2 ne sont représentés que par leur valeurs initiales  $x_0^1$  et  $x_0^2$  au temps  $t_0$ , la somme des deux modes est représentés aux temps  $t_0$ ,  $t_1$ ,  $t_2$  et  $t_3$ . b) représentation des amplitudes des deux modes amortis et de leur combinaison. Sur les deux représentations, on observe la croissance transitoire de la combinaison des deux modes.

Cette stratégie a les défauts de ses qualités : elle n'est en général efficace que dans certaines conditions opérationnelles de l'application visée dans la mesure où une fois l'actionneur placé, l'opérateur n'a plus aucun moyen de changer un quelconque paramètre. Cela devient préoccupant si l'actionneur dégrade les performances du système dans des conditions opérationnelles pour lesquelles il n'a pas été optimisé. De plus, les performances aérodynamiques ne sont que rarement les seules préoccupations qui déterminent le cahier des charges d'une application. Ainsi, la modification, même minime, de la géométrie sur laquelle l'écoulement se produit peut nuire à d'autres points du cahier des charges. On citera par exemple le manque d'enthousiasme récurrent des architectes et autres designers devant des actionneurs qui quoique efficaces vont à l'encontre d'une géométrie à même de séduire le client. Une solution à ces problèmes consiste à adjoindre au contrôle passif un dispositif qui permet de les rendre amovibles (on pensera par exemple aux volets d'atterrissage ou aux aérofreins sur les ailes d'avion). Ce dispositif coûtant de l'énergie, il peut devenir difficile de déterminer si la stratégie retenue ne devient pas active. Il convient de déterminer si la dépense énergétique est un paramètre de fonctionnement du contrôle.

- **Le contrôle actif** est un contrôle qui coûte de l'énergie. Cette énergie peut être employée comme moteur du contrôle (injection de quantité de mouvement, de vorticit   ou autres grandeurs), comme moyen d'influer sur le contrôle dans le temps, ou encore les deux    la fois. Dans la premi  re cat  gorie interviennent de fa  on   vidente les jets et syst  mes d'aspiration, dans la seconde, toute modification g  om  trique qui peut varier dans le temps comme les ailes battantes ou un dispositif vibrant. Les avantages de ces strat  gies r  sident tout d'abord dans les nouvelles possibilit  s offertes en terme de type de perturbation. Ensuite, il devient possible d'imposer un sch  ma temporel au for  age, et notamment d'y inclure une fr  quence, ce qui peut devenir critique dans le cadre d'un   coulement qui poss  de une fr  quence propre. L'inconv  nient essentiel r  side dans le co  t   nerg  tique. En effet, le co  t   nerg  tique du contr  le ne doit   tre plus faible que les b  n  fices obtenus au moyen de ce contr  le. Enfin, de m  me que pour le contr  le passif, trouver les param  tres qui seront efficaces en toute circonstance est une gageure.
- **Le contr  le r  actif** est un contr  le qui s'adapte    la physionomie de l'  coulement. De fait, il s'agit   galement d'un contr  le actif. En plus de l'actionneur, le contr  le r  actif n  cessite   galement d'avoir un dispositif de mesure qui est inclut dans une boucle de contr  le. Afin de relier la mesure au contr  le, divers algorithmes sont possibles, qui incluent des mod  les physiques    divers degr  s afin de construire la boucle de r  troaction. L'avantage   vident de cette m  thode est sa capacit      s'adapter aux conditions d'  coulement. Le mod  le physique utilis   va n  cessairement induire l'ensemble des difficult  s    appliquer cette m  thode. La encore diff  rentes strat  gies sont possibles. On citera les algorithmes d'extremal seeking ((Banavar, 2003; Garwon *et al.*, 2003; Ariyur & Krstic, 2003; Beaudoin *et al.*, 2006)) o   il s'agit d'amener le syst  me    trouver un minimum local, id  alement sur une courbe qui int  gre le co  t   nerg  tique du contr  le. Une autre strat  gie int  gre la th  orie du contr  le optimal. Il s'agit ici de construire un op  rateur au moyen de la minimisation d'un Lagrangien qui prend en compte    la fois le but

du contrôle et son coût. Cette opération permet également de construire par une méthode adjointe un estimateur qui va approcher l'état réel de l'écoulement au moyen des mesures nécessairement discrètes faites de l'écoulement. Ainsi, les mesures effectuées sont traduites en terme d'état de l'écoulement par l'estimateur, on applique l'opérateur de contrôle à cet état afin d'obtenir le contrôle à appliquer et ainsi de suite. La convergence vers un état contrôlé stable est soumise à un certain nombre de paramètres au nombre desquels la qualité de l'estimateur n'est pas le moindre. Dans ce cadre, il peut être préférable de s'accorder un écart acceptable à la solution optimale, on parle alors de contrôle robuste. Ces différents algorithmes ne sont valables qu'à partir du moment où le modèle envisagé est capable de prendre en compte tous les états que le fluide est susceptible de prendre afin que le processus de sélection du contrôle soit adapté. On citera par exemple un modèle d'ordre réduit qui décrirait un état sub-critique (écoulement autour d'un cylindre en régime décollé laminaire permanent et symétrique) et chercherait à atténuer des perturbations qui y auraient cours qui ne peut donner un contrôle pertinent dans le cas où la transition aurait eu lieu (lâchers tourbillonnaires dans le même écoulement). Il faut également prendre en compte le fait que le processus d'acquisition des mesures, d'estimation de l'état du fluide et de détermination du contrôle doit s'effectuer sur une échelle de temps faible devant celles mises en jeu dans l'écoulement ce qui peut devenir un véritable challenge technique pour des écoulements à nombre de Reynolds élevé ce qui n'est pas rare dans nombres d'applications industrielles envisagées.

# Chapitre 2

## Dispositif expérimentaux et numériques.

### 2.1 Canal hydrodynamique et veine aérodynamiques.

#### 2.1.1 Le canal hydrodynamique.

L'ensemble des résultats à bas nombre de Reynolds présentés ont été obtenus dans le tunnel *Görtler* du laboratoire PMMH (figure 2.1). L'écoulement obtenu dans ce canal est obtenu par différence de pression entre le réservoir supérieur à niveau constant situé à 3 mètres de haut et la sortie au niveau du sol ce qui donne une différence de pression de 0.3 bars. La première partie du canal est constituée d'un divergent long suivi de deux nids d'abeille et d'un convergent court. Ce dispositif permet de casser les grandes structures tourbillonnaires créée lors de l'injection du fluide dans le canal, le convergent aide la viscosité à atténuer les fluctuations de vitesses. A la suite de ces dispositifs, on trouve la zone de test qui a une section de 150mm de large pour 100mm de haut et qui s'étend sur 800mm. En dessous de cette section se trouve la zone technique immergée qui sert à installer tout équipement<sup>1</sup> pouvant supporter une immersion. A la suite de cette section de test, un coude renvoie le fluide vers le circuit de sortie qui contient un débitmètre électromagnétique et la vanne de régulation du débit.

Le canal (figure 2.2) peut être utilisé soit en circuit ouvert, soit en circuit fermé. En circuit ouvert le bac à niveau constant est alimenté en continu via le réseau d'eau de la ville, les trop pleins et la sortie du canal sont alors reliés aux effluents. En circuit fermé l'eau est entièrement recyclée, les trop-pleins et la sortie du canal sont reversés dans un bac inférieur et pompés vers le bac à niveau constant. Les vitesses maximales obtenues en amont de la zone de test sont proches de  $0.2m.s^{-1}$ . Le débitmètre électromagnétique lorsqu'il est utilisé en régime permanent donne des

---

1. injection de colorant, balance, moteurs

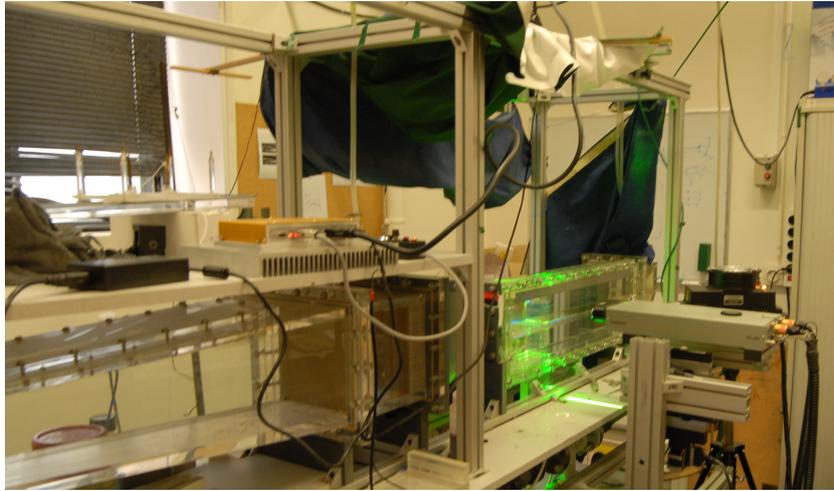


FIGURE 2.1 – Photo du canal hydrodynamique du PMMH. Au premier plan, on voit le long divergent menant au deux nids d'abeilles. Le convergent est caché et mène à la zone d'étude (éclairée). La plaque centrale isole la zone de test de la zone d'équipement. Sur la droite on peut voir le laser double cavité employé pour mettre en oeuvre la PIV. Il est monté sur une plaque microcontrol pour ajuster l'altitude du plan laser.

valeurs du débit et donc de la vitesse amont avec un degré de précision inférieur au pour cent à partir de  $0.005m.s^{-1}$ .

Le canal est en outre équipé de trois types de points d'injection de colorants, deux en amont de la zone de test. Le premier est intrusif et consiste en cannes d'injection réglables en hauteur et issues de la paroi supérieure. Le second consiste en un réseau rectiligne de trous de 0.7 mm placés à la paroi inférieure pour une injection dans la couche limite. Le dernier moyen d'injecter du colorant est de le faire entrer dans la zone d'équipement, et de là l'acheminer en tout point de la plaque séparatrice voulue. Ceci est particulièrement utile pourensemencer l'écoulement à partir de l'obstacle étudié en exploitant ses fixations à la plaque séparatrice. Ceci est résumé sur la figure 2.3

Un des points forts de cette installation est l'accessibilité optique disponible pour les techniques de visualisations et de vélocimétrie optique. En effet, l'intégralité des parois est translucide, et la plaque de fond de la zone de test est telle que l'on peut visualiser dans des plans à coordonnée longitudinale constante. Un autre point fort du montage est sa modularité. La zone technique permet en effet de faire évoluer la géométrie du canal et donc l'écoulement étudié.

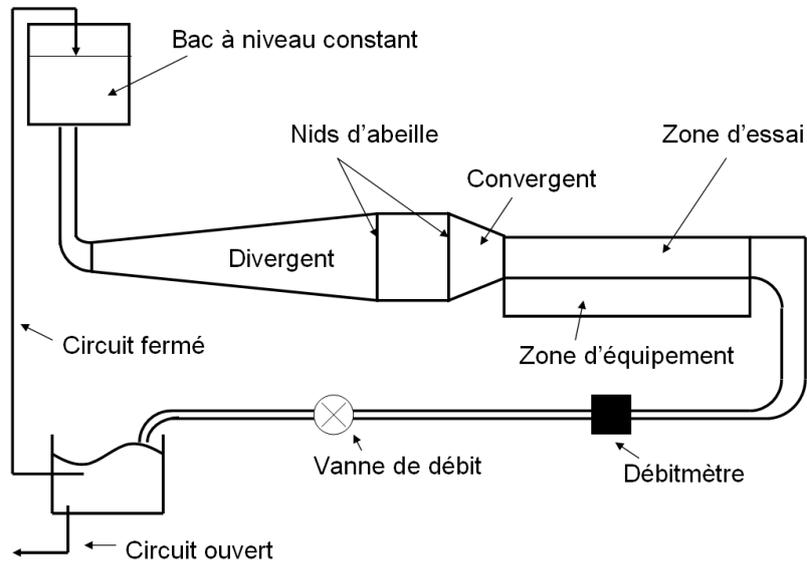


FIGURE 2.2 – Schéma de principe du canal hydrodynamique.

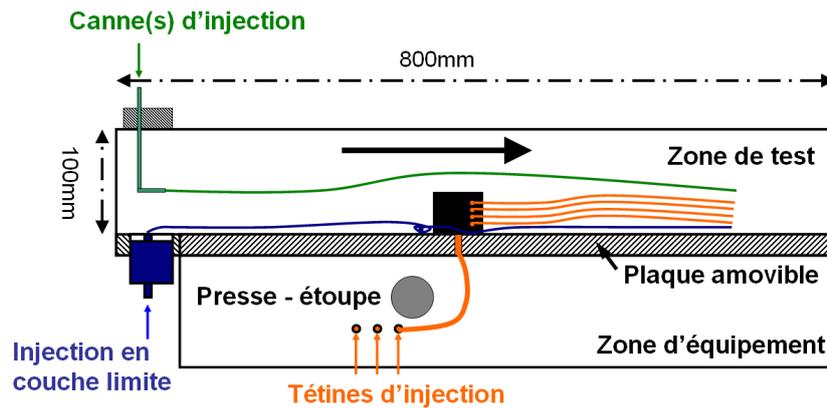


FIGURE 2.3 – Schéma des zones de test et d'équipement. Les différents types d'injection de colorant sont représentés. En bleu l'injection en couche limite, en vert, l'injection dans le volume par les cannes d'injection, en orange, l'injection par la zone d'équipement et l'obstacle.

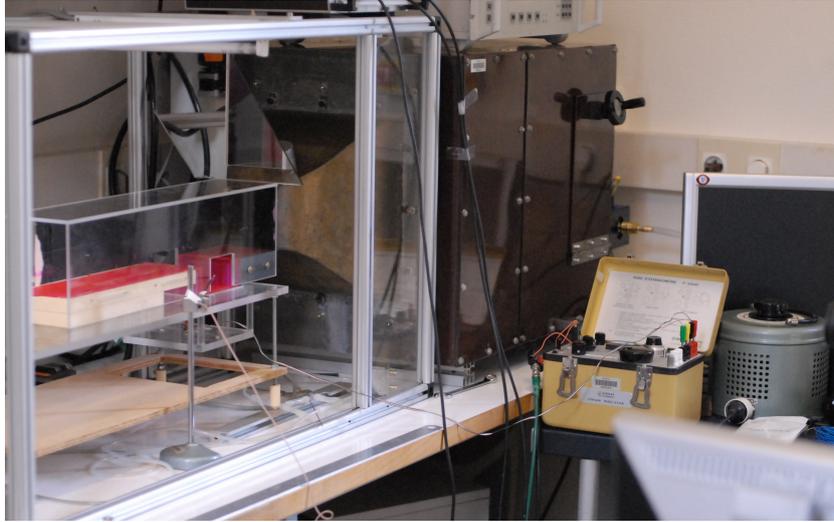


FIGURE 2.4 – Photo de la soufflerie du PMMH. Il s’agit ici d’un montage qui ne relève pas de des travaux présentés dans ce document. Notamment, en ce qui nous concerne, l’écoulement est ouvert. On observe le pont de Wheatstone (boîte jaune) de la balance (qui se trouve en dessous de la cavité) et le potentiomètre permettant de régler le débit.

### 2.1.2 La soufflerie du PMMH.

La soufflerie<sup>3</sup> du PMMH est une veine à écoulement libre (figure 2.4). Il s’agit d’une boîte à l’intérieur de laquelle se dissimule un rotor équipé de pales. A la sortie de la-dite boîte, se trouve un convergent dont la section finale est de  $100\text{mm} \times 100\text{mm}$ . Un tube de pitot placé à la sortie du convergent permet d’y mesurer la vitesse qui peut atteindre environ  $15\text{m.s}^{-1}$ . Le débit est *ajustable* grâce à l’insertion astucieuse d’un potentiomètre entre le circuit de puissance du rotor et la prise murale à 220 Volts. Le taux de turbulence naturel n’a pas été mesuré mais est supposé élevé étant donné le peu d’efforts fournis afin d’obtenir un écoulement *propre*.

Un des points forts de cette veine aérodynamique réside dans le fait que nous l’avons équipée d’une balance aérodynamique consistant en une plaque mobile insérée dans la paroi sur laquelle se développe l’écoulement en sortie du convergent. La plaque mobile est maintenue par un bilame de type cantilever équipé par des jauges de contraintes. Le système associé à la balance est détaillé dans la section 2.4.

---

3. Soufflerie est un terme un peu présomptueux : l’auteur préfère l’appeler *la boîte à chaussure avec un ventilateur dedans*.

## 2.2 Techniques de visualisations et vélocimétrie.

### 2.2.1 Visualisation par colorant.

Quel que soit le colorant employé, il est possible de le faire parvenir de diverses façons dans l'écoulement. Soit au moyen de cannes d'injection réglables en hauteur et en position transverse en amont de la zone de test, soit au moyen de trous de 0.8mm pratiqués dans la paroi inférieure en amont de la zone de test, soit en amenant une ligne d'injection vers tout objet placé dans la zone de test en passant par la zone technique. Ces différents moyens permettent d'obtenir des lignes d'émission autant dans les zones extérieures des couches limites qu'à l'intérieur des couches limites que celles-ci concernent la paroi ou l'objet de l'étude. Le colorant est poussé dans les lignes d'injection au moyen de pousse seringues à débit variable.

Les nombreuses ouvertures optiques, positions possibles des points d'injections, natures des colorants et éclairages font qu'il existe de nombreuses configurations possibles pour la visualisation. Chaque type de colorant nécessite un spectre particulier pour la source lumineuse. Chaque type de visualisation nécessite une géométrie particulière de la source lumineuse. En terme de colorants, on recense :

- Les colorants non-fluorescents. On les emploie avec des sources conventionnelles : lumière ambiante, néon, lampe à incandescence. Différentes couleurs sont disponibles : rouge (rouge adhamante), bleu (iodure de potassium), violet (permanganate de potassium). On obtient un meilleur contraste en employant un fond blanc sous la forme d'un film plastique que l'on vient appliquer sur les parois se trouvant en arrière plan. Ce type de colorant est essentiellement employé pour les visualisations en volume, à partir de points d'injections pouvant être situé en couche limite, en un point en amont au moyen de la cane d'injection, ou à partir du corps étudié en acheminant le colorant à travers la zone technique et le système de fixation du corps. Cette méthode est utile pour observer des lignes de courants, mais devient vite illisible lorsque l'écoulement devient fortement instationnaire.
- Les colorants fluorescents. On les emploie avec des sources qui contiennent tout ou partie de leur spectre dans la bande d'absorption de la molécule fluorescente et on parle alors de LIF (Light Induced Fluorescence). Nous avons utilisé la fluorescéine et la rhodamine-B, qui absorbent toutes deux dans l'ultra-violet. Nous pouvons donc effectuer le même type de visualisations qu'avec les colorants non-fluorescents au moyen d'une source émettant dans l'ultra-violet (lampe UV), et en utilisant un fond noir pour optimiser le contraste. Nous disposons également de lasers qui émettent dans les bandes d'absorption ce qui nous permet d'effectuer des visualisations dans des plans de coupe en utilisant des nappes laser. On peut choisir de garder des points d'injection discrets et d'observer le développement dans un plan des structures générées, ou encore d'ensemencer l'ensemble du volume afin d'observer des différences de densités dues à des structures tourbillonnaires.

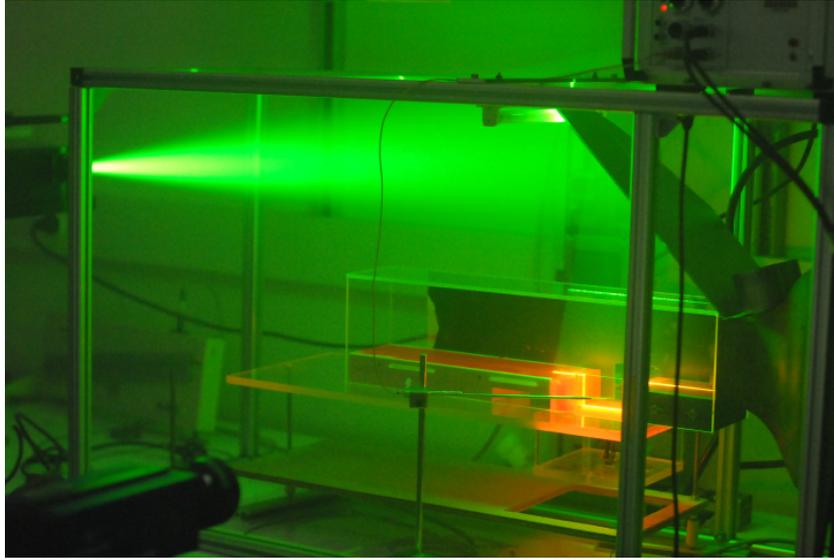
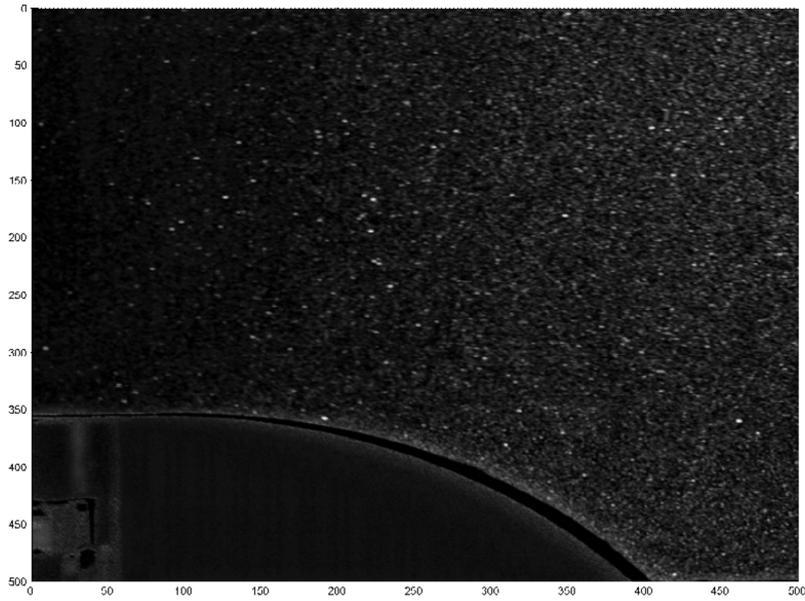


FIGURE 2.5 – Montage courant utilisé pour la PIV. L'expérience présentée utilise la soufflerie du PMMH mais ne concerne pas les présents travaux. Le plan laser est réfléchi par un miroir pour des raisons d'encombrement, il correspond cependant toujours au plan focal objet de l'objectif de la caméra visible au premier plan.

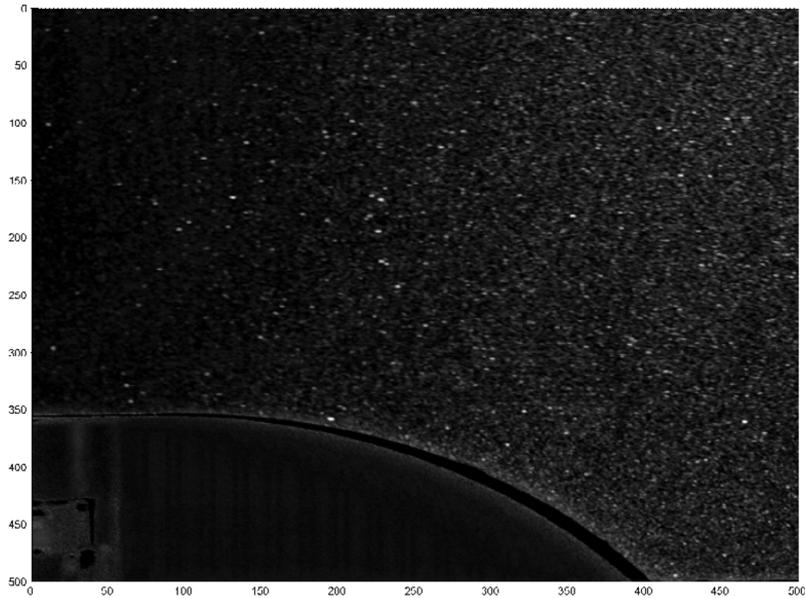
### 2.2.2 Vélométrie par images de particules.

Un des grands plaisirs de l'expérimentateur en mécanique des fluides de nos jours est de faire appel à la vélocimétrie par images de particules ou PIV. En effet, cette technique d'imagerie et de traitement d'images permet dans sa version la plus canonique d'obtenir le champ des deux composantes de vitesses contenues dans le plan image considéré avec une résolution spatiale intéressante et une grande précision sur la vitesse.

Si la technique ne s'est développé que récemment, son principe est vieux comme la mesure de vitesse : une distance mesurée parcourue en un temps donné. Ici on produit une nappe laser plane qui vient illuminer l'écoulement ensemencé par des particules réfléchissantes. On prend alors deux images aux instants  $t$  et  $t + \delta t$ . Un montage classique est illustré sur la figure 2.5. On note que le plan laser, généré au moyen d'un faisceau laser et d'une lentille cylindrique, coïncide avec le plan focal objet de l'objectif de la caméra ce qui est en accord avec nos lointains cours d'optique. Afin de réaliser ce miracle, il faut en général que l'axe optique de la caméra et celui du laser fassent un angle de  $90^\circ$ . Une conséquence de ce fait est qu'il faut deux accès optiques orthogonaux à la zone d'écoulement. Le matériel employé est décrit dans les sections 2.2.2.6 et 2.2.2.7.



a)



b)

FIGURE 2.6 – Exemple de couple d’images réalisé lors de l’emploi de la PIV au laboratoire afin d’étudier l’écoulement sur une rampe descendante. Ces images ont été prises au moyen de la configuration matérielle PIV *rapide* (caméra Phantom 9 et laser continu 2W, décrits dans la section 2.2.2.7). On note que la qualité de l’image est largement perfectible. La mise au point des particules est approximative,

### 2.2.2.1 Calcul des champs de vitesses.

Chaque image est découpée en carrés dont le nombre déterminera le nombre de vecteurs qui seront obtenus. On procède alors à une intercorrélation entre les carrés de même position dans les deux images. La fonction d'intercorrélation employée permet de déterminer quelle est la position moyenne où les particules contenues dans le carré à l'instant  $t$  se sont déplacées à  $t + \delta t$ .

$$C(\Delta X, \Delta Y) = \int \int_{\text{carré}} G_1(x, y) G_2(x - \delta X, y - \delta Y) dx dy \quad (2.1)$$

$C(\Delta X, \Delta Y)$  Peut alors être interprété comme une cartographie de la probabilité de déplacement moyen des particules comprises dans la fenêtre d'interrogation. On peut donc déterminer  $\overrightarrow{\Delta X}$  le vecteur de déplacement moyen des particules de la fenêtre d'interrogation le plus probable. Étant donné que les pics sont en général répartis sur plusieurs pixels, il est également appliqué un *fit* gaussien qui permet de parvenir à un déplacement maximal qui est une fraction de pixel. Cette méthode est d'autant plus précise que le nombre de particules dans la fenêtre d'interrogation est élevé<sup>4</sup>. En divisant par  $\delta t$  on peut penser obtenir la vitesse moyenne des particules comprises dans la fenêtre d'interrogation, projetée dans le plan d'acquisition. A partir de ce principe de base, on peut déterminer les critères d'utilisations sensibles et les limitations de la méthode.

### 2.2.2.2 La taille de la fenêtre d'interrogation.

Il existe une compétition entre différents critères afin de déterminer la taille de la fenêtre d'interrogation  $N$ . La taille de la fenêtre d'interrogation détermine la résolution spatiale du champ de vecteurs obtenue par la PIV ce qui implique que le but ultime de l'expérimentateur est de diminuer au maximum la taille de la fenêtre. Qui plus est, plus la taille de la fenêtre est grande, plus on moyenne linéairement le mouvement des particules de la fenêtre. La diminution de la résolution s'accompagne également d'un filtrage du champ du champ de vitesse. C'est ce que l'on veut éviter. Par contre, plus la taille de la fenêtre est faible, plus la corrélation devient fragile. En effet, on peut évaluer la qualité de l'intercorrélation en étudiant le rapport entre le pic d'intercorrélation le plus élevé et le second. Ce rapport que l'on appelle facteur  $Q$  est un bon moyen d'estimer la qualité intrinsèque des paramètres choisis pour la prise de vue et l'intercorrélation. Ce facteur évolue comme un rapport signal sur bruit classique et va donc suivre une loi logarithmique en fonction de la quantité d'information corréllée disponible. On comprend donc que l'on ne peut donc pas réduire à loisir la taille des fenêtres d'interrogation. Dans le cas des écoulements instationnaires avec une forte tendance à la tridimensionnalité, ou lorsque le plan PIV bidimensionnel ne coïncide pas avec la direction privilégiée de l'écoulement, de nombreuses particules sortent et rentrent dans les fenêtres d'interrogation pendant l'intervalle de temps  $\delta t$  ce qui a pour résultat de faire chuter ce facteur  $Q$ .

4. sous réserve que leur mouvement soit comparable.

### 2.2.2.3 L'intervalle de temps.

L'intervalle de temps utilisé entre les deux images doit être suffisamment élevé pour observer un déplacement des particules, mais aussi suffisamment faible afin que les particules ne *traversent* pas entièrement la fenêtre d'interrogation. Un critère semi-empirique largement employé est qu'il faut régler l'intervalle de temps de telle façon que les particules parcourent environ 5 pixels sur l'image. Moins que cela et le nombre d'états atteignables par le vecteur vitesse est vite limité, plus que cela et on risque de moyenniser des mouvements plus complexes des particules lorsque l'écoulement n'est pas rectiligne. La limitation importante de l'emploi d'un  $\delta t$  global apparaît lorsque les écoulements mesurés présentent de fortes variations de vitesse. En effet, il devient alors compliqué de régler de façon optimale le déplacement des particules d'une image à l'autre sur l'intégralité du champ. Lorsqu'un réglage satisfaisant ne peut être obtenu et que toutes les zones de l'écoulement sont sources d'intérêt pour l'expérimentateur, il reste la possibilité de régler l'intervalle de temps pour les vitesses les plus rapides, et de régler la fréquence d'acquisition pour les vitesses les plus faibles. Ainsi, en intercorrelant les deux images d'un même couple, on peut déterminer les premières, tout en se réservant la possibilité d'obtenir les secondes en intercorrelant les premières images de deux couples successifs.

### 2.2.2.4 La fonction de corrélation.

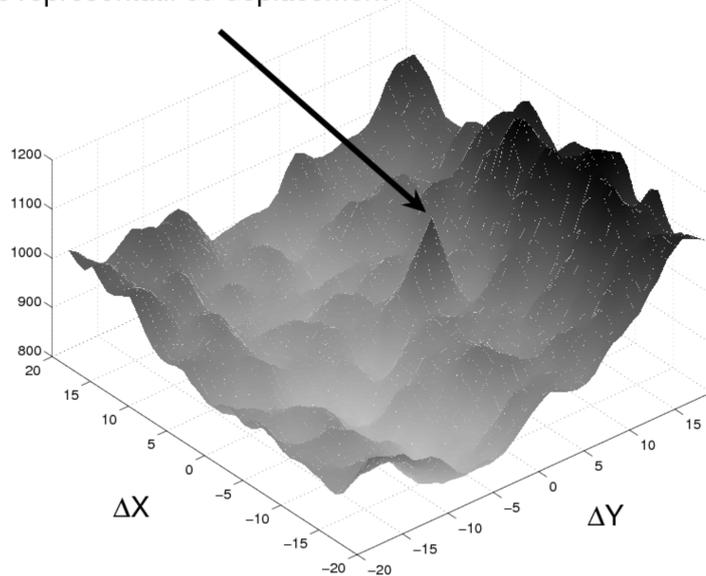
L'équation 2.1 n'est qu'un exemple possible de fonction de corrélation. Il existe des variantes et des ajustements qui permettent d'augmenter leur capacité de détection du maximum de probabilité de déplacement. Néanmoins leur forme reste proche de celle qui est exprimée ici. Au contraire des méthodes de flux optique basée sur la conservation de la luminance des particules il n'y a pas ici de modèle physique de transport dans la recherche du mouvement ; ainsi tous les vecteurs dans le domaine de la fenêtre d'interrogation sont *a priori* des résultats admissibles par la méthode. Le côté algébrique de cette méthode la rend très sensible aux variations de luminance des particules et de l'éclairage de la scène globale. En effet, comme on somme les intensités relevées sur le capteur de la caméra, l'apparition d'un point très lumineux<sup>5</sup> ou une différence d'intensité lumineuse d'une image à l'autre<sup>6</sup> peut fausser le calcul et générer des *faux positifs* (voir la figure 2.7). Un des raffinements possibles de la fonction de corrélation est d'appliquer un filtre gaussien à la fenêtre d'interrogation afin de rendre plus probable les vecteurs qui sont plus au centre de la fenêtre que ceux placés sur les bords. Il est également possible de donner au filtre des formes conformes à la physionomie attendue de l'écoulement, il faut néanmoins faire attention à ne pas oublier que la mesure a été orientée à partir de ce point.

---

5. particule solide dans l'eau par exemple

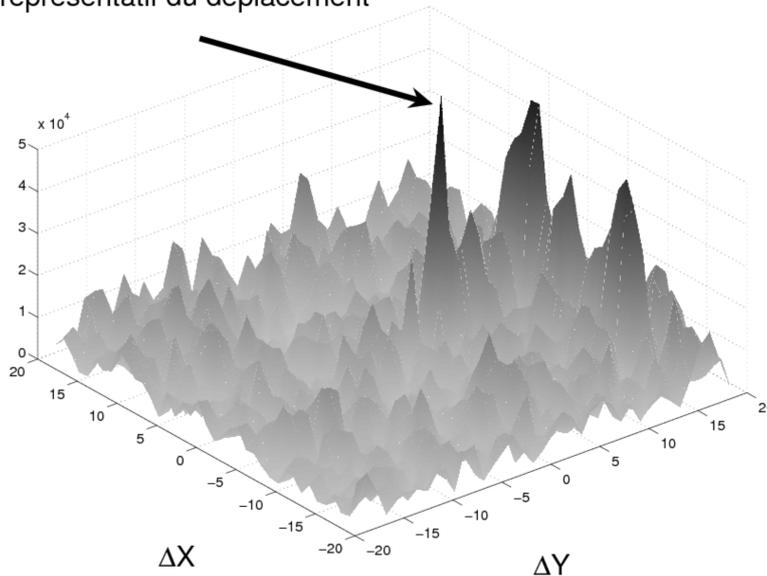
6. les sources de ces différences seront explicitées dans la section 2.2.2.6

Pic représentatif du déplacement



a)

Pic représentatif du déplacement



b)

FIGURE 2.7 – Représentation de la valeur de la fonction de corrélation donnée par l'équation 2.1 pour une même fenêtre d'interrogation des images a) et b) de la figure 2.6. La valeur de la fonction de corrélation (échelle arbitraire) est portée en fonction des déplacements  $\Delta X$  et  $\Delta Y$  considérés (en pixels ici). La figure a) montre le résultat brut. On observe que le pic représentatif du déplacement le plus probable des particules est noyé par la variation importante du niveau de fond de l'image. La figure b) montre ce que l'on peut obtenir en imposant un filtre passe haut à l'image. On observe tout de même des pics de valeur importante sur l'extrémité de l'image.

### 2.2.2.5 Franchir les limites : sélection de pic et multifenêtrage.

Le but est donc de pouvoir régler l'intervalle de temps de façon à obtenir un déplacement de l'ordre de 5-6 pixels sur toute l'image tout en pouvant réduire les tailles de fenêtre d'interrogation au maximum avec un facteur  $Q$  élevé.

Une des premières solutions afin d'éviter d'avoir à utiliser des filtres trop restrictifs pour la fonction de corrélation est de sauvegarder la position des 4 premiers pics de corrélation. En effet, une fois un premier champ construit, on peut calculer pour chaque vecteur un écart à la moyenne locale, obtenue en considérant ses voisins, et vérifier si les autres pics détectés ne sont pas plus adaptés. En itérant plusieurs fois le processus, il est possible de supprimer la plupart des faux positifs, et ce, à la différence du filtre, sans donner d'autres informations à la méthode que les résultats qu'elle a elle-même obtenues ce qui est conceptuellement plus satisfaisant.

La deuxième méthode évoquée a pour but de ramener la résolution des champs de vecteurs à une valeur la plus élevée possible sans pour autant perdre le confort d'un rapport signal sur bruit élevé. Elle consiste à démarrer la corrélation avec un premier découpage de l'image grossier, d'interpoler le résultat sur une grille plus raffinée et de l'utiliser afin de déplacer les nouvelles fenêtres d'interrogation. On calcule alors un nouveau champ de vecteur qui servira de correction au premier et on itère jusqu'à la taille définitive. Cette méthode a un double effet : elle permet de traiter des champs avec une palette de vitesses modérément élevée puisque l'on démarre avec des fenêtres d'interrogations qui permettent de saisir de grands mouvements, les plus petits étant saisis par les itérations finales. Si on utilise cette méthode afin de se permettre un  $\delta t$  important dans le but de résoudre un champ avec de grandes différences de vitesses, il ne faut pas perdre de vue que les premières itérations vont moyenniser le mouvement de nombreuses particules, que la moyenne engendrée peut ne pas refléter du tout le mouvement d'une partie d'entre elles et ainsi orienter le reste de la méthode vers des valeurs qui ne reflètent pas la physique de l'écoulement. Heureusement, l'évaluation du facteur  $Q$  doit permettre de révéler ce type d'erreur. L'autre intérêt de cette méthode est que les dernières itérations calculent uniquement de petites corrections des résultats obtenus précédemment ce qui, couplé à la sélection de pic et au filtrage gaussien rend beaucoup plus robuste la détection du mouvement pour les plus petites fenêtres. Ici, le filtrage gaussien circulaire sur la dernière itération s'applique de façon beaucoup plus appropriée que lorsqu'elle est employée seule, puisqu'on recherche effectivement une correction dans un périmètre limité, sans aucun préjugé sur sa direction, et centrée sur le centre de la fenêtre d'interrogation.

### 2.2.2.6 Matériel employé : PIV à $15Hz$

Deux systèmes de PIV ont été mis en place au PMMH au cours de cette thèse. Le premier est un système pulsé à basse cadence ( $15Hz$ ), le second est un système

à relativement haute fréquence ( $1KHz$ ). La PIV  $15Hz$  est composée de :

- Un laser Continuum Minilite bi-cavités YaG de longueur d’onde doublée à  $532nm$ , pulsé à  $15Hz$  et d’une puissance de  $18mJ$ . Une lentille cylindrique est employée afin de générer une nappe homogène d’environ  $1mm$  d’épaisseur.
- Une caméra LaVision Imager Pro Plus à double buffer, cadencée à  $15Hz$  en mode double buffer. Elle a une résolution de  $1200 \times 1600$  et une dynamique de 12 bits.
- Une carte de synchronisation LaVision Programmable Table Unit PTU 8.0 qui permet d’assurer la coïncidence des pulses lasers avec les prises de vues de chaque buffer et bien sur l’intervalle de temps  $\delta t$ .

Le point fort de ce système réside dans la quantité d’énergie pouvant être délivrée par le laser. En effet, les  $18mJ$  sont délivrés en  $4ns$ , figeant ainsi parfaitement le mouvement des particules. On s’affranchit ainsi totalement des temps d’expositions des différents buffers de la caméra, pour peu que le reste du champ de la caméra soit plongé dans le noir. La puissance du laser permet aussi de réaliser des plans de dimensions limitées en soufflerie. Le fait que la première et la seconde image d’un couple d’intercorrélations sont obtenues avec des composants différents<sup>7</sup> peut engendrer des différences dans la luminosité des deux images. Il faut donc prendre soin de régler correctement la puissance des deux cavités lasers afin d’obtenir des intensités comparables sur les deux images. Il est également à noter que ce système est particulièrement encombrant, bruyant et à manipuler avec l’équipement oculaire approprié<sup>8</sup>.

### 2.2.2.7 Matériel employé : PIV rapide

Le second système est un système haute cadence (jusqu’à  $1KHz$ ) mis au point au laboratoire. En effet, il ne s’agit pas d’un système commercial de PIV résolue dans le temps qui suppose la mise en oeuvre d’un laser pulsé à haute fréquence, lequel est très onéreux<sup>9</sup>. Dans la mesure où nous étudions des écoulements à vitesse relativement faible, nous avons mis en place un montage original<sup>10</sup> permettant des mesures résolues dans le temps sans utiliser de laser pulsé à haute fréquence. Ce montage se compose de :

- Un laser continu Photron de  $2W$ . Une lentille cylindrique est employée afin de générer une nappe homogène d’environ  $1mm$  d’épaisseur.
- Une caméra Phantom 9 High Speed d’une résolution maximale de  $1200 \times 1600$ . Une fréquence de  $1KHz$  peut être obtenue à pleine résolution<sup>11</sup>. Avec ce système, c’est la fréquence d’acquisition qui règle l’intervalle de temps  $\delta t$  nécessaire à la PIV.

Le point fort de ce système réside dans la cadence d’acquisition qui permet ainsi dans le cas de l’hydrodynamique d’obtenir des champs résolus dans le temps. Par

7. cavités laser et buffers de la caméra.

8. lunettes de protection dans la bonne longueur d’onde et en respect de la puissance employée.

9. On parle de PIV rapide du riche.

10. On parle de PIV rapide du pauvre.

11. On peut augmenter la fréquence d’acquisition en diminuant la résolution : diminuer la résolution de moitié permet de doubler la fréquence maximale d’acquisition.

contre, dans la mesure où le laser émet en continu, le temps d'exposition de la caméra devient un paramètre important. En effet, trop faible et l'intensité des images ne permet pas d'avoir un contraste suffisant pour garantir des facteur  $Q$  élevés, trop long et les particules ne sont pas figées sur l'image et donnent des paillettes ce qui est impropre à l'emploi de la PIV telle qu'elle a été décrite auparavant.

On comprend donc que l'intensité du laser est la limite essentielle du système puisqu'elle limite le temps d'intégration minimal que peut choisir l'expérimentateur, imposant du même coup une limite à la vitesse maximale mesurable du fluide considéré ; cette dernière est atteinte lorsque le temps d'intégration minimum nécessaire à un contraste acceptable devient supérieur à la limite au delà de laquelle les particules ne sont pas figées sur le capteur.

On note également que l'intervalle entre deux champs PIV est également égal au  $\delta t$ . Cela pose un problème lors des études des quantités statistiques puisque dans la plupart des cas rencontrés, le  $\delta t$  nécessaire au critère des 5 pixels de déplacement impose une fréquence d'acquisition bien supérieure à celui du critère générique de Shannon<sup>12</sup>. La taille de la mémoire embarquée dans la caméra (3Go) impose, avec la fréquence d'acquisition, une durée d'acquisition qui peut ne pas contenir suffisamment d'échantillons décorrélés afin d'effectuer des moyennes d'ensembles ; cela devient extrêmement sensible dans le cas des écoulements périodiques dans le temps. Ce dispositif est également inadapté à la mesure des champs de vitesses dans des plans qui ne contiennent pas la direction privilégiée de l'écoulement ; en effet, les particules traversent alors l'épaisseur de la nappe laser en un laps de temps très court, qui peut ne pas laisser suffisamment de temps d'exposition à la caméra.

#### 2.2.2.8 Mise en oeuvre de la PIV et choix des paramètres.

Ces données imposent donc de bien choisir son matériel en fonction à la fois des conditions expérimentales<sup>13</sup> et des grandeurs ciblées<sup>14</sup>. Dans les deux cas, l'ensemencement employé ne dépend que de la veine employée : on utilise de petites billes de verre de  $11\mu m$  Sphérical dans le canal hydrodynamique, et des gouttes de  $1\mu m$  de DEHS<sup>15</sup> obtenue au moyen d'un générateur de fumée sèche Lavision dans la soufflerie. Dans les deux cas nous disposons de systèmes de déplacement Microcontrol qui, comme leur noms l'indiquent, permettent un contrôle de la position à l'échelle micrométrique à la fois de la caméra et du laser.

12. il faut une fréquence d'acquisition au moins deux fois supérieure à la plus grande fréquence présentée par le phénomène étudié pour représenter correctement sa dynamique.

13. hydrodynamique ou aérodynamique, écoulement stationnaire ou instationnaire, plans choisis.

14. moyennes ou instantanées.

15. Di-Ethyl-Hexyl-Sebacate.

Au sein de l'arsenal de traitements possibles dans le cadre de la PIV, certains paramètres et outils ont été sélectionnés et employés de façon systématique. Dans les deux cas, les puissances mises en jeu par les lasers n'ont pas toujours permis d'obtenir un fond uniformément noir et sans bruit. La première opération consiste donc à tenter de supprimer le fond de l'image. A cette fin, on considère que l'ensemble des particules dans une série temporelle sont réparties sur les images de façon stochastiques et qu'ainsi, la moyenne des images est un bon candidat d'image de fond. Cela n'est pas forcément vrai avec la caméra rapide, notamment quand la fréquence d'acquisition est très grande devant la fréquence prédominante de l'écoulement. Une fois cette opération effectuée, on a éliminé le bruit *constant* des images. Ensuite, on effectue la corrélation des images. Le logiciel DaVis (Lavision) est employé. Le multifenêtrage et la sélection de pic<sup>16</sup> sont systématiquement employées. On descend systématiquement à des fenêtres d'interrogation de  $12 \times 12$  pixels, et une dernière passe à la même résolution est effectuée en utilisant un filtre gaussien circulaire sur la fonction d'intercorrélation. En fonction de l'écoulement étudié (stationnarité, tridimensionalité, cisaillement) on peut choisir de ne pas retenir les vecteurs obtenus avec un facteur Q trop faible. Il est à noter qu'aucun vecteur ainsi obtenu n'est le résultat d'une interpolation.

Dans le cadre des calculs de grandeurs statistiques (moyennes, écart type), on exclue les vecteurs qui se trouvent au delà de trois fois l'écart type obtenu en prenant l'ensemble des vecteurs d'une série temporelle en un point de l'espace. On vérifie également au moyen de sondes dans les endroits clefs de l'écoulements (zone de recirculation, couches cisillées) que les grandeurs statistiques sont convergées (ou non).

## 2.3 La V3V

Nous avons été parmi les premiers au monde à tester une nouvelle technique partiellement dérivée de la PIV et proposée par TSI (TSI Inc., 2007). La V3V<sup>17</sup> permet une acquisition résolue dans le temps des trois composantes du champs de vitesse dans un volume de  $140 \times 140 \times 100mm^3$ .

La technique de la V3V repose sur le principe de la défocalisation (Peirera *et al.*, 2000). Chacune des trois caméra nécessaires enregistre un point unique de l'espace sur une position différente de son capteur (figure 2.8). L'écoulement estensemencé comme pour une PIV classique et ainsi, chaque particule détectée par les trois caméras donne naissance à un triangle isocèle si on superpose les images obtenues par les trois capteurs. Comme pour la PIV, on forme un couple d'images enregistrées avec un intervalle de temps connu. Ainsi on obtient deux superpositions de trois

16. voir section 2.2.2.5.

17. Pour *Volumetric 3-Component Velocimetry*

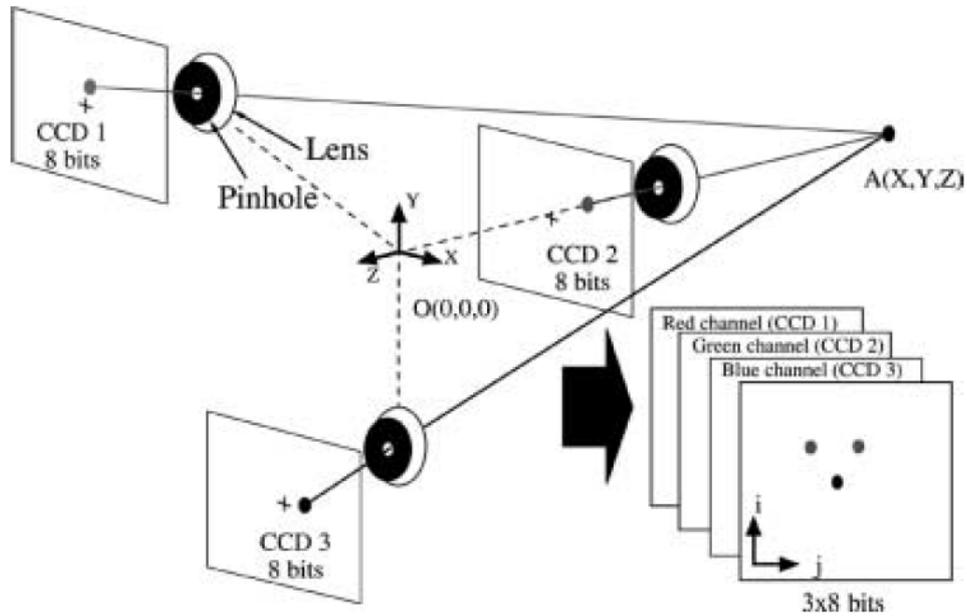


FIGURE 2.8 – Schéma de principe de la V3V. Chacun des trois capteurs focalise, au moyen de la diffraction générée par les diaphragmes placés devant, un point de l'espace à une position différente. La superposition des trois images donne un triangle. D'après Peirera *et al.* (2000).

images et on associe le déplacement d'une particule au déplacement et à la variation de l'aire d'un triangle isocèle. Si  $x$  et  $y$  désignent les directions définissant un plan perpendiculaire à l'axe optique de la sonde et  $z$  cet axe, alors de façon basique, la position du triangle sur l'image recomposée renseigne essentiellement sur la position de la particule dans le plan  $xy$  tandis que l'aire du triangle renseigne essentiellement sur la position selon  $z$ . La détection du triangle se fait sur les critères de taille et luminosité des particules et du caractère isocèle du triangle. D'un point de vue expérimental, la préparation des acquisitions est proche de celle effectuée en PIV classique.

On note la disparition des problèmes liés à l'épaisseur et le réglage correct du plan laser, mais ce problème est remplacé par le besoin d'une grande énergie dans un volume de mesure étendu. Notamment il faut pouvoir placer la source laser à grande distance afin de pouvoir mettre en place un faisceau à divergence la plus faible possible qui diminue le gradient de luminosité dans le volume de mesure et optimise l'énergie lumineuse dans le volume à laser donné. La mise au point du système optique d'acquisition est *automatique* dans le sens où il suffit de placer la sonde dans une plage de distance donnée, le reste étant géré par le logiciel d'acquisition en employant les réglages d'usine et la calibration.

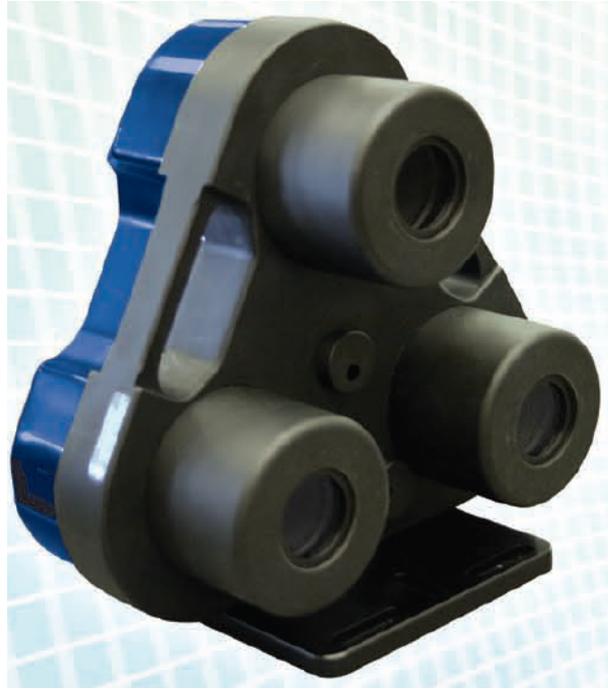
Le système proposé par TSI se compose d'une sonde comportant trois caméras (figure 2.9), d'un laser pulsé et d'un ordinateur chargé de la synchronisation et de la récupération des données. Le laser pulsé est équipé d'une optique qui permet d'illuminer le volume de mesure. A cette fin il doit être suffisamment puissant. Lors du test que nous avons effectué nous avons disposé d'un laser de deux fois  $120mJ$ . Les caméras de la sonde sont des caméras double buffer de 12 MégaPixels avec une fréquence d'acquisition de  $14.5Hz$  ce qui donne en double buffer une fréquence d'acquisition maximale de  $7.25Hz$ . Les images sont transférées en temps réel vers l'ordinateur d'acquisition, qui est équipé en conséquence de disques optiques et d'une chaîne d'acquisition des données à même de pouvoir enregistrer au fur et à mesure, les caméras ne disposant pas de mémoire. Le constructeur annonce 17mn d'acquisition possible à la fréquence d'acquisition maximale avec le matériel utilisé pour le test. Le laser n'étant pas fourni dans l'offre, il est intéressant de noter que la plus grande partie du prix du matériel est en fait dédié à l'informatique, et en particulier au système de transfert de données et de stockage.

La calibration est, elle, beaucoup plus lourde qu'une calibration simple pour une PIV *classique* puisqu'il faut enregistrer l'image d'une mire que l'on déplace dans le volume de mesure avec un pas suffisant. Pour des mesures dans un canal hydrodynamique comme le notre, qui ne dispose pas d'accès par le dessus, cela suppose d'avoir à plusieurs reprises à vider le canal, l'ouvrir, déplacer la mire, le refermer et le remplir à nouveau<sup>18</sup>. Heureusement nous avons pu monter un système de déplacement motorisé en faisant sortir un bras motorisé du canal à travers un presse étoupe qui sert usuellement à faire sortir un réseau de câbles de la section technique. En serrant le joint au minimum un bon compromis est atteint entre le débit de la fuite provoquée et la résistance au déplacement du moteur pas à pas Microcontrol. Dès lors, l'étalonnage s'effectue en une vingtaine d'acquisitions de la mire en quelques minutes. Chacune de ces acquisitions est faite à une position différente sur l'axe orthogonal à l'axe optique de la sonde. Une fois l'étalonnage effectué, il reste valide tant que la sonde n'est pas déplacée.

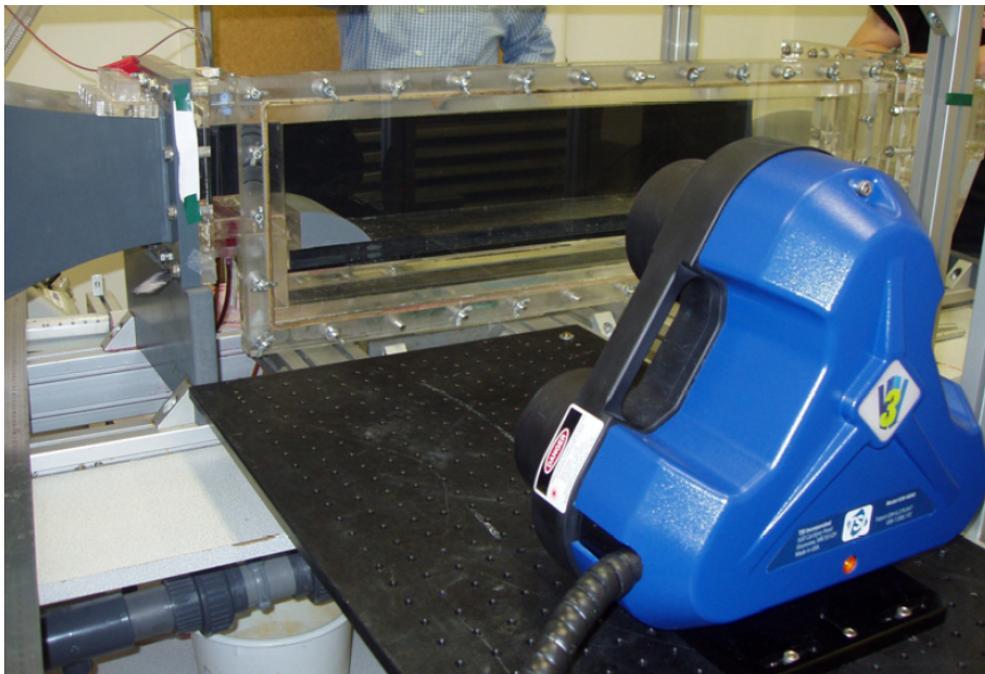
Le traitement d'image pour parvenir aux champs de vecteurs a été noté plus rapide que pour une PIV classique. Contrairement à la procédure décrite par Peirera *et al.* (2000) il ne s'agit pas d'intercorrélérer deux volumes d'interrogation dans lesquels sont replacées les particules mais d'identifier dans les deux images les couples de triangle selon une méthode de *tracking* non spécifiée. On économise ainsi le temps nécessaire aux intercorrélations ; par contre il devient nécessaire d'interpoler les mesures sur un réseau afin de pouvoir traiter les données facilement. On perd également la résolution

---

18. Avec un thésard habitué à la manœuvre, n'ayant pas peur de mouiller ses chaussures et de se fâcher avec le personnel d'entretien la période du cycle peut être abaissée à 15mn. Une vingtaine de points est tout de même recommandée.



a)



b)

FIGURE 2.9 – La sonde utilisée pour la V3V. a) Vue de face. La sonde est composée de trois caméras dont les réglages sont fixés en usine. b) Montage de la sonde devant le canal hydrodynamique du PMMH pour des mesures sur la rampe descendante contrôlé au moyen de générateurs de vortex cylindriques.



FIGURE 2.10 – Schema de la balance et disposition des jauges. Lorsque la traînée s’applique, le pont de Wheatstone est déséquilibré.

sub-pixel de l’intercorrélation. On note qu’avec un ensemencement plus important que celui usuellement utilisé pour la PIV, un nombre moins important de vecteurs a pu être obtenu<sup>19</sup>. Le faible nombre de vecteur obtenus par champ est associé au nombre de triplets détectés.

Il ressort donc de ces tests que le nombre de particules sur l’image doit être augmentée. La journée de test a laissé peu de temps afin d’y parvenir mais les pistes à creuser sont : la puissance du laser, la nature et le nombre de particules dans le volume et les paramètres de détection. Notons enfin que le calcul des champs a été effectué rapidement comparé à une quantité de donnée comparable en PIV classique ; cependant il serait hâtif de tirer des conclusions sur des données dont la densité n’est pas comparable. Si il devient effectivement possible de parvenir à des résolutions comparables à celles obtenues classiquement, alors le gain de temps afin d’obtenir le champ moyen tridimensionnel est plus qu’appréciable, puisqu’on ramène à 20 secondes les trois heures nécessaires à balayer le domaine de mesure avec la nappe laser. On y gagne les informations temporelles et la troisième composante, avec de plus un gain de place sur le disque pour les données, puisque l’information volumique est contenue dans un seul couple de superposition des trois images.

## 2.4 La mesure des forces.

Il est possible d’évaluer la force de traînée exercée par l’écoulement sur un objet grâce à une balance placée sous la zone d’écoulement de la soufflerie . Le principe en est le suivant. Un plateau est fixé au bâti par deux lames de laiton de  $0.2mm$  d’épaisseur. Ce plateau est libre de se déplacer de quelques dixièmes de millimètre dans la direction de l’écoulement. La force exercée par l’écoulement sur tout ce qui est solidaire du plateau entraîne un léger déplacement de ce dernier qui induit une déformation des lames. Des jauges de contraintes collées sur les lames forment un pont complet qui permet de mesurer la déformation induite. Après calibration on obtient un signal proportionnel à la traînée de l’obstacle (figure 2.10). s

Nous rappelons à présent le principe de l’utilisation des jauges de déformation pour l’extensométrie. La figure 2.11 représente l’une d’entre elles. Il s’agit d’un substrat adhésif duquel est solidaire un fil résistant en forme de grille. Si la longueur d’une branche est  $a$  et si l’on dispose  $n$  branches alors la longueur totale du fil est  $l = na$ .

19.  $267 \times 200$  dans un plan avec la PIV pour  $35 \times 40$  avec la V3V.

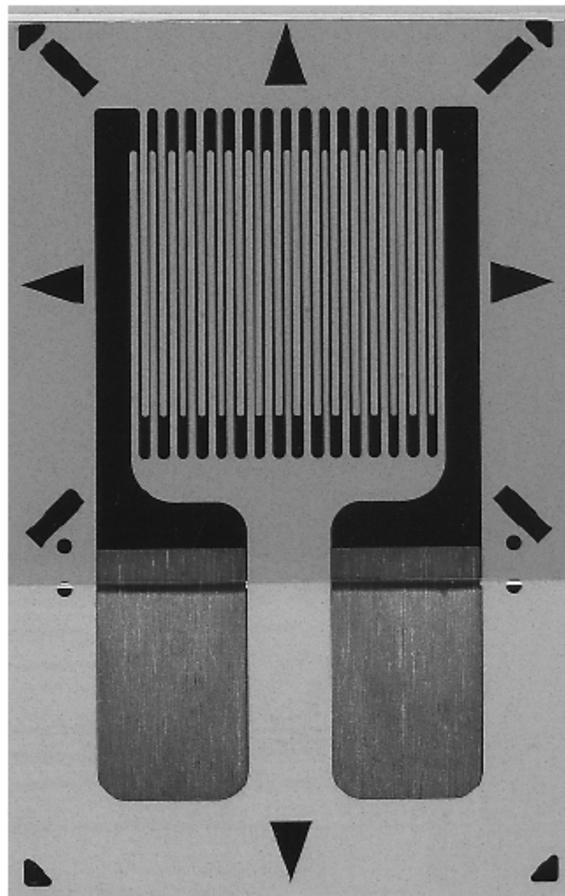


FIGURE 2.11 – Jauge de contrainte (Vishay)

En supposant que ce fil a une résistivité  $\rho$  et qu'il est de forme cylindrique de section  $S$  alors sa résistance totale vaut  $R = \rho na/S$ . Si la jauge subit une extension, alors le fil solidaire subira la même extension qui induira une variation de sa résistance  $R$  vérifiant (si l'on suppose que  $\rho$  est constant) :

$$\frac{dR}{R} = \frac{da}{a} - \frac{dS}{S} \quad (2.2)$$

Par ailleurs comme le fil est cylindrique, si on note  $\nu$  le coefficient de Poisson du fil et si l'on suppose que l'on reste dans le domaine élastique, on a :

$$\frac{dS}{S} = -2\nu \frac{dl}{l} = -2\nu \frac{da}{a} \quad (2.3)$$

Ainsi l'équation 2.2 devient :

$$\frac{dR}{R} = (1 + 2\nu) \frac{da}{a} \quad (2.4)$$

On voit donc que lors de la déformation de la jauge, la variation relative de résistance du fil  $\frac{dR}{R}$  est proportionnelle à la variation relative de la longueur du fil  $\frac{da}{a}$ . Lorsque la jauge est collée à une structure, si l'on mesure  $\frac{dR}{R}$  grâce à un pont de Wheatstone on peut remonter à la déformation relative de la structure.

Dans notre cas deux jauges sont collées sur chacune des lames de la balance. De cette manière, lorsque la traînée s'applique sur le plateau de la balance, les lames de laiton se comportent comme des poutres en flexion (c'est à dire avec un bord encastré et l'autre soumis à une force perpendiculaire) et se déforment en forme de S. Deux jauges en opposition subissent une extension ou une compression. Les jauges ont la même résistance  $R$  et sont montées dans un pont de Wheatstone de façon à ce que lorsque les jauges sont déformées, leur nouvelle résistance vaut  $R + dR_i$  avec  $dR_i$  positif ou négatif selon que la jauge est en extension ou en compression. Lorsque la balance est en position de référence, le pont est équilibré et la tension entre les points A et C du pont est nulle. Lors de la flexion de la lame, la variation de tension entre les points A et C du pont vaut :

$$\begin{aligned} d(V_A - V_C) &= d\left(\frac{eR_1}{R_1+R_4} - \frac{eR_2}{R_2+R_3}\right) \\ &= \frac{e}{4R}(dR_1 - dR_2 + dR_3 - dR_4) \end{aligned} \quad (2.5)$$

Comme les 4 jauges sont montées sur la lame de façon symétrique on a  $dR_1 = dR_3 = dR$  et  $dR_2 = dR_4 = -dR$ , de sorte que l'on mesure :

$$d(V_A - V_C) = e \frac{dR}{R} \quad (2.6)$$

Dans le cas d'une poutre en flexion, si les déformations sont suffisamment faibles pour que l'on reste dans le domaine élastique, alors la déformation relative est proportionnelle à la force exercée en bout de poutre. Ainsi, en sortie du pont de Wheatstone la tension mesurée est proportionnelle à la traînée subie par la rampe descendante.

# Chapitre 3

## Écoulement décollé sur une rampe descendante.

### 3.1 Écoulement sur une marche descendante.

Le phénomène de décollement de couche limite pouvant être très pénalisant pour la plupart des applications où il a lieu (automobile, aéronautique, génie chimique et autres écoulements industriels), il a fait l'objet de nombreuses études. Rapidement, l'écoulement sur une marche descendante est devenu un archétype des écoulements décollés causés par la géométrie de l'écoulement (en opposition aux écoulements visant à placer un gradient de pression adverse sur une couche limite). Nos amis numériques auront d'ailleurs noté qu'il est devenu un cas de référence afin de valider les codes de calcul. Ainsi de nombreuses publications existent traitant de l'étude expérimentale (Armaly *et al.*, 1983; Tihon *et al.*, 2001; Beaudoin, 2004; Lee *et al.*, 2004) et numérique (Kim & Moin, 1985; Kaiktsis *et al.*, 1996; Barkley *et al.*, 2002; Kaiktsis & Monkewitz, 2003; Lesieur *et al.*, 2003; Aider *et al.*, 2007) de cet écoulement.

Cependant, on ne retrouve à notre connaissance que chez Armaly *et al.* (1983) et Beaudoin (2004) une étude poussée des différentes transitions que rencontre l'écoulement lorsque le nombre de Reynolds évolue. Armaly *et al.* (1983) ont identifié trois régimes : laminaire ( $Re < 800$ ), transitionnel ( $800 < Re < 5000$ ) et turbulent ( $Re > 5000$ ) (figure 3.1). Le régime laminaire était caractérisé par une longueur de recirculation qui croissait avec le nombre de Reynolds. Le régime transitionnel était caractérisé par une forte décroissance de la longueur de recirculation suivie d'une décroissance irrégulière. Enfin le régime turbulent était caractérisé par une longueur de recirculation constante.

On peut ajouter qu'au sein du régime laminaire existe un régime stationnaire au delà duquel des instabilités de couche de mélange (Kelvin-Helmholtz) se développent et où la longueur de recirculation évolue quasi-linéairement avec le nombre

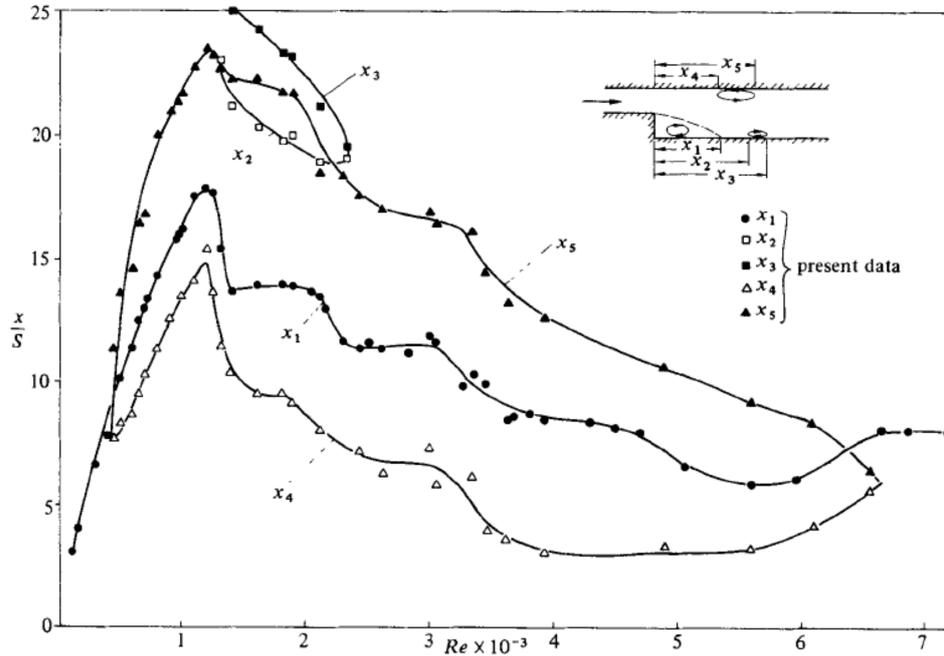


FIGURE 3.1 – Position des points de stagnation en fonction du nombre de Reynolds (Armaly *et al.*, 1983). Le nombre de Reynolds est de 4/3 plus élevé que celui utilisé dans cette partie.

de Reynolds (Beaudoin, 2004) comme dans le cas de l'écoulement autour d'un cylindre (Nishioka & Sato, 1978; Zielinska *et al.*, 1997). Armaly *et al.* (1983) ont également observé que le sillage pouvait devenir tridimensionnel, ce qui a été confirmé depuis (Kaiktsis *et al.*, 1991) et interprété comme étant dû aux parois et donc qualifié de phénomène extrinsèque. Mais Beaudoin *et al.* (2004) ont montré qu'une instabilité 3D stationnaire peut être à l'origine d'une tridimensionalité intrinsèque ce qui a été confirmé par des études de stabilité (Barkley *et al.*, 2002; Alizard & Robinet, 2007; Gallaire *et al.*, 2007). Cette instabilité apparaît dès le régime stationnaire 2D c'est à dire à bas Reynolds (inférieur à 200) et prend la forme de tourbillons longitudinaux. Ces structures sont fragiles devant l'instationnarité croissante du système. De même, pour des nombres de Reynolds plus élevés se situant dans le régime instationnaire Beaudoin *et al.* (2004) ont observé une modulation transversale des tourbillons de Kelvin-Helmholtz que l'on peut rapprocher de part sa longueur d'onde élevée ( $5H$ ,  $H$  étant la hauteur de la rampe) à l'instabilité de mode A dans le sillage d'un cylindre (Williamson, 1996).

## 3.2 La rampe descendante.

L'étude de la rampe descendante constitue une évolution de l'étude sur la marche descendante. En effet, les décollements observés dans les applications industrielles s'ils sont provoqués par des changements de géométrie (courbure de l'aile, expansion

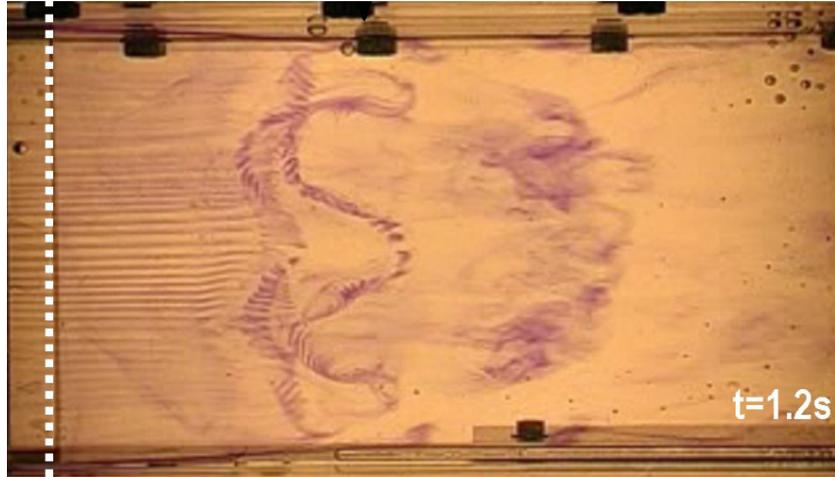


FIGURE 3.2 – Instabilité secondaire tridimensionnelle dans le sillage d’une marche descendante. D’après Beaudoin (2004).

d’un diffuseur, partie arrière d’un véhicule terrestre) n’ont par contre que rarement un point de décollement fixé par une arrête vive. Cependant, peu de travaux existent, surtout d’un point de vue expérimental, relatant la caractérisation de l’écoulement sur une rampe descendante.

Song *et al.* (2000) ont étudiés les propriétés du décollement et du réattachement de l’écoulement au dessus d’une rampe descendante avec un nombre de Reynolds basé sur la hauteur de la rampe de 27000. Puis ils se sont concentrés sur l’influence de la rugosité de paroi sur un écoulement décollé dans les mêmes conditions (Song & Eaton, 2002). Une simulation numérique se comparant à l’étude de Song *et al.* (2000) peut être trouvée dans Wasistho & Squires (2001). Cependant, aucune étude comparable aux travaux d’Armaly *et al.* (1983) n’a été faite à notre connaissance.

Notre objectif étant de mesurer l’effet de générateurs de vortex sur un écoulement présentant un décollement non forcé, il convient tout d’abord de caractériser un tel écoulement. Le profil de la rampe descendante étudiée est une section de cylindre. Si  $R$  est le rayon du cylindre, alors la hauteur  $H$  de la rampe est  $H = \frac{2}{5}R$ , conformément à la figure 3.3. Deux rampes ont été étudiées selon les installations utilisées :

- Dans la veine hydrodynamique du PMMH (voir section 2.1.1) la rampe a un rayon de courbure de  $R_c = 100mm$  pour une hauteur de  $H = 40mm$  et une longueur de  $L = 80mm$ . Sa largeur est de  $l = 150mm$  ce qui correspond à la largeur du canal. Afin de placer la rampe dans le canal sans avoir à placer auparavant une rampe montante, on descend le plancher de la zone de test de la hauteur de la marche au moyen du plateau d’essai en U (voir figure 3.4-a). En aval de la rampe, la hauteur totale est donc de  $\mathcal{H} = 140mm$ , puisque la hauteur du canal est de  $100mm$ . On peut définir un taux d’expansion  $E = H/\mathcal{H}$  qui est ici de  $E = 0.4$ .

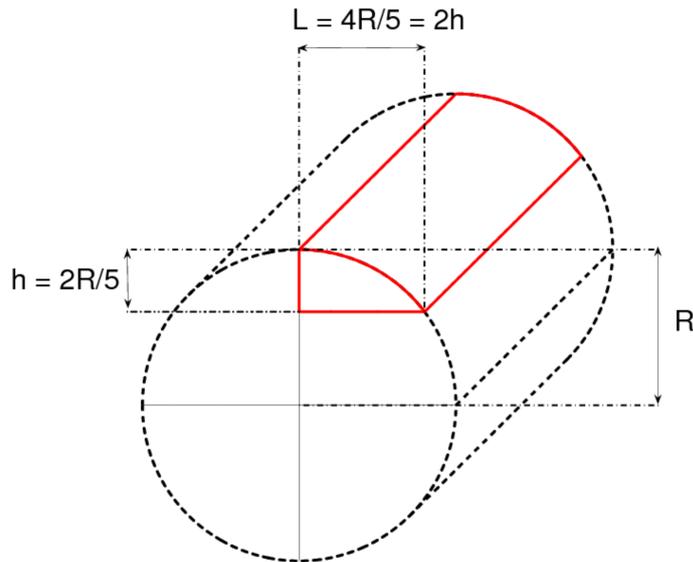


FIGURE 3.3 – Élaboration et dimensions caractéristiques de la rampe descendante.

- Dans la veine aérodynamique du PMMH (voir section 2.1.2) la rampe a un rayon de courbure de  $R_c = 50\text{mm}$  pour une hauteur de  $H = 20\text{mm}$  et une longueur de  $L = 40\text{mm}$ . Sa largeur est de  $l = 120\text{mm}$  ce qui correspond à la largeur de la plaque mobile qui permet la mesure des efforts longitudinaux. Une plaque de  $100\text{mm}$  de long est placée avant la rampe afin de permettre à la couche limite de se développer (voir figure 3.4-b). Le taux d'expansion ici n'est pas défini étant donné qu'il n'y a pas de paroi supérieure. On peut le considérer comme très faible. Il faut garder à l'esprit que l'écoulement en sortie du convergent de la soufflerie, n'étant pas confiné par des parois, a les caractéristiques d'un jet, notamment dans la partie supérieure.

L'écoulement a été étudié au moyen des outils présentés dans la partie 2. Les plans  $xy$  ont été privilégiés, que ce soit en utilisant la PIV ou les visualisations. La soufflerie permet en plus de mesurer les efforts longitudinaux au moyen d'une balance.

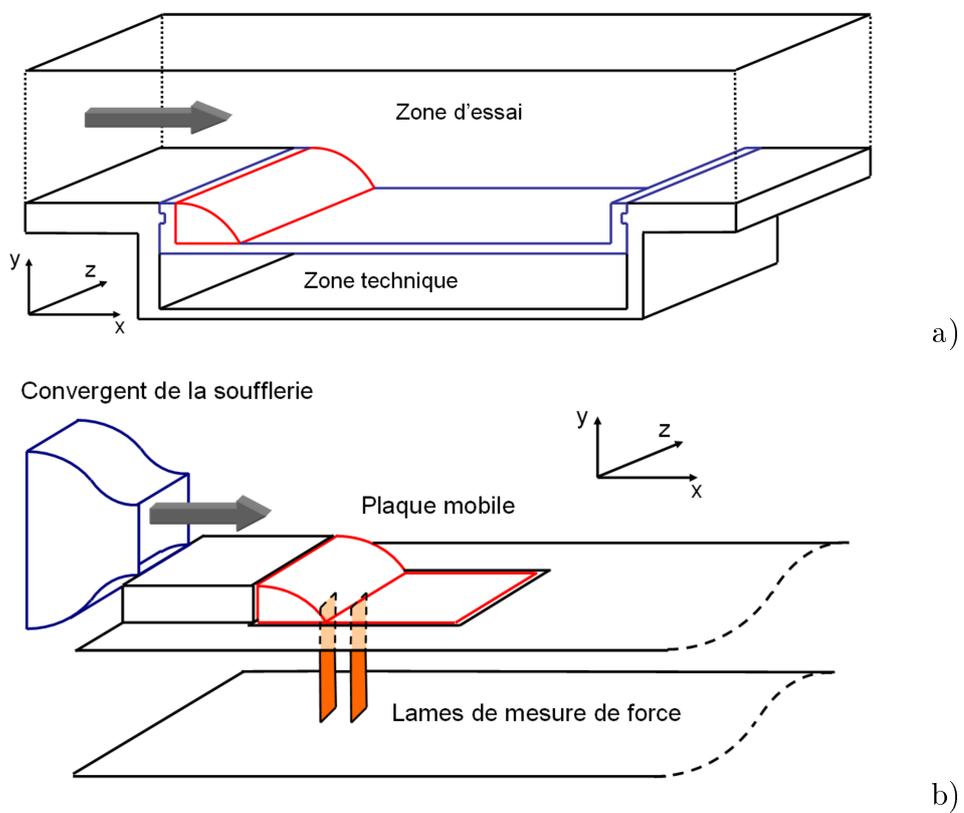


FIGURE 3.4 – Configuration du canal hydraulique avec la rampe (a) et configuration de la soufflerie avec la rampe (b)

### 3.3 Caractéristiques de l'écoulement en aval d'une rampe descendante.

#### 3.3.1 Principaux phénomènes rencontrés en aval d'une rampe descendante.

L'écoulement provoqué par la rampe descendante est similaire à celui provoqué par une marche descendante. La couche limite présente en amont se trouve confrontée à une expansion progressive de la section du canal. Il en résulte un gradient de pression adverse qui est progressif à mesure que l'on parcourt la rampe descendante. A très bas nombre de Reynolds (non atteignable dans nos installations), le gradient de pression est faible et la viscosité domine. L'écoulement reste ainsi entièrement attaché à la paroi. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, il existe un point au delà duquel l'énergie cinétique comprise dans la couche limite ne peut plus lutter contre le gradient de pression local. Les particules de fluides se trouvent alors soumises à un mouvement de retour, à contre-sens de l'écoulement général. Il existe donc un point où la composante tangentielle à la paroi change de signe, le frottement pariétal  $\frac{\partial}{\partial y} \left( \vec{U} \cdot \vec{e}_{\parallel} \right)_{y=H(x)}$  s'y annule alors. C'est la définition du point de décollement. Passé ce point de décollement, le gradient de pression adverse va finir par disparaître et le phénomène inverse se produit. Une nouvelle annulation du frottement pariétal définit le point de réattachement. Entre ces deux points il existe une zone de recirculation où l'écoulement a une vitesse réduite en comparaison avec l'écoulement externe. Les limites de cette zone de recirculation sont donc d'un côté la paroi du point de décollement au point de réattachement, et de l'autre le centre d'une zone cisailée provoqué par la présence de l'écoulement externe proche de l'écoulement à vitesse réduite de la zone de recirculation, et ce, du point de décollement au point de réattachement.

Dans un régime stationnaire, seule la viscosité de la quantité de mouvement permet de limiter l'expansion de la zone de recirculation. Tant que l'on se trouve dans ce régime, l'expansion de la zone de recirculation est donc linéaire avec le nombre de Reynolds qui est inversement proportionnel à l'influence de la viscosité. Lorsque le nombre de Reynolds continue de croître on observe des oscillations de la couche cisailée. Une étude de stabilité linéaire d'une couche cisailée d'extension infinie montre qu'elle est sujette à des instabilités pour tous les nombres de Reynolds (voir section 1.3). La viscosité agit alors comme un filtre passe-haut. Beaudoin (2004) a proposé l'idée que dans le cadre d'une couche cisailée d'extension finie comme c'est le cas de la marche descendante ou de la rampe descendante, les premières instabilités ne peuvent apparaître que lorsque la longueur de la couche cisailée permet d'accueillir la longueur d'onde du plus petit mode instable. Cela expliquerait l'existence d'un Reynolds critique pour l'instabilité de Kelvin-Helmholtz dans le cadre de la marche et de la rampe descendante. Si on continue vers les nombres de Reynolds croissants, les oscillations s'amplifient et vont amener des lâchers de tourbillons

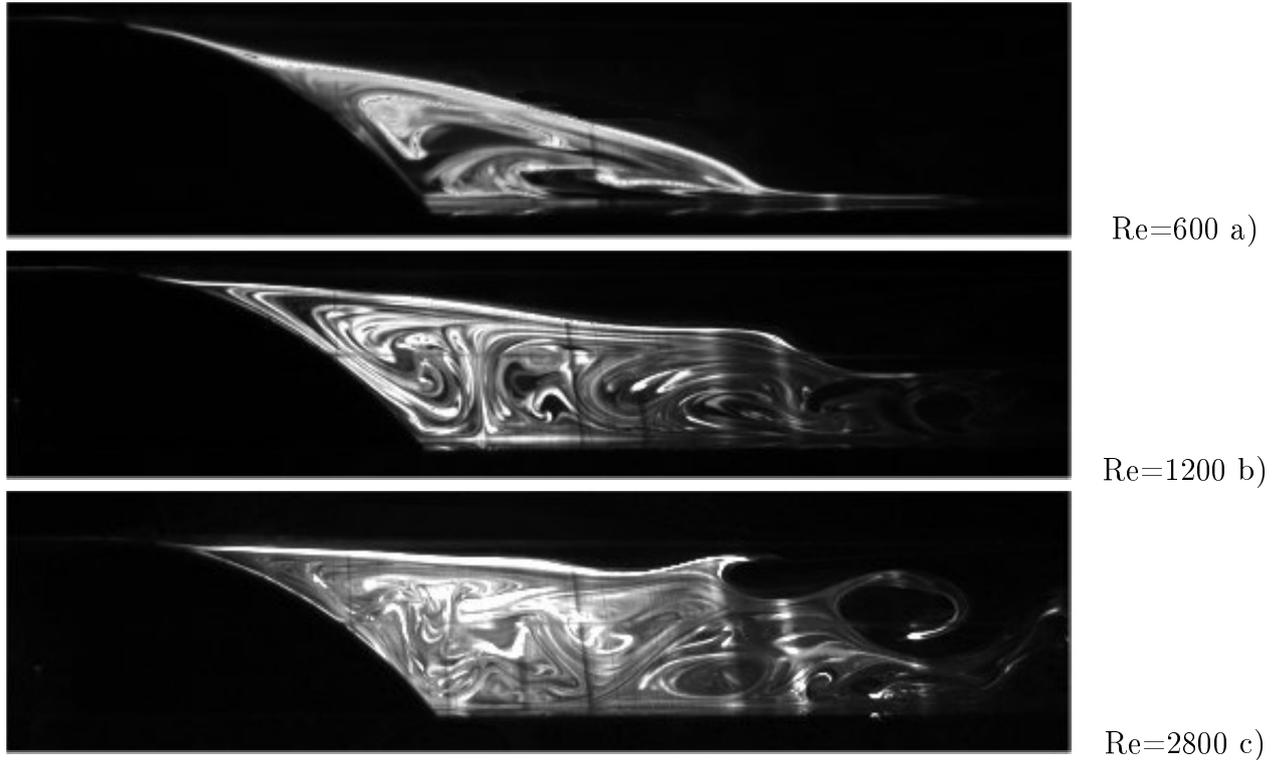


FIGURE 3.5 – Visualisations par fluorescence induite de l'écoulement sur une marche descendante dans le plan de symétrie du canal hydrodynamique pour différents nombres de Reynolds.

transversaux à la fréquence des oscillations.

### 3.3.2 Scénario de transition de l'écoulement en aval d'une rampe descendante.

Sur la figure 3.5 on observe des visualisations obtenues par LIF dans le plan de symétrie de la rampe de l'écoulement. On a ainsi pu observer les différents régimes de l'écoulement. Dès les premiers nombres de Reynolds accessibles au canal ( $Re = 100$ ), il est très difficile d'obtenir un écoulement stationnaire contrairement à l'écoulement sur la marche descendante. La figure 3.5-a illustre le type de visualisations obtenues : on peut observer une faible modulation de la couche de cisaillement, qui amène de petits lâchers tourbillonnaires au niveau de la paroi. Lorsque le nombre de Reynolds augmente (figure 3.5-b et c) l'extension de la zone de recirculation augmente, de même les instabilités s'amplifient plus fort sur la couche de cisaillement. L'absence d'écoulement stationnaire ne signifie pas forcément que la transition qui voit l'apparition d'une modulation de la couche cisailée soit inexistante ou que cette dernière ait lieu à un nombre de Reynolds inférieur au premier étudié. En effet, la spécificité de l'écoulement sur une rampe descendante, à savoir la possibilité laissée au point de

décollement de se déplacer le long de la rampe peut produire une instationnarité sous la forme d'oscillations propres à la bulle de décollement et non à la couche cisailée. En effet, les instationnarités observées au moyen des visualisations par fluorescence montrent que la bulle de recirculation passe par des états récurrents, mais avec des périodes très longues (plusieurs minutes). Nous y reviendrons plus en détail dans la section 3.5.

## 3.4 Définition des grandeurs intégrales permettant de caractériser l'écoulement.

### 3.4.1 Moments de la vitesse

Afin de commencer la description quantitative de l'écoulement nous commençons par nous pencher sur les valeurs moyennées dans le temps des vitesses et fluctuations. A cette fin nous allons nous intéresser au cas de l'écoulement provoqué par une rampe descendante dans le plan de symétrie du canal hydrodynamique (figures 3.3 et 3.4a) pour un nombre de Reynolds  $Re = U^\infty H/\nu$  de 1439. La figure 3.6 montre les moyennes de  $U_x$ ,  $U_y$ ,  $|U|$ , de la vorticité  $\Omega$  et  $RMS(U)$  pour le cas  $Re = 1439$ . Les autres nombres de Reynolds sont disponibles en annexe.

On observe tout d'abord qu'il n'y a pas de grandes surprises sur la structure de l'écoulement, on retrouve tous les ingrédients de l'écoulement décollé sur la marche descendante. Ensuite, on peut s'apercevoir à certaines courbures que la moyenne n'est pas parfaitement convergée. En effet, nous verrons dans la section 3.5 qu'il n'y a que quelques périodes temporelles présentes lorsque l'écoulement est instationnaire. Faute de temps et moyens de stockage des données nous n'avons pu régler ce problème. Les lignes de courants montrent très clairement que l'écoulement est tridimensionnel. On remarque des valeurs élevées du RMS dans le sillage, celles aux parois de la rampe étant dues en majorité aux réflexions de la nappe laser.

### 3.4.2 La mesure de la longueur de recirculation.

La longueur de recirculation  $L_{Rec}$  est une valeur clef de l'écoulement, propice aux comparaisons. Cette donnée est de plus assez régulièrement une cible de l'étude dans le cadre du contrôle des écoulements décollés. Dans le cas de la rampe, cette distance correspond à la distance donnée par la projection sur l'axe longitudinal  $x$  du segment reliant le point de décollement  $x_{dec}$  au point de recollement  $x_{rec}$ . Lorsque l'écoulement est instationnaire, cette distance est mesurée sur le champ moyen. Afin de la mesurer, différentes méthodes sont possibles.

Les points de décollements et recollement voient, par définition, le frottement pariétal s'annuler. L'observation de la vitesse tangentielle à la paroi devrait donc

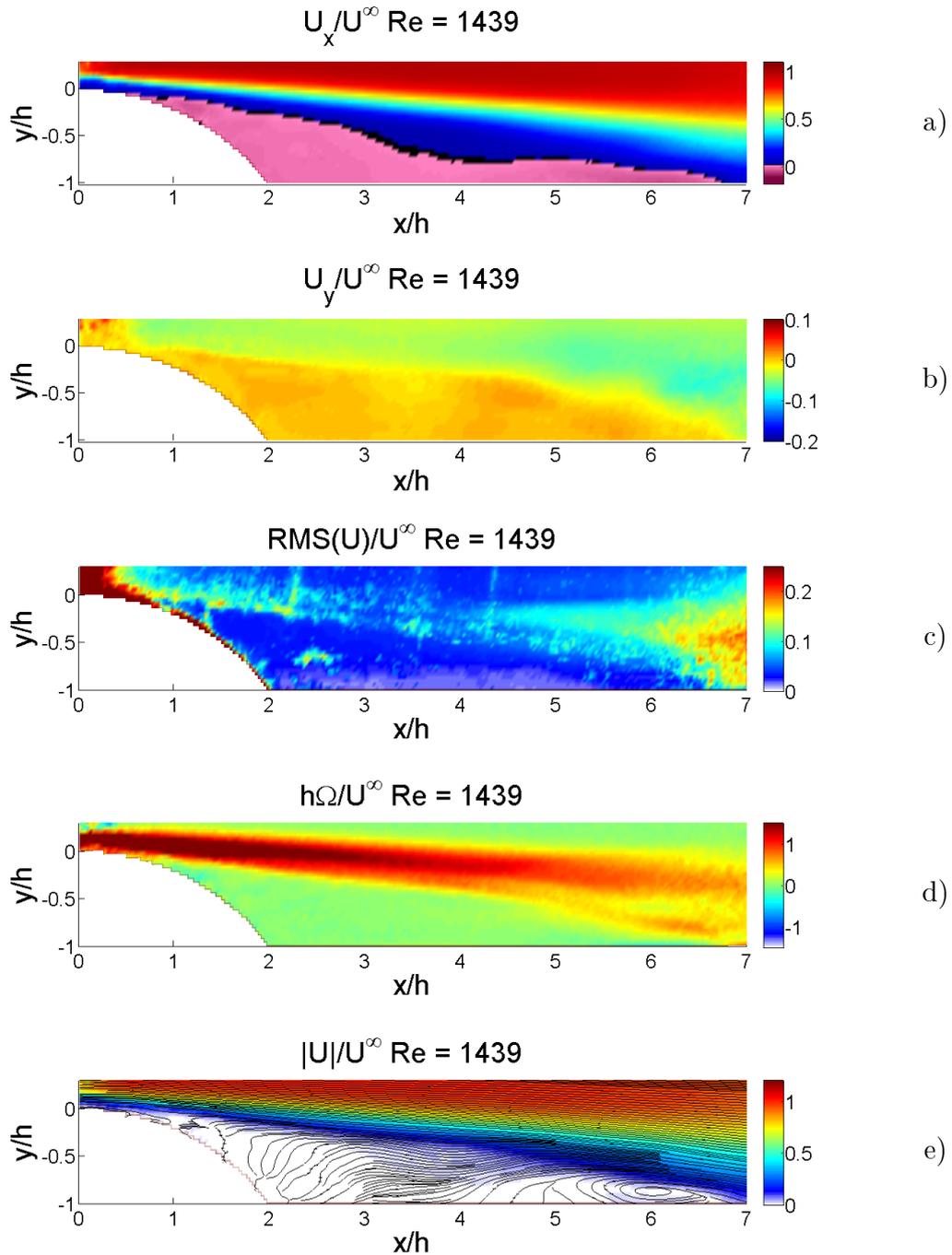


FIGURE 3.6 – Moments statistiques pour le cas  $Re = 1439$ . a) Moyenne de la vitesse longitudinale  $U_x$ . b) Moyenne de la vitesse verticale  $U_y$ . c) RMS de  $\|\vec{U}\|$ . d) Moyenne de la vorticité  $\Omega$ . e) Moyenne de  $\|\vec{U}\|$  et lignes de courant.

pouvoir fournir une réponse sans ambiguïté. Malheureusement, la PIV possède deux profonds handicaps si on compare au calcul numérique : il n'est pas possible de raffiner à volonté le maillage en proche paroi, et les impacts du laser sur les dites parois rendent impossible l'acquisition de données irréprochables dans cette zone. Si cette méthode n'est pas impossible, la présence locale de bruit et le manque de résolution peuvent nuire à la qualité de la mesure.

On s'appuiera donc également sur l'allure des lignes de courant puisque dans le cas où l'écoulement est bidimensionnel, l'une d'elle doit relier le point de rattachement au point de recollement. On utilisera également la vorticité et le RMS du champ de vitesse qui doit être important autour de la bulle de recirculation dans les cas instationnaires. On utilise donc, au cas par cas, un consensus de ces méthodes. Il est donc assez compliqué de définir une barre d'erreur rigoureuse. Nous estimons cependant à  $H$  l'erreur maximale commise sur cette mesure. Beaudoin (2004) avait également mentionné que la longueur de recirculation à mi-hauteur<sup>1</sup> est plus simple à extraire et proportionnelle à  $L_{Rec}$ . Dans notre cas où l'écoulement est extrinsèquement tridimensionnel, cette méthode n'apparaît pas plus simple.

Sur la figure 3.7-a sont reportées les valeurs des longueurs de recirculation mesurées sur la rampe descendante dans le tunnel hydrodynamique (points bleus) et la veine aérodynamique (points rouges). Sur la même figure se trouvent les résultats obtenus par :

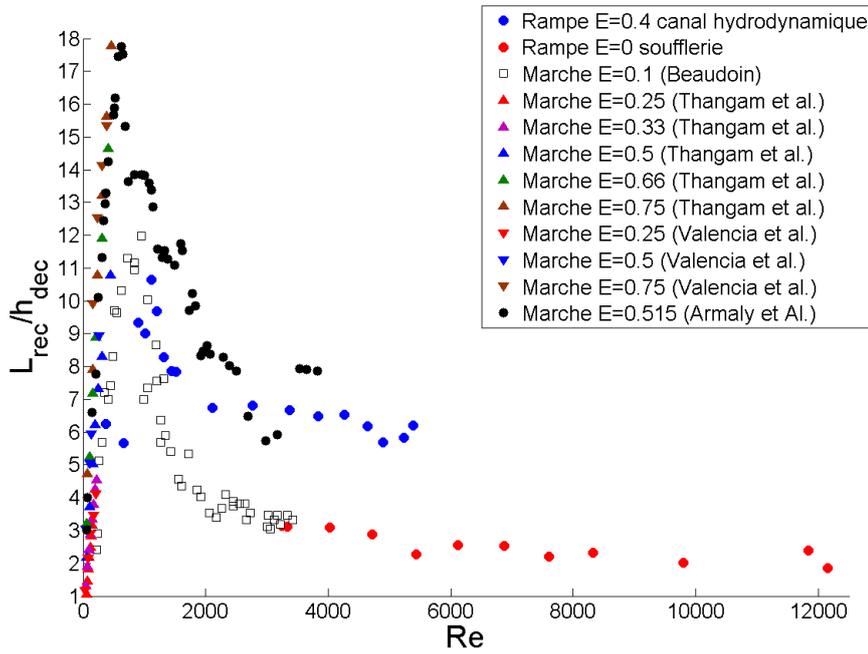
- Beaudoin (2004) dans le cas d'une marche descendante de 10mm dans la même installation ( $E = 0.1$  carrés noirs à fond blanc).
- Armaly *et al.* (1983) dans le cas d'une marche descendante ( $E = 0.515$  points noirs).
- Valencia & Hinojosa (1997) dans le cas d'une marche descendante à bas nombre de Reynolds ( $E = 0.25, 0.5$  et  $0.75$  triangles vers le bas).
- Thangam & Knight (1989) dans le cas d'une marche descendante à bas nombre de Reynolds ( $E = 0.25, 0.33, 0.5, 0.66$  et  $0.75$  triangles vers le haut).

Les travaux menés par Valencia & Hinojosa (1997) ainsi que Thangam & Knight (1989) l'étaient dans le cadre de l'étude de l'influence du taux d'expansion  $E$  sur la longueur de recirculation (un agrandissement est visible sur la figure 3.7-b). Dans le cas de la marche, on retrouve parfaitement les trois régimes décrits par Armaly *et al.* (1983), ce à quoi il faut ajouter le nombre de Reynolds critique de 250 à partir duquel l'écoulement devient instationnaire. Dans le cas de la marche descendante, on retrouve parfaitement le régime laminaire et le régime transitionnel.

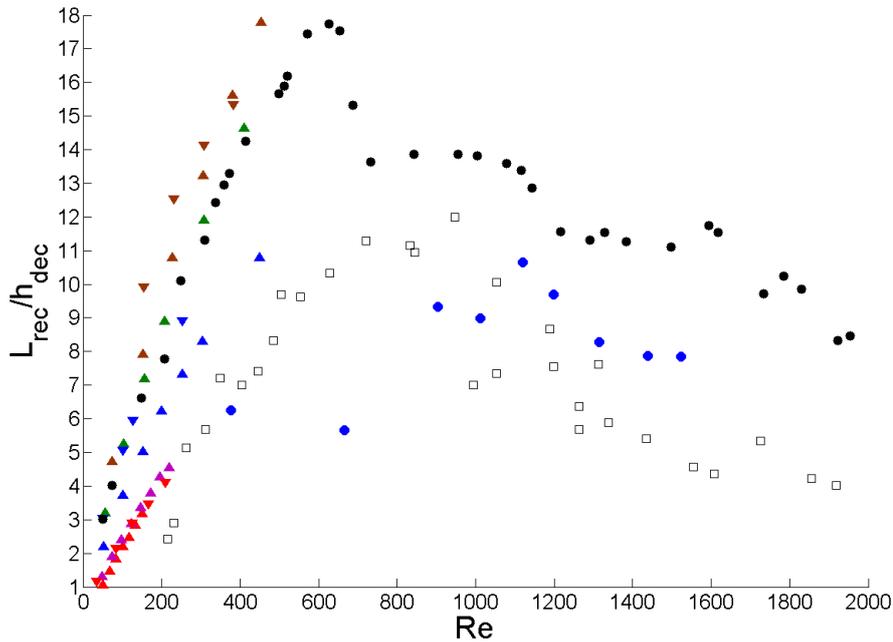
Dans le cas de la rampe, au sein du régime laminaire, nous n'avons pas pu déterminer de nombre de Reynolds critique à partir duquel l'écoulement devient instationnaire. Plusieurs explications peuvent être avancées à ce sujet. Tout d'abord, le rapport d'aspect faible ( $l/H = 3.75$ ) entre la hauteur de la rampe et la largeur du

---

1. définie par l'intersection de la ligne de courant séparatrice et la droite  $y = -H/2$



a)



b)

FIGURE 3.7 – Longueurs de recirculations en fonction du nombre de Reynolds pour divers écoulements décollés (voir légende). Sont reportés les résultats en veine hydrodynamique et soufflerie ainsi que des résultats antérieurs. Toutes les longueurs de recirculations sont adimensionnées par la hauteur du point de décollement (la hauteur de la marche pour une marche), les nombres de Reynolds sont construits avec la vitesse infinie amont  $U^\infty$  et la hauteur de la marche ou rampe. Sur la figure a) l'intégralité de la gamme en Reynolds est représentée, la figure b) se limite à la gamme  $Re \in [0 \dots 2000]$

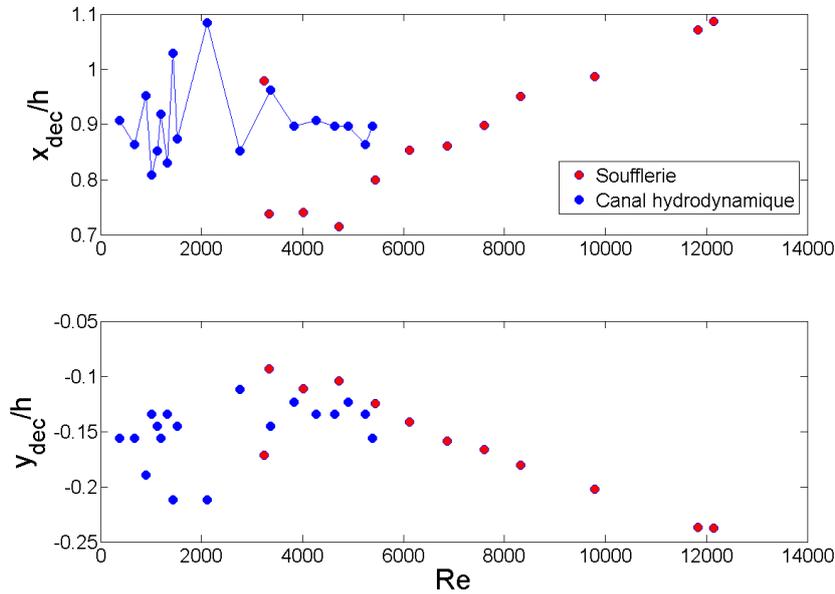


FIGURE 3.8 – Abscisses  $x_{dec}$  (en haut) et ordonnées  $y_{dec}$  (en bas) des points de décollement sur la rampe descendante dans le canal hydrodynamique et la veine aérodynamique.

canal et le confinement élevé (taux d'expansion de  $E = 0.4$ ) font que l'écoulement doit très vite développer une tridimensionalité extrinsèque due à la proximité des parois des zones de l'écoulement. Ainsi, de nombreuses structures caractéristiques de l'écoulement sont proches et peuvent développer très tôt des instationnarités. De plus, contrairement au cas de la marche descendante, le point de décollement n'est pas fixé et donne ainsi un degré de liberté supplémentaire au système, notamment à la bulle de recirculation. L'accumulation de ces deux faits peut empêcher le système d'amortir les perturbations qui se développent sous l'influence du bruit du canal (on pense notamment au système de remplissage de la cuve à niveau constant).

On note également sur la figure 3.7 que le palier atteint au-delà du point de longueur de recirculation maximale dépend assez fortement de la configuration utilisée. Ainsi, les mesures réalisées dans le canal hydrodynamique sont plutôt proches de celles d'Armaly *et al.* (1983) tandis que celles réalisées en soufflerie se rapprochent de celles de Beaudoin (2004). La différence entre les expériences dans le canal et la soufflerie peuvent cependant avoir également une autre origine. En effet dans un cas l'écoulement est confiné, pas dans l'autre. Si l'effet du taux d'expansion  $E$  à bas nombre de Reynolds a été étudié par Valencia & Hinojosa (1997) ainsi que Thangam & Knight (1989), il n'y a, à notre connaissance, pas de résultats similaires au delà du régime visqueux. Nos résultats dans le canal hydrodynamique et la soufflerie, augmentés de ceux obtenus par Armaly *et al.* (1983) et Beaudoin (2004) montrent

une tendance à une réduction de la longueur de recirculation  $L_{rec}$  au fur et à mesure que  $E$  décroît<sup>2</sup>. On peut associer cette diminution de la longueur de recirculation à l'affaiblissement du gradient de pression à dissiper à nombre de Reynolds constant. Dans le but de modéliser ceci, on peut faire appel à Bernouilli. Afin de se rapprocher d'un modèle où l'on puisse appliquer la relation de Bernouilli dans sa forme la plus simple, on considère un écoulement inviscide et irrotationnel, hypothèses qu'on qualifiera de très fortes. A l'entrée de l'écoulement de section  $\mathcal{H} - H$  on mesure une vitesse  $U^\infty$ . A la sortie de section  $\mathcal{H}$  on mesure une vitesse  $U_2$ . On considère une ligne de courant le long de laquelle il n'y a pas de vorticité. On cherche le gradient de pression  $\Delta P$  entre les sections d'entrée et de sortie. Bernouilli nous dit que :

$$\delta P \propto U^{\infty 2} - U_2^2 \quad (3.1)$$

Or, la conservation du débit nous enseigne que :

$$(\mathcal{H} - H)U^\infty = \mathcal{H}U_2 \quad (3.2)$$

En combinant les équations 3.1 et 3.2 on obtient :

$$\begin{aligned} \delta P &\propto U^{\infty 2} \left( 1 - \left( \frac{\mathcal{H} - H}{\mathcal{H}} \right)^2 \right) \\ \Delta P &\propto U^{\infty 2} (1 - (1 - E)^2) \\ \Delta P &\propto Re_H^2 \times E^2 \end{aligned} \quad (3.3)$$

Le modèle est simpliste, certes, mais dans les grandes lignes pas compl tement en dehors des clous pour estimer le gradient global de pression qui existe entre les sections d'entrée, en amont de la rampe ou marche descendante, et de sortie, en aval de la zone de recirculation. Il s'agit d'un moyen simple d'expliquer le gradient de pression adverse sous la décélération de l'écoulement. Dans tous les cas, il montre effectivement que le gradient de pression rencontré est proportionnel au carré du nombre de Reynolds, et au carré du taux d'expansion.

En outre, le taux de turbulence issu de la soufflerie quoique non mesuré est important puisqu'il ne s'agit que d'une hélice dans une boîte avec un convergent à la sortie. Or la couche limite influe sur la bulle de recirculation de deux man res différentes dans le cas de la rampe descendante. En effet, le point de décollement n'est pas fixé (figure 3.8). Celui-ci dépend de la capacité de la couche limite à résister à un gradient de pression adverse, ce qui peut être modifié par le taux de turbulence. De même, si la couche cisailée est turbulente et sujette à un fort mélange advectif, le transfert de quantité de mouvement vers la bulle de recirculation va également venir en limiter l'extension.

---

2. Quatre échantillons sont suffisants à un physicien pour déterminer une tendance. Deux auraient suffi à un chimiste, l'auteur se félicite chaque matin de ne pas être mathématicien.

Ceci est résumé sur la figure 3.9. Dans cette figure nous considérons des écoulements au dessus d'une marche descendante (b), et d'une rampe descendante (c). Sur cette figure nous allons imaginer que nous pouvons à nombre de Reynolds constant où un décollement a lieu, changer le caractère stable ou instable de la couche cisailée ainsi que la capacité de la couche limite incidente à résister à un décollement (en manipulant le caractère turbulent de celle ci par exemple).

Dans le cas de la marche descendante, peu importe la forme de la couche limite, le point de décollement est situé sur l'arrête de la marche. Dès lors la longueur de recirculation dépend uniquement du processus employé afin de procéder au transfert de quantité de mouvement vers la bulle de recirculation. Si l'écoulement est stationnaire, le transfert de quantité de mouvement se fait à travers la couche cisailée par un processus diffusif (majoritairement visqueux, même si la turbulence peut *améliorer* le taux de diffusion en modélisant la turbulence comme un apport de diffusion). Dans ce cas nous nous trouvons dans un régime où la longueur de recirculation croît linéairement avec le nombre de Reynolds dans le cas purement visqueux (zone I sur la figure 3.9-a) ; lorsque le nombre de Reynolds croît, le taux de turbulence, en tout cas au sein de la couche cisailée, croît également et le caractère linéaire disparaît et la pente locale de la courbe  $L_{Rec} = f(Re)$  diminue. Dans le cas où l'écoulement est instationnaire, du fait des lâchers tourbillonnaires, les grandes structures tourbillonnaires vont participer de façon prépondérante au mélange de la quantité de mouvement. Ainsi, la longueur de recirculation n'est plus fixée par un taux de diffusion (qu'il soit purement visqueux où *amélioré* par la turbulence mais par le rayon d'action d'un lâcher tourbillonnaire. Une fois le régime transitionnel passé (zone II sur la figure 3.9-a), la longueur de recirculation est donc une longueur de mélange fixée par la quantité d'énergie cinétique à apporter pour compenser la dépression, et la quantité d'énergie cinétique apportée par les tourbillons. Comme la quantité de mouvement à diffuser et l'énergie cinétique turbulente peuvent être modélisées comme croissant linéairement avec le carré du nombre de Reynolds (une fois certains seuils dépassés), la longueur de recirculation est fixée par la taille des structures tourbillonnaires qui elle-même est fixée par la couche cisailée et la couche limite incidente. Pour les nombres de Reynolds élevés, ces données évoluent peu et donc le transfert de quantité de mouvement s'effectue sur une distance qui est fixée par la géométrie de la marche et son taux d'expansion, ainsi que la couche limite en amont. A géométrie fixée, on se retrouve donc sur un palier (zone III sur la figure 3.9-a). Si on se place à un nombre de Reynolds fixé avec la possibilité de déclencher ou non les instabilités de la couche cisailée (droite pointillée verte sur la figure 3.9-a), nous pouvons donc avoir deux longueurs de recirculation, une *longue* et proportionnelle à  $Re$  (point bleu sur la figure 3.9-a et courbe bleue sur figure 3.9-b), et une *courte* sur le palier (point rouge sur la figure 3.9-a et courbe rouge sur figure 3.9-b).

Le même raisonnement peut être appliqué à la rampe descendante. Cependant, il faut prendre en compte la liberté laissée au point de décollement de se déplacer. Ce déplacement potentiel a plusieurs incidences. Tout d'abord, il change la hauteur du

point de décollement. Si une rampe a une hauteur  $H$  mais un point de décollement à une hauteur  $H_{dec} < H$ , nous pouvons nous attendre à ce que l'écoulement qui en résulte soit plus proche de l'écoulement décollé sur une marche de hauteur  $H_{dec}$  que de l'écoulement décollé sur une marche de hauteur  $H$ . Ainsi, afin de pouvoir nous replacer sur une courbe maîtresse (si elle existe) du type de celle de la figure 3.9-a nous adimensionnons  $L_{Rec}$  non pas par  $H$  comme il est de coutume sur la marche, mais par  $H_{dec}$ . Ainsi, si, à nombre de Reynolds fixé, nous pouvons obtenir deux points de décollements différents (en jouant sur le gradient de vitesse de la couche limite amont par exemple), les deux rapports  $L_{Rec}/H_{dec}$  devraient être proches sinon superposés. Par ce moyen, on peut lutter dans une certaine mesure contre l'évolution de la couche limite au fur et à mesure que le nombre de Reynolds croît. Dans une certaine mesure seulement, car si le point de décollement se déplace, la courbure locale de l'écoulement évolue également, ainsi que l'épaisseur de couche limite qui détermine le comportement de la couche cisailée qui elle-même va venir influencer sur les transferts de quantité de mouvement. Ainsi, le déplacement du point de décollement introduit également un déplacement éventuel dans l'espace des phases qui détermine la stabilité de la couche cisailée.

Il est donc compliqué de choisir le paramètre d'ordre adéquat pour étudier les transitions sur la rampe descendante. Le nombre de Reynolds à employer dépend du phénomène visé, et il faut choisir avec soin la vitesse et la distance caractéristique si on cherche à obtenir une courbe aspirant à l'universalité (heureusement on peut considérer la viscosité comme fixée). Les phénomènes en jeu sont le décollement, la stabilité de la couche cisailée et la dissipation du déficit de quantité de mouvement dans la bulle de recirculation. La vitesse caractéristique est relativement simple à choisir,  $U^\infty$  est un candidat valable pour tous les phénomènes considérés. La longueur caractéristique ne fait, par contre pas l'unanimité :

- pour le décollement, il s'agirait de l'épaisseur de la couche limite
- pour la stabilité de la couche limite, ce serait celle de la couche cisailée
- pour le mélange, ce serait la géométrie qui engendre le déficit d'énergie cinétique  $H$ ,  $H_{dec}$ , la hauteur totale de la veine en aval  $\mathcal{H}$ , sans oublier que le taux d'expansion  $E$  joue un rôle.

Notons que même dans le cas de la marche descendante, il n'y a pas d'unanimité quant-à la longueur caractéristique adéquate, elle est choisie selon le focus particulier de l'étude considérée. Comme il nous faut bien faire un choix, nous choisissons  $H$  qui a le mérite d'être indépendant des autres paramètres.

### 3.4.3 Épaisseur de la couche cisailée

Outre la bulle de recirculation, le second grand acteur de cet écoulement est la couche cisailée qui apparaît lors du décollement de la couche limite. La configuration du canal nous empêche d'obtenir via la PIV un profil de vitesse exploitable en amont de la marche, et la mesure en  $x = 0$  est entachée des réflexions du laser ce qui en rend la mesure très bruitée et inexploitable. Il reste cependant la possibilité de mesurer

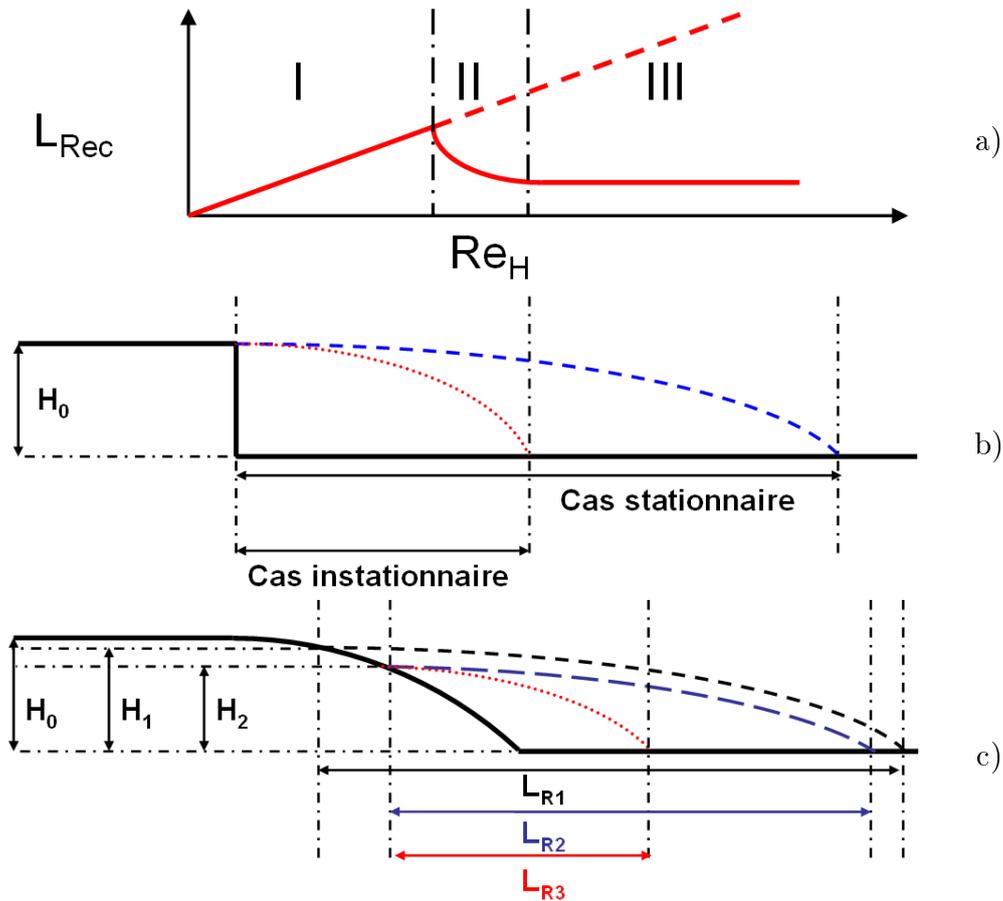
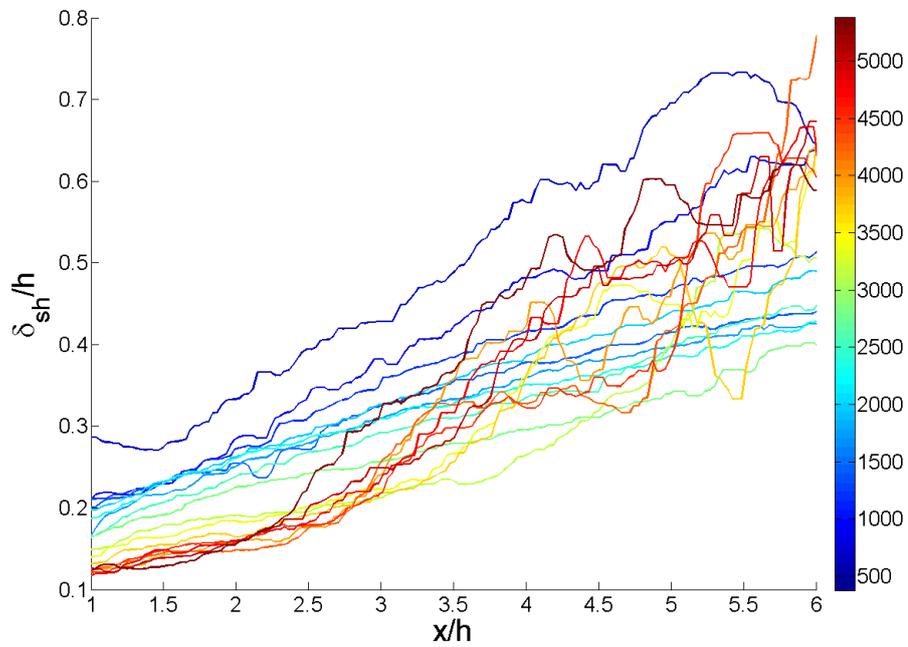


FIGURE 3.9 – Quelques cas théorique à nombre de Reynolds fixés sur la marche descendante et sur la rampe descendante. a) Courbe schématique de l'évolution de la longueur de recirculation en fonction du nombre de Reynolds pour une marche descendante. b) Schémas des longueurs de recirculation sur une marche lorsque le transfert de quantité de mouvement est assuré par une couche cisailée stable (en bleu) et instable donnant lieu à des lâchers tourbillonnaires (en rouge). c) Schémas des longueurs de recirculation sur une rampe lorsque le transfert de quantité de mouvement est assuré par une couche cisailée stable (en bleu et en noir) et instable donnant lieu à des lâchers tourbillonnaires (en rouge). La différence entre la courbe noire et la courbe bleue tient dans la position du point de décollement.

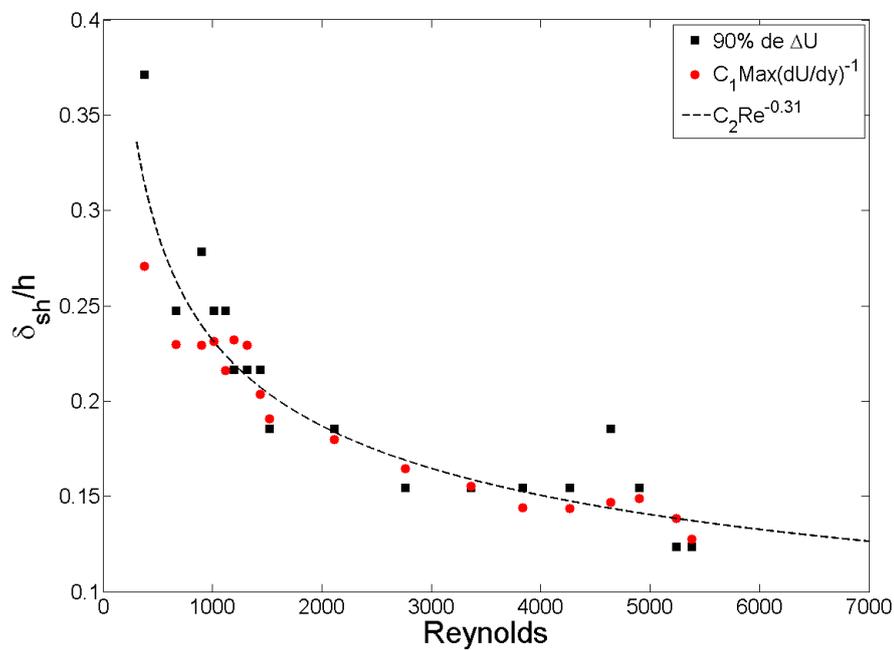
l'épaisseur de la couche cisailée  $\delta_{sh}$  au sein de l'écoulement. Encore une fois, la méthode numérique pour extraire cette valeur n'est pas sans risque. Une première méthode consiste à mesurer la distance sur laquelle s'étend 90% de la différence de vitesse maximale à chaque position longitudinale. Une seconde consiste à modéliser la couche cisailée comme une partie de l'écoulement à gradient continu séparant deux zones à vitesse constante. Ainsi en mesurant pour chaque position le maximum du gradient, on devrait obtenir une valeur inversement proportionnelle à l'épaisseur de la couche cisailée. Il est également possible d'extraire les maximums et minimums algébriques de la courbure. Cette dernière méthode, trop sensible au bruit, a été écartée faute de résultats probants.

La comparaison des deux premières méthodes donne des résultats probants et similaires (voir figure 3.10b). La méthode basée sur la mesure du gradient a été retenue car l'algorithme basé sur la mesure des 90% montre des résultats qui sont discrétisés par la résolution spatiale du champ de vitesse, et la mise au point d'un modèle pour interpoler la vraie valeur paraît hasardeuse.

On peut observer l'évolution longitudinale de l'épaisseur moyenne de la couche cisailée en fonction du nombre de Reynolds sur la figure 3.10a. On peut observer tout d'abord que l'épaisseur initiale de la couche cisailée a tendance à diminuer avec le nombre de Reynolds qui augmente. En effet, cette couche cisailée est le résultat du décollement de la couche limite. Or, si on revient au modèle de la couche limite laminaire de Blasius qui se développe sur une plaque à incidence nulle, l'épaisseur de couche limite est proportionnelle à  $Re^{-1/2}$ , ce qui se vérifie dans ce canal précis (figure 3.11). Il est donc logique que l'épaisseur de la couche cisailée suive une loi du même type. Blasius nous ferait remarquer que nous nous trouvons assez loin du cas de l'écoulement se trouvant brusquement en présence d'une plaque plane d'extension infinie puisque l'écoulement généré par le canal passe d'abord par un divergent, deux nids d'abeilles et un convergent. Sur la figure 3.10b nous pouvons observer que l'évolution de l'épaisseur de la couche cisailée en un point précis qui n'est pas soumis à des lâchers tourbillonnaires visibles suit plutôt une loi de puissance en  $Re^{-0.31}$ . L'évolution longitudinale de  $\delta_{sh}$  pour les faibles nombres de Reynolds a l'aspect attendu de la diffusion du gradient dans l'écoulement. Par contre au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente, on voit apparaître une forte variation du taux de croissance de  $\delta_{sh}$  qui a tendance à se rapprocher du point de décollement. On peut très clairement attribuer ce phénomène à des lâchers tourbillonnaires de plus en plus importants, et ce, de plus en plus tôt sur la couche cisailée. Dès lors le mélange n'est plus exclusivement diffusif, mais également provoquée par les structures tourbillonnaires.



a)



b)

FIGURE 3.10 – a) Évolution de l'épaisseur de la couche cisailée en fonction de  $x/H$  et du nombre de Reynolds. b) Évolution de l'épaisseur de la couche cisailée à  $x/H = 1.5$ .

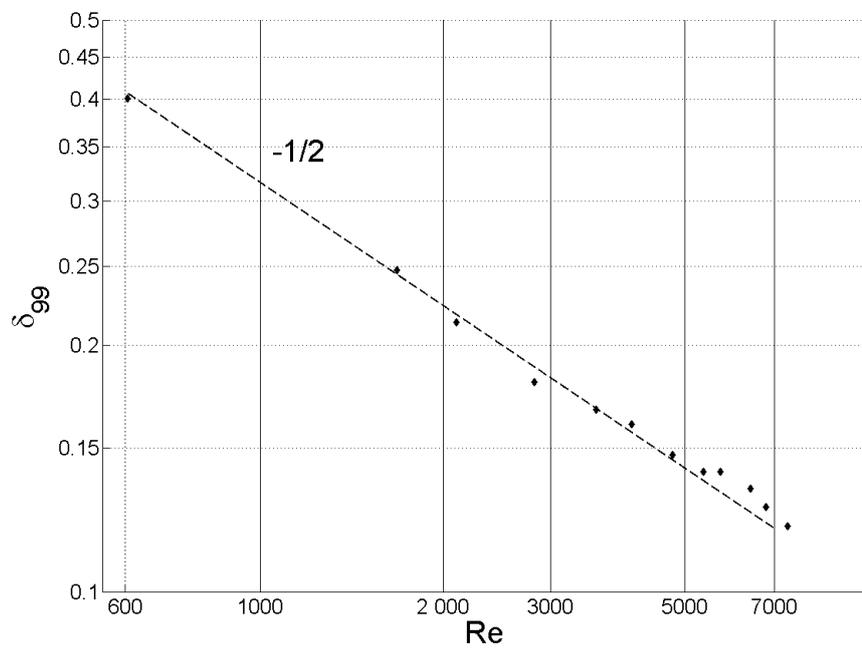


FIGURE 3.11 – Évolution de l'épaisseur de la couche limite  $\delta$  en entrée de la section de test du canal lorsqu'une plaque plane y est présente (échelle Log-Log). Le choix des grandeurs pour adimensionner  $\delta$  et  $Re$  est arbitraire et indépendant de ces deux grandeurs. On retrouve bien une loi en  $Re^{-1/2}$ .

Référence	Géométrie	Flapping	Oscillation de $L_{Rec}$	Appariement	KH
Expérimental					
Eaton & Johnston (1982)	BFS	0.152	0.52	-	-
Cherry <i>et al.</i> (1984)	BP	0.1	0.6	-	-
Roos & Kegelman (1986)	BFS	-	$\leq 0.68$	1.1	2.2
Castro & Haque (1987)	SP	0.12	0.6	-	-
Driver <i>et al.</i> (1987)	BFS	0.12	0.7	-	-
Kiya (1989)	BP	$\leq 0.2$	0.6 – 0.7	-	-
Devenport & Sutton (1991)	BFS	0.18	0.74	-	-
Tafti & Vanka (1991)	BP	0.1 – 0.35	0.5 – 0.7	1.13 – 1.42	1.9 – 2.33
Suksangpanomrung <i>et al.</i> (2000)	BFS	0.086 – 0.215	0.284 – 0.86	-	-
Numérique					
Friedrich (1993)	BFS	0.07 – 0.3	0.5 – 0.7	-	2
Silveira <i>et al.</i> (1993)	BFS	-	0.65	-	-
Le & Moin (1994)	BFS	-	0.38	-	-
Delcayre (1999)	BFS	-	0.5	0.93	1.63
Aider <i>et al.</i> (2007) bruit blanc	BFS	0.08-	0.5	0.94	1.24
Aider <i>et al.</i> (2007) précurseur	BFS	0.06	0.54	0.94	1.63

TABLE 3.1 – Fréquences typiques observées dans les écoulements décollés. Le nombre de Strouhal est ici construit avec la longueur de recirculation et la vitesse de l'écoulement libre. D'après Aider *et al.* (2007).

## 3.5 Définition des grandeurs instationnaires permettant de caractériser l'écoulement.

### 3.5.1 Etudes préalables

Diverses études préalables ont déjà permis d'identifier différentes fréquences provoqués par l'écoulement sur une marche descendante. Ces résultats sont repris dans le tableau 3.1 emprunté à Aider *et al.* (2007). On y observe 4 fréquences distinctes :

- La fréquence de flapping de la couche cisailée. Cette basse fréquence peut être associée à une pulsation volumique de la bulle de recirculation.
- La fréquence d'oscillation de la longueur de recirculation  $L_{Rec}$ , c'est à dire pour la marche descendante, du point de recollement.
- La fréquence des lâchers tourbillonnaires générés par une instabilité de type Kelvin-Helmholtz de la couche de mélange.
- La fréquence d'appariement de ces derniers tourbillons.

On note qu'il y a plusieurs origines distinctes aux phénomènes instationnaires susceptibles de se produire dans un écoulement décollé. De fait, les deux premières fréquences sont créées par l'existence de la bulle de recirculation. Les deux plus élevées sont issues de l'instabilité de la couche cisailée. On peut donc discuter de la construction du nombre de Strouhal  $St$  :

$$St = \frac{fL}{U} \quad (3.4)$$

Où  $f$  est la fréquence temporelle de phénomène ondulatoire,  $L$  une grandeur caractéristique et  $U$  une vitesse caractéristique.

À des fins de comparaison, il convient de choisir  $U$  et  $L$  comme étant caractéristiques du phénomène ayant provoqué  $f$ . Le choix de la longueur de recirculation pour les deux premières fréquences semble donc justifié. Par contre pour les fréquences issues de la couche cisailée, ce devrait être l'épaisseur de cette dernière qui devrait être prise en compte, laquelle est pilotée par l'épaisseur de couche limite au point de décollement. On peut également discuter de la valeur à choisir pour la vitesse caractéristique. Toujours en se basant sur Kelvin-Helmholtz, il faut considérer le différentiel de vitesse des deux écoulements de chaque côté de la couche de mélange. En première approximation cette différence est proportionnelle à  $U^\infty$ . En ce qui concerne les fréquences issues de la bulle de recirculation il est compliqué de définir une vitesse caractéristique puisqu'elle dépend fortement de la ligne de courant sur laquelle on se trouve. A défaut nous utiliserons également  $U^\infty$  en se basant sur l'hypothèse qu'il doit exister une relation linéaire entre les deux, ainsi que sur les travaux précédents qui l'ont retenu.

La plupart des études présentes dans le tableau 3.1 sont focalisées sur le décollement et réattachement, donc sur la bulle de recirculation, c'est pourquoi  $L_{Rec}$  a été retenu comme longueur caractéristique. La dispersion des mesures dans les deux dernières colonnes peut-être attribué en premier abord à un choix mal approprié de  $L_{Rec}$  comme longueur caractéristique. Ceci étant dit, il nous faut nous aussi choisir une longueur caractéristique. Nous en choisirons trois.  $L_{Rec}$  pour tout ce qui dépend de la bulle de recirculation,  $\delta_{sh}$  l'épaisseur de la couche cisailée pour ce qui dépend de cette dernière, et  $H$  afin de pouvoir faire interagir les deux. En effet afin de pouvoir observer les interactions potentielles entre les différents phénomènes, il peut être utile de posséder au sein d'un seul cas d'une valeur construite sur une longueur indépendante afin de pouvoir comparer les fréquences. De plus comme  $L_{Rec}$  et  $\delta_{sh}$  sont exprimés en fonction de  $H$  et que les variations se font au sein d'un même ordre de grandeur, il est simple de passer de l'un à l'autre. Nous noterons de façon évidente  $St_{LR}$ ,  $St_\delta$  et  $St_H$  ces nombres de Strouhal. Dans un premier temps nous ne considérons que  $St_H$  qui sera noté par défaut  $St$ .

## 3.5.2 Mesure et calcul des grandeurs instationnaires observées en tunnel hydrodynamique.

### 3.5.2.1 Montage expérimental.

Nous disposons d'un système PIV à haute cadence (pour les vitesses que nous pouvons atteindre dans le canal hydrodynamique) et pouvons donc nous en servir afin d'accéder aux fréquences présentes dans l'écoulement. Les limitations abordées dans la section 2.2.2.7 font qu'il n'est pas possible d'utiliser ce système en soufflerie. Dans le canal hydrodynamique, l'emploi du système rapide permet parfaitement de capturer les oscillations de la couche cisailée (de l'ordre de quelques Hertz). En effet, en réglant le  $\delta t$  nécessaire au critère de déplacement, nous avons utilisé des fréquences d'acquisition entre  $15Hz$  et  $170Hz$ . Ici, ce n'est pas la fréquence d'acquisition qui

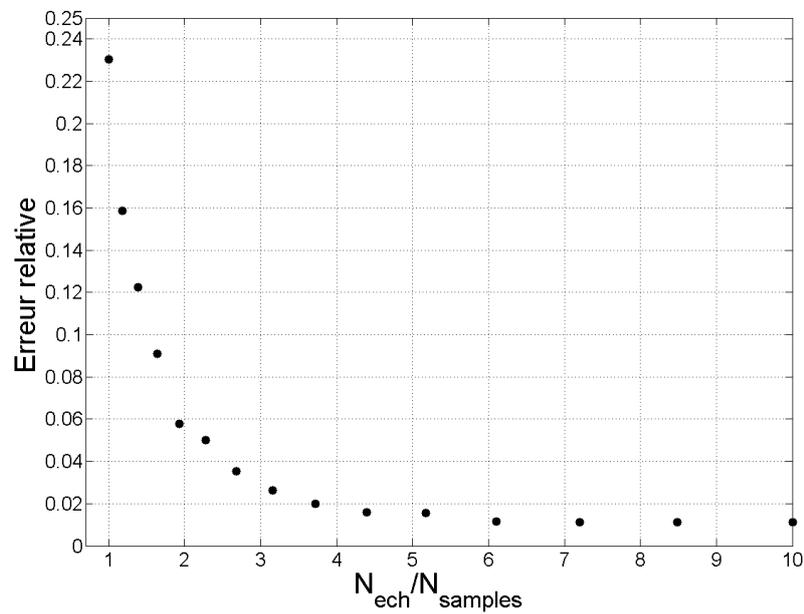


FIGURE 3.12 – Erreur moyenne commise sur l’amplitude des modes obtenue par FFT en fonction de la qualité de l’échantillonnage fréquentiel.  $N_{ech}$  est le nombre de points utilisés pour l’échantillonnage,  $N_{samples}$  est le nombre de points décrivant le signal. La méthode employée est de type Monte-Carlo (5000 itérations), on compare les amplitudes obtenues par FFT par celles utilisées pour construire aléatoirement un signal composé de la somme de 10 sinus et un bruit blanc. Les amplitudes, fréquences et déphasages sont choisis aléatoirement.

limite l'analyse fréquentielle mais bien la durée des acquisitions (et donc la mémoire disponible sur la caméra) qui fixe la plus basse fréquence capturable.

### 3.5.2.2 Définition des grandeurs instationnaires et méthodes numériques.

La méthode numérique employée est décrite ensuite. On reconstruit une structure de données tridimensionnelles dont la troisième dimension est le temps. On emploie ensuite une transformée de Fourier rapide (FFT). Elle est basée sur un échantillonnage  $N$  des fréquences en un certain nombre de points. Il est nécessaire que  $N$  soit supérieur au nombre de points représentant le signal. Plus  $N$  est élevé, plus la résolution fréquentielle est élevée, plus l'erreur commise sur l'énergie des modes est faible et plus la taille requise en mémoire est importante. Pour un redécoupage des champs de vecteurs en  $240 \times 40$  points d'espace et 1000 points dans le temps, on a utilisé un échantillonnage<sup>3</sup> de 8196. Au moyen de signaux composés de sommes de sinus pris aléatoirement, on a observé qu'un rapport entre  $N$  et le nombre de points du signal de l'ordre de 8 conduit à une erreur relative sur l'énergie inférieure à 2% (voir figure 3.12). Cette erreur est reportée sur le terme de fréquence nulle de la FFT. On préférera donc utiliser la moyenne du signal pour l'obtenir. Afin d'évaluer la présence de fluctuations dans l'écoulement on peut également se fier au RMS du signal. En effet si  $U = U_0 + u$  représente l'écoulement décomposé en écoulement moyen  $U_0$  et en fluctuations  $u$  on obtient :

$$RMS(U)^2 = \langle \|U - \langle U \rangle\|^2 \rangle \quad (3.5)$$

$$= \langle u^2 \rangle \quad (3.6)$$

où  $\langle \rangle$  représente une moyenne temporelle. Or, l'énergie totale moyenne de l'écoulement est proportionnelle à  $\langle U^2 \rangle$  c'est à dire  $\langle U_0^2 + u^2 \rangle$ . Donc l'énergie des fluctuations est proportionnelle à  $RMS(U)^2$ . Si on décompose en série de Fourier et en tenant compte du fait que les modes de Fourier sont libres et orthogonaux entre eux<sup>4</sup> on obtient :

$$U(x, y, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(x, y, z, \omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (3.7)$$

$$\langle U(x, y, z, t) \rangle = \tilde{U}(x, y, z, 0) \quad (3.8)$$

$$RMS(U)^2 = \left\langle \left\| \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(x, y, z, \omega) e^{-i\omega t} d\omega - \tilde{U}(x, y, z, 0) \right\|^2 \right\rangle \quad (3.9)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \left( \tilde{U}(x, y, z, \omega) \right)^2 d\omega - U_0^2 \quad (3.10)$$

$$(3.11)$$

3. les puissances de 2 ayant la faveur de Matlab

4. Ce qui, conformément à la déclaration universelle des droits des modes de Fourier, permet de réduire à néant les inégalités dites de Cauchy-Schwartz et de les transformer en égalité. Par contre ils ne disposeront jamais d'eux même.

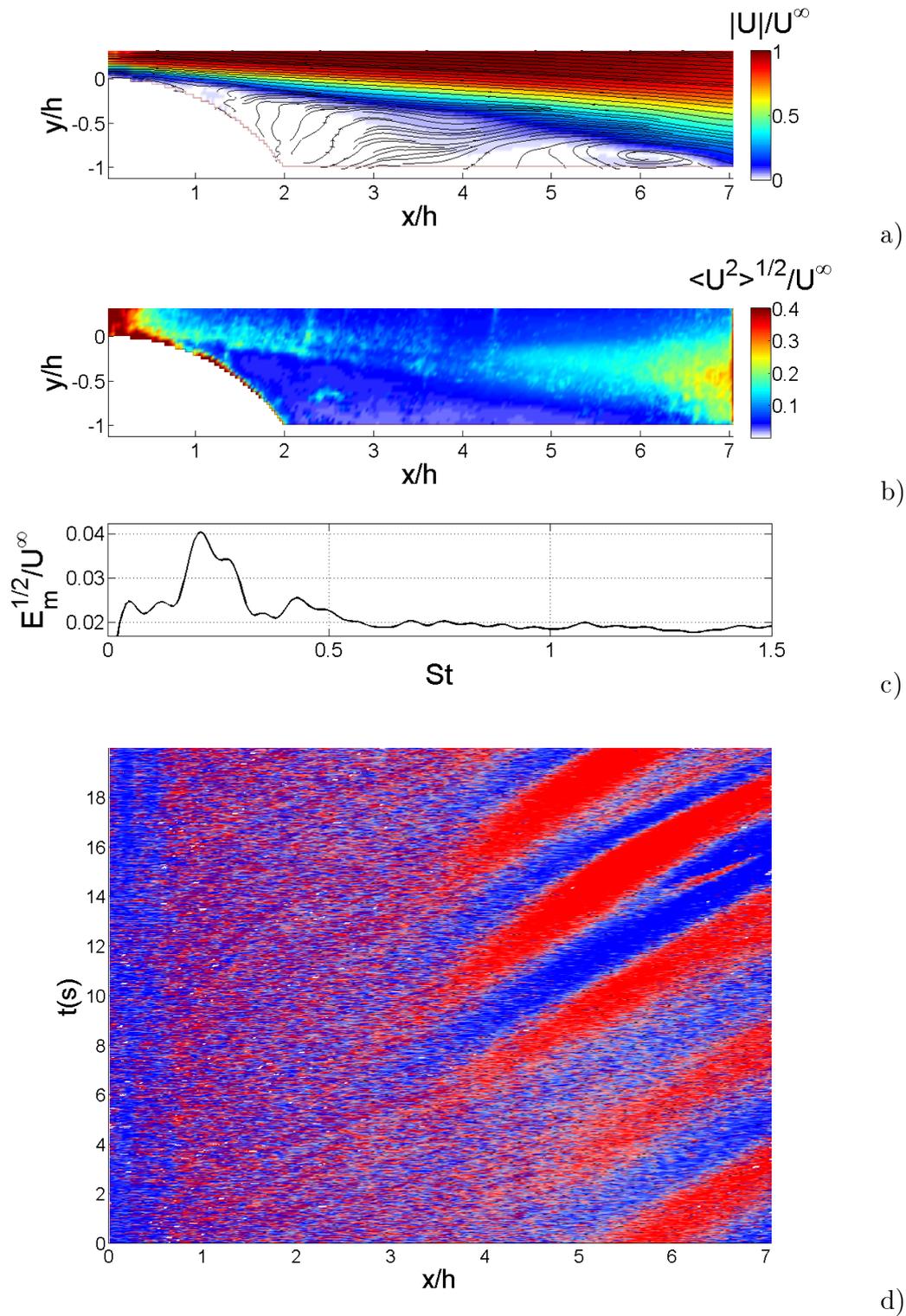


FIGURE 3.13 – Exemple de traitement du contenu fréquentiel de l'écoulement pour le cas  $Re = 1439$ . a)  $|U_0|$ . b) RMS de  $U$ . c) Spectre de  $U - U_0$ . d) Diagramme spatiotemporel de la vitesse verticale de l'écoulement pris sur une ligne  $y/H = 0.2$  (Seuil à la moyenne). On observe un phénomène ondulatoire situé dans le sillage.

Cette petite gymnastique nous permet de constater que le RMS de  $U$  nous permet d'évaluer l'énergie des fluctuations, mais surtout nous permet d'évaluer l'erreur commise sur la FFT.

### 3.5.2.3 Comment discriminer les fréquences caractéristiques ?

Concrètement, la recherche de ces fluctuations s'effectue sur la composante verticale du champs de vitesse à laquelle on aura retranché sa moyenne. On récupère ainsi un spectre fréquentiel par vecteur du champ. Ces derniers ayant été obtenus de façon indépendante, ils poussent le vice jusqu'à afficher des spectres temporels différents en fonction de leur position. A partir de ce point plusieurs stratégies sont possibles. Soit faire preuve de favoritisme et décider *a priori* d'une ou quelques positions spatiales prometteuses. Soit faire ressortir les bons élèves en sélectionnant pour chaque fréquence le maximum observé dans l'espoir que les structures recherchées s'exprimeront plus fort que le bruit ambiant. On peut à l'inverse faire jouer la régularité en sélectionnant le minimum des spectres pour chaque fréquence en se basant sur l'hypothèse que là où un phénomène ondulatoire existe, l'énergie associée à la fréquence fluctue moins que le bruit et autour d'une valeur plus élevée. Enfin on peut démocratiser la méthode et effectuer la moyenne en prenant le risque d'étouffer les minorités qui devront parler fort pour se faire entendre. Dans la pratique, le maximum et le minimum, qui sont séduisants et sans doute efficace sur un calcul numérique, ne donnent pas de résultats viables puisque un seul point de l'espace indiscipliné peut fausser la méthode. Nous avons testé les deux autres méthodes, les points sélectionnés pour la première étaient situés dans la couche cisailée. Tous les pics issus de cette méthode étaient présents et visibles dans la moyenne des spectres. La moyenne a donc été retenue puisqu'elle est simple à mettre en place et de plus prend en compte d'autres zones de l'écoulement que la couche cisailée. Un exemple est visible sur la courbe de la figure 3.13-c où :  $E_m = \left\langle \tilde{U}^2(x, y, z, \omega) \right\rangle_{espace}$

### 3.5.2.4 Extraction des grandeurs associées à chaque mode.

On peut donc sélectionner des fréquences en se basant sur ce type de spectre et notamment les pics qui y sont visibles (autour de 0.24 et 0.48 dans la figure 3.13-c par exemple). On applique ensuite un filtre passe bande centré autour des fréquences sélectionnées afin de reconstruire le champ de vitesse vertical et longitudinal associé à chaque mode au moyen d'une transformée de Fourier inverse du spectre filtré. On note ces composantes  $u_{St}$ . A partir de ces champs on peut construire des moyennes de phases pour observer les structures qui génèrent ces pics fréquentiels, ainsi que le RMS qui permet d'observer où se situe spatialement l'énergie de ces modes (figure 3.14). On peut également construire un diagramme spatiotemporel (figure 3.15) pour chacun de ces modes (on n'utilise que la composante verticale de la vitesse) et retrouver, la fréquence  $f$ , la longueur d'onde  $\lambda$  et la vitesse de phase  $c = \lambda f$  de l'onde sélectionnée. Le diagramme spatiotemporel est construit en juxtaposant les valeurs temporelles d'une ligne prise à  $y/H = 0.2$ , c'est à dire légèrement au

dessus de la rampe. Chacune de ces trois valeurs peut être obtenue de façon numériquement indépendante. La fréquence temporelle peut être obtenue sur le spectre total de l'écoulement, mais aussi au moyen de la période temporelle du diagramme spatiotemporel. La longueur d'onde spatiale est obtenue soit au moyen de la vitesse de phase grâce à la relation  $c = \lambda f$ , soit indépendamment sur le diagramme spatiotemporel (figure 3.13d). Afin de l'obtenir, lorsque c'est possible, nous effectuons une autocorrelation du diagramme dans le sens spatial en utilisant les pics les plus éloignés que l'extension spatiale du signal nous permet. En effet étant donné qu'il y a un faible nombre de tourbillons simultanément sur l'image, il a été décidé de ne pas employer la transformée de Fourier. Enfin, la vitesse de phase peut être obtenue au moyen du rapport des deux longueurs d'onde, ou en lisant la pente sur le diagramme. A cette fin, on binarise l'image avec un seuil à 0 (la moyenne est nulle par construction) et on exploite la transformée de Hough qui permet de détecter les directions principales d'une image<sup>5</sup>. L'indépendance d'obtention de ces trois grandeurs n'existe que dans la méthode numérique, dans la mesure où  $f$  est fixée par le filtre employé pour obtenir le spatiotemporel, dès lors la lecture de l'un des autres paramètres renseigne sur le troisième.

Après vérification de la cohérence des méthodes numériques en général, nous choisissons celles qui offrent les meilleurs résultats c'est à dire le moins d'erreurs imputables à la seule méthode employée. Quelle que soit la méthode la mesure de la fréquence donne les mêmes résultats, à l'incertitude d'échantillonnage près (quelques pourcents des nombres de Strouhal relevés les plus faibles). Par contre, l'utilisation de l'autocorrelation pose problème puisque parfois l'énergie de la fluctuation ne s'étend spatialement pas au-delà d'une demi longueur d'onde, et la précision de la méthode dépend fortement du nombre d'oscillations présentes. A l'opposé le traitement d'image par la transformée de Hough donne des résultats très cohérents et précis. On décide donc d'obtenir la longueur d'onde spatiale au moyen de la fréquence et de la vitesse de phase. On peut ainsi récupérer l'essentiel des informations temporelles présentes dans l'écoulement, à savoir : le nombre de Strouhal, l'énergie associée et la forme prise par la perturbation (longueur d'onde et vecteur propre). Cette méthode possède néanmoins quelques limitations :

- L'espace disponible en mémoire sur la caméra, associé à l'intervalle de temps nécessaire entre deux images pour le traitement PIV impose une durée d'acquisition qui *de facto* crée un filtre passe haut. Si  $f_{acq}$  est la fréquence d'acquisition et N le

---

5. Cette méthode consiste à déclarer qu'un segment sur une image peut être caractérisé par  $\theta$ , son angle et  $\rho$  la distance par rapport à l'origine du repère pris dans un coin de l'image. L'ensemble des droites passant par un point forme donc une sinusoïde dans un espace dont la base est  $\theta$  et  $\rho$ . L'intersection des sinusoïdes donne la longueur et l'angle du segment qui relie les points. La transformée de Hough additionne toutes ces sinusoïdes pondérées par la valeur du pixel (on considère une image en noir et blanc), donc plus un segment est long sur l'image de base, plus l'intersection des sinusoïdes formées par les points contenus dans le segment sera marquée par une valeur importante dans la transformée. La recherche des maximums équivaut à rechercher les segments droits les plus longs dans une image et permet de relever leur angle et distance à l'origine. (Duda & Hart, 1972)

nombre d'images, on ne peut accéder aux fréquences inférieures à  $N/f_{acq}$ . Le filtre passe bas imposé par le critère de Shannon ( $f_{acq}/2$ ) est tellement élevé ( $7.5Hz$  pour le Reynolds le plus bas) qu'il est inutile d'en tenir compte si on recherche des lâchers tourbillonnaires.

- La PIV génère ses propres fluctuations et laisse une trace visible sur le RMS. L'impact du faisceau sur les parois et la perte de contraste sur le bord de la nappe laser génère un bruit blanc. Ceci est problématique si on recherche le seuil de l'instabilité au seul moyen du RMS.
- L'emploi d'une moyenne des spectres comme représentant de l'écoulement peut également masquer le début de l'instabilité, puisque juste une faible partie de l'écoulement sera concernée, et avec une énergie faible. L'emploi du maximum et du minimum de ces spectres est pire, puisque dans un cas le moindre bruit extrinsèque défigure le spectre, et dans l'autre la moindre zone stable l'aplanit.

Lorsque la transition qui déclenche les lâchers tourbillonnaires est largement franchie, les fréquences associées deviennent très représentatives et ainsi la moyenne les fait parfaitement ressortir. Le problème est donc de détecter les plus petites oscillations possibles afin d'encadrer la transition par deux nombres de Reynolds. A cette fin le même calcul a été effectué, mais uniquement sur la ligne de vorticité maximale qui, si on en croit le bon sens devrait se trouver exactement au centre de la couche cisailée une fois que la couche limite a décollé. Nous détaillons la procédure et ses différentes étapes pour le cas  $Re = 1439$  sur les figures 3.13, 3.15 et 3.14. Le détail pour les autres nombres de Reynolds sont donnés en annexe.

Sur la figure 3.18 est reporté l'ensemble des nombres de Strouhals  $St_H$  ayant donné lieu à un pic d'énergie dans les spectres fréquentiels (figure 3.17). Ces deux figures sont compliquées   décrypter. Il faut retenir que les spectres sont composés de plus de quatre fréquences, il faut s'armer de patience, de bon sens et d'aspirine. Si on écarte les nombres de Strouhals  $St_H$  les plus faibles ( $St_H < 0.1$ ) qui sont à la limite de la résolution de la méthode<sup>6</sup> et attribuable à une oscillation du point de recollement d'après la cartographie de leur RMS, il reste plusieurs phénomènes candidats à l'attribution de chacun de ces modes :

- Une instabilité de type Kelvin-Helmholtz de la couche cisailée. Celle ci est *a priori* la plus simple à repérer, en utilisant le modèle présenté dans la section 1.3. D'après ce modèle, il existe un nombre d'onde spatial  $k_{max}$  qui est le plus amplifié, et la grandeur  $k_{max}\delta_{sh}/2$  est constante<sup>7</sup> et proche de 0.44 dans le cas d'un profil de vitesse en tangente hyperbolique.
- Un appariement des tourbillons issus de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Dans ce cas, on peut s'attendre à un nombre de Strouhal de l'ordre de la moitié du phénomène précédent avec une longueur d'onde double.
- La création d'un harmonique d'un des modes précédents. Dans le modèle de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, il existe une fréquence de coupure  $k_c$  au delà de laquelle les perturbations considérées sont stables et donc pas amplifiées par l'in-

6. du fait de la longueur limitée en temps des acquisitions.

7. Dans le modèle présenté,  $\delta$  est la demi-épaisseur de la couche cisailée

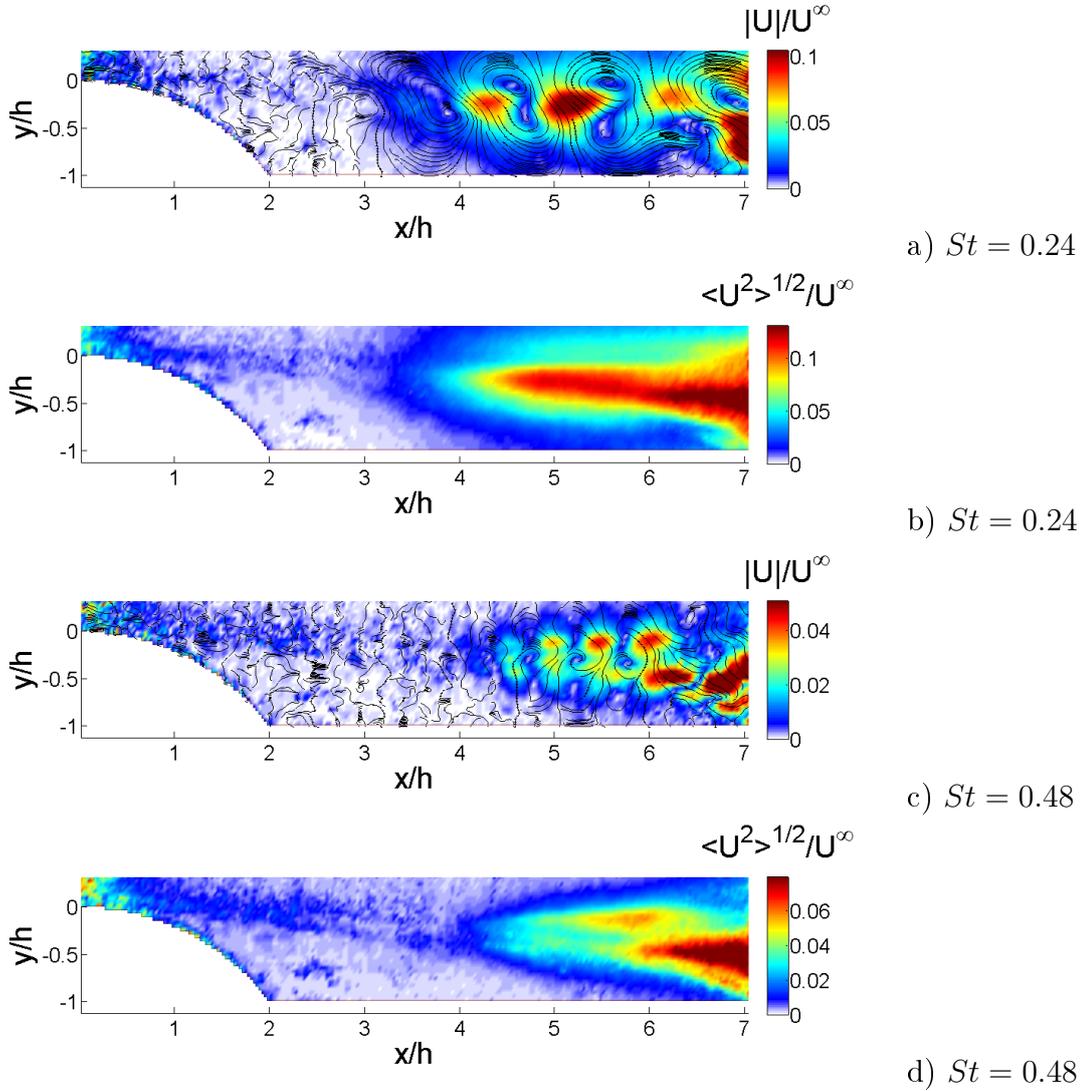


FIGURE 3.14 – Exemple de traitement du contenu fréquentiel de l'écoulement pour le cas  $Re = 1439$ . a) Moyenne de phase de  $|u_{St=0.24}|$  (phase arbitraire). b) RMS de  $u_{St=0.24}$ . c) Moyenne de phase de  $|u_{St=0.48}|$  (phase arbitraire). d) RMS de  $u_{St=0.48}$ . Champs obtenus par transformée de Fourier inverse du spectre fréquentiel moyen (figure 3.13) autour des fréquences  $St = 0.24$  (a et b) et  $St = 0.48$  (c et d). On peut observer sur les RMS que le mode de fréquence plus basse se manifeste plus tôt que celui de fréquence élevée. L'interprétation qui en est faite est que nous ne sommes pas en présence d'appariement, mais plutôt d'un mode harmonique.

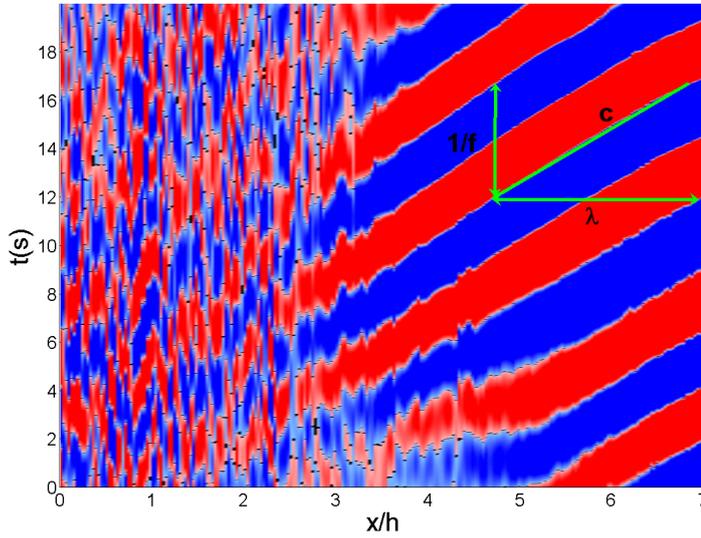
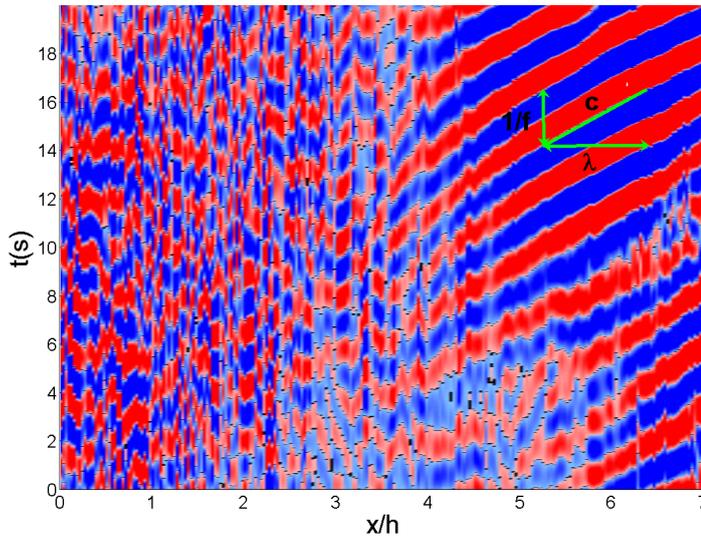
a)  $St = 0.24$ b)  $St = 0.48$ 

FIGURE 3.15 – Exemple de traitement du contenu fréquentiel de l'écoulement pour le cas  $Re = 1439$ . a) Diagramme spatiotemporel de la vitesse verticale du mode de Fourier  $u_{St=0.24}$ . b) Diagramme spatiotemporel de la vitesse verticale du mode de Fourier  $u_{St=0.48}$ . Un seuil est fixé à  $u_y = 0$  afin d'observer les demi périodes. En vert les doubles flèches illustrent les périodes temporelles  $1/f$  et spatiales  $\lambda$ . La pente du segment oblique renseigne sur la vitesse de phase  $c$ . On observe que les vitesses de phase sont proches et, étant donné que 0.48 est le double de 0.24, que la longueur d'onde spatiale associé au mode de fréquence la plus basse est de l'ordre du double de celle plus élevée.

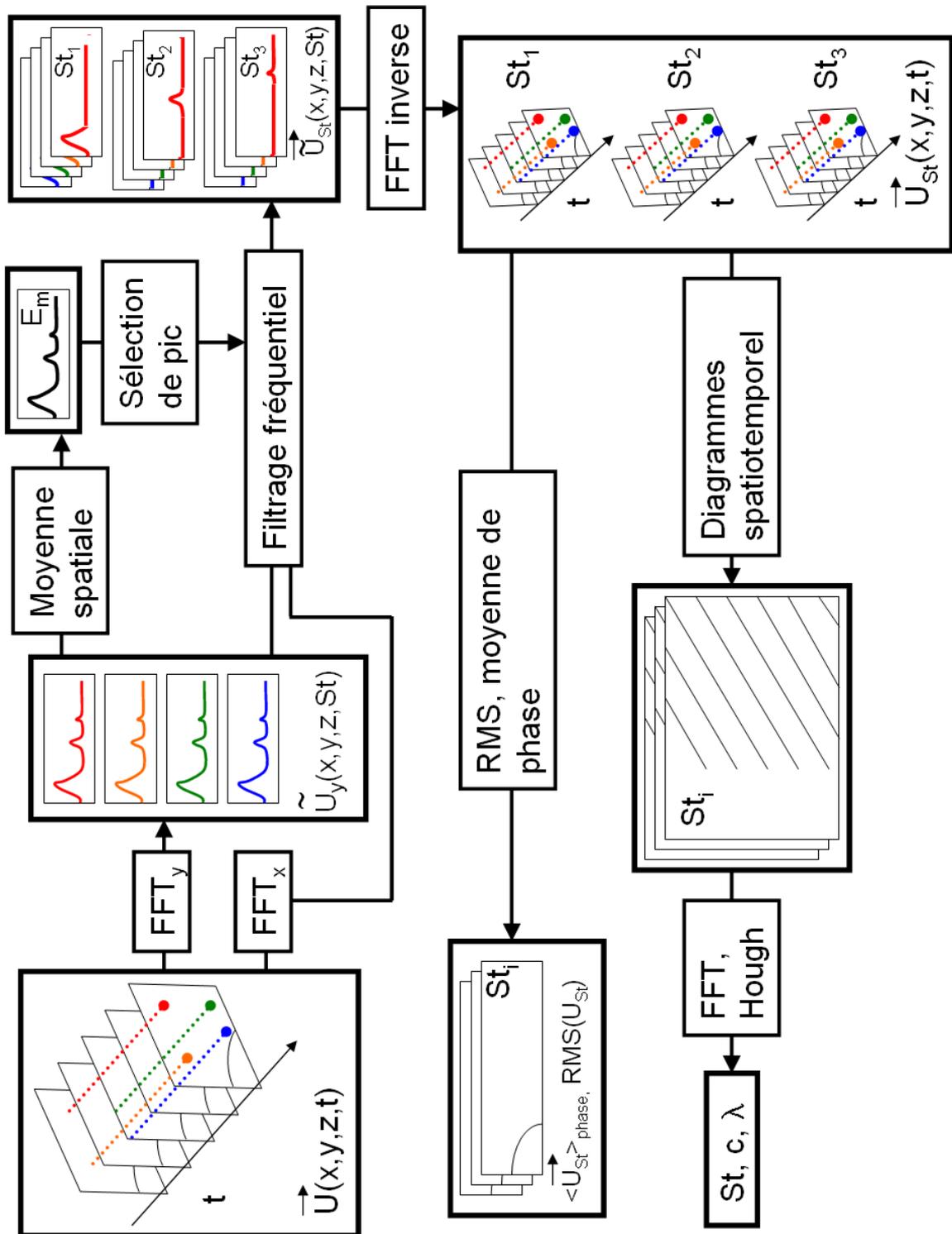


FIGURE 3.16 – Boucle de traitement numérique des champs instationnaires.

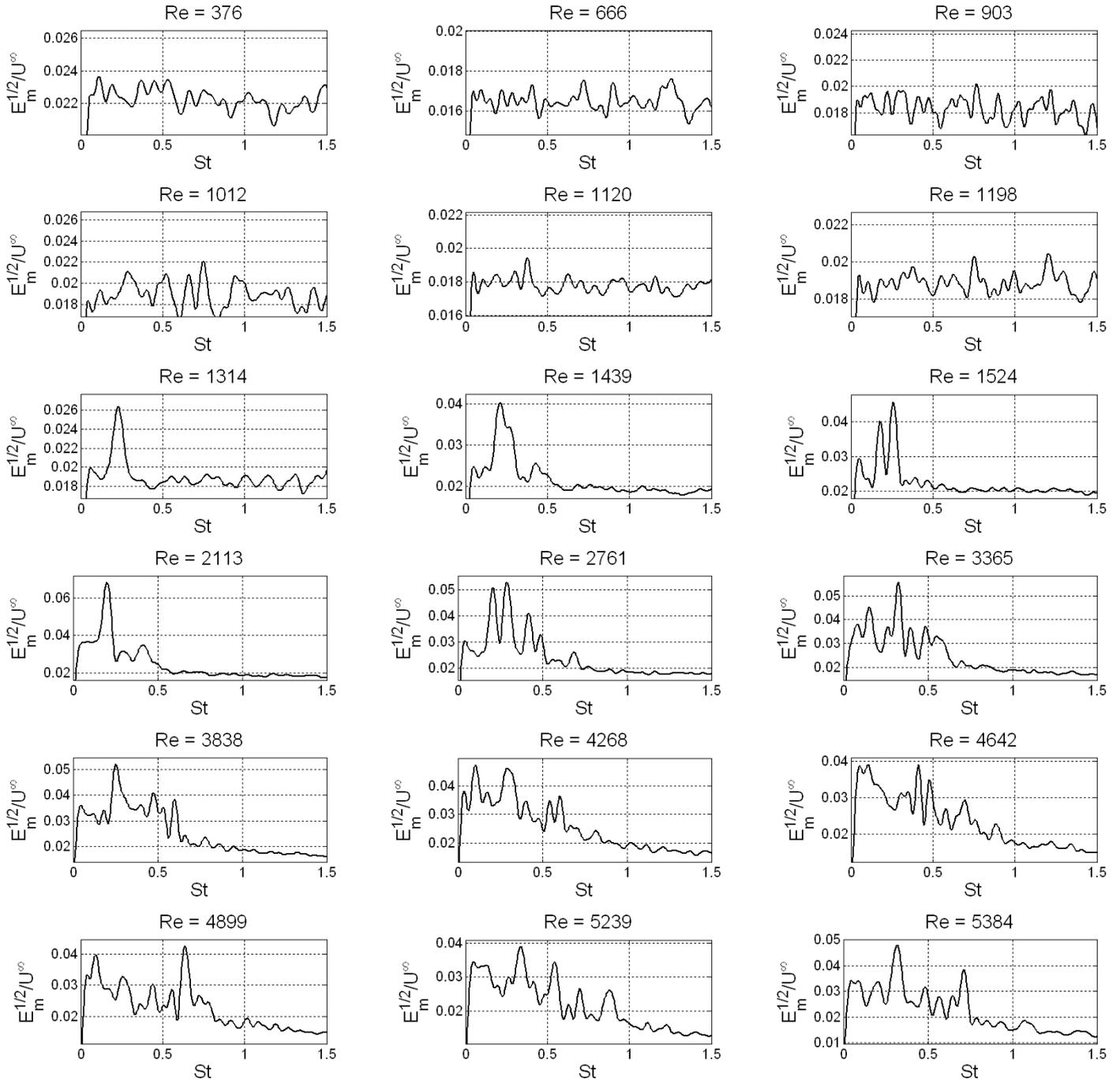


FIGURE 3.17 – Evolution des spectres fréquentiels moyennés sur l'espace en fonction du nombre de Reynolds.

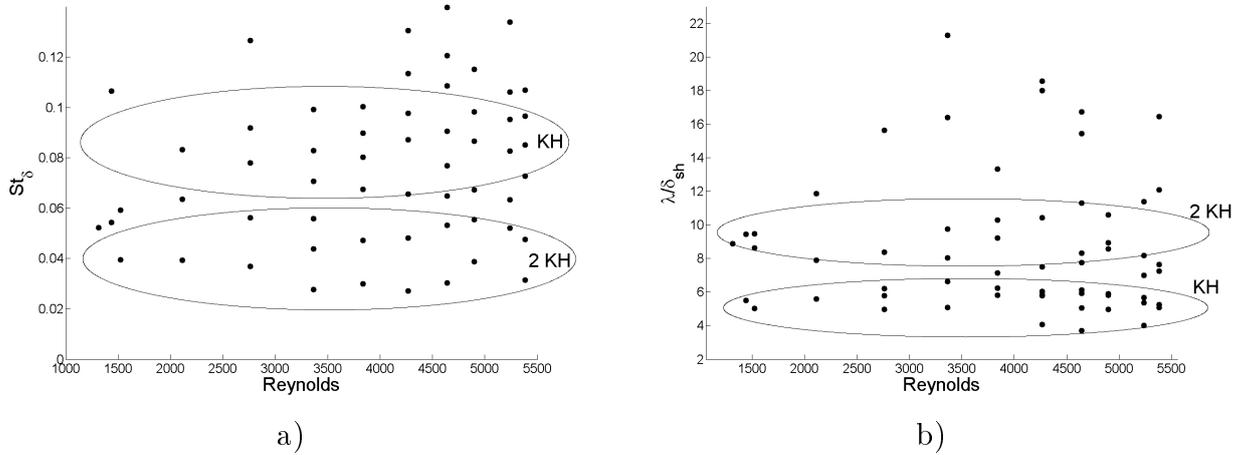


FIGURE 3.18 – a) Fréquences présentes dans l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds. b) Longueurs d'ondes présentes dans l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds.

stabilité convective. Dans notre cas particulier nous ne connaissons pas les valeurs exactes de  $k_{max}$  et  $k_c$  (respectivement autour de 0.44 et 1 pour un profil en tangente hyperbolique (Michalke, 1964)), mais si un mode instable peut générer non-linéairement un harmonique dont le nombre d'onde se trouve sous la fréquence de coupure, alors cet harmonique est également susceptible d'être amplifié.

- Enfin, l'interaction de ces différents phénomènes peut aussi être amplifiée. On pense notamment à l'interaction avec l'oscillation du point de recollement susceptible de générer de petits décalages de fréquences dans la bande de longueur d'ondes amplifiés qui ainsi enrichiraient considérablement le spectre.

Commence alors un fastidieux et aléatoire travail de triage des modes dans les différentes catégories. Nous disposons pour nous aider de différentes mesures et hypothèses. Les hypothèses sont les suivantes :

- En dehors des oscillations à très basses fréquences, les perturbations de nombre d'onde centré autour de  $k_{max}$  sont les premières à apparaître, aussi bien lorsque le nombre de Reynolds augmente, que lorsque l'on s'éloigne du point de décollement.
- A nombre de Reynolds donné les oscillations de fréquence double créées par harmonicités nécessitent l'existence à la même position spatiale de l'oscillation de fréquence moitié.
- A nombre de Reynolds donné les oscillations attribuables à de l'appariement nécessitent l'existence préalable (c'est à dire à  $x/H$  inférieur ou au pire égal) d'une oscillation de fréquence de l'ordre du double de l'oscillation considérée.

Les éléments à charge sont :

- Le calcul pour chaque mode de  $k\delta_{sh}/2$ .
- Le calcul du nombre de Strouhal  $St_\delta$ .
- La forme de la perturbation  $u_{st}$  et l'espace qu'elle occupe au moyen de la cartographie du RMS de ce mode.

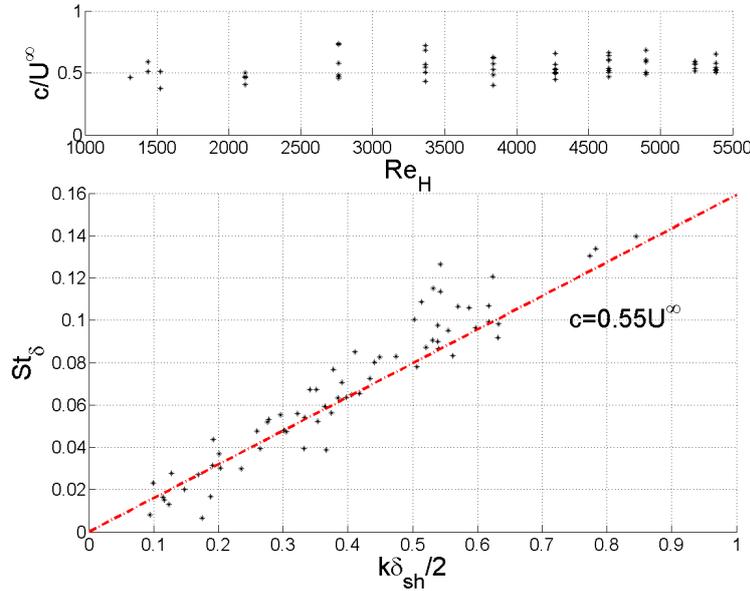


FIGURE 3.19 – Vitesses de phases obtenues au moyen de la transformée de Hough (en haut) pour tous les modes et  $St_\delta = f(k\delta_{sh}/2)$  (en bas) pour tous les modes. Dans les deux cas, la vitesse de phase est proche de  $c/U^\infty = 0.55$ .

Nous pouvons ainsi remplir le tableau 3.2. Cependant, ce tableau ne nous permet pas d'attribuer de façon claire et nette un mode donné à un phénomène précis. Une première observation tient au fait que le premier mode amplifié, lorsque l'on augmente le nombre de Reynolds, a un nombre de Strouhal basé sur la hauteur de la rampe de  $St_H = 0.224$ , un nombre de Strouhal basé sur la demi épaisseur de la couche cisailée de  $St_\delta = 0.052$  avec  $k\delta_{sh}/2 = 0.353$  ce qui est dans les ordres de grandeurs prédits par la théorie. Il est possible en augmentant  $Re_H$  de suivre des modes qui sont proches de ces valeurs. Cependant, ce ne sont pas les modes qui apparaissent en premier lorsque l'on parcourt la couche cisailée (en faisant croître  $x/H$  à nombre de Reynolds donné). Dans cette hypothèse, il est surprenant de constater que les modes harmoniques apparaissent plus tôt. Il nous faut donc rejeter cette hypothèse. Ceci revient à abandonner l'idée que le nombre d'onde de coupure est constant et indépendant du nombre de Reynolds. En effet, si on parcourt le tableau 3.2 du bas vers le haut, c'est à dire au fur et à mesure que  $Re_H$  décroît, on peut penser que le nombre d'onde le plus amplifié se trouve plutôt entre  $k\delta_{sh}/2 \approx 0.5$  et  $0.6$  avec un appariement entre  $0.25$  et  $0.3$ ... c'est à dire là où se trouve le mode le plus amplifié aux nombres de Reynolds les plus faibles. Le seul facteur constant sur l'ensemble des mesures est la valeur de la vitesse de phase centrée autour de  $c = \lambda f = 0.55U^\infty$  (figure 3.19).

S'il faut justifier du fait de l'évolution des nombres d'ondes les plus amplifiés, il semble raisonnable de mettre en cause la forme du gradient de vitesse dans la couche cisailée. Comme ce phénomène ne semble pas avoir été reporté à notre

$St_H$	$St_\delta$	$k\delta_{sh}$	ordre d'apparition ( $x/H$ croissant)	
$Re_H = 1314$				
0.224	0.052	0.353		1
$Re_H = 1439$				
0.239	0.054	0.333		1
0.47	0.107	0.57		2
$Re_H = 1524$				
0.057	-	-		-
0.177	0.039	0.332		1
0.266	0.059	0.364		1
$Re_H = 2113$				
0.075	-	-		-
0.196	0.039	0.264		2
0.315	0.063	0.398		3
0.414	0.083	0.562		1
$Re_H = 2761$				
0.126	0.023	0.1		3
0.2	0.037	0.201		2
0.303	0.056	0.375		2
0.422	0.078	0.506		1
0.497	0.092	0.632		1
0.684	0.127	0.543		4
$Re_H = 3365$				
0.116	0.02	0.147		4
0.16	0.028	0.128		4
0.252	0.044	0.192		5
0.321	0.056	0.322		2
0.406	0.071	0.39		3
0.476	0.083	0.474		2
0.57	0.099	0.617		1
$Re_H = 3838$				
0.107	-	-		-
0.179	0.03	0.236		5
0.283	0.047	0.305		2
0.404	0.067	0.341		4
0.48	0.08	0.441		1
0.538	0.09	0.539		3
0.601	0.1	0.503		1
$Re_H = 4268$				
0.04	-	-		-
0.101	0.016	0.114		5
0.168	0.027	0.169		6
0.297	0.048	0.301		3
0.405	0.066	0.418		6
0.539	0.087	0.521		2
0.605	0.098	0.539		1
0.702	0.113	0.543		4
0.808	0.131	0.774		6
$Re_H = 4642$				
0.052	-	-		-
0.106	0.017	0.188		2
0.192	0.03	0.204		2
0.338	0.053	0.278		2
0.412	0.065	0.406		2
0.488	0.077	0.377		4
0.576	0.091	0.531		4
0.69	0.109	0.514		1
0.767	0.121	0.623		5
0.887	0.14	0.845		3
$Re_H = 4899$				
0.084	-	-		-
0.25	0.039	0.366		4
0.358	0.055	0.296		6
0.435	0.067	0.351		5
0.56	0.087	0.54		3
0.635	0.098	0.633		1
0.745	0.115	0.532		2
$Re_H = 5239$				
0.121	-	-		-
0.344	0.052	0.276		3
0.418	0.063	0.385		4
0.545	0.083	0.45		3
0.628	0.095	0.555		5
0.7	0.106	0.587		2
0.883	0.134	0.783		1
$Re_H = 5384$				
0.085	-	-		-
0.21	0.032	0.191		3
0.317	0.048	0.26		2
0.483	0.073	0.434		5
0.567	0.085	0.411		4
0.642	0.096	0.597		6
0.712	0.107	0.618		1

TABLE 3.2 – Grandeurs associés aux modes de Fourier de l'écoulement pour différents nombres de Reynolds.

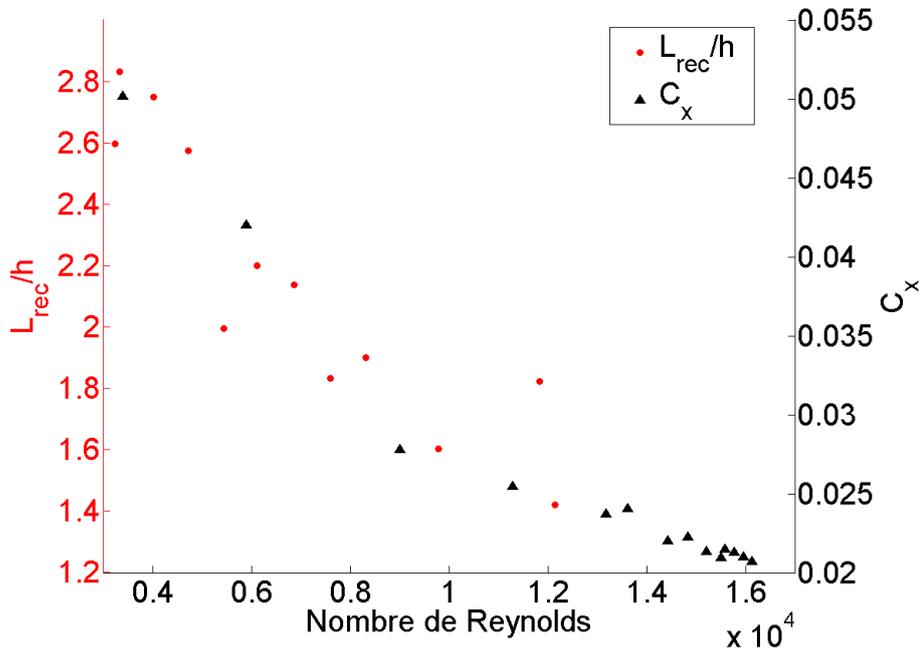


FIGURE 3.20 – Évolutions du  $C_x$  et de  $L_{rec}$ . On note une bonne corrélation entre leurs évolutions.

connaissance dans la littérature<sup>8</sup> sur le cas de la marche descendante bidimensionnelle, nous pouvons avancer comme candidat probable, il faut imputer, soit à la géométrie particulière de la rampe, soit au faible rapport d'aspect, cette évolution. La forme courbe est susceptible de faire évoluer la façon dont le gradient s'organise en fonction du point de décollement et du gradient de pression à vaincre. Le faible rapport d'aspect est susceptible, lui, de générer des structures tridimensionnelles, en particulier sur les parois, qui peuvent évoluer avec le nombre de Reynolds et venir modifier l'écoulement moyen au centre. Il est à noter cependant que la forme des gradients en question ne laisse de leur côté pas présumer cet effet. Le modèle étant bidimensionnel, la question reste ouverte.

### 3.6 Relation entre la longueur de recirculation et la force de traînée.

Dans la veine aérodynamique nous avons la possibilité d'effectuer la mesure des efforts exercés sur la rampe descendante et ainsi de remonter au coefficient de traînée ( $C_x$ ) de la rampe en fonction du nombre de Reynolds. Ces valeurs ont été reportées sur la figure 3.20 en même temps que la longueur de recirculation.

<sup>8</sup>. Encore une fois peu d'études ont été réalisées avec le nombre de Reynolds comme paramètre varié sur une large étendue.

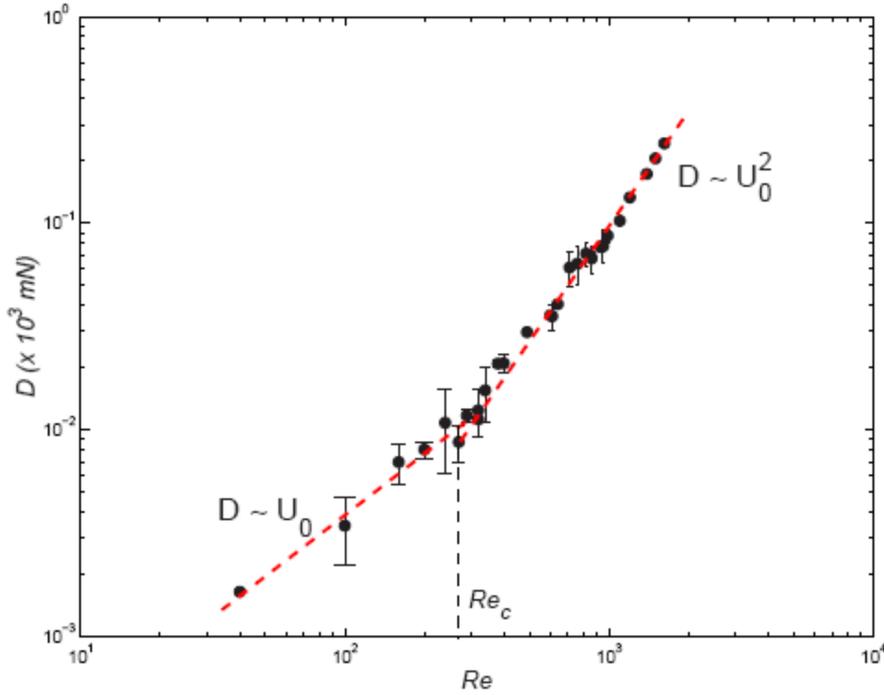


FIGURE 3.21 – Traînée d’une marche descendante en fonction du nombre de Reynolds. L’échelle logarithmique permet la mise en évidence des lois de puissance. D’après Beaudoin (2004) – a mettre en  $C_x$

Ce type de mesure avait déjà été effectué par Beaudoin (2004) dans le cadre de la marche descendante (figure 3.21), dans le canal hydraulique. La gamme de nombres de Reynolds utilisée était alors faible en comparaison aux nombres de Reynolds utilisés dans la veine aérodynamique où l’écoulement est transitionnel/turbulent même pour les nombres de Reynolds les plus faibles.

On observe que l’évolution du  $C_x$  suit celle de la longueur de recirculation.

On peut tenter d’expliquer ce comportement en raisonnant sur les ordres de grandeurs. Si on considère que la force exercée par le fluide est essentiellement due à la dépression sur la paroi de la rampe, on obtient :

$$F = \frac{1}{2}\rho S_{eff} C_x U^2 \quad (3.12)$$

$$F = P S_{décollée} \quad (3.13)$$

La surface efficace pour le calcul du  $C_x$  est la hauteur de la rampe qui est constante, par contre la surface concernée par la dépression est, elle, proportionnelle (au premier ordre) à la longueur de recirculation. Ce qui donne :

$$F \propto C_x Re^2 \propto P L_{Rec} \quad (3.14)$$

On obtient alors la relation :

$$C_x \propto \frac{P}{Re^2} L_{Rec} \quad (3.15)$$

On peut effectuer le même type de raisonnement afin de relier la dépression dans la zone de décollement au nombre de Reynolds en partant de l'équation de Navier-Stokes projeté dans la direction longitudinale :

$$\rho \left( \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} \right) = -\nabla P + \mu \Delta U \quad (3.16)$$

Aux nombres de Reynolds considérés, c'est l'advection qui domine le comportement de la zone de recirculation et on obtient :

$$\rho U \frac{\partial U}{\partial x} = -\nabla P \quad (3.17)$$

le transport advectif s'effectue sur des échelles de l'ordre de la longueur de recirculation, de même le gradient de pression s'effectue sur une longueur de l'ordre de la longueur de recirculation. On obtient alors :

$$\frac{U^2}{L_{Rec}} \propto \frac{P}{L_{Rec}} \quad (3.18)$$

Si on combine avec l'équation 3.15 on obtient :

$$C_x \propto L_{Rec} \quad (3.19)$$

Bien sur ce modèle basé essentiellement sur des ordres de grandeurs mériterait quelques données de plus pour l'alimenter.

## 3.7 Conclusions

L'écoulement au dessus d'une rampe descendante est logiquement proche de celui au dessus d'une marche descendante. Cependant quelques faits viennent nuancer cette assertion. La liberté laissée au point de décollement offre de nouvelles perspectives à l'écoulement. De plus le gradient de pression adverse est certainement moins important puisque l'expansion est un peu plus progressive. Ces deux faits ont une importance non négligeable pour l'extension de la bulle de recirculation et ne sont sans doute pas étranger au fait que son extension maximale semble plus faible que pour la marche descendante, et apparaisse plus tard dans l'évolution en nombre de Reynolds. La liberté laissée au point de décollement en particulier joue beaucoup sur la géométrie de la bulle de recirculation.

Dans un deuxième temps, la couche cisailée montre également un comportement similaire mais sensiblement différent de ce qui est rencontré sur une rampe descendante bidimensionnelle. Tout d'abord l'évolution en fonction du nombre de Reynolds de l'épaisseur de cette couche cisailée ne suit pas la loi que suit une couche limite sur plaque plane dans la même installation. Les conséquences de l'instabilité de cette couche de mélange sont plus compliquées à démêler. Les comportements à nombres de Reynolds bas (*id est* autour du maximum de la longueur de recirculation) et élevés (sur le palier advectif de cette même grandeur) ne sont pas compatibles. Tout laisse à penser que les longueurs d'ondes de coupures et d'amplifications maximales des perturbations de la couche cisailée évoluent en fonction du nombre de Reynolds. Ce comportement n'a, à notre connaissance, pas été reporté par des études antérieures.

En terme de perspective pour le contrôle de cet écoulement, les résultats obtenus montrent que la couche limite incidente est un des points sensibles de cet écoulement. Dans le cas d'une marche descendante, c'est déjà la couche limite incidente qui détermine les instabilités futures de la couche cisailée. Dans le cas de la rampe descendante, la couche limite incidente influe également sur la position du point de décollement et *de facto* sur la longueur de recirculation. C'est pourquoi, malgré les problèmes causés par l'aspect tridimensionnel extrinsèque de cet écoulement, ce dernier reste un cas intéressant afin d'en tester le contrôle au moyen d'une manipulation de la couche limite en amont.

# Chapitre 4

## Générateurs de vortex sur plaque plane.

### 4.1 Les générateurs de vortex.

Lorsque l'on cherche à contrôler un écoulement, on introduit une perturbation d'amplitude et d'échelle faible devant celles de l'écoulement considéré. A cette fin, il convient de choisir un actionneur qui introduira cette perturbation ainsi que le lieu où cette perturbation sera introduite. Dans le cadre des écoulements décollés c'est la couche limite, et sa capacité à contrer un gradient de pression adverse qui semble être le point sensible en vue d'un contrôle. La nature a fourni elle même une solution à la naissance du décollement au moyen de la turbulence. Dans les écoulements laminaires, c'est la viscosité qui assure le transfert de quantité de mouvement depuis les zones à haute énergie cinétique vers les zones à basse énergie cinétiques, proches de la paroi. A mesure que le gradient de pression adverse augmente, il existe un point auquel le transport diffusif de la quantité de mouvement au moyen de la viscosité ne peut plus fournir suffisamment d'énergie cinétique afin d'éviter le décollement. Dans un écoulement turbulent, le transport de quantité de mouvement vers la paroi n'est plus assuré exclusivement par la viscosité mais aussi au moyen de transport advectif résultant du mélange turbulent. Si on modélise la turbulence comme une viscosité ajoutée à la viscosité naturelle, la viscosité turbulente peut atteindre 100 à 1000 fois la viscosité naturelle. Cependant, cela n'est pas toujours suffisant. C'est sur ce principe qu'est née l'idée d'utiliser des structures qui favorisent le mélange de la couche limite.

La première utilisation de générateurs de vortex semble avoir été faite par Taylor (1948) dans le cadre d'une application à l'aéronautique. Par la suite les travaux de Schubauer & Spanenberg (1959) ont montré l'efficacité d'une rangée de générateurs de vortex afin de repousser le décollement d'une couche limite face à un gradient de pression adverse. Depuis, soixante années de recherche ont amenés de nombreuses publications sur le sujet, une lecture de la revue de Lin (2002) en donne un aperçu.

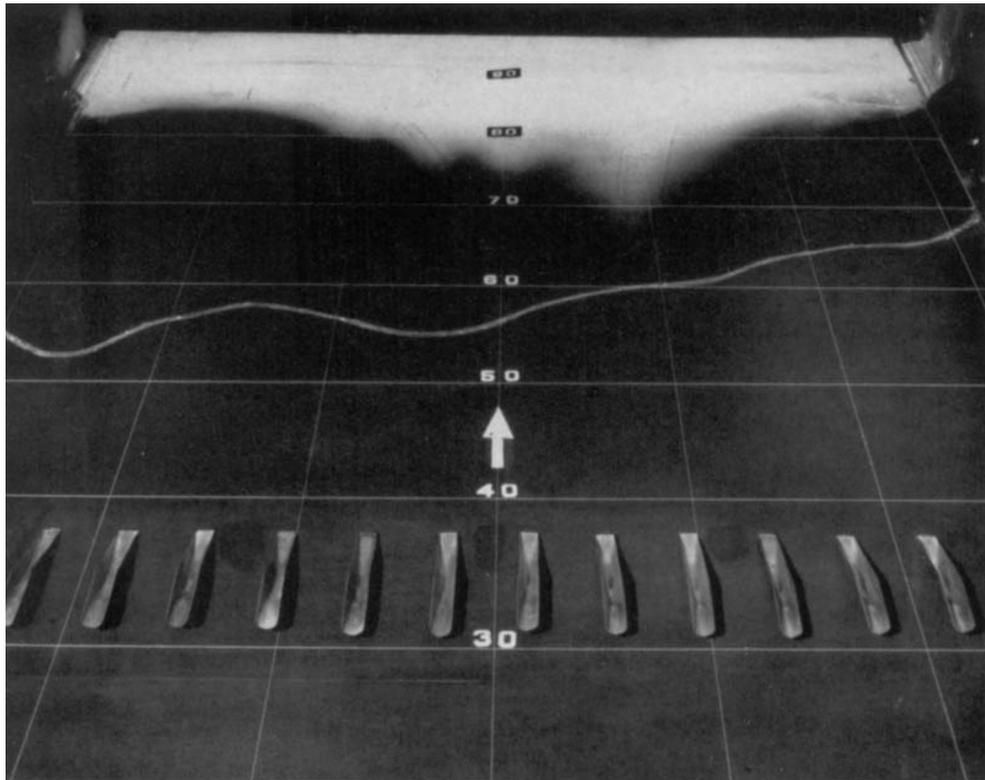


FIGURE 4.1 – Mise en évidence de l'effet de générateurs de vortex sur une couche limite de plaque plane soumise à un gradient de pression adverse. Photographie de dépôt de poussière présente dans les zones de recirculation. Le nombre de Reynolds est de l'ordre de  $10^9$ . La première ligne visible est le résultat d'une expérience précédente sans les générateurs de vortex et marque la ligne de décollement alors trouvée. On observe que les générateurs de vortex repoussent le décollement de la couche limite. D'après Schubauer & Spanenberg (1959).

Le cadre de la recherche sur le sujet s'est également élargi. On a vu apparaître des générateurs de vortex fluidiques basés sur des jets perpendiculaires à l'écoulement principal qu'ils soient continus, pulsé ou synthétiques (Kelso & Smits, 1995; Darabi & Wygnanski, 2004; Dandois *et al.*, 2006).

Dans le même temps, les tourbillons longitudinaux ont été identifiés comme étant des structures importantes pour la couche limite et sa transition vers la turbulence ce qui est discuté plus profondément dans la section 1.4. De plus, de nombreux objets sont susceptibles de créer de la vorticité longitudinale augmentant encore l'intérêt pour l'étude de ce type de structure. On citera les tourbillons de bouts d'aile qui limitent les cadences des aéroports, mais aussi la quasi-totalité des obstacles placés dans un écoulement, et ce, d'autant plus que leur rapport d'aspect est faible. Ainsi, un quart de cylindre, une sphère, une automobile sont tous susceptibles de créer de la vorticité longitudinale. Cependant, tous les travaux sur les générateurs de vortex impliquent des études paramétriques très lourdes avec de nombreux paramètres (hauteur, longueur, largeur, angle éventuel, position transversale, position longitudinale, vitesse relative pour les jets, fréquence éventuelle) . Selon l'écoulement, le type de générateur de vortex, les paramètres optimaux trouvés dans les différentes études couvrent une gamme étendue. De plus, les grandeurs observées sont toujours très différentes en fonction du but de l'étude et des moyens à disposition de l'expérimentateur (profils de couche limite, friction pariétale, taux de turbulence, vorticité, circulation). Cet  tat de fait (tableau 4.1) rend très difficile une approche synthétique du problème, et nuit à une bonne compréhension de l'interaction d'une rangée de générateurs de vortex avec une couche limite. Le but de l'étude à suivre est donc de donner des outils supplémentaires afin d'estimer les performances de générateurs de vortex.

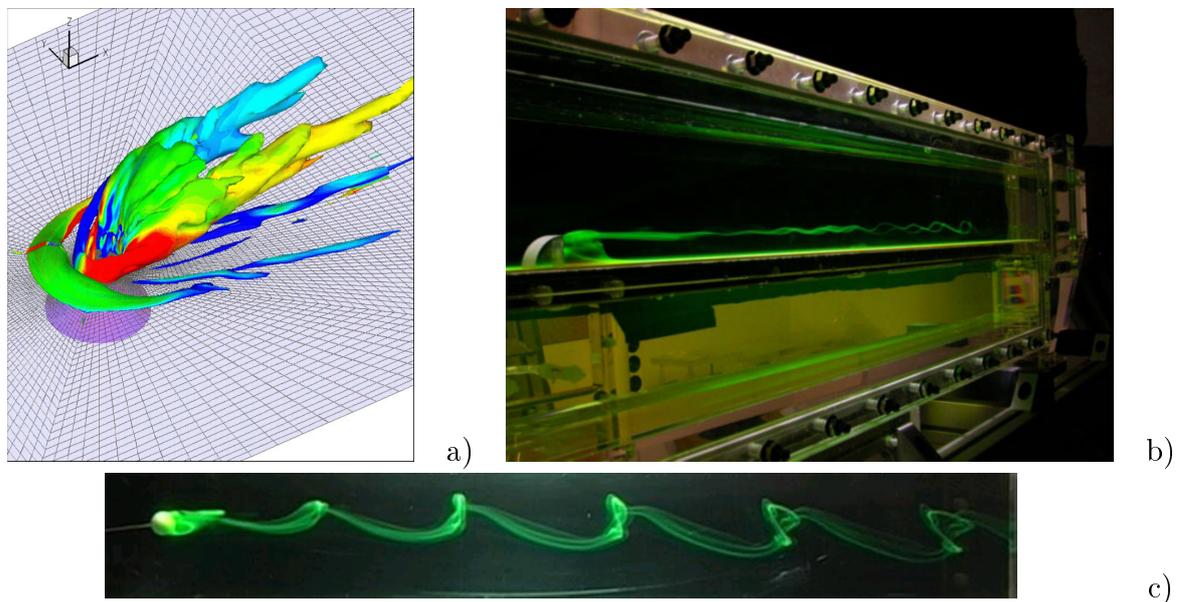


FIGURE 4.2 – Objets générateurs de vorticité longitudinale. a) Jet synthétique dans une couche limite (Dandois *et al.*, 2006). On observe que le jet génère en lui même des structures longitudinales, mais aussi qu’un système de vortex en fer à cheval apparaît à sa base. b) Quart de cercle posé sur une paroi (Beaudoin, 2004). Des tourbillons longitudinaux se détachent des sommets supérieurs. c)  coulement derrière un sphère (Goujon Durand, 2007). Un système de tourbillons en épingle à cheveux est émis dans ce régime.

Auteur	Écoulement	VG	Paramètres	Mesures	Résultats
Lin (2002)			Voir tableaux 4.2 et 4.3		Review sur les générateurs de vortex à profil faible ( $h/\delta < 0.5$ ) dans le cadre du contrôle des écoulements décollés. Couvre un large spectre de paramètres et de variables observées. Montre que la lutte contre le décollement peut se faire au détriment de la traînée propre aux GV's. Les tourbillons contrarotatifs semblent plus efficaces pour les écoulements bidimensionnels, les corotatifs pour les tridimensionnels.
Betterton <i>et al.</i> (2000)	APGBL ZPGBL	Ailettes Jets pulsés	Forme du gradient de pression	Circulation, trajectoires et persistance des tourbillons LDA 3 composantes	Corrélation entre l'efficacité du contrôle d'un décollement et la persistance des tourbillons
Angele & Muhammad-Klingmann (2005)	APGBL	Ailettes. Contrarotatif	$Re \approx 3 \cdot 10^4$ Circulation produite par les GV's	Taux de turbulences, profils de vitesse. Plans PIV	Des tourbillons initialement non équidistants le deviennent et le restent. L'organisation de la vorticitée amène un taux de turbulence moins élevé. Il y a modification de l'écoulement moyen.
Wendt (2001)	Tuyau circulaire en S	Ailettes.	$Re \approx 1 - 4 \cdot 10^6$ , $M \approx 0.2 - 0.8$ Etudes paramétriques large (dimensions, angles, espacement, rapports d'aspects	Vorticité maximale en sillage proche Sonde à 7 trous	Modélisation de la vorticité produite en fonction de la géométrie des ailettes
Godard & Stanislas (2006a)	Bump	Ailettes. Contrarotatif et corotatif	$Re \approx 10^4$ Dimension des ailettes, position par rapport au minimum de frottement, Angle Écartement	Coefficient de frottement, Profils de vitesse fil chaud, Plans PIV	Coefficient de frottement amélioré de 200% au mieux. Tourbillons contrarotatifs plus efficaces. Évolution longitudinale.
Godard <i>et al.</i> (2006)	Bump	Jets en fente Continu, pulsé et synthétique	$Re \approx 10^4$ , Dimensions des fentes, Position par rapport au minimum de frottement, Angle, Écartement, Vitesse relative du jet, Fréquence	Coefficient de frottement, Profils de vitesse fil chaud Plans PIV	Coefficient de frottement amélioré de 70% au mieux, jets continu plus efficace.
Godard & Stanislas (2006b)	Bump	Jets ronds, Continu	$Re \approx 10^4$ , Dimensions des fentes, Position par rapport au minimum de frottement, Angle, Écartement, Vitesse relative du jet	Coefficient de frottement Profils de vitesse fil chaud Plans PIV	Coefficient de frottement amélioré de 200% au mieux. Aussi efficace qu'un actuateur passif.

TABLE 4.1 – Comparaison des études antérieures sur les générateurs de vortex.

Summary of research on boundary-layer flow-separation control effectiveness for low-profile VGs

Investigator(s) (Year pub.)	Test bed	Type of study	Flow parameters	VG type	Most effective VG parameters examined					Comments
					$h/\delta$	$e/h$	$\Delta z/h$	$\beta$ (deg)	$\Delta X_{VG}/h$	
<i>Adverse gradients at low speeds</i>										
Lin et al. (1990) [13]	Backward-facing ramp	Wind-tunnel test	$U_\infty = 132$ ft/s, $\delta = 1.28$ in	Doublets	0.1	$\sim 13$	8	$\pm 25$	20	Doublet VGs with $h/\delta \sim 0.1$ are most effective in separation control.
Lin et al. (1990) [14]; Lin et al. (1991) [15]	Backward-facing ramp	Wind-tunnel test	$U_\infty = 132$ ft/s, $\delta = 1.28$ in	Wishbones	0.2	$\sim 3$	4	$\pm 23$	10	Reverse Wishbone VGs with $h/\delta \sim 0.2$ are most effective in separation control.
Lin (1999) [16]	Backward-facing ramp	Wind-tunnel test	$U_\infty = 132$ ft/s, $\delta = 1.28$ in	Counter-rotating rectangular vanes	0.2	4	9	$\pm 25$	10	Embedded stream-wise vortices produced by $h/\delta \sim 0.2$ counter-rotating vanes are most effective in 2D separation control.
Ashill et al. (2001) [20]	Bump	Wind-tunnel test	$U_\infty = 20$ m/s, $\delta = 33$ mm	Counter-rotating delta vanes	0.3	$\sim 10$	12	$\pm 14$	52	Counter-rotating vanes with $1h$ spacing are most effective in reducing the extent of separation region.
				Forward wedges	0.3	10	12	$\pm 14$	52	
Jenkins et al. (2002) [17]	Backward-facing ramp	Wind-tunnel test	$U_\infty = 140$ ft/s, $\delta = 0.87$ in	Co-rotating trapezoid vanes	0.2	4	4	23	12 and 19	Low-profile VGs are the most effective device examined in controlling 3D flow-separation dominated by a pair of juncture vortices.
<i>Supersonics shock-induced separation</i>										
McCormick (1992) [18]	Shock-induced separation over flat plate	Wind-tunnel test	$M_\infty = 1.56$ to 1.65, $\delta_{VG} = 0.389$ cm	Doublets	0.36	$\sim 14$	6.4	$\pm 19$	$\sim 50$	Low-profile VGs are more effective in suppressing the shock-induced separation than passive cavity but also resulted in a higher shock loss.
Mounts and Barber (1992) [19]	Shock-induced separation over flat plate	CFD	$M_\infty = 1.40$	Ramps	0.33	10	6	$\pm 14$	$\sim 50$	CFD analysis using 3D Navier–Stokes algorithm indicated low-profile VGs significantly reduce the size of reverse flow region and increase pressure recovery.

TABLE 4.2 – Résumé des travaux sur le contrôle des écoulements décollés par des générateurs de vortex. D'après Lin (2002).

Summary of vortex characterization research for low-profile VGs

Investigator(s)	Test bed	Type of study	Flow conditions	VG type	$h/\delta$	$e/h$	$\beta$ (deg)	Location of crossflow planes examined	Comments
Ashill et al. (2001) [20]; Ashill et al. (2002) [21]	Flat plate	Wind-tunnel test and CFD	$U_\infty = 10$ to 40 m/s, $\delta \sim 60$ mm	Counter-rotating vanes	0.5	$\sim 10$	$\pm 14$	Up to $15h$ downstream of VGs [20]; up to $50h$ downstream [21]	A correlation of vortex strength against device Reynolds number has been developed. Spacing between the vanes of counter-rotating VGs reduces the mutual vortex interference. Vortex decay and device drag are reasonably well predicted by a CFD method based on RANS solutions.
				Forward wedge	0.5	10	$\pm 14$		
				Backward wedge	0.5	10	$\pm 14$		
				Single vane	0.5	10	10, 20, 30, 45		
Yao et al. (2002) [22]	Flat plate	Wind-tunnel Test	$U_\infty = 34$ m/s, $\delta \sim 35$ mm	Single rectangular vane	0.2	7	10, 16, 23	12 stations covering over $100h$ downstream of VG	Detailed flowfield data are obtained for a device-induced embedded streamwise vortex.
Allan et al. (2002) [23]	Flat plate	CFD	$U_\infty = 34$ m/s, $\delta \sim 45$ mm	Single trapezoid vane	0.2	7	10, 23	15, 27, 52, and $102h$ downstream of VG	CFD underestimated the peak vorticity by as much as 40% near the VG.

TABLE 4.3 – Résumé des travaux sur la caractérisation des tourbillons produits par des GV. D'après Lin (2002).

## 4.2 Écoulement autour d'un générateur de vortex cylindrique isolé.

### 4.2.1 Générateurs de vortex cylindriques.

Les générateurs de vortex que nous étudions sont des cylindres. Ces générateurs de vortex cylindriques (ou CVG) ont été choisis pour leur simplicité. Le but de l'étude étant de trouver les clefs permettant un contrôle optimal d'un écoulement donné au moyen d'un processus quelconque de générer des tourbillons contrarotatifs longitudinaux, nous avons opté pour un système générique de production de ces tourbillons. En outre la symétrie cylindrique présente le double avantage de réduire sensiblement l'espace des paramètres à explorer dans le cadre d'une étude paramétrique et d'être moins sensible à l'exploration d'une gamme de Reynolds étendue. La hauteur des CVG est de l'ordre de la moitié de l'épaisseur de couche limite. Les couches limites rencontrées dans nos installations étant de l'ordre de  $12\text{mm}$  la hauteur  $h$  des cylindres est fixé à  $6\text{mm}$ . Le diamètre  $d$  a été fixé à  $8\text{mm}$  de façon entièrement et donne un rapport d'aspect  $\frac{h}{d} = 0.75$ .

### 4.2.2 Tourbillon en fer à cheval.

Dans un premier temps, nous allons nous attacher à décrire l'écoulement autour d'un générateur de vortex cylindrique isolé. Cet écoulement possède plusieurs aspects identifiables. Le CVG est tout d'abord un corps non profilé à faible rapport d'aspect ou *bluff body*. Il va donc présenter dans son sillage au-delà des très faibles nombres de Reynolds une bulle de recirculation. Étant attaché à la paroi inférieure, la bulle de recirculation sera elle aussi attachée à la paroi. L'arête supérieure du cylindre va induire une couche cisailée dans l'écoulement à hauteur des générateurs de vortex. Ce bord supérieur peut également avoir un effet de type bord de fuite et créer des tourbillons longitudinaux. Enfin la partie amont du cylindre forme un écoulement de jonction. La couche limite va donc décoller partiellement en amont du cylindre et former une recirculation dans le plan de symétrie de l'écoulement en y relâchant de la vorticité. Cette dernière est étirée par le fluide qui passe sur le côté du cylindre. L'étirement va amplifier la vorticité et donner naissance à un tourbillon qui va prendre la forme de la ligne d'étirement maximal laquelle est en forme de fer à cheval. Ce processus est en fait générique des écoulements de jonction en présence d'une couche limite (Simpson, 2001). Les travaux de références dans le domaine sont ceux de Castro & Robins (1977) (dans le cas d'un cube) et ceux de Baker (1979) (dans le cas d'un cylindre). Ils ont particulièrement motivé le domaine de l'aéronautique afin de mieux comprendre les structures cr ees par la jonction de l'aile et du fuselage ainsi que le génie civil où l'interaction des bâtiments avec la couche limite atmosphérique produit également ce type de structures. Dans le cas du sillage lointain de notre cylindre on récupère donc essentiellement de la vorticité longitudinale sous la forme de tourbillons contrarotatifs et longitudinaux.

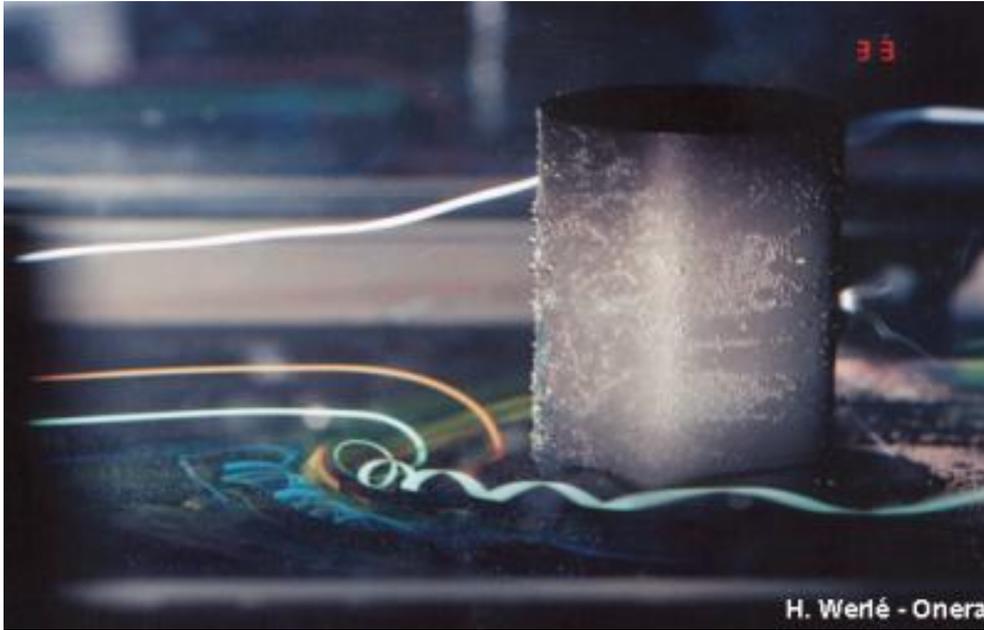


FIGURE 4.3 – Mise en évidence des structures tourbillonnaires en fer à cheval naissant à l'amont d'un cylindre posé sur une paroi. (d'après Henri Werlé, ONERA).

### 4.2.3 Les différents régimes.

Baker (1979) a étudié les différents régimes proposés par un cylindre placé sur une paroi dans une couche limite en fonction de différents paramètres (nombre de Reynolds, hauteur et rapport d'aspect). Ce travail a été complété par Beaudoin (2004) dans le cadre de sa thèse au PMMH. Ces régimes montrent un nombre croissant de paires de tourbillons en fer à cheval, d'aucune à très faible nombre de Reynolds, jusqu'à 3 (figure 4.4). Ces tourbillons en fer à cheval s'imbriquent successivement autour du cylindre. La paire de vorticités la plus intense étant la plus proche du cylindre (figure 4.5a). Un régime supplémentaire a été identifié où l'écoulement devient en outre instationnaire. Le fait important est que le tourbillon de vorticités la plus élevée est le tourbillon en fer à cheval le plus proche du cylindre qui génère en aval du cylindre une paire de tourbillons contrarotatifs tel que l'écoulement dans l'axe de symétrie du cylindre et de l'écoulement à  $z = 0$  se dirige vers la paroi. Les autres tourbillons étant d'intensité beaucoup plus faible, la trace globale perçue dans le sillage du cylindre est proche de celle laissée par une seule paire de tourbillons longitudinaux contrarotatifs (figure 4.5b). Beaudoin (2004) note également que le rapport entre la hauteur du cylindre et la couche limite  $h/\delta$  a peu d'influence sur l'intensité et la taille du premier tourbillon, mais influe sur le seuil des régimes. L'intensité et la taille de ce tourbillon est par contre piloté par le rapport entre le diamètre du cylindre et la taille de la couche limite. Cela ne doit pas nous surprendre. En effet, une lecture attentive de Saffman (1992) nous apprend que la vorticités prend source dans le cisaillement de l'écoulement et peut s'amplifier par étirement des lignes de

vorticité. Donc la vorticité de notre tourbillon le plus intense peut s'exprimer par :

$$\Omega = C \times E \quad (4.1)$$

où  $C$  est le cisaillement et  $E$  l'étirement. On peut écrire  $C$  comme le rapport de  $U^\infty$  et  $\delta$  l'épaisseur de couche limite. Pour obtenir  $E$  nous allons considérer la conservation de la circulation lors du transport de la vorticité (équation 4.2) ainsi que la conservation de la masse (équation 4.3). On considère une portion infinitésimale de tube de courant de section  $dA$  et de longueur  $ds$  :

$$\Omega dA = Cste \quad (4.2)$$

$$\rho ds dA = Cste \quad (4.3)$$

$$\Delta\Omega \propto \int ds \quad (4.4)$$

$$\Delta\Omega \propto d \quad (4.5)$$

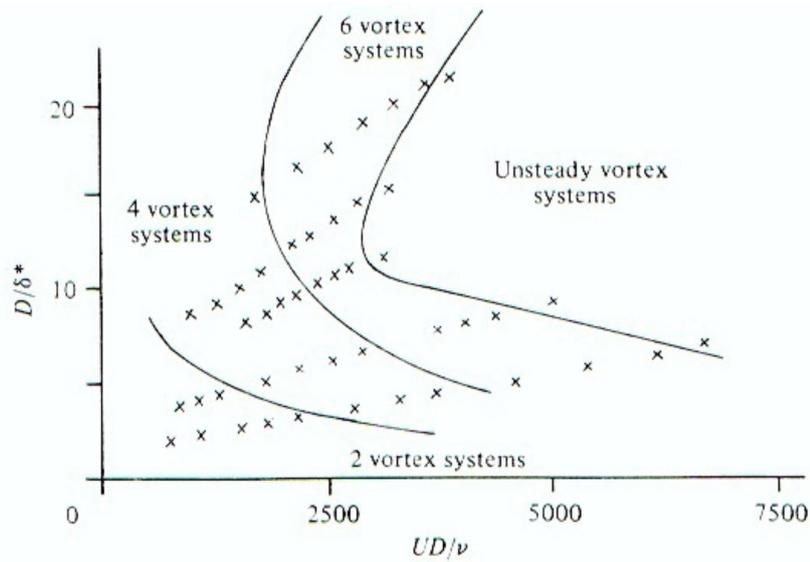
$$(4.6)$$

En intégrant l'équation 4.5 dans l'équation 4.1, on obtient :

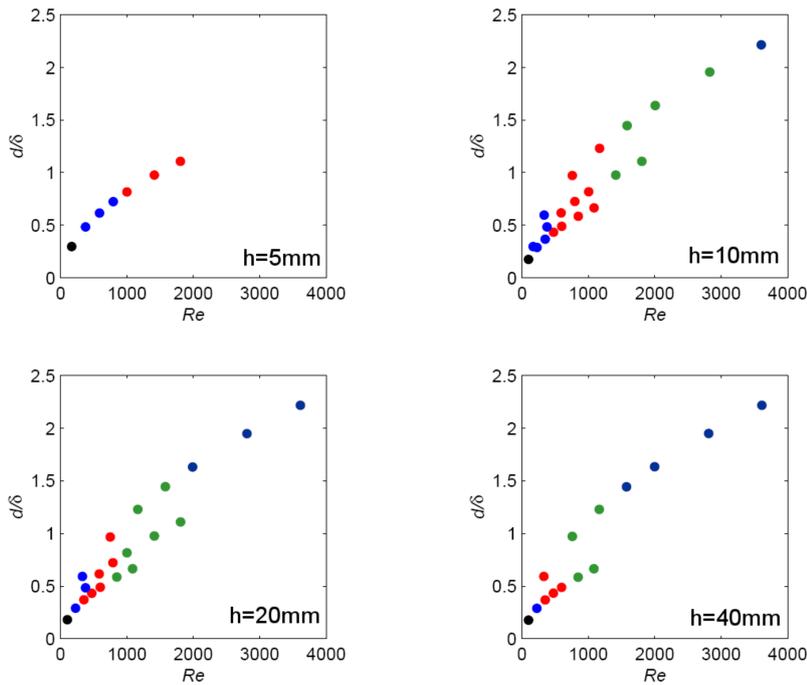
$$\Omega \propto \frac{U^\infty}{\delta} d \quad (4.7)$$

#### 4.2.4 Effet sur une couche limite.

En aval des générateurs de vortex nous pouvons traiter le tourbillon en fer à cheval comme une paire de tourbillons contrarotatifs longitudinaux. Ces tourbillons vont avoir pour effet de mélanger les différentes couches de la couche limite et modifier la stratification en quantité de mouvement. En aval du cylindre, dans le plan de symétrie de l'écoulement, les paires de tourbillons contrarotatifs amènent des particules de fluides des strates élevées avec leur quantité de mouvement élevée de la couche limite vers les strates inférieures à quantité de mouvement plus faible. C'est ce que l'on nomme *downwash* ou *inflow* (voir figure 4.6). A contrario, sur les côtés du CVG les deux tourbillons contrarotatifs vont amener des particules de fluides des strates inférieures vers les strates supérieures. C'est ce que l'on nomme *upwash* ou *outflow*. Le résultat en terme de quantité de mouvement est une accélération de la couche limite dans les zones *inflow* et une décélération de la couche limite dans les zones *outflow*. Ceci est une observation générale dans tout système faisant intervenir des tourbillons longitudinaux avec une couche limite, qu'ils soient issus de générateurs de vortex, ou d'une instabilité de Görtler. Ces zones *inflow* et *outflow* laissent une forme caractéristique de champignon dans des plans de coupe à  $x$  constant, que ce soit en visualisant la vitesse longitudinale moyenne ou en utilisant du colorant et un laser.



a)



b)

FIGURE 4.4 – a) Diagramme de phase des différents régimes répertoriés par Baker (1979). 4 régimes avaient été identifiés, de une à trois paires de tourbillons en fer à cheval contrarotatifs, plus un régime instationnaire. b) Diagramme de phase des différents régimes répertoriés par Beaudoin (2004). 5 régimes avaient été identifiés, d'aucune à trois paires de tourbillons en fer à cheval contrarotatifs, plus un régime instationnaire. Points noirs : aucun tourbillon. Points bleus : 1 paire de tourbillons. Points rouges : 2 paires de tourbillons. Points verts : 3 paires de tourbillons. Points bleus foncés : régime instationnaire

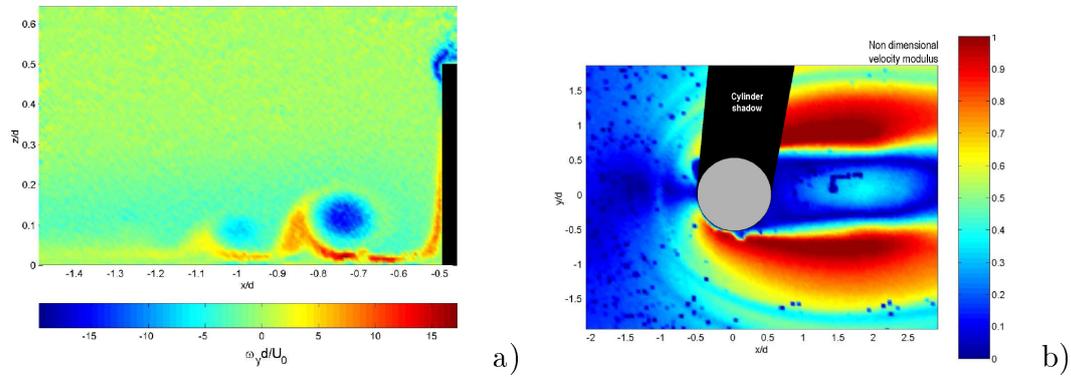


FIGURE 4.5 – a) Vorticité adimensionnée des tourbillons en fer à cheval dans le plan de symétrie  $z = 0$  en aval d'un CVG (d'après Beaudoin (2004)). Le tourbillon le plus proche du cylindre est la plus intense et de plus grande taille. b) Module de la vitesse dans le plan parallèle à la paroi coupant le centre du tourbillon de plus grande taille.

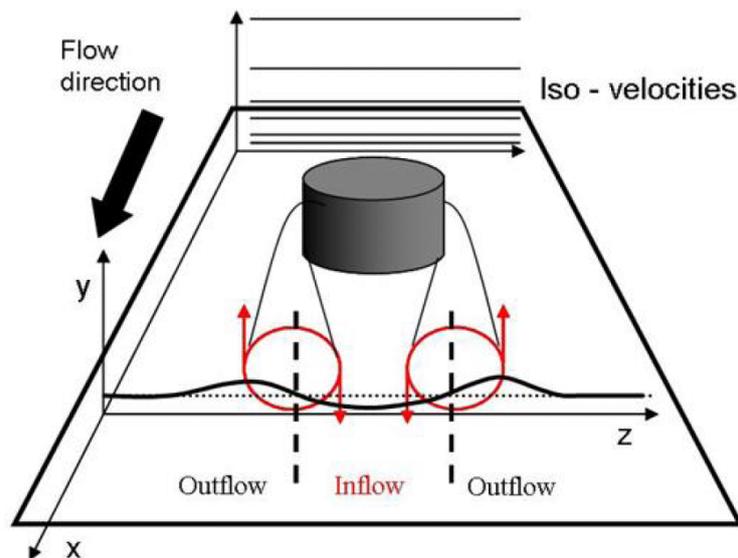


FIGURE 4.6 – Effet d'un générateur de vortex isolé sur une couche limite.

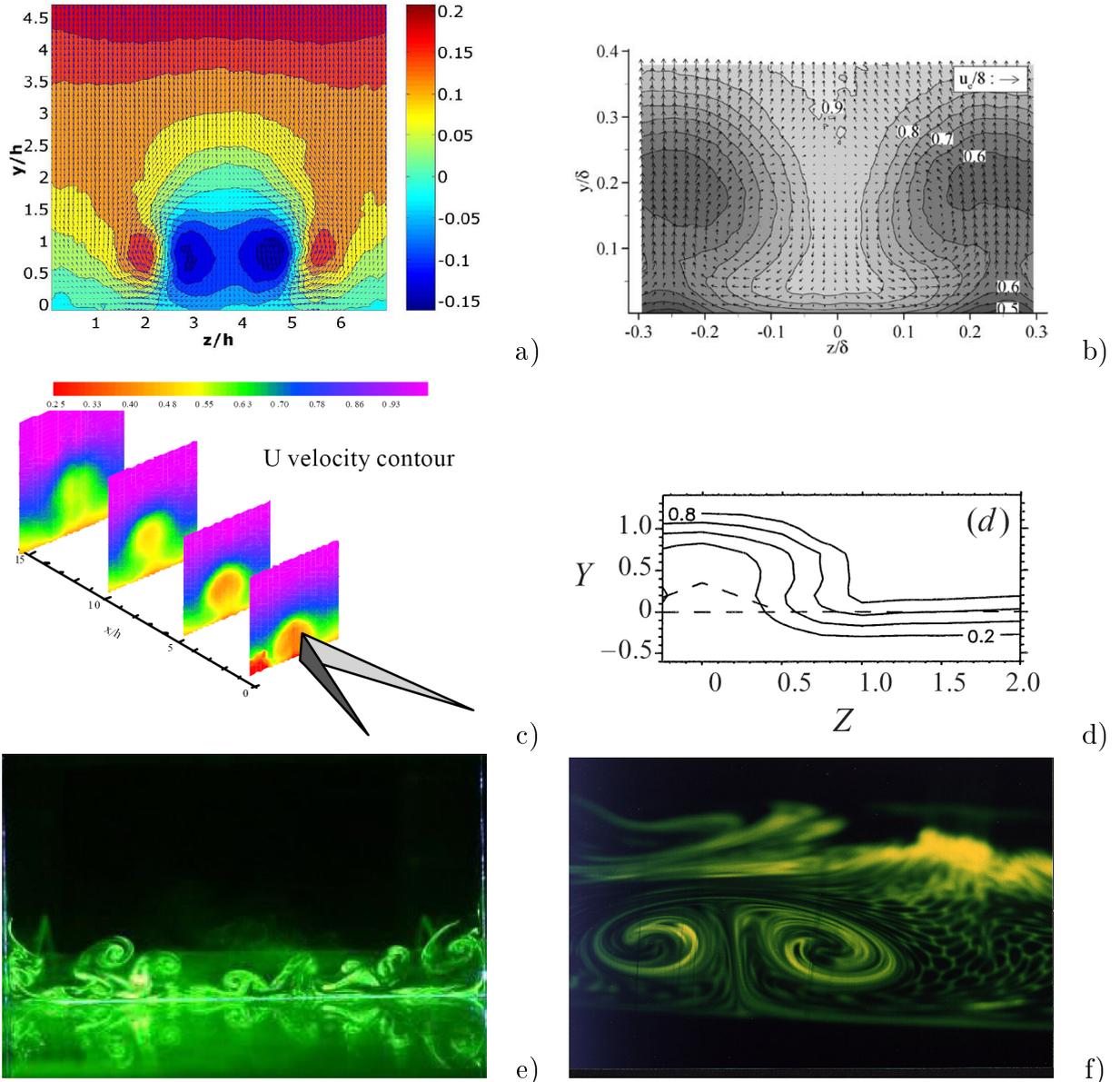


FIGURE 4.7 – Effet d’une paire de tourbillons longitudinaux sur une couche limite. a) Vitesse verticale dans le sillage d’un GV, et projection des vecteurs dans le plan de coupe à  $x$  constant d’après Angele & Grewe (2002). b) Isovitesses dans le sillage d’un GV, et projection des vecteurs dans le plan de coupe à  $x$  constant d’après Godard & Stanislas (2006a). c) Isovitesses dans le sillage d’un GV dans des plans de coupe à  $x$  constant d’après Betterton *et al.* (2000). d) Isovitesses dans le sillage d’un GV dans un plan de coupe à  $x$  constant d’après Foss & Zaman (1999). e) Visualisation par LIF de tourbillons longitudinaux issus d’une instabilité 3d à bas Reynolds dans le sillage d’une marche descendante, d’après Beaudoin (2004). f) Visualisation par LIF d’un tourbillon de Görtler, d’après Petitjeans & Wesfreid (1995).

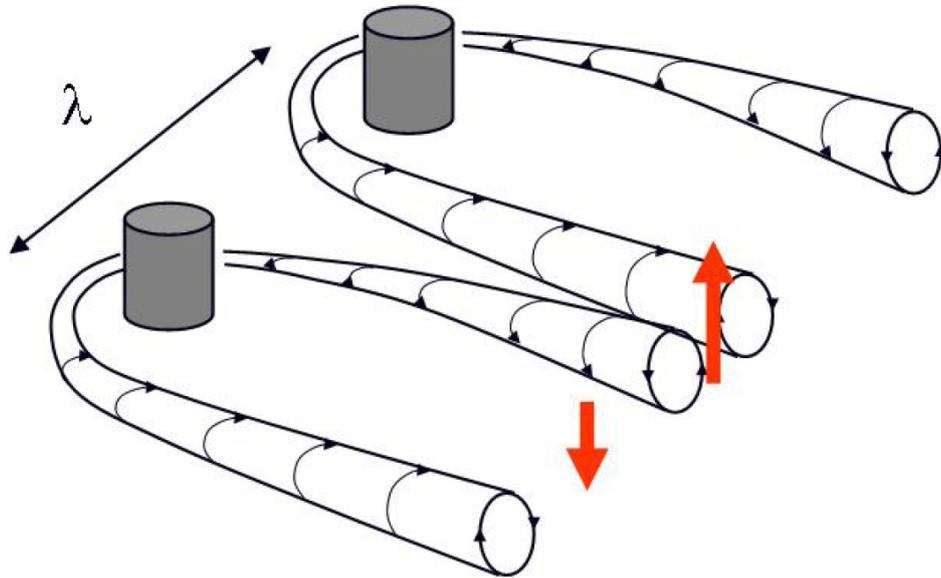


FIGURE 4.8 – Effet d'une paire de générateurs de vortex sur une couche limite : position des zones *inflow* (dans le sillage direct d'un générateur) et *outflow* (entre deux générateurs).

### 4.3 Écoulement en aval d'une rangée de générateurs de vortex : méthodologie.

Les CVGs employés sont des cylindres de  $6\text{mm}$  de haut pour  $8\text{mm}$  de diamètre. Une rangée est constituée de 4 CVGs espacés de centre à centre de la longueur  $\lambda_0$  qui évolue de  $2d$  à  $4d$ . Le centre du repère est défini en  $x$  par le centre des CVGs, en  $y$  par la paroi et en  $z$  par le centre de la rangée (figure 4.9). Ainsi les positions des générateurs de vortex sont toujours  $x = 0$  et  $z = -1.5\lambda_0$ ,  $z = -0.5\lambda_0$ ,  $z = 0.5\lambda_0$  et  $z = 1.5\lambda_0$ .

Lorsque l'on place les CVG en rang, leur différents sillages vont interagir de façon plus ou moins forte en fonction de leur espacement. Afin de déterminer l'effet des CVG sur une couche limite, une étude a donc été menée sur plaque plane en faisant varier les paramètres de nombre de Reynolds et d'espacement ( $\lambda_0$ ). Une campagne de mesures PIV a été menée afin de reconstruire la couche limite 3D perturbée par le sillage des CVGs. Les champs PIV sont horizontaux et parallèles à la paroi où sont posés les CVGs (figure 4.9). Le laser est relié à un système Microcontrol permettant de modifier l'altitude de la nappe laser au micromètre. Une succession de champs à deux composantes et deux dimensions sont ainsi mesurés dans des plans à altitude constante (voir figure 4.10). La résolution spatiale verticale augmente au fur et à mesure que l'on se rapproche de la paroi, avec des pas de :

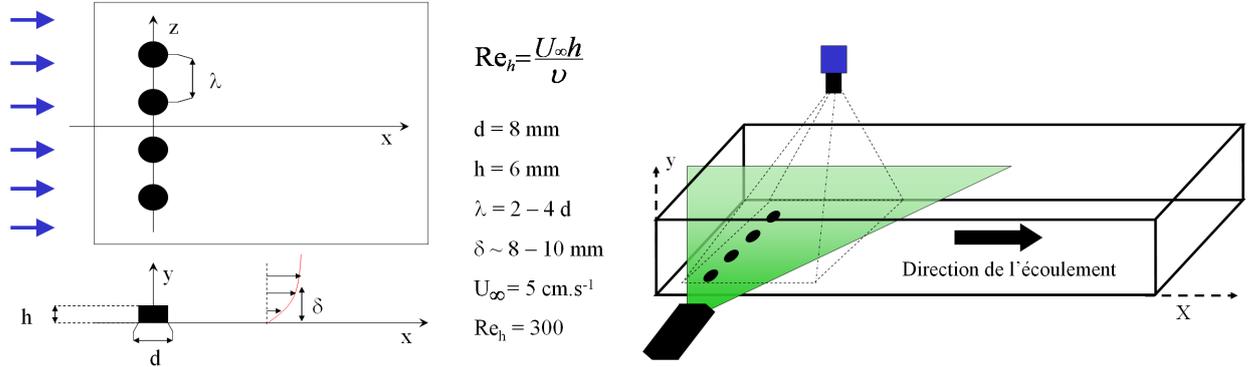
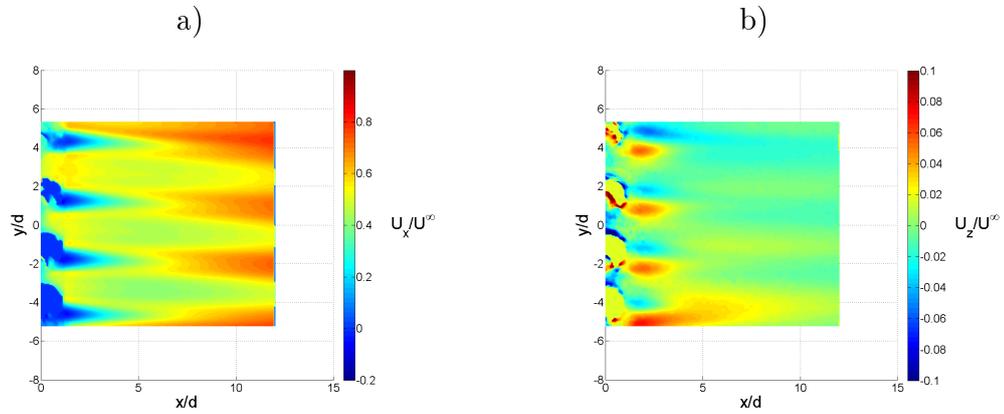


FIGURE 4.9 – Dimensions caractéristiques et configuration du dispositif pour la PIV.

FIGURE 4.10 – Exemple de champ de vitesses longitudinales (a) et transverses (b) dans un plan PIV parallèle à la paroi. Le nombre de Reynolds est de 300 et l'espacement  $\lambda_0$  de  $3d$ .

- $0.5\text{mm}$  pour  $0 < y < 6\text{mm}$ .
- $1\text{mm}$  pour  $7 < y < 12\text{mm}$ .
- puis  $y = 15, 20$  et  $30\text{mm}$ .

Le système à fréquence d'acquisition de  $15\text{Hz}$  est utilisé et décrit dans la section 2.2.2.6. On pourra ainsi obtenir l'écoulement moyen selon les trois dimensions de l'espace pour les composantes longitudinales et transverses qui sont contenues dans les plans à  $y$  constants. On peut observer sur la figure 4.11 un profil bidimensionnel de couche limite ainsi reconstruit pris à  $x/d = 10$  dans le sillage d'une rangée de générateurs de vortex d'espacement  $\lambda_0 = 3d$  pour le nombre de Reynolds  $Re_h = 300$ . Les zones accélérées et décélérées sont conformes au comportement attendu et à la position des zones *inflow* et *outflow* (voir figure 4.8).

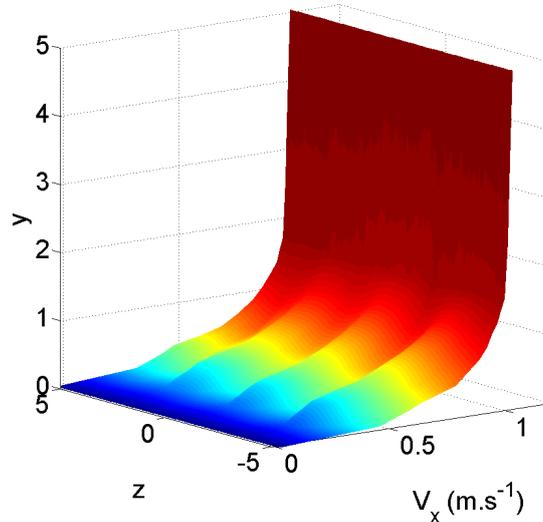


FIGURE 4.11 – Exemple de reconstruction 3D d’une couche limite. Le nombre de Reynolds est  $Re_h = 300$ , l’espacement des générateurs de vortex est de  $\lambda_0 = 3d$ , la position longitudinale est  $x/d = 10$ .

## 4.4 Interaction avec la couche limite : définition des grandeurs mesurées.

Le but de l’étude étant de déterminer des paramètres pertinents permettant de préfigurer l’efficacité d’un générateur de vortex donné en vue du contrôle d’écoulement, différentes grandeurs physiques de l’écoulement ont été étudiées.

### 4.4.1 Épaisseur de couche limite.

On note plusieurs possibilités afin de quantifier l’épaisseur de couche limite. Toutes sont de près ou de loin liées à une distance de la paroi à partir de laquelle l’effet de cette dernière n’est plus ressentie par l’écoulement :

- La première consiste à considérer qu’il s’agit de la distance à partir de laquelle l’écoulement ne *voit* plus la paroi. Concrètement, on utilise la hauteur à partir de laquelle  $U_x$  est égal à 99% de  $U_\infty$ . Cette grandeur est notée  $\delta_{99}$ .
- La seconde est appelée épaisseur de déplacement et notée  $\delta^* = \int_0^\infty \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dy$ . Elle correspond à la distance dont il faudrait déplacer la paroi pour obtenir le même débit que l’écoulement avec un profil plat.
- La troisième correspond à un raisonnement identique à l’obtention de  $\delta^*$  sur la conservation de l’énergie cinétique. On l’appelle épaisseur de quantité de mouvement, elle est notée  $\theta = \int_0^\infty \frac{U}{U_\infty} \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dy$ .

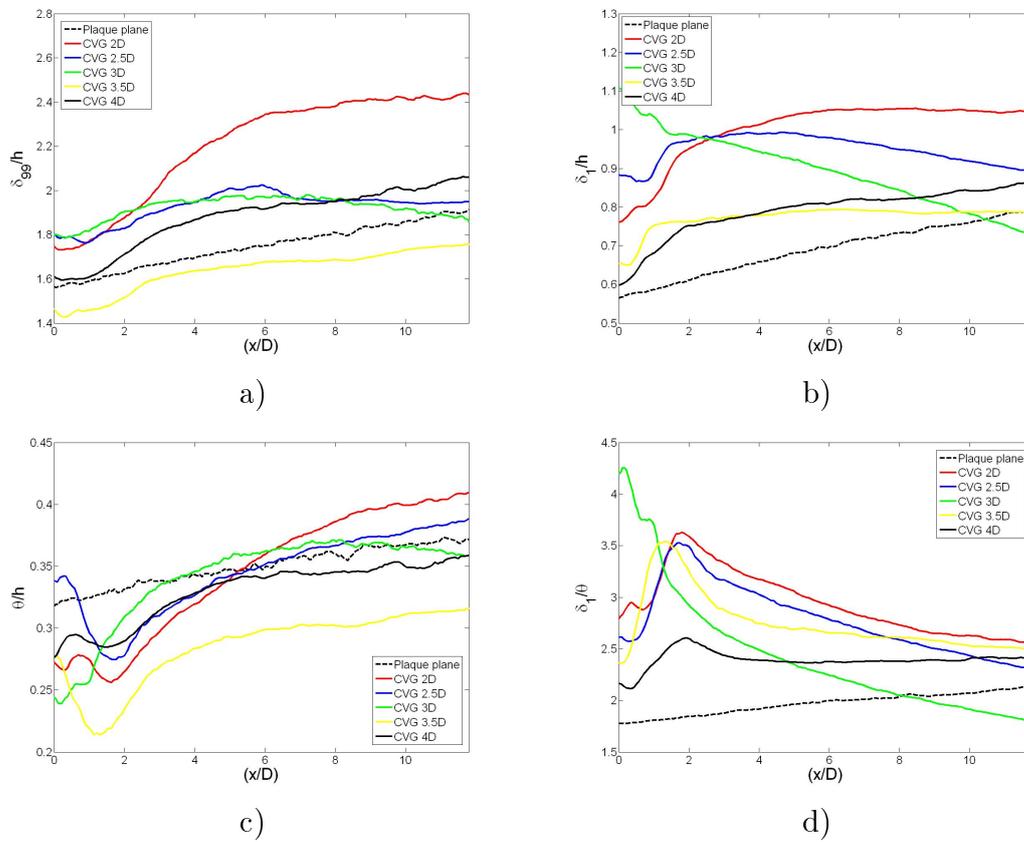


FIGURE 4.12 – Epaisseurs de couche limite

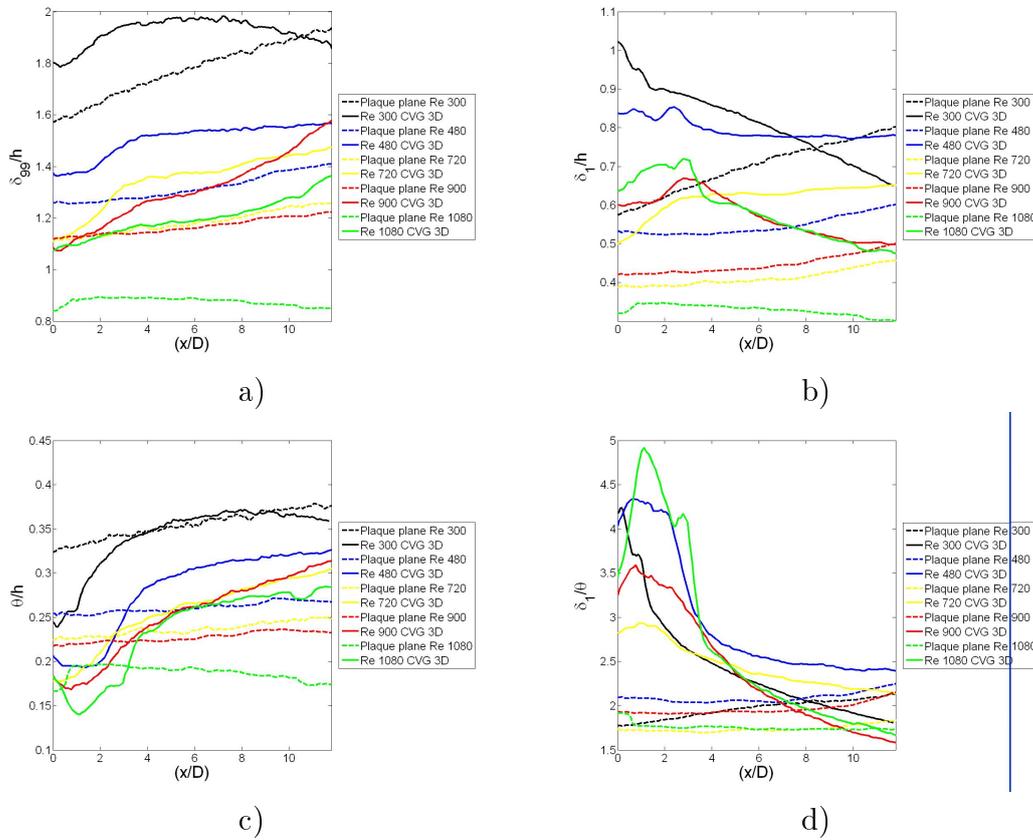


FIGURE 4.13 – Epaisseurs de couche limite

### 4.4.2 Décomposition de l'écoulement.

Si l'épaisseur moyenne de couche limite varie lorsqu'elle est soumise à un forçage, cela veut dire que la réponse au forçage n'est pas harmonique. Il y a donc des effets non-linéaires. On peut donc décomposer l'écoulement en contributions harmoniques et non harmoniques en série de Fourier (equation 4.8). On obtient ensuite l'équation 4.9 en effectuant une moyenne spatiale selon la direction transverse. Toutes les contributions de type  $\exp\left(i k \frac{2\pi}{\lambda(x)} z\right)$  ont une moyenne nulle en dehors du cas  $k = 0$ .

$$U(x, y, z) = U_{base}(x, y) + u_1^*(x, y) \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda_1(x)} z\right) + \dots$$

$$\dots \sum_{k \geq 0, k \neq 1} u_k^*(x, y) \exp\left(i k \frac{2\pi}{\lambda(x)} z\right), \quad (4.8)$$

$$\langle U(x, y, z) \rangle_z = U_{base}(x, y) + u_0^*(x, y), \quad (4.9)$$

On peut alors dire que  $u_0^*(x, y)$  est la modification moyenne de l'écoulement moyen. C'est ce que l'on appelle le mode zéro. Ce terme prend source dans les non-linéarités de l'écoulement, il correspond aux interactions entre les modes de fréquences  $\omega$  et  $-\omega$ . Il est à noter que ce mode est, par définition, homogène dans la direction transverse.

La préhistoire du mode zéro remonte à l'étude par Maurel *et al.* (1995) d'un jet confiné et par Zielinska *et al.* (1997) du sillage d'un cylindre à section circulaire<sup>1</sup> et de rapport d'aspect élevé au point qu'il peut être considéré par un physicien comme bidimensionnel. En ces temps héroïques et malheureusement révolus, Maurel *et al.* (1995) ont exploités l'idée que la modification du champ moyen par les non-linéarités induites par une instabilité provoquent un feed-back sur l'instabilité elle même et en modifie le taux de croissance. En modélisant à la Landau<sup>2</sup> on obtient :

$$\tau_0 \frac{\partial a}{\partial t} = \epsilon(1 + iA) a - g(1 + iB) |a|^2 a \quad (4.10)$$

Dans l'équation 4.10, le terme de gauche traduit l'évolution temporelle d'une perturbation d'amplitude  $a$  sous l'action du terme de droite. Le terme de droite dit que la perturbation évolue proportionnellement à son amplitude avec un taux de croissance (si positif) ou décroissance (si négatif) égal à  $\epsilon$  et oscille à la fréquence  $\epsilon A$  si on s'en tient au terme d'ordre 1. Le terme non linéaire lui est là pour nous signaler que la croissance en amplitude va être muselée (on obtient ceci pour les temps longs en annulant le terme de gauche) et que cela se fera avec un déphasage régulier qui modifie la fréquence.

1. cependant il se murmure dans les milieux autorisés qu'ils auraient pu le faire avec un cylindre de n'importe quelle section.

2. que celui qui n'a jamais rêvé d'accoler son nom à celui de Landau leur jette la première pierre.

Lorsqu'on est proche du seuil,  $a$  est petit et les termes non-linéaires le sont encore plus. On peut donc s'en tenir au terme d'ordre 1. La grande idée apportée par Maurel *et al.* (1995) consiste à factoriser par  $a$  pour pouvoir gérer le système de la même manière quand on s'éloigne du seuil<sup>3</sup>. De fait, l'équation 4.10 devient :

$$\tau_0 \frac{\partial a}{\partial t} = \epsilon \left( (1 + iA) - \frac{g}{\epsilon} \left( 1 + i \frac{B}{\epsilon} \right) |a|^2 \right) a \quad (4.11)$$

$$\tau_0 \frac{\partial a}{\partial t} = \left( \epsilon - \frac{g}{\epsilon} |a|^2 \right) \left( 1 + i \left( A - \frac{B}{\epsilon} \right) \right) a$$

$$\tau_0 \frac{\partial a}{\partial t} = \hat{\epsilon} \left( 1 + i \hat{A} \right) a \quad (4.12)$$

où  $\hat{\epsilon} = \epsilon - \frac{g}{\epsilon} |a|^2$  et  $\hat{A} = A - \frac{B}{\epsilon}$ . Si l'équation reste mathématiquement la même, le point de vue change. On passe de l'interprétation des non-linéarités comme une limitation à de la croissance de l'amplitude à une modification du taux de croissance (pour ne parler que de la partie réelle) *via* le déplacement de l'écoulement de base dans le cadre d'une étude linéaire.

### 4.4.3 Perturbation harmonique.

On appelle perturbation harmonique toute structure de l'écoulement qui répond avec une longueur d'onde  $\lambda$  comparable à la fréquence spatiale de forçage  $\lambda_f$ . Elles sont représentées par le mode  $u_1^*(x, y)$ . Ce mode contient la modulation de la couche limite en zones *inflow* et *outflow* (voir figure 4.6). Cette modulation étant provoquée par la circulation des tourbillons, l'amplitude de ce mode est un bon indicateur du transport de quantité de mouvement dans le plan transverse à l'écoulement au moyen des tourbillons longitudinaux.

#### 4.4.3.1 Mesure du mode harmonique.

Le mode harmonique de la vitesse longitudinale étant dépendant de la modulation transverse de la vitesse longitudinale, sa mesure se base sur la différence entre les profils de vitesse *inflow* et *outflow*. Nous avons mis en oeuvre trois moyens de caractériser ce mode.

Le premier consiste à s'appuyer sur sa définition et à extraire de la transformée de Fourier spatiale du sillage le mode le plus proche de la fréquence de forçage dans la direction transverse ( $E_1$ , équation 4.13). Pour chaque position  $(x, y)$  nous avons donc extrait le profil de vitesse longitudinal  $U_x$  et transversal  $U_z$  afin d'en calculer le spectre fréquentiel spatial. Nous avons isolé le pic de longueur d'onde  $\lambda_1$  qui est le plus proche de la longueur d'onde de forçage  $\lambda_0$  et pouvons ainsi extraire l'énergie

3. Oui, cela à l'air bête comme choux mais il fallait y penser avant eux.

4. prononcer *epsilon sombrero*. Avec un accent argentin si possible.

contenu dans ce mode pour chaque position considérée. Concrètement, nous avons utilisé 2048 points d'échantillonnages qui nous donne un rapport  $\frac{N_{ech}}{N_{samples}}$  de plus de 10 qui est suffisant pour obtenir un taux d'erreur moyen sur l'amplitude du mode inférieure à 2% (voir figure 3.12).

$$E_1(x) = \text{Max}_{y=0..h} \left( \int_{-\infty}^{\infty} U(x, y, z) e^{-i\frac{2\pi}{\lambda_1} z} dz \times \int_{-\infty}^{\infty} U(x, y, z) e^{i\frac{2\pi}{\lambda_1} z} dz \right) \quad (4.13)$$

Le second consiste à mesurer la valeur absolue du maximum de la différence d'amplitude entre les profils verticaux de vitesse longitudinale *inflow* et *outflow* ( $I_1$ , équation 4.14, illustré sur la figure 4.14).

$$I_1(x) = \frac{1}{2h} \int_0^h |U_{inflow}(x, y) - U_{outflow}(x, y)|^2 dy \quad (4.14)$$

La troisième consiste à mesurer l'aire formée par la différence des profils verticaux de vitesse longitudinale *inflow* et *outflow* ( $M_1$ , équation 4.15, illustré sur la figure 4.14).

$$M_1(x) = \frac{1}{2} \text{Max}_{y=0..h} (|U_{inflow}(x, y) - U_{outflow}(x, y)|^2) \quad (4.15)$$

Si on discute *a priori* des forces et faiblesses comparées de ces trois mesures, on peut noter que seule la transformée de Fourier assure de mesurer une quantité à moyenne nulle et représentative du seul mode harmonique. Le calcul de l'intégrale s'appuyant uniquement sur les profils *inflow* et *outflow*, la contributions de tous les modes est prise en compte, la même remarque s'applique à la mesure du maximum.

#### 4.4.3.2 Evolution de l'amplitude du mode harmonique.

*A posteriori*, la figure 4.15 nous enseigne que le comportement des trois grandeurs est très similaire. Pour un cas donné (ici le Reynolds basé sur le hauteur des cylindres est de 300 et l'espacement  $\lambda_0$  de  $3d$ ) on note que les trois grandeurs retranscrivent à l'identique le comportement de la modulation transverse de la couche limite, ce qui plaide pour un mode harmonique fort devant les harmoniques supérieurs. Dans un premier temps la modulation est non-nulle, sous l'effet du proche sillage des cylindres où les zones de recirculation ont un effet dominant (voir figure 4.21). L'écoulement est alors accéléré entre deux cylindres par effet *Venturi* du à la conservation du débit à travers une section réduite par la présence des cylindres. Par contre, dans le sillage direct des cylindres l'écoulement est ralenti, et même inversé au début, sous l'effet des zones de recirculation. Cette première modulation voit son intensité décroître et même s'annuler rapidement sous l'effet du mélange provoqué par les tourbillons longitudinaux. Ensuite, une nouvelle modulation croît, toujours sous l'effet de ces même tourbillons.

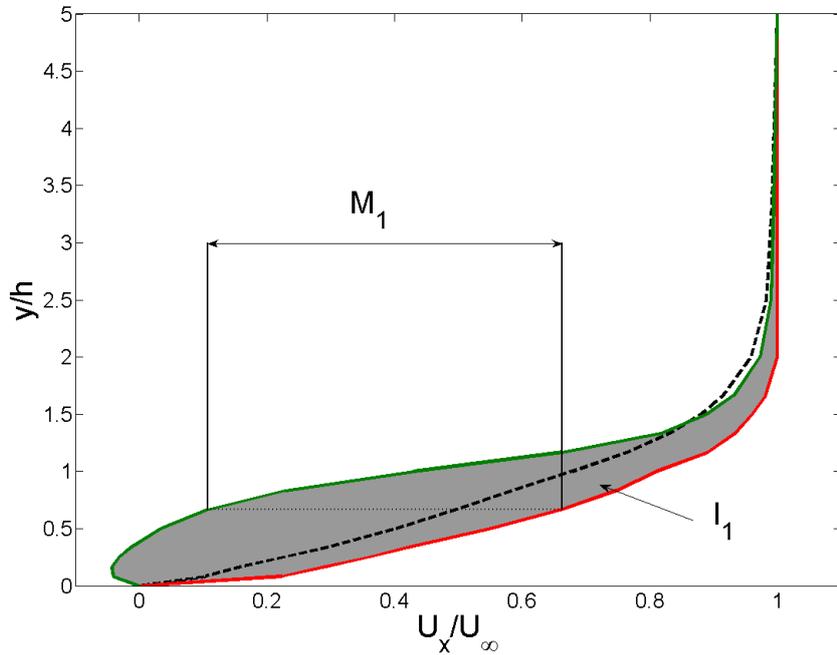


FIGURE 4.14 – Schéma de la mesure de  $I_1$  et  $M_1$  sur deux profils de vitesse *inflow* et *outflow*.

Si on se réfère à la figure 4.10 on s'aperçoit que cette modulation est en opposition de phase avec la précédente. Dans les coupes longitudinales où l'écoulement était ralenti, c'est à dire dans le sillage direct d'un générateur de vortex, on se retrouve dans une zone *inflow* où l'écoulement est accéléré par la vorticité longitudinale, tandis que là où l'écoulement était accéléré, on se retrouve dans une zone *outflow* où l'écoulement est ralenti.

Ces deux modulations, l'une en proche sillage et l'autre en sillage plus lointain sont de phases opposées, ce qui conduit à l'existence d'un minimum pour ces valeurs. La position de ce minimum est noté  $L_{Reorg}$  et est appelée longueur de réorganisation. Cette distance servira à discriminer le sillage proche des GVs où les cylindres ont une action locale, et le sillage plus lointain où l'action des tourbillons longitudinaux est prépondérante. Nous décidons d'utiliser la grandeur  $E_1$  afin de caractériser le mode harmonique, puisque le plus juste par construction.

L'analyse faite sur la vitesse longitudinale peut être étendue à la vitesse transverse. On peut donc mesurer une seconde énergie relative à la perturbation harmonique. On différencie  $E_{1x}$  énergie de la perturbation harmonique de la vitesse longitudinale et  $E_{1z}$  énergie de la perturbation harmonique de la vitesse transversale. Sur la figure 4.16 se trouve reportée l'évolution longitudinale de l'amplitude des modes harmoniques longitudinaux et transverses. On remarque que la perturbation transverse

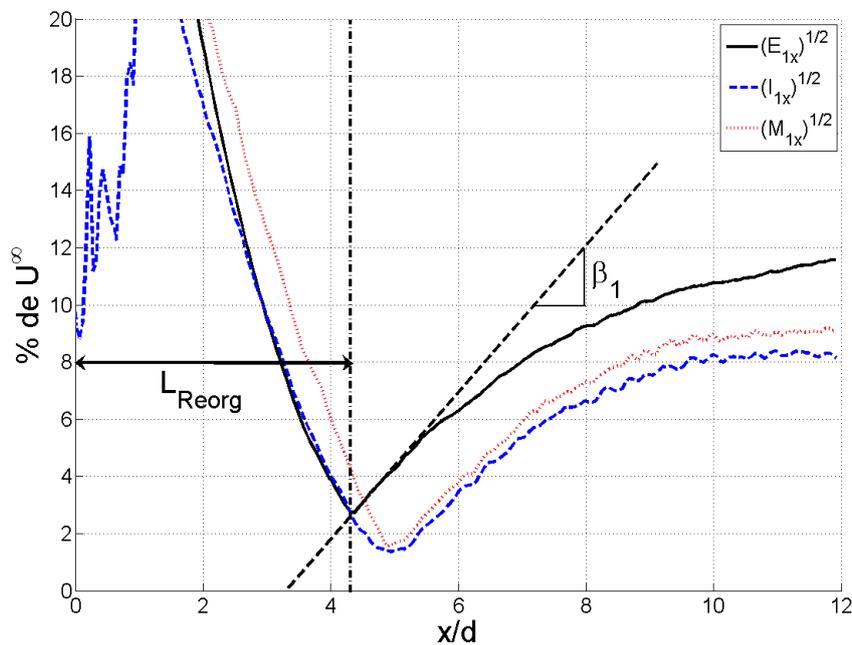


FIGURE 4.15 – Evolution longitudinale de l'amplitude du mode harmonique pour les trois modes de mesure sélectionnés. Le nombre de Reynolds est de  $Re = 300$  et l'espacement  $\lambda_0 = 3d$ . Le centre des cylindres est à la position longitudinale  $\frac{x}{d} = 0$ . On note que si les valeurs ne sont pas identiques, le comportement est très largement similaire.

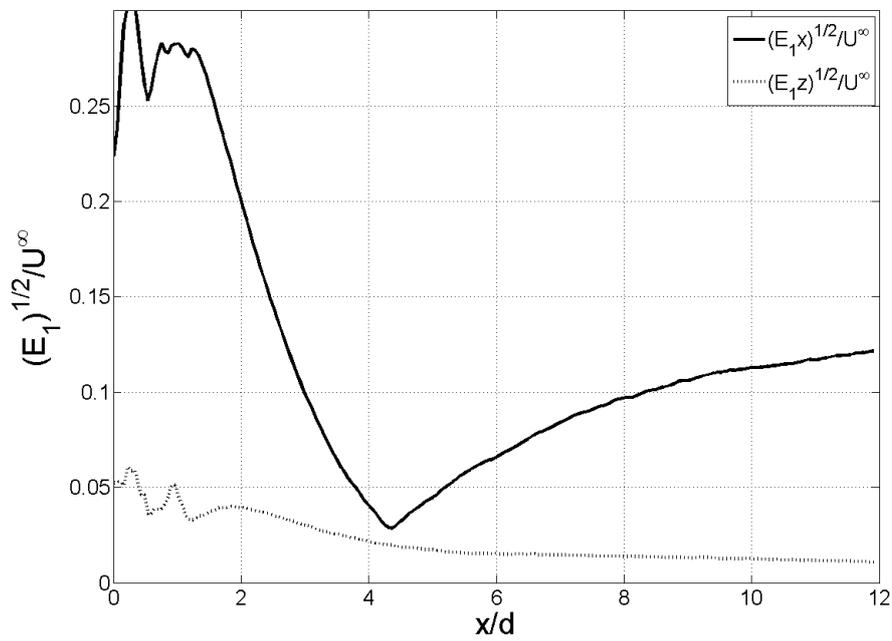


FIGURE 4.16 – Évolution spatiale de l'amplitude des modes harmoniques longitudinaux  $\sqrt{E_{1x}}$  et transversaux  $\sqrt{E_{1z}}$  pour le cas à Reynolds 300 et  $\lambda_0 = 3d$ . On note que le mode transverse ne montre pas l'existence de la longueur de réorganisation  $L_{Reorg}$ . Dans le sillage lointain, la perturbation longitudinale a une amplitude environ dix fois plus élevée que celle du mode transverse.

ne montre pas l'existence d'une longueur de réorganisation et que son amplitude est environ dix fois plus faible que celle de la perturbation longitudinale. Si on cherche à traduire ces deux composantes de la perturbation harmonique en termes de phénomènes physiques, la perturbation transversale est directement reliée à la vorticité longitudinale. C'est la trace laissée par les tourbillons longitudinaux. La perturbation longitudinale, elle est reliée à la stratification transverse de l'écoulement en zones de hautes et basses vitesses.

#### 4.4.3.3 Évolution de la fréquence spatiale.

En plus de l'amplitude de ce mode, il convient de s'intéresser à la mesure de sa fréquence spatiale, à comparer avec la fréquence de forçage. Cette dernière est obtenue au moyen de la transformée de Fourier spatiale transverse de la vitesse longitudinale du sillage. L'algorithme de détection de pic est basé sur la recherche des changements de pente du signal de positif à négatif. On suit ensuite le pic qui était initialement à la distance longitudinale  $x = 0$  à la longueur d'onde  $\lambda = \lambda_0$ .

Sur la figure 4.17 est reportée l'évolution longitudinale de la fréquence spatiale du premier mode de Fourier de la vitesse longitudinale pour le cas d'un nombre de Reynolds de 300 avec un espacement de  $3d$ . On note tout d'abord que le rapport  $\frac{\lambda}{d}$  reste proche de 1 avec une évolution lente mais réelle vers un élargissement du sillage. On peut y voir une discontinuité nette qui correspond au moment où l'écoulement se *réorganise*. Il s'agit d'une autre façon de mesurer la longueur de réorganisation  $L_{Reorg}$ .

#### 4.4.3.4 Définition des grandeurs mesurées sur le mode harmonique.

A partir de l'évolution spatiale du mode harmonique, nous pouvons définir plusieurs grandeurs pertinentes comme illustré sur la figure 4.18. Les grandeurs intéressantes dans le cadre de l'étude du mode harmonique sont :

- Le taux de croissance spatial transitoire de l'amplitude du mode harmonique  $\beta_1$  au delà de  $L_{Reorg}$ .
- La longueur définissant le passage de la modulation *sillage proche* à la modulation *sillage lointain*. Celle ci est définie par le minimum local de l'énergie du mode harmonique ainsi que la divergence de la longueur d'onde. Cette longueur de réorganisation est notée  $L_{Reorg}$ .
- La position du maximum d'énergie du mode harmonique donnant une idée de la persistance de ces tourbillons. Cette distance est notée  $L_{Max}$ . Cette longueur correspond à une longueur de corrélation des tourbillons longitudinaux.
- La valeur du maximum de l'amplitude du mode harmonique  $A_{Max}$ .

Ces trois<sup>5</sup> grandeurs sont reportées sur la figure 4.18.

---

5. Un lecteur attentif aura noté qu'à l'instar des trois mousquetaires, elles sont quatre.

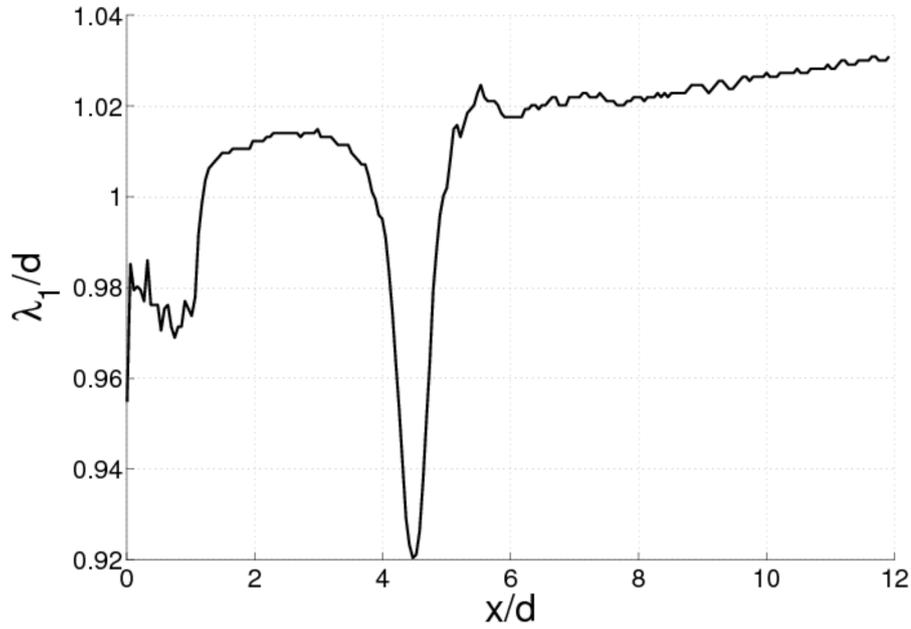


FIGURE 4.17 – Évolution longitudinale de la fréquence spatiale du mode harmonique obtenu par transformée de Fourier pour un nombre de Reynolds de 300 et un espacement de  $3d$ . Le centre des cylindres est à la position longitudinale  $\frac{x}{d} = 0$ .

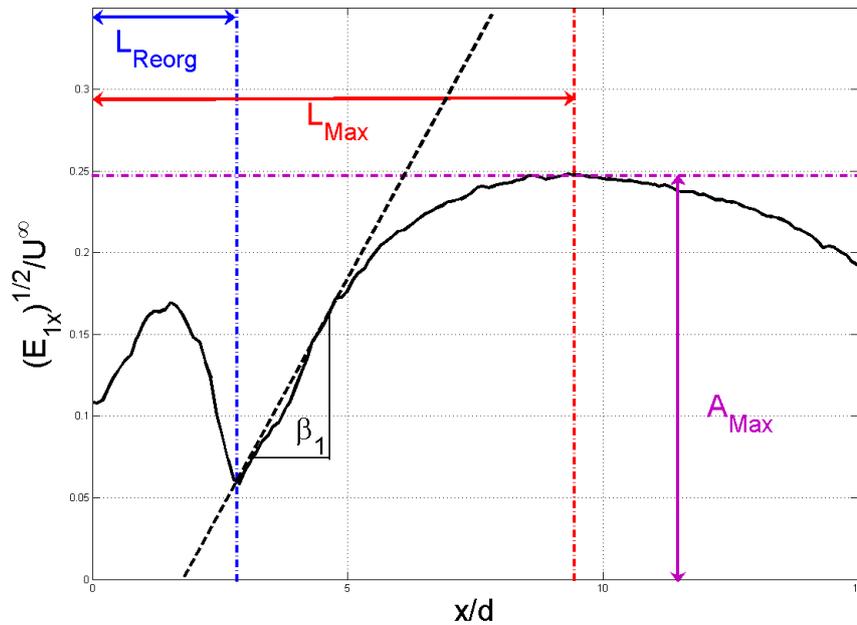


FIGURE 4.18 – Définition des grandeurs caractéristiques définies à partir de la mesure du mode harmonique de la vitesse longitudinale.

#### 4.4.4 Le mode zéro.

Si l'étude de la modulation de la couche limite semble être le principal point à aborder dans le cadre de l'étude de l'interaction entre des tourbillons longitudinaux et une couche limite, plusieurs points (épaisseur de couche limite, évolution de la longueur d'onde) laissent à penser que les modes non harmoniques de l'écoulement ont un rôle à jouer. L'effet principal noté est la modification moyenne de l'écoulement moyen. Selon l'équation 4.9, le mode responsable de ces modifications est le mode zéro. Ce mode, homogène dans la direction transverse, indique par sa valeur quel est l'effet moyen des générateurs de vortex sur l'écoulement moyen de base. Afin de mesurer le mode zéro, on retranche à l'écoulement moyenné dans le temps et selon la direction transverse l'écoulement de base conformément à l'équation 4.9. On obtient ainsi pour chaque position longitudinale un profil vertical  $u_0^*(y)$ .

##### 4.4.4.1 Evolution spatiale du mode zéro.

La figure 4.19 montre les profils verticaux du mode zéro dans le cas d'un nombre de Reynolds de 300 associé à un espacement de  $3d$ . Dans le proche sillage des CVGs, on observe que le bilan net sur l'écoulement moyen des générateurs de vortex est une décélération de la couche limite. Cela est sans nul doute dû aux zones de recirculations présentes dans le sillage proche des CVGs. Plus on s'éloigne dans le sillage, plus les non-linéarités liées aux tourbillons longitudinaux vont venir réduire ce déficit de vitesse, pour enfin accélérer la couche limite autour d'une distance longitudinale de  $\frac{x}{d} \approx 10$ . Ce résultat amène deux conclusions importantes :

- Il y a une croissance spatiale du mode zéro.
- Il peut exister une distance longitudinale limite à partir de laquelle l'effet des générateurs de vortex sur l'écoulement moyen est inversé par rapport à ce qui était présent dans le sillage proche. Cet effet est essentiellement dû à la compétition entre la modulation induite par les zones de recirculation individuelles des générateurs de vortex et la modulation créée par les tourbillons longitudinaux. La longueur d'inversion doit donc être spécifique aux générateurs de vortex de type *bluff-body* et ne doit pas être présente avec des générateurs de vortex de type ailettes par exemple.

##### 4.4.4.2 Définition des grandeurs mesurées sur le mode zéro.

Afin de mesurer des grandeurs quantitatives sur le mode zéro, nous allons nous intéresser à son effet intégral sur la hauteur de la couche limite. Nous introduisons donc la grandeur  $I_0$  définie par :

$$I_0 = \int_0^{\infty} u_0^*(x, y) dy \quad (4.16)$$

La valeur de cette intégrale renseigne de façon quantitative sur l'accélération ou la décélération de l'écoulement moyen dues aux non-linéarités. A partir de cette grandeur il est ainsi possible de quantifier le taux de croissance  $\beta_0$  du mode zéro

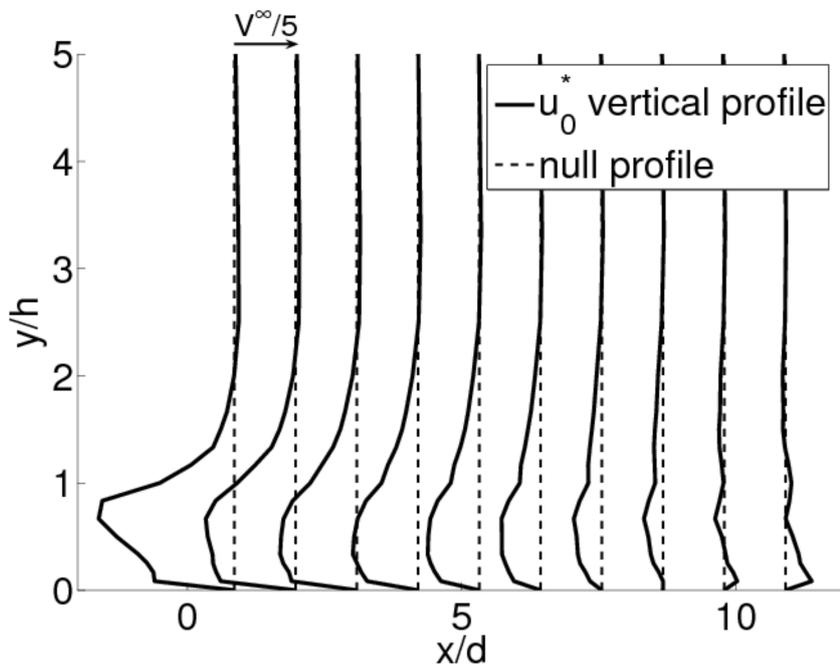


FIGURE 4.19 – Évolution longitudinale des profils verticaux du mode zéro. Le nombre de Reynolds est de 300 et l'espacement de 3 diamètres. Le centre des cylindres est à la position longitudinale  $\frac{x}{d} = 0$ . On définit ici  $\beta_0$  qui est le taux de croissance linéaire du mode zéro et  $L_{inv}$  qui est la position longitudinale à laquelle la couche limite passe de l'état *globalement décélérée* à *globalement accélérée*.

ainsi que l'éventuelle longueur d'inversion  $L_{inv}$  à laquelle il y a inversion entre un régime où la couche limite moyenne est décélérée et un régime où elle est accélérée. Ces deux grandeurs sont reportées sur la figure 4.20 pour le cas d'un nombre de Reynolds de 300 et d'un espacement de  $3d$ . Cette grandeur est, de façon évidente, importante dans le cadre des écoulements décollés, puisque l'on considère qu'une couche limite accélérée résistera mieux à un gradient de pression adverse.

Nous pouvons noter que  $I_0$  est mathématiquement identique à la moyenne transverse des différence des épaisseurs de déplacement des écoulements contrôlés  $\delta_c^*$  et non contrôlés  $\delta_{nc}^*$  :

$$\begin{aligned}
 \langle \delta_{nc}^* - \delta_c^* \rangle_z &= \left\langle \int_0^\infty \left( 1 - \frac{U_b}{U^\infty} \right) - \left( 1 - \frac{U}{U^\infty} \right) dy \right\rangle_z \\
 &= \left\langle \int_0^\infty \frac{U - U_b}{U^\infty} dy \right\rangle_z \\
 &= \int_0^\infty \left\langle \frac{U - U_b}{U^\infty} \right\rangle_z dy \\
 &= \int_0^\infty u_0^* dy \\
 \langle \delta_{nc}^* - \delta_c^* \rangle_z &= I_0 \tag{4.17}
 \end{aligned}$$

Nous pouvons revenir à la traduction de l'épaisseur de déplacement : il s'agit de la distance dont il faudrait déplacer la paroi pour obtenir un écoulement inviscide de vitesse  $U^\infty$  et de débit identique. Ainsi, nous pouvons déduire que  $I_0$  mesure le gain algébrique de débit obtenu au sein de la couche limite sous l'action des générateurs de vortex.

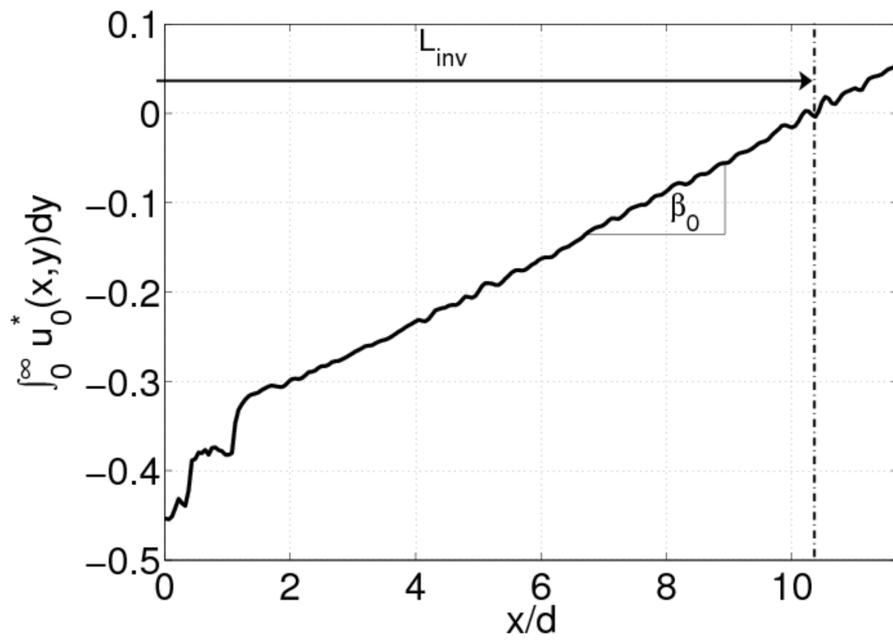


FIGURE 4.20 – Évolution longitudinale des profils verticaux du mode zéro. Le nombre de Reynolds est de 300 et l'espacement de 3 diamètres. Le centre des cylindres est à la position longitudinale  $\frac{x}{d} = 0$ .

#### 4.4.5 Récapitulatif des paramètres et grandeurs étudiées.

Symbole	Définition	Dépendance	Commentaire et obtention
<b>Paramètres</b>			
$Re$	Nombre de Reynolds	Constante	Fixé par l'expérimentateur
$\lambda_0$	Espacement des VGs	Constante	Fixé par l'expérimentateur
<b>Grandeurs globales</b>			
$\delta_{99}$	Épaisseur de couche limite	$x, z$	Calculée telle que $U_x(\delta_{99} = 0.99U_\infty$
$\delta^*$	Épaisseur de déplacement	$x, z$	$\int_0^\infty 1 - \frac{U_x(y)}{U_\infty} dy$
$\theta$	Épaisseur de quantité de mouvement	$x, z$	$\int_0^\infty \frac{U_x(y)}{U_\infty} \left(1 - \frac{U_x(y)}{U_\infty}\right) dy$
$L_{Rec}$	Longueur de recirculation	Intrinsèque	Mesurée derrière les VGs centraux
<b>Grandeurs calculées sur le mode harmonique</b>			
$\lambda$	Longueur d'onde de la perturbation	$x$	Calculée par FFT
$E_1$	Énergie de la perturbation harmonique	$x$	Calculée par FFT
$I_1$	Énergie de la perturbation harmonique	$x$	Intégrale du carré de la différence des profils <i>inflow</i> et <i>outflow</i>
$M_1$	Énergie de la perturbation harmonique	$x$	Maximum du carré de la différence des profils <i>inflow</i> et <i>outflow</i>
$L_{Reorg}$	Longueur de réorganisation	Intrinsèque	Minimum de $E_1, I_1, M_1$ , divergence de $\lambda$
$A_{Max}$	Maximum de l'amplitude de la perturbation harmonique	Intrinsèque	Maximum de $I_1$ après $L_{Reorg}$
$\beta_1$	Taux de croissance linéaire de la perturbation harmonique	Intrinsèque	Pente maximale de $I_1$ après $L_{Reorg}$
<b>Grandeurs calculées sur le mode zéro</b>			
$u_0^*$	Amplitude du mode zéro	$x, z$	$\langle U \rangle_z - U_{base}$
$I_0$	Intégrale du mode zéro	$x$	$\int u_0^* dy$
$\beta_0$	taux de croissance linéaire du mode zéro	Intrinsèque	Pente maximale de $I_0$ après $L_{Rec}$
$L_{inv}$	Longueur d'inversion	Intrinsèque	Changement de signe de $I_0$

TABLE 4.4 – Récapitulatif des paramètres et grandeurs étudiées.

## 4.5 Influence de la longueur d'onde de forçage spatial.

### 4.5.1 Modification de la couche limite par des rangées de CVGs d'espacement différents.

Afin de déterminer la pertinence des grandeurs choisies pour évaluer l'efficacité d'une rangée de générateurs de vortex, une étude paramétrique a été menée.

A un nombre de Reynolds de 300, basé sur la hauteur des cylindres l'espacement est changé de  $2d$  à  $4d$  par pas de  $0.5d$ . Les champs des vitesses longitudinale et transverses dans le plan horizontal  $xz$  sont présentés pour une hauteur de  $y = h/2$  pour la vitesse longitudinale (figure 4.21) et  $y = h/3$  pour la vitesse transverse (figure 4.22). On remarque que les champs de la vitesse longitudinale ont tous les mêmes éléments caractéristiques, quelque soit l'espacement  $\lambda_0$  entre les générateurs de vortex :

- Une zone de recirculation qui s'étend jusqu'à  $3d$  au maximum.
- Une première modulation de la couche limite avec une zone de basse vitesse dans le sillage direct des générateurs de vortex sous l'effet des zones de recirculation et des zones accélérées entre deux générateurs de vortex.
- Une seconde modulation de la couche limite sous l'effet des tourbillons longitudinaux, et une organisation en zones *inflow* dans le sillage direct des générateurs de vortex et *outflow* entre deux générateurs de vortex.

On note cependant que selon l'espacement entre les générateurs de vortex, l'interaction entre les sillages individuels de chaque générateur de vortex évolue. Dans la configuration avec un espacement de  $4d$ , l'interaction est faible et l'on se trouve proche du cas du générateur de vortex isolé. A l'opposé, dans le cas d'un espacement de  $2d$ , l'interaction entre les sillages est telle que l'écoulement montre une forte tendance à vouloir éviter la rangée de générateur de vortex.

Les coupes sur la vitesse transverse montre le même type de comportement. Les vitesses relatives aux extrémités de la rangée de GV sont d'autant plus élevées en valeur absolue que l'espacement est faible, ce qui montre un fort contournement global de la rangée de GV par l'écoulement. Ces coupes renseignent également sur la structure de la zone de recirculation derrière un cylindre qui est découpée en deux zones à rotation opposée. On remarque également que le centre des zones de hautes et basses vitesses sont en fait les lignes à vitesse transverse nulle. Les modulations de  $U_x$  et  $U_y$  sont en quadrature de phase. Il est à noter qu'une inversion de phase est également visible sur la vitesse transverse, mais que celle-ci s'effectue très exactement à la limite aval de la zone de recirculation des cylindres. Si on raisonne en termes de tourbillons longitudinaux, les lignes à vitesse transverse nulle sont les lignes où deux tourbillons longitudinaux côte à côte, donc contrarotatifs, ont une influence égale.

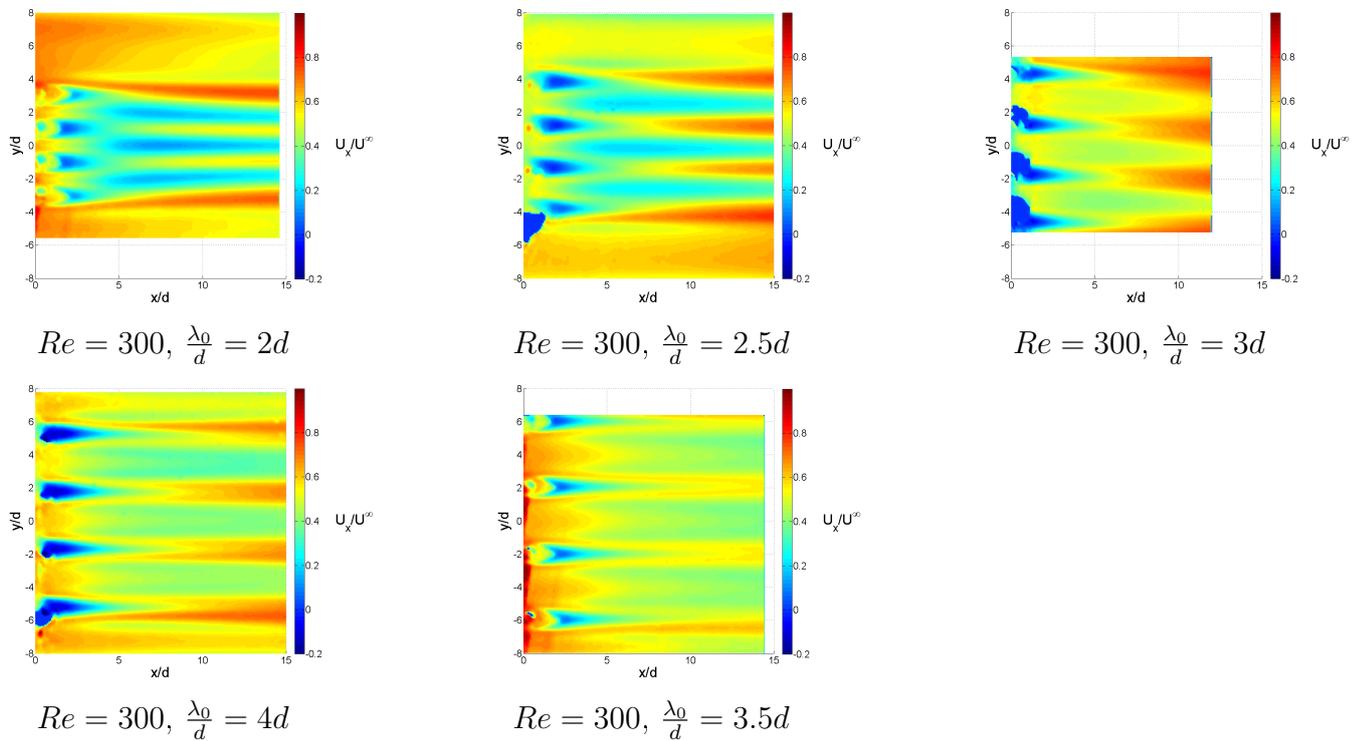


FIGURE 4.21 – Plans PIV de la vitesse longitudinale pour les espacements de 2, 2.5, 3, 3.5 et  $4d$  à un nombre de Reynolds de 300. Les plans sont pris à  $y/h = 0.5$ .

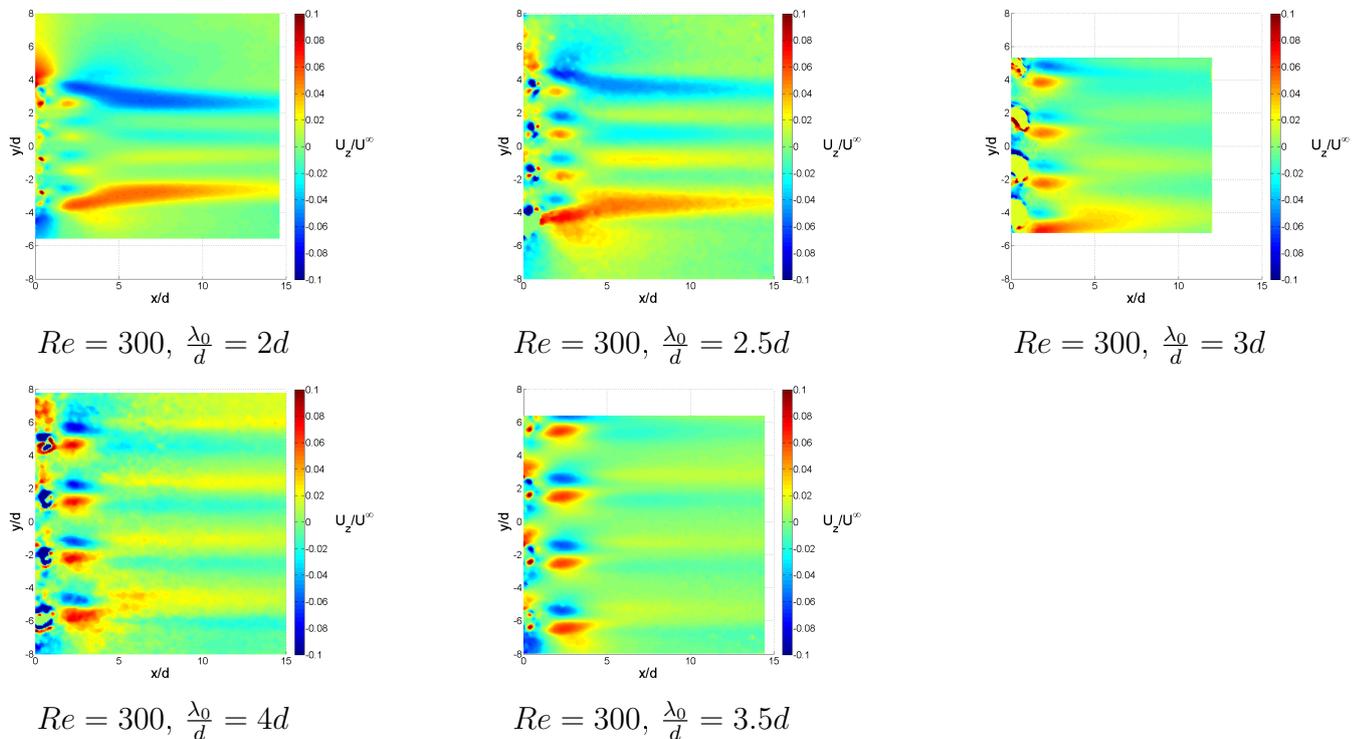


FIGURE 4.22 – Plans PIV de la vitesse transverse pour les espacements de 2, 2.5, 3, 3.5 et  $4d$  à un nombre de Reynolds de 300. Les plans sont pris à  $y/h = 1/3$ .

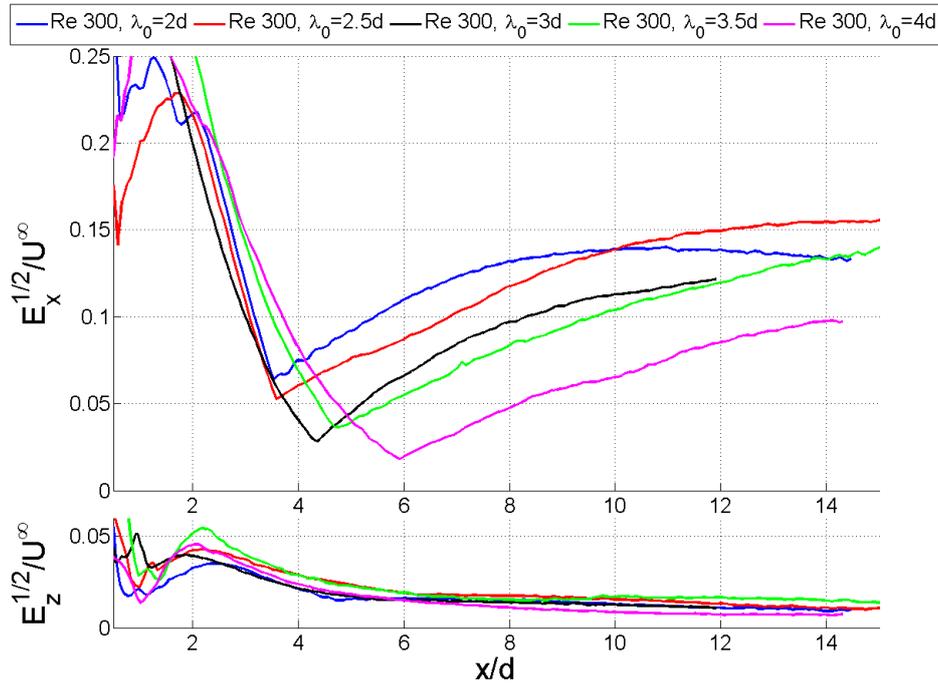


FIGURE 4.23 – Evolution longitudinale de l'amplitude du mode harmonique en fonction de l'espacement à un nombre de Reynolds de 300. On note que les espacements les plus faibles favorisent ce mode à partir de l'espacement de  $3d$  l'intensité de la modulation chute brutalement dans le sillage lointain.

### 4.5.2 Perturbation harmonique.

La figure 4.23 montre l'évolution longitudinale de l'amplitude  $u_{x1}^*$  et  $u_{z1}^*$  du mode harmonique pour différents espacements  $\lambda_0$  pour un nombre de Reynolds de 300. Comme attendu, on observe deux modulations pour la longueur d'onde harmonique de la vitesse longitudinale mais avec une phase opposée. La première modulation est due aux zones de recirculations provoquées par les générateurs de vortex. La seconde modulation, dans le sillage plus lointain est, elle, une conséquence des tourbillons contrarotatifs longitudinaux qui organisent l'écoulement en zones *inflow* et *outflow* ou stries. Comme la première modulation est attachée aux cylindres, elle a une durée de vie spatiale de l'ordre de la longueur de recirculation. Les phases étant opposées et la première modulation étant dissipée avant la seconde, il est inévitable qu'il existe un point sur l'axe longitudinal où les amplitudes des deux modulations sont égales impliquant que l'amplitude totale de la modulation harmonique s'annule.

On note les comportements différents des modulations des vitesses longitudinales et transversales. En effet la modulation transverse ne traduit pas l'existence des stries de vitesse longitudinale mais celle des tourbillons longitudinaux qui provoquent une vitesse transverse. L'énergie de cette perturbation décroît exponentiellement avec

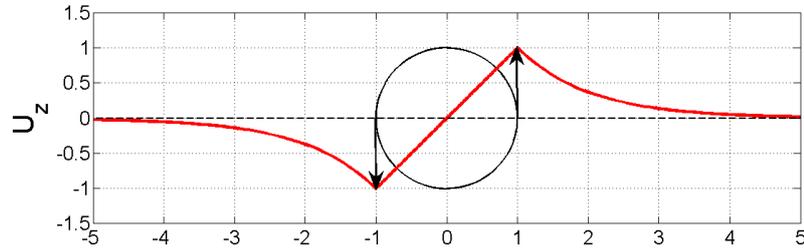


FIGURE 4.24 – Vitesse transverse sur l’axe de symmétrie vertical induit par un tourbillon longitudinal modélisé par un patch circulaire de vorticité constante ( $\Omega = 1$  dans le cercle, le sens de rotation est indiqué par les flèches.)

la distance une fois que l’on se trouve dans le sillage lointain. Il est à noter que la perturbation longitudinale a une intensité dix fois plus élevée que celle de la perturbation transverse. On note également que l’intensité des stries continue de croître alors que celle des tourbillons longitudinaux décroît.

Sur les figures 4.25 à 4.29 se trouve reportée l’amplitude des modes longitudinaux et transverses en fonction de  $x$  et  $y$  ainsi que quelques profils des modes  $u_{x1}^*$  et  $u_{z1}^*$  répartis selon l’axe  $x$ . La structure de ces modes est inchangée en fonction de l’espacement, seule les amplitudes relatives des différentes structures varie.

En ce qui concerne la vitesse longitudinale, les stries forment un profil dont l’amplitude est répartie sur une hauteur de l’ordre de celle des GVs. Le maximum de ce profil est comprise entre  $h/2$  et  $h$ . On note que le profil diffuse au fur et à mesure que  $x$  croît et que la valeur du maximum est néanmoins soumise à une croissance transitoire spatiale.

La perturbation transverse montre un profil à deux maximums locaux. En effet dans une coupe à  $x$  constant, le tourbillon provoque une vitesse transverse dans un sens au niveau de la paroi, dans l’autre sens aux altitudes plus élevées (voir figure 4.24) et nulle entre deux. Ce qui provoque deux modulation aux phases opposées et une modulation nulle à l’altitude où se situe le centre du tourbillon. L’écart énergétique entre ces deux modulations est tout d’abord en faveur de la modulation supérieure, puisqu’elle s’appuie sur les strates les plus élevées de la couche limite. Au fur et à mesure que les tourbillons travaillent, la quantité de mouvement contenue dans les strates inférieures de l’écoulement croît et donc la modulation inférieure voit également son énergie croître en conséquence.

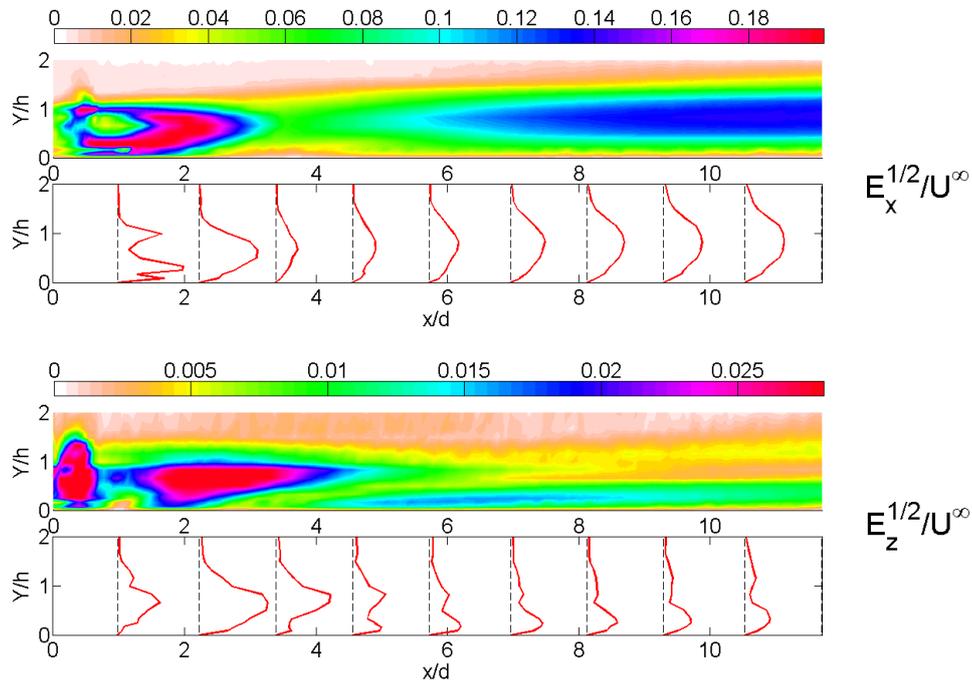


FIGURE 4.25 – Perturbations harmoniques des vitesses longitudinale et transverses pour un nombre de Reynolds de 300 et un espacement de  $2d$ .

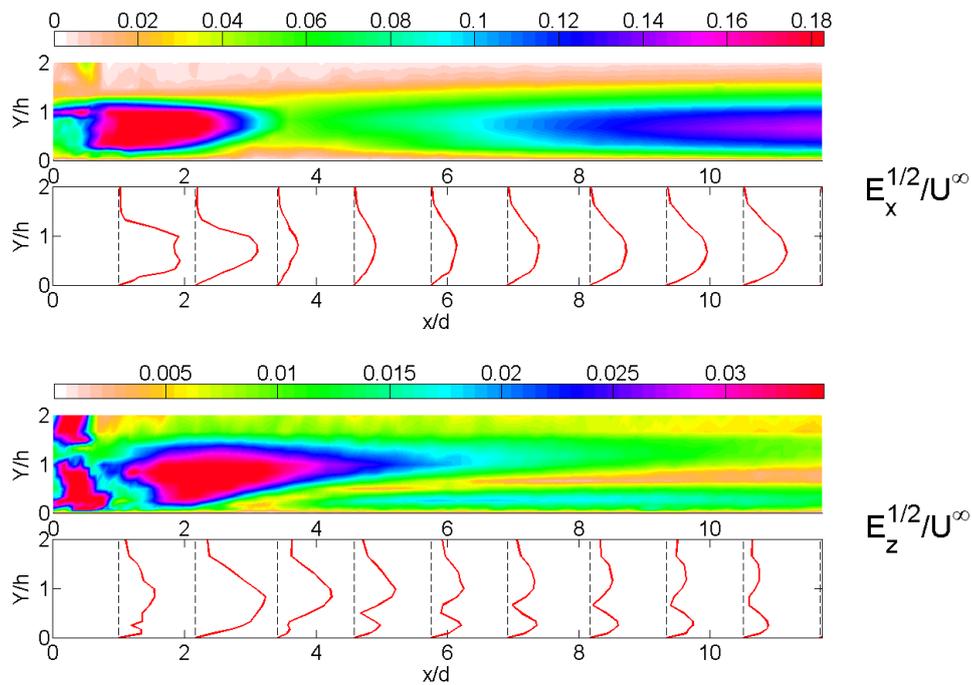


FIGURE 4.26 – Perturbations harmoniques des vitesses longitudinale et transverses pour un nombre de Reynolds de 300 et un espacement de  $2.5d$ .

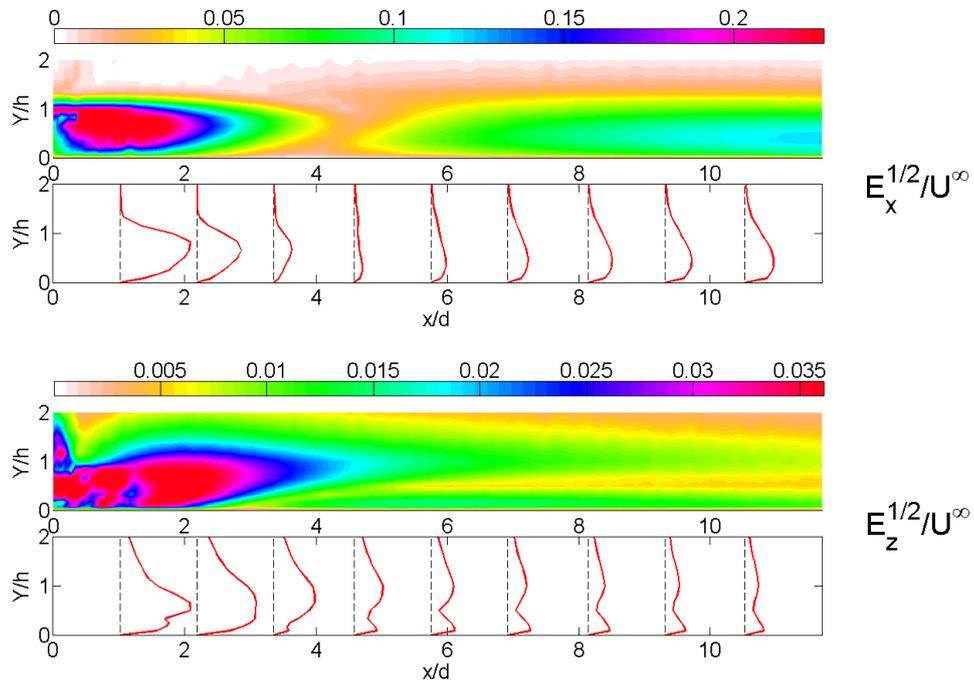


FIGURE 4.27 – Perturbations harmoniques des vitesses longitudinale et transverses pour un nombre de Reynolds de 300 et un espacement de  $3d$ .

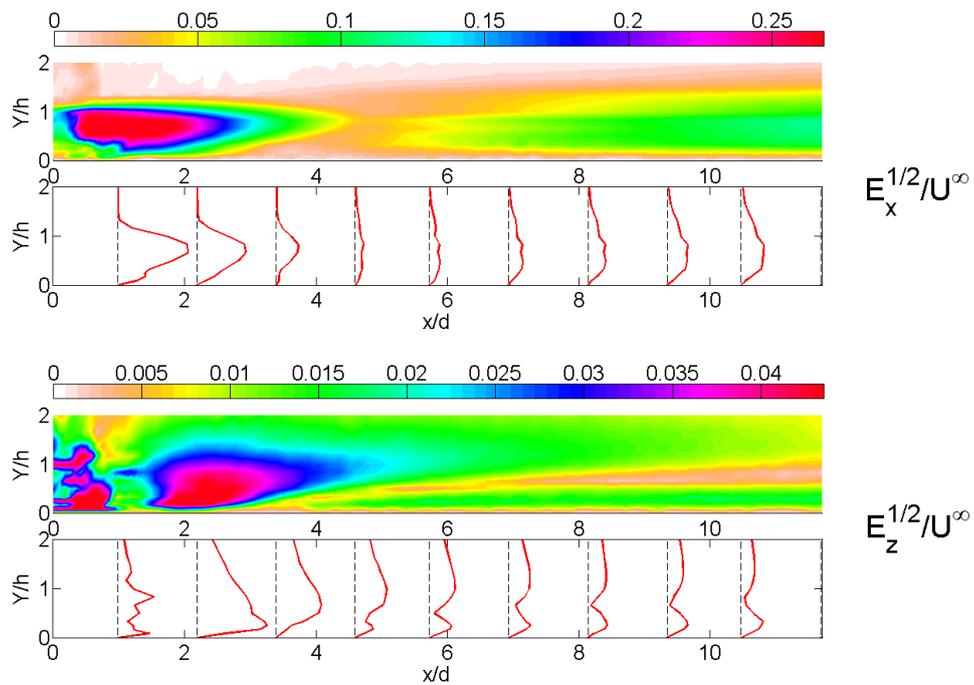


FIGURE 4.28 – Perturbations harmoniques des vitesses longitudinale et transverses pour un nombre de Reynolds de 300 et un espacement de  $3.5d$ .

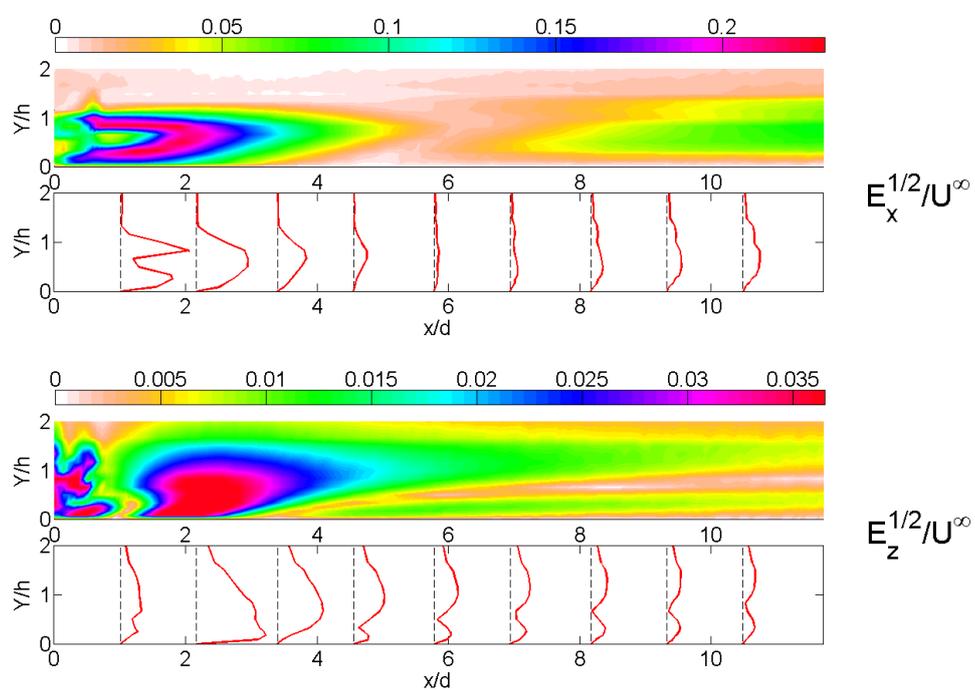


FIGURE 4.29 – Perturbations harmoniques des vitesses longitudinale et transverses pour un nombre de Reynolds de 300 et un espacement de  $4d$ .

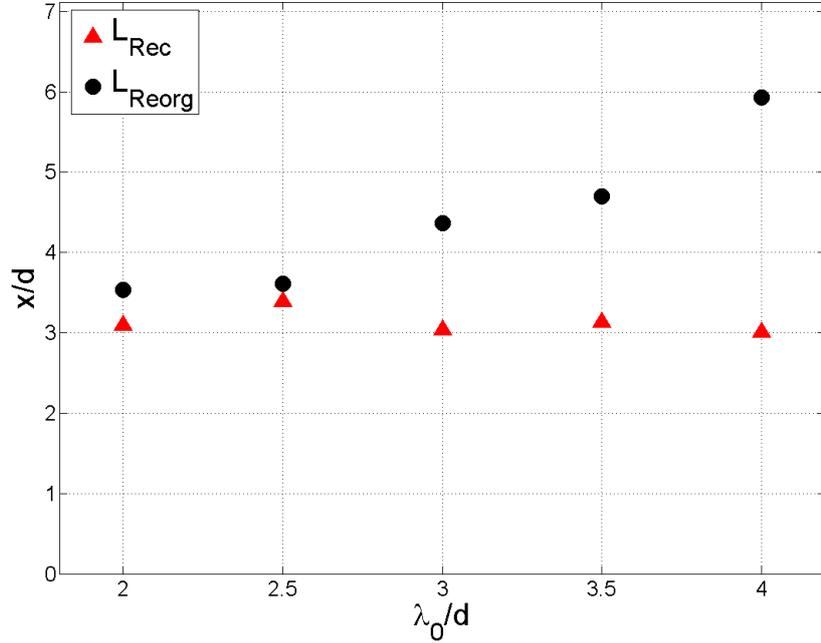


FIGURE 4.30 – Évolution de la longueur de réorganisation (ronds noirs) et de la longueur de recirculation (triangles rouges) en fonction de l'espacement des générateurs de vortex pour un nombre de Reynolds de 300. Les longueurs d'ondes les plus basses favorisent une croissance plus rapide de la modulation due aux générateurs de vortex, tandis que les longueurs d'onde voient la distance de réorganisation augmenter de façon linéaire avec l'espacement. La longueur de recirculation ne semble pas avoir d'évolution dramatique en fonction de l'espacement ni avoir de lien immédiat avec la longueur de réorganisation à ce nombre de Reynolds.

Si on observe la figure 4.30, et contrairement à ce que l'on pourrait penser, la longueur de réorganisation n'a pas de dépendance linéaire avec la longueur de recirculation derrière les cylindres. En effet, pour un nombre de Reynolds donné, la longueur de recirculation est une constante, ce qui est attendu car il s'agit d'un effet purement individuel des générateurs de vortex. C'est donc bien l'effet collectif de la rangée de générateur de vortex qui est observée à travers  $L_{Reorg}$ . Par contre, il y a un lien net entre l'évolution de la longueur de réorganisation et le taux de croissance (figure 4.31). En effet, plus le taux de croissance est élevé, plus la contribution des tourbillons longitudinaux va l'emporter sur celle des zones de recirculation.

En ce qui concerne le mode harmonique longitudinal, il existe une longueur d'onde de forçage  $\lambda_0$  qui maximise son amplitude  $A_{Max}$  et son taux de croissance  $\beta_1$  (figures 4.31 et 4.32). Au nombre de Reynolds de 300 il s'agit de  $\lambda_0/d = 3$ . Ceci laisse donc supposer que, à nombre de Reynolds donné, l'écoulement possède une sensibilité particulière à la longueur d'onde de forçage. Notons cependant que si il

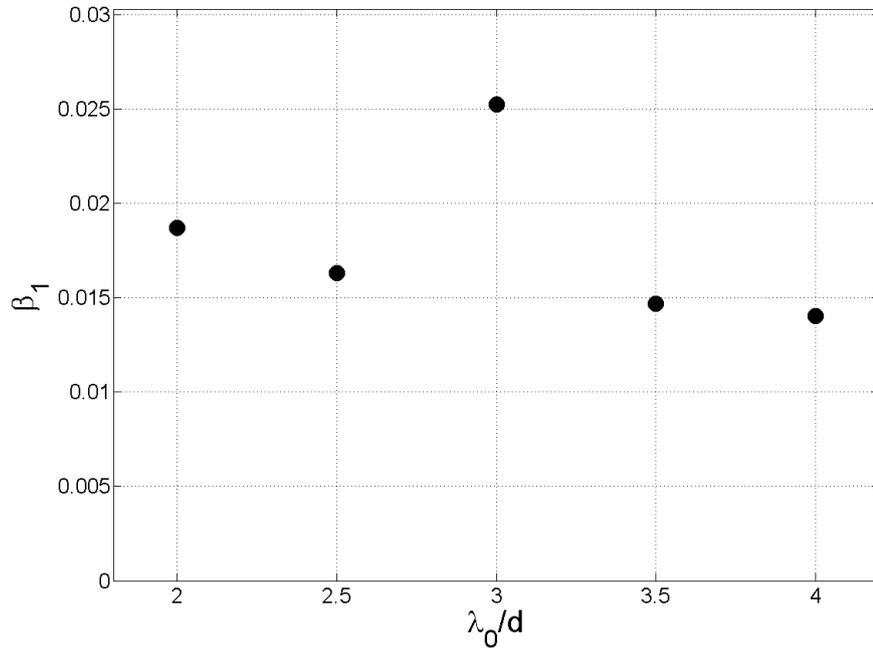


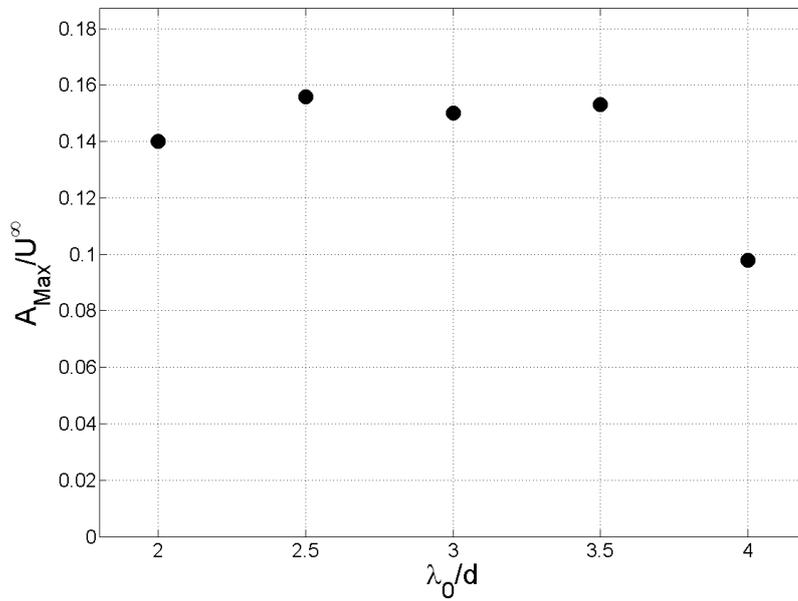
FIGURE 4.31 – Evolution du taux de croissance  $\beta_1$  de l'amplitude du mode harmonique en fonction de l'espacement  $\lambda_0$  des générateurs de vortex.

existe un maximum, les écarts relatifs entre ces différentes valeurs sont faibles. On peut néanmoins s'attendre à une plus grande variation en fonction du nombre de Reynolds.

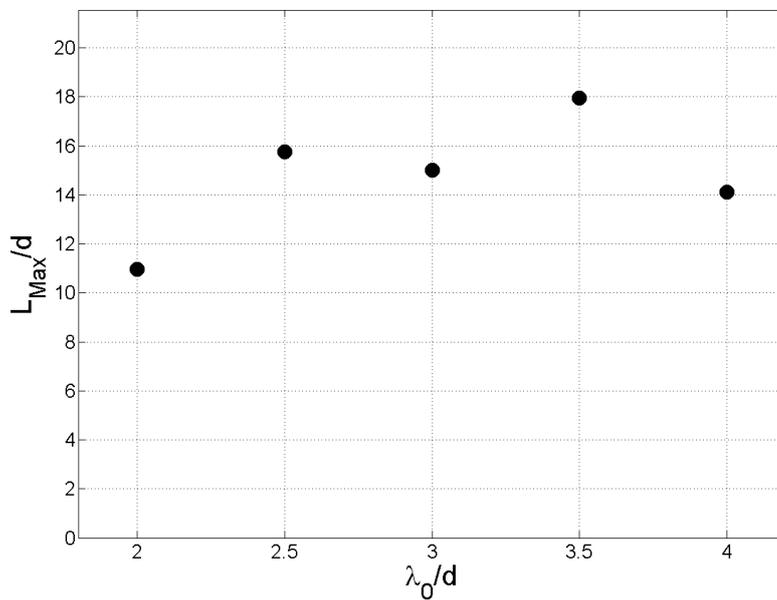
### 4.5.3 Mode zéro.

L'étude du mode zéro en fonction de l'espacement permet de tirer d'autres conclusions que celles tirées sur le mode harmonique. En effet, les figures 4.33a et 4.33b montrent qu'il existe pour le nombre de Reynolds de 300 une valeur de l'espacement ( $\lambda_0 = 3d$ ) pour laquelle on obtient un maximum du taux de croissance du mode zéro et un minimum de la longueur d'inversion. Il s'agit donc d'une configuration des générateurs de vortex optimale afin d'accélérer au plus fort la couche limite à la distance la plus faible possible des générateurs de vortex. Ce fait est particulièrement intéressant dans le cadre du contrôle des écoulements au moyen de la couche limite amont. Il est ainsi possible en jouant sur l'espacement et la position longitudinale des générateurs de vortex de pouvoir accélérer ou décélérer la couche limite en un point précis de l'écoulement.

On s'aperçoit que le cas qui offre le mode zéro le plus *efficace* afin de générer une couche limite accélérée est celui où la génération de stries est également la plus

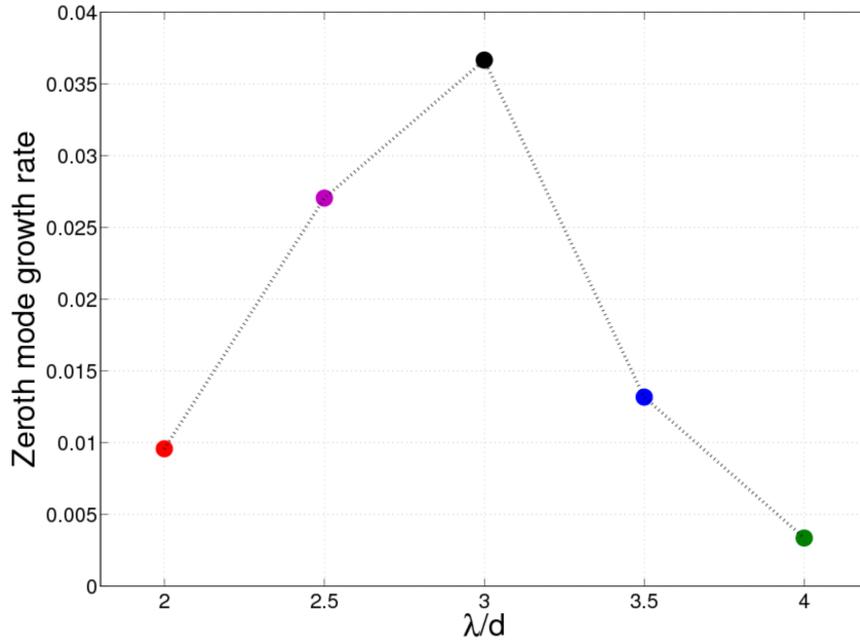


a)

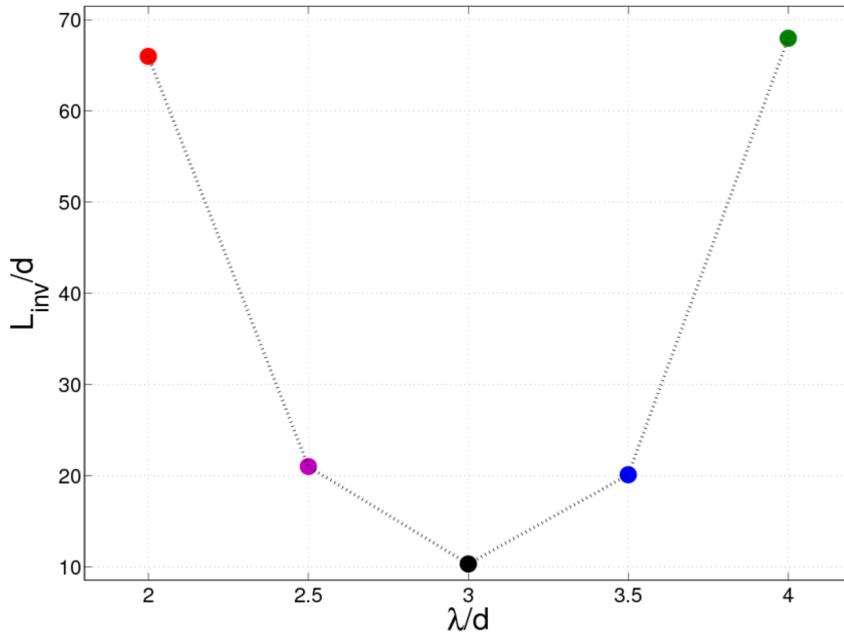


b)

FIGURE 4.32 – a) Evolution du maximum d'amplitude  $A_{max}$  du mode harmonique longitudinal en fonction de l'espacement  $\lambda_0$ . Le troisième point ( $\lambda_0 = 3d$ ) est une estimation. b) Evolution de la position  $L_{max}$  du maximum d'amplitude  $A_{max}$  du mode harmonique longitudinal en fonction de l'espacement  $\lambda_0$ . Le troisième point ( $\lambda_0 = 3d$ ) est une estimation.



a)



b)

FIGURE 4.33 – a) Evolution du taux de croissance spatial  $\beta_0$  du mode zéro en fonction de l'espacement  $\lambda_0$  des générateurs de vortex. On peut y observer un maximum pour l'espacement  $\lambda_0 = 3d$ . b) Evolution de la longueur d'inversion  $L_{inv}$  en fonction de l'espacement  $\lambda_0$  des générateurs de vortex. On peut y observer un minimum pour l'espacement  $\lambda_0 = 3d$ .

efficace, même si elle l'est de peu. On rappelle que le mode zéro est la traduction sur l'écoulement moyen de la somme des non-linéarités générées par les tourbillons longitudinaux, il n'est donc pas inconcevable que plus la perturbation harmonique est élevée, plus les non-linéarités associées sont élevées. Cependant, il semble que le mode zéro soit beaucoup plus sensible à l'espacement que ne l'est le mode harmonique, ce qui plaiderait plutôt pour une décorrélation des deux phénomènes. Il nous est donc impossible de trancher de façon sûre quant à la relation exacte entre les deux perturbations.

## 4.6 Influence du nombre de Reynolds pour un espacement donné.

### 4.6.1 Modification de la couche limite par une rangée de CVGs à différents nombre de Reynolds.

Nous fixons maintenant l'espacement à  $\lambda_0 = 3d$  et faisons varier le nombre de Reynolds. Cinq cas ont été étudiés aux nombres de Reynolds  $Re_d = 300, 480, 720, 900$  et  $1080$ . De même que pour l'étude en fonction de l'espacement, on peut observer la structure de ces écoulements via des plans horizontaux à  $y/h$  constants pour les vitesses longitudinales et transverses sur les figures 4.34 et 4.35. On observe que la structure globale des sillages est conservée et que les interactions entre les différents sillages individuels des GV's n'est pas sensible de façon aussi dramatique qu'en fonction de l'espacement. Seule l'intensité des structures semble varier, si ce n'est l'apparition d'une zone à très faible vitesse entre deux GV's dans le sillage proche. Ceci peut être en partie dû à l'accumulation rapide de particules transportées d'autant plus facilement par l'écoulement que la vitesse au sein du canal est élevée. Cela ne semble cependant ne pas avoir d'incidence dramatique sur le sillage plus lointain. On remarque que les moyennes ne semblent pas être convergées pour les nombre de Reynolds les plus élevés.

Étant donné que le moteur de la génération de la vorticité longitudinale est l'étire-ment qui crée les tourbillons en fer à cheval, on peut s'attendre à une forte dépendance de l'efficacité des générateurs de vortex en fonction du nombre de Reynolds, au moins en ce qui concerne le mode harmonique.

### 4.6.2 Perturbation harmonique.

Sur la figure 4.36 on peut noter qu'à l'exception du nombre de Reynolds le plus faible dont l'amplitude maximale ne se trouve dans la fenêtre d'exploration et est donc estimée arbitrairement, les perturbations harmoniques longitudinales représentatives des *streaks* ont des amplitudes comprises entre 20 et 35% de  $U^\infty$ . Les profils des modes associés ont une forme qui ne diffère pas de celles observées dans l'étude en fonction de l'espacement (figures 4.37 à 4.41). La structure du mode transverse

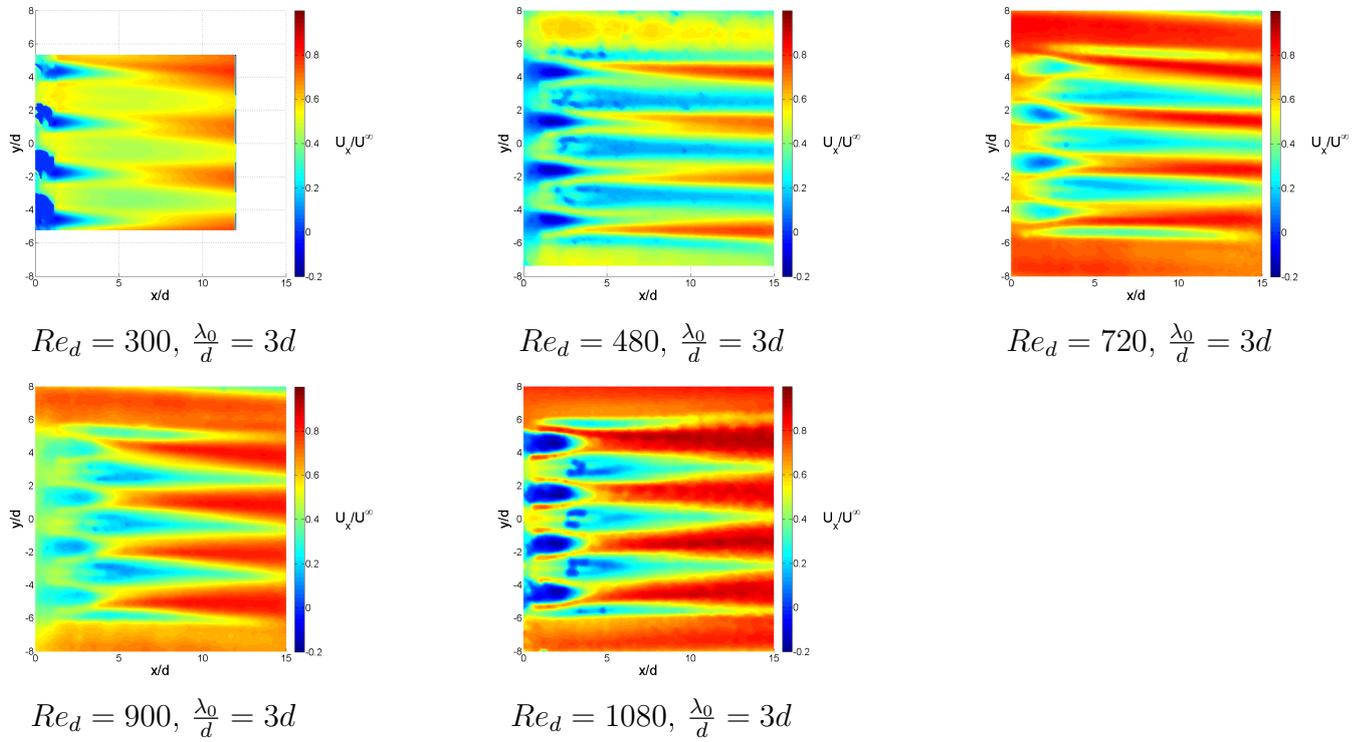


FIGURE 4.34 – Plans PIV de la vitesse longitudinale pour les nombres de Reynolds  $Re_d = 300, 470, 720, 900$  et  $1080$ . L'espacement  $\lambda_0$  est de  $3d$ , le plan est pris à  $y/h = 0.5$ .

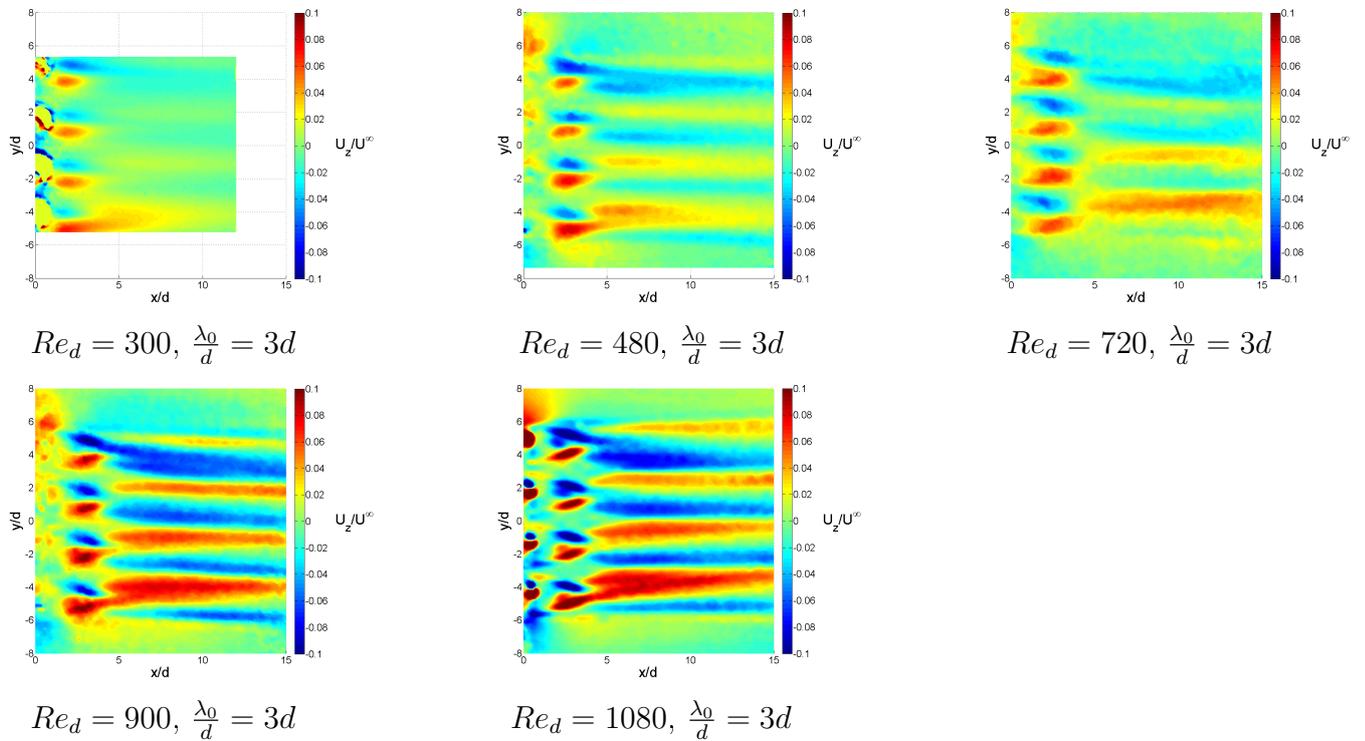


FIGURE 4.35 – Plans PIV de la vitesse transverse pour les nombres de Reynolds  $Re_d = 300, 470, 720, 900$  et  $1080$ . L'espaceur  $\lambda_0$  est de  $3d$ , le plan est pris à  $y/h = 1/3$ .

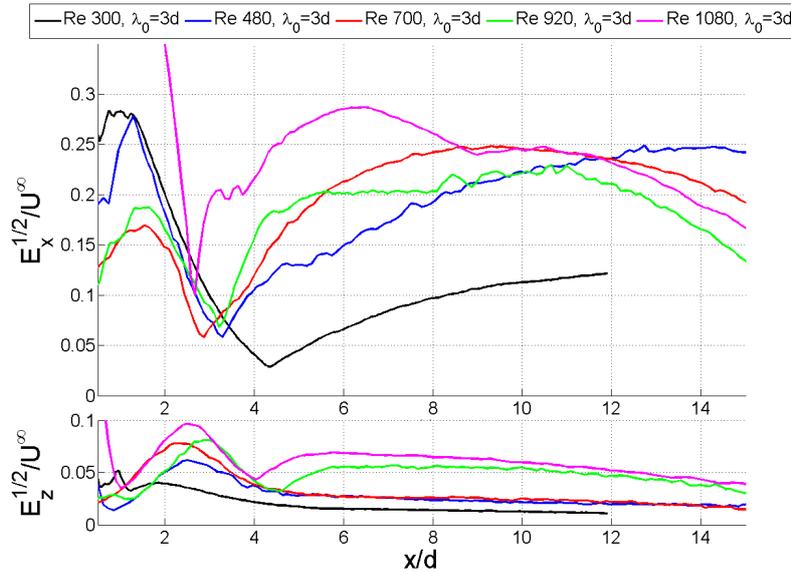


FIGURE 4.36 – Evolution longitudinale de l’amplitude du mode harmonique en fonction de l’espacement à un nombre de Reynolds de 300. On note que les espacements les plus faibles favorisent ce mode à partir de l’espacement de  $3d$  l’intensité de la modulation chute brutalement dans le sillage lointain.

se trouve également inchangée. On note en particulier pour les nombres de Reynolds de 900 et 1080 (figures 4.40 et 4.41) une très forte augmentation de l’amplitude de ce mode au delà de la longueur de recirculation telle que l’intensité relative est deux fois plus élevée que celle des nombres de Reynolds inférieurs. De plus la décroissance qui s’en suit ne semble pas suivre une loi exponentielle dans la fenêtre d’exploration.

Les propriétés du mode harmonique en fonction du nombre de Reynolds sont reportées sur les figures 4.42 à 4.44. On note sur la figure 4.42 que la longueur de réorganisation diminue globalement au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente alors que la longueur de recirculation varie peu. Ceci tend à traduire que les *streaks* l’emportent de plus en plus rapidement sur la modulation imposée par les zones de recirculations et est confirmée par l’évolution du taux de croissance  $\beta_1$ . Ce dernier est reporté sur la figure 4.43 est montre que le taux de croissance augmente au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente.

La figure 4.44 nous enseigne que la valeur du maximum de l’amplitude varie autour de 25% de  $U^\infty$  et augmente en fonction du nombre de Reynolds tandis que la position à laquelle ce maximum est atteint semble s’approcher de la rangée de VGs au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente, en cocordance avec l’évolution de  $\beta_1$ .

Ainsi, plus le nombre de Reynolds augmente, plus les stries sont générés rapidement.

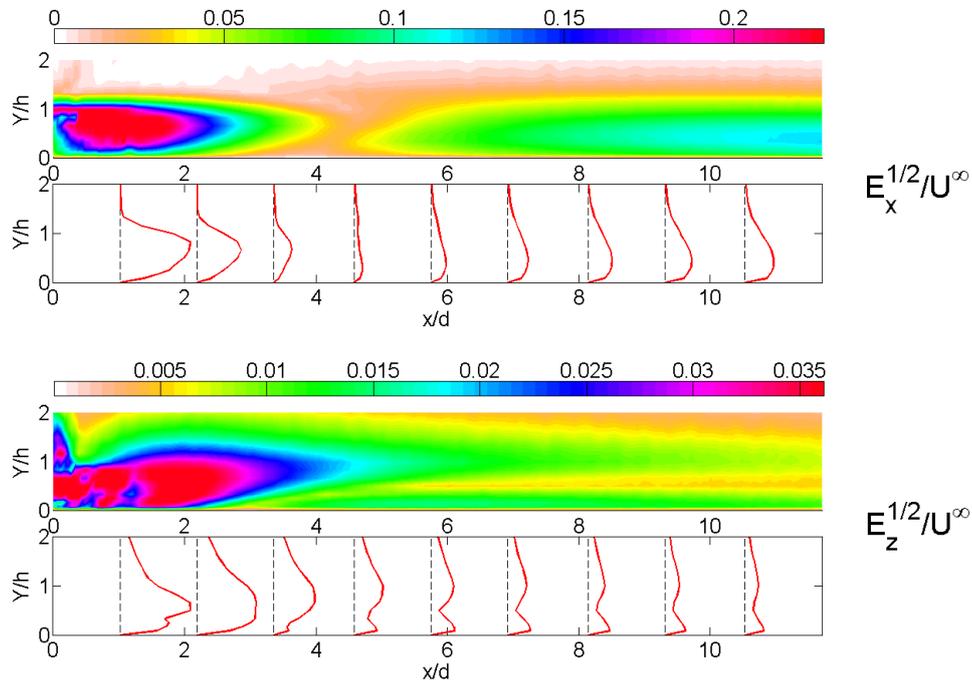


FIGURE 4.37 – Perturbations harmonique des vitesses longitudinale et transverses pour un nombre de Reynolds de 300 et un espacement de  $3d$ .

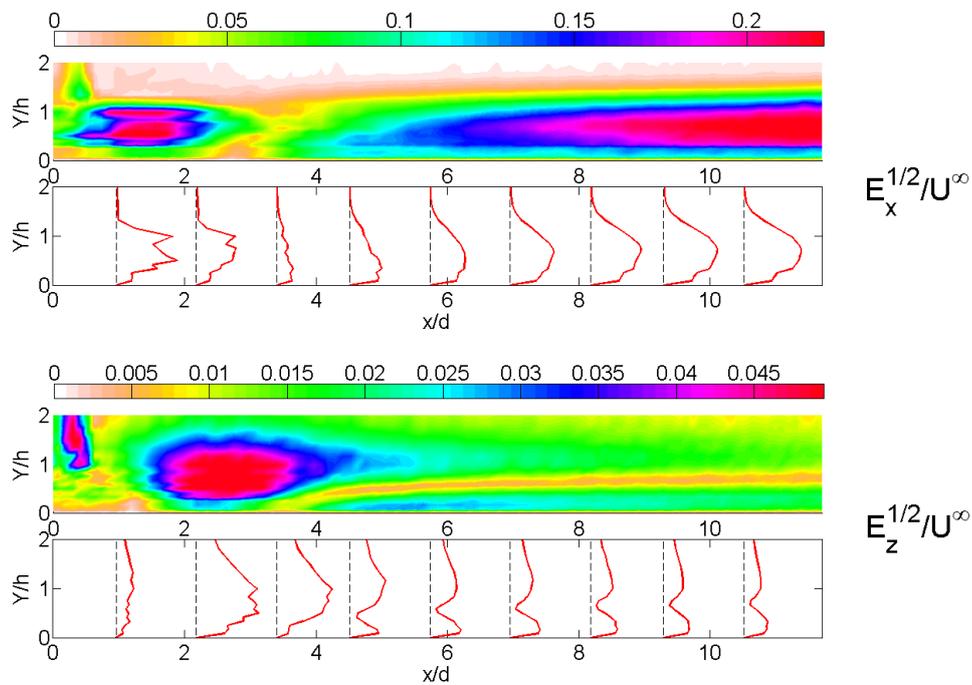


FIGURE 4.38 – Perturbations harmonique des vitesses longitudinale et transverses pour un nombre de Reynolds de 420 et un espacement de  $3d$ .

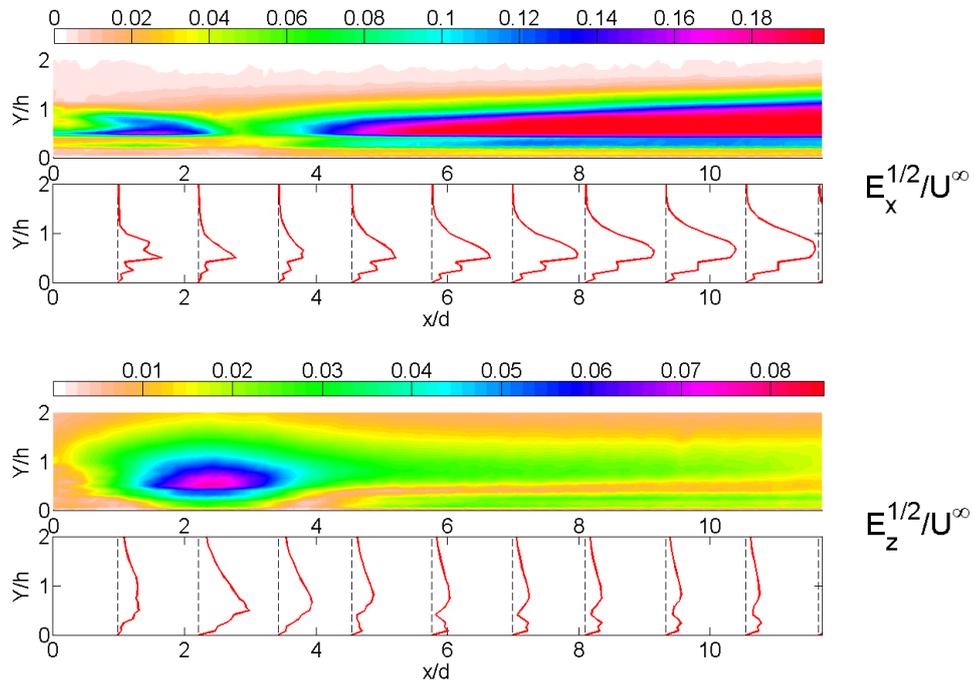


FIGURE 4.39 – Perturbations harmonique des vitesses longitudinale et transverses pour un nombre de Reynolds de 720 et un espacement de  $3d$ .

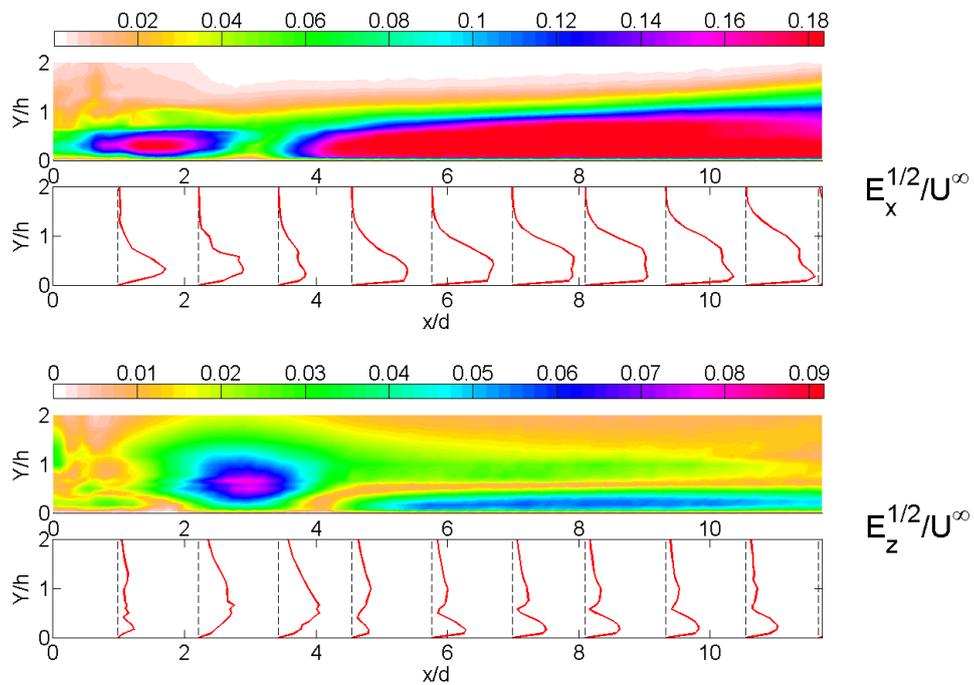


FIGURE 4.40 – Perturbations harmonique des vitesses longitudinale et transverses pour un nombre de Reynolds de 900 et un espacement de  $3d$ .

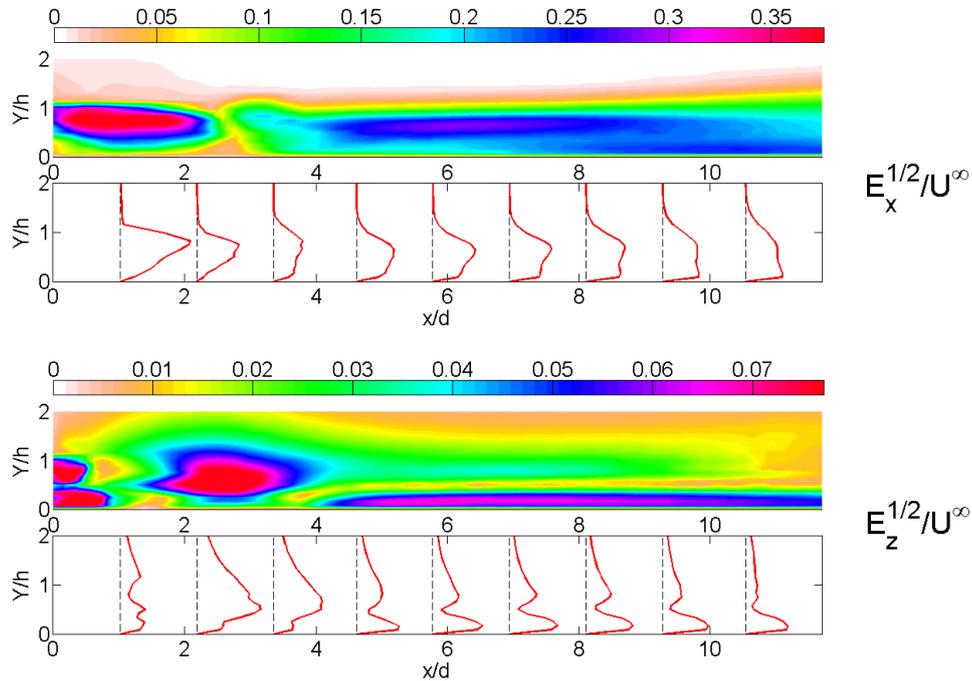


FIGURE 4.41 – Perturbations harmonique des vitesses longitudinale et transverses pour un nombre de Reynolds de 1080 et un espacement de  $3d$ .

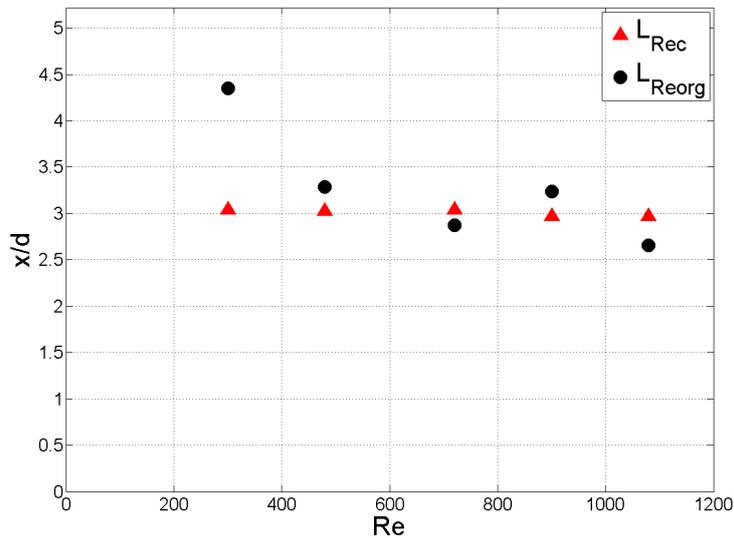


FIGURE 4.42 – Évolution de la longueur de réorganisation (ronds noirs) et de la longueur de recirculation (triangles rouges) en fonction du nombre de Reynolds pour un espacement des générateurs de vortex de  $3d$ . La longueur de recirculation oscille autour de  $x/d$  égal à 3 tandis, la longueur de réorganisation semble suivre la même tendance.

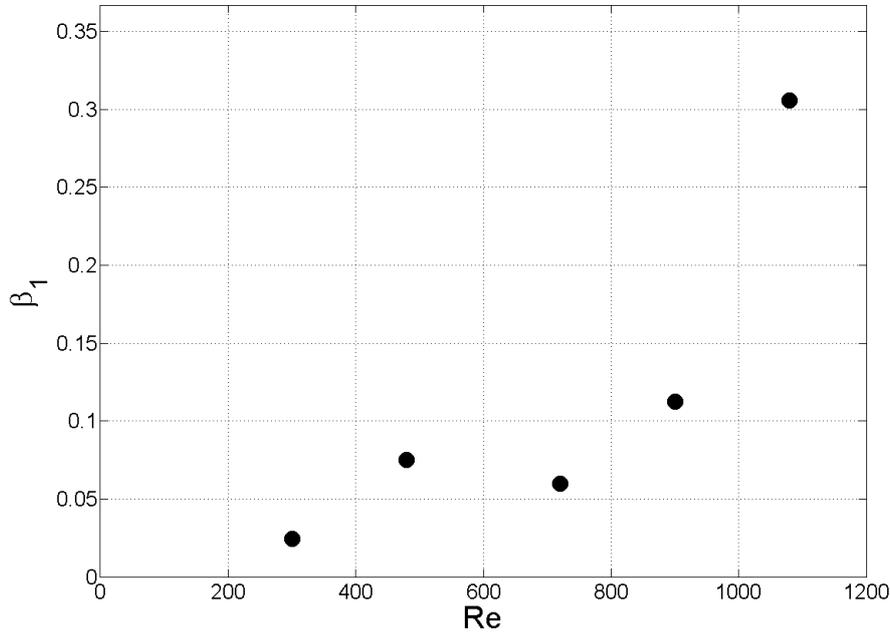
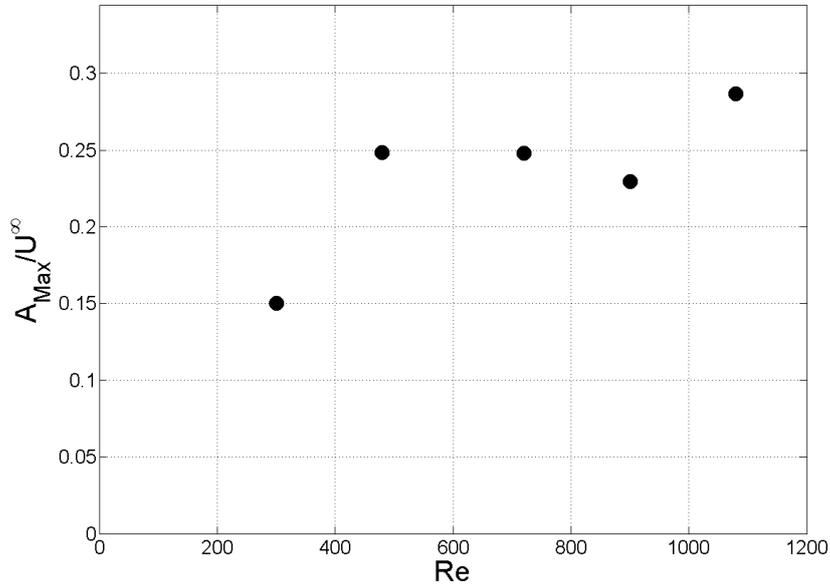


FIGURE 4.43 – Evolution du taux de croissance  $\beta_1$  de l'amplitude du mode harmonique en fonction du nombre de Reynolds.

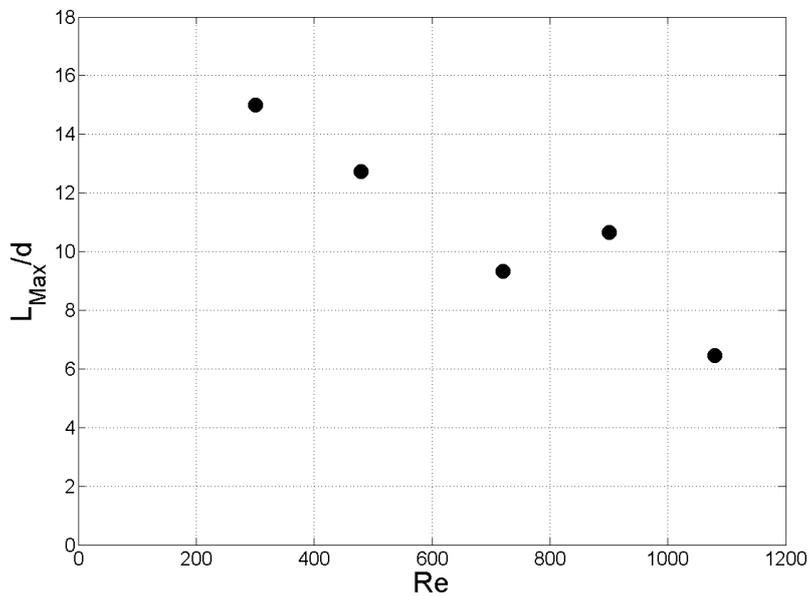
Cependant, il semble exister un phénomène qui déstabilise ces stries, et ce d'autant plus vite que le nombre de Reynolds augmente. En terme de contrôle, cela signifie que plus le nombre de Reynolds est élevé, plus le domaine d'efficacité maximale de la perturbation harmonique est réduite et proche de la rangée de GV's. On note cependant que les tourbillons longitudinaux semblent avoir une persistance plus élevée aux nombres de Reynolds élevés. Il est possible que l'intensité des stries atteigne un palier auquel leur dissipation sera moindre.

### 4.6.3 Mode zéro.

Si on se réfère aux figures 4.45a et 4.45b, il apparaît que pour une longueur d'onde de forçage constante  $\lambda_0 = 3d$ , il ne ressort pas de loi triviale d'évolution du mode zéro en fonction du nombre de Reynolds. Cela laisse supposer que l'espacement optimal des générateurs de vortex vis à vis du mode zéro est une fonction du nombre de Reynolds. L'espacement  $\lambda_0 = 3d$  n'est optimal que pour le nombre de Reynolds de 300, il conviendrait donc d'effectuer une recherche de cet optimum pour différents nombres de Reynolds.

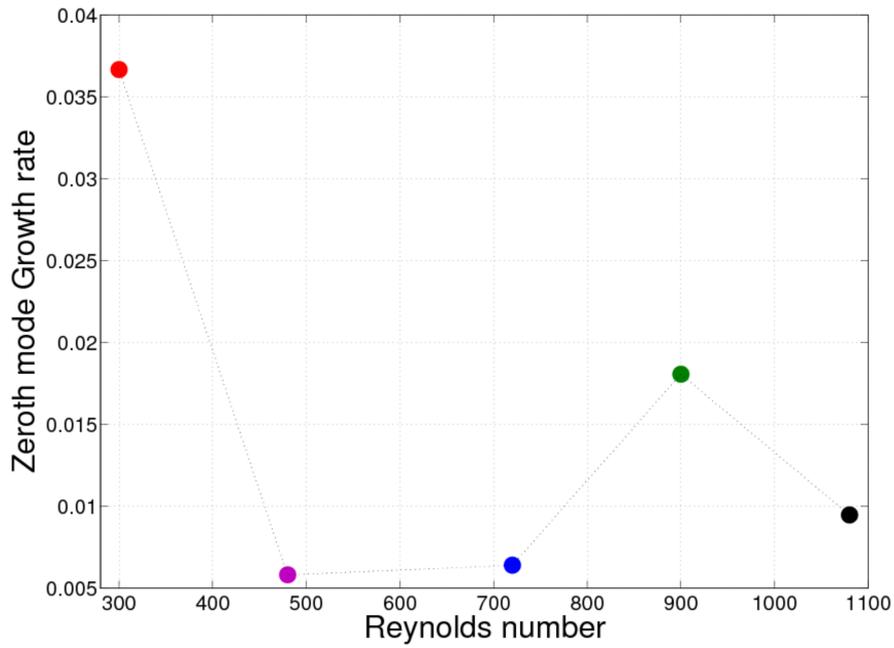


a)

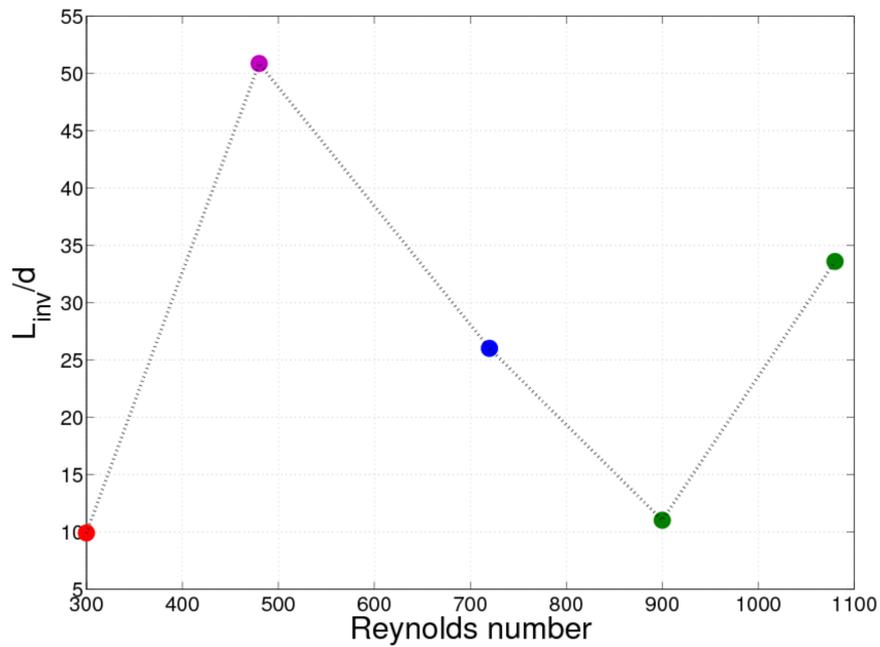


b)

FIGURE 4.44 – a) Evolution du maximum d'amplitude  $A_{max}$  du mode harmonique en fonction du nombre de Reynolds. Le premier point (Reynolds 300) est une estimation. b) Evolution de la position  $L_{max}$  du maximum d'amplitude  $A_{max}$  du mode harmonique longitudinal en fonction du nombre de Reynolds. Le premier point (Reynolds 300) est une estimation.



a)



b)

FIGURE 4.45 – a) Evolution du taux de croissance  $\beta_0$  de l'amplitude du mode zéro en fonction du nombre de Reynolds. b) Evolution de la longueur d'inversion  $L_{inv}$  en fonction du nombre de Reynolds.

## 4.7 Générateurs de vortex, tourbillons longitudinaux, stries et *streaks*

Il a été évoqué dans la section 1.4 que les *streaks* étaient des structures favorisées par l'écoulement de couche limite turbulente. Il a également été évoqué la relation qu'il existait entre les structures tourbillonnaires longitudinales et cette structuration en zones de basses et hautes vitesses. Nos CVGs parviennent à générer des stries au moyen de l'introduction dans les couches basses de la couche limite des structures tourbillonnaires longitudinales. Nous avons montré une certaine sensibilité de l'efficacité à la génération de stries en fonction, à la fois de l'espacement  $\lambda_0$  à nombre de Reynolds fixé et du nombre de Reynolds à  $\lambda_0$  fixé. Le lien avec les études classiques sur ces structures est compliqué car nos stries sont très macroscopiques comparées aux échelles de la couche limite auxquelles les *streaks* sont observées naturellement. De plus il ne nous échappe pas que les *streaks* sont observées dans des couches limites turbulentes. Or, il serait présomptueux de qualifier nos écoulement de turbulent. Cependant, il reste agréable de noter que les structures tourbillonnaires longitudinales sont accueillies favorablement par une couche limite, soit-elle turbulente. Nous pouvons imaginer l'introduction préalable de telles structures dans l'écoulement comme une mesure préventive afin d'aider l'écoulement avant qu'il ne doive s'y résoudre lui même naturellement. Cossu (2008) utilise cette idée et introduit même l'idée de *vaccination* de la couche limite afin d'expliquer *avec les mains* le contrôle des ondes de Tolmienn-Schlichting par des *streaks* suboptimaux (c'est à dire qui ne provoquent pas une transition de type *by-pass* à la turbulence).

## 4.8 Conclusions.

### 4.8.1 Perspectives pour le contrôle d'écoulement.

L'expérience et la littérature nous enseignent déjà que les générateurs de vortex sont des actionneurs efficaces dans le cadre du contrôle des écoulements. Les travaux menés dans cette partie nous aide à quantifier cette efficacité et à comprendre comment les générateurs de vortex influent sur la couche limite susceptible de décoller.

La séparation des modes zéros et harmoniques permet de mettre en avant deux effets distincts des générateurs de vortex. Le mode zéro quantifie l'effet moyen des générateurs de vortex, lequel est du aux non-linéarités induites par les tourbillons longitudinaux créés par les CVGs. Cet effet moyen (accélération ou décélération de la couche limite), qui est quantifié par l'intégrale du profil du mode zéro  $I_0$ , est particulièrement intéressant dans le cadre des écoulements décollés. C'est en effet l'énergie cinétique comprise dans la couche limite qui permet de lutter contre un gradient de pression adverse. Ainsi, la mesure sur plaque plane du mode zéro devrait permettre d'évaluer un générateur de vortex indépendamment de l'écoulement qu'il

va contrôler. Évidemment, cela ne suffit pas, chaque écoulement a sa sensibilité, ses longueurs d'ondes spatiales et temporelles préférées. Cependant ce type d'étude permet de délimiter *a priori* une zone d'efficacité dans l'espace des paramètres. La longueur d'inversion  $L_{inv}$  qui doit être une caractéristique pour les générateurs de vortex de type *bluff body*, à cause de leur bulle de recirculation non présente dans le sillage de générateurs de vortex de type ailette par exemple, est une illustration de cette zone d'efficacité. Il est vain d'espérer améliorer la capacité d'une couche limite à décoller si l'effet moyen des générateurs de vortex consiste à freiner la couche limite.

Le mode harmonique quantifie, lui, la forme particulière de la perturbation. Le mode harmonique de la vitesse longitudinale traduit la présence de stries à haute et basse vitesses longitudinale dans la couche limite. Le mode harmonique de la vitesse transverse traduit la présence de tourbillons longitudinaux dans la couche limite. La forme de la perturbation se traduit dans les énergies relatives de ces deux modes, leur évolution spatiale ainsi que leur longueur d'onde. Si le mode zéro permet de préfigurer une zone d'efficacité, la forme de la perturbation permet de jouer sur la sensibilité de l'écoulement en introduisant notamment une longueur d'onde particulière.

Nous observons pour la perturbation harmonique longitudinale une croissance transitoire spatiale de son énergie. Nous pouvons faire le lien entre le processus de transfert de quantité à travers les strates de la couche limite laminaire introduit par les tourbillons longitudinaux créés par nos générateurs de vortex et les phénomènes qui se passent naturellement dans une couche limite turbulente. Il a été observé aux échelles de la couche limite turbulente<sup>6</sup> l'apparition de structures tourbillonnaires quasi-longitudinales, sous la forme de tourbillons en *épingle à cheveux* ou *hairpin* pour les initiés ou anglophones. Ces hairpins entrent dans un processus de *feedback* à la fois via la création d'une vorticité de signe opposé à la paroi par un effet miroir, et la génération de zones de basses et hautes vitesses dans la couche limite. Ces zones de basses et hautes vitesses, dénommées *streaks*, sont susceptibles de s'amplifier et de recrer des structures tourbillonnaires longitudinales. Leur croissance est transitoire, c'est à dire issue de la non-normalité de deux modes stables ou plus, comme décrit par Trefethen *et al.* (1993). Ces structures sont donc des composantes naturelles de la couche limite turbulente, et est, en somme, une défense naturelle de la couche limite contre la vile paroi qui veut la freiner. Nous proposons que l'introduction volontaire, même macroscopique, de ce type de structure est un palliatif à la transition à la turbulence. Les générateurs de vortex permettent en effet de retrouver de façon plus structur e certaines caractéristiques de la couche limite turbulente. Il a été montré par Cossu & Brandt (2002) que l'introduction de *streaks* sub-optimaux permet de prévenir la transition à la turbulence. Si l'explication fournie passe par le contrôle des ondes de Tolmienn-Schlichting, il faut aussi que le contrôle fournisse à l'écoulement

---

6. qui se mesurent en  $y^+$

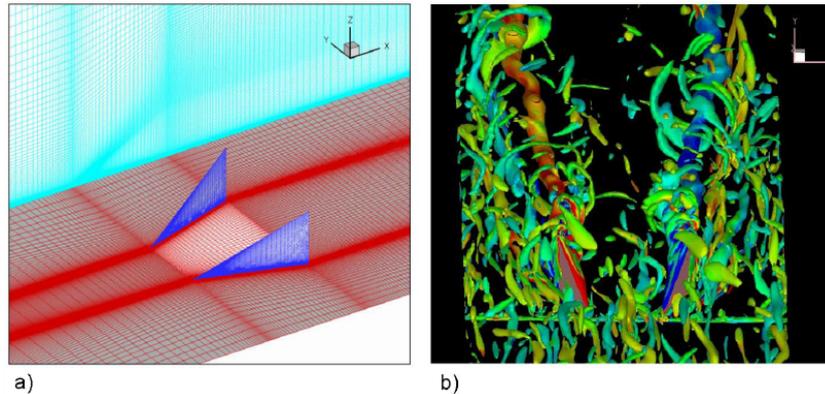


FIGURE 4.46 – Géométrie et maillage utilisé par Brunet *et al.* (2006) pour simuler l'écoulement autour et en aval de deux Générateurs de Vortex de type Winglet (a). Visualisation des tourbillons longitudinaux créés par les GV (b).

le moyen de lutter contre le ralentissement causé par la paroi, sans passer par une transition à la turbulence. Par analogie, nous pensons que les structures sous forme de strie de vitesse longitudinale et de vorticité longitudinale incluses dans la couche limite ont la forme de la perturbation optimale qui permet de parvenir à un transfert de quantité de mouvement vers les strates inférieures de la couche limite et de lutter contre un décollement.

#### 4.8.2 Vers les nombres de Reynolds  lev s.

Reste la question d'imaginer quel peut être l'effet de l'introduction de ce type de structure dans un écoulement d j   turbulent, à nombre de Reynolds  lev . Ne disposant pas à l'heure actuelle de moyens d'essai performant pour étudier les écoulements à haute vitesse, nous avons cherché des solutions alternatives. Un partenariat a été mis en place avec la soufflerie de l'ENSAM afin de pouvoir réaliser des mesures dans leurs locaux. Les vitesses peuvent y atteindre  $40m.s^{-1}$ . Pour des raisons techniques (une p le cassée en 2007), les essais n'ont pas encore pu avoir lieu. Nous avons par ailleurs un projet de construction d'une petite soufflerie au laboratoire qui permettra d'étendre nos études à une plus large gamme de nombre de Reynolds ( $40m/s$  dans une veine de section  $40 \times 40cm^2$ ).

Une autre approche est possible. Elle consiste à utiliser les simulations numériques pour nous fournir des informations sur les écoulements générés par les GV dans une couche limite turbulente. Nous avons ici fait une première tentative en utilisant des simulations numériques LES réalisées à l'ONERA par Eric Garnier et son équipe. Celui nous a en effet mis à disposition le résultat d'un calcul LES de l'écoulement généré par une paire de GV de type Winglet (figure 4.46a). Nous représentons sur la figure le maillage utilisée dans une étude précédente réalisée par Brunet *et al.*

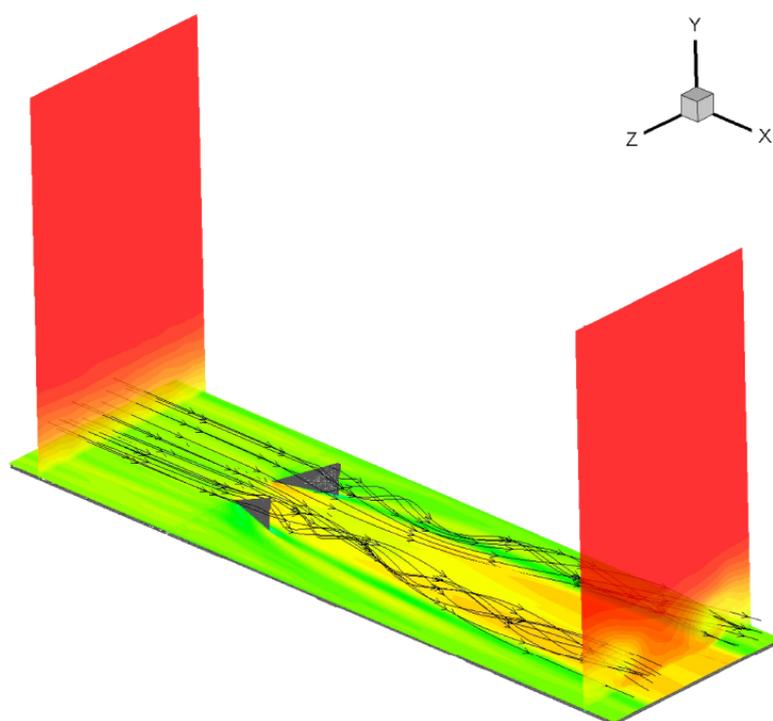


FIGURE 4.47 – Vue 3D de l'écoulement moyen généré en aval de deux GV's de type *winglet* obtenu par simulation numérique de type LES. Les calculs ont été réalisés par E. Garnier (ONERA).

(2006) au cours de laquelle les auteurs ont comparé des données expérimentales aux résultats de simulations numériques utilisant différents modèles de turbulence ainsi qu'un modèle analytique permettant de simuler l'effet sur la champ de vitesse d'un GV sans calculer l'écoulement associé. La figure 4.46b représente une visualisation des tourbillons longitudinaux à l'aide du critère  $Q$ . Les données fournies par E. Garnier correspondent à la même géométrie mais avec un maillage sensiblement amélioré autour des GVs. Nous disposons donc du champ moyen (moyenné dans le temps) de vitesse et pression en amont et en aval des GVs. La condition amont est un calcul précurseur de couche limite, ce qui assure un certain réalisme à cette simulation car la couche limite turbulente amont contient des structures cohérentes et des statistiques turbulentes réalistes (Lund *et al.*, 1998; Aider *et al.*, 2007).

Un premier point important que nous pouvons remarquer sur la figure 4.47 est la structuration 3D du champ de vitesse longitudinal en aval des GVs. Sur cette figure, on peut voir à la fois la paire de TLCRs générée en aval des GVs et en même temps son effet sur le champ de vitesse longitudinale. Il apparaît clairement une modulation transversale du champ de vitesse avec des zones d'inflow et d'outflow tout à fait comparables à ce qu'on a observé à bas Reynolds. Ceci est visible aussi bien dans les plans transversaux que dans le plan horizontal très proche paroi. Cette structuration du champ moyen laisse supposer que l'on peut mettre en oeuvre au moins partiellement la démarche que nous avons présenté dans le chapitre précédent, à savoir l'analyse de la modification de l'écoulement de base. De plus la structuration très nette du champ de vitesse nous permet également de nous intéresser au mode harmonique à partir de Transformée de Fourier spatiale du champ de vitesse selon la direction transverse.

L'évaluation du mode zéro est rendue délicate par le fait que nous ne disposons pas de l'écoulement de base qui serait obtenu ici par une simulation dans le même domaine de calcul mais sans les GVs. Cependant nous nous intéressons ici à une couche limite turbulente dont l'épaisseur moyenne (spatiale et temporelle) n'est plus censée évoluer longitudinalement. Nous avons donc considéré le profil moyen de couche limite en sortie du domaine précurseur comme notre écoulement de base. Sur cette hypothèse, nous avons pu évaluer l'évolution spatiale du mode zéro. Le résultat est présenté sur la figure 4.48. Nous avons tracé le mode zéro à partir de l'abscisse  $x/L = 1$  (avec  $L$  la longueur des GVs). On peut voir deux régions distinctes : la première pour  $1 < x/L < 2.5$  où l'énergie du mode zéro décroît rapidement et une région pour  $x/L > 2.5$  où l'intensité du mode zéro se remet à croître.

Le résultat est intéressant et encourageant car il montre que nous devrions pouvoir étendre les notions définies à bas Reynolds à des écoulements turbulents. Bien-sûr ceci reste à confirmer et à approfondir et les grandeurs caractéristiques seront sans doute à adapter. Une étude paramétrique en espacement avec les winglets présentés ici devrait permettre de montrer qu'il existe également un espacement qui donne un

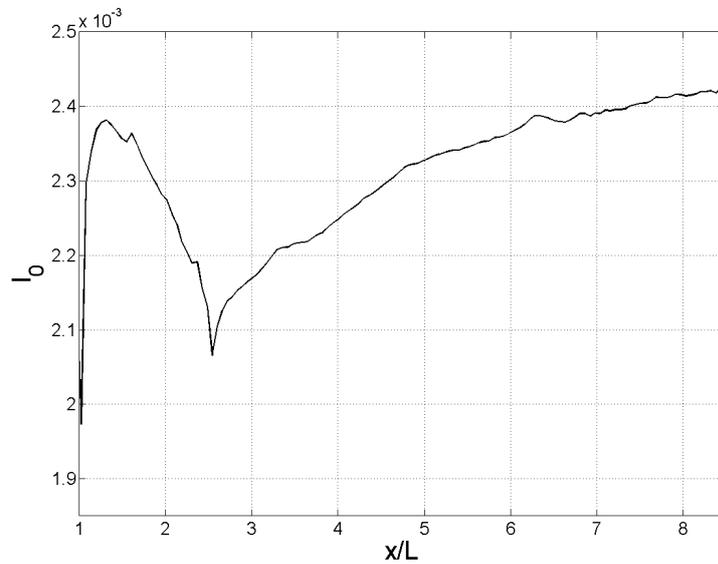


FIGURE 4.48 – Intégrale du mode zéro généré par les générateurs de vortex de type Winglet, en utilisant la sortie du calcul précurseur comme couche limite de base.

taux de croissance maximum pour  $I_o(x)$  ce qui permettra de choisir a priori le bon espacement et la position par rapport à un décollement pour cette famille de GV. Au vue de ces premiers résultats, la longueur du domaine de calcul se révèle insuffisante pour que  $I_o(x)$  atteigne son maximum et les simulations pour d'autres espacements bénéficieraient d'un plus grand domaine de calcul. Il serait intéressant de réaliser le même type d'analyse sur le champ moyen calculé autour d'un jet (continu ou pulsé) dans un cross-flow. Nous pourrions ici exploiter également des résultats de calculs instationnaires de type LES comme ceux réalisés par J. Dandois (thèse ONERA) sur des jets synthétiques.



# Chapitre 5

## Contrôle de l'écoulement décollé sur une rampe descendante au moyen de générateurs de vortex.

### 5.1 Études antérieures.

#### 5.1.1 Le contrôle des écoulements décollés.

Les écoulements décollés sont une cible naturelle du contrôle des écoulements dans la mesure où ils sont généralement associés à des effets pénalisants dans la plupart des applications qui y sont associées : diffusion dans l'écoulement de la vorticit   contenue dans la couche limite, apparition d'une zone de recirculation si  ge de basses pressions, apparition de fr  quences dans la couche cisail  es issue du d  collement de la couche limite (instabilit   de Kelvin-Helmholtz), perte de performances li  es aux forces exerc  es sur un solide (d  crochage de profils d'aile). Historiquement, le contr  le des d  collements a commenc   avec l'aspiration de couche limite en amont Prandtl (1904). Par la suite le contr  le des   coulements d  coll  s s'est s  par   en deux grandes familles : le contr  le de la couche limite incidente et le contr  le de la couche cisail  e et notamment de son contenu fr  quentiel (Greenblatt & Wygnanski, 2000).

Le contr  le de la couche limite incidente consiste essentiellement    faire parvenir un surplus de quantit   de mouvement au sein de la couche limite. Dans cette cat  gorie vient l'utilisation de l'  coulement sous le profil d'aile pour aspirer la couche limite (via l'espace entre les flaps) conform  ment    une id  e de Prandtl (1904), mais aussi les g  n  rateurs de vortex qui utilisent plut  t un apport de quantit   de mouvement venant de l'  coulement en dehors de la couche limite (Selby *et al.*, 1992; Lin, 2002; Godard & Stanislas, 2006a; Godard *et al.*, 2006; Godard & Stanislas, 2006b), ou encore le soufflage tangentiel remis au go  t du jour par l'utilisation de plasmas froids (Huang *et al.*, 2006; Sosa *et al.*, 2007).

Le contrôle de la couche cisailée est axée sur le forçage fréquentiel de cette zone. Deux stratégies différentes peuvent être employées afin de forcer le réattachement de la couche cisailée, résultant en deux familles de fréquences de forçage  $F^+ = \frac{f_{excitation}}{f_{vortex\ shedding}}$ . Un forçage *externe* (au moyen de vibrations sonores) peut être efficace avec  $F^+$  compris entre 14 et 90 (Collins & Zelenevitz, 1975), ce qui indique que l'effet de l'excitation tient plus du forçage de la transition à la turbulence. Les forçages internes à la couche cisailée (vibration sonore émanant de trous ou rainures, câble vibrant) sont efficaces pour  $F^+ \approx 1 \cdot \cdot 2$  (Seifert & Pack, 2002; Darabi & Wygnanski, 2004). Le processus dans ce cas consiste plutôt à créer des structures tourbillonnaires transverses qui vont participer activement au mélange de la quantité de mouvement. On excite donc autour de la fréquence propre de l'oscillateur afin de stimuler la réponse que donne naturellement l'écoulement à un gradient de pression adverse ; il y a peu entre le contrôle des écoulements et l'immunologie comme le fait d'ailleurs remarquer Cossu (2008).

### 5.1.2 Stratégie de contrôle employée.

Nos actionneurs (Chapitre 4) sont définitivement passifs (voir section 1.5.1) et ont pour objectif de contrôler la couche limite amont. Si cela nous permet élégamment de ne pas se préoccuper du coût énergétique du contrôle, il nous reste encore quelques paramètres avec lesquels ils faut jouer afin de trouver un cas de figure optimal. Le but de ces travaux étant de fournir des outils susceptibles de limiter l'inévitable étude paramétrique, nous allons nous attacher à corrélérer les valeurs des différentes grandeurs identifiées dans le chapitre 4 lors du contrôle de l'écoulement de base étudié dans le chapitre 3. Dans la mesure où aucun partenaire industriel n'a jugé utile de financer ces travaux<sup>1</sup>, nous sommes libres de choisir l'objectif du contrôle. Nous allons donc observer plusieurs effets possibles des générateurs de vortex sur l'écoulement sur une rampe descendante, notamment, la position du point de décollement, l'extension de la zone de recirculation et la traînée propre à la rampe descendante.

Nous avons vu que nous pouvons obtenir différents effets des générateurs de vortex, en terme d'accélération moyenne de la couche limite, où en terme de capacité de mélange. En fait, le premier effet, du au mode zéro, va venir jouer sur la capacité de la couche limite à résister au décollement, tandis que le second, du à la perturbation harmonique, va venir influencer sur la couche cisailée. Nous pouvons donc jouer sur plusieurs tableaux à la fois.

---

1. Malgré l'intérêt évident, manifesté antérieurement par une thèse CIFRE (Beaudoin, 2004) et par la suite par deux coopérations entre le laboratoire et des acteurs industriels automobiles (PSA, Renault) et ferroviaires (SNCF).

$Re_H$	$\lambda_0$	$ x_{cvg} $	Étendue transverse	Pas transversal
590	-	-	$-5.625d \dots 5.625d$	$0.625d$ (19 plans)
590	$3d$	$12.5d$	$-7.5d \dots 5d$ ( $\approx 4\lambda_0$ )	$0.625d$ (21 plans)
2000	-	-	$z = 0$	1 plan
2000	$2d$	$12.5d$	$-d \dots d$ ( $1\lambda_0$ )	$0.25d$ (9 plans)
2000	$3d$	$12.5d$	$-1.5d \dots 1.5d$ ( $1\lambda_0$ )	$0.375d$ (9 plans)
2000	$4d$	$12.5d$	$-2d \dots 2d$ ( $1\lambda_0$ )	$0.5d$ (9 plans)
6000	-	-	$-7.5d \dots 5.625d$	$0.625d$ (22 plans)
6000	$2d$	$12.5d$	$-5.625d \dots 5.625d$ ( $\approx 5.5\lambda_0$ )	$0.625d$ (19 plans)
6000	$3d$	$12.5d$	$-7.5d \dots 4.375d$ ( $4\lambda_0$ )	$0.625d$ (20 plans)
6000	$4d$	$12.5d$	$-5.625d \dots 5.625d$ ( $\approx 3\lambda_0$ )	$0.625d$ (19 plans)

TABLE 5.1 – Récapitulatif des cas étudiés en canal hydrodynamique

## 5.2 Méthodes expérimentales

Nous disposons des mêmes outils que ceux utilisés dans les chapitres 4 et 3. Aux paramètres d'études décrits dans ces deux chapitres, il nous faut ajouter  $x_{cvg}$  la distance à laquelle est placée la rangée de générateurs de vortex par rapport à l'extrémité amont de la rampe descendante. Les études sur plaque plane ont montré qu'une accélération moyenne de la couche limite ne peut être obtenue en deçà de la longueur d'inversion  $L_{inv}$ . Afin de minimiser l'espace des paramètres nous avons fixé cette distance à  $x_{cvg} = 12.5d$  qui correspond à la plus grande distance atteignable dans le canal hydrodynamique en amont de la rampe descendante<sup>2</sup>. Les études en canal hydrodynamique ont été menées avec des espacements  $\lambda_0 = 2d, 3d$  et  $4d$  pour des nombres de Reynolds, basés sur la hauteur de la rampe  $Re_H = 590, 2000$  et  $6000$ . Les générateurs de vortex sont les mêmes que ceux utilisés dans la partie 4, à savoir qu'ils font  $8mm$  de diamètre et  $6mm$  de haut. Les nombres de Reynolds basés sur la hauteur des cylindres sont donc respectivement de  $Re_h = 88.5, 300$  et  $900$ . Le protocole expérimental est sensiblement différent de celui employé dans le Chapitre 3 car il est désormais nécessaire de disposer de *données tridimensionnelles* pour caractériser l'effet des perturbations tridimensionnelles imposées par une rangée de générateurs de vortex. Il consiste donc, à nombre de Reynolds et configuration des générateurs de vortex donnés, à effectuer plusieurs acquisitions PIV dans des plans  $(x, y)$  avec des positions transverses différentes, ceci afin de pouvoir prendre en compte la tridimensionalité de l'écoulement. L'étendue transverse a varié selon les cas d'une longueur d'onde (entre les deux générateurs de vortex centraux) à toute l'étendue de la rangée, avec des pas variant de 2 à  $5mm$ . Les différentes configurations sont résumées dans le tableau 5.1.

Nous avons également pu disposer du système d'acquisition V3V de TSI en essai. Le détail de la méthode est décrite dans la section 2.3. Ce système permet d'effectuer des acquisitions en trois dimensions des trois composantes de la vitesse. Deux

2. sauf précision contraire

configurations ont été testées à un nombre de Reynolds basé sur la hauteur de la rampe  $Re_H = 4500$ , l'une sans générateur de vortex, l'autre avec les générateurs de vortex placés à  $x_{cvg} = -12.5d$  avec un espacement de  $\lambda_0 = 2d$ . Nous utiliserons ces premiers résultats essentiellement pour illustrer les effets tridimensionnels des générateurs de vortex.

Nous avons également observé l'influence des générateurs de vortex sur la force de traînée en soufflerie au moyen de la balance décrite dans la section 2.4.

### 5.3 Étude préliminaire de la structure tridimensionnelle de l'écoulement.

Nous avons discuté dans la section 2.3 des avantages et inconvénients de la méthode utilisée pour la mise en oeuvre de la V3V. Rappelons que si la méthode permet d'obtenir le champ instantané des trois composantes de la vitesse en trois dimensions, la résolution spatiale offerte au cours de cet essai est apparu bien plus faible que celui de la PIV. À titre de comparaison, la résolution obtenue avec la V3V est de  $0.5d$  c'est à dire cent fois plus que ce qui a été obtenu en moyenne au moyen de la PIV dans les direction  $x$  et  $y$ , et du même ordre que la résolution obtenue dans la direction  $z$  en déplaçant le plan laser. Nous avons pu procéder à l'acquisition de deux cas à un nombre de Reynolds  $Re_H = 4500$ , l'un sans générateurs de vortex, l'autre avec la rangée de générateurs de vortex placés à  $x_{cvg} = 12.5d$  en amont de la rampe, avec un espacement de  $\lambda_0 = 2d$ . Le but de ces essais étant initialement de tester la faisabilité de la mise en oeuvre de la technique dans le canal, il n'a pas été possible, compte tenu du temps accordé, de mettre en place toutes les précautions nécessaires à une véritable acquisition de données dans un but quantitatif. Notamment, quelques essais sur l'ensemencement auraient été nécessaires, ainsi que quelques améliorations dans la technique de calibration afin de pouvoir cadrer le champ d'exploration sur une zone de l'écoulement plus judicieuse. La V3V permet en effet d'explorer un cube de  $10cm$  de côté, cependant l'introduction et le déplacement de la mire de calibration dans le canal n'ont pas permis d'avoir l'intégralité de la rampe dans le champ. De même la position relative du champ vis à vis de la rampe n'est pas connue avec précision. Il est néanmoins possible d'utiliser ces résultats comme de la *visualisation quantitative* afin d'observer les grandes structures de l'écoulement.

Sur la figure 5.1 sont reportés les champs tridimensionnels, à trois composantes, moyennés dans le temps pour les deux cas, non contrôlés et contrôlés. Des lignes de courants ainsi que les iso-surfaces pour les composantes longitudinales et transverses de la vorticitée sont représentée. Toutes les iso-surfaces sont prises au même niveau de valeur dans les deux cas à des fins de comparaison. Le cas non contrôlé (colonne de gauche) ne nous réserve pas de surprises si ce n'est peut être la présence de vorticitée longitudinale dans la partie aval du champ ( $x/h$  légèrement supérieur à 2). Cependant, si le protocole expérimental de la partie 3 ne nous permettait pas

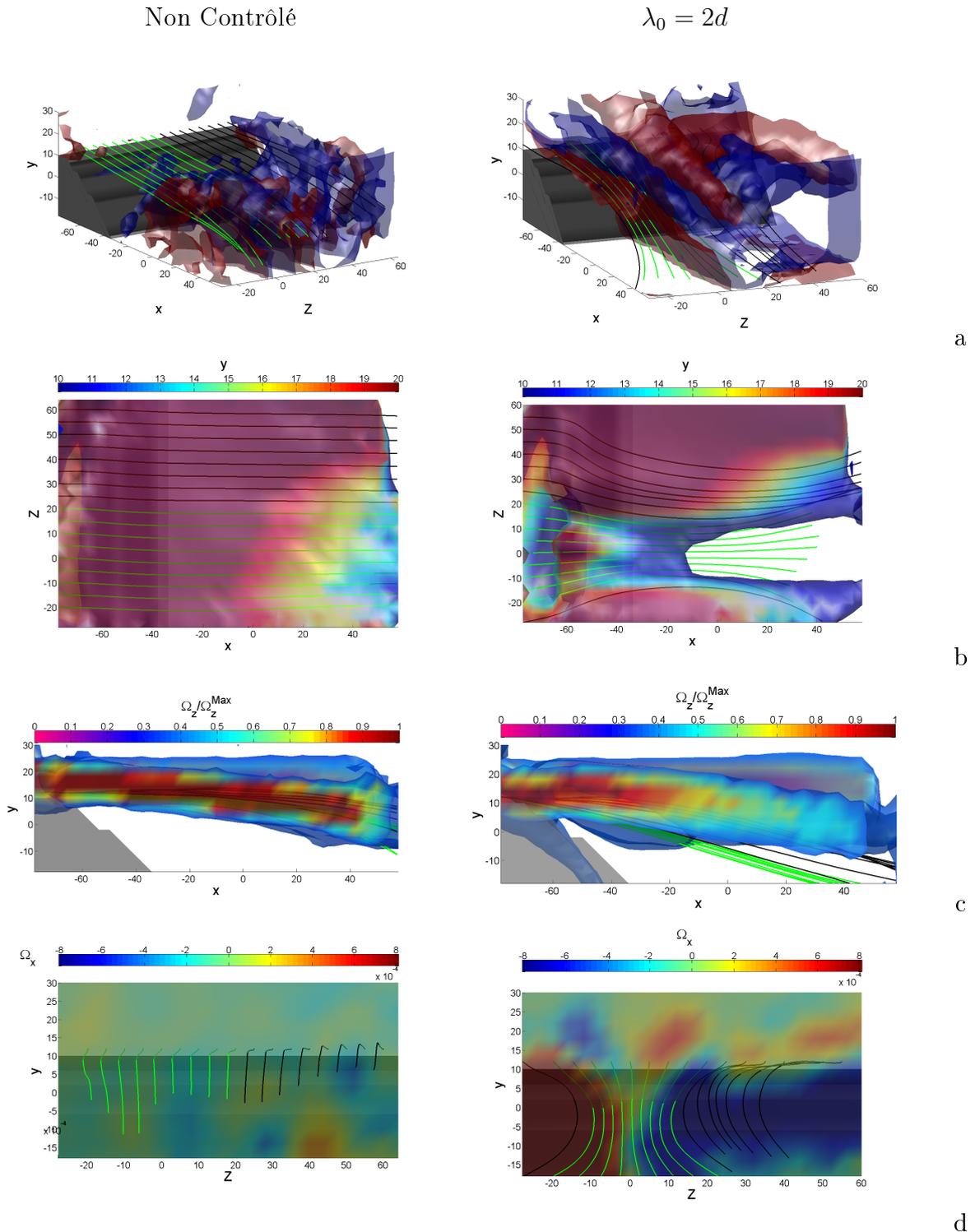


FIGURE 5.1 – Lignes de courants et vorticités moyennes sur la rampe descendante, non contrôlée et contrôlée obtenues par V3V. Le nombre de Reynolds est de 4500, l'espacement de  $\lambda_0 = 3d$ . Les lignes noires et vertes sont des lignes de courant, les vertes sont issues d'une zone où se trouvent les GVs. a) Iso-surface de vorticité longitudinale, positive en rouge, négative en bleue. b) Iso-surface (35% du maximum des deux cas) de la vorticité transversale colorée par la hauteur, vue de dessus. c) Iso-surface (35% du maximum des deux cas) et vue de coupe de la vorticité transversale. d) Coupe de la vorticité longitudinale, vue de l'aval.

d'y accéder<sup>3</sup>, la littérature nous enseigne que le sillage d'une marche peut développer, même pour des nombres de Reynolds faibles, une tridimensionnalité extrinsèque (Armaly *et al.*, 1983; Kaiktsis *et al.*, 1991) due au confinement de l'écoulement, ou intrinsèque (Beaudoin *et al.*, 2004) sous la forme d'une déstabilisation de la vorticité transversale et ainsi générer de la vorticité longitudinale. Dans notre cas, les rapports d'aspects étant faibles, nous nous attendons à un effet extrinsèque important comme cela à déjà été reporté dans le chapitre 3. En dehors de cela les lignes de courant suivent des trajectoires paraboliques dans un plan  $xy$  et sont raisonnablement alignées avec la direction  $x$  dans un plan  $xz$ . La vorticité transversale montre l'existence de la couche de mélange. La colonne de droite de la figure 5.1 nous fait découvrir le cas contrôlé avec un espacement de  $\lambda_0 = 2d$ . L'écoulement a été modifié de façon dramatique. On remarque des structures à vorticité longitudinale forte (figures 5.1a et d), dont deux en particulier émanent de la zone des générateurs de vortex (origine des lignes de courant vertes) et forment des tubes. La faible résolution ne permet pas d'affirmer que ces structures résultent ou non des tourbillons en fer à cheval ou de l'extrémité de la rangée. On notera que l'écoulement commun de ces deux structures amène l'existence d'un écoulement vers le bas dans le plan de symétrie des VGs. Si on se penche sur la vorticité transversale (figures 5.1b et c) on remarque tout d'abord le trou présent dans l'iso-surface vue de dessus, couplée au fait que ce trou se situe dans le sillage des GVs. Dans la vue latérale, on remarque que l'intensité de cette vorticité décroit rapidement au fur et à mesure que  $x/h$  croît. De plus on voit que le trou perçu dans la vue de dessus ne résulte pas d'une sortie du champ d'exploration de l'iso-surface comme ce serait le cas si la nappe de vorticité étaient déformée en U. Il ne s'agit donc pas *a priori* d'un simple déplacement de la nappe, mais bien d'une dissipation de cette vorticité. Avant cette dissipation, la coloration de l'iso-surface par la hauteur (figure 5.1b) nous montre que la couche cisailée est abaissée. L'observation des lignes de courants nous montre que les trajectoires<sup>4</sup> sont abaissées par rapport au cas naturel, en particulier celles définies par les lignes de courant vertes, issues de la ligne de générateurs de vortex, ce qui prouve l'accroissement de la vitesse verticale dans cette zone. Les vues de dessus et depuis l'aval (respectivement figures 5.1b et d) nous montre un rapprochement des lignes de courant qui traduit le resserrement d'un tube de courant et donc une accélération de la vitesse au sein de celui-ci, ce qui tend à montrer que l'écoulement dans le sillage des générateurs de vortex est plus rapide que celui en dehors.

Afin d'expliquer la chute des valeurs de la vorticité transversale dans une zone où se trouve la couche cisailée et les tourbillons de Kelvin-Helmholtz dans le cas naturel nous pouvons nous pencher sur les champs instantanés, véritable *plus-value* apportée par la V3V puisque l'on dispose des champs tridimensionnels des trois composantes. La fréquence d'acquisition maximale ( $7.25Hz$ ) a été utilisée. Les plans de la figure 5.2 comportent des iso-surfaces de la vorticité transversale ainsi que des lignes de courant issues des même points que celle de la figure 5.1, les vertes étant toujours issues de

3. seul le plan de symétrie  $y$  a été exploré, et la composante transversale n'y est pas mesurée.

4. Ce terme est une commodité de langage, les lignes de courants définissent la ligne tangente en tout point au champ de vecteur considéré. Il est donc en particulier faux de parler de trajectoires dans un écoulement non permanent, même en considérant le champ moyen.

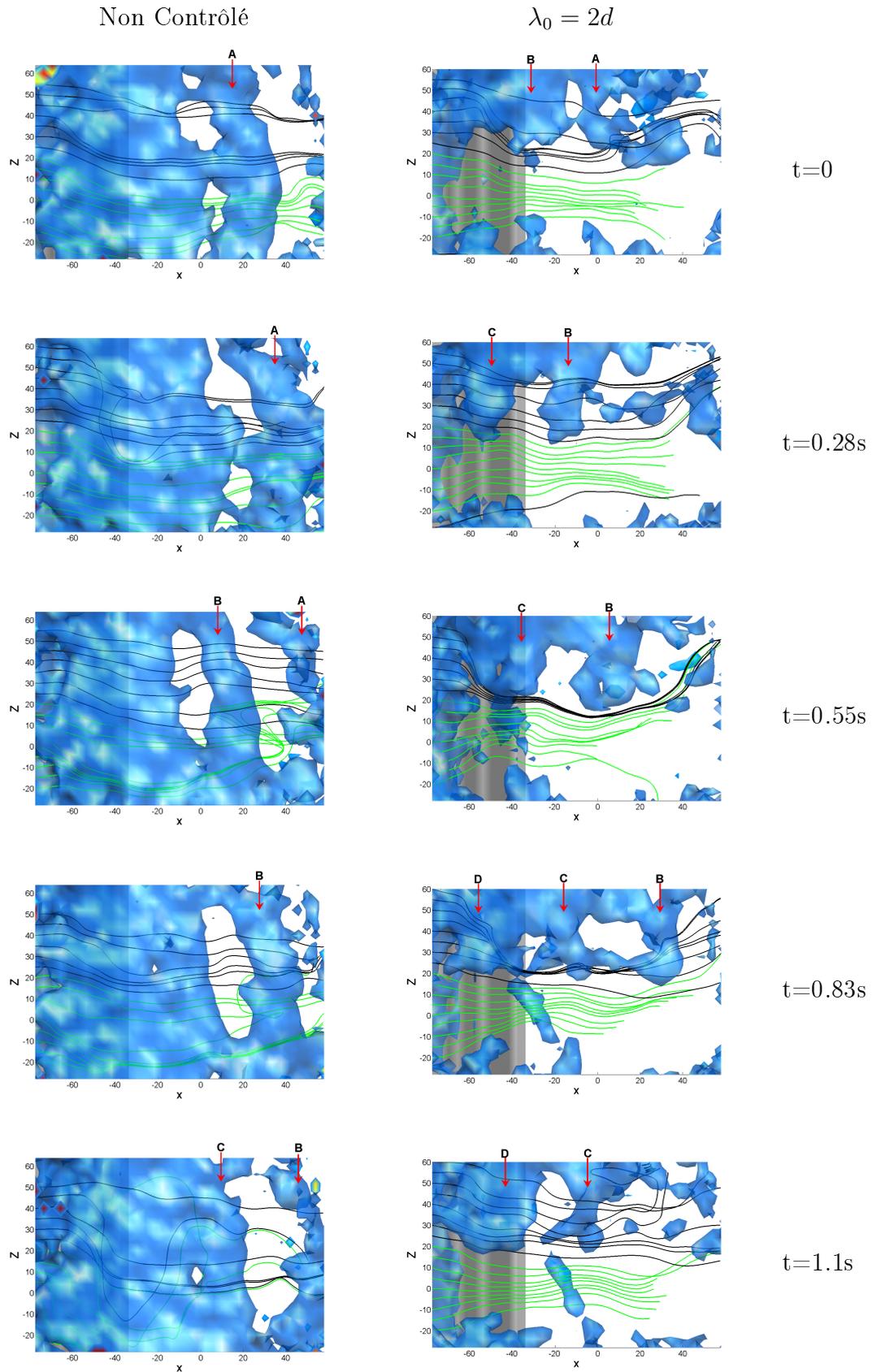


FIGURE 5.2 – Visualisation des lachers de vorticité transversale par V3V. Le nombre de Reynolds est de 4500, l'espacement des générateurs de vortex est  $\lambda_0 = 2d$ .

la rangée de générateurs de vortex. La vue est une vue de dessus, ces champs sont des instantanés successifs avec un intervalle de temps double de celui défini par la fréquence d'acquisition. On repère facilement dans le cas naturel (colonne de gauche) les lâchers tourbillonnaires successifs, remarquables par les bandes formées par les iso-surfaces de la vorticité transverse. Les différents tourbillons sont étiquetés de façon unique par une lettre. Dans le cas contrôlé, on remarque que ces bandes sont coupées dans le sillage des générateurs de vortex. Nous avons vu grâce au champ moyen qu'il ne s'agit *a priori* simplement d'une déformation de ces tourbillons. Cependant, une ligne de vorticité qui décrirait idéalement un tourbillon de Kelvin-Helmholtz ne peut commencer ou finir au milieu de nulle part, on peut supposer que le lien entre les deux parties séparées par le sillage des générateurs de vortex s'effectue à un niveau de vorticité moindre<sup>5</sup>. On peut envisager donc le mécanisme suivant : l'écoulement provoqué par les générateurs de vortex empêche un développement correct de ces tourbillons, soit parce que la vorticité transverse ne peut cohabiter avec la vorticité longitudinale du même ordre, soit parce qu'il n'y a pas de décollement de la couche cisailée là où elle décolle en dehors du sillage des générateurs de vortex. Ainsi, les tourbillons formés de part et d'autre de la rangée de générateurs de vortex sont rapidement dissipés ce qui se traduit dans le champ moyen par la décroissance rapide des niveaux de vorticité transverse observée dans la figure 5.1b à droite, dans la coupe de l'iso-surface qui se situe en dehors du sillage des générateurs de vortex. En résumé, la vorticité transverse dans le sillage des générateurs de vortex n'est pas produite, ou en tout cas pas au même niveau de valeur ou au même endroit qu'en dehors de ce sillage, et cela mène à la dissipation progressive des structures attenantes à cette zone. Le fait de supposer que le décollement n'a pas lieu dans cette zone est conforté par la figure 5.1b ou on remarque une bande de vorticité transverse tangente à la partie de rampe visible<sup>6</sup>, les lignes de courant tendraient à montrer l'inverse, mais il ne peut s'agir que de l'expression d'une couche cisailée qui s'épaissit très vite. Ce cas nous montre donc que la présence des générateurs de vortex accélère l'écoulement dans leur sillage vis à vis de l'écoulement en dehors de leur sillage, avec potentiellement une résistance au décollement de la couche limite. Afin de pouvoir pousser plus avant nos travaux, nous nous r armons donc de notre bonne vieille PIV classique, qui a ces deux avantages d'être disponible plus d'une journée et capable de fournir des champs biens résolus.

## 5.4 Définition des grandeurs intégrales mesurées

Dans cette section nous allons exploiter les champs à trois dimensions et deux composantes reconstruits à partir d'acquisitions successives de champs PIV à deux composantes et deux dimensions au moyen du protocole expérimental décrit dans la section 5.2. Pour chacun des cas acquis dans le canal hydrodynamique, nous dispo-

5. qu'il est difficile d'observer car la visualisation devient illisible devant le nombre de surfaces qui apparaissent.

6. cette bande apparaît dans la rampe à cause de la faible résolution et de l'interpolation effectuée par Matlab

sons donc d'un champ tridimensionnel à deux composantes pour le cas non contrôlé et contrôlé, couvrant au minimum une longueur d'onde. Nous allons ici définir les grandeurs que nous observons, ainsi que la procédure employée afin de les obtenir. A cette fin penchons nous sur le cas non contrôlé à  $Re_H = 6000$  et le cas contrôlé au même nombre de Reynolds avec un espacement de  $\lambda_0 = 3d$ .

### 5.4.1 Analyse des champs tridimensionnels à deux composantes moyennés dans le temps.

On peut visualiser sur la figure 5.3 une représentation tridimensionnelle de l'écoulement au dessus d'une rampe descendante, au nombre de Reynolds de 6000. La figure supérieure illustre le cas non contrôlé, celle inférieure, le cas contrôlé au moyen de générateurs de vortex disposés à  $x_{cvg} = 12.5d$  avec un espacement de  $\lambda_0 = 3d$ . Sur ces deux figures sont représentés des profils de la vitesse longitudinale ainsi que trois iso-surfaces de vitesse longitudinale pour  $\frac{U_x}{U_\infty}$  égal à 0.1, 0.5 et 0.9. En jouant au jeu des différences entre les deux cas, on peut d'ores et déjà pointer les modifications qu'apportent la présence des générateurs de vortex en amont du décollement. On remarque que la couche limite amont, puis la couche cisailée sont modulées de la même manière que l'était la couche limite sur plaque plane dans la partie 4. Le second fait marquant est l'écart plus important entre les iso-surfaces de la vitesse longitudinale dans le cas contrôlé. Ce dernier fait laisse penser que l'épaisseur de la couche cisailée a un taux de croissance plus élevée dans le cas contrôlé. En particulier les surfaces à 0.5 et 0.1  $\frac{U_x}{U_\infty}$  sont positionnées plus bas dans le cas contrôlé que dans le cas naturel. Ceci laisse supposer que la taille de la bulle de recirculation est réduite par la présence des générateurs de vortex. On note enfin que l'effet des générateurs de vortex n'est pas uniforme dans la direction transverse ; la représentation couvre dans cette direction un peu plus que la largeur de la rangée de 4 CVGs et il apparaît que la rangée semble plus efficace en son centre en ce qui concerne l'épaississement de la couche cisailée.

### 5.4.2 Champs moyennés dans le temps et la direction transverse $z$ .

La figure 5.4 exhibe peut-être le meilleur moyen de se rendre compte de l'effet des générateurs de vortex sur l'écoulement. On peut y voir la moyenne temporelle et spatiale selon la direction transverse  $z$  de la vitesse longitudinale pour l'écoulement de base (a), l'écoulement contrôlé (b), et la différence des deux (c). Dans le cas contrôlé, la moyenne est calculée pour l'écoulement entre les deux générateurs de vortex centraux donc pour  $z$  compris entre  $-\lambda_0/2$  et  $\lambda_0/2$ . Dans le cas non contrôlé les lecteurs du chapitre 3 ne seront pas dépaysés. Dans le cas contrôlé, on note que le décollement moyen est repoussé, que les lignes de courant exhibent une zone de recirculation extrêmement réduite en comparaison au cas contrôlé, avec une longueur de recirculation  $L_{rec}$  de l'ordre de  $H$ . Le point de décollement est repoussé de

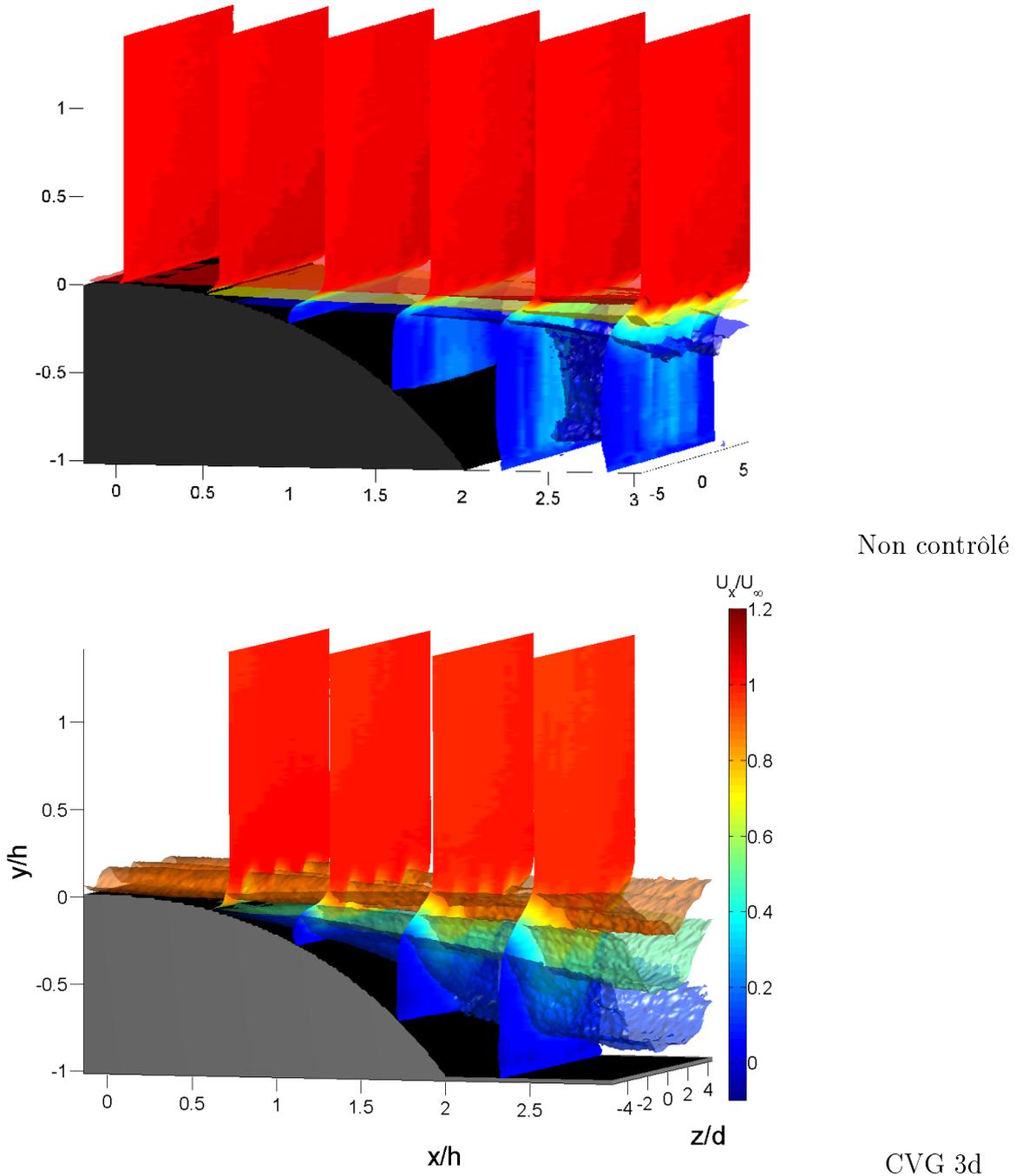


FIGURE 5.3 – Vitesse longitudinale de l'écoulement pour un nombre de Reynolds de 590. Profils à  $x/h$  constants et isovitesse pour  $U_x/U_\infty$  égal à 0.1, 0.5 et 0.9.

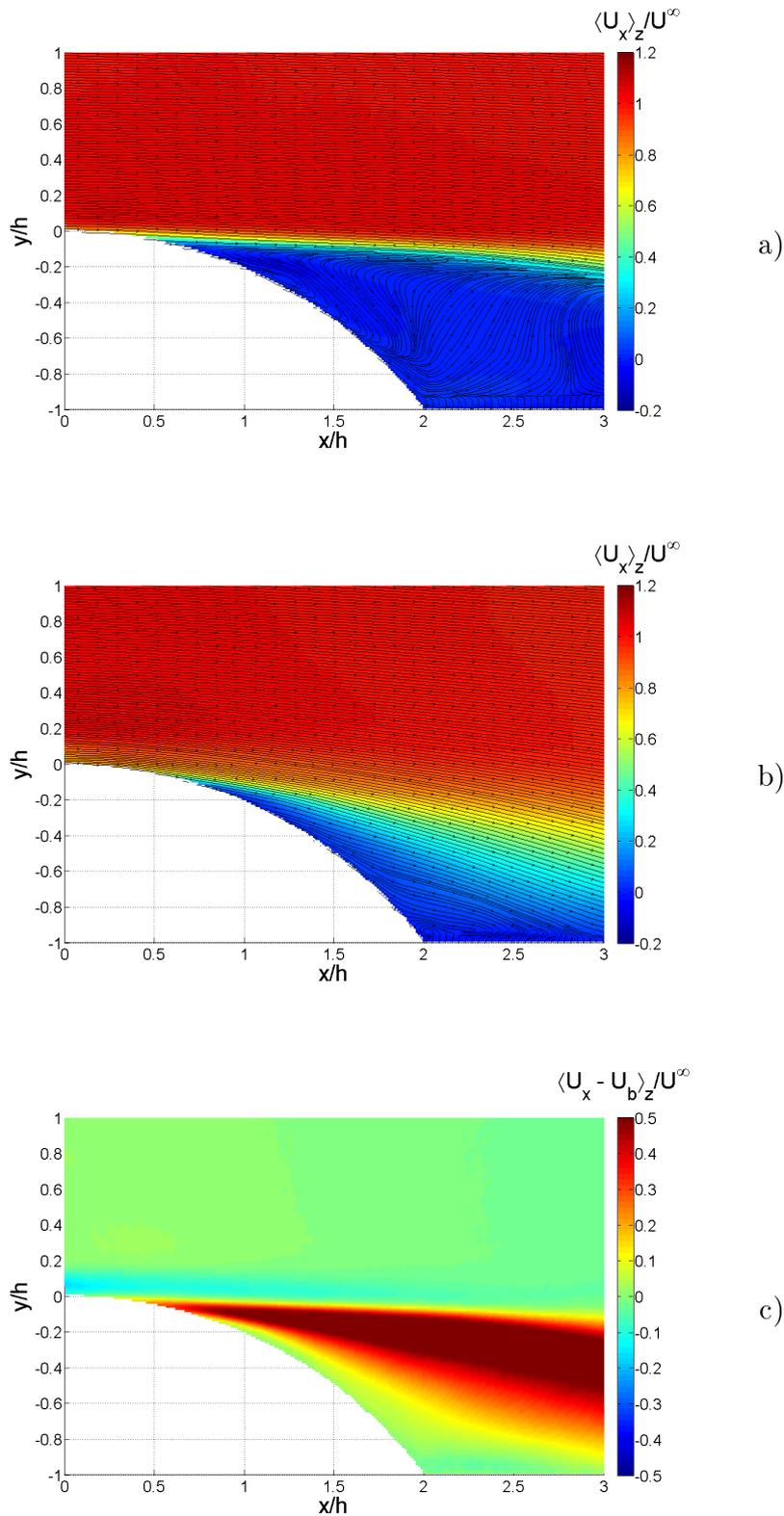


FIGURE 5.4 – Champs moyennés dans le temps et la direction transverse de la vitesse longitudinale de l'écoulement au dessus d'une rampe descendante dans le cas non contrôlé et contrôlé. Le nombre de Reynolds est de  $Re_H = 6000$ , la longueur d'onde de forçage est  $\lambda_0 = 3d$ . a) Cas non contrôlé. b) Cas contrôlé. c) Différence des deux cas.

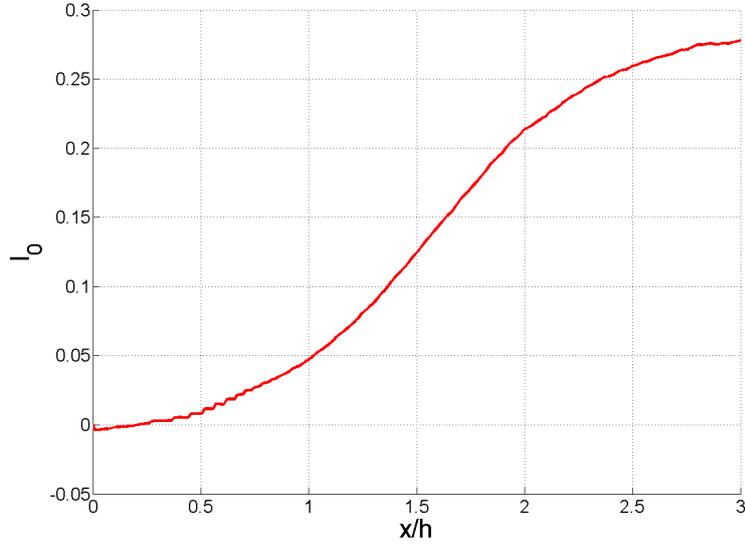


FIGURE 5.5 – Exemple de différence de débit  $I_0$  dans les champs moyens de la vitesse longitudinale entre les cas non contrôlés et contrôlés. Le nombre de Reynolds est de  $Re_H = 6000$  et la fréquence de forçage pour le cas contrôlé est de  $\lambda_0 = 3d$ .

$x_{dec}/H \approx 0.8$  et  $y_{dec}/H \approx 0.9$  dans le cas non contrôlé à  $x_{dec}/H \approx 1.8$  et  $y/H \approx 0.2$  dans le cas contrôlé. On note que l'épaisseur de la couche cisailée s'en trouve fortement augmentée. La différence des deux configurations nous enseigne que de la quantité de mouvement est *pompée* au dessus de la couche cisailée de l'écoulement de base pour être *injectée* dans la zone où se trouve la bulle de recirculation de l'écoulement de base. Afin de quantifier cet échange de quantité de mouvement, nous pouvons construire une grandeur similaire à l'intégrale  $I_0$  du mode zéro  $u_0^*$  de la partie 4. Pour chaque position  $x$ , nous pouvons intégrer le profil de la différence des champs moyens des deux configurations :

$$I_0 = \frac{1}{H} \int_{-1}^{\infty} \frac{\langle U_x - U_{x,base} \rangle}{U^\infty} dy \quad (5.1)$$

De même que dans la partie 4, cette grandeur peut être interprétée comme un bilan de débit. Ainsi, si  $I_0$  est positif, le débit est augmenté en comparaison au cas non contrôlé, et il est respectivement diminué dans le cas opposé. Un exemple de l'évolution longitudinale de  $I_0$  est visible sur la figure 5.5. On note que pour ce cas précis, l'écart de débit augmente d'une valeur proche de 0% jusqu'à plus de 25% de  $H \times U^\infty$ . En fonction du but du contrôle, cette valeur intégrale peut servir à évaluer l'efficacité du-dit contrôle.

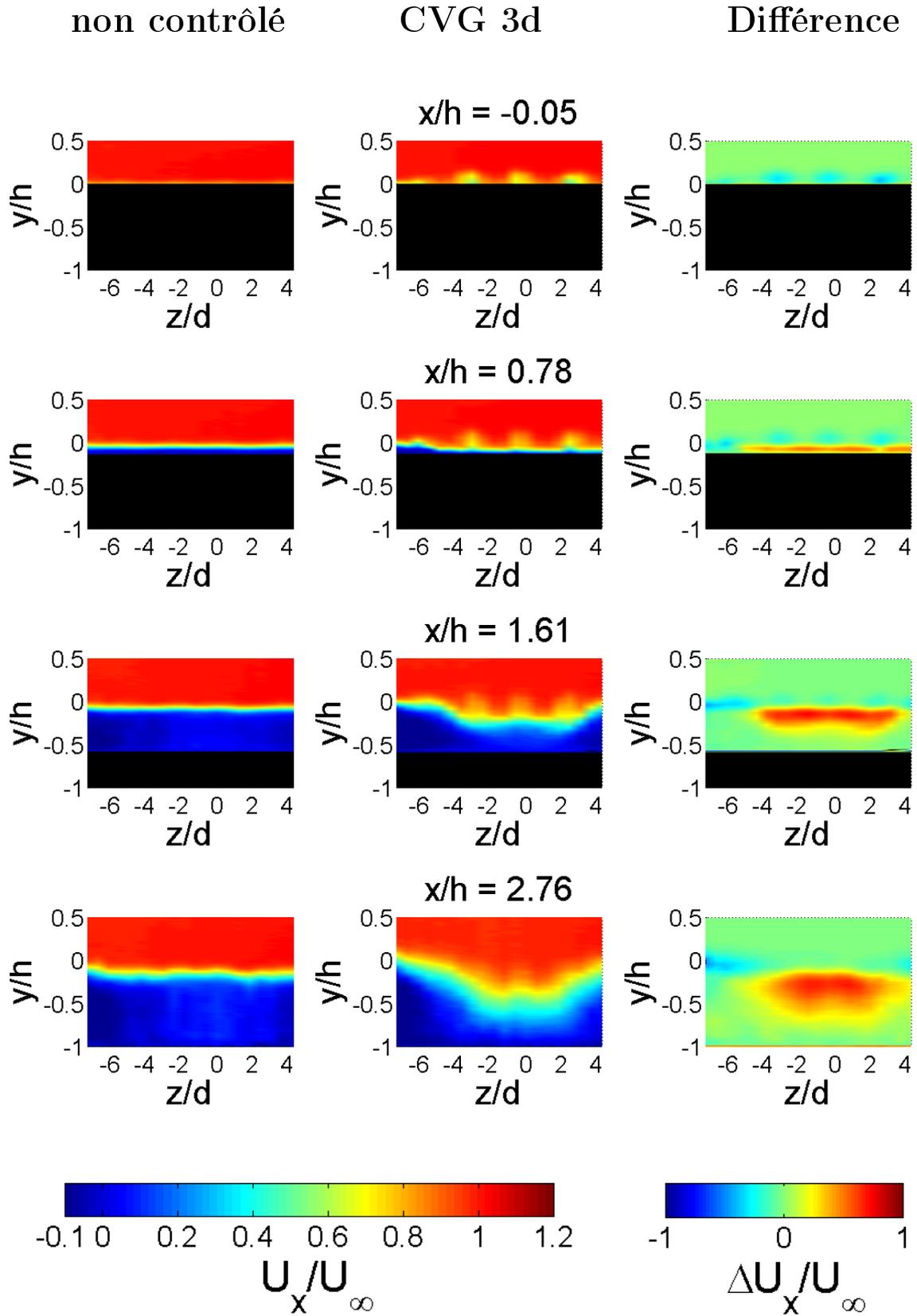


FIGURE 5.6 – Cartographie de la vitesse longitudinale pour un nombre de Reynolds de 6000 et un espacement des CGVs de  $3d$  à  $x/h$  constant.

### 5.4.3 Reconstruction des champs à deux composantes dans un plan à $x = cste$ .

Afin d'observer la modulation transverse, il est possible d'observer des coupes à  $x$  constant de la vitesse longitudinale sur la figure 5.6. Dans le cas non contrôlé (colonne de gauche), on peut observer que l'écoulement se découpe en trois parties. Dans la partie supérieure, l'écoulement a une vitesse proche de  $U^\infty$ . Au centre, une zone de forte variation de la vitesse longitudinale montre le siège de la couche cisailée. Dans la partie inférieure, l'écoulement s'effectue à des vitesses faibles ou négatives, il s'agit de la zone de recirculation. On observe que plus le plan de coupe évolue vers des  $x/h$  croissants, plus le centre de la couche cisailée descend. On note également que la couche cisailée s'épaissit au fur et à mesure que  $x/h$  croît. L'écoulement peut être considéré comme homogène dans la direction transverse  $z$ . Dans la colonne centrale se trouvent les plans de coupe pour le cas contrôlé au moyen de CVGs espacés de  $\lambda_0 = 3d$ . On peut toujours repérer les trois zones d'écoulement. Cependant, on peut d'ores et déjà noter la modulation de la couche limite incidente et la signature en forme de champignons des tourbillons longitudinaux. De plus, nous avons perdu l'homogénéité dans la direction transverse. La rangée de générateurs de vortex s'étend de  $z/d = -5d$  à  $z/d = 5d$ . On observe que la position de la couche cisailée est plus basse que dans le cas non contrôlé entre les positions transverses  $z/d = -3$  et  $z/d = 3$ . Par contre elle semble plus haute aux extrémités de la rangée. Le centre de la rangée de générateurs de vortex semble donc parvenir à réduire l'étendue de la rangée de générateurs de vortex. On peut également remarquer que l'épaisseur de la couche cisailée est plus importante dans le cas contrôlé que dans le cas naturel. La colonne de droite est la différence entre les deux écoulements. On y repère pour les  $x/h$  faibles une accélération du bas de la couche cisailée due à l'action des générateurs de vortex, en suite on observe une large zone accélérée là où était la zone de recirculation. Son étendue ayant été largement réduite au centre de la rangée de générateurs de vortex, l'accélération perçue est en fait l'expression du remplacement d'un écoulement à faible vitesse par un écoulement à vitesse proche de  $U^\infty$ . La décélération perçue au dessus est le pendant de l'accélération précédente, puisque c'est de la partie supérieure de l'écoulement qu'est puisé le surplus de quantité de mouvement injecté dans la partie inférieure.

### 5.4.4 Profils de vitesse *inflow* et *outflow*

La modulation transverse peut également se traduire par la différence des profils de vitesse longitudinale observés dans des plans à  $z$  constants. De même que dans la partie 4, il est possible de définir des plans à  $z$  constants différents selon que l'on se trouve dans le sillage direct d'un générateur de vortex ou entre-deux. Par analogie, nous appelons toujours profil *inflow* le profil dans le plan à  $z$  constant pris dans le sillage individuel d'un générateur de vortex, et profil *outflow* celui pris dans un plan à  $z$  constant entre deux générateurs de vortex. Ces deux profils sont représentés sur la figure 5.7 en addition du profil moyen selon la direction  $z$  du profil de la

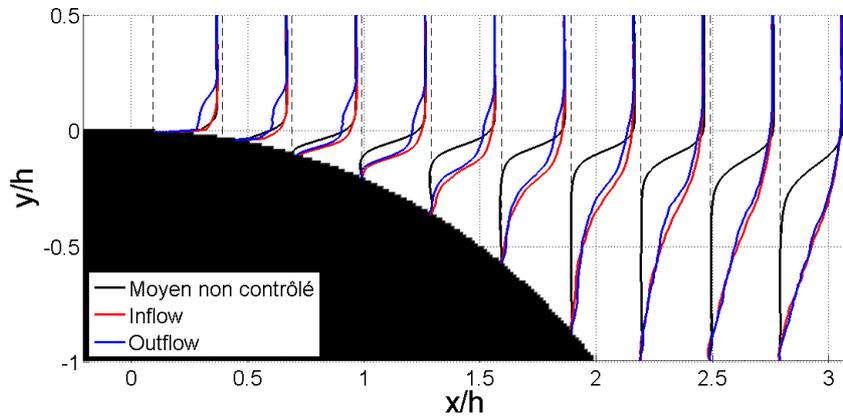


FIGURE 5.7 – Exemples de profils de vitesse longitudinale dans les cas non contrôlés et contrôlés. Le nombre de Reynolds est de  $Re_H = 6000$  et la fréquence de forçage pour le cas contrôlé est de  $\lambda_0 = 3d$ . Le profil du cas non contrôlé est le profil moyen dans le temps et la direction transverse  $z$  (en noir). Dans le cas non contrôlé, les deux profils *inflow* (en rouge) et *outflow* (en bleu) sont des moyennes temporelles dans des plans à  $z$  constants. Le profil *inflow* est pris dans le sillage direct d'un des deux générateurs de vortex centraux, le profil *outflow* est pris entre les deux générateurs de vortex centraux.

vitesse longitudinale de l'écoulement de base. On peut y observer tout d'abord la trace de la modulation laissée sur la couche limite par les générateurs de vortex. En effet, la couche limite est accélérée dans la zone *inflow* et respectivement décélérée dans la zone *outflow*. Une fois la couche limite de l'écoulement de base décollée, au delà de  $x/H = 0.8$ , on note que la position du point d'inflexion de la couche cisailée est beaucoup plus bas dans le cas contrôlé, et que le gradient de vitesse se répartit sur une plus grande épaisseur. Jusqu'à  $x/H \approx 2$ , la différence entre les deux profils du cas contrôlé reste sensible. En particulier, le profil *outflow* exhibe deux points d'inflexion contre un seul pour le profil *inflow* à l'instar du profil moyen de l'écoulement de base. On note que le profil *inflow* est toujours plus rapide que le profil *outflow*, ce qui se traduit par une position plus basse de la position verticale  $y_{sh}$  du point d'inflexion dans le cas *inflow*. Au delà de  $x/H \approx 2$  les deux types de profils tendent à se confondre ce qui confirme que la modulation a tendance à rapidement disparaître en aval de la rampe.

### 5.4.5 Évolution de l'épaisseur de la couche cisailée.

Afin de quantifier l'épaisseur  $\delta_{sh}$  de la couche cisailée et l'étendue de la zone de recirculation, nous allons réutiliser l'inverse du gradient de la couche cisailée comme introduit dans la partie 3 (equation 5.2). On peut également utiliser la position de ce maximum comme candidat valable pour illustrer la position verticale du centre

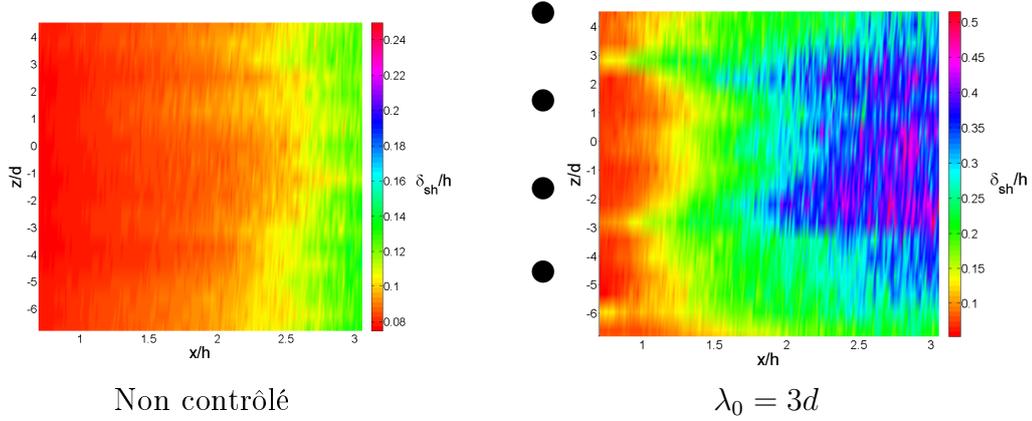


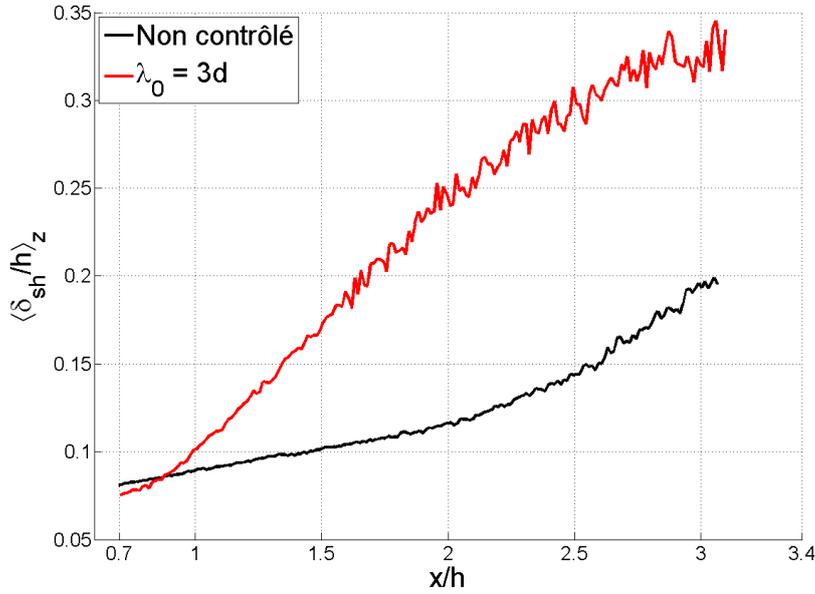
FIGURE 5.8 – Cartographie des épaisseurs de couche cisailée dans les cas non contrôlé et  $\lambda_0 = 3d$  à un nombre de Reynolds de 6000.

$y_{sh}$  de la couche cisailée.

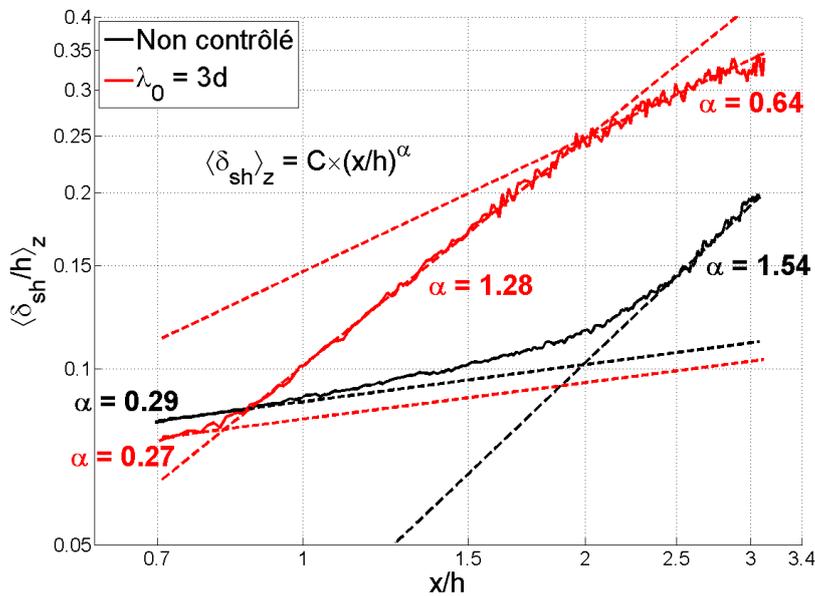
$$\delta_{sh} = \frac{U^\infty/h}{\text{Max}_y \left( \frac{\partial U_x}{\partial y} \right)} \quad (5.2)$$

Des cartographies de l'épaisseur de la couche cisailée sont présentées sur la figure 5.8 pour les cas non contrôlé et  $\lambda_0 = 3d$  pour un nombre de Reynolds  $Re_H = 6000$ . Dans le cas non contrôlé,  $\delta_{sh}/h$  évolue entre des valeurs de 0.08 au début de la rampe, jusqu'à 0.25 à  $x/h = 3$ . On note encore une fois un comportement homogène dans la direction transverse. Dans le cas contrôlé, l'évolution de  $\delta_{sh}/h$  se fait jusqu'à des valeurs de l'ordre de 0.5. De plus, on note encore une fois un comportement tridimensionnel avec une efficacité accrue, dans le centre de la rangée de générateurs de vortex entre les positions  $z/d = -3$  et  $z/d = 3$ . On soupçonne également une croissance accrue de l'épaisseur de la couche cisailée sous l'action des générateurs de vortex. On note pour les  $x/h$  faibles un effet des zones *inflow* et *outflow*. Dans les zone *inflow* ( $z/d = -4.5$ ,  $z/d = -1.5$ ,  $z/d = 1.5$  et  $z/d = 4.5$ ) la couche cisailée amont est accélérée et *de facto* son épaisseur est réduite, ce qui se retrouve en aval. Le raisonnement inverse est possible dans les zones *outflow* ( $z/d = -3$ ,  $z/d = 0$ ,  $z/d = 3$ ). Cependant, au centre de la rangée de générateurs de vortex, la distinction devient moins visible au fur et à mesure que  $x/h$  croît. De façon à évaluer l'effet global du contrôle nous pouvons calculer l'évolution longitudinale de l'épaisseur moyenne de la couche cisailée<sup>7</sup>. Le résultat est présenté sur les figures 5.9a et b. Si on observe l'évolution linéaire de l'épaisseur de la couche cisailée dans le cas non contrôlé (figure 5.9a courbe noire), on peut discerner deux régimes différents : un premier jusqu'à  $x/h$  de l'ordre de 2 à croissance lente et un second à croissance rapide. Dans le cas contrôlé, on observe trois régimes : dans un premier temps une croissance lente jusqu'à  $x/h$  de l'ordre de 0.8, puis une croissance forte jusqu'à  $x/h$  autour de 2.7 et enfin une croissance plus lente. On observe que dans le cas contrôlé,

7. Il est intéressant de noter que cette grandeur est différente de l'épaisseur de la couche cisailée moyenne, du fait de la modulation transverse de la position verticale de la couche cisailée.



a)



b)

FIGURE 5.9 – Évolution des épaisseurs de couche cisailée moyenne dans les cas non contrôlé et  $\lambda_0 = 3d$ . La moyenne se fait selon la direction  $z$ . a) Échelles linéaires. b) Diagramme Log-Log.  $\alpha$  est la pente de la droite tangente en pointillé.

en partant d'une épaisseur légèrement plus faible, la taille de la couche cisailée dépasse très rapidement celle du cas naturel jusqu'à atteindre un tiers de la hauteur de la rampe. En supposant  $\delta_{sh} = C \times (x/h)^\alpha$ , nous extrayons les exposants  $\alpha$  liés à la croissance de  $\delta_{sh}$ , lesquels sont représentés sur le diagramme Log-Log de la figure 5.9b. Dans le cas naturel, la couche cisailée croît tout d'abord avec  $\alpha = 0.29$ , pour ensuite rejoindre une courbe d'exposant  $\alpha = 1.54$ . Ces deux régimes peuvent s'expliquer par la compétition au sein de la couche cisailée des mélanges diffusifs et advectifs. En effet, au début de la couche cisailée, on peut supposer que les perturbations de type Kelvin-Helmholtz n'ont pas atteint une amplitude suffisante pour participer de façon efficace au mélange. Au delà d'un certain point ( $x/h = 2$  environ dans notre cas) c'est le mélange advectif qui l'emporte. On note avec une pointe de dépit que le mélange jugé diffusif ne montre pas un exposant de 0.5, caractéristique des phénomènes statistiques à loi normale comme l'est la diffusion de quantité de mouvement. Dans le cas contrôlé, on discerne les trois régimes définis précédemment et donnant des exposants respectifs de  $\alpha = 0.27$ ,  $\alpha = 1.28$  et  $\alpha = 0.64$ . La première phase montre donc un comportement similaire au cas naturel. La seconde phase qui apparaît beaucoup plus tôt spatialement que celle du cas naturel s'effectue à un taux de croissance plus faible que celui impulsé par les tourbillons de type Kelvin-Helmholtz, enfin la troisième phase montre un taux de croissance intermédiaire. Nous pouvons relier ces résultats avec les observations faites dans la section 5.3. En effet, dans le cas contrôlé, nous avons vu que le mélange ne peut être effectué par la vorticité transversale puisqu'elle est rapidement dissipée. Deux phénomènes peuvent expliquer l'épaississement de la couche cisailée : soit la vorticité longitudinale issue des générateurs de vortex agit pour mélanger la quantité de mouvement, soit l'écoulement reste attaché plus longtemps à la rampe ce qui réduit *de facto* le gradient de vitesse. Notons que les deux cas possèdent un changement de pente autour de  $x/h = 2$  qui marque l'extrémité de la rampe. Il n'est pas à exclure que le gradient de pression progressif imposé par la rampe ait un rôle à jouer.

#### 5.4.6 Effet sur la ligne de décollement

Afin d'évaluer la position de la ligne de décollement, nous pouvons<sup>8</sup> extraire la vitesse tangentielle  $u_t$    la paroi de la rampe descendante. En vérité, nous aurons la vitesse tangentielle sur un plan à distance fixe de la rampe, estimée à moins de  $2mm$ <sup>9</sup>.  tant donnée que la vitesse à la paroi est nulle,  $u_t$  est proportionnelle au coefficient de frottement local. Donc si on repère les points où  $u_t$  s'annule, nous obtenons les points de décollement et recollement. La précision de la méthode dépend en grande partie de l'angle que fait la courbe de vitesse tangentielle nulle si, bien-sûr, elle dépasse l'altitude de  $2mm$ . Bien que ce traitement soit voué à l'échec

8. dans la limite des possibilités laissées par la réflexion du laser sur la paroi susceptible de *bruiter* le traitement de la PIV en introduisant des faux positifs et la résolution du champ de vecteurs

9. Ce type de mesure peut aujourd'hui être amélioré par l'emploi d'une peinture qui absorbe la longueur d'onde du laser.

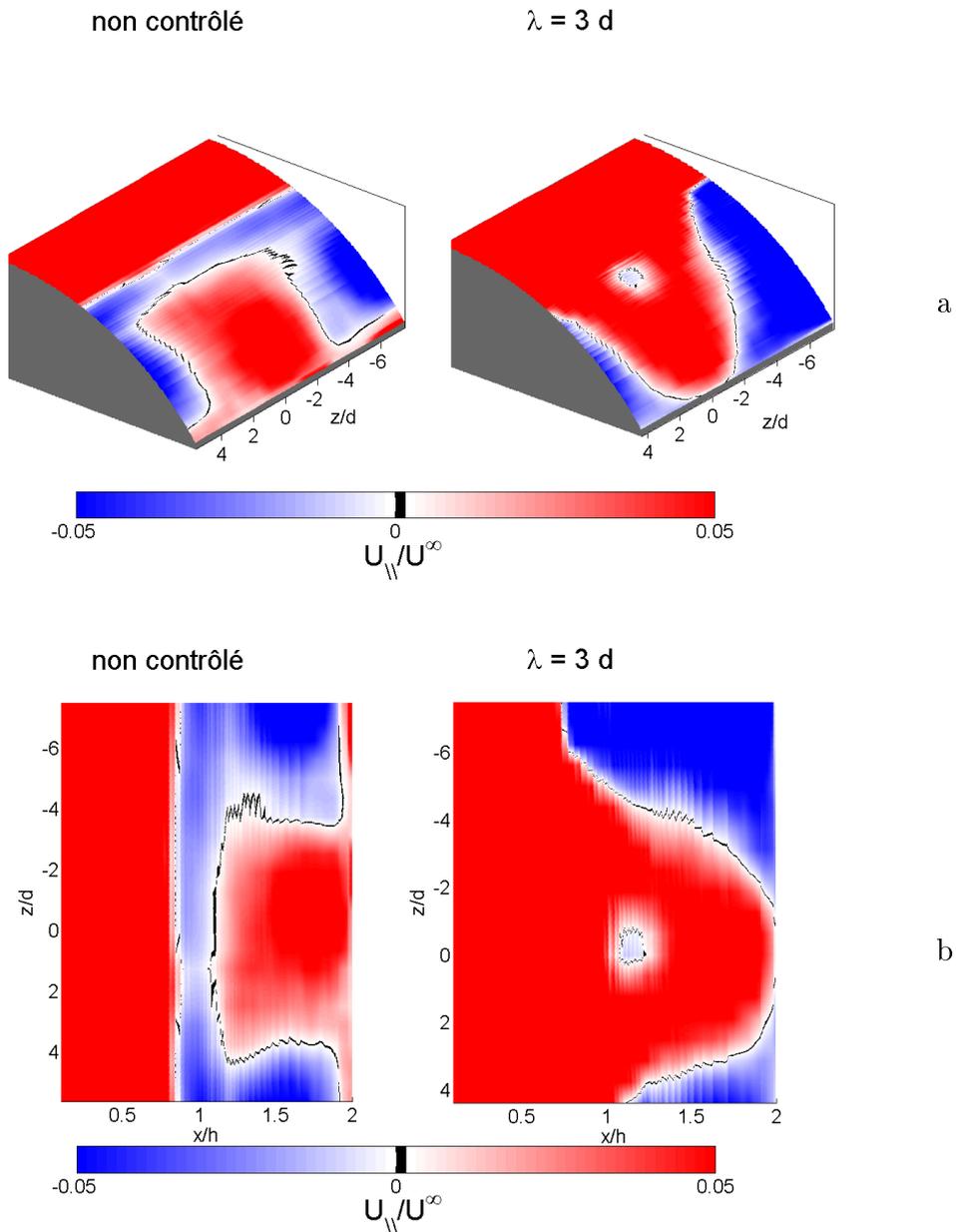


FIGURE 5.10 – Vitesse tangentielle de l'écoulement autour de la vitesse nulle pour un nombre de Reynolds de 6000. La ligne noire marque l'emplacement du changement de signe de  $U_t$  qui doit montrer la ligne de décollement.

d'après le thésard en charge, les résultats ne semblent pas dénués de sens et méritent donc d'être présentés. Si on observe la figure 5.10 on peut remarquer dans le cas non contrôlé la présence d'une ligne de décollement centrée autour de la position longitudinale  $x/h = 0.8$  qui n'est pas incohérente avec l'observation des lignes de courants. On observe par contre un recollement massif au delà de  $x/h = 1.1$  dans une zone transversale comprise entre  $z/d = -4$  et  $z/d = 4$ . Si ces mesures relèvent de la physique de l'écoulement, il est compliqué d'imaginer la structure de l'écoulement associé, sinon qu'il est fortement tridimensionnel. Une raison purement technique à avancer réside dans le choix du  $\delta t$  utilisé pour la mise en oeuvre de la PIV qui ne peut être adapté à toutes les vitesses d'écoulement présents. Si la vitesse des particules est suffisamment lente il devient compliqué de dégager une vitesse de déplacement de ces dernières. Ainsi, l'application du multifenêtrage peut permettre de trouver une vitesse moyenne à une certaine échelle, qui ne sera pas forcément corrigée de façon adéquate aux plus petites échelles si les particules ne se déplacent que d'un pixel, et ce, pas nécessairement dans la même direction. Nous nous contentons donc pour l'heure de pouvoir identifier correctement la ligne de décollement. Dans le cas  $\lambda_0 = 3d$ , nous pouvons observer que l'écoulement reste attaché tout le long de la rampe descendante dans une zone qui se trouve dans le sillage des générateurs de vortex. Cela vient apporter un élément de réponse à la raison de la disparition des tourbillons de Kelvin-Helmholtz dans cette même zone. On remarque que cette zone ce resserre au fur et à mesure que l'on parcourt la rampe descendante, de la même façon que les lignes de courant se resserrent dans cette zone. On note également au centre de cette zone un petit cercle de vitesse tangentielle nulle. Nous notons qu'il se trouve dans la zone *outflow* entre les deux générateurs de vortex centraux (positions  $z = -1.5d$  et  $z/d = 1.5$ ), et donc pas incompatible avec une couche limite moins résistante au décollement.

## 5.5 Résultats

Une fois définies les grandeurs caractéristiques, leur obtention et l'interprétation qui en est faite, nous allons nous pencher sur l'influence des deux paramètres que l'on a fait varier, à savoir le nombre de Reynolds et  $\lambda_0$ . Toutes les figures se reportant à l'ensemble des cas sont reportée en annexe.

Afin de juger du rôle de l'espacement des générateurs de vortex, nous disposons de trois espacements  $\lambda_0 = 2d$ ,  $3d$  et  $4d$ , pour les nombres de Reynolds  $Re_H = 2000$  et  $6000$ . Notons que par un heureux hasard, le nombre de Reynolds  $Re_H = 2000$  qui est basé sur la hauteur de la rampe correspond à un nombre de Reynolds  $Re_h = 300$  basé sur la hauteur des générateurs de vortex. Or, pour ce nombre de Reynolds, nous disposons d'une étude en fonction de  $\lambda_0$  sur plaque plane (Chapitre 4). Afin de juger l'influence du rôle du nombre de Reynolds, nous disposons de trois cas à espacement fixe  $\lambda_0 = 3d$  et  $Re_H = 590$ ,  $2000$  et  $6000$ .

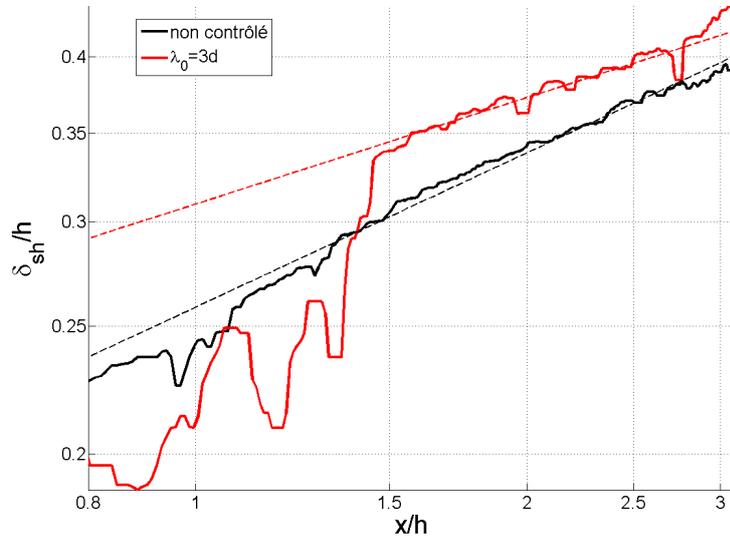


FIGURE 5.11 – Évolution de l'épaisseur de la couche cisailée avec et sans contrôle à  $Re_H = 590$ . Echelle Log-Log.

### 5.5.1 Forçage à $Re_H = 590$ et $\lambda_0 = 3d$ .

Pour le nombre de Reynolds  $Re_H = 590$ , (équivalent à  $Re_h = 88.5$  si on se base sur la hauteur des générateurs de vortex), on s'aperçoit que l'action des générateurs de vortex n'est pas aussi impressionnante que dans les autres cas. Le nombre de Reynolds est faible : nous sommes en fait à la limite de génération de tourbillons par les générateurs de vortex. Les résultats obtenus sur ce cas ne sont pas très nets : une faible modulation (figure B.2), une couche cisailée à peine épaissie (figure 5.11) et une action sur la ligne de décollement pas évidente (figure 5.12). Il y a bien une augmentation notable et structurée de la vitesse tangentielle à la paroi, mais le décollement naturel est déjà compliqué à repérer étant donné les faibles vitesses considérées. L'évolution longitudinale de  $I_0$  permet néanmoins d'isoler un effet net d'accélération de l'écoulement dans le sillage de la rampe, de l'ordre de 6% de  $U^\infty$  (figure 5.13).

### 5.5.2 Influence de $\lambda_0$ à $Re_H = 2000$ .

Pour le nombre de Reynolds de 2000 nous disposons de trois configurations différentes :  $\lambda_0 = 2d$ ,  $3d$ ,  $4d$ . Pour chaque configuration nous disposons de 9 plans d'acquisitions compris entre les positions  $-\lambda_0/2$  et  $\lambda_0/2$ , donc entre les positions des deux générateurs de vortex centraux. Pour les trois cas on observe une structure similaire de l'écoulement avec une modulation de l'écoulement et notamment de la couche cisailée (figures B.4). Cette modulation se traduit par une couche cisailée plus basse que celle de l'écoulement moyen dans les zones *inflow*, c'est à dire dans

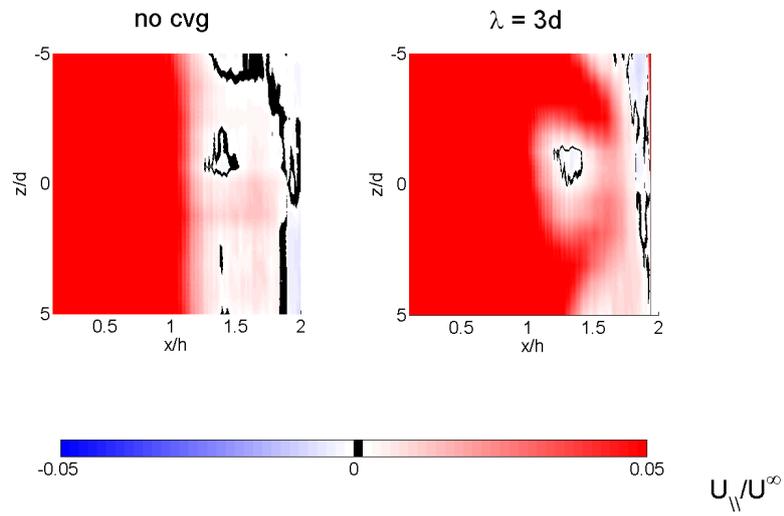


FIGURE 5.12 – Ligne de décollement avec et sans contrôle à  $Re$  590.

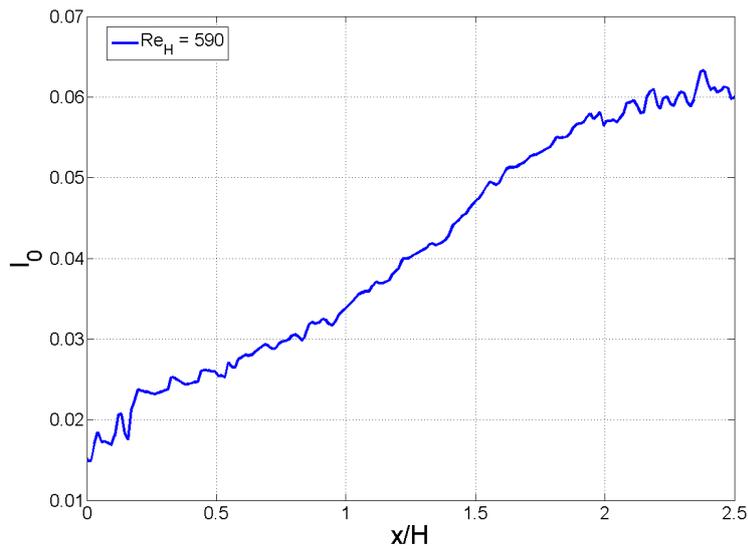


FIGURE 5.13 – Évolution de  $I_0$  pour le nombre de Reynolds  $Re_H = 590$  et  $\lambda_0 = 3d$ .

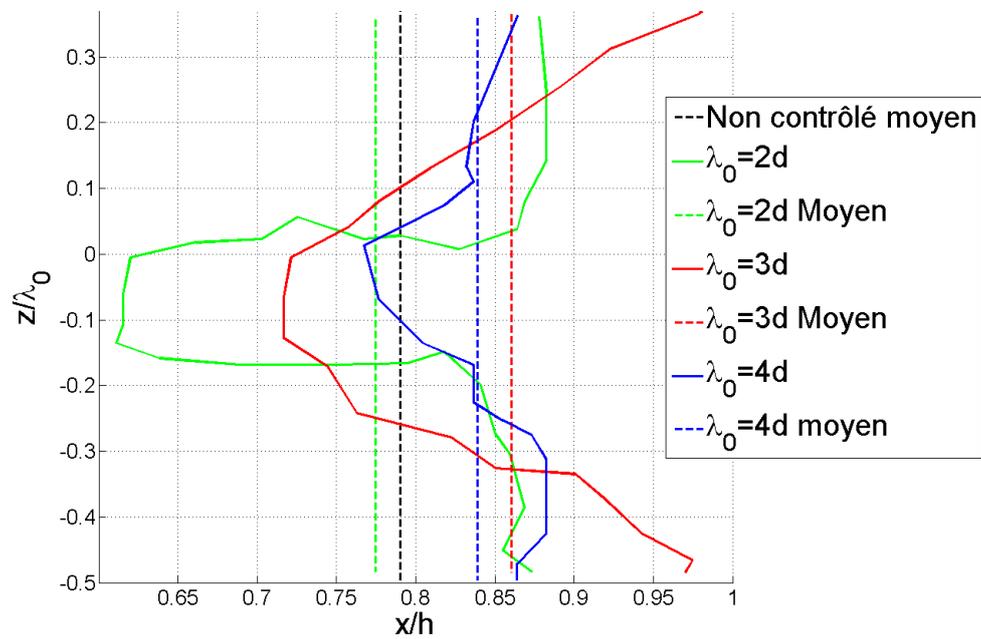


FIGURE 5.14 – Comparaison des lignes de décollement entre les deux générateurs de vortex centraux pour  $\lambda_0 = 2d$ ,  $3d$  et  $4d$  à un nombre de Reynolds  $Re_H = 2000$ . Les distances transverses sont adimensionnées par  $\lambda_0$ . Les lignes pointillées indiquent la moyenne sur la longueur d'onde.

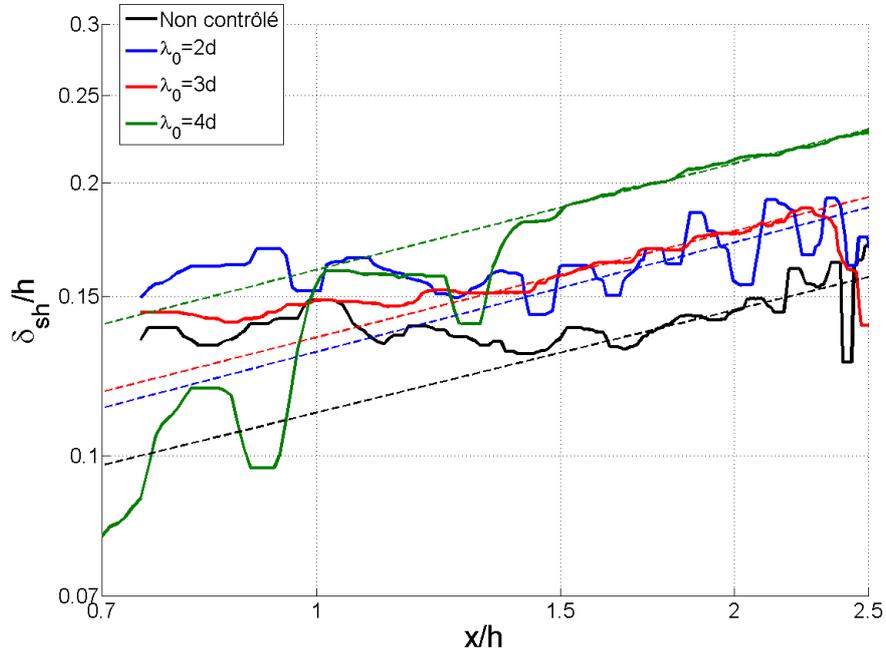


FIGURE 5.15 – Évolution de l'épaisseur de la couche cisailée avec et sans contrôle à  $Re_H = 2000$ . Echelle Log-Log.

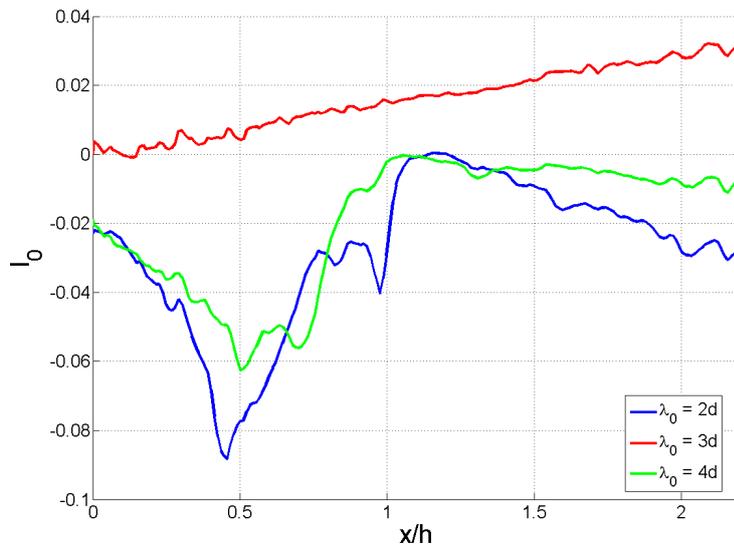


FIGURE 5.16 – Évolution de  $I_0$  pour le nombre de Reynolds  $Re_H = 2000$  et  $\lambda_0 = 2d$ ,  $3d$  et  $4d$ .

le sillage direct d'un générateur de vortex. Respectivement, dans les zones *outflow*, c'est à dire entre deux générateurs de vortex, la position de la couche cisailée est plus haute. Ceci contribue à augmenter l'épaisseur de la couche cisailée moyenne, même si le taux de croissance reste confiné entre 0.35 et 0.40 (figure 5.15). L'évolution de la ligne de décollement pour ce nombre de Reynolds est visible sur la figure 5.14 et résulte de l'annulation de la vitesse tangentielle à la paroi (figure B.11). Les lignes de décollements bidimensionnelles sont notées en traits pleins, la position moyenne est rapportée en pointillés. Si on observe la structure de ces lignes de décollements, elles sont en accord avec l'interprétation et l'effet attendu des zones *inflow* et *outflow*. Sur la figure la distance selon la direction  $z$  est adimensionnée par la longueur d'onde de forçage  $\lambda_0$  des générateurs de vortex et une seule longueur d'onde est visible : le centre correspond à une zone *outflow* tandis que les extrémités sont en zone *inflow*. Cette figure semble donc confirmer l'intuition initiale que les zones *inflow* résistent mieux au décollement que les zones *outflow*. Si on pousse plus avant l'analyse, on remarque que la configuration qui possède la ligne de décollement moyenne la plus éloignée est celle correspondant au cas  $\lambda_0 = 3d$ . Or, étant donné que le nombre de Reynolds  $Re_H = 2000$  sur la rampe descendante correspond au nombre de Reynolds  $Re_h = 300$  en se basant sur la hauteur des cylindres, on peut se rapprocher des résultats du chapitre 4. Pour ce nombre de Reynolds, c'était le cas  $\lambda_0 = 3d$  qui possédait le taux de croissance du mode zéro le plus élevé, et ainsi générerait des bandes de vitesse *inflow* plus importantes que les parties *outflow*. La figure 5.14 apporte donc un élément de validation de l'importance du mode zéro dans le cadre de l'étude des générateurs de vortex pour le contrôle des écoulements décollés. La figure 5.16 montre que le cas  $\lambda_0 = 3d$  est également le plus favorable si on considère l'accélération de l'écoulement dans le sillage de la rampe. On note cependant que ces valeurs sont aussi faibles que celles obtenues dans le cas  $Re_H = 590$  avec  $\lambda_0 = 3d$ .

## 5.6 Influence de $\lambda_0$ à $Re_H = 6000$ .

Pour le nombre de Reynolds de 6000, l'évolution de la modulation de la couche cisailée est différente. Ceci est notamment visible sur l'évolution des plans à  $x$  constant. Autant en début de rampe, il est encore possible de d'associer une zone avec un générateur de vortex particulier, autant en aval, la distinction devient impossible. Nous pensons qu'il faut associer ceci avec le fait que les instationnarités de l'écoulement se manifestent avec une amplitude élevée de plus en plus tôt. L'effet du contrôle sur le décollement est dramatique. Nous pouvons observer sur la figure 5.17 le signe de la vitesse tangentielle sur la paroi de la rampe dans les différents cas au nombre de Reynolds de 6000. Dans tous les cas il existe des zones de l'écoulement où il ne semble pas y avoir de décollement. A ce nombre de Reynolds, l'influence de l'espacement est plus subtile qu'au cas  $Re = 2000$ . Pour  $\lambda_0 = 2d$ , l'ensemble de l'écoulement se situant dans le sillage des générateurs de vortex reste attaché. Au fur et à mesure que  $\lambda_0$  croît, des zones de frottement plus faible apparaissent à l'intérieur du sillage de la rangée de générateurs de vortex.

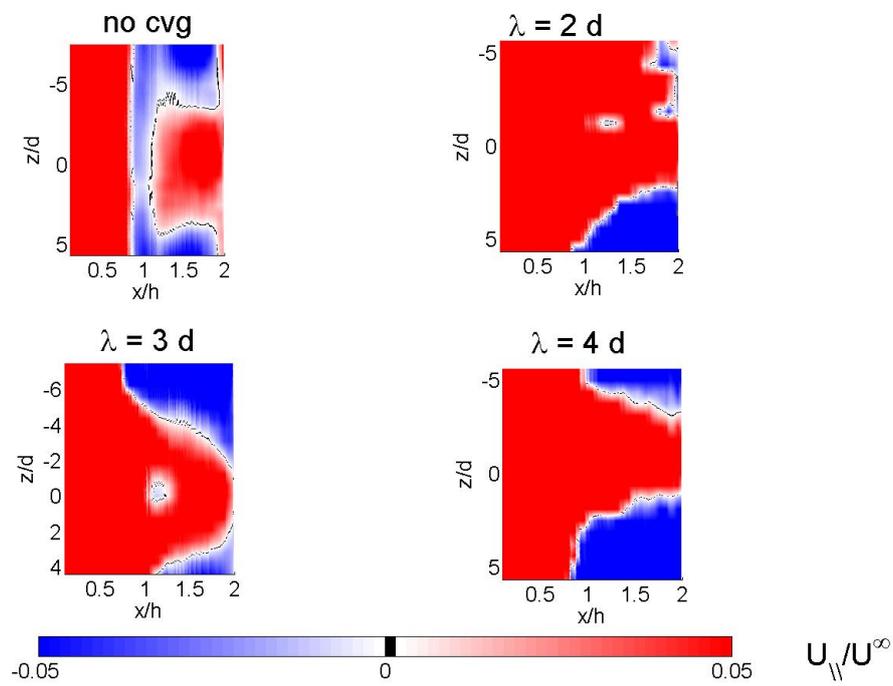


FIGURE 5.17 – Lignes de décollements pour le nombre de Reynolds de 6000 dans les cas non contrôlés et contrôlés. Les zones bleues ont une vitesse tangentielle à la paroi négative, les rouges ont une vitesse positive. La ligne noire indique une ligne de décollement.

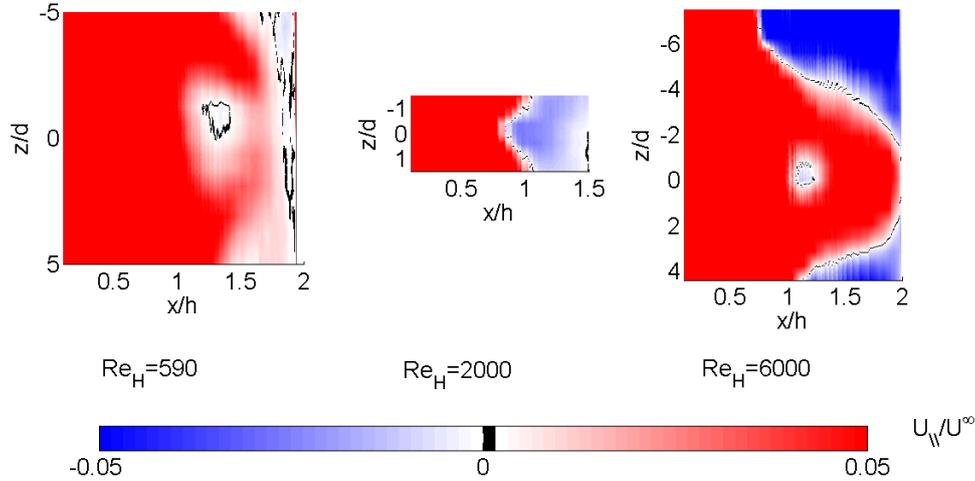


FIGURE 5.18 – Lignes de décollements pour les nombre de Reynolds  $Re_H = 590$ , 2000 et 6000 dans le cas  $\lambda_0=3d$ .

## 5.7 Influence du nombre de Reynolds $Re_H$ pour $\lambda_0 = 3d$ .

L'étude de l'influence du nombre de Reynolds est biaisé par les transitions rencontrées par l'écoulement sur la rampe au fur et à mesure que  $Re_H$  augmente. Pour  $Re_H = 590$ , l'écoulement se trouve toujours dans le premier régime (figure 3.7), le transfert de quantité de mouvement vers la bulle de recirculation s'effectue toujours par un processus majoritairement visqueux. Pour  $Re_H = 2000$ , nous nous trouvons à la fin de la zone transitionnelle, la longueur de recirculation est déjà passée par une valeur maximale et parvient à un palier. Pour  $Re_H = 6000$  nous nous trouvons pleinement sur ce palier observé (figure 3.7). De façon générale, le contrôle apparaît très efficace pour les nombres de Reynolds élevés. Pour les nombres de Reynolds les plus faibles, le point de décollement est repoussé ou avancé en fonction de la zone considérée, mais pas de façon aussi impressionnante que pour  $Re_H = 6000$ . De même le bilan de débit en aval (figure 5.19) montre effectivement que la couche cisailée est déplacée, que la bulle de recirculation voit son extension amputée dans les cas favorables. Cependant pour les nombres de Reynolds de  $Re_H = 590$  et  $Re_H = 6000$ , le gain ou la perte est de quelques pourcents alors que pour  $Re_H = 6000$ , on dépasse allègement la barre des 10%. De fait, il est compliqué de donner un effet *local* du nombre de Reynolds, car nous nous trouvons face à trois cas pris à une grande distance dans l'espace des phases que parcourt l'écoulement naturel lorsque le nombre de Reynolds évolue. Sur ces *grandes* échelles, le nombre de Reynolds modifie la structure de la couche limite incidente et ainsi joue sur l'efficacité du contrôleur. Mais en même temps il modifie la structure de l'écoulement, et donc ajoute ou supprime des obstacles au contrôle.

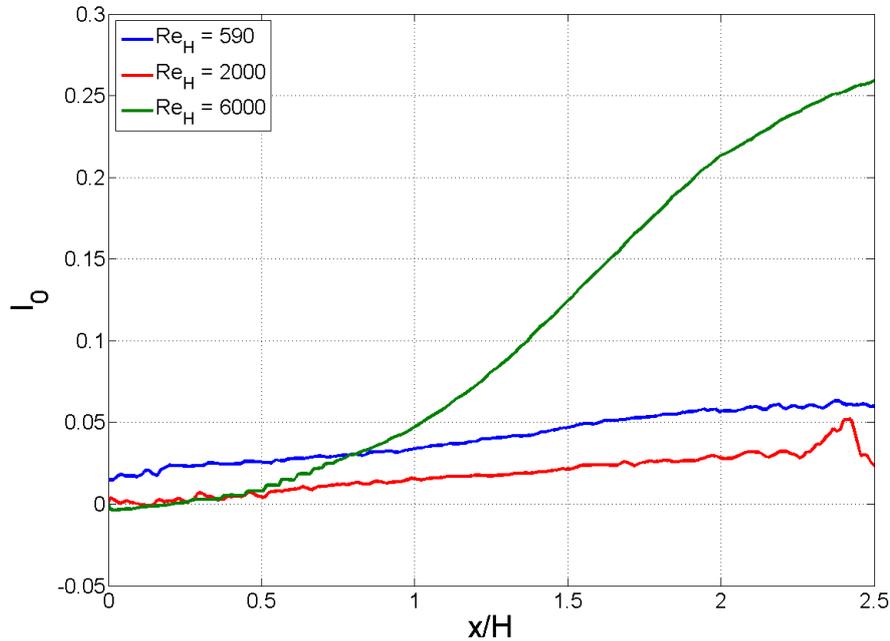


FIGURE 5.19 – Évolution de  $I_0$  pour les nombre de Reynolds  $Re_H = 590, 2000$  et  $6000$  dans le cas  $\lambda_0=3d$ .

## 5.8 Effet sur la force de traînée.

Un des objectifs ayant motivé cette étude étant la réduction de la force de traînée, sur un véhicule terrestre qui ressemblerait à une automobile par exemple, nous avons réalisé une série de mesure en soufflerie aérodynamique, laquelle a été décrite dans la section 2.1.2. Dans cette soufflerie, nous pouvons mesurer la force de traînée au moyen de la balance décrite dans la section 2.4. Nous avons comparé les résultats obtenus dans le cadre de l'écoulement non contrôlé et ceux obtenus avec les générateurs de vortex les configurations possibles en tenant compte de trois positions longitudinales des générateurs de vortex en amont de la rampe ( $x_{cvg} = 1.25d, 6.225d$  et  $11.25d$ ) et cinq espacements ( $\lambda_0 = 2d, 2.5d, 3d, 3.5d$  et  $4d$ ). Dans chacun de ces cas, nous avons relevé la valeur de la force de traînée mesurée par la balance et calculé l'écart relatif adimensionné par rapport au cas non contrôlé  $\frac{\Delta C_x}{C_{x0}}$  (figure 3.20). Ces différents cas sont reportés sur les figures 5.21, 5.22 et 5.23, et l'ensemble des résultats est présenté sur la figure 5.20. Il est à noter que les générateurs de vortex ne sont pas placés sur la partie mobile de la balance et donc, que leur force de traînée propre n'est pas incluse dans la force mesurée. Seules la rampe et une partie de la paroi en aval contribuent à la mesure conformément à la figure 3.4.

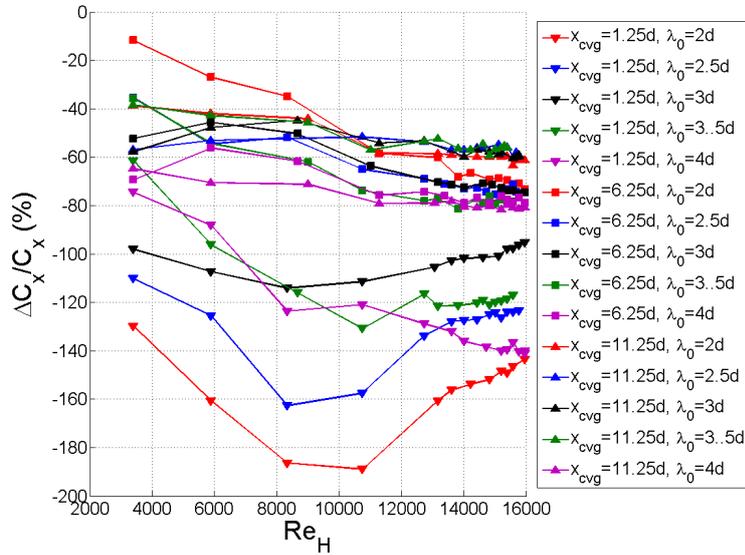


FIGURE 5.20 – Ecart relatif de coefficient de traînée pour l'ensemble des configurations étudiées. On note avec intérêt les valeurs inférieures à  $-100\%$  dans les cas où  $x_{cvg} = 1.25d$ .

### 5.8.1 Evolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds

Sur la figure 5.20, nous notons que l'écart relatif  $\Delta C_x/C_x$  est toujours négatif. Ceci signifie que pour toutes les positions  $x_{cvg}$ , et tous les espacements  $\lambda_0$  choisis, la traînée de la rampe est réduite pour  $2000 < Re_H < 18000$ . Il est également remarquable que certaines valeurs sont inférieures à  $-100\%$ . Ces cas particuliers ont tous lieu à la position  $x_{cvg} = 1.25d$ , et seront débattus dans la section 5.8.2. Pour les autres configurations, la réduction de traînée est comprise entre, pour les nombres de Reynolds les plus élevés, entre  $-60$  et  $-80\%$ . L'évolution générale des courbes donne une réduction de l'écart relatif au fur et à mesure que  $Re_H$  augmente, ce qui signifie que l'efficacité des générateurs de vortex est plus grande à nombre de Reynolds élevé. À ces nombres de Reynolds, les courbes semblent atteindre un palier. Nous avons observé que la modification de la couche limite permettait de parvenir à repousser de façon substantielle le point de décollement, jusqu'à parvenir à des zones entièrement attachées dans certaines zones de l'écoulement qui se situent dans le sillage des générateurs de vortex. La forte réduction du coefficient de traînée doit donc traduire ce phénomène et ainsi la disparition au moins partielle de la zone de dépression occasionnée par la bulle de recirculation. Pour les nombres de Reynolds intermédiaires, la dynamique générale est plus confuse : si la tendance générale va vers une réduction du  $C_x$  accrue au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente, cela ne se fait pas toujours de façon monotone en fonction de la position  $x_{cvg}$  et de l'espacement  $\lambda_0$ .

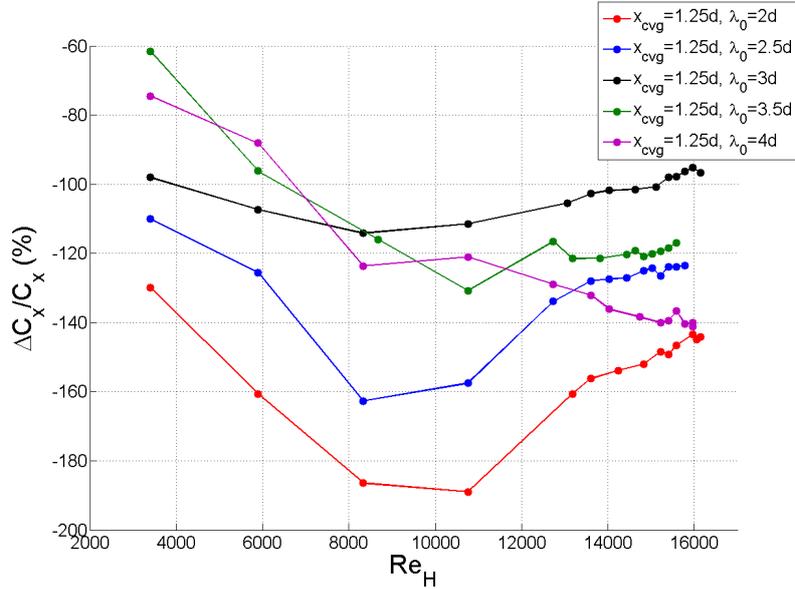
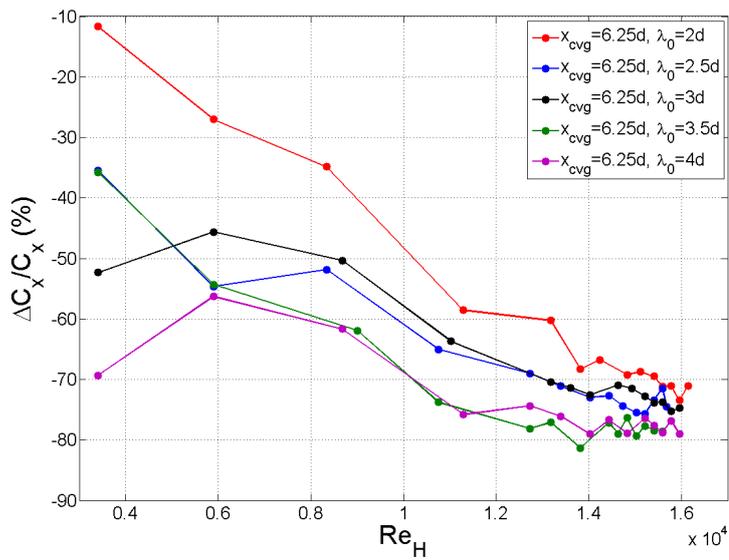


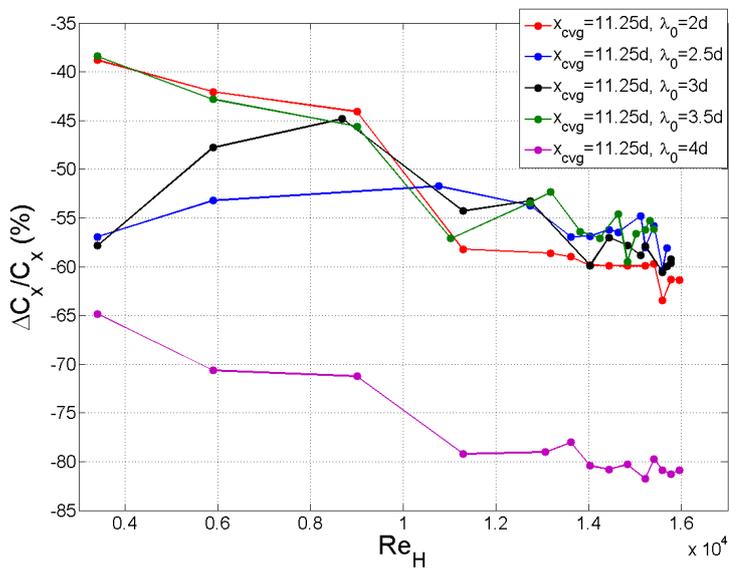
FIGURE 5.21 – Ecart relatif de coefficient de traînée dans les cas où les CGVs sont placés à  $x_{cvgs} = 1.25d$ . On note avec intérêt les valeurs inférieures à  $-100\%$ .

### 5.8.2 Les cas où $x_{cvgs} = 1.25d$ .

Un observateur attentif aura noté avec intérêt que pour la position la plus proche de la rampe des générateurs de vortex ( $x_{cvgs} = 1.25d$ , figure 5.21), le gain est tel que la rampe se propulse (la réduction de traînée est supérieure à  $100\%$ ). En tout cas le plateau de mesure de force se déplace dans le sens opposé à l'écoulement. En plus de ces valeurs spectaculaires, l'évolution en fonction du nombre de Reynolds est également particulière. Il existe un minimum autour de  $Re_H = 10^4$  à l'exception du cas  $\lambda_0 = 4d$  et il y a une grande dispersion des valeurs pour le nombre de Reynolds maximum où les cas  $\lambda_0 = 2d$  et  $\lambda_0 = 4d$ , c'est à dire les deux extrêmes sont optimaux. Avant de nous précipiter afin de breveter cette découverte révolutionnaire, nous pouvons nous poser la question de la signification de ce résultat aberrant. Le montage est tel qu'il y a une petite (moins d'un millimètre) césure en amont de la marche afin de permettre à la balance de se déplacer. Nous pensons qu'il peut exister une interaction entre les bulles de recirculation individuelles des générateurs de vortex et cette césure à travers une dépression occasionnée dans cette dernière, ou encore que cette position des générateurs de vortex provoque un décollement en amont de la rampe et du fait plonge l'ensemble du montage dans la zone de recirculation ce qui modifie la répartition des pressions et rend la mesure inopérante. Trop peu d'éléments sont disponibles afin de déterminer avec certitude le mécanisme physique en jeu, en particulier l'évolution en fonction du nombre de Reynolds des deux cas extrêmes laisse supposer deux mécanismes différents. Dans tous les cas, nous décidons d'ignorer ces valeurs dans le cadre de la mesure du gain provoqué par les générateurs de vortex.



a)



b)

FIGURE 5.22 – Différence relative du coefficient de traînée de la rampe avec différentes configurations des générateurs de vortex. Courbes regroupées en fonction de  $x_{cvg}$ .

### 5.8.3 Influence de la position des CVGs $x_{cvg}$

Comme on peut le voir sur les figures 5.22a et 5.22b, le paramètre le plus critique dans le cadre de la réduction de traînée semble être la distance  $x_{cvg}$  à laquelle nous avons placés les générateurs de vortex en amont de la rampe. En effet, si on se limite aux valeurs atteintes pour les nombres de Reynolds les plus élevés, la position à  $x_{cvg} = 6.25d$  permet globalement de réduire le  $C_x$  de 15% de plus qu'à la position  $x_{cvg} = 11.25d$ . C'est la position la plus éloignée de la rampe qui est la moins favorable sur les deux positions. Certes, la position  $x_{cvg} = 1.25d$  semble particulière si on juge par l'ampleur dramatique des gains observés. Néanmoins, l'effet de  $x_{cvg}$  semble robuste : le gain de traînée enregistré croît au fur et à mesure que  $x_{cvg}$  diminue. Nous avons vu dans le chapitre 4 qu'il existait pour les générateurs de vortex de type *bluff body* une distance minimale  $L_{inv}$  en dessous de laquelle les générateurs de vortex n'avaient pas un effet d'accélération de la couche limite. Il semblerait que dans les cas à nombre de Reynolds élevés, et taux de turbulence probablement beaucoup plus élevé que dans le canal qu'il existe également une longueur optimale. Ce n'est pas surprenant, on doit s'attendre à ce que le mode zéro puisse également s'atténuer. Dans ce cas précis, on peut dire que la longueur d'inversion est inférieure à  $6.25d$  et que la distance optimale est inférieure à  $11.25d$ .

### 5.8.4 Influence de l'espacement $\lambda_0$

Afin de mieux discerner l'influence de  $\lambda_0$ , nous avons regroupé l'évolution en nombre de Reynolds des gains  $\Delta C_x$  pour les différents  $\lambda_0$  et 2 positions retenues (figure 5.23). L'espacement semble, lui, avoir plus d'influence sur la dynamique obtenue lorsque le nombre de Reynolds augmente. Ceci est un élément de plus pour considérer que l'espacement optimal des générateurs de vortex est une fonction du nombre de Reynolds. Pour  $Re_H = 1.6 \times 10^4$ , le cas particulier  $x_{cvg} = 11.25d$  et  $\lambda_0 = 4d$  attire l'attention, car c'est le seul cas à cette distance où l'on parvient à réduire la traînée aussi efficacement qu'à la distance  $x_{cvg} = 6.25d$ . Il faut ici rappeler que cet espacement est celui qui couvre la plus grande partie de la rampe descendante dans la dimension transverse, en fait, il en couvre la totalité. Si le mode zéro est atténué, il est raisonnable de penser que l'écoulement en dehors de la rangée de générateurs de vortex influe sur la dissipation de ce mode. En répartissant l'effort sur l'intégralité de l'écoulement dans la partie transverse, on peut penser que cet espacement est celui qui est le mieux armé lutter contre la dissipation via l'écoulement non perturbé. De manière générale, on note que les espacements les plus élevés donnent des résultats un peu plus efficaces que les plus faibles. A la sensibilité locale en terme de nombre de Reynolds près. De plus, on peut penser que travailler à nombre de générateurs de vortex constant est une erreur, conserver l'extension latérale de la rangée aurait sans doute été plus approprié. En effet, l'extension latérale couverte par le cas  $\lambda_0 = 4d$  est deux fois plus grande que pour le cas  $\lambda_0 = 2d$ . Il est donc difficile de discriminer l'effet des zones de l'écoulement non couverte par les CVGs et cependant mesurés par la balance, et l'effet intrinsèque de l'espacement.

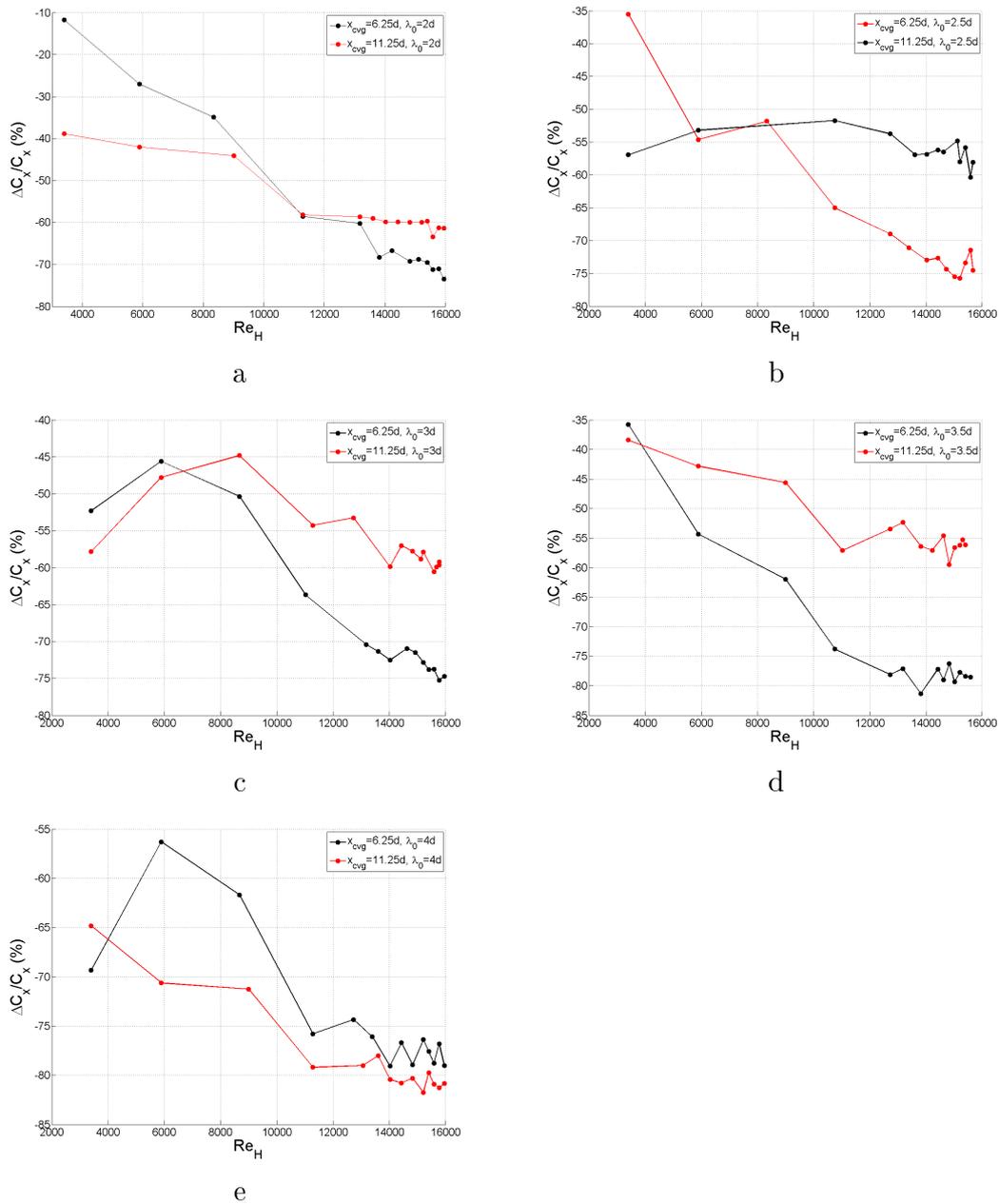


FIGURE 5.23 – Différence relative du coefficient de traînée de la rampe avec différentes configurations des générateurs de vortex. Courbes regroupées en fonction de  $\lambda_0$ .

## 5.9 Conclusions

Une des premières remarques à apporter en conclusion est que des générateurs de vortex génériques, de petits cylindres de faible rapport d'aspect et de taille de l'ordre de celle de la couche limite, suffisent amplement à parvenir à contrôler l'écoulement sur une rampe descendante. Nous avons confirmé dans cette partie quelques suppositions faites tout au long de ce document. Oui, la couche limite incidente sur une rampe descendante est une donnée critique, et oui, parvenir à la manipuler revient à manipuler une grande partie de l'écoulement en lui-même. L'étude en espacement à  $Re_H = 2000$  est venue apporter une corrélation entre le mode zéro et le comportement moyen de la couche limite face à un gradient de pression adverse. Ainsi, la grandeur intégrale  $I_0$  est un outil prometteur dans le but d'évaluer a priori les performances des générateurs de vortex. A nombre de Reynolds plus élevé, nous avons pu observer que le décollement de la couche limite est fortement mis à mal dans le sillage des générateurs de vortex, ce qui occulte quelque peu l'effet de la longueur d'onde de forçage. A plus au nombre de Reynolds, nous avons pu évaluer l'efficacité de ce contrôle en soufflerie au moyen de la mesure du  $C_x$ . Les valeurs obtenues sont importantes, elles sont corrélées avec la forte réduction de la bulle de recirculation et avec elle, de la dépression associée.

# Chapitre 6

## Conclusions et Perspectives.

### 6.1 Conclusions

Au cours de ce travail nous avons développé une stratégie afin de pouvoir évaluer *a priori* l'efficacité de générateurs de vortex en tant qu'actuateurs dédiés au contrôle d'écoulement. À cette fin, nous avons choisis un écoulement à contrôler (le décollement d'une couche limite sur une rampe descendante) et un type de générateur de vortex générique (un cylindre à faible rapport d'aspect et aux dimensions proches de l'épaisseur de couche limite). Dans un premier temps, nous avons étudié l'écoulement naturel que nous souhaitons contrôler. L'étude des transitions de l'écoulement en aval d'une rampe en fonction du nombre de Reynolds, est une des seules, si ce n'est la seule, en son genre. En effet, la plupart des études trouvées dans la littérature de référence sur le sujet se limitent à étudier l'écoulement à nombre de Reynolds fixé, ou, au mieux, à quelques nombres de Reynolds différents. Notre étude a mis en évidence quelques transitions rencontrées par l'écoulement, notamment à travers l'évolution de la longueur de recirculation. En comparant au cas de la marche descendante, nous avons mis en exergue le fait que la liberté laissée au point de décollement quant-à sa position est un élément clef de cet écoulement. L'étude du contenu fréquentiel de l'écoulement a montré que la couche cisailée est soumise à une instabilité similaire à celle rencontrée dans le cas de la marche descendante, donnant lieu à des lâchers tourbillonnaires. Cependant, nous avons mis en évidence le fait que la longueur d'onde des perturbations qui est la plus amplifiée par l'instabilité n'est pas un paramètre indépendant du nombre de Reynolds comme on pouvait s'y attendre. L'explication de ce phénomène reste à trouver, même si la tridimensionnalité de l'écoulement, et la possibilité laissée au point de décollement de se déplacer le long de la rampe sont deux candidats crédibles. Grâce à cette étude nous présentons pour la première fois un scénario détaillé décrivant les transitions de l'écoulement en aval d'une rampe descendante à travers l'évolution de grandeurs moyennes mais aussi stationnaires. Dans un deuxième temps, nous avons étudié l'interaction entre une rangée de générateurs de vortex et une couche limite se développant sur une plaque plane. Il s'agit d'un problème fondamental et d'une étape essentielle : qualifier et

quantifier la nature exacte des perturbations induites. Les paramètres de l'étude ont été le nombre de Reynolds et l'espacement des générateurs de vortex. La mise au point d'un système expérimental et d'une méthodologie permettant de reconstruire le champ de vitesse tridimensionnel de l'écoulement pour les composantes longitudinales et transverses, au moyen de la PIV, nous a permis de définir de nouvelles grandeurs dans le but de quantifier l'effet des générateurs de vortex sur la couche limite. Ainsi, la décomposition du champ de vitesse en mode zéro, harmonique et autres (laissés de côté) permet de séparer deux effets distincts des générateurs de vortex. Le premier, le mode zéro, évalue la modification moyenne par rapport à l'écoulement de base. C'est lui qui va déterminer l'effet dominant produit par les générateurs de vortex sur la couche limite. La construction de la valeur  $I_0$ , l'intégrale du mode zéro, permet de quantifier le gain algébrique de vitesse obtenue dans la couche limite, le taux de croissance de ce gain, mais aussi  $L_{inv}$  la distance à laquelle l'effet global des générateurs de vortex s'inverse. La perturbation harmonique, quant à elle va, être plus importante dans le cadre du mélange, ou alors si on désire un forçage de longueur d'onde particulière. A l'issue de cette étape nous avons donc défini un certain nombre de nouvelles grandeurs caractérisant la modification de la couche limite par des perturbations tridimensionnelles. Nous pensons que ces grandeurs se révéleront être des paramètres significatifs dans le cadre de l'application de ces actuateurs à un écoulement à contrôler. Dans un troisième temps, nous avons donc utilisé les générateurs de vortex pour contrôler l'écoulement décollé au-dessus de la rampe descendante. L'aspect tridimensionnel des perturbations utilisées nous a amené à développer une méthode et des grandeurs adaptées. Il est en effet nécessaire d'utiliser des grandeurs moyennées à la fois dans le temps et dans l'espace pour prendre correctement en compte l'effet tridimensionnel des perturbations sur l'écoulement décollé. Nous avons pu observer que la couche limite incidente est effectivement un levier puissant afin de modifier un écoulement décollé. En particulier, la résistance au décollement est un facteur critique. Les résultats les plus spectaculaires ont été obtenus lorsque le point de décollement a été repoussé le plus loin. Au cours de cette étude, nous avons pu mettre en corrélation, les résultats obtenus au moyen des outils développés lors de l'étude des générateurs de vortex sur plaque plane, et l'effet observé lors du contrôle en lui-même ce qui est très encourageant. Au-delà du contrôle des écoulements décollés, nous avons proposé une méthodologie originale à travers la caractérisation des perturbations. Nous avons ainsi défini des grandeurs et développé des outils d'analyse à même de permettre une comparaison quantitative des différentes configurations d'emploi des actuateurs.

## 6.2 Perspectives

Trois ans de travail n'ont pas permis de répondre à l'ensemble des questions posées. Pire, il y en a désormais de nouvelles. Procédons par ordre :

- Ne vaudrait-il pas mieux utiliser une géométrie de rapport d'aspect plus élevé pour étudier l'écoulement sur la rampe descendante ? Les tridimensionalités ayant endossé une bonne partie des effets inattendus, une telle étude devrait permettre

d'y répondre définitivement.

- L'étude paramétrique des générateurs de vortex sur plaque plane mérite amplement d'être étendue afin d'obtenir une vision plus large de l'effet des paramètres sur les grandeurs observées. Il peut être également intéressant de confronter ces résultats à l'étude d'un décollement provoqué sur une plaque plane afin de faire abstraction d'une géométrie particulière.
- En particulier la question des évènements pouvant se produire à plus haut nombre de Reynolds est primordiale dans le cadre du contrôle d'écoulement pour les véhicules.
- Il est également intéressant de mener une étude de ce type pour d'autres types de générateurs de vortex, en particulier des générateurs de vortex fluidiques.

Ces différentes pistes qui n'ont pu être explorées, faute de moyens, de temps ou de chance, au cours des travaux présentés, feront, n'en doutons pas, les joies et les peines du successeur de l'auteur. Il lui souhaite bon courage.



# ANNEXES

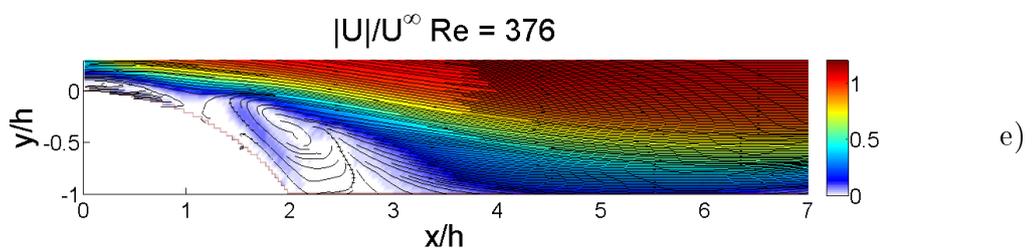
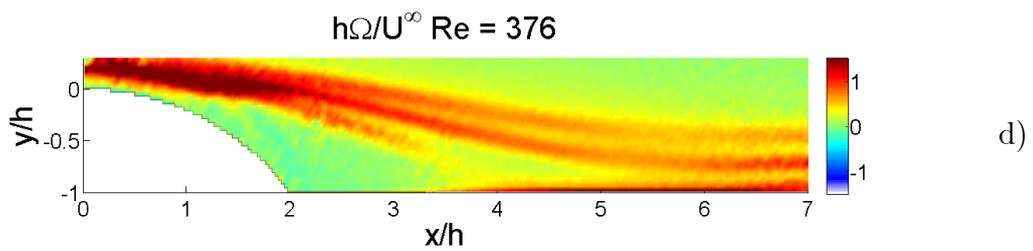
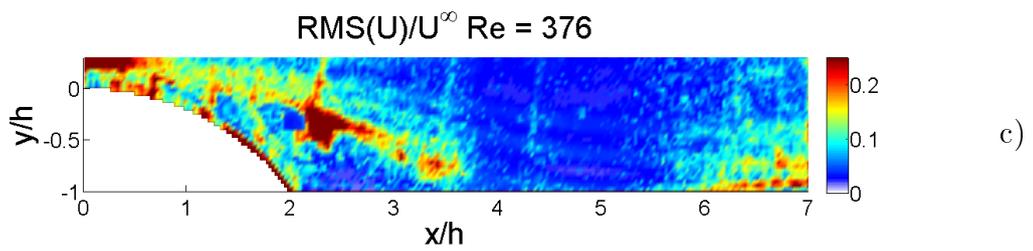
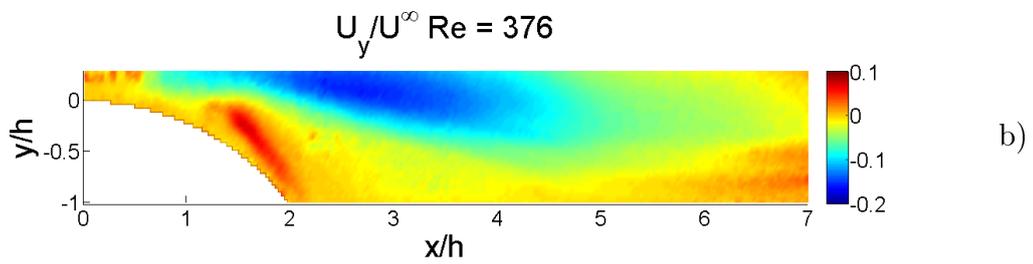
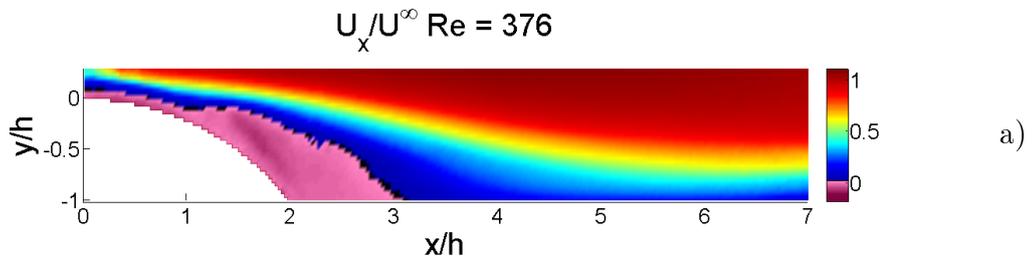
# Annexe A

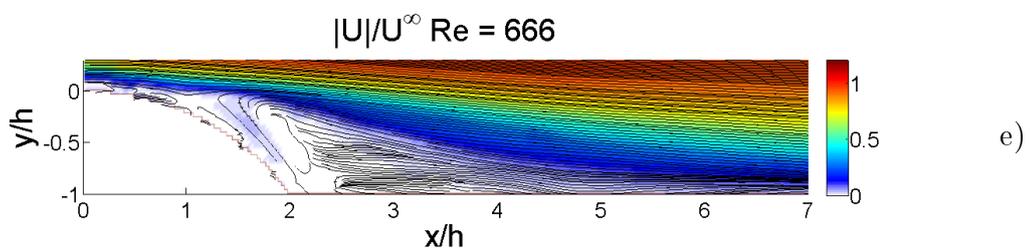
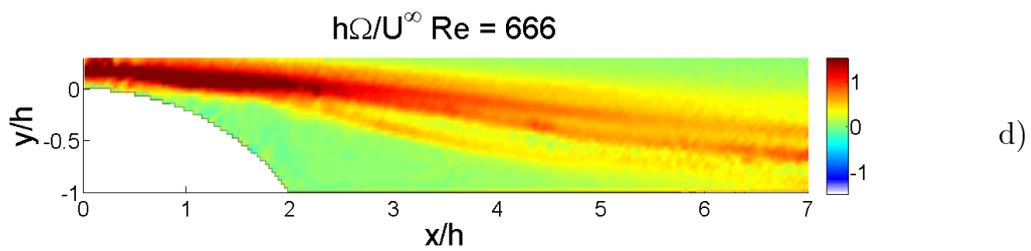
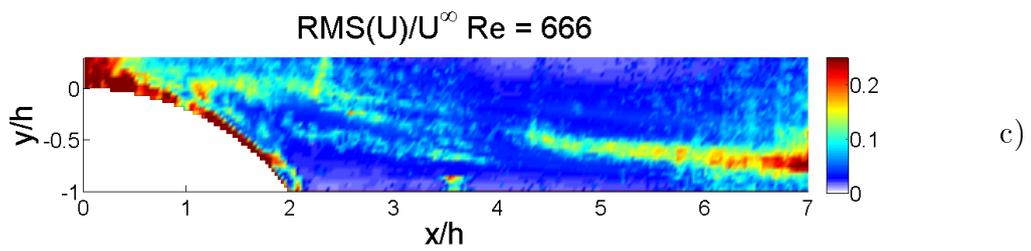
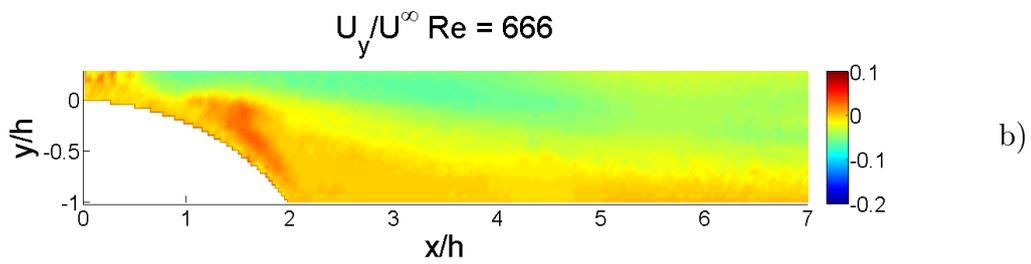
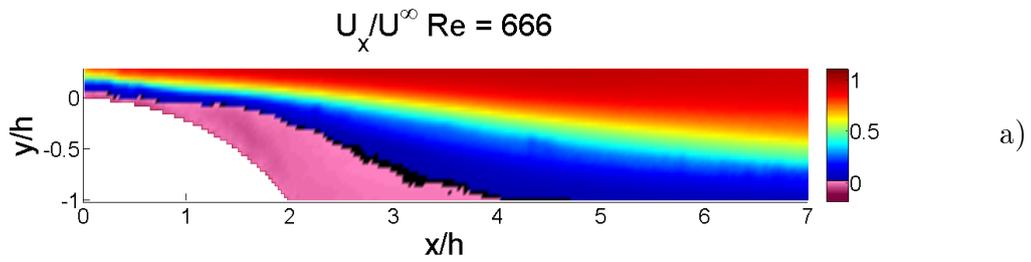
## Écoulement décollé sur une rampe descendante.

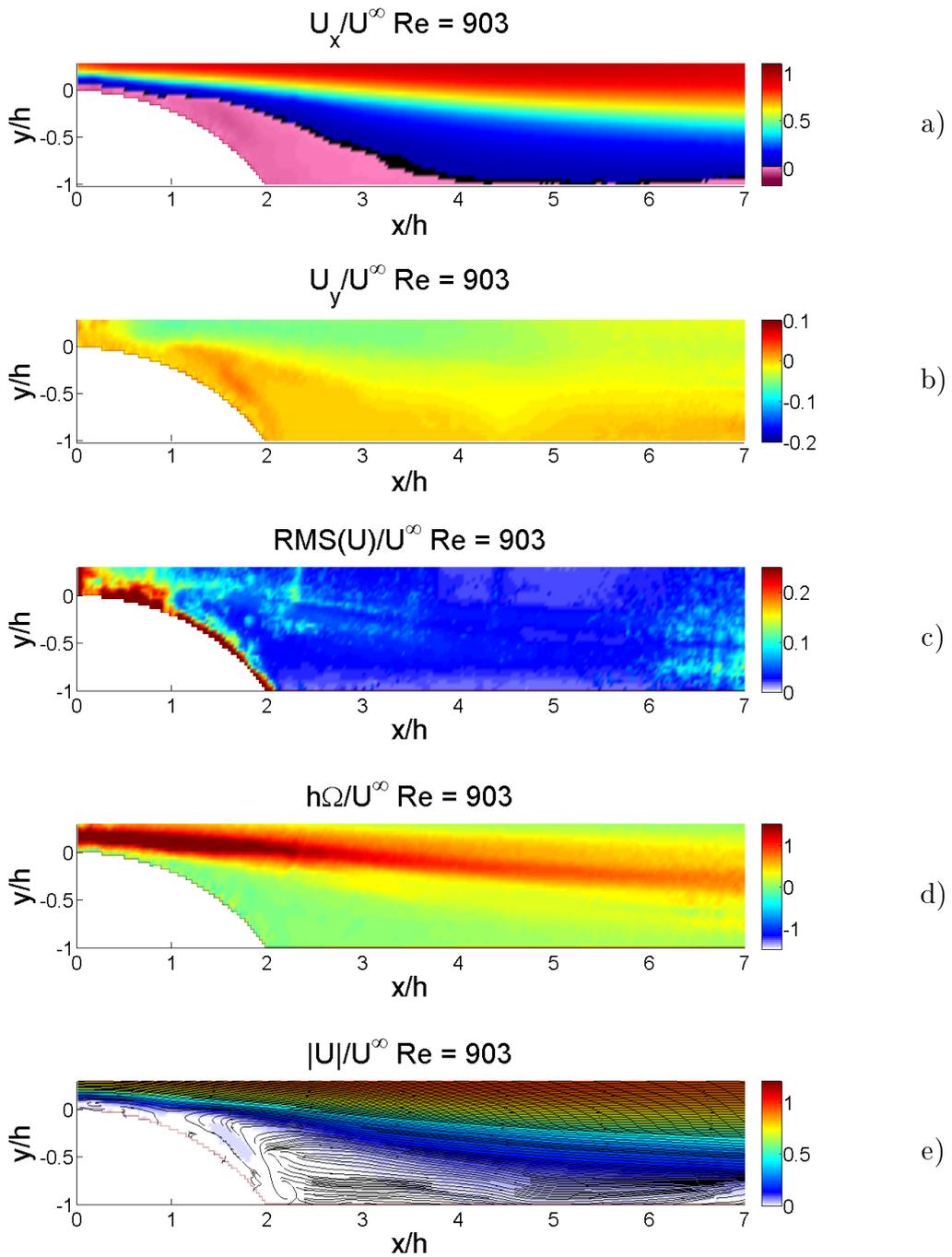
### A.1 Moments statistiques

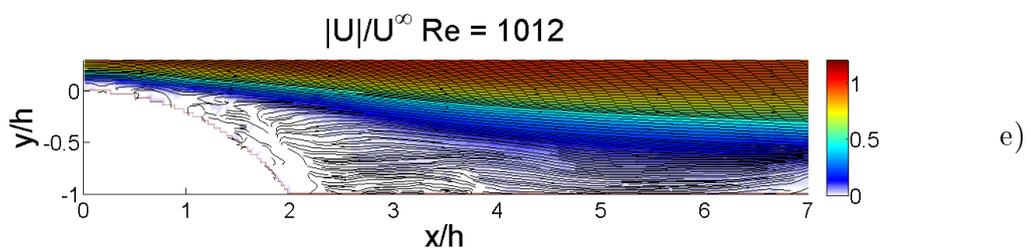
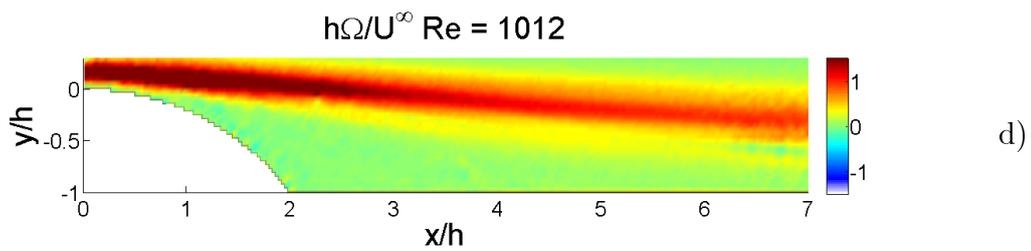
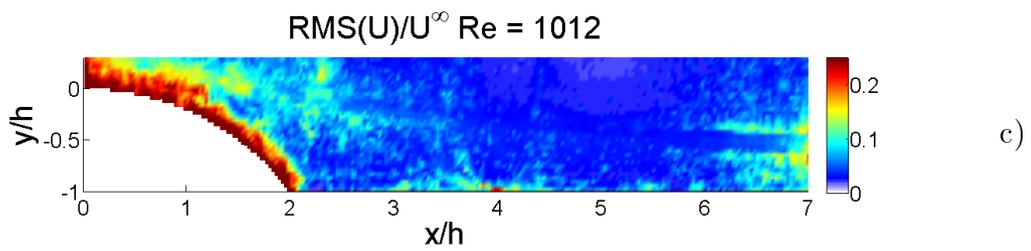
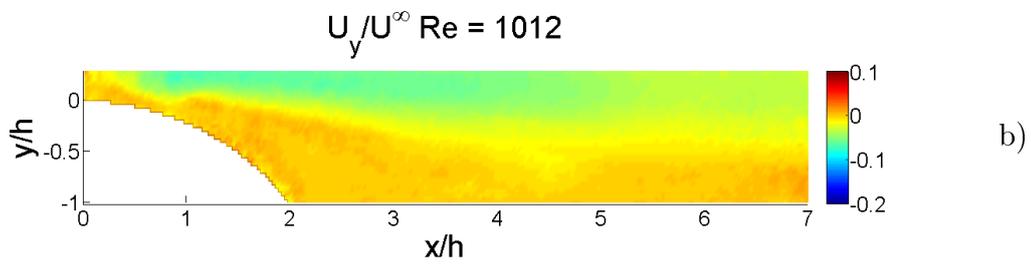
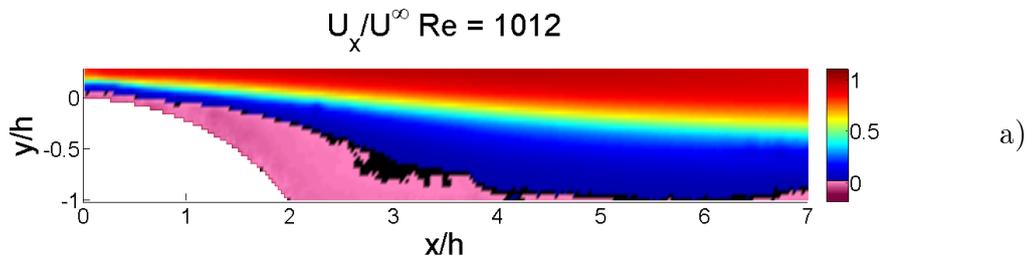
Sont reportés dans les pages qui suivent l'ensemble des moments statistiques pour tous les nombres de Reynolds étudiés dans la partie 3. Pour chacune de ces figures, les moments sont :

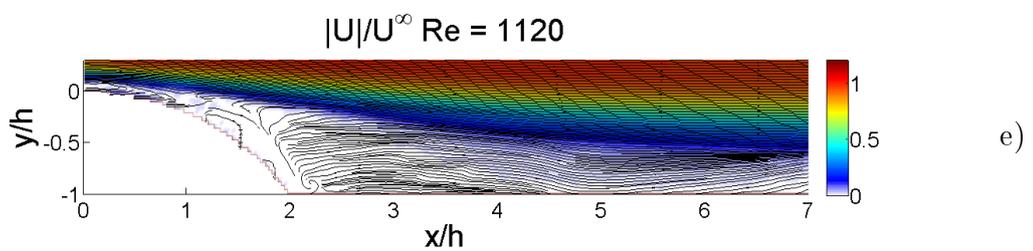
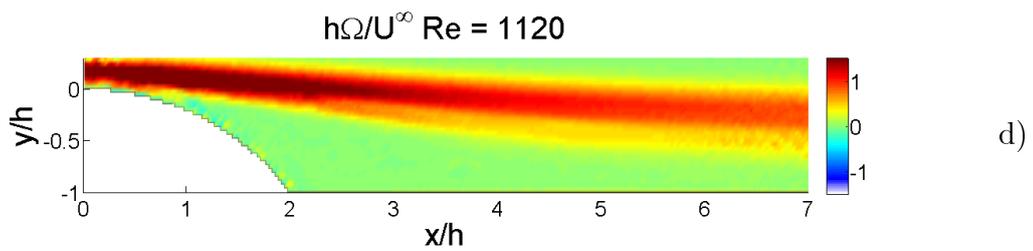
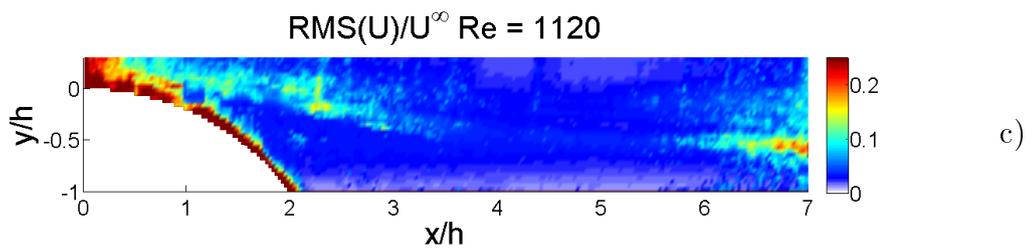
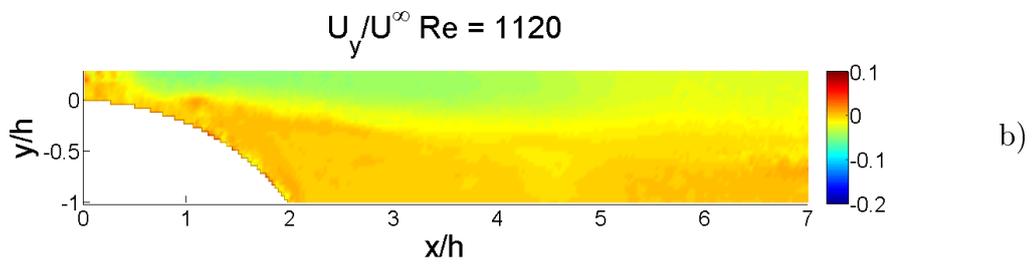
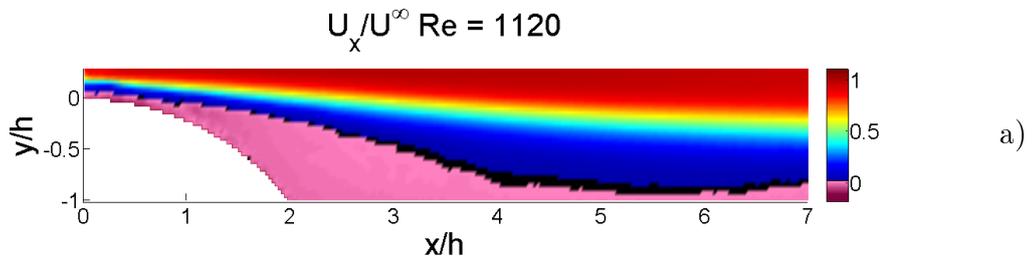
- a) Moyenne temporelle de  $U_x$
- b) Moyenne temporelle de  $U_y$
- c) RMS de  $\|\vec{U}\|$
- d) Moyenne temporelle de  $\Omega$
- e) Moyenne temporelle de  $\|\vec{U}\|$  et lignes de courant.

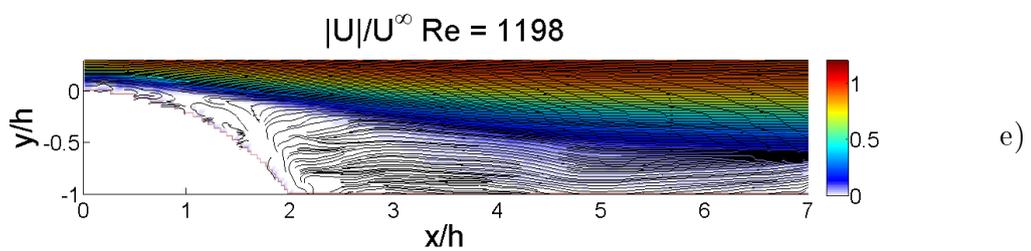
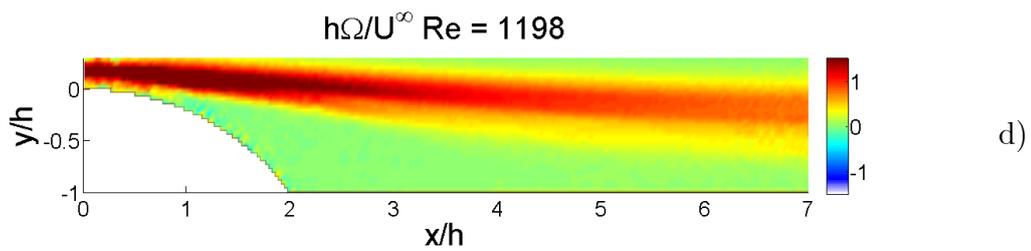
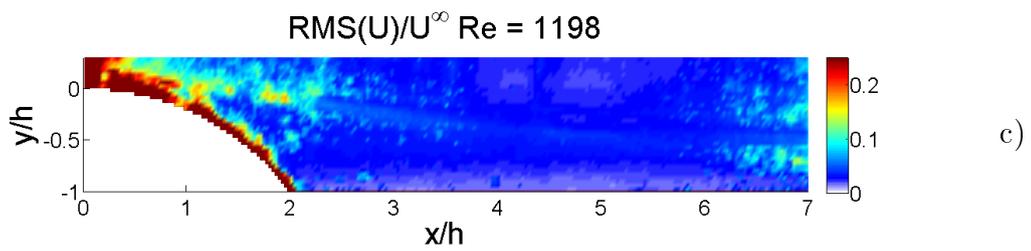
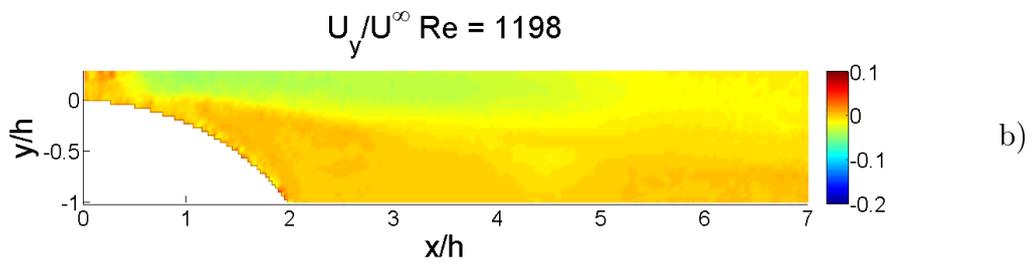
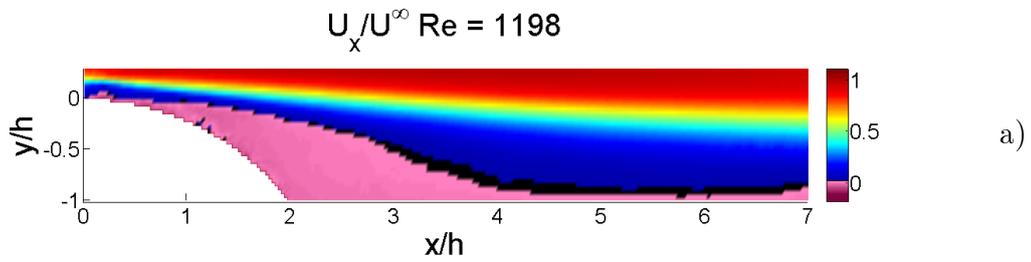


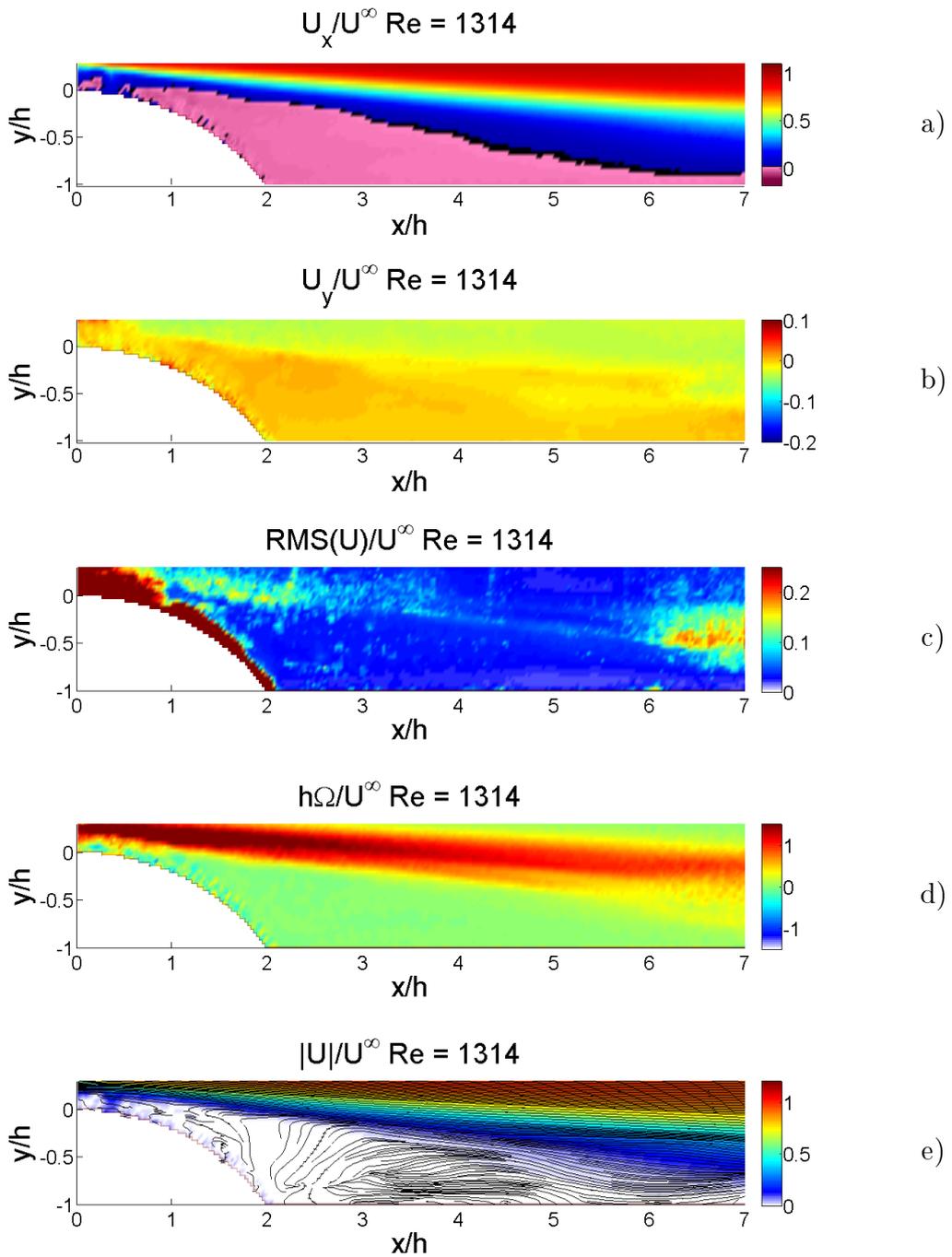


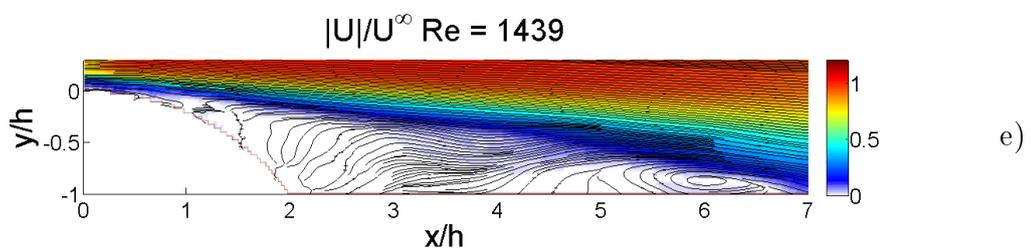
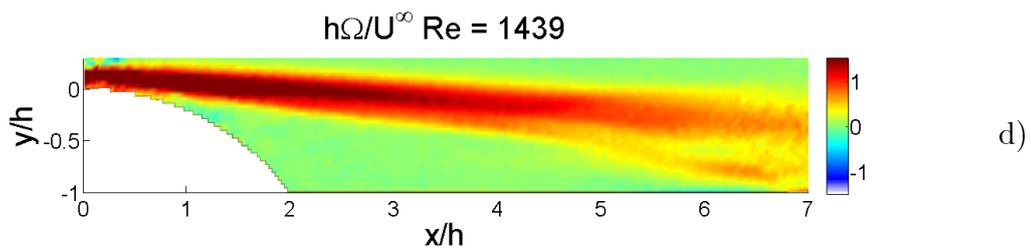
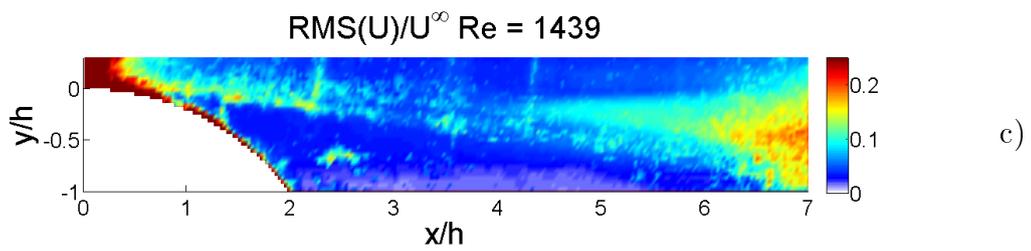
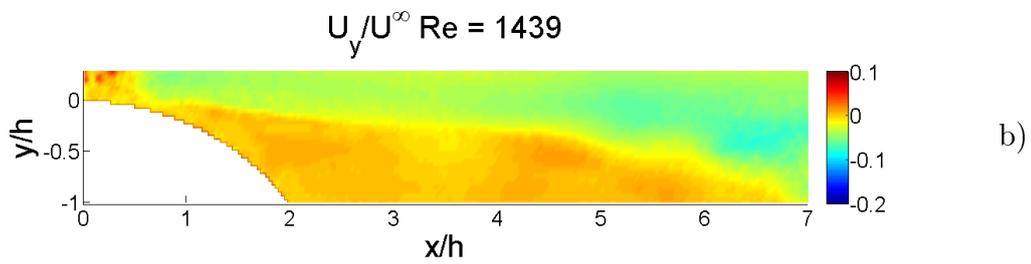
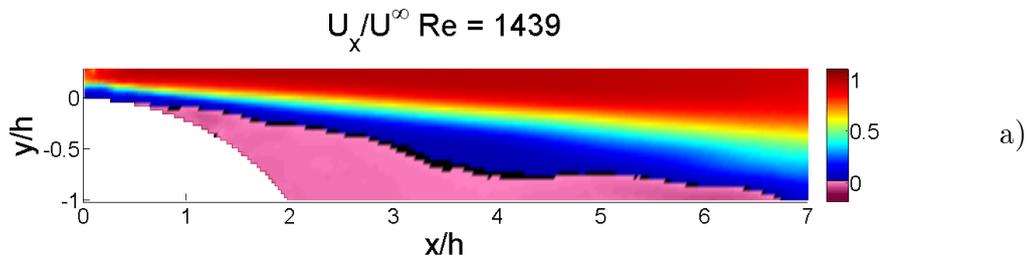


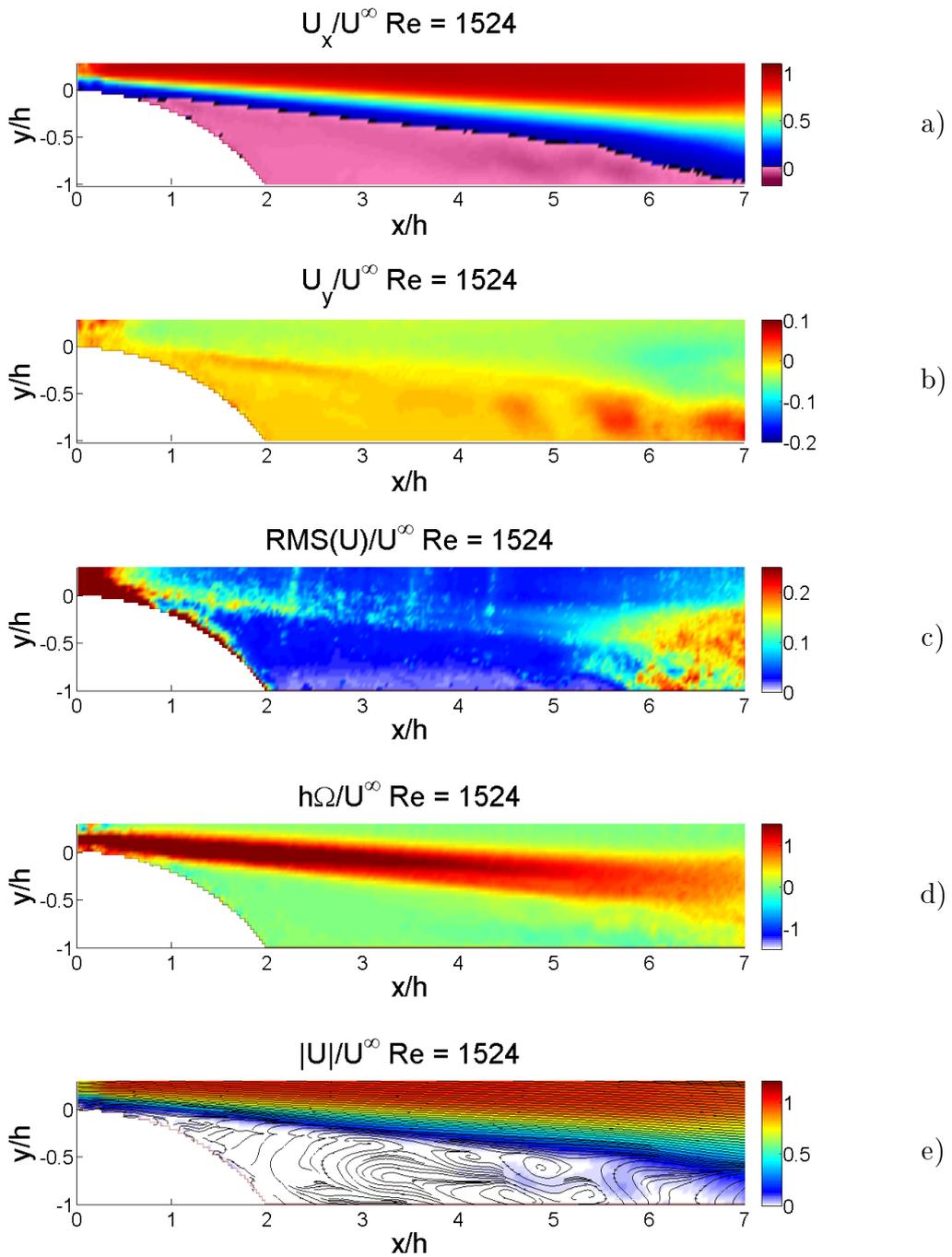


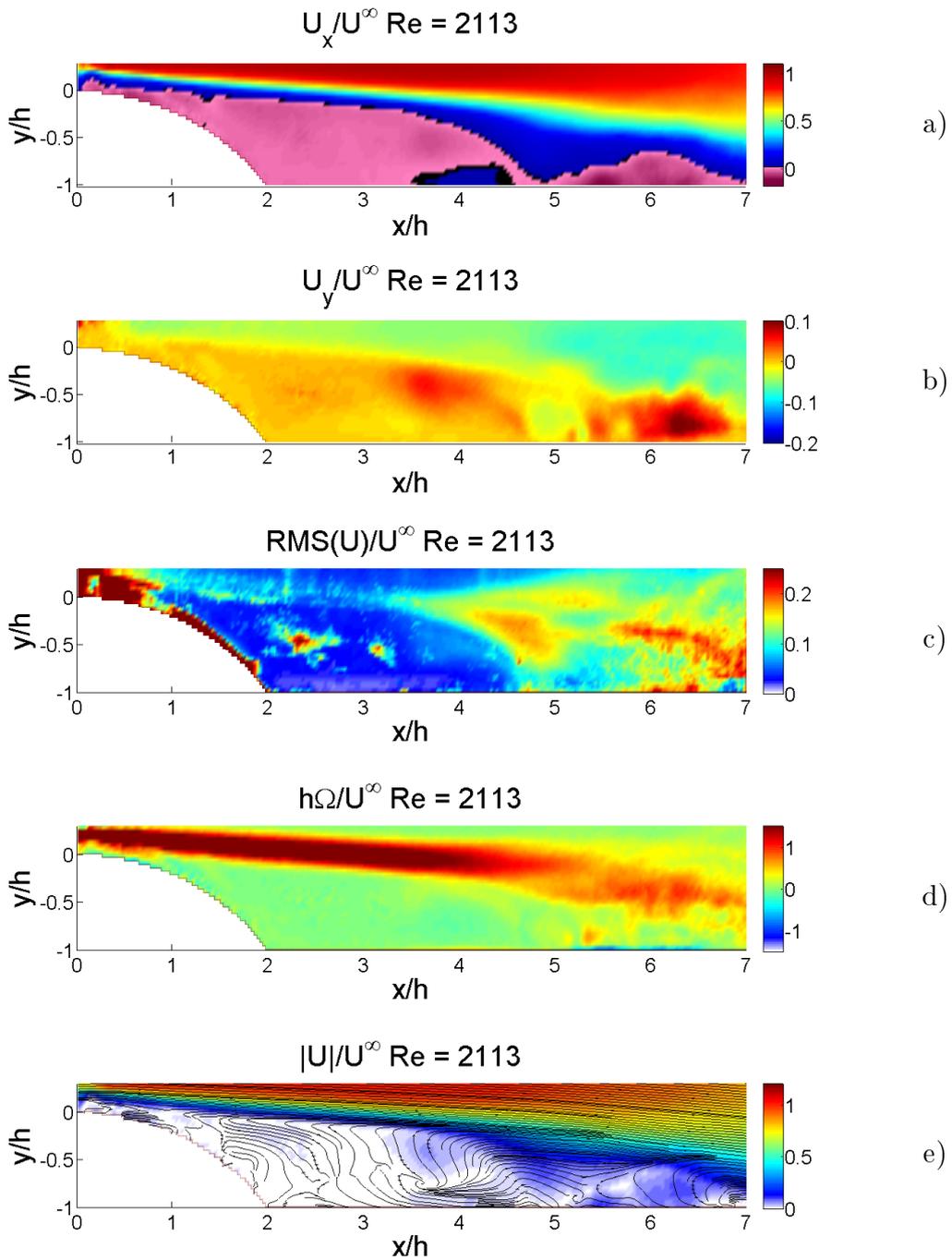


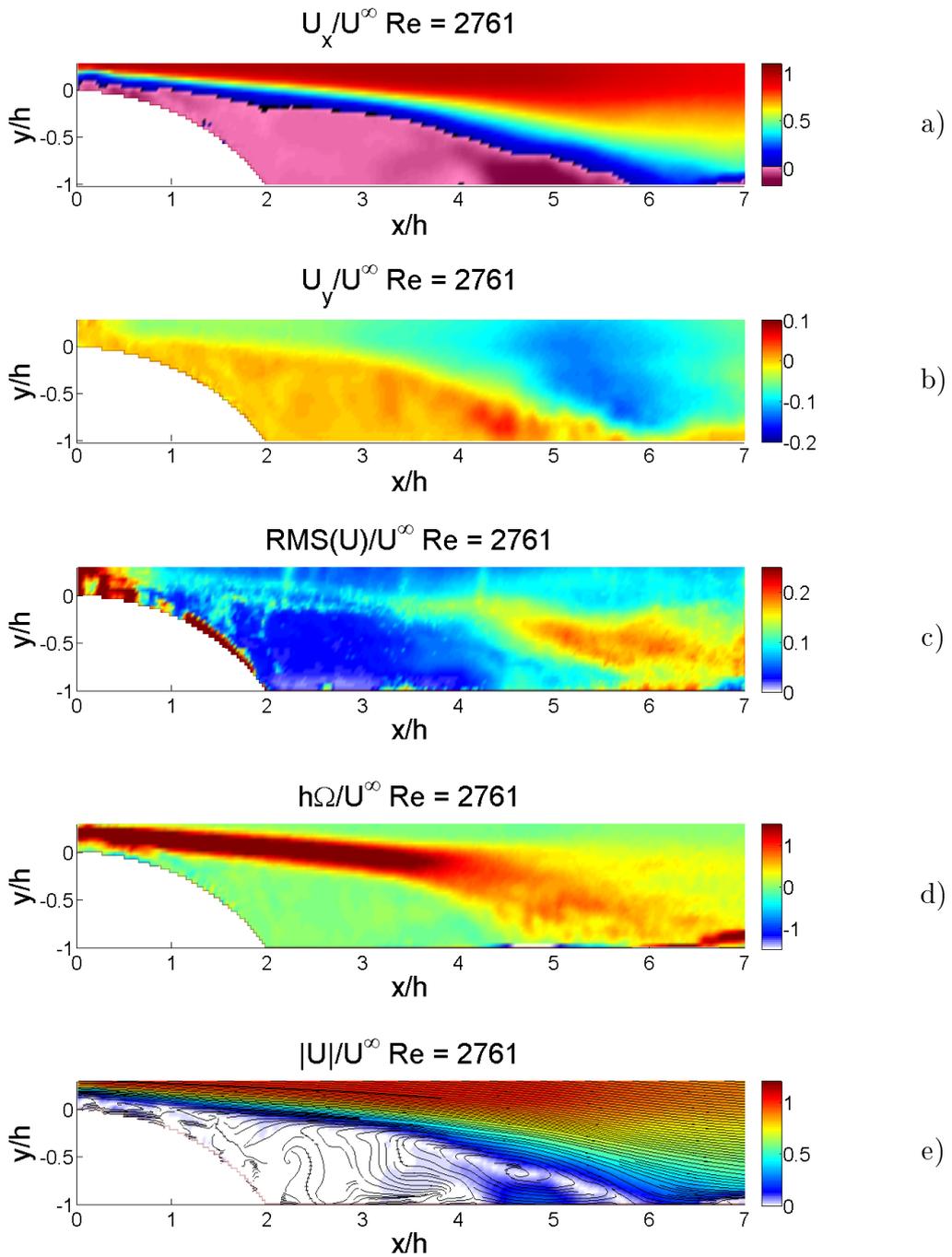


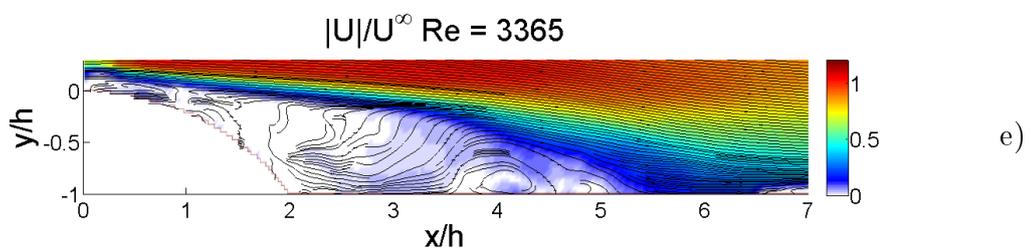
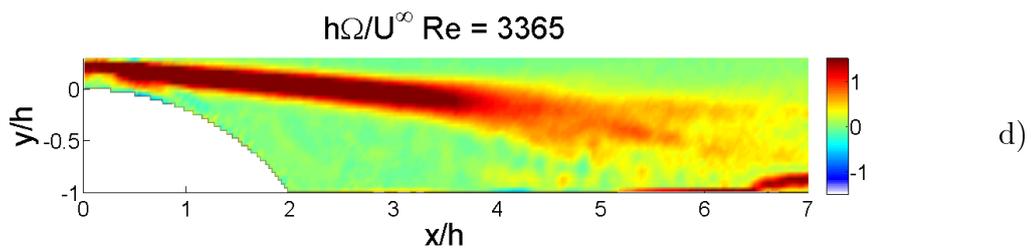
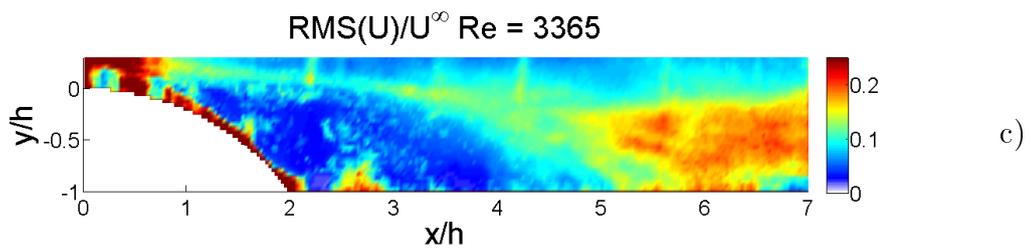
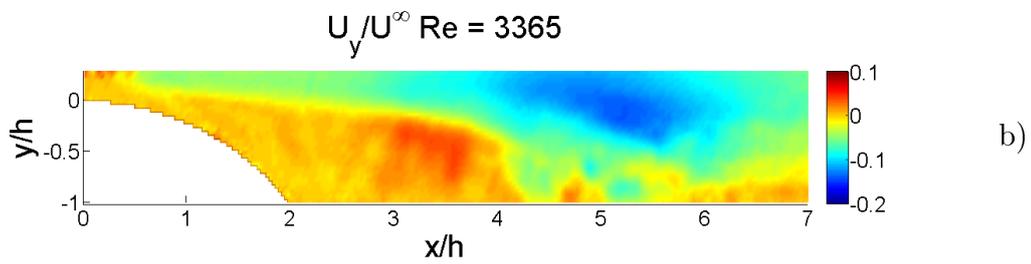
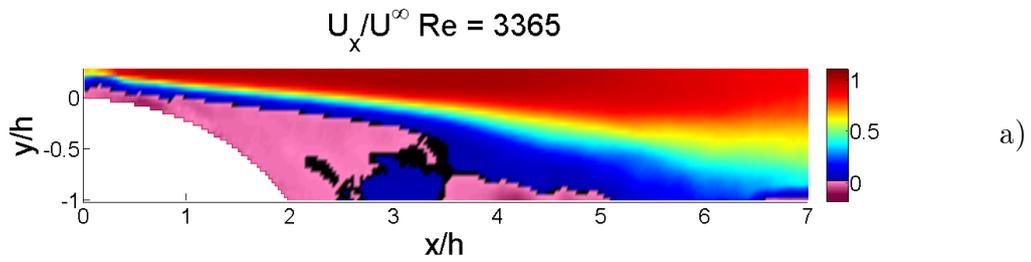


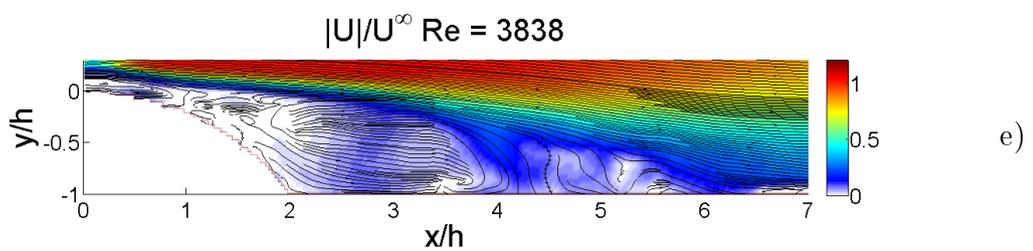
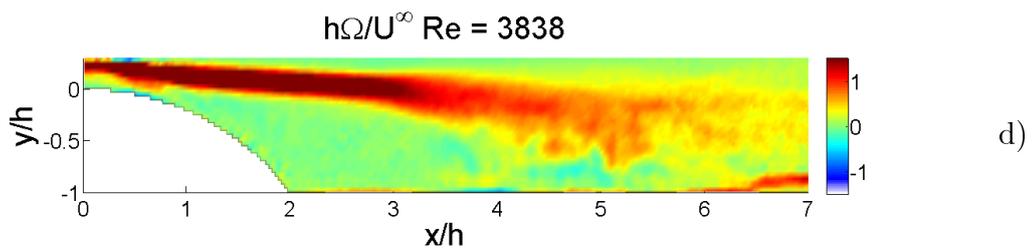
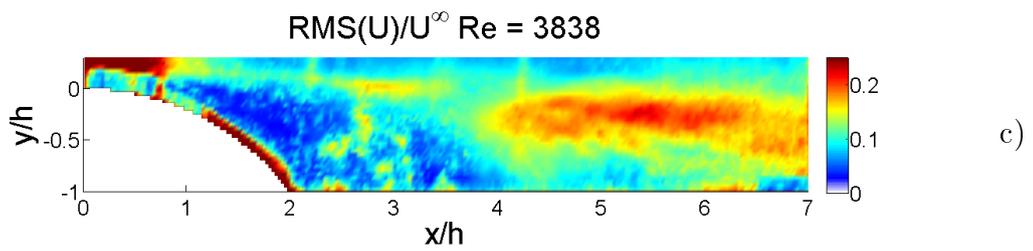
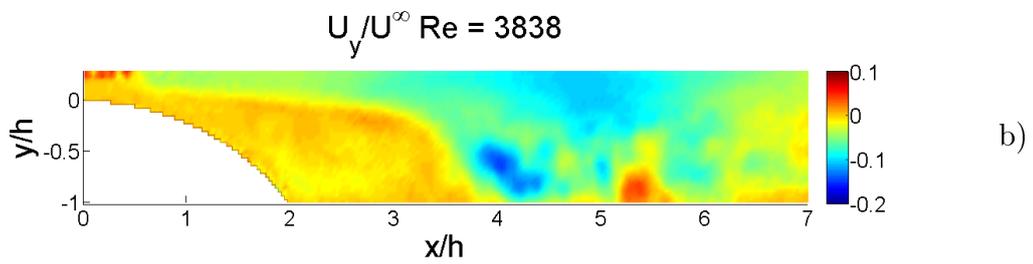
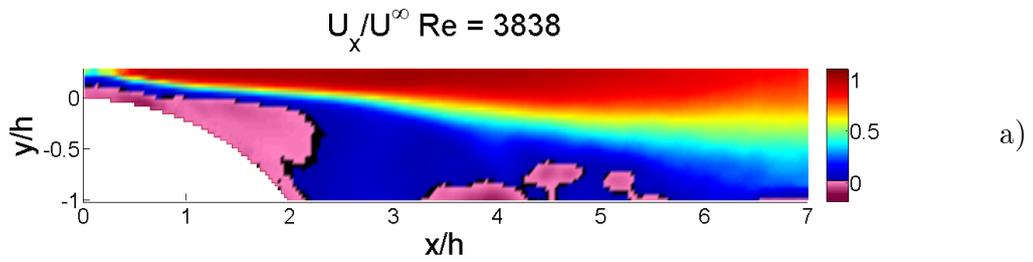


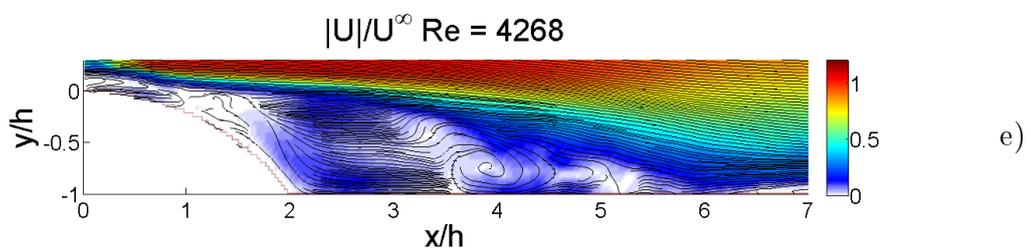
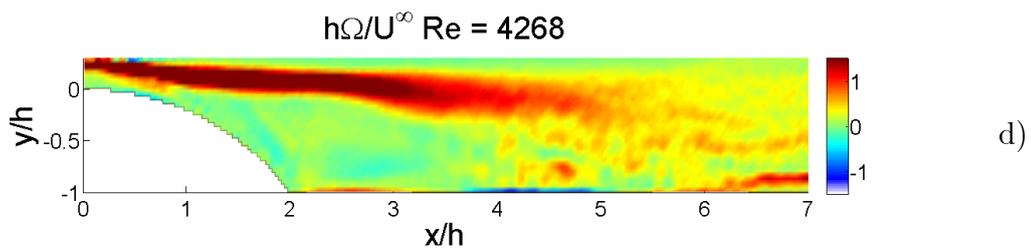
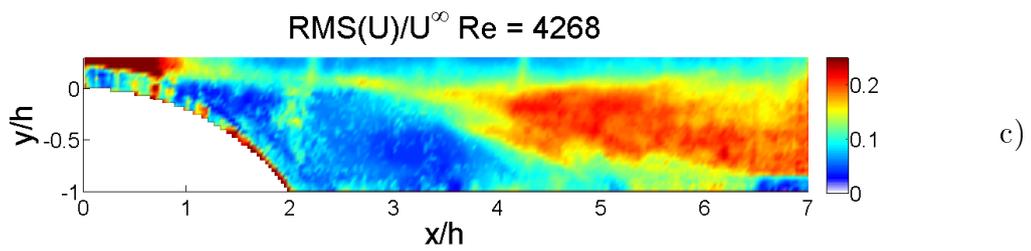
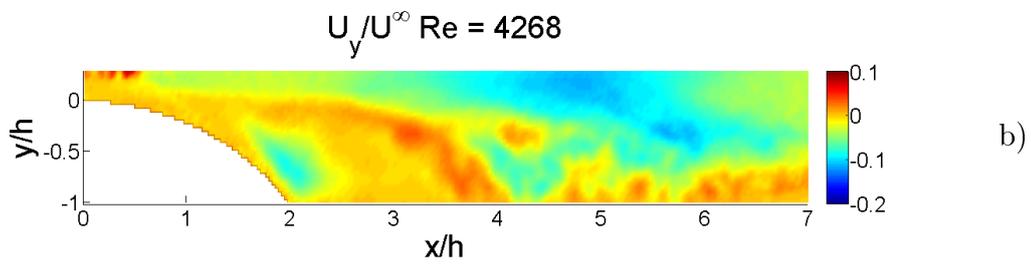
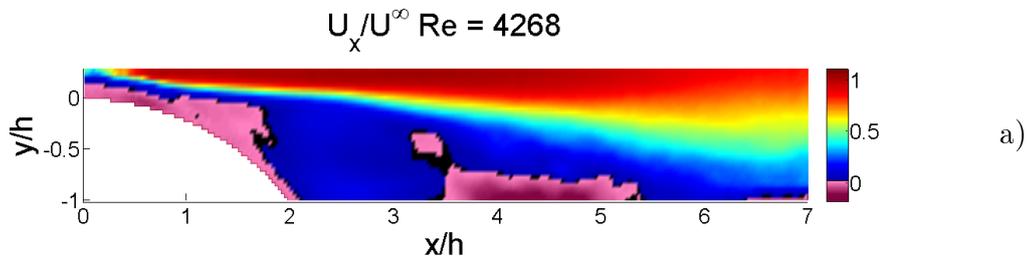


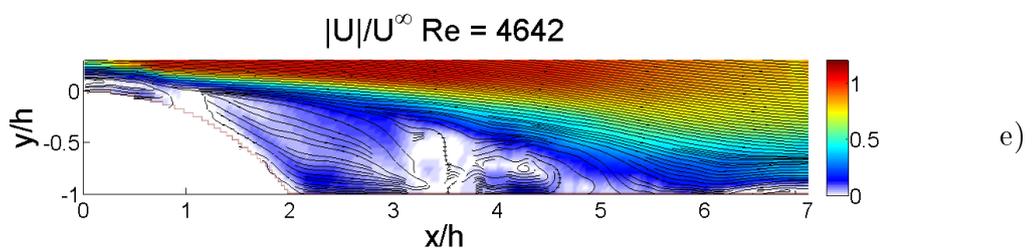
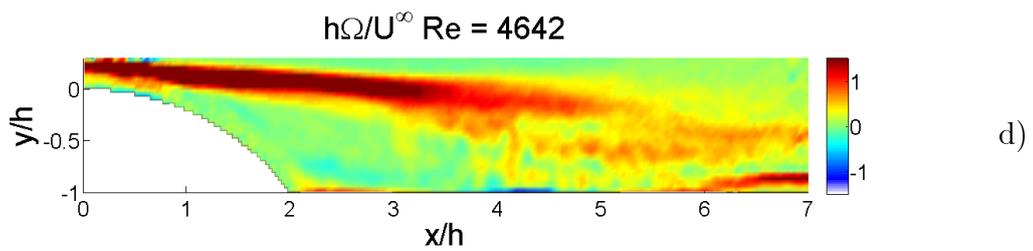
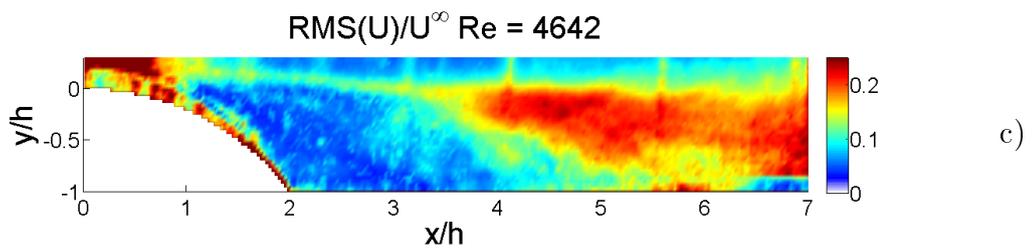
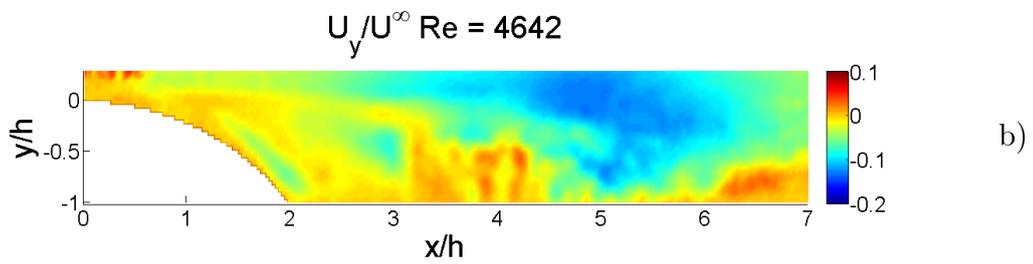
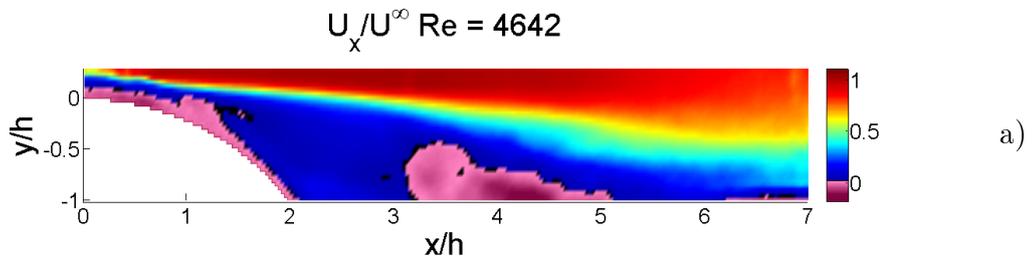


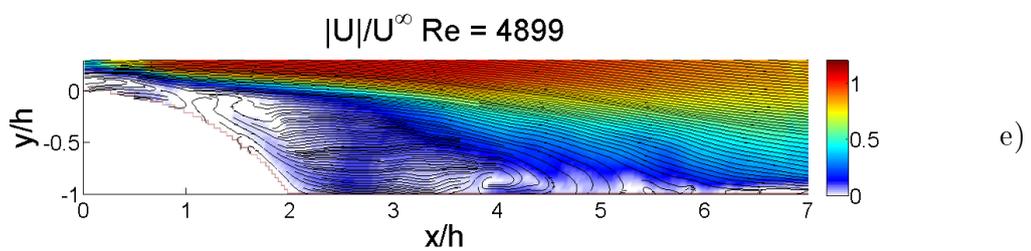
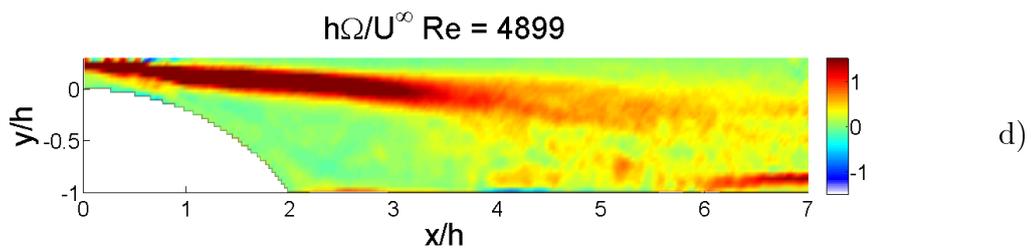
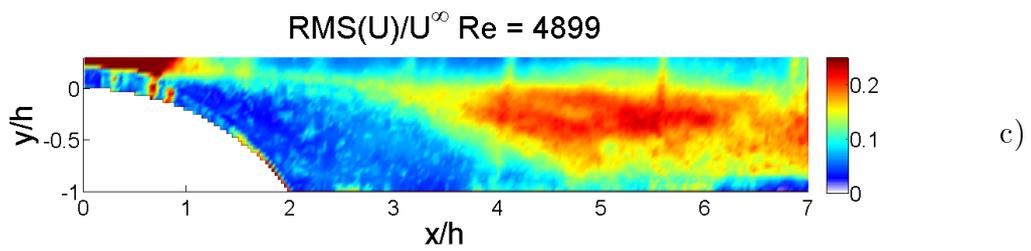
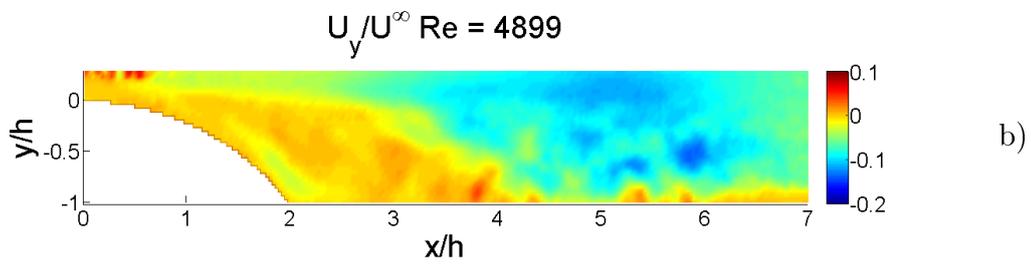
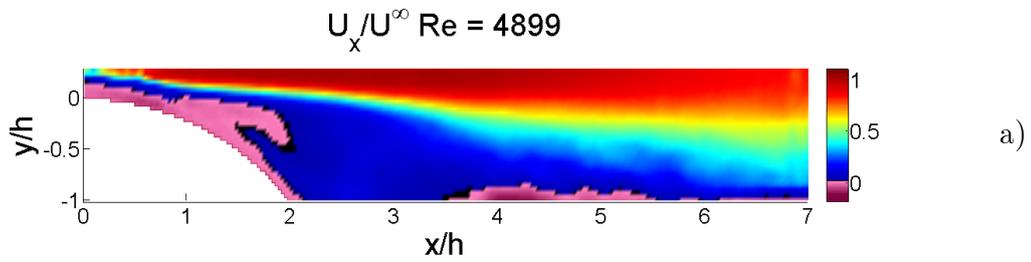


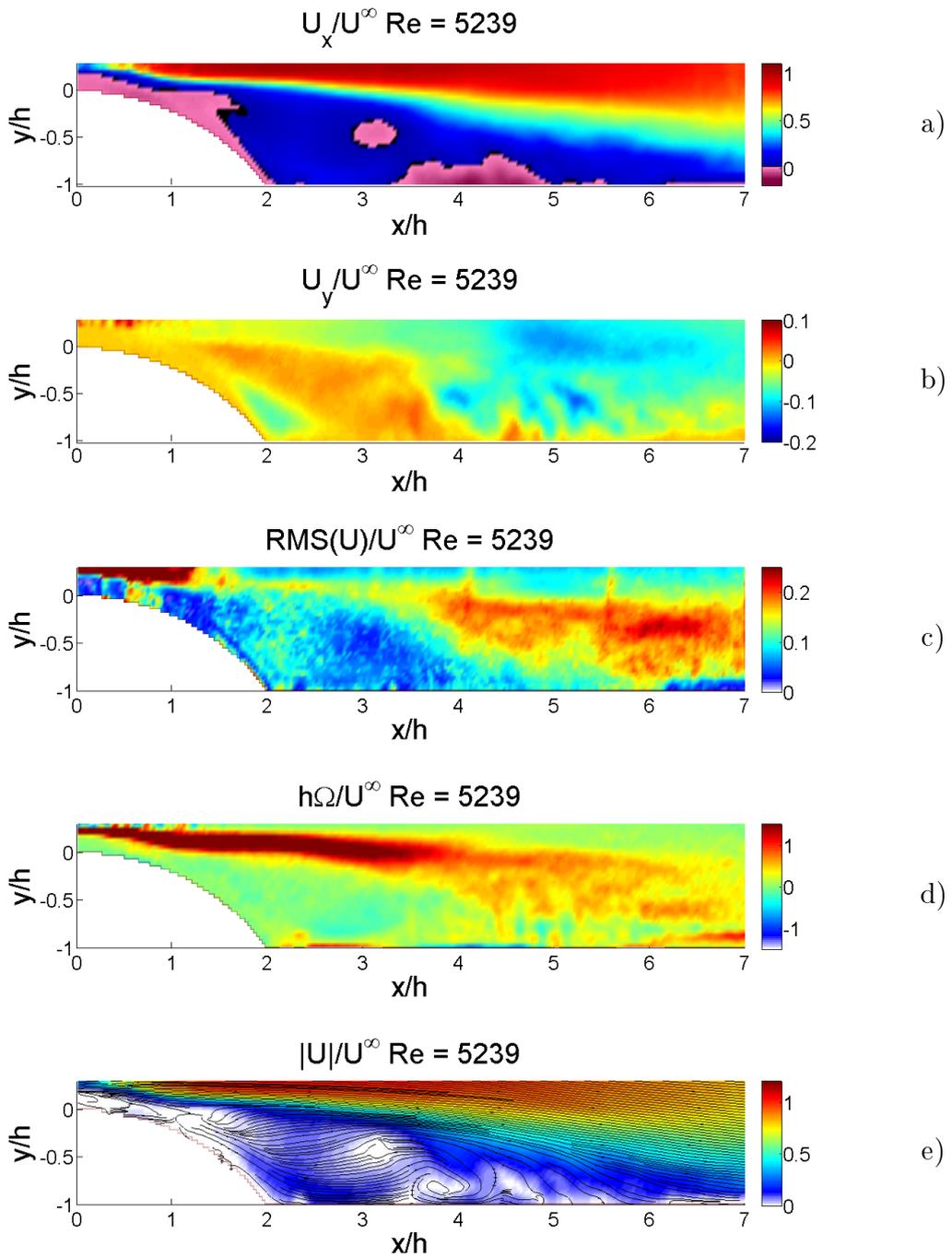


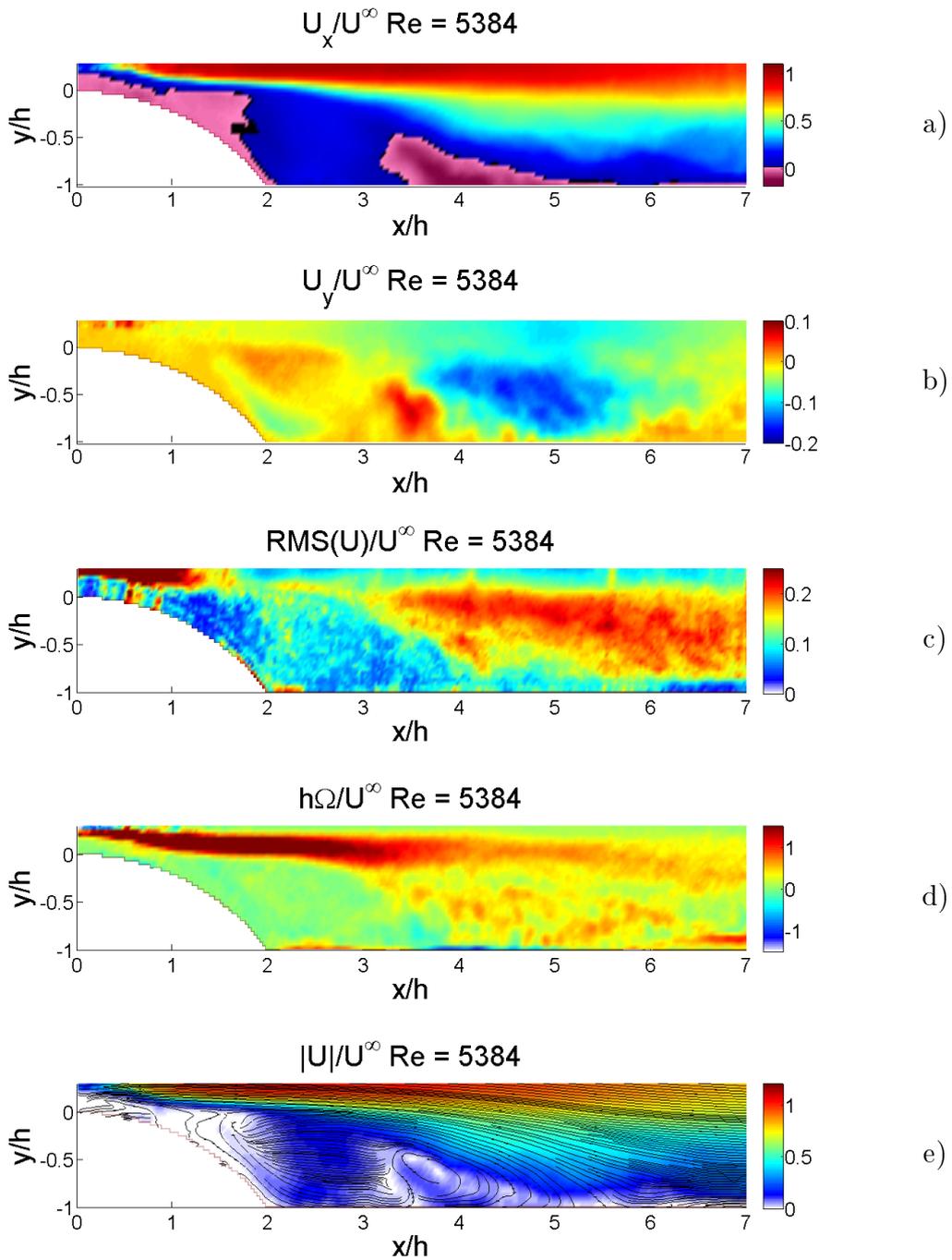




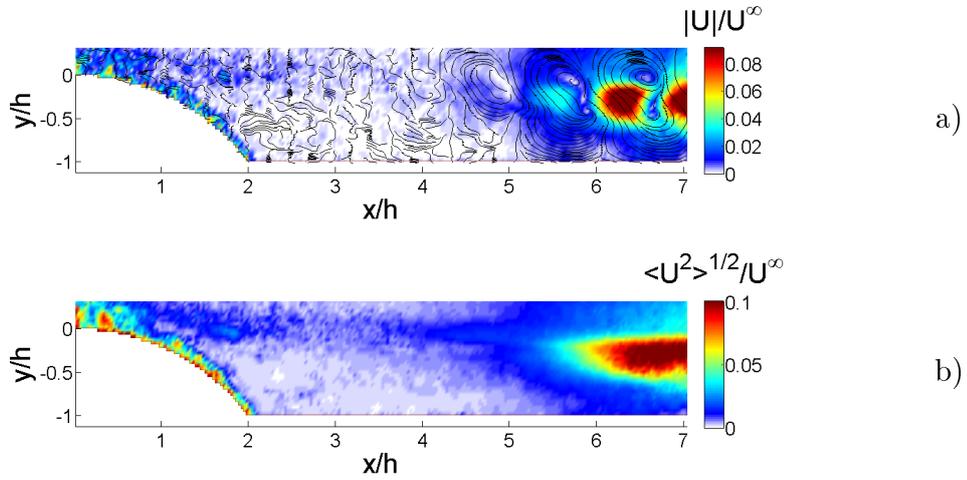








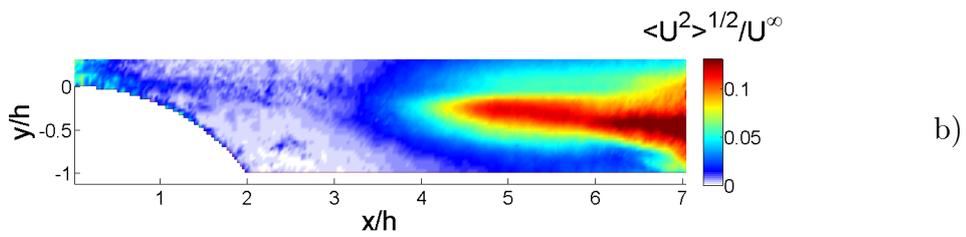
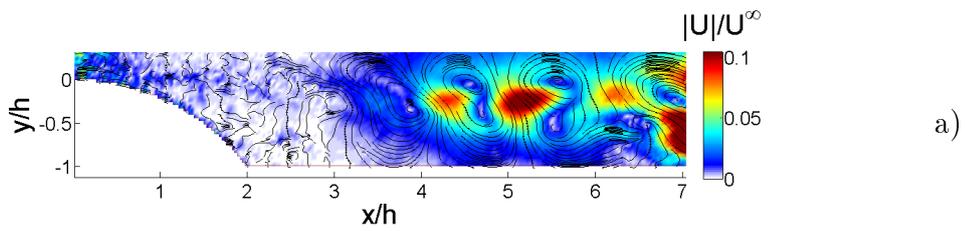
$$Re = 1314, St = 0.21$$



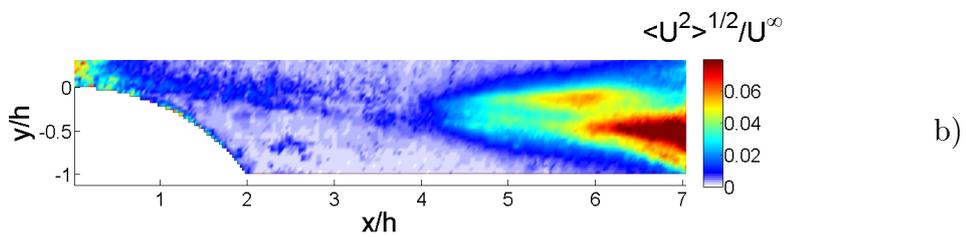
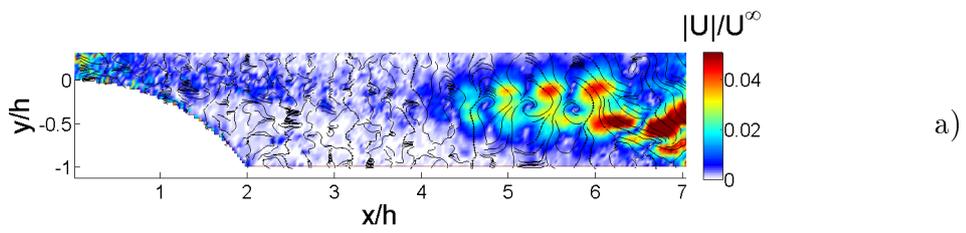
## A.2 Modes de Fourier.

Dans les pages qui suivent sont reportés les champs de chaque mode issu de l'analyse fréquentielle effectuée dans la partie 3 pour tous les nombres de Reynolds étudiés. Chaque mode est représenté par une moyenne de phase de  $\|\vec{U}_{St}\|$  pour une phase arbitraire (a) et le RMS de  $\|\vec{U}_{St}\|$  (b).

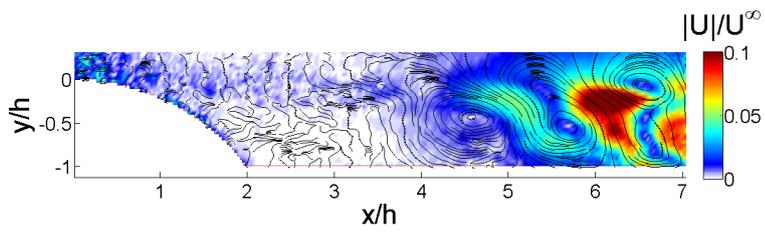
$Re = 1439, St = 0.24$



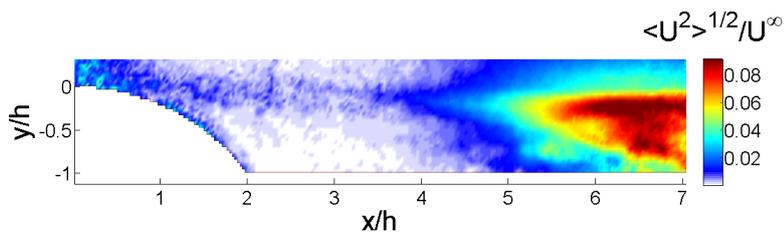
$Re = 1439, St = 0.48$



$Re = 1524, St = 0.17$

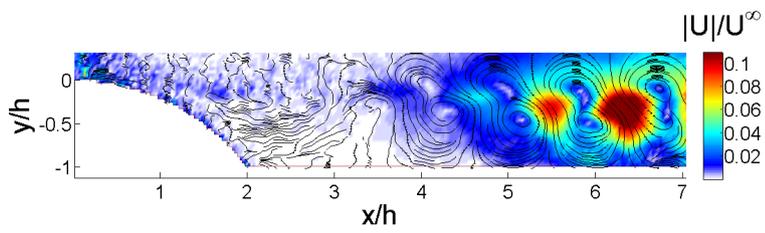


a)

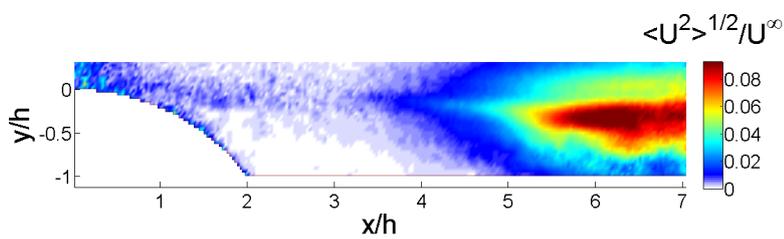


b)

$Re = 1524, St = 0.27$

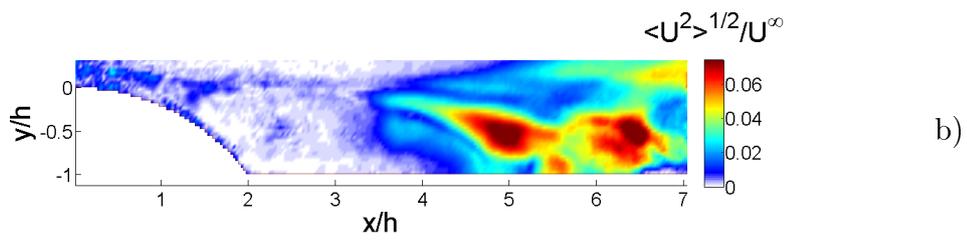
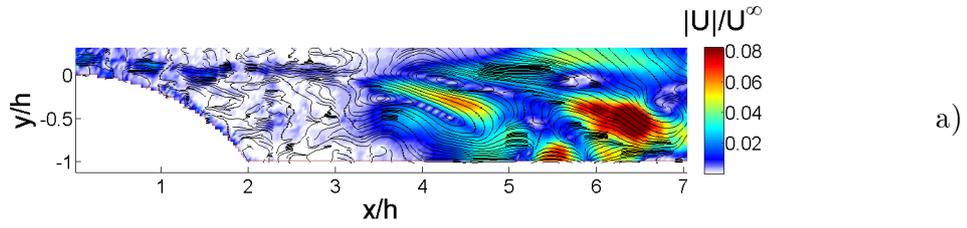


a)

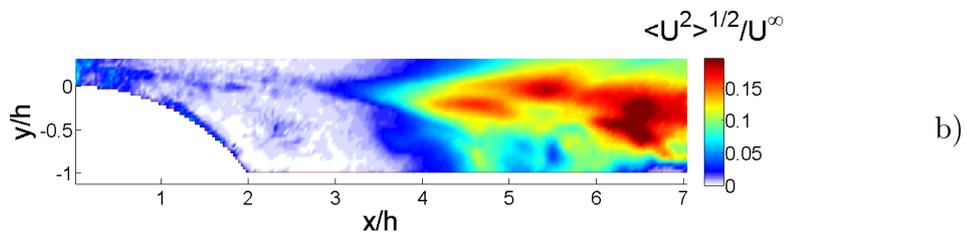
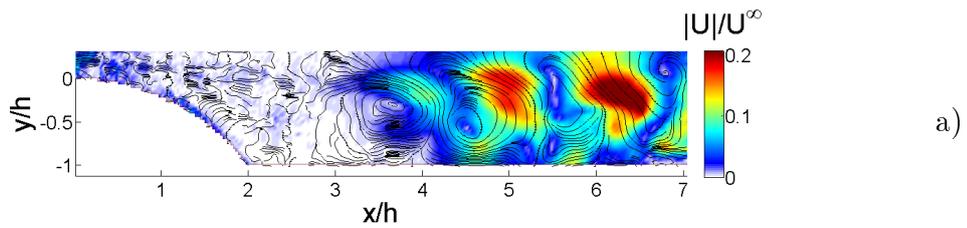


b)

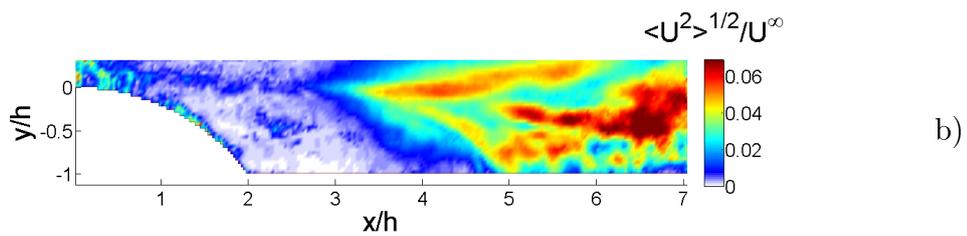
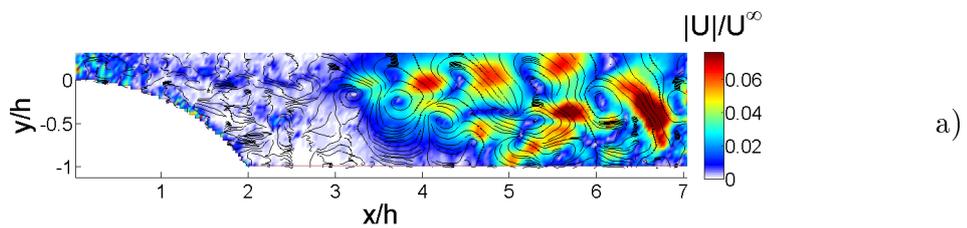
$Re = 2113, St = 0.08$



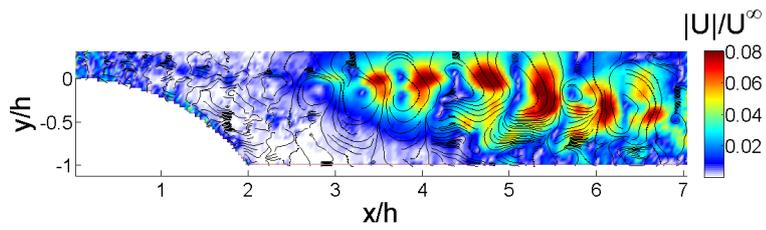
$Re = 2113, St = 0.18$



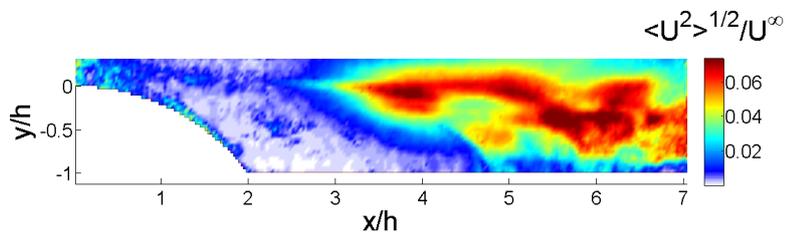
$Re = 2113, St = 0.31$



$Re = 2113, St = 0.43$

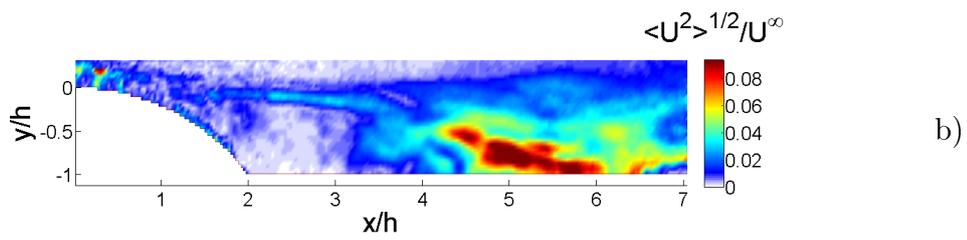
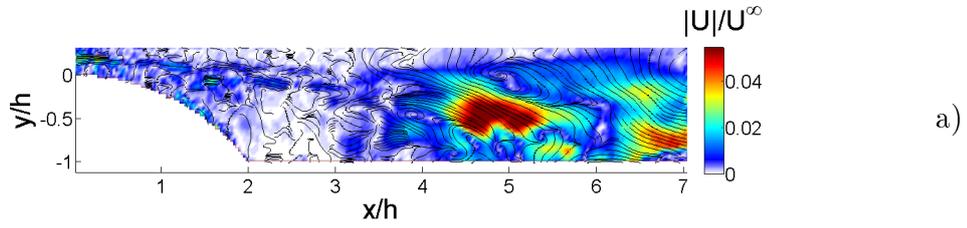


a)

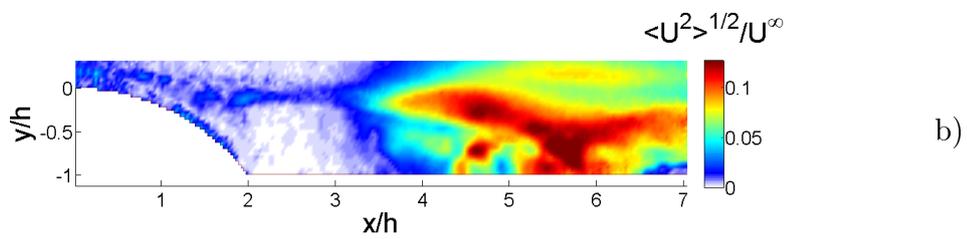
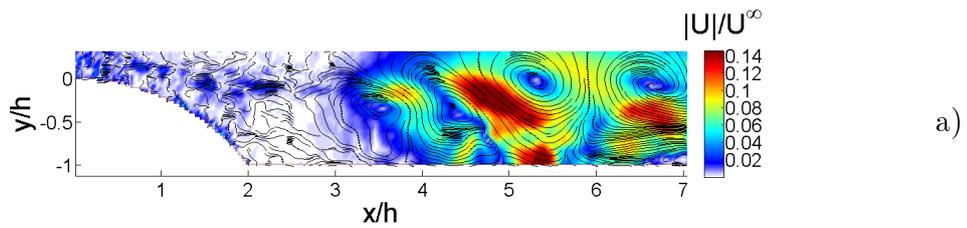


b)

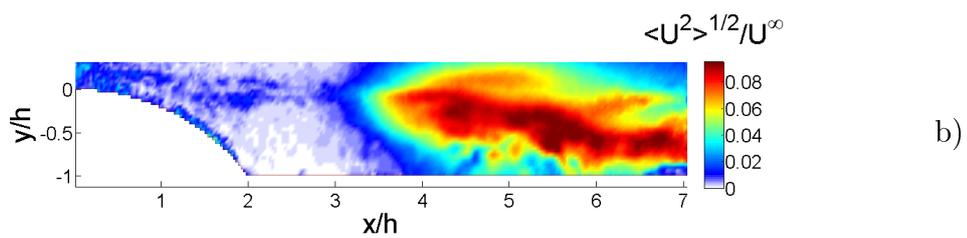
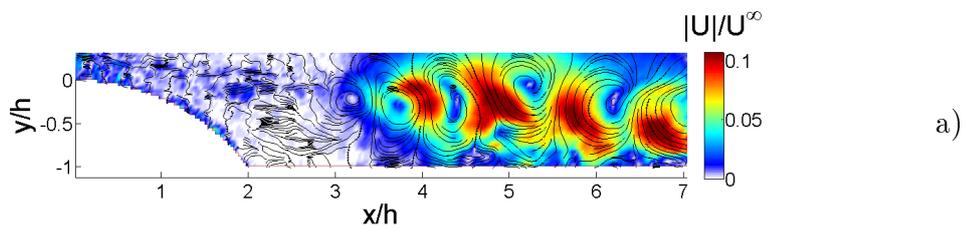
$Re = 2761, St = 0.08$



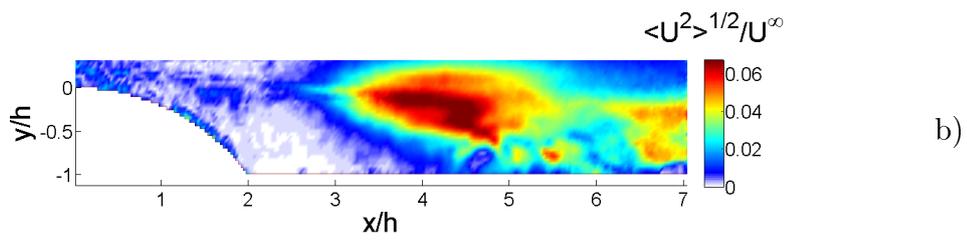
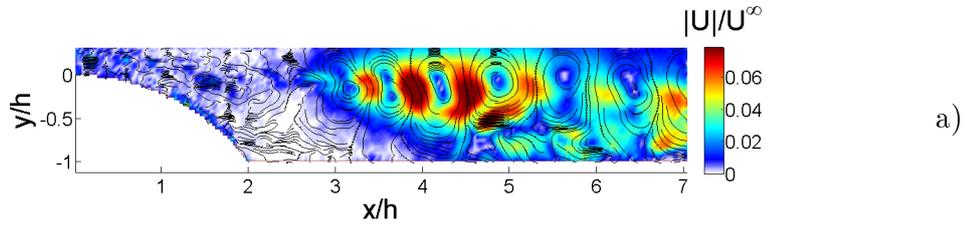
$Re = 2761, St = 0.19$



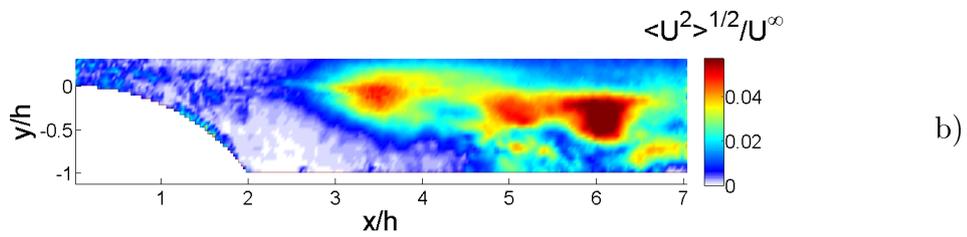
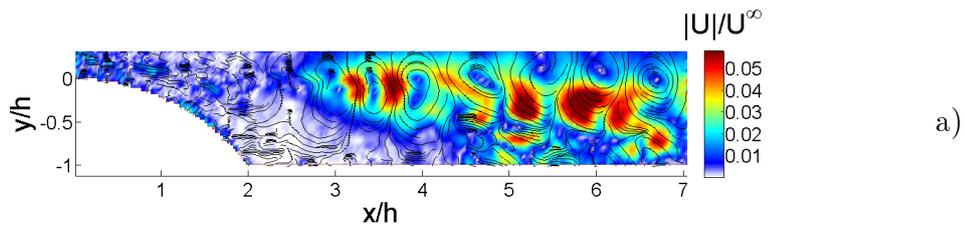
$Re = 2761, St = 0.31$



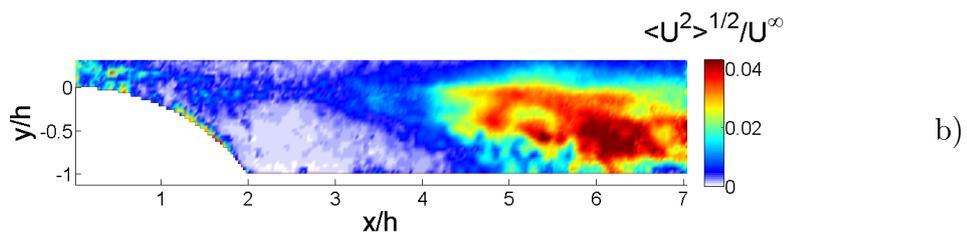
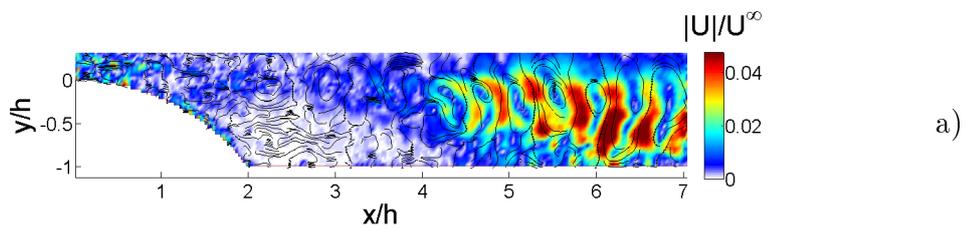
$Re = 2761, St = 0.42$



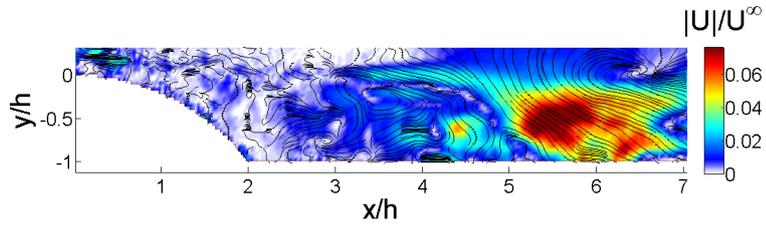
$Re = 2761, St = 0.5$



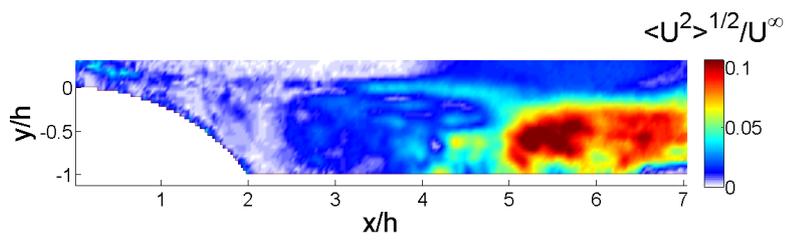
$Re = 2761, St = 0.69$



$Re = 3365, St = 0.08$

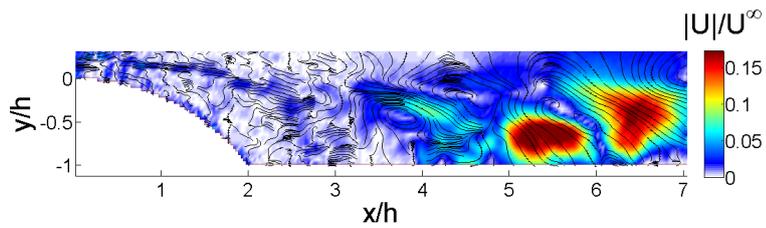


a)

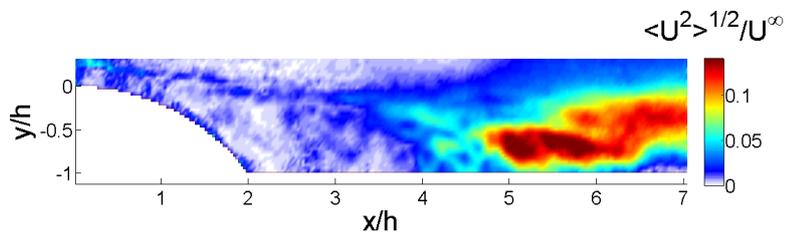


b)

$Re = 3365, St = 0.16$

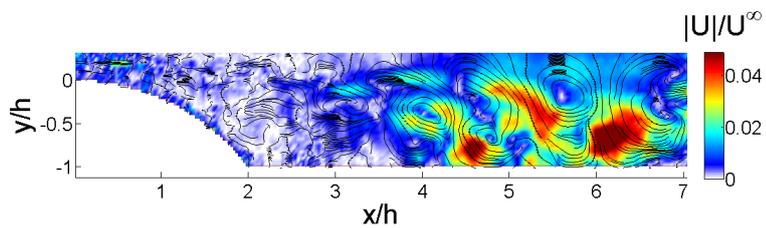


a)

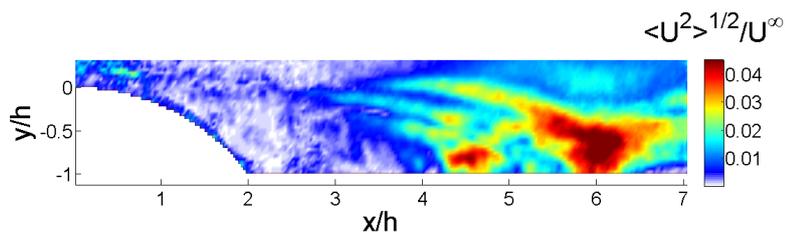


b)

$Re = 3365, St = 0.26$

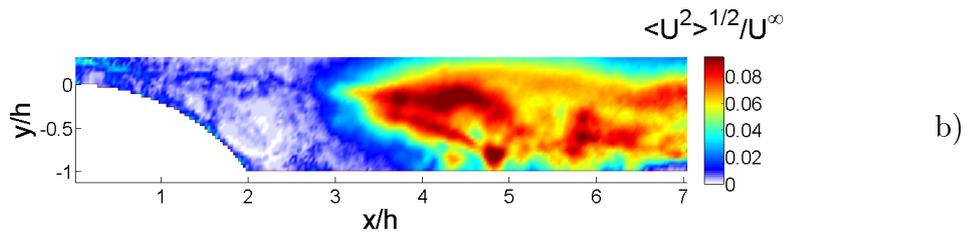
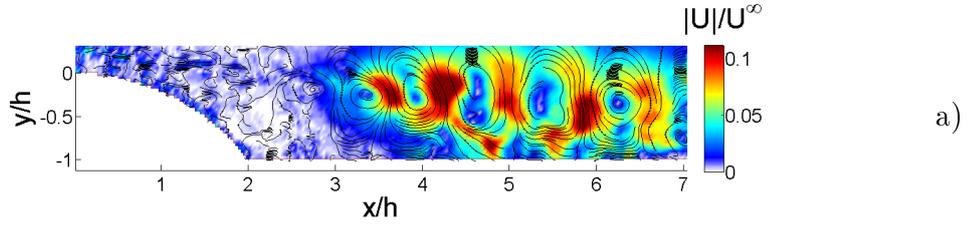


a)

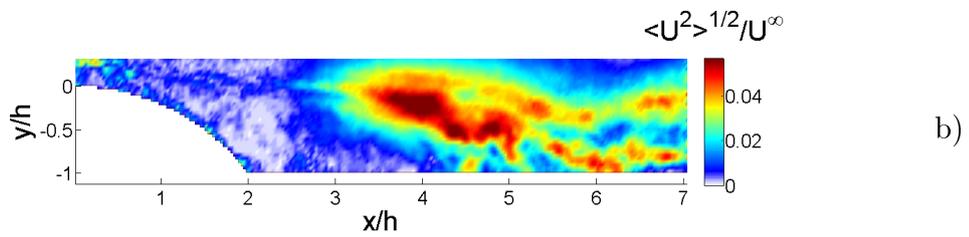
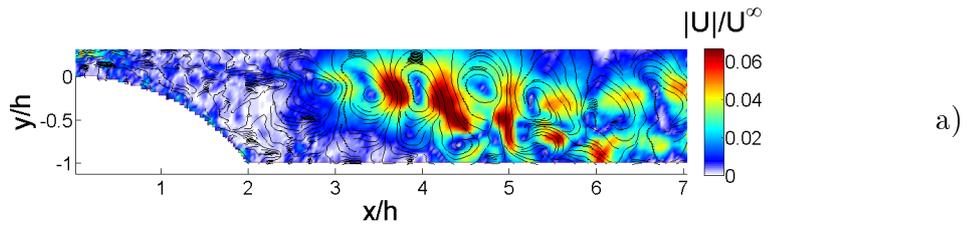


b)

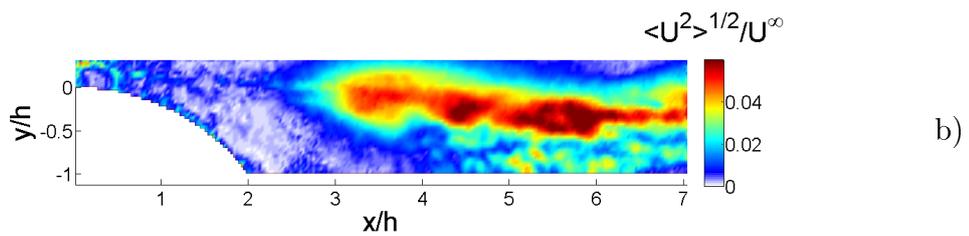
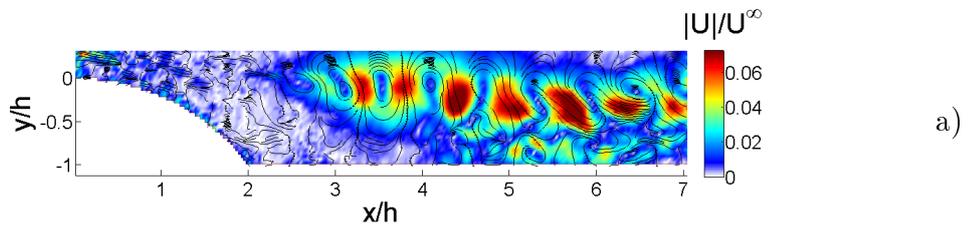
$Re = 3365, St = 0.33$



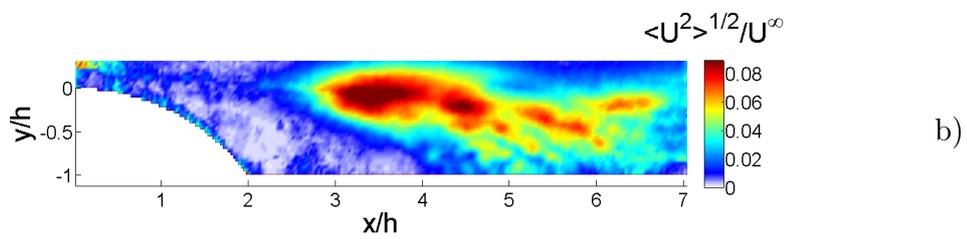
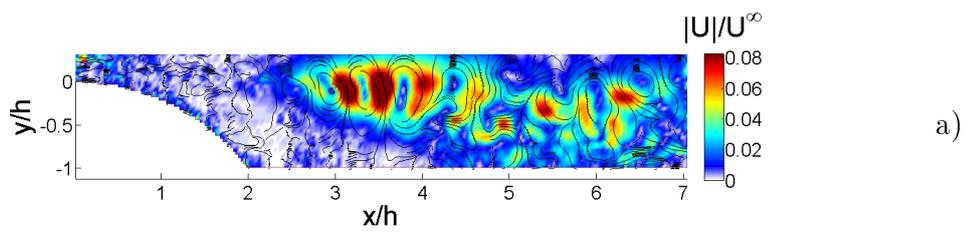
$Re = 3365, St = 0.41$



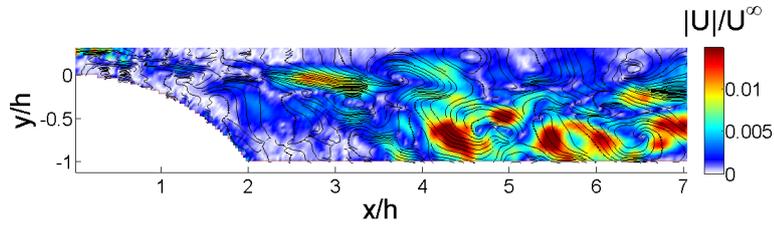
$Re = 3365, St = 0.48$



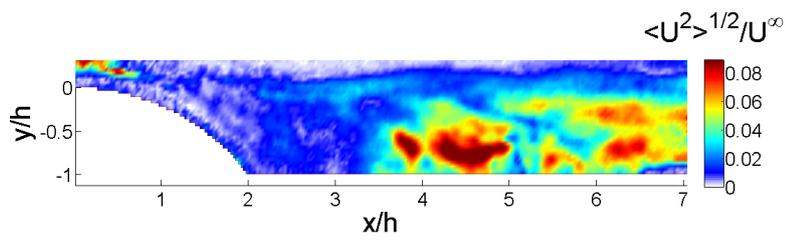
$Re = 3365, St = 0.58$



$Re = 3838, St = 0.06$

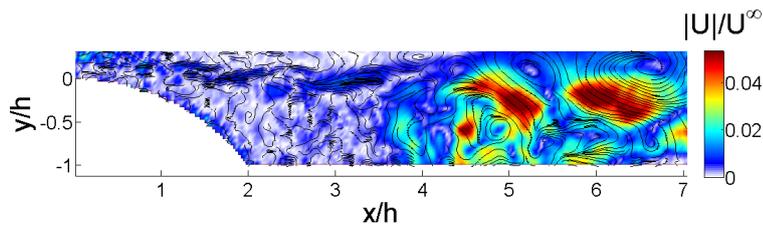


a)

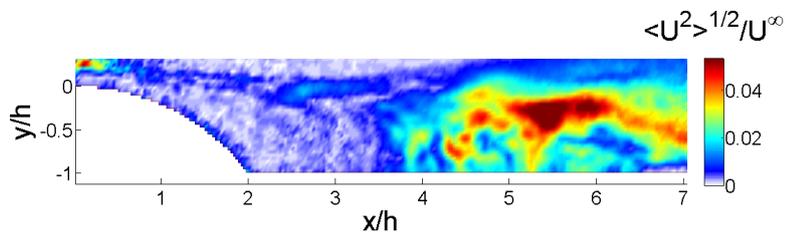


b)

$Re = 3838, St = 0.18$

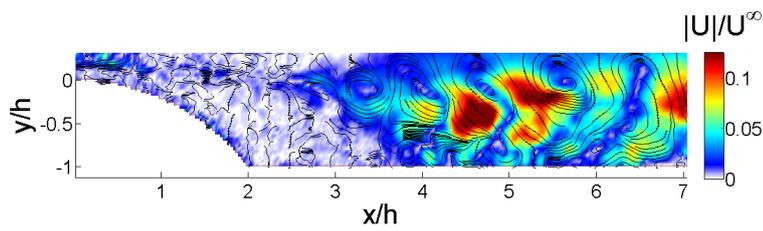


a)

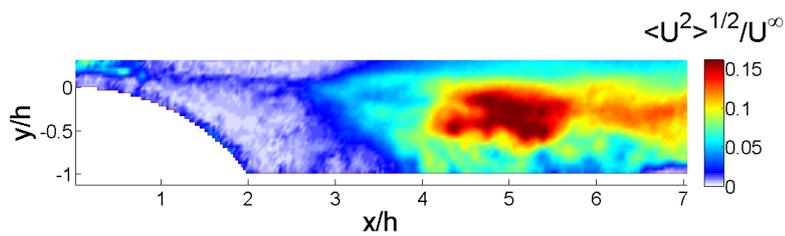


b)

$Re = 3838, St = 0.28$

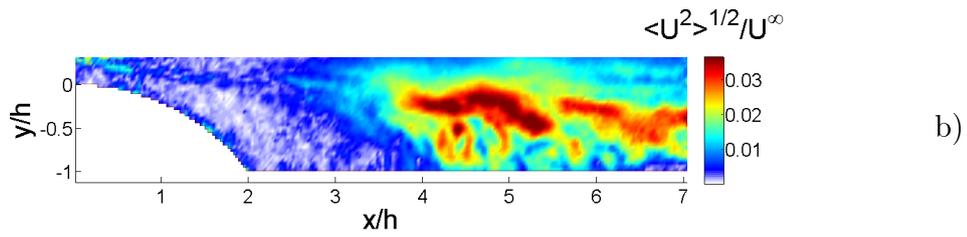
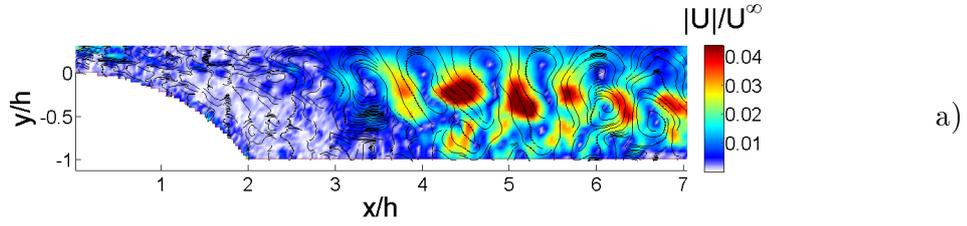


a)

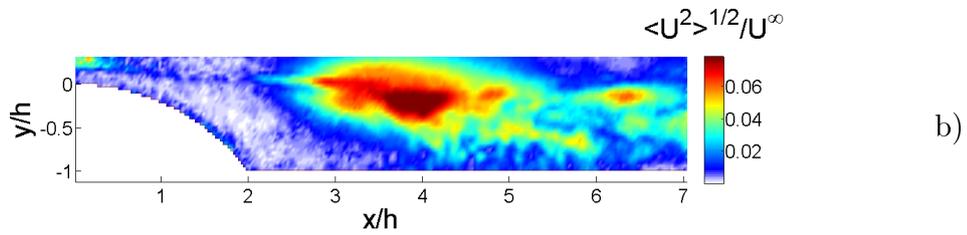
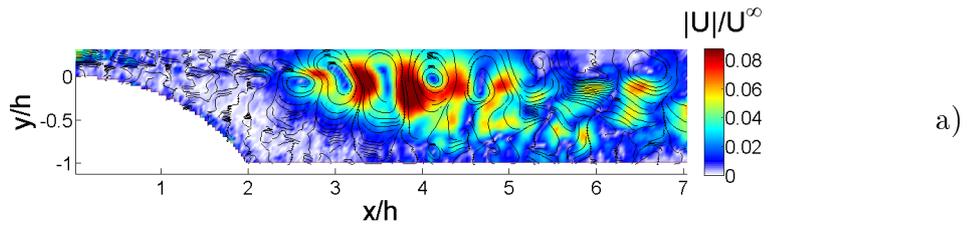


b)

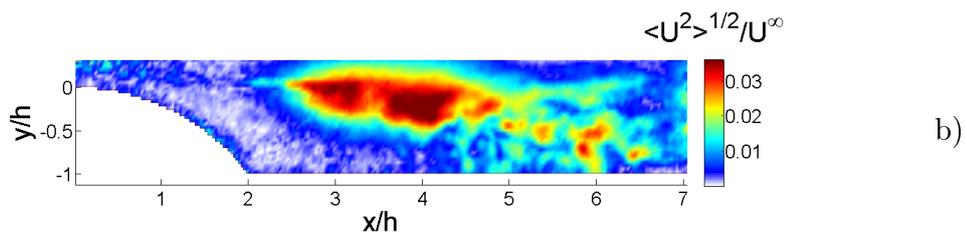
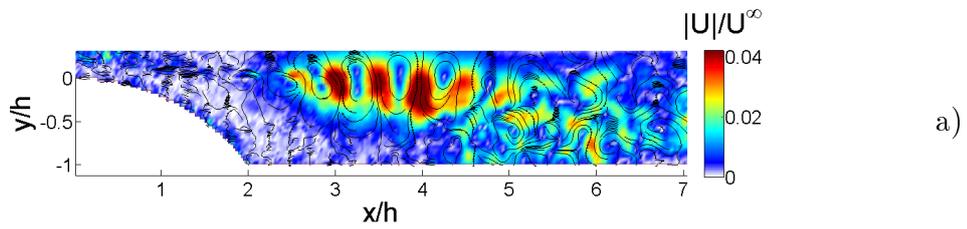
$Re = 3838, St = 0.4$



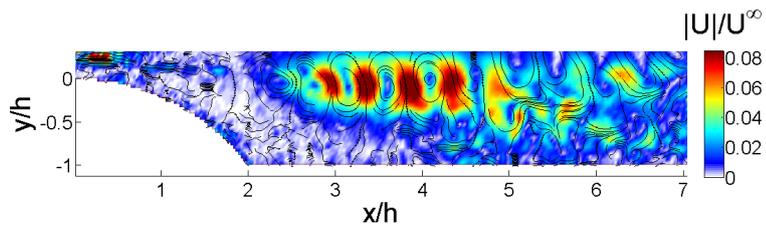
$Re = 3838, St = 0.48$



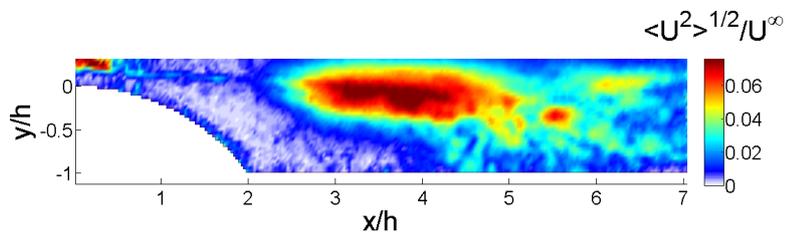
$Re = 3838, St = 0.54$



$Re = 3838, St = 0.6$

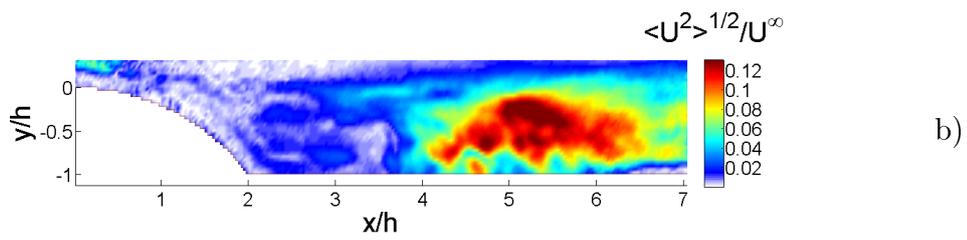
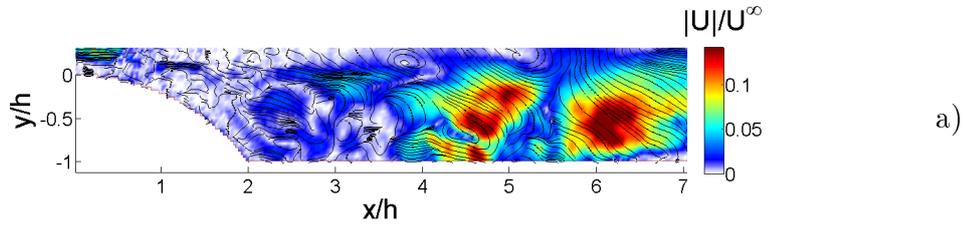


a)

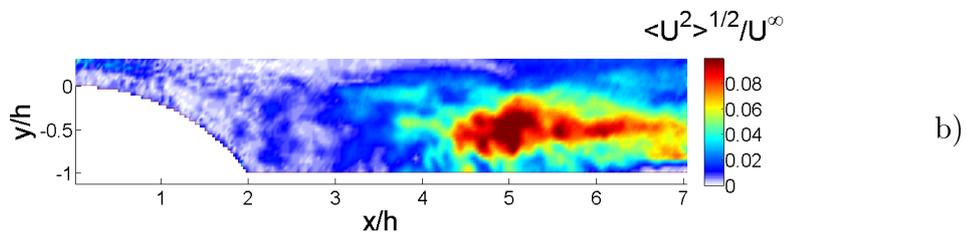
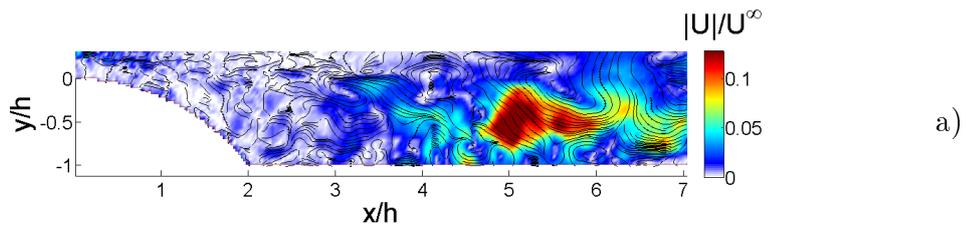


b)

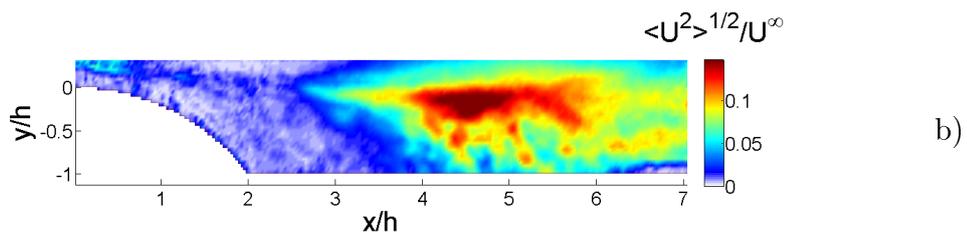
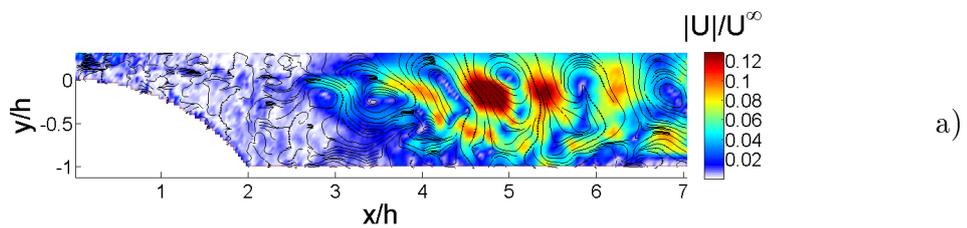
$Re = 4268, St = 0.1$



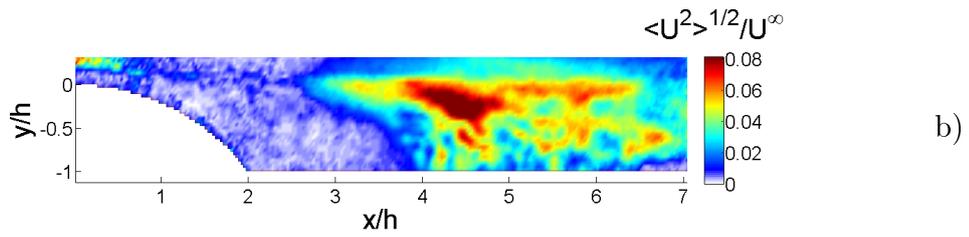
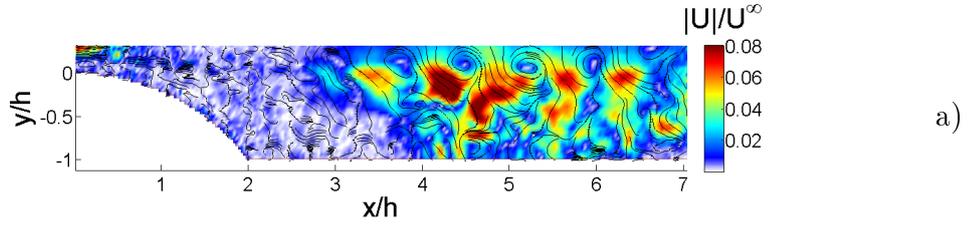
$Re = 4268, St = 0.17$



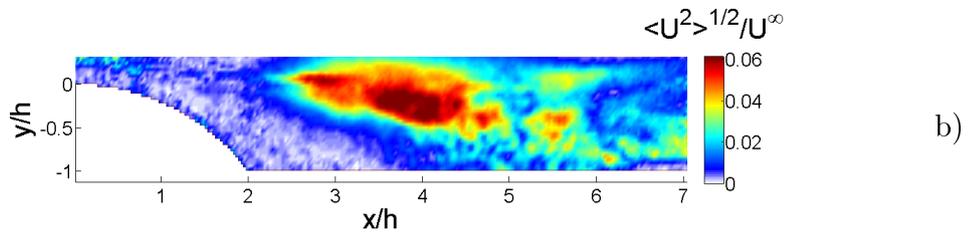
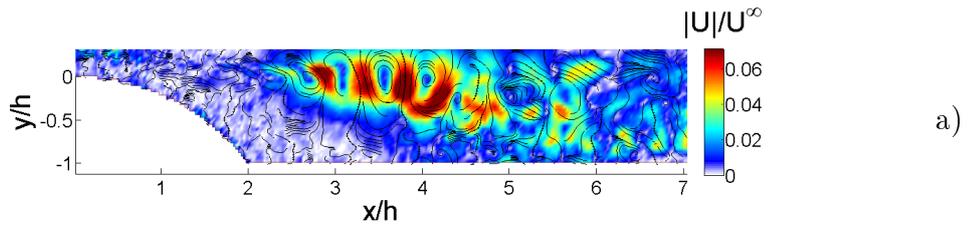
$Re = 4268, St = 0.29$



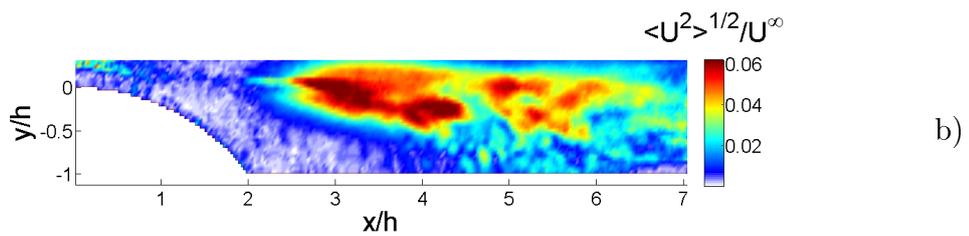
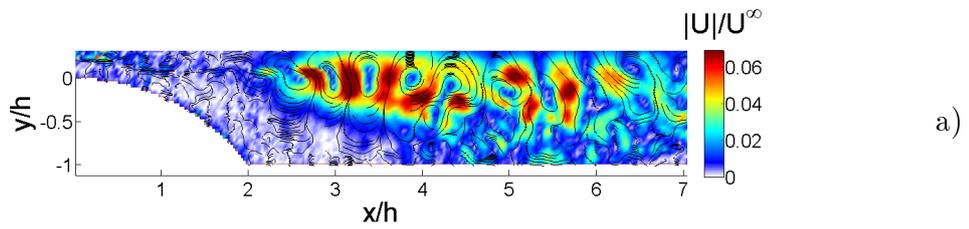
$Re = 4268, St = 0.41$



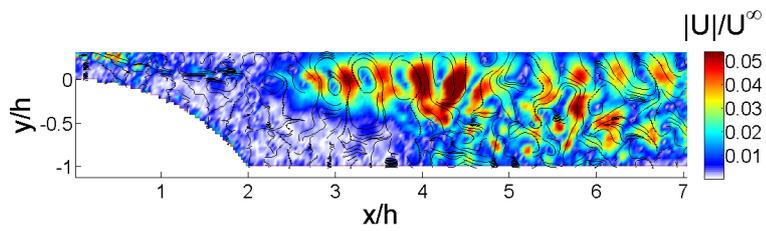
$Re = 4268, St = 0.54$



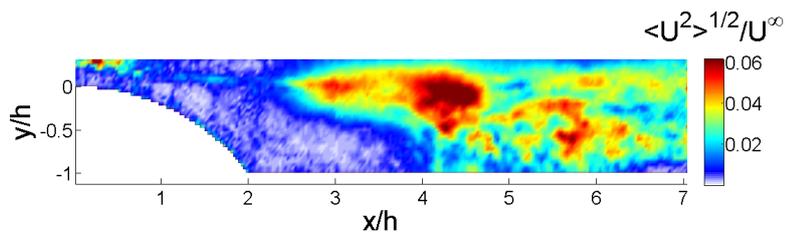
$Re = 4268, St = 0.61$



$Re = 4268, St = 0.7$

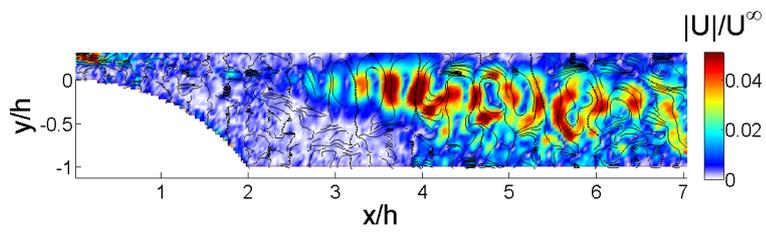


a)

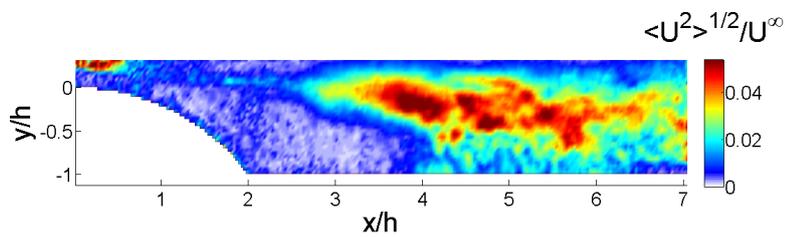


b)

$Re = 4268, St = 0.81$

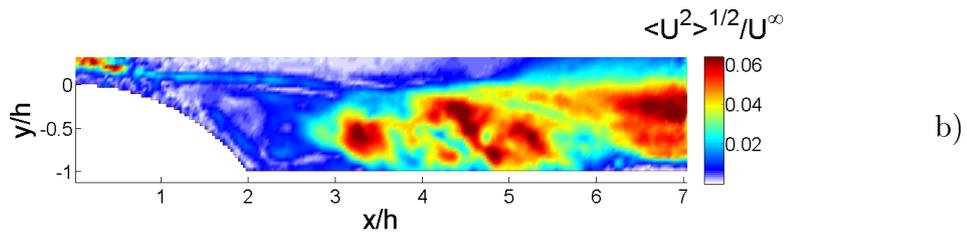
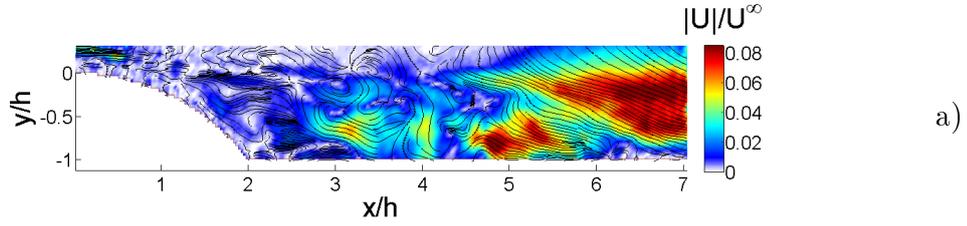


a)

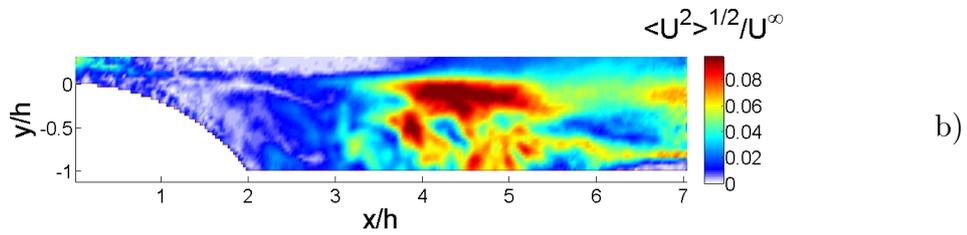
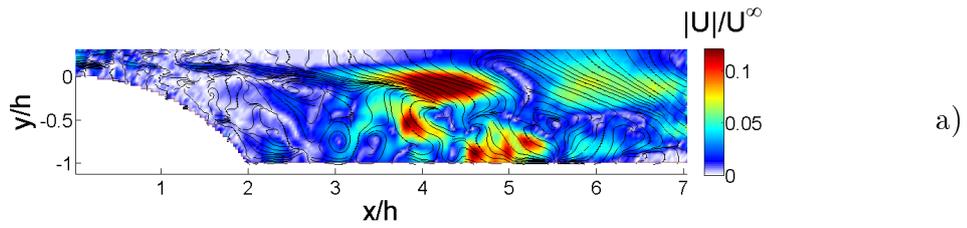


b)

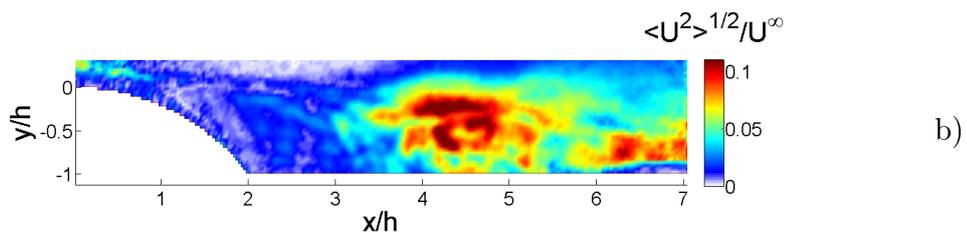
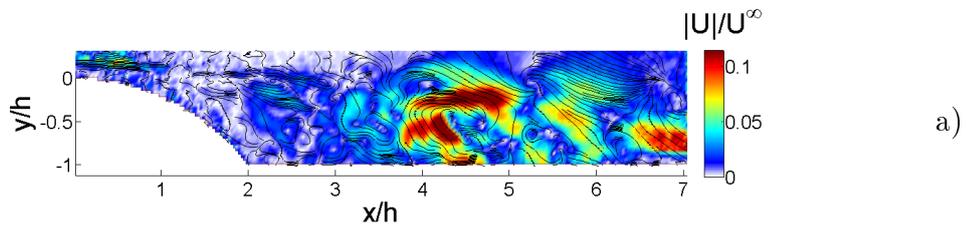
$Re = 4642, St = 0.05$



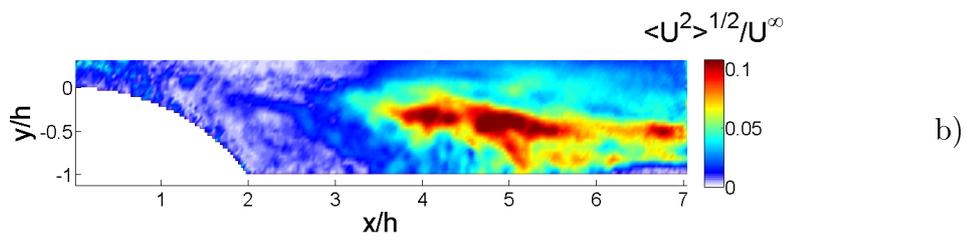
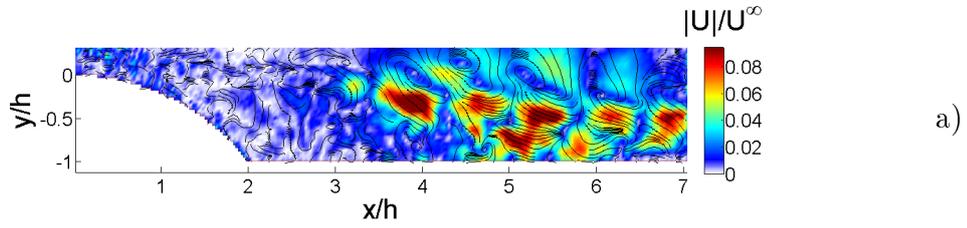
$Re = 4642, St = 0.11$



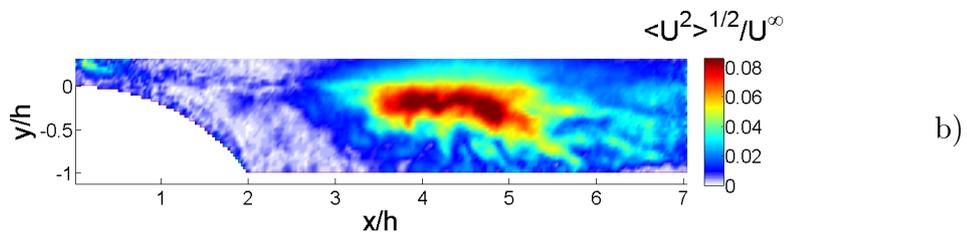
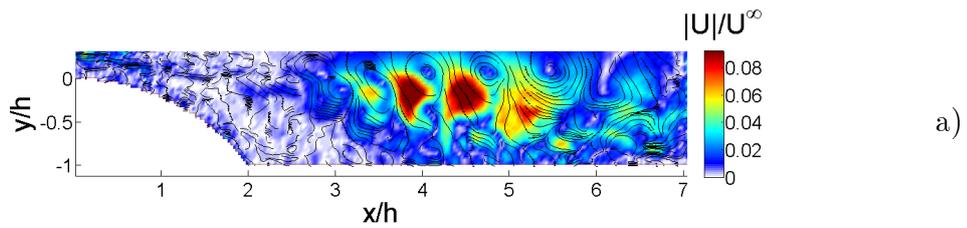
$Re = 4642, St = 0.2$



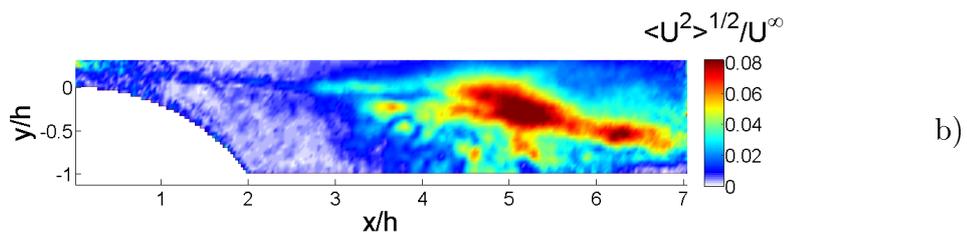
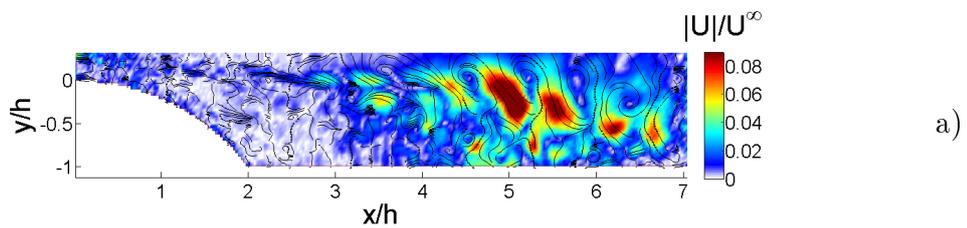
$Re = 4642, St = 0.32$



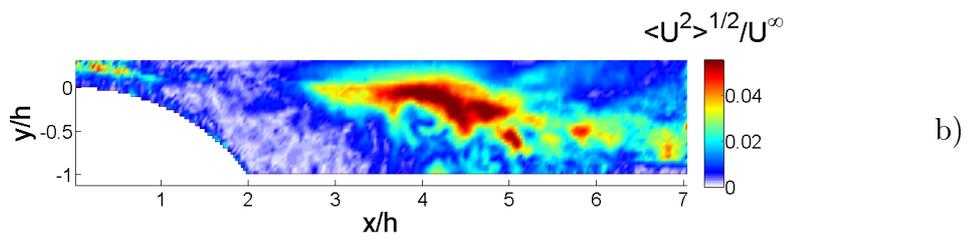
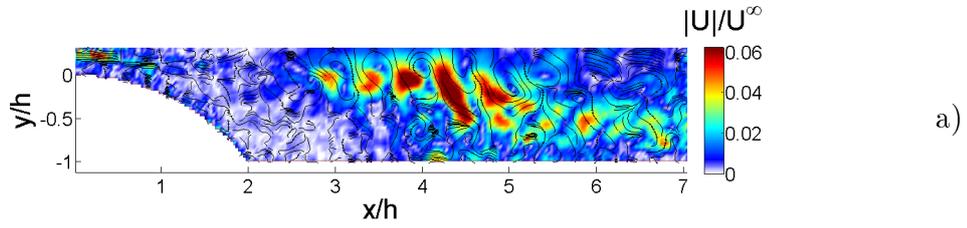
$Re = 4642, St = 0.41$



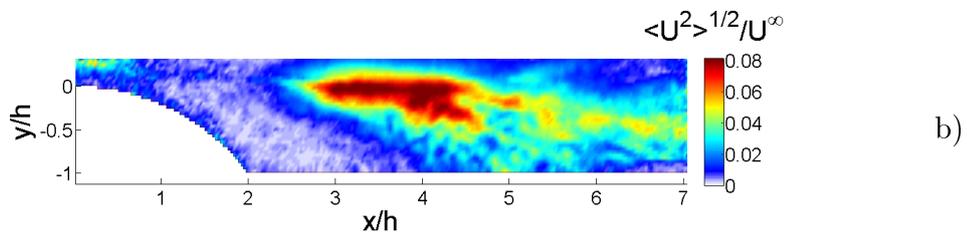
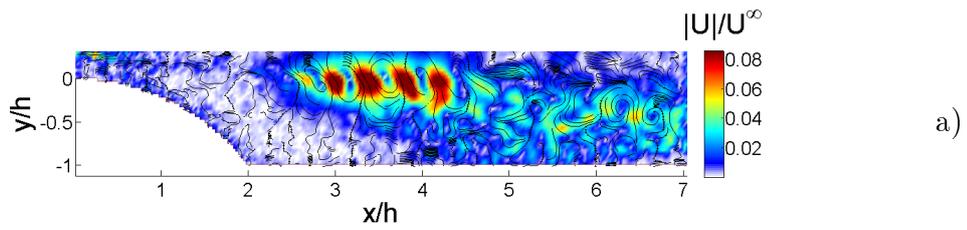
$Re = 4642, St = 0.49$



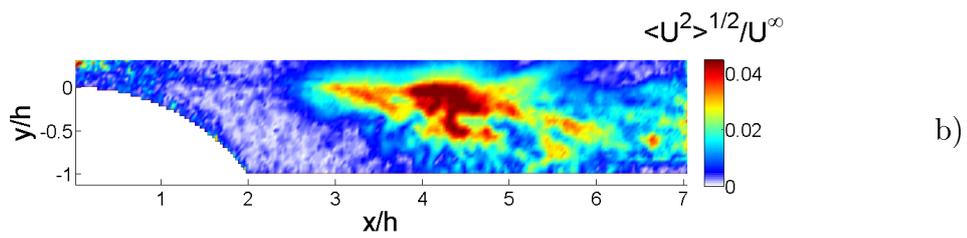
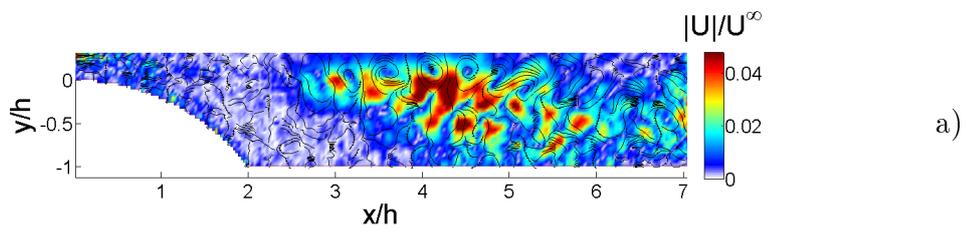
$Re = 4642, St = 0.58$



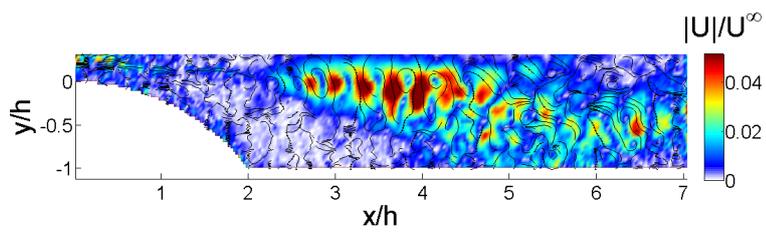
$Re = 4642, St = 0.67$



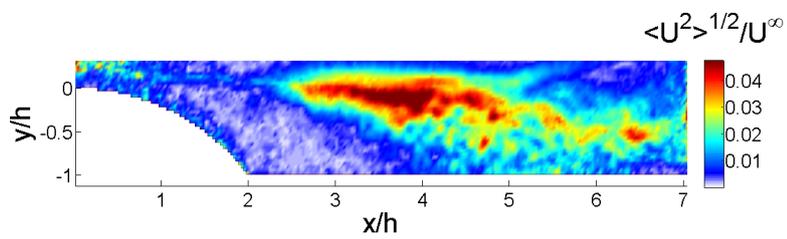
$Re = 4642, St = 0.77$



$Re = 4642, St = 0.9$

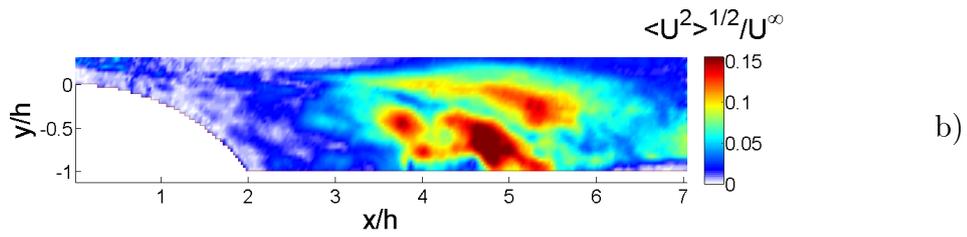
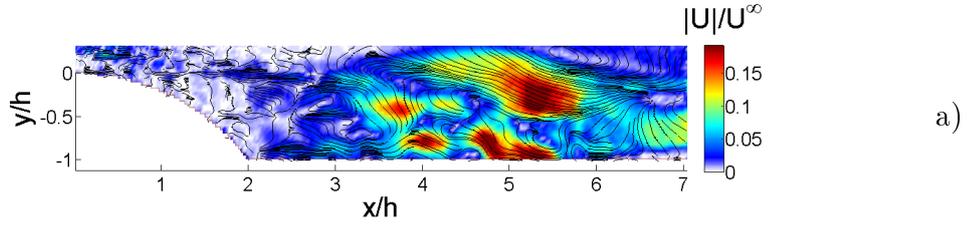


a)

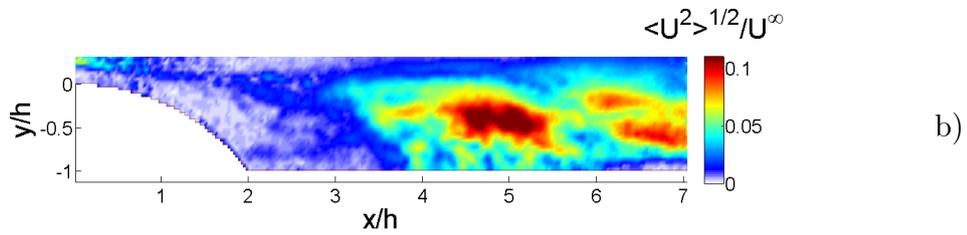
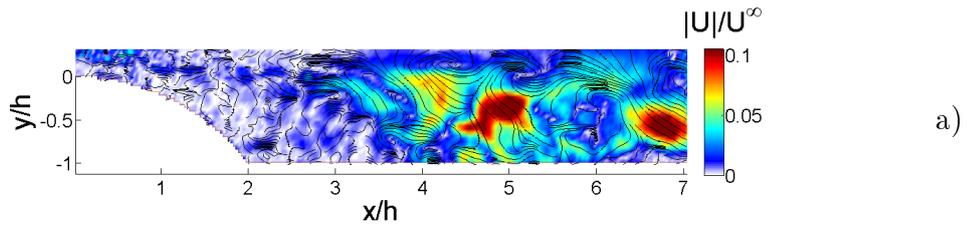


b)

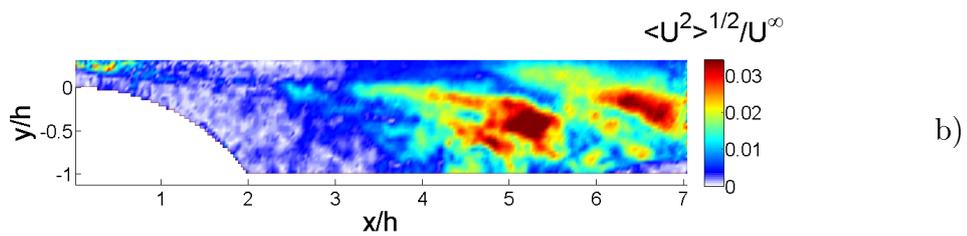
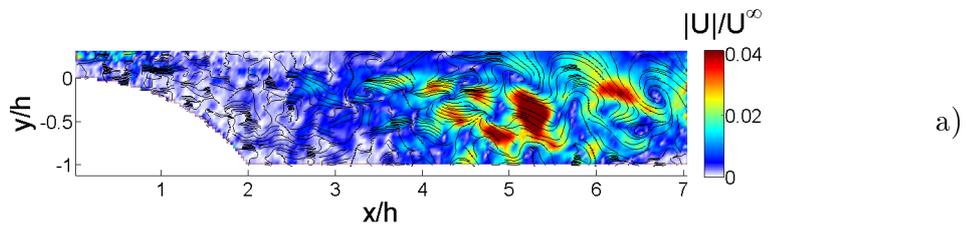
$Re = 4899, St = 0.08$



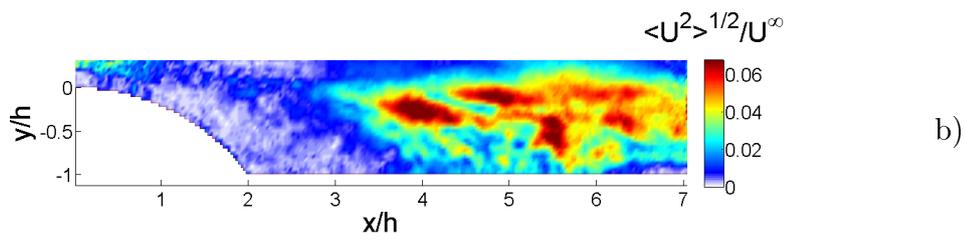
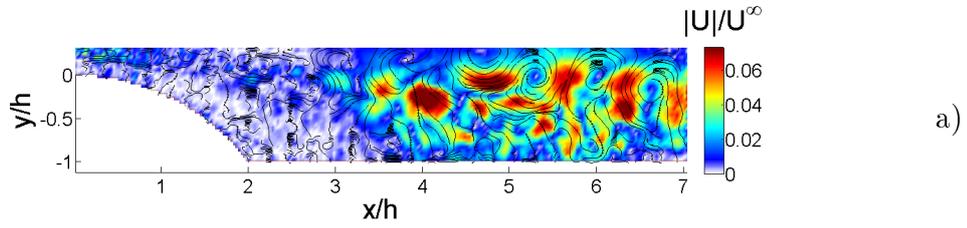
$Re = 4899, St = 0.28$



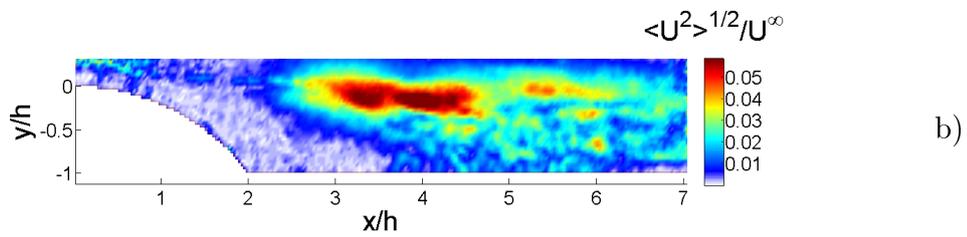
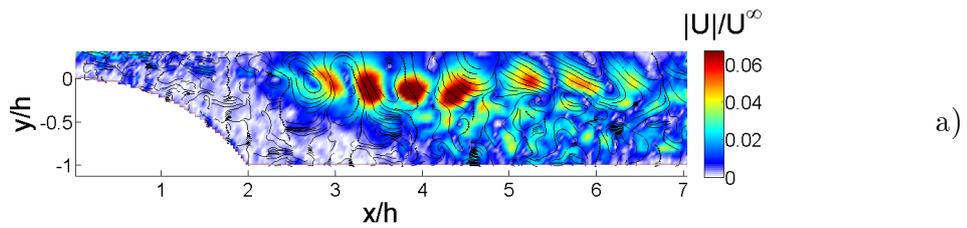
$Re = 4899, St = 0.36$



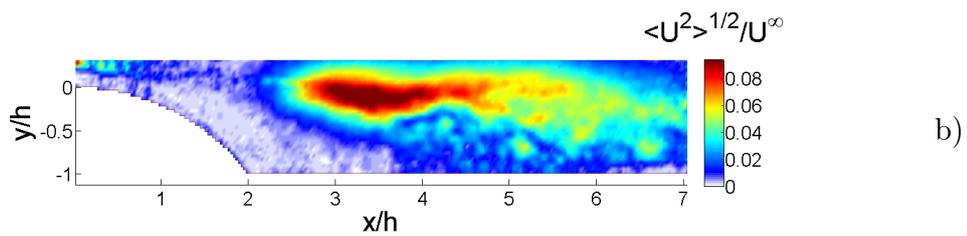
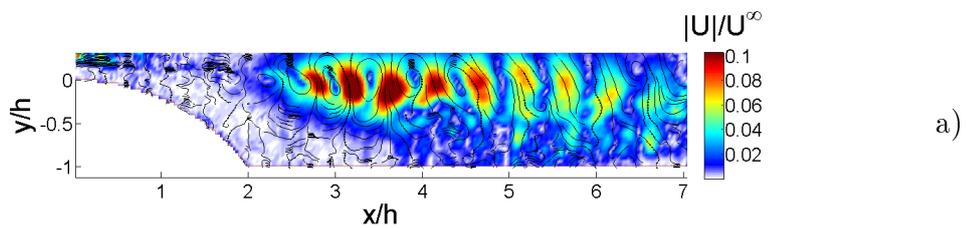
$Re = 4899, St = 0.43$



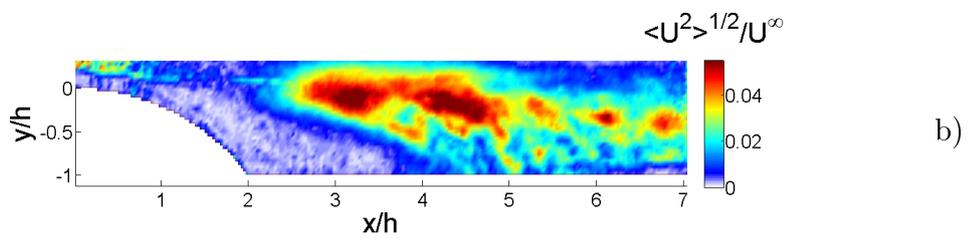
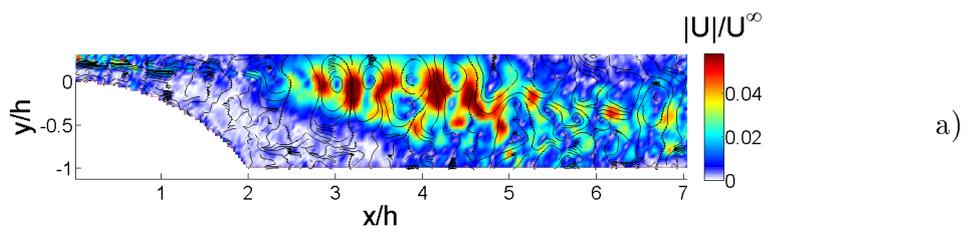
$Re = 4899, St = 0.56$



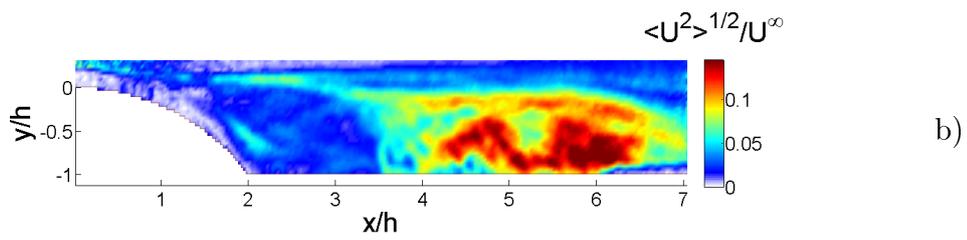
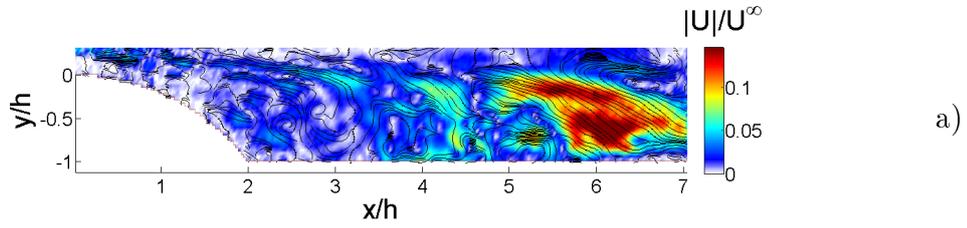
$Re = 4899, St = 0.65$



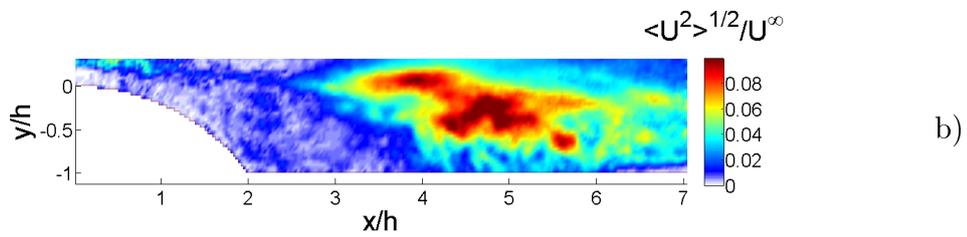
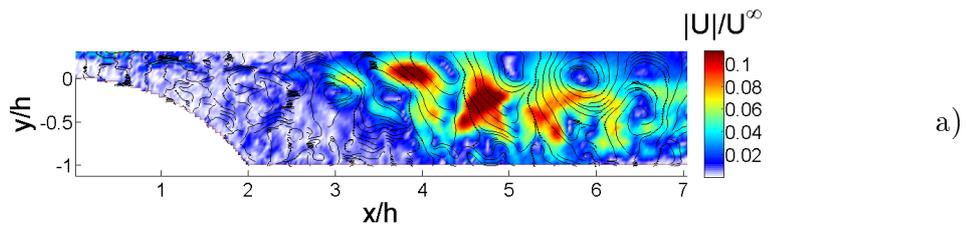
$Re = 4899, St = 0.74$



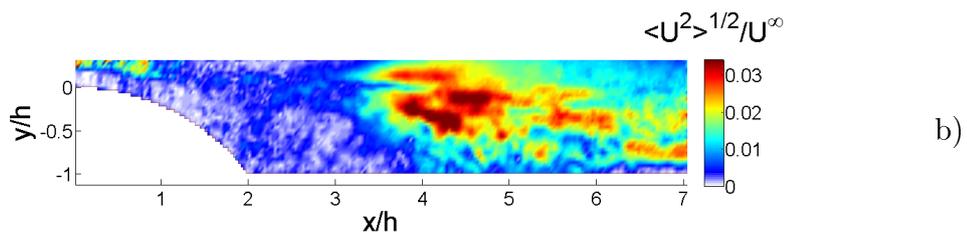
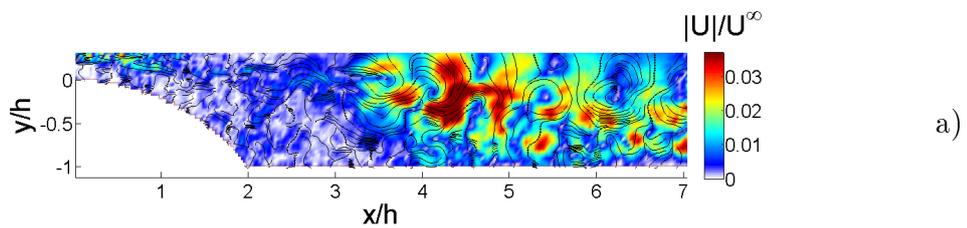
$Re = 5239, St = 0.1$



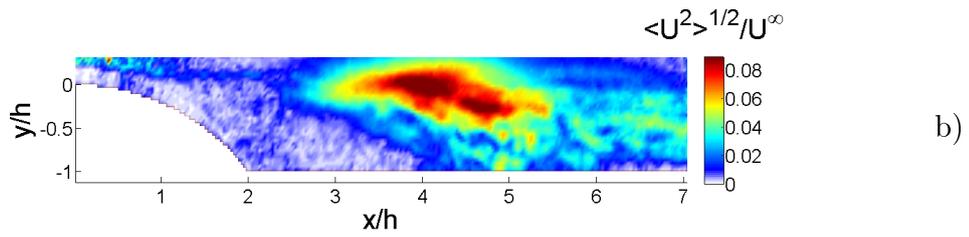
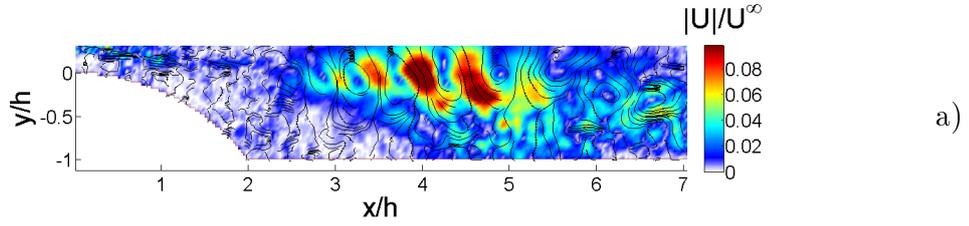
$Re = 5239, St = 0.34$



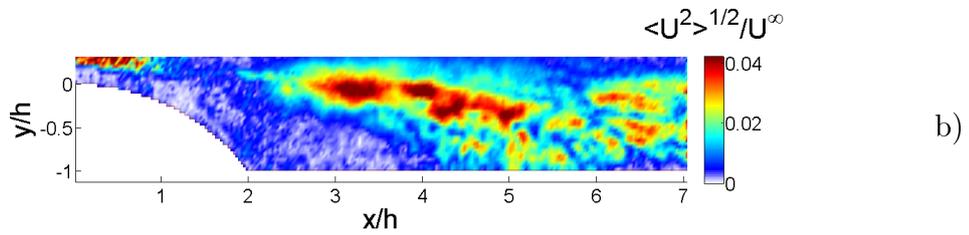
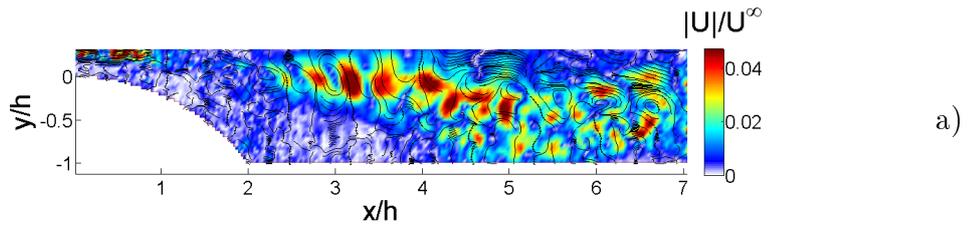
$Re = 5239, St = 0.42$



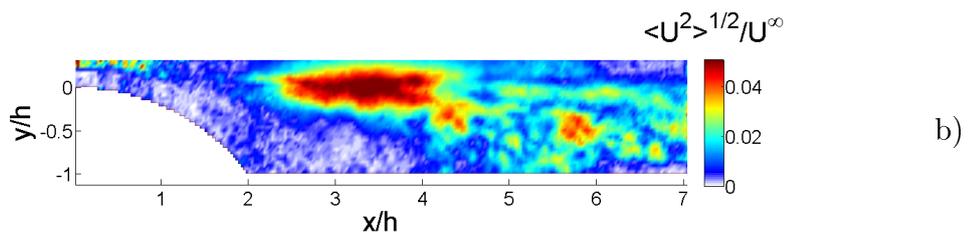
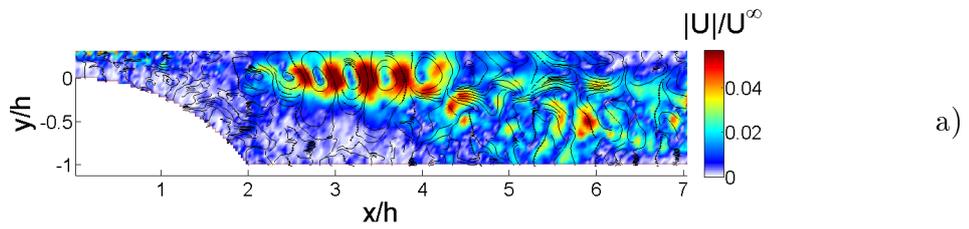
$Re = 5239, St = 0.54$



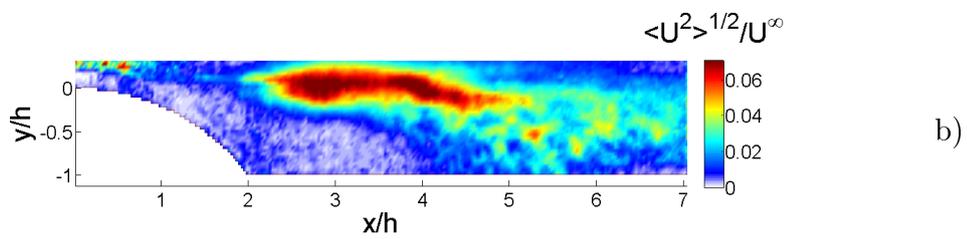
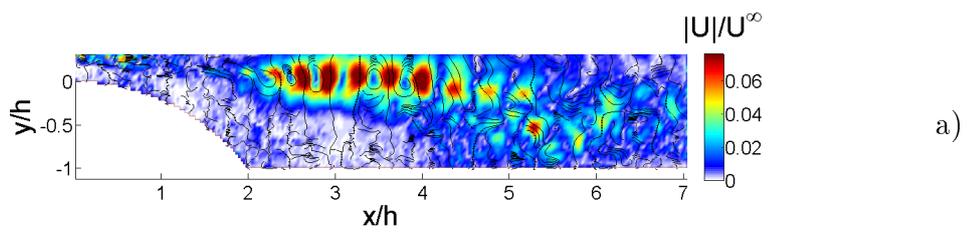
$Re = 5239, St = 0.63$



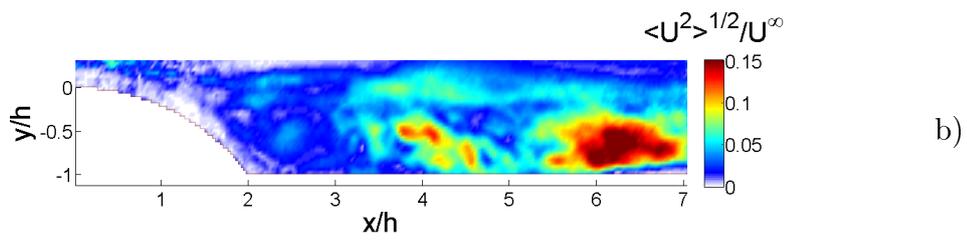
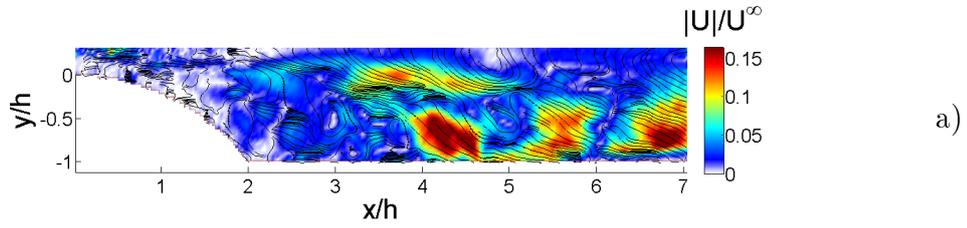
$Re = 5239, St = 0.7$



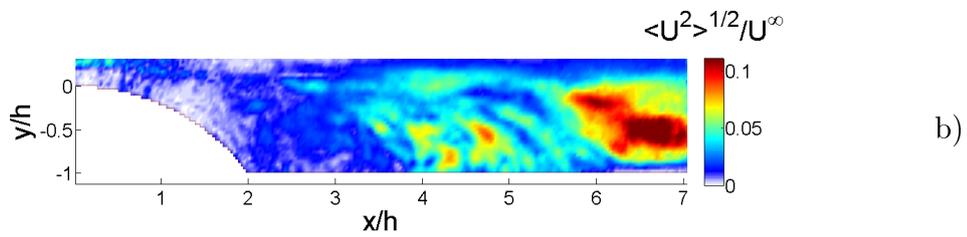
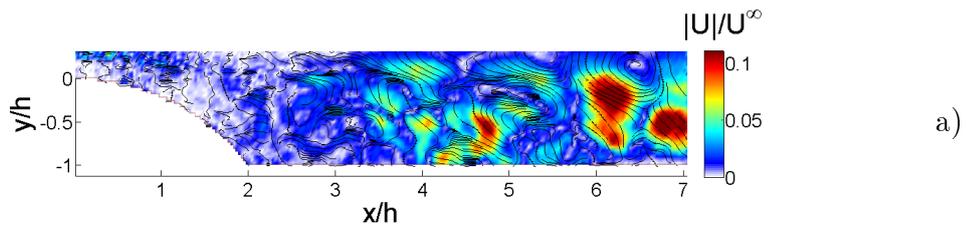
$Re = 5239, St = 0.87$



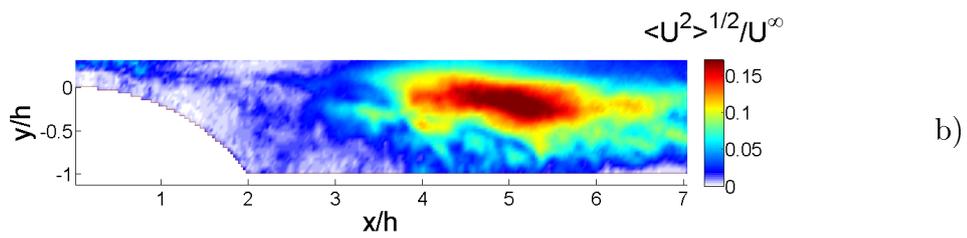
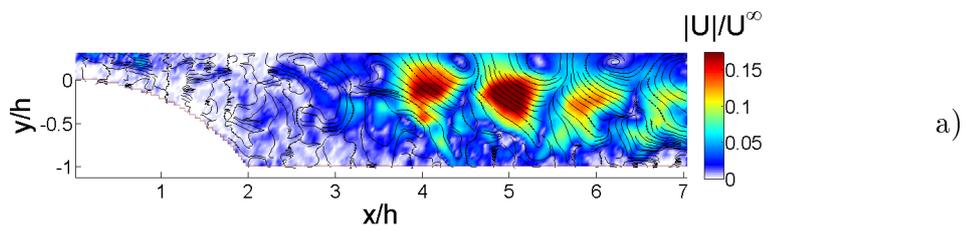
$Re = 5384, St = 0.07$



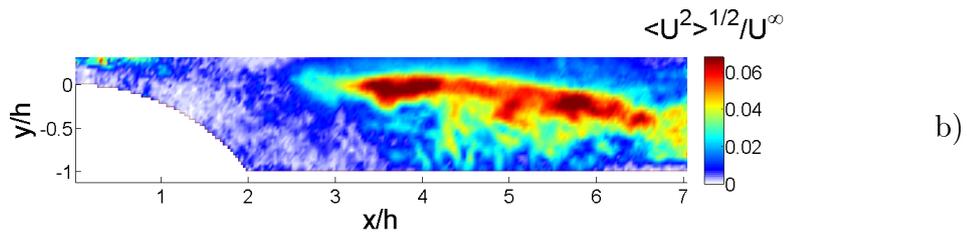
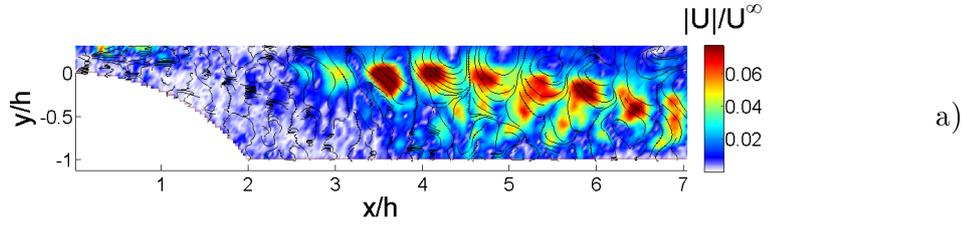
$Re = 5384, St = 0.2$



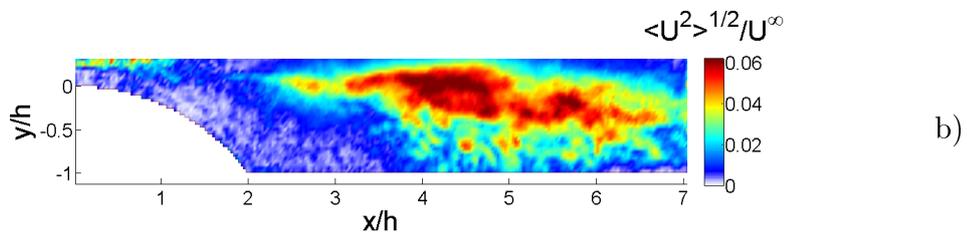
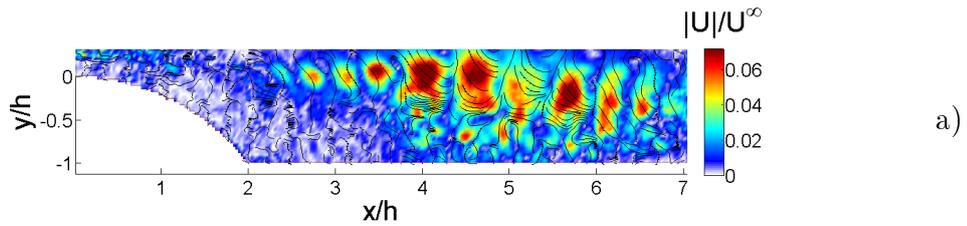
$Re = 5384, St = 0.31$



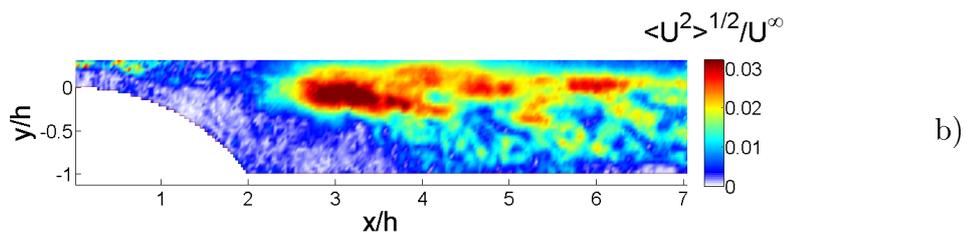
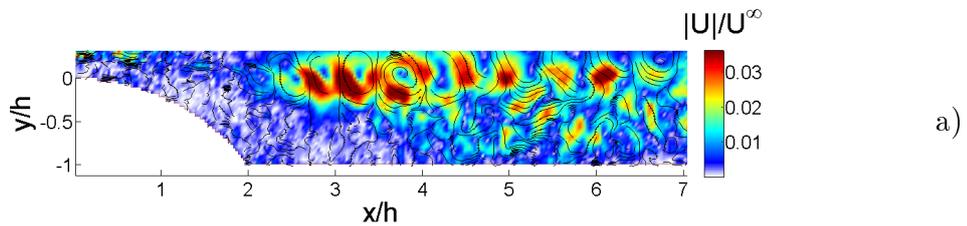
$Re = 5384, St = 0.48$



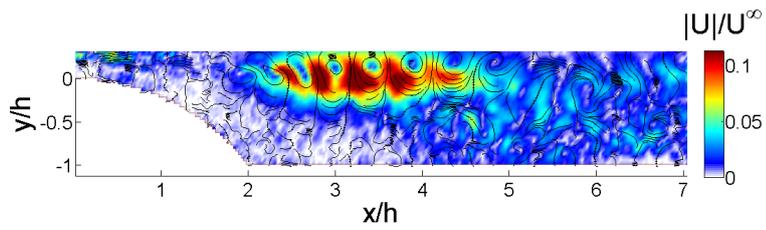
$Re = 5384, St = 0.57$



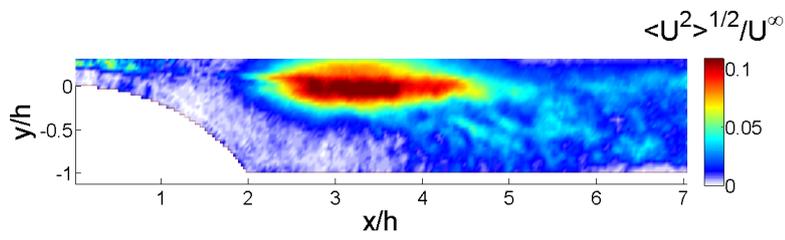
$Re = 5384, St = 0.64$



$Re = 5384, St = 0.72$



a)



b)

## Annexe B

### Contrôle sur la rampe descendante.

Dans les pages qui suivent, l'ensemble des figures obtenues dans le cadre de la partie 5 mais qui n'y sont pas incluses ont été mises à la disposition du lecteur. Elles sont placées par nombre de Reynolds croissant :  $Re_H = 590, 2000$  et  $6000$

#### B.1 $Re_H = 590$

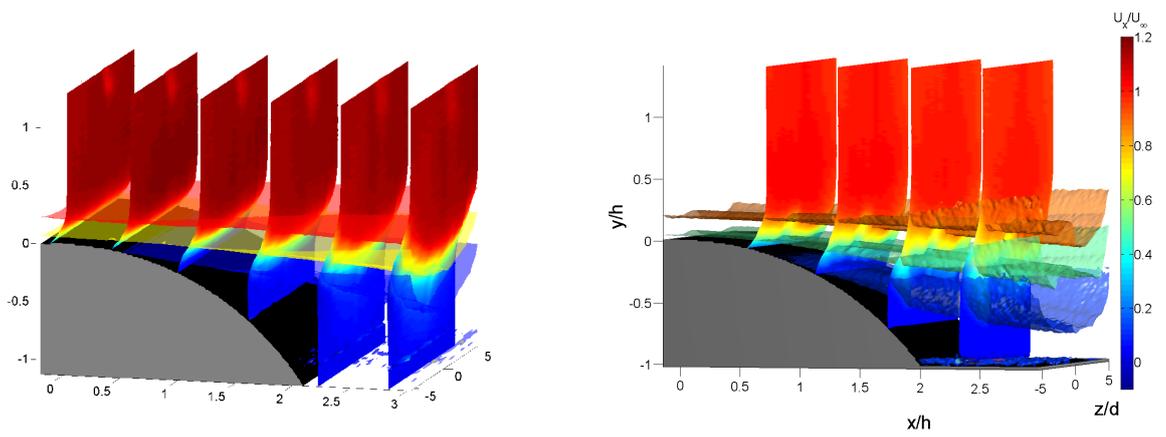


FIGURE B.1 – Vitesse longitudinale de l'écoulement pour un nombre de Reynolds de 590. Profils à  $x/h$  constants et isovitesses pour  $U_x/U_\infty$  égal à 0.1, 0.5 et 0.9.

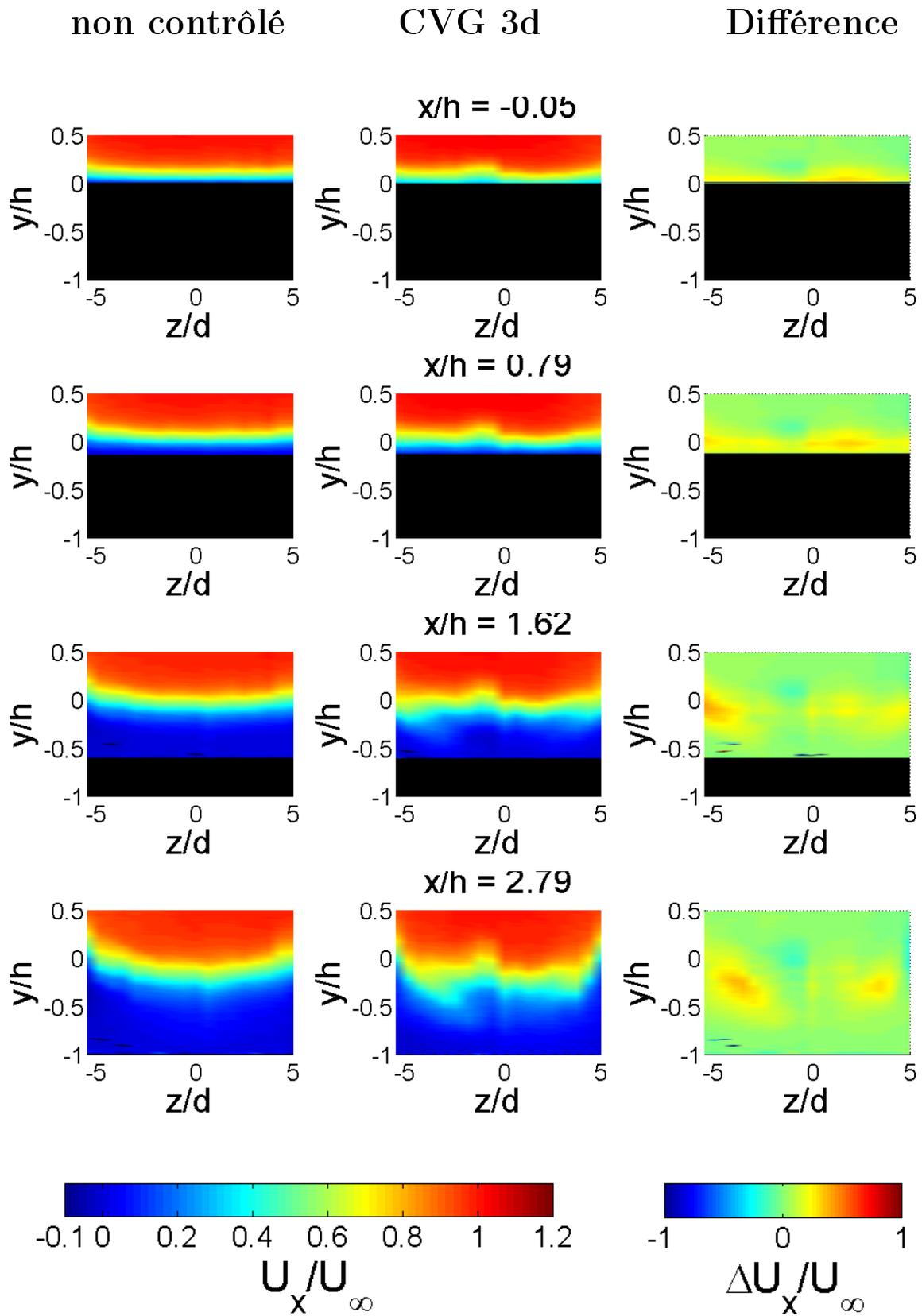


FIGURE B.2 – Cartographie de la vitesse longitudinale pour un nombre de Reynolds de 590 et un espacement des CGVs de  $3d$  à  $x/h$  constant.

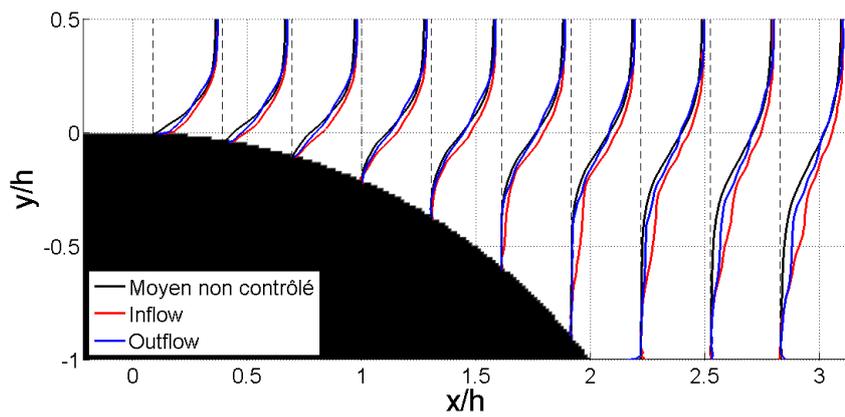


FIGURE B.3 – Profils de vitesse *inflow*, *outflow* et de base pour  $Re_H = 590$  et  $\lambda_0 = 3d$ .

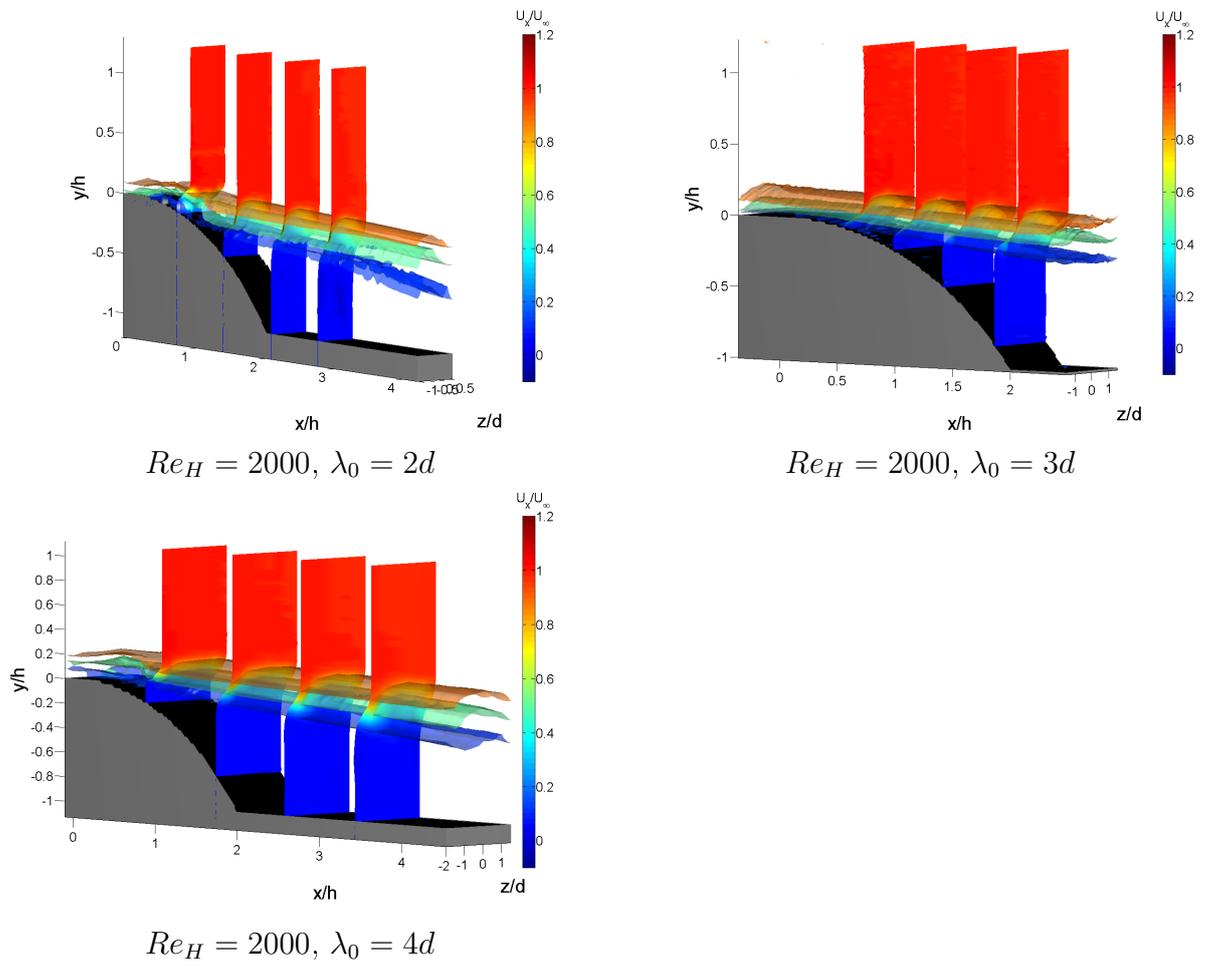


FIGURE B.4 – Vitesse longitudinale de l'écoulement pour un nombre de Reynolds  $Re_H = 2000$ . Profils à  $x/h$  constants et isovitesse pour  $U_x/U_\infty$  égal à 0.1, 0.5 et 0.9.

## B.2 $Re_H = 2000$

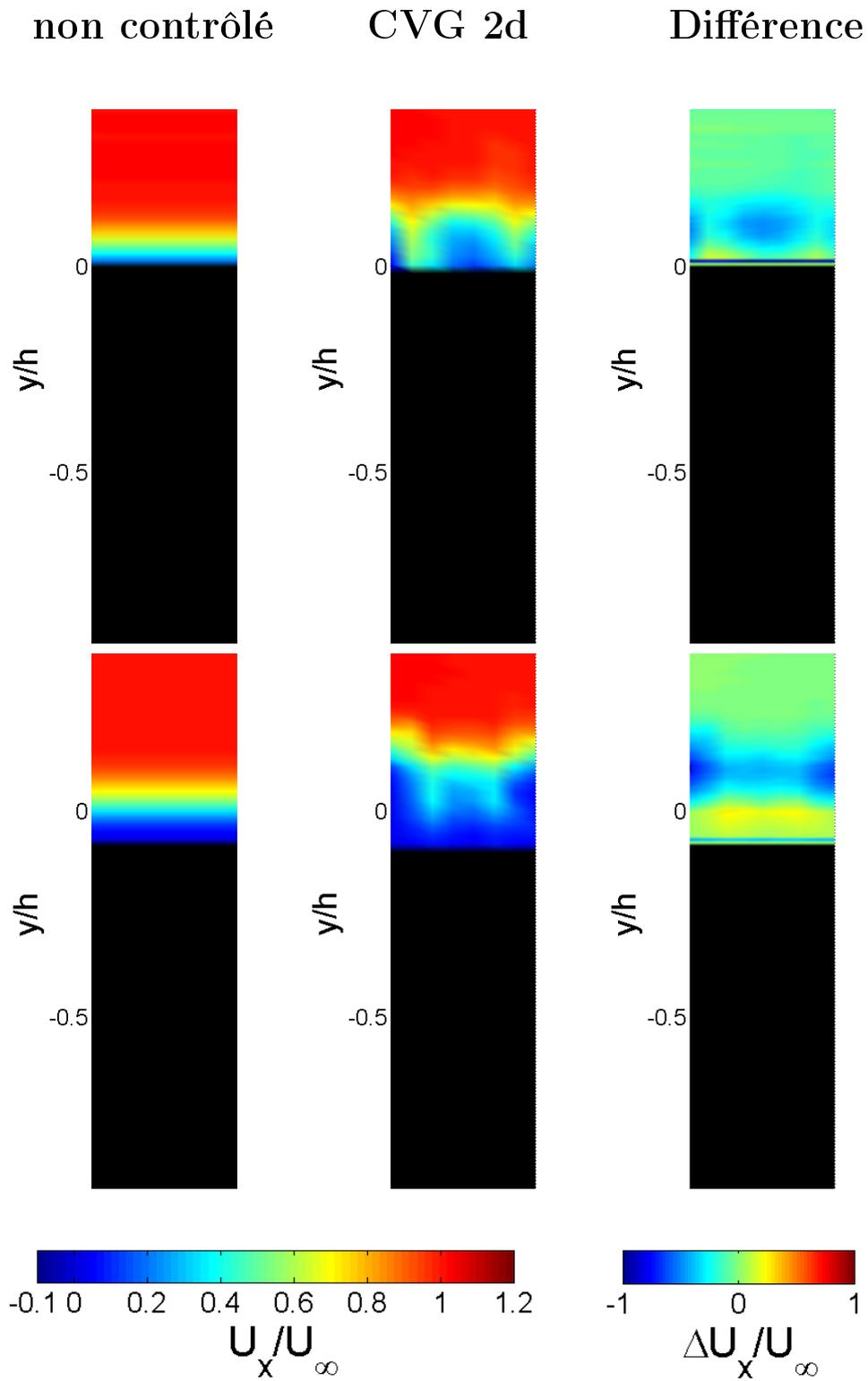


FIGURE B.5 – Cartographie de la vitesse longitudinale pour un nombre de Reynolds de 2000 et un espacement des CGVs de  $2d$  à  $x/h$  constant.

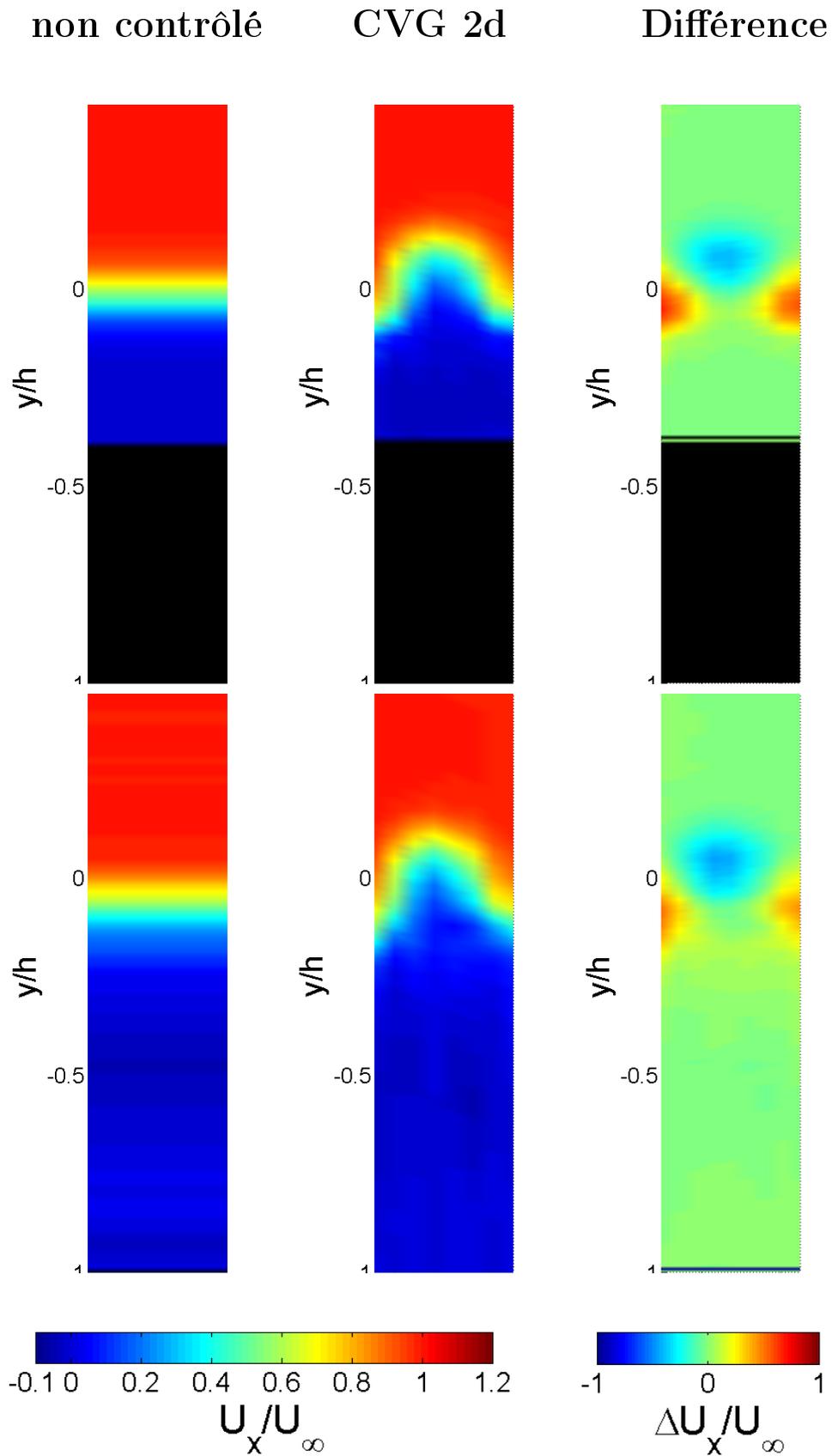


FIGURE B.6 – Cartographie de la vitesse longitudinale pour un nombre de Reynolds de 2000 et un espacement des CGVs de  $2d$  à  $x/h$  constant.

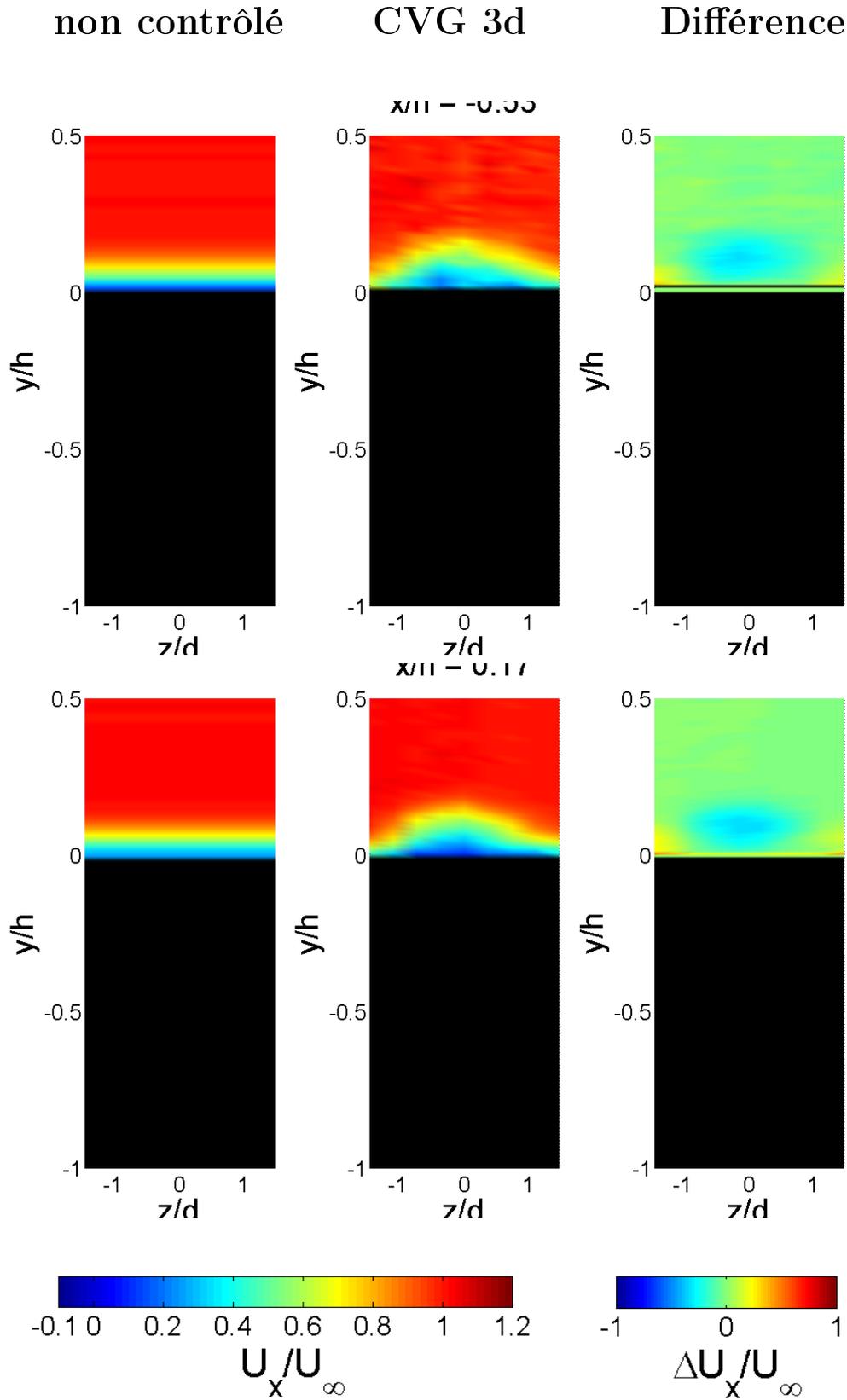


FIGURE B.7 – Cartographie de la vitesse longitudinale pour un nombre de Reynolds de 2000 et un espacement des CGVs de  $3d$  à  $x/h$  constant.

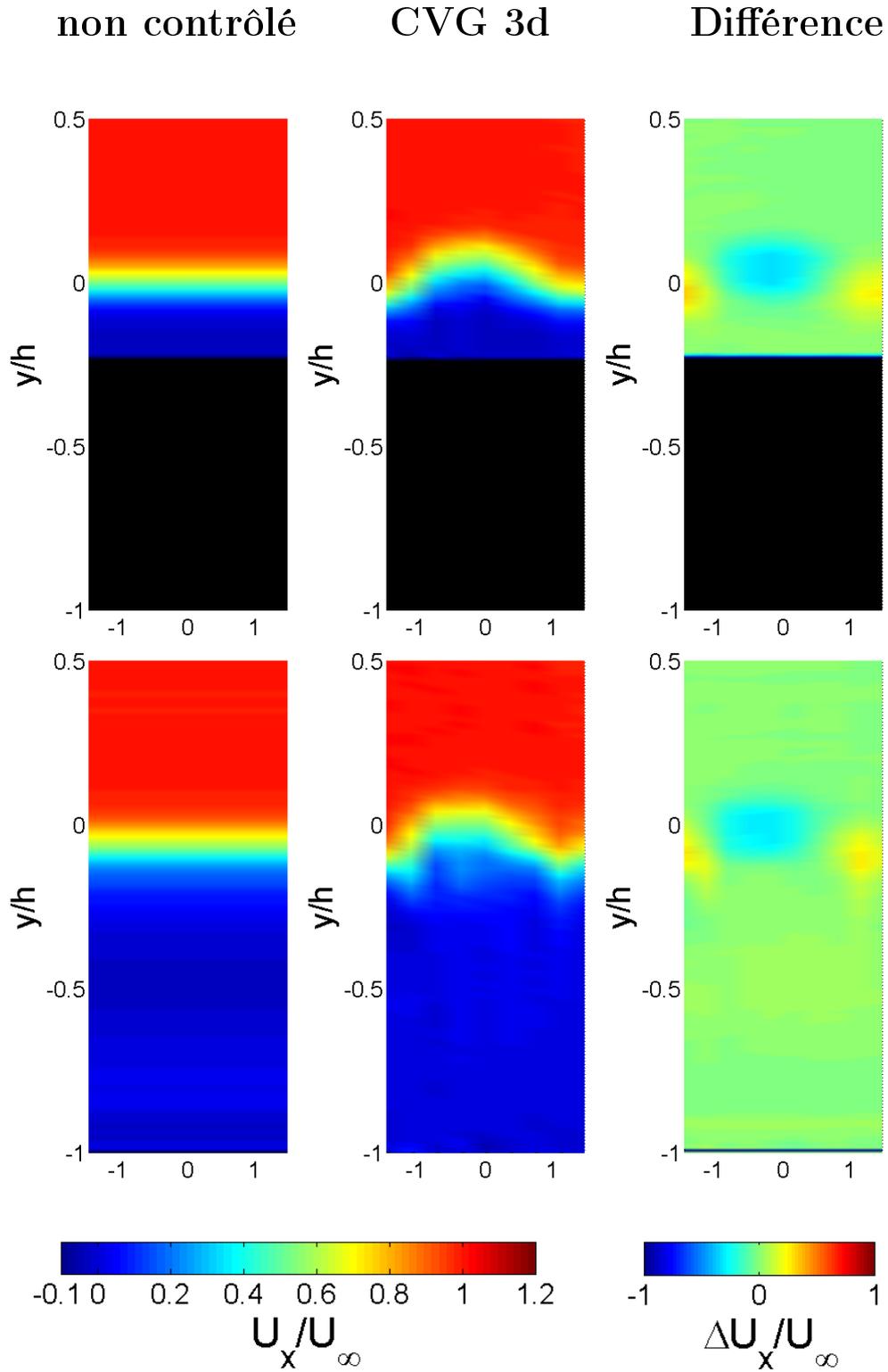


FIGURE B.8 – Cartographie de la vitesse longitudinale pour un nombre de Reynolds de 2000 et un espacement des CGVs de  $3d$  à  $x/h$  constant.

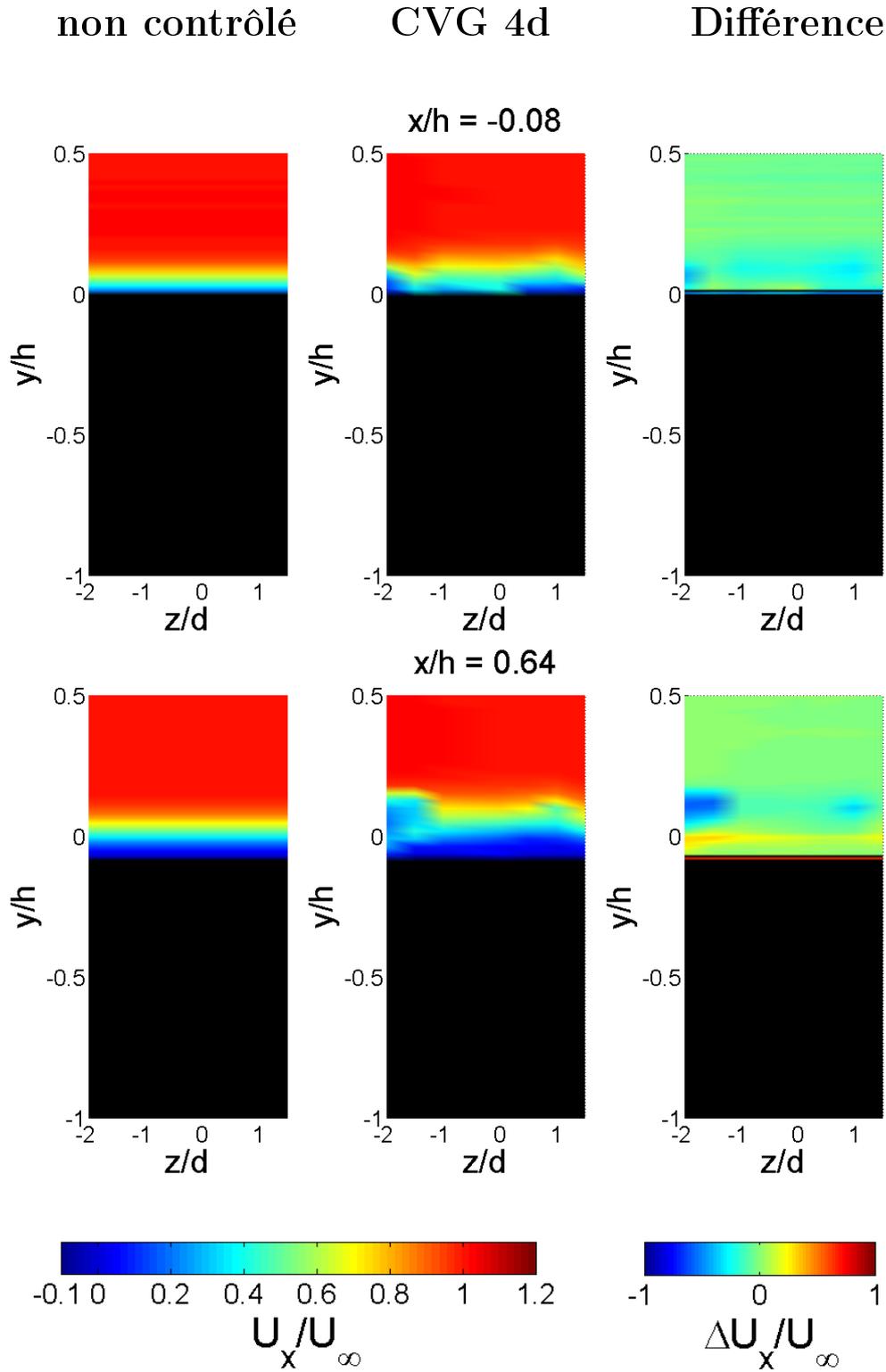


FIGURE B.9 – Cartographie de la vitesse longitudinale pour un nombre de Reynolds de 2000 et un espacement des CGVs de  $4d$  à  $x/h$  constant.

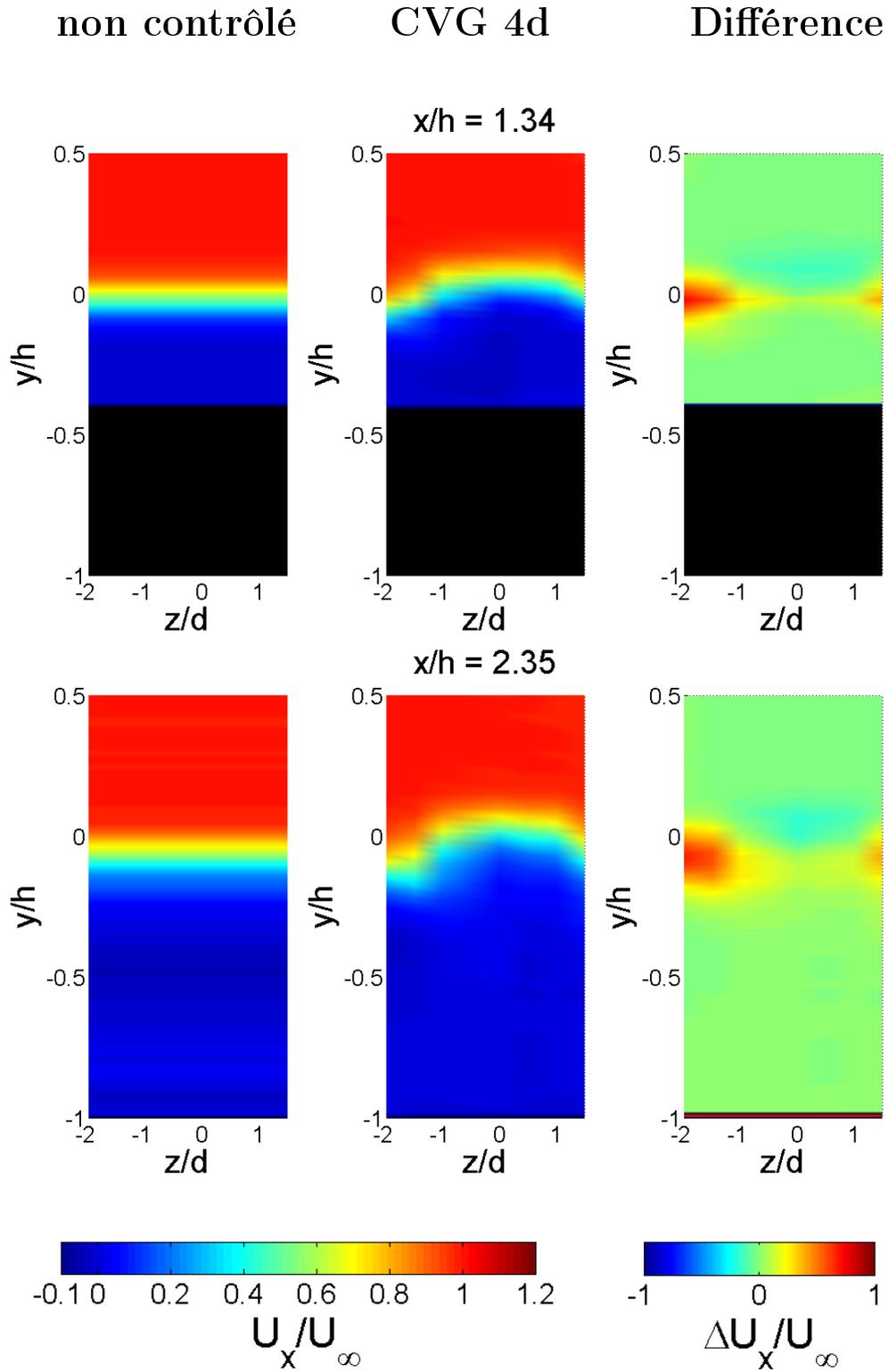


FIGURE B.10 – Cartographie de la vitesse longitudinale pour un nombre de Reynolds de 2000 et un espacement des CGVs de  $4d$  à  $x/h$  constant.

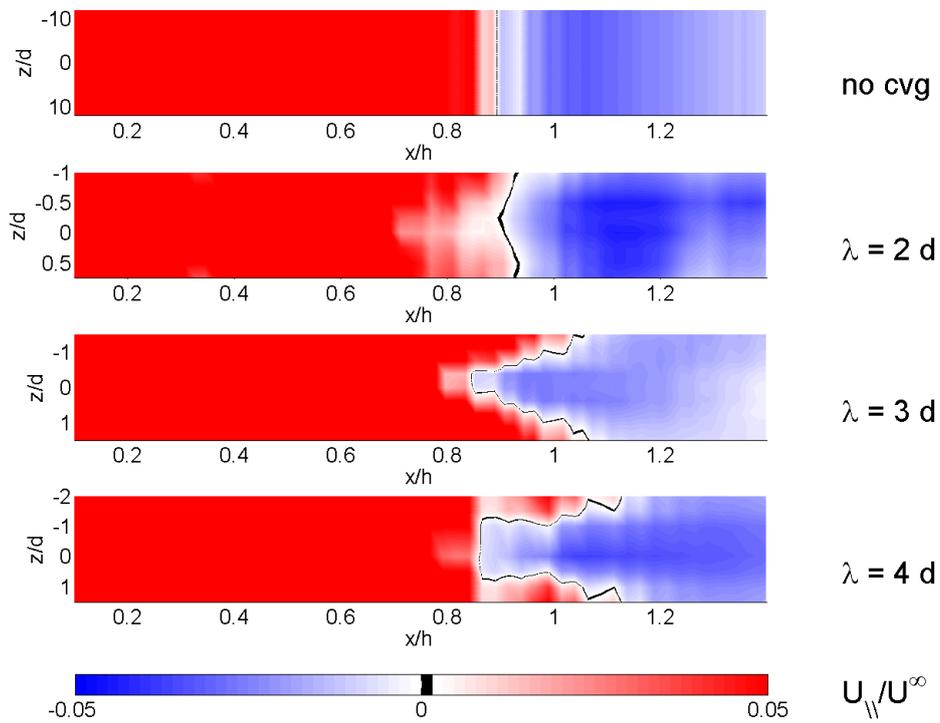


FIGURE B.11 – Lignes de décollements pour le nombre de Reynolds de 2000 dans les cas non contrôlés et contrôlés. Les zones bleues ont une vitesse tangentielle à la paroi négative, les rouges ont une vitesse positive. La ligne noire indique une ligne de décollement.

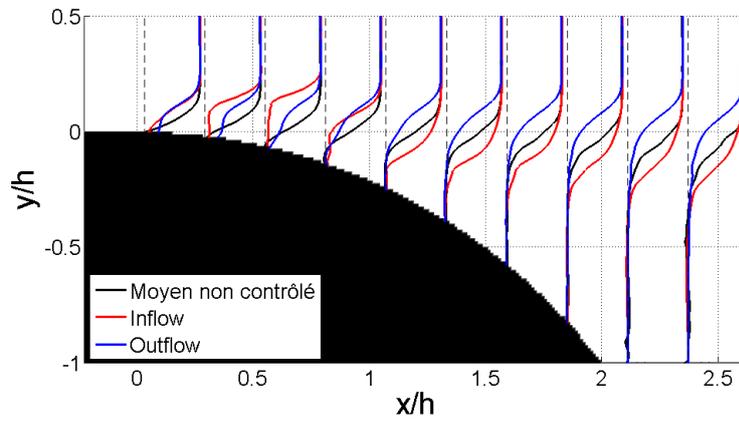


FIGURE B.12 – Profils de vitesse *inflow*, *outflow* et de base pour  $Re_H = 2000$  et  $\lambda_0 = 2d$ .

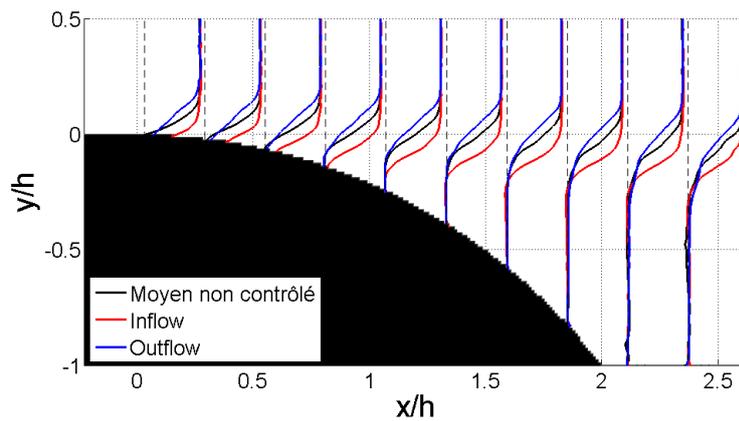


FIGURE B.13 – Profils de vitesse *inflow*, *outflow* et de base pour  $Re_H = 2000$  et  $\lambda_0 = 3d$ .

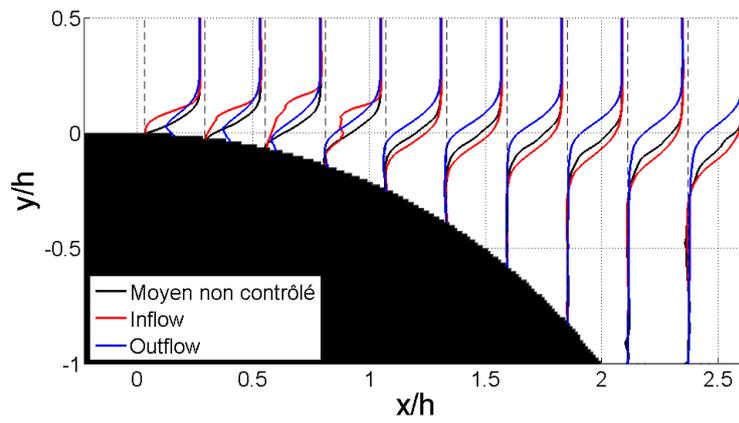


FIGURE B.14 – Profils de vitesse *inflow*, *outflow* et de base pour  $Re_H = 2000$  et  $\lambda_0 = 4d$ .

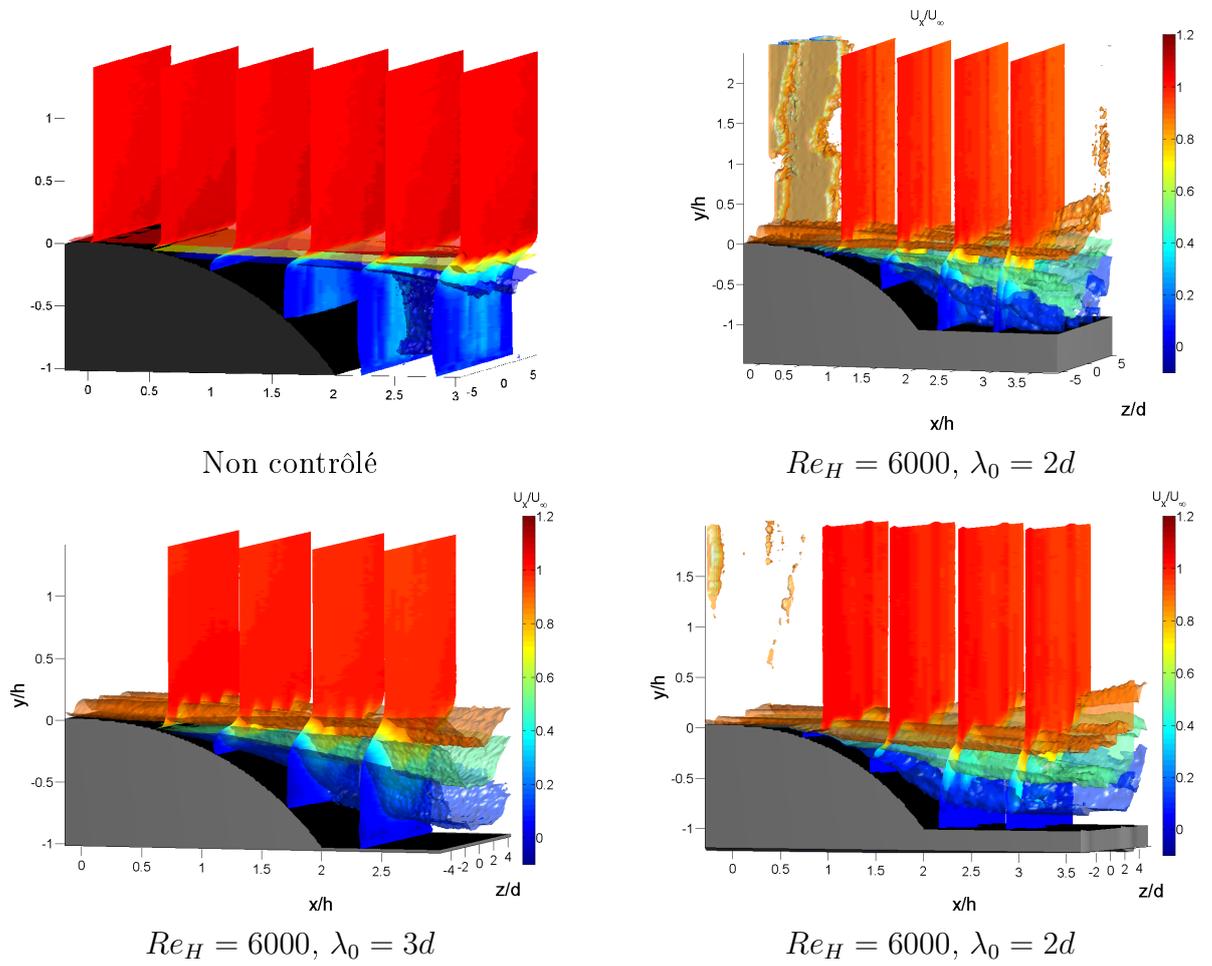


FIGURE B.15 – Vitesse longitudinale de l'écoulement pour un nombre de Reynolds  $Re_H = 6000$ . Profils à  $x/h$  constants et isovitesse pour  $U_x/U_\infty$  égal à 0.1, 0.5 et 0.9.

### B.3 $Re_H = 6000$

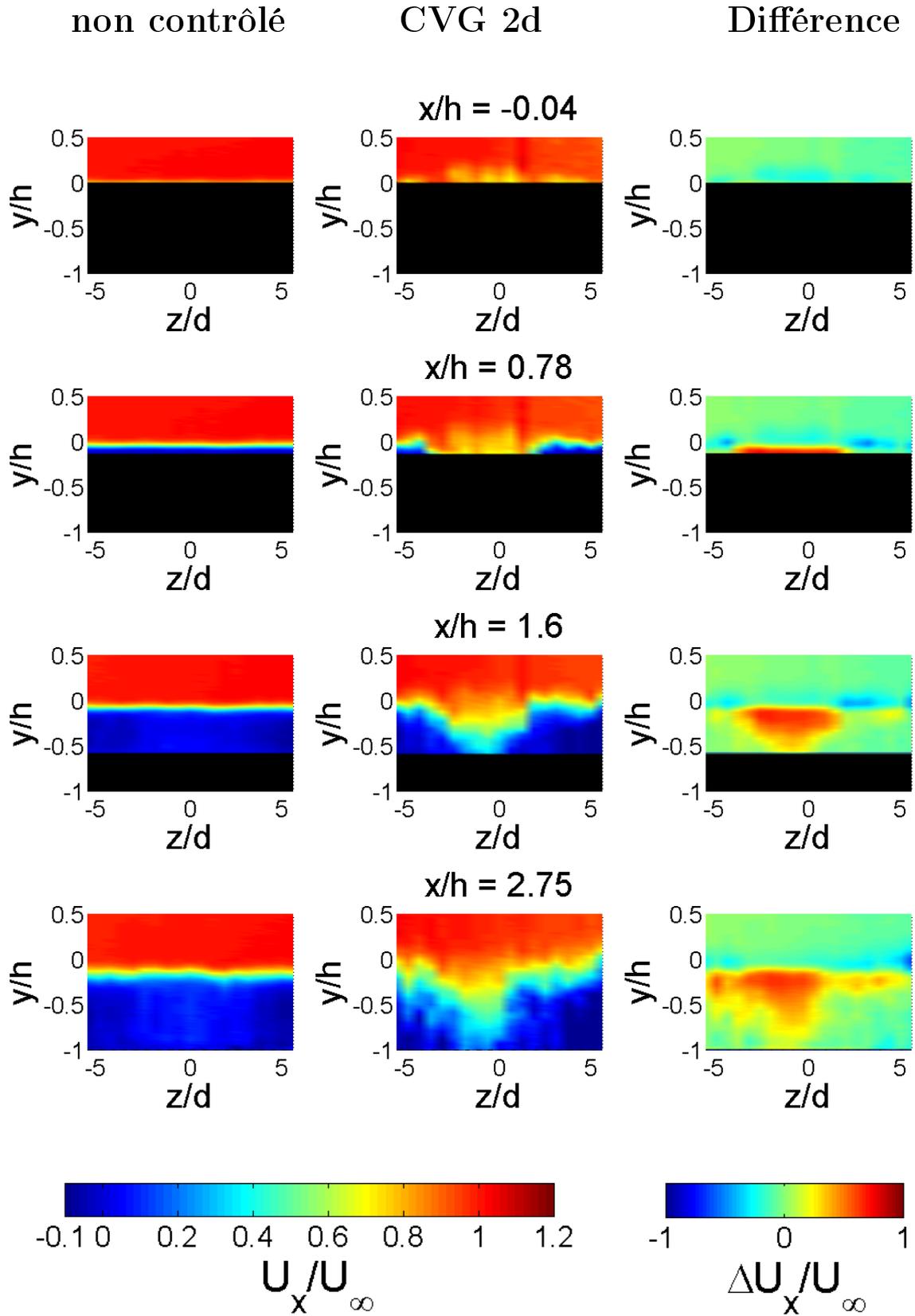


FIGURE B.16 – Cartographie de la vitesse longitudinale pour un nombre de Reynolds de 6000 et un espacement des CGVs de  $2d$  à  $x/h$  constant.

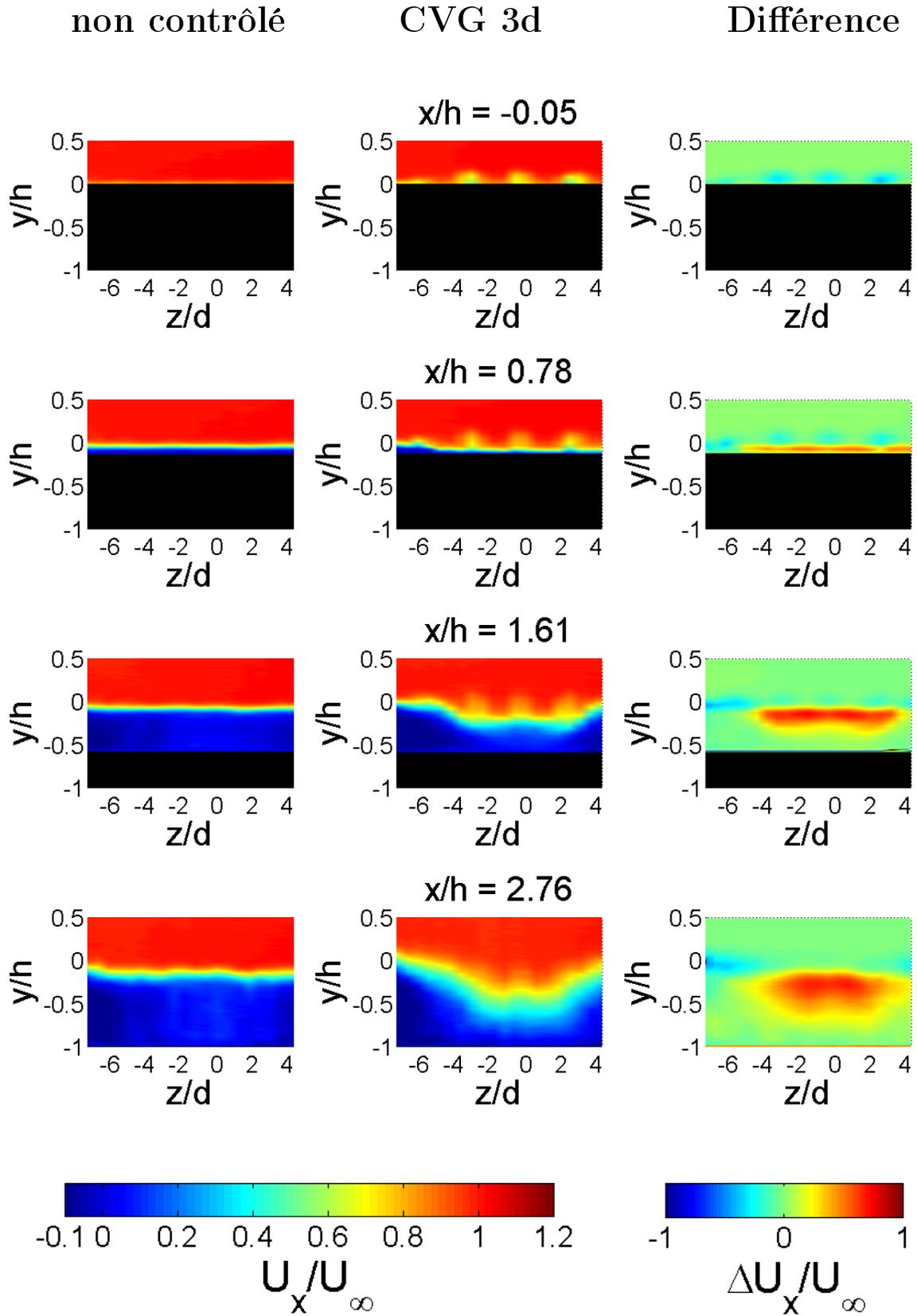


FIGURE B.17 – Cartographie de la vitesse longitudinale pour un nombre de Reynolds de 6000 et un espacement des CGVs de  $3d$  à  $x/h$  constant.

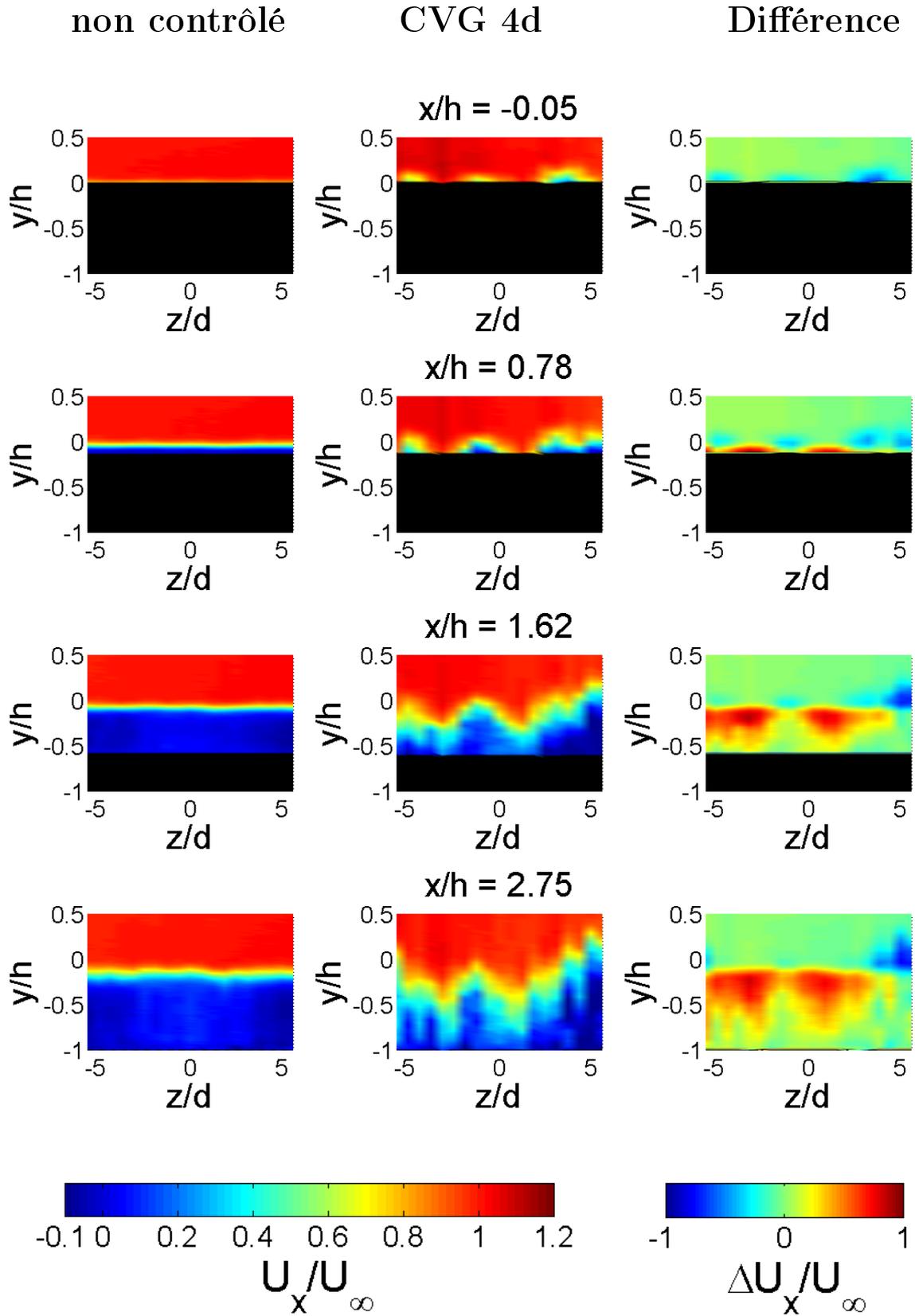


FIGURE B.18 – Cartographie de la vitesse longitudinale pour un nombre de Reynolds de 6000 et un espacement des CGVs de  $4d$  à  $x/h$  constant.

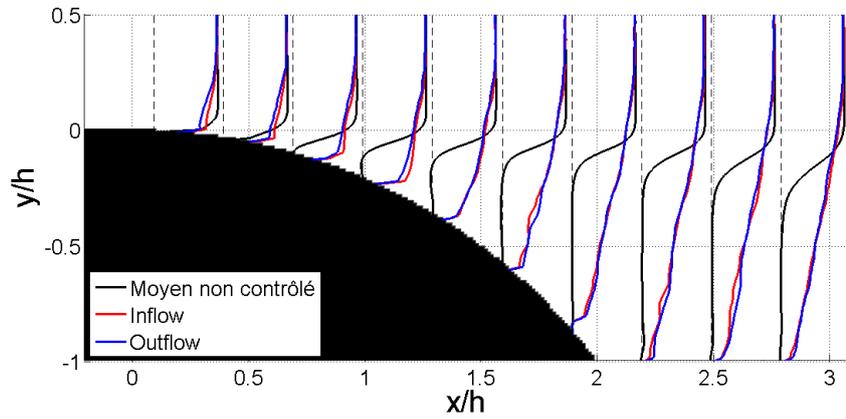


FIGURE B.19 – Profils de vitesse *inflow*, *outflow* et de base pour  $Re_H = 6000$  et  $\lambda_0 = 2d$ .

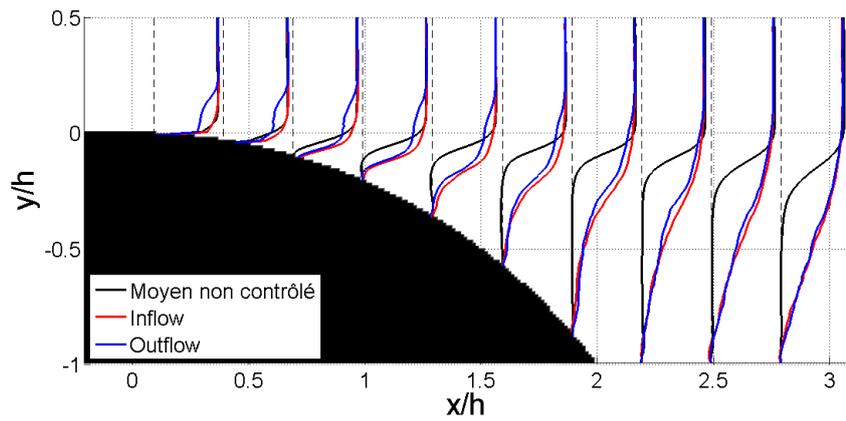


FIGURE B.20 – Profils de vitesse *inflow*, *outflow* et de base pour  $Re_H = 6000$  et  $\lambda_0 = 3d$ .

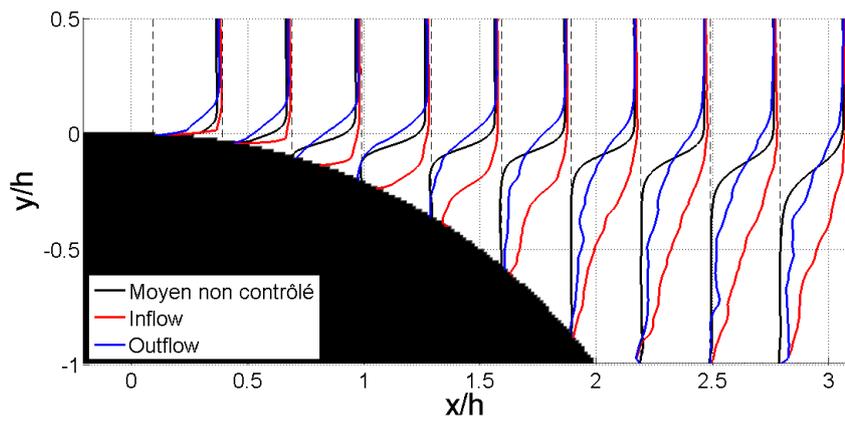


FIGURE B.21 – Profils de vitesse *inflow*, *outflow* et de base pour  $Re_H = 6000$  et  $\lambda_0 = 4d$ .

Contrôle d'écoulement par générateurs de vortex.

---

# Table des figures

1.1	Évolution de la production scientifique dans le domaine du contrôle d'écoulement. . . . .	4
1.2	Exemple d'écoulement décollé. . . . .	9
1.3	Schéma d'une couche cisailée avec gradient de vitesse linéaire. . . . .	10
1.4	Croissance transitoire de la combinaison de deux modes amortis et non orthogonaux . . . . .	14
2.1	Photo du canal hydrodynamique du PMMH. . . . .	18
2.2	Schéma de principe du canal hydrodynamique. . . . .	19
2.3	Schéma des zones de test et d'équipement. . . . .	19
2.4	Photo de la soufflerie du PMMH. . . . .	20
2.5	Montage courant utilisé pour la PIV. . . . .	22
2.6	Exemple de couple d'images réalisé lors de l'emploi de la PIV au laboratoire afin d'étudier l'écoulement sur une rampe descendante. Ces images ont été prises au moyen de la configuration matérielle PIV <i>rapide</i> (caméra Phantom 9 et laser continu 2W, décrits dans la section 2.2.2.7). On note que la qualité de l'image est largement perfectible. La mise au point des particules est approximative, . . . .	23
2.7	Représentation de la valeur de la fonction de corrélation donnée par l'équation 2.1 pour une même fenêtre d'interrogation des images a) et b) de la figure 2.6. La valeur de la fonction de corrélation (échelle arbitraire) est portée en fonction des déplacement $\Delta X$ et $\Delta Y$ considérés (en pixels ici). La figure a) montre le résultat brut. On observe que le pic représentatif du déplacement le plus probable des particules est noyé par la variation importante du niveau de fond de l'image. La figure b) montre ce que l'on peut obtenir en imposant un filtre passe haut à l'image. On observe tout de même des pics de valeur importante sur l'extrémité de l'image. . . . .	26
2.8	Schéma de principe de la V3V. . . . .	31
2.9	La sonde utilisée pour la V3V . . . . .	33

2.10	Schema de la balance et disposition des jauges. . . . .	34
2.11	Jauge de contrainte (Vishay) . . . . .	35
3.1	Position des points de stagnation en fonction du nombre de Reynolds	38
3.2	Instabilité secondaire tridimensionnelle dans le sillage d'une marche descendante. . . . .	39
3.3	Élaboration et dimensions caractéristiques de la rampe descendante. .	40
3.4	Configuration du canal hydraulique avec la rampe (a) et configuration de la soufflerie avec la rampe (b) . . . . .	41
3.5	Visualisations par fluorescence induite de l'écoulement sur une marche descendante dans le plan de symétrie du canal hydrodynamique pour différents nombres de Reynolds. . . . .	43
3.6	Moments statistiques pour le cas $Re = 1439$ . . . . .	45
3.7	Longueurs de recirculations en fonction du nombre de Reynolds pour divers écoulements décollés. . . . .	47
3.8	Position des points de décollement sur la rampe descendante dans le canal hydrodynamique et la veine aérodynamique. . . . .	48
3.9	Schéma des longueurs de recirculations sur marche et rampe dans des cas différents. . . . .	52
3.10	Evolution de l'épaisseur de la couche cisailée . . . . .	54
3.11	Évolution de l'épaisseur de la couche limite en entrée de la section de test du canal . . . . .	55
3.12	Erreur moyenne commise sur l'amplitude des modes obtenue par FFT en fonction de la qualité de l'échantillonnage fréquentiel. . . . .	58
3.13	Exemple de traitement du contenu fréquentiel de l'écoulement pour le cas $Re = 1439$ . Ecoulement total. . . . .	60
3.14	Exemple de traitement du contenu fréquentiel de l'écoulement pour le cas $Re = 1439$ . . . . .	64
3.15	Exemple de traitement du contenu fréquentiel de l'écoulement pour le cas $Re = 1439$ . Spatiotemporels des modes de Fourier . . . . .	65
3.16	Boucle de traitement numérique des champs instationnaires. . . . .	66
3.17	Evolution des spectres fréquentiels moyennés sur l'espace en fonction du nombre de Reynold. . . . .	67
3.18	Fréquences présentes dans l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds . . . . .	68
3.19	Vitesses de phases obtenues au moyen de la transformée de Hough (en haut) pour tous les modes et $St_\delta = f(k\delta_{sh}/2)$ (en bas) pour tous les modes. Dans les deux cas, la vitesse de phase est proche de $c/U^\infty = 0.55$ .	69

3.20	Evolutions du $C_x$ et de $L_{rec}$ sur la rampe descendante. . . . .	71
3.21	Trainée d'une marche descendante en fonction du nombre de Reynolds. 72	
4.1	Mise en évidence de l'effet de générateurs de vortex sur une couche limite de plaque plane soumise à un gradient de pression adverse . . .	76
4.2	Objets générateurs de vorticité longitudinale . . . . .	78
4.3	Mise en évidence des structures tourbillonnaires en fer à cheval naissant à l'amont d'un cylindre posé sur une paroi . . . . .	82
4.4	Diagramme de phase des différents régimes répertoriés par Baker (1979) et Beaudoin (2004) . . . . .	84
4.5	Vorticité des tourbillons en amont d'un CVG et module de la vitesse Beaudoin (2004) . . . . .	85
4.6	Effet d'un générateur de vortex isolé sur une couche limite . . . . .	85
4.7	Effet d'une paire de tourbillons longitudinaux sur une couche limite. .	86
4.8	Effet d'une paire de générateurs de vortex sur une couche limite : position des zones <i>inflow</i> et <i>outflow</i> . . . . .	87
4.9	Dimensions caractéristiques et configuration du dispositif pour la PIV	88
4.10	Exemple de champ de vitesses longitudinales et transverses dans un plan PIV. . . . .	88
4.11	Exemple de reconstruction 3D d'une couche limite. . . . .	89
4.12	Epaisseurs de couche limite . . . . .	90
4.13	Epaisseurs de couche limite . . . . .	91
4.14	Description des différents moyens de mesurer l'amplitude du mode harmonique . . . . .	95
4.15	Evolution longitudinale de l'amplitude du mode harmonique pour les trois modes de mesure sélectionnés . . . . .	96
4.16	évolution longitudinale des modes harmoniques longitudinaux et transverses. . . . .	97
4.17	évolution longitudinale de la fréquence spatiale du mode harmonique	99
4.18	Définition des grandeurs caractéristiques définies à partir de la mesure du mode harmonique de la vitesse longitudinale. . . . .	99
4.19	Evolution longitudinale des profils verticaux du mode zéro . . . . .	101
4.20	évolution longitudinale des profils verticaux du mode zéro. Le nombre de Reynolds est de 300 et l'espacement de 3 diamètres. Le centre des cylindres est à la position longitudinale $\frac{x}{d} = 0$ . . . . .	103

4.21	Plans PIV de la vitesse longitudinale pour les espacements de 2, 2.5, 3, 3.5 et $4d$ à un nombre de Reynolds de 300. Les plans sont pris à $y/h = 0.5$ . . . . .	106
4.22	Plans PIV de la vitesse transverse pour les espacements de 2, 2.5, 3, 3.5 et $4d$ à un nombre de Reynolds de 300. Les plans sont pris à $y/h = 1/3$ . . . . .	106
4.23	Evolution longitudinale de l'amplitude du mode harmonique en fonction de l'espacement à un nombre de Reynolds de 300. On note que les espacements les plus faibles favorisent ce mode à partir de l'espacement de $3d$ l'intensité de la modulation chute brutalement dans le sillage lointain. . . . .	107
4.24	Vitesse transverse sur l'axe de symétrie vertical induit par un tourbillon longitudinal modélisé par un patch circulaire de vortacité constante.	108
4.25	Perturbations harmoniques des vitesses longitudinale et transverses pour un nombre de Reynolds de 300 et un espacement de $2d$ . . . . .	109
4.26	Perturbations harmoniques des vitesses longitudinale et transverses pour un nombre de Reynolds de 300 et un espacement de $2.5d$ . . . . .	109
4.27	Perturbations harmoniques des vitesses longitudinale et transverses pour un nombre de Reynolds de 300 et un espacement de $3d$ . . . . .	110
4.28	Perturbations harmoniques des vitesses longitudinale et transverses pour un nombre de Reynolds de 300 et un espacement de $3.5d$ . . . . .	110
4.29	Perturbations harmoniques des vitesses longitudinale et transverses pour un nombre de Reynolds de 300 et un espacement de $4d$ . . . . .	111
4.30	Évolution de la longueur de réorganisation (ronds noirs) et de la longueur de recirculation (triangles rouges) en fonction de l'espacement des générateurs de vortex pour un nombre de Reynolds de 300. Les longueurs d'ondes les plus basses favorisent une croissance plus rapide de la modulation due aux générateurs de vortex, tandis que les longueurs d'onde voient la distance de réorganisation augmenter de façon linéaire avec l'espacement. La longueur de recirculation ne semble pas avoir d'évolution dramatique en fonction de l'espacement ni avoir de lien immédiat avec la longueur de réorganisation à ce nombre de Reynolds. . . . .	112
4.31	Evolution du taux de croissance $\beta_1$ de l'amplitude du mode harmonique en fonction de l'espacement $\lambda_0$ des générateurs de vortex. . . . .	113
4.32	a) Evolution du maximum d'amplitude $A_{max}$ du mode harmonique longitudinal en fonction de l'espacement $\lambda_0$ . Le troisième point ( $\lambda_0 = 3d$ ) est une estimation. b) Evolution de la position $L_{max}$ du maximum d'amplitude $A_{max}$ du mode harmonique longitudinal en fonction de l'espacement $\lambda_0$ . Le troisième point ( $\lambda_0 = 3d$ ) est une estimation. . . . .	114

4.33	a) Evolution du taux de croissance spatial $\beta_0$ du mode zéro en fonction de l'espacement $\lambda_0$ des générateurs de vortex. On peut y observer un maximum pour l'espacement $\lambda_0 = 3d$ . b) Evolution de la longueur d'inversion $L_{inv}$ en fonction de l'espacement $\lambda_0$ des générateurs de vortex. On peut y observer un minimum pour l'espacement $\lambda_0 = 3d$ .	115
4.34	Plans PIV de la vitesse longitudinale pour les nombres de Reynolds $Re_d = 300, 470, 720, 900$ et $1080$ . L'espacement $\lambda_0$ est de $3d$ , le plan est pris à $y/h = 0.5$ .	117
4.35	Plans PIV de la vitesse transverse pour les nombres de Reynolds $Re_d = 300, 470, 720, 900$ et $1080$ . L'espacement $\lambda_0$ est de $3d$ , le plan est pris à $y/h = 1/3$ .	118
4.36	Evolution longitudinale de l'amplitude du mode harmonique en fonction de l'espacement à un nombre de Reynolds de $300$ . On note que les espacements les plus faibles favorisent ce mode à partir de l'espacement de $3d$ l'intensité de la modulation chute brutalement dans le sillage lointain.	119
4.37	Perturbations harmonique des vitesses longitudinale et transverses pour un nombre de Reynolds de $300$ et un espacement de $3d$ .	120
4.38	Perturbations harmonique des vitesses longitudinale et transverses pour un nombre de Reynolds de $420$ et un espacement de $3d$ .	120
4.39	Perturbations harmonique des vitesses longitudinale et transverses pour un nombre de Reynolds de $720$ et un espacement de $3d$ .	121
4.40	Perturbations harmonique des vitesses longitudinale et transverses pour un nombre de Reynolds de $900$ et un espacement de $3d$ .	121
4.41	Perturbations harmonique des vitesses longitudinale et transverses pour un nombre de Reynolds de $1080$ et un espacement de $3d$ .	122
4.42	Évolution de la longueur de réorganisation (ronds noirs) et de la longueur de recirculation (triangles rouges) en fonction du nombre de Reynolds pour un espacement des générateurs de vortex de $3d$ . La longueur de recirculation oscille autour de $x/d$ égal à $3$ tandis, la longueur de réorganisation semble suivre la même tendance.	122
4.43	Evolution du taux de croissance $\beta_1$ de l'amplitude du mode harmonique en fonction du nombre de Reynolds.	123
4.44	a) Evolution du maximum d'amplitude $A_{max}$ du mode harmonique en fonction du nombre de Reynolds. Le premier point (Reynolds $300$ ) est une estimation. b) Evolution de la position $L_{max}$ du maximum d'amplitude $A_{max}$ du mode harmonique longitudinal en fonction du nombre de Reynolds. Le premier point (Reynolds $300$ ) est une estimation.	124
4.45	Evolution spatiale des propriétés du mode zéro en fonction du nombre de Reynolds	125

4.46	Géométrie et maillage utilisé par Brunet <i>et al.</i> (2006) pour simuler l'écoulement autour et en aval de deux Générateurs de Vortex de type Winglet (a). Visualisation des tourbillons longitudinaux créés par les GV's (b). . . . .	128
4.47	Vue 3D de l'écoulement moyen généré en aval de deux GV's de type <i>winglet</i> obtenu par simulation numérique de type LES. Les calculs ont été réalisés par E. Garnier (ONERA). . . . .	129
4.48	Intégrale du mode zéro généré par les générateurs de vortex de type Winglet, en utilisant la sortie du calcul précurseur comme couche limite de base. . . . .	131
5.1	Lignes de courants et vorticités moyennes sur la rampe descendante, non contrôlée et contrôlée par V3V. . . . .	137
5.2	Visualisation des lachers de vortacité transversale par V3V. . . . .	139
5.3	Vue en trois dimension de l'écoulement pour un nombre de Reynolds de 6000. Profils à $x/h$ constants et isovitesse. . . . .	142
5.4	Champs moyennés dans le temps et la direction transverse de la vitesse longitudinale de l'écoulement au dessus d'une rampe descendante dans le cas non contrôlé et contrôlé. . . . .	143
5.5	Exemple de différence de débit $I_0$ dans les champs moyens de la vitesse longitudinale entre les cas non contrôlés et contrôlés. . . . .	144
5.6	Cartographie de la vitesse longitudinale pour un nombre de Reynolds de 6000 et un espacement des CGVs de $3d$ à $x/h$ constant. . . . .	145
5.7	Exemples de profils de vitesse longitudinale dans les cas non contrôlés et contrôlés . . . . .	147
5.8	Cartographie des épaisseurs de couche cisailée dans les cas non contrôlé et $\lambda_0 = 3d$ . . . . .	148
5.9	Évolution des épaisseurs de couche cisailée moyenne dans les cas non contrôlé et $\lambda_0 = 3d$ . . . . .	149
5.10	Vitesse verticale de l'écoulement autour de la vitesse nulle pour un nombre de Reynolds de 6000 . . . . .	151
5.11	Évolution de l'épaisseur de la couche cisailée avec et sans contrôle à Re 590 . . . . .	153
5.12	Ligne de décollement avec et sans contrôle à Re 590. . . . .	154
5.13	Évolution de $I_0$ pour le nombre de Reynolds $Re_H = 590$ et $\lambda_0 = 3d$ . . . . .	154
5.14	Comparaison des lignes de décollement pour trois longueurs d'onde à Re 2000 . . . . .	155
5.15	Évolution de l'épaisseur de la couche cisailée avec et sans contrôle à $Re_H = 2000$ . . . . .	156

5.16	Évolution de $I_0$ pour le nombre de Reynolds $Re_H = 2000$ et $\lambda_0 = 2d$ , $3d$ et $4d$ . . . . .	156
5.17	Lignes de décollements pour le nombre de Reynolds de 6000 dans les cas non contrôlés et contrôlés. . . . .	158
5.18	Lignes de décollements pour les nombre de Reynolds $Re_H = 590, 2000$ et 6000 dans le cas $\lambda_0=3d$ . . . . .	159
5.19	Évolution de $I_0$ pour les nombre de Reynolds $Re_H = 590, 2000$ et 6000 dans le cas $\lambda_0=3d$ . . . . .	160
5.20	Ecart relatif de coefficient de traînée pour l'ensemble des configurations étudiées. . . . .	161
5.21	Ecart relatif de coefficient de traînée dans les cas où les CGVs sont placés à $x_{cvg} = 1.25d$ . . . . .	162
5.22	Différence relative du coefficient de traînée de la rampe avec différentes configurations des générateurs de vortex. Courbes regroupées en fonction de $x_{cvg}$ . . . . .	163
5.23	Différence relative du coefficient de traînée de la rampe avec différentes configurations des générateurs de vortex. Courbes regroupées en fonction de $\lambda_0$ . . . . .	165
B.1	Vitesse longitudinale de l'écoulement pour un nombre de Reynolds de 590. Profils à $x/h$ constants et isovitesses pour $U_x/U_\infty$ égal à 0.1, 0.5 et 0.9. . . . .	221
B.2	Cartographie de la vitesse longitudinale pour un nombre de Reynolds de 590 et un espacement des CGVs de $3d$ à $x/h$ constant. . . . .	222
B.3	Profils de vitesse <i>inflow</i> , <i>outflow</i> et de base pour $Re_H = 590$ et $\lambda_0 = 3d$ .223	
B.4	Vitesse longitudinale de l'écoulement pour un nombre de Reynolds $Re_H = 2000$ . Profils à $x/h$ constants et isovitesses pour $U_x/U_\infty$ égal à 0.1, 0.5 et 0.9. . . . .	224
B.5	Cartographie de la vitesse longitudinale pour un nombre de Reynolds de 2000 et un espacement des CGVs de $2d$ à $x/h$ constant. . . . .	225
B.6	Cartographie de la vitesse longitudinale pour un nombre de Reynolds de 2000 et un espacement des CGVs de $2d$ à $x/h$ constant. . . . .	226
B.7	Cartographie de la vitesse longitudinale pour un nombre de Reynolds de 2000 et un espacement des CGVs de $3d$ à $x/h$ constant. . . . .	227
B.8	Cartographie de la vitesse longitudinale pour un nombre de Reynolds de 2000 et un espacement des CGVs de $3d$ à $x/h$ constant. . . . .	228
B.9	Cartographie de la vitesse longitudinale pour un nombre de Reynolds de 2000 et un espacement des CGVs de $4d$ à $x/h$ constant. . . . .	229

B.10	Cartographie de la vitesse longitudinale pour un nombre de Reynolds de 2000 et un espacement des CGVs de $4d$ à $x/h$ constant. . . . .	230
B.11	Lignes de décollements pour le nombre de Reynolds de 2000 dans les cas non contrôlés et contrôlés. . . . .	231
B.12	Profils de vitesse <i>inflow</i> , <i>outflow</i> et de base pour $Re_H = 2000$ et $\lambda_0 = 2d$ .	232
B.13	Profils de vitesse <i>inflow</i> , <i>outflow</i> et de base pour $Re_H = 2000$ et $\lambda_0 = 3d$ .	232
B.14	Profils de vitesse <i>inflow</i> , <i>outflow</i> et de base pour $Re_H = 2000$ et $\lambda_0 = 4d$ .	233
B.15	Vitesse longitudinale de l'écoulement pour un nombre de Reynolds $Re_H = 6000$ . Profils à $x/h$ constants et isovitesse pour $U_x/U_\infty$ égal à 0.1, 0.5 et 0.9. . . . .	234
B.16	Cartographie de la vitesse longitudinale pour un nombre de Reynolds de 6000 et un espacement des CGVs de $2d$ à $x/h$ constant. . . . .	235
B.17	Cartographie de la vitesse longitudinale pour un nombre de Reynolds de 6000 et un espacement des CGVs de $3d$ à $x/h$ constant. . . . .	236
B.18	Cartographie de la vitesse longitudinale pour un nombre de Reynolds de 6000 et un espacement des CGVs de $4d$ à $x/h$ constant. . . . .	237
B.19	Profils de vitesse <i>inflow</i> , <i>outflow</i> et de base pour $Re_H = 6000$ et $\lambda_0 = 2d$ .	238
B.20	Profils de vitesse <i>inflow</i> , <i>outflow</i> et de base pour $Re_H = 6000$ et $\lambda_0 = 3d$ .	238
B.21	Profils de vitesse <i>inflow</i> , <i>outflow</i> et de base pour $Re_H = 6000$ et $\lambda_0 = 4d$ .	239

# Liste des tableaux

1.1	Valeurs des nombres de Reynolds critiques obtenus par les études de stabilités linéaires et nombres de Reynolds de transition observé expérimentalement. . . . .	12
3.1	Fréquences typiques observées dans les écoulements décollés . . . . .	56
3.2	Grandeurs associés aux modes de Fourier de l'écoulement pour différents nombres de Reynolds. . . . .	70
4.1	Comparaison des études antérieures sur les générateurs de vortex. . .	79
4.2	Résumé des travaux sur le contrôle des écoulements décollés par des GVs. D'après Lin (2002). . . . .	80
4.3	Résumé des travaux sur la caractérisation des tourbillons produits par des GVs. D'après Lin (2002). . . . .	80
4.4	Récapitulatif des paramètres et grandeurs étudiées. . . . .	104
5.1	récapitulatif des cas étudiés en canal hydrodynamique . . . . .	135

Contrôle d'écoulement par générateurs de vortex.

---

---

## Bibliographie

- AIDER, J. L., DANET, A., & LESIEUR, M. 2007. *Large-eddy simulation applied to study the influence of upstream conditions on the time-dependent and averaged characteristics of a backward-facing step flow*. *J. Turbulence*, **8**.
- ALIZARD, F. & ROBINET, J.-C. 2007. *Influence of 3D perturbations on separated flows*. In *IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows and their Control*. Kerkyra (Corfu), Greece.
- ANDERSSON, P., BERGGREN, M., & HENNINGSON, D. S. 1999. *Optimal disturbances and bypass transition in boundary layers*. *Phys. Fluids*, **11**(1) : 134–150.
- ANGELE, K. & GREWE, F. 2002. *Streamwise vortices in turbulent boundary layer separation control*. In *Proc. of the 11th Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal.
- ANGELE, K. & MUHAMMAD-KLINGMANN, B. 2005. *The effect of streamwise vortices on the turbulence structure of a separating boundary layer*. *Eur. J. Mech. B/Fluids*, **24** : 539–554.
- ARIYUR, K. B. & KRSTIĆ, M. 2003. *Real time optimization by extremum seeking control*. Wiley-Interscience.
- ARMALY, B. F., DURST, F., PEREIRA, J. C. F., & SCHÖNUNG, B. 1983. *Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow*. *J. Fluid Mech.*, **127** : 473–496.
- BAKER, C. J. 1979. *The laminar horseshoe vortex*. *J. Fluid Mech.*, **95**(2) : 347–367.
- BANAVAR, R. N. 2003. *Extremum seeking loops with quadratic functions : estimation and control*. *Int. J. Control*, **76** : 1475–1482.
- BARKLEY, D., GOMES, M. G. M., & HENDERSON, R. D. 2002. *Three-dimensional instability in flow over a backward-facing step*. *J. Fluid Mech.*, **473** : 167–190.
- BEAUDOIN, J., CADOT, O., & AIDER, J.-L. 2006. *Drag reduction of a bluff body using adaptive control methods*. *Phys. Fluids*, **18** : 08510.
- BEAUDOIN, J. F. 2004. *Contrôle actif d'écoulement en aérodynamique automobile*. Thèse de Doctorat, École des Mines de Paris.
- BEAUDOIN, J. F., CADOT, O., AIDER, J. L., & WESFREID, J. E. 2004. *Three-dimensional stationary flow over a backward-facing step*. *Eur. J. Mech. B/Fluids*, **23** : 147–155.
- BETTERTON, J. G., HACKETT, H. C., ASHILL, P. R., WILSON, M. J., WOODCOCK, I. J., TILMAN, C. P., & LANGAN, K. J. 2000. *Laser Doppler Anemometry investigation on sub boundary layer vortex generators for flow control*. In *Proc. of the 10th Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal.
- BRUNET, V., FRANÇOIS, C., GARNIER, E., & PRUVOST, M. 2006. *Experimental and numerical investigation of vortex generators effect*. In *Proceedings of the 3rd AIAA Flow Control Conference*.

- CARLSON, D. R., WIDNALL, S. E., & PEETERS, M. F. 1982. *A flow-visualization study of transition in plane poiseuille flow*. J. Fluid Mech., **121** : 487–505.
- CASTRO, I. & HAQUE, A. 1987. *The structure of a turbulent shear layer bounding a separated region*. J. Fluid Mech., **179** : 439–468.
- CASTRO, I. P. & ROBINS, A. G. 1977. *The flow around a surface-mounted cube in uniform and turbulent streams*. J. Fluid Mech., **79**(2) : 307–335.
- CHARRU, F. 2004. *Instabilités hydrodynamiques*. Notes de cours de DEA de Dynamique des Fluides de Toulouse.
- CHERRY, N., HILLIER, R., & LATOUR, M. 1984. *Unsteady measurements in a separated and reattaching flow*. J. Fluid Mech., **144** : 13–46.
- COLLINS, F. & ZELEVITZ, J. 1975. *Influence of sound upon separated flow over wings*. AIAA Journal, **13** : 408–410.
- COSSU, C. 2008. *Page web recherche de Carlo Cossu*. Telle que visible le 17/10/08 à <http://www.ladhyx.polytechnique.fr/people/carlo/Research.html>.
- COSSU, C. & BRANDT, L. 2002. *Stabilization of Tollmien-Schlichting waves by finite amplitude optimal streaks in the Blasius boundary layer*. Phys. Fluids, **14**(8) : L57–L60.
- DANDOIS, J., GARNIER, E., & SAGAUT, P. 2006. *Unsteady simulation of synthetic jet in a crossflow*. AIAA Journal, **44**(2) : 225–238.
- DARABI, A. & WYGNANSKI, I. 2004. *Active management of naturally separated flow over a solide surface. Part 1. The forced reattachement process*. J. Fluid Mech., **510** : 105–129.
- DAVEY, A. 1973. *On the stability of plane couette flow to infinitesimal disturbances*. J. Fluid Mech., **57** : 369–380.
- DAVEY, A. & DRAZIN, P. 1969. *The stability of poiseuille flow in a pipe*. J. Fluid Mech., **36** : 209–218.
- DELCAIRE, F. 1999. *Etude par la simulation des grandes échelles d'un écoulement décollé : la marche descendante*. Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- DEVENPORT, W. & SUTTON, E. 1991. *Near-wall behavior of separated and reattaching flows*. AIAA Journal, **29** : 25–31.
- DRIVER, D., SEEGMILLER, H., & MARVIN, J. 1987. *Time-dependant behavior in reattaching shear layer*. AIAA Journal, **25** : 914–919.
- DUDA, R. & HART, P. 1972. *Use of the Hough transformation to detect line and curves in pictures*. Comm. ACM, **15** : 11–15.
- EATON, J. & JOHNSTON, J. 1982. *Low frequency unsteadiness of a reattaching turbulent shear layer*. Turbulent Shear Flows, **3** : 162–170.
- FOSS, J. & ZAMAN, K. B. M. Q. 1999. *Large- and small-scale vortical motions in a shear layer perturbed by tabs*. J. Fluid Mech., **382** : 307–329.
- FRIEDRICH, M. A. R. 1993. *Large eddy simulation of a turbulent flow with separation*. Turbulent Shear Flows, **8** : 169.

- GALLAIRE, F., MARQUILLE, M., & EHRENSTEIN, U. 2007. *Three-dimensional transverse instabilities in detached boundary layers*. J. Fluid Mech., **571** : 221–233.
- GARWON, M., DARMADI, L. H., URZYNICOK, F., BÄRWOLFF, G., & KING, R. 2003. *Adaptative control of separated flows*. In *Proc. of the 2003 European Control Conference*, Cambridge, UK.
- GODARD, G., FOUCAUT, J., & STANISLAS, M. 2006. *Control of a decelerating boundary layer. part 2 : Optimization of slotted jets vortex generators*. Aerospace Science and Technology, **10** : 3994–400.
- GODARD, G. & STANISLAS, M. 2006a. *Control of a decelerating boundary layer. part 1 : Optimization of passive vortex generators*. Aerospace Science and Technology, **10** : 181–191.
- GODARD, G. & STANISLAS, M. 2006b. *Control of a decelerating boundary layer. part 3 : Optimization of round jets vortex generators*. Aerospace Science and Technology, **10** : 455–464.
- GOUJON DURAND, S. 2007. *Sophie goujon durand, sa vie, son oeuvre, sa sphère*. Ann. Rev. Fluid Mech, **1** : 1–1268.
- GREENBLATT, D. & WYGNANSKI, I. J. 2000. *The control of flow separation by periodic excitation*. Prog. Aerospace Sci., **36** : 487–545.
- HUANG, J., CORKE, T., & THOMAS, F. 2006. *Plasma actuators for separation control of low pressure turbine blades*. AIAA Journal, **44** : 51–57.
- JORDINSON, R. 1970. *The flat plate boundary layer. part 1. numerical integration of the orr-sommerfeld equation*. J. Fluid Mech., **43** : 801–811.
- KAIKTSIS, L., KARNIADAKIS, G., & ORSZAG, S. A. 1991. *Onset of the three-dimensionality, equilibria, and early transition in flow over a backward-facing step*. J. Fluid Mech., **231** : 501–528.
- KAIKTSIS, L., KARNIADAKIS, G., & ORSZAG, S. A. 1996. *Unsteadiness and convective instabilities in two-dimensional flow over a backward-facing step*. J. Fluid Mech., **321** : 157–187.
- KAIKTSIS, L. & MONKEWITZ, P. A. 2003. *Global destabilization of flow over a backward-facing step*. Phys. Fluids, **15**(12) : 3647–3658.
- KELSO, R. & SMITS, A. 1995. *Horseshoe vortex systems resulting from the interaction between a laminar boundary layer and a transverse jet*. Phys. Fluids, **7**(1) : 153–158.
- KIM, J. & MOIN, P. 1985. *Application of a fractional-step method to incompressible Navier-Stokes equations*. J. Comp. Phys., **59** : 308–323.
- KIYA, M., 1989. *Theoretical and applied mechanics*, chapter Separation bubbles, pages 173–191. Elsevier Science.
- KLEBANOFF, P. S., TIDSTROM, K. D., & SARGENT, L. M. 1962. *The three-dimensional nature of boundary-layer instability*. J. Fluid Mech., **12** : 1–34.
- LE, H. & MOIN, P. 1994. *Direct simulation of turbulent flow over a backward-facing step*. Rapport Technique TF-58, Thermoscience Division, Dept. of Mech. Engng, Stanford University.

- LEE, I., AHN, S. K., & SUNG, H. J. 2004. *Three-dimensional coherent structure in a separated and reattaching flow over a backward-facing step*. *Exp. Fluids*, **36** : 373–383.
- LESIEUR, M., BEGOU, P., BRIAND, E., DANET, A., DELCAYRE, F., & AIDER, J. L. 2003. *Coherent vortex dynamics in large-eddy simulations of turbulence*. *J. Turbulence*, **4**(016).
- LESSEN, M., SADLER, S., & LIU, T. 1968. *Stability of pipe poiseuille flow*. *Phys. Fluids*, **11** : 1404–1409.
- LIN, J. 2002. *Review of research on low-profile vortex generators to control boundary-layer separation*. *Progress in Aerospace Sciences*, **38** : 389–420.
- LUND, T., WU, X., & SQUIRES, K. 1998. *Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulations*. *JCP*, **140** : 235–258.
- MAUREL, A., PAGNEUX, V., & WESFREID, J. 1995. *Mean-flow correction as non-linear saturation mechanism*. *Europhys. Lett.*, **32** : 217–222.
- METCALFE, R. & ORSZAG, S. 1973. *Numerical calculation of the linear stability of pipe flows*. Rapport Technique 25, Plow Research Rep. Kent, Washington.
- MICHALKE, A. 1964. *On the inviscid instability of the hyperbolic tangent velocity profile*. *J. Fluid Mech.*, **19** : 543–556.
- NISHIOKA, M. & SATO, H. 1978. *Mechanism of determination of the shedding frequency of vortices behind a cylinder at low Reynolds numbers*. *J. Fluid Mech.*, **89** : 49–60.
- ORSZAG, S. A. 1971. *Accurate solution of the orr-sommerfeld stability equation*. *J. Fluid Mech.*, **50** : 159–205.
- PEIRERA, F., GHARIB, M., DABIRI, D., & MODARRESS, D. 2000. *Defocusing digital particle image velocimetry : a 3-component 3-dimensional DPIV technique. Application to bubbly flows*. *Exp. Fluids*, **29** : 78–84.
- PETITJEANS, P. & WESFREID, J. 1995. *Tourbillons de görtler*. Galerie de photos du laboratoire PMMH.
- PRANDTL, L. 1904. *Über flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner-reibung*. In *Proceedings of Third International Mathematical Congress*, pages 484–491. Heidelberg.
- RAYLEIGH, L. 1880. *On the stability, or instability, of certain fluid motions*. *Proc. R. Soc. Lond.*, **11** : 57–70.
- REYNOLDS, O. 1883. *An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels*. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, **174** : 935–982.
- ROOS, F. & KEGELMAN, J. 1986. *Control of coherent structures in reattaching laminar and turbulent shear layer*. *AIAA Journal*, **24** : 195–1963.
- SAFFMAN, P. G. 1992. *Vortex dynamics*. Cambridge University Press.
- SALWEN, H., COTTON, F., & GROSCH, C. E. 1980. *Linear stability of poiseuille flow in a circular pipe*. *J. Fluid Mech.*, **98** : 273–284.

- SCHUBAUER, G. & SPANENBERG, W. 1959. *Forced mixing in boundary layers*. J. Fluid Mech., **8** : 10–32.
- SCHUBAUER, G. B. & SKRAMSTAD, H. 1947. *Laminar boundary-layer oscillations and transition on a flat plate*. J. Nat. Bur. Standards, **38** : 251–292.
- SEIFERT, A. & PACK, L. G. 2002. *Active flow separation control on wall-mounted hump at high reynolds numbers*. AIAA Journal, **40** : 1363–1372.
- SELBY, G., LIN, J., & HOWARD, F. 1992. *Control of low-speed turbulent separated flow using jet vortex generators*. Exp. Fluids, **12** : 394–400.
- SEXL, T. 1927. *Zur stabilitätsfrage der poiseuilleschen und couetteschen stromung*. Ann. Physik, **83** : 835–848.
- SILVEIRA, N., GRAND, D., MÉTAIS, O., & LESIEUR, M. 1993. *A numerical investigation of the coherent vortices in turbulence behind a backward facing step*. J. Fluid Mech., **256** : 1–25.
- SIMPSON, R. L. 2001. *Junction flows*. Ann. Rev. Fluid Mech., **33** : 415–443.
- SONG, S., DEGRAAFF, D. B., & EATON, J. K. 2000. *Experimental study of a separating, reattaching, and redeveloping flow over a smoothly contoured ramp*. Int. J. Heat and Fluid Flow, **21** : 512–519.
- SONG, S. & EATON, J. K. 2002. *The effects of wall roughness on the separated flow over a smoothly contoured ramp*. Exp. Fluids, **33** : 38–46.
- SOSA, R., ARTANA, G., MOREAU, E., & TOUCHARD, G. 2007. *Stall control at high angle of attack with plasma sheet actuators*. Exp. Fluids, **42** : 143–167.
- SUKSANGPANOMRUNG, A., DJILALI, N., & MOINAT, P. 2000. *Large eddy simulation of separated flow over a bluff-body rectangular plate*. Int. J. Heat and Fluid Flow, **21** : 655–663.
- TAFTI, D. & VANKA, S. 1991. *A three dimensionnal numerical study of flow separation and reattachement on a blunt plate*. Phys. Fluids A, **3** : 12.
- TAYLOR, H. 1948. *Design criteria for and application of the vortex generator mixing principle*. Rapport Technique M-15038-1, United Aircraft Corp.
- THANGAM, S. & KNIGHT, D. 1989. *Effect of stepheight on the separated flow past a backward facing step*. Phys. Fluids A, **1** : 604–606.
- TIHON, J., LEGRAND, J., & LEGENTILHOMME, P. 2001. *Near-wall investigation of backward-facing step flows*. Exp. Fluids, **31** : 484–493.
- TILLMARK, N. & ALFREDSSON, P. H. 1992. *Experiments on transition in plane couette flow*. J. Fluid Mech., **235** : 89–102.
- TREFETHEN, L. N., TREFETHEN, A. E., REDDY, S. C., & DRISCOLL, T. A. 1993. *Hydrodynamic stability without eigenvalues*. Science, **261** : 578–584.
- TSI INC. 2007. *Smoothly contoured ramp with vortex generators*. Application note number V3V-005. [http://www.tsi.com/documents/AppNote\\_V3V-005-Smoothly-Contoured-RVG.pdf](http://www.tsi.com/documents/AppNote_V3V-005-Smoothly-Contoured-RVG.pdf). *Travail réalisé au laboratoire PMMH*.

- VALENCIA, A. & HINOJOSA, L. 1997. *Numerical solutions of pulsating flow and heat transfer characteristics in a channel with a backward-facing step*. Heat Mass Transfer, **32** : 143–148.
- WASISTHO, B. & SQUIRES, K. D. 2001. *Numerical investigation of the separated flow over a smoothly contoured ramp*. In *Turbulence and Shear Flow Phenomena - 2*.
- WENDT, B. 2001. *Initial circulation and peak vorticity behavior of vortices shed from airfoil vortex generators*. Rapport Technique CR-2001-211144, NASA.
- WILLIAMSON, C. H. K. 1996. *Vortex dynamics in the cylinder wake*. Annu. Rev. Fluid Mech., **28** : 477–539.
- WYGNANSKI, I. J. & CHAMPAGNE, F. H. 1973. *On transition in a pipe. part 1. the origin of puffs and slugs and the flow in a turbulent slug*. J. Fluid Mech., **59** : 281–335.
- ZIELINSKA, B., GOUJON-DURAND, S., DUSEK, J., & WESFREID, J. E. 1997. *Strongly nonlinear effects in unstable wakes*. Phys. Rev. Lett., **79**. 3893.
- ZUCCHER, S., BOTTARO, A., & LUCHINI, P. 2006. *Algebraic growth in a blasius boundary layer : Nonlinear optimal disturbances*. Eur. J. Mech. B/Fluids, **25** : 1–17.