



HAL
open science

Etude expérimentale du tourbillon en fer à cheval au pied d'un obstacle émergent dans un roulement laminaire à surface libre

Gaby Launay

► **To cite this version:**

Gaby Launay. Etude expérimentale du tourbillon en fer à cheval au pied d'un obstacle émergent dans un roulement laminaire à surface libre. Autre. Université de Lyon, 2016. Français. NNT : 2016LYSEC035 . tel-01493688

HAL Id: tel-01493688

<https://theses.hal.science/tel-01493688>

Submitted on 21 Mar 2017

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.



ÉCOLE
CENTRALE LYON

N° d'ordre NNT : 2016LYSEC35

THESE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE LYON
opérée au sein de l'Ecole centrale de Lyon

Ecole Doctorale N° 162
Mécanique, Energétique, Génie civil, Acoustique

Spécialité du doctorat :
Mécanique des fluides

Soutenue publiquement le 17 Novembre 2016, par :
LAUNAY Gaby

**ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU TOURBILLON EN
FER À CHEVAL AU PIED D'UN OBSTACLE
ÉMERGENT DANS UN ÉCOULEMENT LAMINAIRE
À SURFACE LIBRE.**

Jury

BOREE Jacques	Professeur (ISAE-ENSMA, Poitier)	Rapporteur
SCHOUVEILER Lionel	Professeur (Université Aix-Marseille)	Rapporteur
ROUX Hélène	Maître de conférences (INPT, Toulouse)	Examinatrice
PERKINS Richard	Professeur (ECL, Lyon)	Directeur de thèse
RIVIERE Nicolas	Professeur (INSA, Lyon)	Co-Directeur de thèse
MIGNOT Emmanuel	Maître de conférences (INSA, Lyon)	Co-Directeur de thèse

Remerciements

Ce mémoire représente l'aboutissement de 3 années de travail au sein du groupe « Fluides complexes et transferts » du LMFA de Lyon, sous la direction d'Emmanuel Mignot (MdC), Nicolas Rivière (Pr) et Richard Perkins (Pr). Je tiens tout d'abord à leur exprimer ma gratitude pour le soutien et les conseils qu'ils ont pu m'apporter, ainsi que pour la confiance qu'ils m'ont accordé quant aux pistes à suivre et qui m'a réellement permis de capter une partie de l'essence du travail de chercheur.

Je tiens aussi à remercier les professeurs Jacques Boree et Lionel Schouveiler d'avoir accepté de rapporter ce manuscrit, ainsi pour leurs remarques (et critiques) qui ont permis d'améliorer sensiblement la qualité du contenu. Je remercie aussi, la maître de conférence Hélène Roux, d'avoir accepté de faire partie du jury, et dont les remarques ont permis de mettre en évidence certaines lacunes de ce travail.

Je remercie bien entendu tous les membres du laboratoire qui ont participé de près ou de loin à l'aboutissement de ce travail (qui se reconnaîtront, faute de pouvoir en réaliser une liste exhaustive ici). Je remercie particulièrement l'ensemble des membres du site de l'INSA, pour la bonne ambiance de travail et l'esprit d'entraide qui y règne.

Je remercie finalement l'école Centrale de Lyon, d'avoir assuré le financement de ces trois années de travail.

Résumé

Résumé : La rencontre entre une couche limite laminaire se développant sur une plaque plane sous une surface libre et un obstacle rectangulaire émergent mène à l'apparition d'une zone de recirculation complexe appelée tourbillon en fer à cheval à l'amont de l'obstacle. Cette zone de recirculation est composée d'un certain nombre de vortex s'enroulant autour de l'obstacle et pouvant présenter des dynamiques variées. Le but de ce travail est de réaliser une étude expérimentale paramétrique du tourbillon en fer à cheval laminaire et faiblement turbulent. Les mesures sont réalisées par PIV et par trajectographies et des méthodes de détection basés sur la décomposition modale (POD) et la détection des points critiques sont utilisées afin de faciliter l'étude de la dynamique tourbillonnaire. Ce manuscrit se propose de : (i) Déterminer l'évolution des caractéristiques du tourbillon en fer à cheval en fonction des paramètres adimensionnels de l'écoulement. (ii) Mettre en place une typologie des différentes dynamiques exhibées. (iii) Déterminer les mécanismes à l'origine de l'apparition de ces différentes dynamiques à l'aide d'un modèle conceptuel. (iv) Et finalement, étudier l'influence de la longueur de l'obstacle sur le tourbillon en fer à cheval.

Mots-clefs : TFC, Écoulement à surface libre, Obstacle émergent, PIV, Suivis de vortex, Typologie, Dynamique de vortex

Abstract : A laminar boundary layer developing under a free-surface and interacting with an emerging obstacle lead to the creation of a complex recirculation zone called horseshoe vortex upstream from the obstacle. This recirculation zone is composed of a given number of vortices wrapping around the obstacle with various kind of dynamics. The aim of this work is to perform an experimental parametric study of the laminar, and slightly turbulent horseshoe vortex. Measurements are obtained by PIV and trajectographies and detection method based on modal decomposition (POD) and critical points are used to ease the study of the vortex dynamics. This manuscript intends to : (i) Explain the horseshoe vortex main characteristics evolution with the non-dimensional parameters of the flow. (ii) Define a typology of the different observed vortex dynamics. (iii) Identify the physical mechanisms at the origin of those dynamics through the use of a conceptual model. (iv) And finally, show the influence of the obstacle length on the horseshoe vortex.

Keywords : HSV, free-surface flow, emerging obstacle, PIV, Vortex tracking, Typology, Vortex dynamics

Table des matières

Résumé	iii
Table des matières	v
Liste des symboles	ix
1 Introduction	1
1.1 Contexte	2
1.2 Conditions d'étude	4
1.2.1 Forme de l'obstacle	4
1.2.2 Émergence	5
1.2.3 Moyens de mesure	6
1.3 Comportement global du TFC	7
1.3.1 TFC laminaires	8
1.3.2 TFC Turbulents	10
1.3.3 Zone de recirculation aval	12
1.3.4 Effet du contournement	13
1.4 Spécificités des différentes configurations	13
1.4.1 Cas particulier de l'obstacle immergé	13
1.4.2 Cas particulier de l'obstacle émergent	14
1.4.3 Cas particulier de l'obstacle traversant	16
1.5 Note sur la stabilité des filaments de vortex	16
1.5.1 Interaction vortex-parois	16
1.5.2 Interaction vortex-vortex	18
1.6 Apport de ce travail	18
1.7 Plan de travail	18
2 Dispositif expérimental et méthodes	21
2.1 Analyse dimensionnelle	22
2.2 Dispositif expérimental	23
2.3 Moyens de mesure	24
2.3.1 Matériel de mesure	24
2.3.2 Réduction des incertitudes de mesure PIV	26
2.3.3 Méthode de reconstruction en cas de forte dispersion de vitesse	28
2.3.4 Reproductibilité et précision des mesures	29
2.4 Caractérisation de la couche limite	30
2.4.1 Déficit de vitesse	31
2.5 Plan d'expérience	31
2.5.1 Aspect 3D	33
2.6 Mesures des paramètres du TFC	34
2.7 Détection des points critiques	36
2.8 Calcul des trajectoires moyennes	37

3	Typologie de la dynamique du TFC	39
3.1	Aperçu de l'évolution cohérente	40
3.1.1	Définition des phases	40
3.1.2	Définition des régimes	41
3.2	Aperçu de l'évolution irrégulière	41
3.3	Régime cohérent	42
3.3.1	Régime stable	42
3.3.2	Régime oscillant	43
3.3.3	Régime de fusion	43
3.3.4	Régime de diffusion	45
3.3.5	Phase d'échappement	45
3.3.6	Transition du régime stable au régime de fusion	48
3.3.7	Transition entre le régime de fusion et le régime de diffusion	50
3.3.8	Régime complexe	51
3.4	Régime irrégulier	53
3.4.1	Apparition du régime irrégulier	53
3.4.2	Origine des instabilités	53
3.5	Évolution des régimes	56
4	Évolution des caractéristiques du TFC	61
4.1	Comparaison entre obstacles de différentes formes	62
4.2	Obstacles de différentes submersions	63
4.3	Distance de décollement	64
4.3.1	Critère de décollement de Stratford	64
4.3.2	Comparaison à la littérature	66
4.4	Position des vortex	68
4.5	Fréquence d'oscillation	69
4.6	Nombre de vortex	70
4.7	Vortex supérieur	72
4.8	Note sur la ligne de décollement	72
4.9	Conclusion sur l'impact de l'émergence de l'obstacle	74
5	Mécanismes à l'origine de la dynamique du TFC	77
5.1	Mise en place de la zone de recirculation	78
5.2	Apparition des vortex	79
5.3	Dynamique des vortex	79
5.4	Modèle pour la dynamique des vortex	82
5.5	Résultats des simulations numériques	84
5.6	Limitations du modèle	85
5.6.1	Discussion sur le retard	85
5.6.2	Notes sur la fusion des vortex	85
5.6.3	Notes sur l'échappement des vortex	87
6	Impact de l'allongement de l'obstacle	89
6.1	État de l'art	91
6.1.1	Effet du sillage sur le TFC	91
6.1.2	Oscillation du sillage	92
6.1.3	Objectifs et apports	93
6.2	Description de l'écoulement	94
6.2.1	Mesures	94
6.2.2	TFC	94
6.2.3	Caractérisation des zones de recirculation latérale	95

6.2.4	Caractérisation du sillage	96
6.2.5	Aspect tridimensionnel	96
6.3	Impact de la longueur de l'obstacle	98
6.3.1	Taille de la zone de recirculation latérale	98
6.3.2	Position de décollement de la couche limite	98
6.3.3	Régime du TFC	100
6.3.4	Position des vortex	101
6.3.5	Fréquences d'oscillation	102
6.4	Conclusion	107
Conclusion		109
	Résultats principaux	109
	Perspectives	110
Bibliographie		113
Annexes		118
A	État de l'art sur la détection de vortex	120
A.1	Outils topologiques	120
A.2	Sur la définition du vortex	123
B	Méthodes d'analyse des mesures PIV	126
B.1	Utilisation des points critiques dans le cas de champs discrets	126
B.2	Réduction de bruit et filtrage	127
B.3	Calculs non-locaux des gradients	135
B.4	Protocole de détection des points critiques	136
B.5	Comparaison des méthodes de détection	145
B.6	Calcul des densités de répartition des points critiques	146
B.7	Calcul des trajectoires moyennes	146
B.8	Moyennes conditionnelles utilisant les trajectoires	147
C	Écoulements potentiels	149
C.1	Théorie	149
C.2	Résolution numérique	149
C.3	Points sources	149
C.4	Panneaux sources	150
C.5	Résolution numérique avec des panneaux sources	150
C.6	Comparaison avec les résultats expérimentaux	150
C.7	Conclusion sur l'utilisation des écoulements potentiels	151
D	Analyse des dépendances paramétriques	153
E	Emerging obstacles in supercritical open-channel flows	154
F	Mixing-interface of a square open-channel lateral cavity	174

Liste des symboles

Acronymes

CL	Couche limite
DMD	Décomposition en Modes propres Dynamiques
MCO	Méthode des Moindres Carrées Ordinaires
PBI	Indice de Poincaré-Bendixson
PIV	Vélocimétrie par Image de Particules
POD	Décomposition Orthogonale en modes Propres
TFC	Tourbillon en Fer à Cheval

Opérateurs mathématiques

\bar{X}	Moyenne temporelle sur la variable X
\vec{X}	Vecteur
X'	Fluctuation temporelle de la variable X ($= X - \bar{X}$)

Symboles

(x_i, y_i)	Position du centre du vortex V_i dans le plan de symétrie vertical à l'amont de l'obstacle
(x_{si}, y_{si})	Position du centre du vortex V_{si} dans le plan de symétrie vertical à l'amont de l'obstacle
Δt	Retard entre le mouvement du vortex principal et le mouvement du vortex secondaire [s]
Δx	Distance séparant le vortex principal du vortex secondaire [m]
δ	Épaisseur de couche limite à 99% [m]
δ^*	Épaisseur de déplacement de couche limite [m]
δ_{sh}	Épaisseur de la couche de cisaillement résultant du détachement de la couche limite [m]
ΔU	Différence de vitesse entre l'écoulement de chaque côté d'une couche de cisaillement [$m.s^{-1}$]
κ	Critère de cohérence (utilisé pour le filtrage POD, voir l'annexe B.2)
λ	Distance entre le centre de l'obstacle et le point de décollement de la couche limite à l'amont de l'obstacle [m]

λ_r	Longueur de la zone de recirculation se développant sur la face latérale de l'obstacle [m]
λ_{cpi}	Estimations de la distance de décollement λ obtenues en utilisant des calculs d'écoulement potentiels [m]
μ	Viscosité dynamique [Pa s]
ν	Viscosité cinématique [$m^2 s^{-1}$]
ω	Vorticité [s^{-1}]
ω	Vorticité [s^{-1}]
ω_{res}	Vorticité résiduelle [s^{-1}]
ϕ	Phase d'un signal [rad]
ψ	Fonction scalaire dont dérive un écoulement potentiel
ρ	Masse volumique [$kg m^{-3}$]
σ	Tension de surface [$N m^{-1}$]
τ_r	Temps de relaxation des particules utilisées pour la PIV [s]
θ	Épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite en moment [m]
$\vec{\Phi}_i$	$i^{\text{ème}}$ mode POD
ξ	Largeur de la zone de recirculation se développant sur la face latérale de l'obstacle [m]
A	Hauteur de l'obstacle dans la configuration d'un obstacle immergé [m]
b	Largeur de la zone de mesure du dispositif expérimental [m]
C_p	Coefficient de pression $\left(\frac{p-p_\infty}{0.5\rho u_D^2} \right)$
D	Diamètre des obstacles cylindriques [m]
D_H	Diamètre hydraulique [m]
E	Densité spectrale [$m^2.s^{-1}$]
f, f_{tfc}	Fréquence associée à la dynamique du TFC [Hz]
$f_{piv,1}$	Fréquence entre deux doublons de prises de vues dans le cas de mesures par PIV [Hz]
$f_{piv,2}$	Fréquence entre deux prises de vue utilisées pour les calculs de corrélation dans le cas de mesures par PIV [Hz]
f_{recirc}	Fréquence associée au battement de la zone de recirculation sur la face latérale de l'obstacle [Hz]
$f_{sillage}$	Fréquence associée au battement du sillage à l'arrière de l'obstacle [Hz]
f_{traj}	Fréquence d'acquisition de la caméra lors de trajectographies [Hz]
g	Constante gravitationnelle [$N m^2 kg^{-2}$]
H	Facteur de forme
h	Hauteur d'eau [m]
J	Énergie associée à une fréquence particulière [$m^2.s^{-2}$]

k_s	Rugosité du lit [m]
L	Longueur de l'obstacle [m]
R_i	Rayon du vortex V_i [m]
Re_h	Nombre de Reynolds sur le diamètre hydraulique ($= \frac{4u_D R_h}{\nu}$)
Re_W	Nombre de Reynolds sur la largeur de l'obstacle ($= \frac{u_D W}{\nu}$)
Re_{ld}	Nombre de Reynolds basé sur la distance depuis la naissance de la couche limite.
St_p	Nombre de Stokes particulière
St_δ	Nombre de Stokes basé sur l'épaisseur de la couche limite δ ($\frac{f\delta}{u_D}$)
St_X	Nombre de Stokes basé sur la grandeur X ($\frac{fX}{u_D}$)
T, T_{tfc}	Période associée à la dynamique du TFC [s]
$T_{sillage}$	Période associée au battement du sillage de l'obstacle [s]
u_D	Vitesse débitante [m s^{-1}]
v_1	Vitesse du vortex principal [m/s]
v_2	Vitesse du vortex secondaire [m/s]
V_i	i^{e} vortex rotatif du TFC, en partant du plus proche de l'obstacle
V_{ci}	Vortex contra-rotatif associé au vortex V_i
V_{si}	i^{e} vortex rotatif du TFC supérieur, en partant du plus proche de l'obstacle
W	Largeur de l'obstacle [m]

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Contexte	2
1.2	Conditions d'étude	4
1.2.1	Forme de l'obstacle	4
1.2.2	Émergence	5
1.2.3	Moyens de mesure	6
1.3	Comportement global du TFC	7
1.3.1	TFC laminaires	8
1.3.2	TFC Turbulents	10
1.3.3	Zone de recirculation aval	12
1.3.4	Effet du contournement	13
1.4	Spécificités des différentes configurations	13
1.4.1	Cas particulier de l'obstacle immergé	13
1.4.2	Cas particulier de l'obstacle émergent	14
1.4.3	Cas particulier de l'obstacle traversant	16
1.5	Note sur la stabilité des filaments de vortex	16
1.5.1	Interaction vortex-parois	16
1.5.2	Interaction vortex-vortex	18
1.6	Apport de ce travail	18
1.7	Plan de travail	18

1.1 Contexte

La rencontre entre une couche limite en développement sur un fond lisse horizontal et un obstacle posé sur ce fond crée un gradient de pression adverse, provoquant un décollement tridimensionnel de la couche limite, s'enroulant autour de l'obstacle et appelé tourbillon en fer à cheval (TFC) (voir figure 1.1). Ce TFC est composé de : (i) Une surface de décollement (devenant une ligne de décollement dans le plan vertical de symétrie), séparant l'écoulement extérieur (allant de la gauche vers la droite sur la figure 1.1) et l'écoulement de retour, dans la partie amont du TFC. (ii) Une succession de vortex (2 sur la figure 1.1) pouvant avoir une dynamique variée (stable, oscillant, fusion entre vortex, échappement). Le reste de l'écoulement comprend : (i) Une zone de recirculation aval dans le sillage de l'obstacle (non représenté sur la figure 1.1). (ii) Dans certaines conditions, des zones de recirculation latérales sur les côtés de l'obstacle.

Les principaux paramètres qui gouvernent cet écoulement sont (voir section 2.1 pour plus de détails) : la largeur de l'obstacle W , sa longueur L , la hauteur d'eau h , la vitesse débitante de l'écoulement en approche u_D et l'épaisseur de la couche limite δ . Les principales caractéristiques du TFC sont : (i) la distance de décollement λ , caractéristique de sa longueur et égale à la distance entre le centre de l'obstacle et la position de décollement de la couche limite, (ii) le nombre de vortex le composant, (iii) la dynamique des vortex le composant, (iv) la fréquence f associée à la dynamique des vortex, et (v) la position (moyenne ou non) du vortex le plus proche de l'obstacle (x_1, y_1) .

Cet écoulement apparaît dans un grand nombre de domaines d'application, de par la simplicité de la géométrie qui en est à l'origine :

En hydraulique fluviale, le TFC apparaît aux pieds des infrastructures et aménagement construits à même les cours d'eau ou dans les plaines d'inondations. Il est un acteur majeur de l'affouillement (creusement en pied d'ouvrage) et peut aussi être la source de perturbations périodiques susceptibles d'endommager les infrastructures. La zone de recirculation observée à l'aval de l'ouvrage est aussi fortement influencée par le TFC, notamment en ce qui concerne son comportement périodique. Le TFC est aussi omniprésent dans le domaine de l'aéronautique, où il apparaît aux jonctions de paroi (Jonctions des ailes/ailerons avec le fuselage par exemple). La turbulence additionnelle et/ou les structures cohérentes lâchées périodiquement par le TFC peuvent avoir un impact sur l'état des couches limites se développant à l'aval sur le fuselage et modifier à la fois le frottement et la propension au décollement. Des TFC sont aussi observés autour d'infrastructures soumises au vent, où les modifications qu'ils apportent aux efforts et aux fréquences d'application de ces efforts sur la structure entraînent des sollicitations supplémentaires qui nécessitent d'être prises en compte dans le dimensionnement.

Enfin, les vortex qui composent le TFC ont un impact direct sur le mélange et les éventuels transferts thermiques locaux.

L'équipe environnement du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) travaille sur différentes problématiques liées à l'hydraulique fluviale (Impact de la présence de bras morts sur la dispersion de polluants, phénomène de Seiche, inondation urbaine, écoulements en plaine d'inondations, ...). Le travail présenté ici s'inscrit dans l'étude plus générale des écoulements autour d'obstacles, dont les autres branches sont actuellement : (i) les écoulements torrentiels autour d'obstacle (vague d'étrave, affouillement et interactions TFC - ressaut hydraulique), et (ii) les écoulements autour de groupes d'obstacles (évolution des forces de traînées).

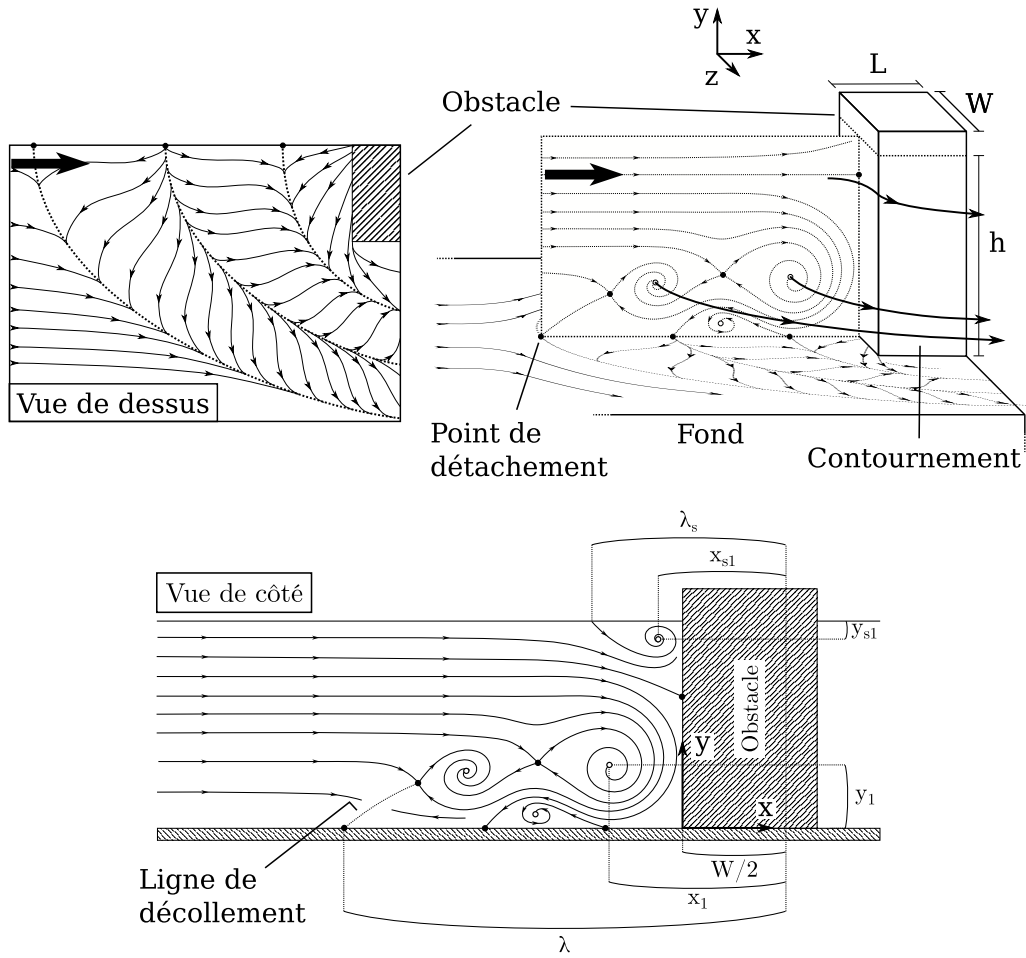


FIGURE 1.1 – Schéma d'un tourbillon en fer à cheval à deux vortex.

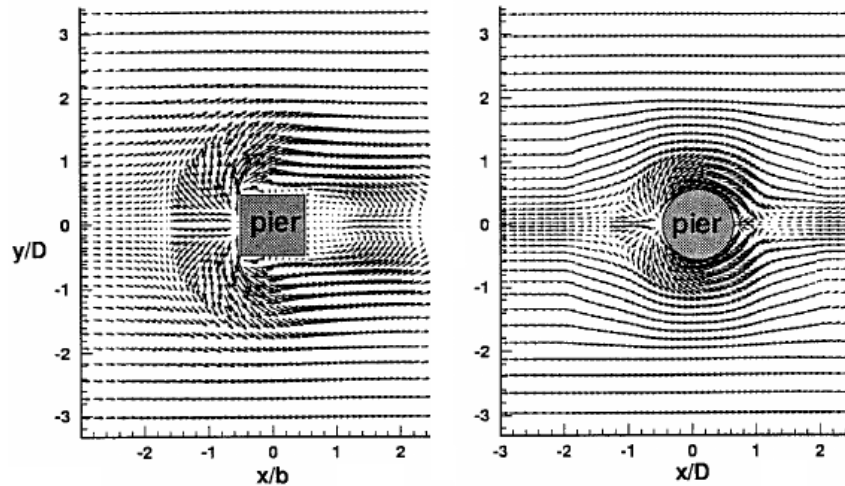


FIGURE 1.2 – Champ de vitesse moyen près du fond pour (a) un obstacle carré et (b) un obstacle cylindrique de mêmes largeurs. Ces champs de vitesse mettent clairement en évidence que l’obstacle carré provoque un blocage plus important de l’écoulement que l’obstacle cylindrique. D est le diamètre/largeur de l’obstacle. Source : TSENG et al. (2000)

1.2 Conditions d’étude

1.2.1 Forme de l’obstacle

La géométrie de l’obstacle est un paramètre important dans le mécanisme de formation du TFC. Dans le domaine de l’hydraulique à surface libre, les obstacles sont généralement cylindriques ou rectangulaires (piles de ponts ou infrastructures en zones inondables) alors qu’ils peuvent avoir des géométries plus complexes dans le domaine de l’aéronautique (profils d’ailes, obstacles asymétriques ou jonctions de surfaces complexes).

La comparaison d’écoulements contournant des obstacles de différentes formes n’est pas triviale, malgré le fait que les phénomènes physiques observés soient qualitativement analogues : enroulement du TFC autour de l’obstacle, présence d’une zone de recirculation aval, évolution de la dynamique du TFC (voir SEAL et al., 1995). TSENG et al. (2000) montrent par exemple, qu’à largeurs équivalentes, la forme de l’obstacle (cylindrique ou rectangulaire) a un impact sur la fréquence d’oscillation de la zone de recirculation, la force de traînée, la répartition de pression et la position du point de décollement (voir figure 1.2).

Deux méthodes, proposées par BALLIO et al. (1998) et BAKER (1991), permettent cependant de comparer des TFC issus d’obstacles de formes différentes (cylindres, prismes, profils d’aile). Elles sont listées ci-dessous.

Méthode de comparaison directe

BALLIO et al. (1998) comparent directement eux les TFC issus d’obstacles de formes différentes mais de largeur (diamètre D pour un cylindre, épaisseur pour les profils d’aile, largeur W pour les prismes) identiques. Cette solution montre des limites étant donné que les obstacles opposent une résistance à l’écoulement qui diffère en fonction de leur forme (figure 1.2).

Diamètre équivalent de Baker

BAKER (1991) propose, pour les obstacles non-cylindriques, la définition d'un diamètre équivalent étant le diamètre qu'il faudrait donner à un obstacle cylindrique pour obtenir la même distance de décollement. Cette méthode revient en fait à remplacer la variable W (largeur de l'obstacle) par la variable λ (distance de décollement) dans l'analyse dimensionnelle. L'idée sous-jacente est que l'écoulement n'est pas simplement dépendant de la largeur de l'obstacle et qu'il est préférable de le considérer plus généralement dépendant du potentiel qu'à l'obstacle à résister à l'écoulement, potentiel directement lié au gradient de pression adverse généré par l'obstacle et donc à la distance de décollement. Le principal problème de cette méthode de comparaison est qu'elle nécessite la mesure de la distance de décollement λ non connue a priori.

1.2.2 Émergence

La présence d'une surface libre ainsi que l'émergence ou non de l'obstacle peuvent être déterminants pour le comportement du TFC. Les trois principales situations rencontrées dans la littérature sont schématisées sur la figure 1.3 :

(i) Dans le cas d'un **obstacle immergé**, le fluide a la possibilité de passer au-dessus de l'obstacle. Une recirculation peut apparaître sur le sommet de l'obstacle, et la zone de recirculation aval est écrasée par le fluide redescendant derrière l'obstacle (CALLAUD et al., 2004 ; SUMNER et al., 2004 ; SADEQUE et al., 2008) (voir figure 1.4). Le cas d'obstacle immergé est le mieux documenté (détails dans la section 1.4.1) pour les applications liées au TFC dans le domaine de l'aéronautique et des turbomachines.

(ii) Dans le cas d'un **obstacle émergent** à travers une surface libre, la totalité du fluide contourne l'obstacle par les côtés. La vitesse sur les côtés de l'obstacle est alors plus élevée que dans le cas précédent, et l'augmentation de la pression à l'obstacle est la cause d'une surélévation locale de la surface libre. Dans certains cas, un second TFC (non représenté sur la figure 1.3) peut se développer à la surface libre, dans le coin formé par cette dernière et l'obstacle. Ces écoulements se retrouvent principalement dans le domaine de l'hydraulique fluviale et plus précisément dans des problématiques liées aux piles de pont (MIGNOT et al., 2010 ; RIVIERE et al., 2016), aux inondations et aux passes à poissons naturelles (DUCROCQ et al., 2016 ; DUCROCQ, 2016). L'influence de la surface libre sur la couche limite et sur le tourbillon en fer à cheval est liée au rapport entre la taille de l'obstacle et la hauteur d'eau (W/h). Bien qu'un certain nombre d'études aient été réalisées sur ces écoulements (détaillées dans la section 1.4.2), peu d'entre elles s'intéressent à des cas avec des rapports W/h élevés et à l'influence de l'épaisseur de la couche limite δ sur le TFC.

(iii) Le cas d'**obstacle traversant** un écoulement en charge présente des similarités avec le cas d'obstacle émergent : il n'y a pas de possibilité d'échappement au-dessus de l'obstacle pour l'écoulement. L'écoulement présente ici des conditions de symétrie au centre de la conduite dans certains cas.

Il est à noter que la structure du TFC dans ces trois cas tend vers un état commun lorsque les rapports d'aspect des obstacles associés diminuent (rapport entre la largeur de l'obstacle et sa hauteur pour le cas immergé, rapport entre la largeur de l'obstacle et la hauteur d'eau pour le cas émergent et rapport entre la largeur de l'obstacle et la demi-hauteur de la conduite pour le cas traversant), les conditions limites supérieures particulières (respectivement écoulement libre, surface libre et symétrie pour les trois cas)

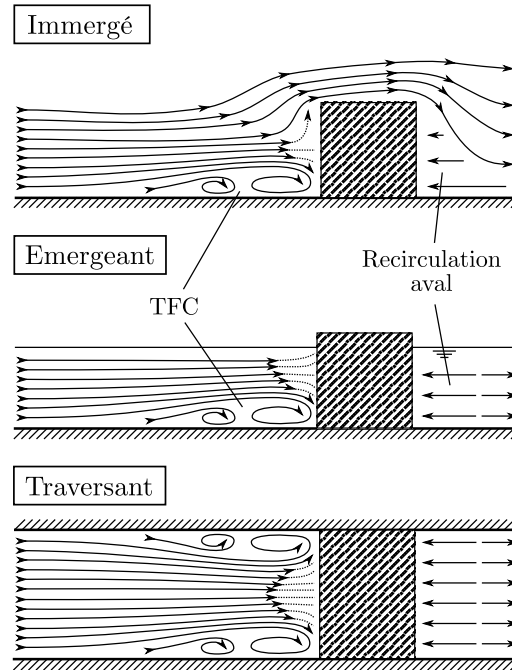


FIGURE 1.3 – Représentation schématique en vue de côté dans le plan de symétrie des différents types de configurations possible pour un écoulement autour d'un obstacle.

s'éloignant du TFC. DE BREDERODE et al. (1972) prescrivent un rapport largeur sur hauteur maximale de 0.1 pour retrouver un écoulement bidimensionnel dans la partie haute de l'écoulement, et donc une indépendance du TFC à la condition limite supérieure. SADEQUE et al. (2008) examinent l'effet de la submersion sur un obstacle cylindrique, et montrent que la distance de décollement et la contrainte sous le TFC sont plus importantes dans le cas d'un obstacle émergent que dans le cas d'un obstacle immergé.

1.2.3 Moyens de mesure

Les premières études du TFC remontant au moins à 1962 avec les travaux de SCHWIND (1962), de nombreux moyens de mesure ont été utilisés pour en étudier le comportement : (i) La visualisation par injection de traceur (SCHWIND, 1962 ; BAKER, 1978, 1980 ; DARGAHI, 1989 ; SEAL et al., 1995 ; CHOU et al., 2000) (voir figure 1.5) permet d'appréhender l'organisation globale du TFC, mais ne donne pas d'information quantitative et ne permet d'étudier en détail ni sa dynamique ni ses aspects moyens en régime turbulent. (ii) L'extrapolation de la topologie 3D par mesures à la paroi à l'aide de mesures de pression ou de visualisations des lignes de courant par dépôt d'huiles (BAKER, 1978, 1980 ; DARGAHI, 1989 ; DEVENPORT et al., 1990) (voir figure 1.6) donne des informations quantitatives sur la position moyenne de la structure et permet d'étudier le TFC turbulent, même si la reconstruction de la topologie 3D peut être hasardeuse. (iii) Les mesures quantitatives ponctuelles de vitesse par LDA, ADV, fil chaud ou film chaud (DARGAHI, 1989 ; DEVENPORT et al., 1990 ; GRAF et al., 1998 ; ROULUND et al., 2005) permettent d'étudier en détail l'écoulement moyen et les caractéristiques de la turbulence du TFC, mais ne permettent pas d'étudier la répartition de la vorticité de l'écoulement et de visualiser les structures cohérentes. (iv) Les mesures quantitatives de champs de vitesse 2D par PIV (SEAL et al., 1995 ; LIN et al., 2003, 2008)

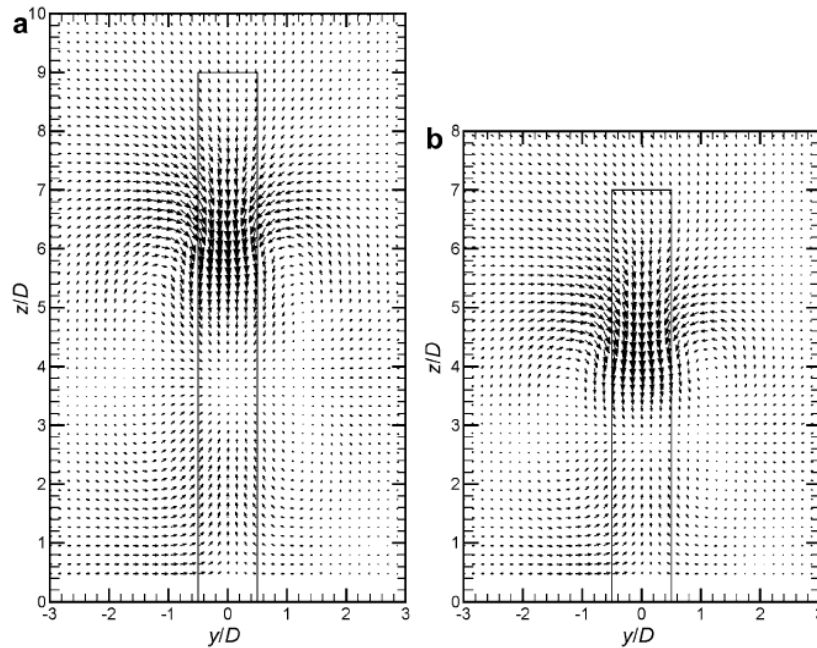


FIGURE 1.4 – Champs de vitesse dans le plan transverse (y)/ vertical (z) moyennés dans le temps derrière deux cylindres immergés de hauteurs différentes. La plongée de l'écoulement derrière l'obstacle, responsable du confinement du sillage de l'obstacle est bien visible, à $z/D = 6$ pour la figure de gauche. D représente le diamètre du cylindre. Source : SUMNER et al. (2004)

(voir figure 1.7) ont l'avantage de donner des champs de vitesse résolus dans le temps dans un plan et d'étudier précisément la dynamique du TFC (cette méthode sera privilégiée dans cette thèse). (v) La modélisation numérique (GRAF et al., 1997; ROULUND et al., 2005; ESCAURIAZA et al., 2011) (voir figure 1.8) permet d'obtenir des champs de vitesse et de pression 3D avec une bonne résolution et de visualiser la dynamique tridimensionnelle de l'écoulement. La contrepartie est une difficulté à modéliser précisément la structure complexe du TFC, les comparaisons entre résultats expérimentaux et numériques montrant notamment des différences en ce qui concerne la position des vortex.

1.3 Comportement global du TFC

Deux grandes catégories de TFC sont définies pour la suite : Les TFC dits « laminaires », présentant des structures cohérentes de grande tailles, qui peuvent être stables ou avoir un comportement périodique et étant symétriques par rapport au plan vertical de symétrie de l'obstacle (plan x, y). Et les TFC dits « turbulents », ne présentant pas de structures cohérentes dans le temps et ne présentant pas de plan de symétrie à cause de leur tridimensionnalité. Il est à noter qu'une couche limite amont laminaire peut donner naissance à un TFC laminaire ou turbulent.

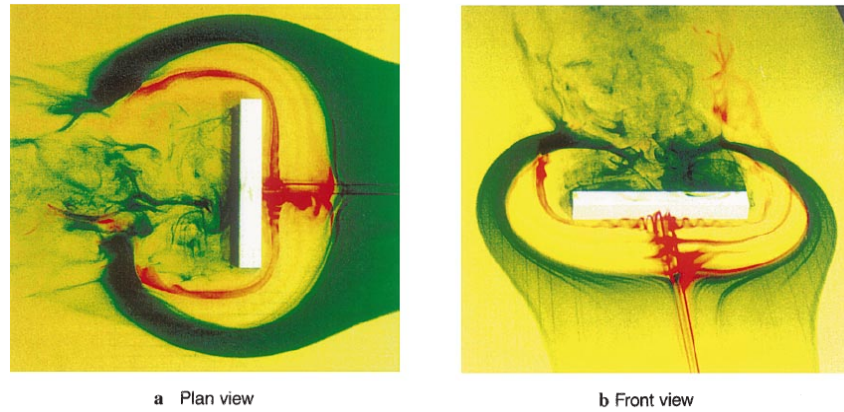


FIGURE 1.5 – Visualisation du TFC pour un obstacle immergé par injection d'encre. La zone du TFC est visible car elle n'est pas colorée par l'encre bleue venant de l'amont. L'encre rouge permet de voir le vortex principal du TFC. Source : CHOU et al. (2000)

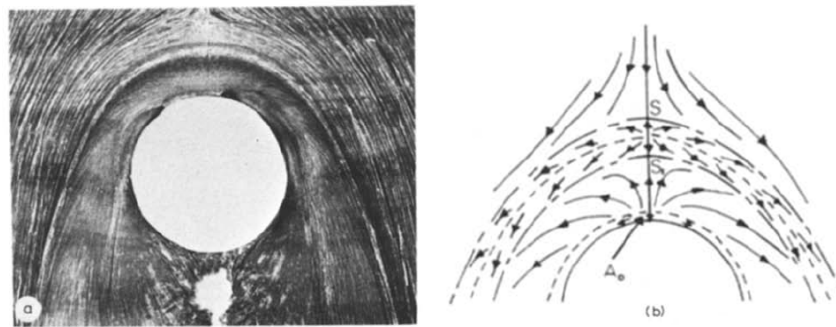


FIGURE 1.6 – Visualisation par dépôt d'huile d'un TFC autour d'un obstacle immergé et schéma d'interprétation. S étant le point de décollement de la couche limite. L'alternance de points de selle et de nœuds le long de la ligne SA_e traduit la présence d'une suite de vortex filament s'enroulant autour de l'obstacle. Source : BAKER (1980)

1.3.1 TFC laminaires

Un TFC laminaire présente des structures aisément identifiables et qui sont, contrairement au cas d'un TFC turbulent, caractérisables par des mesures ponctuelles (pour les cas stationnaires) ou par des visualisations par injections de colorant (pour les cas instationnaires). Cette relative simplicité de mesure explique que ce type de TFC ait été étudié plus tôt que le TFC issu d'une couche limite turbulente (qui sera décrit dans la section suivante).

Dynamique

Les premières observations de l'évolution de la structure du TFC issu d'une couche limite laminaire sont dues à SCHWIND (1962) qui définit une première typologie des TFC observés en fonction du nombre de vortex présents et de leurs dynamiques. Ces travaux présentent aussi des mesures de tailles, de trajectoires, de vitesse et de fréquences d'oscillations des vortex du TFC. Les mesures de BAKER (1978) relient l'évolution du nombre de vortex avec les paramètres de l'écoulement (voir figure 1.9) et montrent que le nombre de vortex

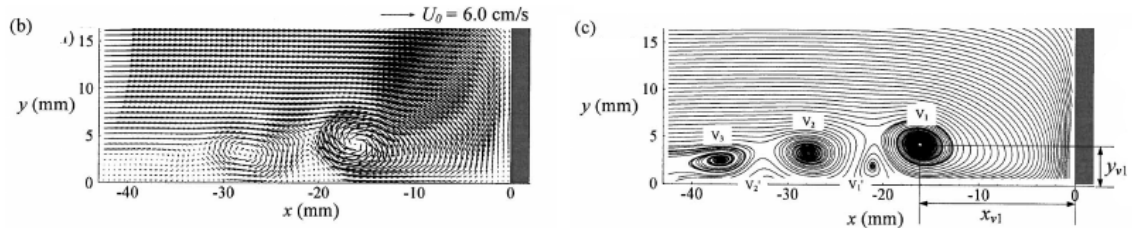


FIGURE 1.7 – Champ de vitesse instantané dans le plan de symétrie vertical amont d’un obstacle immergé (vecteur vitesse et lignes de courant). La coupe verticale du TFC permet de voir qu’il est ici composé de 4 vortex, donc 1 contra-rotatif à $x \approx -21\text{mm}$. Source : LIN et al. (2008)

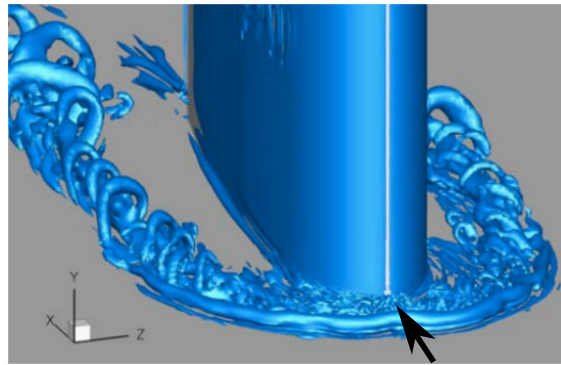


FIGURE 1.8 – Isovaleurs de critère q pour un champ de vitesse instantané d’un TFC autour d’un profil d’aile immergé. Cette visualisation particulière permet de voir les instabilités transverses se développant sur les filaments de vortex du TFC et les « hairpin vortex » apparaissant lors du contournement de l’obstacle. Source : PAIK et al. (2007)

contenus dans le TFC n’est pas suffisant pour caractériser le TFC : la dynamique des tourbillons doit aussi être prise en compte. Sur la base de ces travaux, GRECO (1990), en se basant sur les travaux préliminaires de BELIK (1973), proposent une nouvelle classification des régimes du TFC basée sur la dynamique des vortex : (i) TFC avec vortex stationnaires (« Steady vortex system »), (ii) TFC avec vortex oscillants (« Oscillating vortex system »), (iii) comportement périodique avec fusions de vortex (« Amalgamating vortex system »), (iv) comportement périodique avec lâchers de vortex (« Breakway vortex system », voir 1.11 par exemple), et (v) comportements irréguliers (« Transitional vortex system »). Cette typologie est confirmée par la suite, en totalité ou partiellement, par KHAN et al. (1995, 2005) et LIN et al. (2008, 2003) pour des obstacles immergés (figure 1.10) et par ESCAURIAZA et al. (2011) et SEAL et al. (1997) pour des obstacles émergents. Le régime dit « No-vortex regime » observée par SCHWIND (1962) où le TFC n’est qu’une recirculation sans aucun vortex, pour des nombres de Reynolds très bas, peut être ajouté à cette typologie.

Les conditions de passage d’un régime de fonctionnement à un autre sont complexes à mettre en évidence. LIN et al. (2008) montrent que ces limites de régime dépendent du nombre de Reynolds basé sur le diamètre de l’obstacle (Re_W) et du rapport de développement de la couche limite (δ/h) et THOMAS (1987) montre que ces limites dépendent aussi du rapport d’aspect de la section mouillée de l’obstacle (h/W).

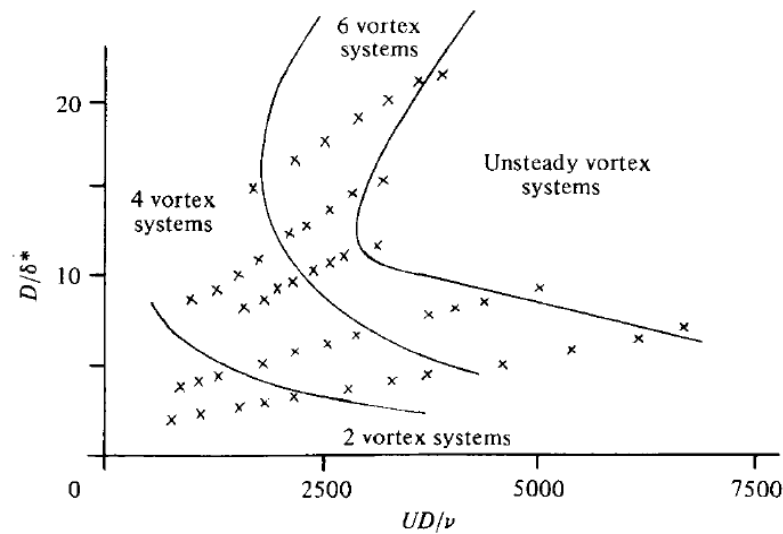


FIGURE 1.9 – Évolution du nombre de vortex dans le cas d’un obstacle cylindrique immergé (avec ici D le diamètre du cylindre, $U = u_D$ la vitesse débitante de l’écoulement en approche et δ^* l’épaisseur de couche limite en déplacement). Source : BAKER (1978).

Dynamique des vortex du TFC

Les vortex présents au sein du TFC sont issus de l’instabilité de la couche de cisaillement, conséquence du décollement de la couche limite (SCHWIND, 1962 ; THOMAS, 1987 ; BAKER, 1991) Une fois formés, les vortex du TFC peuvent avoir des dynamiques complexes, périodiques ou non, à l’origine des régimes de fonctionnement observés décrits ci-dessus.

Pour le régime oscillant, THOMAS (1987) observe une dépendance entre la fréquence d’oscillation de la position des vortex et le nombre de Reynolds basé sur la taille de l’obstacle cylindrique (Re_D). BAKER (1991) explique l’apparition d’oscillations de la position des vortex par une instabilité venant de la couche de cisaillement. SEAL et al. (1997) proposent d’expliquer les variations de circulation des vortex par les mécanismes suivants : (i) l’augmentation de la circulation des vortex est due à l’apport de vortacité depuis la couche limite, et (ii) la diminution de la circulation des vortex n’est pas due à la dissipation visqueuse, mais plutôt à la diffusion de vortacité à travers la paroi inférieure. DOLIGALSKI et al. (1994) proposent un mécanisme expliquant le mouvement des vortex basé sur la méthode des images miroirs et explique le décollement (« breaking ») du vortex principal par des éruptions ponctuelles de vortacité en proche paroi.

1.3.2 TFC Turbulents

Dans le cas d’une couche limite turbulente, le TFC peut présenter à la fois de la turbulence issue de la CL amont et des structures cohérentes issues du TFC lui-même. Dans ces conditions, il devient difficile d’avoir une bonne vision de la dynamique de l’écoulement. Un certain nombre d’études (DEVENPORT et al., 1990 ; LAROUSSE et al., 1993 ; AGUI et al., 1992) observent un comportement bi-modal du TFC, causé par l’alternance temporelle entre deux types de fonctionnement, les régimes dit « zeroflow » et « backflow » (figure 1.12). Dans le cas du régime « backflow », l’écoulement de retour remonte loin à l’amont grâce à la vitesse accumulée lors du passage sous le vortex principal. Dans le cas du régime

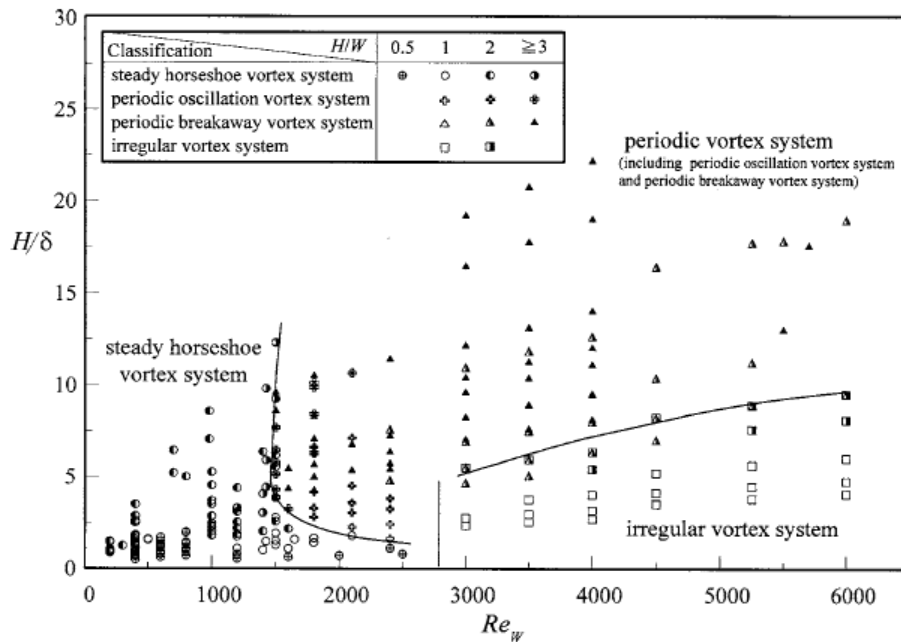


FIGURE 1.10 – Classifications des régimes du TFC pour une plaque immergée. Avec ici, H la hauteur de l'obstacle, W sa largeur, et δ l'épaisseur de couche limite. Les régimes semblent évoluer principalement avec le nombre de Reynolds sur la largeur de la plaque Re_w , et avoir une évolution plus complexe pour des valeurs de H/δ^* inférieures à 5. Le régime du TFC semble relativement indépendant du rapport hauteur sur largeur de l'obstacle H/W . Source : LIN et al. (2008).

« zeroflow », l'écoulement de retour ne parvient pas à remonter à l'amont, et continue de s'enrouler autour du vortex principal avant d'être éjecté vers le haut.

DOLIGALSKI et al. (1994) et SEAL et al. (1999) proposent le mécanisme de fonctionnement suivant : le régime « backflow » étant en place, le jet de retour provoqué par le passage rapide d'une partie de l'écoulement sous le vortex principal devient instable (voir aussi AGUI et al., 1992), et commence à se diriger vers le haut (régime « zeroflow »). Cet écoulement transporte une grande quantité de vorticité, depuis le fond vers l'écoulement principal, qui est absorb e par le vortex principal, le déstabilisant et finissant par provoquer sa destruction et la transition du TFC vers un état chaotique. Une fois la cohérence du TFC détruite, l'injection de vorticité cesse, le vortex principal se remet peu à peu en place et le régime « backflow » réapparaît. KIM et al. (1991) et ESCAURIAZA et al. (2011) observent le même type de comportement (respectivement de façon expérimental et par modélisation numérique) dans les situations de fusion de vortex dans des écoulements peu turbulents, où l'éjection de vorticité vers le haut lors de la fusion de deux vortex provoque la déstabilisation du vortex principal. Ce comportement du vortex (battement et éjection de vorticité) est caractéristique de l'interaction entre un vortex et une paroi (ROBINSON, 1991 ; HARVEY et al., 1971). Il est à noter que ce comportement n'est pas exclusif aux TFC en couches limites turbulentes, ce même mécanisme de déstabilisation étant observé dans le cas de TFC en couches limites laminaires.

SADEQUE et al. (2008) présentent une analyse de l'écoulement bas e sur la théorie des

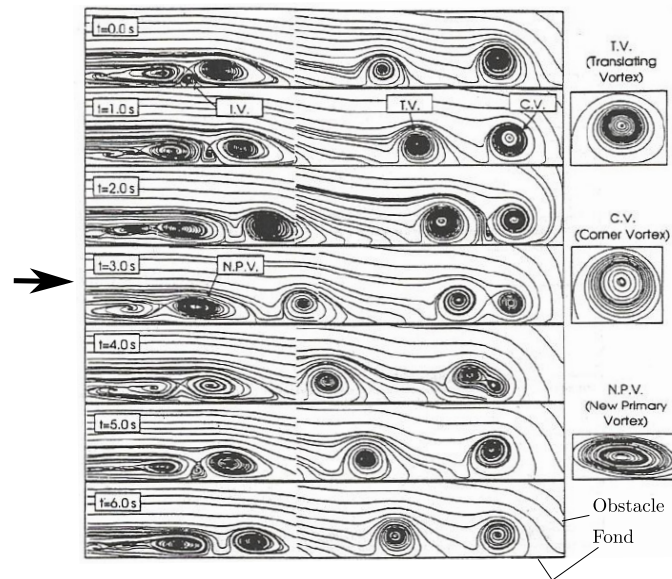


FIGURE 1.11 – Lignes de courant instantanées dans le plan de symétrie amont pour un TFC en régime « breakaway ». La dynamique des vortex montre bien un comportement d'échappement, les vortex passant de la structure de gauche (le TFC à proprement parler) et la zone de droite très proche de l'obstacle. Les vortex naissent donc à l'extrême amont du TFC et disparaissent en fusionnant deux à deux. Source :SEAL et al. (1997).

couches limites turbulentes tridimensionnelles, qui permet de décrire la déflexion de la couche limite due à la présence de l'obstacle, et donc de caractériser le contournement de l'obstacle par l'écoulement.

1.3.3 Zone de recirculation aval

La zone de recirculation située à l'aval de l'obstacle contrôle son sillage et impacte le mouvement sédimentaire. Le TFC rencontre cette zone lorsqu'il dépasse l'obstacle, et influence donc directement ses propriétés. À l'opposé, il est généralement considéré que la recirculation aval a une influence très limitée sur le comportement du TFC à l'amont de l'obstacle (BAKER, 1979 ; SIMPSON, 2001 ; BALLIO et al., 1998 ; ROULUND et al., 2005 ; DARGAHI, 1989). CHEN et al. (1995) montrent que la recirculation aval présente, avec l'augmentation du nombre de Reynolds basé sur la largeur d'obstacle (Re_W), les régimes illustrés figure 1.13, soit : (a) une recirculation avec lâcher périodique donnant naissance à une allée de Von Kármán, (b-c) des recirculations turbulentes instationnaires et (d) une recirculation turbulente stationnaire. Les régimes (a) et (b), présentent des comportements périodiques de grande amplitude et sont à même de faire remonter des perturbations jusqu'au TFC à l'amont. BAKER (1978) montre que dans le cadre de l'étude du TFC, il est possible de bloquer les oscillations du sillage en ajoutant une paroi verticale juste à l'aval de l'obstacle. La zone de recirculation aval tri-dimensionnelle est complexe : Le gradient de vitesse vertical dû à la couche limite provoque une remontée de l'écoulement dans la partie centrale de la recirculation, et donc des vortex secondaires verticaux qui complexifie la zone (AKILLI et al., 2002 ; DARGAHI, 1989). Ce même gradient de vitesse mène à des fréquences d'oscillations variant selon la hauteur à l'aval de l'obstacle (DARGAHI, 1989).

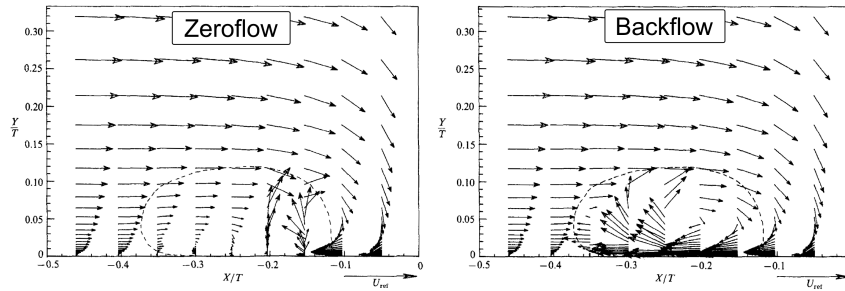


FIGURE 1.12 – Illustration des régimes bi-modaux mis en évidence par DEVENPORT et al. (1990) : À gauche l'écoulement passant sous le vortex est éjecté vers le haut, alors qu'à droite, il remonte bien plus à l'amont. Avec $U_m = u_D$ la vitesse débitante de l'écoulement et $T = W$ la largeur de l'obstacle. La zone délimitée par les traitillés représente la zone bi-modale.

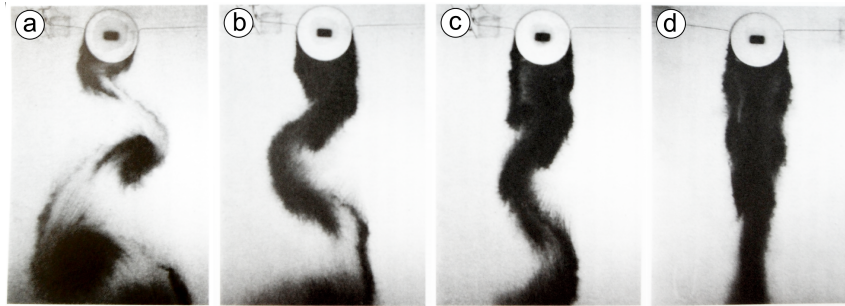


FIGURE 1.13 – Visualisation des différents régimes de recirculation aval derrière un obstacle cylindrique selon CHEN et al. (1995) : (a) lâchers périodiques formant une allée de Von Kármán, (b) et (c) sillages turbulents mais présentant toujours un comportement périodique, et (d) sillage pleinement turbulent.

1.3.4 Effet du contournement

Bien que, par soucis de simplicité, la tendance soit d'étudier le comportement du TFC dans son plan de symétrie amont, un certain nombre de travaux expérimentaux de ECKERLE et al. (1987), GRAF et al. (1998) et SAU et al. (2003) présentent des mesures en dehors du plan de symétrie et montrent que les vortex peuvent avoir une intensité et une taille plus importante en dehors du plan de symétrie. Ce phénomène est notamment intéressant pour les problématiques d'affouillement puisqu'il est capable de déplacer la zone de contrainte de cisaillement maximale hors du plan de symétrie.

1.4 Spécificités des différentes configurations

1.4.1 Cas particulier de l'obstacle immergé

Le TFC issu de l'interaction entre une couche limite et un obstacle immergé a été très étudié. BALLIO et al. (1998) présentent un état de l'art des connaissances sur le TFC, reprenant l'ensemble des résultats expérimentaux et numériques antérieurs à 1995 afin de préciser les relations entre les paramètres adimensionnels de l'écoulement et certaines caractéristiques du TFC (distance de décollement, nombre de vortex, position du vortex

principal, contrainte de cisaillement au fond) pour des TFC laminaires et turbulents.

Le tableau 1.1 recense les corrélations empiriques rencontrées sur les paramètres du TFC (voir figure 1.1), ainsi que leurs domaines d'application. Tous les auteurs ne mesurant pas la distance de décollement et la position des vortex à partir du même point de référence (qui peut être le centre de l'obstacle ou le bord amont de l'obstacle), ces corrélations ont été uniformisées pour utiliser le centre de l'obstacle comme centre de repère (voir figure 1.1). De plus, afin de conserver la même expression du rapport d'aspect de la surface mouillée de l'obstacle (h/W), h représente à la fois la hauteur de l'obstacle pour les obstacles immergés et la hauteur d'eau pour les obstacles émergents.

SIMPSON (2001), réalise aussi un récapitulatif des connaissances sur le TFC pour un obstacle immergé, mais en s'intéressant plus particulièrement à la dynamique des vortex (stabilité, limites des régimes de fonctionnement, comportement bi-modal en régime turbulent et fréquence d'oscillation des régimes périodiques en régime laminaire) et à des situations plus éloignées (obstacles en profils d'aile, affouillement, transferts thermiques). Parmi les travaux référencés, THOMAS (1987) donne des mesures de fréquences d'oscillations sur certains cas du régime oscillant et DEVENPORT et al. (1990) présentent des densités de probabilité de vitesse montrant le caractère bi-modal du TFC. (CHOU et al., 2000) mettent en évidence un comportement caractéristique des larges obstacles immergés, la séparation du TFC en une succession de TFC le long de la largeur (« branching »).

1.4.2 Cas particulier de l'obstacle émergent

À notre connaissance, la seule étude expérimentale s'intéressant à un TFC en couche limite laminaire interagissant avec un obstacle émergent est celle de SEAL et al. (1995). Cette étude s'intéresse à un cas unique d'écoulement (en régime « amalgamating vortex system ») avec un rapport d'aspect de l'obstacle de l'ordre de l'unité ($D/h = 0.81$). ESCAURIAZA et al. (2011) montrent aussi, en numérique, un TFC présentant un comportement similaire, malgré le fait qu'il soit issu d'une couche limite turbulente. Le reste des études se focalise surtout sur le régime turbulent.

Le tableau 1.2 présente un récapitulatif des études réalisées sur le TFC issu d'un obstacle émergent. Pour toutes ces études, les rapports D/h restent faibles, avec des résultats qui s'éloignent peu des résultats obtenus avec des obstacles immergés (en effet, pour des hauteurs d'eau élevées, l'émergence n'a que peu d'effets sur le TFC). Malgré le fait que les études avec des obstacles immergés aient montrées l'importance de l'épaisseur de la couche limite δ (cf. tableau 1.1) sur le TFC, dans le cas d'obstacles émergents, peu d'auteurs s'intéressent à l'effet de la variation de δ/h sur le TFC.

JOHNSON et al. (2003) étudient l'évolution de la surélévation de la surface libre à l'amont de l'obstacle en fonction du nombre de Froude et montre que cette surélévation à l'obstacle est fonction du nombre de Froude et du rapport d'aspect de la surface mouillée de l'obstacle (D/h). Les résultats de cette étude montrent que l'élévation de hauteur d'eau à l'obstacle ne peut pas être simplement estimée comme la transformation d'énergie cinétique en énergie potentielle ($\Delta h = u_D^2/2g$), mais que le tourbillon en fer à cheval joue un rôle dans la modification de la topologie de la surface libre.

KIRKIL et al. (2005) montrent un nouveau mécanisme n'apparaissant pas pour les obstacles immergés : la descente de l'écoulement le long de la face amont de l'obstacle est à l'origine d'une couche limite se développant contre l'obstacle (de la surface libre vers le fond) et donnant naissance, dans certains cas, à des vortex supplémentaires. Ce mécanisme n'a, à notre connaissance, jamais été observé dans le cas d'obstacles immergés, certainement

Régime du TFC	Auteurs	Type d'obstacle	Relation empirique	Domaine d'application
Laminaire	Belik (1973)	Cylindre	$\frac{\lambda}{D} = 35.5 Re_D^{-0.424} + \mathbf{0.5}$	$Re_D \in [1200, 4700]$
	Baker (1985)	Cylindre	$\frac{x_1}{D} = 0.013 Re_{\delta^*}^{0.67} \tanh(3 \frac{h}{D}) + \mathbf{0.5}$	$Re_{\delta^*} \in [90, 300]$ $\frac{\delta^*}{D} \in [0.03, 0.09]$
			$\frac{\lambda}{D} = .338 \left(\frac{\delta^* Re_{\delta^*}}{D} \right)^{0.48} \tanh(3 \frac{h}{D}) + \mathbf{0.5}$	$Re_{\delta^*} = 210$
Turbulent	Lin (2008)	Prisme	$\frac{x_1}{\delta} = 0.518 (\frac{h}{\delta})^{0.87} (\frac{h}{W})^{-0.34} + \mathbf{0.5} \frac{W}{\delta}$	$\frac{\delta^*}{D} \in [0.045, 0.17]$ $\frac{h}{\delta} \in [0.5, 7]$ $\frac{h}{W} \in [0.5, 2]$
			$\frac{x_1}{\delta} = 0.207 (\frac{h}{\delta})^{0.60} (\frac{h}{W})^{-0.77}$	$\frac{h}{\delta} \in [0.5, 7]$ $\frac{h}{W} \in [0.5, 2]$
	Belik (1973)	Cylindre	$\frac{\lambda}{D} = (0.516 + 1.11 \times 10^{-6} Re_D) 2 \times 10^{-5} Re_{\delta}^{0.19} + \mathbf{0.5}$	$Re_{\delta^*} \in [14000, 130000]$ $Re_D \in [36000, 220000]$
Turbulent	Baker (1985)	Cylindre	$\frac{x_1}{D} = 0.1 Re_{\delta^*}^{0.1} \tanh(3 \frac{h}{D}) + \mathbf{0.5}$	$Re_{\delta^*} \in [1000, 10000]$
			$\frac{\lambda}{D} = 0.46 Re_{\delta^*}^{0.033} \tanh(3 \frac{h}{D}) + \mathbf{0.5}$	$Re_{\delta^*} \in [1500, 10000]$
			$\frac{\lambda}{D} = 15.6 Re_{\delta^*}^{-0.35} \tanh(3 \frac{h}{D}) + \mathbf{0.5}$	$Re_{\delta^*} \in [10000, 18000]$
	Monti (1994)	Cylindre	$\frac{x_1}{D} = 0.48 - 6.35 \times 10^{-6} Re_D + 0.005 Re_D^{0.5}$	$Re_{\delta^*} \in [10000, 100000]$

TABLEAU 1.1 – Récapitulatif des relations empiriques des distances de décollement (λ) et des positions des vortex principaux (x_1 et y_1) du TFC pour un obstacle immergé. Les termes en gras sont ajoutés aux modèles initiaux pour uniformiser les définitions de la distance de décollement λ et de la distance entre l'obstacle et le vortex principal x_1 .

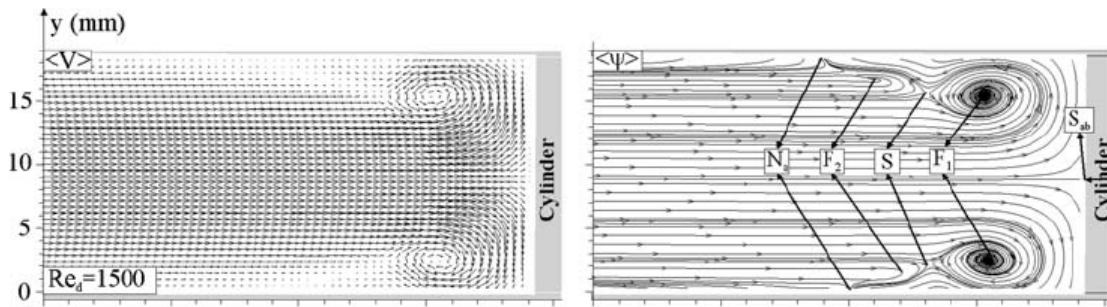


FIGURE 1.14 – Champ de vitesse moyen dans le plan de symétrie pour un obstacle traversant une conduite en charge. Les deux couches limites rencontrant l’obstacle sont à l’origine de la formation de deux TFC, qui, dans ce cas précis, sont symétriques par rapport au plan passant au milieu de la conduite. La topologie de ces TFC est la même que pour les obstacles immergés : un point de selle au décollement de la couche limite, suivi par une succession de vortex. Source :OZTURK et al. (2008). Avec $Re_d = Re_D$.

à cause des vitesses plongeantes verticales près de l’obstacle plus faibles dans ce cas.

1.4.3 Cas particulier de l’obstacle traversant

Dans le cas d’obstacles traversants, il y a apparition d’un TFC sur chacune des parois horizontales (celle du haut et celle du bas, voir figure 1.14). En plus de leurs complexes dynamiques internes, les deux TFC peuvent interagir et éventuellement développer un comportement périodique : un TFC prend périodiquement de l’ampleur en écrasant l’autre, avant de se résorber lorsque le second gagne en taille (OZTURK et al., 2008).

1.5 Note sur la stabilité des filaments de vortex

Les vortex composants le TFC peuvent avoir différentes dynamiques et éventuellement devenir instables (régime irrégulier décrit dans ce manuscrit dans le chapitre 3). Les instabilités se développant sur des filaments de vortex peuvent avoir trois origines : (i) LE DIZÈS et al. (2002) montrent qu’un vortex subissant un gradient de vitesse suffisamment fort développe une instabilité appelée « instabilité elliptique », due à la déformation du centre du vortex et à l’apparition de fort gradient de vorticité. (ii) PAK et al. (2007) montrent qu’en présence de paroi, un vortex peut développer, en fonction du gradient de vitesse qu’il induit dans sa partie extérieure, une instabilité de G rtler (aussi appelé instabilité centrifuge, voir FLORYAN 1986), générant des vortex tridimensionnels et éjectant de la vorticité de la zone de proche paroi vers l’écoulement. (iii) Une couche limite turbulente peut générer des turbulences suffisamment fortes pour déstabiliser le TFC.

1.5.1 Interaction vortex-parois

DOLIGALSKI et al. (1994)  tudient les interactions entre vortex et paroi au sein d’écoulements uniformes. Ils montrent que pour des nombres de Reynolds basés sur la circulation ($Re_V = \Gamma/(\pi\nu)$, avec Γ la circulation)  lev s, des phénomènes d’éruption depuis la zone de proche paroi vers l’écoulement apparaissent. La vorticité ainsi  ject e s’enroule autour

	Mesures	Re_h	D/h	h/δ	Fr	Re_D	Re_δ	Régimes du TFC
Dargahi (1989)	V M P	164211	0.75	1.00	0.19	39000	52000	Irrégulier
Seal (1995)	V I	3620	0.81	1.89	0.12	766	504	« Amalgamating »
Graf (1998)	P	418397	1.19	1.00	0.50	147400	123950	—
		253674	1.27	1.00	0.33	94600	74390	—
Ahmed (1998)	M P	164119	0.59	1.00	0.22	31612	53271	—
		164119	0.49	1.00	0.22	26050	53271	—
		174671	0.64	1.00	0.33	34132	53690	—
		174671	0.46	1.00	0.33	24544	53690	—
		164119	0.49	1.00	0.22	26050	53271	—
		174671	0.64	1.00	0.33	34132	53690	—
Tseng (2000)	N	164211	0.75	1.00	0.19	39000	52000	—
		1043265	0.33	—	0.27	170400	—	—
Johnson (2003)	I	77412	1.00	—	0.50	23160	—	—
		25731	1.03	—	0.17	7920	—	—
		96443	0.33	—	0.16	12780	—	—
		88018	0.50	—	0.23	15240	—	—
		135059	0.48	—	0.35	22980	—	—
		105913	0.91	—	0.61	29280	—	—
		48022	0.97	—	0.30	13980	—	—
		108168	1.02	—	0.72	32820	—	—
		64717	1.03	—	0.44	19920	—	—
		112739	0.97	—	0.70	32820	—	—
		31955	0.95	—	0.19	9180	—	—
		91755	1.02	—	0.61	27840	—	—
		78292	0.94	—	0.47	22200	—	—
		246137	0.10	—	0.12	18060	—	—
		188078	0.10	—	0.09	13800	—	—
Roulund (2005)	P N	517765	0.99	1.00	0.14	174736	176040	Irrégulier
Sahin (2007)	I	87273	0.08	1.00	0.03	4000	48000	Irrégulier
Sadeque (2008)	V P	120489	0.52	1.00	0.13	21238	40986	—
Ozturk (2008)	I	11325	0.17	1.00	0.01	755	4530	Irrégulier
		22650	0.17	1.00	0.02	1510	9060	Irrégulier
		60450	0.17	1.00	0.05	4030	24180	Irrégulier
		105750	0.17	1.00	0.08	7050	42300	Irrégulier
		144975	0.17	1.00	0.11	9665	57990	Irrégulier
Escauriaza (2011)	N	84821	0.75	1.00	0.10	20145	26860	« Amalgamating »
		165347	0.75	1.00	0.19	39270	52360	« Amalgamating »
Schanderl (2014)	N	—	0.67	1.00	—	39000	58500	Irrégulier
Etude présente	V I	990	0.67	1.17	0.02	279	180	« Steady » → Irrégulier
(valeurs min et max)		8600	2.37	2.33	0.35	5750	1300	« Steady » → Irrégulier

TABLEAU 1.2 – Récapitulatif des travaux existants sur les TFC issus d’obstacles émergents. Dans la seconde colonne, « V » représente des mesures par visualisation, « M » des mesures de paroi (Pression et huiles), « P » des mesures ponctuelles (ADV, LDV, pitot), « I » des mesures PIV et « N » des études numériques. — signifie non-renseigné.

du vortex, et étant de vorticité de signe opposé, l'affaiblit et le déstabilise. Pour des Re_V plus modérés, un vortex contra-rotatif stable apparaît à l'arrière du vortex. Enfin, pour des rapports de vitesse de convection du vortex sur vitesse de l'écoulement élevés ($V_{conv}/u_D > 0.75$), il n'y a ni éruption, ni vortex contra-rotatifs à l'arrière du vortex.

ORLANDI (1990) montre, en étudiant l'interaction entre un vortex anneau et un mur, que au contact du mur, les vortex créent une fine couche de vorticité qui provoque le rebond du vortex.

1.5.2 Interaction vortex-vortex

La littérature est relativement abondante en ce qui concerne les interactions entre vortex co-rotatifs ou contra-rotatifs dans des écoulements uniformes (DRITSCHEL et al., 1992; TRIELING et al., 1998; MEUNIER et al., 2005; JOSSERAND et al., 2007; BRANDT et al., 2010, 2007). Cette interaction dépend de la taille et de l'intensité des vortex en jeu, ainsi que de la distance les séparant. Des critères basés sur la distance et la taille des vortex permettent dans certain cas de prédire la fusion des vortex, mais un critère général est toujours manquant.

1.6 Apport de ce travail

En conclusion de ce travail de synthèse, il apparaît que le tourbillon en fer à cheval en pied d'obstacle a déjà été très étudié. La littérature est très fournie en ce qui concerne les TFC issus d'obstacles **immers s** propose une bonne compréhension des mécanismes en jeu et de l'évolution de la dynamique des vortex internes. La littérature sur les obstacles ** mergents** est moins exhaustive, et ne met pas souvent en avant les interactions du TFC avec la surface libre, les effets du confinement de la surface libre sur le TFC et l'influence de la taille de la couche limite δ . Le but de cette étude est donc de réaliser une étude paramétrique du comportement du TFC (structure et dynamique) au sein d'une couche limite **laminaire**, au pied d'un obstacle **rectangulaire émergent** et sur un domaine d'étude nous permettant d'étudier l'effet de confinements importants (rapport W/h élevés) et du rapport de développement de la couche limite (h/δ). L'utilisation de mesures TRPIV (PIV résolue en temps) permet d'étudier les différents régimes de l'écoulement ainsi que les mécanismes régissant les transitions entre les différents  tats du TFC et les interactions entre les vortex dans les régimes à la dynamique complexe. Le tableau 1.3 résume les données disponibles pour des TFC autour d'obstacle immers s et issus de couches limites laminaires, qui serviront de base de comparaison pour les résultats obtenus dans cette étude.

1.7 Plan de travail

Ce manuscrit s'organise de la façon suivante :

- Le chapitre 2 débutera par l'analyse dimensionnelle associ e au TFC résultant de l'interaction entre une couche limite laminaire et un obstacle rectangulaire émergent à travers une surface libre afin d'identifier les paramètres adimensionnels pertinents. Il détaillera ensuite le dispositif expérimental et les moyens de mesure mis en place afin d'étudier l'évolution des caractéristiques du TFC et de sa dynamique en fonction des paramètres adimensionnels précédemment obtenus. Il poursuivra par la présentation

Paramètres étudiés	Études disponibles
λ	BELIK (1973) BAKER (1985) BALLIO et al. (1998)
Position des vortex	BELIK (1973) BAKER (1985) LIN et al. (2008)
Fréquence d'oscillation	THOMAS (1987) LIN et al. (2002)
Nombre de vortex	BAKER (1978) BAKER (1980)
Typologie	BAKER (1978) LIN et al. (2008)

TABLEAU 1.3 – Récapitulatif simplifié, dans le cas d'un TFC laminaire issu d'un obstacle cylindrique ou rectangulaire immergé, des paramètres du TFC dont des données sont disponibles.

du plan d'expérience mené au cours de cette thèse et terminera par la présentation des méthodes d'analyse utilisées.

- Le chapitre 3 proposera une typologie des régimes de fonctionnement du TFC, basée sur la dynamique des vortex le composant sera proposée. L'évolution de cette typologie avec les paramètres adimensionnels de l'écoulement sera ensuite présentée et discutée.
- Le chapitre 4 consistera en une étude de l'évolution des caractéristiques du TFC (distance de décollement λ , position du vortex principal (x_i, y_i) , fréquence d'oscillation f et nombre de vortex) avec les paramètres adimensionnels de l'écoulement, et se terminera par une comparaison de ces résultats avec les données issues de la littérature pour des configurations d'obstacles immergés (voir tableau 1.3).
- Au chapitre 5, un modèle de fonctionnement pour la dynamique du TFC sera présenté afin d'identifier les mécanismes physiques à l'origine de l'apparition des différents régimes de fonctionnement. Les résultats issus de ce modèle ainsi que ses limitations seront discutées en fin de chapitre.
- Enfin, le chapitre 6 s'intéressera à l'impact d'un paramètre additionnel non-consideré préalablement : de la longueur de l'obstacle sur l'écoulement et notamment sur les caractéristiques du TFC.

Ce premier chapitre a présenté le contexte de l'étude, ainsi que l'état de l'art concernant le TFC et le plan de travail global. Le prochain chapitre présentera le dispositif expérimental, les méthodes de mesure et les méthodes de traitement utilisés pour étudier en détail le TFC.

Chapitre 2

Dispositif expérimental et méthodes

Sommaire

2.1	Analyse dimensionnelle	22
2.2	Dispositif expérimental	23
2.3	Moyens de mesure	24
2.3.1	Matériel de mesure	24
2.3.2	Réduction des incertitudes de mesure PIV	26
2.3.3	Méthode de reconstruction en cas de forte dispersion de vitesse .	28
2.3.4	Reproductibilité et précision des mesures	29
2.4	Caractérisation de la couche limite	30
2.4.1	Déficit de vitesse	31
2.5	Plan d'expérience	31
2.5.1	Aspect 3D	33
2.6	Mesures des paramètres du TFC	34
2.7	Détection des points critiques	36
2.8	Calcul des trajectoires moyennes	37

L'approche choisie pour mener à bien l'étude du TFC au pied d'un obstacle émergent placé dans une couche limite laminaire est une approche expérimentale, décrite après avoir mis en place l'analyse dimensionnelle correspondante

2.1 Analyse dimensionnelle

L'évolution des caractéristiques d'un TFC se développant autour d'un obstacle émergent à partir d'une couche limite est liée aux caractéristiques du fluide, de l'écoulement et de l'obstacle, comme :

$$X = f(W, L, h, u_D, \delta, H, \nu, \rho, g, \sigma, k_s) \quad (2.1)$$

avec X une caractéristique du TFC, W et L respectivement la largeur et la longueur de l'obstacle (voir figure 1.1), h la hauteur d'eau à l'obstacle avant son introduction, u_D la vitesse débitante, δ et H respectivement l'épaisseur à 99% et le facteur de forme de la couche limite à l'obstacle, avant son introduction, ν la viscosité cinématique et ρ la masse volumique du fluide, g l'accélération gravitationnelle, σ la tension de surface et k_s la taille caractéristique de la rugosité du fond. À noter que la largeur du canal b (voir figure 2.1) est suffisamment importante pour que les effets de bords associés puissent être négligés. Le fait que la couche limite soit seulement caractérisée par son épaisseur δ et sa forme H est discuté dans la section 2.4.

Ces 11 paramètres font intervenir 3 grandeurs : longueur [m], temps [s] et masse [kg], ce qui mène, selon le théorème de Vaschy-Buckingham, à 8 paramètres adimensionnels. L'équation 2.1 peut alors prendre la forme :

$$X = f \left(Re_h = \frac{u_D D_h}{\nu}, \frac{h}{\delta}, \frac{W}{h}, \frac{W}{L}, Fr = \frac{u_D}{\sqrt{gh}}, H, \frac{k_s}{W}, We = \frac{\rho u_D^2 h}{\sigma} \right) \quad (2.2)$$

Avec Re_h le nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique, $D_h = 4hb/(2h+b) \approx 4h$, Fr le nombre de Froude et We le nombre de Weber. L'influence du nombre de Froude peut être négligée car celui-ci reste faible ($Fr < 0.3$). L'influence du paramètre k_s/W peut aussi être négligée car les mesures de ligne d'eau le long du canal pour chaque cas ont montré que tous les écoulements étudiés ici sont en régime hydrauliquement lisse. Les mesures PIV présentées dans la partie 6 montrent que la position du point de décollement et l'oscillation transverse du TFC sont affectées par la longueur de l'obstacle L . De façon à pouvoir négliger l'effet des caractéristiques du sillage et de supprimer le paramètre L/W de l'équation 2.2, les obstacles utilisés seront (en dehors de la section 6) toujours longs par rapport à la largeur de l'obstacle ($L/W > 3$). L'influence de la tension superficielle (paramètre We) peut être négligée pour les raisons suivantes : (i) Les effets capillaires au contact de l'obstacle sont faibles, les mesures de hauteurs d'eau très proche de l'obstacle étant similaires aux valeurs théoriques prédites par la formule :

$$h_{obst} = h_{amont} + \frac{u_D^2}{2g} \quad (2.3)$$

(ii) Les observations de l'évolution de la surface libre ont montrées que son rayon de courbure restait élevé. (iii) MIGNOT et al. (2010) montrent que dans une configuration similaire, la modification de la tension de surface (par ajout de surfactant) n'a pas d'influence sur le tourbillon en fer à cheval. (iv) La comparaison entre les écoulements mesurés et les résultats obtenus par la théorie des écoulements potentiels (qui ne prennent pas en compte

la tension de surface) est bonne (voir annexe C.6). Et enfin, il est montré par la suite (dans la section 2.4) que le facteur de forme des couches limites observées ici varie peu autour de sa valeur théorique pour une couche limite laminaire (en moyenne 2.68, pour une valeur théorique de 2.59) et peut être estimé constant. Suite à ces simplifications, les caractéristiques du TFC ne dépendront que de 3 paramètres adimensionnels :

$$X = f \left(Re_h, \frac{h}{\delta}, \frac{W}{h} \right) \quad (2.4)$$

avec h/δ le taux de confinement de la couche limite et W/h le rapport d'aspect de la partie mouillée de la face amont de l'obstacle. À noter que le nombre de Reynolds basé sur la largeur de l'obstacle (Re_W) est habituellement utilisé dans les études d'écoulements autour d'obstacle, mais est plutôt représentatif des phénomènes apparaissant derrière l'obstacle (zone de recirculation et sillage). L'étude ici s'intéressant principalement à la zone en amont de l'obstacle (zone de formation du TFC), le nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique (Re_h) est privilégié, celui-ci étant plus représentatif de l'écoulement à l'amont de l'obstacle. À noter que le rapport h/δ est directement lié au développement, et donc au décollement de la couche limite. Enfin le rapport W/h caractérise l'allongement transverse de l'obstacle vu par l'écoulement, avec une importante influence sur le contournement. Il est à noter que cette analyse dimensionnelle peut être menée de façon analogue pour des obstacles immergés (en air ou en eau), en remplaçant la hauteur d'eau h par la hauteur de l'obstacle H .

2.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 2.2 et schématisé sur la figure 2.1. Il est composé, en suivant le circuit de l'écoulement, de : (i) Un réservoir d'eau de 300 L, muni d'une pompe immergée et d'une vanne permettant de régler le débit entre 0 à 3.2 L s^{-1} . (ii) Un débitmètre électromagnétique en sortie de pompe (Promag W, de Endress+Hauser, incertitude de 0.01 L/s). (iii) Un bassin de tranquillisation ① composé d'une suite de grilles et d'un nid d'abeille permettant d'homogénéiser l'écoulement sur toute la section. (iv) Un convergent vertical ②, qui assure une distribution quasi-uniforme de l'écoulement selon la verticale à l'entrée du canal. (v) Une zone d'écoulement ③ de longueur 1.3 m et de largeur $b = 0.97 \text{ m}$, de parois inférieure et latérales en verre pour permettre les mesures optiques, et considérée suffisamment large par rapport à l'obstacle pour que les couches limites se développant sur les bords de la cuve ne viennent pas interférer avec le tourbillon en fer à cheval (on assure que $b/W > 5.4$). (vi) Un limnimètre sur plateau glissant permettant de mesurer la hauteur d'eau localement avec une précision de 0.05 mm (maximum 5 % de la hauteur d'eau). (vii) Un obstacle ⑤ de longueur 70 cm, dont la largeur W est ajustable de 0.2 cm à 14 cm par paliers de 0.1 cm, dont la face amont est positionnée à 60 cm à l'aval de la fin du convergent et atteignant le seuil à l'aval. (viii) Un seuil réglable ④, permettant de régler le niveau de la surface libre jusqu'à $h = 8 \text{ cm}$. Et (ix) un déversoir permettant le retour de l'eau au réservoir.

À noter que la largeur du canal ($b = 0.97 \text{ m}$) est grande par rapport à la hauteur d'eau ($h/b = 0.08 \text{ m}$ maximum), la valeur du diamètre hydraulique est donc proche de $4h$. Le nombre de Reynolds sur le diamètre hydraulique peut donc être estimé comme :

$$Re_h = \frac{u_D D_h}{\nu} \simeq \frac{4u_D h}{\nu} = \frac{4Q}{b\nu} \quad (2.5)$$

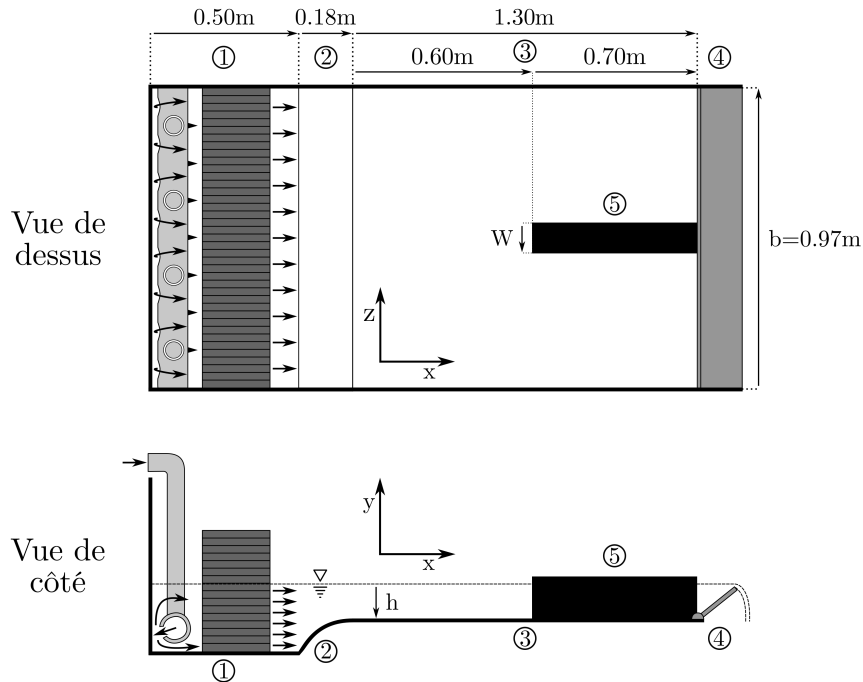


FIGURE 2.1 – Schéma du dispositif expérimental.

et dépend donc uniquement du débit (b et ν étant constants).

Ce dispositif expérimental permet de faire varier deux des trois paramètres adimensionnels (Re_h en ajustant le débit Q et W/h en modifiant simplement W). Le troisième paramètre (h/δ) est plus complexe à régler, puisqu'il fait intervenir la taille de la couche limite δ , qui va dépendre à la fois de la vitesse débitante u_D , de la position de l'obstacle (qui reste ici fixe) et de la hauteur d'eau h . Le tableau 2.1 présente les intervalles de paramètres adimensionnels accessibles grâce au dispositif expérimental.

	Re_h	W/h	h/δ
min	1000	0.67	1.17
max	8600	2.38	4.14

TABLEAU 2.1 – Tableau récapitulatif des échelles de paramètres adimensionnels accessibles au dispositif expérimental.

L'origine du référentiel pour toutes les mesures présentées par la suite sera au centre du pied de la face amont de l'obstacle.

2.3 Moyens de mesure

2.3.1 Matériel de mesure

Les visualisations et mesures des champs de vitesse sont réalisées respectivement par trajectographie et par PIV. Deux types de mesure sont réalisés : des plans verticaux et horizontaux (voir figure 2.3) : (i) Pour la mesure d'un plan vertical la nappe laser éclaire

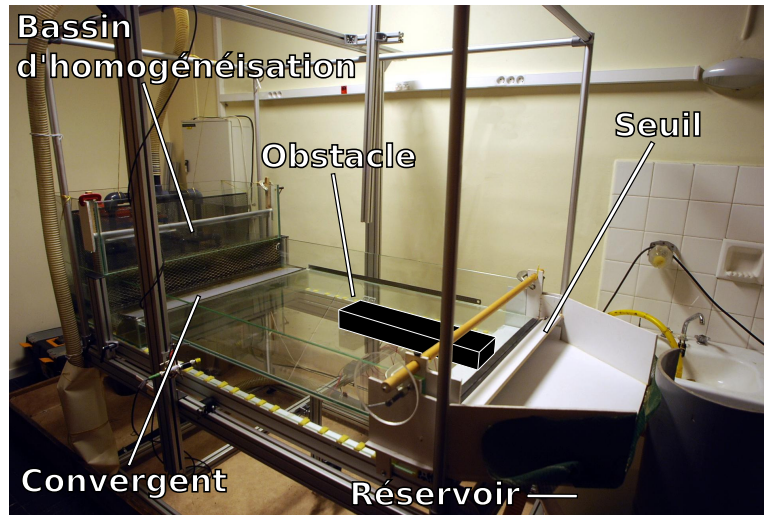


FIGURE 2.2 – Photo du dispositif expérimental.

par le dessous du canal le plan vertical de symétrie à l'amont de l'obstacle et la caméra est placée perpendiculairement au plan de mesure (donc située sur le côté du canal). (ii) Pour la mesure d'un plan horizontal, la nappe laser éclaire par le côté (parallèle au fond) un plan horizontal à l'amont de l'obstacle et la caméra est située perpendiculairement sous le canal.

Le plan laser utilisé pour illuminer le plan de mesure est créé par un laser continu de 4 W émettant à 532 nm muni d'une lentille de Powell. L'eau estensemencée par des particules de verres creuses de 10 μm de diamètre et de densité moyenne de 1.1 (Hollow Glass Spheres de Dantec Dynamics). Les images des particules sont capturées par une caméra monochrome 12bit (Manta G-223b, Allied Vision) disposant d'un capteur de 2048x1088 pixels couplé à un objectif (AF Nikkor 20-35mm f/2.8D, Nikon).

Pour les mesures PIV dans le plan vertical, des doublets d'images séparés par un intervalle de temps adapté à la vitesse de l'écoulement ($1/f_2$) sont réalisés à une fréquence permettant d'observer la dynamique du TFC ($f_{piv,1}$) (méthode dite « double frame »). Pour les mesures PIV dans le plan horizontal, des suites d'images sont réalisées à intervalle régulier (méthode dite « single frame »), afin de pouvoir bénéficier du traitement spécifique présenté dans la section 2.3.3. Pour les trajectographies (réalisées uniquement dans le plan vertical), la fréquence d'acquisition est choisie afin de pouvoir observer la dynamique de l'écoulement (de la même façon que $f_{piv,1}$) et le temps d'exposition est fixé de façon à pouvoir observer clairement les trajectoires des particules, même dans les zones de basse vitesses.

Le traitement d'image et les calculs de corrélation sont réalisés grâce au logiciel Davis de Lavisision. Les traitements d'image incluent pour les mesures PIV : la suppression de fond, l'orthorectification et la restriction d'intensité (SHAVIT et al., 2006) et pour les trajectographies : la suppression du fond, l'orthorectification et les moyennes temporelles glissantes. Les calculs de corrélations sont réalisés en utilisant l'inter-corrélation avec un chevauchement de 50% et des tailles de fenêtre d'interrogation décroissantes.

Les paramètres de mesure sont présentés dans le tableau 2.2 pour les mesures par trajectographie et PIV. f_{traj} est la fréquence d'acquisition des images dans le cas de mesure par trajectographie, $f_{piv,1}$ la fréquence entre deux doublons de prises de vue (donc entre

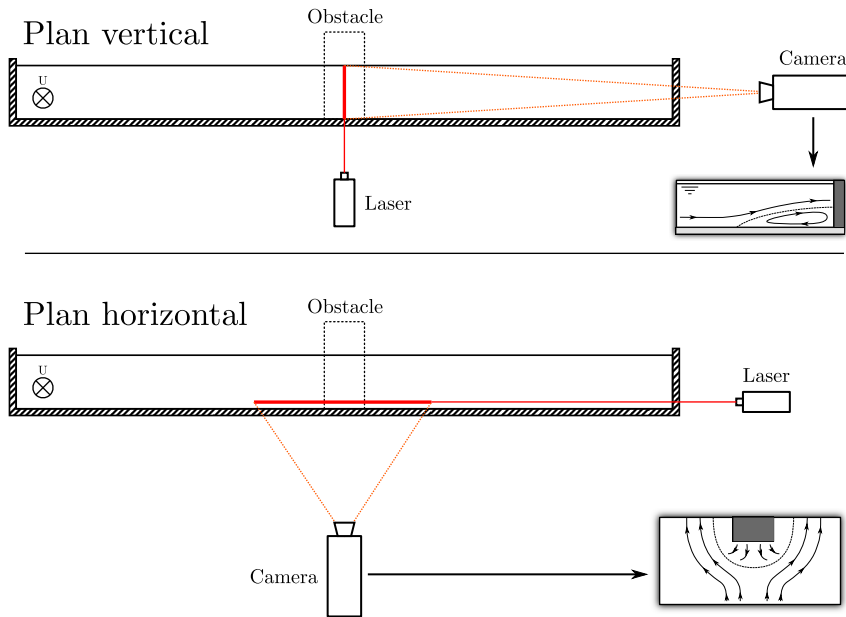


FIGURE 2.3 – Schémas des deux configurations de mesures présentés dans ce manuscrit.

deux champs de vitesse PIV) et $f_{piv,2}$ la fréquence entre deux prises de vue utilisée pour les calculs PIV de corrélations. Le nombre de prises de vue et la fréquence d'acquisition sont choisis de façon à mesurer au moins 20 périodes (dans le cas de comportement périodique du TFC) et à avoir au moins 15 mesures instantanées par période.

2.3.2 Réduction des incertitudes de mesure PIV

L'incertitude de mesure est difficile à estimer en PIV (LAZAR et al., 2010), certains points peuvent cependant être vérifiés pour s'assurer de la bonne précision des résultats.

Incertitudes liées au positionnement du dispositif de mesure

L'épaisseur du plan laser est de 1 mm (95% de l'énergie se situe dans ces 1 mm) ce qui est suffisant pour éviter que le déplacement des particules normalement au plan de mesure influe sur les vitesses 2D mesurées. Ce plan laser peut être positionné à l'altitude ou à la position transverse recherchée avec une précision de 1 mm en position et de 0.3° en angle.

Incertitudes liées au matériel d'acquisition

La cohérence temporelle du laser n'a pas été vérifiée, les calculs de corrélation ne dépendant pas de l'intensité relative des paires d'images. La capacité de la caméra à prendre des photographies à intervalles réguliers a été vérifiée par des chronométrages de prises de vues et des mesures d'écoulements uniformes. La calibration et l'orthorectification des images récupérées par la caméra est réalisée par le biais d'une mire couvrant la totalité du plan de mesure.

Trajectographies		Mesures verticales	Mesures horizontales
Acquisition	Résolution spatiale de l'image	10 pix mm ⁻¹	
	Temps d'exposition	10 ms	
	f_{traj}	1 à 50 Hz	
	Nombre de prises de vue	500	
	Temps de mesure	10 s à 9 min	
Résultat	Résolution temporelle	0.04 à 1 s	
	Résolution spatiale	10 pix mm ⁻¹	
PIV		Mesures verticales	Mesures horizontales
Acquisition	Résolution spatiale de l'image	600 pix dans h	200 pix dans W
	Temps d'exposition	10 ms	10 ms
	$f_{piv,1}$	1 à 2Hz	—
	$f_{piv,2}$	4 à 30Hz	4 à 15Hz
	Nombre de prises de vue	500	500
	Temps de mesure	4 à 17 min	
Traitement	Fenêtre d'interrogation	64 à 12 pix	64 à 12 pix
	Chevauchement	50 %	50 %
Résultat	Résolution spatiale	0.01 h	0.05 W
	Résolution temporelle	0.5 à 1s	0.07 à 0.25s
	Proportion de vecteur faux (en moyenne)	3 %	5 %

TABLEAU 2.2 – Paramètres de mesure pour les mesures par trajectographies et par PIV. $f_{piv,2}$ représente la fréquence d'acquisition des doubles prises de vues ($T_2 = 1/f_2$ correspondant au temps entre deux images sur lesquelles est réalisé la PIV) et $f_{piv,1}$ la fréquence entre les doubles prises de vues ($T_1 = 1/f_1$ correspondant au temps entre deux champs de vitesse obtenues par PIV).

Incertitudes liées à la méthode PIV

La capacité des traceurs à suivre l'écoulement est caractérisée par le nombre de Stokes, dont la formule est la suivantes :

$$St = \frac{\tau_r}{\tau_e} = \frac{\frac{\rho_p d_p^2}{\mu}}{\frac{L_c}{u_D}} = \frac{\rho_p d_p^2 u_D}{\mu L_c} \quad (2.6)$$

avec τ_r le temps de relaxation de la particule, τ_e le temps caractéristique lié à l'écoulement, ρ_p la densité de la particule, d_p le diamètre de la particule, μ la viscosité dynamique du fluide et L_c une distance caractéristique de l'écoulement, dont la borne inférieure peut être estimée comme égale à la distance de Kolmogorov (taille des plus petits tourbillons de l'écoulement) :

$$L_c = \frac{\mu}{\rho u_{max}} \quad (2.7)$$

avec u_{max} la vitesse maximale mesurée au cours de la campagne expérimentale, égale à 0.1 m s^{-1} , pour un nombre de Stokes de 0.012. La différence entre la vitesse des particules et la vitesse de l'écoulement est considérée inférieure à 1% pour des nombres de Stokes inférieurs à 0.1 (TROPEA et al., 2007), ce qui assure le faible effet de l'inertie des particules dans le cas présent.

Les écoulements présentés ici étant relativement lents, il est aussi important de vérifier le rapport de sédimentation (rapport entre la vitesse de sédimentation des particules V_s et la vitesse de l'écoulement V_e). En utilisant la loi de Stokes, on obtient pour ce rapport :

$$\alpha_s = \frac{V_s}{V_e} = \frac{g(\rho_p - \rho_e) d_p^2}{18\mu u_D} \quad (2.8)$$

avec ρ_p et ρ_e les masses volumiques des particules et du fluide et μ la viscosité dynamique. Ce rapport vaut, pour les écoulements les plus lents, $\alpha_s = 0.004$, valeur suffisamment faible pour assurer que la vitesse de convection de la particule due à l'écoulement V_e est prépondérante devant la vitesse de sédimentation V_s .

En ce qui concerne les calculs de corrélation, les prises de vues sont réalisées de façon à ce que les particules soient bien représentées sur plusieurs pixels (pour éviter les effets de « peak-locking »), les fenêtres d'interrogation (les plus petites, dans le cas de calcul de corrélation itératif avec taille de fenêtre adaptatif) sont choisies de façon à contenir une dizaine de particules. De plus les vecteurs issus de mauvaises corrélations (rapport de l'amplitude entre les deux premiers pics de corrélation inférieur à 1.5) sont écartés (cela représente de 1 à 5% des vecteurs calculés, cf. tableau 2.2). Il est généralement conseillé d'avoir des déplacements de particules au maximum équivalents à 2/3 de la taille de fenêtre (des plus grandes fenêtres dans le cas de calcul de corrélation itératifs), afin d'avoir des bonnes précisions de mesures sans que les particules ne quittent les fenêtre d'interrogation. Ces recommandations sont respectées ici.

Le logiciel utilisé pour réaliser les calculs de corrélation (Davis de Lavision) propose le calcul d'une incertitude de mesure basée sur les statistiques de corrélation (WIENEKE, 2015) supposée couvrir toutes les erreurs liées à la corrélation. L'incertitude maximale donnée par cette méthode est de 3% pour les mesures PIV réalisées ici.

2.3.3 Méthode de reconstruction en cas de forte dispersion de vitesse

Comme expliqué dans le paragraphe précédent, pour le calcul de corrélation de PIV, l'intervalle de temps entre deux images doit idéalement correspondre au temps que met

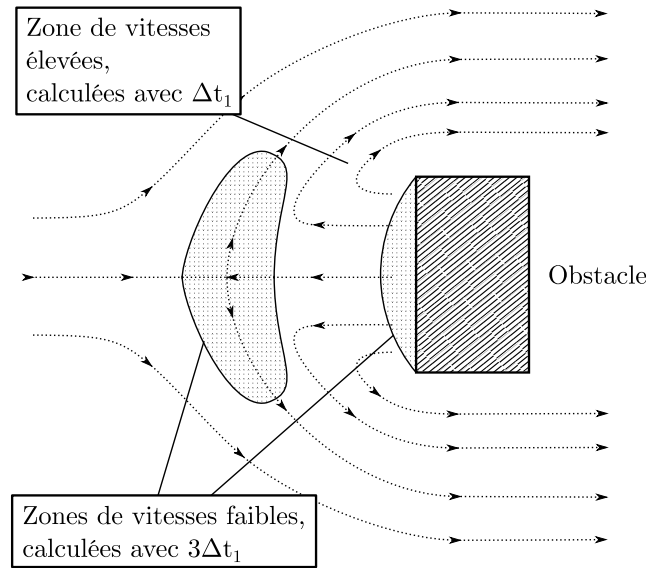


FIGURE 2.4 – Illustration de la méthode de reconstruction en cas de forte dispersion de vitesse pour la mesure horizontale d'un écoulement autour d'obstacle (section 2.3.3).

une particule à se déplacer d'une distance équivalente à un tiers de fenêtre d'interrogation. Si la particule se déplace trop peu, la précision du vecteur vitesse estimé est faible, par contre, si la particule parcourt de plus grandes distances, les chances que des particules quittent la fenêtre d'interrogation augmentent, et la probabilité d'obtenir un vecteur faux ou manquant est plus élevée.

Certains plans de mesures présentent des échelles de vitesse très variées, c'est le cas notamment de mesures horizontales autour d'un obstacle, les vitesses étant très fortes sur les côtés de l'obstacle et très faibles face à l'obstacle (voir figure 2.4). L'utilisation d'un compromis pour l'intervalle de temps donne alors une précision médiocre dans les zones de vitesse extrêmes (faibles ou fortes).

La solution proposée ici est de réaliser les prises de vues avec l'intervalle de temps optimal pour les zone de hautes vitesses (Δt_1). Puis de réaliser plusieurs calculs de champs de vitesse : un premier entre les prises de vues à t et $t + \Delta t_1$ (donc un intervalle de Δt_1), un second entre les prises de vues à $t - \Delta t_1$ et $t + 2\Delta t_1$ (donc avec $\Delta t_2 = 3\Delta t_1$), un troisième entre les prises de vues à $t - 2\Delta t_1$ et $t + 3\Delta t_1$ ($\Delta t_3 = 5\Delta t_1$), etc. Chacun de ces champs étant une estimation du champ de vitesse à $t + \Delta t_1/2$. Et enfin de reconstruire un champ de vitesse instantané avec toutes ces estimations, en sélectionnant pour chaque zone du champ de vitesse l'estimation la plus précise (estimation ayant un intervalle de temps les plus proches de l'intervalle de temps optimal local correspondant à un déplacement de particule égale à $2/3$ de la taille de fenêtre), comme illustré sur la figure 2.4.

2.3.4 Reproductibilité et précision des mesures

La reproductibilité et la précision des mesures est vérifiée (a posteriori) par : (i) La comparaison entre trajectographies et mesures PIV pour des écoulements identiques et réalisées indépendamment (jours différents, matériel de mesure remplacé,ensemencement différent). (ii) La comparaison entre les mesures PIV verticales et horizontales indépendantes pour des écoulements identiques. (iii) La comparaison entre les mesures PIV dans le plan vertical et

la mesure de débit par débitmètre électromagnétique. Le débit calculé par intégrale des mesures de vitesse longitudinale depuis le fond jusqu'à la surface libre est en moyenne supérieur de 5 % (maximum 8 %) au débit mesuré par débitmètre électromagnétique, cette différence pouvant être expliquée par une légère non-uniformité transverse de l'écoulement due aux couches limites se développant sur les bords latéraux du canal. (iv) La comparaison entre les mesures PIV et les champs de vitesse calculé par la théorie des écoulements potentiels. L'ensemble de ces comparaisons est suffisamment rassurant sur la qualité des mesures.

2.4 Caractérisation de la couche limite en l'absence d'obstacle

Au vu de l'importance des caractéristiques de la couche limite dans le processus de génération du TFC, l'étude précise de la couche limite est essentielle. Rappelons ici que les caractéristiques de la couche limite (épaisseur δ et facteur de forme H) sont définies en absence d'obstacle, à la même position que celle où est ensuite placée la face amont de l'obstacle. Les modifications de la couche limite dues à l'introduction de l'obstacle ne sont pas étudiées spécifiquement.

L'épaisseur de la couche limite δ est définie comme la distance à la paroi (suivant l'axe vertical y) où la vitesse longitudinale devient égale à 99% de la vitesse longitudinale maximale :

$$u(\delta) = 0.99u_{max} \quad (2.9)$$

Les épaisseurs en déplacement δ^* et en quantité de mouvement θ sont définies comme :

$$\delta^* = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u(y)}{u_{max}}\right) dy \quad (2.10)$$

$$\theta = \int_0^\infty \frac{u(y)}{u_{max}} \left(1 - \frac{u(y)}{u_0}\right) dy \quad (2.11)$$

et permettent de définir le facteur de forme :

$$H = \frac{\delta^*}{\theta} \quad (2.12)$$

L'épaisseur de la couche limite δ à l'endroit où l'obstacle sera placé (à 60cm à l'aval du convergent) dépend de la vitesse débitante u_D de l'écoulement en approche, de la distance depuis la fin du convergent l_d (qui reste fixe ici), mais aussi, à cause du confinement vertical imposé par la surface libre, de la hauteur d'eau h . Le profil vertical de vitesse longitudinale dans la couche limite est supposé tendre vers la solution de Blasius (BLASIUS, 1908) pour les hautes valeurs de h/δ (où aucun confinement vertical n'est attendu) et vers un demi-profil parabolique de Poiseuille pour des faibles valeurs de h/δ , par analogie avec des écoulements en conduite.

Pour vérifier ces hypothèses, la figure 2.5 montre l'épaisseur de couche limite δ et le facteur de forme H mesurés pour toutes les couches limites utilisées dans la suite, comparés aux valeurs attendues pour les profils de Blasius (δ_B et H_B) (SCHLICHTING et al., 2000) et

de Poiseuille (δ_P et H_P) :

$$\delta_B = \frac{4.92}{\sqrt{Re_{ld}}} \quad (2.13)$$

$$H_B = 2.59 \quad (2.14)$$

$$\delta_P = h \quad (2.15)$$

$$H_P = 2.50 \quad (2.16)$$

avec l_d la longueur de développement de la CL (longueur entre le convergent et l'obstacle), de 60 cm dans cette étude, et Re_{ld} le nombre de Reynolds associé. Cette figure confirme que la couche limite concorde avec un profil de Poiseuille pour des écoulements confinés verticalement et approche un profil de Blasius avec la décroissance du confinement (augmentation de h/δ). Il est à noter que le facteur de forme H reste relativement constant autour d'une valeur de 2.68 proche de H_B , assurant que la couche limite ne subit pas de transition vers la turbulence. De plus, l'intensité turbulente, définie comme :

$$I = \frac{|\vec{u}'|}{|\vec{U}|} = \frac{\sqrt{\frac{1}{2}(u_x'^2 + u_y'^2)}}{\sqrt{U_x^2 + U_y^2}} \quad (2.17)$$

reste suffisamment petite ($< 3\%$) pour assurer que la couche limite est en régime laminaire pour toutes les configurations d'écoulement. Le fait que la couche limite reste laminaire malgré les nombre de Reynolds associées élevés ($Re_{ld} = 2800$ à 106000) s'explique par le confinement vertical dû à la surface libre.

En conclusion, le dispositif expérimental est capable de produire des couches limites laminares (malgré certains hauts nombres de Reynolds) qui sont affectées par le confinement de la surface libre pour $h/\delta_B < 2$.

2.4.1 Déficit de vitesse

Il est à noter que les profils de vitesse ayant des rapports h/δ élevés montrent des déficits de vitesse dans la partie haute de l'écoulement (proche de la surface libre) (voir figure 2.6). Ces déficits sont a priori dus à l'effet du convergent (② sur la figure 2.1). Afin de s'assurer que ce déficit de vitesse n'a pas d'influence particulière sur l'évolution du TFC, un paramètre représentatif du déficit et égal au rapport entre vitesse de surface et vitesse maximale sur le profil de couche limite est défini.

$$\alpha_D = \frac{u(y=h)}{u_{max}} \quad (2.18)$$

Ce déficit reste relativement faible ($\alpha_{D,min} = 92\%$) et les paramètres du TFC (présentés dans les sections 2.3.1) ne montrant aucune corrélation avec ce déficit, son influence est jugée négligeable.

2.5 Plan d'expérience

Un des objectifs de cette thèse étant de mieux appréhender l'impact des trois paramètres adimensionnels de l'équation 2.4 sur la structure et la dynamique du TFC, les cas étudiés sont répartis sur l'espace adimensionnel comme présenté sur la figure 2.7. Comme discuté

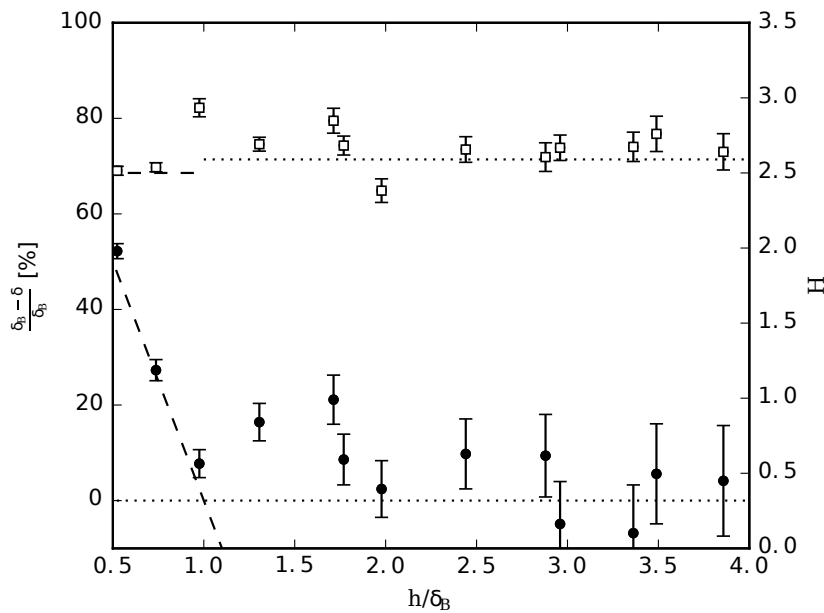


FIGURE 2.5 – Caractéristiques de la couche limite à la position de la face de l’obstacle avant son introduction. Axe gauche : évolution de la déviation de l’épaisseur de couche limite δ mesurée par rapport à la solution de Blasius δ_B (cercles pleins) et solution pour un profil de Poiseuille (traitillées). Axe droite : évolution du facteur de forme mesuré (carrés vides), avec les lignes pointillées et traitillées représentant respectivement le facteur de forme de Blasius ($H_B = 2.59$) et le facteur de forme d’un profil de Poiseuille ($H_P = 2.50$). Les barres d’incertitudes présentées correspondent à une incertitude sur δ de $0.03h$.

à la section 2.2, les valeurs de Re_h et W/h sont bien maîtrisées expérimentalement et permettent une répartition homogène des points de mesure, évitant les interdépendances qui peuvent rendre difficile la compréhension de l’écoulement. Les valeurs de h/δ sont, elles, plus difficiles à régler et les interdépendances résultantes entre u_D et δ seront prises en comptes dans le calcul des corrélations par la suite. Le domaine de mesure est limité par les aspects suivants : pour des valeurs de Re_h faibles, l’apparition d’une recirculation aval liée au seuil dans le plan (x, y) peut affecter le TFC ; les autres limites du domaine sont choisies de façon à ce que les dynamiques intéressantes du TFC puissent être observées, et que l’effet de confinement de la surface libre puisse être suffisamment important. Pour chacun des 80 cas mesurés, des mesures par trajectographie (symboles vides) ou PIV (symboles pleins) sont réalisées dans le plan de symétrie vertical (voir figure 2.3). En plus de ces mesures, 8 cas supplémentaires (symbole carré sur la figure 2.7) sont mesurés pour permettre l’étude détaillée de la transition entre certains régimes du TFC (voir la section 3). Pour ces 13 cas de l’étude détaillée le temps de mesure est allongé (par rapport aux paramètres du tableau 2.2) de façon à obtenir au moins 200 périodes (au lieu de 20).

Le protocole de mesure pour chaque cas est le suivant : (i) les valeurs des trois paramètres adimensionnels (équation 2.4) et des paramètres dimensionnels associés sont définies et le dispositif expérimental est réglé en conséquence, sans obstacle, en réglant la vitesse débitante u_D et la hauteur d’eau h (à travers le réglage du débit et de la hauteur du seuil). (ii) Le profil vertical de vitesse longitudinale dans la couche limite est mesuré (à la

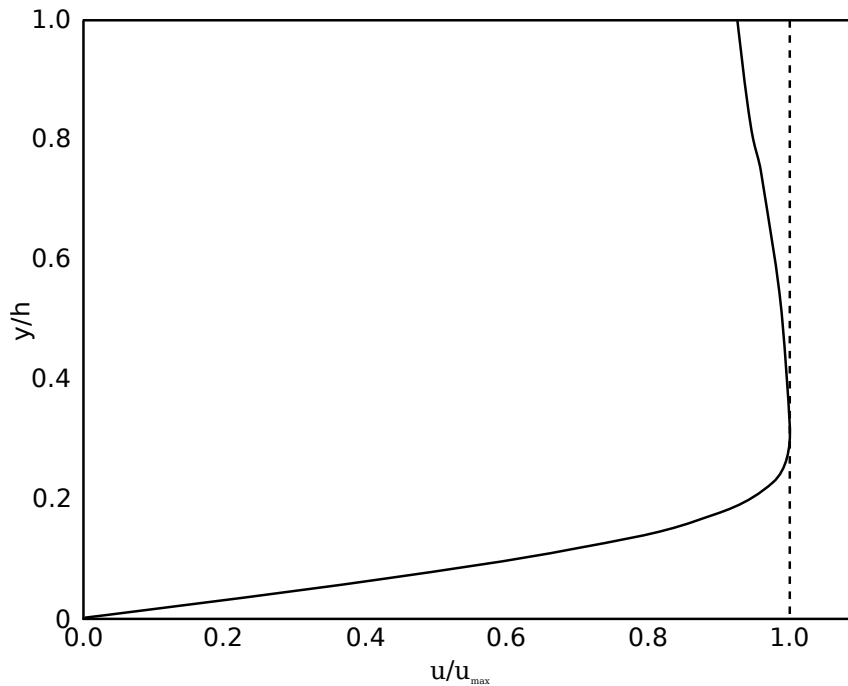


FIGURE 2.6 – Exemple de profil présentant un important déficit de vitesse à la surface pour $h/\delta = 4.02$ ($h = 80mm$).

position où la face de l'obstacle sera) par PIV de façon à obtenir les propriétés de la couche limite. (iii) Un obstacle de largeur W est placé dans l'écoulement, créant ainsi le TFC. (iv) Les mesures PIV ou par trajectographies sont réalisées une fois l'écoulement établi dans le plan vertical de symétrie à l'amont de l'obstacle. (v) Pour certains cas (symboles entourés sur la figure 2.7), des mesures dans le plan horizontal près du fond sont aussi réalisées.

2.5.1 Aspect 3D

En plus du fait qu'il n'est pas obligatoire pour le TFC de rester à tout instant symétrique par rapport au plan vertical de symétrie, ECKERLE et al. (1991) mettent en évidence que le rayon et l'intensité maximale du vortex principal peut survenir en dehors du plan de symétrie de l'obstacle. Dans ce contexte, il devient nécessaire de réaliser des mesures dans le plan horizontal afin de vérifier que les caractéristiques principales du TFC peuvent être déduite à partir des mesures PIV 2D dans le plan vertical de symétrie.

Un champ instantané de vitesse dans le plan horizontal autour de l'obstacle pour une configuration est présenté sur la figure 2.8. Le contournement de l'obstacle par les vortex du TFC est visible à travers les lignes de courant issues des points de selles, qui délimitent les différents vortex (V_1 et V_2 , voir la figure 2.9). Les vortex ne semblent pas subir de modification majeure de leur taille et de leur vitesse au cours du contournement de l'obstacle jusqu'à ce qu'ils interagissent avec la bulle de recirculation complexe qui se développe sur les bords de l'obstacle. Les mesures instantanées résolues en temps ont montré que la position du point de décollement (en $x/W = -1.2$ et $z/W = 0$ sur la figure 2.8) reste constante avec le temps, montrant que les lâchers de vortex depuis les

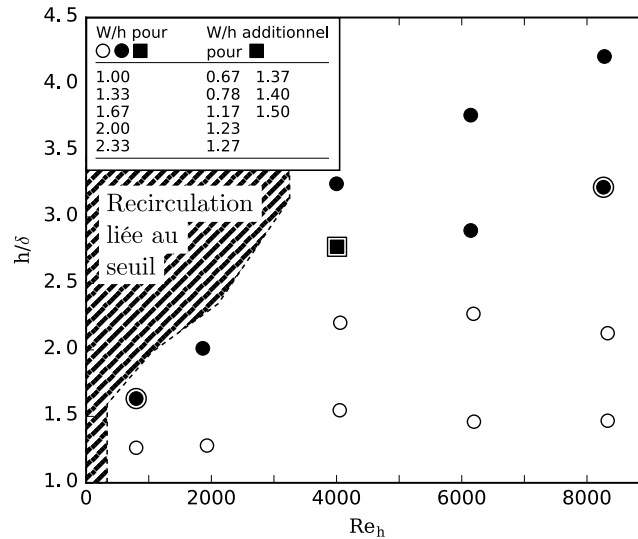


FIGURE 2.7 – Plan d’expérience. Pour chaque point présenté sur cette figure, 5 mesures sont réalisées à W/h variables. Les symboles pleins représentent les cas où des mesures PIV ont été réalisées et les symboles vides les cas où des trajectographies ont été réalisées. Les symboles pleins entourés représentent les cas où des mesures PIV verticales et horizontales ont été réalisées.

zones de recirculation latérales (sur les côtés de l’obstacle) ne sont pas assez énergétiques pour perturber le TFC et le décollement de la couche limite.

Les résultats issus de ces mesures permettent de tirer les conclusions suivantes : (i) Le plan de symétrie instantané de l’écoulement (lié aux filaments de vortex) coïncide, à chaque instant, avec le plan de symétrie de l’obstacle. (ii) Les caractéristiques tridimensionnelles des vortex du TFC peuvent être déduites (de façon qualitative) de leurs mesures dans le plan de symétrie, étant donné qu’aucune transformation importante des vortex n’apparaît au cours du contournement (augmentation importante de taille ou de circulation, évolution importante de la distance au centre de l’obstacle, ...). (iii) En conséquence, la mesure du TFC dans le plan vertical de symétrie est une approche adaptée pour étudier le comportement du TFC. Les autres configurations où des mesures horizontales ont été réalisées (voir figure 2.7) mènent aux mêmes conclusions, permettant à l’étude présente de se baser uniquement sur des mesures dans le plan vertical de symétrie.

À noter cependant que ces conclusions ne sont valables que dans le cas d’obstacles très longs (rapport L/W élevé). Le cas d’obstacle plus courts où la recirculation aval impacte le TFC est discuté dans la chapitre 6.

2.6 Mesures des paramètres du TFC

Le but de cette étude est d’utiliser les mesures PIV et les visualisations par trajectographie pour extraire des caractéristiques qualitatives et quantitatives du TFC.

Une caractéristique majeure du TFC est la distance λ (voir figure 2.9) séparant l’obstacle du point de décollement de la couche limite, définie comme la position la plus amont possible où les contraintes de cisaillement selon x sur la paroi inférieure sont nulles. Cette distance est représentative de la longueur (selon x) du TFC. Une seconde caractéristique importante

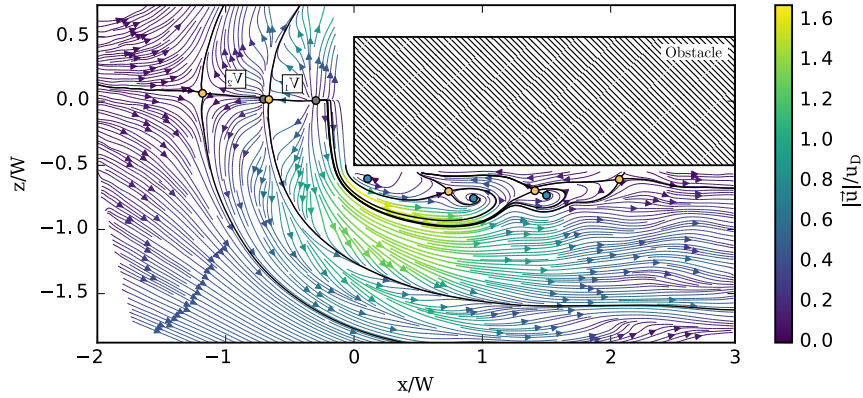


FIGURE 2.8 – Champ de vitesse instantané dans le plan horizontal près du fond ($y = 0.01h$) et points critiques associés pour une configuration menant au régime oscillant ($Re_h = 4272$, $h/\delta = 2.70$, $W/h = 1.67$). La couleur des lignes de courant est représentative de la magnitude de la vitesse. Les cercles représentent les points critiques détectés : points de selle (jaune), nœuds instables (gris) et centres de vortex (bleu). Les lignes épaisses sont les lignes de courant venant et terminant aux points de selles et délimitent les vortex du TFC. V_1 et V_2 sont respectivement les vortex principal et secondaire.

est la position des centres de vortex (figure 2.9). Les vortex dont la vorticité est de même signe que la vorticité de la couche limite seront notés V_i , avec i le numéro du vortex, en partant du vortex le plus à l'aval, et (x_i, y_i) leurs positions. V_1 et V_2 seront aussi appelés « vortex principal » et « vortex secondaire ». Les vortex contra-rotatifs, localisés près du fond et juste à l'amont des vortex définis précédemment seront notés V_{ci} , avec i le numéro du vortex V_i associé. Les vortex du TFC supérieur (voir figure 2.9), lorsqu'ils seront présents, seront notés V_{si} et leur position (x_{si}, y_{si}) . Le point de décollement à la surface libre associé au TFC supérieur sera noté λ_s .

Les incertitudes de mesure dépendent de la résolution spatiale liée à la hauteur d'eau h et sont estimées à $0.05h$ pour les trajectographies et à $0.02h$ pour les mesures PIV.

Comme proposé par BALLIO et al. (1998), pour améliorer la comparaison entre obstacles de différentes formes, le point de référence pour les distances longitudinales (sur l'axe x) n'est pas la face de l'obstacle ($x = 0$), mais plutôt un point à $x = W/2$ (voir figure 2.9). L'incertitude sur ces distances longitudinales est estimée à environ $0.05h$ pour les trajectographies et $0.02h$ pour les mesures PIV, la résolution spatiale des mesures dépendant de h (voir la section 2.3.1).

Les propriétés des vortex, comme leur circulation et leur rayon, sont difficiles à définir à proximité de fortes couches de cisaillement (la couche limite dans ce cas), la méthode classique d'obtention du rayon d'un vortex consistant à définir un seuil sur la vorticité pouvant être rendue inopérable par la vorticité intrinsèque (due au cisaillement) de la couche limite. La vorticité résiduelle (KOLÁŘ, 2011) (définie aussi dans la section A.2), est issue de la décomposition de la vorticité en une composante de cisaillement et une composante résiduelle de rotation. L'utilisation de cette vorticité résiduelle à la place de la vorticité classique pour obtenir la région du vortex permet de ne pas prendre en compte la vorticité issue de la couche limite. Le rayon du vortex est alors obtenu en ajustant l'équation d'un cercle sur le pourtour de la région du vortex, et sa circulation en intégrant la vorticité résiduelle sur la région du vortex.

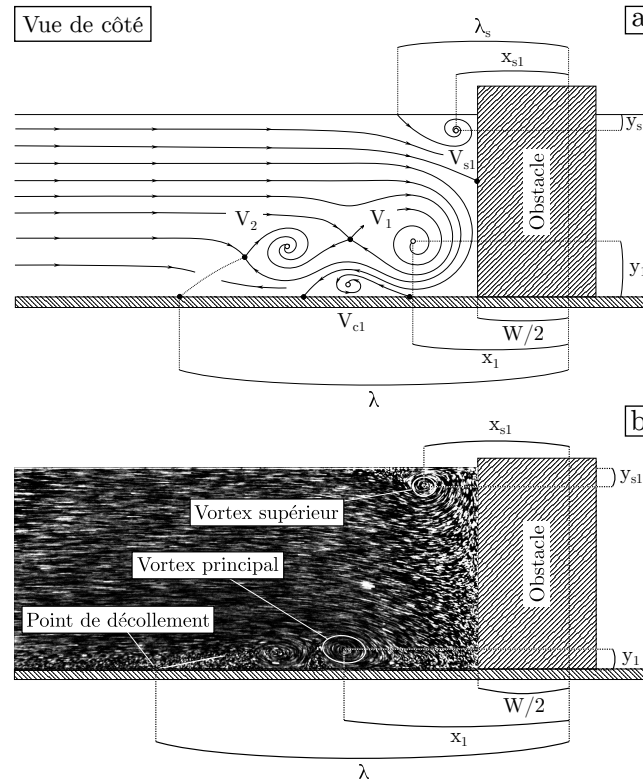


FIGURE 2.9 – (a) Schéma illustrant la méthode de mesure des caractéristiques principales du TFC et (b) exemple de mesure sur une image de trajectographie.

2.7 Détection des points critiques

Dans le but d'obtenir des données quantitatives sur la dynamique du TFC et d'en établir une typologie claire, les points critiques (voir la section A.1 pour plus de détails sur les points critiques) dans le plan vertical de symétrie sont détectés et suivis dans le temps pour les configurations mesurées par PIV. En plus de résumer efficacement l'évolution temporelle de la structure du TFC, les trajectoires des points critiques permettent de mener des études statistiques et de comparer précisément les topologies issues de différents cas. A noter qu'il existe d'autres méthodes de suivi des structures cohérentes, notamment : (i) les critères basés sur les gradients (voir section A.2), ne donnant une information que sur la position des centres de vortex, et (ii) les méthodes dites LCS (« Large Coherent Structures »), basées sur les FTLE (« Finite Time Lyapunov Exponent »), particulièrement adaptées à la détection de points de selle dynamiques, mais plus complexes et plus lourdes à mettre en œuvre.

Les points critiques sont dépendants du référentiel de mesure, et, par conséquent, incapable de suivre des vortex advectés à vitesse élevées (voir l'annexe A.2). Dans ce cas, des critères basés sur les gradients, comme le critère λ_2 (JEONG et al., 1995) ou la vorticité résiduelle (KOL  R, 2011) sont beaucoup plus efficaces pour détecter et suivre les vortex (voir l'annexe A.2 pour plus de détails sur les critères de détection). Cependant, la vitesse de convection des vortex rencontrés dans cette étude (vitesse de leurs centres) restant petite devant la vitesse qu'ils induisent sur l'écoulement, et au vu des informations topologiques additionnelles données par les points critiques, ils seront utilisés dans la suite

pour caractériser la dynamique du TFC.

Un état de l'art concernant la détection des vortex (et notamment les différences entre les critères basés sur la topologie (comme les points critiques) et critères basés sur les gradients de vitesse) est disponible en annexe, section A.

La méthode de détection et de suivi des points critiques, inspirée par GRAFTIEUX et al. (2001), DEPARDON et al. (2007) et EFFENBERGER et al. (2010) est détaillée en annexe (section B) et ses 6 étapes sont résumées ici : (i) Pré-filtrage des champs de vitesse résolus en temps en utilisant une reconstruction sur une base modale tronquée, obtenue par POD (voir la section B.2 en annexe pour plus de détails sur la POD). Les modes POD ne sont pas filtrés en utilisant le critère classique sur l'énergie, mais selon la dispersion de leurs spectres spatiaux, représentative de la présence de larges structures (voir la section B.2 pour plus de détails sur ce critère). Cette étape vise à réduire le bruit de mesure, supprimer les éventuelles structures de petites tailles (pour mettre en évidence les structures de grandes tailles) et remplacer les vecteurs manquants (voir la section 2.3.1 concernant les vecteurs manquants en PIV) par des interpolations à la fois spatiales et temporelles des champs de vitesse. (ii) Détection, sur chaque champ de vitesse instantané, des mailles de la grille de mesure susceptibles de contenir des points critiques en utilisant la méthode des « level-sets » puis un balayage de l'indice de Poincaré-Bendixson (HUNT et al., 1978) (voir aussi la section A.1 en annexe pour plus de détails sur cet indice). (iii) Détection de la position des points critiques au sein des mailles de la grille de mesure, en utilisant la méthode de EFFENBERGER et al. (2010). (iv) Détermination du type de chaque point critique (point de selle, nœud stable ou instable, centre de vortex contra-rotatif ou non) en fonction des valeurs propres de la matrice jacobienne de la vitesse. (v) Simplification topologique (optionnelle) en utilisant le critère Γ de GRAFTIEUX et al. (2001). Cette étape permet de ne conserver que les points critiques associés à des structures de grande taille. (vi) Construction des trajectoires des points critiques en utilisant une méthode basée sur la minimisation de la somme des longueurs de trajectoires.

2.8 Calcul des trajectoires moyennes

Pour chaque configuration d'écoulement, les trajectoires des centres de vortex sont moyennées par groupe en fonction de leur similarité. La méthode utilisée est décrite en détails en annexe (section B.7) et assure que seules des trajectoires représentatives d'évènements dynamiques similaires sont regroupées pour créer une trajectoire moyenne.

Les trajectoires moyennes permettent ensuite de calculer les champs de vitesse (résolues en temps) qui leur sont associés. Ces champs de vitesse servent notamment à calculer les tailles et les circulations des vortex des trajectoires moyennes.

Ce chapitre a présenté l'analyse dimensionnelle de l'écoulement, le dispositif expérimental, les moyens de mesure (PIV et trajectographies), les méthodes de traitement des champs de vitesse obtenus (détection des points critiques et calcul des trajectoires moyennes) et le plan d'expérience. Les chapitres suivants exposeront les résultats, en commençant par le chapitre 3 concernant la typologie de l'écoulement.

Chapitre 3

Typologie de la dynamique du TFC

Sommaire

3.1	Aperçu de l'évolution cohérente	40
3.1.1	Définition des phases	40
3.1.2	Définition des régimes	41
3.2	Aperçu de l'évolution irrégulière	41
3.3	Régime cohérent	42
3.3.1	Régime stable	42
3.3.2	Régime oscillant	43
3.3.3	Régime de fusion	43
3.3.4	Régime de diffusion	45
3.3.5	Phase d'échappement	45
3.3.6	Transition du régime stable au régime de fusion	48
3.3.7	Transition entre le régime de fusion et le régime de diffusion	50
3.3.8	Régime complexe	51
3.4	Régime irrégulier	53
3.4.1	Apparition du régime irrégulier	53
3.4.2	Origine des instabilités	53
3.5	Évolution des régimes	56

La première étape de l'étude du TFC est la catégorisation de ses différents comportements dynamiques possibles en régimes formant une typologie. Cela permet d'offrir une vue d'ensemble des possibilités d'organisation de l'écoulement. Certains auteurs, comme BAKER (1978), ont établi des typologies du TFC en se basant sur le nombre de vortex qu'il contient. Cependant, comme GRECO (1990) et LIN et al. (2008) l'ont aussi proposé, la typologie définie ici est basée sur la dynamique des vortex, cet aspect semblant plus important quant aux caractéristiques du TFC que le nombre de vortex le composant. Le nombre de vortex composant le TFC sera discuté ultérieurement, dans la section 4.6.

3.1 Aperçu de l'évolution cohérente

Comme vu dans la section 1, le TFC est composé d'une succession de vortex V_i . Ces vortex peuvent soit être stationnaires, soit avoir un mouvement « pseudo-périodique », constitué d'une alternance de processus élémentaires de durées équivalentes T et appelés « phases » par la suite. Pour une configuration d'écoulement, les phases successives peuvent (ou non) être substantiellement différentes, mais partagent toutes le même état initial : cela ramène toujours le TFC dans son état initial à la fin de la phase (*i.e.* les états initiaux et finaux d'une phase sont similaires). Les différentes phases observées sont décrites dans la section 3.1.1 et servent de base à la définition des régimes de la typologie, présentée dans la section 3.1.2.

3.1.1 Définition des phases

Toutes les phases observées peuvent être classées en quatre catégories : (i) La phase « oscillante », où le déplacement de chaque centre de vortex est une ellipse (allongée dans le sens de l'écoulement) qui le ramène près de sa position initiale après une période. (ii) La phase de « fusion », où le vortex principal (V_1) suit la même trajectoire que pour la phase oscillante, mais fusionne avec le vortex secondaire (V_2) à la fin de celle-ci. La fusion entre deux vortex est définie du point de vue des points critiques, comme une bifurcation depuis un point de selle et deux centres de vortex vers un seul centre de vortex. Lorsqu'il disparaît par fusion, V_2 est remplacé par le troisième vortex V_3 , tandis qu'un nouveau vortex apparaît à l'extrémité de la surface de décollement (voir figure 1.1). (iii) La phase de « diffusion », analogue à la phase de fusion, mais pour laquelle la circulation et la taille du vortex principal V_1 diminuent au cours de la phase, atteignant la position de fusion avec une circulation faible en regard de celle du vortex secondaire. Une phase sera considérée comme phase de diffusion si la circulation du vortex principal est inférieure à 25% de la circulation du vortex secondaire au moment de la fusion (ce pourcentage peut atteindre 0% si le vortex principal se dissipe complètement avant d'atteindre la zone de fusion). (iv) La phase « d'échappement », où le vortex principal s'échappe du TFC, est convecté vers l'aval et se dissipe près de l'obstacle. Le vortex principal sera considéré comme étant « échappé » si :

$$\Delta x > 4\max(R_1, R_2) \quad (3.1)$$

avec Δx la distance qui sépare le vortex principal V_1 du vortex secondaire V_2 et R_1 et R_2 les rayons des vortex V_1 et V_2 . À partir de ce moment, le vortex principal est considéré en dehors du TFC, V_2 remplace V_1 , V_3 remplace V_2 , ... et un nouveau vortex apparaît à la fin de la surface de décollement.

3.1.2 Définition des régimes

La définition de ces quatre phases observées au cours des expériences permet de classer les différents écoulements de la figure 2.7 d'écoulement en sept régimes cohérents, représentés sur la figure 3.1, et deux régimes transitionnels :

(i) Le régime « sans vortex », où aucun vortex n'apparaît sur la pseudo-couche de cisaillement (similaire à la figure 5.1c). Ce régime n'a pas été observé dans cette étude, mais a été rapporté par SCHWIND (1962) pour un obstacle immergé, et est supposé exister dans le cas d'obstacles émergents pour des nombres de Reynolds bas (voir la section 5.2 pour plus de détails).

(ii) Le régime « Stable », où la position et la circulation des vortex restent constantes. Un TFC sera considéré en régime stable si l'amplitude moyenne du déplacement des centres de ses vortex n'excède pas $0.03W$.

(iii) Le régime « oscillant »,

(iv) le régime de « fusion » et le

(v) le régime de « diffusion », composés d'une succession de phases similaires du même nom (dans la pratique, au moins 95% de phases similaires).

(vi) Le régime transitionnel « oscillant-fusion », composé d'une alternance irrégulière de phases oscillantes et de phases de fusion. Dans ce régime, les phases restent relativement similaires même s'il ne leur est pas attribué le même type de phase à chaque période.

(vii) Le régime transitionnel « fusion-diffusion », composé d'une alternance irrégulière de phases de fusion et de phases de diffusion.

(viii) Le régime d'« échappement », composé d'une succession de phases d'échappement similaires. Ce régime n'a pas été observé dans cette étude (même si des phases d'échappement ont été observées dans le régime complexe suivant), mais a été rapporté par GRECO (1990) et THOMAS (1987) pour des configurations avec obstacles immergés. La position de ce régime dans la typologie 2D (figure 3.1) reste donc cependant incertaine.

(ix) Le régime « complexe », composé par une succession apparemment chaotique de phases oscillantes, de fusion, de diffusion et/ou d'échappement. Ce régime est ainsi caractérisé par une importante dispersion des phases, *i.e.* les phases successives sont particulièrement différentes les unes des autres, même dans les cas où elles partagent le même type de phase, contrairement aux régimes transitionnels définis précédemment.

Ces régimes sont détaillés un à un dans la section 3.3.

La typologie définie ci-dessus (et figure 3.1) est partiellement similaire à celle présentée par GRECO (1990) pour une configuration avec un obstacle immergé : le régime stable peut être assimilé au « steady vortex system », le régime oscillant au régime « oscillating vortex system », le régime de fusion au « amalgamating vortex system », le régime d'échappement au « breakaway vortex system » et le régime irrégulier au « transitional vortex system ». Le régime complexe n'a pas été rapporté dans la littérature (à la connaissance de l'auteur), que ce soit dans la configuration d'obstacles immergés ou émergents. À noter de plus que la typologie de GRECO (1990) est basée sur des visualisations d'écoulement et, de ce fait, ne définit pas précisément les limites entre régimes.

3.2 Aperçu de l'évolution irrégulière

Les régimes cohérents définis dans la section précédente (3.1) montrent des vortex de grandes tailles ayant une bonne cohérence dans le temps. Pour d'autres cas, le TFC montre

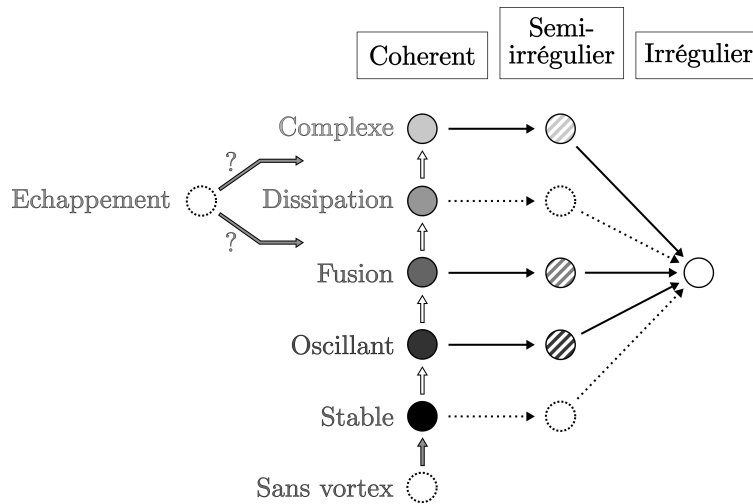


FIGURE 3.1 – Organisation des régimes du TFC. Chaque cercle représente un régime observé, classé verticalement selon l'évolution cohérente et horizontalement selon l'évolution irrégulière. Les flèches blanches représentent les transitions de l'évolution cohérente et les flèches noires les transitions de l'évolution irrégulière. Les cercles et les flèches en pointillés correspondent aux régimes et aux transitions qui n'ont pas été observés, mais sont supposés exister.

un comportement instationnaire et aperiodique, caractérisé par la présence de structures non-cohérentes de petite taille, et sera dit en régime « irrégulier » (dont l'évolution est schématisée par l'axe horizontal sur la figure 3.1). La transition entre un régime cohérent et un régime irrégulier sera dit en régime « semi-irrégulier », et est caractérisée par des périodes de régime cohérent, ponctuellement perturbées par des éruptions de structures de petites tailles (caractéristiques du régime irrégulier). L'évolution des régimes cohérents vers le régime irrégulier sera détaillée dans la section 3.4.

3.3 Régime cohérent

3.3.1 Régime stable

En régime stable, chaque vortex reste à une position donnée au cours du temps. La figure 3.2a montre un exemple de TFC en régime stable où les points critiques indiquent la présence de deux vortex, confirmée par la forme des lignes de courant. La taille des zones de présence de ces points critiques au cours du temps confirme la stabilité des centres de vortex, et donc du TFC, dans le temps.

La topologie classique du TFC, discutée par exemple par YOUNIS et al. (2014b) est bien visible sur la figure 3.2a, avec : 1. le décollement de la couche limite à $x/W = -1.9$, 2. une surface de décollement de $x/W = -1.9$ à $x/W = -1.2$ (ligne verte), 3. une succession de vortex (deux dans le cas présent) dont la vorticité est de même signe que celle de la couche limite, séparés par des points de selle (associ es aux zones de présence bleues), 4. des vortex contrarotatifs situés entre les précédents vortex, (un dans le cas présent) et 5. un courant descendant (de $x/W \approx -0.5$ à $x/W = 0$), visible grâce à la courbure des lignes de courant, qui fait rattacher l'écoulement près du pied de l'obstacle à $x/W \approx -0.1$.

L'aspect tridimensionnel de l'écoulement est indirectement visible, les vitesses ralentissant dans la partie supérieure de l'écoulement en s'approchant de l'obstacle, et les lignes de courant décrivant des spirales vers les centres de vortex. Le ralentissement de l'écoulement (sans augmentation de surface) au fur et à mesure du rapprochement de l'obstacle traduit une divergence négative près de l'obstacle (*i.e.* l'écoulement s'éloigne du plan de symétrie) liée au gradient de pression adverse. La figure 3.3 montre que le TFC a aussi un impact sur la répartition de la divergence : des zones de divergence élevée sont localisées près du fond, et sont associées avec des contractions de l'écoulement plutôt qu'avec des modifications de la vitesse (comme c'est le cas pour la divergence liée au gradient de pression adverse). Le fait qu'une divergence positive puisse être observée dans le TFC (en $x/W \approx -0.9$ et $y/\delta \approx 0.05$) montre que le TFC est capable d'attirer du fluide depuis les alentours du plan de symétrie vers celui-ci (suivant l'axe z), malgré la tendance de l'écoulement à s'en écarter, et de créer des écoulements transverses au plan de symétrie.

3.3.2 Régime oscillant

Le régime oscillant est illustré pour une configuration sur la figure 3.2b. La typologie de l'écoulement moyen est similaire à celle observée dans le cas du régime stable (section 3.3.1), avec un vortex supplémentaire. Les zones de présence des centres de vortex sont allongées mais ne se superposent pas les unes les autres, montrant que les vortex se déplacent, mais ne disparaissent pas avec le temps. Il est à noter que les centres de vortex restent sur la pseudo-couche de cisaillement, commençant au point de décollement et finissant à la position du vortex principal V_1 . Les zones de présence des points de selle présentent les mêmes caractéristiques que les centres de vortex, montrant que ce mouvement oscillant est bien partagé par la totalité de la structure du TFC.

La figure 3.2c montre l'évolution temporelle de la position des points critiques dans le temps durant 4 périodes. Le déplacement périodique quasi-sinusoïdale est partagé par la totalité des points du TFC. Un déphasage est cependant visible entre les oscillations des différents points critiques, révélant que le vortex principal V_1 est la source de la dynamique oscillante du TFC, alors que les autres vortex suivent simplement le mouvement.

3.3.3 Régime de fusion

La figure 3.4 illustre l'évolution du régime de fusion durant 3 périodes. La topologie globale, déjà mentionnée pour les cas stable et oscillant est aussi valide pour ce cas. La différence principale avec le régime oscillant est l'apparition périodique de vortex à l'extrémité aval de la surface de décollement pour remplacer les vortex disparaissant par fusion. Les vortex ont par conséquent un cycle de vie limité dans le temps. Le vortex mis en évidence sur la figure 3.4 apparaît à l'extrémité aval de la surface de décollement ($x/W = -1.15$ et $y/\delta = 0.22$) à $t/T = 0$, est convecté vers l'aval en gagnant en taille et en circulation jusqu'à $t/T = 2.6$, puis ralentit tandis que son rayon diminue et finit par remonter vers l'amont et fusionner avec le vortex le précédant (V_2) à $t/T = 3.2$. Il est à noter que la disparition du vortex principal (par fusion) et la création de vortex à la surface de décollement ne sont pas nécessairement simultanées, ce qui résulte en un nombre de vortex qui varie au cours du temps entre 3 (à $t/T = 0.6$ par exemple) ou 4 (à $t/T = 0.0$ par exemple).

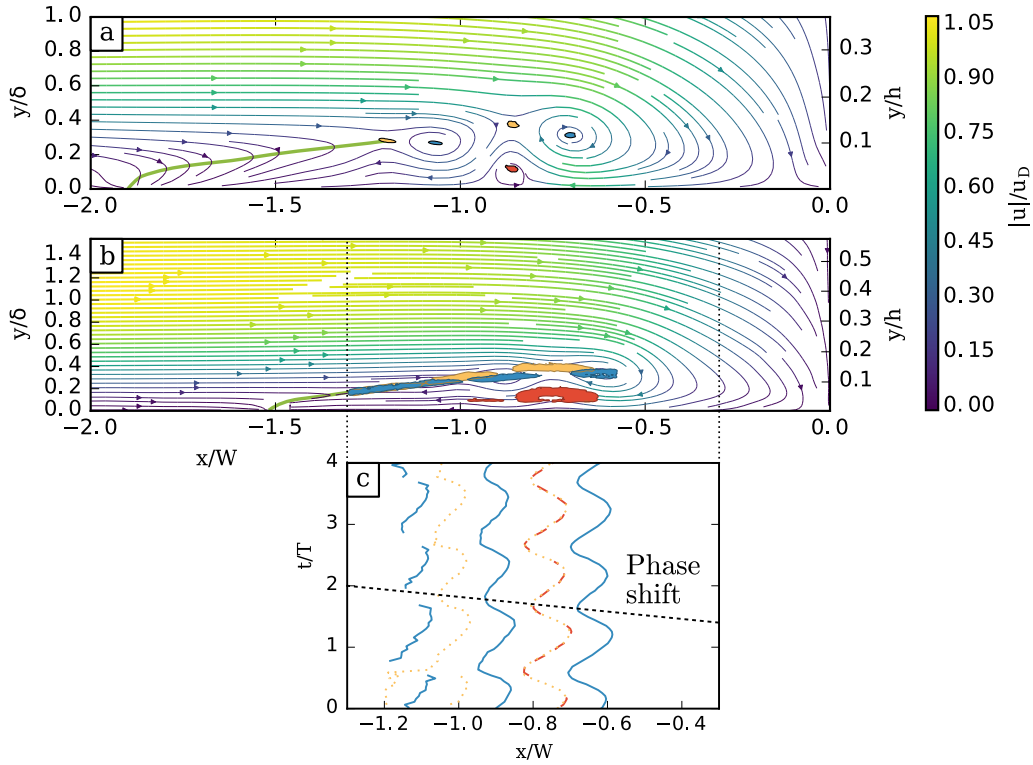


FIGURE 3.2 – Champ de vitesse moyen (lignes de courant colorées avec la magnitude de la vitesse) dans le plan vertical de symétrie pour : (a) une configuration en régime stable ($Re_h = 4271$, $h/\delta = 2.70$, $W/h = 0.79$) et (b) : une configuration en régime oscillant ($Re_h = 4271$, $h/\delta = 2.70$, $W/h = 1.23$, $T = 21.01s$). Les zones où 99% des points critiques sont présent sont calculées en utilisant la méthode décrite dans la section B.6 et sont représentées par des zones de couleurs (bleu pour les centres de vortex, rouge pour les centres de vortex contrarotatifs et jaune pour les points de selle). La ligne verte représente la coupe de la surface de décollement dans le plan de symétrie. (c) Évolution temporelle de la position des points critiques selon x pour le cas (b), avec le même code couleur. Le déplacement des points critiques montre un déphasage remontant depuis le vortex principal V_1 vers l'amont, à une vitesse de $0.29u_D$. L'orthonormalité des champs de vitesse est conservée (les images ne sont pas déformées, malgré l'adimensionnement des axes).

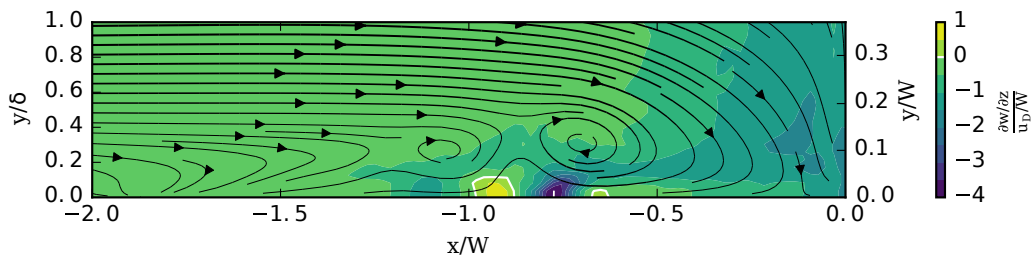


FIGURE 3.3 – Divergence moyenne normalisée du champ de vitesse 2D dans le plan vertical de symétrie et lignes de courant (lignes noires) pour le cas de la figure 3.2. La divergence 2D est égale à $\frac{\partial w}{\partial z}$ et est représentative du flux s’approchant ($\frac{\partial w}{\partial z} > 0$) ou s’éloignant ($\frac{\partial w}{\partial z} < 0$) du plan de mesure. L’orthonormalité est conservée, malgré l’adimensionnement des axes.

3.3.4 Régime de diffusion

Le régime de diffusion est relativement similaire au régime de fusion, mais le vortex principal perd une grande partie de sa circulation avant d’atteindre la zone de fusion. La fin du cycle de vie d’un vortex pour un TFC en régime de diffusion est présentée sur la figure 3.5, depuis le moment où le vortex principal V_1 commence à perdre sa circulation ($t/T = 3.0$), jusqu’à sa disparition à $t/T = 3.9$. Au moment de la fusion, le vortex principal a une circulation très faible, et est absorbé par le vortex secondaire V_2 sans affecter ses propriétés ou sa trajectoire. Les figures 3.4 et 3.5 révèlent les similitudes et les différences entre les régimes de fusion et de diffusion.

L’évolution de la circulation et du rayon des vortex est similaire pour toutes les phases de diffusion : ils augmentent dans la partie amont du TFC et diminuent dans la partie aval. L’évolution de la taille et de la circulation des vortex est le résultat de l’équilibre entre : (i) Le gradient de vitesse vertical dû au décollement de la couche limite, important dans la partie amont du TFC, qui alimente les vortex en vorticité. (ii) La diffusion croisée de la vorticité avec la vorticité crée au contact de la paroi (SEAL et al., 1995), ainsi que l’étirement dû au contournement de l’obstacle, qui étire les vortex et augmente cette diffusion.

Le phénomène de diffusion croisé est visible sur la figure 3.6. L’interaction entre la paroi et le vortex crée de la vorticité négative à l’arrière de celui-ci. Cette vorticité s’enroule autour du vortex et, par diffusion, réduit sa vorticité.

En conséquence de ces deux mécanismes, la taille d’un vortex situé dans la partie amont du TFC augmente, alors que la taille d’un vortex situé dans la partie aval du TFC diminue.

3.3.5 Phase d’échappement

Aucun régime d’échappement n’ayant été observé, une phase d’échappement faisant partie d’un régime complexe est pr sent e sur la figure 3.7 (cela explique pourquoi l’écoulement est diff rent à $t/T = 2.2$ et   $t/T = 3.1$) Ces phases d’échappement diff rent des phases de fusion et de diffusion par le fait que le vortex principal s’échappe de l’influence des autres vortex, se déplace vers l’aval et se dissipe près de l’obstacle. Le vortex mis en évidence sur la figure 3.7 (qui est le vortex principal sur le premier champ de vitesse à $t/t = 2.2$) s’échappe à $t/T = 2.8$ et est rapidement convecté vers l’aval en perdant en rayon et en circulation jusqu’à sa disparition près de l’obstacle ($x/W = -0.2$)   $t/T = 3.7$. Contrairement à ce qui a été observé par DOLIGALSKI et al. (1994), dans le cas présent,

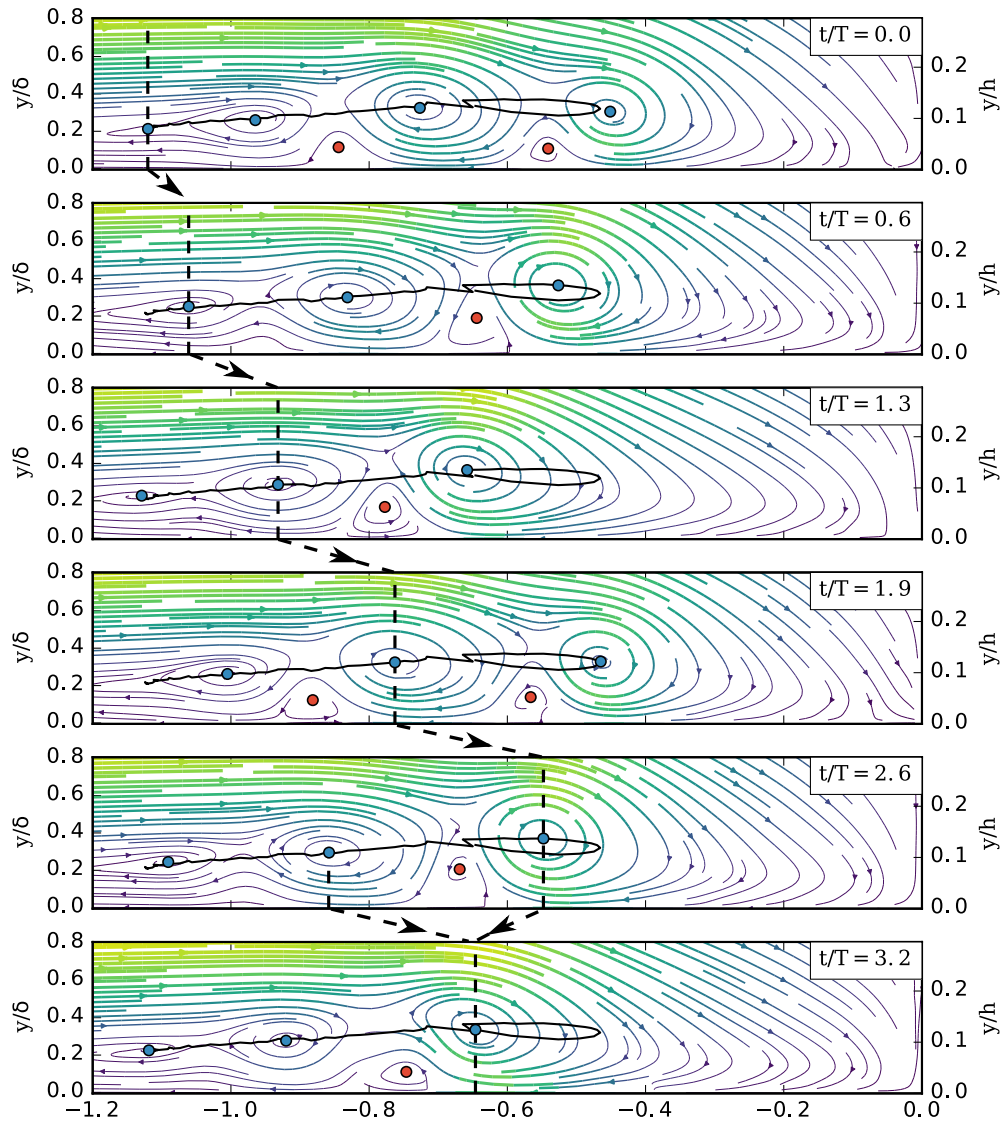


FIGURE 3.4 – Champs de vitesse instantanés successifs dans le plan vertical de symétrie dans la configuration d'un régime de fusion ($Re_h = 6397$, $h/\delta = 3.69$, $W/h = 1.67$, $T = 20.02s$). Les points de couleur sont les points critiques détectés (même code couleur que la figure 3.2). La ligne noire représente la trajectoire spatiale du vortex mis en évidence. L'orthonormalité est conservée, malgré l'adimensionnement des axes.

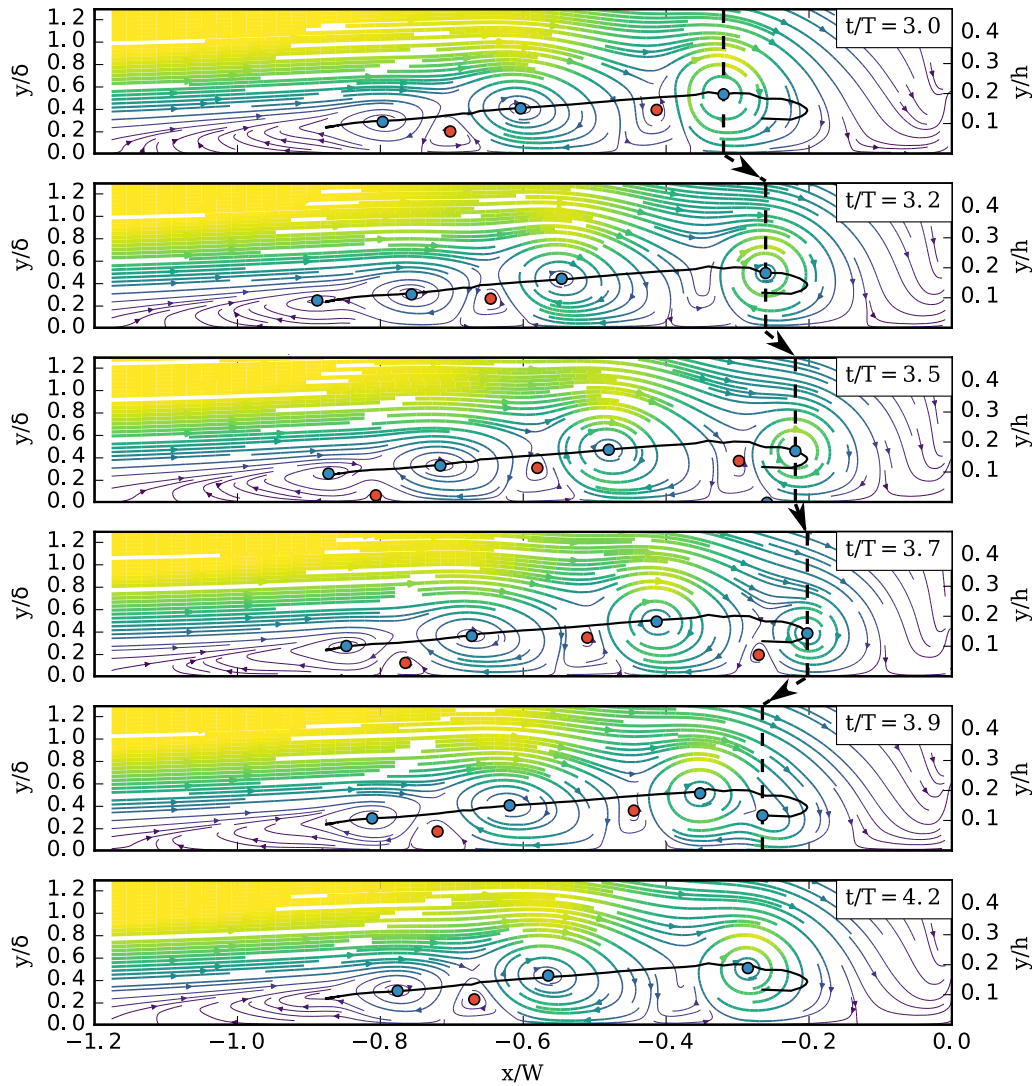


FIGURE 3.5 – Champs de vitesse instantanés successifs dans le plan vertical de symétrie dans la configuration d'un régime de diffusion ($Re_h = 4250$, $h/\delta = 2.7$, $W/h = 2.36$, $T = 16.5s$). $t/T = 0$ correspond à l'instant de la naissance du vortex mis en évidence. Les points de couleur sont les points critiques détectés (même code couleur que la figure 3.2). La ligne noire représente la trajectoire spatiale du vortex mis en évidence. L'orthonormalité est conservée, malgré l'adimensionnement des axes.

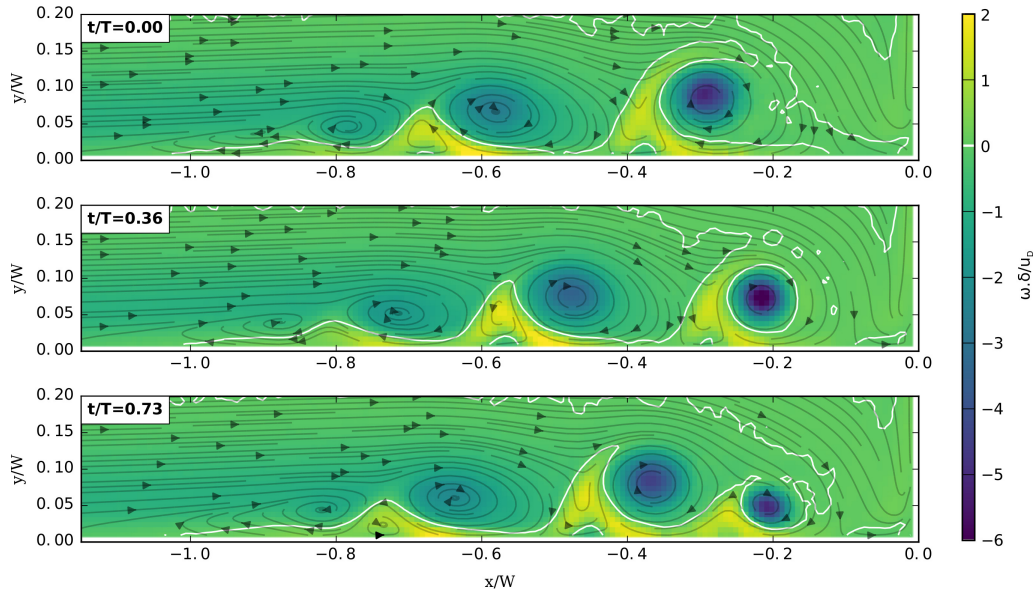


FIGURE 3.6 – Carte de vorticité pour trois champs de vitesse instantanés sur une période du TFC dans la même configuration que la figure 3.5

aucune éruption n'est à l'origine de l'échappement du vortex principal.

3.3.6 Transition du régime stable au régime de fusion

Alors que la transition depuis le régime stable au régime oscillant correspond à une simple augmentation continue de l'amplitude de mouvement des vortex, la transition entre le régime oscillant et le régime de fusion est plus complexe. Les écoulements en régime transitionnel « oscillant-fusion » montrent une succession non organisée de phases d'oscillation et de fusion. Les caractéristiques de cette transition sont présentées sur la figure 3.8 pour différents cas avec des valeurs de W/h croissantes (et des valeurs constantes de Re_h et h/δ , correspondant au symbole carré sur la figure 2.7).

Pour $W/h < 0.9$, les vortex principal et secondaire sont éloignés l'un de l'autre et restent stationnaires, le TFC étant en régime stable. Pour des valeurs plus élevées de W/h (entre 0.9 et 1.2), le vortex principal commence à osciller et la distance moyenne entre le vortex principal et le vortex secondaire diminue. Après une valeur critique de $W/h = 1.2$, le vortex principal et le vortex secondaire fusionnent au cours de certaines phases. Le nombre d'occurrences des phases de fusion augmente alors avec W/h jusqu'à atteindre un régime de fusion (> 95% de phases de fusion) à $W/h = 1.6$. La transition du régime oscillant vers un régime de fusion ($W/h = 1.2$ à 1.6) est asymétrique : très abrupt du côté oscillant, et avec une pente plus faible du côté de la fusion (voir l'ajustement sur la figure 3.8a). À noter que les amplitudes d'oscillations peuvent seulement être mesurées sur les phases oscillantes, ce qui explique la tendance asymptotique de l'amplitude d'oscillation (pour W/h de 1.2 à 1.5 sur la figure 3.8b). La valeur limite asymptotique $\delta x/W = 0.16$ peut être interprétée comme l'amplitude d'oscillation maximale avant apparition de fusion entre V_1 et V_2 (mais seulement pour ce cas particulier, ce comportement pouvant être modifiée pour des valeurs différentes de h/δ et Re_h). Un paramètre général gouvernant la fusion des vortex est, dans cette situation, difficile à définir.

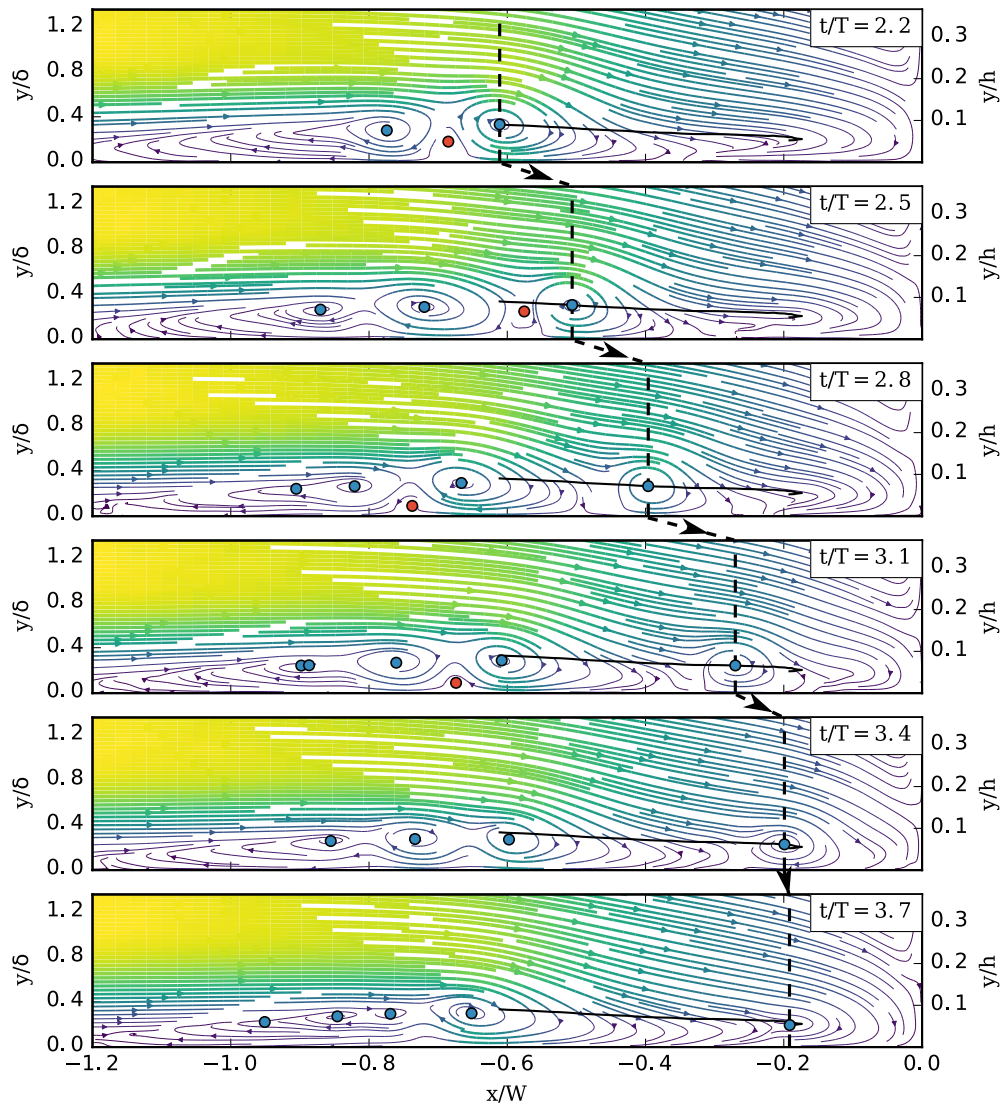


FIGURE 3.7 – Champs de vitesse instantanés successifs dans le plan vertical de symétrie pour une phase d'échappement faisant partie d'une configuration en régime complexe ($Re_h = 6397$, $h/\delta = 3.69$, $W/h = 1.67$, $T = 17.22s$). $t/T = 0$ correspond à l'instant de naissance du vortex. Les points de couleur sont les points critiques détectés (même code couleur que la figure 3.2). La ligne noire représente la trajectoire spatiale du vortex mis en évidence. L'orthonormalité est conservée, malgré l'adimensionnement des axes.

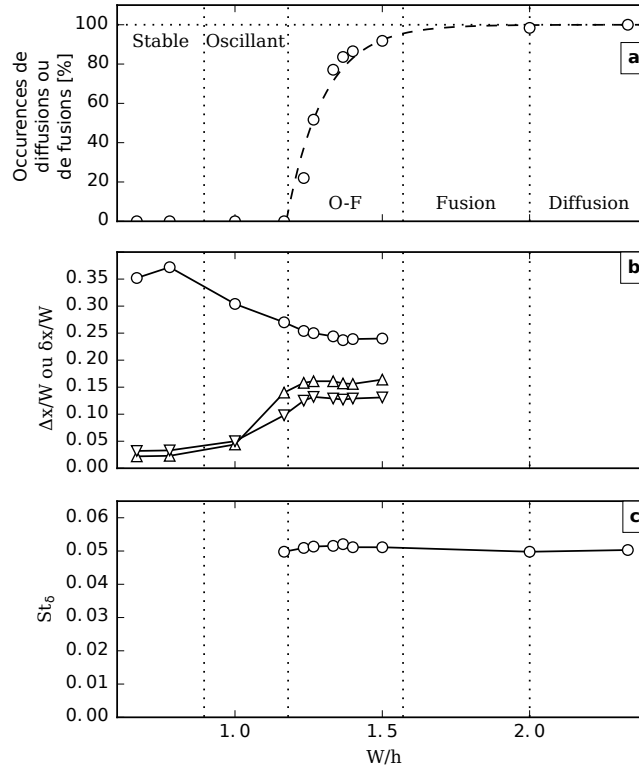


FIGURE 3.8 – Évolution de quelques-unes des caractéristiques du TFC pour $Re_h = 4272$, $h/\delta = 2.7$ et des valeurs de W/h croissantes. (a) Pourcentage de phases de fusion. (b) Cercles : distances moyennes entre le vortex principal et le vortex secondaire Δx_{avg} , triangles : amplitudes d’oscillation moyennes du vortex principal δx_1 , triangles inversés : amplitudes d’oscillation moyennes du vortex secondaire δx_2 . Ces valeurs n’étant définies, et donc mesurées, que pour les phases stables et oscillantes. (c) Nombre de Strouhal basé sur l’épaisseur de couche limite δ .

Pour une paire de vortex symétriques dans un écoulement uniforme, BRANDT et al. (2007) montrent qu’un critère de fusion peut être défini en se basant sur le rayon des vortex et la distance les séparant.

Il est à noter que le nombre de Strouhal $St_\delta = f\delta/u_D$ présenté sur la figure 3.8c est directement proportionnel à la fréquence d’oscillation $f = 1/T$ mesurée (δ et u_D étant gardés ici constant pendant l’augmentation de W/h). Par conséquent, et considérant la figure 3.8c, la fréquence d’oscillation du TFC peut être dite indépendante du rapport d’aspect de l’obstacle W/h .

3.3.7 Transition entre le régime de fusion et le régime de diffusion

Contrairement à la transition entre le régime stable et le régime oscillant et à la transition entre le régime oscillant et le régime de fusion, qui sont continues (voir la figure 3.8), la transition du régime de fusion au régime de diffusion peut être plus délicate.

La figure 3.9 montre l’évolution des trajectoires moyennes (voir la section 2.8 et annexe B.7) pour des valeurs de W/h croissantes, au cours de la transition du régime de fusion au régime de diffusion.

La trajectoire moyenne présentée sur la figure 3.9a est caractéristique d'un régime de fusion (voir la figure 3.4) : un vortex apparaît à l'extrémité aval de la surface de décollement ($x/W = -1$), est convecté vers l'aval en gagnant en taille et finit par remonter vers l'amont et fusionner avec le vortex secondaire. La dernière partie de la trajectoire (précédant la fusion) est difficile à reconstruire à partir des données expérimentales à cause de la forte vitesse de convection vers l'amont du vortex principal.

La trajectoire moyenne présentée sur la figure 3.9c est caractéristique du régime de diffusion : le vortex principal V_1 convecté vers l'aval, comme dans le cas précédent, est dissipé à $x/W = -0.2$ au lieu de remonter vers l'amont et de fusionner avec le vortex secondaire V_2 .

La transition entre le régime de fusion et le régime de diffusion est présentée pour un écoulement sur la figure 3.9b. Dans ce cas, 77% des vortex naissant à l'extrémité aval de la surface de décollement (trajectoire rouge) fusionnent avec le vortex secondaire (trajectoire bleue) et sont ensuite convectés plus loin à l'aval où ils se dissipent. En définitive, la dynamique du TFC est, pour 77% du temps, une alternance régulière entre phases de fusion et phases de diffusion. 10% des vortex (trajectoire moyenne non-représentée) dissipent directement. Les trajectoires restantes (13%) sont des trajectoires marginales, trop différentes les unes des autres pour être regroupées en trajectoires moyennes. Un comportement bimodal similaire (alternance de fusion et de diffusion) est observé par YOUNIS et al. (2014a) pour un obstacle immergé.

La figure 3.10 présente l'évolution de la circulation normalisée des vortex le long des trajectoires moyennes illustrées sur la figure 3.9. La circulation du vortex augmente au début de son cycle de vie (jusqu'au repère ①, qui correspond au moment où le vortex principal est au repère ③). Sa circulation diminue ensuite jusqu'à sa fusion avec le vortex secondaire au niveau du repère ②. Après cette fusion, le vortex s'éloigne davantage du fond et atteint son altitude maximale au repère ③. Le vortex perd alors progressivement en intensité et finit par disparaître.

Il est à noter que l'observation de cet écoulement de transition bimodale n'exclue par la possibilité de l'existence d'une transition continue plus simple, où le passage de régime de fusion à régime de diffusion ferait simplement intervenir un vortex principal de plus en plus dissipé.

3.3.8 Régime complexe

Un exemple de trajectoire de vortex dans le cas d'un régime complexe est présenté sur la figure 3.11, où des phases oscillantes, de fusion, de diffusion et d'échappement l'alternent plus ou moins aléatoirement sur 20 périodes. Il a été vérifié (par des mesures PIV additionnelles dans la partie amont de l'écoulement) que l'alternance de phase n'est pas provoquée par des perturbations venant de l'amont (transition à la turbulence de la couche limite amont, défaut du dispositif). Aucune organisation particulière n'est visible sur ces mesures, que ce soit sur la succession des phases ou sur les positions longitudinales (selon x) minimales et maximales des vortex.

Il a été observé que dans le cas de configurations en régimes oscillant (figure 3.2), de fusion (figure 3.4) ou de diffusion (figure 3.5) les états initiaux et finaux des chaque phase sont très proches, *i.e.* chaque phase ramène le TFC dans sa position initiale. L'évolution d'une phase étant gouvernée par son état initial, les phases successives n'ont aucunes raisons d'être différentes les unes des autres. Au contraire, dans le cas du régime complexe, les états finaux de chaque phase sont légèrement différents de leurs états initiaux, menant à

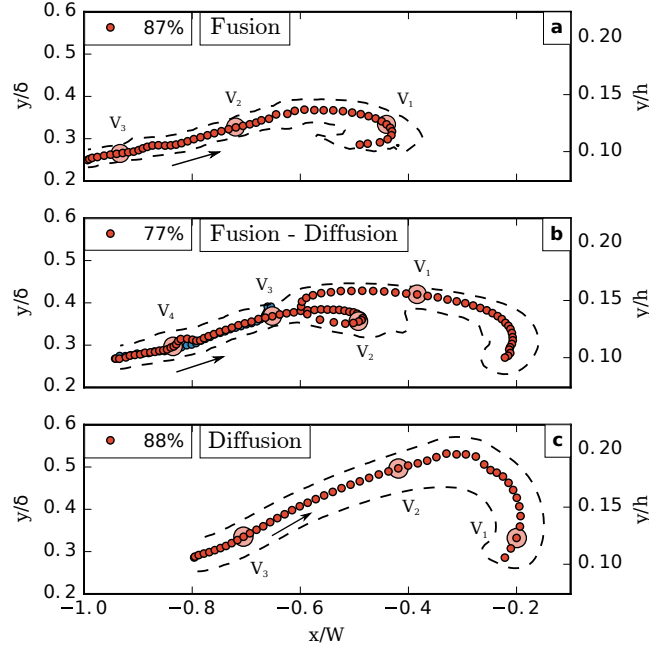


FIGURE 3.9 – Trajectoires moyennes des centres de vortex dans le plan (x, y) de symétrie pour trois configurations avec $Re_h = 4272$, $h/\delta = 2.7$ et W/h croissant (a : 1.51, b : 2.01, c : 2.45). Les contours en traitillés représentent l’enveloppe des centres de vortex détectés. Chaque trajectoire moyenne commence au point le plus à l’amont (x/W minimal). Les pourcentages de la légende représentent le pourcentage de trajectoire associé à chaque trajectoire moyenne, les trajectoires inutilisées sont considérées marginales. Les larges cercles représentent la position des vortex du TFC à un instant spécifique. Pour des raisons de visibilité, L’orthonormalité n’est pas conservé (la représentation des trajectoires moyennes est étirée selon l’axe y/δ). Chaque cas (a, b, c) est obtenu en utilisant ≈ 200 trajectoires.

une succession de phases différentes. La dynamique d’un TFC peut être considérée comme un système dynamique, liant l’état initial d’une phase Ξ_n à son état final Ξ_{n+1} (état initial de la phase suivante) :

$$\Xi_{n+1} = F(\Xi_n) \quad (3.2)$$

avec Ξ_n le $n^{\text{ème}}$ état initial et F la fonction représentant le système dynamique. Il est finalement attendu que ce système admette des positions de stabilité dans le cas des régimes stable, oscillant, de fusion, de diffusion et d’échappement, qu’il soit chaotique dans le cas du régime complexe et qu’il subisse des bifurcations menant à des comportements transitoires plus complexes, comme c’est le cas du régime transitoire entre régime de fusion et de diffusion (voir la figure 3.9b). Étudier les propriétés de ce système dynamique nécessiterait de mesurer un minimum de 1000 phases consécutives, ce qui représenterait approximativement 20000 champs de vitesse instantanés, et n’a pas été réalisé dans cette étude.

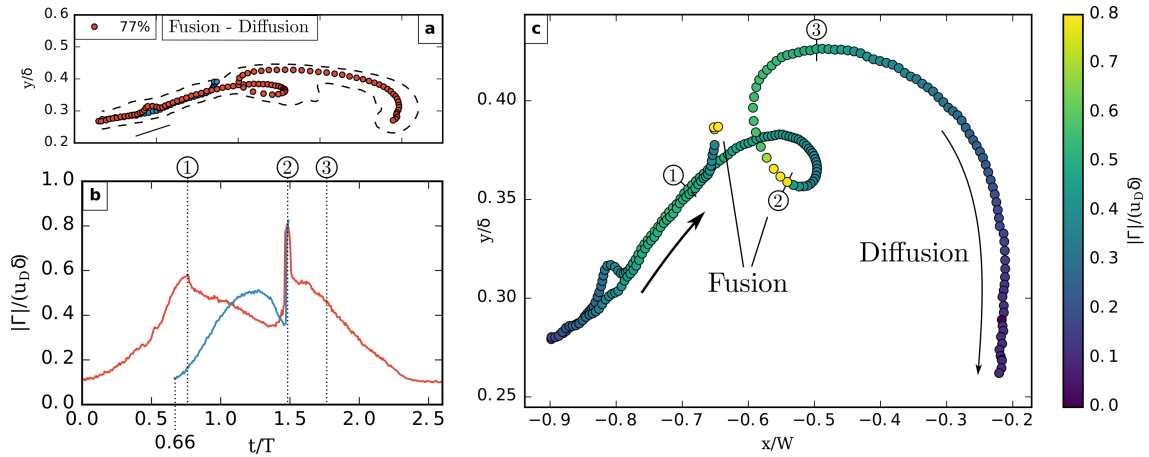


FIGURE 3.10 – Trajectoire moyenne et évolution de la circulation pour le cas de transition entre le régime de fusion et de diffusion. (a) Trajectoire moyenne (identique à la figure 3.9b). (b) Évolution de la circulation normalisée des vortex le long des trajectoires moyennes au cours du temps. (c) Évolution de la circulation normalisée des vortex le long de la trajectoire moyenne principale. Les marqueurs ①, ② et ③ servent de points de repère entre (b) et (c).

3.4 Régime irrégulier

3.4.1 Apparition du régime irrégulier

Les éruptions de structures turbulentes non-cohérentes de petite taille, caractéristiques du régime irrégulier, mentionnées dans la section 3.2, sont de deux types. Le premier type d'éruption est lié à l'apparition de vorticité positive au-dessus du vortex principal V_1 . Sur la figure 3.12, des structures de petites tailles apparaissent au-dessus et légèrement à l'aval du vortex principal à $t/T = 0.06$, provoquant l'apparition de vorticité positive du même ordre de grandeur (mais de signe opposé) que la vorticité du vortex principal. Cette vorticité positive est ensuite convectée autour du vortex principal de $t/T = 0.06$ à 0.08 et est à l'origine de la création d'un nouveau vortex à l'aval du vortex principal $t/T = 0.11$. Le second type d'éruption est lié à la fusion entre deux vortex, qui provoque une déstabilisation du vortex principal (non présenté ici).

Le comportement bi-modal (discuté dans la section 1.3.2) observé pour des TFC pleinement turbulent, n'a pas été observé dans cette étude, même si des occurrences de « backflow » et de « zeroflow » apparaissent de temps en temps. L'explication proposée est que le comportement bi-modal n'apparaîtrait que pour des nombres de Reynolds plus élevés, comme c'est le cas dans les études dédiées à ce phénomène ($Re_W = 115000$ pour DEVENPORT et al. (1990) et PAIK et al. (2007), $Re_W = 20000$ et 39000 pour ESCAURIAZA et al. (2011) et $Re_W < 4950$ dans cette étude).

3.4.2 Origine des instabilités

Plusieurs hypothèses peuvent être avancées pour expliquer l'apparition de structures turbulentes non-cohérentes dans le TFC.

Une première origine possible de la transition vers un TFC en régime irrégulier peut être la transition à la turbulence de la couche limite amont. L'apparition de paquets de

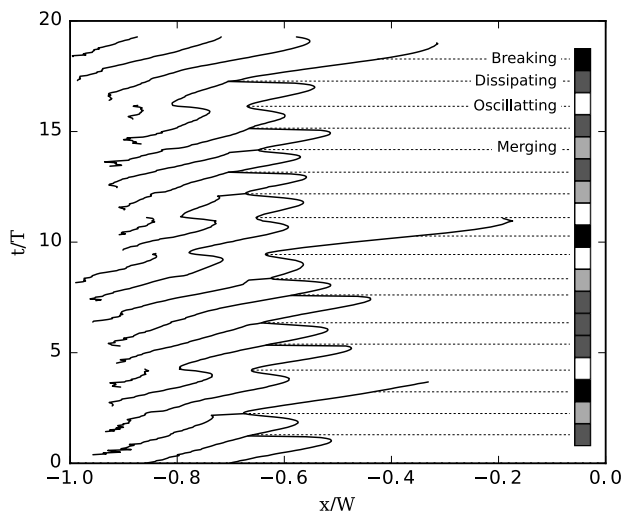


FIGURE 3.11 – Évolution temporelle des positions des centres de vortex le long de l'axe longitudinal (x) pour une configuration en régime complexe ($Re_h = 6397$, $W/h = 1.67$, $h/\delta = 3.69$, $T = 17.22s$). Les niveaux de gris du panneau de droite correspondent aux différentes phases observées. Les lignes pointillées mettent en évidence les états initiaux des différentes phases.

turbulence dans la couche limite amont peut effectivement déstabiliser le TFC et briser sa périodicité. Cependant, les mesures réalisées dans la couche limite amont n'ont pas montré de perturbation de la couche limite, invalidant cette hypothèse.

Une seconde origine possible est l'instabilité elliptique naissant de l'interaction entre deux vortex proches (KERSWELL, 2002) et s'initiant dans la partie centrale des vortex. Cette interaction ne peut pas être à l'origine de l'éruption du premier type (vue sur la figure 3.12), où l'instabilité apparaît à l'extérieur du vortex, mais est le meilleur candidat pour expliquer l'éruption du deuxième type, résultant de la fusion entre vortex.

Une troisième origine possible est l'instabilité de Görtler (FLORYAN, 1986), apparaissant dans les gradients de vitesse soumis à la force centrifuge. ESCAURIAZA et al. (2011) montrent que les éruptions de vorticité depuis la paroi (décrites dans la littérature comme étant à l'origine du phénomène bi-modal) peuvent être interpr t es comme des instabilités tridimensionnelles de G rtler. Dans ce scénario, la vorticité du premier vortex contra-rotatif s'enroule ponctuellement autour du vortex principal et le déstabilise. Malgré le fait que l'éruption du premier type décrite sur la figure 3.12 est proche de cette définition, il n'y a aucune preuve que la vorticité positive proviennent du vortex contra-rotatif (l'enroulement de la vorticité positive depuis le vortex contra-rotatif n'étant pas visible à $t/T = 0.02$ et 0.04 sur la figure 3.12).

En conclusion, bien que les instabilités apparaissant à plus hauts nombres de Reynolds soit bien connues, des informations tridimensionnelles sur l'écoulement seraient nécessaires à plus bas nombre de Reynolds (comme dans la présente étude) pour obtenir une conclusion définitive sur la nature de ces éruptions.

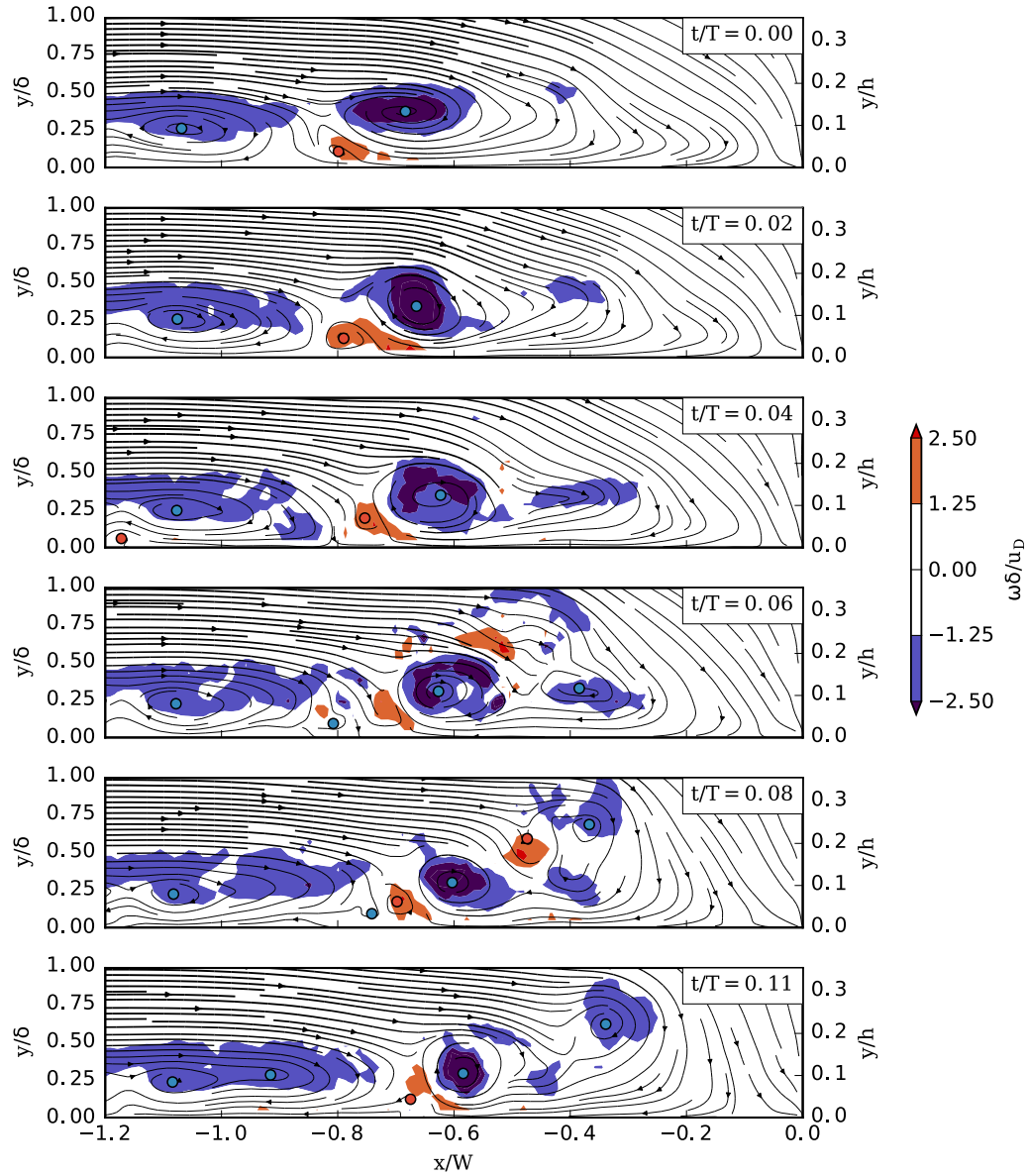


FIGURE 3.12 – Lignes de courant et contours de vorticité instantanés dans le plan vertical de symétrie pour une configuration en régime semi-irrégulier ($Re_h = 6395$, $h/\delta = 2.81$, $W/h = 1.36$, $T = 16.37s$), illustrant le premier type d'éruption. Les cercles représentent les points critiques détectés.

3.5 Évolution des régimes avec les paramètres de l'écoulement

L'évolution de la typologie avec les paramètres adimensionnels de l'écoulement (équation 2.4) est présentée sur la figure 3.13, séparément pour l'évolution cohérente (à gauche) et pour l'évolution irrégulière (à droite). Cette distinction est motivée par le fait que ces deux comportements ne sont pas gouvernés par les mêmes phénomènes physiques. Comme discuté ci-dessus, l'évolution irrégulière est due à des éruptions de perturbations de petites tailles, en rapport avec des instabilités locales de l'écoulement, alors que l'évolution cohérente est liée à l'influence complexe de l'écoulement sur les vortex du TFC et à des interactions entre vortex. Il est à noter que, comme illustré sur la figure 3.1, les régimes semi-irréguliers ont été observés pour les régimes oscillants, de fusion, de diffusion et complexe, justifiant la nécessité d'une typologie « bidimensionnelles ». Cette distinction n'est pas faite dans les travaux de SCHWIND (1962), GRECO (1990) et LIN et al. (2008), où les typologies restent unidimensionnelles.

La figure 3.13a montre que le régime cohérent dépend des trois paramètres adimensionnels h/δ , W/h et Re_h : Une augmentation de n'importe lequel d'entre eux mène à la déstabilisation du TFC, modifiant son régime du plus stable vers le plus complexe (du bas vers le haut sur la figure 3.1). L'influence de Re_h reste cependant la plus manifeste pour le domaine des paramètres étudié.

La dépendance paramétrique pour l'évolution irrégulière sur la figure 3.13b est plus difficile à mettre en évidence, l'évolution des régimes n'étant pas continue. L'influence du nombre de Reynolds Re_h et du rapport d'aspect W/h est clairement visible, mais l'influence de h/δ reste peu clair.

La figure 3.15 compare l'évolution des régimes du TFC dans le cas d'un obstacle immergé (données de LIN et al., 2008) et dans le cas d'un obstacle émergent (données de l'étude présente). Cette figure montre un bon accord global et confirme une dépendance principale en Re_W . Cependant, la limite entre le régime « steady vortex system » et « periodic vortex system » ne concorde pas parfaitement entre les deux études, et la transition entre « periodic vortex system » et « Irregular vortex system » apparaît à Re_W plus haut pour les données de l'étude présente avec un obstacle émergent. Étant donné que les configurations de la présente étude en « periodic vortex system » et en « irregular vortex system » se chevauchent, les paramètres adimensionnels utilisés par LIN et al. (2008) (Re_W et h/δ) ne sont peut-être pas les paramètres gouvernant l'évolution des régimes dans le cas présent d'un obstacle émergent.

Ce chapitre a permis de définir une typologie aussi précise et exhaustive que possible de la dynamique des vortex. Cette typologie est bidimensionnelle, de façon à séparer les évolutions « cohérente » et « irrégulière » qui ne dépendent pas des mêmes mécanismes physiques. Les deux évolutions sont fonctions des paramètres adimensionnels Re_h , h/δ et W/h . Les frontières entre les différents régimes sont bien entendu directement dépendantes des définitions (arbitraires) des régimes de fonctionnement données dans la section 3.1.2. Le chapitre suivant présentera l'évolution des principales caractéristiques du TFC en fonction des paramètres adimensionnels de l'écoulement.

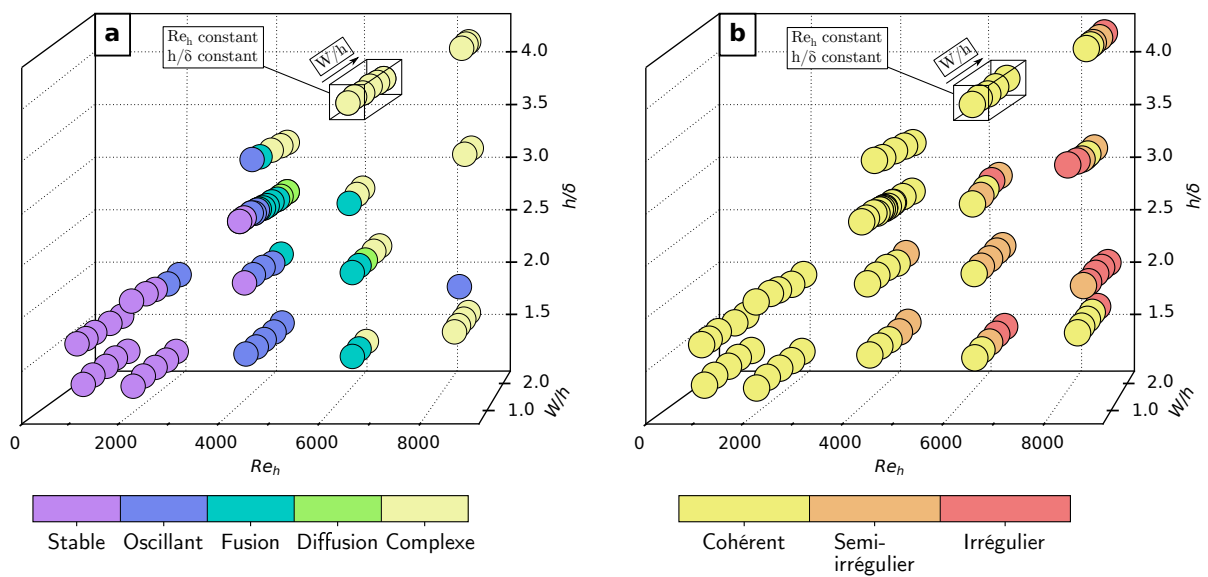


FIGURE 3.13 – Évolution cohérente (gauche) et irrégulière (droite). Chaque axe du graphique représente un des trois paramètres adimensionnels, chaque cercle représente une configuration du plan d'expérience coloré par le régime du TFC observé. Des projections de ces données sont disponibles sur la figure 3.14.

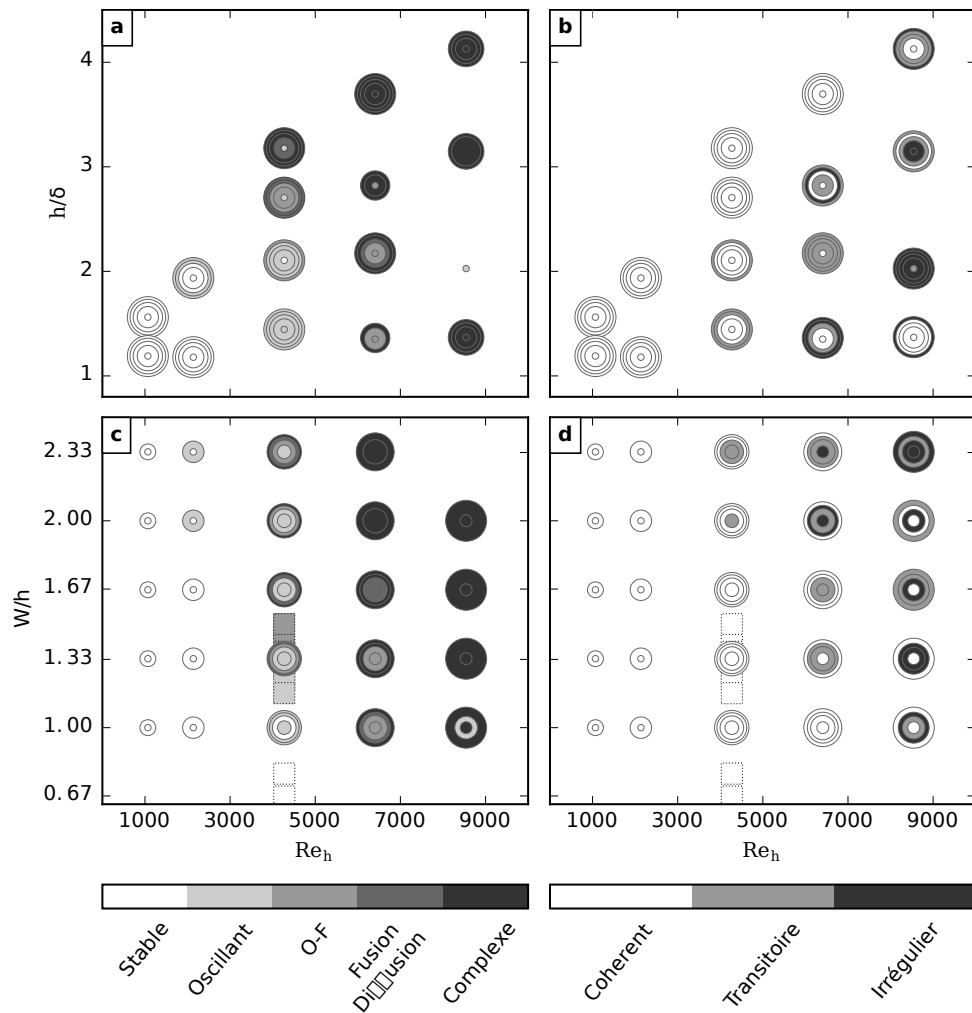


FIGURE 3.14 – Projections de la figure 3.13. (a) et (c) sont les projections de la figure 3.13a et (b) et (d) des projections de la figure 3.13b. Pour (a) et (b), la taille des cercles est corrélée avec les valeurs de W/h et pour (c) et (d), la taille des cercles est corrélée avec les valeurs de h/δ . Les carrés représentent les mesures additionnelles réalisées pour l'étude de la transition entre régimes et sont, par souci de visibilité, seulement visibles sur les figures (c) et (d). Les cas en régime de fusion ou de diffusion, dont relativement peu d'occurrences ont été observées, sont représentés sur ces projections par la même couleur.

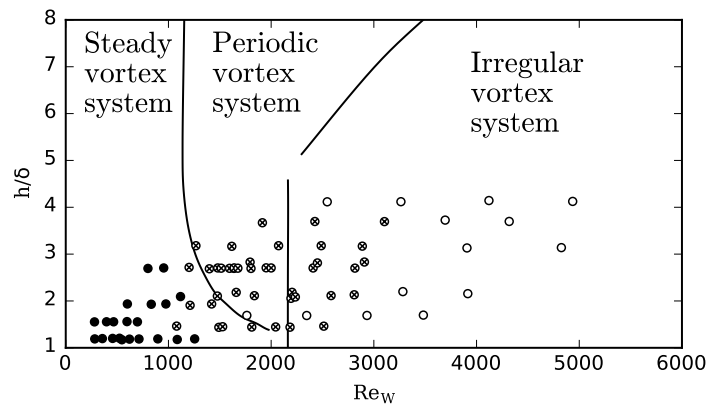


FIGURE 3.15 – Comparaison de l'évolution des régimes du TFC avec la typologie de LIN et al. (2008). Chaque point représente une configuration de l'étude présente, classée selon la typologie de LIN et al. (2008) : symboles noirs pour les configurations en « steady vortex system » (équivalent au régime stable), symboles avec croix pour les configurations en « periodic vortex system » (équivalent aux régimes oscillant, de fusion, de diffusion et d'échappement), et symboles blancs pour les configurations en « irregular vortex system » (équivalent au régime irrégulier). Les lignes représentent les limites de régime de LIN et al. (2008) pour un obstacle immergé, adaptées en utilisant la méthode des diamètres équivalents (voir section 4.1). À noter que le paramètre Re_W est utilisé par LIN et al. (2008) contrairement à la présente étude qui utilise Re_h .

Chapitre 4

Évolution des caractéristiques du TFC

Sommaire

4.1	Comparaison entre obstacles de différentes formes	62
4.2	Obstacles de différentes submersions	63
4.3	Distance de décollement	64
4.3.1	Critère de décollement de Stratford	64
4.3.2	Comparaison à la littérature	66
4.4	Position des vortex	68
4.5	Fréquence d'oscillation	69
4.6	Nombre de vortex	70
4.7	Vortex supérieur	72
4.8	Note sur la ligne de décollement	72
4.9	Conclusion sur l'impact de l'émergence de l'obstacle	74

Cette section a pour objectif d'établir des corrélations empiriques entre les grandeurs caractéristiques du TFC et les paramètres adimensionnels de l'analyse dimensionnelle (équation 2.4). Les corrélations empiriques présentées dans ce chapitre sont obtenues en utilisant la méthode décrite en annexe (section D). Elles ont vocation à être comparées à la littérature ce qui nécessite des ajustements expliqués ci-dessous.

4.1 Comparaison entre obstacles de différentes formes

La plupart des études concernant le TFC, que ce soit dans le cas d'obstacles immergés ou émergents, ont considérées des obstacles cylindriques. Seules quelques-unes ont considéré des obstacles à base rectangulaire.

Comme discuté en section 1.2.1, BAKER (1991) et BALLIO et al. (1998) ont proposé des méthodes afin de comparer les résultats pour toutes les formes d'obstacles (voir figure 4.1). BALLIO et al. (1998) proposent de comparer les caractéristiques des obstacles ayant la même largeur : le diamètre D pour les obstacles cylindriques et la largeur W pour les obstacles à base rectangulaire (figure 4.1a). TSENG et al. (2000) ont cependant montré que les gradients de pression, et les distances de décollement étaient différents pour des obstacles carrés et cylindriques de même largeur, et donc que les résultats issus des deux géométries ne peuvent pas être comparés si simplement. BAKER (1991) propose de comparer les caractéristiques des obstacles ayant la même distance de décollement λ . Cette méthode nécessite de connaître la distance de décollement (figure 4.1b). Une méthode plus robuste, basée sur l'estimation du gradient de pression adverse est donc proposée ici (figure 4.1c).

Parce que le décollement de la couche limite à l'origine du TFC est gouverné par le gradient de pression adverse, il est légitime de supposer que deux obstacles de formes différentes, mais créant le même gradient de pression adverse dans le plan vertical de symétrie généreront deux TFC comparables. En se basant sur cette hypothèse, et en utilisant des profils de pression obtenus par calculs d'écoulements potentiels, une largeur équivalente d'obstacle W_{eq} peut être calculée pour des obstacles cylindriques de diamètre D , de façon à ce qu'un obstacle de base rectangulaire, de largeur W et de longueur infini, et un obstacle cylindrique de largeur équivalente $W_{eq} = W$ génèrent le même gradient de pression adverse et donc, des TFC comparables. À noter que le même raisonnement peut être appliqué afin d'obtenir des largeurs équivalentes pour des obstacles de formes diverses (obstacles rectangulaires de longueur finie, profils d'aile, obstacles oblongs, ...). La distance de décollement λ étant directement liée au gradient de pression adverse (voir section 4.3), cette méthode est analogue à celle de BAKER (1991), mais présente l'avantage de ne pas nécessiter de connaissance a priori de la distance de décollement λ .

La figure 4.2 montre que les coefficients de pression C_p dans le plan de symétrie amont d'obstacles cylindriques, carré et infiniment long peuvent effectivement être rassemblés en ajustant leurs largeurs (diamètre D ou largeur W). Les coefficients d'ajustement de taille optimaux, au sens des moindres carrés, sont :

$$W_{eq} = W_{\infty} \quad (4.1)$$

$$W_{eq} = \frac{W_s}{1.093} = 0.915W_s \quad (4.2)$$

$$W_{eq} = \frac{D}{1.29} = 0.775D \quad (4.3)$$

avec W_{∞} la largeur pour un obstacle rectangulaire de longueur infinie et W_s la largeur pour

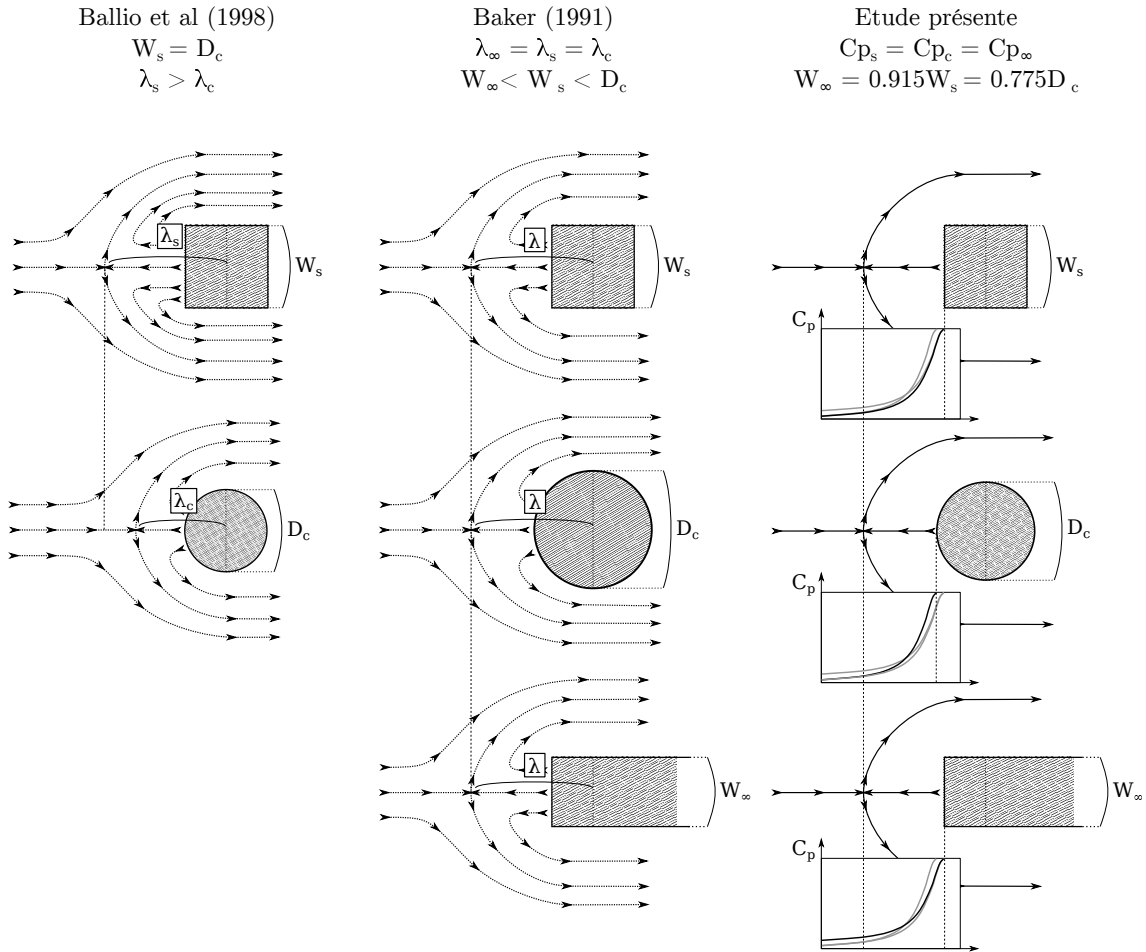


FIGURE 4.1 – Schéma présentant les différentes méthodes de comparaison entre obstacles de différentes formes : s pour carré, c pour cylindrique et ∞ pour rectangulaire de longueur infinie.

un obstacle carré. À noter que la bonne correspondance entre les mesures de coefficient de pression de BAKER (1978) et les résultats obtenus par la théorie des écoulements potentiels pour un obstacle cylindrique montre que cette théorie est capable de prédire la distribution de pression dans le cas d'écoulement autour d'obstacles.

Dans la suite, cette équivalence (équations 4.2 et 4.3) sera utilisée afin de modifier les corrélations empiriques de la littérature de façon à ce qu'elles utilisent la largeur équivalente W_{eq} à la place de D et W_s .

4.2 Comparaison entre obstacles avec différentes submersions

Afin de comparer les données issues de configurations avec obstacles immergés et émergents, la hauteur des obstacles immergés A sera estimée analogue à la hauteur d'eau face aux obstacles émergents h , comme proposé par BALLIO et al. (1998). Cette équivalence permet au rapport d'aspect mouillé (A/W pour les obstacles immergés et h/W pour les

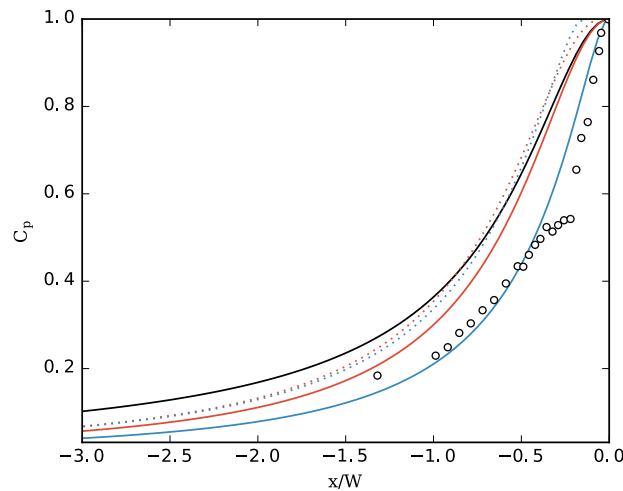


FIGURE 4.2 – Coefficients de pression obtenus en utilisant des calculs d’écoulements potentiels 2D (dans le plan horizontal) à l’amont de différents obstacles : obstacle rectangulaire de largeur W et de longueur infinie (ligne noire), obstacles carrés de largeurs $W_s = W$ (ligne rouge) et $W_s = 1.093W$ (ligne rouge pointillée), obstacles cylindriques de diamètres $D = W$ (ligne bleue) et $D = 1.29W$ (ligne bleue pointillée). Les cercles représentent les mesures de pression réalisées au niveau du fond dans le cas d’un écoulement autour d’un obstacle cylindrique immergé par BAKER (1978).

obstacles émergents) de garder le même sens physique.

4.3 Distance de décollement λ

La distance de décollement λ (voir la figure 2.9) gouverne la forme de la pseudo-couche de cisaillement et la dimension longitudinale (selon x) du TFC, et est donc un paramètre capital. Une corrélation simple a été mise en évidence pour ce paramètre dans l’étude présente (en prenant la distance de décollement moyenne dans le cas des régimes irréguliers) :

$$\frac{\lambda_{fit}}{W} = 1.91 \quad (4.4)$$

avec un $R^2 = 0.95$ (calculé sur le modèle $\lambda = 1.91W$). Cette dépendance de λ à W était attendue. En effet, le décollement de la couche limite dépend grandement du gradient de pression adverse (LIGHTHILL, 1963), qui est, dans le cas d’un écoulement 2D potentiel autour d’un obstacle, directement lié à la largeur de l’obstacle, expliquant la dépendance observée ici.

4.3.1 Critère de décollement de Stratford

Cependant, la position du point de décollement d’une couche limite doit aussi dépendre de ses propriétés (notamment de son épaisseur δ), alors qu’aucune dépendance n’est visible ici entre λ (distance entre la position de détachement et l’obstacle) et δ (épaisseur de couche limite).

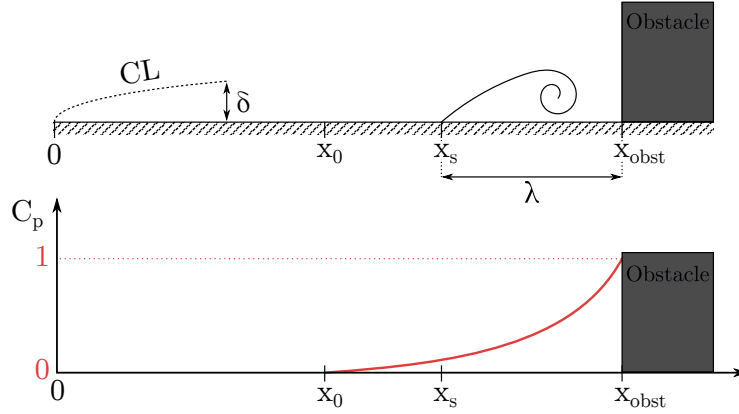


FIGURE 4.3 – Schéma de l'interaction entre la couche limite et le gradient de pression adverse. Le gradient de pression adverse provoqué par l'obstacle est supposé ici évoluer linéairement entre le point x_0 et la face de l'obstacle (x_{obst}), le coefficient de pression C_p suivant donc une parabole.

Dans le cas d'une couche limite 2D soumise à un gradient de pression adverse, le critère de Stratford (SCHLICHTING et al., 2000) permet d'estimer la position du décollement de la couche limite :

$$C_p^{0.5} x_s \frac{\partial C_p}{\partial x} = 0.102 \quad (4.5)$$

où

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{0.5 \rho u_\infty^2} \quad (4.6)$$

avec C_p le coefficient de pression, p_∞ et u_∞ respectivement la pression et la vitesse extérieures, et x_s la position du décollement de la couche limite. En première approximation, le gradient de pression $\frac{\partial C_p}{\partial x}$ peut être supposé linéaire depuis une position x_0 (dépendant de la largeur de l'obstacle) jusqu'à la face de celui-ci (voir figure 4.3). Le coefficient de pression devant être nul en x_0 et égal à 1 à la face de l'obstacle (en x_{obst}), les expressions du coefficient de pression et de son gradient peuvent s'écrire :

$$\frac{\partial C_p}{\partial x} = \frac{2(x - x_0)}{(x_{obst} - x_0)^2} \quad (4.7)$$

$$C_p = \frac{(x - x_0)^2}{(x_{obst} - x_0)^2} \quad (4.8)$$

avec x_{obst} la position de la face de l'obstacle. Les expressions 4.8 et 4.7 introduites dans l'équation 4.5 permettent alors d'écrire :

$$x_s(x_s - x_0)^2 = 0.051(x_{obst} - x_0)^3 \quad (4.9)$$

Sur la base de cette équation, la distance de détachement $\lambda = x_{obst} - x_s$ ne peut dépendre que de x_{obst} (distance entre l'obstacle et la naissance de la couche limite) et de la largeur de l'obstacle W (à travers x_0).

Dans cette étude, la distance x_{obst} a été conservée constante, et l'épaisseur de couche limite δ a été variée en modifiant la vitesse débitante u_D . L'équation 4.9 montre que dans

cette configuration (x_{obst} constant), la position du décollement ($\lambda = x_{obst} - x_s$) ne peut dépendre que de x_0 , et donc de la largeur de l'obstacle W :

$$\lambda = F(W) \quad (4.10)$$

L'indépendance observé de la distance de détachement λ par rapport à l'épaisseur de couche limite δ , corroborée par l'équation 4.9, peut être attribuée à deux effets se compensant lors de l'augmentation de la vitesse débitante u_d : (i) l'augmentation du gradient de pression accélère le décollement de la couche limite, et (ii) la diminution de l'épaisseur de la couche limite retarde le décollement de la couche limite.

En conclusion, la dépendance de la distance de décollement λ à l'épaisseur de la couche limite δ n'est pas observable à l'aide du plan d'expérience de cette étude. Il serait à priori plus juste d'écrire la corrélation 4.4 avec une fonction supplémentaire de δ (qui reste inconnue) :

$$\frac{\lambda_{fit}}{W} = 1.91 + F(h/\delta) \quad (4.11)$$

A noter que l'évolution d'une couche limite 2D soumise à un gradient de pression peut être estimée en utilisant plusieurs méthodes, parmi lesquelles celle de Twhaites et celle de Pohlhausen. Ces calculs ne donne cependant pas de résultats concluant dans le cas présent à cause de la nature tridimensionnelle de l'écoulement.

4.3.2 Comparaison à la littérature

Les corrélations proposées par BELIK (1973) et BAKER (1985) pour la distance de décollement λ devant un obstacle immergé sont :

$$\frac{\lambda_{Baker}}{D} = 0.5 + 0.338Re_{\delta^*}^{0.48} \left(\frac{\delta^*}{D}\right)^{0.48} \tanh\left(\frac{3A}{D}\right) \quad (4.12)$$

$$\frac{\lambda_{Belik}}{D} = 0.5 + 35.5Re_D^{-0.424} \quad (4.13)$$

Ces corrélations (ajustées par l'équation 4.3 et l'hypothèse $A = h$) sont alors comparées avec l'équation 4.4 sur la figure 4.4. Les deux corrélations de la littérature (équations 4.12 et 4.13) sous-estiment la distance de décollement, révélant que cette distance est plus grande dans le cas d'obstacles émergents que dans le cas d'obstacles immergés. La différence observée entre les corrélations pour obstacles émergents et immergés peut être expliquée par le fait que l'écoulement ne peut pas passer au-dessus des obstacles émergents, résultant en un gradient de pression adverse plus important que dans le cas d'obstacles immergés, et donc, un décollement prématuré. SADEQUE et al. (2008) ont aussi remarqué que l'émergence de l'obstacle augmentait la distance de décollement. De plus, la corrélation 4.4 surestime les distances de décollement pour les configurations d'écoulement de la littérature avec des obstacles émergents en des couches limites turbulentes. Cela peut être expliqué par le fait que les couches limites turbulentes décollent pour des gradients des pressions adverses plus importants que dans le cas de couches limites laminares.

La simplicité apparente de la corrélation présentée ici (équation 4.4) pour des obstacles émergents, en regard de celles présentées dans la littérature (équations 4.12 et 4.13) est discuté ci-après : (i) L'épaisseur de couche limite δ est un paramètre important dans le cas d'obstacles immergés, puisqu'elle gouverne la position du points d'arrêt sur la face amont de l'obstacle (figure 1.3) et donc, l'écoulement vertical vers le fond à l'amont de l'obstacle (écoulement plongeant, voir figure 2.9) et le gradient de pression adverse. Dans le

	Re_D	h/δ	W/h
BAKER (1985)	[1200, 4000]*	[0.09, 0.26]	[0.4, 10]
LIN et al. (2008)	[200, 2500]	[0.5, 7]	[0.5, 2]
Étude présente	[280, 5700]	[1.2, 4.2]	[1, 2.33]

TABLEAU 4.1 – Domaines d'étude ayant servis à mettre en évidence les différentes corrélations sur la distance de décollement λ . * : Valeurs estimées.

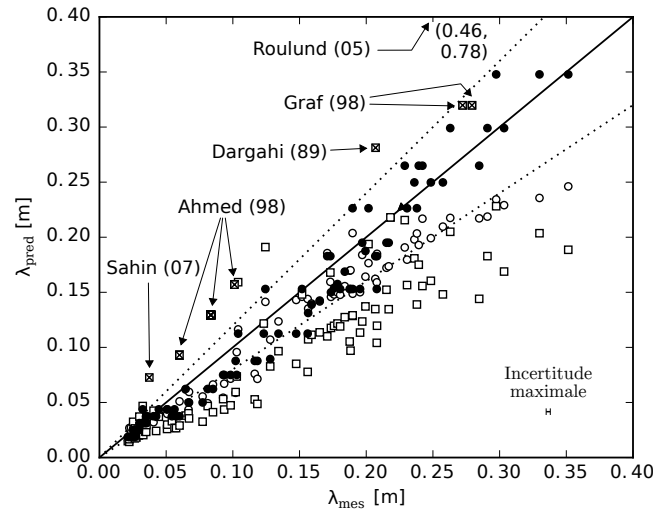


FIGURE 4.4 – Comparaison des différentes corrélations sur la distance de décollement λ sur les données issues de l'étude présente. Les cercles noirs représentent l'application de l'équation 4.4 avec les lignes pointillées et traitillées pour les intervalles de confiance à 10% et 20%, les cercles blancs représentent l'application de la corrélation de BAKER (1985) (équation 4.12) et les carrés blancs la corrélation de BELIK (1973) (équation 4.13). Les carrés avec croix représentent la corrélation 4.4 appliquée sur des données de la littérature utilisant des obstacles émergents et des couches limites turbulentes. Les incertitudes sur les valeurs de λ prédites sont négligeables en regard de celles sur λ mesurées (<1%).

cas d'obstacles émergents, l'écoulement plongeant est plus fort (SADEQUE et al., 2008) et le point d'arrêt toujours haut sur la face de l'obstacle (figure 1.3), ce qui résulte en un gradient de pression adverse fort qui n'est pas influencé par l'épaisseur de la couche limite δ . Cela explique le fait que l'épaisseur de la couche limite δ n'apparaisse pas dans l'équation 4.4. (ii) Les corrélations de la littérature étaient initialement moins complexes, mais la méthode de comparaison de BALLIO et al. (1998) ajoute un terme $(0.5W)$ et BAKER (1985) ajoute un terme supplémentaire $(\tanh(3A/2D))$ à sa corrélation après coup pour tenir compte de la hauteur de l'obstacle A . (iii) Le domaine d'étude pourrait n'être pas suffisamment étendu pour mettre en évidence les dépendances plus subtiles, mais le tableau 4.1 montre que l'étendue du domaine de l'étude présente est du même ordre que ceux de BAKER (1985) et BELIK (1973).

À noter que les recirculations se développant sur les côtés de l'obstacle augmente légèrement la largeur effective de l'obstacle vu par l'écoulement et modifie de gradient de pression adverse. Ce point est décrit plus en détail dans le chapitre 6.

4.4 Position des vortex

Cette section a pour but de proposer une corrélation empirique pour la position du vortex principal x_i et y_i en régime cohérent, *i.e.* sa position moyenne dans le cas de régimes stable et oscillant, et la position du vortex lorsqu'il atteint son maximum de circulation dans le cas de régimes de fusion, de diffusion et d'échappement. Les corrélations trouvées sont les suivantes :

$$\frac{x_1}{W} = 1.01 \quad (4.14)$$

$$\frac{y_1}{\delta} = 0.2784 + 0.0229 \left(\frac{W}{h}\right)^2 \quad (4.15)$$

avec un R^2 de respectivement 0.96 et 0.93 sur les formes dimensionnelles des corrélations.

La position du vortex principal correspond à la fin de la pseudo-couche de cisaillement, où l'écoulement plongeant force le rattachement de la couche limite. En conséquence, la position du vortex principal devrait être liée à l'épaisseur de la couche limite δ (qui gouverne la forme de la pseudo-couche de cisaillement) et à la largeur de l'obstacle W (qui gouverne l'intensité de l'écoulement plongeant). La corrélation 4.14 montre que la position du vortex principal est effectivement gouvernée par W (et donc par l'intensité de l'écoulement plongeant) et la corrélation 4.15 montre que la position suivant y est principalement gouvernée par δ . La dépendance de y_1/δ au rapport d'aspect de l'obstacle W/h peut être expliquée par l'impact de l'écoulement plongeant.

Malgré la similarité des corrélations sur x_1 (équation (4.14)) et sur λ (équation (4.4)), ces deux grandeurs ne sont pas directement liées. En effet, à largeur d'obstacle constante, l'augmentation du gradient de pression adverse (voir section 6) entraîne une augmentation de λ , mais pas de x_1 , montrant que x_1 n'est pas directement dépendant du gradient de pression adverse.

Les corrélations de LIN et al. (2008) et BAKER (1985) sur la position du vortex principal dans le cas d'obstacles immergés sont les suivants :

$$\frac{x_{1,Baker}}{D} = 0.5 + 0.013Re_{\delta^*}^{0.67} \tanh\left(\frac{3h}{D}\right) \quad (4.16)$$

$$\frac{x_{1,Lin}}{\delta} = 0.5\frac{D}{\delta} + 0.518\left(\frac{h}{\delta}\right)^{0.87}\left(\frac{h}{D}\right)^{-0.34} \quad (4.17)$$

$$\frac{y_{1,Lin}}{\delta} = 0.207\left(\frac{h}{\delta}\right)^{0.6}\left(\frac{h}{D}\right)^{-0.77} \quad (4.18)$$

L'application de ces corrélations sur les données de l'étude présente est tracée sur les figures 4.5 et 4.6 (de la même façon que pour la figure 4.4). Les équations 4.16 et 4.17 s'ajustent bien sur les données de l'étude, montrant encore que, contrairement à la distance de décollement, la position longitudinale du vortex principal x_1 n'est pas gouvernée par le gradient de pression adverse (qui est différente pour les obstacles immergés et émergents). Le bon ajustement des données de l'étude présente par les corrélations de BAKER (1985) et LIN et al. (2008) montre aussi que la méthode des diamètres équivalents (section 1.2.1) utilisés pour adapter les corrélations est efficace (sans cette adaptation, les corrélations de la littérature issues d'étude avec des obstacles cylindriques sous-estiment constamment les distances de décollement).

La corrélation sur y_1 (équation 4.15) montre plus de dispersion, à cause de l'incertitude de mesure relative plus importante. Les corrélations de la littérature surestiment y_1 , certainement à cause du confinement vertical de la surface libre dans le cas d'obstacles émergents.

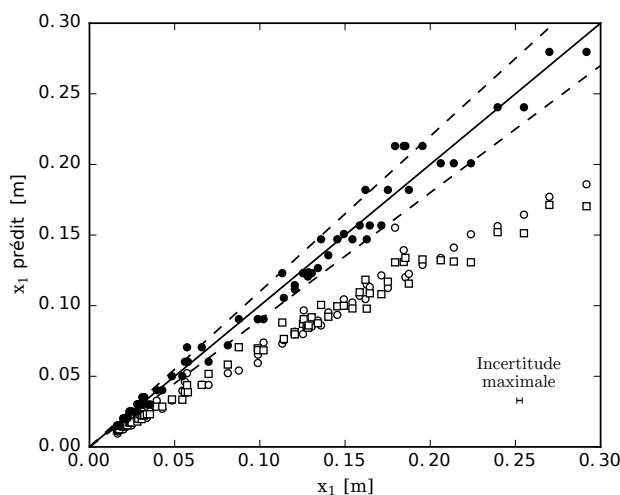


FIGURE 4.5 – Comparaison des différentes corrélations sur la position x_1 du vortex principal : équation 4.14 (cercles noirs) avec les lignes pointillées représentant l'intervalle de confiance à 10%, équation 4.16 de BAKER (1985) (cercles blancs) et équation 4.17 de LIN et al. (2008) (carrés blancs). Les incertitudes sur les valeurs de x_1 prédites sont négligeables en regard de celles sur x_1 mesurées (<1%).

4.5 Fréquence d'oscillation

La fréquence d'oscillation associée à la durée des phases (pour tous les régimes cohérents en dehors du régime stable) f est principalement dépendante de la vitesse débitante u_D , comme le montre la corrélation suivante :

$$f = 211u_D^{2,33} \quad (4.19)$$

avec $R^2 = 0.96$. La conclusion principale de cette corrélation est le fait que la largeur de l'obstacle W et l'épaisseur de la couche limite δ n'ont aucune influence sur la fréquence d'oscillations du TFC. Aucune corrélation adimensionnelle satisfaisante n'a été trouvée, que ce soit en utilisant les nombres de Strouhal classiques (St_δ et St_W), ou en utilisant les nombres de Strouhal basés sur la distance de décollement ou la distance entre le vortex principal et secondaire (respectivement St_λ et $St_{\Delta x}$). La distance caractéristique associée à cette oscillation reste donc inconnue.

Cependant, une forte corrélation linéaire est observée entre la fréquence d'oscillation f et le retard Δt existant entre le mouvement du premier et du second vortex (imputable au déphasage, comme observé pour le régime oscillant dans la section 3.3.2). Le nombre de Strouhal basé sur ce retard est donc relativement constant sur l'ensemble des mesures :

$$St_{\Delta t} = f\Delta t = 0.154 \quad (4.20)$$

avec un écart type $\sigma = 0.0144$. Cette corrélation montre qu'il existe un lien entre le comportement périodique du TFC et le retard de déplacement entre le vortex principal et le vortex secondaire. Ce lien est abordé plus en détails dans la section 5.

THOMAS (1987) a mesuré la fréquence d'oscillation de TFC devant des obstacles immergés en air à vitesse débitante constante et largeur d'obstacle croissante. Il propose la

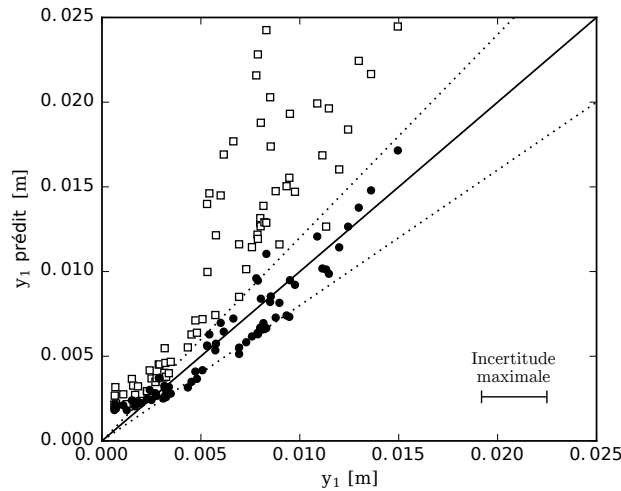


FIGURE 4.6 – Comparaison des différentes corrélations sur la position y_1 du vortex principal : équation 4.15 (cercles noirs) avec les lignes pointillées représentant l'intervalle de confiance à 20%, équation 4.18 de LIN et al. (2008) (carrés blancs). Les incertitudes sur les valeurs de y_1 prédites sont négligeables en regard de celles sur y_1 mesurées ($<1\%$).

corrélation linéaire suivante :

$$St_W = 2.47 \times 10^{-5} Re_W \quad (4.21)$$

pour des nombres de Reynolds allant de 2320 à 10800, et qui peut être réarrangée comme :

$$\frac{fW}{u_D} = 2.47 \times 10^{-5} \frac{u_D W}{\nu} \quad (4.22)$$

$$f = 1.8u_D^2 \quad (4.23)$$

Cela confirme que la largeur de l'obstacle W n'a aucune influence sur la fréquence d'oscillation.

LIN et al. (2002) proposent une autre corrélation linéaire pour des nombres de Reynolds plus faibles ($Re_W \in [1160, 3100]$) :

$$St_W = 0.0753 \frac{W}{\delta} \quad (4.24)$$

qui peut être réarrangée comme :

$$f = 0.0753 \frac{u_D}{\delta} \quad (4.25)$$

La variation (ou non) du paramètre δ au cours de leur étude n'est pas clair à la lecture de leurs travaux, empêchant de tirer une conclusion sur cette relation. Cependant, l'indépendance de la fréquence d'oscillation f par rapport à la largeur de l'obstacle W et le rôle majeur de la vitesse débitante u_D est claire.

4.6 Nombre de vortex

Le nombre de vortex composant le TFC est mesuré en utilisant les points critiques sur les mesures PIV, et en utilisant les trajectoires des particules sur les trajectographies (les

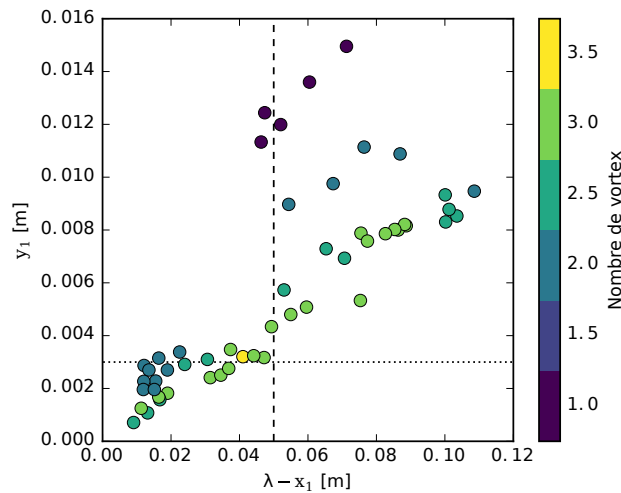


FIGURE 4.7 – Évolution du nombre moyen de vortex en fonction de l'élongation de la pseudo-couche de cisaillement selon y : y_1 et selon x : $\lambda - x_1$ pour les configurations en régime cohérent. Le nombre de vortex moyen est discrétisé par palier de 0.5 à cause de la difficulté de mesurer cette grandeur avec une précision supérieure.

trajectoires en spirale traduisant la présence d'un vortex). Le nombre de vortex peut, dans certaines configurations, varier avec le temps (comme vu sur les figures 3.4, 3.5 et 3.7). Le nombre moyen de vortex (moyenné dans le temps et sans compter les vortex contra-rotatifs V_{ci}) varie de 1 à 3.5 sur les configurations en régime cohérent observées.

L'évolution de ce nombre moyen de vortex doit être fortement corrélée à la forme de cette pseudo-couche. En effet, les vortex se suivent le long de la pseudo-couche de cisaillement, à une distance les uns des autres à peu près égale à la somme de leurs rayons (qui est corrélé à leur élévation par rapport au fond). Dans cette situation, le nombre de vortex devrait augmenter avec l'élongation de la pseudo-couche de cisaillement selon x , les vortex ayant plus de place, et diminuer avec l'élongation de la couche de cisaillement selon y , les vortex prenant plus de place.

La figure 4.7 montre l'évolution du nombre de vortex avec l'élévation du centre du vortex principal y_1 (qui est représentatif de la dimension suivant y de la pseudo-couche de cisaillement), et avec la distance entre le centre du vortex principal et la position du point de décollement $\lambda - x_1$ (qui est représentatif de la dimension suivant x de la pseudo-couche de cisaillement). Cette figure confirme l'hypothèse faite dans le paragraphe précédent : (i) Pour une valeur constante de $\lambda - x_1$ (ligne traitillée à $\lambda - x_1 = 0.05m$ par exemple), le nombre de vortex diminue en effet bien avec l'augmentation de y_1 et (ii) pour une valeur constante de y_1 (ligne pointillée à $y_1 = 0.003m$ par exemple), le nombre de vortex augmente bien avec l'augmentation de $\lambda - x_1$.

La comparaison des données de l'étude présente avec les observations de BAKER (1978) pour des obstacles immergés est présentée sur la figure 4.8 et montre bien que l'évolution du nombre de vortex (et donc indirectement de la forme de la pseudo-couche de cisaillement) est différente pour les deux cas (immergé/émergent).

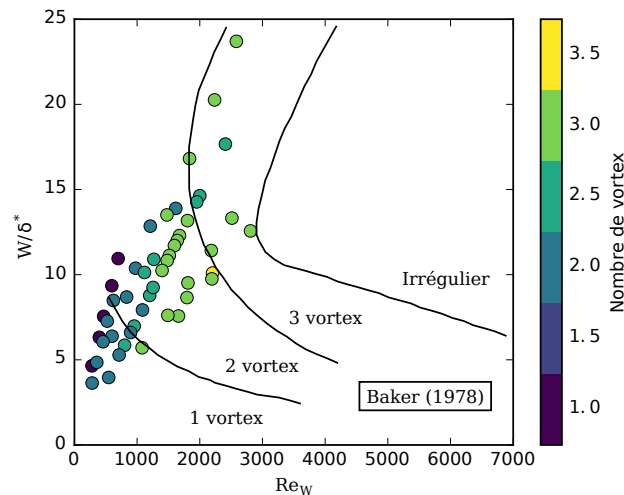


FIGURE 4.8 – Comparaison de l'évolution du nombre moyen de vortex avec les observations de BAKER (1978). Les cercles représentent les données de l'étude présente et sont colorés par le nombre de vortex observé. δ^* est l'épaisseur en moment de la couche limite. Les lignes noires délimitent les zones de nombre de vortex constant observées par BAKER (1978) (1, 2, 3 vortex et les TFC irréguliers).

4.7 Vortex supérieur

Seuls 16 cas de cette étude ont montré des TFC supérieurs (voir figure 1.1 et 5.1), un seul d'entre eux étant suffisamment important pour perturber de façon notable le TFC inférieur.

La figure 4.9 présente une mesure dans le plan vertical de symétrie pour ce cas, où le point de décollement et le vortex principal du TFC supérieur sont bien visibles. Le TFC supérieur tend à faire plonger l'écoulement et à faire rattacher le TFC de façon prématurée (aux alentours de $x/W = -0.3$), l'écoulement re-décolle ensuite et forme un deuxième TFC inférieur (en $x/W = -0.1$, $y/h = 0.1$), appelé alors « TFC de coin ».

Dans cette configuration, la dynamique tourbillonnaire est alors assez complexe puisque les vortex en phase d'échappement quitte le TFC inférieur pour s'agglomérer avec le TFC de coin. La distance de décollement λ ne semble pas être affectée par la présence du TFC supérieur, le rapport λ/W étant pour ce cas aux alentours de 1.61, assez proche de la valeur de 1.91 issue de la corrélation 4.4 de la section 4.3.

La raison de l'apparition de ces vortex supérieurs reste inconnue, mais des simulations numériques en VOF (« Volume Of Fluid ») conduites en parallèle au LMFA ont montrées des structures similaires.

4.8 Note sur la ligne de décollement

La surface de décollement (voir figure 5.1) est un aspect important du TFC, le délimitant de l'écoulement extérieur, et étant responsable de la croissance des vortex. Les faibles vitesses aux alentours de cette surface de décollement rendent son étude complexe, les erreurs relatives de mesure étant souvent importantes dans cette zone. Dans le cas d'une recirculation fermée sans échappement de fluide par les côtés du plan de symétrie (selon z),

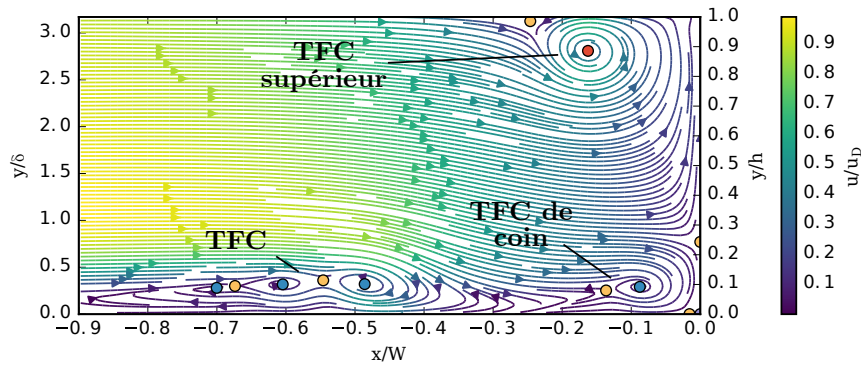


FIGURE 4.9 – Champ de vitesse instantané dans le plan vertical de symétrie à l’amont de l’obstacle pour un cas présentant un TFC supérieur de taille importante ($Re_h = 4267$, $h/\delta = 3.17$ et $W/h = 2.32$).

la ligne de décollement dans le plan vertical est liée à un point de rattachement sur l’obstacle. À cause de l’échappement dans le cas présent, la ligne de décollement est connectée à un point à l’intérieur du TFC (foyer ou nœuds stable).

Dans la littérature, la ligne de décollement est généralement présentée comme se connectant au foyer stable associé au dernier vortex du TFC (PATTENDEN et al., 2005 ; LIN et al., 2002 ; BAKER, 1985, 1979, 1978) comme présenté sur la figure 4.10a. Certains auteurs (BALLIO et al., 1998) la représentent avec un point de selle supplémentaire à son centre (figure 4.10b).

Les mesures réalisées ici montrent un comportement différent : Comme le montre la figure 4.11 sur une mesure du plan vertical d’un TFC dans le régime cyclique, et la figure 4.12 de façon schématisée, la ligne de décollement est une alternance de points de selle et de foyers stables. Près du point de décollement, aucune ligne de courant ne fait un tour complet autour des foyers (vortex V_2 sur la figure 4.12a par exemple). Ces foyers seront appelés foyers « ouverts » et ne sont pas comptabilisés comme des vortex. À une certaine distance du point de décollement, des lignes de courant réalisent un ou plusieurs tours autour des foyers (foyer V_1 sur la figure 4.12a par exemple), ces foyers seront appelés foyers « fermés ». Cette définition de foyers « ouverts » et « fermés » permet de faire la différence entre les foyers de la surface de décollement, ressemblants à des nœuds stables et les vortex pleinement formés du TFC.

La formation de nouveaux vortex dans le cas des régimes de fusion, de diffusion et d’échappement est facilement compréhensible avec cette représentation : (i) Dans un premier temps, des foyers ouverts apparaissent dans la partie amont de la surface de décollement, en alternance avec des points de selle (foyers V_2 et V_3 sur la figure 4.12a). (ii) Ces foyers ouverts sont convectés vers l’aval le long de la surface de décollement (foyer V_2 de la figure 4.12a à la figure 4.12b) et deviennent plus « spiralés » (aux alentours des foyers, et par rapport à ces derniers, les composantes angulaires de la vitesse deviennent plus importantes que les composantes radiales). (iii) À une certaine distance du point de décollement, les foyers deviennent alors fermés (foyer V_2 sur la figure 4.12c). À l’amont de cet endroit, les foyers sont alimentés par du fluide venant des deux côtés de la surface de décollement, à l’aval de celui-ci, les foyers sont alimentés uniquement par du fluide venant de l’écoulement extérieur (au-dessus de la surface de décollement).

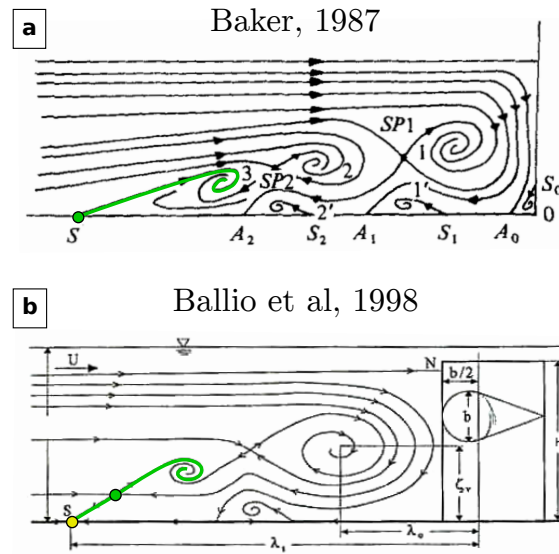


FIGURE 4.10 – Topologies proposées pour le TFC et notamment pour la zone de décollement de la couche limite par BAKER (1978) et BALLIO et al. (1998).

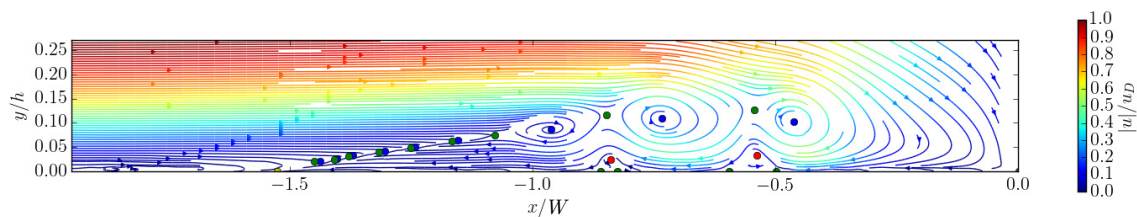


FIGURE 4.11 – Champ de vitesse vertical instantané d'un TFC en régime cyclique, illustrant l'alternance de foyer et de points de selles dans la ligne issue du point de décollement.

4.9 Conclusion sur l'impact de l'émergence de l'obstacle

La différence principale entre les configurations avec obstacles immergés et émergents est l'impossibilité pour l'écoulement de passer au-dessus des obstacles émergents. Cela a deux principales conséquences : (i) Un obstacle émergent est plus « bloquant » qu'un obstacle immergé, la totalité de l'écoulement en approche ayant à passer sur les côtés de l'obstacle. Le gradient de pression adverse est donc plus important dans le cas d'un obstacle émergent, ce qui mène à un décollement plus amont de la couche limite (λ plus important). (ii) La forme de la pseudo-couche de cisaillement est modifiée, puisque la position verticale du vortex principal y_1 (qui en est l'extrémité), ainsi que le nombre de vortex (qui dépend directement de la forme de la pseudo-couche de cisaillement) évoluent différemment pour les deux configurations.

De plus, dans le cas d'un obstacle émergent, la présence de la surface libre peut, dans certains cas, provoquer l'apparition d'un TFC supérieur dans le coin entre la surface libre et l'obstacle. Ce TFC supérieur, s'il est de taille suffisamment importante, peut forcer le rattachement prématuré du TFC de pied d'obstacle et modifier sa dynamique.

Certaines similarités peuvent cependant être observées entre les configurations avec obstacles émergents et immergés : (i) La fréquence d'oscillation des vortex du TFC dépend

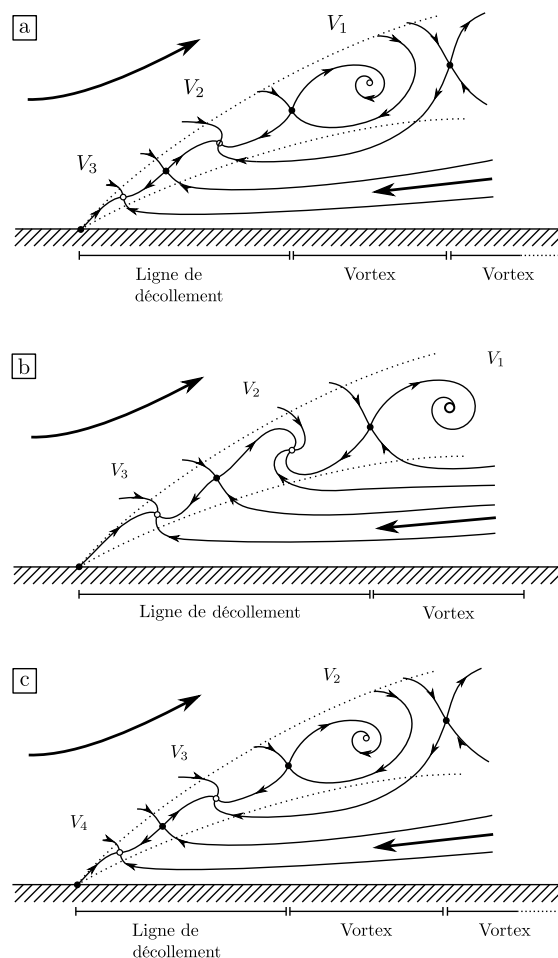


FIGURE 4.12 – Schéma de la topologie de la partie amont du TFC et mise en évidence du mécanisme de formation du vortex.

principalement de la vitesse débitante de l'écoulement, quelle que soit la configuration (émergent ou immergé). (ii) les régimes du TFC observés sont qualitativement similaires dans le cas d'obstacles émergents et immergés, les mécanismes à l'origine de la dynamique du TFC restant les mêmes dans les deux cas. L'évolution de ces régimes ne dépend par contre pas des paramètres adimensionnels de la même façon dans les deux cas.

Ce chapitre a présenté les résultats de l'étude paramétrique concernant l'évolution des caractéristiques du TFC (distance de décollement λ , position des vortex, fréquence d'oscillation et nombre de vortex) en fonction des paramètres adimensionnels (Re_h , h/δ , W/h). Les corrélations obtenues fournissent une synthèse de la base de donnée recueillie mais nous renseignent aussi sur le rôle de chacun des paramètres adimensionnels sur les caractéristiques du TFC. sont utiles à la fois comme synthèse de l'étude paramétrique, mais aussi afin de comprendre les mécanismes en jeu dans la formation et l'évolution du TFC. Le chapitre suivant présentera une étude plus détaillée des mécanismes à l'origine de la dynamique particulière du TFC.

Chapitre 5

Mécanismes à l'origine de la dynamique du TFC

Sommaire

5.1	Mise en place de la zone de recirculation	78
5.2	Apparition des vortex	79
5.3	Dynamique des vortex	79
5.4	Modèle pour la dynamique des vortex	82
5.5	Résultats des simulations numériques	84
5.6	Limitations du modèle	85
5.6.1	Discussion sur le retard	85
5.6.2	Notes sur la fusion des vortex	85
5.6.3	Notes sur l'échappement des vortex	87

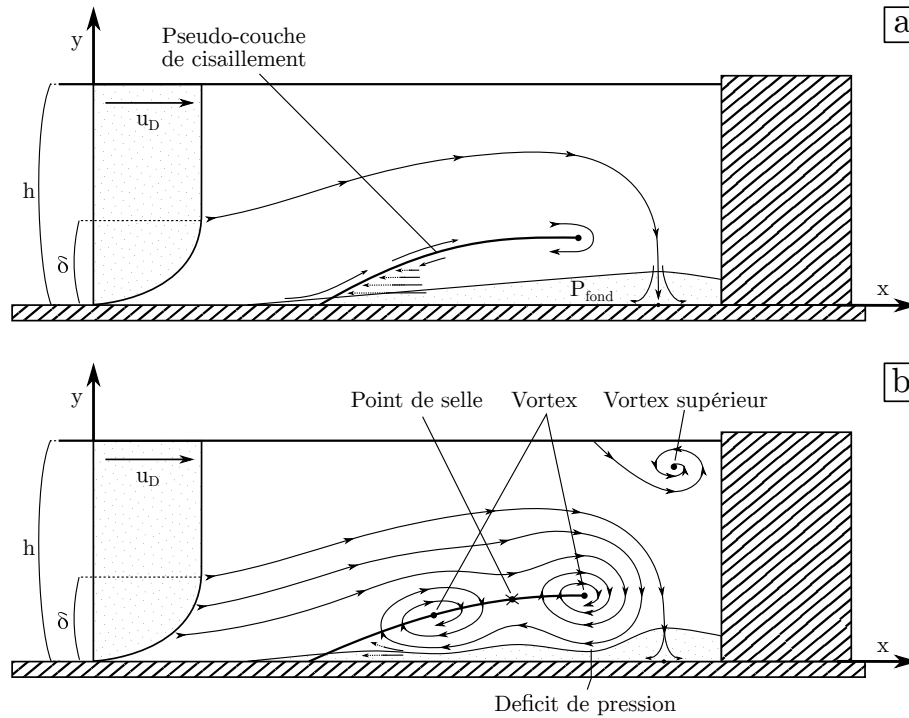


FIGURE 5.1 – Schéma illustrant la formation de la pseudo-couche de cisaillement et des vortex au sein du TFC.

Cette section a pour vocation d'apporter des éléments de compréhension supplémentaires concernant la dynamique du TFC et les différents régimes qu'il exhibe. La création des vortex du TFC est discutée dans la section 5.2. L'évolution de la vitesse de déplacement du vortex principal, et donc l'occurrence des différentes phases, est discutée dans la section 5.3. Un modèle conceptuel pour la dynamique du TFC, ayant pour but d'identifier les mécanismes physiques à l'origine du comportement périodique est ensuite proposé dans la section 5.4. Ce modèle est appliqué sur certaines configurations d'écoulement dans la section 5.5. Finalement, les limitations et les améliorations possibles du modèle sont discutées dans la section 5.6.

5.1 Mise en place de la zone de recirculation

Le placement d'un obstacle dans un écoulement provoque l'apparition d'un gradient de pression adverse, représenté par P_{fond} sur la figure 5.1a. Ce gradient de pression force le décollement de la couche limite, et aboutit à la création d'un écoulement de retour dans la partie basse de l'écoulement. L'écoulement de retour est alimenté par l'écoulement global à travers la zone de vitesse verticale non-nulle proche de l'obstacle (écoulement plongeant) et s'échappe transversalement par contournement de l'obstacle. L'écoulement obtenu est représenté sur la figure 5.1c, où est mise en évidence la couche de cisaillement séparant l'écoulement de retour de l'écoulement global.

5.2 Apparition des vortex

À cause de sa courbure et de la tridimensionnalité de l'écoulement, la pseudo-couche de cisaillement ne peut pas être considérée comme classique (voir WYGNANSKI et al., 1970, par exemple, pour des couches de cisaillement canoniques). Il est cependant raisonnable de penser que cette pseudo-couche de cisaillement se comporte qualitativement comme une couche de cisaillement classique et que sa stabilité est aussi gouvernée par le nombre de Reynolds associé :

$$Re_{sh} = \frac{\Delta U \delta_{sh}}{\nu} \quad (5.1)$$

avec ΔU la différence de vitesse entre l'écoulement de chaque côté de la couche de cisaillement, et δ_{sh} l'épaisseur de cette couche. Dans le cas de la pseudo-couche de cisaillement du TFC (voir figure 5.2a), il est possible d'estimer une borne supérieure du nombre de Reynolds Re_{sh} , en estimant que son épaisseur vaut y_1 (le vortex principal étant situé à l'extrémité aval de la pseudo-couche de cisaillement) et que les vitesses (de sens opposé) sur ses bords sont chacune de magnitude égale à u_D :

$$Re_{sh,max} = \frac{2u_D y_{sh}}{\nu} \quad (5.2)$$

où y_{sh} est l'altitude de la fin de la pseudo-couche de cisaillement, ce qui correspond à l'altitude du vortex principal y_1 .

Par analogie avec les couches de cisaillement classiques, différents comportements sont attendus en fonction de la valeur du Re_{sh} : (i) Pour des nombres de Reynolds bas ($Re_{sh} < 55$ pour des couches de cisaillement classiques), la pseudo-couche de cisaillement devrait être stable et laminaire (BHATTACHARYA et al., 2006), et le TFC ne devrait pas comporter de vortex, menant au régime sans vortex (topologie similaire à la figure 5.2a), observé par SCHWIND (1962) pour $Re_{sh,max} = 78$. (ii) Pour des nombres de Reynolds élevés ($Re_{sh} > 10^4$ pour des couches de cisaillement classiques), la pseudo-couche de cisaillement, ainsi que le TFC, devraient être pleinement turbulents (DIMOTAKIS, 2000). Cette transition à la turbulence n'a pas été observée dans cette étude, d'autres instabilités se développant avant que le nombre de Reynolds ne devienne aussi élevés. (iii) Pour des nombres de Reynolds entre ces deux limites ($55 < Re_{sh} < 10^4$), des vortex cohérents de grandes tailles sont générés périodiquement par la couche de cisaillement et convectés vers l'aval (voir par exemple LOUCKS et al. (2012) ou MIGNOT et al. (2016) pour des Re_{sh} de, respectivement, 9700 et 5000). Dans l'étude présente, $Re_{sh,max} \in [105, 1363]$, et des TFC comportant des vortex de grandes tailles sont effectivement observés. Une différence importante entre la couche de cisaillement classique et la pseudo-couche de cisaillement est que pour cette dernière, les vortex peuvent trouver des positions de stabilité (voir figure 5.2b) au lieu d'être convectés vers l'aval de façon continue.

Aucune corrélation n'a été trouvée entre le nombre de Reynolds Re_{sh} et le régime du TFC, montrant bien que la dynamique des vortex et leur comportement oscillant ne sont pas directement liés au battement de la pseudo-couche de cisaillement.

5.3 Dynamique des vortex

La vitesse de déplacement d'un vortex le long de la pseudo-couche de cisaillement dépend

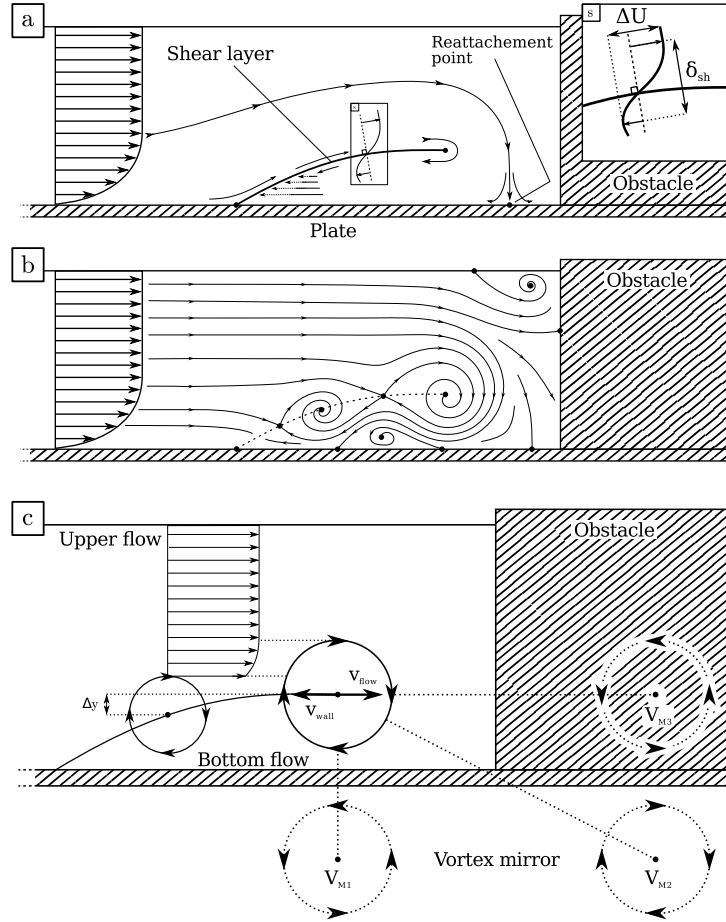


FIGURE 5.2 – (a) Schéma illustrant le décollement de la couche limite dans le plan de symétrie vertical, ainsi que la pseudo-couche de cisaillement en résultant, à bas nombre de Reynolds Re_{sh} (*i.e.* régime sans vortex). (b) Schéma illustrant la formation des vortex le long de la pseudo-couche de cisaillement pour des nombres de Reynolds Re_{sh} modérés (ici en régime stable). (c) Schéma explicatif pour le modèle de prédiction de la vitesse de convection du vortex principal (section 5.4).

de l'écoulement environnant. Pour le vortex principal V_1 , qui est supposé gouverner la dynamique du TFC, la vitesse de convection dépend de : (i) L'influence de la paroi inférieure notée v_{paroi} , la vitesse induite par la paroi sur V_1 pouvant être estimée en utilisant le concept de vortex miroir (DOLIGALSKI et al., 1994) :

$$v_{paroi} = -\frac{\Gamma_1}{4\pi y_1 u_D} \quad (5.3)$$

avec Γ la circulation du vortex principal et y_1 la position moyenne du vortex principal selon y (éloignement moyen à la paroi). Il est à noter que seul le vortex miroir en dessous du vortex principal (V_{M1} sur la figure 5.2c) est pris en compte, les deux autres (V_{M2} et V_{M3}) étant plus éloignées de V_1 et ayant donc une influence beaucoup plus faible sur le mouvement de V_1 . (ii) L'influence du vortex secondaire V_2 , qui dépend de la position relative des deux vortex (Δx , Δy , voir figure 5.2c). (iii) L'état global de l'écoulement induit par le décollement de la couche limite, qui doit être constant pour une configuration donnée

et dépendre uniquement des valeurs des paramètres adimensionnels Re_h , h/δ et W/h .

Une corrélation empirique pour la vitesse du vortex principal v_1 peut finalement être obtenue en utilisant les mesures de tous ces paramètres (Γ , y_1 , Δx , Δy) au cours du temps pour les configurations menant à des régimes stables et oscillants (en utilisant les trajectoires moyennes et les champs de vitesse associées) :

$$\frac{v_1}{u_D} = \underbrace{-\frac{\Gamma}{4\pi y_1 u_D}}_{v_{paroi}} + \underbrace{\left[1.19 \frac{\Delta y}{y_1} - 1.15 \left(\frac{\Delta y}{y_1} \right)^2 \right]}_{v_{ecou}} \left(\frac{h}{\delta} \right)^{3.73} \left(\frac{y_1}{h} \right)^2 \quad (5.4)$$

avec $R^2 = 0.89$, et où v_{ecou} regroupe les points (ii) et (iii) ci-dessus.

L'effet de Δy représente l'effet de la position du vortex secondaire (V_2) sur le vortex principal (V_1). L'effet de y_1/h peut être expliqué par le fait que le TFC cause une contraction de la partie haute de l'écoulement, menant à son accélération, et donc à l'augmentation de v_1 . Finalement, l'effet de h/δ est dû à l'impact de la forme de la pseudo-couche de cisaillement (gouvernée par δ et l'écoulement plongeant). Il est à noter que pour une configuration de l'écoulement donnée, le seul paramètre variant au cours du temps est Δy .

L'évolution des différents paramètres de la corrélation 5.4 est présentée sur la figure 5.3 sur une période d'un TFC en régime oscillant. La figure 5.3a montre la forte corrélation existant entre le paramètre Δy (différence d'altitude entre les vortex principal et secondaire) et la vitesse du vortex principal v_1 , impliquant la nécessité de prendre en compte ce paramètre pour la prédiction de la vitesse du vortex principal. La figure 5.3b montre une comparaison entre la vitesse instantanée prédite par la corrélation 5.4 et la vitesse mesurée sur les champs de vitesse PIV, ainsi que les deux composantes v_{paroi} et v_{ecou} de la corrélation 5.4.

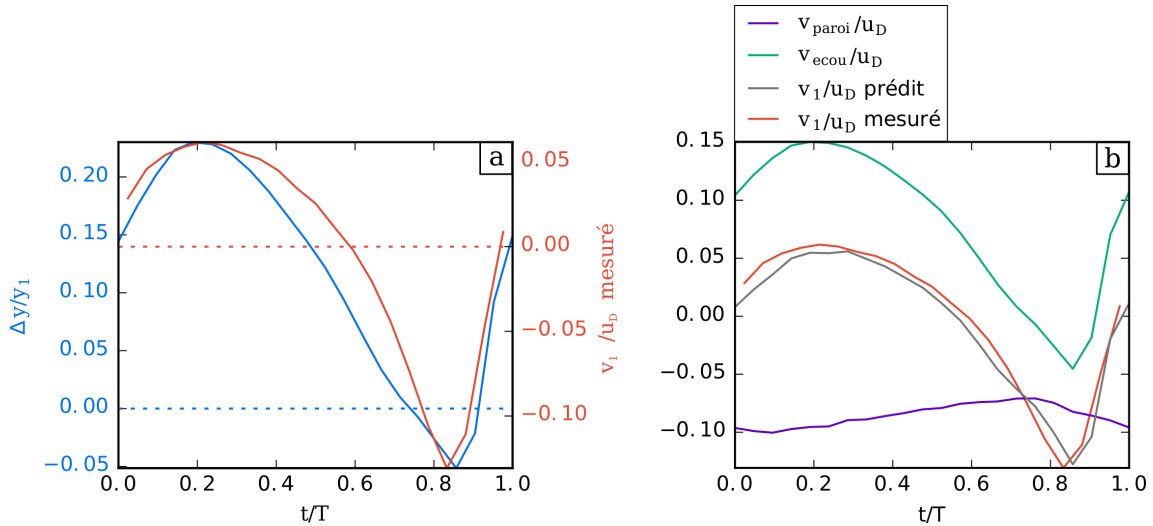


FIGURE 5.3 – Évolution des paramètres liés à la corrélation 5.4 au cours d'une période d'un TFC en régime oscillant.

Au vu de la dynamique du TFC décrite dans la section 3, il est évident que les vortex interagissent les uns avec les autres (en plus de l'interaction indirecte due à l'effet de bouclier). Certaines propriétés intéressantes concernant ces interactions se retrouvent dans toutes les configurations d'écoulement : 1. Les vortex suivent fidèlement la pseudo-couche

de cisaillement, à l'exception du vortex principal, dont la position peut varier selon la verticale (axe y). 2. Les vortex tendent, si possible, à éviter la fusion, comme vu dans le cas du régime oscillant (figure 3.2c), où le vortex secondaire est poussé vers l'amont par le vortex principal. 3. Le rayon des vortex (comme défini dans la section 2.6), est fortement corrélé à leurs positions selon y , les vortex occupant toute la place disponible au-dessous d'eux (il est en fait plus juste de dire que les vortex auraient naturellement tendance à devenir plus imposants, mais qu'ils sont confinés par la paroi inférieure).

5.4 Modèle pour la dynamique des vortex

Dans le but d'identifier les phénomènes physiques à l'origine de la dynamique du TFC, des modèles numériques ne prenant en compte que certains phénomènes physiques sont mis en place. La capacité (ou non) de ces modèles à reproduire les dynamiques observées expérimentalement (les régimes du TFC) permet alors de déterminer si ces phénomènes sont liés à la dynamique du TFC ou non, et potentiellement s'ils sont à l'origine de l'apparition de la dynamique complexe au sein du TFC.

Seul les étapes menant au modèle fonctionnel minimal (permettant de retrouver certaines dynamiques observées avec un nombre minimum de phénomènes pris en compte) sont présentées ici, les hypothèses sur lesquelles est basé ce modèle sont les suivantes :

- (i) Les filaments de vortex sont supposés être 2D aux alentours du plan de symétrie.
- (ii) Les vortex ne peuvent bouger que le long de la pseudo-couche de cisaillement, dont la position et la forme sont mesurées sur les champs de vitesse expérimentaux.
- (iii) La circulation Γ_1 et l'altitude y_1 du vortex principal sont constantes et égales à la moyenne de leurs valeurs instantanées.
- (iv) La vitesse du vortex principal v_1 est définie par l'équation 5.4 en fonction de la valeur Δy instantanées.
- (v) La vitesse du vortex secondaire v_2 est égale en chaque instant à la vitesse du vortex principal.
- (vi) La position initiale des vortex correspond à leurs positions moyennes (mesurées expérimentalement) plus une perturbation ϵ_x . Leur vitesse de convection est initialement nulle.

Les simulations numériques utilisant ce modèle réussissent à prédire les positions d'équilibre pour les configurations en régime stable (retour à la position d'équilibre et $v_1 = 0$), mais se sont montrées incapables de reproduire le comportement périodique observé pour les régimes oscillants. Une caractéristique importante du TFC, qui n'a pas été prise en compte et qui pourrait être à l'origine de l'apparition du phénomène périodique, est le retard Δt entre les déplacements de V_1 et V_2 (discuté succinctement dans la section 3.3.2).

La figure 5.4 illustre, de façon simplifiée, comment la complexité ajoutée par ce retard Δt peut être à l'origine du comportement périodique du TFC : (a) Les vortex sont placés initialement sur la pseudo-couche de cisaillement, hors de leur état d'équilibre, le vortex principal étant placé à l'amont de sa position d'équilibre. (b) Le vortex principal se dirige naturellement vers sa position d'équilibre, selon l'équation 5.4, pendant que le vortex secondaire reste immobile du fait du retard Δt (exagéré pour les bénéfices de la démonstration). (c) Après un certain temps, le vortex secondaire se met en mouvement et se déplace vers l'aval, diminuant la valeur de Δy , augmentant l'effet de bouclier (voir la section 5.3) et déplaçant la position d'équilibre du premier vortex vers l'amont. (d) Le vortex principal se dirige alors vers l'amont vers sa nouvelle position d'équilibre pendant

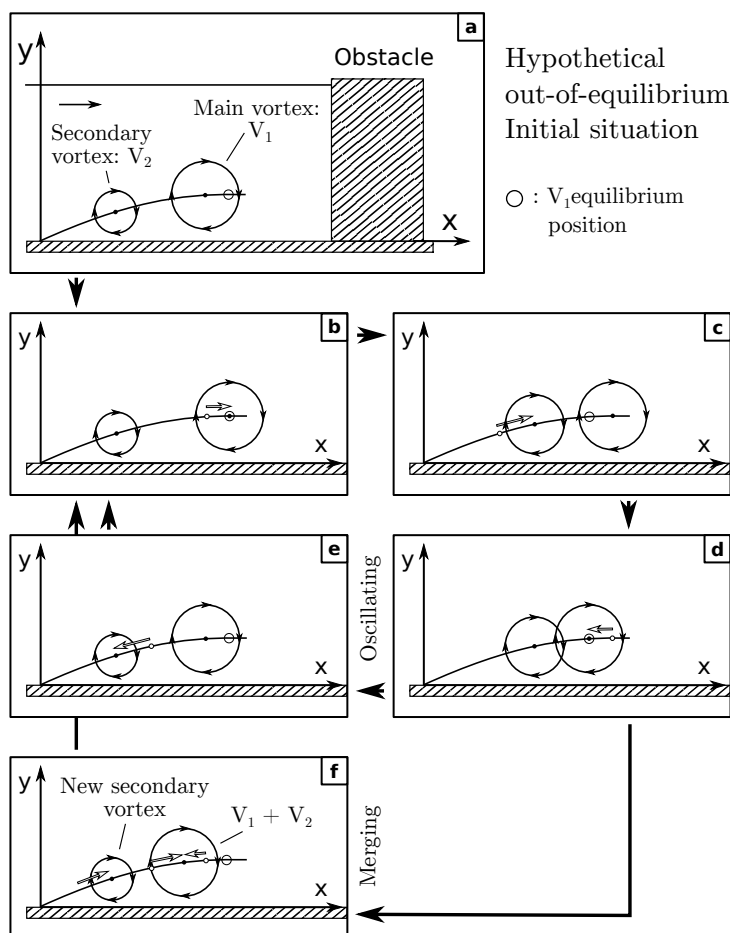


FIGURE 5.4 – Schéma illustrant le rôle du retard Δt entre les mouvements des vortex principal et secondaire dans l'apparition de comportement périodique (expliqué pas à pas dans la section 5.4).

que le vortex secondaire reste immobile à cause du retard. (e) Après un certain temps, le vortex secondaire se remet en mouvement et se déplace vers l'amont, augmentant la valeur de Δy , déplaçant la position d'équilibre du vortex principal vers l'aval et ramenant ainsi les vortex dans leurs états initiaux (similaire à (a)). (f) Si les vortex principal et secondaire s'approchent suffisamment près l'un de l'autre en (d), ils fusionnent, un nouveau vortex vient de l'amont, et le TFC se retrouve dans son état initiale (similaire à (a)).

L'hypothèse que le retard Δt soit à l'origine du processus d'oscillation est renforcée par la forte corrélation existante entre les retards mesurés (retards moyens entre le mouvement du vortex principal et le mouvement du vortex secondaire) et les fréquences d'oscillations (mesurées) du TFC en régimes oscillant, de fusion et complexe (figure 5.5) :

$$St_{\Delta t} = f\Delta t = 0.154 \quad (5.5)$$

Avec $R^2 = 0.92$ et Δt le retard mesuré.

L'étape suivante est maintenant de vérifier si la prise en compte de ce retard Δt suffit à provoquer l'apparition de comportements périodiques entretenus, *i.e.* si une petite perturbation appliquée sur la position du vortex principal lorsqu'il est à sa position

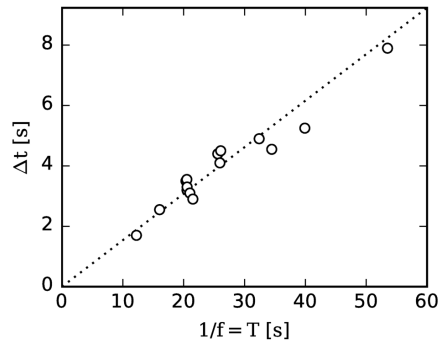


FIGURE 5.5 – Évolution du retard Δt mesuré entre les mouvements du vortex principal et secondaire en fonction de la période T d'oscillation des TFC pour 15 configurations (en régime oscillant, de fusion et complexe) où le retard s'est montré mesurable. La ligne pointillée représente le meilleur ajustement linéaire : $\Delta t = 0.154T$ avec $R^2 = 0.92$.

d'équilibre peut croître et mener à un état d'oscillation à amplitude constante. Il est à noter que le retard Δt n'a aucune raison particulière de rester constant au cours de la phase d'un régime périodique, mais, étant le résultat de l'interaction entre le vortex principal et le vortex secondaire, devrait en tout état de cause dépendre de la distance les séparant et de leurs circulations respectives. Δt étant délicat à mesurer, sa valeur moyenne mesurée continuera d'être utilisée dans la suite.

Le retard est introduit dans le modèle numérique précédent en considérant que la vitesse de convection du vortex secondaire v_2 est égale à la vitesse du vortex principal v_1 avec un retard constant :

$$v_2(t) = v_1(t - \Delta t). \quad (5.6)$$

L'ajout de ce retard ne permet toujours pas l'apparition de comportements périodiques sur les résultats de simulations. Cependant, l'utilisation d'un variable de calage k_t sur le retard :

$$v_2(t) = v_1(t - k_t \Delta t). \quad (5.7)$$

permet, pour une valeur $k_t \approx 3$, de retrouver les comportements dynamiques observés (présentés en détails dans la section suivante). Les nombreuses hypothèses sur lesquelles est basé ce modèle excluent toute possibilité d'obtenir un modèle dynamique prédictif. Il était donc attendu d'avoir à adapter le modèle de façon à obtenir une bonne correspondance avec les observations expérimentales. Il est nécessaire de rappeler que l'objectif de ce modèle n'est pas de prédire le comportement du TFC, mais bien d'identifier les mécanismes physiques importants.

5.5 Résultats des simulations numériques

La figure 5.6 montre les résultats des simulations utilisant le modèle de la section 5.4 pour des configurations en régime stable, oscillant et de fusion. En ce qui concerne la simulation de la configuration en régime stable (figure 5.6a), V_1 est initialement introduit en dehors de sa position d'équilibre ($x/W = -0.5$ au lieu de $x/W = -0.7$). Le retard utilisé est extrapolé depuis les retards mesurés sur des configurations en régime oscillant proche (puisque'il est impossible de mesurer un retard sur des vortex immobiles en régime stable)

et amplifié artificiellement (ajustement expliqué dans la section 5.6). Les vortex retrouvent rapidement leurs positions d'équilibre à $t/T \approx 30$ (avec T la période d'oscillation du vortex principal), après une oscillation amortie.

En ce qui concerne la simulation de la configuration en régime oscillant (figure 5.6b), et en utilisant un retard Δt ajusté (discuté dans la section 5.6), une petite perturbation est appliquée sur la position du vortex principale ($x/W = -0.62$ au lieu de $x/W = -0.61$). L'amplitude d'oscillation augmente alors avec le temps, atteignant une valeur constante après $t/T \approx 100$ (vignette de la figure 5.6b).

En ce qui concerne la simulation de la configuration en régime de fusion (figure 5.6), la même petite perturbation est appliquée sur la position du vortex principal. L'amplitude d'oscillation augmente, comme dans la simulation précédente, mais n'atteint pas une valeur stable. Lorsque le vortex principal et le vortex secondaire s'approchent trop près l'un de l'autre, la simulation est arrêtée, aucune interaction vortex-vortex n'ayant été prévue dans le modèle. Cette fusion de vortex est caractéristique du régime du même nom.

À noter que le nombre de Strouhal $St_{\Delta t} = f\Delta t$ calculé sur ces trois simulations est de 0.146, valeur très proche du nombre de Strouhal de 0.154 mesuré expérimentalement. Le fait que le nombre de Strouhal $St_{\Delta t}$ soit similaires dans les observations et dans les simulations montre que le rapport existant entre le retard Δt et le comportement périodique du TFC (à travers sa fréquence d'oscillation) est bien représenté dans le modèle. Cette observation renforce l'hypothèse d'un lien fort entre le retard Δt et le comportement périodique du TFC.

5.6 Limitations du modèle

5.6.1 Discussion sur le retard

Les simulations de la figure 5.6 sont réalisées avec des valeurs de retard Δt ajustées (respectivement 2.8, 2.95 et 3.03 fois plus grandes que les retards mesurés expérimentalement pour ces écoulements) afin de retrouver les résultats expérimentaux en termes de dynamique (stabilisation de la position des vortex, oscillation entretenue de la position des vortex et fusion des vortex). La nécessité de cette adaptation révèle que certains mécanismes influents n'ont pas été pris en compte dans le modèle, le premier candidat étant l'évolution de la circulation et du rayon des vortex au cours du temps. La modification du retard Δt (échelle de temps fondamentale du TFC) mène à des fréquences d'oscillation calculées en désaccord avec les résultats expérimentaux sur les configurations en régime oscillant et de fusion. Les fréquences des résultats numériques sont respectivement 3.4 et 2.7 fois les fréquences mesurées, ce qui est à peu de choses près le facteur d'ajustement utilisé sur le retard.

Aucune corrélation particulière n'a été trouvée entre les paramètres adimensionnels (Re_h , h/δ et W/h) et le retard Δt . Le retard est lié à l'interaction entre les vortex, et en tant que tel, doit dépendre des propriétés des vortex principal et secondaire (tailles, circulations et distance entre eux), qui dépendent eux-mêmes de la forme de la pseudo-couche de cisaillement, dont l'évolution reste complexe.

5.6.2 Notes sur la fusion des vortex

La fusion de vortex co-rotatifs plongés dans un écoulement uniforme a été étudiée par des

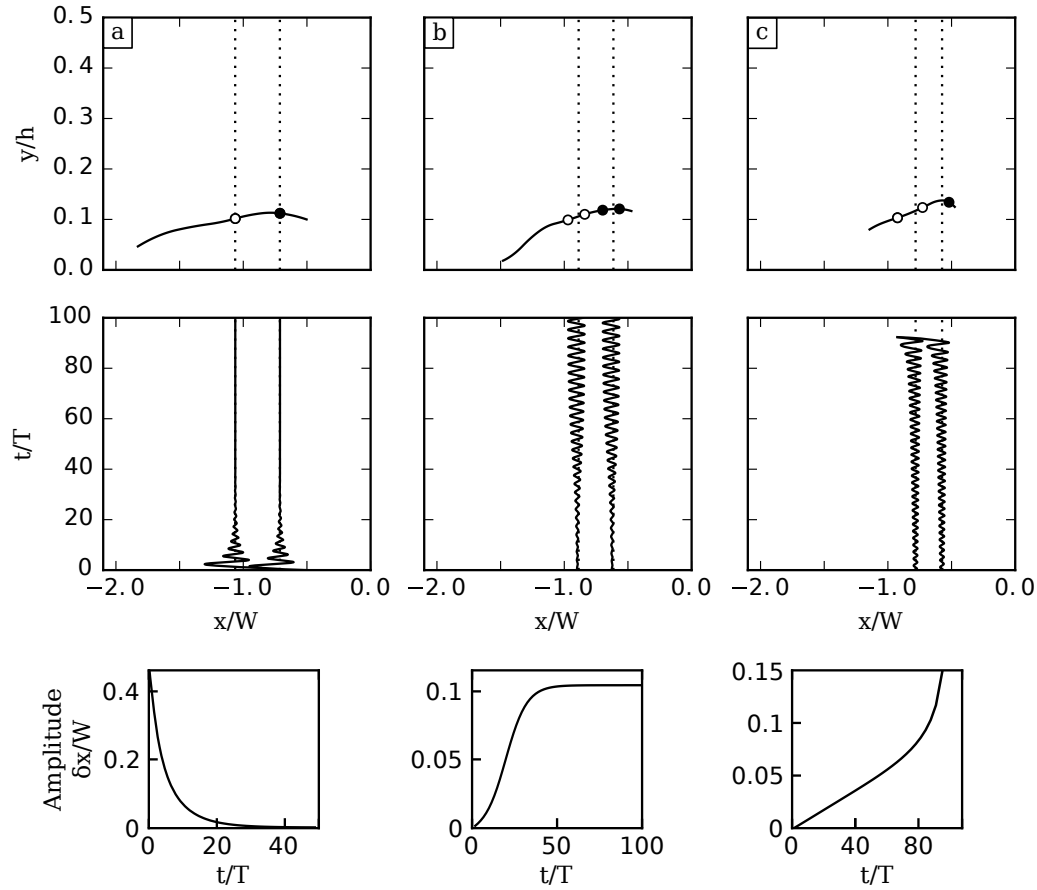


FIGURE 5.6 – Schémas et graphiques montrant les résultats des simulations du modèle présenté dans la section 5.4, pour : (a) une configuration en régime stable ($Re_h = 4271$, $h/\delta = 2.70$, $W/h = 0.79$), (b) une configuration en régime oscillant ($Re_h = 4271$, $h/\delta = 2.70$, $W/h = 1.23$) et (c) Une configuration en régime de fusion ($Re_h = 4271$, $h/\delta = 2.70$, $W/h = 1.37$). Les schémas du haut montrent les pseudo-couches de cisaillement mesurées (lignes noires), la position longitudinale moyenne mesurée des vortex (lignes pointillées) et les positions extrêmes (minimales et maximales) du vortex principal (cercles noirs) et du vortex secondaire (cercles blancs) sur les 20 dernières périodes calculées. Les graphiques du bas montrent l'évolution de la position longitudinale (selon x) des vortex en fonction du temps (lignes noires) et les positions moyennes mesurées des vortex (lignes pointillées, confondues avec les lignes noires pour la figure de gauche). Les vignettes montrent l'évolution de l'amplitude d'oscillation du vortex principal au cours du temps.

auteurs comme DRITSCHÉL et al. (1992), TRIELING et al. (1998), MEUNIER et al. (2005), JOSSERAND et al. (2007) et BRANDT et al. (2010) pour différents rapports de taille entre les vortex. Ces études ont montré que, pour des vortex identiques, la fusion des vortex se produit quand le rapport entre le rayon des vortex et la distance séparant leurs centres dépasse une certaine valeur. Par contre, pour des vortex différant par leur taille, aucun critère de fusion général n'a encore été défini, les fusions pouvant être de différents types (certains d'entre elle menant à la destruction du plus petit vortex, sans que la circulation de l'autre vortex n'augmente (DRITSCHÉL et al., 1992)).

La situation est encore plus compliquée dans le cas de l'étude présente, les vortex n'étant pas bidimensionnels et étant entourés par un écoulement complexe. Les interactions vortex-vortex observées semblent être de type « élastique » : Les vortex commencent à interagir à peu près lorsque la distance qui les sépare devient inférieure ou égale à la somme de leurs rayons $\Delta x = R_1 + R_2$. S'ils s'approchent plus près, ils se repoussent, comme cela a été observé quand V_1 remonte vers l'amont et pousse V_2 devant lui (figure 3.2b). S'ils arrivent à se rapprocher encore plus l'un de l'autre, les deux vortex fusionnent, ce qui résulte en un vortex brièvement (par rapport aux échelles de temps associées au mouvement des vortex) perturbé. Toutefois, dans le cas de vortex de tailles très différentes, comme c'est le cas dans les configurations en régime de diffusion (figure 3.5), le vortex le plus petit est simplement absorbé par le plus grand, sans aucune trace de comportement élastique.

L'apparition de ce comportement élastique peut être attribué à la restriction de la position des vortex selon y (provoquée par la présence du fond solide et de la couche limite), qui empêche aux vortex de s'enrouler les uns autour des autres, comme c'est le cas pour des vortex plongés dans un écoulement uniforme.

5.6.3 Notes sur l'échappement des vortex

Pour des retards Δt importants et des vitesses de convection du vortex principal V_1 importantes, la distance Δx entre V_1 et V_2 est supposée augmenter. Si Δx dépasse une certaine valeur ($\approx R_1 + R_2$ selon les données expérimentales disponibles), l'écoulement provenant de l'amont s'engouffre entre les deux vortex, supprimant l'effet de bouclier de V_2 sur V_1 . Le déplacement du vortex principal est alors seulement gouverné par la compétition entre l'influence de la paroi v_{paroi} et de l'écoulement, réduit à une simple couche limite (sans influence de V_2) La nouvelle position d'équilibre résultante est alors obligatoirement stable et est en général située très proche de l'obstacle, où la vitesse de l'écoulement est suffisamment faible pour être équilibrée par l'influence de la paroi. Le vortex échappé se dirige vers cette position d'équilibre mais tend à disparaître à cause de son fort étirement latéral dans la zone proche de l'obstacle (à cause du contournement de l'obstacle par l'écoulement).

Ce chapitre a permis de comprendre les mécanismes à l'origine de la dynamique du TFC. Deux phénomènes physiques, l'effet de bouclier et le déphasage entre les mouvements des deux principaux vortex semblent être à l'origine de l'apparition de la périodicité et donc de la dynamique complexe du TFC. Le chapitre suivant s'intéressera à l'influence de la longueur de l'obstacle (des obstacles très longs ayant été utilisés jusqu'à présent) sur le TFC.

Chapitre 6

Impact de la variation du rapport d'allongement de l'obstacle

Sommaire

6.1	État de l'art	91
6.1.1	Effet du sillage sur le TFC	91
6.1.2	Oscillation du sillage	92
6.1.3	Objectifs et apports	93
6.2	Description de l'écoulement	94
6.2.1	Mesures	94
6.2.2	TFC	94
6.2.3	Caractérisation des zones de recirculation latérale	95
6.2.4	Caractérisation du sillage	96
6.2.5	Aspect tridimensionnel	96
6.3	Impact de la longueur de l'obstacle	98
6.3.1	Taille de la zone de recirculation latérale	98
6.3.2	Position de décollement de la couche limite	98
6.3.3	Régime du TFC	100
6.3.4	Position des vortex	101
6.3.5	Fréquences d'oscillation	102
6.4	Conclusion	107

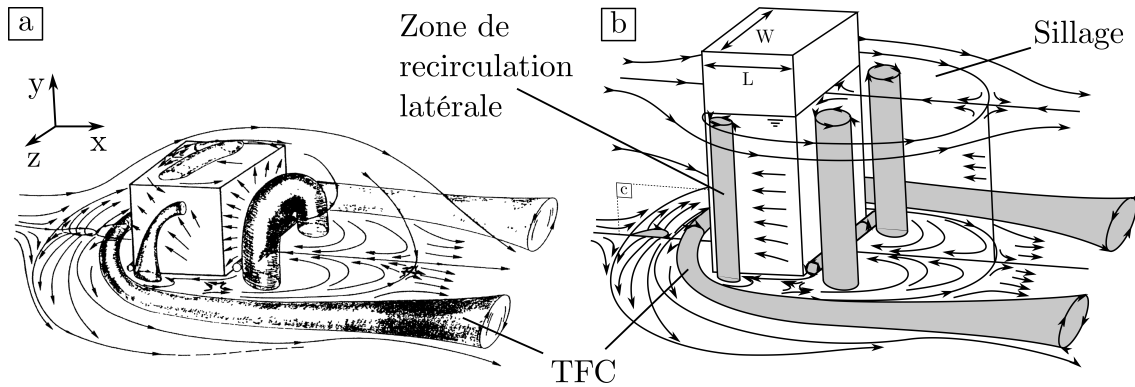


FIGURE 6.1 – Schémas d'écoulements autour d'obstacles pour : (a) un obstacle immergé, selon LAROUSSE et al. (1993), et (b) un obstacle émergent, avec (c) les lignes de courant dans le plan amont de symétrie, montrant le TFC. L'écoulement est supposé être tridimensionnel dans la partie basse de l'écoulement (ce qui n'est pas complètement représenté sur ces schémas), à cause de la couche limite se développant sur la paroi inférieure.

Afin de retirer l'influence du rapport longueur sur largeur de l'obstacle (L/W) dans l'analyse dimensionnelle présentée dans la section 2.1, les chapitres précédents ont considérés des obstacles très longs devant leur largeur (rapport $L/W > 6$, voir figure 2.1). Cela a notamment permis de restreindre le nombre de paramètres adimensionnels à 3 (équation 2.4). Ce chapitre s'intéresse maintenant à l'influence de ce rapport d'allongement L/W de l'obstacle sur l'écoulement autour d'un obstacle émergent, et plus particulièrement sur le TFC.

La topologie d'un écoulement autour d'un obstacle immergé de longueur L finie est présentée sur la figure 6.1a (LAROUSSE et al., 1993), en parallèle de la topologie attendue pour un obstacle de longueur finie émergent (figure 6.1b). Dans le cas d'un obstacle émergent, trois zones tourbillonnaires composent l'écoulement : (i) le TFC, prenant naissance à au pied de l'obstacle et s'enroulant autour de ce dernier, (ii) le sillage, composé de deux vortex contra-rotatifs d'axe vertical, et (iii) les zones de recirculation latérale, de chaque côté de l'obstacle, dues au décollement de l'écoulement au passage des coins amont de ce dernier. Les zones de recirculation latérales et le sillage de l'obstacle sont supposés être 2D (horizontaux) dans la partie haute de l'écoulement, et 3D dans la partie basse à cause de l'influence du TFC et de la couche limite de paroi (la topologie près de la paroi étant donc plus complexe que celle présentée sur la figure 6.1b).

Dans le cas d'un obstacle immergé (figure 6.1a), l'écoulement présente une bulle de recirculation supplémentaire sur le dessus de l'obstacle, et est plus tridimensionnel à cause du passage de l'écoulement au-dessus de l'obstacle : près du haut de l'obstacle, les recirculations latérales sont courbées vers l'aval et le sillage a une forme de fer à cheval.

Il est à noter que ces topologies sont modifiées dans le cas d'un obstacle cylindrique : dans ce cas la zone de recirculation latérale est confondue avec le sillage, et la position de décollement donnant naissance au sillage n'est pas fixe et peut varier en fonction des caractéristiques de l'écoulement (alors que cette position est forcée aux deux arêtes verticales de la face amont dans le cas d'un obstacle rectangulaire).

Auteurs	Forme de l'obstacle	Émergence	Re_W	Effet de L/W
LAROUSSE et al. (1993)	Rectangulaire	immergé	100000	Augmentation de λ
YOUNIS et al. (2014a)	Profils complexes	immergé	[1000, 7000]	Pas d'effet

TABLEAU 6.1 – Récapitulatif des travaux traitant ou mentionnant l'influence du rapport L/W d'allongement de l'obstacle sur le TFC.

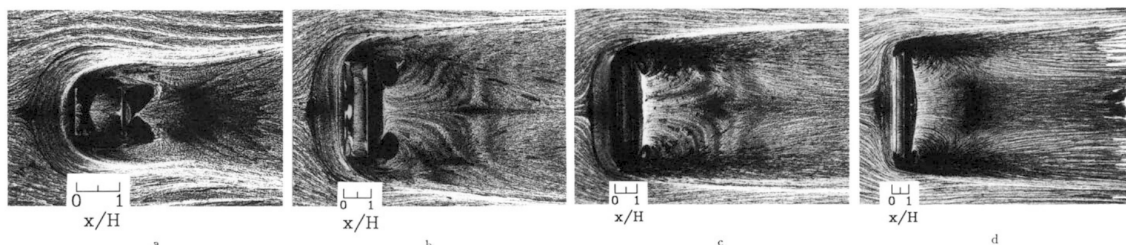


FIGURE 6.2 – Visualisations de l'écoulement pour différents rapports de longueur et de hauteur (a : $L/W = A/W = 1$, b : $L/W = A/W = 0.5$, c : $L/W = A/W = 0.25$, d : $L/W = A/W = 0.1$). Source : LAROUSSE et al. (1993)

6.1 État de l'art

Comme discuté au chapitre 1, les études d'écoulement autour d'obstacles s'intéressent généralement à des obstacles cylindriques ou carrés (pour lesquels la longueur de l'obstacle est égale à sa largeur). L'influence de la longueur de l'obstacle a donc été peu étudiée. Les deux seules études s'intéressant à cet aspect particulier (à notre connaissance) concernent des obstacles immergés. Ces deux études sont présentées dans le tableau 6.1, et détaillées ci-dessous.

LAROUSSE et al. (1993) étudient l'influence de la longueur d'obstacles rectangulaires immergés sur l'écoulement ($L/W \in [0.04, 1]$) mais en conservant une hauteur d'obstacle égale à sa longueur ($A = L$). Ils montrent que la distance de décollement λ augmente avec L/W (voir figure 6.2), cet effet étant principalement lié à l'augmentation de A/W , qui augmente le gradient de pression à l'amont de l'obstacle (l'écoulement passant plus difficilement au-dessus de l'obstacle), et donc précipite le décollement de la couche limite. Aucune conclusion quant à l'effet isolé de L/W ne peut donc être obtenue de cette étude.

YOUNIS et al. (2014a) étudient l'évolution du TFC pour trois obstacles immergés de longueurs et de formes variées (voir figure 6.3), et n'observent pas d'effet sur les propriétés du TFC. Le cas est cependant très différent du cas étudié ici, les formes d'obstacles utilisées (arrondi à l'amont et coin aval pour les deux derniers obstacles) ne permettant pas aux zones de recirculation latérales et au sillage de se développer librement.

6.1.1 Effet du sillage sur le TFC

Le sillage a, dans une plage de nombre de Reynolds donnée, un comportement périodique caractérisé par des lâchers de vortex vers l'aval. L'effet de cette oscillation du sillage peut remonter l'écoulement et avoir un impact sur le TFC. Les études s'intéressant à, ou mentionnant, cet effet sont présentées sur le tableau 6.2 et détaillées ci-dessous.

BAKER (1978) observe que la suppression de l'oscillation du sillage derrière un obstacle

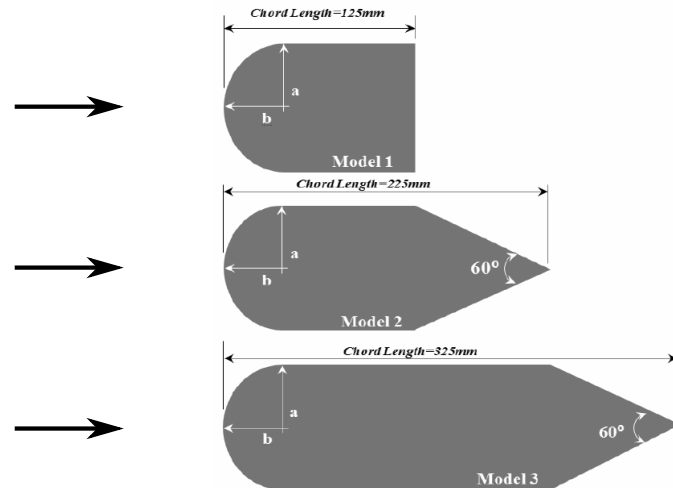


FIGURE 6.3 – Formes des obstacles étudiés par YOUNIS et al. (2014a).

Auteurs	Forme de l'obstacle	Émergence	Re_D	Effet du sillage
BAKER (1978)	Cylindre	immergé	[1000, 7000]	Pas d'effet sur la fréquence du TFC
BAKER (1991)	Cylindre	immergé	[2000, 14000]	Potentiellement à l'origine de la seconde oscillation
MARAKKOS et al. (2006)	Cylindre	immergé	5140	Oscillation transversale du TFC (hypothèse)

TABLEAU 6.2 – Récapitulatif des travaux traitant ou mentionnant l'effet du sillage sur le TFC.

cylindrique immergé par l'ajout d'une plaque dans le plan de symétrie, ne provoque aucune modification du comportement du TFC. Cependant, BAKER (1991) met en évidence deux fréquences d'oscillations au sein du TFC, la première étant due à l'instabilité du vortex principal (donnant naissance aux régimes cohérents, voir section 3.3) et la seconde étant une oscillation de l'ensemble (selon z) du TFC, potentiellement liée au sillage. BALLIO et al. (1998), dans leur synthèse des données expérimentales de la littérature liée au TFC, estiment que seule la géométrie de l'amont de l'obstacle et sa largeur influent sur le TFC. MARAKKOS et al. (2006) suggèrent cependant que l'oscillation du sillage doit être à l'origine l'oscillation transversale du TFC. Les travaux de la littérature ne permettent donc pas de conclure quant à l'influence du rapport L/W sur l'écoulement. Les sections suivantes ont pour objet l'étude de cet effet.

6.1.2 Oscillation du sillage

Les nombres de Strouhal associés au comportement périodique du sillage pour un écoulement autour d'un obstacle infiniment haut sont bien connues et évoluent avec le nombre de Reynolds basé sur la largeur de l'obstacle Re_W (OKAJIMA, 1982). Dans le cas d'un obstacle posé sur une paroi, la couche limite en développement sur cette paroi modifie les caractéristiques d'oscillation du sillage et mène à des nombres de Strouhal

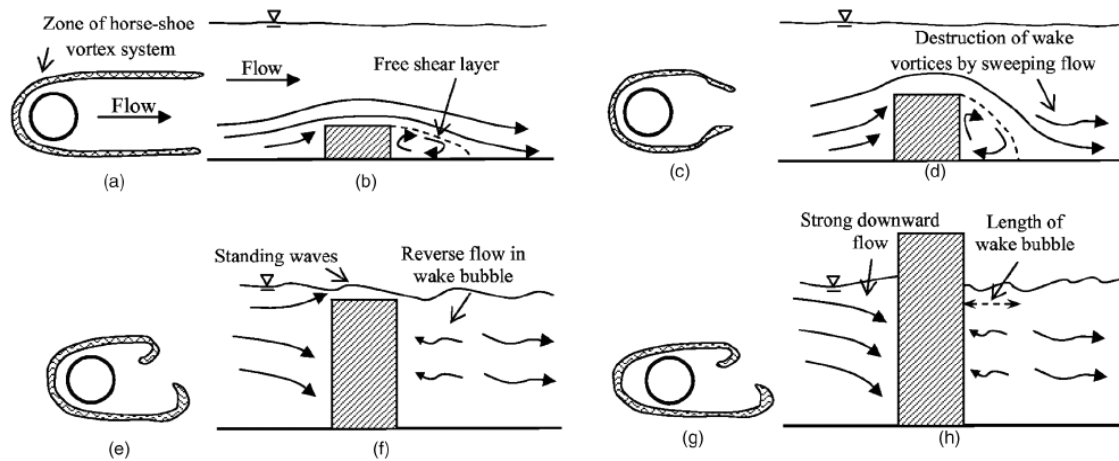


FIGURE 6.4 – Schéma d'écoulements à surface libre autour d'obstacles pour des hauteurs d'obstacles croissantes (jusqu'à émergence). (a), (c), (e), (g) : Vue de dessus, présentant le TFC instantané contournant l'obstacle. (b), (d), (f), (h) : Vue de côté dans le plan de symétrie, montrant la destruction de la recirculation aval par l'écoulement passant au-dessus de l'obstacle. Source : SADEQUE et al. (2008).

différents (OKAJIMA, 1982), et variant selon la profondeur d'eau (DARGAHI, 1989). De plus, la gamme de nombre de Reynolds menant à un comportement périodique du sillage est plus étendue dans le cas d'obstacles posés sur une paroi solide (comportement périodique jusqu'à $Re_W = 3000$, voir CHEN et al. (1995)) que pour des obstacles infiniment hauts (comportement périodique jusqu'à $Re_W = 300$, voir CHEN et al. (1995)), et le confinement (sous une surface libre par exemple) repousse encore cette limite (CHEN et al., 1995). Par ailleurs, dans le cas d'obstacles immergés de faibles hauteurs, l'écoulement passant au-dessus de l'obstacle « écrase » le sillage (SADEQUE et al., 2008, voir figure 6.4).

6.1.3 Objectifs et apports

Le but de ce chapitre est, pour un obstacle rectangulaire émergent et pour une configuration unique d'écoulement : (i) de caractériser l'influence de la longueur de l'obstacle (rapport L/W) sur les trois structures principales de l'écoulement (TFC, zones de recirculation latérales et sillage), et (ii) de mieux appréhender les interactions entre la zone de recirculation latérale, le sillage et le TFC.

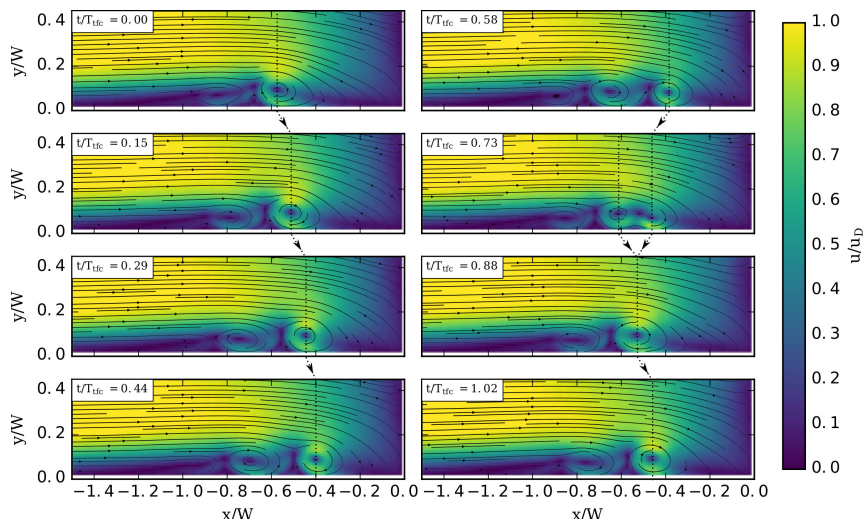


FIGURE 6.5 – Champs de vitesse instantanés successifs tous les $0.146T_{tfc}$ avec $T_{tfc} = 38.5s$ (lignes de courant et magnitude de la vitesse) dans le plan vertical de symétrie pour $L/W = 6$.

6.2 Description de l'écoulement

6.2.1 Mesures

La configuration unique choisie est celle d'un TFC en régime de fusion (voir section 3.3.3 et figure 6.5), les désormais 4 paramètres dimensionnels étant $h = 6\text{cm}$, $W = 10\text{cm}$, $u_D = 0.02\text{m/s}$ et $L = [4, 7.4, 10, 12.5, 15, 20, 40, 60]\text{cm}$, et les paramètres adimensionnels associés : $Re_h = 4271$, $h/\delta = 2.70$, $W/h = 1.67$ et $L/W \in [0.4, 0.74, 1, 1.25, 1.5, 2, 4, 6]$.

Des mesures PIV sont réalisées dans le plan vertical de symétrie à l'amont de l'obstacle et dans un plan horizontal à 2 mm du fond autour de l'obstacle, de façon à pouvoir observer les trois structures de l'écoulement. La seule mesure horizontale près du fond ne permet pas bien entendu d'obtenir une bonne représentation de l'aspect tri-dimensionnel des recirculations latérales et du sillage (voir figure 6.1). La structure à laquelle nous nous intéressons reste cependant le TFC, dont la dynamique n'est visible que sur des plans proches du fond.

6.2.2 TFC

La structure et la dynamique du TFC en régime de fusion ont été présentée en détails dans la section 3.3.3. La figure 6.7, présentant des champs de vitesse instantanés dans le plan horizontal, apporte des informations complémentaires sur le comportement des vortex en dehors du plan de symétrie : Ils s'enroulent autour de l'obstacle (figure 6.7) et restent visibles jusqu'à ce qu'ils quittent la zone de mesure (à $x/W = 2.5$).

Afin d'éviter toute ambiguïté, les fréquences et les périodes d'oscillation associées au TFC, précédemment notées respectivement f et T seront, dans cette partie, notées f_{tfc} et T_{tfc} .

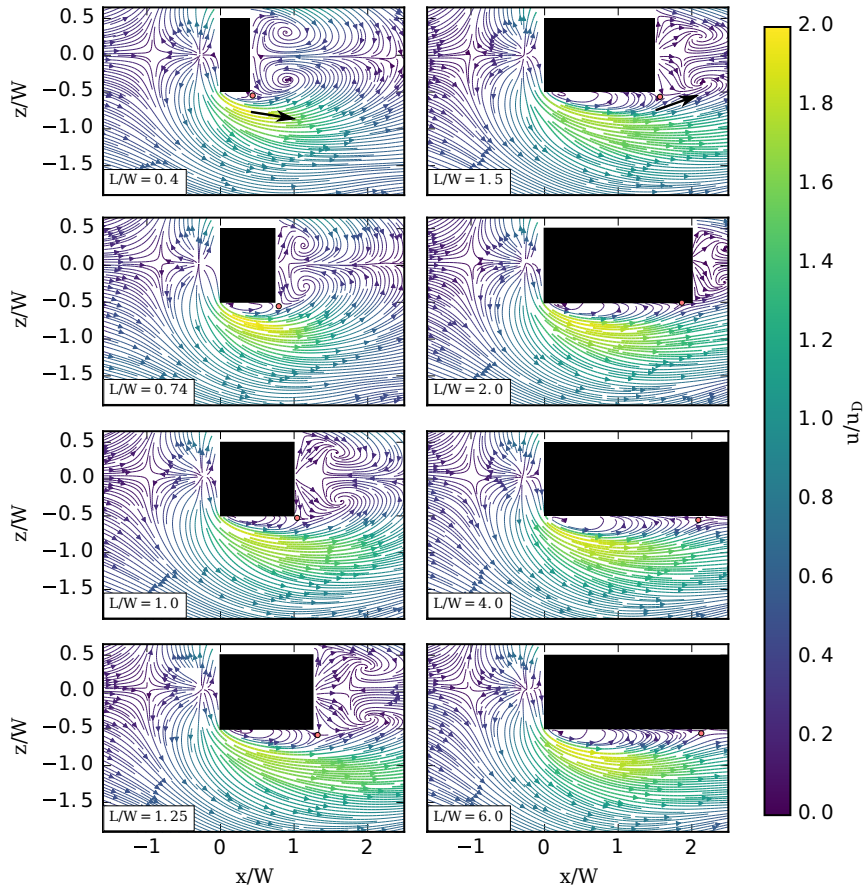


FIGURE 6.6 – Évolution de l'écoulement moyen dans le plan horizontal près du fond pour des valeurs de L/W croissantes. Les cercles rouges représente les points de selle correspondant à la fin des zones de recirculation latérales.

6.2.3 Caractérisation des zones de recirculation latérale

Une zone de recirculation latérale est visible sur les figures 6.6 et 6.7, initiée par un décollement imposé au niveau de l'arête verticale de la face amont de l'obstacle. Le décollement entre la zone de recirculation et l'écoulement extérieur est stable dans la zone de $x/W = 0$ à 0.5 , puis est le siège de génération de vortex plus à l'aval (dont l'alternance est visible à $t/T_{tc} = 1.52$ sur la figure 6.7 par exemple). Cette zone de recirculation rattache sur la paroi de l'obstacle (figure 6.6) lorsque celui-ci est suffisamment long ($L/W \geq 2$). Pour les obstacles plus courts, la rencontre entre la zone de recirculation latérale et le sillage à l'aval de l'obstacle donne lieu à un point de selle ($L/W = 0.74$ sur la figure 6.6 par exemple), qui sera considéré dans la suite comme la fin de la zone de recirculation latérale (voir figure 6.8).

Les mesures horizontales permettent alors de définir : (i) la longueur de la zone de recirculation latérale λ_r , *i.e.* la distance entre le coin amont de l'obstacle et le point de rattachement pour des obstacles longs ou entre le coin amont et le point de selle pour les obstacles courts (voir figure 6.9). (ii) La largeur de la zone ξ , *i.e.* la distance entre la face latérale de l'obstacle et la ligne de courant issue du coin amont de l'obstacle au niveau de l'abscisse $x = \lambda_r/2$ (voir figure 6.9). Ces grandeurs ne restent représentatives que des

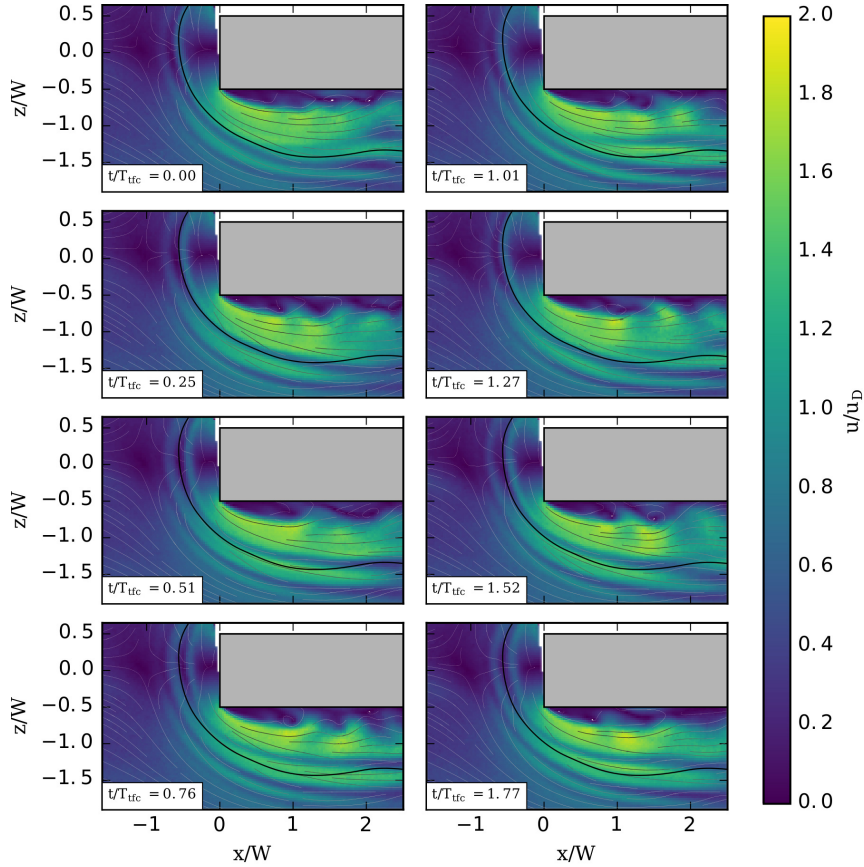


FIGURE 6.7 – Champs de vitesse instantanés successifs (lignes de courant et magnitude de la vitesse) dans le plan horizontal près du fond pour $L/W = 6$ et avec $T_{tfc} = 41.1s$. La ligne noire correspond à la position du vortex principal à $t/T_{tfc} = 0$

propriétés des recirculations latérales dans la partie basse de l'écoulement, celles-ci étant supposées évoluer avec la distance au fond.

6.2.4 Caractérisation du sillage

Du fait de limitations expérimentales, le sillage n'est observable, dans les mesures présentes, que pour des obstacles courts (voir figure 6.6). Cette zone est bien le siège de création de vortex de grandes tailles (visible à $t/T_{tfc} = 0.25$ sur la figure 6.8 par exemple), qui sont ensuite convectés vers l'aval. La fréquence de lâché de ces grandes structures est, sur la figure 6.8, différente de la fréquence associée au TFC : des vortex sont générés du côté gauche (z/W négatifs) dans le sillage à $t/T_{tfc} = 0.25$ puis à 1.52, soit un $T_{sillage}/T_{tfc} = 1.27$. La tridimensionnalité de l'écoulement à proximité de la paroi rend le suivi de ces structures complexe (il est difficile de visualiser le vortex du sillage à $t/T_{tfc} = 0.76$ ou 1.27).

6.2.5 Aspect tridimensionnel

La figure 6.10 montre l'évolution de la divergence du champ de vitesse 2D dans le plan horizontal. Ce plan étant réalisé près du fond ($y = 2mm$), une divergence positive traduit une plongée de l'écoulement vers la paroi (vers les y négatifs) et une divergence négative

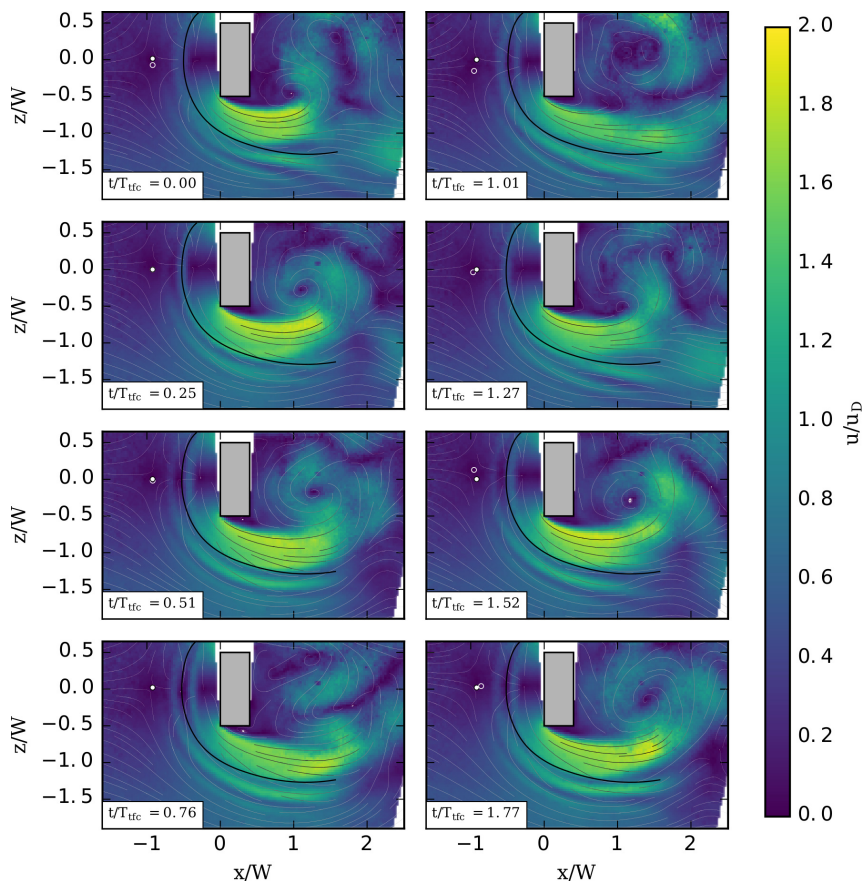


FIGURE 6.8 – Champs de vitesse instantanés successifs (lignes de courant et magnitude de la vitesse) dans le plan horizontal près du fond pour $L/W = 0.4$ et avec $T_{tfc} = 39.79s$. La ligne noire correspond à la position du vortex principal à $t/T_{tfc} = 0.25$, le point blanc la position du point de décollement de la couche limite (point de selle) à $t/T_{tfc} = 0.25$ et le cercle blanc la position de ce point à l'instant considéré.

une remontée du fluide (vers les y positifs). En accord avec les mesures réalisées dans le plan vertical de symétrie (figure 6.5), l'écoulement moyen plonge à l'amont de l'obstacle et au sein du TFC pendant son contournement de l'obstacle (zone de divergence positive). Les bandes de divergence négatives (vers $x/W = 0.5$, $y/W = -1.5$) représentent des remontées de l'écoulement moyen, et traduisent la présence de vortex persistants au sein du TFC. La bande de vorticité positive directement à l'aval de l'obstacle ($x/W = 1.1$ et $y/W = 0$ pour $L/W = 1$ par exemple) correspond à un décollement de l'écoulement de retour induit par le sillage (voir le filament vortex horizontal au pied aval de l'obstacle sur la figure 6.1b). Pour les obstacles de grande longueur L , la zone de recirculation latérale est compos e de deux bandes de vorticité de signes opposés, traduisant la tridimensionnalité de cette zone. La zone de sillage est de vorticité faiblement négative, traduisant une faible remont e de l'écoulement.

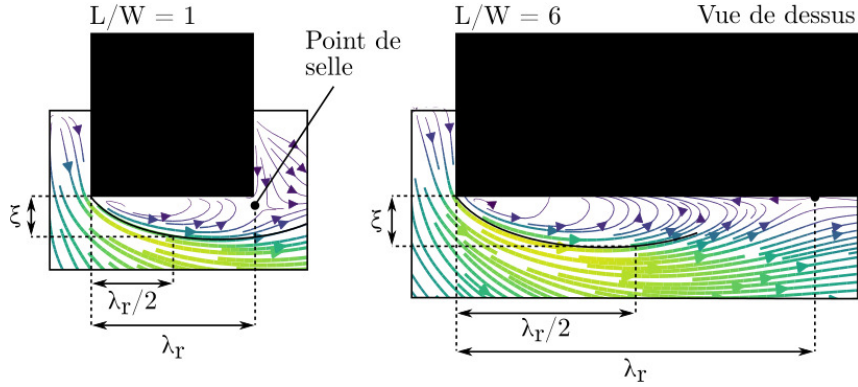


FIGURE 6.9 – Schéma des caractéristiques mesurées de la zone de recirculation latérale dans le plan horizontal, dans le cas d'un obstacle court (gauche) et dans le cas d'un obstacle long (droite).

6.3 Impact de la longueur de l'obstacle sur l'écoulement

6.3.1 Taille de la zone de recirculation latérale

La figure 6.11 présente l'évolution des dimensions de la zone de recirculation latérale (longueur λ_r et largeur ξ) à mesure que L/W augmente. Comme vu sur la figure 6.6, la zone de recirculation latérale décolle toujours au coin amont de l'obstacle et rattache à la fin de l'obstacle ($\lambda_r \approx L$) pour $L/W < 1.75$, ou sur la face latérale de l'obstacle pour $L/W > 1.75$.

Pour $L/W > 4$ la distance de rattachement semble se stabiliser à une valeur de $\lambda_r/W = 2.15$. La largeur de la zone de recirculation latérale suit la tendance d'évolution de sa longueur, avec $(\lambda_r/W) = 11.23 (\xi/W) - 0.48$ ($R^2 = 0.98$). À l'aval du point de réattachement, l'écoulement s'établit parallèle à la paroi, comme dans le cas par exemple d'une marche descendante.

6.3.2 Position de décollement de la couche limite

La figure 6.12 présente l'évolution de la distance de décollement de la couche limite mesurée à l'amont de l'obstacle λ en fonction du rapport L/W . Cette distance de décollement augmente avec l'accroissement de L/W mais tend à se stabiliser pour $L/W > 4$ autour de la valeur de $\lambda/W = 1.91$ issue de la corrélation (équation 4.4) présentée dans la section 4.3 pour des valeurs de L/W élevées.

Les calculs réalisés en utilisant la théorie des écoulements potentiels (voir section C) permettent d'estimer le gradient de pression dans le plan de symétrie vertical amont, et, en fixant arbitrairement une valeur limite k pour le gradient de pression donnant lieu au décollement :

$$\frac{\partial C_p}{\partial x} = k \quad (6.1)$$

d'obtenir une estimation de la distance de décollement λ_{cp1} . La constante k est fixée arbitrairement pour s'ajuster aux données expérimentales, ce qui n'a que peu d'importance puisque nous nous intéressons uniquement ici à l'évolution de λ_{cp1} (et non sa valeur absolue). Cette distance de décollement estimée est tracée en traitillées sur la figure 6.12, et montre

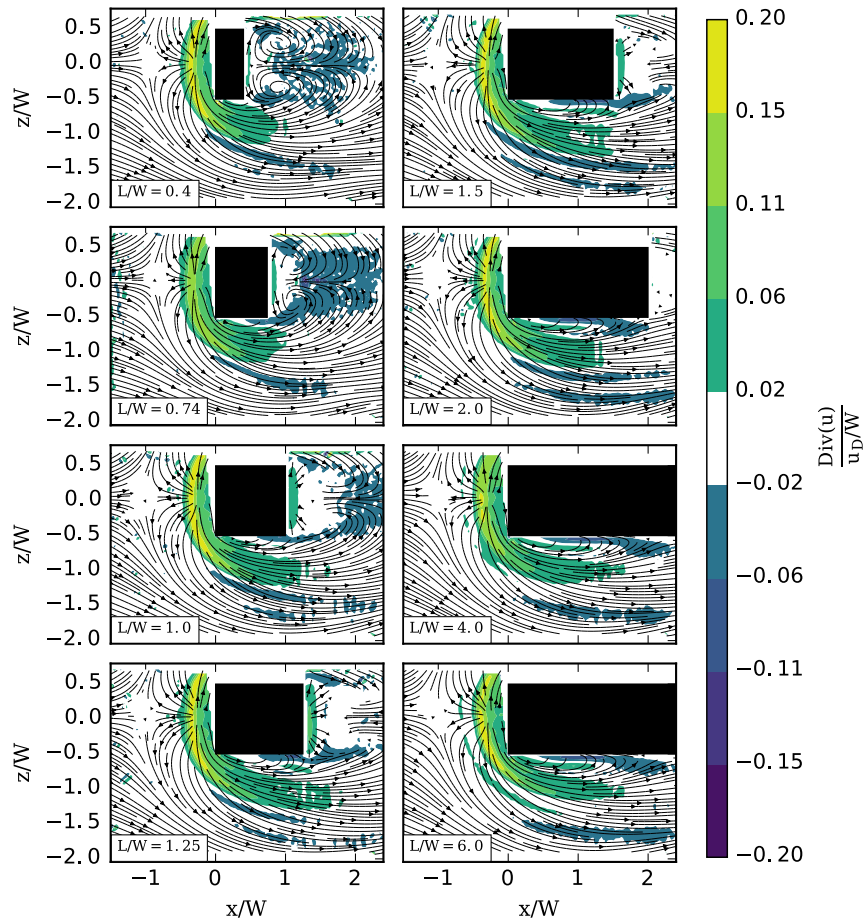


FIGURE 6.10 – Évolution de la divergence 2D du champ de vitesse dans le plan horizontal près du fond pour des valeurs de L/W croissantes. Les mesures horizontales étant prises près du fond, la divergence donne une information directe sur la troisième composante de la vitesse : la divergence négative correspond à des vitesses positives suivant y (montantes) et la divergence positive à des vitesses négatives selon y (plongeantes).

une tendance similaire. Cela confirme bien que l'augmentation de la longueur de l'obstacle L provoque la remonté du gradient de pression adverse, et donc la remonté de la position du point de décollement λ .

La théorie des écoulements potentiels ne peut donner, par nature, que des écoulements irrotationnels, et ne peut donc pas prévoir l'apparition des zones de recirculation. L'influence de la zone de recirculation latérale n'est donc pas prise en compte dans les résultats de la figure 6.12 (ligne traitillée). Or il est intuitif de penser que la présence de la recirculation latérale (et notamment de sa largeur ξ) a pour effet d'augmenter le blocage de l'écoulement, (*c.-à-d.* la largeur de l'obstacle tel qu'il est vu par l'écoulement), et donc devrait avoir une influence sur le gradient de pression à l'amont de l'obstacle.

Afin de prendre en compte cette zone de recirculation dans les calculs d'écoulements potentiels, la ligne de courant à l'interface entre la zone de recirculation latérale et l'écoulement (voir figure 6.9) est utilisée pour modifier la forme de l'obstacle (afin d'englober la zone de recirculation latérale, voir figure 6.13). Comme dans le paragraphe précédent, une valeur arbitraire k du gradient de pression (équation 6.1) est choisie afin d'obtenir une

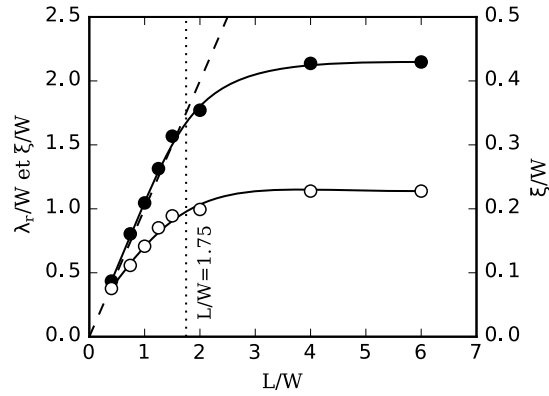


FIGURE 6.11 – Évolution de la taille de la zone de recirculation de recirculation. ● : longueur de recirculation λ_r et ○ largeur de la zone de recirculation ξ . La ligne pointillée correspond à $\lambda_r = L$.

estimation de la distance de décollement λ_{cp2} . Les résultats issus de ce deuxième calcul sont représentées par les points blancs de la figure 6.12.

La première solution λ_{cp1} surestime les valeurs de λ pour les obstacles courts et les sous-estime pour les obstacles longs. Cette tendance est en partie corrigée par la prise en compte de la zone de recirculation latérale dans la seconde solution λ_{cp2} et montre l'influence de la zone de recirculation latérale sur le TFC.

Il est à noter que la valeur seuil du gradient de pression adverse limite k a été ajustée individuellement pour la première et la seconde solution (λ_{cp1} et λ_{cp2}). Pour une valeur unique de k de 0.0013, la différence entre λ_{cp1} et λ_{cp2} est de l'ordre de $0.15W$. La valeur théorique du gradient de pression adverse au décollement étant inconnue, cette différence de valeur limite k n'est cependant pas exploitable.

6.3.3 Régime du TFC

Afin d'illustrer l'évolution de la dynamique des vortex au sein du TFC avec l'augmentation de L/W , la figure 6.14 présente les trajectoires moyennes obtenues sur les champs de vitesse dans le plan vertical de symétrie et pour différentes valeurs de L/W . Le régime du TFC ne change pas (il reste en régime de fusion), mais il apparaît que sa dynamique est légèrement affectée par l'accroissement des L/W : (i) Le vortex principal voyage plus à l'aval avant de revenir fusionner avec le vortex secondaire. (ii) Le vortex principal arrête d'être détecté lors de son retour vers le vortex secondaire, ce qui traduit sa faible circulation à cet instant. (iii) En conséquence, le vortex secondaire est de moins en moins perturbé par sa fusion avec le vortex principal, ce qui traduit un plus grand écart entre les circulations des vortex principal et secondaire. En conclusion, le TFC tend à passer d'un régime de fusion vers un régime de diffusion au fur et à mesure de l'augmentation de L/W . Cette conclusion est bien entendue uniquement valable pour l'écoulement particulier étudié ($Re_h = 4271$, $W/h = 1.67$ et $h/\delta = 2.70$). Cela montre cependant que la variation de l'allongement de l'obstacle est susceptible de modifier le régime du TFC, et que le paramètre L/W n'est pas un paramètre négligeable dans l'étude de la dynamique du TFC.

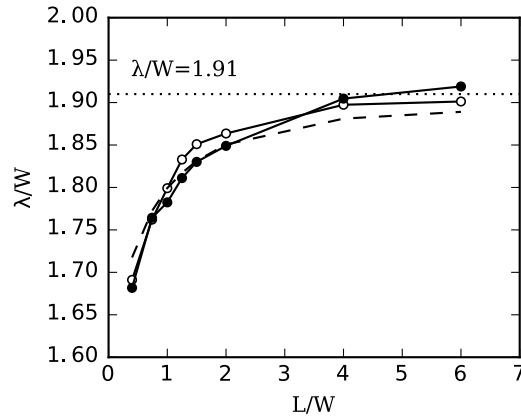


FIGURE 6.12 – Évolution de la distance de décollement adimensionnée par la largeur de l'obstacle λ/W pour des valeurs de L/W croissantes : ● : valeur de λ/W mesurée dans le plan vertical de symétrie, traitillés pour λ_{cp1} la position $\frac{\partial C_p}{\partial x} = 0.00113$ issue des calculs d'écoulements potentiels, ○ pour λ_{cp2} la position $\frac{\partial C_p}{\partial x} = 0.00132$ issu des calculs d'écoulements potentiels englobant la zone de recirculation latérale mesurée, et ligne pointillée horizontale pour la valeur issue de la corrélation de la section 4.3 (equation (4.4)) pour des obstacles longs.

6.3.4 Position des vortex

La figure 6.15 présente l'évolution de la position du vortex principal (x_1, y_1 , comme définie dans la section 4.4) avec l'accroissement de L/W . Il apparaît que la position du vortex principal x_1 ne dépend pas de la longueur de l'obstacle, et est en accord avec la valeur de $x_1/W = 1.01$ issue de la corrélation de la section 4.4 pour des obstacles très longs (équation 4.14). La position y_1 semble aussi relativement constante et en accords avec la corrélation de l'équation 4.15, malgré une dispersion assez importante due à l'incertitude relative de mesure élevée.

Ces résultats sont en accord avec les explications données dans la section 4.4 : la position horizontale du vortex principal x_1 dépend principalement de l'écoulement plongeant et donc de la largeur de l'obstacle, qui ne varie pas ici, et la position verticale du vortex

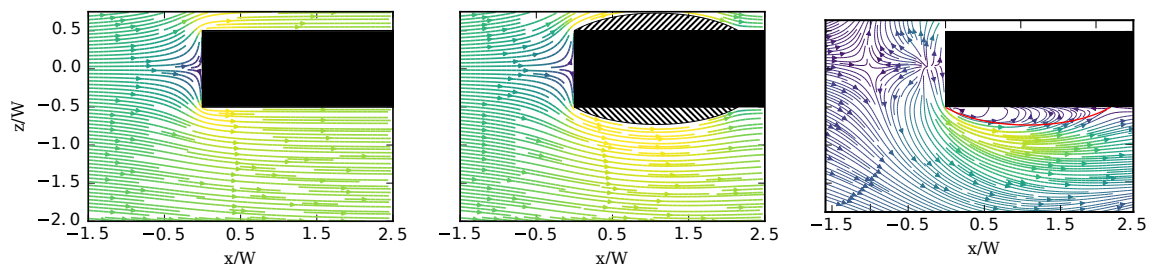


FIGURE 6.13 – Champs de vitesse obtenus par la théorie des écoulements potentiels pour un écoulement 2D autour d'un obstacle rectangulaire, dans le cas (a) d'un obstacle infiniment long et (b) d'un obstacle dont la forme a été adaptée pour prendre en compte la zone de recirculation latérale pour la configuration $L/W = 6$. La figure (c) représente le champ de vitesse sur lequel a été mesurée la limite de la zone de recirculation latérale (ligne rouge).

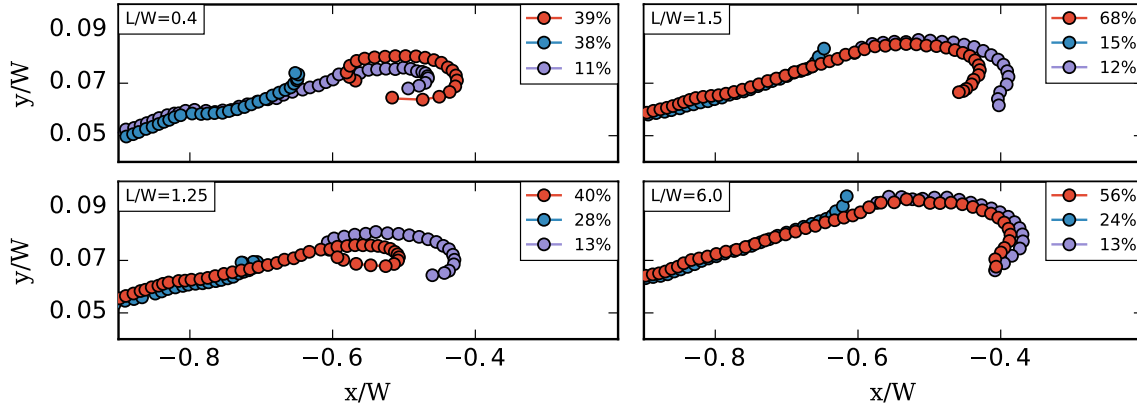


FIGURE 6.14 – Trajectoire moyennes (voir section 2.8) des centres de vortex dans le plan vertical de symétrie pour des valeurs de L/W croissantes. Les légendes représentent les pourcentages de trajectoires utilisées pour calculer chacune des trajectoires moyennes. Par soucis de clarté, les trajectoires moyennes sont allongée selon l'axe y .

principal y_1 dépend de la taille de la couche limite et de l'écoulement plongeant, qui ne varient pas non plus ici.

Il est à noter que malgré la similarité des corrélations trouvée dans les sections 4.3 et 4.4 pour la distance de décollement λ et la position selon x du vortex principal x_1 (respectivement équation 4.4 : $\lambda = 1.91W$ et équation 4.14 : $x_1 = 1.01W$), ces deux grandeurs n'évoluent pas de la même façon à l'accroissement de L/W . Cela montre bien que les phénomènes physiques en jeu pour l'évolution de ces deux paramètres, bien que tous deux dépendants de W , ne sont pas les mêmes (gradient de pression adverse pour λ et écoulement plongeant pour x_1).

6.3.5 Fréquences d'oscillation

Fréquences caractéristiques des trois structures

Chacune des trois structures de l'écoulement (le TFC, les zones de recirculation latérales et le sillage) peuvent avoir un comportement périodique : Le TFC est en régime de fusion, caractérisé par une fréquence liée au mouvement des vortex, l'oscillation résultante étant orientée dans le sens de l'écoulement (selon x) au niveau du plan de symétrie et selon la figure 6.16 en dehors du plan de symétrie. La couche de cisaillement à la frontière de la zone de recirculation latérale (voir figure 6.16) est susceptible d'être à l'origine de lâchers tourbillonnaires (comme vu sur la figure 6.7 pour $L/W = 6$), et génère donc une oscillation dont la direction principale est perpendiculaire à la couche de cisaillement. Le sillage génère une oscillation dans la direction transverse (selon z) due à la création alternative de vortex de chaque côté du sillage.

Ces trois oscillations sont schématisées sur la figure 6.16, sur laquelle sont ajoutés les points (S_1 , S_2 et S_3 en noirs) où sont réalisés les spectres permettant d'identifier les fréquences d'oscillations caractéristiques des trois structures. Les densités spectrales de puissance de vitesse E obtenues pour la configuration $L/W = 1.25$ en ces trois points sont représentés sur la figure 6.17. La densité spectrale mesurée au point S_3 (dans le sillage) montre un pic très marqué à $0.016Hz$. La densité spectrale mesurée au point S_1 (dans le TFC) montre un pic marqué à $0.025Hz$, ainsi qu'une harmonique à $0.05Hz$. L'intensité

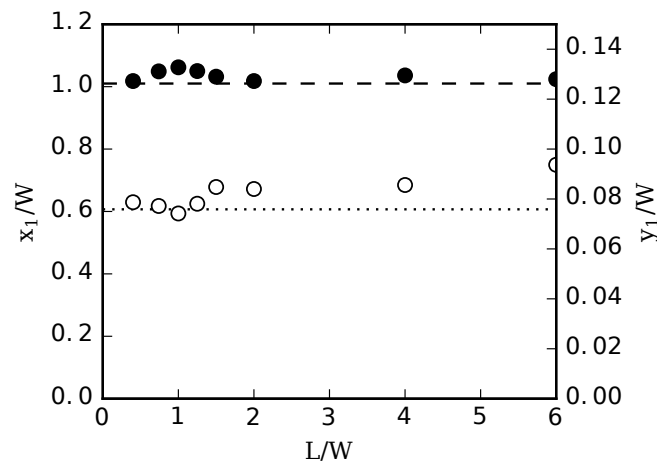


FIGURE 6.15 – Évolution de la position du vortex principal pour des valeurs croissantes de L/W . ● : x_1/W , position dans le sens de l'écoulement et ○ : y_1/W position selon la verticale. Lignes pointillées et traitillées pour les valeurs issues des corrélations obtenues dans la section 4.4.

d'oscillation est plus importante au point S_3 qu'au point S_1 (si l'on considère les intégrales des pics de densité spectrale), montrant que l'oscillation due au sillage est plus énergétique que celle due au TFC. En ce qui concerne le point S_2 (dans la zone de recirculation latérale), la densité spectrale associée montre un pic très marqué à la même fréquence qu'au point S_3 (à cause de la proximité et de l'intensité du sillage), et un pic peu marqué (mais qui correspond aux observations qualitatives de lâchers de vortex sur les champs de vitesse instantanés) à $0.08Hz$, et qui sera considérée comme la fréquence caractéristique de la zone de recirculation latérale.

La même procédure est répétée pour les écoulements à L/W varié et les fréquences d'oscillations caractéristiques mesurées sont reportées sur la figure 6.18. Les fréquences associées au TFC sont en accord avec la corrélation de la section 4.5 et varient peu avec L/W . Les fréquences associées avec le sillage sont en accord avec le nombre de Strouhal ($St_h = fh/u_D$) de 0.082 (donnant une fréquence de 0.0164) proposé par OKAJIMA (1982) pour des obstacles rectangulaires immergés. Cependant, il apparaît que l'intensité de l'oscillation du sillage diminue fortement avec L/W et devient indétectable pour $L/W > 1.5$.

Cette diminution d'amplitude d'oscillation semble être corrélée avec la diminution de la taille du sillage, qui peut être expliquée de la manière suivante : (i) Pour des obstacles courts ($L/W = 0.4$ par exemple) la déflexion de la vitesse vers l'extérieur au niveau du coin aval de l'obstacle (flèche noire sur la figure 6.6 pour $L/W = 0.4$) favorise l'augmentation de la taille transverse du sillage. (ii) Pour des obstacles plus long mais où la recirculation latérale ne rattache pas encore sur la façade de l'obstacle ($L/W = 1.25$ par exemple) la déflexion de vitesse s'inverse pour être dirigée vers l'intérieur (flèche noire sur la figure 6.6 pour $L/W = 1.25$), confinant le sillage et réduisant sa taille. (iii) Pour des obstacles encore plus longs où la recirculation latérale rattache sur le côté de l'obstacle ($L/W = 1.5$ par exemple), l'écoulement a le temps de redevenir purement longitudinal avec d'atteindre le coin aval de l'obstacle. Le sillage n'est donc plus influencé par la zone de recirculation latérale et est supposée avoir une taille intermédiaire entre les deux cas précédents. En conclusion, la largeur mais aussi la longueur de la zone de sillage évoluent

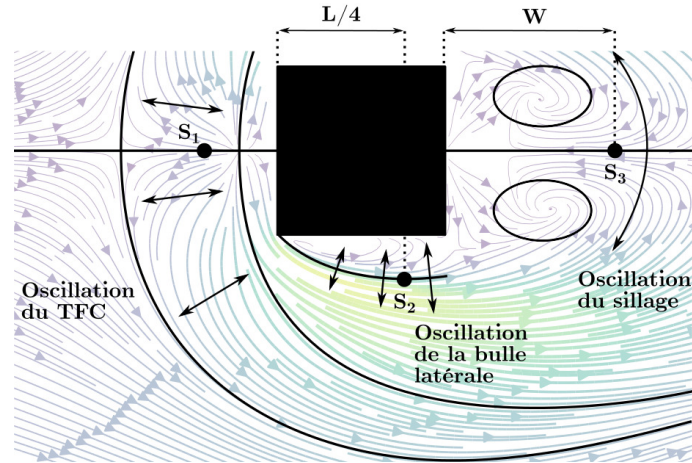


FIGURE 6.16 – Schéma illustrant les directions d'oscillation des trois structures de l'écoulement (TFC, zone de recirculation latérale et sillage) et les points S_1 , S_2 et S_3 où sont mesurées leurs fréquences caractéristiques.

avec l'accroissement de L/W , ce qui modifie ses caractéristiques d'oscillation et explique la réduction de l'intensité de l'oscillation du sillage.

Interactions entre les différentes structures

L'oscillation du sillage peut, dans le cas d'obstacles courts, se propager vers l'amont de l'écoulement et venir perturber le TFC. Cet effet est notamment visible en observant l'évolution de la position du décollement de la couche limite dans le temps, qui oscille selon l'axe z (voir figure 6.8). L'amplitude de cette oscillation est reportée en fonction de L/W sur la figure 6.19 et montre une valeur importante (un tiers de la largeur de l'obstacle) pour $L/W = 0.4$ et une décroissance rapide, devenant nulle (dans le bruit de mesure) à partir de $L/W = 2$. Cette décroissance s'explique à la fois par la diminution de l'amplitude d'oscillation du sillage et par l'éloignement de la zone de sillage par rapport au point de décollement de la couche limite.

Les figures 6.20 et 6.21 présentent les directions principales d'oscillation dans le plan horizontal pour la configuration $L/W = 0.4$, respectivement pour les fréquences associées au TFC et au sillage. La couleur des lignes correspond à l'amplitude de l'oscillation (à la fréquence données).

Ces deux figures sont obtenues selon la méthode suivante : (i) La fréquence associée à la structure à étudier (TFC ou sillage) est obtenue en utilisant la densité spectrale de la vitesse (même méthode que dans la section 6.3.5). (ii) Pour chaque point du champ de vitesse PIV, la densité spectrale et le spectre de phase associé sont obtenus par FFT pour chacune des composantes de la vitesse (u_x et u_z). (iii) les énergies associées aux oscillations pour les deux composantes (J_x et J_z , en $m^2.s^{-2}$) sont obtenues en intégrant la densité spectrale sur un intervalle de fréquence ($\Delta f = 0.002Hz$ ici) autour de la fréquence choisie. (iv) Les phases associées aux oscillations des deux composantes (ϕ_x et ϕ_z) sont obtenues sur les spectres de phase en utilisant la fréquence choisie. (v) Le déphasage entre les oscillations des deux composantes de la vitesse est calculé comme : $\phi = \phi_x - \phi_z$. (vi) La direction principale d'oscillation \vec{e} est déduite des énergies associées aux composantes et du déphasage $\vec{e} = \arctan(J_y/J_x) \sin(\phi)$. (vii) L'énergie associée à l'oscillation est selon

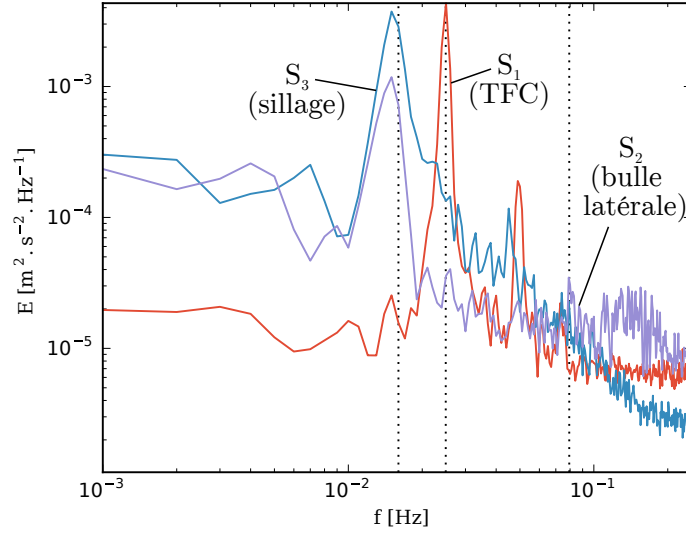


FIGURE 6.17 – Densité spectrale de puissance des vitesses (v_x pour le TFC, et V_y pour le sillage et la zone de recirculation latérale) pour la configuration $L/W = 1.25$, aux points définis sur la figure 6.16 et associés aux trois structures : ligne bleue pour le sillage (point S_3), ligne rouge pour le TFC (point S_1) et ligne violette pour la zone de recirculation latérale (point S_2). La méthode de WELCH (1967) avec une fenêtre de 1000s (500 points) est utilisée pour calculer ces spectres. Les lignes verticales pointillées représentent les fréquences pic retenues pour les trois structures (et reprises dans la figure 6.18), *i.e.* les centres (et non les maxima) des pics de fréquence.

la formule : $J = \sqrt{(J_x^2 + J_z^2)}$. Ces représentations (figures 6.20 et 6.21) permettent de visualiser la répartition spatiale des intensités d'oscillations, mais aussi de leurs directions.

Pour la fréquence f_{tfc} associée au TFC (figure 6.20), la direction principale d'oscillation du TFC est selon x dans le plan de symétrie amont, comme l'hypothèse en a été faite dans la section 6.3.5. Au fur et à mesure que le TFC s'enroule autour de l'obstacle, et jusqu'à ($x/W = 0.5$, $y/W = -1.5$), sa direction principale d'oscillation reste perpendiculaire à l'axe du TFC (comprendre l'axe moyen des filaments de vortex composant le TFC). Plus proche du sillage (pour $x/W > 0.5$), le TFC perd en amplitude d'oscillation, détruit par son interaction avec le sillage. La double branche que forme le TFC à $x/W \approx 1$ semble être un effet du battement du TFC selon l'axe z dû à l'oscillation du sillage (visible sur la figure 6.8). Il est peu probable que les amplitudes d'oscillation importantes à fréquence f_{tfc} présentes dans le sillage soient la conséquence des oscillations du TFC. Il est plus probable qu'elles soient simplement dues à l'étalement fréquentiel du sillage (figure 6.17), ce dernier portant une quantité d'énergie non-négligeable à la fréquence f_{tfc} . Il est à noter que les valeurs d'amplitudes à l'amont de l'obstacle pour la fréquence f_{tfc} (figure 6.20) sont très faibles, indiquant que l'influence du TFC ne remonte pas l'écoulement à l'amont de $x/W = -0.75$.

Concernant la carte de fréquence associée au sillage (figure 6.21), les amplitudes d'oscillation maximales sont bien plus importantes que dans le cas précédent de la figure 6.20 (≈ 6 fois plus importantes). Comme attendu, l'amplitude maximale apparaît dans le sillage et dans la direction transversale (selon z). Cette zone de forte oscillation contourne l'obstacle vers l'amont en passant par : (i) la zone de recirculation latérale (où la direction principale

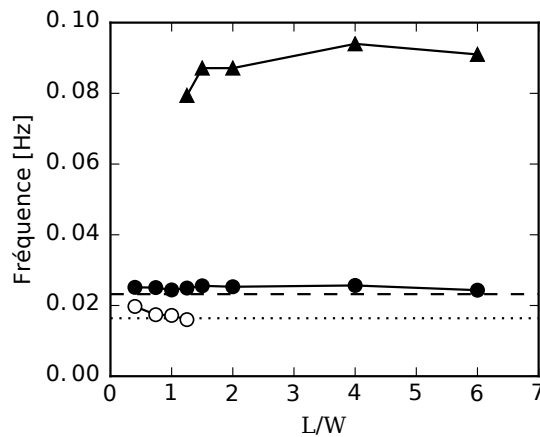


FIGURE 6.18 – Évolution de la fréquence caractéristique des trois structures principales avec L/W : ● : fréquence du TFC, ○ : fréquence du sillage, et ▲ : fréquence de la zone de recirculation latérale. La ligne pointillée correspond à la valeur de fréquence obtenue avec un nombre de Strouhal basé sur la hauteur d'eau de 0.082 (voir OKAJIMA, 1982) et la ligne traitillée à la valeur de fréquence obtenue en utilisant la corrélation issue de la section 4.5.

d'oscillation est cette fois longitudinale selon x), l'influence du sillage sur cette zone ayant déjà été observée pour $L/W = 1.25$ sur les densités spectrales (figure 6.17), (ii) la zone du TFC, où la direction d'oscillation est à nouveau transversale, l'influence du sillage sur cette zone étant à l'origine de l'oscillation transverse de la position du point de décollement (figure 6.19). La complexité de la zone située entre le sillage et la recirculation latérale ($x/W = 0.75$, $y/W = -0.5$) montre l'influence de la zone de recirculation latérale sur le sillage : la zone de recirculation latérale semble empêcher l'oscillation du sillage de se développer latéralement.

La situation est différente pour les autres valeurs de L/W , l'amplitude d'oscillation du sillage diminuant fortement pour avec l'augmentation de L/W .

Conclusion sur les fréquences d'oscillations

Les trois structures (TFC, zone de recirculation latérale et sillage) ont trois fréquences caractéristiques différentes, prouvant qu'aucune d'elles n'est à l'origine d'une autre. Notamment, l'oscillation du sillage, malgré son intensité, n'est pas à l'origine de l'oscillation du TFC et de la zone de recirculation latérale. L'oscillation du sillage est cependant suffisamment forte dans le cas d'obstacles courts ($L/W < 1.5$) pour perturber les deux autres structures et notamment provoquer une oscillation importante du TFC selon l'axe z . Cependant, dans ce cas de la figure 6.8, la dynamique des vortex situés au sein du TFC à l'amont de l'obstacle ($x/W < 0$) ne semble pas être affectée par la perturbation due au sillage, les deux oscillations étant perpendiculaires l'une de l'autre (oscillations du sillage selon z et oscillations du TFC selon x). Dans la partie plus aval sur le côté de l'obstacle ($x/W > 0.5$), le TFC semble être détruit par l'oscillation du sillage (battement des filaments de vortex et disparition de sa fréquence caractéristique).

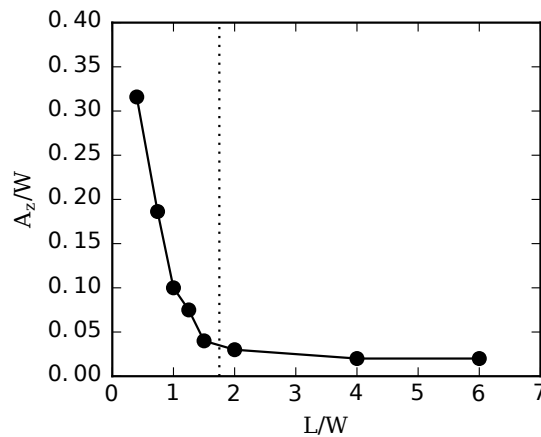


FIGURE 6.19 – Évolution de l’amplitude d’oscillation selon z (A_z) de la position du point de décollement en fonction de L/W .

6.4 Conclusion

L’influence de la longueur d’un obstacle émergent à base rectangulaire sur le TFC se développant à son pied peut être résumée en trois points :

(i) L’augmentation de la longueur de l’obstacle provoque une remontée du gradient de pression adverse, causée par le blocage de la zone aval et par l’augmentation de la largeur de la zone de recirculation latérale (qui tend à augmenter la largeur effective de l’obstacle vu par l’écoulement). Cette remontée du gradient de pression adverse précipite le décollement de la couche limite dont la position remonte alors vers l’amont, ce qui modifie la forme de la pseudo-couche de cisaillement (la position du vortex principal restant par ailleurs identique) et donc potentiellement la dynamique des vortex du TFC.

(ii) L’oscillation du sillage (dont l’amplitude dépend de la longueur de l’obstacle), peut remonter l’écoulement et avoir une influence sur le TFC au pied de l’obstacle. Cette influence se traduit par l’oscillation du TFC autour d’un point situé dans l’obstacle *i.e.* la partie amont du TFC oscille latéralement (perpendiculairement à son oscillation propre). Ces effets sont surtout visibles pour des obstacles courts où le sillage oscille fortement et est proche du TFC

(iii) Lors de son enroulement autour de l’obstacle, le TFC est détruit par l’oscillation du sillage lorsque le TFC arrive à son niveau. Le TFC perd alors sa cohérence spatiale et son caractère périodique.

Ce chapitre a permis de mettre en évidence les interactions existantes entre les différentes recirculations de l’écoulement (le TFC, le sillage et les zones de recirculation latérales) et de montrer que la longueur de l’obstacle a une influence sur la morphologie du TFC, et donc potentiellement sur sa dynamique. Le chapitre suivant est un chapitre de conclusion, qui reprend les principaux résultats de cette thèse et en expose les perspectives.

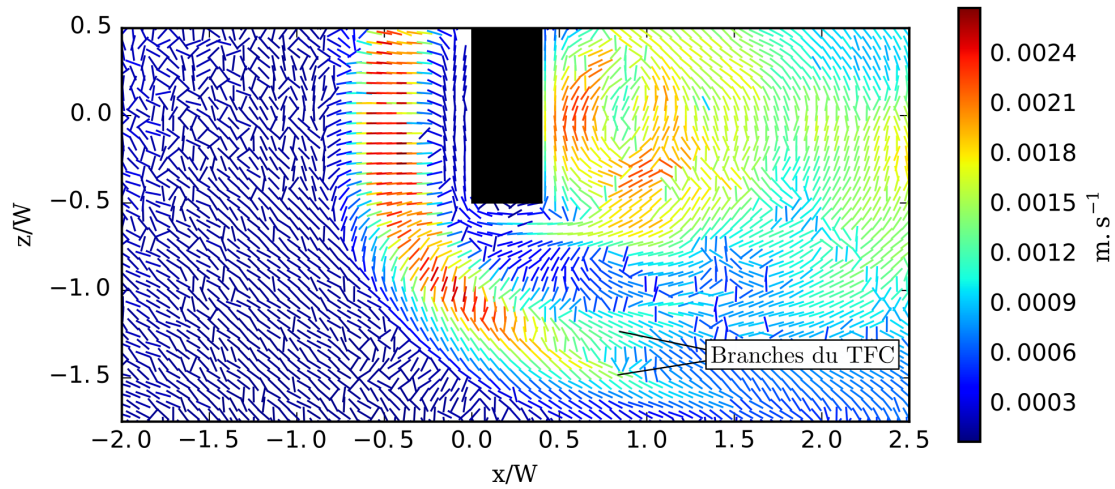


FIGURE 6.20 – Carte des directions principales (direction des bâtonnets) et amplitudes (couleurs) d’oscillation dans le plan horizontal pour $L/W = 0.4$ et pour la fréquence associée au TFC : $f_{tfc} = 0.0251Hz$.

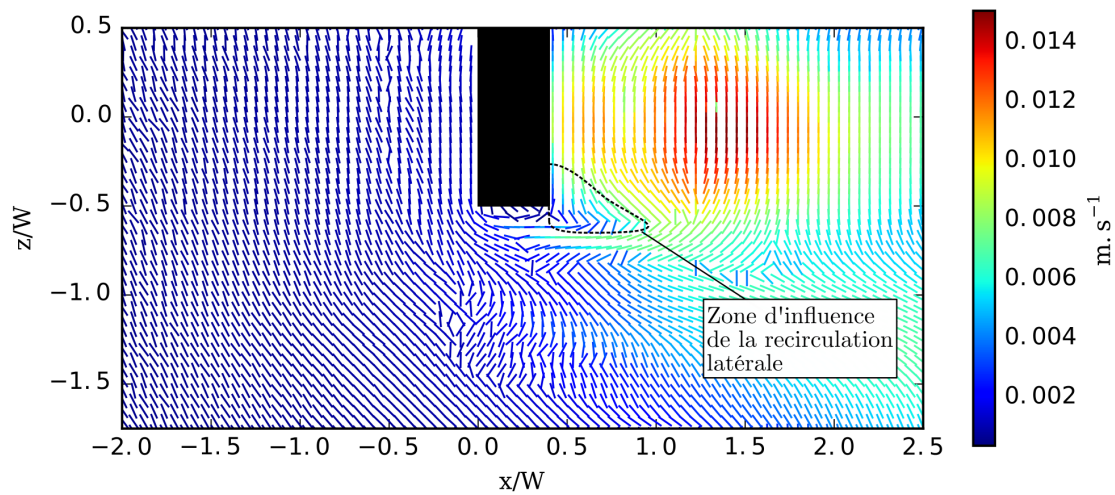


FIGURE 6.21 – Carte des directions principales (direction des bâtonnets) et amplitudes (couleurs) d’oscillation dans le plan horizontal pour $L/W = 0.4$ et pour la fréquence associée au sillage : $f_{sillage} = 0.0197Hz$. À bien noter que le code couleur utilisé est différent de celui de la figure 6.20.

Conclusion

Résultats principaux

Le tourbillon en fer à cheval laminaire a été étudié de façon intensive dans le cas d'obstacles immergés, sa typologie et ses caractéristiques principales, ainsi que leurs évolutions avec les paramètres de l'écoulement sont bien connues. Dans le cas d'obstacles émergeant d'une surface libre, les études sont plus rares mais montrent un comportement qualitativement identique (topologie du décollement, dynamique interne du TFC). Cette configuration a fait l'objet de mes travaux de thèse, présentés dans ce manuscrit.

L'étude paramétrique du TFC a permis de mettre en évidence la présence des mêmes régimes de fonctionnement que ceux observés dans la littérature (pour les cas d'obstacles émergents ou immergés), et d'un régime supplémentaire, le régime complexe. De plus, la définition des régimes est basée sur la notion de phase (comportement élémentaire d'un tourbillon), qui permet de décrire de façon précise les transitions entre les régimes ainsi que le régime complexe. Les différents régimes observés sont regroupés en deux évolutions, apparaissant lors de la variation des paramètres adimensionnels : (i) l'évolution cohérente (comprenant les régimes stable, oscillant, fusion, diffusion et complexe) due à l'évolution de la dynamique des vortex composant le TFC, et (ii) l'évolution irrégulière (des régimes de l'évolution cohérente vers le régime irrégulier), due à l'apparition de structures non-cohérente de petite taille autour du tourbillon principal. Les mécanismes à l'origine de ces deux évolutions sont très différents, ce qui a motivé la mise en place d'une typologie bidimensionnelle. Il a été montré que ces deux évolutions dépendent de façon complexe mais claire des paramètres adimensionnels de l'écoulement.

La mesure des caractéristiques principales du TFC pour les 85 cas mesurés permet aussi de tirer les conclusions suivantes sur leurs évolutions : (i) La distance de décollement λ , paramètre fondamental pour le TFC, est directement liée au gradient de pression adverse et donc proportionnelle à la largeur de l'obstacle W . La comparaison avec les résultats issus de configurations avec des obstacles immergés montre que ces derniers sont moins « bloquants » qu'un obstacle émergent (*i.e.* pour un obstacle émergent et un obstacle immergé de même largeur, le gradient de pression adverse est plus important dans le premier cas). (ii) La position du vortex principal semble dépendre de la forme de la pseudo-couche de cisaillement et de la plongée de l'écoulement à l'amont de l'obstacle (et donc de la largeur de l'obstacle W et de la taille de la couche limite δ). (iii) La fréquence d'oscillation du TFC dépend uniquement de la vitesse débitante et est fortement corrélée avec le retard de mouvement entre les vortex principal et secondaire. (iv) Le nombre de vortex composant le TFC est gouverné par la forme de la pseudo-couche de cisaillement.

À noter que la présence d'une surface libre dans nos configurations a deux conséquences principales : (i) elle confine la couche limite (la hauteur d'eau h ayant une influence sur

l'épaisseur de couche limite δ) et a donc indirectement une influence sur les caractéristiques du TFC. (ii) Elle entraîne l'apparition (dans certains cas) d'un vortex supérieur entre la surface libre et l'obstacle, dont les mécanismes de formation restent peu clairs.

L'apparition de vortex au sein du TFC est bien expliquée par l'analogie existant entre l'écoulement décollé à l'origine du TFC et une couche de cisaillement classique. La vitesse de déplacement du vortex principal le long de cette couche de cisaillement dépend de certaines caractéristiques de l'écoulement (la vitesse débitante u_D , la hauteur d'eau h et l'épaisseur de la couche limite δ), mais aussi de sa circulation Γ (afin de tenir compte de l'influence de la paroi inférieure) et de la position du vortex secondaire (afin de tenir compte de l'effet de « bouclier » du second vortex sur le premier). Cette dernière dépendance, ainsi que le retard Δt existant entre le mouvement du vortex principal et du vortex secondaire sont, comme le montre les simulations numériques réalisées, à l'origine de l'apparition de la périodicité dans la dynamique du TFC.

Enfin, l'influence de la longueur de l'obstacle sur le TFC peut être résumée en trois points : (i) L'augmentation de la longueur de l'obstacle L provoque une remontée du gradient de pression adverse, causée par le blocage de la zone aval et par la formation de la zone de recirculation latérale (qui augmente la largeur effective de l'obstacle vu par l'écoulement). Cette remontée du gradient de pression adverse précipite le décollement de la couche limite, augmente la distance de décollement λ , et modifie donc le TFC. (ii) L'oscillation du sillage, qui dépend de la longueur de l'obstacle, peut remonter l'écoulement et avoir une influence sur le TFC à l'amont de l'obstacle. (iii) Lors de son enroulement autour de l'obstacle, le TFC est détruit par l'oscillation du sillage lorsqu'il arrive à son niveau, perdant sa cohérence spatiale et son caractère périodique.

Perspectives

Concernant la typologie de la dynamique du TFC, l'observation des régimes sans vortex et d'échappement, supposés exister car apparaissant dans la configuration d'obstacles immergés, manque pour le cas émergent et serait intéressante à vérifier. Par ailleurs, l'étude détaillée du régime complexe nécessite des mesures plus longues que celles réalisées ici, de façon à pouvoir étudier les TFC présentant ce régime en tant que systèmes dynamiques chaotiques. Finalement, des mesures ou simulations 3D pourraient aider à expliquer l'évolution irrégulière, les mesures 2D réalisées ici ne permettant pas de définir l'origine des instabilités menant à la désorganisation du TFC.

D'autre part, le modèle mis en place pour mettre en évidence les mécanismes à l'origine de la dynamique du TFC pourrait être amélioré en ajoutant certains mécanismes, notamment : (i) L'évolution de la circulation du vortex principal dans le temps, qui devrait corriger une partie des écarts observés entre les simulations et les mesures. Les relations permettant de prédire l'évolution de la circulation des vortex au cours du temps restent cependant inconnues et semblent complexes à déterminer. (ii) L'interaction « élastique » des vortex lorsqu'ils sont proches, qui permettrait de passer outre l'hypothèse de retard Δt constant. (iii) La fusion entre vortex, qui devrait permettre de simuler pleinement les régimes de fusion et de diffusion.

Concernant l'influence de la présence de la surface libre, des mesures supplémentaires dans des cas présentant des vortex supérieurs importants permettraient d'identifier le mécanisme à l'origine de leur formation et leurs interactions avec le TFC. Il serait aussi intéressant de vérifier si un battement peut apparaître entre le TFC et le vortex supérieur,

comme cela peut être le cas dans la configuration d'obstacle traversants.

Le décollement de la couche limite est fondamental pour la formation du TFC, la résolution analytique des équations de la couche limite dans le cas particulier d'un écoulement autour d'un obstacle permettrait d'expliquer clairement l'évolution de la distance de décollement λ et surtout de prédire la forme de la pseudo-couche de cisaillement, dont un grand nombre de caractéristiques du TFC découle. Ce travail a été initié, mais n'a pas permis d'obtenir des résultats exploitables pour l'instant.

Les travaux et résultats de ce travail s'inscrivent dans les activités de l'équipe Environnement du LMFA et devraient trouver des prolongements dans les applications visées par cette équipe. Parmi celles-ci, on peut citer l'affouillement autour d'ouvrages émergés, comme des piles de pont, où le tourbillon en fer à cheval intervient fortement. Pour ces applications, l'écoulement est toujours turbulent et il faudra déterminer les implications, dans cette configuration, des comportements observés en écoulement laminaire (notamment des différents régimes d'écoulement). De même, il serait intéressant de suivre l'évolution de la dynamique des tourbillons avec la formation des cavités d'affouillement. Le prolongement suivant serait l'étude du TFC au sein d'un écoulement en régime torrentiel. Des travaux précédents de l'équipe se sont intéressés au ressaut détaché qui apparaît à la surface libre autour des obstacles, au sein d'un écoulement torrentiel (MIGNOT et al., 2010, 2011), sans pouvoir qualifier précisément son interaction avec les tourbillons en fer à cheval et ses implications sur l'affouillement. L'étude du régime torrentiel a débuté, par une participation à l'encadrement du master de G. Vouaillat en 2014-15 (RIVIERE et al. 2016 en annexe E).

Bibliographie

- ADRIAN, R. J., K. T. CHRISTENSEN et Z.-C. LIU (2000). « Analysis and Interpretation of Instantaneous Turbulent Velocity Fields ». Dans : *Experiments in Fluids* 29.3. 00457, p. 275–290.
- AGUI, J. H. et J. ANDREOPOULOS (1992). « Experimental Investigation of a Three-Dimensional Boundary Layer Flow in the Vicinity of an Upright Wall Mounted Cylinder (Data Bank Contribution) ». Dans : *Journal of Fluids Engineering* 114.4. 00000, p. 566–576.
- AKILLI, H. et D. ROCKWELL (2002). « Vortex Formation from a Cylinder in Shallow Water ». Dans : *Physics of Fluids (1994-present)* 14.9, p. 2957–2967.
- BAKER, C. J. (1991). « The Oscillation of Horseshoe Vortex Systems ». Dans : *ASME Transactions Journal of Fluids Engineering* 113. 00048, p. 489–495.
- BAKER, C.J. (1978). « The Laminar Horseshoe Vortex ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 95 (02). 00000, p. 347.
- (1985). « The Position of Points of Maximum and Minimum Shear Stress Upstream of Cylinders Mounted Normal to Flat Plates ». Dans : *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 18.3. 00020, p. 263–274.
- (1980). « The Turbulent Horseshoe Vortex ». Dans : *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 6 (1–2). 00142, p. 9–23.
- (1979). « Vortex Flow around the Bases of Obstacles ». 00000. Thesis. University of Cambridge.
- BALLIO, F., C. BETTONI et S. FRANZETTI (1998). « A Survey of Time-Averaged Characteristics of Laminar and Turbulent Horseshoe Vortices ». Dans : *Journal of Fluids Engineering* 120.2. 00044, p. 233.
- BELIK, L (1973). « The Secondary Flow about Circular Cylinders Mounted Normal to a Flat Plate ». Dans : *Aeronautical Quarterly* 24, p. 47–54.
- BELSON, Brandt A., Jonathan H. TU et Clarence W. ROWLEY (2014). « Algorithm 945 : Modred&Mdash;A Parallelized Model Reduction Library ». Dans : *ACM Trans. Math. Softw.* 40.4, 30 :1–30 :23.
- BHATTACHARYA, Pinaki et al. (2006). « The Critical Reynolds Number of a Laminar Mixing Layer ». Dans : arXiv : physics/0604009.
- BLASIUS, H (1908). « Grenzsichten in Flüssig- Keiten Mit Kleiner Reibung ». Dans : *eitschrift fur Mathe- matik und Physik* 56, p. 1–37.
- BRANDT, Laura K. et Keiko K. NOMURA (2010). « Characterization of the Interactions of Two Unequal Co-Rotating Vortices ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 646, p. 233.
- (2007). « The Physics of Vortex Merger and the Effects of Ambient Stable Stratification ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 592, p. 413–446.

- CALLUAUD, D. et L. DAVID (2004). « Stereoscopic Particle Image Velocimetry Measurements of the Flow around a Surface-Mounted Block ». Dans : *Experiments in Fluids* 36.1. 00031, p. 53–61.
- CHEN, Daoyi et Gerhard H. JIRKA (1995). « Experimental Study of Plane Turbulent Wakes in a Shallow Water Layer ». Dans : *Fluid Dynamics Research* 16.1. 00158, p. 11.
- CHOU, J. H. et S. Y. CHAO (2000). « Branching of a Horseshoe Vortex around Surface-Mounted Rectangular Cylinders ». Dans : *Experiments in Fluids* 28.5. 00015, p. 394–402.
- DARGAHI, B. (1989). « The Turbulent Flow Field around a Circular Cylinder ». Dans : *Experiments in Fluids* 8 (1-2). 00107, p. 1–12.
- DE BREDERODE, VASL et Peter BRADSHAW (1972). *Three-Dimensional Flow in Nominally Two-Dimensional Separation Bubbles : Flow Behind a Rearward-Facing Step. I*. Department of Aeronautics, Imperial College of Science and Technology.
- DEPARDON, Sébastien (2006). « Analyse Topologique d'Écoulements Complexes : Utilisation de la Vélocimétrie par Imagerie de Particules pour une Approche Quantitative ». Poitiers : Université de Poitier. 198 p.
- DEPARDON, S. et al. (2007). « Automated Topology Classification Method for Instantaneous Velocity Fields ». Dans : *Experiments in Fluids* 42.5. 00018, p. 697–710.
- DEPARDON, S et al. (2006). « Instantaneous Skin-Friction Pattern Analysis Using Automated Critical Point Detection on near-Wall PIV Data ». Dans : *Measurement Science and Technology* 17.7. 00011, p. 1659–1669.
- DEVENPORT, William J. et Roger L. SIMPSON (1990). « Time-Dependent and Time-Averaged Turbulence Structure near the Nose of a Wing-Body Junction ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 210, p. 23–55.
- DIMOTAKIS, Paul E. (2000). « The Mixing Transition in Turbulent Flows ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 409, p. 69–98.
- DOLIGALSKI, T. L., C. R. SMITH et J. D. A. WALKER (1994). « Vortex Interactions with Walls ». Dans : *Annual Review of Fluid Mechanics* 26.1, p. 573–616.
- DRITSCHEL, D. G. et D. W. WAUGH (1992). « Quantification of the Inelastic Interaction of Unequal Vortices in Two-Dimensional Vortex Dynamics ». Dans : *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics* 4.8, p. 1737.
- DUCROCQ, T. (2016). « Etude de L'écoulement À Forte Pente Autour D'un Cylindre Émergent. » Toulouse : Université de Toulouse.
- DUCROCQ, T. et al. (2016). « Flow and Drag Force around a Free Surface Piercing Cylinder for Environmental Applications ». Dans : *Environmental fluid Mech.* soumis pour publication.
- ECKERLE, W. A. et J. K. AWAD (1991). « Effect of Freestream Velocity on the Three-Dimensional Separated Flow Region in Front of a Cylinder ». Dans : *Journal of Fluids Engineering* 113.1, p. 37–44.
- ECKERLE, W. A. et L. S. LANGSTON (1987). « Horseshoe Vortex Formation Around a Cylinder ». Dans : *Journal of Turbomachinery* 109.2. 00067, p. 278.
- EFFENBERGER, F. et D. WEISKOPF (2010). « Finding and Classifying Critical Points of 2D Vector Fields : A Cell-Oriented Approach Using Group Theory ». Dans : *Computing and Visualization in Science* 13.8, p. 377–396.
- ESCAURIAZA, C. et F. SOTIROPOULOS (2011). « Reynolds Number Effects on the Coherent Dynamics of the Turbulent Horseshoe Vortex System ». Dans : *Flow, Turbulence and Combustion* 86.2. 00006, p. 231–262.

-
- FLORYAN, J. M. (1986). « Görtler Instability of Boundary Layers over Concave and Convex Walls ». Dans : *Physics of Fluids* 29.8, p. 2380.
- FRUCHTERMAN, T. M. J. et E. M. REINGOLD (1991). « Graph Drawing by Force-Directed Placement ». Dans : *Software : Practice and experience* 21.11, p. 1129–1164.
- GRAF, W.H. et B. YULISTIYANTO (1998). « Experiments on Flow around a Cylinder ; the Velocity and Vorticity Fields ». Dans : *Journal of Hydraulic Research* 36.4. 00063, p. 637–654.
- (1997). « Flow around a Cylinder Installed in a Fixed-Bed Open Channel ». Dans : 00000.
- GRAFTIEAUX, L., M. MICHARD et N. GROSJEAN (2001). « Combining PIV, POD and Vortex Identification Algorithms for the Study of Unsteady Turbulent Swirling Flows ». Dans : *Measurement Science and Technology* 12.9. 00198, p. 1422.
- GRECO, J.J. (1990). « The Flow Structure in the Vicinity of a Cylinder-Flat Plate Junction : Flow Regimes, Periodicity, and Vortex Interactions ». Lehigh : Department of Mechanical Engineering and Mechanics, Lehigh University.
- HARVEY, J. K. et F. J. PERRY (1971). « Flowfield Produced by Trailing Vortices in the Vicinity of the Ground ». Dans : *AIAA Journal* 9.8, p. 1659–1660.
- HUNT, J. C. R., A. A. WRAY et P. MOIN (1988). « Eddies, Streams, and Convergence Zones in Turbulent Flows ». Dans : *Studying Turbulence Using Numerical Simulation Databases, 2. Studying Turbulence Using Numerical Simulation Databases, 2. T. -1*, p. 193–208.
- HUNT, J. C. R. et al. (1978). « Kinematical Studies of the Flows around Free or Surface-Mounted Obstacles ; Applying Topology to Flow Visualization ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 86 (01). 00454, p. 179.
- JEONG, J. et F. HUSSAIN (1995). « On the Identification of a Vortex ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 285, p. 69–94.
- JOHNSON, K. et F. TING (2003). « Measurements of Water Surface Profile and Velocity Field at a Circular Pier ». Dans : *Journal of Engineering Mechanics* 129.5. 00006, p. 502–513.
- JOSSERAND, C. et M. ROSSI (2007). « The Merging of Two Co-Rotating Vortices : A Numerical Study ». Dans : *European Journal of Mechanics - B/Fluids* 26.6, p. 779–794.
- KERSWELL, Richard R. (2002). « Elliptical Instability ». Dans : *Annual review of fluid mechanics* 34.1, p. 83–113.
- KHAN, M. J. et A. AHMED (2005). « Topological Model of Flow Regimes in the Plane of Symmetry of a Surface-Mounted Obstacle ». Dans : *Physics of Fluids* 17.4, p. 045101.
- KHAN, M. J., A. AHMED et J. R. TROSPER (1995). « Dynamics of the Juncture Vortex ». Dans : *AIAA Journal* 33.7, p. 1273–1278.
- KIM, S., D. A. WALKER et R. L. SIMPSON (1991). *Observation and Measurements of Flow Structures in the Stagnation Region of a Wing-Body Junction*.
- KIRKIL, G., S.G. CONSTANTINESCU et R. ETTEMA (2005). « The Horseshoe Vortex System around a Circular Bridge Pier on a Flat Bed ». Dans : *XXXIst International Association Hydraulic Research Congress.—Seoul, Korea.—P/1-10*.
- KOLÁŘ, V. (2011). « Brief Notes on Vortex Identification ». Dans : *Proceedings of the 8th WSEAS International Conference on Fluid Mechanics and 8th WSEAS International Conf. on Heat and Mass Transfer*. World Scientific and Engineering Academy and Society (WSEAS) Stevens Port, WI, p. 23–28.

- KOLÁŘ, V. (2007). « Vortex Identification : New Requirements and Limitations ». Dans : *International Journal of Heat and Fluid Flow*. Including Special Issue of Conference on Modelling Fluid Flow (CMFF'06), Budapest 13th event of the international conference series in fluid flow technologies : conference on modelling fluid flow 28.4, p. 638–652.
- LAROUSSE, A., R. MARTINUZZI et C. TROPEA (1993). « Flow Around Surface-Mounted, Three-Dimensional Obstacles ». Dans : *Turbulent Shear Flows 8*. Sous la dir. de Franz DURST et al. Springer Berlin Heidelberg, p. 127–139.
- LAZAR, E. et al. (2010). « A Practical Approach to PIV Uncertainty Analysis ». Dans : *27th AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference*. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- LE DIZÈS, S. et F. LAPORTE (2002). « Theoretical Predictions for the Elliptical Instability in a Two-Vortex Flow ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 471.
- LIGHTHILL, M. J. (1963). *Boundary Layer Theory*. Oxford University Press London. 46–113.
- LIN, C., P.-H. CHIU et S.-J. SHIEH (2002). « Characteristics of Horseshoe Vortex System near a Vertical Plate–base Plate Junction ». Dans : *Experimental Thermal and Fluid Science* 27.1. 00030, p. 25–46.
- LIN, C., T. C. HO et S. DEY (2008). « Characteristics of Steady Horseshoe Vortex System near Junction of Square Cylinder and Base Plate ». Dans : *Journal of Engineering Mechanics* 134.2. 00006, p. 184–197.
- LIN, C., W. LAI et K. CHANG (2003). « Simultaneous Particle Image Velocimetry and Laser Doppler Velocimetry Measurements of Periodical Oscillatory Horseshoe Vortex System near Square Cylinder-Base Plate Junction ». Dans : *Journal of Engineering Mechanics* 129.10. 00025, p. 1173–1188.
- LOUCKS, R. B. et J. M. WALLACE (2012). « Velocity and Velocity Gradient Based Properties of a Turbulent Plane Mixing Layer ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 699, p. 280–319.
- LUGT, H. J. (1983). « Vortex Flow in Nature and Technology ». Dans : *New York, Wiley-Interscience, 1983, 305 p. Translation. -1*.
- MARAKKOS, K. et J. T. TURNER (2006). « Vortex Generation in the Cross-Flow around a Cylinder Attached to an End-Wall ». Dans : *Optics & Laser Technology*. Colour and Design in the natural and man-made worlds Colour and Design in the natural and man-made worlds 38 (4–6), p. 277–285.
- MEUNIER, P., S. LE DIZÈS et T. LEWEKE (2005). « Physics of Vortex Merging ». Dans : *Comptes Rendus Physique* 6 (4-5), p. 431–450.
- MIGNOT, E. et N. RIVIERE (2010). « Bow-Wave-like Hydraulic Jump and Horseshoe Vortex around an Obstacle in a Supercritical Open Channel Flow ». Dans : *Physics of Fluids* 22.11. 00001, p. 117105.
- MIGNOT, E., N. RIVIERE et K. CHAKRAVERTY (2011). « Detached Hydraulic Jump Upstream a Fixed Obstacle in Supercritical Flow ». Dans : 34th World Congress of the International Association for Hydro-Environment Research and Engineering. Brisbane, Australie.
- MIGNOT, E. et al. (2016). « Coherent Turbulent Structures at the Mixing-Interface of a Square Open-Channel Lateral Cavity ». Dans : *Physics of Fluids* 28.4, p. 045–104.
- OKAJIMA, A. (1982). « Strouhal Numbers of Rectangular Cylinders ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 123, p. 379–398.
- ORLANDI, P. (1990). « Vortex Dipole Rebound from a Wall ». Dans : *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics* 2.8, p. 1429.

-
- OZTURK, N. A., A. AKKOCA et B. SAHIN (2008). « PIV Measurements of Flow Past a Confined Cylinder ». Dans : *Experiments in Fluids* 44.6. 00013, p. 1001–1014.
- PAIK, J., C. ESCAURIAZA et F. SOTIROPOULOS (2007). « On the Bimodal Dynamics of the Turbulent Horseshoe Vortex System in a Wing-Body Junction ». Dans : *Physics of Fluids (1994-present)* 19.4, p. 045107.
- PATTENDEN, R. J., S. R. TURNOCK et X. ZHANG (2005). « Measurements of the Flow over a Low-Aspect-Ratio Cylinder Mounted on a Ground Plane ». Dans : *Experiments in Fluids* 39.1, p. 10–21.
- PELTIER, Y. et al. (2014). « Meandering Jets in Shallow Rectangular Reservoirs : POD Analysis and Identification of Coherent Structures ». Dans : *Experiments in Fluids* 55.6.
- PODVIN, B. (2001). « Introduction À La Décomposition Orthogonale Aux Valeurs Propres Ou P.O.D ». Dans : *Université Paris-Sud*.
- RIVIERE, N. et al. (2016). « Emerging Obstacles in Supercritical Open-Channel Flows : Detached Hydraulic Jump vs. Wall-Jet-like Bow-Wave ». Dans : *Journal of Hydraulic Engineering*.
- ROBINSON, S. K. (1991). « Coherent Motions in the Turbulent Boundary Layer ». Dans : *Annual Review of Fluid Mechanics* 23.1, p. 601–639.
- ROULUND, A. et al. (2005). « Numerical and Experimental Investigation of Flow and Scour around a Circular Pile ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 534. 00147, p. 351–401.
- SADEQUE, M., N. RAJARATNAM et M. LOEWEN (2008). « Flow around Cylinders in Open Channels ». Dans : *Journal of Engineering Mechanics* 134.1. 00018, p. 60–71.
- SAU, A. et al. (2003). « Interaction of Trailing Vortices in the Wake of a Wall-Mounted Rectangular Cylinder ». Dans : *Physical Review. E, Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics* 68 (5 Pt 2), p. 056303. pmid : 14682880.
- SCHLICHTING, H. et K. GERSTEN (2000). *Boundary-Layer Theory*. 8th rev. and enl. ed. Berlin ; New York : Springer. 799 p.
- SCHWIND, R. G. (1962). *The Three Dimensional Boundary Layer near a Strut*. Massachusetts Institute of Technology.
- SEAL, C. V. et C. R. SMITH (1999). « Visualization of a Mechanism for Three-Dimensional Interaction and near-Wall Eruption ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 394, p. 193–203.
- SEAL, C. V. et al. (1997). « Dynamics of the Vorticity Distribution in Endwall Junctions ». Dans : *AIAA Journal* 35.6, p. 1041–1047.
- SEAL, C.V. et al. (1995). « Quantitative Characteristics of a Laminar, Unsteady Necklace Vortex System at a Rectangular Block-Flat Plate Juncture ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 286, p. 117–135.
- SHAVIT, U., R. J. LOWE et J. V. STEINBUCK (2006). « Intensity Capping : A Simple Method to Improve Cross-Correlation PIV Results ». Dans : *Experiments in Fluids* 42.2, p. 225–240.
- SILVERMAN, B. W. (1986). *Density Estimation for Statistics and Data Analysis*. T. 26. CRC press.
- SIMPSON, R. L. (2001). « Junction Flows ». Dans : *Annual Review of Fluid Mechanics* 33.1, p. 415–443.
- SIROVICH, L. (1987). « Turbulence and the Dynamics of Coherent Structures. I - Coherent Structures. II - Symmetries and Transformations. III - Dynamics and Scaling ». Dans : *Quarterly of Applied Mathematics* 45, p. 561–571.

- SUMNER, D., J. L. HESELTINE et O. J. P. DANSEREAU (2004). « Wake Structure of a Finite Circular Cylinder of Small Aspect Ratio ». Dans : *Experiments in Fluids* 37.5, p. 720–730.
- THOMAS, A. S. W. (1987). « The Unsteady Characteristics of Laminar Juncture Flow ». Dans : *Physics of Fluids (1958-1988)* 30.2, p. 283–285.
- TRICOCHÉ, X., G. SCHEUERMANN et H. HAGEN (2001). « Continuous Topology Simplification of Planar Vector Fields ». Dans : *Proceedings of the Conference on Visualization '01. VIS '01*. Washington, DC, USA : IEEE Computer Society, p. 159–166.
- TRIELING, R. R., A. H. LINSSEN et G. J. F. VAN HEIJST (1998). « Monopolar Vortices in an Irrotational Annular Shear Flow ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 360, p. 273–294.
- TROPEA, C., A. L. YARIN et J. F. FOSS, éd. (2007). *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. 2007 edition. New York, NY : Springer. 1557 p.
- TSENG, M.-H., C.-L. YEN et C. C. S. SONG (2000). « Computation of Three-Dimensional Flow around Square and Circular Piers ». Dans : *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 34, p. 207–227.
- WASSERMAN, L. (2010). *All of Statistics : A Concise Course in Statistical Inference*. Corr. 2. printing, 2005. Springer texts in statistics. New York, NY : Springer. 442 p.
- WELCH, P.D. (1967). « The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra : A Method Based on Time Averaging over Short, Modified Periodograms ». Dans : *IEEE Transactions on audio and electroacoustics* 15.2, p. 70–73.
- WIENEKE, B. (2015). « PIV Uncertainty Quantification from Correlation Statistics ». Dans : *Measurement Science and Technology* 26.7, p. 074002.
- WYGNANSKI, I. et H. E. FIEDLER (1970). « The Two-Dimensional Mixing Region ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 41 (02), p. 327–361.
- YOUNIS, M. Y. et al. (2014a). « Investigation of Different Aspects of Laminar Horseshoe Vortex System Using PIV ». Dans : *Journal of Mechanical Science and Technology* 28.2, p. 527–537.
- YOUNIS, M. Y. et al. (2014b). « Topological Evolution of Laminar Juncture Flows under Different Critical Parameters ». Dans : *Science China Technological Sciences* 57.7, p. 1342–1351.

Annexes

Sommaire

A	État de l'art sur la détection de vortex	120
A.1	Outils topologiques	120
A.2	Sur la définition du vortex	123
B	Méthodes d'analyse des mesures PIV	126
B.1	Utilisation des points critiques dans le cas de champs discrets . .	126
B.2	Réduction de bruit et filtrage	127
B.3	Calculs non-locaux des gradients	135
B.4	Protocole de détection des points critiques	136
B.5	Comparaison des méthodes de détection	145
B.6	Calcul des densités de répartition des points critiques	146
B.7	Calcul des trajectoires moyennes	146
B.8	Moyennes conditionnelles utilisant les trajectoires	147
C	Écoulements potentiels	149
C.1	Théorie	149
C.2	Résolution numérique	149
C.3	Points sources	149
C.4	Panneaux sources	150
C.5	Résolution numérique avec des panneaux sources	150
C.6	Comparaison avec les résultats expérimentaux	150
C.7	Conclusion sur l'utilisation des écoulements potentiels	151
D	Analyse des dépendances paramétriques	153
E	Emerging obstacles in supercritical open-channel flows	154
F	Mixing-interface of a square open-channel lateral cavity	174

A État de l'art sur la détection de vortex

La faculté des écoulements à créer des zones tourbillonnaires cohérentes a été perçue très tôt dans l'histoire de la mécanique des fluides (on pourra citer les fameux croquis d'écoulements turbulents de Léonard De Vinci au XVe siècle). Il semble particulièrement évident dans certaines situations (Une allée de Von Kármán en est un exemple parlant) que les structures tourbillonnaires présentes puissent être résumées par quelques caractéristiques simples (position du centre, rayon, intensité, ...), plutôt que décrites par de complexes champs de vitesses tri-dimensionnels. C'est cette impression qui fait que la notion de « vortex » est aujourd'hui universellement reconnue et utilisée, malgré le fait qu'une définition claire et générale soit toujours manquante.

Cette section présente un état de l'art sur les différentes définitions de la notion de vortex et sur les moyens qui peuvent être utilisés pour les détecter. Bien que l'intérêt soit porté sur les outils s'appliquant à des champs 2D, certaines méthodes présentées dans la suite sont parfaitement utilisable en 3D afin de définir et de visualiser les filaments de vortex.

A.1 Outils topologiques

L'apparition de mesures 2D résolues en temps (TRPIV) et de modélisations numériques avancées permet l'acquisition de grandes quantités de données. Ces données, complexes à traiter directement, nécessitent des méthodes d'analyse permettant d'extraire l'information importante (de résumer l'information contenue pour ne garder que les caractéristiques utiles). Dans cette optique, l'analyse topologique d'un champ de vitesse 2D permet d'en extraire les points critiques et de reconstruire une « ossature » de l'écoulement. L'information résumée contenue dans les trajectoires et les connections de ces points critiques permet de faciliter la visualisation et l'étude de la dynamique de l'écoulement.

HUNT et al. (1978), en plus de réaliser un récapitulatif clair des possibilités offertes par l'approche topologique dans le cadre de la mécanique des fluides, explore les possibilités de reconstruction d'écoulements à partir de mesures de lignes de frottement aux parois.

Définition des points critiques

Les points critiques d'un écoulements sont les points de vitesse nulle ($|\vec{u}| = 0$). Ces points peuvent être classés en différentes catégories présentées dans le tableau 6.3 (résultats tirés de EFFENBERGER et al. (2010)). Le type d'un point critique donné est défini en fonction des valeurs propres de la matrice jacobienne de la vitesse locale. Pour un point critique de coordonné (x_1, y_1) , la matrice Jacobienne s'écrit comme :

$$\bar{\bar{J}}(x_1, y_1) = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} \end{bmatrix}_{(x_1, y_1)} \quad (6.2)$$

ses valeurs propres λ_i respectant l'équation suivante :

$$\bar{\bar{J}}\vec{v}_i = \lambda_i\vec{v}_i \quad (6.3)$$

avec \vec{v}_i les vecteurs propres associés à λ_i qui renseignent sur les directions principales associées au point critique. La correspondance entre les valeurs propres obtenues et le

type du points critique est présenté dans le tableau 6.3, la logique étant la suivante : (i) Les parties réelles positives des valeurs propres correspondent à des directions instables (vecteurs s'écartant du point critique) le long des vecteurs propres associés. (ii) De façon complémentaire, les parties réelles négatives correspondent à des directions stables (vecteurs dirigés vers le point critique). (iii) Les parties imaginaires des valeurs propres correspondent à des rotations (dans le sens trigonométrique ou horaire en fonction de leurs signes).

Dans le cas de champs de vitesse plans bidimensionnels représentant un fluide en mouvement, les positions des points critiques de type foyers correspondent (dans une certaine mesure, discutée dans la section A.2) au centre des structures tourbillonnaires. Les lignes de courants extraites des points de selle permettent de déterminer des « guides » de l'écoulement et de délimiter des zones qui ne se mélangent pas (dans l'hypothèse d'un écoulement stationnaire). Pour les champs de vitesse mesurés dans une zone proche d'une paroi et parallèlement à celle-ci, l'analogie entre vitesse et vitesse de frottement peut être faite et les points critiques correspondent alors à des points de décollement et de rattachement.

Indice de Poincaré-Bendixson

Le théorème de Poincaré-Bendixson (HUNT et al., 1978) permet de définir un indicateur topologique (appelé PBI dans la suite, pour « Poincaré-Bendixson Indice ») corrélé à la présence de point critiques. Soit C une courbe fermée dans un champ vectoriel bidimensionnel $\vec{V}(x, y)$ et $\theta(x, y)$ l'angle entre les vecteurs vitesse et l'axe x , l'indice de Poincaré-Bendixson (PBI) est un entier défini comme :

$$PBI = \frac{\Delta\theta}{2\pi} = \frac{\theta_f - \theta_i}{2\pi} \quad (6.4)$$

avec θ_i l'angle du vecteur vitesse en un point quelconque de la courbe C et θ_f l'angle du vecteur vitesse en ce même point après le parcours de la courbe C . Ces deux angles correspondent au même vecteur vitesse, et sont donc égaux modulo 2π :

$$\theta_f = \theta_i \pmod{2\pi} \quad (6.5)$$

l'information importante étant le nombre de « tours » réalisés par le vecteur vitesse au fur et à mesure de son parcours de la courbe C .

Le théorème de Poincaré-Bendixson permet alors d'écrire :

$$PBI = N_N - N_S \quad (6.6)$$

avec N_N le nombre de nœuds et de foyers et N_S le nombre de points de selle situés dans l'espace délimité par C . Cette méthode permet d'avoir une première information sur la topologie d'une zone de l'écoulement et notamment de connaître le nombre minimum de structure présentes. La figure 6.22 montre quelques exemples de calcul du PBI sur des champs de vitesse comportant ou non des points critiques.

Les points critiques peuvent être amenés à évoluer (déplacement, apparition, disparition) au cours de l'évolution temporelle du champ de vitesse. Les apparitions ou disparitions de points critiques sont appelées bifurcations et se font avec conservation du PBI, deux types de bifurcation nous intéressent particulièrement dans le cadre de l'étude du TFC : (i) La bifurcation selle-nœud est l'apparition d'un point de selle (PBI de -1) et d'un nœud ou d'un foyer (PBI de +1), ou inversement leur annihilation. (ii) La bifurcation en fourche est la transformation d'un point de selle en un système à deux points de selle et un nœuds (ou foyer) (ou inversement).

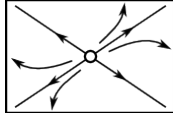
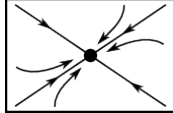
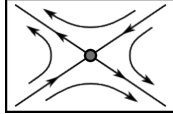
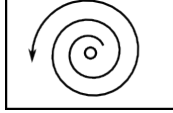
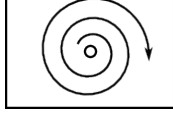
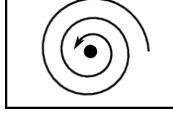
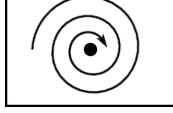
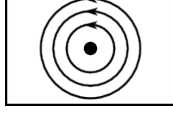
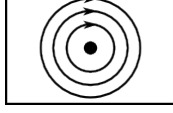
Matrice jacobienne dans la base propre	Propriétés des valeurs propres	Schéma	Nom
$\begin{bmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{bmatrix}$ avec λ_1 et λ_2 reels	$\lambda_1 > \lambda_2 > 0$		Nœuds instable
	$0 > \lambda_1 > \lambda_2$		Nœuds stable
	$\lambda_1 > 0 > \lambda_2$		Points de selle
$\begin{bmatrix} a & b \\ -b & a \end{bmatrix}$ avec $\lambda = a \pm ib$	$a > 0$ $b > 0$		Foyer instable
	$b < 0$		Foyer instable contra-rotatif
	$a < 0$ $b > 0$		Foyer stable
	$b < 0$		Foyer stable contra-rotatif
	$a = 0$ $b > 0$		Foyer critique
	$b < 0$		Foyer critique contra-rotatif

TABLEAU 6.3 – Illustration des différents types de points critiques et des caractéristiques des matrices jacobiennes nécessaires pour les obtenir.

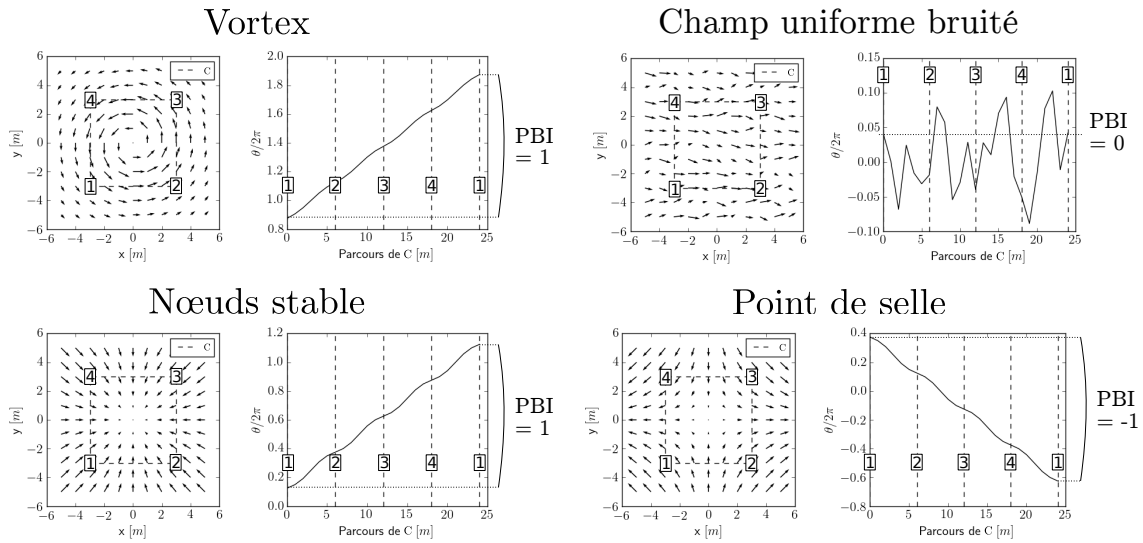


FIGURE 6.22 – Exemple de calcul du PBI (Indice de Poincaré-Bendixson) sur quelques écoulements comportant ou non des points critiques. Pour chaque cas, la figure de gauche présente le champ de vitesse et la courbe C utilisé pour calculer le PBI, et la figure de droite l'évolution des angles θ des vecteurs vitesses et le PBI déduit.

A.2 Sur la définition du vortex

Différents efforts ont été réalisés afin de trouver un critère permettant une définition universelle du vortex. Les différentes méthodes existantes sont présentées dans les sections suivantes, en fonction des approches utilisées.

Méthode topologique

Comme vu dans la section précédente, l'approche topologique donne une définition mathématique du vortex comme étant un point critique de type foyer. Cette définition, comme les définitions basées sur les lignes de courants (voir LUGT, 1983) sont dépendantes du référentiel d'observation, et sont utilisables uniquement dans le cas de vortex immobiles où dont la vitesse d'advection reste faible en regard de leur circulation. La méthode topologique est, de plus, une méthode locale qui ne permet pas de tenir compte de la taille des vortex, des vortex de tailles et d'intensités différentes étant en effet perçus de la même façon.

Méthode basée sur la pression

Les diminutions de pression provoquées par la force centrifuge au sein des vortex semble intuitivement être utilisable pour déterminer leurs positions et leurs forces. JEONG et al. (1995) montrent cependant que les minimums de pression ne sont pas des indicateurs efficaces des structures tourbillonnaires dans le cas d'écoulements tridimensionnels.

Méthodes basées sur les gradients

Les méthodes basées sur les gradients de vitesse présentent l'avantage d'être indépendants du référentiel dans lequel ils sont calculés et permettent de prendre en compte les

vortex « soujacent », convectés par l'écoulement (et donc invisibles en regardant les lignes de courant du champ de vitesse instantané dans la plupart des référentiels).

Le fait d'être basées sur le calcul de gradients rend cependant ces méthodes assez sensibles au bruit, ce qui peut être problématique dans le cas de mesures PIV. De plus, les valeurs de ces grandeurs ne sont pas bornées et ne permettent pas une définition objective et générale du vortex.

Ces méthodes, détaillées ci-après, regroupent des méthodes directement basées sur les gradients, mais aussi des méthodes basées sur les valeurs propres de la matrice jacobienne.

La vorticité ω est un critère couramment utilisé pour caractériser la rotation locale d'un écoulement, elle est définie comme le rotationnel de la vitesse :

$$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u} \quad (6.7)$$

Ce critère ne permet cependant pas de définir clairement la notion de vortex, puisque comme l'ont montré par exemple JEONG et al. (1995) : (i) la vorticité prend des valeurs non-nulles dans les écoulements de pur cisaillement (sans rotation) et (ii) il est impossible de déterminer un seuil de vorticité permettant de définir les zones dominées par la rotation.

La vorticité résiduelle ω_{res} est définie par KOLÁŘ (2007) pour pallier aux défauts de la vorticité. Ce critère est issu de la décomposition de la vorticité :

$$\omega = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \omega_{shear} + \omega_{res} \quad (6.8)$$

$$\omega_{res} = (\text{sgn } \omega) [|\omega| - |s|] \text{ pour } s \leq \omega \quad (6.9)$$

avec ω la vorticité 2D, ω_{shear} la partie de la vorticité associée au cisaillement, $\vec{\omega}_{res}$ la vorticité résiduelle associée à la rotation solide, et s le taux de déformation 2D :

$$s = \frac{1}{2} \sqrt{4 \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2} \quad (6.10)$$

Ce critère permet de retirer la contribution du cisaillement, et donc de visualiser des vortex plongés dans des couches limites par exemple, mais ne permet toujours pas de définir un seuil universel délimitant les surfaces des vortex.

Le critère Q, défini par HUNT et al. (1988) est le second invariant de $\nabla \vec{u}$, que l'on peut calculer comme :

$$Q = \frac{1}{2} \|\bar{\Omega}\|^2 - \|\bar{S}\|^2 \quad (6.11)$$

avec $\bar{\Omega}$ et \bar{S} respectivement la partie anti-symétrique et symétrique de la matrice jacobienne de la vitesse :

$$\bar{J} = \frac{1}{2} \underbrace{\begin{bmatrix} 2\frac{\partial u}{\partial x} & \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right) \\ \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right) & 2\frac{\partial v}{\partial y} \end{bmatrix}}_{\bar{S}} + \frac{1}{2} \underbrace{\begin{bmatrix} 0 & \left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x}\right) \\ \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right) & 0 \end{bmatrix}}_{\bar{\Omega}} \quad (6.12)$$

Le critère Q traduit l'équilibre local entre la déformation de cisaillement et la vorticité, il est négatif lorsque l'écoulement est localement dominé par le cisaillement et positif lorsqu'il est dominé par la rotation. Il permet donc une définition du vortex comme les zones ferm es où le critère Q est positif.

Le critère λ_{ci} (« Swirling Strength ») a été proposé par ADRIAN et al. (2000) comme indicateur efficace de la présence de vortex, il correspond à la partie imaginaire des valeurs propres de la matrice jacobienne. La partie imaginaire des valeurs propres de la matrice Jacobienne traduit en effet des lignes de courants localement ferm es ou spiral es (voir la section A.1 pour plus de détails sur les propriétés de la matrice Jacobienne).

L'ensemble de ces critères admettent des extrema en présence de vortex et certains d'entre eux permettent de délimiter des zones de l'écoulement pouvant être qualifi es de vortex. Cependant, le fait d'être basé sur les gradients de la vitesse rend ces critères plus sensibles aux perturbations de petites longueurs d'onde qu'à ceux de grande taille, la présence de turbulences ou de bruit de mesure pouvant rapidement masquer les vortex de grande taille.

Méthodes non-locales

La volonté de mettre en évidence les vortex de grande taille, en général dépendant de la géométrie (en comparaison à la turbulence chaotique) a mené à la création de critères sélectifs, capable de mettre en évidence des structures cohérentes d'une certaine taille. Le calcul de ces critères en un point se fait en utilisant les valeurs du champ de vitesse dans une zone circulaire l'entourant (appel e « fenêtre » dans la suite), dont le rayon R_{nl} est choisi en fonction de la taille des structures que l'on souhaite observer. Le principal inconvénient de ces critères est l'impossibilité de les calculer près des limites du champ de vitesse (donc près des parois, surface libre, etc).

Les Critères Γ_1 et Γ_2 définis par GRAFTIEAUX et al. (2001) sont aussi des critères par définition non-locaux. Ils ont de plus la particularité de n'utiliser comme donn e que la direction des vecteurs vitesse (et pas la magnitude de la vitesse) et d'être normés. Ces deux particularités les rendent particulièrement utiles pour mettre en évidence les centres de vortex, quelque soit leurs intensités.

La méthode de calcul non-local des gradients consiste à utiliser les critères basés sur les gradients, mais en calculant les gradients de vitesse de manière non-local. Une méthode de calcul non-local de gradient est pr sent e dans la section B.3.

B Méthodes d'extraction d'information depuis les mesures PIV

La méthode d'extraction des points critiques (voir A.1 pour la définition des points critiques) et l'utilisation qu'il en est fait dans le cadre de l'analyse de champs de vitesse expérimentaux issus de mesures PIV sont présentés dans cette partie. La première partie traitera des problèmes particuliers liés à la détection de points critiques dans le cas de champs de vitesse discrets (comme ceux obtenus par PIV), une seconde partie proposera des méthodes de réduction du bruit de mesure (vecteurs manquant, bruit de mesure quantitatif) utiles pour mener à bien la détection des points critiques, une troisième partie traitera des algorithmes utilisés pour reconstruire la structure topologique d'un champ de vitesse, et une dernière partie traitera de l'utilisation qui peut être faite de ces points critiques. Il sera seulement considéré, dans cette section, des champs de vitesse composés de vecteurs positionnés sur une grille rectangulaire orthogonale et orthonormée (comme le sont les champs de vitesse issus de mesure PIV dans ce manuscrit).

B.1 Utilisation des points critiques dans le cas de champs discrets

Dans le cas de mesures expérimentales de type PIV, l'utilisation des points critiques se heurte à deux problèmes majeurs. D'une part, le champ est connu de façon discrète (partiellement), ce qui rend la recherche des points de vitesse nulle et le calcul de la matrice jacobienne plus compliqué et hasardeux (les points critiques étant, sauf exceptions, situés entre des points de la grille de mesure). D'autre part, le champ de vitesse peut être détérioré par le bruit de mesure et des potentiels vecteurs manquants, ce qui peut biaiser le calcul des gradients, notamment dans les zones de basse vitesse (où se trouve les points critiques).

Pour pallier au premier problème, EFFENBERGER et al. (2010) proposent une méthode de détection permettant de situer les points critiques et de déterminer leurs types avec une précision supérieure à celle de la grille de mesure. Cette méthode détecte tous les points critiques présents dans un écoulement, quelque soit leurs influences sur l'écoulement global. Dans le cas d'écoulements turbulents, les points critiques peuvent alors être très nombreux, et l'utilisation directe de ces nombreux points critiques pour résumer l'information est discutable. DEPARDON et al. (2006) proposent une méthode de détection des points critiques basée sur l'indice de Poincaré-Bendixson et sur des critères non-locaux définis précédemment par GRAFTIEUX et al. (2001). Couplé à la POD, cette méthode permet d'obtenir des résultats exploitables avec des champs de vitesse instantanés bruités ou turbulents en ne récupérant que les points critiques ayant une forte influence sur l'écoulement. DEPARDON et al. (2007) définissent de plus un procédé de suivi des points critiques afin d'interpoler leurs trajectoires entre les prises de mesures instantanées. DEPARDON (2006) propose enfin une méthode de simplification topologique, permettant de résumer l'information topologique si celle-ci est trop abondante, ainsi qu'une méthode de comparaison des champs de points critiques.

Le second problème lié au bruit de mesure et aux vecteurs manquants peut être résolu en utilisant des pré-filtrages avant de réaliser la détection de points critiques. Différentes méthodes de filtrage disponibles sont présentées dans la section B.2

B.2 Réduction de bruit et filtrage

Méthodes de réduction du bruit

Comme expliqué dans la section B.1, la réduction du bruit de mesure et le remplacement des vecteurs manquants est nécessaire pour une identification efficace des points critiques. Plusieurs méthodes existent pour obtenir ce résultat :

- **La moyenne temporelle** des champs de vitesse instantanés permet de réduire le bruit de mesure et le nombre de vecteurs manquants, mais n'est utilisable que pour des écoulements strictement stationnaires. Pour les écoulements étudiés ici, présentant des vortex convectés dans un écoulement, cette méthode n'est pas retenue.
- **La moyenne temporelle de phase** permet d'obtenir des résultats similaires à la moyenne temporelle, mais en conservant une partie de la dynamique (la dynamique à une fréquence donnée). Cette méthode nécessite une connaissance à priori de l'écoulement (sa périodicité) et n'est pas retenue ici pour l'étude du TFC car les phases (voir section 3.1.1) de l'écoulement peuvent différer en type et en durée d'une période sur l'autre.
- **La moyenne temporelle conditionnelle** permet de réduire le bruit dans le cas de comportements récurrents, mais non strictement périodiques, la difficulté d'utilisation de cette méthode réside dans le choix de la condition de similarité, qui pourrait être dans le cas du TFC, la position des vortex. Cette méthode présente un intérêt pour le traitement et la compréhension des données, mais pas pour le filtrage des données brutes.
- **Les filtres simples** de type lissage Gaussien. Ces filtres spatiaux réduisent bien le bruit de mesure, mais n'ont pas de sens physique, dégradent en général la précision des mesures et ne permettent pas d'assurer la qualité et la cohérence des résultats obtenus.
- **Le filtrage spectral spatial** permet de supprimer les variations de vitesse de petites amplitudes (représentatives du bruit et éventuellement de la turbulence) et de conserver les variations de grandes amplitudes (représentatives de l'écoulement). Cette méthode fonctionne, mais filtre chaque champ instantané séparément et ne permet donc pas de conserver la continuité temporelle de l'écoulement, dégradant sa dynamique.
- **Le filtrage spectral temporel** permet, de façon analogue, de réduire le bruit, mais pas de conserver la continuité spatiale de l'écoulement instantané.
- **Le filtrage par décomposition modale** consiste à définir une base modale adaptée, à réaliser la décomposition des champs de vitesse sur cette base, à filtrer les modes qui sont représentatifs du bruit de mesure, et enfin à reconstruire les champs de vitesse avec les modes restants. Cette méthode a l'avantage de prendre en compte l'évolution spatiale et temporelle de la vitesse, de pouvoir interpoler à la fois spatialement et temporellement les vecteurs manquants et de pouvoir se rattacher à un sens physique (au moment de la définition de la base modale). La qualité de cette méthode dépend principalement de la base modale et du critère de conservation des modes choisis. Une méthode en particulier, la POD (Décomposition Orthogonale en modes Propres), a l'avantage de réaliser une décomposition optimale dans le sens de l'énergie contenue dans les modes, et est particulièrement adaptée pour filtrer les événements ponctuels

et/ou peu énergétiques. Cette méthode a été jugée la plus adaptée parmi celles listées ci-dessus, et est détaillée dans la section B.2.

Le filtrage par décomposition modale

La décomposition modale (appliquée au traitement des champs de vitesse expérimentaux) consiste à décomposer une série de champs de vitesse instantanés sur une base modale donnée, tel que :

$$\vec{u}(x, y, t) = \sum_{i=1}^N a_i(t) \vec{\Phi}_i(x, y) \quad (6.13)$$

avec $\vec{u}(x, y, t)$ le champ de vitesse bidimensionnel résolu en temps, N la taille de la base modale, $\vec{\Phi}_i(x, y)$ les modes de la base modale choisie et $a_i(t)$ les évolutions temporelles associées. La difficulté de ce type de décomposition est de trouver une base modale adaptée. Pour des champs de vitesse ayant un comportement simple (ondes stationnaires, battements réguliers, ...), la base modale la plus adaptée peut être évidente. Dans le cas de champs de vitesse plus complexes, certaines méthodes (dont la POD présentée dans la suite) permettent de définir la base modale en fonction des champs instantanés à décomposer (base modale empirique), donnant une signification physique aux modes obtenus.

Une fois la base modale $\vec{\Phi}_i(x, y)$ définie, il est simple de retrouver les évolutions temporelles $a_i(t)$ qui permettent d'approximer au mieux $\vec{u}(x, y, t)$ par projection du champ de vitesse sur la base modale. Les modes et leurs évolutions temporelles étant définis, il est ensuite possible de reconstruire une version filtrée du champ de base $\tilde{\vec{u}}$ qui ne conserve que les comportements associés à certains modes en tronquant la base modale :

$$\tilde{\vec{u}}(x, y, t) = \sum_{i \in B} a_i(t) \vec{\Phi}_i(x, y) \quad (6.14)$$

avec B l'ensemble des modes de la base modale tronquée (par exemple les modes de 1 à 100, en retirant donc les modes supérieurs à 100).

Réaliser différentes reconstructions sur différentes portions de la base modale (B_1, B_2, B_3, \dots) permet de décomposer le champ de vitesse initial :

$$\vec{u} = \bar{\vec{u}} + \vec{u}' + \vec{u}'' + \vec{u}''' + \dots \quad (6.15)$$

avec $\bar{\vec{u}}$ le champ moyen extrait avant décomposition et $\vec{u}', \vec{u}'', \vec{u}''', \dots$ les champs de vitesse issus des reconstructions sur les différentes portions de la base modale. Les caractéristiques de chacun des composants de cette décomposition dépendent à la fois de la base modale $\vec{\Phi}_i(x, y)$ et des portions de base modales B_i choisies pour les reconstructions. Cette décomposition n'est utile que si la base modale et ses portions sont judicieusement choisies et qu'elles permettent de séparer différents comportements physiques du champ de vitesse. Deux méthodes de définition de bases modales seront présentées ici : la POD (Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres) et la DMD (Décomposition en Modes Dynamiques).

POD

La POD (Décomposition Orthogonale en modes Propres) est utilisée dans de nombreux domaines (traitement du signal, statistique, mécanique, météorologie, ...) et sous différents noms (« Principal Component Analysis », « Karhunen-Loève Transform », « Singular

Value Decomposition », « EigenValue Decomposition », ...). Cette méthode peut être utilisée en mécanique des fluides pour définir une base modale $\vec{\Phi}_i(x, y)$ optimale dans le sens de l'énergie sur un échantillon de champs de vitesse. La méthode classique (dite « directe ») de calcul de la base modale de la POD est coûteuse en temps de calcul. Une méthode alternative, la méthode des « instantanés », permet de réduire le temps de calcul (voir PODVIN (2001) pour plus de détails sur les différences entre les deux méthodes) en faisant un petit compromis sur la précision des résultats et sera utilisée ici.

La méthode des instantanés définit la base modale à partir des champs instantanés comme :

$$\vec{\Phi}_i(x, y) = \sum_{j=0}^N k_{ij} \vec{u}_j(x, y) \quad (6.16)$$

avec N le nombre de champs de vitesse instantanés utilisés et k_i les vecteurs propres normés de la matrice de corrélation K , tels que :

$$K_{jl}k_{il} = \lambda_i k_{ij} \quad (6.17)$$

avec λ_i les valeurs propres associées et K la matrice de corrélation de dimension (N, N) , définie comme :

$$K_{jl} = \frac{1}{N} \int_S u_j(x, y) u_l(x, y) dx dy \quad (6.18)$$

Les évolutions temporelles des modes $\vec{\Phi}_i$ (équation 6.13) sont alors définies comme :

$$a_i(t) = \sqrt{\lambda_i} k_i \quad (6.19)$$

Considérant une base tronquée ($\vec{\Phi}_i$, \tilde{a}_i et $\tilde{\lambda}_i$) constituée des m éléments de plus forte valeur de λ , et la reconstruction du champ de vitesse sur cette base :

$$\vec{\tilde{u}} = \sum_{i=1}^m a_i(t) \vec{\Phi}_i(x, y)$$

La définition de la POD assure que l'énergie contenue dans $\vec{\tilde{u}}$ est plus grande que n'importe quelle autre reconstruction sur une base tronquée du même nombre d'éléments m . Concrètement, la POD permet de concentrer la majorité de l'énergie cinétique des champs de vitesse mesurés dans un nombre restreint de modes et de séparer les comportements énergétiques et cohérents des comportements plus locaux et moins énergétiques. La POD se prête donc parfaitement à la suppression du bruit, qui est par nature très peu cohérent dans l'espace et dans le temps.

À noter que la convergence de la base modale obtenue par POD doit être testée pour assurer que les modes obtenus soient bien représentatifs de la dynamique de l'écoulement. En effet, une décomposition réalisée sur un nombre trop faible de champs de vitesse instantanés donne une base modale où seul les premiers modes sont réellement représentatifs de la dynamique de l'écoulement. Pour tester la bonne convergence de la base modale, il est possible de réaliser deux décompositions, une première sur l'ensemble des champs de vitesse et une seconde sur un nombre réduit de champs instantanés. Les modes apparaissant dans les deux décompositions sont assurés d'être indépendants de la longueur du signal, et donc d'être réellement représentatifs de la dynamique. Dans le cas du filtrage par POD, cette convergence est moins importante, les modes n'étant pas eux-mêmes analysés.

Le calcul des décompositions modales est réalisé dans ces travaux sous Python, avec l'aide du module « modred » (BELSON et al., 2014). Pour la POD, la méthode des instantanés est utilisée (SIROVICH, 1987) afin de diminuer les temps de calcul, la résolution temporelle des champs étant plus élevée que la résolution spatiale.

DMD

Cette méthode de création de base modale n'a pas été utilisée pour générer les résultats présentés dans cette thèse. Elle est tout de même présentée ici, ayant servi pour une étude préliminaire du caractère périodique du TFC. La DMD permet de faire des reconstructions sur base modale tronquée, mais la seule base modale obtenue est déjà une source d'information sur la dynamique de l'écoulement.

La DMD (Décomposition en modes dynamiques) permet de construire une base modale ayant des évolutions temporelles sous la forme d'oscillation amorties :

$$a_i(t) = A_i e^{(\sigma_i + i\omega_i)t} \quad (6.20)$$

avec A_i la norme du mode i , σ_i le taux de croissance du mode i et ω_i la pulsation du mode i . Les modes obtenus étant donc représentatifs des phénomènes périodiques de l'écoulement. Cette décomposition est particulièrement utile pour étudier les modes les plus instables ($\sigma_i > 0$), mais aussi pour étudier les écoulements périodiques (oscillations de bulles de recirculation où de jets, allées de Von Karmann, battements périodiques, ...).

Les modes les plus intéressants sont en général associés à des valeurs de σ_i positives ou négatives et proches de zéro. Les modes ayant un taux de croissance positif ($\sigma_i > 0$) prennent en effet de l'ampleur avec le temps, les taux de croissances proches de zéro ($\sigma_i \approx 0$) correspondent à des phénomènes oscillants entretenus et les taux de croissances négatifs ($\sigma_i < 0$) correspondent à des oscillations fortement amorties et donc ayant peu d'impact à long terme. Dans le cas où un grand nombre de taux de croissances des modes est proche de zéro, les modes les plus intéressants sont les modes associés à des normes A élevées (très énergétiques initialement).

Comparaison POD-DMD

La comparaison entre des reconstructions POD et des reconstructions DMD, appliqué à l'un des écoulements périodiques de ce manuscrit, montre que les deux filtrages donnent des résultats sensiblement différents. La figure 6.23 montre les densités spectrales sur les champs de vitesse instantanés dans le plan vertical de symétrie d'un TFC, ainsi que les spectres sur les champs de vitesse issus des reconstructions. Le filtrage DMD (sur la norme A_i des modes) permet de capturer les comportements périodiques les plus importants, avec l'inconvénient de perdre en cohérence temporelle globale. Le filtrage POD permet de diminuer l'influence du bruit (ici en hautes fréquences) d'une décade pour le filtrage sur le critère de cohérence.

Définition d'un critère de choix des modes conservés

Le critère de séparation entre modes conservés (cohérents) et modes rejetés (non-cohérents) doit être choisi avec précautions. Un critère couramment utilisé pour filtrer les modes POD est l'énergie cinétique (la reconstruction conserve un certain pourcentage de l'énergie cinétique initiale), qui permet de supprimer les modes peu énergétiques en

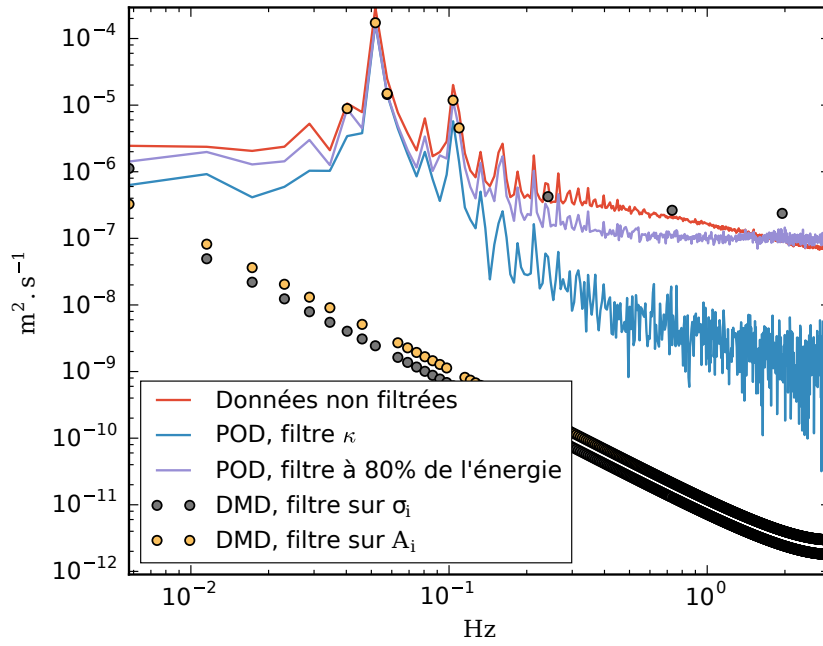


FIGURE 6.23 – densités spectrales issues de reconstructions POD et DMD sur un TFC mesuré dans le plan vertical de symétrie, pour : les données brutes (courbe rouge), une reconstruction POD utilisant le critère κ (voir section B.2) (courbe bleue), une reconstruction POD classique sur à 80% de l'énergie (courbe violette), une reconstruction DMD utilisant les 5 modes ayant les plus grands taux de croissance σ_i (points gris), et une reconstruction DMD utilisant les 5 modes ayant les plus grandes normes A_i (points jaunes).

altérant peu l'écoulement global (PELTIER et al., 2014). Dans le cas présent d'écoulements faiblement turbulents et bruités, ce critère n'est pas utilisable, l'énergie cinétique contenue dans le bruit de mesure étant inconnue et pouvant varier d'une mesure sur l'autre.

Critère sur la cohérence

À la place du critère basé sur l'énergie cinétique, un critère basé sur la « cohérence » des modes issus de la décomposition (cohérence spatiale des modes $\vec{\Phi}_i(x, y)$ ou cohérence temporelle des évolutions temporelles associées $a_i(t)$) est proposé afin de pouvoir séparer les modes cohérents (représentatif des grosses structures) des modes non-cohérents (représentatifs de la turbulence et du bruit de mesure). Pour cela un critère κ_i^* représentant quantitativement la cohérence de chaque mode est défini comme la tendance d'un mode à s'éloigner d'un comportement aléatoire pour s'approcher d'un comportement de type périodique. L'indice de cohérence (κ^*) proposé ici est défini pour un signal quelconque $f(x)$ comme l'écart-type de son spectre, normalisé par la variance du spectre d'un signal analogue sinusoïdal. Concrètement, pour un signal $f(t)$ discret, les étapes de calcul du critère κ^* sont les suivantes :

- (i) Calcul de la transformée de Fourier de $f(t)$:

$$S(k) = \mathcal{F}(f(t)) \quad (6.21)$$

(ii) Normalisation du spectre obtenu :

$$S_n(k) = \frac{S(k)}{\frac{1}{N} \sum_{i=0}^N S(k) dk} \quad (6.22)$$

(iii) Calcul de l'écart-type du spectre normalisé :

$$\sigma^2 = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=0}^N (S_n(k_i) - \overline{S_n})^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6.23)$$

(iv) Enfin, afin que le critère κ_1^* soit normé (prenne une valeur de 1 pour un signal sinusoïdal et une valeur proche de 0 pour un signal aléatoire), l'écart-type σ est normalisé par l'écart-type obtenu par l'application de la même méthode sur un signal sinusoïdal de longueur similaire (σ_{sin}) :

$$\kappa^* = \frac{\sigma}{\sigma_{sin}} \quad (6.24)$$

Dépendance de κ à la longueur des signaux

La figure 6.24 montre les spectres et les valeurs de critère κ^* obtenus pour un signal sinusoïdal, un signal multifréquentiel et un signal aléatoire. Sur ces figures, le critère κ^* diminue bien avec la perte de « cohérence » de l'écoulement. Il est aussi bien visible sur cette figure qu'à cause des petites fluctuations du spectre, le signal aléatoire ne donne pas un critère κ^* de valeur nulle. Cela peut devenir un problème pour la définition du critère κ^* critique, permettant de faire la différence entre les modes cohérents et non-cohérents.

La figure 6.25 montre l'évolution des propriétés statistiques (moyenne et intervalle à 95 %) de critères κ^* calculés sur des signaux aléatoires en fonction de la longueur des signaux. Cette figure montre que le critère κ^* associé à un signal aléatoire diminue avec le nombre d'échantillons et permet de définir des valeurs de κ^* critiques, au-dessus desquelles il est peu probable d'avoir un signal aléatoire. Par exemple, un signal aléatoire de 2000 échantillons a seulement 0.3% de chance de donner une valeur du critère κ^* supérieure à 0.02 (au vu des intervalles de confiance à 99.7% sur la figure 6.25), et un signal quelconque de 2000 échantillons donnant un critère κ^* supérieur à 0.02 a donc de fortes chances de ne pas être aléatoire. En définitive, n'importe quel signal donnant un point (sur cette figure) au-dessus de l'intervalle de confiance à 99.7% a peu de chance d'être associé à un signal aléatoire, et est certainement associé à un signal sinusoïdal ou multifréquentiel. L'ajustement proposé pour la borne haute de l'intervalle de confiance à 99.7% est :

$$\kappa_{crit}^* = e^{8.34/N^{0.92}} - 1 \quad (6.25)$$

avec N la longueur du signal. Cet ajustement permet d'estimer la valeur minimale que le critère κ^* doit atteindre pour être représentative d'un signal non-aléatoire. Une dernière transformation est finalement appliquée au critère κ^* :

$$\kappa = \frac{\kappa^* - \kappa_{crit}^*}{1 - \kappa_{crit}^*} \quad (6.26)$$

afin qu'il soit égal à 1 pour un signal sinusoïdal, inférieur à 0 pour un signal aléatoire, et entre 0 et 1 pour un signal cohérent (voir les valeurs de κ sur la figure 6.24).

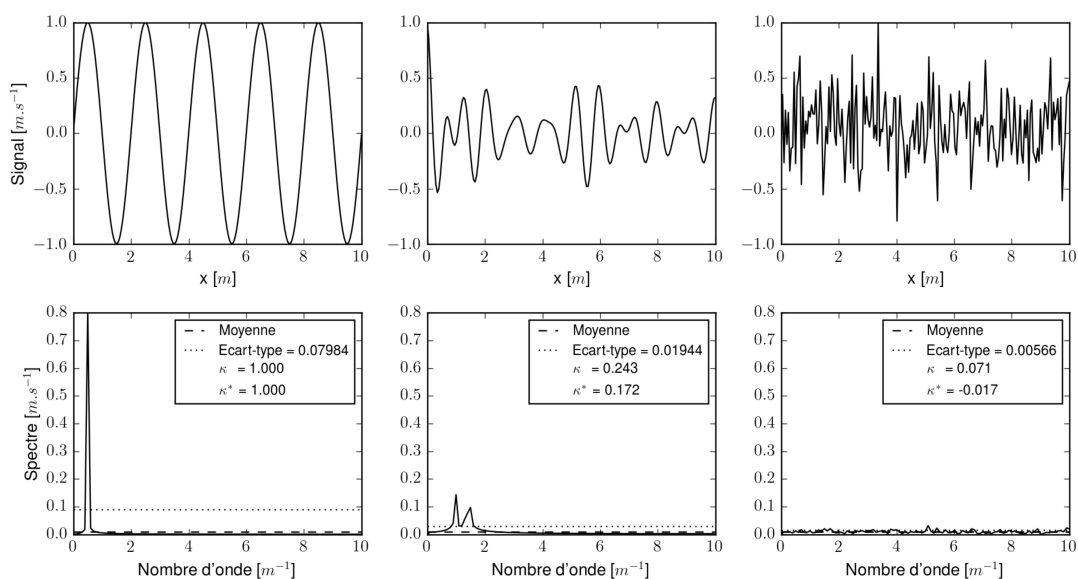


FIGURE 6.24 – Exemple de calcul du critère κ sur des signaux 1D : gauche : signal sinusoïdal, milieu : signal multifréquentiel, droite : signal aléatoire. Les figures hautes représentent les signaux et les figures basses les spectres.

Le calcul du critère κ est présenté ici pour un signal 1D ($f(x)$), mais se conduit de la même façon pour des champs de vitesse (figure 6.26), avec une complexité supplémentaire puisque la valeur de κ_{crit} dépend des deux longueurs des signaux N_1 et N_2 .

Comparaison entre les différents critères

Ce critère peut donc être appliqué sur les modes $\vec{\Phi}_i(x, y)$ ou sur les évolutions temporelles associées $a_i(t)$. La figure 6.27 montre un exemple de calcul de critères κ sur des mesures PIV d'un TFC en régime de diffusion. Les champs de vitesse étant mieux résolus spatialement que temporellement, le critère κ obtenu sur l'évolution spatiale est moins bruité que celui obtenu sur l'évolution temporelle. Ces deux critères permettent cependant de déterminer un seuil (aux alentours de 45) sur les modes à conserver. Cette figure permet aussi de voir que le critère sur l'énergie cinétique ne permet pas de définir une limite claire et générale entre les modes cohérents et non-cohérents.

La figure 6.28 montre deux modes situés respectivement avant et après la limite définie par le critère κ (modes 30 et 60), ainsi que leurs évolutions temporelles. Le mode 30 possède bien une certaine cohérence, malgré la présence de bruit. Le mode 60 ne montre pas de cohérence, mais seulement du bruit plus prononcé dans la partie du TFC, à cause des erreurs de mesure plus importantes dans cette zone. Les évolutions temporelles confirment aussi la validité du critère κ , l'évolution temporelle du mode 30 montrant un comportement pseudo-sinusoïdale et l'évolution temporelle du mode 60 un comportement quasi-aléatoire.

Vérification de la qualité du filtrage

La figure 6.29 montre un exemple d'un filtrage par POD sur 1000 champs instantanés pris par PIV dans le plan vertical de symétrie à l'amont de l'obstacle pour un TFC en

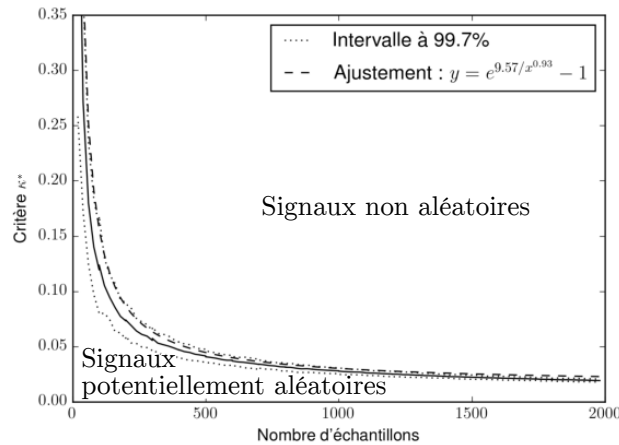


FIGURE 6.25 – Valeur du critère κ pour un signal discret aléatoire en fonction de la longueur de ce signal.

régime de diffusion. Le critère κ de cohérence spatiale, servant à déterminer le seuil à appliquer sur le filtrage POD est présenté en (a) et mène à un filtrage conservant les 19 premiers modes (et éliminant les suivants). Deux champs de vitesse instantanés (avant et après filtrage) sont présentés en (b) et en (c). En (d) est présentée l'évolution de la vitesse selon x au point $(-60\text{mm}, 10\text{mm})$, avant et après filtrage. Cette figure montre que le filtrage (malgré le faible nombre de modes utilisés pour la reconstruction) permet de conserver la structure globale de l'écoulement, tout en supprimant une partie du bruit de mesure et en comblant les espaces laissés par les vecteurs faux (en rouge sur la figure 6.29c).

Méthodes de reconstruction POD alternatives

Les trajectoires des points critiques peuvent être difficiles à reconstruire si les intervalles de temps entre les champs de vitesse instantanés sont trop grands. Notamment, les événements de bifurcation (fusion ou apparition de points critiques) peuvent être difficiles à appréhender précisément s'ils apparaissent (physiquement) entre deux mesures du champ de vitesse. La POD permet d'augmenter artificiellement la résolution temporelle afin de déterminer plus en détails quels sont les trajectoires les plus probables des points critiques. La méthode permettant d'augmenter la résolution temporelle consiste à interpoler les évolutions temporelles $a_i(t)$ des modes POD avant de réaliser la reconstruction.

L'interpolation linéaire des évolutions temporelles revient en fait à réaliser une interpolation temporelle classique sur les champs instantanés et n'est donc pas très intéressante. Les interpolations d'ordres plus élevés (quadratique, cubique, etc) permettent par contre de mieux prendre en compte la dynamique de l'écoulement lors de la reconstruction.

Cette méthode de raffinement temporel a été utilisée avec une interpolation quadratique pour réaliser la figure 3.8 de la section 3.3.6 afin de compter précisément les occurrences de phases de fusion.

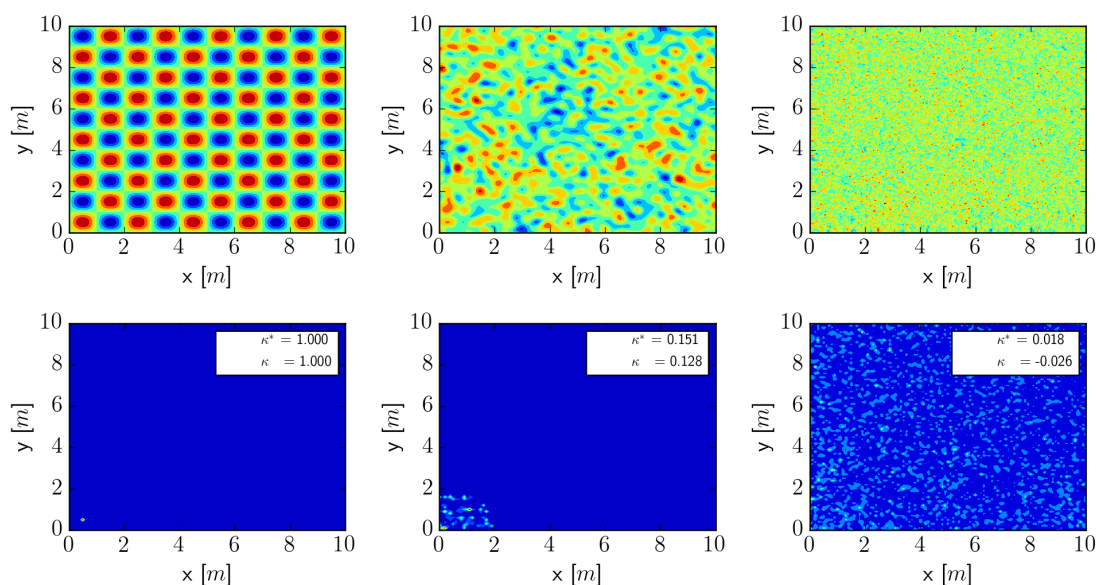


FIGURE 6.26 – Exemple de calcul du critère κ sur des signaux 2D. Gauche : signal périodique, milieu : signal multifréquentiel, droite : signal aléatoire, haut : signaux 2D, bas : Spectres.

B.3 Calculs non-locaux des gradients

La nécessité de disposer de critères permettant d'étudier les vortex dans des champs de vitesse bruités et/ou turbulents au cours de l'étude du TFC (voir sections 3 et 4) a motivé la recherche de méthodes de calcul non-locales des critères basés sur les gradients (présentés dans la section A.2). La méthode proposée ici est de calculer les gradients de vitesse de manière non-locale, afin de pouvoir calculer ensuite une version non-locale de n'importe lequel des critères de la section A.2.

La figure 6.30 illustre la méthode de calcul des gradients non-locaux décrite ci-dessous pour un champ de vitesse artificiel composé d'un vortex de Rankine cisailé et bruité (ajout de bruit blanc) pour un rayon de fenêtre de calcul R_{nl} . Pour chaque point du champ de

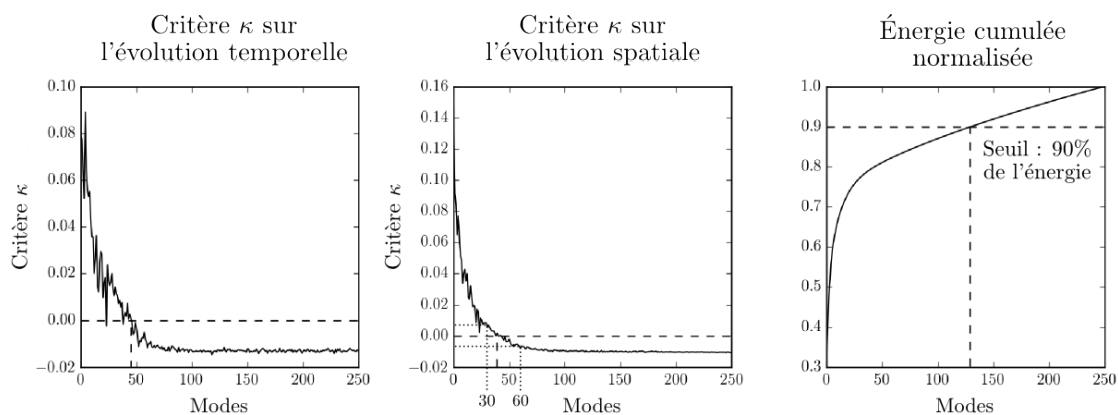


FIGURE 6.27 – Comparaison entre le critère κ et le critère basé sur l'énergie cinétique comme moyens de détection des modes contenant des structures cohérentes.

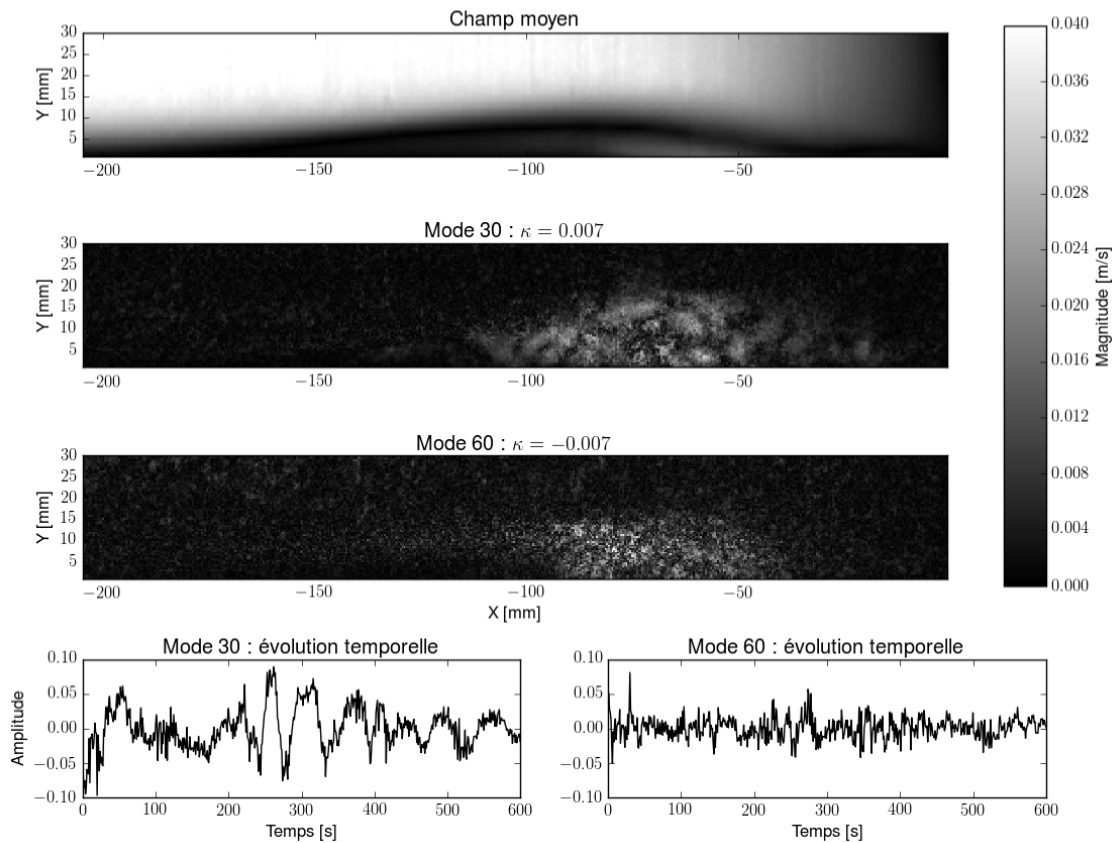


FIGURE 6.28 – Vérification par l'exemple de la capacité du critère κ à séparer les modes cohérents des modes non-cohérents.

vitesse, appelé « point de calcul » sur la figure 6.30a : (i) Les vitesses des points voisins d'une distance inférieure à R_{nl} sont récupérées (points noirs sur la figure 6.30a). (ii) Les évolutions spatiales de la vitesse dans les différentes directions ($u(x)$, $u(y)$, $v(x)$ et $v(y)$) sont tracées en utilisant les données issues de tous les points voisins (exemples figure 6.30b et 6.30c respectivement pour $u(x)$ et $u(y)$). (iii) Les gradients de vitesse ($\partial u/\partial x$, $\partial u/\partial y$, $\partial v/\partial x$ et $\partial v/\partial y$) sont estimés en réalisant des ajustements au sens des moindres carrés sur $u(x)$, $u(y)$, $v(x)$ et $v(y)$ (courbes rouges sur les figures 6.30b et 6.30c). (iv) Les gradients de vitesse obtenus sont ensuite utilisés en fonction du critère à calculer. La figure 6.30d montre le champ de vorticité résiduel obtenu avec un calcul local des gradients (différence finie), et la figure 6.30e la même vorticité résiduelle obtenue avec un calcul non-local des gradients (rayon de fenêtre (R_{nl}) de 0.3 m). Le vortex est beaucoup mieux défini par la vorticité résiduelle non-locale.

B.4 Protocole de détection des points critiques

L'algorithme présenté fonctionne sur des grilles de mesure orthogonales et orthonormées (comme les champs de vitesse obtenus par PIV). Certaines adaptations seraient nécessaires pour pouvoir utiliser cette méthode sur des grilles plus complexes (Résultats de simulation numérique ou mesures PTV par exemple). Dans cette section, les points de mesure (points où l'on dispose de la vitesse) sont appelés « nœuds » et forment quatre par quatre les

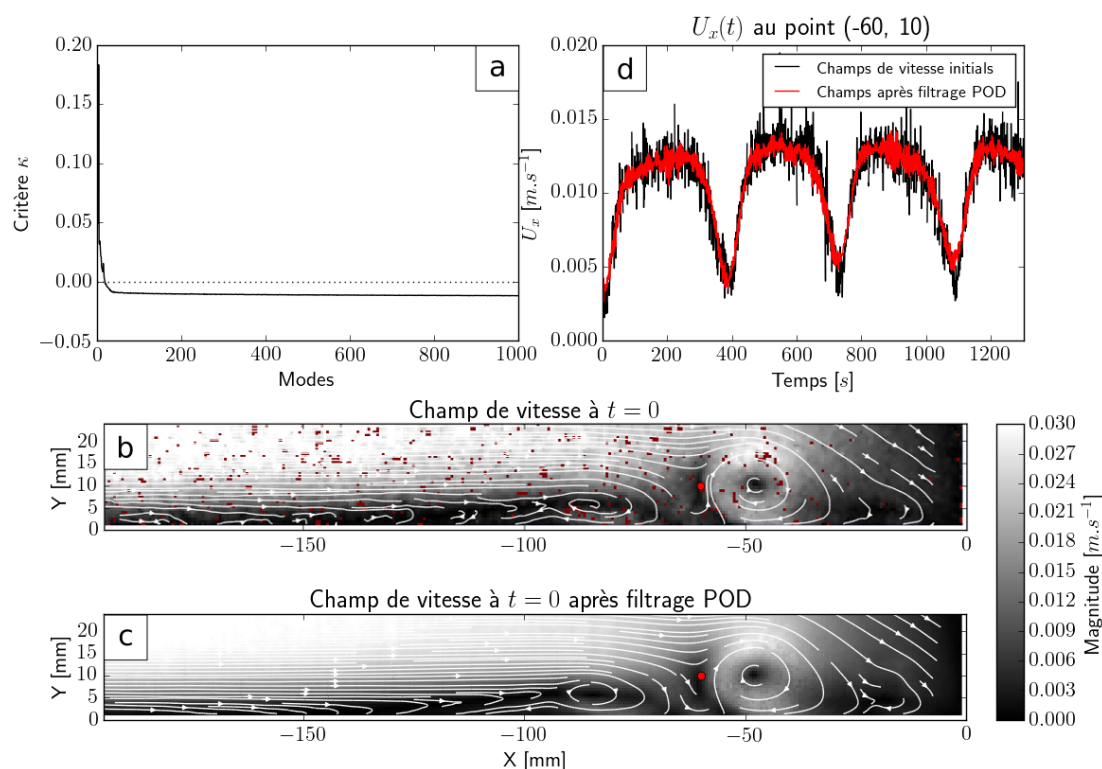


FIGURE 6.29 – Exemple de filtrage POD sur 1000 champs PIV obtenus sur un écoulement présentant un TFC en régime de diffusion. (a) Critère κ basé sur les modes POD. (b) Lignes de courant et magnitude de la vitesse sur le premier champ de vitesse instantané mesuré par PIV. Les zones rouges représentent les positions de vecteurs faux. (c) Idem mais après filtrage POD. (d) Évolution temporelle de la vitesse selon x au point $(-60, 10)$ avant et après filtrage.

« mailles » de la grille de mesure dont les bords sont appelés « frontières ».

Méthode de Depardon et al (2006)

DEPARDON et al. (2006) utilisent un balayage du PBI (voir A.1) pour repérer les zones présentant des points critiques. Le principe du balayage est décrit sur la figure 6.31, le PBI est calculé sur des rectangles de plus en plus grand, de façon à repérer les changements de PBI, correspondants au passage du balayage sur un point critique (figure 6.31A). Le champ de vitesse est alors découpé itérativement (figure 6.31B) jusqu'à isoler les zones ne possédant qu'un point critique (figure 6.31C). Une fois les zones de points critiques identifiées, des critères non-locaux sont utilisées pour préciser la position et le type des points critiques.

La figure 6.32 montre un exemple de balayage PBI appliqué sur un champ de vitesse, les changements d'indice lors du balayage traduisent bien le passage d'un point critique (+1 pour un noeuds et -1 pour un point de selle). La méthode décrite par DEPARDON et al. (2006) se montre cependant inefficace lorsque les cellules contenant les points critiques sont alignées (voir figure 6.33), puisque le balayage passe sur un noeuds ($PBI = +1$) en même temps que sur un point de selle ($PBI = -1$). Dans le cas de champs de vitesse

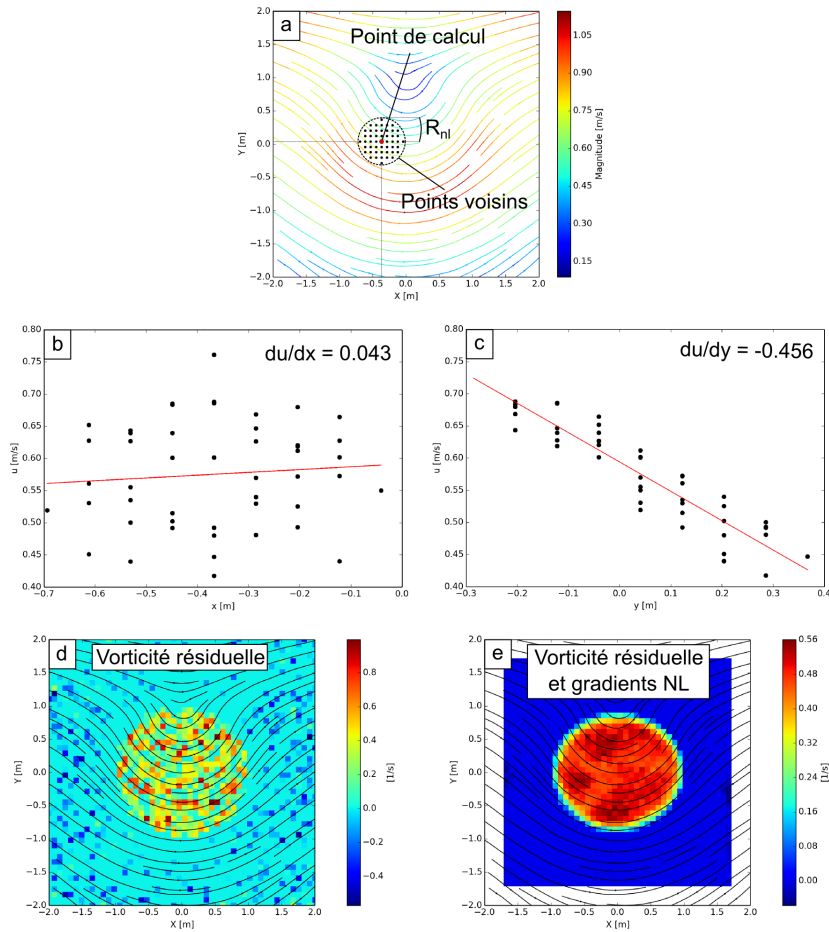


FIGURE 6.30 – Illustration de la méthode de calcul des gradients non-locaux.

faiblement résolus où présentant un grand nombre de points critiques, les erreurs de détections peuvent être fréquentes. Pour éviter ces problèmes, une méthode alternative, décrite par les prochaines sections, a été utilisée dans ce travail.

Première étape : Filtrage POD

La première étape consiste à réaliser le filtrage POD des champs de vitesse instantanés mesurés par PIV. Pour déterminer les modes conservés et ceux écartés, le critère de cohérence $\kappa = 0$ est utilisé (voir section B.2).

Seconde étape : Premier tri rapide par la méthode des « level-sets ».

Le but de cette étape est d'éliminer les mailles où aucun point critique ne peut être présent afin de gagner en rapidité de calcul sur les étapes suivantes. Les points critiques étant des points de vitesse nulle, ils sont par conséquent situés aux croisements des isolignes $u_x = 0$ et $u_y = 0$. Dans l'hypothèse d'un champ de vitesse évoluant de manière linéaire à l'intérieur des mailles, une isoligne ne peut être contenue dans une maille, et traverse donc forcément ses frontières. Il est donc possible de déduire que les mailles dont les frontières ne sont pas traversées par des isolignes des deux composantes de la vitesse (u_x et u_y) ne

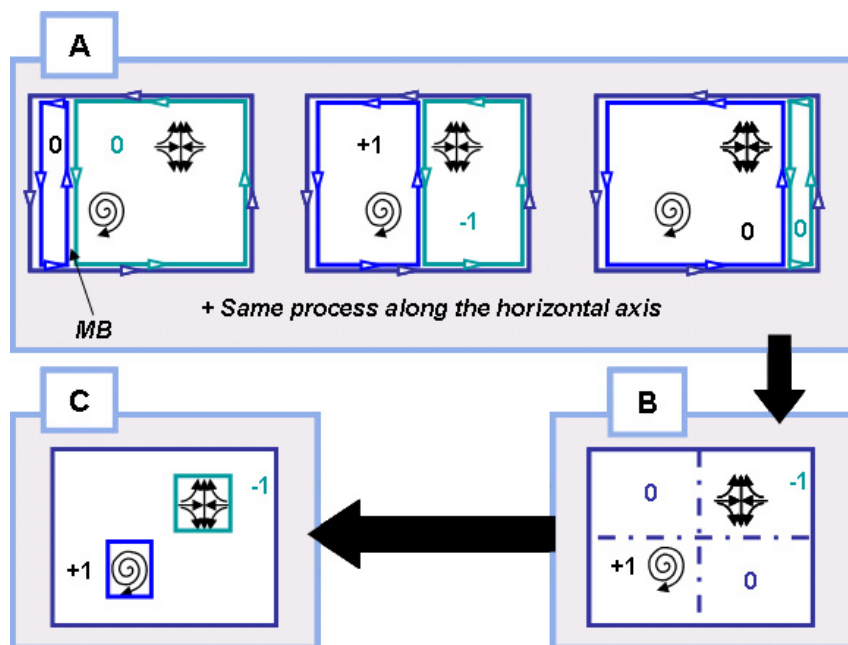


FIGURE 6.31 – Schéma explicatif du fonctionnement du balayage PBI (source : DEPARDON (2006)).

peuvent pas posséder de points critiques. Cela revient à dire qu'une maille ne peut contenir un point critique si, et seulement si, les composantes de vitesse dans chaque direction (u_x et u_y) à ses nœuds ne sont pas de même signe : (i) Pour une maille, si les vitesses u_x ont le même signe sur les quatre nœuds, il n'y a pas d'isolignes $u_x = 0$, donc pas de point critique. La maille est rejetée. (ii) Si les vitesses u_y ont toutes le même signe, il n'y a pas d'isolignes $u_y = 0$, donc pas de point critique. La maille est rejetée. (iii) Si les vitesses u_x n'ont pas toutes le même signe **et** si les vitesses u_y n'ont aussi pas toutes le même signe, alors des isolignes $u_x = 0$ et $u_y = 0$ sont contenues dans la maille. La maille est conservée pour l'étape suivante. Cette méthode ne suffit cependant pas à identifier les mailles contenant des points critiques (une maille peut posséder des isolignes de u_x et u_y sans que celles-ci ne se croisent en un point critique), mais permet d'éliminer très facilement un grand nombre de mailles ne contenant pas de points critiques et donc de diminuer de façon conséquente le temps de calcul nécessaire à l'étape suivante.

Troisième étape : Second tri plus fin utilisant le PBI

La seconde étape de la détection consiste à utiliser l'indice de Poincaré-Bendixson (PBI) pour finir d'éliminer les mailles ne contenant pas de points critiques (voir étape 2 ci-dessus). Comme vu dans la section A.1, le PBI se calcule à partir d'une courbe fermée C , et sa valeur (-1, 0 ou 1) permet d'avoir une information sur la présence ou non de points critiques à l'intérieur de cette courbe fermée. Contrairement à la méthode de balayage du PBI proposée par DEPARDON (2006) (voir section B.4), le PBI est ici calculé sur toutes les mailles susceptibles de contenir des points critiques. Cette étape permet de séparer les mailles contenant des isolignes $u_x = 0$ et $u_y = 0$ qui se croisent de celles où ces isolignes ne se croisent pas.

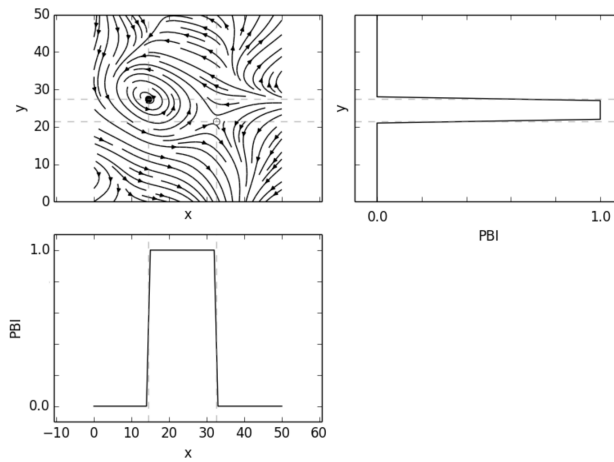


FIGURE 6.32 – Exemple d’un balayage de PBI tel que définit par DEPARDON et al. (2006) sur un champ de vitesse présentant un nœud (rond noir) et un point de selle (rond blanc).

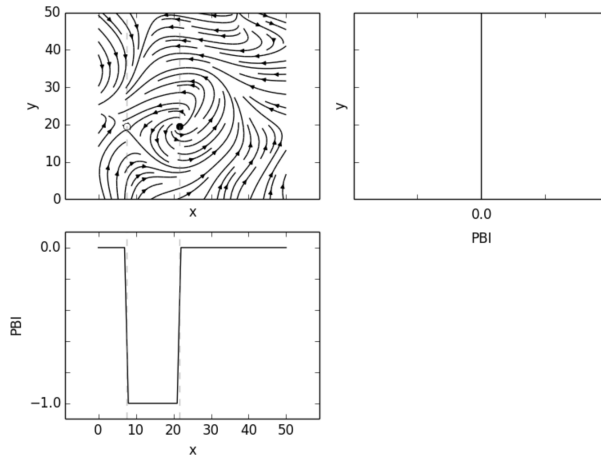


FIGURE 6.33 – Exemple d’un balayage PBI où l’alignement des deux points critiques (nœud \circ et point de selle \bullet) met en défaut l’algorithme de détection.

Quatrième étape : Positionnement en sous-maille des points critiques

Une fois les mailles de la grille de mesure contenant des points critiques répertoriées, une interpolation bi-linéaire est utilisée pour situer précisément le ou les points où la vitesse est nulle au sein de chacune d’elle. Pour cela, on résout le système suivant, basé sur les équations d’interpolation sur chaque cellule possédant un point critique (EFFENBERGER et al., 2010) :

$$\begin{pmatrix} u_x \\ u_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1xy + b_1x + c_1y + d_1 \\ a_2xy + b_2x + c_2y + d_2 \end{pmatrix} = \vec{0}$$

Les constantes (a_i, b_i, c_i, d_i) étant imposées par les vitesses aux nœuds des mailles, la résolution permet d’obtenir une bonne approximation de la position des points critiques.

La figure 6.34 montre trois exemples de champs de vitesse interpolés bi-linéairement,

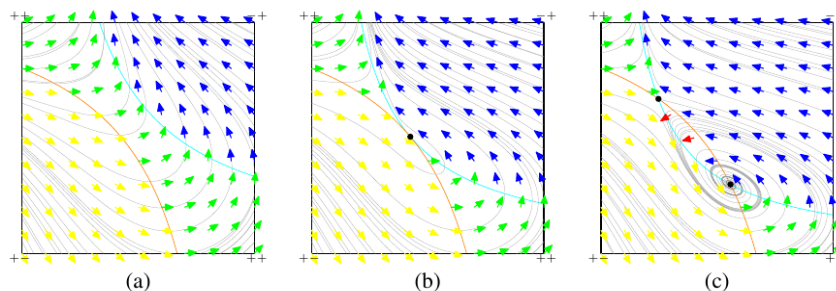


FIGURE 6.34 – Champ de vitesse interpolé bi-linéairement en sous-maille et iso-lignes de vitesses nulles associées ($u_x = 0$ et $u_y = 0$) pour trois cas : (a) pas de points critiques, (b) un point critique et (c) deux points critiques. Source : EFFENBERGER et al. (2010).

où les iso-lignes de vitesses nulles se croisent aux positions des points critiques en (c).

Cinquième étape : Détermination du type des points critiques

Une fois la position des points critiques identifiée, le type de ces différents points critiques est déterminé en fonction des propriétés de la matrice Jacobienne de la vitesse locale (voir la section A.1) calculée à partir des vitesses aux nœuds de chaque maille.

Étape optionnelle : Utilisation des critères non-locaux

Les étapes précédentes donnent de très bons résultats mais détectent tous les points critiques, indifféremment du fait qu'ils soient associés à de grandes structures (comme des vortex cohérents), à des structures très localisées ou à du bruit de mesure (comme un vecteur faux dans un écoulement uniforme). Le filtrage POD préalable permet certes de réduire la portion aléatoire des mesures, mais n'assure toujours pas que les points critiques détectés soient tous importants du point de vue de la dynamique de l'écoulement (certains points critiques ne pouvant avoir qu'une influence très localisée).

La simplification topologique, qui consiste à résumer les points critiques proches les uns des autres par un seul point critique équivalent (voir TRICOCHÉ et al., 2001) permet de réduire le nombre de points critiques, mais n'assure pas que les points critiques résultants soient associés à des structures importantes de l'écoulement.

Pour palier à ce problème, il est nécessaire, dans la définition de la position des points critiques, de tenir compte non plus seulement du champ de vitesse local, mais du champ de vitesse dans une zone entourant le point critique. Cela est rendu possible par l'utilisation de critères non-locaux admettant des extrema (minimums ou maximums) aux positions des points critiques. Ces critères sont calculés dans les zones entourant les positions des points critiques (comme détectés au cours de la troisième étape) et permettent d'ajuster leurs positions (aux positions des extrema des critères) ou de les supprimer (si les critères non-locaux ne montrent pas d'extrema suffisant).

Critère non-local pour les foyers : Γ_1 . Le critère non-local servant à affiner la position des foyers (critère qui admet donc des extrema aux foyers) est le critère Γ défini

par GRAFTIEAUX et al. (2001) :

$$\Gamma_1(P) = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{(PM \wedge U(M)) \cdot z}{\|PM\| \cdot \|U(M)\|} dS = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \sin(\theta_M) dS \quad (6.27)$$

avec P le point de l'espace où est calculé Γ_1 , S une surface circulaire dans le plan (x, y) , entourant le point P et de rayon R , M un point dans la surface S , $U(M)$ le vecteur vitesse en M et θ_M l'angle entre la droite PM et le vecteur vitesse $U(M)$. Ce critère est égal à 1 au centre des foyers tournant dans le sens trigonométrique, à -1 au centre des foyers tournant dans le sens horaire et est nul dans les zone de cisaillement pure. Il est particulièrement adapté à la détection des foyers, les extrema étant très localisées au centre des vortex. Une version indépendante sur repère galiléen (Γ_2) s'écrit de la même façon mais en prenant soin de retirer la vitesse moyenne sur S avant le calcul :

$$U'(M) = U(M) - \bar{U}_S \quad (6.28)$$

avec \bar{U}_S la vitesse moyenne sur la surface S , et :

$$\Gamma_2(P) = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{(PM \wedge U'(M)) \cdot z}{\|PM\| \cdot \|U'(M)\|} dS = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \sin(\theta'_M) dS \quad (6.29)$$

avec θ'_M l'angle entre la droite PM et le vecteur vitesse $U'(M)$. Cette deuxième version du critère est moins localisée aux centres des structures, mais y admet toujours des extrema. Le paramètre réglable de ces critères (le rayon R de la surface S) peut être ajusté en fonction de la taille des structures à détecter. Une zone trop petite fait perdre son intérêt au critère puisqu'il tend à devenir un critère local, et une taille trop importante (par rapport aux structures à observer) diminue l'amplitude des extrema et rend la détection plus complexe. GRAFTIEAUX et al. (2001) montrent que l'écoulement est dominé par la rotation pour des valeurs de $|\Gamma_2|$ supérieures à $2/\pi$ et dominé par le cisaillement pour des valeurs inférieures, ce qui permet aussi d'utiliser le critère Γ_2 pour estimer la zone d'influence des vortex.

Critère non-local pour les nœuds : K_1 . Le critère servant à affiner la position des nœuds est dérivé du critère précédent Γ_1 par DEPARDON et al. (2006) :

$$K_1(P) = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \cos(\theta_M) dS \quad (6.30)$$

La modification du critère utilisée pour le rendre indépendant du référentiel galiléen est la même que pour Γ_2 (équation 6.29) et donne le critère K_2 . Ces deux critères (K_1 et K_2) sont égaux à 1 au centre des nœuds stables et à -1 au centre des nœuds instables.

Critère non-local pour les points de selle : I_1 . Aucun critère non-local n'existe à notre connaissance pour affiner la position des points de selle. DEPARDON et al. (2006) définit cependant un critère local :

$$I_1 = \|\vec{\nabla}\theta\| \quad (6.31)$$

qui peut être rendu non-local en utilisant la méthode de calcul non-local des gradients présentée dans la section B.3.

Algorithme d'utilisation des critères non-locaux. L'application de ces trois critères non-locaux (Γ_1 , K_1 , I_1) sur les points critiques récupérés à l'étape 5 permet dans un certain sens de réaliser une simplification topologique en remplaçant les amas de points critiques par des points critiques équivalents. Les étapes de cette simplification sont les suivants :

- Le rayon R de la surface de calcul S des critères non-locaux est choisi en fonction de la simplification voulue (plus R est grand, plus le champ de points critiques est simplifié).
- Pour chaque point critique, on cherche des extrema du critère non-local associé (maximum de Γ_1 pour les foyers rotatifs, minima de Γ_1 pour les foyers contra-rotatifs, maximum de K_1 pour les nœuds instables, minimum de K_1 pour les nœuds stables et maximums de I_1 pour les points de selle) dans un rayon égal à R autour du point critique.
- Les points critiques associés à des extrema insuffisant ($< .5$) sont supprimés.
- Les autres points critiques sont déplacés vers la position des extrema qui leur sont associés.
- A ce stade, plusieurs points critiques peuvent se retrouver à la même position (associés au même extrema), les points redondants sont alors supprimés.
- Le critère I admettant aussi des maximums au niveau des points critiques de type foyer, il est possible que des points critiques de type points de selle soit déplacés au même endroit que des foyers. Une vérification simple de la position des points de selle par rapport aux foyers permet de détecter ces anomalies et de supprimer les points de selle associés.

La figure 6.35 présente un exemple de situation où le traitement par les critères non-locaux permet de simplifier l'information topologique. La structure globale y est celle d'un vortex (foyer), mais les points critiques détectés (figure 6.35 gauche) sont nombreux et concentrés au centre de la structure. Ces nombreux points critiques représentent mal la topologie globale de l'écoulement. L'utilisation des critères non-locaux, avec un choix de S approprié (0.125 sur la figure 6.35) permet de résumer cet amas de points critiques par un seul point critique de type foyer (figure 6.35 droite).

Un problème majeur de l'utilisation des critères non-locaux est qu'ils ne sont pas définis près des bords du champ de vitesse (ils ont besoin des vecteurs voisins pour être calculés en un point). La simplification présentée ici est donc a priori impossible pour les points critiques près des parois (notamment les points de décollement et de ré-attachement). Ce problème peut être contourné dans le cas particulier des parois, en agrandissant le champ de vitesse au-delà du mur par symétrie avant de calculer les critères non-locaux.

Sixième étape : Reconstruction des trajectoires

DEPARDON et al. (2007) présentent une méthode de reconstruction de la trajectoire dans le temps des points critiques utilisant des interpolations temporelles et la définition d'une « distance topologique ». La résolution temporelle des mesures PIV réalisées dans ce travail étant importante devant les temps caractéristiques des évolutions spatiales des points critiques, une méthode de reconstruction plus simple s'est montrée suffisante pour reconstruire correctement les trajectoires. Cette méthode de reconstruction est la suivante : (i) La taille limite de déplacement R_{traj} d'un point critiques entre deux pas temps successifs est choisie en fonction de la dynamique de l'écoulement. (ii) Une trajectoire est initiée pour

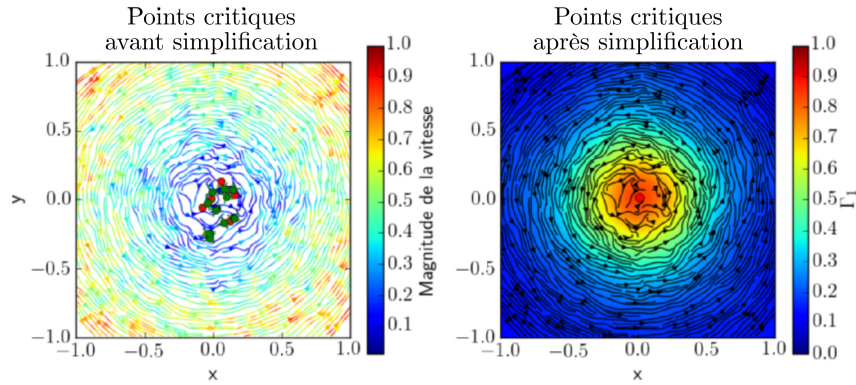


FIGURE 6.35 – Exemple de simplification topologique par l’utilisation de critère non-locaux. À gauche : lignes de courant du champ de vitesse et position des différents points critiques détectés au terme de la cinquième étape (les points rouges représentent les foyers rotatifs et les points verts les points de selle). À droite : critère Γ_1 , ligne de courant du champ de vitesse et position des points critiques après simplification avec $R = 0.5$.

chaque point critique du premier champ de vitesse $\vec{u}_i = \vec{u}_1$. (iii) Pour chaque type de point critique, les distances entre points critiques à t_i et à t_{i+1} sont calculées. (iv) Les points critiques à t_{i+1} sont ajoutés aux trajectoires en commençant par les distances (calculées à l’étape précédente) les plus faibles. Cette méthode assure que les points critiques à t_i sont bien associés à la trajectoire dont le dernier point est le plus proche. Si la distance entre deux points consécutifs est supérieure à R_{traj} , on arrête d’ajouter les points aux trajectoires. Cela permet d’éviter de lier ensemble une trajectoire naissant dans une zone de l’écoulement avec une trajectoire se terminant dans une autre zone de l’écoulement. (v) Les trajectoires n’ayant pas reçu de nouveaux points critiques sont stoppées et les points critiques n’ayant pas été associés à des trajectoires sont ajoutés comme départs de nouvelles trajectoires.

La valeur de R_{traj} est choisie au cas par cas, en fonction de la dynamique de l’écoulement.

Grandeurs associées aux points critiques

L’extraction des points critiques permet d’avoir accès à des informations supplémentaires sur l’écoulement :

- Le calcul de l’**orientation des points de selle** (vecteurs propres de la matrice jacobienne de la vitesse locale) et le tracé des lignes de courant associées à ces directions permet de visualiser la connectivité entre points critiques. Les points de selle étant alimentés par des nœuds ou focus instables et alimentant des nœuds ou focus stables (voir figure 6.36).
- Le calcul des **vitesse**s d’advection des points critiques (accessibles à partir de leurs trajectoires) donne une information sur la vitesse de convection des structures (notamment des vortex).
- Le calcul des limites des vortex comme étant les iso-surfaces de $\|\Gamma_2\| = 2/\pi$ permet d’estimer la **taille des vortex** et son évolution au cours du temps.

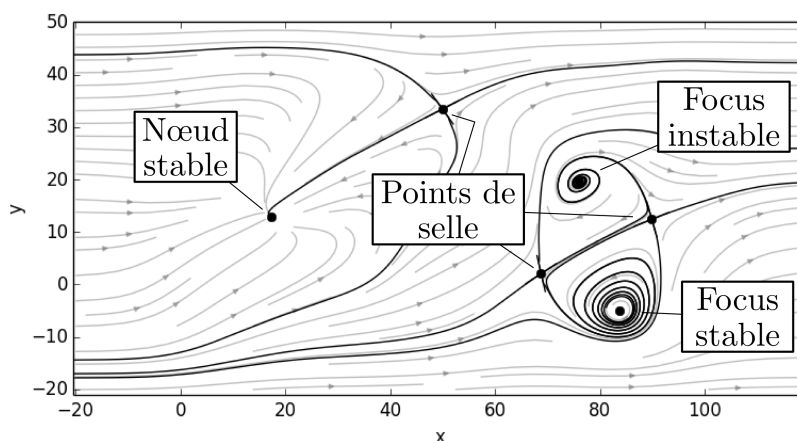


FIGURE 6.36 – Illustration de la connectivité des points critiques sur un champ de vecteur artificiel.

- La **circulation** calculée sur la limite des vortex (comme définie dans le point précédent) permet, elle, d'accéder à l'évolution de l'« intensité » des vortex.

Toutes ces informations permettent notamment de mieux comprendre les phénomènes d'apparition et de disparition des vortex, qui sont importants dans l'étude du TFC.

B.5 Comparaison des méthodes de détection

Pour un vortex de Rankine de circulation Γ et de rayon de rotation solide r_a :

$$u_\theta = \begin{cases} \frac{\Gamma r}{2\pi r_a^2}, & \text{si } r < r_a \\ \frac{\Gamma}{2\pi r}, & \text{si } r > r_a \end{cases} \quad (6.32)$$

$$u_r = u_z = 0 \quad (6.33)$$

convecté à une vitesse u_{conv} dans un écoulement uniforme, la différence entre les positions du centre de vortex détectées par points critique et en utilisant la vorticité résiduelle dépend de cette vitesse de convection, de la circulation Γ et du rayon r_a du vortex.

Il est possible de savoir, pour un vortex ayant une circulation Γ et une vitesse de convection u_{conv} donnée, si la détection par points critiques permet de situer les centres des vortex de façon satisfaisante (*i.e.* si le point critique détecté est à moins de $0.05r_a$ du centre du vortex synthétique). Pour que cela soit le cas, la vitesse à $0.05r_a$ du centre du vortex doit être supérieure à la vitesse de convection u_{conv} du vortex par l'écoulement, ce qui s'écrit comme :

$$\frac{\Gamma}{2\pi 0.05r_a} > u_{conv} \quad (6.34)$$

Ce critère simple montre que les points critiques permettent de détecter efficacement les centres des vortex pour des vitesses de convection suffisamment faibles. Dans le cas contraire, l'utilisation d'un critère basé sur les gradients (vorticité résiduelle par exemple) est nécessaire pour suivre précisément le déplacement des vortex.

La figure 6.37 illustre ces différences pour un vortex synthétique de Rankine porté par un écoulement uniforme d'intensité variable (u_{conv} décroissant, positif pour $t \leq 3$ et négatif

pour $t \geq 3$). Le critère à 5%, défini ci-dessus, est respecté pour les temps $t = 3$ et $t = 4$ (vitesses de convection absolues les plus faibles) où la position des points critiques (points blancs) est similaire à la position des centres de vorticité résiduelle (points rouges).

B.6 Calcul des densités de répartition des points critiques

Pour des champs de vitesse résolus en temps, la densité de présence de chaque type de points critiques peut être calcul  e afin d’avoir une idée de la position préférentielle de ces points critiques au cours du temps (voir la figure 3.2, par exemple).

Pour cela, la méthode dite « KDE » (« Kernel Density Estimator ») est utilis  e et consiste à réaliser une convolution de la position des points critiques par des noyaux gaussiens. Concrètement, la somme de gaussiennes 2D, caract  ris  es par leur écart-type σ et plac  es sur chaque point critique, est calcul  e. Le résultat obtenu est une fonction de densité continue, qui prend des valeurs   lev  es dans les zones de forte densité et des valeurs faibles dans les zones vides.

L’intégrale de cette fonction de densité sur une zone permet d’obtenir la probabilité de trouver un point critique dans cette zone sur un champ de vitesse instantané donné.

Cette fonction de densité peut être vue comme un histogramme 2D continu, où le choix de σ (correspondant à l’étalement des gaussiennes) est substitué au choix de la taille des intervalles pour un histogramme. La valeur de σ « optimale » peut être estim  e en utilisant la méthode de SILVERMAN (1986), qui se base sur le nombre et la dispersion des points.

B.7 Calcul des trajectoires moyennes

Les trajectoires des points critiques obtenus par la méthode décrite ci-dessus (section B.4) peuvent être moyenn  es entre elles (lorsqu’elles parcourent un chemin similaire dans l’espace), afin de résumer l’information sur la dynamique de l’écoulement.

Estimer la similarité de deux trajectoires nécessite de calculer une valeur représentative de leur similarité ϵ . Pour deux trajectoires T_1 et T_2 , ϵ est défini comme suit : (i) Chaque point de chaque trajectoire est défini par un triplet de valeurs (x, y, t) . Les valeurs initiales de t des deux trajectoires T_1 et T_2 n’ont aucune importance, deux trajectoires se produisant à des temps différents pouvant être similaires dans l’espace. Les temps de trajet d’un point à un autre de la trajectoire sont par contre importants à prendre en compte, de façon à ne pas juger similaires deux trajectoires parcourant le même espace en des durées différentes. Les temps de la seconde trajectoire sont alors décalés de façon à faire correspondre T_1 et T_2 au mieux en utilisant des convolutions sur les fonctions $x(t)$ et $y(t)$, *i.e.* on cherche une valeur δt maximisant les convolutions entre $x_1(t)$ et $x_2(t + \delta t)$ et entre $y_1(t)$ et $y_2(t + \delta t)$. (ii) La convolution maximale est alors normalis  e par l’intégrale des fonctions $x_1(t)$, $x_2(t)$, $y_1(t)$ et $y_2(t)$ pour obtenir la valeur de ϵ , représentative de la similarité des deux trajectoires : ϵ est égal à 1 pour des trajectoires identiques et plus petit pour des trajectoires de plus en plus différentes.

Ce paramètre ϵ peut être utilisé pour calculer les trajectoires moyennes d’un groupe de trajectoires selon la méthode suivante : (i) Une valeur limite de ϵ : ϵ_{crit} , en dessous de laquelle on décide que les trajectoires seront consid  r  es différentes est choisie. (ii) Toutes les trajectoires sont compar  es deux à deux afin de former une matrice ϵ_{ij} (dont les valeurs sont représentatives de la similarités de chaque couple de trajectoires). (iii) Chacune des trajectoires est repr  sent  e par un point sur un plan 2D, et li  e avec les autres trajectoires par un lien pondéré par la valeur du paramètre ϵ associé au couple. (iv) La position des

trajectoires dans cet espace est optimisée afin que les trajectoires similaires se retrouvent le plus proche possible les unes des autres au moyen d'un algorithme de type « force-directed » (FRUCHTERMAN et al., 1991). Cette étape regroupe les trajectoires similaires entre elles et éloigne les trajectoires très différentes dans le plan. (v) Les groupes de trajectoires formant des amas dans le plan et partageant des valeurs de ϵ inférieures à ϵ_{crit} sont moyennées entre elles afin de former des trajectoires moyennes. Les trajectoires « marginales », qui ne forment pas d'amas sont laissées de côté.

L'utilisation d'une méthode d'« optimisation de position » (étape (iv)) permet de s'assurer que les trajectoires moyennes obtenues sont réellement représentatives d'un phénomène récurrent dans la dynamique des points critiques, aucune trajectoire moyenne n'étant trouvée pour des groupes de trajectoires aléatoires, par exemple. Le nombre de trajectoires utilisées pour calculer chaque trajectoire moyenne est conservé, afin de justifier de l'importance de chaque trajectoire moyenne dans la dynamique de l'écoulement.

B.8 Moyennes conditionnelles utilisant les trajectoires

Il est possible, une fois les trajectoires moyennes récupérées, de calculer les champs de vitesse associés. Pour chaque point (point moyen) de chaque trajectoire moyenne, les champs de vitesse où ont été détecté les points critiques ayant servis à calculer ce point moyen sont moyennés entre eux. À chaque point moyen est donc associé un champ de vitesse, ce qui permet de reconstruire une suite de champs de vitesse associé à chaque trajectoire moyenne. Cette méthode revient (dans une certaine mesure) à réaliser une moyenne conditionnelle des champs de vitesse sur la position des points critiques.

Ces moyennes conditionnelles permettent de décomposer l'écoulement en fonction du comportement des points critiques, et d'observer les événements dynamiques élémentaires d'un écoulement (voir figure 3.9). Pour l'étude d'écoulements pseudo-périodiques (comme c'est le cas du TFC dans certains régimes), les trajectoires moyennes et leurs champs de vitesse associés permettent de classer les différentes périodes de fonctionnement, et d'observer la dynamique de l'écoulement pour chacune d'entre elles.

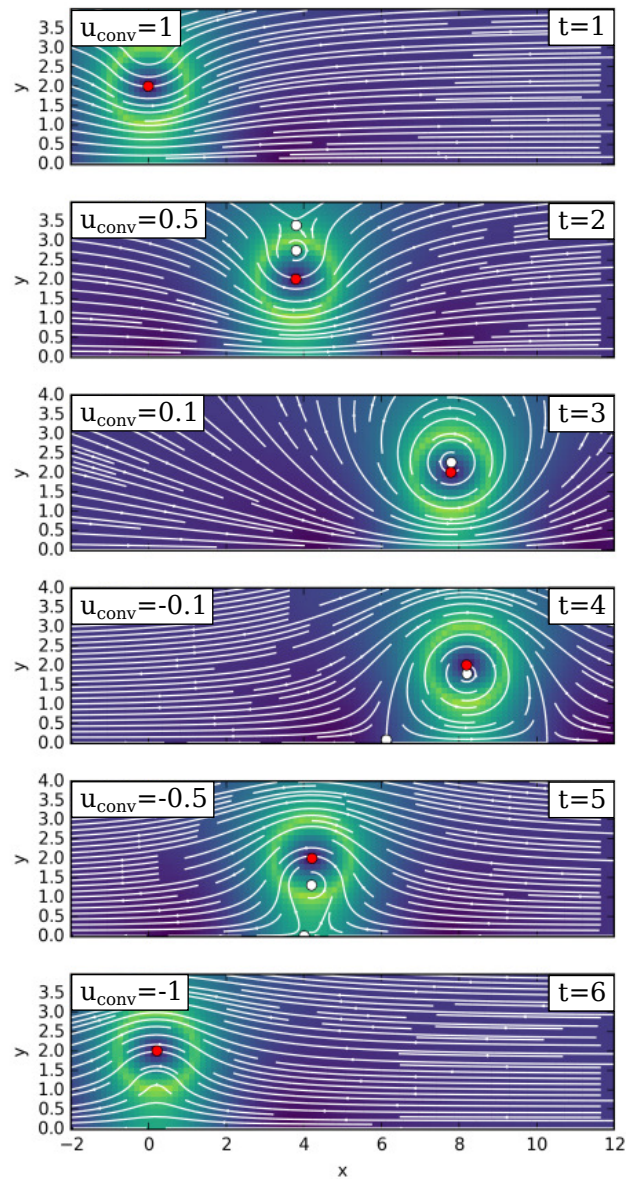


FIGURE 6.37 – Comparaison des deux méthodes de détection sur un vortex de Rankine convecté dans un écoulement uniforme de vitesse variable. Les points rouges représentent les centres de vortex détectés par la méthode utilisant la vorticité résiduelle (invariant Galiléen) et les points blancs les points critiques détectés (B.4). Le champ de fond représente la magnitude de la vitesse associée au vortex seul (sans l'écoulement uniforme) et les lignes de courant représente l'écoulement total (écoulement uniforme plus vortex).

C Écoulements potentiels

La théorie des écoulements potentiels permet de calculer rapidement des écoulements non-visqueux. Les champs de vitesse obtenus sont bien entendu loin de la réalité dans le cas d'écoulements autour d'obstacles présentant de nombreux vortex, et où la couche limite joue un rôle important, mais les distributions de pression prédites par ces calculs s'avèrent suffisamment proches de la réalité pour être utilisables et apporter une meilleure compréhension de l'écoulement. Cette section fera uniquement référence à des calculs d'écoulement potentiels 2D.

C.1 Théorie

Le champ de vitesse d'un écoulement potentiel dérive par définition d'une fonction scalaire $\psi(x, y)$, comme :

$$u = \frac{\partial \psi(x, y)}{\partial x} \quad (6.35)$$

$$v = \frac{\partial \psi(x, y)}{\partial y} \quad (6.36)$$

Une propriété intéressante des écoulements potentiels est l'additivité : la somme de deux écoulements potentiels donne un troisième écoulement potentiel.

C.2 Résolution numérique

Pour les cas les plus simples (écoulements en conduite, vortex en écoulement uniforme, ...), des solutions analytiques existent, cependant, lorsque la géométrie des écoulements devient plus complexe, des résolutions numériques deviennent nécessaires.

C.3 Points sources

Ces méthodes numériques consistent en général à ajouter (grâce à la propriété d'additivité) à un écoulement uniforme une série de points sources modifiant le champ de vitesse, de façon à obtenir l'écoulement voulu. Le potentiel et le champ de vitesse associé à un point source sont, dans le repère cylindrique (r, θ) :

$$\psi^* = \frac{\sigma}{2\pi} \ln r \quad (6.37)$$

$$u_r^* = \frac{\sigma^*}{2\pi r} \quad (6.38)$$

$$u_\theta^* = 0 \quad (6.39)$$

avec σ^* l'intensité du point source et r la distance au point source.

Pour prendre en compte une paroi (zone de vitesse nulle) dans un écoulement potentiel, on peut par exemple en discrétiser les bords avec des points sources, et ajuster les intensités de ces points sources de façon à ce que la vitesse du champ résultant soit nulle en ces points (aux parois donc). Cette approche nécessite un grand nombre de points sources et un temps de calcul assez important pour résoudre le système linéaire permettant d'ajuster les intensités des points sources. Pour cette application précise de modélisation de parois, l'utilisation de panneaux sources, constitués d'une infinité de points sources adjacents ayant la même intensité permet de réduire les temps de calcul et de réduire les problèmes liés aux discontinuités entre les éléments constitutifs de la paroi.

C.4 Panneaux sources

Le potentiel et le champ de vitesse générés par un panneau source sont la somme des potentiels et des champs de vitesse générés par une infinité de points sources alignés :

$$\psi_p = \int_s \psi^* ds \quad (6.40)$$

$$\vec{u}_p = \int_s \vec{u}^* ds \quad (6.41)$$

avec ψ_p le potentiel associé au panneau source, \vec{u}^p le champ de vitesse associé au panneau source et s le segment de droite définissant le panneau source. Le potentiel associé au panneau source peut se réécrire, dans le repère cartésien :

$$\psi(x, y) = \frac{\sigma}{2\pi} \int_p \ln \sqrt{(x - x(s))^2 + (y - y(s))^2} ds \quad (6.42)$$

C.5 Résolution numérique avec des panneaux sources

Un écoulement 2D autour d'un obstacle carré peut être modélisé en discrétisant les parois de l'obstacle par des panneaux sources, et en résolvant le système linéaire permettant d'ajuster les intensités des panneaux sources afin que les vitesses normales à ces parois soient nulles. Le champ de vitesse ainsi obtenu est alors celui d'un écoulement non-visqueux (glissement aux parois) contournant un obstacle.

La pression associée au champ de vitesse est calculable en utilisant l'équation de Bernoulli simplifiée (puisque'il n'y a pas de pertes par frottement) :

$$p_\infty + \frac{1}{2}\rho V_\infty^2 = p + \frac{1}{2}\rho V^2 \quad (6.43)$$

avec p la pression, p_∞ la pression loin à l'amont, V la magnitude de la vitesse et V_∞ la magnitude de la vitesse loin à l'amont. Le coefficient de pression s'écrit alors :

$$C_p = 1 - \left(\frac{V}{V_\infty}\right)^2 \quad (6.44)$$

Il est évidemment nécessaire de s'assurer que la densité de panneaux sources est suffisante pour donner des résultats corrects, ce qui peut être fait en réalisant une étude de sensibilité au maillage.

C.6 Comparaison avec les résultats expérimentaux

La figure 6.38 montre une comparaison entre un profil de pression calculé par écoulement potentiel devant un obstacle cylindrique et des mesures de pression réalisées par DARGAHI (1989) sur la paroi du fond pour ce même écoulement. La correspondance entre les deux profils de coefficients de pression est bonne, la diminution de pression en $x/D = -0.8$ étant due à la présence du vortex principal du TFC (qui ne peut être modélisé par la théorie des écoulements potentiels). ECKERLE et al. (1987) montre aussi que les pressions mesurées au niveau du fond autour de l'obstacle (dans le plan horizontal) sont très proches de celles calculées par écoulement potentiel.

La figure 6.39 montre la comparaison entre des profils longitudinaux de la composante longitudinale de la vitesse dans la partie haute du plan vertical de symétrie amont d'un

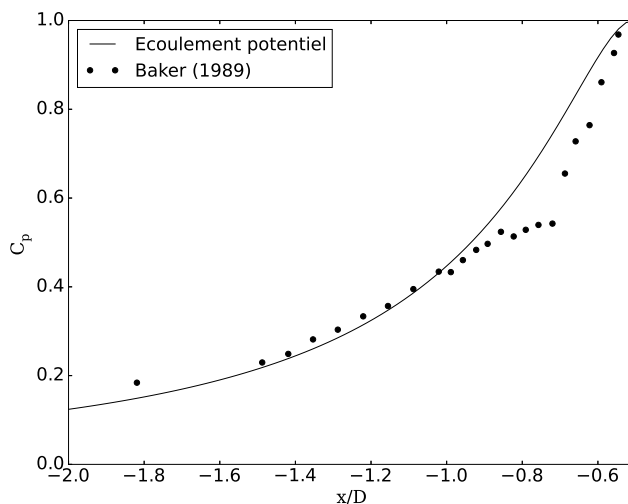


FIGURE 6.38 – Comparaison entre le coefficient de pression obtenu par la théorie des écoulements potentiels et les coefficients de pression mesurés sous le TFC par (DARGAHI, 1989).

écoulement autour d'un obstacle carré (pour 25 configurations différentes de la présente étude) et la vitesse dans ce même plan, prédite par la théorie des écoulements potentiels. La correspondance est là aussi assez bonne, les différences observées pouvant être attribuées à la proximité du TFC dans certains cas ou le TFC occupe la quasi-totalité de la hauteur d'eau.

C.7 Conclusion sur l'utilisation des écoulements potentiels

La théorie des écoulements potentiels ne permet pas de rendre compte de toute la complexité d'un écoulement autour d'un obstacle (zone de circulation, vortex, décollement de couches limites, ...), mais c'est un outil utile pour estimer le gradient de pression à l'amont de cet obstacle. La connaissance de ce gradient de pression est importante puisqu'il est à l'origine de la naissance du TFC, faisant du calcul d'écoulement potentiel un complément intéressant pour les mesures PIV.

Les profils de vitesse calculés par écoulement potentiel dans la partie haute de l'écoulement (supposée être quasi-2D dans la plupart des cas), montrent une bonne correspondance avec les mesures. Cela confirme que les calculs par écoulement potentiel peuvent aussi être utilisés pour caractériser le contournement de l'obstacle par l'écoulement.

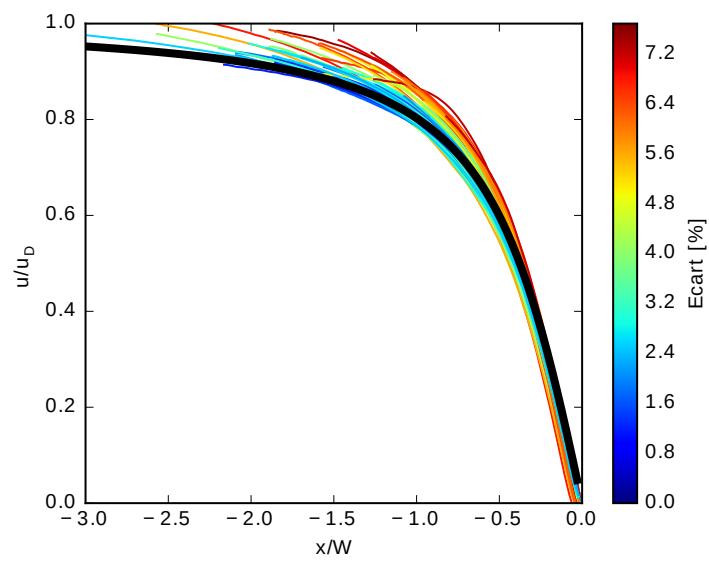


FIGURE 6.39 – Comparaison des vitesses longitudinales mesurées dans la partie haute de l'écoulement (lignes de couleurs) dans le plan de symétrie vertical amont d'un écoulement autour d'un obstacle carré, avec les vitesses longitudinales obtenues par la théorie des écoulements potentiels (ligne noire épaisse).

D Analyse des dépendances paramétriques

Les dépendances entre paramètres sont mis en évidence grâce à une méthode basée sur les moindres carrés (appelée MCO pour « Moindres Carrés Ordinaire » par la suite) et le calcul des valeurs- p (test statistique de l'hypothèse nulle).

La méthode utilisée est détaillée ci-dessous pour un paramètre principal Y dont la corrélation est à tester sur un ensemble

$$X = \{X_1, X_2, \dots, X_n\}$$

de paramètres : (i) La première étape consiste à calculer les coefficients de corrélations et les valeurs p pour chaque paramètre. (ii) Les paramètres associés aux plus grandes valeurs p (plus faibles corrélations) sont ensuite supprimés un par un, itérativement, en recalculant les coefficients de corrélation et les valeurs- p de chaque paramètre à chacune des itérations. (iii) Lorsque toutes des valeurs- p sont inférieures à 0.01 (très forte présomption contre l'hypothèse nulle, voir WASSERMAN (2010)), un ajustement de type moindres carrés sur Y est réalisé avec l'ensemble des paramètres X_n restants. L'ajustement réalisé est alors un ajustement linéaire ne conservant que les termes montrant une corrélation importante avec Y .

Une fois les tendances globales identifiées grâce à la méthode précédente, un ajustement d'une formule faisant apparaître des fonctions plus complexes (exponentielles, logarithmes, ou puissances de nombres réels) peut être utilisé pour affiner le résultat.

La capacité des ajustements réalisés à représenter les données expérimentales est quantifiée en calculant le coefficient de détermination ajusté \bar{R}^2 , défini comme :

$$\bar{R}^2 = R^2 - (1 - R^2) \frac{m}{n - m - 1} \quad (6.45)$$

avec n la taille de l'échantillon (nombre de valeurs expérimentales utilisées pour l'ajustement), m le nombre de constantes ajustées et R^2 le coefficient de détermination défini comme :

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_{i=0}^m (y_i - f_i)^2}{\sum_{i=0}^m (y_i - \bar{y})^2} \quad (6.46)$$

avec y_i les valeurs mesurées, f_i les valeurs prédites par le modèle et \bar{y} la moyenne des valeurs mesurées. Le coefficient de détermination R^2 représente le pourcentage de variance expliqué par le modèle par rapport à la variance totale, un R^2 de 0.75 signifie donc que 75 % de la variance est expliqué par le modèle et que 25 % de la variance reste inexpliqué.

Par définition, R^2 augmente lorsque le nombre de constantes ajustables (m) augmente, même si ces nouvelles constantes n'apportent pas une vraie amélioration. C'est pour pallier à ce problème que le coefficient de détermination ajusté \bar{R}^2 tient compte du nombre de constantes ajustables utilisé, il n'augmente avec le nombre de constantes ajustables seulement si celle-ci améliore de façon conséquente le modèle.

E Emerging obstacles in supercritical open-channel flows : detached hydraulic jump vs. wall-jet-like bow-wave

Des travaux sur les écoulements torrentiels ont également été entrepris dans le cadre de ce travail, par l'intermédiaire d'une participation à l'encadrement du stage de Master de G. Vouaillat (2014-15). La rencontre entre un écoulement torrentiel et un obstacle émergent mène à la formation d'un ressaut détaché, dont l'interaction avec le tourbillon en fer à cheval reste mal connue. Le stage de master a porté principalement sur un paradoxe apparent : la possibilité pour l'écoulement torrentiel de contourner l'obstacle sans former de ressaut hydraulique. Le principal résultat est que l'écoulement peut prendre deux formes, en fonction de la valeur du nombre de Froude amont et du rapport entre profondeur de l'écoulement et largeur de l'obstacle :

- Un ressaut hydraulique détaché (« detached hydraulic jump »), permettant le passage du régime torrentiel au régime fluvial à l'amont de l'obstacle, de façon classique.
- Une vague d'étrave en forme de jet de paroi (« wall-jet-like bow-wave »), qui contourne l'obstacle sans passer en régime fluvial, en formant un jet pariétal dirigé vers le haut qui s'échappe ensuite par les côtés de l'obstacle.

Ces travaux ont donné lieu à la publication ci-jointe : N. RIVIERE et al. (2016). « Emerging Obstacles in Supercritical Open-Channel Flows : Detached Hydraulic Jump vs. Wall-Jet-like Bow-Wave ». Dans : *Journal of Hydraulic Engineering*, acceptée pour publication.

EMERGING OBSTACLES IN SUPERCRITICAL OPEN-CHANNEL FLOWS: DETACHED HYDRAULIC JUMP VS. WALL-JET-LIKE BOW-WAVE

N. Riviere¹

Professor, Université de Lyon, LMFA, INSA de Lyon, 20 av. A. Einstein, 69100 Villeurbanne, France

G. Vouaillat

Graduate Student, Université de Lyon, LMFA, INSA de Lyon, 20 av. A. Einstein, 69100 Villeurbanne, France

G. Launay

Graduate Student, Université de Lyon, LMFA, INSA de Lyon, 20 av. A. Einstein, 69100 Villeurbanne, France

E. Mignot

Associate Professor, Université de Lyon, LMFA, INSA de Lyon, 20 av. A. Einstein, 69100 Villeurbanne, France

Keywords: supercritical flow, open-channel, obstacle, hydraulic jump, wall jet, bridge pier, tsunami

Abstract

A supercritical open-channel flow can skirt an emerged obstacle by using two distinct forms of workaround: a detached hydraulic jump or a so-called "wall-jet-like bow-wave". These two forms stem from the properties of supercritical flow and are described with details. Experiments assess the conditions of appearance of one form or the other, depending on both the upstream Froude number and flow depth to obstacle width ratio. A conceptual model, based on mass conservation, reproduces and explains the corresponding transition. For the wall-jet-like bow-wave, additional information is given regarding the water depth oscillations; the associated Strouhal number show they are caused by the reverse spillage on the obstacle face. Implications of the present results on scouring and on forces exerted by the flow on structures justify future works on the subject.

Introduction

Emerging boulders in mountainous watercourses, buildings within the inland flow following a tsunami event, bridge abutments in a flooded floodplain, bridge piers in supercritical rivers in piedmont plains, vehicles in sloping streets during urban floods, avalanche protection devices, *etc.*, are examples of impervious, emerged obstacles embedded in supercritical, open-channel flows. It is observed that the supercritical flow can use two distinct ways of workaround to skirt such obstacles: a detached hydraulic jump or a so-called "wall-jet-like bow-wave". The scientific questions of the present work are the conditions of appearance and the mechanisms associated with each of these two workarounds. First, widely spread results concerning the deflection of a supersonic gas flow are worth reminding, as they present strong analogies with our open-channel supercritical flow problem.

¹ Corresponding author : nicolas.riviere@insa-lyon.fr

Compressible flows and detached shock waves

An impervious obstacle forces a compressible flow to deviate in order to skirt it. The corresponding workaround adopts different forms, depending on the flow regime and on the obstacle shape. When the flow is subsonic, its velocity is smaller than the speed of sound: disturbances created by the presence of the obstacle can travel upstream. They cause the curvature of the streamlines that ensures the flow deflection. Figuratively speaking, subsonic flows anticipate the presence of the obstacle and the deflection is gradual, through a streamlines curvature. When the flow is supersonic, its velocity is higher than the speed of sound and disturbances created by the presence of the obstacle cannot go back up the flow. Figuratively speaking again, a supersonic flow does not anticipate the presence of the obstacle and the deflection is sudden, through a shock wave that adopts two forms. When the deflection required to skirt the obstacle is small enough (case of slender bodies), an oblique shock wave performs the deflection. The streamlines remain straight lines but experience an abrupt change of direction through the shock. The limit between such a small deflection and a strong deflection described hereafter (or between a slender and a blunt body) is not purely geometrical. It corresponds to the maximum deflection angle θ_{\max} allowed by an oblique shock which depends on the upstream Mach number M (Shapiro, 1953) and can be derived using mass and momentum balances (Jaumotte, 1971): θ_{\max} is in the range $0-34^\circ$ for $M=1-3$. If the deflection exceeds this threshold value (case of blunt bodies), a detached shock wave forms upstream from the obstacle. Within the zone delimited by the obstacle and the shock, the flow becomes subsonic and anticipates the presence of the obstacle: the curvature of the streamline is possible and performs the deflection of the flow. Mass and energy considerations allow estimating the detachment length of the shock (Moeckel, 1949) for axisymmetrical bodies, and for 2D obstacles that are more similar to the present problem.

Supercritical open-channel flows and detached hydraulic jumps

Similar phenomena characterize the deflection of an open channel flow by an emerged obstacle. If the flow is subcritical, it deviates progressively through a streamlines curvature, which is additionally combined with backwater effects. If the flow is supercritical, such gradual phenomena are not possible as the flow velocity is higher than the celerity of the gravity waves. In such case, if the deflection is small enough (case of an emerged, sharp obstacle), it is carried out by an oblique hydraulic jump. The maximum deflection angle θ_{\max} through such an oblique jump depends on the upstream Froude number Fr . From mass and momentum considerations, Ippen (1951) provides a graphical representation of θ_{\max} which is in the range $0-33^\circ$ for $Fr=1-3$. This range is comparable to the one encountered with compressible flows (see preceding section), and was corroborated by experiments on two supercritical flows deflecting each other (Mignot *et al.*, 2008). Considering the analogy with compressible flows, the case of deflection angles exceeding θ_{\max} (case of blunt emerged obstacles) corresponds to the formation of a detached hydraulic jump upstream from the obstacle. Indeed, authors such as Defina and Susin (2006), Mignot and Riviere (2010) or Mignot *et al.* (2016) observed such a detached hydraulic jump around rectangular, wide obstacles. Detached hydraulic jumps also form in supercritical granular flows (Cui and Gray, 2013), as observed in the field around avalanche protection devices (Faug *et al.*, 2015).

The so-called "wall-jet-like bow-wave" and the present scientific issues

However, in the field, the flow observed around blunt obstacles such as bridge piers or boulders in supercritical rivers can take a quite different form, which contradicts apparently the preceding classification of supercritical flow deflections. This form is named herein "wall-jet-like bow-wave", *i.e.* a bow-wave formed by an upward wall-jet on the obstacle upstream

face. Photograph of Figure 1 depicts such a flow, around a bride pier, in the "Rivière des Galets", La Réunion Island, France. The flow manages to skirt the obstacle without forming a detached hydraulic jump. Yet, the curvature of the streamlines in the horizontal plane is theoretically impossible as neither a detached hydraulic jump, nor the associated subcritical zone downstream, form. The present paper focuses on this apparent paradox and the competition between the two flow forms: the detached hydraulic jump and the wall-jet-like bow-wave. It is organised as follows. As the work is mainly experimental, section 2 is devoted to describe the two different facilities used. Section 3 provides a detailed description of the two flow forms. Section 4 establishes the conditions of transition from one form to another, which is explained using a conceptual model. Section 5 provides additional characteristics of the wall-jet-like bow-wave: water depth and associated fluctuations in the vicinity of the stagnation point. Section 6 sums-up the main findings of this work, completed by some discussions and prospects.

Physical modelling and experiments

Dimensional analysis

The problem involves parallelepipedal obstacles, within a uniform supercritical flow in a prismatic, rectangular channel. The seven dimensional variables that characterize the flow are thus: the uniform upstream water depth h , the upstream mean velocity U , the obstacle width R , the water properties (density ρ , dynamic viscosity μ and surface tension with air σ) and the gravity acceleration g . Indeed, as the flow is supercritical, the obstacle length (in the streamwise direction) is not considered: it was checked experimentally that it only modifies the wake. Moreover, only parallelepipedal obstacles, emerged with a flat face in front of the flow, are considered herein and R is enough to characterize the whole obstacle shape. Finally, the channel width B is always large enough compared to the obstacle width R so that disturbances induced by the presence of the obstacle reach the walls downstream from the obstacle (see Defina and Susin, 2006), again with no influence on the flow around the obstacle in a supercritical flow. Hereafter, the paper focuses on three flow features which are the flow form (wall-jet-like bow-wave or detached hydraulic jump), the water depth h_{jet} at the stagnation point on the obstacle face and the peak frequency f_p associated with the fluctuations of this water depth. These three features depend on the seven parameters cited above, and this reads:

$$(\text{flow form}, h_{jet}, f_p) = \Phi(h, R, U, \rho, \mu, g, \sigma) \quad (1)$$

Vaschy-Buckingham's Π -theorem, with h as length scale, h/U as time scale and ρh^3 as mass scale, reduces Eq.(1) to a dependency of the three dimensionless flow features on four dimensionless parameters:

$$\left(\text{flow form}, \frac{h_{jet}}{h}, \frac{f_p h}{U} \right) = \Phi \left(\frac{h}{R}, Fr = \frac{U}{\sqrt{gh}}, Re = \frac{4\rho Uh}{\mu}, We = \frac{\rho U^2 h}{\sigma} \right) \quad (2)$$

where h/R is the depth to obstacle width ratio, Fr the upstream Froude number, and Re the upstream Reynolds number based on the upstream water depth (justified notably when considering $h \ll B$). We is the Weber number that accounts for capillary effects due both to surface tension and local water/air interface curvature. These dimensionless parameters can be rearranged. We can be combined with Fr and Re to form the Morton number Mo (*e.g.* Kobus, 1984 ; Chanson, 2009 ; Mignot and Riviere, 2010) as:

$$Mo = \frac{g\mu^4}{\rho\sigma^3} = \frac{We^3}{Fr^2(Re/4)^4} \quad (3)$$

Mo depends only on the physical properties of the fluid and on the gravity acceleration. It is constant when considering that both present experiments and typical field engineering situations involve water and air, on earth. Replacing We by Mo suppresses one dimensionless parameter (as Mo is constant): this is beneficial when seeking for an empirical correlation. It should be noted, however, that such a correlation will be invalidated when using other fluids, characterized by another Mo value. Similarly, surface tension effects accounted for by We will not be quantified, as it is addressed in the "Discussion on scale effects" section. Finally, some of the dimensionless parameters are recombined to enhance their physical meaning. It is indeed more meaningful to compare h_{jet} with the kinetic height of the incoming flow (as detailed in section "Properties of the wall-jet-like bow-wave"). In the same way, it is more meaningful to form a Strouhal number St comparing the peak frequency f_p with the time scale $2U/g$ associated with the reverse spillage (as detailed in section "Discussion on scale effects"). Hence, at last, the three flow features of interest depend on the flow characteristics as follows:

$$\left(\text{flow form, } h_{jet} = \frac{h_{jet}}{U^2/2g}, S_t = \frac{2f_p U}{g} \right) = \Phi \left(\frac{h}{R}, Fr, Re, Mo \right) = \Phi \left(\frac{h}{R}, Fr, Re \right) \quad (4)$$

where Mo is finally discarded as it is a constant. As a brief, all the flow features will depend on three dimensionless parameters: h/R , Fr, Re. Next section describes the experiments used to characterize this dependency.

Experimental Facilities

Two different facilities are used: one water table and one open-channel (Figure 2). Facility 1 is a water table previously used for the study of detached hydraulic jump (Mignot and Riviere, 2010). It is characterized by a very high width to depth ratio B/h allowing thus to avoid any lateral confinement effect (Mignot *et al.*, 2016). The walls are made of glass. The slope can be continuously adjusted up to several percent. The water is provided from a 400L tank through different screens that straighten and smooth the flow. Facility 2 is an open-channel, with adjustable slope, vertical glass walls and a steel bottom (Lelouvetel *et al.*, 2009). Compared to the water table, it is characterized on the one hand by higher discharges and water depths, but on the other hand by a smaller width $B=0.25\text{m}$ which imposes experiments with narrow obstacles (namely $R < 40\text{ mm}$) to avoid any lateral confinement effect. The water is provided by a constant level tank, fed from an underground sump. Table 1 sums-up the characteristics of these two facilities: width B , useful length L , distance from the entrance to the obstacle L_u , range of discharge Q_v , range of water depth h upstream from the obstacle, range of mean velocities $U=Q_v/Bh$, range of obstacle width R . h is the normal depth, upstream from – and undisturbed by – the obstacle. Indeed, the ratio L_u/h is always higher than 40 in facility 1, higher than 100 in facility 2 so that the flow can be considered as fully developed when reaching the obstacle for most of the experiments. Changing simultaneously the discharge, the channel slope and the obstacle width allows modifying h/R , Fr and Re independently. The corresponding ranges of these dimensionless parameters are given in table 1 for the two facilities.

Instrumentation

In both facilities, an electromagnetic flowmeter measures the discharge and a limnimeter measures the water depth upstream from the obstacle. Associated uncertainties ΔQ_v (discharge) and Δh (upstream water depth) are different for the two facilities and given in table 1. Additionally, water depth elevation and its fluctuations on the obstacle front are measured using conductive wave probes (Wave Monitor, from Churchill Control) with an acquisition frequency of 10 Hz, during 300 seconds. The gap between the two tips is shortened to 2 mm in order to increase the probe sensitivity. The probe is fixed directly on the obstacle upstream face, in the symmetry plane, and its calibration is performed with the same geometry. The uncertainty was estimated to 0.5 mm (Mignot *et al.*, 2008). The signal associated with free-surface oscillations at the stagnation point is then processed to obtain the time-averaged, the standard deviation (not shown here) and the corresponding peak frequencies in the energy spectra provided by FFT with an averaging over short periodograms (Welch, 1967). These experiments are performed only in the open-channel (facility 2) associated to higher velocities; indeed, in the water table (facility 1), the oscillations are of so limited amplitude that no peak frequency can be sorted out from the physical noise created by the free-surface disturbances unavoidable in supercritical flows. Finally, a camera (Manta G-223b, 400Hz at 150x150 pixels, by Allied Vision, associated to an AF Nikkor 20-35mm f/2.8D lens by Nikon) mounted below the transparent bottom and a horizontal laser sheet introduced through the right wall 1mm above the bottom allow to characterize horizontal pathlines in the vicinity of the obstacle by injecting home-made fluorescent particles (as proposed by Pedocchi *et al.*, 2008) with an average diameter 25 μm .

Description of the two flow forms

The detached hydraulic jump in a supercritical, open-channel, water flow was already described by Defina and Susin (2006), Mignot and Riviere (2010) and Mignot *et al.* (2016). In a top view (Figure 3), the jump toe forms a hyperbola, which asymptotes form an angle β_∞ with the upstream flow direction, such as $\sin(\beta_\infty)=1/\text{Fr}$. The corresponding detachment length λ_{jump} equals several times the water depth. As the supercritical flow crosses the jump (side view, Fig. 3), it experiences an abrupt water depth increase and experiences locally a subcritical regime. The backwater curve is pronounced, due to the presence of a stagnation point which causes the formation of a small bow-wave, as observed around bridge piers in subcritical rivers (Richardson and Panchang, 1998). This backwater curve causes a strong adverse pressure gradient which promotes the boundary layer separation and the appearance of a horseshoe vortex (Ballio *et al.*, 1998). This vortex strongly interacts with the hydraulic jump both on fixed beds (Mignot and Riviere, 2010; Riviere *et al.*, 2012) and in presence of scouring (Mignot *et al.*, 2016). The pathlines on Figure 4 clearly show that (i) the flow deviates through a streamlines curvature downstream from the toe of the jump and that (ii) the horseshoe vortex detachment length λ_{hsv} is of the order of h .

The so-called wall-jet-like bow-wave, described by Figure 5, is significantly different from the detached jump. The flow deviates abruptly upward, very close to the obstacle, at a distance of about one water depth h upstream from the obstacle, which is also the scale of the radius of curvature at the jet basis (side view, Figure 5). A vertical wall-jet forms on the upstream face of the obstacle, quite similar to impinging liquid jets in air (*e.g.* Wilson *et al.*, 2012) but with two distinct features. First, the bottom wall forms a 90° angle with the obstacle front face, which acts as a bucket on the flow, causing a deviation from a horizontal to a

vertical direction. Second, the lateral confinement exerted by the surrounding, non deflected, supercritical flow prevents the jet from spreading laterally. This is shown by the horizontal pathlines near the bottom (Figure 6) where, conversely to the detached jump case, no upstream streamline curvature is visible till the very vicinity of the obstacle, *i.e.* a distance of the order of $0.1h$. The adverse pressure gradient starts at the same location as the jet deflection, so that the streamwise extent of the horseshoe vortex considerably reduces with a detachment length λ_{hsv} of the order of $0.1h$. As a consequence, the flow is not disturbed by the obstacle until reaching its close surrounding. On the obstacle face, the upward jet separates towards both sides of the stagnation point and forms two lateral jets outing in a top-side diagonal direction from the obstacle corners (top view, Figure 5). The jet, in its upper part, in front of the obstacle, has the form of a breaking bow-wave with a reverse spillage, which causes periodic oscillations of the jet. Indeed, as water from this spillage falls into the supercritical flow, upstream from the obstacle, it suddenly reduces the kinetic energy of the flow, and so the water elevation at the stagnation point. This suppresses the spillage: the upstream flow recovers its initial kinetic energy and this is the beginning of a new cycle. With these wall-jet-like bow-waves, the deflection of the jet is directed in the upward direction. In other words, the discharge blocked by the obstacle is deviated outside from the flow, where it is reintroduced downstream from the obstacle, disregarding of the possible reverse spillage. This is completely different from the hydraulic jump case, where the blocked discharge is deviated laterally and always remains within the main flow.

Condition of appearance of the flow forms

Condition of occurrence of the wall-jet-like bow-wave in experiments

The condition of appearance of one form or the other is correlated to the dimensionless flow parameters by observing the form obtained under a large number of experimental conditions, including both supercritical and subcritical flows. A first set of experiments was performed using the water table facility 1 and a second one using the open-channel facility 2. Corresponding ranges of parameters are listed in table 1. These two sets are plotted on Figure 7, in a $(Fr, h/R)$ plane. The open symbols correspond to the upward deflection of the flow by a wall-jet-like bow-wave and are all located in the upper part of the graph and for $Fr > 1$. The closed symbols correspond to a crosswise deflection of the flow by a streamline curvature and backwater effects downstream a hydraulic jump (case of a supercritical upstream flows, $Fr > 1$) or throughout the whole flow (case of a subcritical regime, $Fr < 1$).

Among the three parameters provided by Eq.(4), the couple of parameters $(Fr, h/R)$ is clearly a selective criterion to characterize the flow typology. It is not the case for the Reynolds number, as shown by the overlap of the two datasets obtained in the two facilities (triangles for facility 1, squares for facility 2) with quite different ranges of Re (see table 1). In the subcritical regime, no wall-jet-like bow-wave exists as the flow deflection starts upstream from the obstacle: this is illustrated on Figure 7 by the sudden transition at $Fr=1$ from a wall-jet-like bow-wave to a crosswise deflection, for $h/R > 2$. Now, in the supercritical regime, for a given Froude number, the wall-jet-like bow-wave occurs for high h/R ratios and the detached jump for smaller ones. For a given h/R ratio, the wall-jet-like bow-wave occurs for high Froude numbers. As a brief, the increase of both h/R and Fr favours the appearance of the wall-jet-like bow-wave. The conceptual model developed in next sections explains this behaviour.

Conceptual model explaining the transition

The deflection of the flow, either upward (wall jet) or crosswise (jump) is ruled by the mass conservation: the impervious obstacle blocks a part Q_{in} of the incoming flow, which must be evacuated elsewhere. As the flow is supercritical, Q_{in} simply reads:

$$Q_{in} = RUh \quad (5)$$

Considering a wall-jet-like bow-wave, the discharge evacuated by the jet is estimated considering Figure 5. Assuming energy conservation from the flow to the jet initial horizontal section, the kinetic energy is also conserved as the sum of potential energy and pressure is constant. The velocity at the jet base is thus U . Considering mass conservation, with a velocity U , the jet section is still $(R.h)$. As its width is R , its thickness (in the streamwise direction) is h . This thickness decreases as and when the jet goes up, due to mass losses caused by lateral evacuation, and its average value is $e=C_1.h$ with $C_1<1$. The jet can reach, at the stagnation point, a maximum height $h_{jet-max}=(C_2.C_3)U^2/2g$ above the upstream flow, where C_2 and C_3 are constants that account respectively for head-losses ($C_2<1$) and for the kinetic energy coefficient upstream in the flow ($C_3>1$). The mean transverse outlet velocity is noted u_{out} , assumed such as $u_{out} = C_4U$ where C_4 ($C_4<1$) is a constant that accounts for both head losses and kinetic to potential energy transfers in the wall-jet. By considering $C=C_1C_2C_3C_4$, the maximum discharge $Q_{out-max}$ that can be evacuated by the wall-jet reads:

$$Q_{out-max} = e h_{jet-max} u_{out} = CU \frac{U^2}{2g} h \quad (6)$$

The wall-jet-like bow-wave exists if and only if the jet is able to evacuate all the discharge blocked by the obstacle, in other words if $Q_{out-max} \geq Q_{in}$. Considering eqs. (5&6), this leads to:

$$\frac{h}{R} > \frac{2}{C \cdot Fr^2} \quad (7)$$

This limit is plotted on Fig. 7, using $C=1.1$, and restricted, of course, to $Fr>1$. It corresponds fairly well to the transition observed experimentally. Most of the points corresponding to a wall-jet-like bow-wave are located above this limit, while most of those corresponding to a detached-hydraulic jump are located below. Hence, the mechanism, leading to one form or another, appears to be well understood, it simply relies on the mass conservation. For high h/R ratios, corresponding to thin blunt (parallelepipedal) obstacles, the wall-jet is able to evacuate the flow blocked by the obstacle. For small h/R ratios, corresponding to obstacles that are wide with regards to the water depth, the wall-jet is not able to evacuate the whole blocked discharge ($Q_{out-max} < Q_{in}$). Water must skirt the obstacle laterally, within the flow, and this requires a streamlines curvature. The latter can be obtained only within a subcritical regime. Thus, a hydraulic jump forms and replaces the wall-jet.

Transition and asymptotic behaviours

Devoted experiments are undergone to characterize the transition from one form to another, across the limit plotted in Figure 7. To do so, for a few given slopes, the discharge is decreased little by little to pass from a wall-jet-like bow-wave to a jump and then increased little by little to recover a wall-jet. These experiments show no hysteresis effect: the transition occurs for the same discharge, *i.e.* for the same $(Fr, h/R)$ value in both cases. More, these experiments reveal that the transition is not a brutal phenomenon: starting from a wall-jet-like bow-wave, when decreasing little by little h/R and in a lesser extent Fr (by decreasing little by little the discharge for a fixed slope), the reverse spillage is at first very rare, and then occurs

more often, creating each time, temporarily, a subcritical zone (and thus a detached jump) upstream from the obstacle. When the reverse spillage occurs most of the time, the subcritical zone remains almost all the time and this leads to the occurrence of the permanent detached hydraulic jump. This indicates that the limit between the two forms in the $(Fr, h/R)$ plane (Figure 7) is somehow subjective. To obtain the points of Figure 7, the following strategy is used in the channel (facility 2): for a fixed h/R value, starting with a detached jump, the Froude number is increased until an oscillation of the water depth on the obstacle front face is observable. This indicates a spillage and is considered as the transition to the wall-jet-like bow-wave. In the water table (facility 1), this transition is obtained as follows: the discharge is increased little by little for a given slope, thus increasing h/R and increasing Fr at the same time.

Note moreover that for high h/R values, the wall-jet-like bow-wave becomes similar to the bow-wave around a ship-stem (e.g. Delhommeau *et al.*, 2009). In this case, the blocked discharge Q_{in} is rapidly evacuated by the jet: the height on the obstacle face is clearly smaller than the kinetic height, i.e. $h_{jet} < h_{jet-max}$, and the thickness e of the jet rapidly decreases and becomes significantly smaller than h .

Properties of the wall-jet-like bow-wave

The detached hydraulic jump configuration was deeply investigated by Mignot and Riviere (2010) and the present section is devoted to describe the other flow form considered herein: the wall-jet-like bow-wave. With this flow form, the stagnation point is associated to water depth elevation and oscillations.

Time-averaged water depth at the stagnation point

The time-averaged jet height above the flow is h_{jet} (Figure 5). Its measured values, once made dimensionless relative to the kinetic height, so that $h_{jet}^* = h_{jet} / (U^2/2g)$, are sketched on Figure 8-a, as a function of the Froude number, for different values of the depth to obstacle width ratio h/R . The closed symbols correspond to hydraulic jumps. Watching the open symbols, corresponding to wall-jet-like bow-waves, h_{jet}^* decreases as both Fr or h/R increase. This can be explained again by the mass conservation. Indeed, with $Q_{out-max} > Q_{in}$, all the discharge Q_{in} is evacuated before the wall-jet reaches the kinetic height and $h_{jet} < h_{jet-max}$. In other words, $h_{jet}/h_{jet-max}$ decreases if $Q_{in}/Q_{out-max}$ decreases. Yet, from Eq. (7), the ratio $Q_{in}/Q_{out-max}$ reads:

$$\frac{Q_{in}}{Q_{out-max}} = \frac{2/C}{Fr^2 \frac{h}{R}} \quad (8)$$

This confirms that both $h_{jet}/h_{jet-max}$ and $h_{jet}^* = C_2.C_3.(h_{jet}/h_{jet-max})$, following the behaviour of $Q_{in}/Q_{out-max}$, decrease when increasing h/R (due to a decrease of Q_{in}) or when increasing Fr (due to an increase of both $h_{jet-max}$ and $Q_{out-max}$). Incidentally, h_{jet}^* is correctly fitted by the following correlation:

$$h_{jet} = 1.7 \left(\frac{h}{R} \right)^{-0.24} Fr^{(-0.24 \frac{h}{R} - 0.17)} \quad (9)$$

which coefficients were determined using a least squares method. The agreement is shown by Figure 8-b, where the correlation provides results in the (-5%; +10%) range from experimental ones. Finally, it is worth noting that values $h_{jet}^* > 1$ are encountered. This is possible considering that the surface velocity U_{surf} is higher than the mean velocity U . A classical estimate of this velocity is $U_{surf} = U/0.8$ (e.g. Graf and Altinakar, 2000) and corresponds indeed to an upper bound of $h_{jet}/(U^2/2g)$ which is $1.6 \approx (1/0.8)^2$, depicted by the dashed line in Figure 8-a.

Water depth fluctuations

In case of a wall-jet-like bow-wave, the water depth fluctuations at the stagnation point exhibit a clear peak frequency f_p that increases when Fr (Figure 9-a) or h/R (not shown here) increases. A Strouhal number St is defined to check the dependency of these depth fluctuations on the flow parameters and reads:

$$St = \frac{2U}{g} f_p \quad (10)$$

This number is the ratio of a characteristic time of advection in the flow, $2U/g$, and of the characteristic time of the water depth fluctuations, namely $1/f_p$. $2U/g$ is twice U/g which is a characteristic time both for water to climb up to the stagnation point located at a height $U^2/2g$ above the free-surface, and for water to fall from this stagnation point down to the free-surface (free-fall under gravity in the spillage). The St values are sketched on Figure 9-b: they are distributed around an average value $St=0.84$, for all the experiments with $R \geq 20\text{mm}$. This fixed value indicates that the time scale $2U/g$ is relevant and that the oscillating phenomenon is linked to climbing and then falling down water associated with the reverse spillage. However, Strouhal numbers differ for very small obstacle widths R ($R=10\text{mm}$ in Fig. 9-b), while no oscillations are observed for very small water depths h , and this is discussed in the next section, devoted to scale effects

Discussion on scale effects

The wall-jet-like bow-waves produced in the laboratory appear to be very similar to the ones occurring in the field and depicted by Figure 1. However, as h or R strongly reduces, scale effects occur as capillary effects become noticeable.

Obtaining small h/R values (namely $h/R < 0.5$) requires – at least with the present experimental facilities – producing flows with small water depths. In this case, the jet presents an alternative form named here “clinging bow-wave”. The water depth is almost constant at the stagnation point, forms an upper roll edge with no reverse spillage and with the jet clinging on the lateral walls of the obstacle. To check if this phenomenon is due to pressure effects, as it is for a clinging nappe on a sharp crest weir, a rectangular plate replaces the obstacle. This plate is an obstacle with negligible longitudinal length, and thus with no lateral walls, but same width R as the obstacle. The jet on the plate face is not modified compared to the one obtained with the standard obstacle. This shows that pressure effects on the lateral walls are not responsible for the formation of the clinging bow-wave. The latter is rather attributed to capillary effects. Dimensional analysis in Eq.4 showed that all flow physical phenomena are accounted for by the quartet (h/R , Fr, Re, Mo). It is nevertheless useful to go back to the Weber number as in Eq.2, as We gives relevant indications on the importance of these

capillary effects. Yet, a relevant length scale to compute this number is available: it is the minimum radius of curvature at the air/water interface. We thus reads:

$$We = \frac{\rho U^2}{\sigma} \min(h, R) \quad (11)$$

Clinging bow-waves correspond actually to the smallest values of the Weber number of the present experimental dataset (table 1), and present the same features as surface tension driven wall jets, notably the upper roll edge referred as "film jump" by Wang *et al.* (2013). Unfortunately, models from these authors cannot be used herein as the present jet (i) with bigger scales, remains mainly driven by gravity rather than by capillary effects, and (ii) does not have a round section.

Oppositely, flows with high h/R values (higher than 3) are produced in the channel using small width obstacles ($R=10\text{mm}$) to avoid any lateral confinement effect. With such narrow obstacles, some-millimetres long elongated drops form at the jet tip and this is attributed to capillary effects. This jet modification does not infer with the time averaged water depth on the obstacle frontal face (plotted on Figure 8). Conversely, the new jet form modifies the unsteady behaviour of the wall jet. A second frequency peak appears in the energy spectra associated with the water depth variations, which is not a harmonic of the first one. It is attributed to the free-fall of the elongated drops. The corresponding Strouhal numbers are included on Figure 9-b (open symbols, with two St values for each (Fr , h/R) value) where they form two populations: smaller values of about $St \approx 0.6$ and higher values of about $St \approx 1.7$. This is different from the single average values of about $St \approx 0.84$ obtained for the wider obstacles, ($R > 20\text{mm}$).

Such capillary effects are negligible at the field-scale relevant to hydraulic engineers. At the laboratory scale, they do not influence the transition from a wall jet to a hydraulic jump. They can modify the wall jet features and this may be experienced in other small-scale experiments.

Concluding remarks and discussion

This paper dealt with the two flow forms that can be encountered around a rectangular, emerged obstacle embedded in a supercritical, open-channel flow. A first one is the detached hydraulic jump, for which the workaround of the obstacle is promoted by a streamlines curvature, in a horizontal plane, allowed by the subcritical region between the jump and the obstacle. A second one is the so-called "wall-jet-like bow-wave", for which the flow remains supercritical until it reaches the obstacle, preventing from any streamline curvature in the horizontal plane to skirt the obstacle. This apparent paradox – with a reasoning based on the knowledge on 2D compressible flows – is explained by one property of the open-channel flow: its vertical confinement between the bottom and the free-surface. Through the wall-jet, the water can leave this confined region between the bed and the free-surface and the workaround is performed outside from the main flow, without requiring a horizontal streamline curvature. However, such a jet is not always able to evacuate all the water blocked by the obstacle, especially when the obstacle width R becomes noticeably higher than the water depth h . In this case, a detached hydraulic jump forms and replaces the wall-jet-like bow-wave. The threshold ratio h/R , corresponding to this transition, decreases with the Froude number, in agreement with a conceptual model that shows that the transition is driven by mass conservation. Focusing on the wall-jet-like bow-wave, the wall-jet height above the flow is

also driven by mass conservation. It depends both on Fr and h/R , as summed-up by an empirical correlation. Finally, the wall-jet is subject to height oscillations: the associated Strouhal number was found to be constant, confirming that these oscillations correspond to a cycle of climbing-falling down water associated to the reverse spillage on the upstream face.

Discussion

Nevertheless, still considering emerged obstacles, the present results may be quantitatively modified by changing the obstacle shape. In presence of a wall-jet-like bow-wave, more streamlined obstacles – such as obstacles with circular or ovoid horizontal sections that are more representative of bridge piers – may facilitate the flow evacuation by the side jets. The two flow forms will exist but the threshold curve $h/R=f(Fr)$ marking the transition from one to the other is expected to be lowered: the wall-jet-like bow-wave should form for smaller h/R for a given Fr . The present results will also be modified when considering weakly emerged obstacles. Part of the wall jet discharge will be evacuated above the obstacle, facilitating the appearance of a wall-jet-like bow-wave *i.e.* again shifting the transition to smaller h/R values. This corresponds typically to almost emerging boulders in supercritical rivers.

Present results may be used in different hydraulic engineer's applications. A first one is risk mitigation. The supercritical flow encountered in sloppy streets during urban floods (Mignot *et al.*, 2006) or within the inland flow following immediately a tsunami event (Matsutomi *et al.*, 2001 ; Nandasena *et al.*, 2012) will interact differently with different kind of obstacles. For a given Froude number, a wall-jet-like bow-wave will form around bridge piers with $h/R > 1$, as corroborated by the observations of Motley *et al.* (2015) but conversely, a detached hydraulic jump will form around a building with $h/R < 1$, as corroborated by Testa *et al.* (2007) where the jumps formed around different buildings interact, causing a global increase of the water depth in a model city. More generally, the results foreshadow huge variations of the force exerted by supercritical flows on obstacles (building, piers, vehicles ...) as the water depth elevation h_{jet} on the obstacle face can be significantly smaller than the kinetic height $U^2/2g$. For the hydraulic jump, this is due to energy dissipation which depends on the Froude number. For the wall-jet-like bow-wave, it was shown that $h_{jet}/(U^2/2g)$ depends both on Fr and h/R . Future work should be devoted to characterize these forces. A second hydraulic engineer's application related to the present results is scouring in supercritical flows. Boyer and Roy (1991) show that, in supercritical regime, the scour depth upstream a boulder-like obstacle is proportional to the water depth in front of the obstacle. This is consistent with Mignot *et al.* (2016) who, in presence of a detached hydraulic jump, observed no fundamental changes in the inception of scouring compared to subcritical flow cases. Indeed, upstream from the obstacle, the flow reaches a subcritical regime through the jump; skirting the obstacle, it accelerates at the upstream corners, increasing there the bed shear and causing the scour inception, as observed in fully subcritical flow regimes (*e.g.* Diab *et al.*, 2010). In presence of a wall-jet-like bow-wave, the lateral jets evacuate the discharge "outside" from the flow and suppress the acceleration at the obstacle corners. Moreover, the water depth at the obstacle stagnation point differs with a hydraulic jump and a wall-jet, and depends on the two dimensionless parameters (Fr , Re). This is expected to influence the scouring at the toe of the piers, and should also be addressed in future works.

Acknowledgements

Authors thank S. Roux (CNR, Lyon, France) and F. Fruchart (Easy Hydro, France) for fruitful discussions about the field case of "La Rivière des Galets", Ile de la Réunion, France. Authors

are indebted to the "Direction de l'Environnement, de l'Aménagement et du Logement de la Réunion (DEAL 974)," concerning the photograph of Figure 1.

References

- Ballio, F., Bettoni, C., and Franzetti, S. (1998). A survey of time-averaged characteristics of laminar and turbulent horseshoe vortices. *Journal of Fluids Engineering*, 120(2), 233-242.
- Boyer, C., and Roy, A. G. (1991). Morphologie du lit autour d'un obstacle soumis à un écoulement en couche mince. *Géographie Physique et Quaternaire*, 45(1), 91-99 (in French).
- Chanson, H. (2009). Turbulent Air-water Flows in Hydraulic Structures: Dynamic Similarity and Scale Effects. *Environmental Fluid Mechanics*, 9(2), 125-142.
- Cui, X., and Gray, J. M. N. T. (2013). Gravity-driven granular free-surface flow around a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 720, 314-337.
- Defina A. and Susin F. M. (2006). Multiple states in open channel flow, in vorticity and turbulence effects in fluid structures interactions. *Advances in Fluid Mechanics*, edited by M. Brocchini and F. Trivellato, WIT Press, Southampton, UK, 2006 pp. 105–130.
- Delhommeau, G., Guilbaud, M., David, L., Yang, C., and Noblesse, F. (2009). Boundary between unsteady and overturning ship bow wave regimes. *Journal of Fluid Mechanics*, 620, 167-175.
- Diab, R., Link, O., and Zanke, U. (2010). Geometry of developing and equilibrium scour holes at bridge piers in gravel. *Canadian Journal of Civil Engineering*, 37(4), 544-552.
- Faug T., Childs P., Wyburn E., Einav I. (2015). Standing jumps in shallow granular flows down smooth inclines, *Physics of Fluids*, 27, 073304.
- Graf, W. H., and Altinakar, M. S. (2000). *Hydraulique Fluviale, Traité de Génie Civil*, vol. 16. *Presses Polytechniques et Universitaires Romandes*.
- Ippen, A. T. (1951). "Mechanics of supercritical flow: 1st paper of high velocity flow in open channels: A symposium." *Transactions of the ASCE*, 116, 268–295.
- Jaumotte, A. L. (1971). *Chocs et ondes de choc*. Paris: Masson.
- Kobus, H. (1984). Local Air Entrainment and Detrainment. *Proc. Intl Symp. on Scale Effects in Modelling Hydraulic Structures (IAHR)*, Esslingen, Germany, H. Kobus Editor, Paper 4.10.
- Lelouvetel, J., Bigillon, F., Doppler, D., Vinkovic, I., and Champagne, J. Y. (2009). Experimental investigation of ejections and sweeps involved in particle suspension. *Water Resources Research*, 45(2).
- Matsutomi, H., Shuto, N., Imamura, F., and Takahashi, T. (2001). Field survey of the 1996 Irian Jaya earthquake tsunami in Biak Island. *Natural Hazards*, 24(3), 199-212.
- Mignot, E., Paquier, A., and Haider, S. (2006). Modeling floods in a dense urban area using 2D shallow water equations. *Journal of Hydrology*, 327 (1–2), 186–199.
- Mignot, E., Riviere, N., Perkins, R. and Paquier, A. (2008). Flow patterns in a four-branch junction with supercritical flow. *Journal of Hydraulic Engineering*, 134(6), 701-713.
- Mignot, E. and Riviere, N. (2010). Bow-wave-like hydraulic jump and horseshoe vortex around an obstacle in a supercritical open channel flow. *Physics of Fluids*, 22(11), 117105.
- Mignot, E., Moyne, T., Doppler, D., Riviere, N. (2016). Clear-Water Scouring Process in a Flow in Supercritical Regime. *Journal of Hydraulic Engineering*, 142(4), 04015063.
- Moeckel, W. E. (1949). Approximate method for predicting form and location of detached shock waves ahead of plane or axially symmetric bodies. *In NACA TN D-1921*.

- Motley, M. R., Wong, H. K., Qin, X., Winter, A. O., Eberhard, M. O. (2015). Tsunami-induced forces on skewed bridges. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 142(3), 04015025.
- Nandasena, N. A. K., Sasaki, Y., and Tanaka, N. (2012). Modeling field observations of the 2011 Great East Japan tsunami: Efficacy of artificial and natural structures on tsunami mitigation. *Coastal Engineering*, 67, 1-13.
- Pedocchi F., Martin J.E., García M.H. (2008). Inexpensive fluorescent particles for large-scale experiments using particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 45(1), 183–186.
- Richardson, J. and Panchang, V. (1998). Three-Dimensional Simulation of Scour-Inducing Flow at Bridge Piers. *Journal of Hydraulic Engineering*, 124(5), 530–540.
- Riviere N., Lailly G., Mignot E., Doppler D. (2012). Supercritical flow around and beneath a fixed obstacle. *2nd IAHR Europe Congress*, June 27-29 2012, Munchen, Germany.
- Shapiro, A. H. (1953). *The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow*. New York: Ronald Press, 1953-54, 1.
- Testa, G., Zuccala, D., Alcrudo, F., Mulet, J., and Soares-Frazão, S. (2007). Flash flood flow experiment in a simplified urban district. *Journal of Hydraulic Research*, 45, 37-44.
- Wang, T., Davidson, J. F., and Wilson, D. I. (2013). Effect of surfactant on flow patterns and draining films created by a static horizontal liquid jet impinging on a vertical surface at low flow rates. *Chemical Engineering Science*, 88, 79-94.
- Welch, P. D. (1967). The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: A method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, 15(2), 70-73.
- Wilson, D. I., Le, B. L., Dao, H. D. A., Lai, K. Y., Morison, K. R., and Davidson, J. F. (2012). Surface flow and drainage films created by horizontal impinging liquid jets. *Chemical Engineering Science*, 68(1), 449-460.

Table 1. Characteristics of the two experimental facilities

	Facility 1 (water table)	Facility 2 (channel)
Width B (m)	0.75	0.25
Length L (m)	1.2	9.24
L_u (m)	0.5	5
Q_v (L/s)	0.25 - 3.2	0.51 - 21.89
ΔQ_v	± 0.05 L/s	± 1 %
h (mm)	1.28 - 12.33	10 - 50
Δh (mm)	± 0.25	± 0.5
R (mm)	13 - 100	10 - 50
L_u/h	40.6 - 391	100 - 500
h/R	0.012 - 2.57	0.3 - 4
Fr	0.56 - 6.35	0.5 - 2.5
Re	1300 - 16000	10000 - 208000
We	1 - 50	5 - 800



Figure 1. Photograph of the wall-jet-like bow-wave around a bridge pier in the "Rivière des Galets", La Réunion Island, France, in March 2006. Courtesy of Paul Bonnet, DEAL 974 (ex DDE 974)

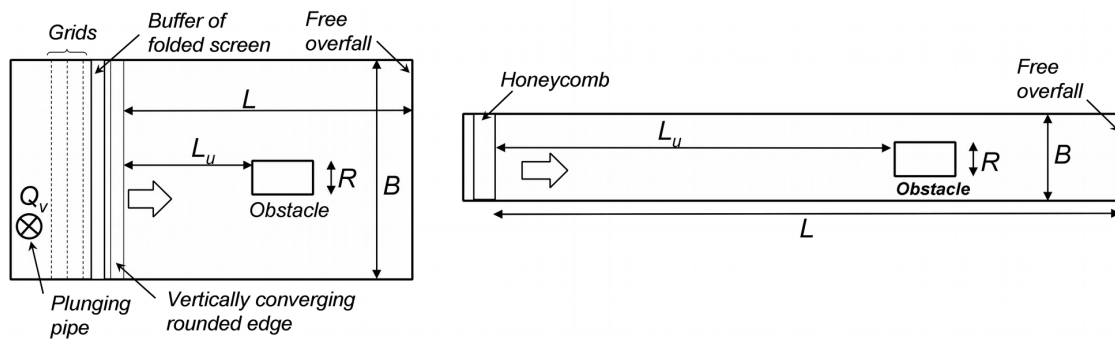


Figure 2. Schematic, top views of facilities 1(left) and 2(right)

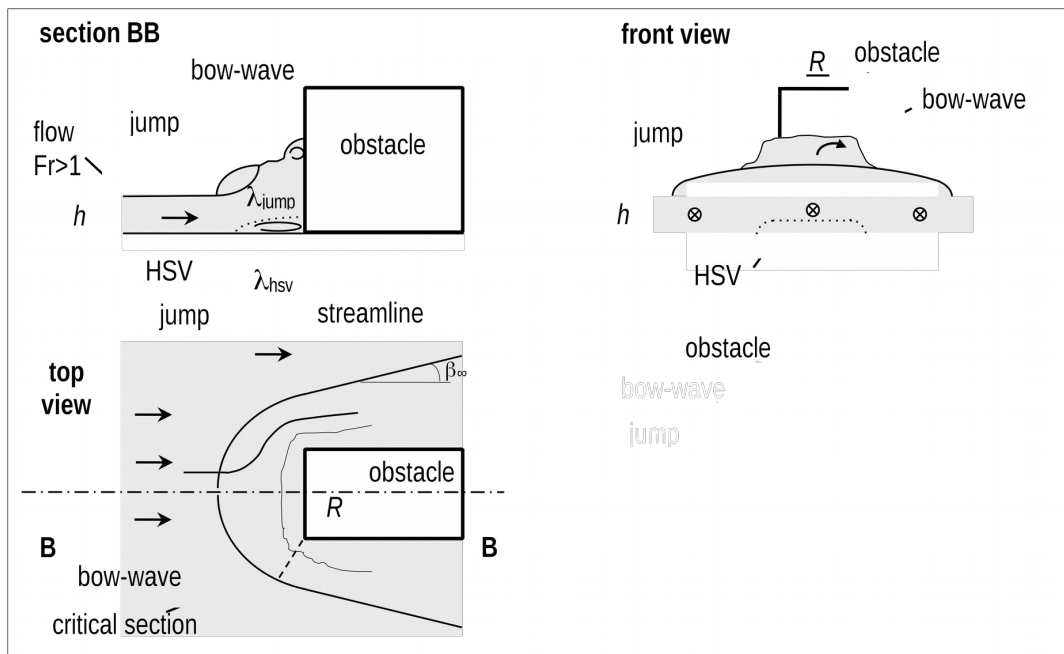


Figure 3. Detached hydraulic jump around a rectangular obstacle: schematics and photograph.

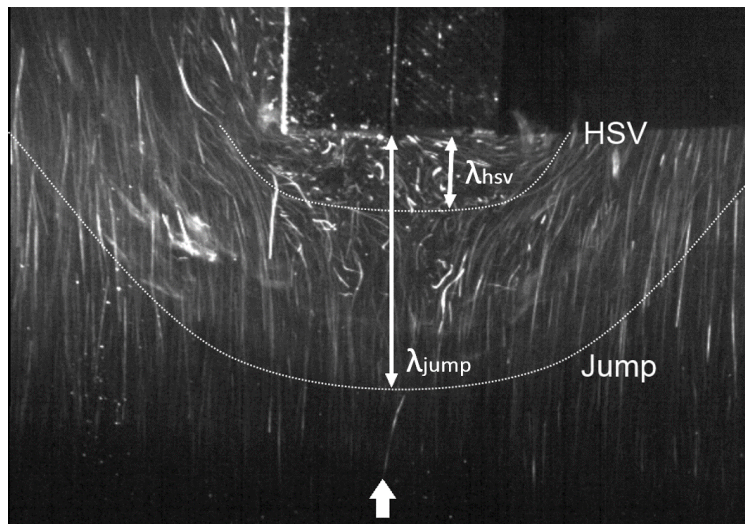


Figure 4. Pathlines below a detached hydraulic jump using a time-exposure photograph (Facility 1; $R = 20$ mm; $U = 0.652$ m/s; $h = 5.14$ mm; $\lambda_{\text{jump}} \approx 20$ mm and $\lambda_{\text{hsv}} \approx 6$ mm). Note that the top-right region of the photograph is dark due to the obstacle shadow.

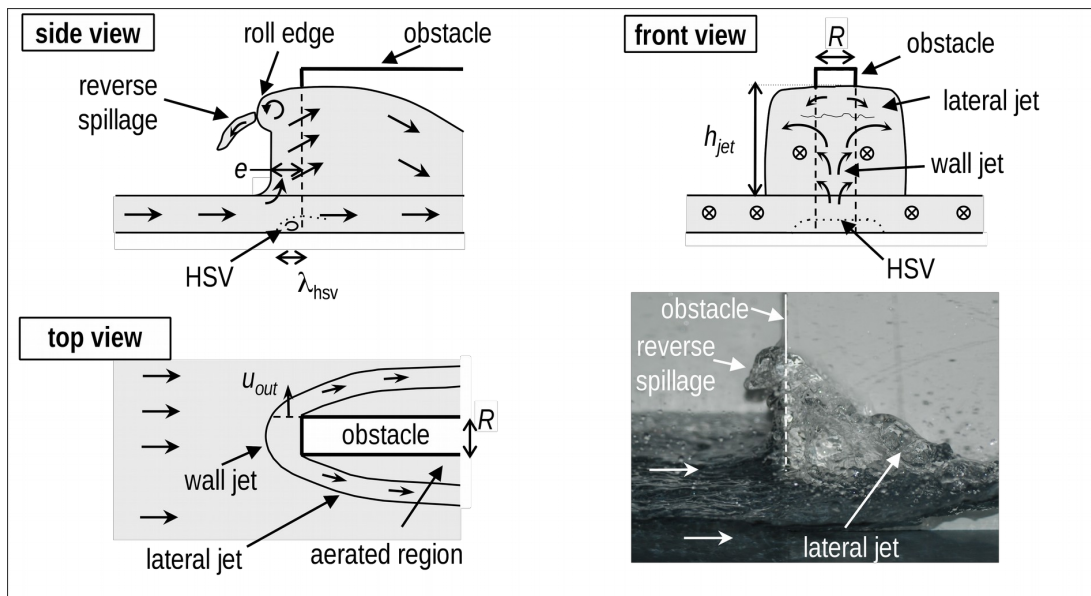


Figure 5. Wall-jet-like bow-wave around a rectangular obstacle: schematics and photograph

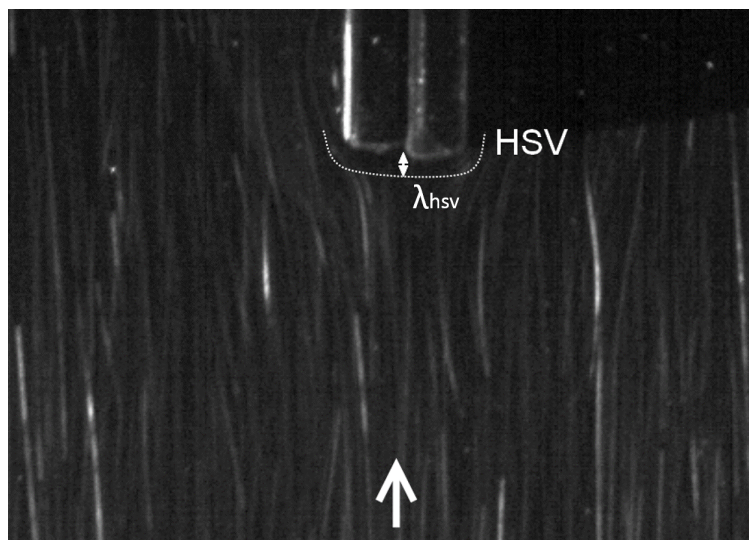


Figure 6. Pathlines below a wall-jet-like bow-wave using a time-exposure photograph
 (Facility 2; $R = 6 \text{ mm}$; $U = 0.652 \text{ m/s}$; $h = 5.14 \text{ mm}$; $\lambda_{hsv} \approx 0.8 \text{ mm}$.)

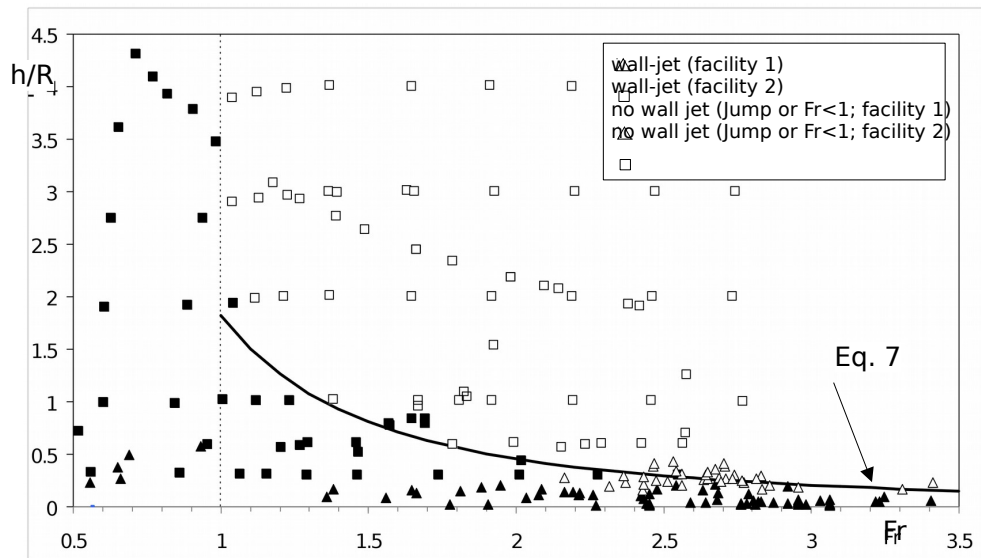


Figure 7. Flow forms plotted in the $(Fr, h/R)$ plane, reported from present experiments.

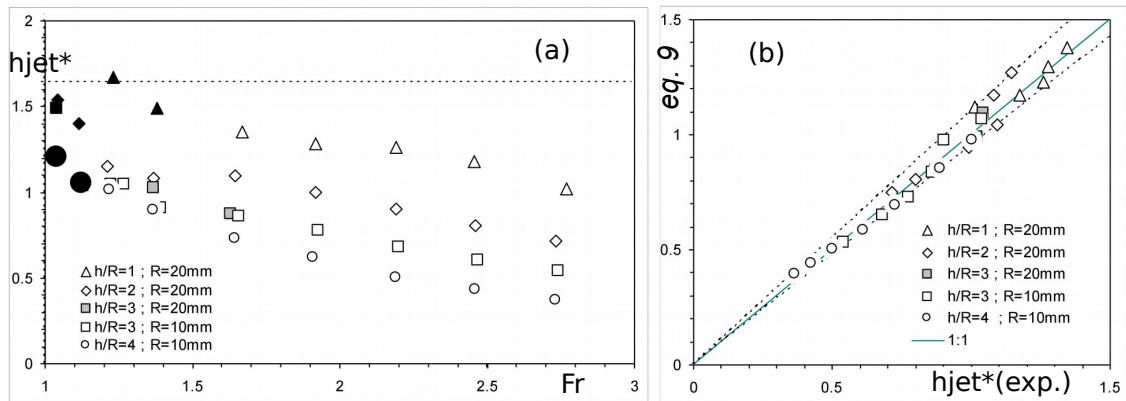


Figure 8. (a) Time-averaged relative jet height $h_{jet}^* = h_{jet}/(U^2/2g)$ measured in the channel (facility 2) as a function of the upstream Froude number, for different h/R values; open symbols correspond to a wall-jet-like bow-wave while closed symbols correspond to a hydraulic jump. (b) Comparison of the empirical correlation (Eq. 9) with the experimental data.

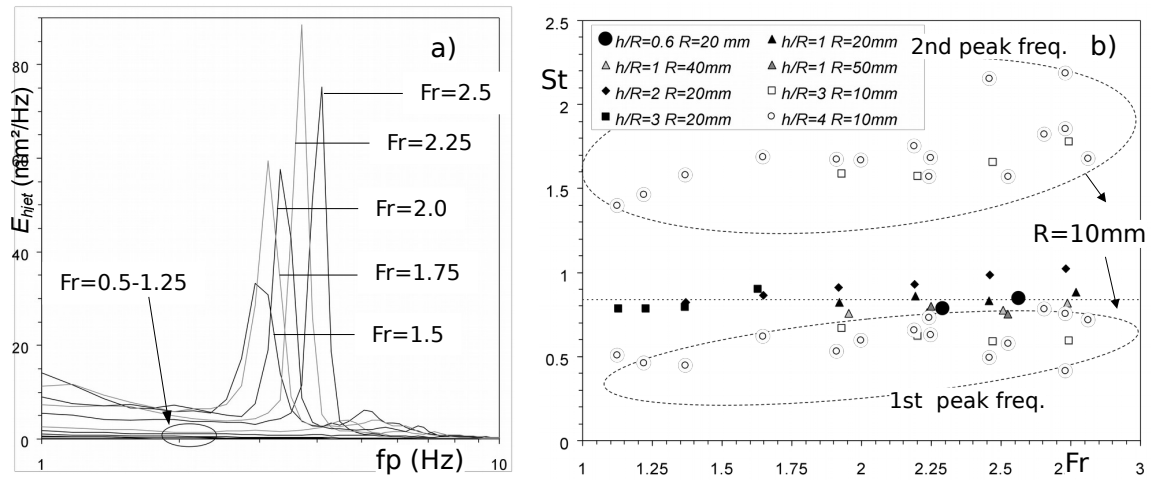


Figure 9. a) Example of frequency spectra associated with water depth fluctuations on the obstacle upstream face for $h/R=2$ and increasing Froude numbers, obtained in facility 2 and b) Strouhal numbers corresponding to water depth fluctuations on the obstacle upstream face as a function of the upstream Froude number, for different h/R values.

F Coherent turbulent structures at the mixing-interface of a square open-channel lateral cavity

Les méthodes de traitement de champs de vitesse 2D résolus en temps (issus de PIV) mises en place dans cette thèse (telle que les critères non-locaux de détection des vortex et les calculs de densité de présence par la méthode des noyaux présentés dans l'annexe B) ont été appliquées à d'autres thématiques de recherche de l'équipe. En particulier, l'article joint (MIGNOT et al., 2016) traite des propriétés statistiques et du déplacement de structures tourbillonnaires au sein de la couche de mélange apparaissant entre un écoulement uniforme 1D et une cavité latérale (zone morte) adjacente. Le but de ce travail expérimental étant de caractériser les processus responsables de l'échange de quantité de mouvement et de masse entre la cavité et l'écoulement.

Coherent turbulent structures at the mixing-interface of a square open-channel lateral cavity

Emmanuel Mignot,^{1,a)} Wei Cai,¹ Gaby Launay,¹ Nicolas Riviere,¹
and Cristián Escauriza²

¹Univ Lyon, INSA Lyon, CNRS, LMFA UMR5509, F-69621 Villeurbanne, France

²Departamento de Ingeniería Hidráulica y Ambiental, Pontificia Universidad Católica de Chile, Av. Vicuña Mackenna 4860, 7820436 Santiago, Chile and Centro de Investigación para la Gestión de Desastres Naturales (CIGIDEN), Santiago, Chile

(Received 15 October 2015; accepted 21 March 2016; published online 4 April 2016)

The self-sustained turbulent shear or mixing layer that develops at the interface between a channel and a lateral cavity is the leading mechanism that drives the transfer of momentum and mass in these open-channel flows. Therefore, quantifying the interactions between large-scale vortical structures and the enhanced velocity fluctuations at the interface is critical to understand the physical processes which control the exchanges between the cavity and the main channel. In this investigation, we carry out hydrodynamic experiments in a straight, rectangular channel with a lateral square cavity. We measure the velocity field in a horizontal plane using particle image velocimetry to study the dynamics and statistics of the mixing layer, including the effects of the adverse pressure gradient at the downstream corner. By combining proper-orthogonal decomposition with a vortex identification technique, we investigate the motion of coherent structures and calculate the histograms of their trajectories, capturing also additional phenomena such as the vortex splitting, and the interaction of the mixing layer with inner vortices formed inside the cavity. We finally quantify the mass transport capacity of the mixing layer, from the statistics of the transverse velocity at the interface. © 2016 AIP Publishing LLC. [<http://dx.doi.org/10.1063/1.4945264>]

I. INTRODUCTION

Turbulent flows past a cavity are encountered in many problems of significant interest in aerodynamics and hydrodynamics, including flow-induced vibrations, industrial manufacturing, and acoustics.¹⁻³ They have also great relevance in many environmental flows, as cavities form surface-storage zones in rivers and streams, controlling in many cases the sediment transport, nutrient uptake, and contaminant transport processes in these aquatic environments.⁴⁻⁶

Cavity flows are characterized by complex flow features such as quasi-periodic vortices produced at the interface between the main flow and the cavity, multiple recirculating zones, coherent vortical structures in the cavity that interact with each other and with the walls, development of centrifugal instabilities due to streamline curvature, etc.⁷⁻¹⁰ These flow features have been extensively studied in experiments with rectangular geometries, providing descriptions of the flow topology and the dynamics of the coherent structures in the vicinity and inside the cavity. The leading mechanism in the dynamics of the flow is the emergence of a self-sustained shear layer that develops from the upstream corner of the cavity where the vortices are shed to the downstream corner where the vortices impinge and split between both regions. These phenomena are accompanied by additional processes that occur at different time scales such as low-frequency flapping of the entire shear-layer and vorticity fluxes from the wall due to streamwise pressure gradients downstream of the cavity.¹⁰

Depending on the aspect ratio of the cavity, the flow is characterized by the formation of one or more large-scale vortical structures that occupy almost the entire cavity volume, in addition to

^{a)}emmanuel.mignot@insa-lyon.fr

corner structures that form due to vortex-wall interactions. Most of the cavity flows documented in the literature have focused on two-dimensional (2D) geometries in an approaching turbulent boundary layer flow, where the cavity configuration corresponds to a slit in the wall, without influence of lateral constraints. In river flows and more generally in open-channel hydraulics, however, lateral cavities are open to the atmosphere on one face and constricted by the bed on the opposite face, forming a three-dimensional (3D) geometry. They either correspond to open lateral cavities^{4,9,11} or to the so-called groyne fields.¹²⁻¹⁴ Recent experimental investigations have turned their attention to lateral cavities in open-channel flows.^{9,11,15} The specific characteristics of the shear layer in this type of flows, however, have not yet been described in detail even though the vortex interactions and large-scale velocity fluctuations constitute the underlying physical mechanisms that control mass and momentum transport across the interface.

To further our understanding on the interactions of the coherent vortices at the interface between a channel and a lateral cavity and their consequences on mass exchange, we perform experiments in an open lateral cavity flow configuration, in a rectangular channel without free-surface oscillations (i.e., under no-seiche conditions). We focus on the motion and the statistical characterization of vortical structures of the shear-layer with the following objectives: (1) understand the momentum exchange mechanisms at the interface by analyzing the instantaneous flow field, the mixing layer expansion rate, and the fundamental frequency of the flow dynamics. We focus our attention on the impact of the adverse pressure gradient generated at downstream corner of the cavity; (2) describe the mechanisms of vortex shedding and propagation and their consequences in terms of the transverse velocity fluctuations that are produced by the coherent structures of the shear-layer; and (3) quantify the mass transport capacity of the mixing layer, based on the transverse velocity across the interface.

The paper is organized as follows: In Section II we present the description of the experimental setup and measurement methodologies with a two-dimensional particle image velocimetry (2D-PIV) system. Subsequently, in Section III we discuss the mean flow and turbulence statistics in the cavity and the shear layer. We later quantify the dynamics of the coherent turbulent structures and flow oscillations in the shear-layer in Section IV. In Section V we estimate the mass exchange coefficient across the mixing layer from the velocity field. Finally, in the conclusions of Section VI, we summarize the findings of this investigation and discuss future research possibilities.

II. EXPERIMENTAL SETUP

Experiments are performed at the Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique at the Université de Lyon. The facility consists of a 4.9 m long and $b = 0.3$ m wide horizontal glass channel of rectangular cross section, connected with a square cavity of width and length equal to b on the side of the channel at mid-length, as depicted in Figure 1. The inlet discharge in the channel is fixed to $Q = 0.0035$ m³/s, measured using a Promag 50 flowmeter (from Endress Hauser; with an accuracy of 5×10^{-5} m³/s) within the pumping loop. A honeycomb mesh is installed at the inlet of the channel, which serves to stabilize and straighten the inflow, and a sharp crested weir at the outlet is used to fix the water depth to $h = 0.07$ m (± 0.15 mm) at the entrance of the cavity. The bulk velocity in the main channel is therefore equal to $U_b = Q/(bh) = 0.166$ m/s, such that the Reynolds number of the flow, expressed in terms of the hydraulic diameter of the channel D_h and the kinematic viscosity ν , is defined as $Re = U_b D_h / \nu = 4Q / [\nu(b + 2h)] = 3.2 \times 10^4$. The Froude number is thus written as follows, $Fr = U_b / (gh)^{0.5} = 0.2$. It was verified that the maximum free-surface oscillations in the cavity remained negligibly small, with an amplitude smaller than 1%. More details on the experimental setup can be found in previous investigations.^{16,17}

The time-resolved velocity field was measured in a horizontal plane, collecting the u and v components of the velocity field along the cartesian x and y axes, respectively, as shown in Figure 1. We perform our analysis using PIV at the plane located at an elevation of $z_L = 0.05$ m, that is, $z_L/h = 0.71$, as indicated in Figure 1, which is sufficiently far from the bed to expect any dependency to the measurement elevation.⁹ Polyamid particles with a diameter of 50 μ m are added to the water, and we employ a 40 mW continuous laser coupled with a cylindrical lens that generates a 1 mm horizontal light layer at the elevation of the plane. Our focus is the section of the flow that comprises

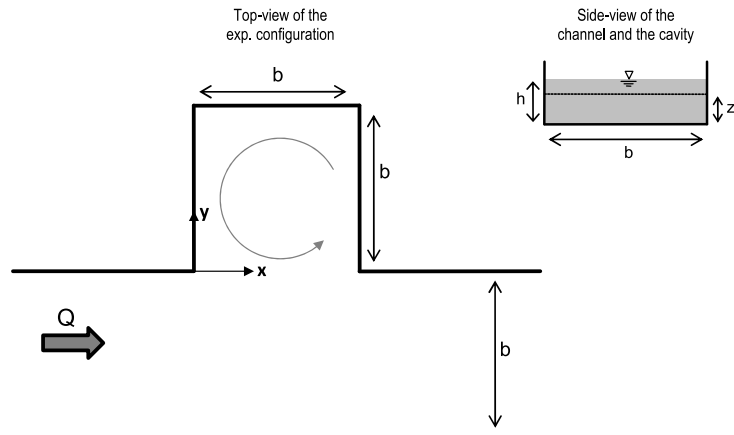


FIG. 1. Experimental configuration of the channel and lateral cavity with rectangular cross sections, where $b = 0.3$ m and the water depth is $h = 0.07$ m. The PIV is performed in a plane at an elevation $z_L = 0.05$ m.

the shear layer, at the interface of the main channel with the cavity, as shown in Figure 1. In this region, the images are captured with a video camera located above the cavity, which records the motion of the particles for over 3000 consecutive images, using a resolution of 1280×960 pixels with an average spatial resolution of 0.3 mm per pixel at a frequency equal to 30 Hz. The commercial software Davis (from Lavis) allows us to correct any image distortion, subtract the background from the images and compute the instantaneous velocity fields with a spatial resolution of 7 mm, i.e., 43 measurement points per cavity length b . For the estimation of the uncertainty in the velocity measurements, we first verify that the Stokes number associated to the seeding particles remains very low to ensure that the particles follow closely the flow. Following previous work on PIV measurements,^{17,18} the Gaussian peak fitting process generates an uncertainty of the estimated flow displacement equal to 0.1 pixel, which should be added to other sources of uncertainty, mainly due to seeding concentration gradients in the flow field (see Jahanmiri,¹⁸ for details). Since these gradients are insignificant in the present experiment, it is possible to assume that this second source of error leads to an uncertainty of about the same magnitude as for the peak fitting process. In the present experiment, this leads to a final uncertainty of the instantaneous velocity estimation about equal to 1.8 mm/s [$2 \times 0.1 \times$ spatial resolution (0.3 mm/pix) \times acquisition frequency (30 Hz)]. Note that we additionally compared the velocity magnitude and fluctuations in the mixing layer with those measured using an Acoustic Doppler Velocimeter, which exhibited a good agreement with the PIV measurements.

III. MEAN FLOW DESCRIPTION

We begin the presentation and discussion of the velocity field in the shear layer region by focusing on the time-averaged and statistical features of the 2D flow on the measurement plane. As indicated by Tuna *et al.*,⁹ the mean flow in the cavity is mostly two-dimensional, except in the region closer to the bed. In Figure 2 we plot the mean streamlines and contours of the velocity magnitude in the cavity, showing that one recirculation cell occupies almost the entire available volume, as seen in previous investigations for similar flows.¹⁹⁻²¹

Figure 2 shows that the velocities in the outer layer of the recirculating cell in the cavity have an approximate magnitude of 0.025 m/s, which corresponds to $0.15U_b$, similar to the ratio found by Tuna *et al.*⁹ in their recent experiments. The shear or mixing layer is formed by the velocity gradient that is generated across the interface of the main channel with the cavity.^{22,23} To show the magnitude of this velocity difference, the zoomed images plotted in Figure 3 depict the approaching velocity profile in the main channel upstream from the cavity, and the streamlines and velocity contours inside the cavity at the location of the shear layer. The high-velocity flow in the channel has a maximum streamwise velocity located at $y/b = -0.3$, and appears to evolve gradually in the streamwise direction from $x/b = -1.33$ to -0.66 as observed in Figure 3(a). We report the development of the upstream channel

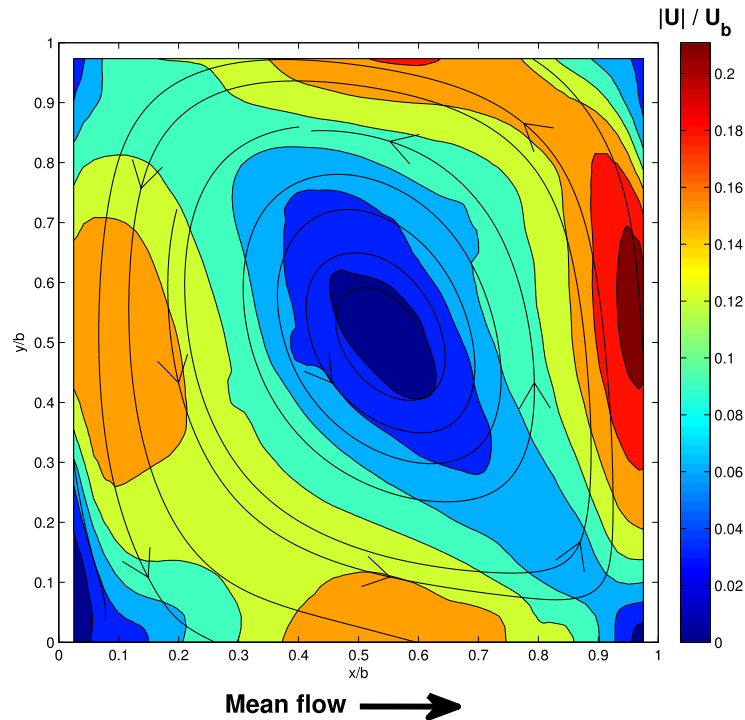


FIG. 2. Time averaged flow field at the horizontal plane, showing the contours of the non-dimensional velocity magnitude inside the cavity. A large asymmetric vortical structure with a vertical axis occupies most of the cavity volume.

flow at the sidewall, since the boundary layer thickness is one of the parameters that characterizes the flow past lateral cavities. This information is therefore important to reproduce and compare the present cavity flow with other similar flow fields.

To study the downstream evolution of the shear layer along the interface, we plot in Figure 4 the time-averaged streamwise non-dimensional velocity profiles and the transverse mean velocity gradients at the interface, denoted as \bar{u}/U_b and $\frac{b}{U_b} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$, respectively. The measurements show that the flow has many similarities with free mixing layers that appear between two parallel streams,^{22,23} and with real-life flows where the axis of the mixing layer is geometrically imposed, i.e., compound channels where the streamwise axis is constrained along the bank between both channels,²⁴ and vegetated or urban canopies where the axis is constrained along the crest of the canopy.²⁵ Figure 4(a) shows the development of the mean streamwise velocity profile at the interface, as the momentum is transferred inside the cavity and the velocities increase for $y/b > 0$ in the downstream direction, due to flow

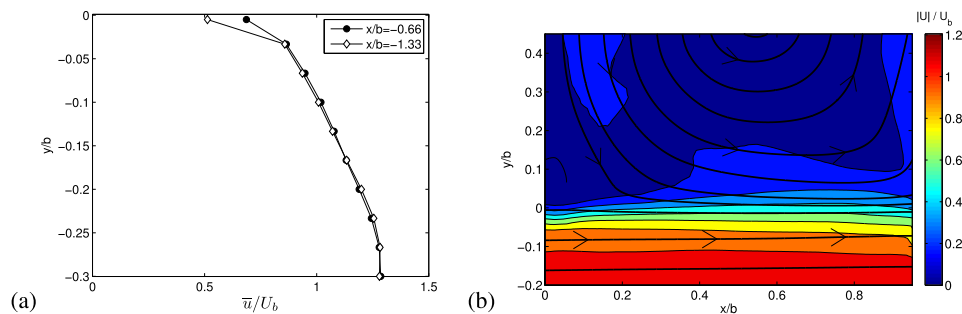


FIG. 3. (a) Approaching mean streamwise velocity profile measured at two locations in the upstream flow at the horizontal plane $z_L = 0.05$ m; and (b) streamlines and time-averaged velocity magnitude measured at the cavity interface, at elevation $z_L = 0.05$ m.

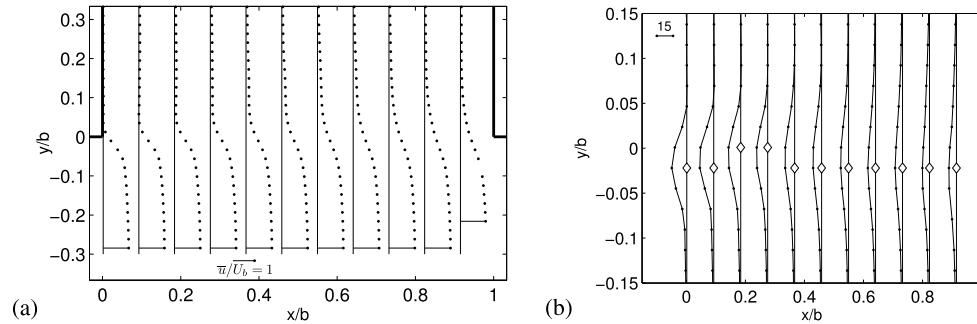


FIG. 4. (a) Transverse profiles of time-averaged non-dimensional streamwise velocity \bar{u} ; and (b) Non-dimensional transverse gradient of mean streamwise velocity $\frac{b}{U_b} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$ at the interface with white symbols indicating the location of maximum gradient (the streamwise spatial resolution is reduced for better reading).

entrainment that produces the lateral spreading of the mixing zone. This is clearer when we observe the transverse velocity gradient in Figure 4(b), where in this case the maximum gradient is slightly deflected towards the main stream ($y/b < 0$) in most of the interface between the cavity and the main channel.

The spreading of the mixing layer is analyzed by expressing its thickness δ as a function of the difference between characteristic velocity scales at each side of the interface. We define these velocities at each streamwise location x inside the cavity $U_1(x)$, and in the main channel $U_2(x)$, as the mean streamwise velocity at the position along the y axis where the absolute value of the velocity gradient becomes negligibly small, i.e., lower than 0.5 s^{-1} . The measured mixing layer thickness $\delta_m(x)$ is then defined as follows:

$$\delta_m(x) = \frac{U_2(x) - U_1(x)}{|\partial \bar{u}(x)/\partial y|_{max}}, \quad (1)$$

where $|\partial \bar{u}(x)/\partial y|_{max}$ is the maximum transverse gradient of the mean streamwise velocity at each position x/b along the interface. As shown in Figure 5, the mixing-layer thickness not only increases in the downstream direction but also exhibits an interesting feature near the downstream corner of the interface ($x/b > 0.8$) where δ_m decreases due to a local increase of the maximum velocity gradient. This is a consequence of the adverse pressure gradient generated by the downstream corner of the cavity, where the shear-layer impinges the wall increasing locally the magnitude of the pressure.

To identify the sensitivity of the mixing layer to the adverse pressure gradient, we can compare the development of the mixing layer with the theoretical growth under free conditions. The thickness of a free mixing layer δ_e , can be approximated by using the following relationship:

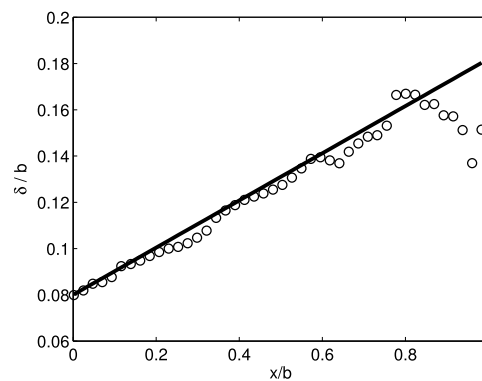


FIG. 5. Streamwise evolution of the measured (δ_m , \circ) and theoretical width (δ_e , solid line) of the mixing-layer along the interface of the main channel and the cavity.

$$\frac{d\delta_e}{dx} = \alpha \frac{\tilde{U}_2 - \tilde{U}_1}{(\tilde{U}_1 + \tilde{U}_2)/2}, \quad (2)$$

where \tilde{U}_1 and \tilde{U}_2 are constant velocity scales that represent the magnitudes of the velocity field inside and outside the cavity, respectively, and α is a constant that modulates the growth of the shear-layer in the streamwise direction. According to Pope²² the range of α is between 0.06 and 0.11, while Lesieur²⁶ proposes a constant value of 0.085. To compare with the measured data, we consider that the scale of the outer velocity in the main channel \tilde{U}_2 can be represented by the bulk velocity of the flow, such that $\tilde{U}_2 \approx U_b$, and the velocity scale in the cavity is approximated by $\tilde{U}_1 \approx 0.15U_b$, as estimated in Figure 2, with a mixing-layer growth rate coefficient of $\alpha = 0.069$ that yields a best-fit slope of $\delta_m(x)$ equal to 0.102, as shown in Figure 5. Assuming an initial width of $0.08b$, it appears that the adverse pressure gradient only affects the thickness of the mixing layer for $x/b > 0.8$, where it deviates from the linear growth. This is a remarkable characteristic of the flow, since the shear-layer develops in a very short and restrained section at the interface. The thickness growth preserves this property, even though the shear-layer interacts continuously with the vortices that emerge from inside the cavity, which are discussed later in the paper, and it is affected by the strong adverse pressure gradient produced at the impinging point, in the downstream corner of the cavity.

Turbulent transport of momentum across the interface can be quantified through the primary term of the Reynolds stress tensor. Figure 6 reveals that at each selected streamwise location x , the maximum Reynolds shear stress magnitude $|\overline{u'v'}|$ is located along the centerline of the mixing layer ($y/b \approx 0$) and rapidly vanishes on both sides at a distance equal to about $\pm\delta_m/2$, except near the downstream end of the mixing layer ($x/b > 0.8$) where it spreads further away as δ_m suddenly decreases, as already observed in Figure 5. As expected, Figure 6 also shows that the magnitude of the dimensionless maximum Reynolds shear stress increases in the downstream direction, reaching a maximum near $x/b = 0.7$, and decreasing again towards the downstream corner due to the effect of the adverse pressure gradient imposed by the stagnation point. To summarize, the flow at the interface between the main stream and the cavity exhibits typical characteristics of developing free mixing layers, i.e., the maximum velocity gradient and maximum turbulent shear stress take place close to the interface and spread in the downstream direction. The most important feature of the mixing layer at the cavity interface is the sensitivity to the adverse pressure gradient that only affects the time-averaged characteristics of the shear-layer for $x/b > 0.8$, decreasing the width and maximum Reynolds shear stress when approaching the downstream corner.

IV. COHERENT STRUCTURE DYNAMICS IN THE MIXING-LAYER

The objective of the present section is to analyze the temporal characteristics of the turbulent coherent structures in the mixing layer. We first identify the leading frequency of the vortex shedding

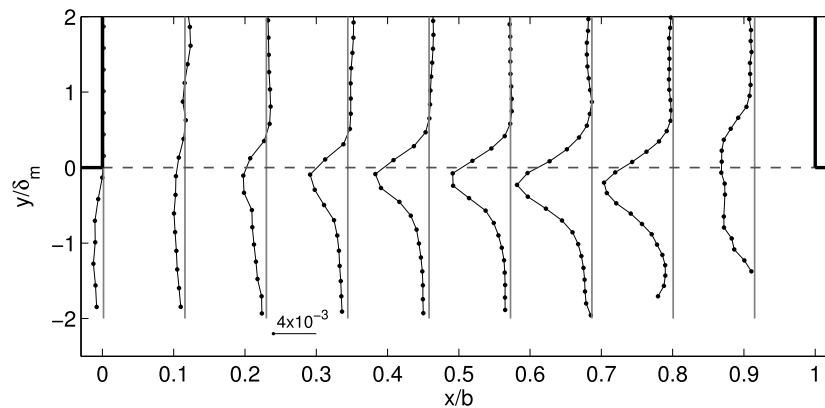


FIG. 6. Turbulent transport of momentum is quantified by the evolution of transverse profiles of the non-dimensional Reynolds shear stress $-u'v'/(U_2 - U_1)^2$ in the streamwise direction along the mixing layer.

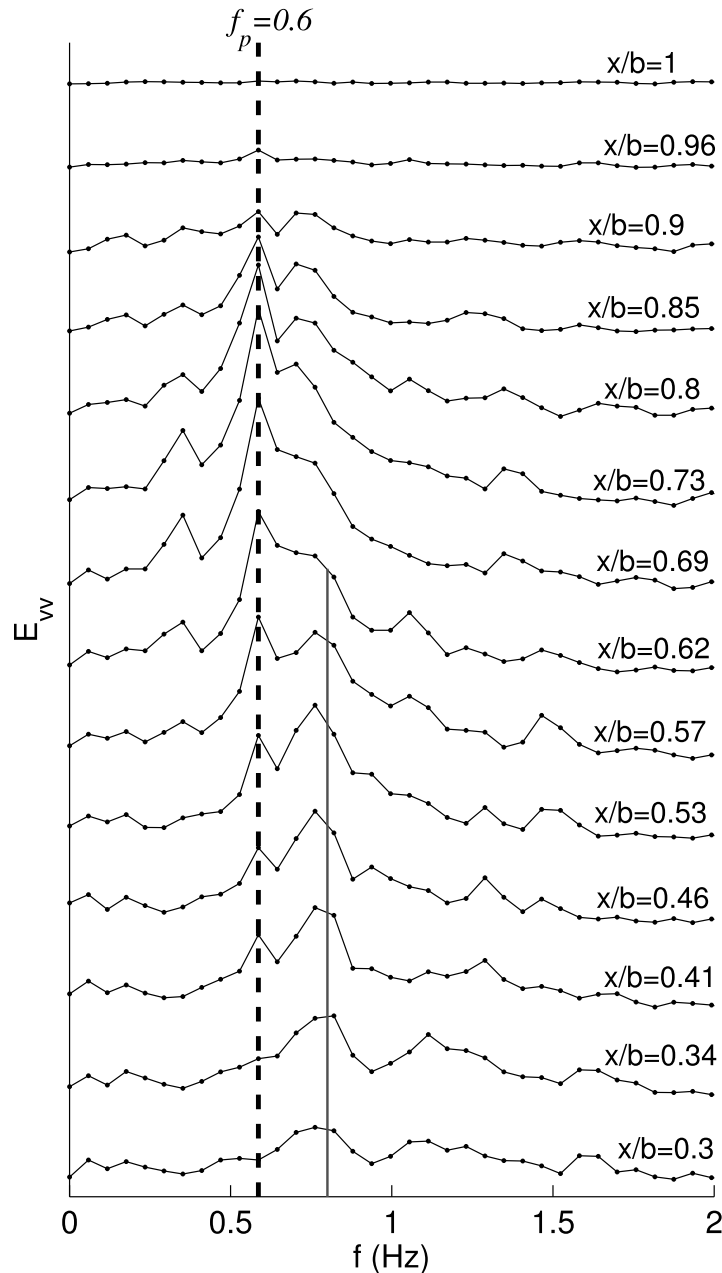


FIG. 7. Power spectral density of the transverse velocity across the interface v , plotted at different streamwise locations. A similar scaling is used for all spectra.

by plotting the streamwise evolution of the power spectral density of the transverse velocity signal v at the interface, as shown in Figure 7, similar to what was reported by Rockwell and Naudascher.¹ The dominant frequency in the downstream region of the mixing layer ($x/b > 0.5$) equals $f_p = 0.6$ Hz, with significant energy also around 0.8 Hz for the first sections ($x/b < 0.62$) of the shear layer. The maximum peak of energy for 0.6 Hz is measured at a location $x/b = 0.7$, where the transverse velocity fluctuation coherency is then maximum. These complex characteristics of the shear layer show that the turbulent flow past a lateral cavity is highly three-dimensional. The controlling mechanisms of the shear-layer dynamics, however, which are part of the analysis carried out in this section, show that the most energetic large-scale coherent structures of the flow are mostly 2D, as discussed by Tuna *et al.*⁹

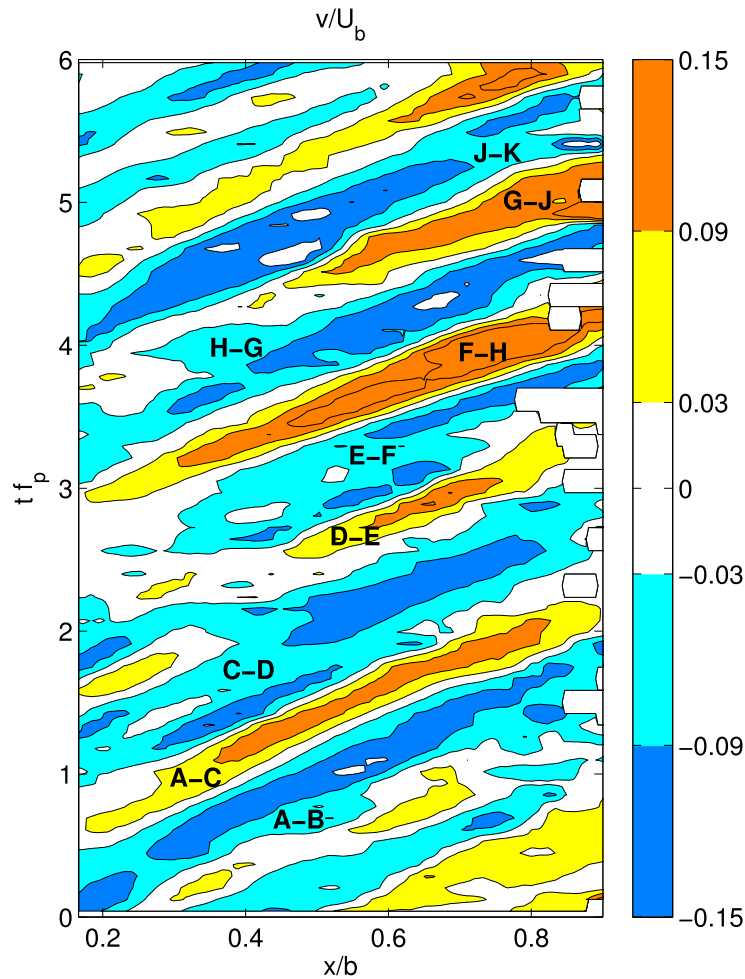


FIG. 8. Streamwise and time evolution of the non-dimensional transverse velocity component along the mixing layer. The capital letters refer to the structures from Figure 10.

In Subsections IV A–IV C we focus our attention on the 2D propagation of the vortices of the mixing layer along the interface. First we discuss the characteristics of the transverse velocity across the interface, and then we study the evolution of the low-frequency, large-scale coherent structures that are continuously shed between the cavity and main stream, by analyzing the vortex cores using the identification algorithm of Graftieaux *et al.*²⁷

A. Transverse velocity alternation

The propagation of vortices generated at the interface produces an alternate sequence of positive and negative fluctuations of transverse velocity component v between the cavity and the main stream. This oscillating motion is shown in Figure 8 as an alternation of streamwise and temporal contours of positive and negative transverse velocity v across the interface. Through this space-time plot we can characterize the vortex evolution, illustrating efficiently important physical features of the mixing layer. The data are averaged over 0.133 s, which corresponds to over 4 consecutive measured values for the first 10 s of data. Positive regions of v that are indicated in yellow/orange color correspond to the flow directed towards the cavity, whereas the regions of instantaneous negative v in blue correspond to the flow directed towards the main stream. It is important to note that the time-averaged velocity magnitude across the interface \bar{v} is negligibly small, which indicates that the development

of the vortices produces a symmetric sequence of positive and negative large-scale fluctuations of the same magnitude that compensate each other, yielding a near zero average.

As observed in the evolution of the spectra previously shown in Figure 7, the shear layer organizes as the vortices travel in the downstream direction, which is clearly distinguished in the range $0.3 \leq x/b \leq 0.9$. The maximum transverse velocity magnitude also increases in the downstream direction, reaching a maximum of $0.15U_b$ at $x/b = 0.7-0.8$ and then decreases as the shear layer decelerates due to the adverse pressure gradient. The streamwise location of this maxima is in agreement with the periodicity shown in the maximum amplitude of the spectrum observed for $x/b = 0.7$, in Figure 7.

From the slope of the centerline of the alternating areas of positive and negative v contours in Figure 8, the propagation speed c of the large-scale vortices at the interface can also be estimated, as they move downstream. These parallel centerlines yield a constant value of the propagation speed, equal to $c = 0.094 \text{ m/s} = 0.56 U_b$. The vortex propagation speed thus exceeds the mean streamwise velocity averaged along the interface. This velocity is denoted as U_i , and it is equal to $U = 0.43 U_b$, such that $c/U_i \approx 1.3$. This is similar to the observations of Shaw *et al.*,²⁸ who showed that the coherent structures in the shear layer formed at the crest of a vegetation canopy are advected at a propagation speed equal to 2 times the mean local velocity, while Zhang *et al.*²⁹ estimated this ratio as 1.6, in better agreement with the present results. Moreover, the spacing between two consecutive high peaks (or low peaks) of transverse velocity contours correspond to the wavelength λ of the vortices along x axis, which in this case is equal to $\lambda = c/f_p = 0.16 \text{ m} = 0.52 b$.

To further our understanding on the velocity fluctuations induced by the vortex shedding of the mixing layer, we plot in Figure 9 time series of velocities u' and v' , at a specific point along the interface, corresponding to $y/b = 0$ and $x/b = 0.7$, which is the location of maximum energy of the frequency of 0.6 Hz along the interface, i.e., the maximum peak of the spectrum in Figure 7. The plot in Figure 9 shows that in most cases the periodic time series of the streamwise fluctuation and the zero-mean transverse velocity are in phase, i.e., both fluctuation velocity components u' and v' are mostly of the same sign, even though the oscillation of u' appears to be more complex, as will be deeply discussed in Subsection IV B, along with the data presented in Figure 10. In the following figures we non-dimensionalize time using the leading frequency of the mixing layer, expressing the dimensionless time as tf_p .

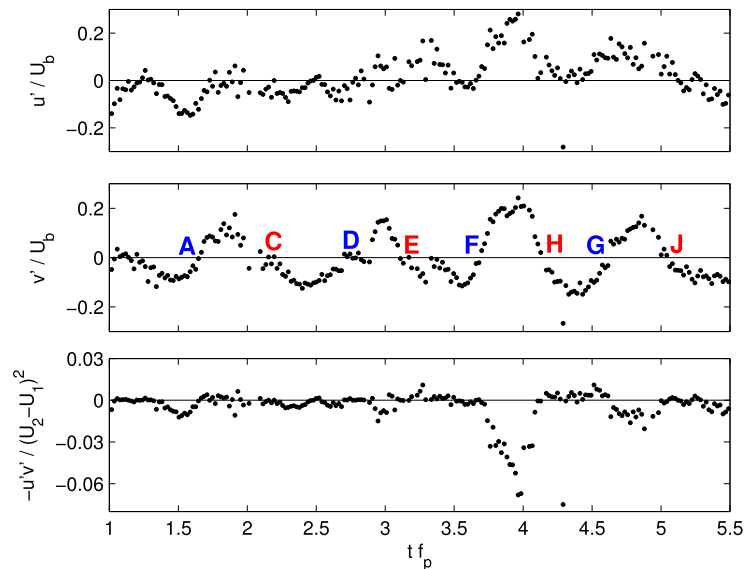


FIG. 9. Time evolution of the non-dimensional horizontal velocity fluctuations u' and v' , and of the correlation $-u'v'$ values, at the point $y/b = 0$ and $x/b = 0.7$. The capital letters refer to the structures from Figure 10. Time is non-dimensionalized using the leading frequency of the mixing layer f_p .

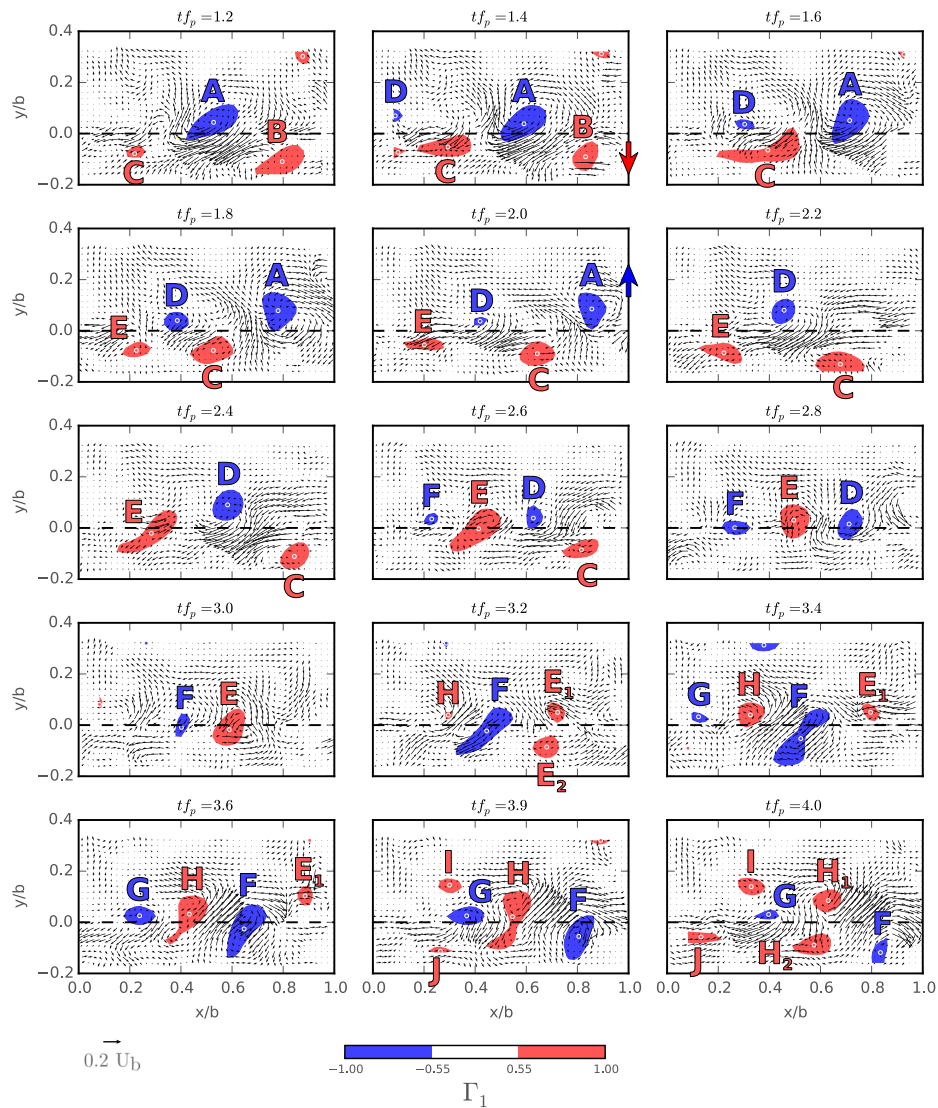


FIG. 10. Time evolution every $t_{f_p} = 0.2$ (0.33 s) of the fluctuating velocity field (back arrows) and contours of clockwise (blue color, $\Gamma_1 < -0.55$) and counter-clockwise (red color, $\Gamma_1 > 0.55$) coherent vortices, where the white circles correspond to the vortex centers, i.e., the maximum local value of $|\Gamma_1|$. The dashed line represents the mixing interface, $y/b = 0$.

A quadrant analysis performed at the same point (not shown herein) confirms that the values of the velocity fluctuations are both positive, $v' > 0$, $u' > 0$, during 33% of the time, locating the measurements in the first quadrant. Similarly, both velocity fluctuations are negative, $v' < 0$, $u' < 0$, positioning the measurements in the third quadrant 40% of the total measurement time. These conditions lead to a mostly negative instantaneous turbulent stresses, as shown in the lower subplot of Figure 9, confirming also the negative time-averaged Reynolds shear stress $-\overline{u'v'}$ depicted in Figure 6. The alternation of the transverse velocity fluctuations, which include intense positive and negative transverse velocity events, is likely responsible for the exchange of passive scalars and particulate matter between the main stream and the cavity that has been observed in experimental studies of surface storage zones.

B. Two-dimensional time evolution of vortices in the plane

The study of the time series performed in Subsection IV A showed specific features of the mixing layer along the interface, which are a consequence of the vortex shedding. In this section we carry out

a spatial analysis, considering the entire measurement plane, to reveal the vortex related mechanisms that produce the large-scale oscillations of streamwise and transverse velocities. We follow the methodology proposed by Graftieaux *et al.*,²⁷ to extract the center of low-frequency, large-scale coherent structures that are continuously shed and advected downstream. This vortex identification method first employs the proper orthogonal decomposition (POD)³⁰ to extract the most energetic modes of the flow through a linear decomposition. It then defines a non-dimensional scalar function, denoted as Γ_1 , that is used to identify the center of the vortices based on the orientation of the velocity field. In our analysis of the shear layer, we carry out the vortex identification procedure in the following three steps:

1. We first perform a POD of the two-dimensional field of velocity fluctuations (after subtracting the mean flow) over a total time of 133 s with a sampling frequency of 30 Hz which permits to follow the trajectories of the structures as shown in Figure 10. We then extract the eigenmodes and use the 10 largest modes to filter and reconstruct the velocity fields, keeping 90% of the mean kinetic energy and removing a large part of the non-coherent turbulent kinetic energy (about 60%) and of the measurement noise. For more details on the basic aspects of the POD theory, the reader is referred to Holmes *et al.*³⁰
2. Subsequently, we calculate at each time step the spatial distribution of the dimensionless scalar function Γ_1 , using the reconstructed velocity field. This function can be written for any point P of the domain as follows:

$$\Gamma_1(P) = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{(\overrightarrow{PM} \times \overrightarrow{U}(M)) \cdot \vec{z}}{\|\overrightarrow{PM}\| \cdot \|\overrightarrow{U}(M)\|} dS = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \sin(\theta_M) dS, \quad (3)$$

where S a circular surface centered on P , M a point within S , $\overrightarrow{U}(M)$ the velocity vector at point M , z the previously defined vertical axis, and finally θ_M the angle between vectors \overrightarrow{PM} and $\overrightarrow{U}(M)$. As the sine function is bounded by 1 and the integral is normalized by the integration area S , $|\Gamma_1|$ is also bounded by 1. In order to capture the turbulent structures, the integration area has to be of same size as the typical extension of the structures: in the present case, we selected a circle of diameter equal to 60 mm (0.2 b), which is the order of magnitude of the size of the coherent structures in the fluctuating velocity field (black arrows) in Figures 10 and 12.

3. We finally select a threshold value of Γ_1 to visualize the vortex cores in regions of high rotation. In this study we choose $|\Gamma_1| = 0.55$ as it appears to be adapted for the identification of the coherent vortices in Figure 10. Contours of counter-clockwise and clockwise vortices are plotted on the following figures, with the red color for counter-clockwise with $\Gamma_1 > 0.55$, and blue for clockwise with $\Gamma_1 < -0.55$.

Note that this method was selected rather than a method based on a threshold of vorticity as (i) unlike the vorticity, the magnitude of Γ_1 remains limited in purely shear flow regions and (ii) it allows us to follow each vortex along most of the mixing layer, from its upstream region where they are weakly energetic, to its downstream region where they become highly energetic.

In Figure 10 we present a sequence of the vortex dynamics at 15 consecutive times, advancing from the upper left plot to the lower right, and visualized every 0.33 s for a total time of 5.0 s. The time in Figure 10 is non-dimensionalized by the leading frequency of the shear-layer f_p , such that the dynamics of the vortices can be observed in the context of the fundamental period of the vortex shedding. In each plot we show the instantaneous (not-filtered) fluctuating velocity field with black arrows, which is averaged over 4 consecutive measurements, reducing the sampling frequency from 30 Hz to 7.5 Hz. The vortex cores are identified with the Γ_1 criterion,²⁷ and they are depicted in blue or red colors, depending if the rotation is clockwise or counter-clockwise, respectively. To analyze the evolution in time of the coherent structures, the vortices are individually identified by a letter to observe their trajectory, as they are advected along the mixing layer.

The evolution of the coherent structures visualized in Figure 10 shows that the instantaneous flow is highly dynamic and characterized by the formation and interaction of multiple vortices. In the entire plane we can distinguish from two to six vortical structures, which are seen to interact and

sometimes split. It is important to point out that the instants observed in the 2D plots of Figure 10 coincide with the time in the velocity series at $x/b = 0.7$ and $y/b = 0$ depicted in Figure 9, which can be used to compare the global vortex interaction with the velocity components measured at one point.

From the series of snapshots in Figure 10 that are representative of the dynamical processes in the mixing layer, it appears that three main configurations control the flow at the interface: (1) From $tf_p = 1.2$ to $tf_p = 2.6$, the clockwise vortices (blue) are located inside the cavity ($y/b > 0$), whereas the counter-clockwise vortices (red) reside in the main stream ($y/b < 0$). In this configuration, two intense transverse velocity regions occur along the interface ($y/b = 0$), the first is upstream from the clockwise vortices, where $v' > 0$ and $u' \approx 0$ (as seen upstream of vortex *A* at $x/b = 0.7$ and $tf_p = 1.8$ – 2.0 , see also Figure 9), and the second is downstream from the clockwise vortices, where $v' < 0$ and $u' < 0$ (as seen downstream of vortex *A* at $x/b = 0.7$, and $tf_p = 1.4$ – 1.6 , see also Figure 9). (2) From $tf_p = 2.8$ to $tf_p = 3.4$ the vortices are aligned with the interface at $y/b \approx 0$. In this configuration, v' still oscillates between positive and negative values, but the streamwise component u' exhibits a more complex pattern (see $x/b = 0.7$ at times $tf_p = 2.8$ – 3.4 , see also Figure 9). (3) Finally, from $tf_p = 3.6$ to $tf_p = 4.0$, the clockwise vortices (blue) are located in the main stream ($y/b < 0$), and the counter-clockwise vortices (red) are located inside the cavity ($y/b > 0$). The velocity fluctuations along the interface exhibit an opposite behavior compared to configuration (1): upstream from the clockwise vortices the fluctuations of velocity are both positive, $v' > 0$ and $u' > 0$ (as seen upstream of vortex *F* at $x/b = 0.7$ and $tf_p = 3.9$ – 4.0 , see also Figure 9); and negative transverse velocities are observed downstream from the clockwise vortices, $v' < 0$ and $u' \approx 0$ (as seen downstream from vortex *F* at $x/b = 0.7$ and $tf_p = 3.6$, see also Figure 9).

Additional aspects of the flow are revealed from the analysis of the vortex-core evolution. Processes such as the alignment of vortices at the interface and the vortex splitting produce more complex fluctuations of the streamwise velocity compared to the transverse component, as previously observed in the time series of Figure 9. As also seen in our analysis, both components of the fluctuating velocity field have the same sign most of the time. This positive correlation between u' and v' generates negative Reynolds stresses, and it is mostly produced when the absolute value of the streamwise component $|u'|$ is intense. In these cases two dominant motions are observed, either u' and v' positive, which corresponds to the third vortex configuration discussed in the previous paragraph, or u' and v' are both negative which corresponds to the first configuration. Both cases had been recently reported by Sanjou and Nezu,¹¹ who extended the classical terminology “ejection” and “sweep” to an open-channel lateral cavity flow.

As previously noted, some of the coherent structures go through a splitting process, creating two separate co-rotating cores at each side of the interface that emerge from one original structure of the shear layer. This is observed for vortex *E* at $tf_p = 3.2$, and vortex *H* at $tf_p = 3.9$ in Figure 10. The leading edge of the co-rotating vortex pair that travels downstream produces the largest velocity fluctuations at the interface, as revealed by the time series of velocity depicted in Figure 9.

As the coherent vortices reach the downstream corner, where the shear-layer impinges the wall ($x/b = 1$), they either enter the cavity ($y/b > 0$) or continue to the main stream ($y/b < 0$). By defining the vortex location as the center of gravity of the colored area given by $|\Gamma_1| > 0.55$, indicated by blue open circles in Figure 11, we can observe that the vortex center path depends mostly on the location of this center with respect to the interface, upstream from the impinging point. For instance, vortices *A* and *E1*, which are located at $y/b > 0$, are deflected toward the cavity, whereas vortices *B*, *C*, *E2*, and *F*, which are located at $y/b \leq 0$, continue downstream in the main channel.

Figure 11 shows the time-space evolution of the vortex center locations during the same period of 10 s as in previous figures. We plot the streamwise location along the x axis of all the vortex cores encountered near the interface, in the region $|y/b| < 0.167$. The coherent structures shown in Figure 11 correspond to the same vortices identified in our previous analysis, which were defined by the letters *A* to *J* in Figure 10. The time-evolutions of these streamwise locations exhibit an approximately constant slope in the time-space plot, confirming the constant streamwise propagation speed of the coherent structures of the mixing layer, reported in Subsection IV A. The period defined as the characteristic time scale between two structures with the same rotation sign, passing through the same streamwise location along the x axis is equal to $tf_p = 1.0$.

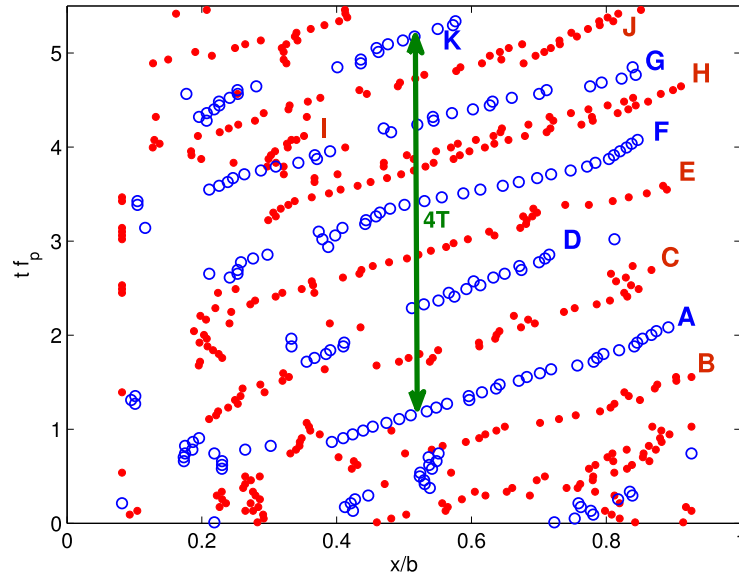


FIG. 11. Time-evolution of the streamwise location of the clockwise (open blue symbols) and counter-clockwise (closed red symbols) vortex centers located near the interface (with $|y/b| < 0.167$). Green arrow designates four periods.

C. Interaction with inner vortices and statistics of core locations

The vortices described above emerge near the upstream corner and are advected along the interface of the main channel with the cavity. These structures, such as the vortices identified with the letters *A* to *J* in previous figures, are originated near the leading edge of the cavity $x/b = 0$ and move downstream with an approximately constant vortex propagation speed. The analysis of the vortex cores in the vicinity of the interface, however, shows that additional vortical structures that are generated inside the cavity can interact with the coherent structures of the mixing layer. In Figure 12 we plot the instantaneous locations of vortex cores using the Γ_1 criterion, during short episodes in which these vortices are strong enough to reach the interface and interact with the shear-layer structures. These inner vortices, identified as *L* (clockwise) and *M* (counter-clockwise) in Figure 12, emerge directly within the cavity. The process responsible for their appearance remains unclear; one hypothesis is that they emerge from the smaller shear-layer produced between the recirculating region at the corner, and the large-scale recirculating cell that occupies most of the cavity (see Figure 2).

Nevertheless, the dynamics of the flow measured in our experiments shows that the formation of these vortices and their interaction with the mixing layer at the interface is very sporadic. During the total measurement time, only 3% of the coherent structures identified in the analysis correspond to inner vortices from the cavity. As they approach the interface, the higher velocities of the main channel stretch these structures in an oblique direction, rapidly moving in the positive x and negative y directions. In this situation, the inner vortices also undergo a splitting process, separating into two smaller structures, one (*L1* and *M1*) staying inside the cavity, and the second one (*L2* and *M2*) being advected toward the mixing layer as shown in Figure 12.

With the objective of demonstrating the statistical significance of the processes we have unveiled, and that the leading frequency of the shear-layer is the fundamental mechanism of the flow at the interface, we show in Figure 13 more details on the POD analysis applied to the transverse velocity, in the same region depicted in Figures 10 and 12. Figure 13(a) shows the POD spectrum, where the two largest modes represent a significant percentage of the transverse velocity variance. The frequency spectra of these two modes, depicted in Figure 13(b), show that both largest modes have the same peak, at the leading frequency of the shear-layer $f_p = 0.6$ Hz. Figures 13(c) and 13(d) show these two spatial modes, with the large structures that comprise the mixing layer in the decomposition. Higher-order modes (not shown herein) exhibit from 3 to 5 vortical structures that form the fundamental dynamics of the shear-layer. From the third to the sixth modes, the POD captures the inner

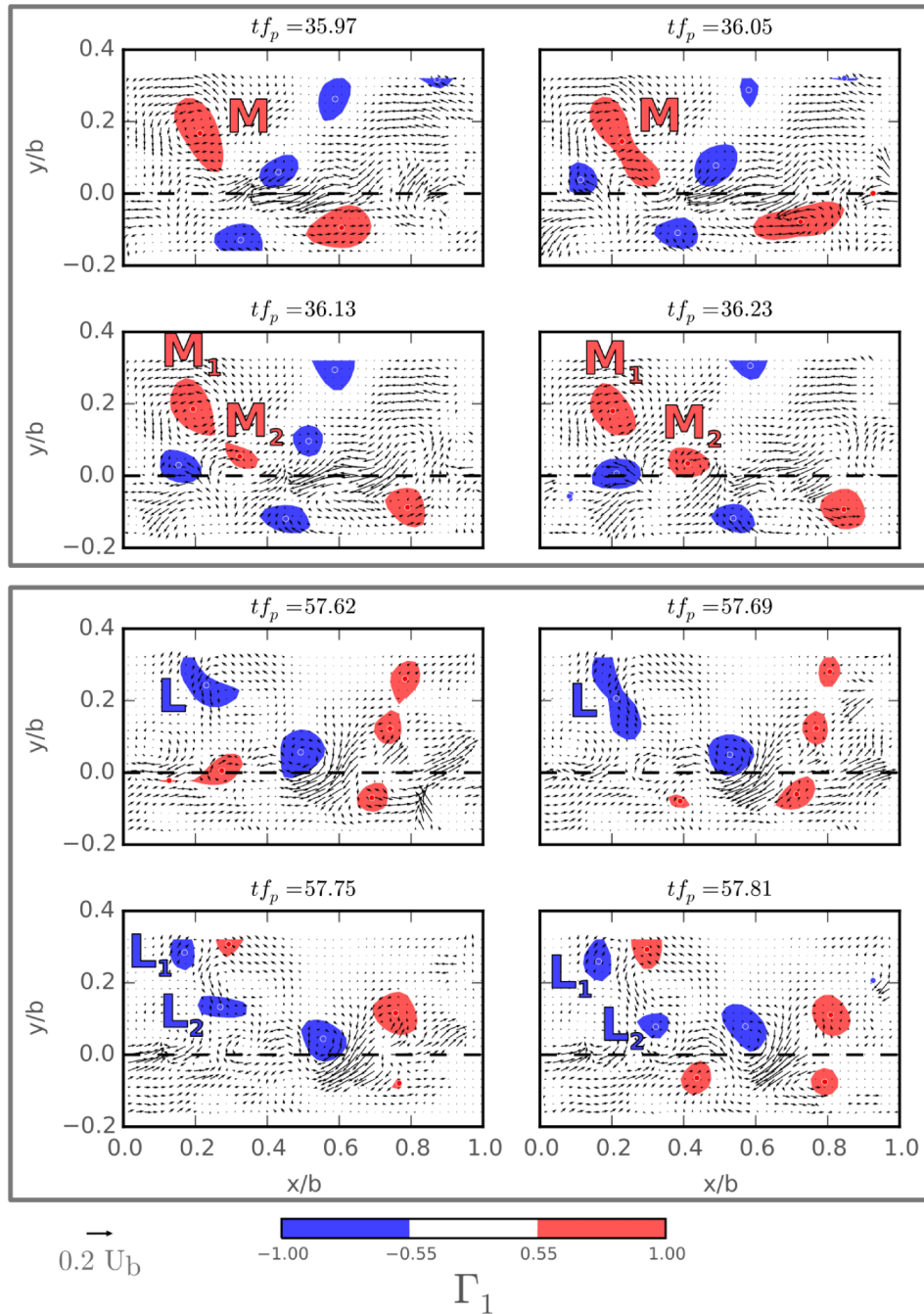


FIG. 12. Time evolution of the fluctuating velocity field (black arrows) and contours of clockwise (blue color, $\Gamma_1 < -0.55$) and counter-clockwise (red color, $\Gamma_1 > 0.55$) coherent vortices, to capture the dynamics of inner vortices L and M that originate inside the cavity and interact with the mixing layer. The dashed line represents the mixing interface, $y/b = 0$.

vortices that interact with the shear layer in the first section of the interface, which were previously discussed in the analysis of Figure 12.

In Subsections IV A and IV B, we have provided a description of the complex vortex dynamics and interactions that occur in the shear-layer. To visualize the spatial extension occupied by these large-scale vortices, we plot in Figure 14 the probability density function (pdf) of the vortex core locations in the vicinity of the interface: the integral of this estimate over a small area within the

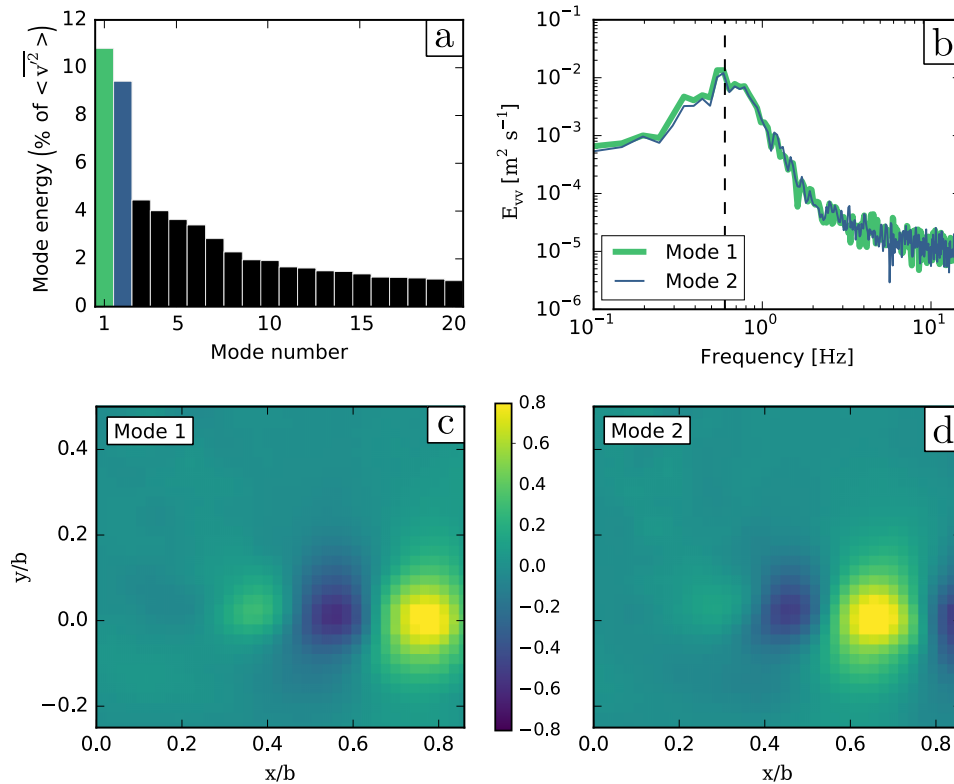


FIG. 13. Proper orthogonal decomposition (POD) of the transverse velocity fluctuations in the vicinity of the interface. (a) POD spectrum shows that two largest modes represent a significant percentage of the transverse velocity variance; (b) Frequency spectrum of the coefficients of the first two modes reveals that both have a peak at $f_p = 0.6$ Hz (dashed vertical line); (c) Spatial component of mode 1; and (d) Spatial component of mode 2.

whole domain is equal to the probability that a vortex core is located within this area.³¹ The 2D plots show contours of normalized histograms, such that the sum of the integrals of the two pdfs, clockwise and counter-clockwise vortex cores, respectively, on the plotted domains ($0.1 < x/b < 0.9$ and $-0.15 < y/b < 0.25$) is equal to 1.

The pdfs shown in Figure 14 reveal that the locations of clockwise and counter-clockwise rotating vortices have almost the same statistical spatial distribution. In the upstream region ($x/b < 0.3$), we can observe the high density of inner vortices ($y/b \approx 0.15$), such as *L* and *M* in Figure 12, and that of the vortex cores originating in the shear-layer slightly inside the cavity. Further downstream ($0.3 < x/b < 0.7$), vortices are predominantly located along the interface, slightly deflected towards the lateral cavity, $y/b > 0$. In the downstream region ($x/b > 0.7$), two tongues of high density of vortex locations can be observed, since the structures either enter the cavity ($y/b > 0$) or continue to the main stream ($y/b < 0$) as the shear-layer impinges on the corner. These two distinct regions of higher

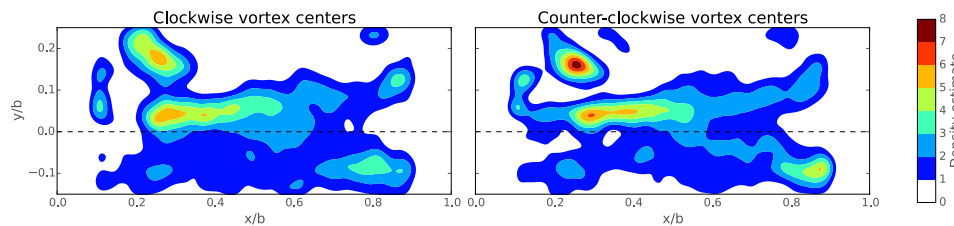


FIG. 14. Probability density functions (pdfs) of vortex center locations identified using the Γ_1 criterion in the vicinity of the interface. (a) Clockwise vortex locations pdf; (b) counter-clockwise vortex locations pdf. Note that 6632 clockwise and 6423 counter-clockwise detected vortices were obtained over the 3000 samples and used to create the figure.

densities in Figure 14 comprise the area given by $-0.1 < y/b < 0.1$ and appear from $x/b > 0.8$, which corresponds to the location where the mixing-layer shows a change in its dynamics compared to free shear-layers, as discussed in Secs. III and IV.

V. MASS EXCHANGE COEFFICIENT

The large-scale vortices that are continuously shed from the mixing-layer and advected along the interface, produce a periodic alternation of positive and negative fluctuations of transverse velocity, as shown in Figure 9(b). Large-magnitude events of these fluctuations, which reach up to $0.2U_b$, are the most important mechanism of mass and momentum exchange between the lateral cavity and the main flow. In this section we quantify the mass exchange by computing the coefficient used in the first-order 1D model⁴ that represents the mass transfer of a passive scalar across the interface.

The 1D mass exchange model between the main channel and the surface storage zone, first proposed by Valentine and Wood³² and Uijtewaal *et al.*,¹² establishes a first-order relation of the mass exchange, assuming that the total mass in the cavity evolves in time as a function of the geometry, the concentration gradient, and the velocity at the interface. This relation is therefore written as follows:

$$\frac{dM}{dt} = S_{ex} V_{ex} \Delta C(t), \quad (4)$$

where M is the total mass of the passive scalar within the cavity at time t , $S_{ex} = bh$ is the area of the interface section between the main stream and the cavity (see Figure 1), V_{ex} is the velocity scale for the mass exchange, which is the typical time and space averaged exchange velocity across the interface, and ΔC is the passive scalar concentration gradient across the interface. Valentine and Wood³² proposed to relate V_{ex} to the bulk velocity of the main stream as $V_{ex} = kU_b$, where k is a constant and corresponds to the so-called non-dimensional mass exchange coefficient. Weitbrecht *et al.*¹⁴ and later Tuna *et al.*⁹ evaluated V_{ex} based on the measurements of the transverse velocity along the interface of the main stream and the lateral cavity, integrating the absolute value of the average as follows:

$$V_{ex} = \frac{1}{2S_{ex}} \int_{S_{ex}} \overline{|v(x, z)|} dS, \quad (5)$$

where the overbar stands for time averaging of the transverse velocity. It is worth noting that in the calculation of the velocity V_{ex} , we divide by 2 in Equation (5), due to the fact that the absolute value of the transverse velocity component considers the exchanges from the main stream to the cavity and vice versa, which is actually twice of the total mass exchange referred to in Equation (4). Assuming that the flow field is mostly 2D, Equation (5) for the mass exchange coefficient is written as

$$k = \frac{1}{2U_b} \int_{x/b=0}^{x/b=1} \overline{|v(x, z = z_L)|} dx. \quad (6)$$

In Figure 15, we plot the streamwise evolution, from the upstream to the downstream corner of the cavity, of the mean absolute transverse velocity component, non-dimensionalized such that the

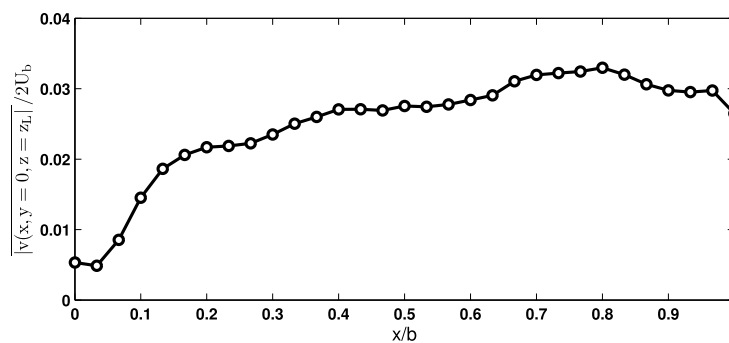


FIG. 15. Streamwise evolution of the mean absolute transverse velocity component along the interface between the cavity and the mean flow.

averaged value between $x/b = 0$ and 1 of the curve is equal to k . The variable plotted in Figure 15 is then directly related to the amplitude of the alternating transverse velocity component in Figure 9(b). The curve appears to increase from the upstream corner towards downstream, reach a maximum magnitude at $x/b \approx 0.7 - 0.8$, and to decrease again toward the downstream corner of the cavity. The maximum absolute value of transverse velocity near $x/b \approx 0.7-0.8$ is in good agreement with the location of the spectrum with a maximum value for f_p (Figure 7), and transverse velocity magnitude (Figure 8) measured at this location in Sec. IV.

In the present case, the mass exchange coefficients yields a value of $k = 0.0252$, which is in the range of the values described in the literature in cavity flows without seiching, (see, for instance, the magnitude of k recently obtained by Tuna *et al.*⁹ and by Sanjou and Nezu,¹¹ both for different aspect ratios of the cavity and mean flow characteristics). Further analyses will require to compare the value of the exchange coefficient with the transport of a passive scalar past the cavity. In this case, the complement with high-resolution numerical simulations can improve the description of the mass exchange at the interface.

VI. CONCLUSIONS

In this investigation we analyze the experimental flow fields measured with PIV in a horizontal plane across the mixing layer that develops at the interface between a straight rectangular open-channel, and an adjacent lateral square cavity. The flow is mainly characterized by the periodic dynamics of the self-sustained shear or mixing layer that develops at the interface. The vortices advected along the mixing layer impinge on the downstream corner of the cavity, where the shear-layer is divided with some vortices entering the recirculating region in the cavity, and others continuing in the main stream downstream.

The development of the mean velocity profiles and velocity gradients at the interface, as well as the growth of the mixing layer thickness, exhibit the same characteristics as free shear-layers reported in the literature. The dynamics of the vortices, however, changes considerably from $x/b > 0.8$ due to the adverse pressure gradient, as the vortices of the shear-layer approach the downstream corner of the cavity.

Measurements of the flow field have shown that along the interface the transverse velocity exhibits a zero-mean periodic signal, while the streamwise component is more complex and strongly affected by the passing of the vortices in time. To investigate further the dynamics of these coherent structures we performed a 2D analysis of their motion by combining POD with a vortex identification technique,²⁷ employing a scalar calculated from the reconstructed velocity field, denoted as Γ_1 . Through this analysis we demonstrated that the vortices of the shear-layer move with a constant vortex propagation speed. We also identified the splitting of vortices into two co-rotating structures as they approach the impinging point. Secondary effects are produced by the interaction of the mixing layer with vortices that are generated in a smaller shear-layer inside the cavity. Additionally, through the POD analysis we show that the periodic alternation of counter-rotating vortices is responsible for the large transverse velocity fluctuations produced at the interface by the leading edge of vortices. The dynamics of this fluctuating transverse velocity finally allowed us to estimate a 1D mass exchange coefficient across the cavity/flow interface.

In future work we aim at combining additional experiments with high-resolution numerical simulations to understand the changes on the mixing layer and flow field inside the cavity, as a function of the parameters that characterize the flow, i.e., approaching boundary layer thickness, normalized water depth, Reynolds number, and aspect ratio of the cavity. We will study the potential influences on the flow of the free surface, and waves that can be formed in the cavity. We will also focus on the three-dimensional interactions of the vortices and their global effects on mass transport to understand the mechanisms that can control the fate of contaminants in rivers.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by ECOS-Conicyt No. C11E02 and Fondecyt No. 1130940 grants. We also acknowledge the funding from Conicyt/Fondap Grant No. 15110017 and the PhD grant of W. Cai from the Chinese Scholarship Council.

- ¹ D. Rockwell and E. Naudascher, "Self-sustained oscillations of impinging free shear layers," *Annu. Rev. Fluid Mech.* **11**, 67–94 (1979).
- ² D. Rockwell, J.-C. Lin, P. Oshkai, M. Reiss, and M. Pollack, "Shallow cavity flow tone experiments: Onset of locked-on states," *J. Fluid Struct.* **17**, 381–414 (2003).
- ³ S. C. Morris, "Shear-layer instabilities: Particle image velocimetry measurements and implications for acoustics," *Annu. Rev. Fluid Mech.* **43**, 529–550 (2011).
- ⁴ B. L. O'Connor, M. Hondzo, and J. W. Harvey, "Predictive modeling of transient storage and nutrient uptake: Implications for stream restoration," *J. Hydraul. Eng.* **136**, 1018–1032 (2010).
- ⁵ T. R. Jackson, R. Haggerty, S. V. Apte, A. Coleman, and K. J. Drost, "Defining and measuring the mean residence time of lateral surface transient storage zones in small streams," *Water Resour. Res.* **48**, W10501, doi:10.1029/2012wr012096 (2012).
- ⁶ T. R. Jackson, R. Haggerty, S. V. Apte, and B. L. O'Connor, "A mean residence time relationship for lateral cavities in gravel-bed rivers and streams: Incorporating streambed roughness and cavity shape," *Water Resour. Res.* **49**, 1–9, doi:10.1029/2012WR012444 (2013).
- ⁷ J. C. F. Pereira and J. M. M. Sousa, "Experimental and numerical investigation of flow oscillations in a rectangular cavity," *J. Fluids Eng.* **117**, 68–74 (1995).
- ⁸ S. Bian, J. F. Driscoll, B. R. Elbing, and S. L. Ceccio, "Time resolved flow-field measurements of a turbulent mixing layer over a rectangular cavity," *Exp. Fluids* **51**, 51–63 (2011).
- ⁹ B. Tuna, E. Tinar, and D. Rockwell, "Shallow flow past a cavity: Globally coupled oscillations as a function of depth," *Exp. Fluids* **54**, 1586 (2013).
- ¹⁰ X. Liu and J. Katz, "Vortex-corner interactions in a cavity shear layer elucidated by time-resolved measurements of the pressure field," *J. Fluid Mech.* **728**, 417–457 (2013).
- ¹¹ M. Sanjou and I. Nezu, "Hydrodynamic characteristics and related mass-transfer properties in open-channel flows with rectangular embayment zone," *Environ. Fluid Mech.* **13**, 527–555 (2013).
- ¹² W. Uijttewaald, D. Lehmann, and A. van Mazijk, "Exchange processes between a river and its groyne fields: Model experiments," *J. Hydraul. Eng.* **127**, 928–936 (2001).
- ¹³ A. McCoy, G. Constantinescu, and L. J. Weber, "Numerical investigation of flow hydrodynamics in a channel with a series of groynes," *J. Hydraul. Eng.* **134**, 157–172 (2008).
- ¹⁴ V. Weitbrecht, S. Socolofsky, and G. Jirka, "Experiments on mass exchange between groyne fields and main stream rivers," *J. Hydraul. Eng.* **134**, 173–183 (2008).
- ¹⁵ M. Wolfinger, C. A. Ozen, and D. Rockwell, "Shallow flow past a cavity: Coupling with a standing gravity wave," *Phys. Fluids* **24**, 104103 (2012).
- ¹⁶ E. Mignot, C. Zeng, G. Dominguez, C. Li, N. Riviere, and P. Bazin, "Impact of topographic obstacles on the discharge distribution in open-channel bifurcations," *J. Hydrol.* **494**, 10–19 (2013).
- ¹⁷ E. Mignot, D. Doppler, N. Riviere, I. Vinkovic, J. Gence, and S. Simoens, "Analysis of flow separation using a local frame-axis: Application to the open-channel bifurcation," *J. Hydraul. Eng.* **140**, 280–290 (2014).
- ¹⁸ M. Jahanmiri, "Particle image velocimetry: Fundamentals and its application," Report 2011:03, ISSN: 1652-8549 Chalmers University of Technology, Gteborg, Sweden, 2011.
- ¹⁹ R. Booiij, "Exchange of mass in harbours," in *23rd Congress of IAHR, Ottawa: D69-D74* (National Research Council of Canada, Ottawa, 1989).
- ²⁰ I. Kimura and T. Hosoda, "Fundamental properties of flows in open channel with dead zone," *J. Hydraul. Eng.* **123**(2), 98–107 (1997).
- ²¹ K. Mizumura and M. Yamasaka, "Flow in open-channel embayments," *J. Hydraul. Eng.* **128**, 1098–1101 (2002).
- ²² S. Pope, *Turbulent Flows* (Cambridge University Press, 2008).
- ²³ P. A. Durbin and B. A. Pettersson-Reif, *Statistical Theory and Modeling for Turbulent Flows*, 2nd ed. (Wiley, 2010).
- ²⁴ S. Proust, J. Fernandes, Y. Peltier, J. Leal, N. Riviere, and A. Cardoso, "Turbulent non-uniform flows in straight compound open-channels," *J. Hydraul. Res.* **51**, 656–667 (2013).
- ²⁵ M. Raupach, J. Finnigan, and Y. Brunet, "Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: The mixing-layer analogy," *Boundary Layer Meteorol.* **78**, 351–382 (1996).
- ²⁶ M. Lesieur, *Turbulence in Fluids* (Kluwer Academic, Dordrecht, 1997).
- ²⁷ L. Graftieaux, M. Michard, and N. Grosjean, "Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows," *Meas. Sci. Technol.* **12**, 1422–1429 (2001).
- ²⁸ R. Shaw, Y. Brunet, J. Finnigan, and M. Raupach, "A wind tunnel study of air flow in waving wheat: Two-point velocity statistics," *Boundary Layer Meteorol.* **76**, 349–376 (1995).
- ²⁹ C. Zhang, R. Shaw, and U. Paw, "Spatial characteristics of turbulent coherent structures within and above an orchard canopy," in *Precipitation Scavenging and Atmosphere-Surface Exchange*, edited by S. E. Schwartz and W. G. N. Slinn (Hemisphere Publishing Co., Washington, 1992), pp. 741–751.
- ³⁰ P. Holmes, J. L. Lumley, and G. Berkooz, *Turbulence, Coherent Structures, Dynamical Systems and Symmetry* (Cambridge University Press, Cambridge, 1996).
- ³¹ B. Silverman, *Density Estimation for Statistics and Data Analysis*, Monographs on Statistics and Applied Probability (Chapman and Hall, London, 1986).
- ³² E. Valentine and I. Wood, "Longitudinal dispersion with dead zones," *J. Hydraul. Div., ASCE* **103**, 975–990 (1977).

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU TOURBILLON EN FER À CHEVAL AU PIED D'UN OBSTACLE ÉMERGENT DANS UN ÉCOULEMENT LAMINAIRE À SURFACE LIBRE.

Résumé : La rencontre entre une couche limite laminaire se développant sur une plaque plane sous une surface libre et un obstacle rectangulaire émergent mène à l'apparition d'une zone de recirculation complexe appelée tourbillon en fer à cheval à l'amont de l'obstacle. Cette zone de recirculation est composée d'un certain nombre de vortex s'enroulant autour de l'obstacle et pouvant présenter des dynamiques variées. Le but de ce travail est de réaliser une étude expérimentale paramétrique du tourbillon en fer à cheval laminaire et faiblement turbulent. Les mesures sont réalisées par PIV et par trajectographies et des méthodes de détection basés sur la décomposition modale (POD) et la détection des points critiques sont utilisées afin de faciliter l'étude de la dynamique tourbillonnaire. Ce manuscrit se propose de : (i) Déterminer l'évolution des caractéristiques du tourbillon en fer à cheval en fonction des paramètres adimensionnels de l'écoulement. (ii) Mettre en place une typologie des différentes dynamiques exhibées. (iii) Déterminer les mécanismes à l'origine de l'apparition de ces différentes dynamiques à l'aide d'un modèle conceptuel. (iv) Et finalement, étudier l'influence de la longueur de l'obstacle sur le tourbillon en fer à cheval.

Mots-clefs : TFC, Écoulement à surface libre, Obstacle émergent, PIV, Suivis de vortex, Typologie, Dynamique de vortex

EXPERIMENTAL STUDY OF THE HORSESHOE VORTEX AT THE FOOT OF A EMERGENT OBSTACLE IN A LAMINAR FREE-SURFACE FLOW.

Abstract : A laminar boundary layer developing under a free-surface and interacting with an emerging obstacle lead to the creation of a complex recirculation zone called horseshoe vortex upstream from the obstacle. This recirculation zone is composed of a given number of vortices wrapping around the obstacle with various kind of dynamics. The aim of this work is to perform an experimental parametric study of the laminar, and slightly turbulent horseshoe vortex. Measurements are obtained by PIV and trajectographies and detection method based on modal decomposition (POD) and critical points are used to ease the study of the vortex dynamics. This manuscript intends to : (i) Explain the horseshoe vortex main characteristics evolution with the non-dimensional parameters of the flow. (ii) Define a typology of the different observed vortex dynamics. (iii) Identify the physical mechanisms at the origin of those dynamics through the use of a conceptual model. (iv) And finally, show the influence of the obstacle length on the horseshoe vortex.

Keywords : HSV, free-surface flow, emerging obstacle, PIV, Vortex tracking, Typology, Vortex dynamics