

Interaction entre un écoulement à surface libre et un obstacle émergent :

Étude expérimentale de la structure du tourbillon en fer à cheval.

G. Launay^a, E. Mignot^b, N. Riviere^c

a. LMFA, Lyon. gaby.launay@insa-lyon.fr

b. LMFA, Lyon. emmanuel.mignot@insa-lyon.fr

c. LMFA, Lyon. nicolas.riviere@insa-lyon.fr

Résumé :

La rencontre entre un écoulement à surface libre et un obstacle émergent est à l'origine d'une recirculation tri-dimensionnelle complexe appelée tourbillon en fer à cheval (TFC). Le comportement d'une telle structure lorsque qu'elle est confinée par la surface libre est mal connu. Il est proposé ici d'étudier la dynamique du TFC pour des hauteurs d'eau faibles en réalisant (i) une étude paramétrique, et (ii) une étude détaillée des régimes de fonctionnement du TFC grâce à des mesures PIV et à un algorithme de détection des points critiques.

Abstract :

An emerging obstacle placed in a free-surface flow is responsible for the formation of a complex three-dimensional recirculation called an Horse Shoe Vortex (HSV). The effect of the free-surface confinement on this structure is not well known. It is here proposed to study the TFC dynamic for low water levels by realizing (i) a full parametric study, and (ii) a detailed study of the TFC flow categories by using PIV measurements and a critical points detection algorithm.

Mots clefs : Tourbillon en fer cheval, Surface libre, PIV, Points critiques

1 Introduction

La rencontre entre un écoulement à surface libre et un obstacle émergent donne naissance à un décollement tri-dimensionnel appelé TFC (pour « Tourbillon en Fer à Cheval ») au pied de l'obstacle. La Fig. 1 est une représentation schématique de cet écoulement, faisant notamment apparaître les vortex composant la recirculation. Le TFC est un acteur majeur de l'affouillement autour des ouvrages construits en cours d'eau (principalement les piles de pont) à cause des fortes contraintes qu'il applique aux pieds des obstacles et qui sont susceptibles de participer au mouvement sédimentaire. Cette recirculation complexe est aussi importante dans certaines problématiques liées aux inondations et aux débordements de

rivière, lorsque ces écoulements rencontrent des obstacles (infrastructures, véhicules ou aménagements urbains).

Le TFC est une structure bien connue dans le cas d'obstacles immergés sous de grandes hauteurs de fluide (air ou eau), que ce soit en termes de topologie [1], [2] ou de dynamique interne [8], [12]. Ballio *et al.* [3] présentent d'ailleurs une synthèse des travaux antérieurs à 1995 menés sur les TFC et portant sur un large éventail de conformations différentes. Les obstacles immergés provoquent cependant des « blocages » moins importants que les obstacles émergents, l'écoulement ayant la possibilité de contourner l'obstacle par le haut.

La littérature sur les TFC se formant autour d'obstacles émergents est moins fournie, mais permet de constater des similarités par rapport au cas d'obstacles immergés [13], [6]. Quelques phénomènes supplémentaires liés à l'émergence de l'obstacle sont cependant observés : (i) modification de la topologie de la surface libre induite par le TFC [10] et (ii) apparition d'une nouvelle couche limite le long de la face amont de l'obstacle à cause de l'écoulement plongeant dû au blocage plus important [11]. Les études citées dans ce paragraphe s'intéressent cependant à des hauteurs d'eau relativement élevées par rapport à la taille de l'obstacle (rapport d'aspect $D/h < 1$), qui ne font pas apparaître l'impact que peut avoir un confinement important du TFC entre la surface libre et le fond.

Ce travail a pour but de mieux comprendre le comportement du TFC apparaissant au pied d'un obstacle émergent, dans le cas de rapports d'aspect élevés (hauteurs d'eau faibles). Pour cela, une première étude s'intéressera aux différents régimes de fonctionnement du TFC observés, et une seconde étude, à l'évolution de ces régimes en fonction des paramètres sortant de l'analyse dimensionnelle (et notamment du rapport d'aspect).

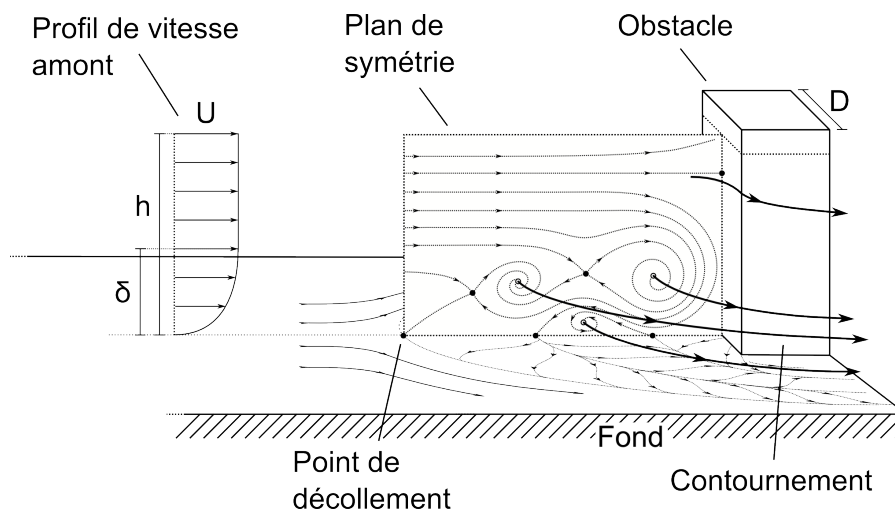


FIGURE 1 – Schéma du décollement tri-dimensionnel, conséquence de la rencontre entre une couche limite et un obstacle émergent. Avec δ l'épaisseur à 99% de la couche limite, h la hauteur d'eau, U la vitesse débitante et D la largeur de l'obstacle.

2 Dispositif expérimental

2.1 Canal

Le dispositif expérimental utilisé pour étudier cet écoulement est schématisé sur la Fig.2. Il est constitué d'un bassin de tranquillisation ① composé d'une suite de grilles et d'un nid d'abeille et permettant

d'homogénéiser l'écoulement, d'un convergent vertical ② qui assure une distribution quasi-uniforme de l'écoulement selon la verticale à l'entrée du canal et d'une zone de mesure ③, entièrement en verre, permettant les mesures optiques. La largeur de l'obstacle placé dans la zone de mesure ⑤ est ajustable (D variant de 0.2 à 14 cm), le débit est mesuré grâce à un débitmètre électromagnétique en sortie de pompe et la hauteur d'eau (h) est ajustée au moyen d'un seuil ④ (h pouvant atteindre une valeur maximale de 8 cm sur ce dispositif).

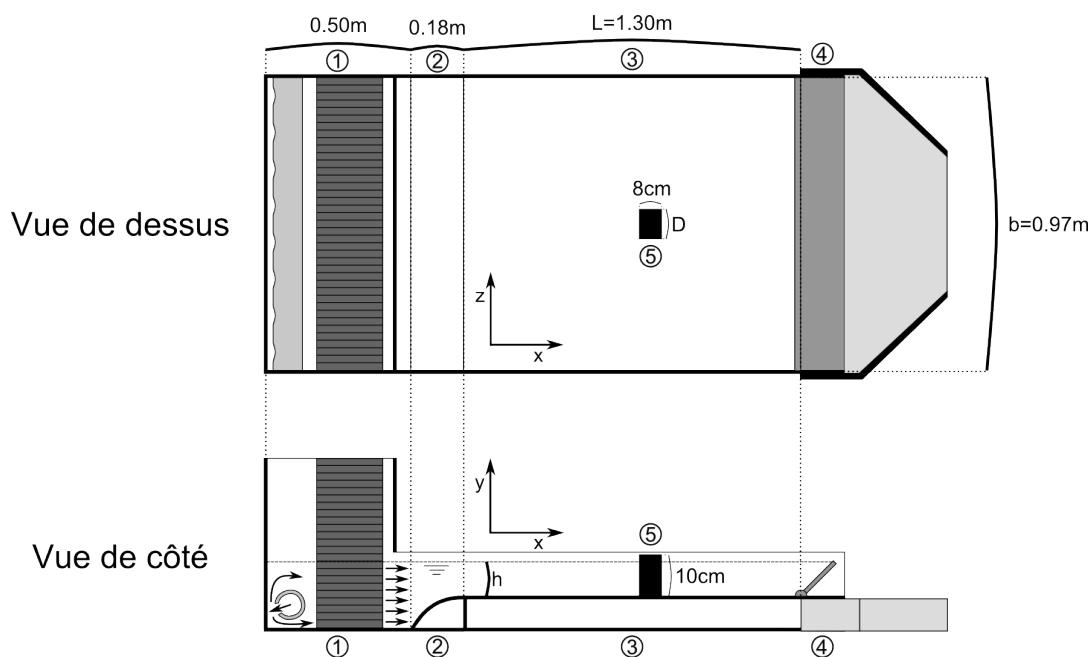


FIGURE 2 – Schéma du dispositif expérimental.

2.2 Moyens de mesure

La transparence du canal permet de réaliser des mesures optiques de type trajectographies et PIV (Vélocimétrie par Image de Particules). Il ne sera présenté dans cette étude que les mesures réalisées dans le plan de symétrie vertical, qui permettent d'avoir une vue en coupe du tourbillon en fer à cheval et d'avoir accès à sa structure interne.

2.3 Traitement des données

Un algorithme de détection est utilisé afin de visualiser les trajectoires des points critiques (foyers représentant les centres de vortex, points de selle et nœuds) des champs de vitesse mesurés. Ces trajectoires ont l'avantage de donner une information concise et facilement exploitable sur la dynamique de l'écoulement.

Cet algorithme est dérivé de méthodes existantes, définies par Depardon *et al.* [4] (utilisant les critères définis par Graftiaux *et al.* [7]) et Effenberg *et al.* [5]. Les étapes principales de cet algorithme sont les suivantes : (i) Les champs de vitesse obtenus par PIV sont filtrés en utilisant une décomposition modale de type POD (« Proper Orthogonal Decomposition ») afin de réduire le bruit de mesure et la turbulence de petite échelle. Ce filtrage est nécessaire pour la détection des points critiques, qui sont des zones de faibles vitesses très sensibles aux perturbations. (ii) La position approximative des points critiques sur

chaque champ de vitesse instantané est déterminée en utilisant un balayage de l'indice de Poincaré-Bendixson (voir [9] pour la définition de l'indice de Poincaré-Bendixson et [4] pour la méthode de balayage). (iii) Le type des points critiques (points de selle, nœuds, vortex rotatifs ou vortex contra-rotatifs) est déterminé en étudiant les valeurs propres des matrices jacobiniennes locales associées. (iv) La position précise des points critiques est obtenue en cherchant des extrema des critères non-locaux définis par Graftieaux *et al.* [7]. (v) Enfin, les trajectoires des points critiques sont reconstruites par un suivi de leurs positions dans le temps.

3 Analyse dimensionnelle

L'évolution des caractéristiques d'un TFC issu de la rencontre entre une couche limite en développement et un obstacle émergent dépend des caractéristiques de l'écoulement et de l'obstacle, soit pour X , une caractéristique du TFC :

$$X = f(D, h, U, \delta, H, \nu, \rho, g, \sigma, k_s) \quad (1)$$

où D est le diamètre de l'obstacle, h la hauteur d'eau, U la vitesse débitante, δ l'épaisseur de couche limite à 99%, H le facteur de forme de la couche limite, ν la viscosité cinématique, ρ la masse volumique, g la constante gravitationnelle, σ la tension de surface et k_s la rugosité du fond.

Ces 10 paramètres font intervenir 3 unités ([m], [s] et [kg]), et peuvent donc être réduits à 7 paramètres adimensionnels. L'équation 1 prend alors la forme :

$$X = f\left(Re_h, \frac{h}{\delta}, \frac{D}{h}, Fr = \frac{U}{\sqrt{gh}}, H, \frac{k_s}{D}, We = \frac{\rho U^2 h}{\sigma}\right) \quad (2)$$

où Re_h est le nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique, 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/D peut aussi être négligée car tous les écoulements étudiés ici sont en régime hydrauliquement lisse. La faible déformation de la surface libre permet de négliger l'influence de la tension de surface. Et enfin, le facteur de forme varie très peu autour de la valeur $H = 2.59$ (variations relatives maximales de 5%) et peut être estimé constant. Il ne reste alors que 3 paramètres adimensionnels pouvant influencer le comportement de X :

$$X = f\left(Re_h, \frac{h}{\delta}, \frac{D}{h}\right) \quad (3)$$

4 Résultats

L'étude paramétrique par trajectographie permet de mettre en évidence une typologie de la dynamique du TFC. Les différents régimes de cette typologie, relativement proches de ceux décrits par Greco [8] pour des obstacles immergés, sont au nombre de 4, auxquels viennent s'ajouter des zones transitoires inter-régimes. Ces 4 régimes sont décrits dans les paragraphes suivants, chacun d'eux étant illustré par l'étude d'un écoulement menant à l'apparition de ce régime, dont les valeurs des paramètres adimensionnels sont présentés dans le tableau 1.

Régime du TFC	Re_h	h/δ	D/h
Stable	1068	1.56	1
Oscillant	2136	1.94	2.33
Cyclique	6407	2.82	2
Chaotique	8543	3.15	1.67

TABLE 1 – Valeurs des paramètres adimensionnels à l’origine des écoulements illustrant les régimes de fonctionnement.

4.1 Régime stable

Le régime stable se caractérise par un tourbillon en fer à cheval quasi-permanent. La distance maximale de déplacement des points critiques détectés (point de décollement et centres des vortex) autour de leurs positions moyennes restant inférieure à 5% de la taille de l’obstacle. Selon cette définition, le régime stable est caractérisé par des champs fluctuants d’intensités négligeables, l’étude de ce régime peut donc se limiter à l’étude de son champ de vitesse moyen. Ce champ de vitesse moyen dans le plan de symétrie, ainsi que les positions des points critiques détectés sur celui-ci, sont présentés sur la Fig.3. Seules les zones d’intérêt ont été mesurées et sont donc représentées (zone près du fond pour le TFC et zone dans le coin entre la surface libre et l’obstacle pour le vortex supérieur).

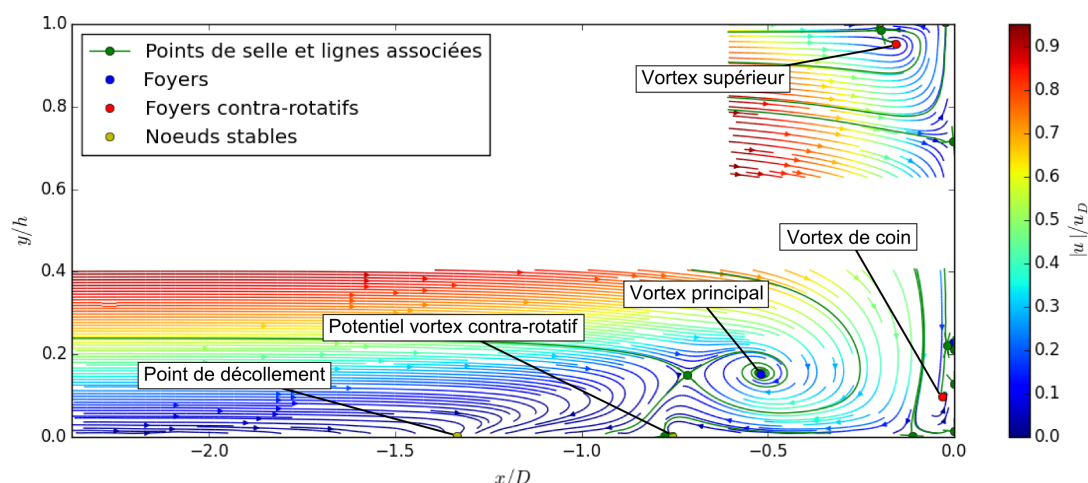


FIGURE 3 – Lignes de courant et points critiques dans le plan de symétrie d’un écoulement présentant un TFC stable.

Les structures principales du TFC sont : (i) Un point de décollement, qui donne naissance à la recirculation. (ii) Un vortex principal. (iii) Un potentiel vortex contra-rotatif, situé sous le vortex principal. (iv) Le vortex de coin, à l’intersection entre l’obstacle et le fond. (v) Le vortex supérieur, au coin entre la surface libre et l’obstacle.

Le premier aspect remarquable est la nature singulière du point de décollement. Généralement représenté par un point de selle (comme dans le cas d’un décollement bi-dimensionnel), il est ici détecté comme un nœud. Un effet similaire est visible sur la zone du vortex contra-rotatif, qui présente bien des lignes de courant en rotation, mais dont la topologie est celle d’un nœud et non d’un centre de vortex. Ces effets sont dus à la tridimensionnalité de l’écoulement, l’échappement de fluide dû au contournement (échappement dans la direction perpendiculaire au plan présenté dans la Fig.3) permettant cette topologie particulière.

Le second aspect remarquable, est la présence du vortex supérieur. Cette structure est directement liée à la présence de la surface libre et de la faible hauteur d'eau. Le tourbillon en fer à cheval provoque la plongée de l'écoulement vers le pied de l'obstacle, cette plongée s'accompagne naturellement d'un déficit de vitesse dans la partie haute de l'écoulement (en zone proche de la surface libre) et est à l'origine de cette seconde recirculation.

4.2 Régime oscillant

Le régime oscillant se caractérise par le déplacement périodique des centres de vortex autour d'une position moyenne. La Fig.4 présente, pour l'écoulement en régime oscillant (voir le tableau 1), le champ moyen ainsi que les points critiques détectés sur celui-ci. La Fig.5 présente l'évolution dans le temps de la position horizontale des points critiques détectés sur les champs de vitesse instantanés. Par rapport

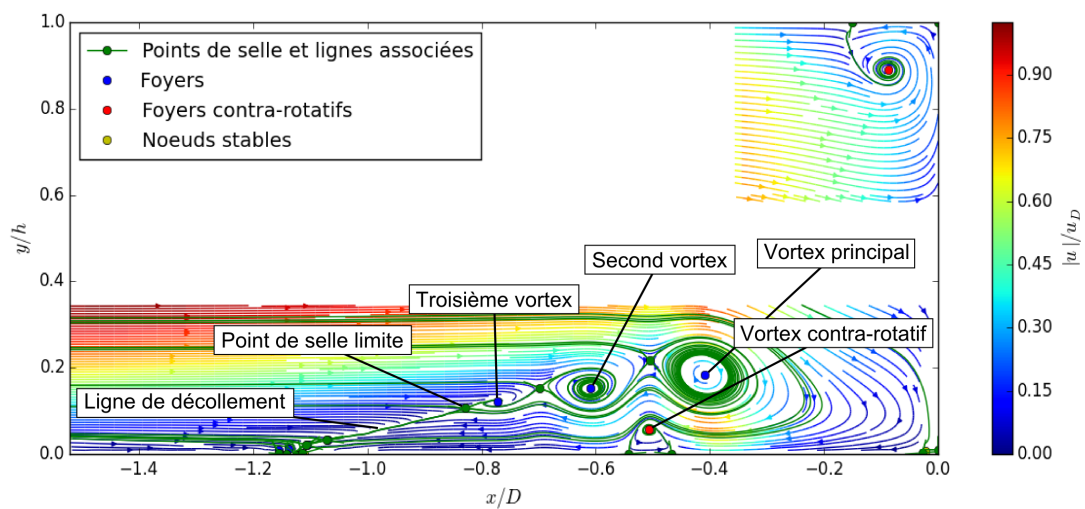


FIGURE 4 – Lignes de courant et points critiques issus du champ de vitesse moyen dans le plan de symétrie d'un écoulement présentant un TFC oscillant.

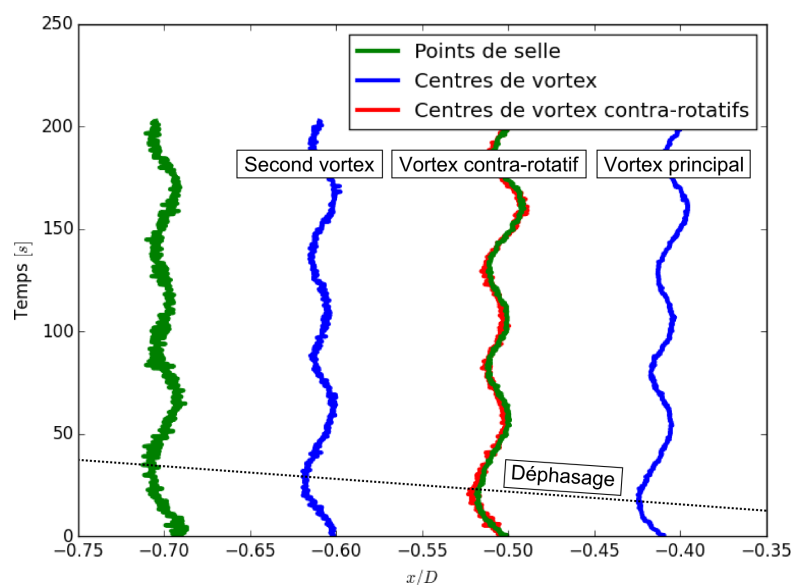


FIGURE 5 – Évolution temporelle de la position horizontale des points critiques détectés sur les champs de vitesse instantanés.

aux résultats obtenus en régime stable, le TFC présente ici un décollement plus classique, où la ligne de décollement est visible. Le nombre de vortex est aussi plus élevé (second et troisième vortex suivant le vortex principal et un vortex contra-rotatif clairement visibles).

Comme le montre l'évolution de la position des différents points critiques sur la Fig.5, l'oscillation est partagée par la totalité du TFC, avec une fréquence commune de 0.018 Hz. Cependant, le déphasage apparaissant entre les oscillations des points critiques au fur et à mesure que l'on s'écarte de l'obstacle semble montrer que l'origine de cette oscillation est le vortex principal, et qu'elle est ensuite transmise au reste du TFC. La vitesse de propagation de l'oscillation (c) est égale à 0.21 fois la vitesse débitante ($c/U = 0.21$).

4.3 Régime cyclique

Le régime cyclique se caractérise par un comportement périodique différent de celui observé pour le régime oscillant. Dans ce régime, des vortex sont créés au niveau du point de décollement, gagnent en taille au fur et à mesure qu'ils sont convectés vers l'aval, puis disparaissent par fusion avec le vortex précédent ou par échappement (perte de puissance progressive par échappement de fluide dans le plan horizontal) lorsqu'ils approchent l'obstacle. La Fig.6 présente six champs de vitesse instantanés consécutifs (sur 6s) permettant de voir les différentes étapes du cycle de vie d'un vortex dans un TFC en régime cyclique. Le vortex étudié ici apparaît à l'extrémité de la ligne de décollement à $t=0s$ et est convecté vers l'aval en gagnant en taille (de $t=1s$ à $t=3s$). Arrivé proche de l'obstacle, il perd en taille tout en gagnant en vitesse de rotation et finit par rebrousser chemin et fusionner avec le vortex précédent ($t=4s$ et $t=5s$).

4.4 Régime chaotique

Le régime chaotique se traduit par une désorganisation plus ou moins complète du tourbillon en fer à cheval. La Fig.7 présente le champ de vitesse moyen, permettant de reconnaître la structure classique d'un TFC (alignement de vortex depuis le point de décollement vers l'obstacle) mais pas de rendre compte de la dynamique de l'écoulement. La Fig.8 présente l'évolution de la position des centres de vortex selon x au cours du temps. Les trajectoires sont plus complexes que dans le cas du régime cyclique, mais les différents mécanismes (convection, fusion et échappement, voir section 4.3) observés sur les régimes précédents restent présents. La faible représentation de ces mécanismes (1 convection, 1 fusion et 2 échappements) ne permet cependant pas de déterminer la fréquence d'apparition de ces mécanismes au sein du régime chaotique.

4.5 Évolution des régimes

La Fig.9 présente l'évolution des régimes de fonctionnement du TFC en fonction des paramètres provenant de l'analyse dimensionnelle, en se basant sur des visualisations du TFC par trajectographie. Le code couleur utilisé fait apparaître les zones de transition entre régimes. Chaque alignement vertical de points est à Re_h et h/δ constant.

Ces résultats montrent que le régime d'écoulement dépend des valeurs des trois paramètres adimensionnels, les séparations entre les différents régimes étant des surfaces complexes (et donc difficiles à définir) dans l'espace à 3 dimensions des paramètres adimensionnels.

Cette figure montre notamment la dépendance du régime de fonctionnement au rapport d'aspect (D/h). Lorsque ce rapport d'aspect augmente (équivalent à une diminution de la hauteur d'eau pour une taille

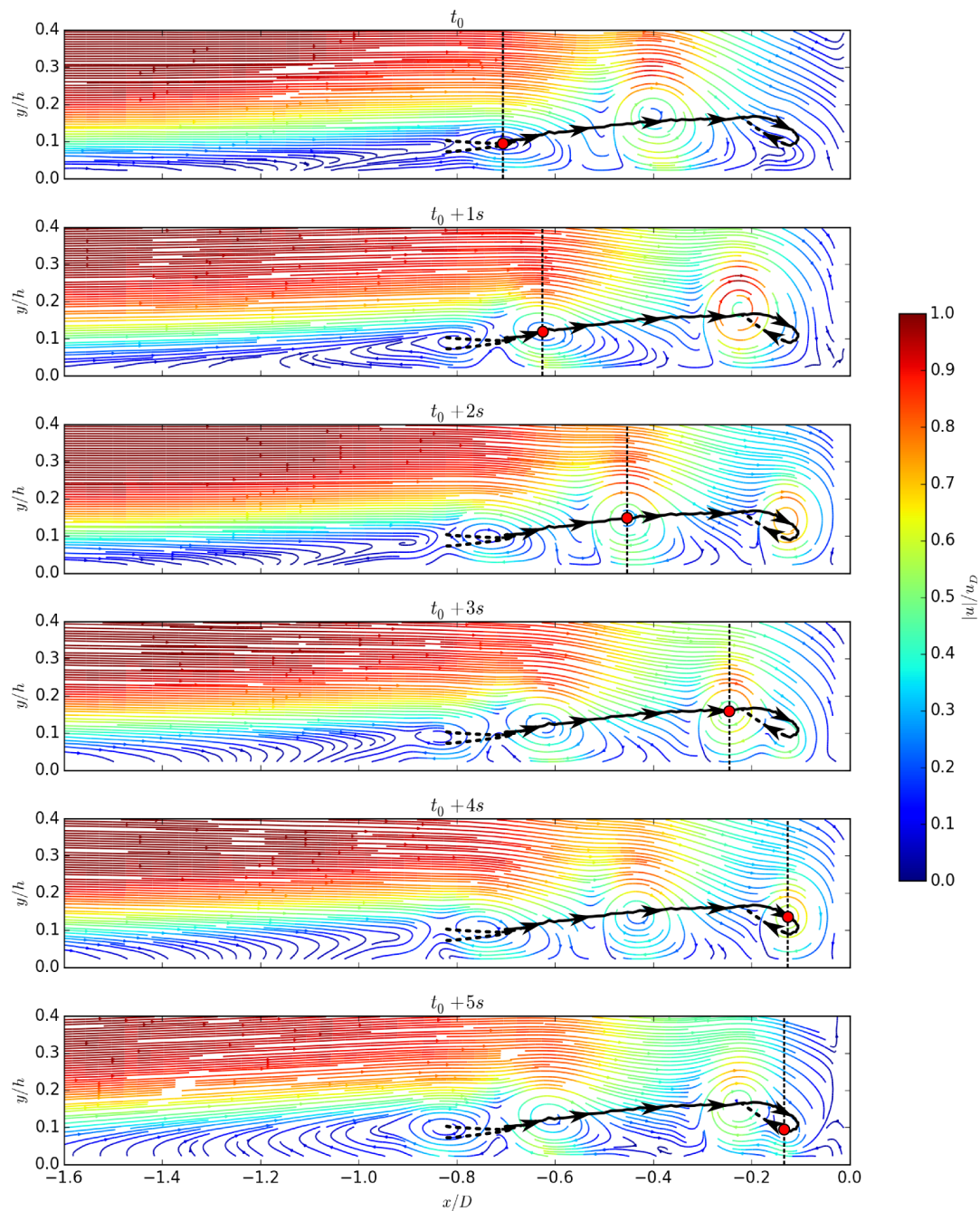


FIGURE 6 – Champs de vitesse instantanés illustrant le cycle de vie d’une vortex au sein d’une TFC cyclique.

d’obstacle fixe), le régime de fonctionnement peut passer de stable à oscillant, de cyclique à cyclique-chaotique, voir de stable à cyclique. Cette apparente déstabilisation du TFC est un des impacts de la faible hauteur d’eau, mais nécessitera une étude plus approfondie pour en comprendre les mécanismes.

Par ailleurs, les zones de transitions peuvent être décrites plus en détails en se basant sur les trajectographies réalisées. La transition entre les régimes stable et oscillant (code couleur bleu) est complexe à délimiter puisqu’elle se traduit par une augmentation progressive de l’amplitude d’oscillation. Seule la définition (arbitraire) du régime stable comme un régime présentant des déplacements de centre de vortex inférieurs à 5% de la taille de l’obstacle permet de définir une limite entre ces deux régimes.

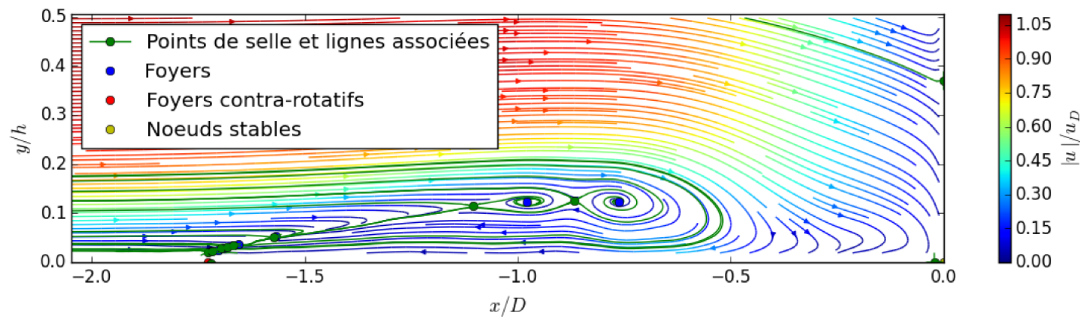


FIGURE 7 – Lignes de courant et points critiques issus du champ de vitesse moyenné sur 50 s (1200 champs instantanés) dans le plan de symétrie d'un écoulement présentant un TFC chaotique.

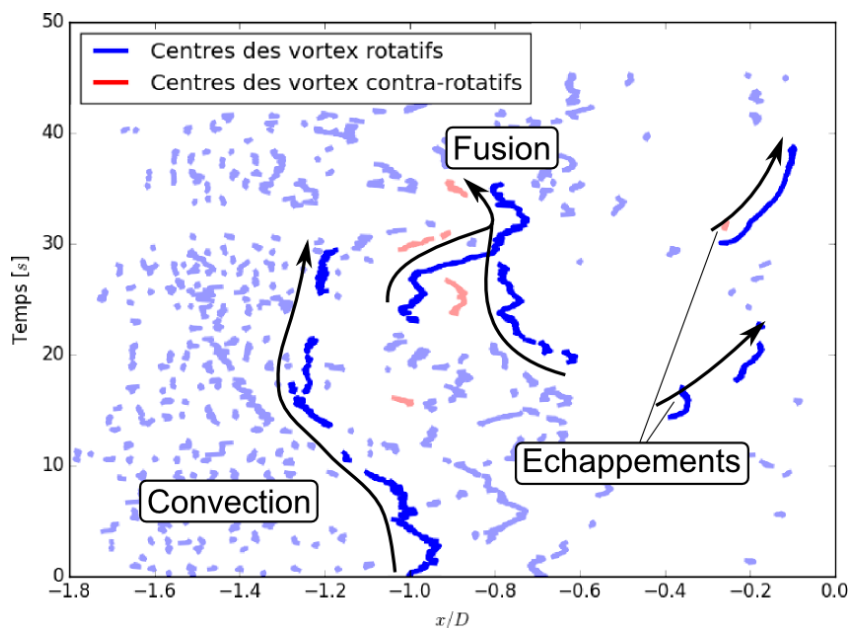


FIGURE 8 – Évolution de la position horizontale des centres de vortex détectés sur les champs de vitesse instantanés d'un écoulement présentant un TFC chaotique.

La transition entre le régime oscillant et le régime cyclique (vert clair) est caractérisée par l'alternance irrégulière entre les deux régimes. Lorsque les oscillations ne sont pas suffisantes pour provoquer une fusion des vortex, le régime d'écoulement est oscillant, et lorsque celles-ci deviennent plus importantes, les vortex fusionnent et le comportement du TFC correspond alors au régime cyclique. Enfin, la transition vers le régime chaotique (depuis les régimes oscillant ou cyclique) peut avoir plusieurs causes : (i) le cisaillement important existant au centre du vortex principal, (ii) le mécanisme de fusion apparaissant dans le régime cyclique et (iii) la turbulence extérieure venant de la couche limite. Le régime de transition (orange) est caractérisé par l'apparition ponctuelle de ces instabilités qui brisent de façon intermittente la périodicité de l'écoulement.

Le vortex supérieur, apparaissant au coin entre la surface libre et l'obstacle, est présent sur la quasi-totalité des trajectographies réalisées au cours de cette étude (même s'il n'est présenté ici que pour les régimes stable et oscillant). La taille de ce vortex supplémentaire est en général assez modeste (la distance entre le centre du vortex supérieur et la surface n'excède pas 10% de la hauteur d'eau), mais il est plus que probable que son influence augmente au fur et à mesure que la hauteur d'eau diminue.

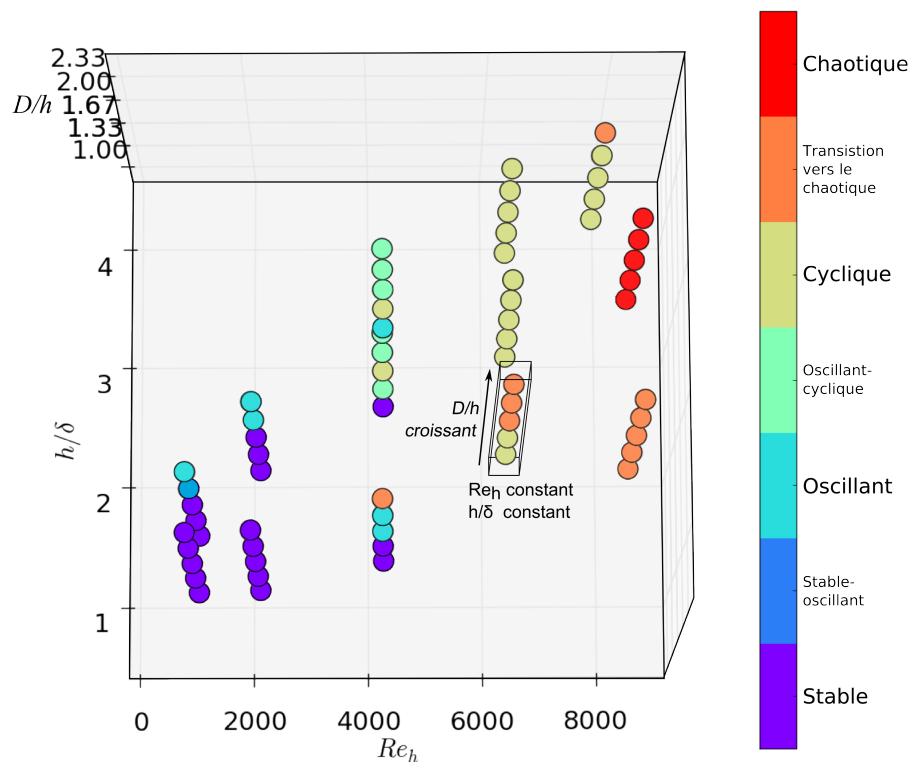


FIGURE 9 – Évolution des régimes de fonctionnement du tourbillon en fer à cheval en fonctions des paramètres adimensionnels.

5 Conclusion

Les mesures PIV réalisées dans cette étude ont permis de mieux comprendre la dynamique interne du TFC formé par la rencontre entre un écoulement à surface libre de faible profondeur et un obstacle rectangulaire émergent. Les régimes de fonctionnement mis en évidence sont similaires à ceux décrits par Lin *et al.* [12] pour des obstacles immergés. Cependant, Lin *et al.* [12] montrent que le régime de fonctionnement dépend essentiellement du nombre de Reynolds, alors qu'il est clair ici qu'il dépend de façon importante des trois paramètres adimensionnels (Re_h , h/δ et D/h).

L'étude détaillée des différents régimes de fonctionnement, au-delà de son intérêt intrinsèque, permet d'avoir une meilleure compréhension des transitions entre ces régimes. L'étude du régime chaotique montre que les mécanismes observés pour les régimes oscillant et cyclique subsistent malgré l'apparente désorganisation globale. La suite directe de ce travail est de comprendre les mécanismes amenant à l'apparition des régimes de fonctionnement afin de pouvoir expliquer la dépendance complexe aux paramètres adimensionnels.

Ces résultats montrent aussi l'utilité de l'approche par extraction des points critiques. Leur étude permet en effet d'obtenir une information concise et plus facilement exploitable. Pouvoir suivre les vortex au cours du temps peut aussi être utile pour suivre l'évolution de leurs caractéristiques, comme par exemple : (i) l'évolution de leurs vitesses (par simple dérivation de la trajectoire), (ii) l'évolution de leurs tailles (en utilisant, par exemple, la définition de la taille d'un vortex donnée par Graftieaux *et al.* [7]), (iii) l'évolution du nombre de Reynolds local à leurs centres afin de mieux comprendre l'apparition d'instabilités ou enfin (iv) l'évolution de la vorticité associée.

Références

- [1] C.J. Baker, *The laminar horseshoe vortex*, Journal of Fluid Mechanics 95.02 (1978), pp. 347.
- [2] C.J. Baker, *The turbulent horseshoe vortex*, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamic 6.1-2 (1980), pp. 9-23.
- [3] F. Ballio, C. Bettoni, S. Franzetti, *A Survey of Time-Averaged Characteristics of Laminar and Turbulent Horseshoe Vortices*, Journal of Fluids Engineering 120.2 (1998), pp. 233.
- [4] S. Depardon, J.J. Lasserre, L.E. Brizzi, J. Borée, *Instantaneous skin-friction pattern analysis using automated critical point detection on near-wall PIV data*, Measurement Science and Technology 17.7 (2006), pp. 1659-1669.
- [5] F. Effenberg, D. Weiskopf, *Finding and classifying critical points of 2D vector fields : a cell-oriented approach using group theory*, Computing and Visualization in Science 13.8 (2006), pp. 377-396.
- [6] C. Escauriaza, F. Sotiropoulos, *ReynoldsNumberEffectsontheCoherent Dynamics of the Turbulent Horseshoe Vortex System*, Flow, Turbulence and Combustion 86.2 (2011), pp. 231-262.
- [7] L. Graftieaux, M. Michard et N. Grosjean, *Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows*, Measurement Science and Technology 12.9 (2001), pp. 1422.
- [8] J.J. Greco, *The Flow Structure in the Vicinity of a Cylinder-Flat Plate Junction : Flow Regimes, Periodicity, and Vortex Interactions*, Thèse, Université de Lehigh, 1990.
- [9] J.C.R. Hunt, C.J. Abell, J.A. Peterka, H. Woo, *Kinematical studies of the flows around free or surface-mounted obstacles ; applying topology to flow visualization*, Journal of Fluid Mechanics 86.01 (1978), pp. 179-200.
- [10] K. Johnson, F. Ting, *Measurements of Water Surface Profile and Velocity Field at a Circular Pier*, Journal of Engineering Mechanics 129.5 (2003), pp. 502-513.
- [11] G. Kirkil, S.G. Constantinescu, R. Ettema, *The horseshoe vortex system around a circular bridge pier on a flat bed*, XXXIst International Association Hydraulic Research Congress, Seoul, Korea (2005).
- [12] C. Lin, P.H. Chiu, S.J. Shieh, *Characteristics of horseshoe vortex system near a vertical plate–base plate juncture*, Experimental Thermal and Fluid Science 27.01 (2002), pp. 25-46.
- [13] C.V. Seal, C.R. Smith, O. Akin, D. Rockwell, *Quantitative characteristics of a laminar, unsteady necklace vortex system at a rectangular block-flat plate juncture*, Journal of Fluid Mechanics 286 (1995), pp. 117-135.