

MESURES LAGRANGIENNES PAR SUIVI DE PARTICULES AUTOUR D'UN HYDROFOIL PROCHE DE LA SURFACE LIBRE

LAGRANGIAN PARTICLE TRACKING AROUND AN HYDROFOIL CLOSE TO THE FREE-SURFACE

H. BONNARD⁽¹⁾, L. CHATELLIER⁽¹⁾, L. DAVID⁽¹⁾

herve.bonnard@ensma.fr ; ludovic.chatellier@ensma.fr ; laurent.david@univ-poitiers.fr

⁽¹⁾Institut Pprime, CNRS – Université de Poitiers – ISAE-ENSMA, UPR 3346, Poitiers

Résumé

La performance des hydrofoils est fortement influencée par la présence de la surface libre, notamment en cas d'un nombre élevé de Froude basé sur la profondeur. Une étude expérimentale a été réalisée afin de mesurer les efforts sur un hydrofoil en T proche de la surface libre tout en faisant des mesures volumiques de trajectoires de particules. Ces dernières mesures, réalisées par LPT via l'algorithme Shake-The-Box de LaVision, ont permis d'observer l'influence de la surface libre sur la topologie de l'écoulement pour une profondeur donnée faible, en fonction de l'angle d'attaque, du nombre de Reynolds et du nombre de Froude. Une précédente étude a observé que le sillage des tourbillons de bords de fuite était significativement altéré par la surface libre, qui courbait notamment le sillage. Cette présente étude complète ces observations en s'intéressant particulièrement au tourbillon marginal du profil, qui à cause de son fort caractère 3D nécessite des mesures volumiques.

Summary

The performance of hydrofoils is strongly influenced by the free-surface proximity, particularly when the depth-based Froude number is high. An experimental study is carried out on a T-foil, where both loads and volumetric LPT measurements were acquired. The latter were done using LaVision's Shake-The-Box algorithm and allowed us to look at the influence of depth-based Froude number on flow topology, especially for the wing tip vortices. The measurements were carried out at a fixed depth, with two different angle of attack and two different velocities thus different cord-based Reynolds and depth-based Froude numbers. A previous study showed that the wake of trailing edges vortices was strongly influenced by the free-surface, which bends the vortices' wake. The current study focuses on the spatial evolution of wing tip vortices in the wake of the hydrofoil when the free-surface is close to the hydrofoil.

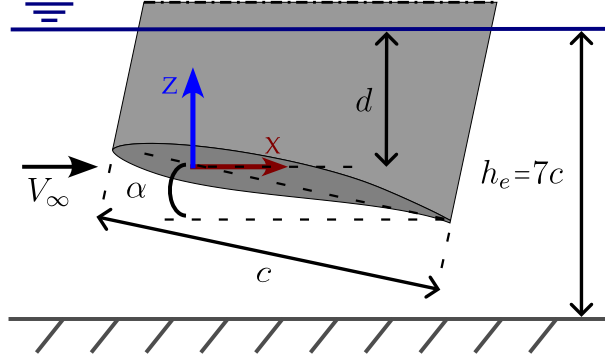


FIGURE 1 – Schéma de l'hydrofoil et des grandeurs géométriques.

I – Introduction

La géométrie du saumon d'une aile est un point majeur dans la conception de celle-ci à cause de sa forte influence sur ses performances. En effet, une extrémité d'aile libre génère des tourbillons marginaux, qui vont influencer fortement la topologie de l'écoulement dans cette région, ce qui va avoir de nombreuses conséquences comme la vitesse et la traînée induites [13].

Bien que des visualisations par injection de fumée dans l'air permettent d'avoir des observations qualitatives des tourbillons de bords de fuite et des tourbillons marginaux [16], la PIV (Particle Image Velocimetry) ou des méthodes numériques permettent de faire des études quantitatives de ces phénomènes. Pour les mesures expérimentales, les mesures PIV ont été principalement effectuées dans des plans avec la mesure des composantes de la vitesse dans ce plan de mesure pour la PIV classique, ou les trois composantes pour la PIV stéréoscopique. L'utilisation de méthodes volumiques, comme la PIV tomographique [4] ou la PTV (Particle Tracking Velocimetry) [7] permettent d'améliorer la compréhension des écoulements majoritairement 3D, comme celui qui a lieu sur une aile à extrémité libre.

De nombreuses études ont été réalisées pour optimiser la forme du saumon d'aile afin de contrôler la génération et le comportement des tourbillons marginaux. Ces études ont cependant été réalisées en grande partie pour les ailes d'avions, et ne s'appliquent donc pas toujours aux hydrofoils. Ces derniers ont des géométries différentes pour s'adapter aux conditions opératoires du milieu naval. Par exemple, la section d'hydrofoil Eppler 817 (E817) [6][15] utilisée est conçue pour limiter les risques de cavitation.

Le profil d'hydrofoil étudié est en forme de T inversé, communément appelé T-foil. Il est composé d'un mât, un profil vertical de section NACA 0015, et d'une aile de section E817. Cette géométrie de profil est donc source d'interactions fortes avec la surface libre. Notamment, le mât qui transperce la surface libre peut être source de ventilation [10][17] et l'aile peut causer un déferlement des vagues lorsqu'elle est suffisamment proche de la surface [5]. Les interactions liées au mât ne seront pas présentées ici, notamment l'interaction à la jonction entre le mât et l'aile [9]. Les principales interactions décrites seront liées à celle entre l'aile et la surface libre. Ces dernières sont principalement liées au nombre de Froude basé sur l'enfoncement du profil d : $Fr_d = V_\infty / \sqrt{g \times d}$, avec V_∞ la vitesse de l'écoulement amont et g l'accélération de la pesanteur.

Afin d'observer l'influence de la présence de surface libre sur la formation des tourbillons marginaux des mesures par LPT (Lagrangian Particle Tracking) ont été réalisées. Celles-ci permettent d'étudier l'écoulement fortement tridimensionnel de ces structures tourbillonnaires ainsi qu'étudier leur évolution dans le sillage du profil.

La topologie de l'écoulement proche du saumon d'un hydrofoil en T a donc été étudiée

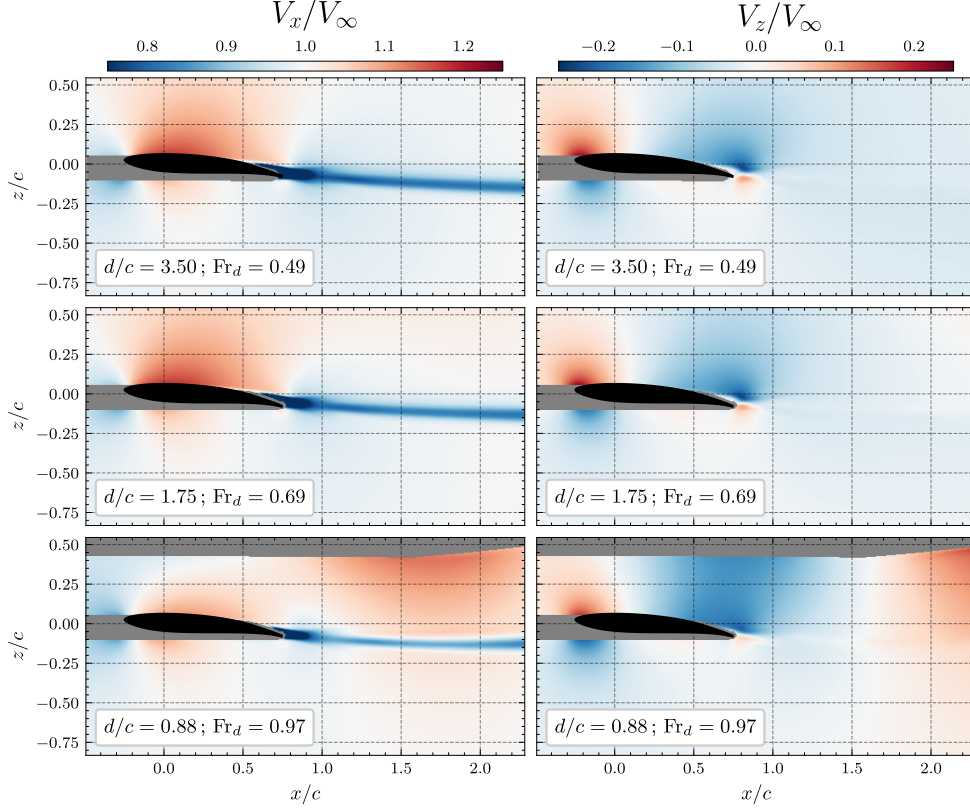


FIGURE 2 – Influence du nombre de Froude basé sur la profondeur sur la topologie de l'écoulement au mât de l'hydrofoil. Champs moyens de la composante longitudinale (à gauche) et verticale (à droite) mesurée par PIV 2D-2C pour $Re_c = 20\,000$ et $\alpha = 6^\circ$.

à un faible enfoncement d relatif à la corde c , $d/c = 1,75$, pour deux angles d'attaque angles d'attaque $\alpha = \{6^\circ; 12^\circ\}$ deux nombres de Reynolds basé sur la corde du profil $Re_c = \{6\,500; 20\,000\}$, et donc deux nombres de Froude basé sur l'enfoncement du profil $Fr_d = \{0,21; 0,63\}$. Les notations sont rappelées sur la Figure 1.

II – Résultats des études précédentes

La section d'hydrofoil E817 utilisée a été caractérisée pour des nombres de Reynolds faibles, $1\,500 \leq Re_c \leq 20\,000$ et une plage d'angles d'attaque tels que $2^\circ \leq \alpha \leq 30^\circ$ dans une étude précédente [3]. Celle-ci avait permis d'étudier les différentes topologies observables autour de la section d'hydrofoil dans différentes configurations. A partir de ces données de références pour le cas 2D, une expérience a alors étudié l'influence de la présence des géométries tridimensionnelles et de la surface libre sur l'écoulement autour du profil [2]. Des mesures de PIV 2D-2C avaintt été réalisées à trois positions le long de la demi-envergure de l'aile, au saumon, au quart de corde et au niveau du mât donc du plan de symétrie du profil. Celles-ci ont notamment permis d'étudier les variations du comportement fréquentiel du sillage de l'aile, mais aussi d'observer des ruptures dans la topologie d'écoulement en fonction du nombre de Froude basé sur la profondeur. La Figure 2 illustre ces variations au niveau de l'écoulement au mât du profil.

Les mesures de la portance effectuées par un capteur d'efforts ont montré une forte diminution de celle-ci en fonction du nombre de Froude. La Figure 3 montre les résultats obtenus. Cette forte chute des performances est cohérente avec les observations d'autres études [12].

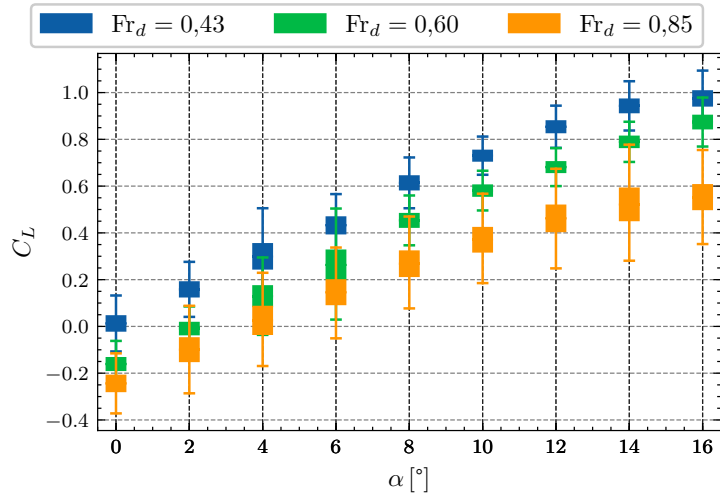


FIGURE 3 – Évolution du coefficient de portance C_L du profil en fonction de son angle d’attaque α et du nombre de Froude basé sur la profondeur Fr_d . pour $Re_c = 20\,000$. Les boîtes à moustache représentent la distribution des fluctuations mesurées au travers des 1^{er} et 3^{ème} quartiles (la boîte) et les moustaches qui s’étendent de ceux-ci jusqu’à une fois et demi l’écart interquartile.

La présente étude a donc pour objectif de compléter ces observations aux niveau des structures tourbillonnaires tridimensionnelles comme les tourbillons marginaux. Pour cela, des mesures de PIV 2D-2C ne sont pas adaptées. Des mesures volumiques ont donc été réalisées.

III – Présentation de la méthode

Les expériences ont été réalisées au sein de la Plateforme Hydrodynamique et Environnementale de l’institut P’, dans un canal à surface libre de 7 m de longueur, 385 mm de largeur et 600 mm de hauteur. Le canal est équipé d’une pompe à vis sans fin contrôlée par un variateur électrique permettant d’atteindre des débits jusqu’à 65 L/s, ces derniers étant mesurés par un débitmètre électromagnétique. La hauteur de la surface libre est réglée par un déversoir.

L’hydrofoil en T étudié a été imprimé en ABS, a une corde $c = 40\text{mm}$ et a une demi-envergure s telle que $s/c = 2,5$ soit un allongement $(2s)/c = 5$. Il a été placé au centre du canal de largeur $l/(2s) = 52\%$ permettant de négliger les effets de bords de celui-ci [1]. Le saumon du profil a été généré à partir de cercles dont les centres sont situés sur la demi-épaisseur du profil.

Des particules en polyamide (densité de 1.04) de taille médiane 20 μm , fluorescentes grâce à un dopage à la rhodamine 6G, ont été utilisées comme traceurs PIV. Elles ont été éclairées par un laser 2 x 30 mJ Nd-YLF Continuum Terra PIV (527 nm, 10 kHz) utilisé avec le générateur laser Volume Optics de LaVision. Deux caméras Photron Fastcam SA-Z 1 MP 20 kHz ainsi que deux caméras Photron Fastcam SA1.1 1 MP 5.4 kHz ont été utilisées à une fréquence d’acquisition de 1 kHz afin de sauvegarder 21 000 images des particules dans le volume laser. Les caméras étaient équipées d’un filtre passe haut afin de mesurer uniquement le signal de la fluorescence et non pas les réflexions du laser sur la surface libre. Ce dispositif expérimental est représenté en Figure 2.

Ce volume laser a une taille de 100 mm de long, sur 100 mm de haut et une épaisseur

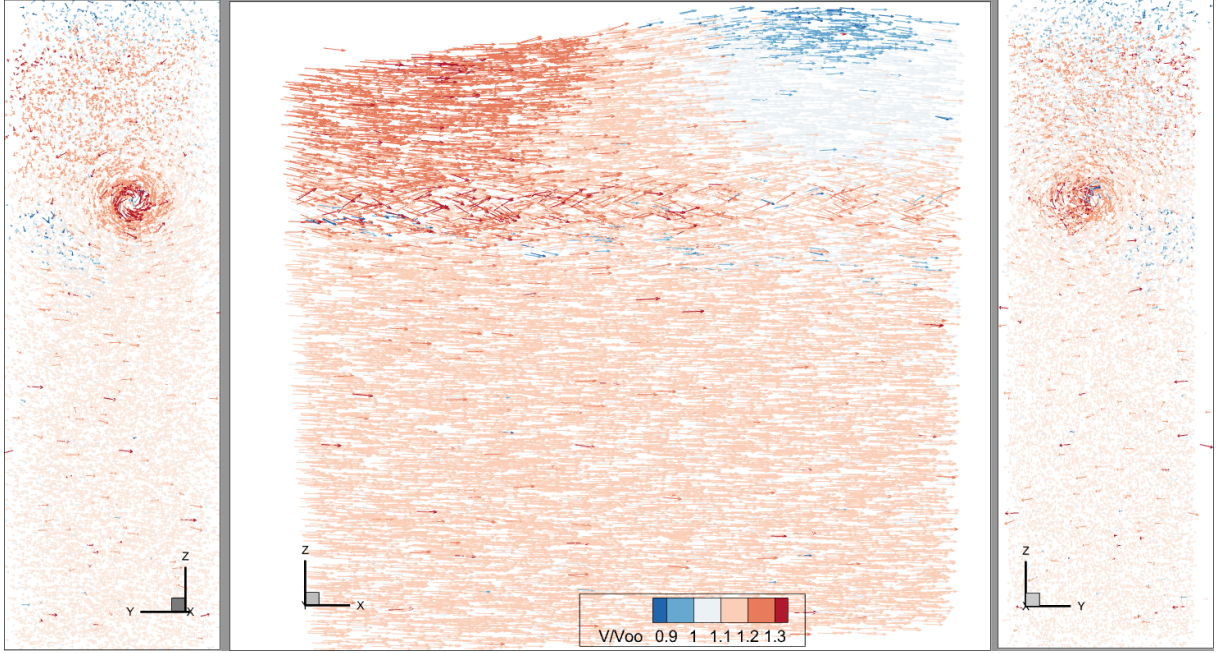


FIGURE 4 – Vitesse des particules mesurées par LPT, colorée par la composante longitudinale de la vitesse. Vue de l’amont (à gauche), de côté (au milieu) et de l’aval (à droite). Configuration $Re_c = 20\,000$ et $\alpha = 12^\circ$.

de 40 mm. Il est placé immédiatement en aval du bord de fuite et peut être déplacé latéralement de la paroi du canal au mat de l’hydrofoil. Trois mesures distinctes ont été réalisées afin de couvrir la demi-envergure du profil, avec des zones de recouvrement de largeur 5 mm.

Le suivi Lagrangien a été réalisé par le logiciel DaVis de LaVision. L’algorithme Shake-The-Box [14] est utilisé pour identifier les particules dans le volume à partir des images obtenues simultanément avec différents points de vue, ainsi que reconstruire les trajectoires grâce au suivi temporel des particules identifiées. Une moyenne de 22 000 trajectoires actives basées sur 50 positions successives est obtenue à chaque instant. La Figure 4 montre un exemple de résultat des mesures LPT, illustré par la vitesse des particules détectées grâce à la régression d’un polynôme d’ordre deux sur cinq positions. Ces données sont ensuite régularisées sur une grille grâce à l’algorithme Affine Least-Squares Transformation (ALST) [11].

IV – Résultats

Les mesures volumiques ont permis l’étude du tourbillon marginal au travers de l’évolution dans le sillage de son rayon et de sa circulation. Le centre du tourbillon marginal est détecté par la position du minimum du critère λ_2 [8], celui-ci étant plus robuste que le critère Q ou la composante longitudinale du rotationnel de la vitesse Ω_x pour nos données. La surface représentée par le tourbillon est détectée par la combinaison de trois critères :

- Le critère de détection indique la présence d’un tourbillon : $\lambda_2 < 0$;
- dans le repère choisi, le tourbillon marginal tourne tel que $\Omega_x < 0$;
- la distance au centre du tourbillon est inférieure à un rayon donnée r_{\max} .

Ce dernier paramètre, r_{\max} a été choisi tel qu’une légère augmentation de ce dernier ne fait plus varier le calcul de la circulation Γ . La circulation est calculée par l’intégrale du

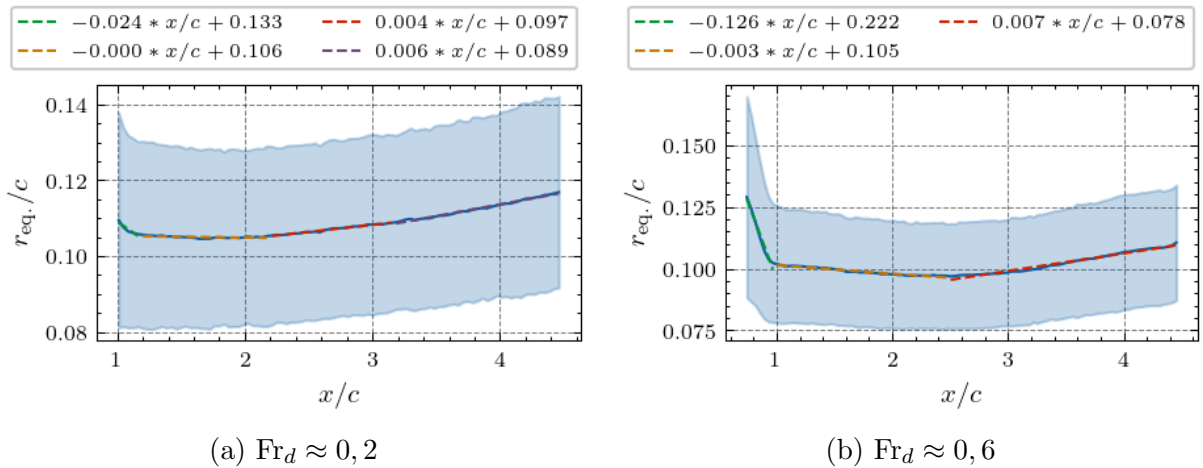


FIGURE 5 – Évolution du rayon équivalent du tourbillon marginal en fonction de la position longitudinale x/c et du nombre de Froude basé sur l'enfoncement. Cas de $\alpha = 12^\circ$. La courbe montre la valeur moyenne obtenue sur les 21 000 instants, et l'enveloppe représente les variations temporelles.

TABLE 1 – Coefficients de portance C_L mesuré par la balance d'effort et calculé via la circulation du tourbillon marginal et le théorème de Kutta-Joukowski.

| Méthode de mesure du C_L | $\alpha = 6^\circ$ | $\alpha = 6^\circ$ |
|------------------------------------|--------------------|--------------------|
| Balance d'efforts | 0,26 | 0,68 |
| Circulation du tourbillon marginal | 0,28 | 0,50 |

rotationnel sur la surface du tourbillon, soit $\iint_S \vec{\Omega} \cdot \vec{n} dS = \iint_S \Omega_x dS$. Si celle-ci n'augmente plus lorsque la surface d'intégration augmente, cela permet donc de justifier que le noyau du tourbillon est intégralement dans la surface calculée. Le rayon équivalent du tourbillon est ensuite donné par $r_{eq} = \sqrt{\mathcal{S}/\pi}$ avec \mathcal{S} la surface du tourbillon.

La Figure 5 montre l'évolution du rayon équivalent du tourbillon dans le sillage pour deux nombres de Froude. On observe un comportement similaire pour les deux cas, avec une diminution de la taille du tourbillon en aval du profil, puis un rayon quasiment constant avant d'augmenter d'une manière linéaire avec la position longitudinale à partir de $x/c \approx 3$.

Le calcul de la circulation montre des résultats similaires, comme illustré par la Figure 6. Celle-ci montre que dans les deux cas, la circulation du tourbillon est semblable pour les deux cas et reste constante sur une grande partie de la zone mesurée. Ce résultat montre que la circulation du tourbillon marginal n'est pas image de la circulation sur l'aile. En effet, celle-ci peut être reliée à la portance par le théorème de Kutta-Joukowski par $C_L = -2\Gamma/(V_\infty \times c)$. Les mesures de portance ont montré des variations de celle-ci en fonction du nombre de Froude. Or la circulation du tourbillon marginal ne varie pas. La différence de portance peut donc uniquement s'expliquer avec une différence de distribution de portance sur l'aile entre ces deux configurations. Notamment, la Figure 2 avait montré une différence significative sur l'écoulement proche du mât en fonction du nombre de Froude. La différence de portance est donc sûrement liée à cela. La Table 1 montre donc que la connaissance seule du tourbillon marginal ne permet alors plus d'estimer la portance de l'aile. Ce qui était le cas pour des nombres de Froude faibles, l'aile étant rectangulaire et donc ayant une circulation qui varie peu sur son envergure.

Enfin, la position du tourbillon marginal montre une forte influence du nombre de

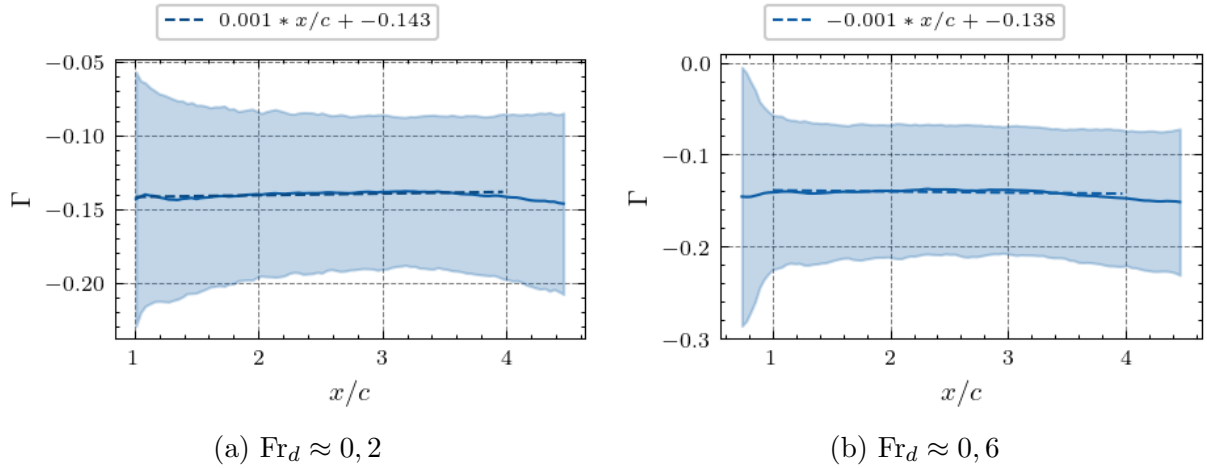


FIGURE 6 – Évolution de la circulation du tourbillon marginal en fonction de la position longitudinale x/c et du nombre de Froude basé sur l’enfoncement. Cas de $\alpha = 12^\circ$. La courbe montre la valeur moyenne obtenue sur les 21 000 instants, et l’enveloppe représente les variations temporelles.

Froude sur celle-ci. La Figure 7 montre l’évolution dans le sillage de la position du centre du tourbillon marginal en fonction du nombre de Froude. Dans les deux cas, le tourbillon marginal rentre vers l’aile d’une manière linéaire en fonction de la position x/c , ce qui est un résultat attendu des tourbillons marginaux. On remarque cependant des différences notables sur l’évolution de la position verticale. Pour le cas à $Fr_d \approx 0,2$, on observe une légère diminution de la position verticale du tourbillon marginal. Pour le nombre de Froude $Fr_d \approx 0,6$, la position du tourbillon oscille. La longueur d’onde de cette oscillation a été comparée qualitativement à celle du champ de vague du profil. En effet, comme montré dans la Figure 4, les mesures LPT couvrent le champ de vague. La forme de la surface libre n’est cependant pas mesurable. Cette technique de mesure n’est pas adaptée pour cela, la présence de la surface créant des réflexions qui empêchent la détection des particules.

Le creux et le sommet de la vague peuvent cependant être approximés par l’évolution de la vitesse, qui change selon le confinement créé par la vague. Avec cette approximation de la longueur d’onde, on trouve une longueur d’onde de l’ordre de $4,5 \times c$ pour le cas illustré. Cette valeur est environ 13% plus grande que la longueur d’onde obtenue par l’ajustement de courbe avec les moindres carrés. On constate donc une forte influence de l’effet de la surface libre sur le tourbillon marginal.

V – Conclusions et perspectives

Ces résultats soulignent l’importance de réaliser des études spécifiques aux hydrofoils. Des études précédentes ont mis en évidence un caractère fréquentiel et une topologie d’écoulement significativement différents pour l’hydrofoil E817 en comparaison du profil aérodynamique NACA 0012.

De plus, l’influence de la surface libre sur l’écoulement est très importante, même pour des structures réputées comme stables, telles que les tourbillons marginaux. Les résultats présentés mettent en avant une modification de la position du tourbillon marginal, qui oscille avec la surface libre même pour un nombre de Froude modéré, $Fr_d \approx 0,6$.

Une étude ultérieure a permis de calculer la distribution de portance sur l’envergure

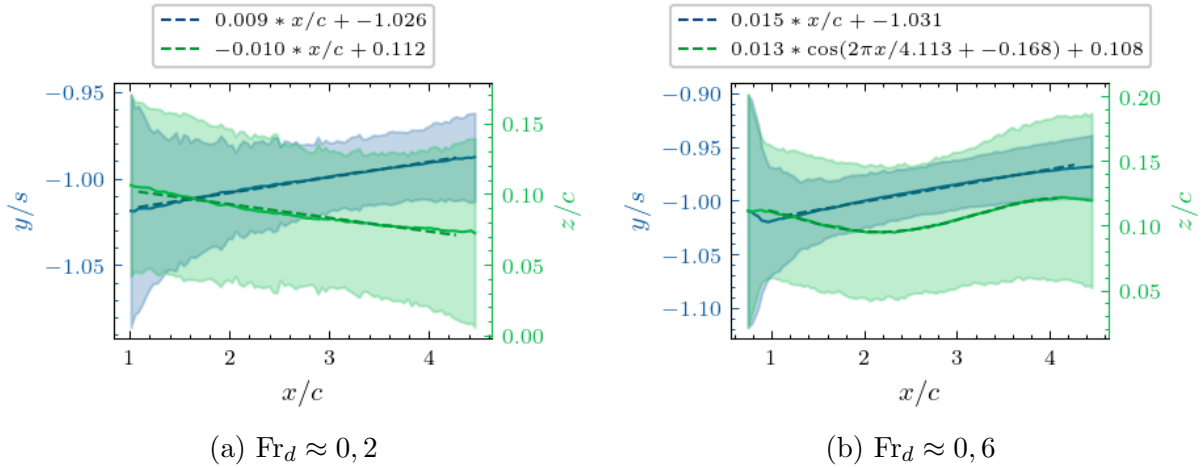


FIGURE 7 – Évolution de position du centre du tourbillon marginal en fonction de la position longitudinale x/c et du nombre de Froude basé sur l’enfoncement. Cas de $\alpha = 12^\circ$. Position verticale z/c en vert et position transverse y/s en bleu. La courbe montre la valeur moyenne obtenue sur les 21 000 instants, et l’enveloppe représente les variations temporelles.

de l’aile grâce à la circulation dans son sillage et la méthode des lignes portantes. Cette dernière a permis de vérifier les changements de distribution de portance sur l’aile en fonction du nombre de Froude. Celle-ci a notamment indiqué l’influence du mât du profil sur cette distribution de portance.

VI – Remerciements

Les auteurs remercient l’Agence Innovation de Défense (AID), placée sous la responsabilité du Délégué Général pour l’Armement (DGA), pour le financement de la thèse de Hervé Bonnard.

Références

- [1] J. B. Barlow, W. H. Rae, A. Pope, and A. Pope. *Low-speed wind tunnel testing*. Wiley, New York, 3rd ed edition, 1999.
- [2] H. Bonnard, L. Chatellier, and L. David. Characterization of vortex shedding on a hydrofoil using PIV measurements. In *14 th International Symposium on Particle Image Velocimetry*, Chicago, USA, 2021.
- [3] H. Bonnard, L. Chatellier, and L. David. Investigation of 3D effects and free-surface proximity influence on the flow around a hydrofoil using PIV measurements. In *20th International Symposium on the Application of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, 2022.
- [4] L. David, T. Jardin, P. Braud, and A. Farcy. Time-resolved scanning tomography PIV measurements around a flapping wing. *Experiments in Fluids*, 52(4) :857–864, Apr. 2012.
- [5] J. H. Duncan. The breaking and non-breaking wave resistance of a two-dimensional hydrofoil. *Journal of Fluid Mechanics*, 126 :507–520, Jan. 1983.
- [6] R. Eppler. *Airfoil Design and Data*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1990.

- [7] I. Grant, G. McCutcheon, A. McColgan, and D. Hurst. Optical-velocimetry, wake measurements of lift and induced drag on a wing. *Optics and Lasers in Engineering*, 44(3-4) :282–303, Mar. 2006.
- [8] J. Jeong and F. Hussain. On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 285 :69–94, Feb. 1995.
- [9] Y. Liao, A. Yildirim, J. R. R. A. Martins, and Y. L. Young. RANS-based optimization of a T-shaped hydrofoil considering junction design. *Ocean Engineering*, 262 :112051, Oct. 2022.
- [10] R. C. Mcgregor, A. J. Wright, P. D. Swales, and G. D. Crapper. An examination of the influence of waves on the ventilation of surface-piercing struts. *Journal of Fluid Mechanics*, 61(1) :85–96, Oct. 1973.
- [11] B. Mercier, L. Thomas, B. Tremblais, and L. David. A Particle Based Approach For Improved Resolution PIV And TOMO-PIV Based On The Coherent Point Drift And The Affine Least-Squares Transformation. *Proceedings of the International Symposium on the Application of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics*, 21 :1–13, July 2024.
- [12] L. Pernod, M. Sacher, J. Wackers, and B. Augier. Free-Surface Effects on Two-Dimensional Hydrofoils by RANS-VOF Simulations. *Journal of Sailing Technology*, 8(1) :24–38, 2023.
- [13] L. Prandtl. Applications of Modern Hydrodynamics to Aeronautics. Technical Report NACA-TR-116, NACA, 1923.
- [14] D. Schanz, S. Gesemann, and A. Schröder. Shake-The-Box : Lagrangian particle tracking at high particle image densities. *Experiments in Fluids*, 57(5) :70, May 2016.
- [15] Y. T. Shen and R. Eppler. Wing Sections for Hydrofoils—Part 2 : Nonsymmetrical Profiles. *Journal of Ship Research*, 25(03) :191–200, Sept. 1981.
- [16] M. H. Sohn and J. W. Chang. Visualization and PIV study of wing-tip vortices for three different tip configurations. *Aerospace Science and Technology*, 16(1) :40–46, Jan. 2012.
- [17] V. Vinayan and S. A. Kinnas. A numerical nonlinear analysis of two-dimensional ventilating entry of surface-piercing hydrofoils with effects of gravity. *Journal of Fluid Mechanics*, 658 :383–408, Sept. 2010.