



15^{ÈMES} JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

22 - 24 novembre 2016 - Brest

PRODUCTION DE POUSSEE D'UNE PLAQUE BIDIMENSIONNELLE EN MOUVEMENT DE TANGAGE

Joseph Moubogha Moubogha¹, Uwe Ehrenstein², Jacques André Astolfi¹

¹Institut de Recherche de l'Ecole Navale– IRENav EA3634, BREST

²Aix Marseille Univ, CNRS, Centrale Marseille, IRPHE, Marseille

Résumé

La présente étude s'inscrit dans le contexte fondamental de la propulsion marine instationnaire. Elle relève de l'analyse expérimentale et numérique des conditions de propulsion d'une plaque en mouvement de tangage. L'étude est réalisée à un nombre de Reynolds de 2000 calculé sur la base de c la longueur de la plaque et U_∞ la vitesse d'entrée de l'écoulement. La plaque oscille sinusoidalement autour de son axe au tiers de sa longueur. La fréquence réduite d'oscillation $k = \pi fc/U_\infty$ considérée comme un paramètre important du problème varie entre 1 and 5. Une procédure de résolution multi-domaine par différences finies des équations de Navier-Stokes est utilisée pour résoudre numériquement le problème. La vitesse est obtenue expérimentalement grâce aux mesures de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) du champ d'écoulement autour d'une plaque de carbone en tangage montée au sein du tunnel hydrodynamique de l'IRENav. L'objet de l'étude est de caractériser le sillage derrière la plaque et d'évaluer la fréquence réduite d'oscillation seuil afin de quantifier la transition vers un régime marqué par une production de poussée. Les résultats montrent un bon accord entre le numérique et l'expérience. L'apparition d'une fréquence réduite d'oscillation au-delà de laquelle le sillage présente le motif d'une allée inversée de Von Kàrmàn est mise en évidence. Au-dessus de cette fréquence, les profils moyens de vitesse dans le sillage présentent une transformation. De profils usuels de type sillage avec déficit de vitesse, on passe en profils de type "jet" avec excès de vitesse qui sont généralement considérés comme l'empreinte de la production de poussée. Les forces exercées sur la plaque sont extraites des résultats de simulation numérique et on montre que des prévisions fiables pour une éventuelle production de poussée peuvent être déduites d'une analyse expérimentale classique basée sur le théorème de quantité de mouvement, uniquement lorsqu'en plus de la vitesse moyenne, les fluctuations de vitesse et la pression sont prises en compte.

Summary

A flat plate in pitching motion is considered as a fundamental source of locomotion in the general context of marine propulsion. The experimental as well as numerical investigation is carried out at a relatively small Reynold number of 2000 based on the plate length c and the inflow velocity U_∞ . The plate oscillates sinusoidally in pitch about its $1/3 - c$ axis and the peak to peak amplitude of motion is 20° . The reduced frequency of oscillation $k = \pi fc/U_\infty$ is considered as a key parameter and it may vary between 1 and 5. A multi-domain, compact finite-differences Navier-Stokes solution procedure is used and the numerical solution is compared with Particle Image Velocimetry (PIV) measurements of the flow field around the pitching foil experimental device mounted in a water-tunnel. A good agreement is found between the numerical and experimental results and the threshold oscillation frequency beyond which the wake exhibits a reverse von Kàrmàn street pattern is determined. Above threshold, the mean velocity in the wake exhibits jet-like profiles with velocity excess, which is generally considered as the footprint of thrust production. The forces exerted on the plate are extracted from the numerical simulation results and it is shown, that reliable predictions for possible thrust production can be inferred from a conventional experimental control volume analysis, only when besides the wake's mean flow the velocity fluctuations and the pressure are taken into account.

1. INTRODUCTION

Les écoulements instationnaires autour de foils ou de plaques ont fait l'objet de nombreuses études depuis les années 1930 [1],[2], motivées entre autres par certaines applications biologiques sur la propulsion des oiseaux et des espèces aquatiques [3],[4]. La propulsion d'ailes battantes a été par exemple le sujet d'études numériques, dans un contexte d'écoulements non-visqueux ([5],[6]) ou d'écoulements visqueux ([7],[8]), elle a été l'objet de nombreuses investigations expérimentales ([9], [10],[11]). Un aspect important dans ces études était la prédiction, à partir de mesures expérimentales, de la capacité de propulsion résultant des mouvements oscillatoires de ces ailes et plaques. Une manière de procéder consiste à estimer expérimentalement la force moyenne de poussée à partir de la mesure de la moyenne d'un profil de vitesse longitudinale quelque part dans le sillage, en utilisant le théorème intégral de quantité de mouvement appliqué à un volume de contrôle autour du corps comme illustré sur la figure 1. La poussée moyenne sur la plaque est écrite en terme de flux de quantité de mouvement dans la direction x comme

$$F = \rho \int_{-L}^{+L} (U_{in}^2 - u(y)^2) dy. \quad (1)$$

En appliquant la conservation de la masse, l'équation (1) est généralement simplifiée en

$$F = \rho \int_{-L}^{+L} u(y)(u(y) - U_{in}) dy, \quad (2)$$

où ρ est la densité du fluide, U_{in} la vitesse moyenne à l'entrée du volume de contrôle et $u(y)$ le profil moyen de vitesse longitudinale dans le sillage. Cette expression largement utilisée pour estimer la force moyenne de poussée ([9],[12],[13]) ne prend pas en considération les contributions dues aux termes de fluctuations de vitesse et de la pression. Le bilan des forces s'exerçant sur une plaque en mouvement de tangage, dans une configuration géométrique quasi-bidimensionnelle, est précisément l'objet du présent travail. Il s'agit de quantifier l'importance des contributions traditionnellement négligées dans le bilan de quantité de mouvement, dans le but de prédire la transition vers un régime propulsif, procédant à la fois à des simulations numériques et des mesures expérimentales de Vélocimétrie par Image de Particule (PIV). Dans la partie 2 un aperçu du dispositif expérimental utilisé pour réaliser les mesures PIV est

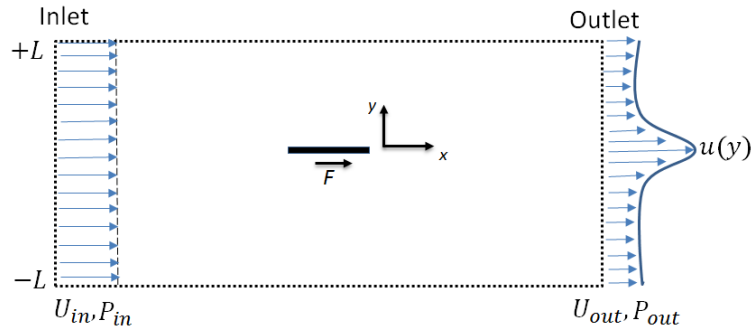


Figure 1: Définition du volume de contrôle autour d'une plaque pour l'analyse du théorème de quantité de mouvement

présenté. La méthode numérique, qui a été utilisée dans [14] pour l'écoulement autour d'une plaque en mouvement de battement uniforme, est résumée à la partie 3. Les résultats des simulations et des expériences sont présentés et comparés dans la partie 4 et quelques conclusions sont données dans la partie 5.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Les mesures ont été menées au sein du tunnel hydrodynamique de l'IRENav. Le tunnel a une section d'essai d'une longueur de 1m, la largeur et la hauteur étant de 192 mm. La vitesse d'écoulement peut être contrôlée entre 0.05 m/s et 15 m/s et la pression entre 30 mbar et 3 bar. Une plaque plane rigide en carbone d'épaisseur 3 mm est placée au

milieu de la section d'essai comme observé sur la figure 2, sa longueur étant $c = 40$ mm et son envergure $s = 191$ mm. Le bord d'attaque de la plaque est arrondi avec un diamètre égal à l'épaisseur et le centre de rotation est localisé à $x_c/c = 1/3$, avec x_c la distance du bord d'attaque au point pivot.

La vitesse d'écoulement est fixée à $U_\infty = 0.05$ m/s et le nombre de Reynolds correspondant calculé sur la base de la longueur de la plaque vaut 2000. Le mouvement sinusoïdal de tangage de la plaque est généré par l'intermédiaire d'un moteur électrique à travers une interface permettant de contrôler le signal de fréquence et l'amplitude du mouvement. L'angle d'incidence est défini comme

$$\alpha(t) = \Delta\alpha \sin(\varphi(t)), \quad (3)$$

avec la phase et l'amplitude données respectivement par

$$\varphi(t) = 2\pi ft, \quad \Delta\alpha = 10^\circ. \quad (4)$$

Les valeurs des fréquences d'oscillations varient entre 0.6 et 2 Hz, ce qui correspond à des fréquences réduites $k = \pi fc/U_\infty$ dans une gamme de 1.5 à 5 avec une amplitude du mouvement de tangage pic à pic de 20° par rapport à un angle d'attaque moyen de 0° . Les signaux de chaque position angulaire de la plaque sont enregistrés durant toutes les campagnes de mesure pour contrôler la qualité du mouvement harmonique, et une simple transformée de Fourier du mouvement de la plaque permet effectivement de retrouver les fréquences d'oscillation imposées.

Le système de Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) est utilisé pour mesurer et visualiser expérimentalement l'écoulement autour de la plaque en tangage. Le champ de vision de la PIV est positionné à mi-envergure et est placé de sorte à capturer la hauteur entière de la section du tunnel. Il s'étend environ sur une distance de $2c$ en amont du bord d'attaque de la plaque et jusqu'à $3c$ en aval du bord de fuite. L'appareillage de la PIV est composé de deux lasers YAG à impulsion qui génèrent à travers une lentille cylindrique un plan laser pour illuminer l'écoulement ensemençé avec des billes de polyamides de 10^{-6} m de diamètre. Une caméra CCD haute précision (2048*2048 pixels) avec une fréquence d'échantillonnage maximale de 10 Hz en mode double image est utilisée pour l'observation des particules et la comparaison entre les images successives en vue de déterminer le déplacement des particules et ainsi le champ de vitesse. L'acquisition et le post-traitement des images sont réalisés grâce au logiciel Dynamic Studio.

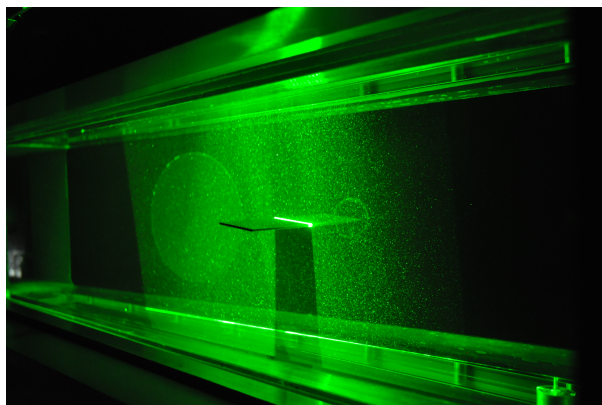


Figure 2: Gauche) Plaque plane rigide en carbone de 3 mm d'épaisseur, 191 mm d'envergure et 40 mm de longueur. Droite) Vue du plan laser PIV à mi-envergure de la plaque oscillante au sein du tunnel hydrodynamique.

3. PROCEDURE DE RESOLUTION NUMERIQUE

Une approche multi-domaine a été utilisée pour la résolution du système de Navier-Stokes

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u}, \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (6)$$

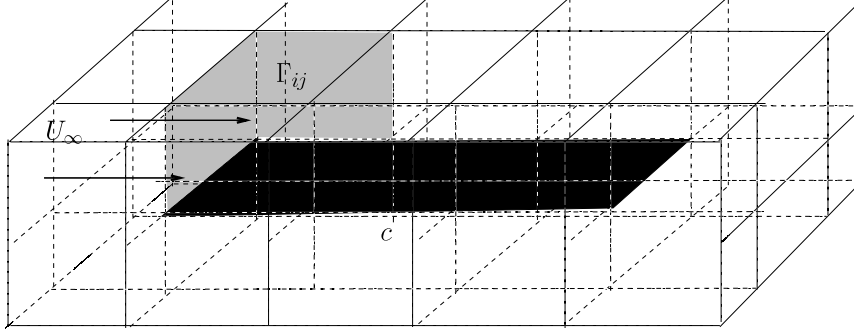


Figure 3: Schéma de la partition multi-domaine du domaine de calcul avec la plaque insérée (noir). Exemples d'interfaces Γ_{ij} entre domaines (gris).

le nombre de Reynolds $Re = U_\infty c / \nu$ étant formé avec la vitesse d'écoulement uniforme entrante U_∞ et la corde de la plaque c . Une approche numérique équivalente a été utilisée dans [14] pour le calcul de l'écoulement autour d'une plaque en mouvement de battement. Les principaux aspects de la procédure de résolution sont résumés ci-après. Une plaque d'épaisseur nulle est considérée et la partition de domaine est conçue de telle sorte que les bords de la plaque coïncident avec les lignes de contour des interfaces entre les sous-domaines (voir le schéma de la figure 3), permettant notamment de traiter le comportement singulier de la solution aux bords d'attaque et de fuite de la plaque. Le mouvement de tangage de la plaque est décrit par un graphe

$$y = \eta(x, t) = (x - x_0) \Delta\alpha \sin(2\pi ft), \quad x_l \leq x \leq x_t, \quad (7)$$

où x est la coordonnée longitudinale dans la direction de l'écoulement et y la coordonnée spatiale normale à la plaque, x_l et x_t étant respectivement le bord d'attaque et le bord de fuite de la plaque. Ici, le point fixe de la plaque x_0 est localisé à une distance $c/3$ du bord d'attaque de la plaque x_l , en accord avec le montage expérimental. La procédure utilise un changement de variables, transformant les coordonnées physiques en coordonnées de calcul. Initialement la plaque est située à $y = 0$ dans le domaine d'écoulement $0 \leq x \leq L_x$, $-L_y \leq y \leq L_y$. Le solver, conçu pour un écoulement tridimensionnel, est adapté pour tenir compte du caractère bidimensionnel de l'écoulement, en choisissant une direction homogène selon l'envergure $-s \leq z \leq s$ le long de la plaque avec des conditions aux limites périodiques, la périodicité $2s$ étant assez petite de telle sorte que les structures transversales d'écoulement soient supprimées. Désignant les variables de calcul par $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ la transformation de coordonnées s'écrit

$$\bar{y} = \left(\frac{y - \eta(x, t)}{(\pm L_y) - \eta(x, t)} \right) (\pm L_y), \quad x_l \leq \bar{x} = x \leq x_t, \quad (8)$$

pour les domaines $\eta < y < L_y$ et $-L_y < y < \eta$ respectivement au-dessus et au-dessous de la plaque. De part et d'autre de la plaque la transformation s'écrit de manière similaire, en remplaçant dans l'expression (8) $\eta(x, t)$ par les valeurs $\eta(x_l, t)$ et $\eta(x_t, t)$ du graphe au bord d'attaque et au bord de fuite, respectivement en amont et en aval de la plaque. Dans les variables transformées la plaque est localisée à $\bar{y} = 0$ et selon la transformation (8) ci-dessus, les opérateurs différentiels par rapport au temps t et la coordonnée longitudinale x peuvent être décomposés, avec

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \bar{t}} + \frac{\partial \eta / \partial t}{(\pm L_y) - \eta} (\bar{y} - (\pm L_y)) \frac{\partial}{\partial \bar{y}}, \quad \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \eta / \partial x}{(\pm L_y) - \eta} (\bar{y} - (\pm L_y)) \frac{\partial}{\partial \bar{y}}, \quad (9)$$

tandis que la coordonnée normale à la paroi est transformée comme

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial \bar{y}} + \frac{\eta}{(\pm L_y) - \eta} \frac{\partial}{\partial \bar{y}}. \quad (10)$$

On note que dans cette transformation utilisant le graphe (7), les coordonnées longitudinales du bord d'attaque et du bord de fuite de la plaque restent fixes tout au long du mouvement de tangage, ce qui est justifié étant donné l'angle

de tangage relativement faible $\Delta\alpha = 10^\circ$ (soit $\Delta\alpha = \pi/18 = 0.175$, ce qui correspond à un étirement de la longueur de la plaque numérique d'environ 3 pour cent à la déviation maximale de sa position horizontale). Les opérateurs de dérivée seconde sont obtenus en conséquence et ils sont écrits comme une somme d'un opérateur Cartésien (dans les variables de calcul) et des contributions dépendantes du temps dues aux termes métriques. Une intégration temporelle semi-implicite d'Euler de second ordre est utilisée, les termes de contributions métriques des opérateurs différentiels, ainsi que les termes non linéaires, étant évalués explicitement grâce à un schéma d'Adams-Bashforth. Une méthode de projection est considérée, résolvant à chaque pas de temps un champ de pression et un champ de vitesse intermédiaires, et une correction de pression assurant ensuite l'incompressibilité. Cette approche bien connue est le schéma de Kim-Moin (pour une revue sur les méthodes de projection voir [15]).

Par conséquent, à chaque pas de temps une série de problèmes de type Helmholtz

$$\bar{\nabla}^2\Phi - \sigma\Phi = f \quad (11)$$

pour les composantes de la vitesse et la pression (alors $\sigma = 0$) doivent être résolus. Le domaine $\Omega = \cup\Omega_k$ est partitionné en sous-domaines Ω_k avec les interfaces $\Gamma_{ij} = \Omega_i \cap \Omega_j$ (voir le croquis sur la figure 3) et les problèmes d'Helmholtz dans chaque sous-domaines sont

$$\bar{\nabla}^2\Phi_k - \sigma\Phi_k = f_k, \text{ dans } \Omega_k, \Phi_k = g \text{ sur } \partial\Omega_k \cap \partial\Omega, \quad (12)$$

où g est soit une condition aux limites imposée à l'extérieur de l'ensemble domaine de calcul ou une condition cinématique sur la plaque à l'intérieur, en fonction du sous-domaine spécifique considéré. Soulignons à nouveau que dans cette procédure $\bar{\nabla}$ est l'opérateur gradient Cartésien, alors que les membres de droite dans (11), (12) contiennent l'évaluation explicite de second ordre (en temps) des termes non linéaires ainsi que les termes métriques dépendant du temps. Des schémas compacts aux différences finies d'ordre élevé sont considérés pour la discrétisation des trois variables spatiales $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$. Les schémas sont établis pour des maillages non uniformes et en particulier, comme montré dans [16], un resserrement des points près de la frontière est approprié pour le schéma d'ordre huit considéré ici, afin d'éviter les oscillations et de permettre un schéma de fermeture à la frontière du même ordre qu'à l'intérieur du domaine de calcul. La continuité de la solution ainsi que de sa dérivée normale est requise au niveau des interfaces de domaines Γ_{ij} , ce qui est obtenu en faisant intervenir la matrice dite du complément de Schur (cf. [14]). La longueur de référence est la corde de la plaque c et le bord d'attaque de la plaque est située à $c/3$ de l'entrée $x = 0$, où l'écoulement uniforme est imposé. Une région relativement grande de sillage (de près de trois fois la longueur de la plaque) a été considérée et des conditions d'advection non réfléchissantes ont été utilisées à la sortie. Les limites supérieure et inférieure du domaine d'écoulement ont été choisies à une distance $\pm L_y = \pm 2c/3$, ce qui est suffisamment loin de la plaque en tangage pour minimiser les effets de taille finie, les conditions aux limites d'écoulement à surface libre étant appliquées (conditions de Neumann pour les composantes de vitesse selon la direction longitudinale de l'écoulement u et selon l'envergure w , une condition de Dirichlet homogène annulant la composante normale v aux bords). Notons que la périodicité dans le sens de l'envergure $2s$ a été choisi aussi petit que $c/6$ et il a été vérifié que l'écoulement est resté quasi bidimensionnel dans le plan normal à z . La condition cinématique $u = 0, w = 0, v = \partial\eta/\partial t$ est appliqué le long de la plaque mobile. Dans chaque sous-domaine un maillage Ω_k de $30 \times 30 \times 30$ a été utilisé et 250 domaines ont été examinés, avec ($ndx = 25, ndy = 10, ndz = 1$). Le nombre de Reynolds $Re = 2000$ est le même que dans l'expérience.

4. RESULTATS ET DISCUSSION

Sur la figure 4, la moyenne de phase expérimentale est comparée au champ de vorticité instantané numérique pour un angle d'attaque de -8° , au moment où le bord fuite effectue un mouvement ascendant. Quatre fréquences réduites ont été sélectionnées pour analyser les structures de l'écoulement. Dans tous les cas le champ de vorticité s'organise en un réseau de tourbillons. La variation de la forme et de la position des tourbillons en augmentant la fréquence réduite est clairement visible. Pour la plus faible fréquence réduite $k = 1.5$, on observe une structure où deux tourbillons de sens de rotation opposés sont éjectés à chaque demi-cycle de l'oscillation et advect s par l'écoulement. La forme et la disposition des structures tourbillonnaires est pratiquement identique entre la simulation numérique et l'expérience, bien qu'une légère différence est notée sur l'emplacement spatial de ces structures. Pour

les plus grandes fréquences réduites ($k = 2.5, 3.8, \text{ et } 5$) un réseau de tourbillons, alternant le signe de circulation, est observé et un bon accord apparaît également entre les structures expérimentales et numériques. Le réseau de tourbillons de signe de circulation alterné peut pratiquement s'aligner le long d'une ligne horizontale $y/c = cste$ (pour $k = 3.8$) ou encore les tourbillons horaires (avec une circulation négative) peuvent être éjectés dans la moitié inférieure du sillage tandis que les tourbillons antihoraires (dont la circulation est positive) sont éjectés dans la moitié supérieure du sillage ($k = 5$). Cette disposition est caractéristique d'une inversion de l'allée de Von Kàrmàn [17]. En effet, dans une allée tourbillonnaire typique de Von Kàrmàn par exemple dans le sillage des cylindres, le tourbillon horaire demeure dans la moitié supérieure de l'écoulement, tandis que le tourbillon antihoraire reste dans la moitié inférieure. Cette inversion de l'allée de Von Kàrmàn correspond à un profil de vitesse de type «jet» et est un phénomène bien connu qui a été étudié initialement par Von Kàrmàn et Burgers (1943) dans la configuration d'une plaque plane en oscillation transverse par rapport à l'écoulement.

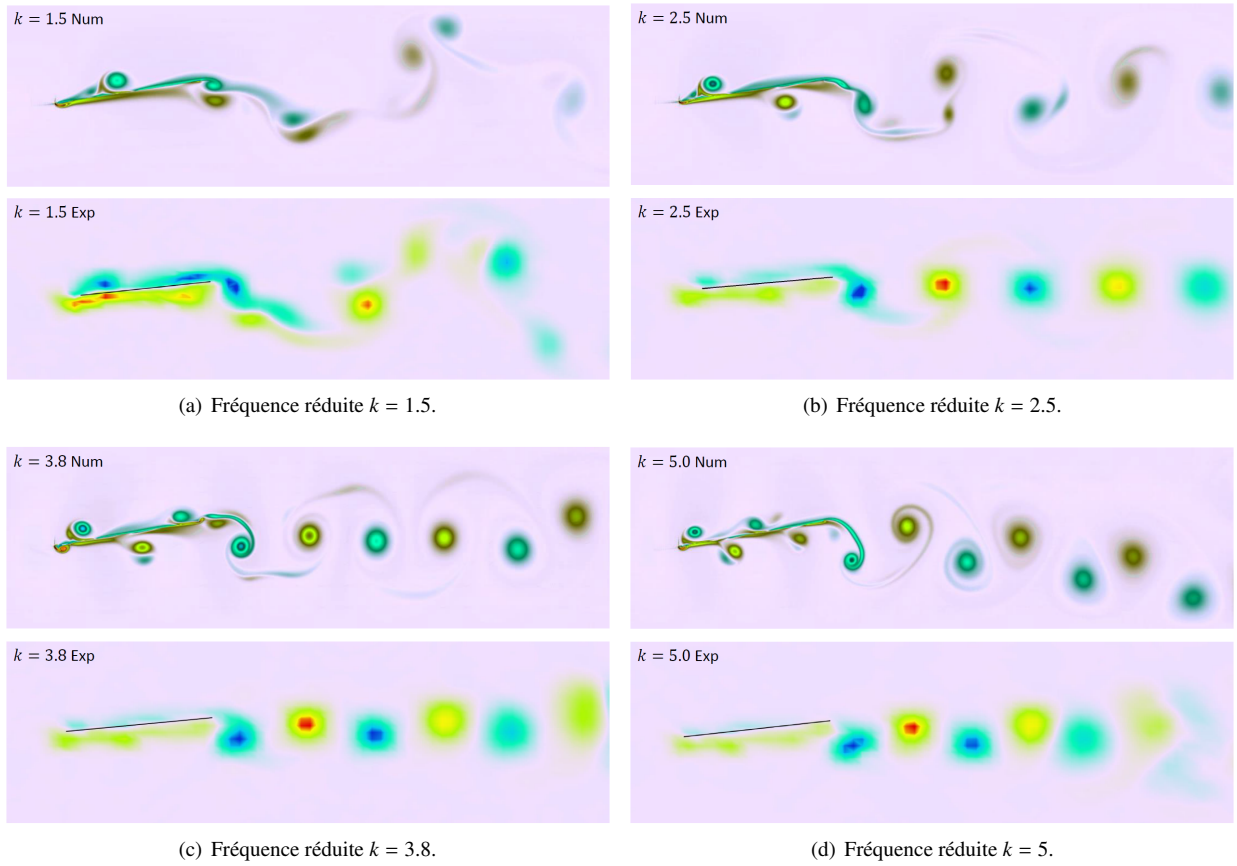


Figure 4: Champ de vorticité numérique instantané et moyenne de phase du champ de vorticité expérimental autour de la plaque oscillante à une fréquence réduite k avec un angle d'attaque de -8° .

La force moyenne de poussée peut effectivement être estimée expérimentalement en utilisant le théorème intégral de quantité de mouvement appliqué à un volume de contrôle autour de la plaque plane comme illustré sur la figure 1. Contrairement à l'approche conventionnelle qui suggère que la pression reste constante le long des limites du volume de contrôle et fait usage de la conservation de la masse pour aboutir à la relation 2, la force moyenne de poussée est donnée par la formule suivante

$$F_{\text{total}} = \rho \int_{-L}^{+L} (\langle U_{\text{out}}^2 \rangle - \langle U_{\text{in}}^2 \rangle) dy + \int_{-L}^{+L} (\langle P_{\text{out}} \rangle - \langle P_{\text{in}} \rangle) dy \quad (13)$$

Dans cette expression les contributions dues aux quantités fluctuantes et au terme de pression sont prises en compte entre l'entrée et la sortie du domaine. En effet, rien ne justifie de les négliger, sauf si les contours à $\pm L = \pm L_y$ choisis pour appliquer le théorème de quantité de mouvement sont suffisamment éloignés de la plaque pour y récupérer un écoulement parfaitement uniforme. La difficulté apparaît alors de pouvoir mesurer les fluctuations de pression dans l'expérience. Ici, et compte-tenu du caractère quasi-parallèle que revêt l'écoulement, la pression peut être liée à la vitesse transverse V à l'entrée et à la sortie du domaine par la relation

$$\langle P_{\text{out}} \rangle - \langle P_{\text{in}} \rangle = \frac{\rho}{2} (\langle V_{\text{out}} \rangle^2 - \langle V_{\text{in}} \rangle^2). \quad (14)$$

On se servira de cette approximation pour déterminer expérimentalement la contribution due au terme de pression à la force totale de poussée. Avec la normalisation usuelle de la force par le chargement dynamique à l'entrée et la longueur de la plaque, le coefficient moyen de poussée est donné par

$$C_t = \frac{F_{\text{total}}}{\frac{1}{2} \rho c U_{\infty}^2}. \quad (15)$$

Une quantité clef adimensionnelle apparaît alors pour des comparaisons quantitatives entre les résultats numériques et expérimentaux, à savoir

$$U_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{\langle U(y)^2 \rangle}{U_{\infty}^2}}. \quad (16)$$

Les profils U_{rms} sont mesurés à différentes positions x/c dans le sillage et sur la figure 5 les profils U_{rms} expérimentaux et numériques sont comparés en $x/c = 0.5$ et $x/c = 1$ pour la plaque oscillante à une fréquence réduite $k = 1.5$. Des profils conventionnels de type sillage avec déficit de quantité de mouvement sont observés, synonyme d'une force de traînée sur la plaque. En augmentant la fréquence réduite $k = 2.5$ (figure 6), $k = 3.8$ (figure 7) et $k = 5$ (figure 8), il apparaît cependant que les profils usuels déficitaires sont changés en profils de type « jet » avec un excès de quantité de mouvement. Ce genre de profil est généralement considéré comme la signature, ou tout au moins comme une condition nécessaire, d'une production de poussée. Comparant les profils mesurés avec ceux des simulations

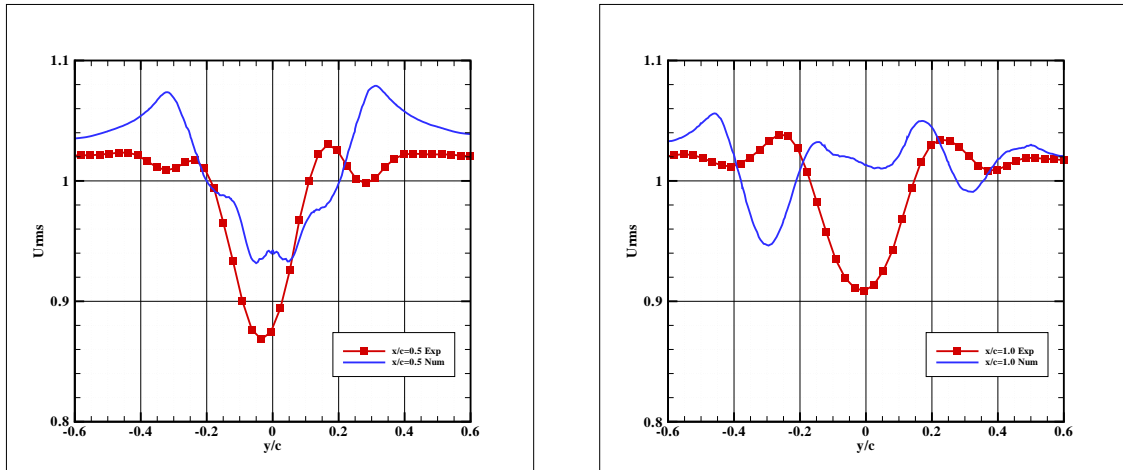


Figure 5: Profils U_{rms} expérimentaux et numériques dans le sillage ($x/c = 0.5$ et 1) de la plaque oscillante à une fréquence réduite $k = 1.5$.

numériques, de légères différences sont observées et notamment à de faibles fréquences réduites, compte tenu de l'effet non négligeable que joue ici l'épaisseur de la plaque. Mais on peut observer que les profils expérimentaux et numériques correspondent globalement.

Le coefficient moyen de poussée est estimé expérimentalement à partir des équations (13), (14) et (15) et comparé au coefficient moyen de poussée exact donné par la simulation numérique. Les contributions des termes de vitesse moyenne et de pression à la force moyenne totale sont également considérées.

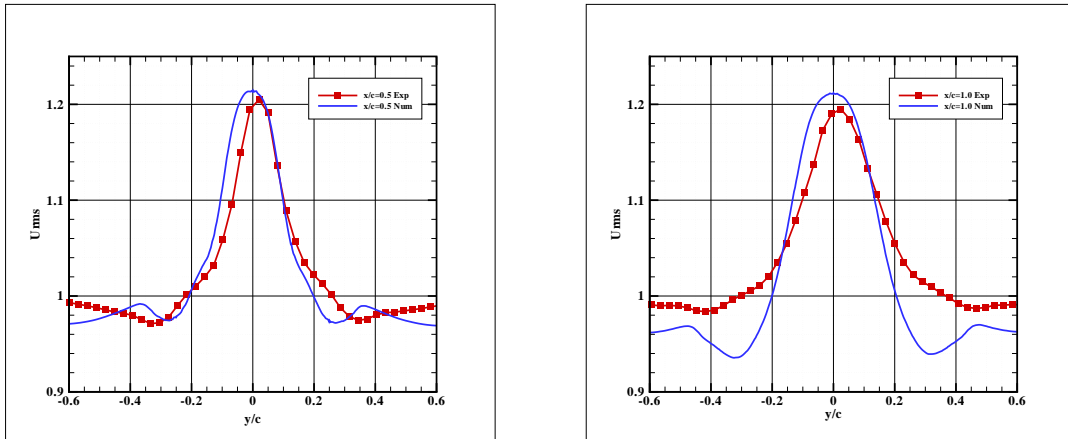


Figure 6: Profils U_{rms} expérimentaux et numériques dans le sillage ($x/c = 0.5$ et 1) de la plaque oscillante à une fréquence réduite $k = 2.5$.

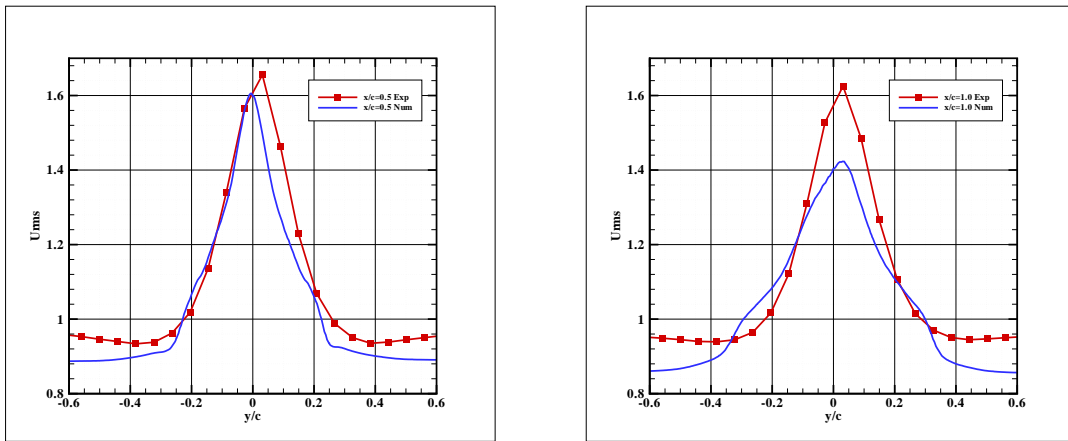


Figure 7: Profils U_{rms} expérimentaux et numériques dans le sillage ($x/c = 0.5$ et 1) de la plaque oscillante à une fréquence réduite $k = 3.8$.

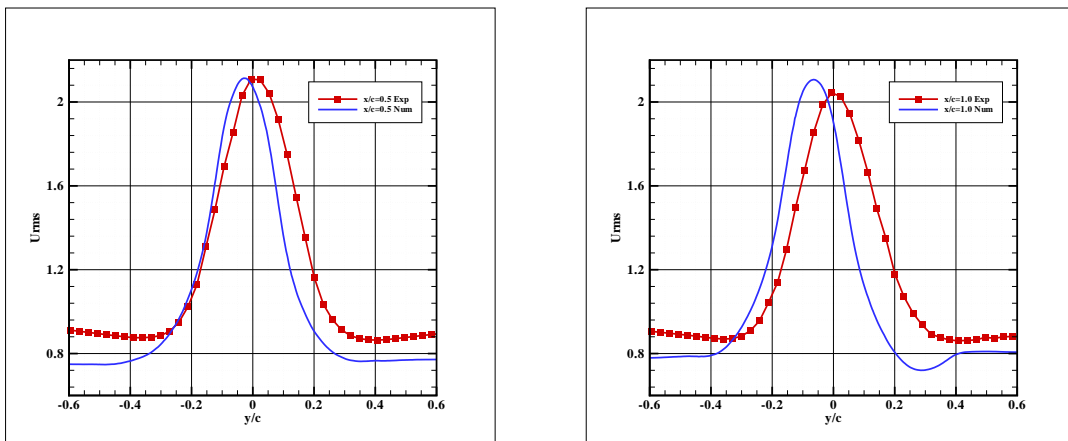


Figure 8: Profils U_{rms} expérimentaux et numériques dans le sillage ($x/c = 0.5$ et 1) de la plaque oscillante à une fréquence réduite $k = 5$.

L'évolution dans le sillage du coefficient moyen de poussée est présentée sur les figures 9 et 10 pour des fréquences réduites respectives $k = 2.5$ correspondant à un régime marqué par une force de traînée et $k = 3.8$ marquant

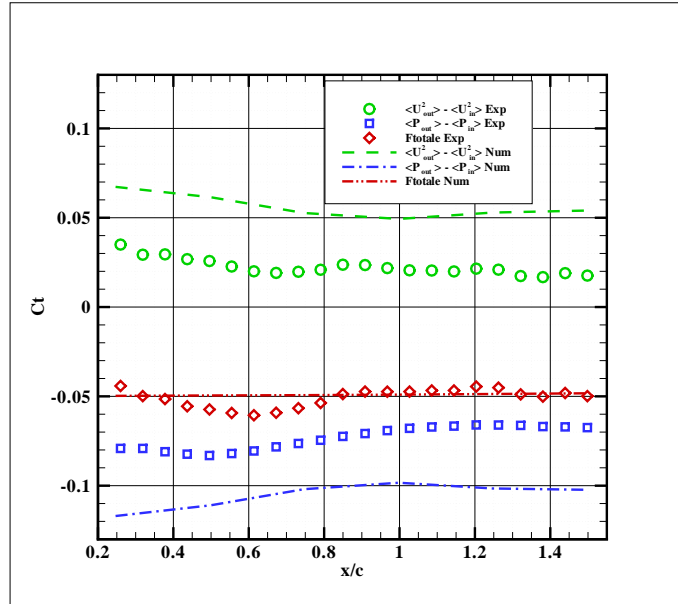


Figure 9: Evolution du coefficient moyen de poussée dans le sillage de la plaque oscillante à une fréquence réduite $k = 2.5$.

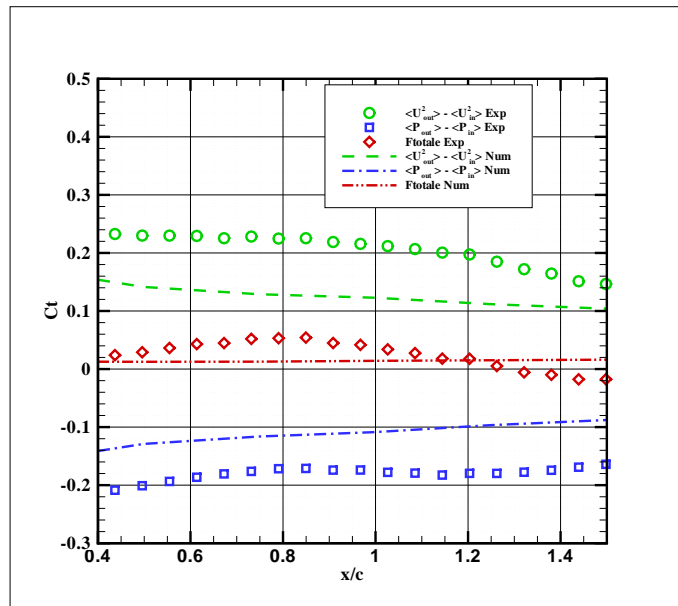


Figure 10: Evolution du coefficient moyen de poussée dans le sillage de la plaque oscillante à une fréquence réduite $k = 3.8$.

l'apparition du régime propulsif. Dans les deux cas l'importance du terme de pression est soulignée pour déterminer la force moyenne de poussée. La seule considération du terme de vitesse longitudinale moyenne, comme par exemple dans [9] et [12], ne permet pas d'avoir une bonne estimation de la force moyenne exercée dans le sens de l'écoulement sur la plaque à cause de l'absence des autres termes qui apparaissent dans le théorème de quantité de mouvement. Les résultats montrent que la force moyenne calculée uniquement sur la base du terme de vitesse longitudinale moyenne est surestimée par rapport à la force totale moyenne. Cette observation a également été faite dans les calculs numériques de Ramamurti et Sandberg [8] et les mesures de Bohl et Koochesfahani [18].

L'originalité de notre étude réside dans le fait qu'elle permet de valider l'approche basée sur la quantité de mouvement,

dans la mesure où dans la simulation numérique les efforts peuvent effectivement être évalués le long de la plaque. On observe sur les figures 9 et 10 que les intégrales des fluctuations de vitesse et de pression prises séparément diffèrent entre l'expérience et le numérique. Ceci s'explique par le fait que bien évidemment le dispositif expérimental et le domaine de simulation numérique diffèrent notamment quant aux distances entre la plaque et les bords du dispositif global, ce qui entraîne bien sur des conditions aux bords différentes subies par le fluide. Cependant, à partir du moment où la géométrie globale n'influe pas (ou seulement peu) sur la dynamique de l'écoulement autour de la plaque, la force totale devrait être reproduite de manière fiable. On observe en effet sur les figures 9, 10, que la force totale comme prédite par les simulations numériques est proche des mesures expérimentales. On observe en particulier que pour une fréquence réduite de $k = 2.5$ la plaque subit une traînée ($C_t < 0$), bien que le profil de vitesse soit de type jet à cette fréquence de tangage. Ceci prouve que l'apparition d'un sillage sous forme d'un jet n'est aucunement une condition suffisante pour l'apparition d'une poussée.

L'évolution du coefficient moyen de poussée expérimental et numérique à environ une corde du bord de fuite de la plaque ($x/c = 1$) en fonction de la fréquence réduite k est présentée sur la figure 11. A faible fréquence réduite une

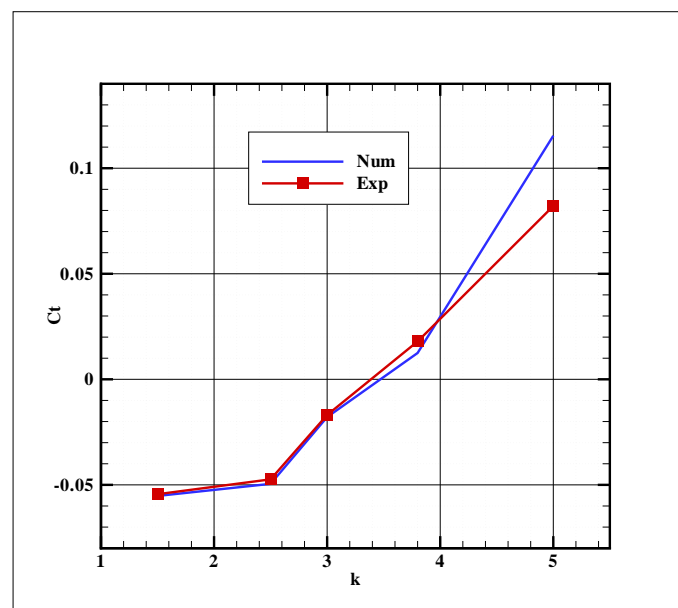


Figure 11: Evolution du coefficient moyen de poussée en $x/c = 1$ en fonction de la fréquence réduite k

force de traînée ($C_t < 0$) est constatée. La traînée diminue ensuite avec l'augmentation de la fréquence réduite et la fréquence d'oscillation réduite au seuil pour transiter de la traînée à la poussée est d'environ $k = 3.4$. Les résultats numériques et expérimentaux sont concordants, ce qui prouve que des prévisions fiables d'une possible production de poussée peuvent être déduites d'une analyse expérimentale classique basée sur le théorème de quantité de mouvement, lorsqu'en plus de la vitesse moyenne, les fluctuations de vitesse et la pression sont bien prises en compte. Aussi, dans le présent cas d'un mouvement de tangage, une relation (14) de type Bernoulli, et qui suppose des variations faibles des quantités selon la direction longitudinale x à une certaine distance de la plaque, s'avère pertinente.

5. CONCLUSION

Cette étude à la fois numérique et expérimentale de l'écoulement autour d'une plaque oscillante à différentes fréquences réduites k a été réalisée à un nombre de Reynolds relativement faible. Elle met en évidence l'effet de la fréquence réduite d'oscillation sur la nature de l'écoulement qui s'organise autour de la plaque. Il a été possible de déterminer de manière objective, à partir de quelle fréquence réduite la configuration a un caractère propulsif, de par le fait que les résultats des simulations numériques et des expériences sont concordants, aussi bien qualitativement que quantitativement. Une conclusion principale de cette étude est qu'il est possible de prédire avec fiabilité une

production de poussée à partir d'une analyse expérimentale sur la base du théorème de quantité de mouvement, à condition de considérer à la fois les vitesses moyennes et les fluctuations de vitesse et de pression.

Remerciements. Ce travail a été réalisé grâce à l'accès accordé aux ressources HPC de IDRIS-France dans le cadre de l'allocation x20162a1741 faite par GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif).

Références

- [1] T. Theodorsen, General theory of aerodynamic instability and the mechanism of flutter, NACA TR 496. <http://ntrs.larc.nasa.gov/search.jsp>.
- [2] T. V. Karman, Airfoil theory for non-uniform motion, *Journal of the Aeronautical Sciences* 5 (10) (1938) 379–390.
- [3] T. Y.-T. Wu, Hydromechanics of swimming of fishes and cetaceans, *Advances in applied mechanics* 11 (1971) 1–63.
- [4] S. Lighthill, *Mathematical Biofluidynamics*, Society for Industrial and Applied Mathematics, 1975.
- [5] J. Katz, D. Weihs, Behavior of vortex wakes from oscillating airfoils, *Journal of Aircraft* 15 (12) (1978) 861–863.
- [6] M. F. Platzer, K. S. Neace, C.-K. Pang, Aerodynamic analysis of flapping wing propulsion, AIAA paper 93 (1993) 0484.
- [7] H. Liu, K. Kawachi, A numerical study of undulatory swimming, *Journal of Computational Physics* 155 (2) (1999) 223–247.
- [8] R. Ramamurti, W. Sandberg, Simulation of flow about flapping airfoils using finite element incompressible flow solver, *AIAA journal* 39 (2) (2001) 253–260.
- [9] M. M. Koochesfahani, Vortical patterns in the wake of an oscillating airfoil, *AIAA Journal*, vol. 27 (1989), pp. 1200-1205.v.
- [10] G. S. Triantafyllou, M. Triantafyllou, M. Grosenbaugh, Optimal thrust development in oscillating foils with application to fish propulsion, *Journal of Fluids and Structures* 7 (2) (1993) 205–224.
- [11] J. M. Anderson, K. Streitlien, D. S. Barrett, M. S. Triantafyllou, Oscillating foils of high propulsive efficiency, *Journal of Fluid Mechanics* 360 (1998) 41–72.
- [12] P. Freymuth, Propulsive vortical signature of plunging and pitching airfoils, *AIAA journal* 26 (7) (1988) 881–883.
- [13] G. Spedding, A. Hedenström, M. Rosén, Quantitative studies of the wakes of freely flying birds in a low-turbulence wind tunnel, *Experiments in Fluids* 34 (2) (2003) 291–303.
- [14] U. Ehrenstein, M. Marquillie, C. Eloy, Skin friction on a flapping plate in uniform flow, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A* 372 (2014) 20130345.
- [15] J. Guermond, P. Minev, J. Shen, An overview of a fractional-step method for incompressible flows, *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* 195 (2006) 6011–6045.
- [16] R. Shukla, X. Zhong, Derivation of high-order compact finite difference schemes for non-uniform grid using polynomial interpolation, *J. Comput. Phys.* 204 (2005) 404–429.
- [17] T. Schneipper, A. Andersen, T. Bohr, Vortex wakes of a flapping foil, *Journal of Fluid Mechanics* 633 (2009) 411–423.
- [18] D. G. Bohl, M. M. Koochesfahani, Mtv measurements of the vortical field in the wake of an airfoil oscillating at high reduced frequency, *Journal of Fluid Mechanics* 620 (2009) 63–88.