

# Production de poussée d'une plaque bidimensionnelle en mouvement de tangage

J. M. Moubogha<sup>a</sup>, U. Ehrenstein<sup>b</sup>, J. A. Astolfi<sup>a</sup>

a. Institut de Recherche de l'Ecole Navale– IRENav EA3634

b. Aix Marseille Univ, CNRS, Centrale Marseille, IRPHE

## Résumé :

*La présente étude s'inscrit dans le contexte de la propulsion marine instationnaire et elle porte sur 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, calculé avec  $c$  la longueur de la plaque et la vitesse uniforme  $U_\infty$  de l'écoulement à l'entrée, de 2000. La plaque oscille sinusoidalement autour de son axe au tiers de sa longueur. La fréquence réduite d'oscillation  $k = \pi fc/U_\infty$ , qui est un paramètre clef du problème, varie entre 1 et 5. Une approche multi-domaine avec une discrétisation par différences finies compactes est utilisée pour la résolution numérique des équations de Navier-Stokes, tandis que des mesures de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) permettent de déterminer expérimentalement le champ d'écoulement, pour une plaque en carbone en mouvement de 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 notamment la fréquence réduite d'oscillation correspondant à la transition vers un régime marqué par une production de poussée. L'apparition d'une fréquence réduite d'oscillation au-delà de laquelle le sillage présente le motif d'une allée inversée de Von Kármán est mise en évidence, avec un bon accord entre les résultats numériques et expérimentaux. Au-dessus de cette fréquence, des profils usuels de type sillage avec déficit de vitesse se transforment 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.*

## Abstract :

*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  $U_\infty$ . The plate oscillates sinusoidally in pitch about its  $1/3 - c$  axis and the peak to peak amplitude of motion is  $20^\circ$ . 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 Kármán 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 wakes mean flow the contributions from the velocity fluctuation and the pressure term are taken into account.*

**Mots clefs : Plaque en tangage ; poussée ; expérience ; simulation numérique**

## 1 Introduction

Les écoulements instationnaires autour de foils ou de plaques en oscillations ont fait l'objet de nombreuses études (cf. [1]) ces dernières décennies, inspirées entre autres par certaines applications biologiques et notamment la propulsion en vol et la propulsion aquatique ([2], [3]). La propulsion d'ailes battantes a par exemple été le sujet d'études numériques, dans un contexte d'écoulements non-visqueux ([4],[5]) ou d'écoulements visqueux ([6], [7]), et d'autre part l'objet de nombreuses investigations expérimentales ([8], [9], [10]), pour ne citer que quelques-uns des travaux. La structure du sillage des foils en battement a notamment été caractérisée, montrant l'apparition d'une allée de Kármán inversée lorsque la structure oscillante commence à générer de la poussée, de sorte que le profil de vitesse moyen est semblable à un jet, présentant un excès de vitesse ([8]). La prédiction de l'aptitude à la propulsion résultant des mouvements oscillatoires de ces ailes, foils et plaques, à partir des mesures expérimentales constitue un point important de ces études. Une façon de le faire est d'estimer expérimentalement la force moyenne de poussée à partir de la mesure de la moyenne de profils de la vitesse longitudinale quelque part dans le sillage, en utilisant le théorème intégral de quantité de mouvement appliqué à un volume de contrôle entourant le corps, comme illustré sur la figure 1.

Dans ces estimations, on ne considère en général que le profil moyen de vitesse longitudinale, négligeant les contributions des fluctuations de vitesse et de la pression, ce qui donne lieu à la formule de la force moyenne (par unité d'envergure) dans la direction longitudinale  $x$ , dans une approximation d'écoulement bidimensionnel et en tenant compte de la conservation de la masse

$$F = \rho \int_{-L}^{+L} \langle U(x_0, y) \rangle (\langle U(x_0, y) \rangle - \langle U_{\text{in}} \rangle) dy, \quad (1)$$

$\rho$  étant la densité du fluide,  $\langle U_{\text{in}} \rangle$  la vitesse moyenne à l'entrée du volume de contrôle, qui est généralement égale à la vitesse uniforme d'entrée de l'écoulement  $U_\infty$ , et  $\langle U(x_0, y) \rangle$  le profil longitudinal de vitesse moyenne dans le sillage à une certaine position  $x_0$  du bord de fuite de la plaque. Une valeur négative de  $F$  correspond à la traînée et une valeur positive à la poussée. Dans la formule ci-dessus, il est entendu que les limites supérieure et inférieure d'intégration sont prises suffisamment loin du foil mobile de sorte qu'un écoulement uniforme est rétabli, et par conséquent l'intégrande approche zéro à  $y = \pm L$ . Cette expression a été largement utilisée pour estimer la force moyenne de poussée ([8], [11], [12]) et très récemment encore par exemple en [13]. Comme indiqué par exemple dans [14] ou [15], puisque le sillage derrière un foil en tangage est très instationnaire, les fluctuations de vitesse ne sont probablement pas négligeables en général. En outre, selon le dispositif expérimental, il n'y a pas de garantie que la

vitesse en champ lointain dans le sillage reste égale à la vitesse d'entrée de l'écoulement  $U_\infty$  pour une fenêtre de mesure donnée. Aussi, une distance optimale du bord de fuite  $x_0$  doit être choisie, de sorte que  $x_0$  soit assez grande pour minimiser les variations de pression à travers le sillage et suffisamment petite pour que les effets tridimensionnels restent négligeables ([16]).

Le but de la présente étude est précisément d'évaluer les forces exercées sur une structure en mouvement de tangage, en considérant une configuration idéalisée d'une plaque très mince et dans une configuration quasi bidimensionnel, à la fois dans un montage expérimental, et en réalisant des simulations numériques pour un régime d'écoulement identique. Nous nous intéressons en particulier à l'importance des contributions traditionnellement négligées dans le bilan de quantité de mouvement, afin de prédire la transition vers un régime propulsif, les résultats des simulations numériques permettant notamment d'extraire les forces précises appliquées sur la plaque.

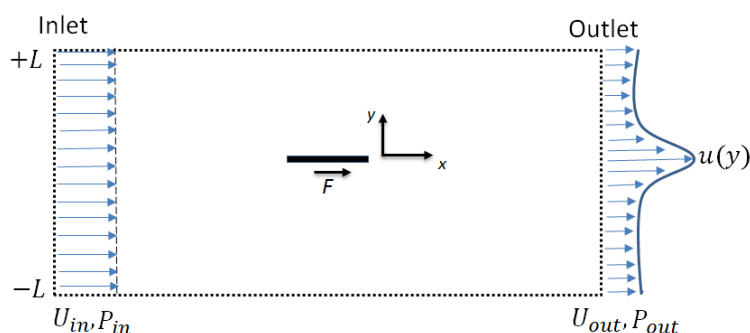


FIGURE 1 – Définition du volume de contrôle autour d'une plaque pour l'analyse du théorème de quantité de mouvement.

L'article est organisé de la manière suivante. Dans la partie 2, un aperçu du dispositif expérimental utilisé pour réaliser les mesures PIV est présenté. La méthode numérique, qui a été utilisée par exemple dans [17] pour l'écoulement autour d'une plaque en mouvement de battement uniforme, est résumée dans la partie 3. Les résultats des simulations numériques et des expériences sont présentés et comparés dans la partie 4 et quelques conclusions sont tirées dans la dernière partie 5.

## 2 Dispositif expérimental

Les mesures ont été menées au sein du tunnel hydrodynamique de l'Institut de Recherche de l'École Navale – IRENav. Ce dispositif a une section d'essai de dimensions 1000 mm (longueur)  $\times$  192 mm (largeur)  $\times$  192 mm (profondeur). La vitesse d'écoulement peut être réglée entre 0.05 m/s et 15 m/s et la pression entre 30 mbar et 3 bar. Une plaque plane mince et rigide en carbone de longueur  $c = 40$  mm et de largeur  $s = 191$  mm est placée au milieu de la section d'essai, comme on peut l'observer sur la figure 2. L'épaisseur de la plaque est de 3 mm, autrement dit la plaque est considérée comme suffisamment mince pour minimiser les effets dus au profil du corps sur les forces exercées au cours du mouvement de tangage. Il est à noter, que le modèle dans la procédure de résolution numérique (décrit plus loin) est celui d'une plaque d'épaisseur infinitésimale. Le rapport d'aspect (largeur par rapport à la longueur) est suffisamment élevé pour assurer un écoulement quasi bidimensionnel le long de la région centrale de la plaque. Notons que la largeur de la plaque est pratiquement égale à celle du tunnel hydrodynamique. Le bord d'attaque de la plaque est arrondi d'un diamètre de 3 mm et le centre de rotation est situé à  $x_c/c = 1/3$  où  $x_c$  est la distance entre le bord d'attaque et le point pivot.

La vitesse d'écoulement considérée est la vitesse minimale possible dans le tunnel hydrodynamique  $U_\infty = 0.05$  m/s et le nombre de Reynolds correspondant calculé avec la longueur de la plaque est donc  $Re = 2000$ , ce qui correspond à un régime pleinement réalisable dans la simulation numérique. 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 par

$$\alpha(t) = \alpha_0 \sin(2\pi ft). \quad (2)$$

Les valeurs de la fréquence d'oscillation  $f$  vont de 0.6 Hz à 2 Hz, correspondant à une fréquence réduite définie par  $k = \pi fc/U_\infty$  dans une gamme de 1.5 – 5. L'amplitude pic à pic du mouvement de tangage est fixée à  $20^\circ$  par rapport à un angle d'attaque moyen de  $0^\circ$ , ce qui correspond dans (2) à une amplitude de tangage  $\alpha_0 = 10^\circ$ . Les signaux associés à chaque position angulaire de la plaque sont enregistrés durant toutes les campagnes de mesure et une simple transformée de Fourier du mouvement de la plaque permet de contrôler 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 plan de mesure PIV est positionné à mi-envergure et est réglé de sorte que la hauteur entière de la section du tunnel soit capturée. Les mesures sont enregistrées, pour un domaine commençant à un emplacement d'environ  $3c$  ( $c$  étant la longueur de la corde de la plaque) en amont du bord d'attaque de la plaque, et s'étendant dans le sillage jusqu'à  $3c$  du bord de fuite, couvrant ainsi la région où une dynamique significative de l'écoulement est attendue. L'appareillage de la PIV est composé de deux lasers YAG pulsés pour éclairer l'écoulementensemencé avec des billes de polyamides de  $10^{-6}$  m de diamètre. Une caméra CCD de haute précision ( $2048 \times 2048$  pixels) avec une fréquence d'échantillonnage maximale de 10 Hz en mode double image est utilisée pour les mesures PIV. L'acquisition et le traitement des images sont réalisés à l'aide du logiciel Dynamic Studio en mode double image entre le laser et la caméra. L'intervalle de temps entre les impulsions laser est ajusté en fonction de la fréquence réduite d'oscillation. La PIV adaptative est la principale technique utilisée pour le traitement des données. Il s'agit d'une méthode automatique et adaptative pour déterminer les vecteurs vitesse sur la base d'images de particules. Le procédé adapte itérativement la taille et la forme des zones d'interrogation individuelles en fonction des densités d'ensemencement locales et des gradients de l'écoulement. Les moyennes de phase des champs de vitesse et de vorticité sont calculées pour différents angles d'attaque et pour chaque fréquence réduite afin d'analyser les structures du sillage et de l'écoulement.

### 3 Résolution numérique

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

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u}, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (4)$$

pour le champ de vitesse adimensionnel  $\mathbf{u}$ , en utilisant la vitesse d'écoulement uniforme entrante  $U_\infty$  comme vitesse de référence, le nombre de Reynolds étant  $Re = U_\infty c/\nu$ , en considérant la corde de la plaque  $c$  comme longueur de référence. Une approche numérique équivalente a été utilisée dans [17] 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 infinitésimale est considérée



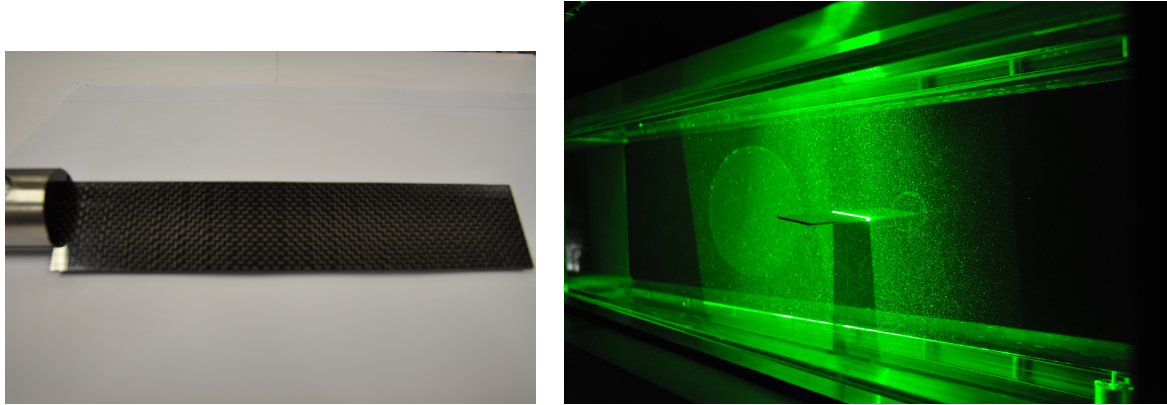


FIGURE 2 – Gauche : Plaque plane en carbone rigide et mince de 3 mm (épaisseur)  $\times$  191 mm (largeur)  $\times$  40 mm de (longueur). Droite : Vue du plan laser PIV à mi-envergure de la plaque oscillante au sein du tunnel hydrodynamique.

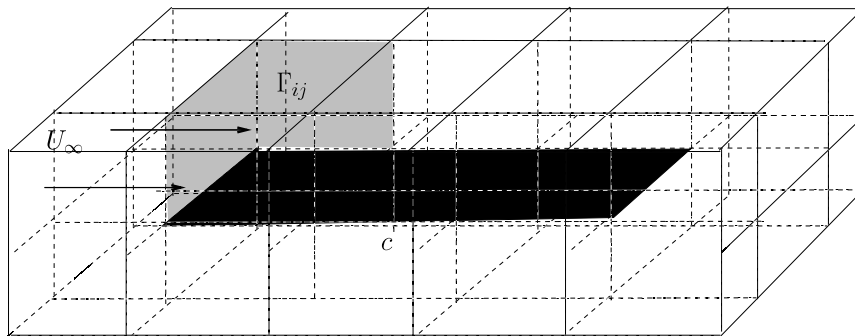


FIGURE 3 – Schéma de la partition multi-domaine du domaine de calcul avec la plaque insérée (noir). Exemples d'interfaces  $\Gamma_{ij}$  entre domaines (gris).

et la partition de domaine est conçue de 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). Ceci est approprié lorsque l'on doit 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

$$y = \eta(x, t) = (x - x_0) \alpha_0 \sin(2\pi ft), \quad x_l \leq x \leq x_t, \quad (5)$$

où  $x$  est la coordonnée longitudinale dans la direction de l'écoulement et  $y$  la coordonnée spatiale normale à la plaque (et normal à la plaque immobile),  $x_l$  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  $0 \leq x \leq L_x$ ,  $-L_y \leq y \leq L_y$ . La procédure numérique, conçue pour un écoulement tridimensionnel, est adaptée 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, imposant des conditions aux limites périodiques en  $z$ , la périodicité  $2s$  étant suffisamment petite pour empêcher, ou au moins minimiser, les structures transversales de l'écoulement. Désignant les

variables de calcul par  $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ , la transformation de coordonnées s'écrit

$$\bar{y} = \left( \frac{y - \eta(x, t)}{(\pm L_y) - \eta(x, t)} \right) (\pm L_y), \quad x_l \leq \bar{x} = x \leq x_t, \quad (6)$$

pour les domaines  $\eta < y < L_y$  et  $-L_y < y < \eta$  respectivement au-dessus et en dessous de la plaque. En amont et en aval de la plaque la transformation s'écrit de manière similaire, en remplaçant dans l'expression (6)  $\eta(x, t)$  par les valeurs respectivement au bord d'attaque  $\eta(x_l, t)$  et au bord de fuite  $\eta(x_t, t)$ .

Dans les variables transformées la plaque est localisée à  $\bar{y} = 0$  et selon la transformation (6) ci-dessus, les opérateurs différentiels par rapport au temps  $t$  et la coordonnée longitudinale  $x$  peuvent être décomposés, avec

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \bar{t}} + \frac{\partial \eta / \partial t}{(\pm L_y) - \eta} (\bar{y} - (\pm L_y)) \frac{\partial}{\partial \bar{y}}, \quad \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \eta / \partial x}{(\pm L_y) - \eta} (\bar{y} - (\pm L_y)) \frac{\partial}{\partial \bar{y}}, \quad (7)$$

tandis que la coordonnée normale à la paroi est transformée comme

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial \bar{y}} + \frac{\eta}{(\pm L_y) - \eta} \frac{\partial}{\partial \bar{y}}. \quad (8)$$

On note que dans cette transformation utilisant le graphe (5), 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 maximum de  $10^\circ$  (soit  $\alpha_0 = \pi/18 = 0.175$  dans (5), ce qui correspond à un étirement maximal d'environ 3 pour cent de la longueur de la plaque numérique lors du mouvement de tangage). Les opérateurs de dérivée seconde, tenant compte de la transformation de coordonnées, sont obtenus et ils sont écrits comme la somme de l'opérateur cartésien (dans les variables de calcul) et des contributions dues aux termes métriques dépendant du temps. Une intégration temporelle de type Euler semi-implicite du 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 de type Adams-Bashforth. Une méthode de projection est considérée, c'est-à-dire une méthode à pas fractionnaire, résolvant à chaque pas de temps un champ de pression et un champ de vitesse intermédiaires, 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 [21]). Par conséquent, à chaque pas de temps une série de problèmes de type Helmholtz

$$\bar{\nabla}^2 \Phi - \sigma \Phi = f \quad (9)$$

pour les composantes de la vitesse et la pression (avec  $\sigma = 0$  dans le dernier cas) doivent être résolus. Le domaine  $\Omega = \cup \Omega_k$  est partitionné en sous-domaines  $\Omega_k$  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

$$\bar{\nabla}^2 \Phi_k - \sigma \Phi_k = f_k, \quad \text{dans } \Omega_k, \quad \Phi_k = g \quad \text{sur } \partial \Omega_k \cap \partial \Omega, \quad (10)$$

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 (9), (10) contiennent l'évaluation explicite (de second ordre en temps) des termes non li-

néaires 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 [22], 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  $\Gamma_{ij}$ , ce qui est obtenu en faisant intervenir la matrice dite du complément de Schur (cf. [17]).

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) est considérée et des conditions d'advection non réfléchissantes sont utilisées à la sortie. Les limites supérieure et inférieure du domaine d'écoulement sont choisies à une distance  $\pm L_y = \pm 2c/3$  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 (des conditions de Neumann nulles pour les composantes de vitesse selon la direction longitudinale de l'écoulement  $u$  et selon l'envergure  $w$  et une condition de Dirichlet nulle pour la composante normale  $v$ ). Notons que la périodicité dans le sens de l'envergure  $2s$  est choisie aussi petite que  $c/6$  et on vérifie que l'écoulement reste quasi bidimensionnel dans le plan normal à  $z$ . La condition cinématique  $u = 0, w = 0, v = \partial\eta/\partial t$  est appliquée le long de la plaque mobile. Dans chaque sous-domaine  $\Omega_k$  un maillage de  $30 \times 30 \times 30$  est utilisé et 250 domaines sont considérés, avec ( $ndx = 25, ndy = 10, ndz = 1$ ). Dans l'objectif de comparer les résultats de la simulation numérique avec les mesures expérimentales, les mêmes fréquences réduites de tangage  $k = \pi fc/u_\infty$  que celles des expériences (dans une plage de 1.5 à 5) sont considérées ainsi que le même nombre de Reynolds  $Re = 2000$ .

## 4 Résultats et discussion

La moyenne de phase du champ de vorticité dans l'expérience est comparée sur la figure 4 à la vorticité instantanée numérique suivant l'envergure ( $\omega = \partial v/\partial x - \partial u/\partial y$ ), pour un angle d'attaque (AOA) de  $-8^\circ$ , la plaque étant en mouvement descendant (le bord de fuite en mouvement ascendant). La comparaison est faite pour quatre fréquences réduites :  $k = 1.5, 2.5, 3.8$  et  $5$ . En examinant les champs de vorticité, on observe que la structure de l'écoulement dans le sillage s'organise en réseau de tourbillons. Pour la plus faible fréquence réduite  $k = 1.5$ , la figure 4 montre le cas particulier où deux tourbillons de signe opposés sont éjectés à chaque demi-cycle de l'oscillation et advect s par l'écoulement. Même si à cette fréquence réduite l'emplacement spatial n'est pas exactement le même entre les résultats numériques et expérimentaux, la forme et la disposition des tourbillons sont cependant assez proches. Pour les fréquences réduites plus élevées ( $k = 2.5, 3.8$ , et  $5$ ), on observe clairement des réseaux de tourbillons, alternant de signe de circulation et un bon accord qualitatif apparaît entre les structures de l'écoulement expérimental et numérique. Les tourbillons deviennent presque horizontalement alignés le long du sillage pour  $k = 3.8$ . Comme il peut être vu sur les figures pour  $k = 5$ , à cette fréquence de tangage plus élevée le tourbillon horaire (avec une circulation négative) le long de la partie supérieure de la plaque se déplace vers la partie inférieure du sillage, tandis que le tourbillon antihoraire (de circulation positive) de la partie inférieure de la plaque se déplace vers le haut. Cet arrangement est caractéristique d'une allée inversée de von Kármán [20], où les tourbillons, alignés avec l'envergure de la plaque, tournent en sens opposés par rapport à l'allée naturelle de von Kármán (observée par exemple derrière des cylindres bidimensionnels). Cette allée tourbillonnaire dite propulsive à hautes fréquences

de tangage présente un écoulement moyen dans le sillage semblable à un jet ([8], [10]), généralement considéré comme synonyme d'une force propulsive. La visualisation de l'écoulement montre également l'émergence de tourbillons de bord d'attaque assez prononcés, particulièrement visibles dans les résultats des simulations numériques. Pour la fréquence réduite la plus élevée  $k = 5$ , une asymétrie du champ de vorticité numérique est observée en aval dans le sillage, l'allée tourbillonnaire étant déviée vers le bas. Notons qu'une telle rupture de symétrie de l'allée inversée de von K rman produite par un foil en battement a été rapportée par exemple en [19]. Une déviation du sillage est cependant à peine visible dans la figure 4 pour le résultat expérimental à  $k = 5$ .

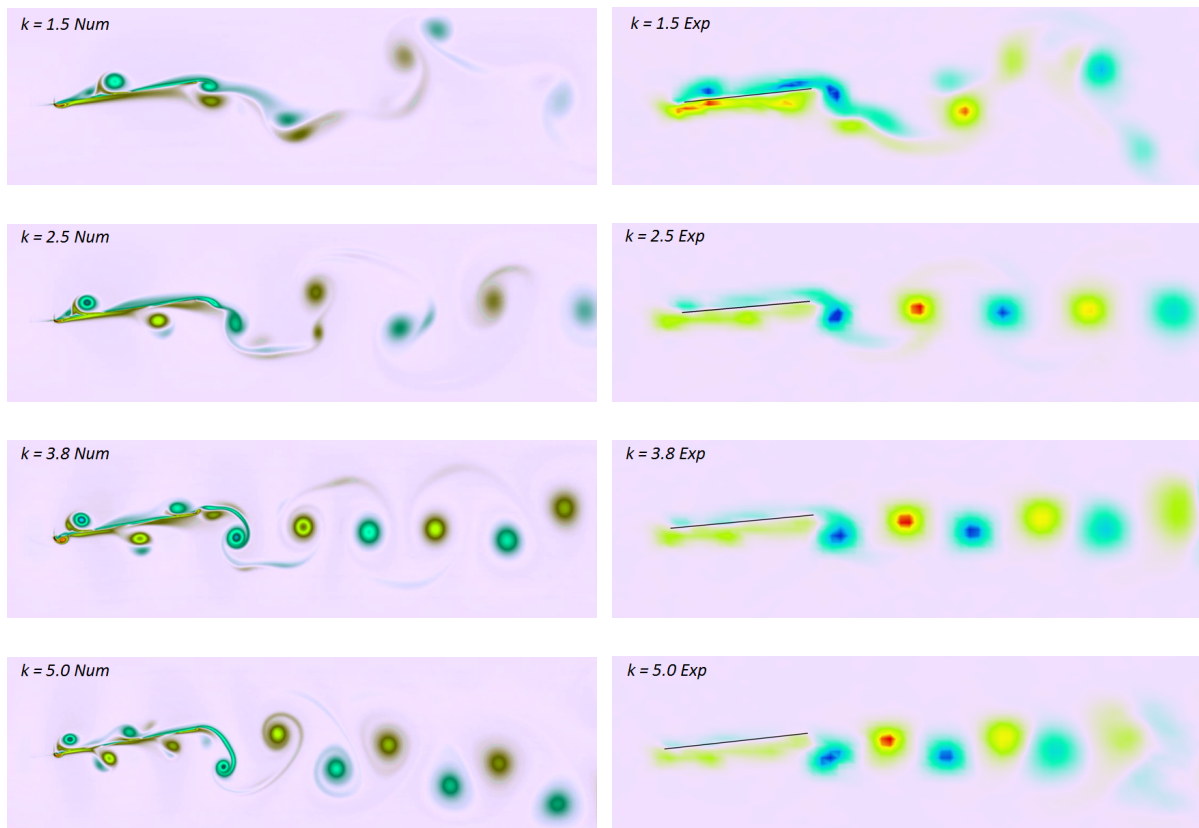


FIGURE 4 – Instantanés numériques (colonne de gauche) et moyennes de phase expérimentales (colonne de droite) des champs de vorticité autour de la plaque oscillante pour différentes fréquences réduites  $k = 1.5, 2.5, 3.8$  et  $5$ , pour un angle d'attaque de  $-8^\circ$ .

Le fait que le profil de vitesse moyen derrière une plaque en tangage exhibe un excès de quantité de mouvement, au-delà d'un seuil de la fréquence d'oscillation, a été souvent interprété comme la transition de la traînée à la poussée, selon la formule (1), ce qui suppose cependant que les termes de fluctuations de vitesse et de pression puissent être ignorés. Cette simplification est susceptible de surestimer la capacité de production de poussée des foils en battement, comme il a été mentionné dans [14]. En effet, en appliquant le théorème de la quantité de mouvement (cf. [18]) au volume de contrôle illustré sur la figure 1, on obtient la formule suivante pour la force totale moyenne (omettant cependant au contour extérieur du volume la contribution négligeable due au frottement visqueux)

$$F_t = \rho \int_{-L}^{+L} \left( \langle U_{\text{out}}^2 \rangle - \langle U_{\text{in}}^2 \rangle \right) dy + \int_{-L}^{+L} \left( \langle P_{\text{out}} \rangle - \langle P_{\text{in}} \rangle \right) dy, \quad (11)$$

plutôt que la formule simplifiée (1), une valeur négative de  $F_t$  correspondant à une traînée et une valeur

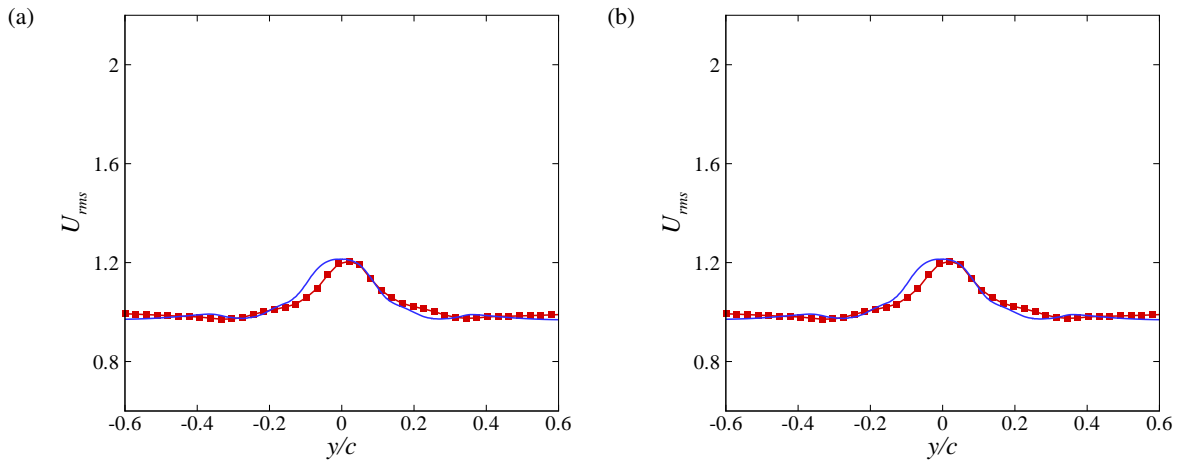


FIGURE 5 – Comparaison entre les profils  $U_{rms}$  expérimentaux(■) et numériques (—) dans le sillage  $(x - x_t)/c = 0.5$  (a) et  $(x - x_t)/c = 1$  (b) ( $x_t =$  bord de fuite) de la plaque oscillante à la fréquence réduite  $k = 2.5$ .

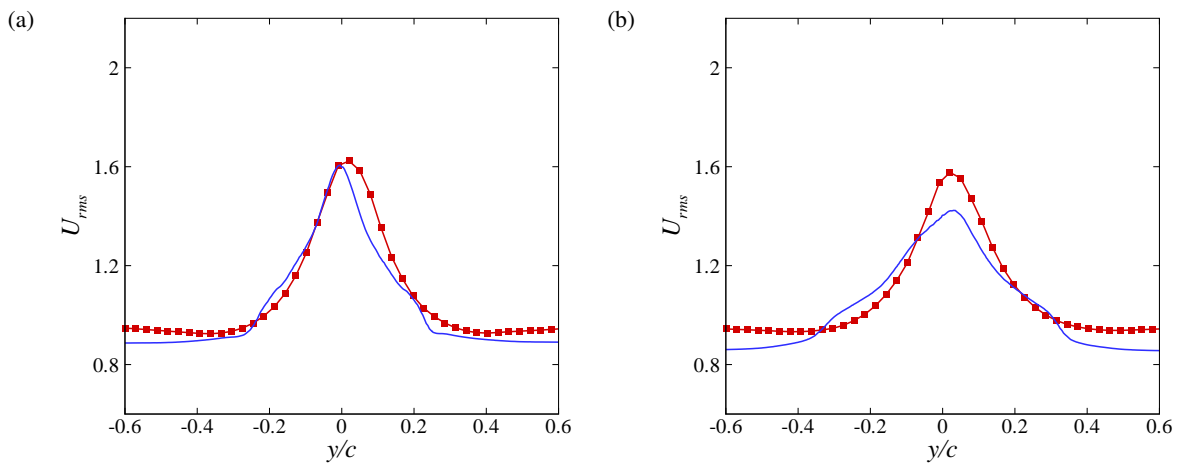


FIGURE 6 – Comparaison entre les profils  $U_{rms}$  expérimentaux(■) et numériques (—) dans le sillage  $(x - x_t)/c = 0.5$  (a) et  $(x - x_t)/c = 1$  (b) ( $x_t =$  bord de fuite) de la plaque oscillante à la fréquence réduite  $k = 3.8$ .

positive à une poussée. Ici, les crochets  $\langle \cdot \rangle$  signifient que les quantités moyennées dans le temps sont considérées,  $U_{in}$  et  $U_{out}$  (respectivement  $P_{in}$  et  $P_{out}$ ) étant la composante de vitesse longitudinale (respectivement la pression) à l'entrée et à la sortie du volume de contrôle considéré.

Alors que le champ de pression est directement accessible dans les résultats de la simulation numérique, il doit être déduit du champ de vitesse PIV dans les données expérimentales. Comme par exemple dans le cas de [14], nous supposons que les gradients longitudinaux, au moins à une certaine distance de la plaque, sont négligeables dans la composante  $y$  de l'équation de Navier-Stokes, auquel cas la formule

$$\langle P_{out} \rangle - \langle P_{in} \rangle = -\frac{\rho}{2} \left( \langle V_{out}^2 \rangle - \langle V_{in}^2 \rangle \right) \quad (12)$$

peut facilement être obtenue ( $V$  étant la composante selon  $y$  du champ de vitesse). Le coefficient adimensionnel  $C_t$  de la force moyenne est obtenu en utilisant  $U_\infty$  la vitesse uniforme d'entrée et la corde

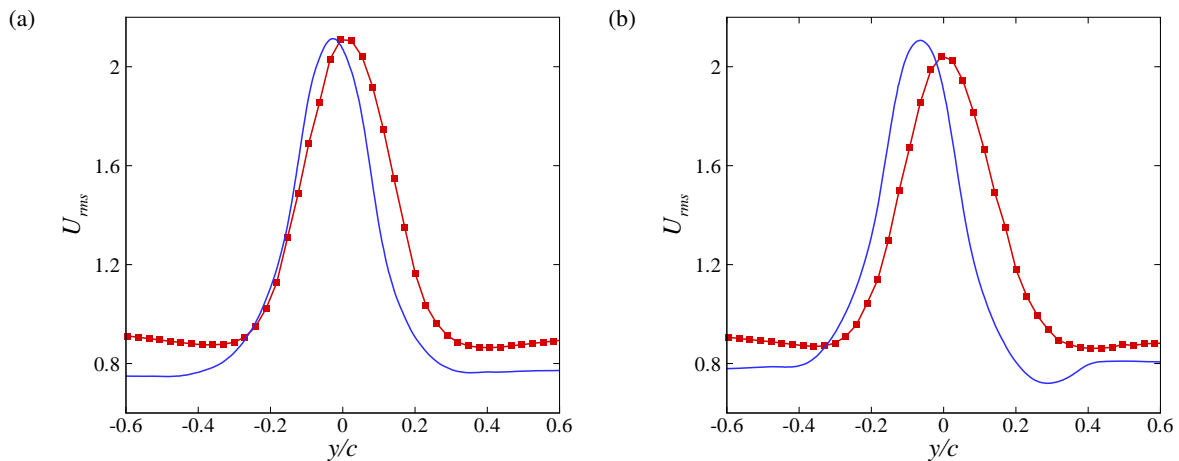


FIGURE 7 – Comparaison entre les profils  $U_{rms}$  expérimentaux (■) et numériques (—) dans le sillage  $(x - x_t)/c = 0.5$  (a) et  $(x - x_t)/c = 1$  (b) ( $x_t =$  bord de fuite) de la plaque oscillante à la fréquence réduite  $k = 5$ .

de la plaque  $c$  et

$$C_t = \frac{F_t}{\rho c U_\infty^2}. \quad (13)$$

La valeur moyenne du carré de la composante longitudinale de la vitesse dans la formule (11) est bien entendu égale à la somme du carré de la vitesse moyenne et de la moyenne du carré de la fluctuation. Pour une première comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques, nous considérons la quantité

$$U_{rms}(y) = \sqrt{\left( \frac{\langle U(y)^2 \rangle}{U_\infty^2} \right)} \quad (14)$$

(notons que cette définition de  $U_{rms}(y)$  diffère de ce qui est habituellement considéré comme la quantité quadratique moyenne pour les fluctuations de la vitesse). Les profils correspondants sont représentés sur les figures 5 - 7, à différentes positions dans le sillage. Pour la fréquence réduite  $k = 2.5$ , la figure 5 indique des profils en forme de jet avec un excès de vitesse maximum (par rapport à la valeur adimensionnelle uniforme de 1) d'environ 0.2, aussi bien pour les résultats expérimentaux que numériques. Bien que la largeur du profil ainsi que le maximum se comparent bien, le comportement en champ lointain dans l'expérience diffère de celui observé dans les résultats de simulation numérique. En effet, la profondeur du tunnel hydrodynamique est presque égale à 5 fois la corde de la plaque, tandis que le domaine de simulation numérique est plus confiné avec une limite supérieure et inférieure  $\pm L_y/c$  avec  $L_y/c = 2/3$ . Comme on peut le voir sur la figure 5, le profil numérique de vitesse longitudinal tend ainsi vers une valeur légèrement inférieure à 1, tout en étant cohérent avec les conditions aux limites de type surface libre utilisées dans la simulation numérique (c'est-à-dire  $\partial U/\partial y = 0, V = 0$  à  $\pm L_y$ ), permettant une variation longitudinale en champ lointain pour la composante longitudinale de la vitesse. Cependant, on verra plus loin lors du bilan des forces, que le domaine, nécessairement fini, et les conditions aux limites utilisés n'affectent pas la dynamique fluide-structure proche de la paroi.

Le profil de type jet devient plus raide pour les fréquences réduites plus élevées, avec un excès de vitesse d'environ 0.6 pour  $k = 3.8$ , à un emplacement dans le sillage distant de  $c/2$  du bord de fuite. Plus loin en aval dans le sillage (à une corde du bord de fuite) les profils expérimental et numérique se comparent cependant moins bien, ce qui est susceptible d'être attribué aux effets de confinement du domaine. Le

résultat pour la fréquence réduite  $k = 5$  la plus élevée est représenté sur la figure 6 et comme prévu, l'excès de vitesse augmente encore pour devenir approximativement 1.2. Maintenant le profil moyen obtenu numériquement présente une légère asymétrie, en concordance avec la rupture de symétrie observée dans le champ instantané de vorticité représenté sur la figure 4.

La formule de la force moyenne (11) est maintenant appliquée aux données, en intégrant les quantités de l'écoulement le long de différentes positions de sortie dans le sillage. Pour les résultats de la simulation numérique, l'entrée de l'écoulement (à  $c/3$  du bord d'attaque de la plaque) a été choisie avec une vitesse uniforme adimensionnelle égale à 1. Les champs sont intégrés aux différentes positions dans le sillage, en considérant  $\pm L = \pm L_y$  dans (11), le champ de pression pouvant également être directement extrait des données de simulation numérique. Dans l'expérience, l'entrée de l'écoulement a été prise à  $3c$ , le plus loin possible du bord d'attaque de la plaque, évitant ainsi toute perturbation de l'écoulement due au mouvement de tangage.

Les résultats numériques et expérimentaux sont comparés sur la figure 8, où les contributions de la vitesse et de la pression sont indiquées séparément ainsi que la somme des deux, c'est-à-dire le coefficient moyen de la force  $C_t$ . Les résultats sont présentés pour deux fréquences réduites  $k = 2.5$  et  $3.8$  et on voit que la contribution due à  $U_{\text{rms}}$  et celle associée à la pression, prises séparément, diffèrent en comparant les résultats numériques et expérimentaux. Comme il a déjà été mentionné, cela s'explique clairement par le fait que la configuration expérimentale et le domaine de simulation numérique diffèrent notamment par rapport aux distances entre la plaque et les limites de l'ensemble du dispositif, ce qui a pour résultat des conditions limites différentes rencontrées par le fluide.

La somme des deux contributions (donc  $C_t$ ) pour les différentes positions dans le sillage à  $0.4 \leq (x - x_t)/c \leq 1.5$  ( $x_t$  étant le bord de fuite) est cependant assez proche et donne une prédiction similaire de la traînée pour  $k = 2.5$  ( $C_t < 0$ ), alors qu'à  $k = 3.8$  le coefficient  $C_t$  devient positif, ce qui signifie que la plaque produit de la poussée. Il est intéressant de noter que les valeurs  $C_t$  fournies par les résultats de la simulation numérique restent presque constantes tout au long du sillage, alors que les résultats expérimentaux varient légèrement autour de la prédiction numérique. Ceci peut être attribué à l'hypothèse utilisée pour la prédiction expérimentale de la pression, à savoir que la variation longitudinale de la composante normale de la vitesse est négligeable, ce qui est moins vrai près du bord de fuite. Aussi, plus en aval dans le sillage des effets tridimensionnels peuvent apparaître. La figure 8 est cependant une preuve évidente que la vitesse et la pression doivent être prises en compte pour retrouver une prédiction fiable de la force à l'aide du théorème intégral de quantité de mouvement, comme souligné également par [7] et [14]. Il est manifeste que différents domaines de volume de contrôle conduisent à des contributions de force partielles différentes, se combinant cependant en une force totale cohérente, tant que les limites géométriques dans l'expérience et la simulation numérique n'affectent pas la dynamique de l'écoulement autour de la plaque en tangage. Il est à souligner que l'apparition d'un écoulement moyen de type jet dans le sillage n'est pas suffisant pour conclure à une poussée. En effet, le profil  $U_{\text{rms}}$  à la fréquence réduite  $k = 2.5$ , illustré à la figure 5, présente un (léger) excès de vitesse, même si la plaque subit une traînée ( $C_t < 0$ ).

Les résultats de simulation numérique ont l'avantage de fournir un accès direct aux forces le long de la plaque, en calculant les termes du tenseur de contrainte le long de la plaque et en particulier la composante selon  $x$

$$\Sigma_x = n_x \left( -P + 2\mu \frac{\partial U}{\partial x} \right) + n_y \mu \left( \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right), \quad (15)$$

qui se décompose en une partie de pression et une contribution visqueuse,  $n_x, n_y$  étant les composantes du vecteur (unité) normal le long de la plaque en tangage dans le système de coordonnées fixes  $(x, y)$  et

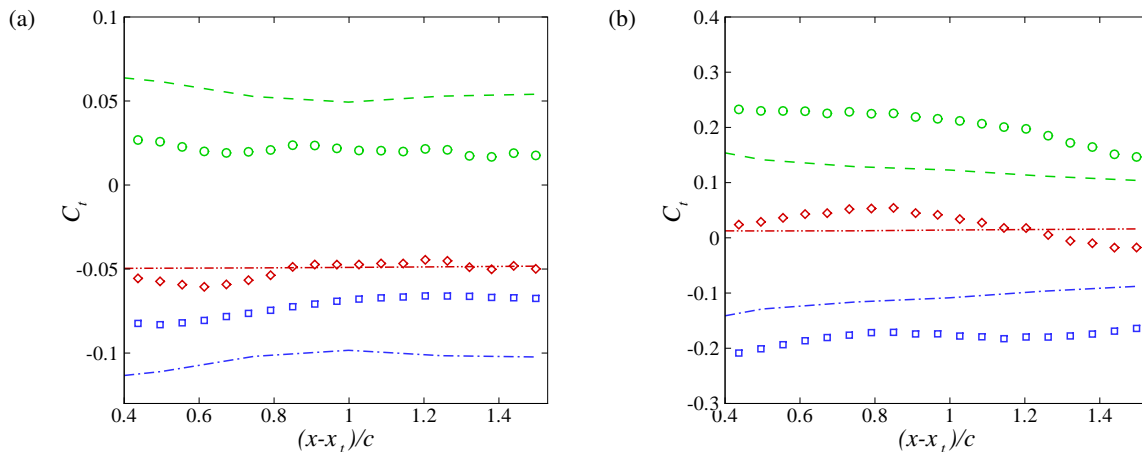


FIGURE 8 – Evolution du coefficient moyen de poussée expérimental et numérique dans le sillage ( $0.4 \leq (x - x_t)/c \leq 1.5$ ,  $x_t =$  bord de fuite) pour les fréquences réduites  $k = 2.5$  (a) et  $k = 3.8$  (b). Symboles (résultats expérimentaux), lignes (résultats numériques) :  $\langle U_{\text{out}}^2 \rangle - \langle U_{\text{in}}^2 \rangle$  ( $\circ$ ,  $---$ );  $\langle P_{\text{out}} \rangle - \langle P_{\text{in}} \rangle$  ( $\square$ ,  $-\cdot-\cdot-$ ); force totale  $C_t$  ( $\diamond$ ,  $-\cdot-\cdot-$ )

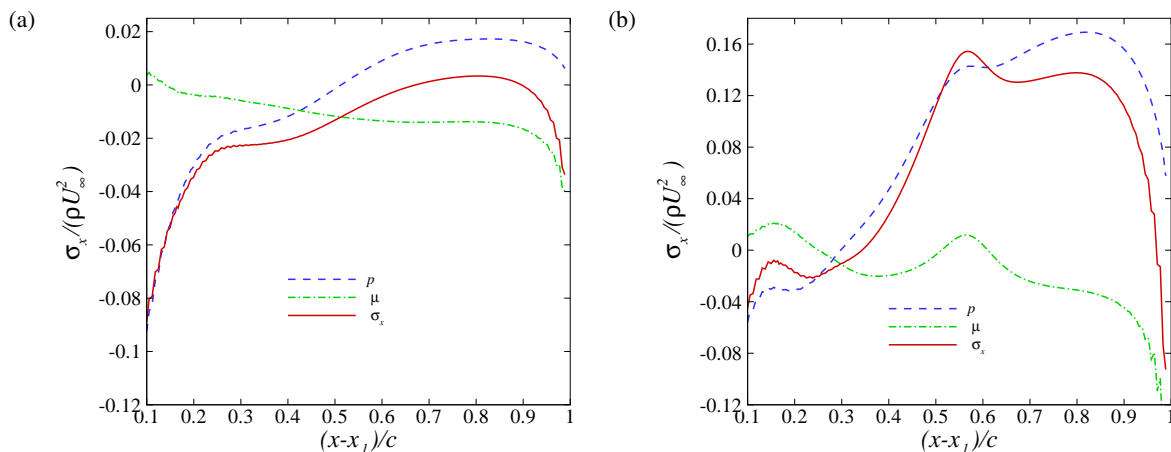


FIGURE 9 – Contrainte visqueuse adimensionnelle numérique  $\mu$  ( $---$ ), pression  $p$  ( $-\cdot-\cdot-$ ) et la somme  $\sigma_x$  ( $---$ ) le long de la face supérieure de la plaque  $0 < (x - x_l)/c < 1$  ( $x_l =$  bord d'attaque) pour les fréquences réduites  $k = 2.5$  (a) et  $k = 5$  (b).

$\mu$  la viscosité. La moyenne temporelle de la contrainte adimensionnée  $\sigma_x/(\rho U_\infty^2)$  a été calculée (avec  $\sigma_x = \langle \Sigma_x \rangle$ ) le long de la plaque pour les différentes fréquences réduites considérées. La contribution de la pression et la contribution visqueuse, ainsi que la somme, sont représentées sur la figure 9, pour les fréquences  $k = 2.5$  et  $k = 5$ , le long de la face supérieure de la plaque. Les courbes sont tracées en omettant le très proche voisinage des bords d'attaque et de fuite de la plaque, qui sont des points singuliers pour la configuration considérée (le traitement numérique de cette singularité par la méthode de décomposition ayant été brièvement expliqué plus haut). Il est intéressant de noter que la contrainte visqueuse se comporte différemment pour la haute fréquence  $k = 5$ , présentant deux pics positifs, l'un près du bord d'attaque et l'autre au milieu de la plaque, synonymes d'une petite zone de couche limite séparée sur la plaque, étant donné que le terme principal (adimensionnel) de la contrainte visqueuse sur le fluide est  $-\mu \partial U / \partial y$ . Les forces le long de la plaque sont équivalentes sur les faces supérieure et inférieure, en l'absence d'asymétries. Ceci est confirmé par la figure 10, pour la fréquence réduite  $k = 3.8$  où les courbes  $\sigma_x/(\rho U_\infty^2)$  le long des deux faces se superposent. Cependant, pour la haute



fréquence  $k = 5$ , les résultats diffèrent légèrement entre la face supérieure et inférieure, ce qui est à nouveau l'empreinte de l'asymétrie déjà observée sur les figures 4 et 7. On peut cependant déduire des courbes que les forces intégrales sur les deux faces de la plaque sont proches l'une de l'autre et que l'asymétrie ne produit donc pas de portance significative sur la plaque. La figure 11 résume la distribution de force le long de la plaque pour différentes fréquences réduites, allant de  $k = 1.5$  à  $k = 5$ . On voit que pour  $k$  plus grand que 3, les courbes présentent un minimum local pour  $(x - x_l)/c$  entre  $1/4$  et  $1/3$ , qui est proche du centre de rotation. Ceci montre bien évidemment l'influence de l'emplacement du point pivot du tangage sur la distribution de force, qui a été étudiée par exemple dans [15]. Les contraintes ont été intégrées le long des faces de la plaque pour les différentes fréquences réduites, afin de remonter au coefficient de force

$$C_t = \frac{1}{c\rho U_\infty^2} \oint \sigma_x ds. \quad (16)$$

Une méthode de trapèze simple a été utilisée sans traitement particulier près les bords (singuliers) d'attaque et fuite (sauf le fait d'omettre les points singuliers). Ces valeurs sont comparées sur la figure 12 avec celles obtenues par l'analyse intégrale de la quantité de mouvement et on observe qu'elles se superposent en effet, hormis la valeur à  $k = 5$  où elles commencent à diverger. Il convient ici de faire remarquer à nouveau, que le choix de la limite de sortie pour l'application du théorème intégral de quantité de mouvement est susceptible d'influer sur les résultats, en particulier dans l'expérience. De plus, dans la simulation numérique à haute fréquence  $k = 5$ , les conditions aux limites imposées ont assurément une certaine influence sur la dynamique du sillage, compte tenu de la trajectoire asymétrique de l'allée tourbillonnaire vers la frontière de sortie (cf. figure 4). De la figure 12 on peut cependant clairement conclure, que la transition de la traînée vers la poussée apparaît à  $k \approx 3.4$ . Aussi, aux faibles fréquences ( $1.5 \leq k \leq 2.5$ ), le coefficient de traînée ne varie que légèrement, la traînée visqueuse étant alors importante pour la plaque considérée avec une traînée de forme très faible, alors que pour les fréquences plus élevées, les courbes  $C_t$  augmentent presque linéairement.

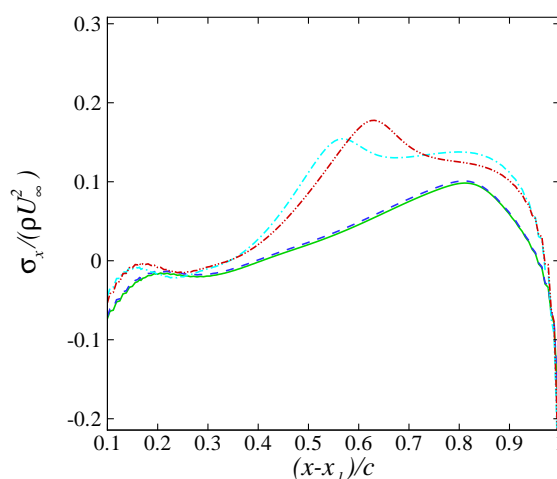


FIGURE 10 – Contrainte moyenne numérique  $\sigma_x / (\rho U_\infty^2)$  le long des deux faces de la plaque  $0 < (x - x_l) / c < 1$  ( $x_l =$  bord d'attaque). Fréquence réduite  $k = 3.8$  : face supérieure (—), face inférieure (— · — ·);  $k = 5$  : face supérieure (— · — ·), face inférieure (— · · — ·).

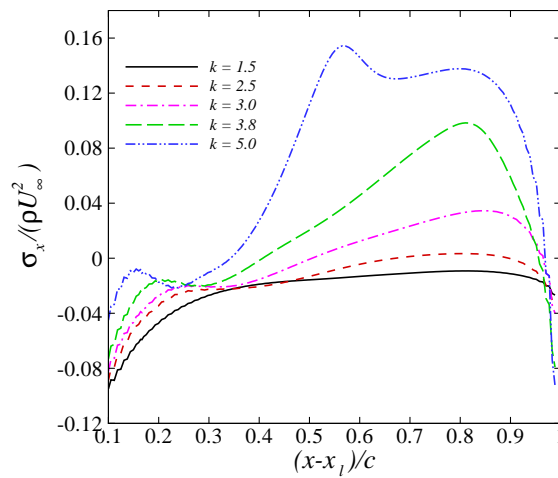


FIGURE 11 – Contrainte moyenne numérique le long de la face supérieure de la plaque  $0 < (x-x_l)/c < 1$  ( $x_l =$  bord d'attaque) pour différentes fréquences réduites  $k$ .

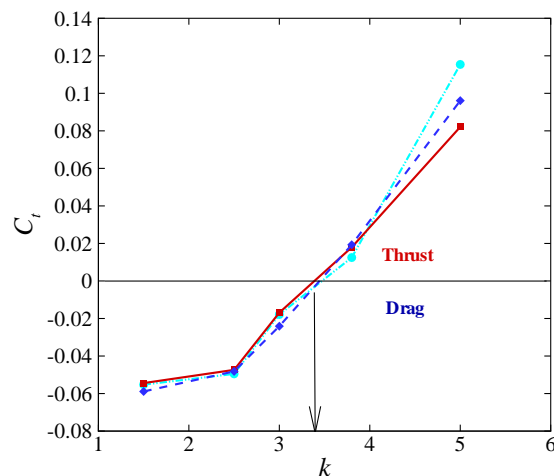


FIGURE 12 – Evolution du coefficient moyen de poussée en fonction de la fréquence réduite  $k$ . Equation intégrale de la quantité de mouvement (la limite aval dans le sillage est prise à une corde du bord de fuite), résultats expérimentaux (■), résultats numériques (●). Forces intégrées le long de la plaque (◆)

## 5 Conclusion

Le but de la présente étude expérimentale et numérique était de revoir les problématiques associées aux mesures de la force pour des foils en battement en considérant une géométrie idéale, évitant autant que possible la traînée de forme par utilisation d'une plaque très mince dans l'expérience, une plaque d'épaisseur infinitésimale étant modélisée dans la simulation numérique. Les mêmes conditions d'écoulement pouvant être choisies dans l'approche expérimentale et numérique, avec une dynamique quasi bidimensionnelle, étant donné le grand rapport d'aspect (corde-largeur) dans l'expérience, et une périodicité suivant l'envergure suffisamment petite dans la simulation numérique pour supprimer les effets tridimensionnels.

Alors que dans la procédure de simulation numérique utilisée ici la distribution de la force est direc-

tement accessible le long de la plaque, les forces ne peuvent être déterminées qu'indirectement dans l'expérience par l'utilisation classique du théorème intégral de la quantité de mouvement. Il a été démontré une fois de plus, que cette analyse indirecte de la force moyenne n'est fiable que si, en plus du profil de vitesse moyenne, on tient compte des quantités quadratiques moyennes des fluctuations de vitesse et de la variation de pression. Tirant profit de la faible variation de la vitesse normale attendue en amont et en aval des bords de la plaque, la variation moyenne de la pression peut être estimée dans l'expérience en intégrant l'équation de la quantité de mouvement selon  $y$ , en prenant soin de choisir les bornes d'intégration suffisamment loin des bords d'attaque et de fuite (en veillant cependant d'éviter les effets tridimensionnelles loin dans le sillage). Même si les conditions aux limites sont différentes dans l'expérience et la simulation, engendrant différentes contributions de forces partielles, la traînée ou la poussée totale peut être systématiquement prédite, en comparant les données expérimentales et les résultats numériques. En particulier, une fréquence critique fiable pour le début de la production de poussée a été déterminée pour le présent exemple d'une plaque en tangage. La perte de symétrie dans le sillage inversé de Von Kármán, qui a été par exemple reporté en [19], apparaît également à hautes fréquences dans notre étude, et ce début d'asymétrie est ensuite retrouvé dans le calcul de la répartition des contraintes le long des faces de la plaque.

Une configuration quasi bidimensionnelle a été choisie, mais comme le montre par exemple [17] pour une plaque en mouvement de battement uniforme, les effets de largeur finie sont susceptibles de contribuer de manière significative à la traînée de frottement et peuvent donc avoir une influence sur la production de poussée par le battement. L'étude d'une plaque en tangage dans une configuration tridimensionnelle, par exemple avec un rapport largeur sur longueur inférieur à un, est prévue pour une investigation à venir.

## Remerciements

Nous exprimons nos remerciements au personnel technique de l'IRENav pour l'expertise fournie lors des expériences. 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. V. Karman, Airfoil theory for non-uniform motion, *Journal of the Aeronautical Sciences*, 5 (10) (1938) 379–390.
- [2] M. J. Lighthill, Hydrodynamics of aquatic animal propulsion, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1 (1969) 413–446.
- [3] T. Y.-T. Wu, Hydromechanics of swimming of fishes and cetaceans, *Advances in applied mechanics*, 11 (1971) 1–63.
- [4] J. Katz, D. Weihs, Behavior of vortex wakes from oscillating airfoils, *Journal of Aircraft*, 15 (12) (1978) 861–863.
- [5] M. F. Platzer, K. S. Neace, C.-K. Pang, Aerodynamic Analysis of Flapping Wing Propulsion, AIAA paper, 93 (1993) 0484.
- [6] H. Liu, K. Kawachi, A numerical study of undulatory swimming, *Journal of Computational Physics*, 155 (2) (1999) 223–247.

- [7] R. Ramamurti, W. Sandberg, Simulation of flow about flapping airfoils using finite element incompressible flow solver, *AIAA journal*, 39 (2) (2001) 253–260.
- [8] M. M. Koochesfahani, Vortical Patterns in the Wake of an Oscillating Airfoil, *AIAA journal*, 27 (1989) 1200–1205.
- [9] 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.
- [10] 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.
- [11] P. Freymuth, Propulsive vortical signature of plunging and pitching airfoils, *AIAA journal*, 26 (7) (1988) 881–883.
- [12] 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.
- [13] F. Paraz, L. Schouveiler, C. Eloy, Thrust generation by a heaving flexible foil : Resonance, nonlinearities, and optimality, *Physics of Fluids*, 28 (2016) 011903.
- [14] D. G. Bohl and 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.
- [15] W. Tian, A. Bodling, H. Liu, J. C. Wu, G. He, H. Hu, An experimental study of the effects of pitch-pivot-point location on the propulsion performance of a pitching airfoil, *Journal of Fluids and Structures*, 60 (2016) 130–142.
- [16] R. Godoy-Diana, J. L. Aider, J. E. Wesfreid, Transition in the wake of a flapping foil, *Physical Review E*, 77 (2008) 016308.
- [17] 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.
- [18] G. K. Batchelor, *An Introduction to Fluid Dynamics*, Cambridge University Press, 1967.
- [19] R. Godoy-Diana, C. Marais, J.-L. Aider, J. E. Wesfreid, A model for the symmetry breaking of the reverse Bénard–von Kármán vortex street produced by a flapping foil, *Journal of Fluid Mechanics*, 622 (2009) 23–32.
- [20] T. Schneipper, A. Andersen, T. Bohr, Vortex wakes of a flapping foil, *Journal of Fluid Mechanics*, 633 (2009) 411–423.
- [21] J. Guermond, P. Mineev, J. Shen, An overview of a fractional-step method for incompressible flows, *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* 195 (2006) 6011–6045.
- [22] 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.
- [23] S. *et al.* Balay, PETSc users manual, no. ANL-95/11-Revision 3.4 Argonne, IL : Argonne National Laboratory, 2013.
- [24] A. Quarteroni, A. Valli, *Domain decomposition methods for partial differential equations*, Oxford, UK : Clarendon Press, 1999.