

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

République Algérienne Démocratique et Populaire

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

Université Mohamed Khider – Biskra

Faculté des Sciences et de la technologie

Département : Génie Mécanique

Réf :



جامعة محمد خيضر بسكرة

كلية العلوم و التكنولوجيا

قسم: الهندسة الميكانيكية

المرجع:

Thèse présentée en vue de l'obtention du diplôme de

Doctorat en Sciences

Spécialité : Génie Mécanique

Option : Énergétique

Présentée par :

BENARFAOUI Arfaoui

**CONTRIBUTION A L'EXTRACTION
D'ENERGIE PAR DES AILES BATTANTES**

Soutenue publiquement le

Devant le jury composé de :

Dr. BELGHAR Nourredine	Professeur	Président	Université Biskra
Dr. GUERIRA Belhi	MCA	Rapporteur	Université Biskra
Dr. BOUZAHER M ^{ed} Taher	MR	Co-rapporteur	CRSTRA Biskra
Dr. MOUMMI Nouredine	Professeur	Examineur	Université Biskra
Dr. TALBI Kamel	Professeur	Examineur	Université Constantine 1
Dr. AISSANI Linda	MCA	Examineur	Université Khenchela

Remerciement

Après avoir rendu grâce à Dieu le tout puissant et le miséricordieux, et au terme de ces années passées au Laboratoire de Génie Mécanique LGM, département de génie mécanique, université Mohamed Khider Biskra, je suis heureux d'exprimer ma reconnaissance et ma gratitude à tous ceux qui ont contribué au bon déroulement de mes travaux.

Je tiens à exprimer, en premier lieu, mes sincères remerciements et ma gratitude aux directeurs de ma thèse Messieurs GUERIRA Belhi et BOUZAHER Mohamed Tahar. Ils s'y sont grandement impliqués par leurs directives, remarques et suggestions, mais aussi par leurs encouragements dans les moments clés de son élaboration. Je garde avec eux un souvenir inoubliable de ces années de coopération au cours desquelles ils ont toujours démontré leurs disponibilités malgré les responsabilités que leurs fonctions exigent.

Que Monsieur GUERIRA Belhi trouve ici ma profonde reconnaissance qui, malgré les prérogatives qui sont les siennes, a acceptés sans réserve, de diriger cette thèse. Je suis ravi d'avoir travaillé en sa compagnie car outre son appui scientifique, il a toujours été là pour me soutenir et me conseiller au cours de l'élaboration de cette thèse.

J'adresse un remerciement particulier à Monsieur BOUZAHER Med Tahar, pour le temps qu'il a bien voulu m'accorder et son soutien a, pour beaucoup, contribué au bon déroulement de mes travaux de doctorat. Aussi pour m'avoir fait bénéficier de ses expériences et connaissances scientifiques. Les parties numériques de ce travail n'auraient pu être réalisées sans son aide précieuse.

J'exprime mes remerciements les plus sincères à Monsieur BELGHAR Nourredine, Professeur à l'université de Biskra, qui m'a honoré en acceptant de présider le jury de ma thèse. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

Mes remerciements les plus chaleureux s'adressent également à Monsieur Moumni Nouredine, Professeur à l'Université de Biskra d'avoir eu l'amabilité de juger ce travail. Qu'il daigne accepter ma reconnaissance pour l'intérêt qu'il a porté à cette thèse.

J'exprime aussi mes remerciements à Monsieur TALBI Kamel, Professeur à l'Université de Constantine, qui a bien voulu juger ce travail. Je tiens à lui exprimer mes remerciements les plus sincères.

Madame Aissani Linda, Maître de conférences à l'Université de Khenchela, a aimablement accepté de juger ce travail. Qu'elle trouve ici l'expression de ma sincère reconnaissance.

Mes remerciements s'adressent aussi à l'ensemble des enseignants du Département de Génie Mécanique de l'université de Biskra et également à mes amis et collègues de l'université Mohamed Khider Biskra.

Je saisis aussi cette occasion pour prononcer un mot de gratitude à l'égard de mon ami le docteur LABADI Abdallah pour son aide précieuse à la mise en page de cette thèse.

Enfin, je remercie ma chère épouse pour son soutien quotidien indéfectible et son enthousiasme à l'égard de mes projets professionnels comme de la vie en général.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	1
----------------------------	---

CHAPITRE I

SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE

I.1	Objectif	3
I.2	Introduction.....	3
I.3	Mode de fonctionnement du mouvement de battement.....	8
I.3.1	La turbine entièrement passive.....	9
I.3.2	La Turbine à pale Battante Semi-Passive.....	11
I.3.3	La Turbine à pale Battante Active.....	13

CHAPITRE II

MODELISATION MATHEMATIQUE ET NUMERIQUE

II.1	Introduction.....	28
II.2	Modélisation des écoulements turbulents	30
II.2.1	Modélisation par l'approche RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes)	30
II.2.2	Autres méthodes de résolution de la turbulence.....	32
II.2.2.1	Simulation Numérique directe DNS (Direct Numerical Simulation).....	32
II.2.2.2	Simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation LES)	32
II.3	Coefficients aérodynamiques.....	33
II.3.1	Coefficient de moment <i>C_m</i>	33
II.3.2	Coefficients de traînée et de portance (C _D , C _L)	33
II.4	Description du mouvement des ailes battantes	34

II.5	Principes de base de l'extraction d'énergie par une aile battante	36
II.6	Description de la technique de contrôle appliqué	38
II.6.1	Cas d'une turbine à aile battante opérant en mode simple	38
II.6.2	Cas d'une turbine type : bras oscillant	39
II.7	Présentation du solveur	42
II.8	Génération du maillage et conditions aux limites	43
II.8.1	Conditions aux limites	43
II.8.2	Techniques de maillage dynamique	44
II.8.3	Stratégie de maillage pour la turbine en mode simple	45
II.8.4	Stratégie de maillage pour la turbine en mode bras oscillant	47
II.8.5	Estimation du pas de temps	48
II.8.5.1	Condition CFL (Courant–Friedrichs–Lewy)	48
II.9	Conclusion	48

CHAPITRE III

RESULTATS ET DISCUSSION

III.1	Introduction	49
III.2	Validation du solveur	49
III.3	Simulation d'écoulement autour d'une turbine à aile battante en mode simple	51
III.3.1	Cas nominal (plaque plane)	51
III.3.2	Cas contrôlé (avec un volet oscillant)	54
III.4	Étude paramétrique	59
III.4.1	Effet de la longueur du volet	59
III.4.2	Effet de la position du volet	64
III.4.3	Effet de fréquence réduite	68

III.5	Simulation d'écoulement autour d'une turbine à aile battante type : bras oscillant (profile NACA 0015)	69
III.5.1	Mécanisme d'amélioration des performances	69
III.5.2	Effet de facteur de déviation (Swing).....	73
III.5.3	Effet de l'angle d'inclinaison de volet.....	74
CONCLUSION GENERALE		78
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES		81

LISTES DES FIGURES

Figure I.1 : (a) Éolienne à axe vertical (VAWT), (b) éolienne à axe horizontal (HAWT).	4
Figure I.2 : Performances des turbines rotatives à différents rapports de vitesse TSR.	5
Figure I.3 : (a) Éolienne "Wingmill" de l'Université de Toronto. McKinney et DeLaurier (1981) (b). un battement avec une différence de phase de 90^0 entre $\theta(t)$ et la $y(t)$	7
Figure I.4 : Paramètres et définitions de la cinématique de l'aile	15
Figure I.5 : Schéma illustrant le mouvement des ailes battantes le long d'une trajectoire elliptique.	17
Figure I.6 : Motion prescrit de l'aile oscillante.....	20
Figure I.7 : Taille du domaine de la feuille 3D (L-H-W ont une longueur de corde de 25-20-20).....	21
Figure I.8 : Schéma pour (a) un dispositif à énergie oscillante, (b) coup vers le haut et (c) coup vers le bas.	23
Figure I.9 : Schéma de l'extraction d'énergie par une aile battante semi-active.....	24
Figure I.10 : Écoulement sur une aile battante totalement active effectuant une rotation, un tangage et une montée	25
Figure I.11 : (a) Application traditionnelle du volet, (b) nouveau volet utilisé par Y.H. Xie et al [43]	26
Figure II.1 : Présentation des forces de traînée et de portance (CD, CL).	33
Figure II.2 : Illustration du mouvement d'une aile battante de forme plaque plane.	34
Figure II.3 : Cinématique d'une aile battante de forme plaque plane.	36
Figure II.4 : Régime d'extraction de puissance ($\chi > 1$ et $\alpha < 0$) d'une aile oscillante.	37
Figure II.5 : Géométrie d'un extracteur avec un volet oscillant.....	38
Figure II.6 : Mouvement du volet-aile pour $\phi_{flap} = 0^\circ, \theta_1 = 8^\circ$	38
Figure II.7 : (a) Vue en 3D d'une turbine type : bras oscillant (b) mouvement d'aile en mode : bras oscillant	40
Figure II.8 : Configuration d'un profil montée sur bras oscillant	40
Figure II.9 : Schémas des étapes à suivre pour la simulation.....	42
Figure II.10 : Zones créées par une intersection d'interface non périodique [48].	44
Figure II.11 : Interface du maillage dynamique en 2D [45].....	45
Figure II.12 : Turbine avec un volet oscillant	45

Figure II.13 : (a) Détails du maillage et format de mouvement du maillage coulissant/superposé. (b) Illustration de la technique de superposition	46
Figure II.14 : Détails du maillage et format de mouvement du maillage coulissant.....	47
Figure III.1 : (a) Indépendance du réseau et (b) test du pas du temps relatif à Kinsey et Dumas pour un profil NACA0015.	50
Figure III.2 : Comparaison des coefficients de puissances instantanées. C_p et $C_{p\theta}$ pour la présente simulation et Kinsey et Dumas [9] pour un profil aérodynamique NACA 0015.	51
Figure III.3 : Structure vorticitaire à différentes positions de la plaque.....	53
Figure III.4 : Évolution instationnaire :	56
Figure III.5 : Structure vorticitaire sur une période de battement a $f^* = 0.14$ et $\theta_0 = 76.33^\circ$	57
Figure III.6 : Contours de pression sur une période de battement a $f^* = 0.14$ et $\theta_0 = 76.33^\circ$...	58
Figure III.7 : Évolution de (a) coefficient de portance (C_l), (b) coefficient de traînée (C_D),....	60
Figure III.8 : Évolution des coefficients d'extraction d'énergie (a) CPh; (b) CP θ ; (c) CP.....	62
Figure III.9 : Structure vorticitaire et la pression correspondante à $t/T=0.25$, $f^* = 0.14$	63
Figure III.10 : Différentes configurations proposées du volet.....	64
Figure III.11 : Évolution instationnaire de (a) C_l , (b) C_D , (c) C_m	65
Figure III.12 : Évolution des coefficients d'extraction d'énergie (a) CPh; (b) CP θ (c) CP.....	66
Figure III.13 : Structure vorticitaire pour différentes configurations à $f^* = 0.14$	67
Figure III.14 : Évolution des coefficients d'extraction d'énergie moyenne (a) CPh; (b) CP θ ; (c) CP ; (d) $\eta\%$	68
Figure III.15 : Évolution instationnaire de :	71
Figure III.16 : Structure vorticitaire et contours de pression pour une période de battement à $f^* = 0.14$ et $\theta_0 = 76.33^\circ$	73
Figure III.17 : Effet de facteur de déviation (Swing) sur la puissance de sortie	74
Figure III.18 : Effet de l'angle d'oscillation du volet sur la puissance de sortie	75
Figure III.19 : Effet de l'angle d'oscillation de volet sur la puissance moyenne $f^* = 0.14$ et $\theta_0 = 76.33^\circ$ $S=0.5$	76

NOMENCLATURE

$c =$	longueur de corde (m)
$f =$	Fréquence de battement (1/s)
$R =$	longueur du bras pivotant (rayon)
$S =$	facteur de swing
$h_0 =$	amplitude plongeant non dimensionnelle (h/c)
$C_M =$	coefficient de moment de tangage de l'aile, $\frac{M}{1/2\rho U_\infty^2 c^2}$
$C_{Mflap} =$	coefficient de moment de tangage du volet
$\bar{C}_{Pflap} =$	coefficient de puissance aérodynamique des volets, $\frac{P_{flap}}{1/2\rho U_\infty^3 c}$
$\bar{C}_{Pt} =$	coefficient de puissance aérodynamique, $\frac{P}{1/2\rho U_\infty^3 c}$
$\bar{C}_{Py} =$	coefficient de puissance dû à la plongée, $\frac{P_y}{1/2\rho U_\infty^3 c}$
$\bar{C}_{P\theta} =$	coefficient de puissance dû au tangage, $\frac{P_\theta}{1/2\rho U_\infty^3 c}$
$\bar{C}_{Px} =$	coefficient de puissance dû à un écart de course, $\frac{P_x}{\frac{1}{2\rho U_\infty^3 c}}$
$P_\theta(t) =$	puissance extraite par le mouvement de tangage (N/m ²)
$P_h(t) =$	puissance extraite par un mouvement plongeant (N/m ²)
$V_{eff}(t) =$	vitesse effective en amont (m/s)
$V_x(t) =$	vitesse de l'aile dans la direction X (m/s)
$V_y(t) =$	vitesse de l'aile dans la direction Y (m/s)
$f^* =$	fréquence non dimensionnelle, $\frac{fc}{U_\infty}$
$h(t) =$	amplitude de plongée du point de pivot de l'aile, (m)
$Re =$	Numéro de Reynolds basé sur la corde, $\frac{\rho U_\infty c}{\mu}$
$CD =$	coefficient de glissement de l'aile, $\frac{D}{1/2\rho U_\infty^2 c}$
$CL =$	coefficient de levage de l'aile, $\frac{L}{1/2\rho U_\infty^2 c}$
$D(t) =$	force de glissement (N)
$L(t) =$	force de levage (N)

$M(t) =$ mouvement plongeant sur l'aile (N.m)

$\alpha_{max} =$ angle efficace maximum d'attaque ($^{\circ}$)

$\theta(t) =$ angle instantané de l'aile ($^{\circ}$)

INTRODUCTION
GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Aujourd'hui, les besoins énergétiques sont de plus en plus croissants et les problèmes environnementaux liés aux émissions de CO₂ sont devenus une préoccupation à l'échelle mondiale. Produire plus d'énergie et réduire les émissions des gaz à effet de serre nécessite l'utilisation des énergies renouvelables non polluantes. Dans ce cadre, l'utilisation de l'énergie cinétique du vent ou des courants marins pour produire de l'énergie offre aujourd'hui des perspectives d'avenir très intéressantes. Ces dernières années, un intérêt grandissant est porté sur l'utilisation des mécanismes bio-inspirés de la nature pour produire de l'énergie. En biomécanique, plusieurs systèmes récents tentent d'imiter la cinématique de la nageoire caudale des poissons ou encore le mouvement des ailes d'oiseaux. D'où l'idée de développer des engins volants, bateaux et systèmes sous-marins propulsés par ailes battantes. Toutefois, le champ d'application d'un mécanisme à aile battante ne se limite pas seulement à la propulsion, les turbines à ailes battantes présentent également un grand intérêt dans le domaine de l'extraction d'énergie.

Actuellement, le contrôle des écoulements est l'un des principaux défis de l'aérodynamique. En effet, que ce soit pour les applications automobiles ou aérospatiales, l'objectif est de développer des applications techniques qui répondent à nombreuses contraintes économiques et technologiques.

Dans ce contexte, différentes méthodes sont disponibles pour contrôler la séparation d'écoulement, elles peuvent être classées en deux catégories, à savoir : des techniques passives consistant à effectuer une légère modification dans la géométrie du système pour manipuler le champ d'écoulement sans utiliser une énergie externe et des techniques actives qui consistent à introduire une quantité d'énergie de l'environnement extérieur (généralement sous forme de moment). Parmi les techniques de control actif qui mimiquent la manœuvrabilité des animaux sont les techniques bio inspirées.

Il n'existe aucune règle pour déterminer leurs performances sur un système autre qu'une étude paramétrique étendue, En effet, l'efficacité de ces techniques de contrôle dépend de nombreux paramètres : géométrie, fréquence, localisation...etc. Leur utilisation nécessite systématiquement

une grande étude paramétrique. Cette dernière ne garantit cependant pas que le fonctionnement optimal soit atteint.

Au cours des dernières décennies, la croissance des capacités de calcul a permis le développement d'une nouvelle branche de l'aérodynamique appelée ; Dynamique des Fluides Computationnelles (CFD). Cet outil est utilisé pour développer et tester de nouvelles technologies tout en évitant les contraintes de temps et de financement qui sont nécessaires dans les tests expérimentaux.

Le but de notre travail est d'améliorer l'extraction d'énergie d'une turbine à aile battante par le contrôle de l'écoulement au niveau de bord de fuite à travers un volet oscillant. Ceci, a été réalisé par le fameux logiciel de calcul ANSYS-Fluent qui nous a permis de simuler les différents cas.

Notre mémoire se compose de trois chapitres ; dans le premier nous commençons par une revue bibliographique sur l'extraction d'énergie par des ailes battantes dans laquelle nous analysons également la conception de la turbine à aile battante avec son principe de fonctionnement et les paramètres associés. Ensuite, nous abordons les diverses techniques de contrôle de séparation d'écoulement.

Dans le deuxième chapitre nous exposons les notions de modélisation de la turbulence et les approches numériques pour résoudre les équations de Navier-Stokes. Une description générale des méthodes CFD a été donnée. Ensuite, une discussion sur le mouvement des ailes battantes et ses paramètres de contrôle a été fournie.

Le troisième chapitre traite tout d'abord de l'écoulement autour une turbine à aile battante pour comprendre les phénomènes qui se produisent pendant le mouvement. Ce cas est utilisé comme référence de comparaison pour les différents résultats obtenus dans cette étude. Il offre également les résultats obtenus, accompagnés d'un traitement et les commentaires nécessaires à leurs interprétations.

Ce mémoire se termine par une conclusion générale et des perspectives recommandées comme une extension pour le présent travail.

Chapitre I

Synthèse Bibliographique

I.1 OBJECTIF

Ce chapitre a pour objet de faire un point sur les études consacrées par de nombreux auteurs des phénomènes d'écoulements à différents régimes autour des profils des ailes. Nous présentons une synthèse des travaux effectués dans ce domaine soit numérique et/ou expérimental. Les approches des méthodes mathématiques et calculs sont nombreux et variés dans cet usage pour ces raisons une multitude de méthodes numériques ont été investies par les scientifiques. Ceci, a permet de pousser les pays puissants à développer cet axe strictement stratégique et accentuer d'avantage la recherche financièrement.

I.2 INTRODUCTION

L'eau et le vent sont deux sources qui pourraient être exploitées pour répondre à la demande croissante d'énergie renouvelable et propre. Une comparaison entre leurs niveaux de disponibilité et leur utilisation suggèrent qu'ils sont actuellement sous-utilisés. Parmi les sources d'énergie renouvelables, l'Association européenne de l'énergie éolienne a montré en 2009 que le taux de croissance de l'utilisation de l'énergie éolienne est nettement supérieur à celui des autres sources. Pour le vent, la principale technologie qui s'est avérée efficace pour exploiter son énergie est bien la technologie de la « turbine ». Les turbines conventionnelles sont principalement les turbines rotatives, mais les turbines à aile battante suscitent un intérêt croissant.

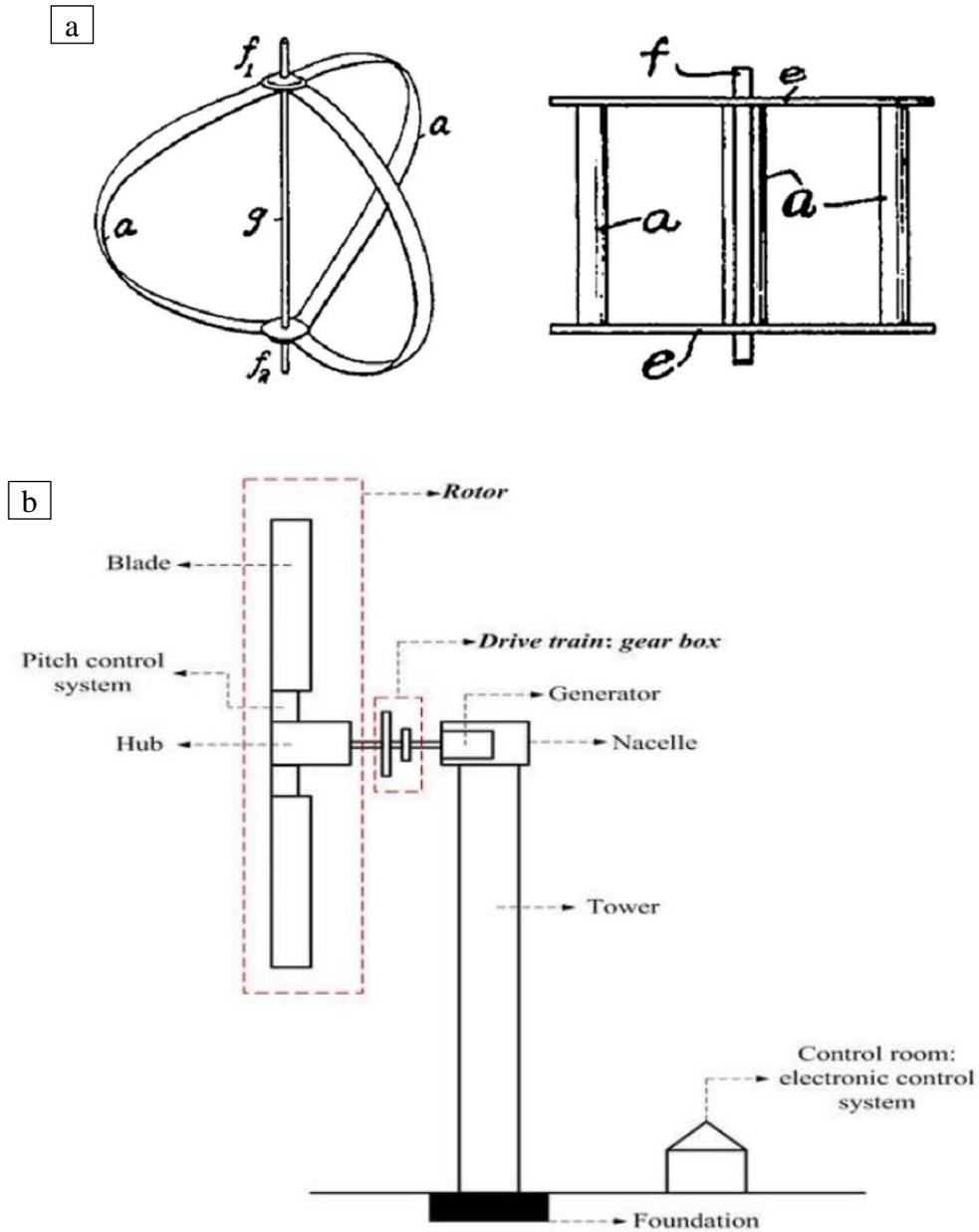


Figure I.1 : (a) Éolienne à axe vertical (VAWT), (b) éolienne à axe horizontal (HAWT).

Les turbines rotatives sont essentiellement classées en deux formes : les éoliennes à axe horizontal (HAWT) où les pales tournent autour d'un axe horizontal, comme illustré la figure I.1(a) et l'éolienne à axe vertical (VAWT) où les pales tournent autour d'un axe vertical, comme illustré dans la Figure I.1(b).

Certaines turbines rotatives fonctionnent principalement de manière optimale pour des rapports de vitesse (TSR) supérieurs à 2 et de Re supérieurs à 5.0×10^5 Manwell et al. [1]. Pour les HAWT, Howell et al. [2] ont observé que leur technologie est développée et déployée dans la plupart des parcs éoliens à grande échelle. L'efficacité des HAWT est élevée par rapport aux

VAWT telle que la turbine Darrieus. Cependant, l'étude de Paraschivoiu [3] a démontré que l'écart entre l'efficacité optimale des HAWT et des VAWT pourrait être minimisé par l'utilisation des pales à faible traînée pour les VAWT. De plus, Dominy et al. [4] ont observé qu'une turbine Darrieus VAWT à 3 pales avec un aérien, peut démarrer automatiquement sous un vent constant, tandis que l'auto-démarrage d'un rotor à 2 pales dépend de l'orientation initial. Une revue des technologies éoliennes par Chinchilla et al. [5] montre que les pales symétriques (telles que NACA 0012, 0015 et 0018) améliorent les performances de VAWT, bien que les foils symétriques aient à un faible couple de démarrage à faible vitesse de vent qui est trop faible pour faire démarrer le rotor. C'est pourquoi ils ont suggéré d'utiliser des pales épaisses asymétriques pour produire des forces de portance plus élevées et des forces de traînée plus faibles et par conséquent un couple disponible plus élevé à des vitesses de vent faibles qui fait démarrer le rotor automatiquement.

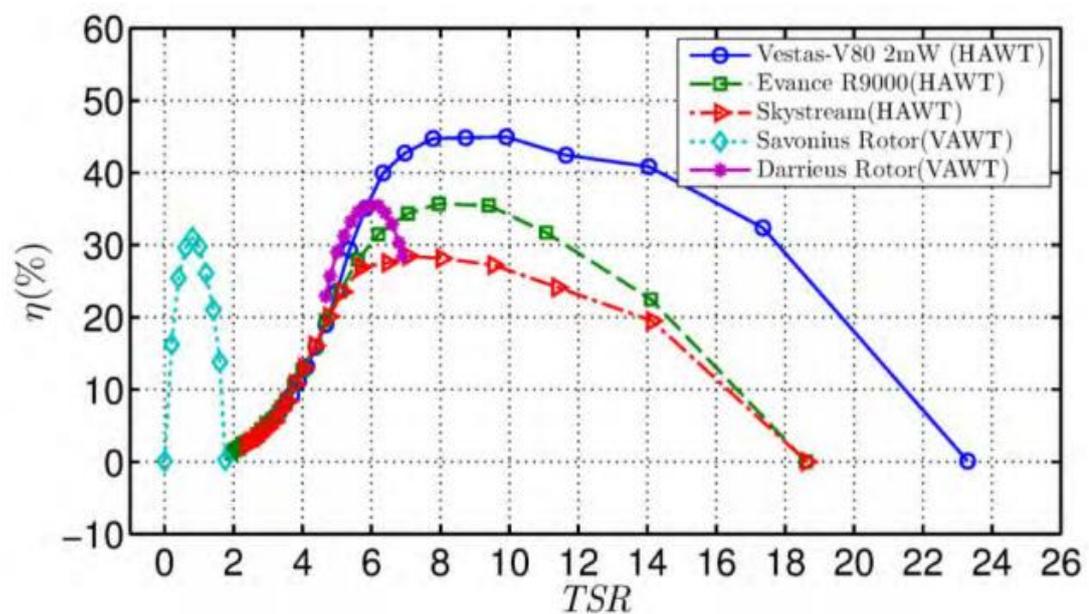


Figure I.2 : Performances des turbines rotatives à différents rapports de vitesse TSR.

La figure I.2 illustre les performances des turbines rotatives à différents rapports de vitesse TSR.

Une étude de Climatewire [6] montre que plusieurs entreprises développent des turbines rotatives de puissance et d'efficacité améliorées. Ragheb et Ragheb [7] ont affirmé que les turbines fonctionnent toujours avec des rendements compris entre 20 et 45 % selon le TSR. Pour les turbines rotatives, la production d'énergie plus élevée est principalement associée à une

grande taille et à une TSR élevée. Des TSR élevés génèrent un bruit aérodynamique excessif et peuvent en outre causer de graves problèmes pour les animaux volants. Le bruit aérodynamique des turbines rotatives pourrait être réduit en réduisant les vitesses de pointe, mais selon Jones et al. [8], les performances de turbines se détériorent en raison de la séparation des flux laminaires. Les éoliennes fonctionnent principalement dans de nombreuses fermes dans le monde situées au large des côtes, loin des gens, d'où rendant la transmission de puissance difficile et coûteuse. De même, la controverse des négatifs effets environnementaux des turbines rotatives dans les parcs éoliens, en particulier le niveau de bruit élevé et les vibrations sur les zones résidentielles voisines doivent être pris en considération. Cela a affecté, dans une certaine mesure, le développement et l'implantation de nouveaux parcs éoliens dans des pays européens où certains nouveaux parcs éoliens proposés ont été confrontés à une forte opposition.

Une turbine à pale battante représentée schématiquement sur la figure 1.3 offre une stratégie alternative pour la production d'électricité à partir du vent ou des courants d'eau. Le battement d'une aile pour la récupération d'énergie englobe essentiellement deux mouvements simultanés qui incluent le mouvement de tangage $\theta(t)$ et le mouvement de plongée/pilonnement $y(t)$. Ces mouvements peuvent être sinusoïdaux, non sinusoïdaux ou une combinaison des deux. Le mouvement de tangage d'une aile battante est décrit comme un mouvement angulaire de la pale autour d'un emplacement de pivotement sur un axe parallèle à l'axe z. le mouvement de pilonnement est décrit comme un mouvement vertical d'une aile dans une direction parallèle à l'axe y. Une aile battante peut battre en mode/régime propulsif ou en mode/régime de puissance à savoir l'action de l'aile, selon que l'on injecte de la puissance dans un système ou extrait du flux de fluide.

Kinsey et Dumas [9] utilisent le "paramètre de contour" qui est défini comme

$$X = \frac{\theta_0}{\tan^{-1}(\omega h_0 / U_\infty)}$$

où θ_0 représente l'amplitude du tangage et ω le fréquence de battement angulaire), pour distinguer les régimes de puissance et de propulsion par le signe des forces et du mouvement lors de l'interaction d'aile avec l'écoulement du fluide.

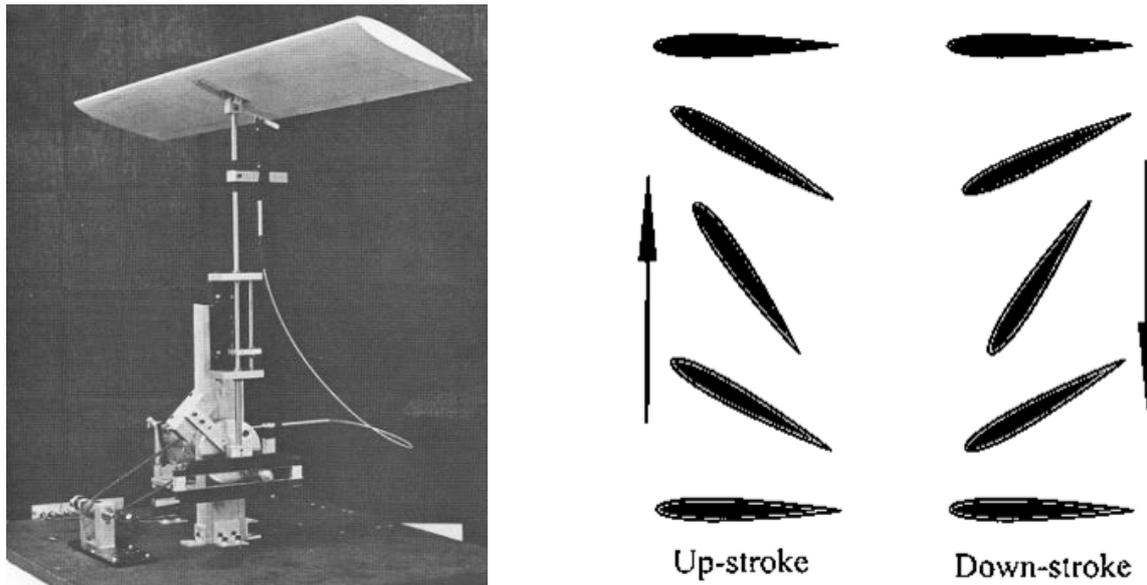


Figure I.3 : (a) Éolienne "Wingmill" de l'Université de Toronto. McKinney et DeLaurier (1981)
 (b). un battement avec une différence de phase de 90° entre $\theta(t)$ et la $y(t)$

La figure I.3(b) montre un cycle de battement d'un foil en mode génération d'énergie, avec une différence de phase de 90° entre $\theta(t)$ et $y(t)$. Pour le régime de puissance qui fait l'objet de cette étude, la valeur du paramètre X est $X > 1$ et l'angle d'attaque effectif au quart de période du cycle de battement $\alpha_{eff}(\frac{T}{4}) < 0$, tandis que pour le régime propulsif, la valeur du paramètre X est inférieur à 1 et l'angle d'attaque effectif au quart de période du cycle de battement $\alpha_{eff}(\frac{T}{4}) < 0$.

Le mode d'extraction d'énergie illustré sur la figure I.3(b) est mieux expliqué avec le phénomène de flottement qui est normalement subi par une aile soumise à un écoulement de fluide, où un travail net positif est effectué par l'écoulement du fluide sur l'aile. Dans l'étude des turbines à pale battante, le mouvement de battement pourrait être modélisé comme entièrement passif où l'écoulement détermine les mouvements de la pale ou du semi-passif où un mouvement est déterminé par l'écoulement et l'autre mouvement de battement dit activement contrôlé ou pleinement actif là où les mouvements sont entièrement prescrits.

La faisabilité de l'utilisation du phénomène de flottement pour la production d'électricité a été initialement démontré numériquement et expérimentalement par McKinney et DeLaurier [10] dans leur conception d'une éolienne à aile battante avec un rendement énergétique de 16,5 %. Par la suite, des efforts vers la commercialisation du concept de turbine à pale battante ont commencé à donner des résultats, avec certaines entreprises, comme "the Engineering Business

Limited", qui ont développé et testé avec succès un modèle appelé « Stingray ». La "Stingray" est une turbine unique de 150Kw de capacité qui a été testée avec succès à Yell Sound, en Écosse en 2002. (Engineering Business Ltd (2005)) ont fait évoluer une autre turbine battante à 3 hydravions d'une capacité de 500kW. Dans la même veine, la société Pulse Tidal a mis en service une turbine à ailes battantes de 100 kW "PS100" en mai 2009 dans les eaux peu profondes de l'estuaire de Humber, au large du quai d'Immingham dans le Royaume-Uni. La société Pulse Tidal travaille au déploiement d'un modèle amélioré de capacité de 1,2 MW près de Lynmouth dans le Devon, qui devrait être la plus grande d'Angleterre (Prix (2012)).

Pour les éoliennes, l'énergie cinétique maximale possible pouvant être extraite par l'aile est définie comme la limite de Betz est de 59,3 %. Pour atteindre un haut niveau des performances et d'efficacité pour les turbines à pale battante impose l'étude de plusieurs paramètres qui définissent leur fonctionnement. La plupart de ces paramètres ont été identifiés et classés par Zhu et al. [13] comme paramètres géométriques (géométries foil/wing), mécaniques (comme la longueur du corde c , emplacement pivot Xp) et cinématiques (comme la fréquence réduite k du battement, amplitude θ_0 , amplitude de plongée h_0 , différence de phase entre les mouvements de tangage et de plongée et profil du mouvement). Dans Zhu et al. [13] et Zhu et Peng [14], les paramètres mécaniques et cinématiques se sont avérés les plus influents dans la production d'énergie. Ceci est en accord avec Kinsey et Dumas [9] qui ont trouvé que les paramètres cinématiques ont un effet plus fort sur la turbine à pale battante, tandis que, les paramètres géométriques, mécaniques et visqueux (nombre de Reynolds et l'effet de la turbulence), jouent des rôles secondaires. Des études sur ces paramètres, ont montré que le meilleur rendement énergétique pour une seule turbine à pale battante est actuellement 30% à 45%, ce qui est prometteur et compétitif par rapport aux turbines rotatives à TSR inférieurs à 2.

I.3 MODE DE FONCTIONNEMENT DU MOUVEMENT DE BATTEMENT

Le battement d'une aile pour la production d'énergie pourrait être illustré par le phénomène de flottement, causée par l'interaction entre les forces aérodynamiques, les forces d'inertie et la rigidité de l'aile, ce qui fait vibrer l'aile. Bien que le flottement puisse déclencher une défaillance structurelle d'une aile, il pourrait être exploité pour la production d'électricité à partir de l'énergie cinétique de l'écoulement de fluide comme illustré sur la figure I.3. Par conséquent, le battement d'une aile peut être limité à deux degrés de liberté avec deux mouvements à savoir : le mouvement de tangage et le mouvement de plongée. Trois méthodes principales ont été

identifiées dans la littérature pour l'activation et/ou le fonctionnement du mouvement de battement d'une aile pour extraire la puissance de l'écoulement de fluide. Il s'agit de la méthode entièrement passive où l'activation est entraînée par l'écoulement, la méthode semi-passive (où un dispositif est utilisé pour imposer le mouvement de tangage ou de plongée de l'aile et le plein actif où un dispositif est utilisé pour imposer le mouvement de battement à l'aile.

I.3.1 La turbine entièrement passive

Dans ce modèle, le mouvement de battement de l'aile est activé par l'écoulement et autorisé à battre sans aucune forme de restriction. McKinney et DeLaurier [10] ont commencé la première étude expérimentale d'un moulin à voilure battante en soufflerie avec un foil NACA0012, fixant son axe de tangage à demi-corde. La fréquence du système oscillant était fixe, avec une vitesse du vent fixée à 6 m/s et 8 m/s, tandis que le mouvement de plongée sinusoïdal a été initié par une chute poids. L'efficacité énergétique augmentait avec la vitesse du vent et l'amplitude du tangage (θ_0). En faisant varier le déphasage φ entre les mouvements de tangage et de plongée de 0° pour 140° , ils ont trouvé que φ était d'environ 110° qui correspond à une production de puissance maximale (90W) et φ environ 90° pour une efficacité maximale (28,3%). Cette première étude de McKinney et DeLaurier [10] ont montré que la turbine à pale battante est compétitive par rapport aux turbines rotatives. Pour enquêter sur un moulin à ailettes fonctionnant dans un moulin à eau, Jones et Platzer [15] ont constaté que pour que la production d'énergie se produise, l'amplitude de hauteur doit dépasser l'angle d'attaque en raison du mouvement de plongée. Jones et Platzer [15] ont trouvé par calcul que la production d'énergie maximale se produit à φ d'environ 90° . Avec $\theta_0 = 25^\circ$, Jones et al. [16] ont montré que le code du panneau de Jones et Platzer [15] surestimait les résultats expérimentaux de McKinney et DeLaurier [10] à partir de $\varphi = 60^\circ$ à 110° avec une marge maximale d'environ 11 % se produisant à $\varphi = 90^\circ$. Cette surestimation a été attribuée à l'effet de la séparation des flux, des pertes mécaniques, des effets visqueux et de la tridimensionnalité qui n'étaient pas saisis par le code du panneau. D'autre part, le code de panneau prévu les résultats expérimentaux à $\theta_0 = 30^\circ$, lorsque φ était compris entre 90° et 140° . Pour $\theta_0 = 30^\circ$, la marge entre les résultats du code du panneau et les résultats expérimentaux augmentait à mesure que φ augmentait.

De plus, Jones et al. [8] ont commencé une étude numérique 2D avec le solveur Navier-Stokes pour les conditions d'écoulement laminaire et turbulent à $Re = 20\ 000$ et $1\ 000\ 000$ respectivement pour étudier l'effet de la séparation des flux non capturée par le code du

panneau. Bien qu'ils aient constaté que la séparation des flux n'a pas d'effet négatif sur la performance des turbines à pale battante, cette étude doit être vérifiée de manière plus approfondie. Jones et al. [8] ont également observé que pour $k = 0,2$ à $1,2$, non seulement la puissance moyenne prédite générée sur un cycle pour les écoulements turbulents (puissance moyenne la plus faible d'environ 0,3 et la plus élevée d'environ 0,9) était de 33 % à 85 % inférieure à celle des flux laminaires, elle n'était pas périodique pour $k \geq 0,6$.

Peng et Zhu [14] ont utilisé des simulations numériques avec des interactions fluide-structure (FSI) pour étudier une turbine à pale battante entraînée par une instabilité de l'écoulement à $Re=1000$. Leur conception consiste essentiellement en une aile montée sur un système structurel simple contenant un ressort de rotation dans le sens du tangage et un amortisseur dans le sens de la plongée. Ils ont montré qu'à grande raideur de ressort (k_α environ 0,1) pour une aile pivotée autour du bord d'attaque LE, une amplitude de pas nulle au début réprimait le début du mouvement de battement. L'auto-démarrage du mouvement de battement pour Peng et Zhu [18] était possible lorsque le pivot était situé entre 0,3c du LE et le bord de fuite TE, tandis qu'un battement quasi stable a été obtenu à l'emplacement du pivot $X_p = 0,4c$ à $0,6c$ du LE.

Par la suite, Young et Al. [19], Young et al. [20] et Platzer et al. [21] ont étudié numériquement le mode entièrement passif à $Re = 1100$, avec un profil NACA0012 avec un volant amortisseur visqueux.

Le contrôle de la cinématique de l'angle d'attaque effectif d'un foil battant est un autre domaine de vif intérêt pour l'amélioration des performances d'une turbine à pale battante. Pour cette raison, Jeune et coll. ont suivi l'étude de Young et al. [19] avec une modification directe de l'angle d'attaque effectif du meilleur cas de commande de tangage à une variation trapézoïdale dans un cycle battement. Ils ont trouvé que pour un NACA0012 à $Re = 1100$, $X_p = 0,5c$, une force d'amortisseur de rotation du volant d'inertie de 3,0, la meilleure amplitude d'angle d'attaque efficace était de 40° résultant en une augmentation du rendement énergétique d'environ 30 % à environ 41 %. Auparavant, dans une étude expérimentale d'un foil NACA0012 battant en régime propulsif, Hover et al. [22] ont implémenté le mouvement de plongée en fonction de la puissance effective imposée pour étudier les effets de profils comme : une onde carrée, une dent de scie et une onde cosinus sur la poussée et le rendement propulsif à une vitesse d'écoulement de 0,3 m/s, $Re = 30\ 000$, $h_0 = 1c$, $\varphi = 90^\circ$, nombre de Strouhal $St = 0,2$ à $0,8$ et angle d'attaque effectif maximum = 10° à 35° .

I.3.2 La Turbine à pale Battante Semi-Passive.

L'approche semi-passive est une autre méthode adoptée pour l'étude de la turbine battante. Ici, le mouvement de tangage $\theta(t)$ ou de plongée $h(t)$ est activement contrôlé tandis que l'autre est entraîné passivement par l'écoulement. Shimizu et al. [23] a conçu et numériquement étudié un système de battement semi-passif où le mouvement de tangage était prescrit par un moteur électrique à fréquence et amplitude de tangage $\theta_0 = 50^\circ$, avec un mouvement de plongée passif et soutenu par un ressort-amortisseur. Par une optimisation multi-objectifs des variables de conception (dont emplacement pivot Xp , réduction fréquence k , rapport de masse de l'aile, coefficient d'amortissement et rapport de fréquence) pour maximiser la production d'énergie C_p moyenne et efficacité énergétique η , Shimizu et al. [23] ont montré que C_p et η diminuaient linéairement avec l'augmentation de h_0 et φ respectivement, mais les résultats optimisés étaient surestimés par rapport aux résultats CFD. Shimizu et al. [23] ont également noté l'importance du LEV et ont montré que le moment approprié de la formation du LEV a aidé le mouvement de battement du foil provoquant une augmentation de 36,6% du C_p moyen, avec un rendement maximal η de 35 %.

Les résultats de la simulation numérique 2D de Zhu et al. [13] pour la production d'électricité avec une aile NACA0005 à $U_\infty = 1\text{m/s}$ sur une gamme de paramètres cinématiques a montré qu'une augmentation en θ_0 augmenterait h_0 et l'efficacité η , similaire aux conclusions de Peng et Zhu [14], Young et al. [19] et Kinsey et al. [25] en mode entièrement passif. Zhu et al. [29] a montré qu'il existe un θ_0 critique au-delà duquel le rendement énergétique diminuerait. Le meilleur rendement η pour Zhu et al. [29] était de 25 % avec $Xp = 0,5c$, la constante de ressort du système ayant un zéro et à l'amplitude maximale du pas de conception $\theta_0 = 300$. Comparer les résultats 2D et 3D, Zhu et al. [29] ont recommandé que les résultats 2D puissent être utilisés comme guides pour le niveau de performance d'extraction de puissance atteint, tandis que les résultats 3D offre une prédiction précise de la dynamique des valeurs des paramètres cinématiques aux meilleures performances. Zhu et al [29] ont montré que lorsque St et θ_0 se situent entre 0,3 et 0,5 et 13° à 36° respectivement, le champ d'écoulement est dominé par les LEV. De plus, ils ont constaté que le C_p moyen augmente avec l'épaisseur du foil surtout aux fréquences de battement supérieures à 2.

D'après l'analyse de Zhu et Peng [24] de la production d'énergie pour un profil Joukowski à $Re = 1000$, $\theta_0 = 15^\circ$, avec un mouvement de tangage sinusoïdal et un mouvement de plongée

passif, un C_p moyen = 0,6 à 0,7 était possible à $k = 0,40$ à $0,70$ lorsque X_p est situé entre $0.2c$ et $0.5c$ du LE du foil.

C'est parce que le centre de la pression hydrodynamique était situé autour de l'emplacement du pivot, résultant en une bonne synchronisation entre le moment hydrodynamique et le mouvement de tangage $\theta(t)$.

Zhu et Peng [24] ont en outre déclaré que la récolte d'énergie est plus favorisée si les interactions entre les LEV et la pale se produisent à endroits éloignés de X_p , de préférence autour du TE. Hisanori et Akira [26] ont étudié expérimentalement la turbine à pale battante avec la semi-passive méthode, en utilisant un moteur électrique pour activer le mouvement de tangage d'un profilé NACA0015, tandis que le mouvement de plongée était soutenu par un ressort. Ils ont étudié le pouvoir de génération, d'efficacité et l'impact de la distance perpendiculaire entre deux foils battants dans un agencement biplan à une différence de phase de 90° . Avec une vitesse d'écoulement de 1 m/s , le pas amplitude $\theta_0 = 50^\circ$, déphasage entre foils de 90° et écart entre les foils étudiés de $1c$ à $5c$, les résultats ont montré que la production d'énergie et l'efficacité augmentaient à mesure que l'écart augmenté.

En utilisant ce mode, l'efficacité de la première pale était supérieure à celle de la deuxième pale d'environ 6% . Pour le mode anti-phase de 90° , la production d'énergie maximale et l'efficacité étaient d'environ 38W et 37% à un écart de $2c$. Il y avait aussi des variations dans leurs performances entre $2c$ et un écart $4c$ en mode anti-phase, la première pale devenant plus haute que la deuxième pale d'environ 6% . L'efficacité maximale de l'anti-phase $\eta = 37\%$ à un écart de $2c$, était 15% plus élevée supérieur à 33% pour le mode en phase à un écart de $4c$ à $5c$.

Isogai et Abiru [27] ont étudié la production d'énergie et l'efficacité d'une configuration multi-pales de feuille 2D NACA0015 à $Re = 38\,000$ ($U_\infty = 1 \text{ m/s}$) en utilisant une méthode analytique basée sur un potentiel linéaire aérodynamique et une méthode numérique basée sur l'équation de Navier-Stokes. Les résultats des deux méthodes étaient similaires mais différentes des résultats expérimentaux de Hisanori et Akira [27].

Wu et al. [28] ont étudié numériquement l'effet des parois solides positionné à $0.5c$, $1.c$, $1.5c$, $3c$ et $5c$ de la position pivot $X_p = 0.333c$, avec $\theta_0 = 15^\circ$, 30° et 45° , $k = 1,26$ et $Re = 1100$ sur les performances d'extraction de puissance d'un profilé NACA0015 avec un mouvement de tangage sinusoidal prescrit et un mouvement de plongée piloté par l'écoulement. Ils ont constaté qu'une paroi solide positionnée plus près d'un foil battant améliore la génération de puissance

et d'efficacité par rapport à celle sans effet mur/sol car θ_0 a été augmenté de $\theta_0 = 15^\circ$ à 45° et l'amplitude de plongée h_0 ramenée à la longueur de corde. L'effet de sol sur un foil battant pour l'extraction de puissance est similaire à celui d'un foil battant pour la propulsion de Jones et Platzer (1997), où l'efficacité propulsive s'améliorait jusqu'à 20% lorsqu'une aile était placée près d'un mur avec une distance verticale égale à h_0 de X_p .

Une enquête plus approfondie par Jones et Platzer [15] avec k de 0,25 à 2,0 ont montré que l'efficacité propulsive réduite à mesure que la distance au mur augmentait de $1h_0$ à $10h_0$. L'augmentation de puissance de 38% à 40% a été observée par Wu et al. [28] car la consommation d'énergie augmente à des amplitudes de plongée élevées jusqu'à $h_0 = 5c$ en tant qu'effet de sol réduit. Wu et al. [28] ont également constaté qu'à $\theta_0 = 45^\circ$, une puissance maximale d'environ 0,36 et un rendement η d'environ 28 % ont été produits par deux profils solides parallèles séparées par $2c$ et $h_0 = 1c$, et 48 % plus élevé que le résultat d'un seul mur solide dans les mêmes conditions.

I.3.3 La Turbine à pale Battante Active

La méthode active implique l'imposition d'une cinématique de battement sur le mouvement de tangage et celui de plongée. En imposant des mouvements sinusoïdaux de tangage et de plongée sur un NACA0015 en écoulement laminaire à $Re = 1100$, pour $k = 0,0$ à $1,57$ et $\theta_0 = 0^\circ$ à 90° , Dumas et Kinsey [9] ont trouvé des rendements énergétiques aussi élevés que 34 % à $\theta_0 = 70^\circ$ à 80° , $k = 0,75$ à $1,13$, $X_p = 0,333c$, $h_0 = 1,0c$ et $\varphi = 90^\circ$. Les meilleurs cas d'efficacité ont été caractérisés par : la vitesse de plongée étant la même que la vitesse d'écoulement libre, le détachement dynamique du tourbillon de décrochage et les angles d'attaque effectifs jusqu'à 35° .

Kinsey et Dumas [9] ont constaté que la perte du LEV se manifeste juste avant l'inversion complète du coup de tangage amélioreraient la génération de puissance d'une turbine à pale battante en raison de l'effet d'aspiration positif dû à la basse pression créée par les LEV sur le foil comme l'ont noté Shyy et Liu [29].

Par ailleurs, Kinsey et Dumas [9] ont montré qu'avec un foil NACA0015, à $Re = 1100$, $\theta_0 = 76,30$, $k = 0,88$, $X_p = 0,333c$ et $\varphi = 90^\circ$, la production d'énergie augmente tandis que l'efficacité diminue lorsque h_0 augmente de $1,0c$ à $1,5c$. La plage de $k = 0,75$ à $1,13$ a été prouvée par Kinsey et Dumas [9] qu'elle est la meilleure pour la production d'électricité pour

les turbines sinusoïdales à pales battantes. Le sillage d'une turbine à pale battante pourrait donner un aperçu sur les performances d'extraction d'énergie, spécialement pour la configuration en « tandem ».

Deng et al. [30] ont étudié numériquement l'effet du rapport d'aspect sur la production d'énergie d'un profile NACA0015 utilisant un mouvement de plongée sinusoïdal et un mouvement de tangage non sinusoïdal qui variait d'une variation sinusoïdale à trapézoïdale pour un rapport d'aspect de $1c$ à $8c$ à $Re = 1100$, $St = 0,4$, $\theta_0 = 81,5^\circ$, $h_0 = 1,23c$, $X_p = 0,333c$, $k=1,02$ et $\varphi = 90^\circ$. Ils ont constaté que l'efficacité énergétique a augmenté avec l'augmentation du rapport hauteur/largeur, tandis que l'efficacité du mouvement de tangage non sinusoïdal était jusqu'à 30% de moins par rapport au tangage sinusoïdale pour les rapports d'aspect étudiés.

Ils ont aussi constaté que la production d'énergie élevée était affectée par des effets tridimensionnels, avec $4c$ identifié comme rapport d'aspect le plus approprié et le plus critique pour le mouvement de pas sinusoïdal, au-dessous duquel les caractéristiques de faible rapport d'aspect dominant le champ d'écoulement.

Le rapport d'aspect de $4c$ était suggéré comme le plus approprié comme compromis entre une efficacité énergétique élevée avec un faible coût de fabrication et d'installation du système de battement. Deng et al. [30] ont également montré deux pics dans la courbe du temps de levage, le premier pic étant attribué à une bonne fixation du tourbillon à la surface du foil à $\alpha = 15,4^\circ$, tandis que le deuxième pic s'est produit plus tard alors que le LEV se déplaçait sur la surface du foil autour du bord de fuite. Le mouvement de tangage trapézoïdal qui fonctionnait mieux dans leur modèle 2D avait les pics de portance érodés dans l'investigation 3D en raison d'instabilité 3D sur le LEV, affectant ainsi négativement la production d'énergie en 3D.

Addo-Akoto et al [31] ont effectué une expérience pour étudier l'effet de la durée de balayage variée et du moment de rotation sur les caractéristiques aérodynamiques instables des ailes flexibles et rigides en vol stationnaire à $Re=10^4$ (figure.I.4). Ils ont observé que les forces générées par l'aile flexible présentaient un retard de phase visible, plus sensible au changement de durée de balayage qu'à la synchronisation de la rotation. Ils ont également constaté une légère différence dans les structures tourbillonnaires entourant les deux ailes en termes de proximité des tourbillons de bord de fuite (TEVs Trailing Edge Vortex). En outre, la nature linéairement tordue de l'aile flexible a entraîné la stabilisation du vortex de bord d'attaque cohérent (LEV

Laiding Edge Vortex) tout au long de l'envergure. Cela a augmenté la limite radiale du décrochage retardé de 3,6 °C dans l'aile rigide à 4,8°C dans l'aile flexible.

Cette étude a également montré que la présence d'une torsion géométrique négative dans la déformation des ailes des insectes joue un rôle important en stabilisant le LEV et en provoquant un retard ultérieur dans son déclenchement. En général, l'aile flexible avec des rotations d'ailes symétriques et retardées a généré une efficacité plus élevée.

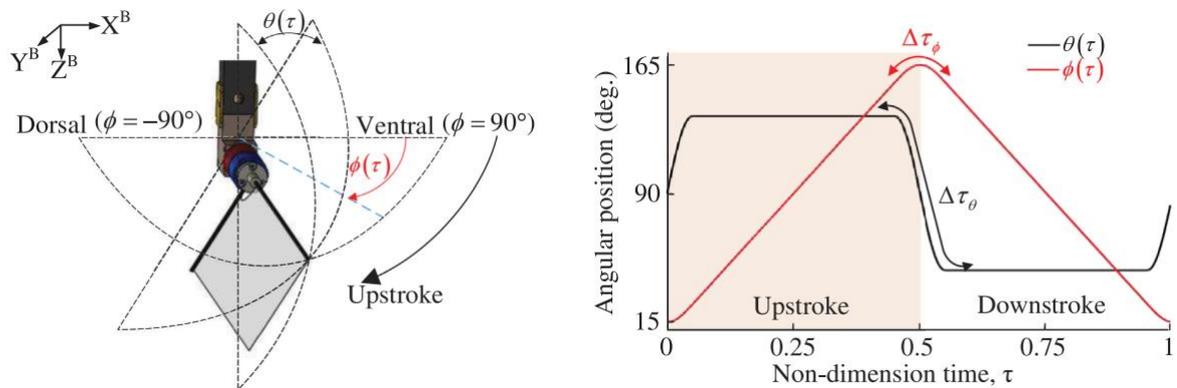


Figure I.4 : Paramètres et définitions de la cinématique de l'aile

L'objectif de l'étude menée par C. Sylvain [32] est de concevoir un concept d'hydro-éolienne oscillante basée sur des dynamiques similaires, où il a observé que l'intégration de cette propriété des oscillations se retrouve dans la théorie de Couchet qui complète le modèle instationnaire de Theodorson pour estimer les forces aérodynamiques d'un profil d'aile oscillante non-symétriquement par rapport au sens de l'écoulement. Il a été conclu que la récupération d'énergie élastique de l'eau était améliorée en maximisant l'énergie dissipée par l'oscillateur ou en réduisant artificiellement l'énergie disponible dans le fluide en conditionnant la section de balayage de l'aile. Dans cette étude, une autre définition de l'efficacité énergétique a été développée à partir de la théorie de Couchet.

Thomas Rakotomamonjy [33] a développé un modèle de simulation mécanique pour les ailes battantes d'un drone. Cette étude s'est inspirée du vol des insectes et des colibris, où l'aérodynamique d'un modèle a été étudiée à l'aide de multiples algorithmes pour déterminer la cinétique optimale de l'impulsion dans le système non-linéaire instable. Il a également été conclu que la technologie inspirée du Backstepping a permis une bonne performance.

Sitorus et al. [34] ont étudié les analyses des performances hydrodynamiques de trois types différents d'hydroptères de bateaux plats (le type de soulèvement de pas (PH), le type de balancement gauche (LS) et le type de balancement droit (RS)), dans leur programme de simulation dans lequel les performances de l'extraction de puissance ont été présentées dans une carte paramétrique iso-contour et examinée en comparant les paramètres cinétiques et l'évolution des tourbillons instables parmi les trois types.

Parmi les résultats les plus importants obtenus est que la performance de l'extraction de puissance sont améliorées de LS à l'hydroptère oscillant sur les types de PH et ensuite aux types de RS. Ils ont aussi constaté que l'efficacité maximale d'extraction de puissance est atteinte à un angle d'attaque effectif maximal similaire, à l'angle d'attaque effectif maximal et au taux d'angle de tangage maximal pour les types LS et RS, tandis que la plage de l'angle d'attaque effectif maximal est plus faible dans l'hydroptère de type PH.

Wang et al. [35] ont étudié numériquement les effets des trajectoires verticales et elliptiques des profils aérodynamiques sur l'efficacité d'extraction de puissance d'un dispositif à profil aérodynamique battant en utilisant une méthode numérique transitoire basée sur la technique de la grille dépassée. Ils ont également utilisé les résultats pour suggérer une nouvelle trajectoire de profil aérodynamique en D inversé (Figure I.5) qui est une combinaison d'une trajectoire elliptique dans la première moitié du cycle de mouvement et d'une trajectoire verticale standard dans la seconde moitié du cycle de mouvement.

Leurs résultats montrent que pour la trajectoire elliptique, lorsque la longueur du demi-axe dans la direction verticale est fixe, l'efficacité totale de la récupération d'énergie diminue avec l'augmentation de la longueur du demi-axe horizontale.

Leurs résultats ont également montré que l'efficacité d'extraction de puissance moyenne globale est supérieure à l'efficacité d'un seul profil aérodynamique se déplaçant le long de la trajectoire verticale. De plus, ils ont conclu que l'efficacité du modèle à double profil aérodynamique est plus grande dans la région des basses fréquences.

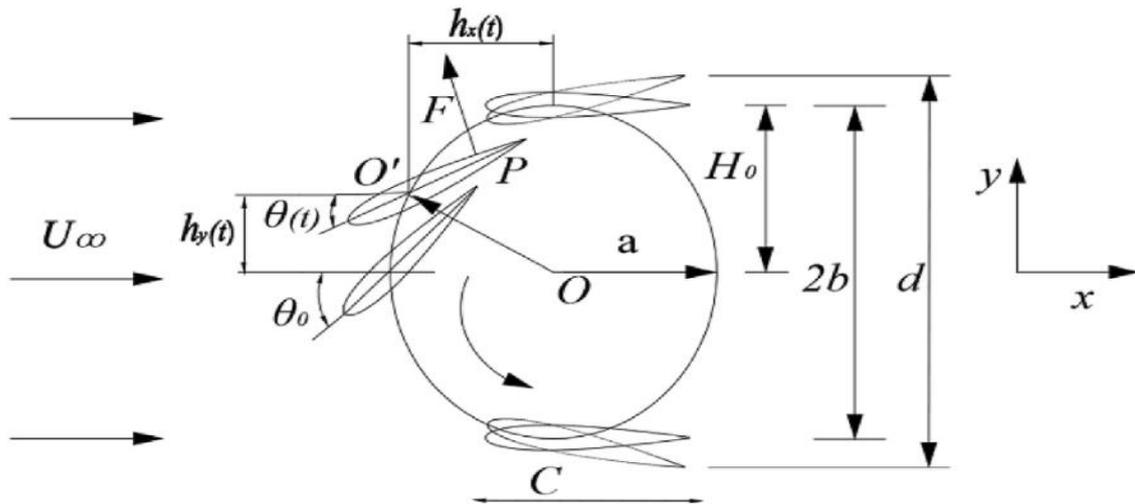


Figure I.5 : Schéma illustrant le mouvement des ailes battantes le long d'une trajectoire elliptique.

Drofelnik et al. [36] ont étudié l'impact de la tridimensionnalité de l'écoulement sur l'hydrodynamique et l'efficacité d'un dispositif réaliste de rapport d'aspect 10 dans un flux avec un nombre de Reynolds de 15×10^6 . Ils ont effectué une analyse des améliorations à l'aide des plaques d'extrémité pour réduire les pertes induites par les ailes finies. Dans cette étude, ils ont utilisé les simulations tridimensionnelles de Navier-Stokes dépendant du temps.

Parmi les résultats les plus importants ils ont trouvé que les analyses hydrodynamiques comparatives des ailes finies et infinies révèlent que l'écoulement 3D réduit l'efficacité de la production d'énergie de l'aile finie avec des pointes acérées et celle avec des plaques d'extrémité d'environ 17 % et 12 %.

Où ils ont mentionné que l'amélioration de la conception des paramètres cinématiques de l'aile en utilisant des simulations d'écoulement 3D est coûteuse, et les résultats de l'optimisation 2D ne sont pas adaptés pour optimiser l'efficacité de l'aile oscillante 3D.

Olivier et al [37] ont étudié numériquement les effets de la flexibilité dans le sens de la corde sur les ailes battantes à faible nombre de Reynolds. Ils ont effectué des simulations numériques à l'aide d'un algorithme d'interaction fluide-structure partitionné utilisant la stabilisation artificielle de la compressibilité. Ils ont compté sur le choix des paramètres structurels sans dimension est basé sur des arguments de mise à l'échelle et est comparé aux paramètres utilisés par d'autres auteurs. Les différents régimes ont été montrés, à savoir les déformations des ailes entraînées par la pression.

Parmi les résultats ils ont trouvé que les déformations induites par la pression peuvent de façon significative augmenter l'efficacité de poussée si une quantité appropriée de flexibilité est utilisée. Ils ont aussi observé des augmentations de poussée significatives dans le cas d'amplitude de tangage nulle. D'autre part, ils ont constaté que les déformations provoquées par l'inertie dégradent la performance aérodynamique des ailes battantes. Ils ont également conclu que la flexibilité de l'aile peut agir comme un mécanisme de tangage passif efficace qui permet d'obtenir une poussée juste et une meilleure efficacité par rapport à une aile rigide à tangage-soulèvement.

Pour améliorer l'efficacité de l'extraction d'énergie, une méthode de déformation active avec l'implantation d'un airbag élastique au bord d'attaque des ailes battantes a été suggérée dans une étude par Bai et al [38]. Dans cette étude, les processus de charge et de décharge de l'airbag sont accomplis en ajustant sinusoïdalement l'angle de déformation local.

De plus, ils ont étudié numériquement l'effet de la fréquence réduite f^* et de l'amplitude de déformation locale α sur l'efficacité d'extraction d'énergie avec le nombre de Reynolds basé sur la corde $Re_c=5 \times 10^5$. Leurs résultats montrent qu'une fréquence réduite f^* augmente l'efficacité d'extraction d'énergie des ailes battantes avec diverses déformations locales et α augmente d'abord puis diminue avec une efficacité énergétique maximale d'environ de 0,4. Ils ont mentionné que l'amélioration de la force de portance ainsi que de l'efficacité d'extraction d'énergie s'observe dans les ailes battantes à basse fréquence, c'est-à-dire $f^*=0,1$, à $t/T=0,25$. Lorsque α est égal à 20° et 25° , les tourbillons de bord d'attaque de l'aile battante sont plus étroitement attachés à la surface inférieure de l'aile battante.

Boudis et al. [39] ont fait une étude numérique de l'effet de la trajectoire du mouvement sur les performances d'extraction de l'énergie par une aile oscillante. Dans cette étude, le profil (NACA0012) est menu d'un mouvement oscillatoire en pilonnement et tangage combinés et est placé dans un écoulement 2D incompressible et instationnaire le nombre de Reynolds étant $Re=10^4$. Les équations de Navier Stokes qui régissent l'écoulement autour du profil sont résolues dans un domaine 2D, et ont également utilisé un maillage mobile dans leurs calculs avec le code industriel ANSYS Fluent 16.

L'un des résultats les plus importants obtenus dans cette étude est que les trajectoires non sinusoïdales pour le mouvement en tangage permettent une amélioration de 25% les performances d'extraction d'énergie.

Boudreau et al. [40] ont effectué des expériences pour évaluer pleinement les performances d'une turbine hydro cinétique à feuille à battement entièrement passif. A cette fin, ils ont conçu et testé un prototype dans un canal d'eau à un nombre de Reynolds de 21000. Ils ont également évalué expérimentalement les paramètres structurels et d'écoulement. Ils constatent que la turbine maintien de bonnes performances avec une large gamme de paramètres. Ils ont également constaté que les mouvements périodiques de grandes amplitudes ont une bonne performance en termes d'efficacité et de facteur de puissance, qui s'élevait à 31,0% et 0,86 respectivement.

Campobasso et al. [41] ont étudié l'aérodynamique instable au moyen d'une simulation d'écoulement laminaire dépendant du temps qui a été réalisée en utilisant la méthode des volumes finis et les équations Navier-Stokes (Figure I.6).

Leurs résultats confirment que l'efficacité de l'extraction de puissance de l'appareil (éolienne oscillante) peut être de l'ordre de 35%, et une telle condition de fonctionnement efficace se caractérise par un fort décrochage dynamique.

Ils notent également que ce niveau d'efficacité peut être encore amélioré en utilisant des méthodes d'optimisation de la conception pour optimiser simultanément le profil de l'aile et tous les autres paramètres géométriques et de motion, tels que la position du centre de tangage.

Cette étude fait partie d'un programme de recherche plus large visant à développer un cadre de calcul à usage général pour l'ingénierie de l'énergie éolienne aérodynamique instable. Dans cette étude, ils ont utilisé un nombre de Mach mathématiquement difficile de 0,001. Ils ont également évalué l'effet d'un traitement semi-implicite du terme source instable associé à la discrétisation de la dérivée temporelle physique des équations gouvernantes sur la stabilité numérique de l'intégration explicite.

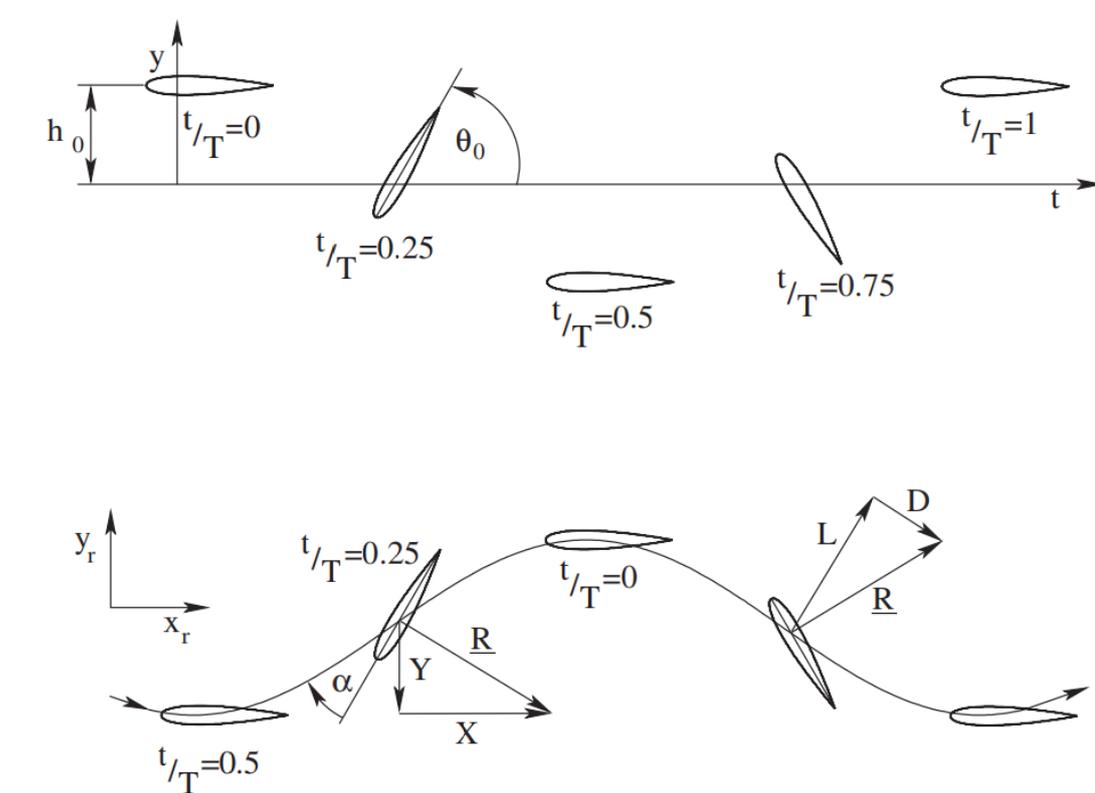


Figure I.6 : Motion prescrit de l'aile oscillante.

Le et Ko [42] ont étudié l'effet d'un hydrofoil flexible sur l'extraction de puissance d'un générateur de courant de marée battant avec des hydroptères à échelle réduite pour un canal d'eau avec un nombre et une fréquence de Strouhal typiques.

Les simulations ont été réalisées en 2D et ont étudié les déformations décrites dans la corde, les directions de la portée et les paramètres de la flexion de la corde. L'amélioration du taux d'efficacité d'extraction de puissance est de 30% lorsque la flexion de la corde est de 20% de la longueur de la corde.

D'autre part, ils ont constaté que dans une simulation 3D (Figure I.7), la flexion de corde de 20% permet d'obtenir une amélioration de 15% du taux d'efficacité d'extraction de puissance de l'hydroptère avec un rapport d'aspect (AR) de 5, ce qui est inférieur à celui de la simulation 2D en raison d'effets 3D tels que la perte de pointe et le vortex dans le sens de l'envergure. Ils ont également mentionné que l'effet de la flexion dans le sens de l'envergure sur l'extraction de puissance est mineur par rapport à celui de la flexion dans le sens de la corde.

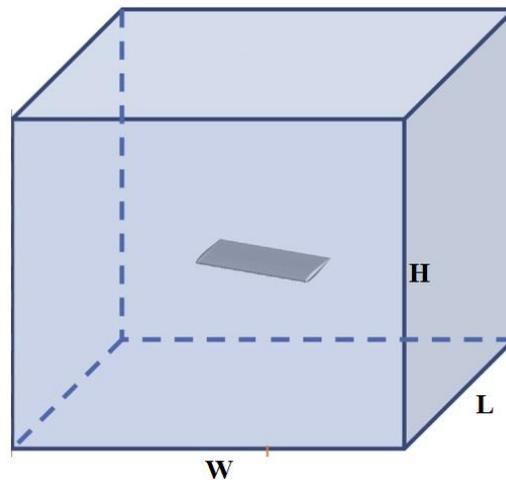


Figure I.7 : Taille du domaine de la feuille 3D (L-H-W ont une longueur de corde de 25-20-20)

L'étude réalisée par Wang et al. [43] vise à améliorer l'efficacité de l'extraction d'énergie de l'hydroptère oscillant. Pour cela, ils ont proposé un modèle d'hydroptère oscillant avec un volet au bord de fuite

Dans cette étude, ils simulent numériquement une structure d'hydroptère oscillant simple et un hydroptère oscillant avec volet de bord de fuite en utilisant la technologie de grille dynamique et mobile du logiciel CFD en utilisant des équations de mouvement affinées et l'équation de l'angle d'attaque effectif du pivotement des volets.

Parmi les résultats les plus importants obtenus est que l'amplitude de tangage et la fréquence du volet de bord de fuite affectent de manière significative l'efficacité de l'extraction d'énergie. Ils ont également signalé que l'utilisation d'un volet de bord de fuite augmentait l'efficacité moyenne dans le temps de 81% et que la couverture augmente l'angle de carrossage de l'hydroptère et améliore le coefficient de portance de l'hydroptère entier, ce qui conduit à l'amélioration de l'efficacité d'extraction de puissance de l'hydroptère. Ils ont constaté que lorsque le coefficient de portance augmente, le coefficient de traînée augmente aussi.

En plus, ils ont constaté que quand la longueur du volet augmente, la puissance moyenne du temps augmente puis diminue, et lorsque la longueur du volet est de 1/5 de longueur de corde (soit 0,2m), produit la meilleure efficacité d'extraction d'énergie. Cette dernière est également contrôlée par l'amplitude de tangage du volet. Ils ont également conclu que lors de l'ajout des volets et de l'augmentation de la portance, la traînée globale de l'hydroptère augmente et le

rapport portance/trainée de l'hydroptère est inférieur à celui de l'aile d'origine. Ce qui a conduit à des fluctuations pour stresser le matériau de l'hydroptère et réduire la sécurité de l'hydroptère car ils ont assuré la sélection raisonnable des paramètres de l'hydroptère en fonction des conditions réelles de récupération d'énergie pour assurer le fonctionnement sûr de l'hydroptère.

Damien Jallas [44] a étudié numériquement la stabilité d'écoulements des sillages périodiques en temps générés par des ailes battantes. L'étude vise à expliquer trois phénomènes qui ont été observés expérimentalement et simulés numériquement :

1. La déviation du sillage propulsif d'une aile battante en incidence nulle,
2. Les écoulements quasi-périodiques autour d'ailes battantes en incidence non nulle, et
3. L'auto-propulsion d'ailes battantes symétriques dans des fluides au repos.

Tous ces phénomènes sont associés à la présence d'instabilité de l'écoulement de fluide autour de l'aile. L'auteur a également développé de nombreuses nouvelles méthodes théoriques et numériques pour calculer les champs de base périodiques instables. Il a réussi à étudier trois phénomènes liés à la brisure de la symétrie de ces écoulements. Il a également étudié plusieurs effets sur les performances aérodynamiques des ailes battantes. L'analyse de Floquet a également été utilisée pour étudier les réveils périodiques.

Wendi Liu and al. [65] ont réalisé une étude numérique inspirée des ailes flexibles d'insectes/oiseaux et du mouvement des poissons. Cette étude vise à améliorer l'énergie du battement des ailes et à augmenter la force de sustentation. Les résultats de la simulation montrent que la structure flexible de l'aile est un facteur important pour améliorer la portance ainsi la diminution de la trainée pendant le cycle de flexion, en ajustant le déphasage entre la force et la vitesse pour une tendance positive.

De plus, cette étude a pour objectif d'illustrer l'effet de l'élasticité des ailes sur l'efficacité de l'extraction de l'énergie à un faible angle d'attaque effectif nominal.

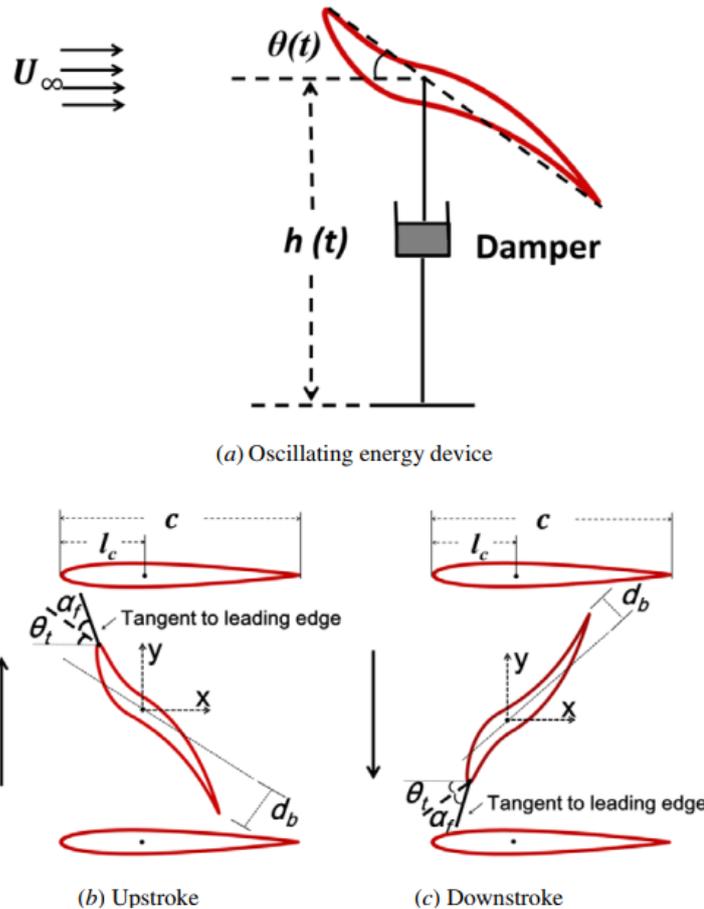


Figure I.8 : Schéma pour (a) un dispositif à énergie oscillante, (b) coup vers le haut et (c) coup vers le bas.

Lubao Teng [59] ont étudié les effets des mouvements non sinusoïdaux sur les performances d'extraction d'énergie. A cet effet, les auteurs ont examiné quatre types de mouvements non sinusoïdaux, c'est-à-dire l'angle effectif variable de profil d'attaque, mouvement de balancement non sinusoïdal combiné à un enfoncement sinusoïdal, mouvement d'enfoncement non sinusoïdal combiné à un balancement sinusoïdal, un mouvement d'enfoncement non sinusoïdal combiné et un mouvement d'enfoncement non sinusoïdal.

Quatre types de mouvements de battement non sinusoïdaux, c'est-à-dire un profil d'angle d'attaque effectif variable, un mouvement de tangage non sinusoïdal combiné à une plongée sinusoïdale, un mouvement de plongée non sinusoïdal combiné à un tangage sinusoïdal et un mouvement combiné de tangage non sinusoïdal et de plongée non sinusoïdale.

Parmi les résultats les plus importants, ils ont obtenu que pour le profil à un angle d'attaque effectif de type carré, provoque une puissance d'extraction et une efficacité pourront être

considérablement augmentés par rapport au mouvement de battement sinusoïdal. En accélérant le temps de formation et le développement du tourbillon de bord d'attaque (LEV), le profil d'angle d'attaque effectif en forme de carré conduit à une meilleure synchronisation entre la force verticale et la vitesse de plongée. De plus, les performances d'extraction d'énergie peuvent être considérablement améliorées avec une combinaison appropriée de tangage non sinusoïdal et de mouvement de plongée non sinusoïdal avec les mouvements non sinusoïdaux. Ils ont confirmé que le profil plongeant associé au profil de tangage carré devrait être sélectionné pour obtenir les meilleures performances d'extraction d'énergie.

Lubao Tengand et al. ont étudié les effets des mouvements non sinusoïdaux de tangage sur l'extraction d'énergie par une aile battante semi-active. Dans cette étude, ils ont utilisé un solveur numérique basé sur la méthode des volumes finis, avec une technique de maillage dynamique mobile pour résoudre les équations de Navier Stokes. Ils ont confronté les effets des profils de tangage de type trapézoïdal avec une petite amplitude de tangage ($\theta_0 = 45^\circ$) et une grande amplitude de tangage ($\theta_0 = 90^\circ$). Dans cet article, ils ont conclu que le mouvement de tangage de type trapézoïdal peut faire augmenter l'efficacité l'extraction d'énergie

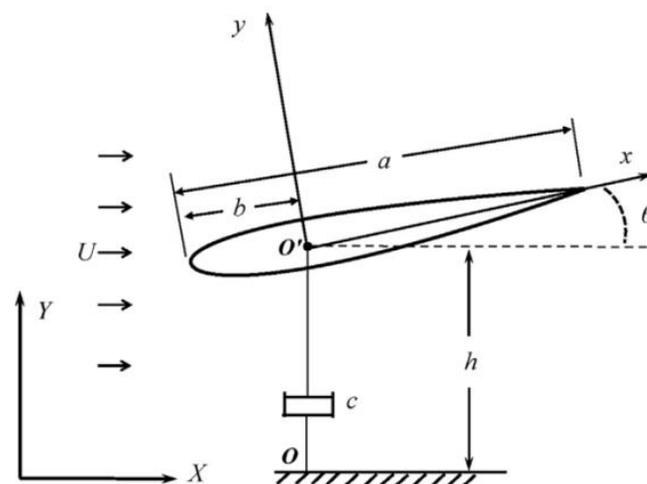


Figure I.9 : Schéma de l'extraction d'énergie par une aile battante semi-active.

Ils ont étudié numériquement l'influence de la déviation de trait sur les performances d'extraction de puissance d'une aile battante entièrement active.

Dans cette étude, un profil aérodynamique NACA0015 est utilisé pour représenter un récupérateur d'énergie dans un écoulement plan, laminaire. De plus, ils ont étudié clairement l'influence de l'amplitude du mouvement horizontal, la différence de phase entre le mouvement

horizontal et le mouvement vertical ainsi que la fréquence du mouvement horizontal sur les performances d'extraction d'énergie. Où ils ont montré que l'extraction de puissance peut être améliorée par les ailes battantes accompagnées par un mouvement horizontal supplémentaire.

Ils ont également constaté que l'extraction d'énergie est améliorée aussi par le mouvement vertical, causé par une force de portance consolidé par un mouvement horizontal approprié.

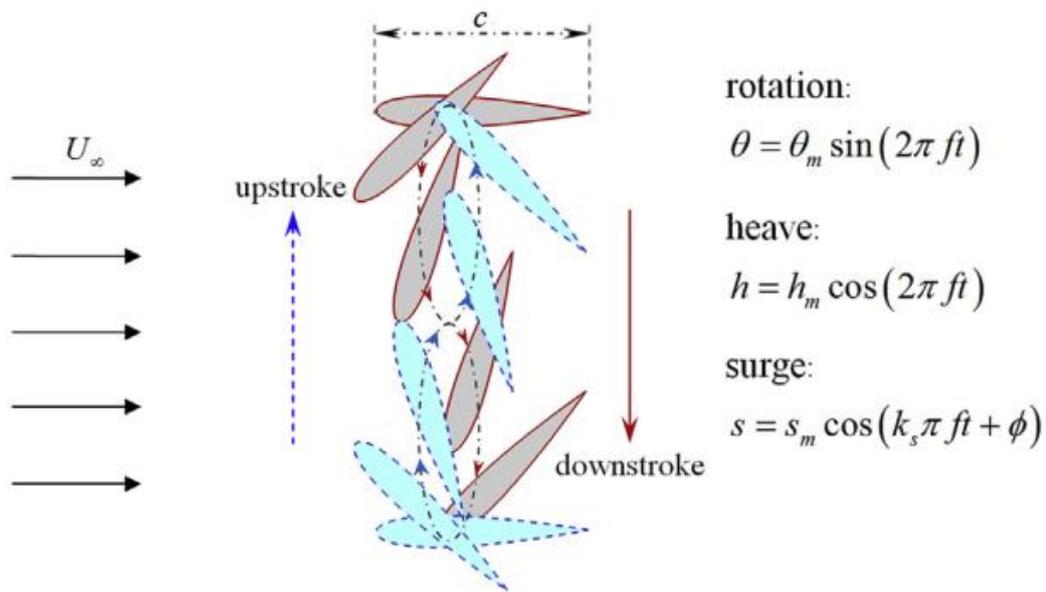


Figure I.10 : Écoulement sur une aile battante totalement active effectuant une rotation, un tangage et une montée

D'autre part, Lubao Tengand al. ont étudié l'influence d'une forme d'aile déformable, variant avec le temps sur l'extraction de puissance ainsi l'efficacité propulsive des systèmes d'aile battante. Ils ont également étudié numériquement les systèmes d'aile battante bidimensionnels en utilisant la résolution des équations de Navier-Stokes, par le logiciel Ansys fluent. Dans leur étude, ils ont supposé que toutes les simulations sont considérées laminaires, avec un nombre de Reynolds à flux libre $Re^{1/4} = 1100$ pour les cas d'extraction de puissance et $Re^{1/4} = 2000$ pour les cas où la propulsion est prise en considération. La forme d'aile est construite en déformant la ligne de la corde en arc de cercle. Cette déformation est superposée à des mouvements cinématiquement sinusoïdaux pour un régime d'extraction de puissance et de propulsion. Leurs résultats montrent que l'efficacité de ces systèmes peut être augmentée en déformant la forme d'aile, pour interférer avec les structures tourbillonnaires des bords d'attaque et de fuite qui en résultent.

Les auteurs ont également conclu que la forme d'aile utilisée dans un système d'extraction d'énergie avec une aile battante a un effet important sur l'efficacité globale du système, et une utilisation perfectionniste de la forme d'aile pendant le cycle de battement peut apporter des attributions caractéristiques. Ils ont également remarqué que, pour des mouvements de battement sinusoïdaux bien ordonnés, une variation de la ligne de la cambrure arquée, peut augmenter les caractéristiques aérodynamiques relatives du système de 15,8 %.

Y.H. Xie et al [43] ont évalué systématiquement l'effet d'un nouveau type de volet sur l'aérodynamique et la structure d'écoulement autour d'un profil aérodynamique oscillant. Le but de cette étude est d'étendre l'application du volet dans le domaine de l'extraction d'énergie. Ils ont quantifié l'amélioration de l'extraction d'énergie introduite par un nouveau volet.

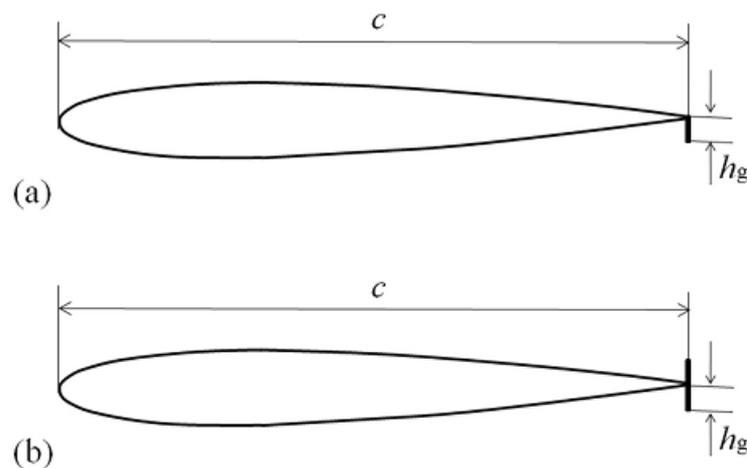


Figure I.11 : (a) Application traditionnelle du volet, (b) nouveau volet utilisé par Y.H. Xie et al [43]

La figure I.11.(a) présente un volet traditionnel, qui consiste en une petite plaque plate positionnée au bord de fuite perpendiculairement au côté pression du profil aérodynamique. La présence du volet a augmenté le coefficient de portance du profil aérodynamique et par conséquent l'amélioration des performances d'extraction d'énergie. Comme pour le profil aérodynamique battant, la force de portance change de direction entre la course descendante et la course ascendante, les volets sont positionnés dans les deux côtés (Figure I.11 (b)). Cette disposition permet d'améliorer l'extraction d'énergie pendant les deux course descendante et ascendante,

Les auteurs ont démontré que le coefficient de puissance maximal augmente avec la hauteur des volets ' h_g ' au début entre $h_g=0c$ et $0.3c$ (c étant la longueur de la corde du profil aérodynamique), tandis qu'une augmentation supplémentaire de ' h_g ' ne fournit aucune amélioration supplémentaire de l'extraction d'énergie. En outre, l'augmentation de ' h_g ' entraîne des tourbillons de bord de fuite plus forts et une force de traînée plus élevée.

Chapitre II

Modélisation Mathématique et Numérique

II.1 INTRODUCTION

L'aérodynamique a été toujours concernée et dans une large mesure par l'ensemble des effets de la pression de l'air sur les corps, la distribution de la pression et des forces aérodynamiques. Mais le comportement d'une particule ou d'une molécule élémentaire de l'air doit être toujours étudié afin de transformer le comportement physique en équations mathématiques. Ceci pour ne pas dire que toute équation représentative de chacune des caractéristiques pratiques d'un fluide réel doit être prise en considération et introduite dans la solution générale de chaque phénomène physique. Cependant, ceci entraîne une complexité du système mathématique résultants où il n'est plus facile de trouver de solution simple, et dans la mesure du possible d'omettre les caractéristiques des fluides de faible influence.

En mécanique des fluides, les équations de Navier-Stokes sont des équations aux dérivées partielles non-linéaires qui décrivent le mouvement des fluides dans l'approximation des milieux continus. Elles gouvernent par exemple les mouvements de l'air, de l'atmosphère, les courants océaniques, l'écoulement de l'eau dans un tuyau, et de nombreux autres phénomènes d'écoulement de fluides.

La simulation numérique de tous les types d'écoulement peut être considérée comme une expérience numérique si elle est réalisée avec soin. L'avantage de ces méthodes est que toutes les grandeurs physiques liées à l'écoulement tels que ; le champ de vitesses, le champ de pression, les contraintes, etc., sont immédiatement disponibles à tout moment dans l'écoulement.

Les phénomènes d'écoulement et de transport sont régis par les principes de base de conservation tels que ; la conservation de masse, de mouvement et de l'énergie. Tous ces principes de conservation sont résolus selon le modèle de fluide qui conduit vers un ensemble d'équations aux dérivées partielles.

Le principe de conservation de la masse indique que le taux d'augmentation de la masse dans un élément fluide est égal au taux net de flux de masse dans un élément fluide. L'application de ce principe physique à un résultat du modèle de fluide dans une équation différentielle appelée équation de continuité. L'équation de continuité pour un fluide compressible peut être écrite comme suit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad \text{II.1}$$

où

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad \text{II.2}$$

La deuxième loi de Newton indique que le taux de changement de quantité de mouvement d'une particule de fluide est égal à la somme des forces agissant sur cette particule. Les forces agissant sur un corps sont une combinaison des deux forces de surface et du corps. Lorsque cette loi est appliquée sur un fluide newtonien (contrainte visqueuse proportionnelle aux taux de déformation), les équations résultantes sont appelées équations de Navier Stokes.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial(u_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\vartheta \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad \text{II.3}$$

Avant de commencer la simulation numérique, il faut savoir certains concepts théoriques de base. Ces concepts concernent la définition des équations principales régissant l'écoulement et la modélisation de la turbulence. L'équation (II.3) comporte 4 inconnus, les 3 composantes du champ de vitesses et la pression, alors pour la résoudre il nous faut une autre équation qui est donnée pour un fluide newtonien incompressible [45] comme suit :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad \text{II.5}$$

Avec $u = (u, v, w)$ est le vecteur de vitesse, t est le temps, p est la pression, ρ est la masse volumique et ϑ est la viscosité cinématique du fluide.

Plusieurs méthodes telles que les méthodes des éléments finis et des volumes finis sont recommandées pour résoudre les équations de Navier-Stokes et les équations de continuité.

La méthode des volumes finis est actuellement la base de plusieurs codes commerciaux dans le domaine de la mécanique des fluides et de transfert de chaleur, tels que : CFX, FLUENT et STAR-CD.

II.2 MODELISATION DES ECOULEMENTS TURBULENTS

II.2.1 Modélisation par l'approche RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes)

L'étude des écoulements turbulents peut être menée par des procédures numériques. Néanmoins, le calcul des écoulements turbulents par résolution directe des équations de Navier-Stokes est très délicat et souvent inaccessible à cause des résolutions spatiales très élevées nécessaires dans ce type d'approche.

Toutes les approches pratiques de calcul (résolution numérique) font appel à la notion de grandeur moyenne. La moyenne est, à l'origine, une moyenne d'ensemble (moyenne stochastique), c'est-à-dire qu'elle est prise sur un ensemble d'expériences effectuées dans des conditions identiques. L'hypothèse qu'il est équivalent de considérer une expérience répétée une infinité de fois ou une seule expérience menée à l'infini dans le temps permet le passage à des moyennes temporelles et, par conséquent, un traitement statistique des équations. Ainsi, au lieu de chercher à déterminer l'évolution spatiale et temporelle des grandeurs instantanées, on s'intéresse essentiellement au comportement de leurs moyennes temporelles.

L'importance et l'intérêt de cette procédure résident dans le fait que : L'hypothèse de bidimensionnalité dans un écoulement turbulent possède plus de signification et de justification lorsqu'il s'agit d'un écoulement moyenné. Ce sont les écoulements moyens, représentant les caractéristiques globales des écoulements instationnaires, qui intéressent en premier l'ingénieur.

C'est la raison pour laquelle les études sur la turbulence se sont orientées vers la modélisation numérique utilisant les modèles statistiques.

Ainsi, afin de transformer les équations de transport de quantité de mouvement et de chaleur en équations moyennées une décomposition des variables instantanées de l'écoulement, dite « décomposition de Reynolds », est alors introduite.

- **Décomposition de Reynolds**

La décomposition de Reynolds permet de transformer les équations de Navier-Stokes et d'énergie en équations moyennées dans le temps, en exprimant chaque variable instantanée $X(x_i, t)$, $i = 1, 2, 3$, en la somme de :

Sa valeur moyenne temporelle $\bar{X}(x_i)$ et une fluctuation $\check{X}(x_i, t)$.

C'est-à-dire :

$$X(x_i, t) = \bar{X}(x_i) + \check{X}(x_i, t) \quad \text{II.6}$$

La moyenne temporelle est définie comme suit :

$$\bar{X}(x_i) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} X(x_i, t) dt \quad \text{quand } T \rightarrow \infty \quad \text{II.7}$$

Lorsqu'on applique la décomposition de Reynolds aux équations instantanées de transport de mouvement, ou équations de Navier-Stokes, on obtient un système d'équations moyennées. Cette moyenne vérifie les règles dites de Reynolds.

Les équations de mouvement d'un écoulement incompressible de fluide newtonien s'écrivent, sous une forme indicielle, comme suit ($i, j = 1, 2, 3$) :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad \text{II.8}$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial (u_j u_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad \text{II.9}$$

En introduisant la décomposition de Reynolds dans l'équation de continuité, comme suit :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial (\bar{u}_i + \check{u}_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \check{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \text{II.10}$$

Puis, en moyennant cette équation :

$$\overline{\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i}} + \overline{\frac{\partial \check{u}_i}{\partial x_i}} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \text{II.11}$$

De la même manière, on procède dans les équations de quantité de mouvement :

$$\bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{\check{u}_i \check{u}_j} \right]_{,j} \quad \text{II.12}$$

Les termes $-\overline{\check{u}_i \check{u}_j}$ sont appelés contraintes de Reynolds, par analogie aux contraintes visqueuses avec lesquelles elles sont en sommation, est forment ainsi un tenseur symétrique dit tenseur de contrainte de Reynolds. Il en résulte évidemment 6 termes inconnus supplémentaires. Comment on la résout ?

Le système d'équations moyennées décrivant l'écoulement turbulent est appelées équations de Navier-Stokes moyennées de Reynolds ou RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes).

II.2.2 Autres méthodes de résolution de la turbulence

II.2.2.1 Simulation Numérique directe DNS (Direct Numerical Simulation)

Afin d'éviter de modéliser les équations, on peut choisir de résoudre numériquement les équations instantanées de Navier-Stokes. L'ennui c'est que cela n'est possible qu'à la condition de choisir un maillage qui soit plus resserré que la taille des plus petits tourbillons. Il faut alors résoudre un grand nombre de fois les équations instantanées dans tout le champ de l'écoulement afin d'en extraire des moyennes, seules exploitables par l'ingénieur. Ainsi, à un maillage très fin, on associe un grand nombre de résolutions. Une telle méthode demande un ordinateur très puissant doté de beaucoup de mémoire et reste à l'heure actuelle du domaine de la recherche pour des configurations géométriques simples. L'avantage est néanmoins de permettre de véritables « expériences » numériques utiles à la modélisation [45].

II.2.2.2 Simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation LES)

Lorsqu'il n'est plus possible de résoudre directement toutes les structures d'un écoulement on peut avoir recours à la « Large Eddy Simulation » (LES) : qui consiste à ne résoudre que les plus grandes échelles de l'écoulement. Les grandes échelles porteuses d'énergie sont a priori bien calculées. La non-résolution directe des petites échelles nécessite donc la modélisation de leurs effets sur l'écoulement. Le modèle correspondant est appelé modèle de sous-maille. L'aspect dissipatif est introduit par une viscosité supplémentaire appelée viscosité de sous-maille. Ainsi, d'une part, on modélise les équations à l'échelle de la maille et, d'autre part, on résout en tout point et à chaque instant les équations instationnaires sur l'ensemble du domaine. On fait donc en quelque sorte une DNS filtrée au niveau de sous-maille [45].

II.3 COEFFICIENTS AERODYNAMIQUES

II.3.1 Coefficient de moment C_m

Le Coefficient de moment C_m est défini comme

$$C_m = \frac{M}{\frac{1}{2}\rho A R U^2} \quad \text{II.13}$$

où M représente le couple du rotor et A la surface balayée par l'aile battante [47].

II.3.2 Coefficients de traînée et de portance (CD, CL)

En général, la force de traînée est définie comme la force aérodynamique nette agissant en sens inverse du sens d'écoulement et la force de portance comme la force perpendiculaire à la direction d'écoulement (Figure.II.1).

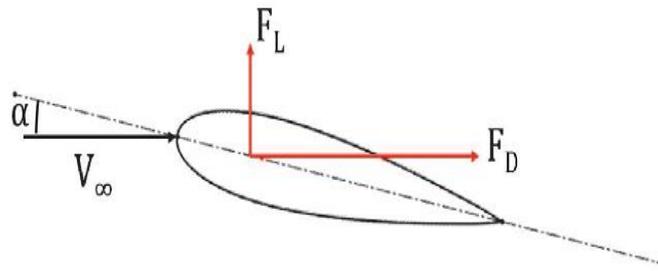


Figure II.1 : Présentation des forces de traînée et de portance (CD, CL).

Pour une aile, les coefficients de traînée et de portance sont calculés respectivement selon :

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho c U^2} \quad \text{II.14}$$

et

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho c U^2} \quad \text{II.15}$$

Où F_D et F_L sont les forces agissant le long de la direction x et y respectivement [47].

II.4 DESCRIPTION DU MOUVEMENT DES AILES BATTANTES

La propulsion de type ailes oscillantes ou ailes battantes s'observe dans la nature depuis de nombreuses années, principalement chez les poissons, les mammifères marins, les insectes et les oiseaux. Il n'est donc pas surprenant de constater que de nombreuses recherches ont permis de souligner son efficacité et d'en mener une étude paramétrique très vaste [46]. Ce mécanisme d'aile oscillante (que l'on verra ici sous une forme 2D simplifiée) conduit à un intéressant cas pratique d'aérodynamique instationnaire. On l'analysera dans cette thèse sous forme combinée d'un mouvement de pilonnement (translation verticale) et un mouvement de tangage (rotation autour d'un axe), tirant profit des outils de la simulation numérique de la mécanique des fluides (Computational Fluid Dynamics, ou CFD), une bonne expertise sur la physique et la modélisation de ces ailes oscillantes a été développée dans les récentes années [46].

On définit le mouvement d'une aile oscillante combinant pilonnement et tangage comme suit :

$$h(t) = h_0 \sin(\omega t + \phi) \quad \text{II.16}$$

$$\alpha(t) = \alpha_0 \sin(\omega t) \quad \text{II.17}$$

où H_0 et α_0 présentent respectivement les amplitudes de pilonnement et de tangage, avec $\omega = 2\pi f$ illustre bien la fréquence angulaire de ces mouvements (figure II.2).

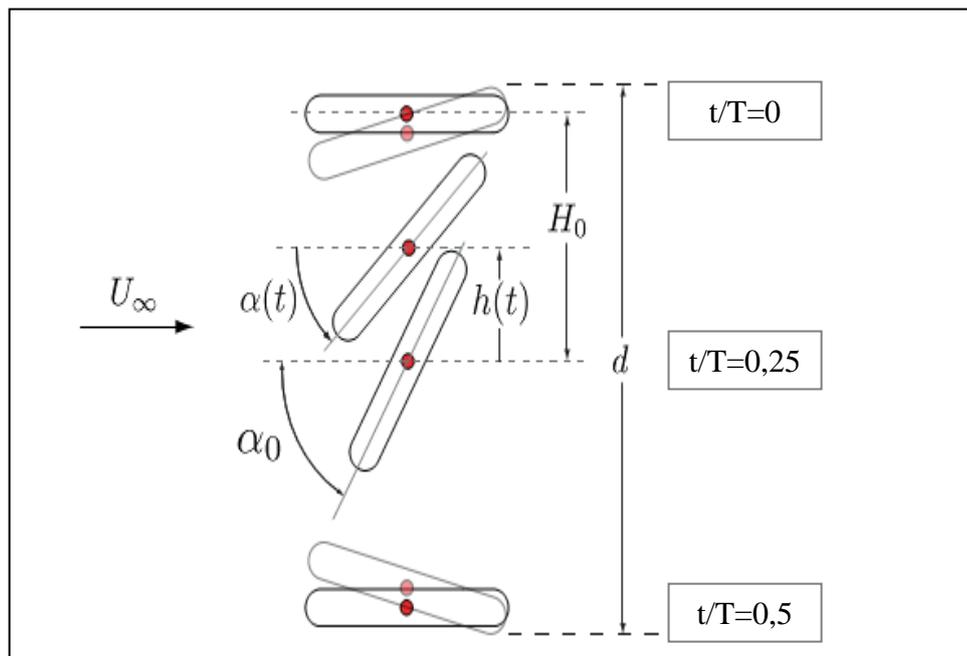


Figure II.2 : Illustration du mouvement d'une aile battante de forme plaque plane.

La forme adimensionnelle permet de donner un contrôle de la cinématique d'une aile battante donc les nombres adimensionnels engendrés sont :

H_0/c : Forme adimensionnelle qui quantifie les amplitudes de pilonnement.

α_0 : Forme adimensionnelle qui quantifie l'amplitude de tangage

ϕ : L'angle qui permet d'introduire un déphasage entre ces deux mouvements (pilonnement et tangage)

$f^* = \frac{f \cdot c}{U_\infty}$: La fréquence réduite.

U_∞ : Correspond à la vitesse de l'écoulement amont alors que c correspond à la dimension de la corde du profil en question.

$Re = \frac{U_\infty \cdot c}{\nu}$: Le paramètre de similitude dynamique qu'est le nombre de Reynolds.

$T = \frac{1}{f^*}$: La période correspondante d'oscillation adimensionnelle.

Enfin, la première dérivée temporelle de $h(t)$ correspond à la vitesse de pilonnement.

$$V_y(t) = \dot{y}(t) = \dot{H}(t) = H_0 \omega \cos(\omega t + \phi) \quad \text{II.18}$$

La seconde dérivée temporelle nous donne l'accélération linéaire :

$$y''(t) = \ddot{H}(t) = -H_0 \omega^2 \sin(\omega t + \phi) \quad \text{II.19}$$

Pour le tangage, on aura la vitesse angulaire :

$$\Omega(t) = \dot{\alpha}(t) = \alpha_0 \omega \cos(\omega t) \quad \text{II.20}$$

Et l'accélération angulaire :

$$\Omega'(t) = \ddot{\alpha}(t) = -\alpha_0 \omega^2 \sin(\omega t) \quad \text{II.21}$$

Les mouvements de pilonnement et de tangage ont leur contribution particulière dans la puissance totale extraite.

La puissance extraite par le mouvement de tangage est donnée sous la forme :

$$P_{\theta}(t) = M(t) \frac{d\theta(t)}{dt} \quad \text{II.22}$$

et la puissance extraite par le mouvement de pilonnement est spécifiée comme suit

$$P_h(t) = L(t) \frac{dh(t)}{dt} \quad \text{II.23}$$

où $L(t)$ est la force de portance ou la composante de force dans la direction y et $M(t)$ est le couple autour du centre de tangage.

II.5 PRINCIPES DE BASE DE L'EXTRACTION D'ENERGIE PAR UNE AILE BATTANTE

Le mouvement de battement pourrait être modélisé comme entièrement actif avec une prescription complète des mouvements définis auparavant. Par rapport à la direction du flux entrant, le profil aérodynamique subit un angle d'attaque effectif $\alpha(t)$ et une vitesse amont effective $V^{eff}(t)$, qui sont donnés comme suit :

$$\alpha(t) = \arctan\left(\frac{-V_y(t)}{U_{\infty}}\right) - \theta(t) \quad \text{II.24}$$

$$V^{eff}(t) = \sqrt{U_{\infty}^2 + V_y(t)^2} \quad \text{II.25}$$

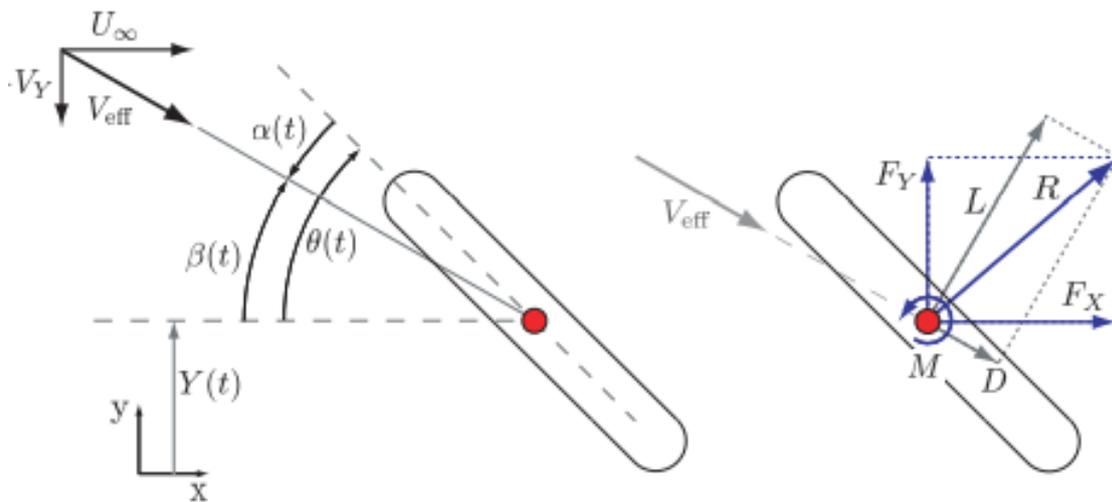


Figure II.3 : Cinématique d'une aile battante de forme plaque plane.

En plus de l'angle d'attaque effectif maximal $\alpha\left(\frac{T}{4}\right)$, un autre paramètre de mise en incidence, χ est utilisé pour définir le régime des ailes battantes. Ce paramètre sert aussi à comparer l'orientation angulaire du profil par rapport à l'angle de l'écoulement effectif :

$$\chi = \frac{\theta_0}{\tan^{-1}\left(\frac{H_0 \cdot 2\pi f}{U_\infty}\right)} \quad \text{II.26}$$

Lorsque $\chi > 1$ et $\alpha\left(\frac{T}{4}\right) < 0$, la feuille battante est en mode extraction d'énergie

Pour comprendre comment une aile battante extrait de l'énergie de l'écoulement, la figure II.4 présente les positions d'une aile oscillante enregistrées dans le référentiel se déplaçant avec l'écoulement en champ lointain à U_∞ . La force résultante R est initialement construite à partir des forces de portance et de traînée, puis décomposée en composantes OX et OY . On remarque bien nécessairement que la composante verticale OY va dans le même sens que le déplacement vertical d'aile; ce qui signifie que le flux ferait un travail positif sur l'aile et par conséquent, une puissance serait extraite.

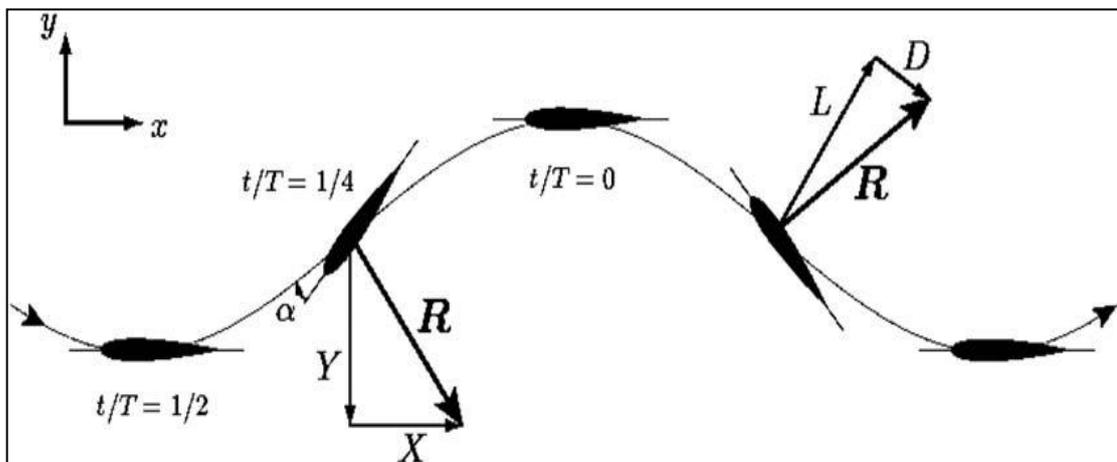


Figure II.4 : Régime d'extraction de puissance ($\chi > 1$ et $\alpha < 0$) d'une aile oscillante.

II.6 DESCRIPTION DE LA TECHNIQUE DE CONTROLE APPLIQUE

II.6.1 Cas d'une turbine à aile battante opérant en mode simple

L'extracteur étudié est une plaque plate comportant une corde c avec un volet oscillant (Figure II.4). Le volet a la forme d'un arc oscillant avec un angle θ_1 . L'angle de phase entre le tangage du profil aérodynamique et le tangage du volet est réglé sur $\phi_{flap} = 0^\circ$ qui produit la forme illustrée sur la figure II.5.

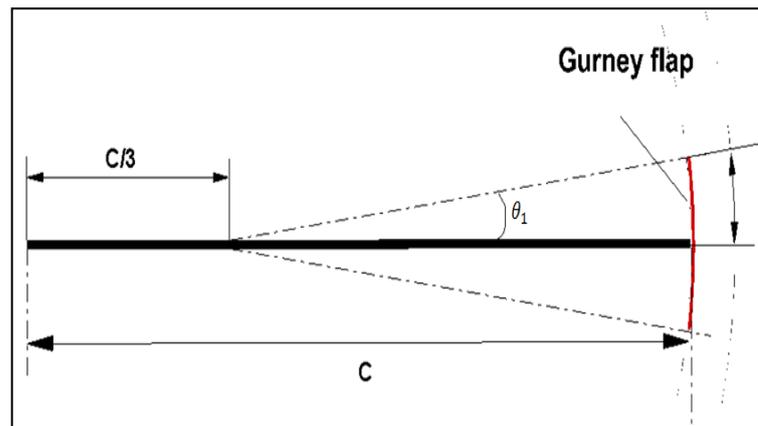


Figure II.5 : Géométrie d'un extracteur avec un volet oscillant.

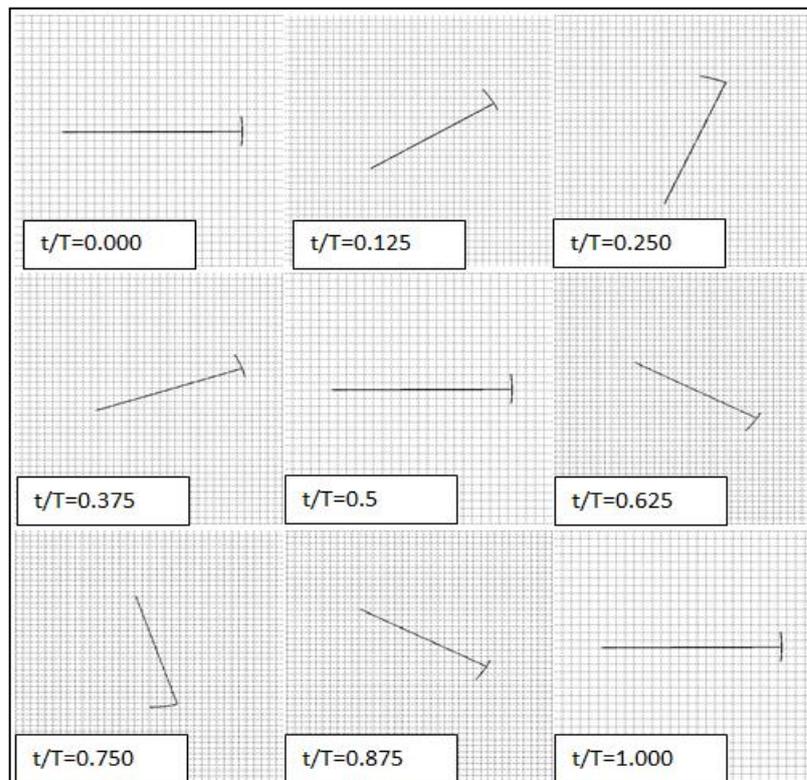


Figure II.6 : Mouvement du volet-aile pour $\phi_{flap} = 0^\circ$, $\theta_1 = 8^\circ$.

Pour le présent concept, la puissance extraite au cours d'un cycle de battement est exprimée d'une manière adimensionnelle comme :

$$\bar{C}_{Ptotal} = \bar{C}_{Pplaque} + \bar{C}_{Pflap} = \bar{C}_{Ph} + \bar{C}_{P\theta} + \bar{C}_{Pflap} = \int_0^1 \left\{ C_y(t) \frac{V_y(t)}{U_\infty} + C_M(t) \frac{\dot{\theta}(t)c}{U_\infty} + \bar{C}_{Pflap}(t) \right\} d\left(\frac{t}{T}\right) \quad \text{II.27}$$

$$\text{où } V_y(t) = \frac{dh(t)}{dt}, \dot{\theta}(t) = \frac{d\theta(t)}{dt}.$$

Par rapport au centre de tangage du profil, la puissance consommée par le volet oscillant est donnée comme suit [46]:

$$\bar{C}_{Pflap} = \int_0^1 C_{Mflap}(t) \frac{\dot{\theta}_{flap}(t)c}{U_\infty} d\left(\frac{t}{T}\right) \quad \text{II.28}$$

Cette puissance peut avoir une valeur positive si le gradient de pression assiste l'oscillation des volets et une valeur négative lorsque la pression s'oppose à l'oscillation des volets.

Le rendement total d'extraction d'énergie est donné par :

$$\eta_{total} = \frac{\bar{P}}{P_a} = \frac{\bar{P}_y + \bar{P}_\theta + \bar{P}_{flap}}{1/2\rho U_\infty^3 d} \quad \text{II.29}$$

d représente la surface totale parcourue de la plaque, y compris le bord de fuite qui est donné comme suit :

$$d = 2 \cdot \max [h(t) + (1 - x_{pivo})c \sin(\theta(t))] \quad \text{II.30}$$

II.6.2 Cas d'une turbine type : bras oscillant

La figure II.7 montre une vue d'une turbine type : bras oscillant et le mouvement d'aile en se mode. Le mode bras oscillant peut augmenter la quantité d'énergie extraite et améliorer les performances de la turbine. Les changements de cinématique de d'aile battante modifient le profil de l'angle d'attaque et le nombre de Reynolds local sur la surface d'aile. Ces deux changements sensibles influencent l'écoulement de la sous-couche près de la surface d'aile et rendent la structure du vortex complexe pendant le cycle de battement. En d'autres termes, en mode bras oscillant, la création, la croissance, la séparation et la perte de vortex se produisent

avec un schéma alternatif par rapport au mode simple. La même technique de contrôle est appliquée sur ce type de turbine pour voir la possibilité d'améliorer le rendement.

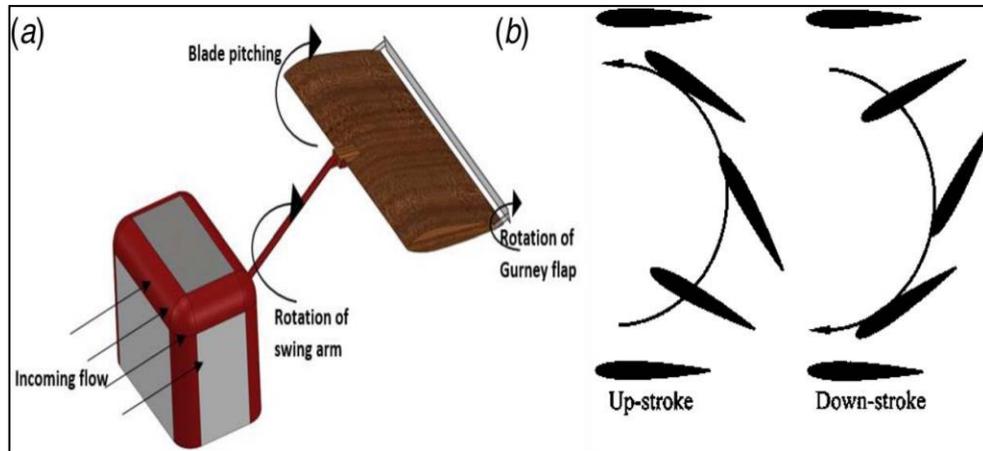


Figure II.7 : (a) Vue en 3D d'une turbine type : bras oscillant (b) mouvement d'aile en mode : bras oscillant

Le mouvement particulier du bras oscillant est inspiré de la locomotion semblable à celle d'un poisson (Figure II.8).

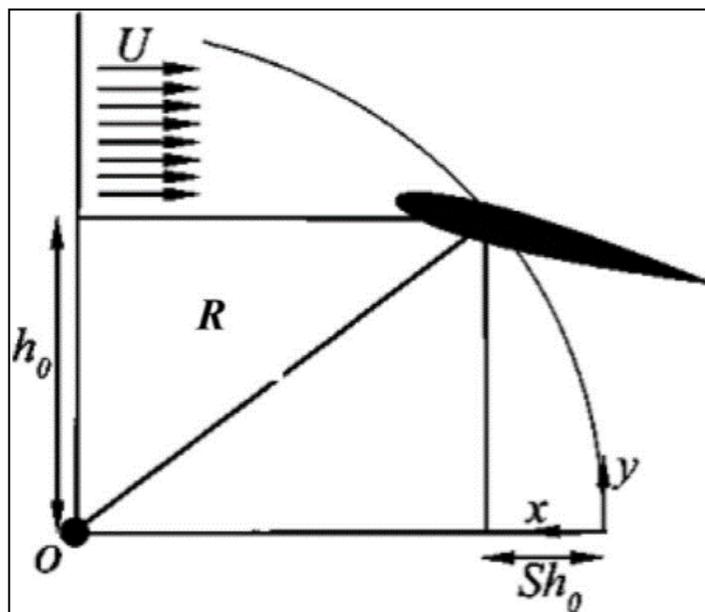


Figure II.8 : Configuration d'un profil montée sur bras oscillant

La question qui s'impose est : La cinématique affecte-t-elle l'extraction d'énergie ?

Le mouvement combiné du bras oscillant est décrit en utilisant les deux équations :

$$x(t) = R \cos \left[\tan^{-1} \left(\frac{1}{\left(\frac{R}{h_0} - S\right)} \right) \right] \sin (2\pi f t) \quad \text{II.31}$$

$$y(t) = R \sin \left[\tan^{-1} \left(\frac{1}{\left(\frac{R}{h_0} - S\right)} \right) \right] \sin (2\pi f t) \quad \text{II.32}$$

Où h_0 est l'amplitude de pilonnement adimensionnelle, c est la longueur de la corde du profil aérodynamique, et f est la fréquence de battement.

La relation entre la longueur du bras oscillant et le facteur d'oscillation est donnée comme suit :

$$R^2 = h_0^2 + (R - S \cdot h_0)^2 \quad \text{II.33}$$

La puissance de sortie de la turbine est spécifiée comme suit :

$$C_{pt} = \frac{L(t) \frac{dy(t)}{dt} + D(t) \frac{dx(t)}{dt} + M(t) \frac{d\theta(t)}{d(t)}}{0.5 \rho \cdot c \cdot U^3} \quad \text{II.34}$$

où $L(t)$ est la force de portance ou la composante de force dans la direction y , $D(t)$ est la force de traînée ou la composante de force dans la direction x , et $M(t)$ est le couple autour du centre de tangage.

Le mouvement de tangage de la pale (t) est donné par

$$\theta(t) = \theta_0 \sin(2 \cdot \pi f \cdot t + \phi) \quad \text{II.35}$$

où θ_0 est l'amplitude de tangage et ϕ est l'angle de phase entre les mouvements de tangage et de pilonnement.

L'équation qui contrôle le mouvement des volets peut être donnée comme suit :

$$\theta_{flap}(t) = (\theta_0 - \theta_1) \sin(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t + \phi_{flap}) \quad \text{II.36}$$

où θ_1 est l'amplitude de tangage du volet.

II.7 PRESENTATION DU SOLVEUR

Gambit et Fluent sont des logiciels, commerciaux, permettant de réaliser des simulations 2D ou 3D en mécanique des fluides. La construction du maillage est effectuée à l'aide de Gambit et la résolution des équations de Navier Stokes avec Fluent. Ces logiciels permettent de réaliser des simulations sur tous types de géométries complexes (fixes ou mobiles) associées à des maillages fixes ou adaptatifs et avec des modèles physiques variés (diphasique, turbulent, etc...).

Le Gambit est un préprocesseur utilisé pour construire une géométrie et générer son maillage, il peut réaliser des maillages triangulaires ou quadratiques complexes en deux ou trois dimensions.

Il existe plusieurs techniques de génération de maillage sur Gambit. On peut décomposer la géométrie en plusieurs parties pour générer un maillage structuré, sinon Gambit génère automatiquement un maillage non structuré adapté au type de géométrie construite. Les défauts sont détectés à l'aide de son interface comportant plusieurs fenêtres d'outils de création, génération, vérification du maillage.

L'organigramme de création de la géométrie d'une pale d'aile battante dans notre travail, par le pré processeur Gambit, est présentée sur la (Figure II.9) :

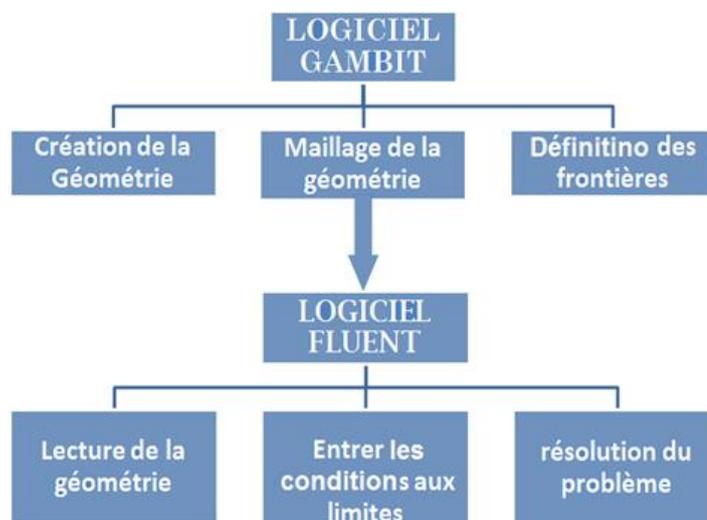


Figure II.9 : Schémas des étapes à suivre pour la simulation

II.8 GENERATION DU MAILLAGE ET CONDITIONS AUX LIMITES

Dans la pratique, dans les systèmes aérodynamiques, la géométrie se déplace (en translation et/ou en rotation) au sein d'un fluide. Par conséquent, pour les simuler dans le calcul numérique, nous utilisons le maillage en mouvement pour modéliser le mouvement d'une configuration dans un écoulement de fluide. Nous avons opté pour cette technique de déplacement de maillage [49]. Le modèle de maillage dynamique permet de changer les limites d'une région de cellules par rapport aux autres limites de la région et d'ajuster le maillage en conséquence.

La qualité du maillage utilisé et l'étendue du domaine de calcul jouent un rôle important dans la précision des calculs CFD. Le problème est encore plus critique quand la technique de maillage dynamique est utilisée, cela est dû au fait que l'évaluation des forces aérodynamiques générées par une aile oscillante est obtenue en intégrant la pression sur des parois mobiles.

II.8.1 Conditions aux limites

Les conditions aux limites du type paroi sont sélectionnées pour toutes les zones solides. Pour assurer la continuité entre les domaines fluides, la condition d'interface a été adoptée. Pour les deux extrémités du domaine, les conditions suivantes doivent être imposées :

- Condition [**Out_flow**] pour la sortie, est une condition type Newman, utilisée pour modéliser les écoulements où les détails sur la vitesse et de pression ne sont pas connus.
- Condition de la vitesse type [**velocity_inlet**] pour les trois bords, amont, supérieure et inférieure : est une condition de Dirichlet, elle consiste à spécifier la vitesse par l'un des moyens disponibles dans Ansys-Fluent 15.0
- La simulation numérique est réalisée en utilisant **Ansys-Fluent, version 15.0**.
- L'algorithme SIMPLE est utilisé pour le couplage pression-vitesse.
- Le schéma MUSCL est utilisé pour la discrétisation de toutes les équations de transport. Dans une itération temporelle le code C++ est adopté pour contrôler le maillage dynamique et calculer toutes les forces instantanées.

II.8.2 Techniques de maillage dynamique

La technique du maillage glissant permet aux grilles adjacentes de glisser l'une par rapport à l'autre. Ainsi, les faces de la grille n'ont pas besoin d'être associées à l'interface de la grille. Cet état nécessite une technique de calcul du flux entre les deux zones d'interface non conformes de chaque interface de grille. Pour calculer le flux, l'intersection entre les zones d'interface est déterminée à chaque nouvelle étape temporelle [45]. L'intersection résultante produit une zone intérieure (une zone avec des cellules de fluide des deux côtés) et une ou plusieurs zones périodiques. Si le problème n'est pas périodique, l'intersection produit une zone intérieure et une paire de zones murales (qui seront vides si les deux zones d'interface se croisent entièrement), comme le montre la figure II.8. Le nombre de faces dans ces zones d'intersection varie à mesure que les zones d'interface se déplacent les unes par rapport aux autres. Principalement, les flux à travers l'interface de grille sont calculés en utilisant les faces résultantes de l'intersection des deux zones d'interfaces, plutôt qu'à partir de la zone d'interface qui se fait face.

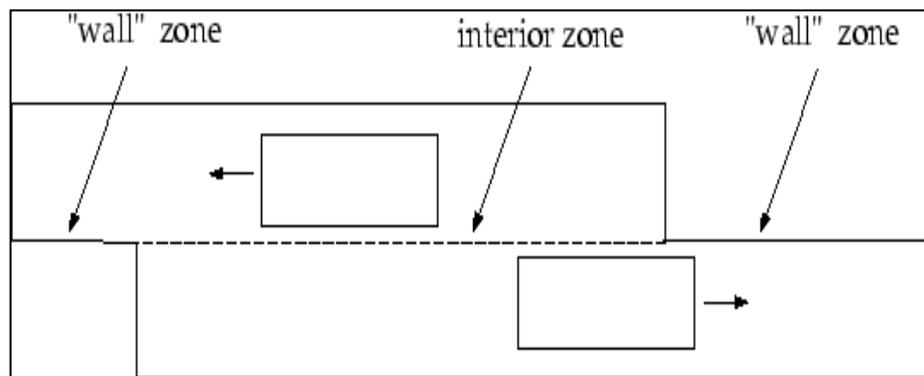


Figure II.10 : Zones créées par une intersection d'interface non périodique [48].

Dans l'exemple de la figure II.10, les zones d'interface sont composées de faces A-B et B-C et de faces D-E et E-F. Les faces a-d, d-b, b-e, etc. sont générées par l'intersection de ces zones. Les faces produites dans la région où les deux zones cellulaires se chevauchent (d-b, b-e et e-c) sont groupées pour former une zone intérieure, tandis que les faces restantes (a-d et c-f) sont appariées pour former une zone périodique. Pour calculer le flux à travers l'interface dans la cellule IV, par exemple, la face D-E est ignorée et les faces d-b et b-e sont utilisées à la place, transportant des informations dans la cellule IV des cellules I et III, respectivement.

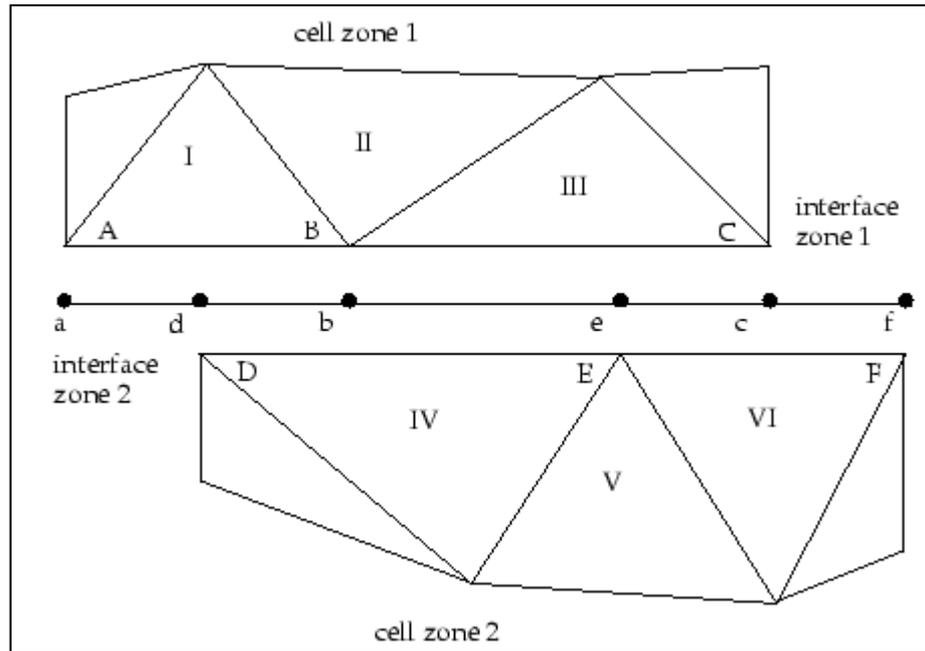


Figure II.11 : Interface du maillage dynamique en 2D [45]

II.8.3 Stratégie de maillage pour la turbine en mode simple

Cette stratégie est particulièrement choisie pour étudier l'effet de la position du volet oscillant sur la performance de la turbine. Toutes les zones du domaine de calcul sont maillées avec un maillage triangulaire sauf les zones déformables pour la méthode de maillage dynamique : LAYERING. En utilisant cette dernière, le solveur commence à ajouter ou supprimer des cellules derrière toutes les parois mobiles. Une sélection correcte des facteurs de division et de fusion peut garder la qualité du maillage comme la méthode de glissement.



Figure II.12 : Turbine avec un volet oscillant

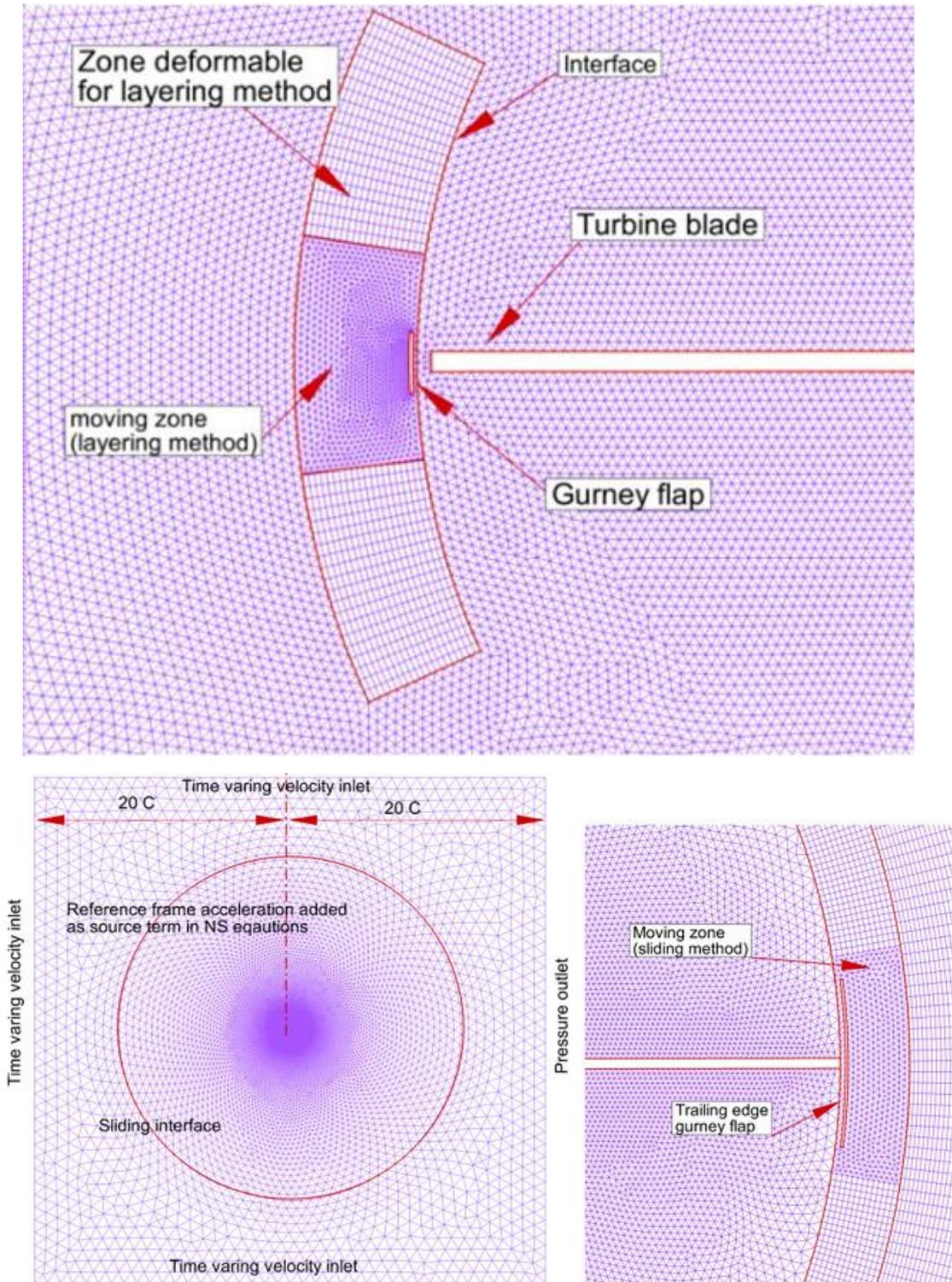


Figure II.13 : (a) Détails du maillage et format de mouvement du maillage coulissant/superposé. (b) Illustration de la technique de superposition

II.8.4 Stratégie de maillage pour la turbine en mode bras oscillant

L'aile est entourée d'un maillage de type « couche limite » qui comporte 12 couches. Une méthode simple et efficace est utilisée pour transformer le mouvement complexe de toutes les zones en un simple mouvement de rotation. La grille est définie dans un cadre de référence de soulèvement, et une entrée de vitesse variable dans le temps est imposée comme illustré sur la figure II.14.

La condition de non-glissement est imposée pour tous les murs de type surface. La plaque est entourée de 560 nœuds. La distance du premier nœud à la surface du profil aérodynamique est de $0,0005c$, ce qui garantit que Y^+ est presque inférieur à 1 lors de la modélisation du cycle de battement. La grille de domaine étudiée contient 290 431 cellules.

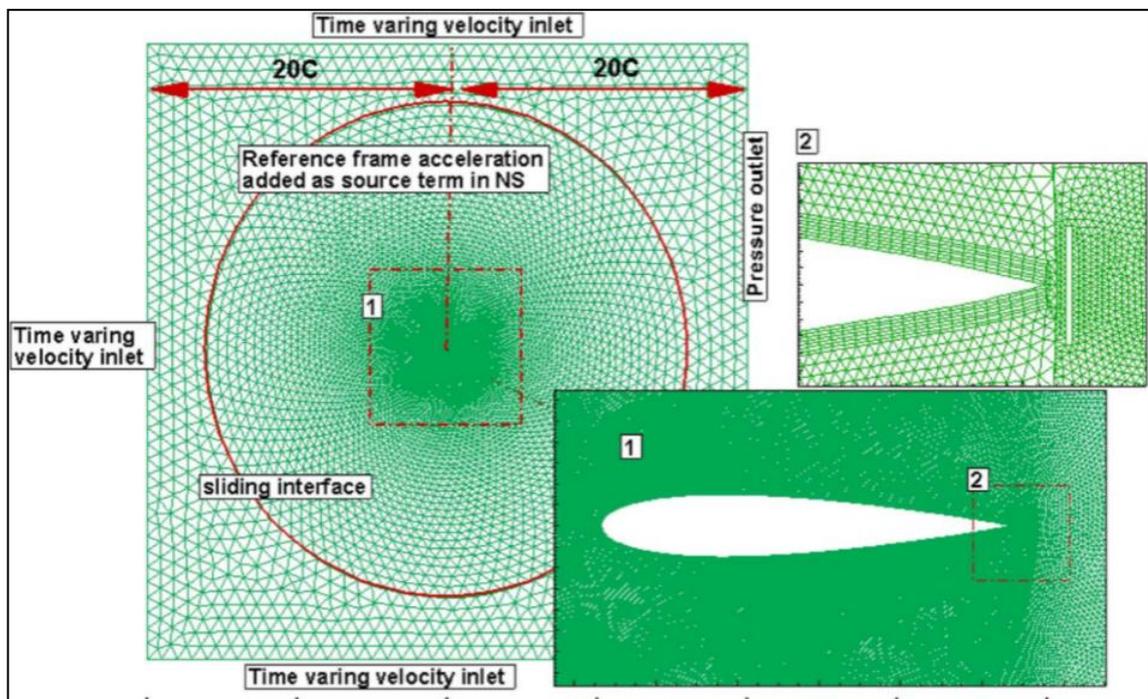


Figure II.14 : Détails du maillage et format de mouvement du maillage coulissant.

II.8.5 Estimation du pas de temps

II.8.5.1 Condition CFL (Courant–Friedrichs–Lewy)

Le nombre de courant est un nombre sans dimension utilisé en informatique et en mathématiques et plus particulièrement en calcul par différences finies. Ce nombre est connu pour son lien avec la condition de Courant–Friedrichs–Lewy.

Dans la pratique, il sert à donner le seuil dimensionnel sous lequel, pour un schéma numérique explicite, on observe une instabilité de calcul. Si la dimension de la grille est inférieure à la distance parcourue dans l'intervalle de pas de temps par l'onde la plus rapide que permettent l'équation, l'erreur grandit et envahit la solution physique.

La condition CFL assure que la particule fluide dans son mouvement ne doit pas dépasser une cellule du domaine de calcul pendant un pas de temps.

$$CFL = \frac{U\Delta t}{\Delta x} < 1$$

avec :

U : Vitesse de l'écoulement libre.

Δt : Pas de temps.

Δx : Pas d'espace.

Dans les conditions de la présente simulation le pas de temps est égal à 0.004 s.

II.9 CONCLUSION

Pour l'écoulement dans un régime turbulent, plusieurs schémas sont disponibles pour modéliser les équations à savoir : la simulation numérique direct (DNS), la simulation des grandes échelles (LES) et la simulation de moyenne statistique (RANS). La capacité des ordinateurs, la complexité de la géométrie et le degré de précision sont des facteurs qui nous guideront vers l'un ou l'autre de ces schémas.

Chapitre III

Résultats et discussion

III.1 INTRODUCTION

Pour produire une énergie propre et renouvelable, le vent est parmi les sources les plus utilisées. Jusqu'à présent, ce domaine est dominé par les machines rotatives. Grâce à sa conception simple et ses installations faciles, la turbine à ailes battantes est l'un des dispositifs les plus prometteurs. Cependant, son efficacité est encore relativement faible par rapport aux turbines à axe horizontal (TAH).

Ordinairement, la turbine à ailes battantes classique est constituée d'une plaque rigide, cette conception simple résultant d'une faible efficacité d'extraction d'énergie, à cause de décrochage qui se produit pour les écoulements à large angle d'incidence. Ce fait a stimulé et a encouragé les chercheurs à apporter des améliorations et de développer des nouvelles méthodes de contrôle pour rapprocher les efficacités de ce type de turbine à celle des turbines à axe horizontal (TAH).

Le décrochage dynamique est responsable, non seulement de la chute du rendement de la turbine, mais aussi il est la cause des vibrations structurelles et des bruits acoustiques. Pour combler cette lacune, plusieurs techniques de contrôle d'écoulement ont été développées, elles ont été classées en deux types de contrôle ; techniques de contrôle passif et techniques de contrôle actif.

Ce chapitre commence par une simulation d'écoulement autour d'une turbine à ailes battantes avec une plaque simple (cas nominal). Ensuite, nous abordons l'écoulement autour d'une turbine à une plaque avec un volet oscillant, activement déformable est étudié.

III.2 VALIDATION DU SOLVEUR

Typiquement, le solveur utilisé, y compris le maillage et la méthode numérique, doivent être validés par rapport à la littérature existante. Le présent solveur est comparé à l'étude réalisée par Kinsey et Dumas [9]. Dans leur travail, pour un nombre de Reynolds égal à 1100, une fréquence adimensionnelle $f^* = 0.14$, un angle maximal de $\theta_0 = 76.33^\circ$ et un angle de phase entre le tangage et le pilonnement égal à $\varphi = 90^\circ$, le rendement d'extraction d'énergie est optimal. Ces paramètres sont introduits dans le présent travail pour valider le solveur et aussi

pour examiner la contribution du nouveau concept de volets oscillants. Pour fournir un test de dépendance au maillage et au pas de temps, trois grilles de différentes densités sont utilisées.

Le maillage fin contient environ 290.431 cellules où le maillage grossier a environ 140.131 cellules. Les figures III.1 (a) et (b) montrent que les résultats produits par une grille moyenne avec un pas de temps égal à 1000/cycle correspondent exactement aux résultats de Kinsey et Dumas [9].

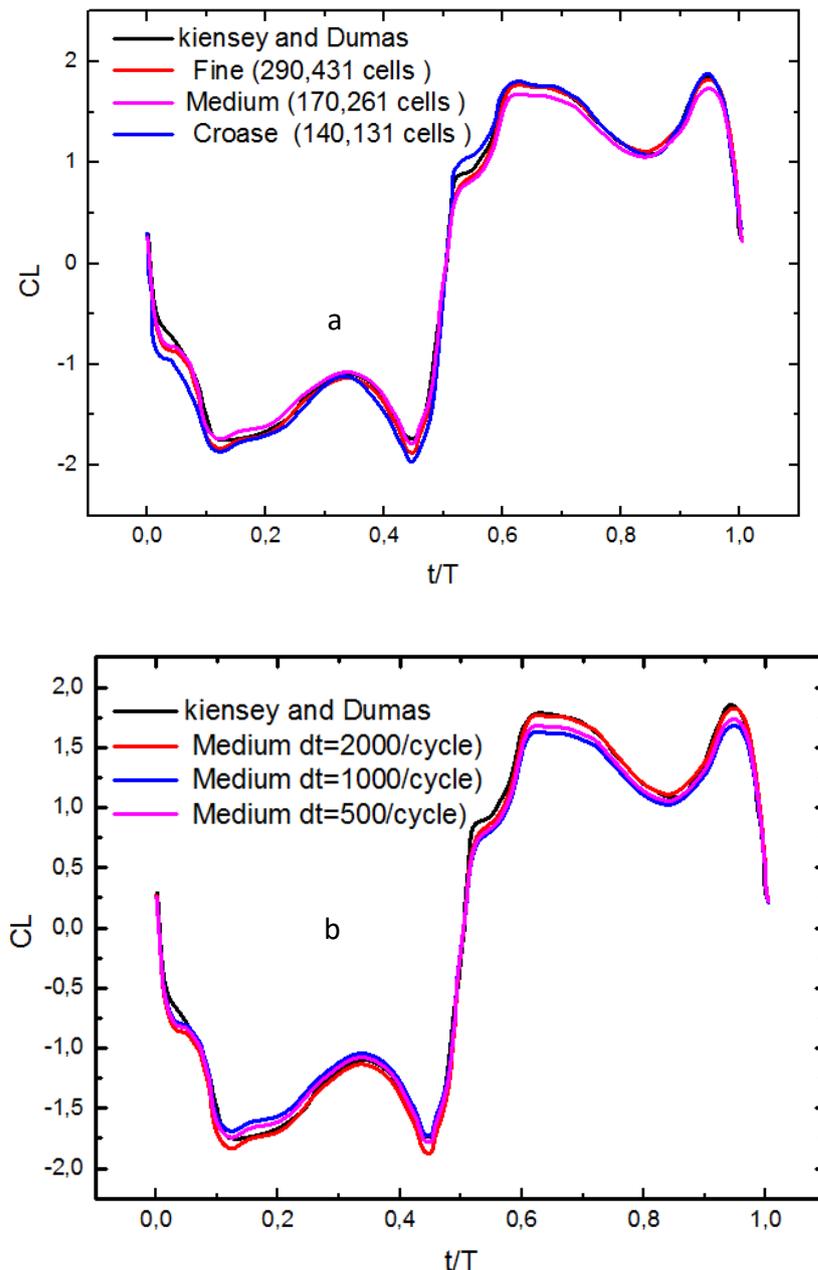


Figure III.1 : (a) Indépendance du réseau et (b) test du pas du temps relatif à Kinsey et Dumas pour un profil NACA0015.

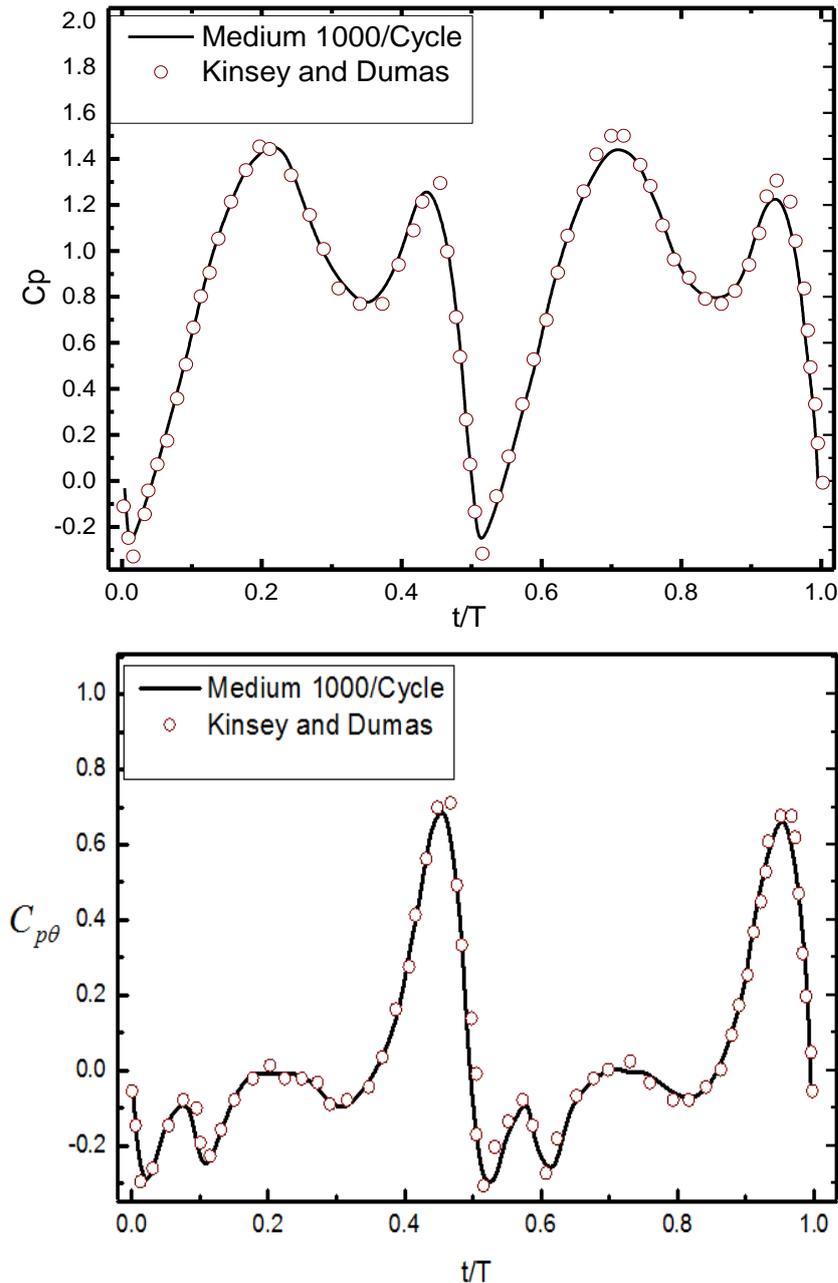


Figure III.2 : Comparaison des coefficients de puissances instantanées C_p et $C_{p\theta}$ pour la présente simulation et Kinsey et Dumas [9] pour un profil aérodynamique NACA 0015.

III.3 SIMULATION D'ÉCOULEMENT AUTOUR D'UNE TURBINE À AILE BATTANTE EN MODE SIMPLE

III.3.1 Cas nominal (plaque plane)

Afin de comprendre le concept de décrochage dynamique et de séparation de la couche limite, nous allons tout d'abord présenter le cas sans contrôle, pour mettre en évidence les phénomènes

naturels qui apparaîtront lors du mouvement de la plaque. Ce décrochage dynamique est généralement étudié dans le cas bidimensionnel, plusieurs auteurs ont montré qu'une simulation bidimensionnelle (2D) est capable de découvrir correctement les performances de la machine, si on assure certains critères de simulation (maillage fin, modèle de turbulence approprié).

Une description générale des structures vorticitaires est représentée suivant différentes positions de la plaque.

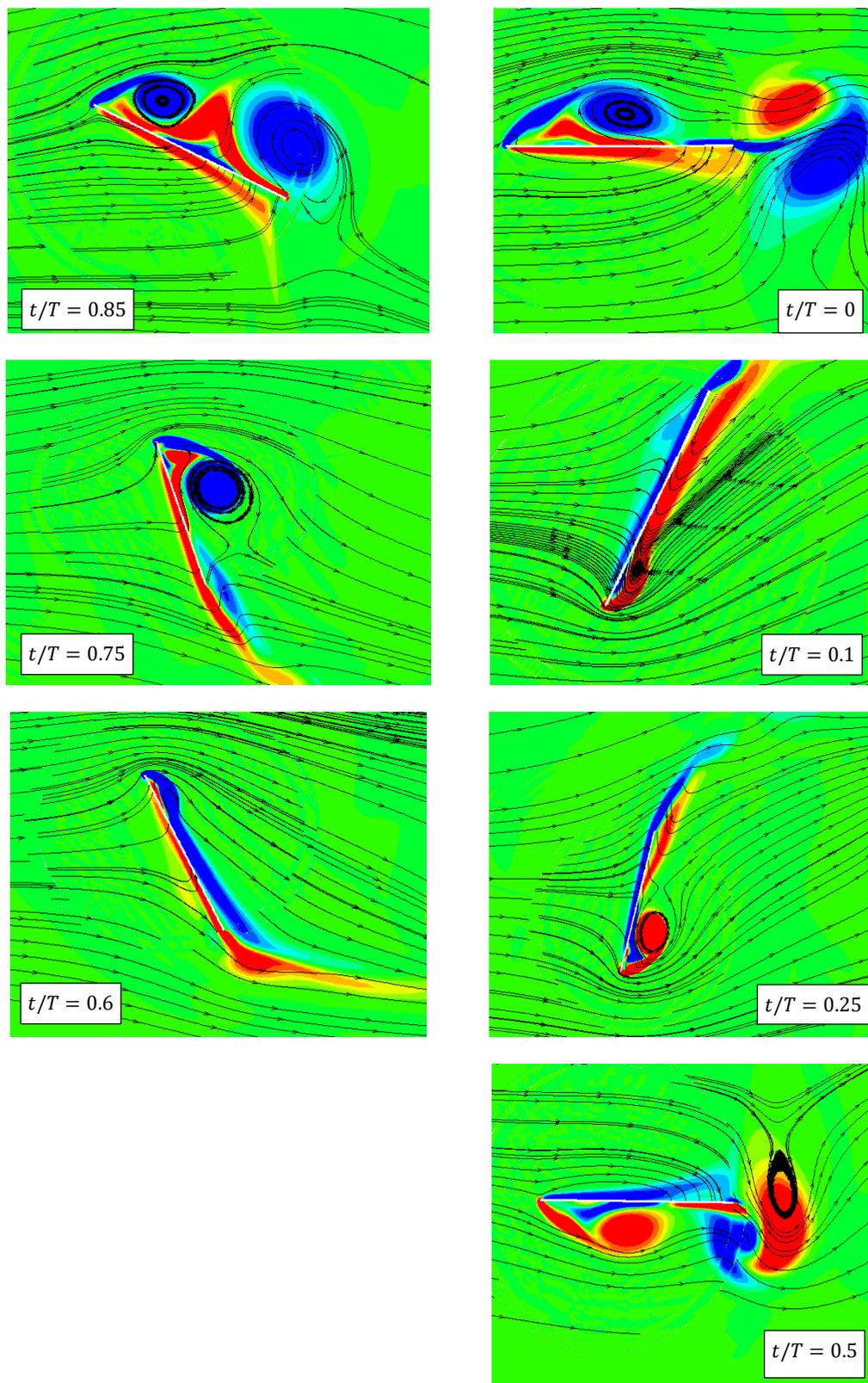
Pour comprendre le mécanisme par lequel l'énergie est extraite par la turbine et comment la synchronisation entre la plaque et le volet oscillant affectent la performance de la turbine, des descriptions générales des interactions des structures fluides et des trajectoires des tourbillons principaux dans le sillage proche sont représentées en fonction de la position de la plaque.

En général, de grands tourbillons de la taille de la plaque ont été détectés lors du tangage de l'extracteur. D'après la figure III.3, on peut voir un écoulement attaché en position $t/T = 0$. Lorsque l'angle d'incidence effectif augmente avec l'angle de rotation, l'écoulement commence typiquement à se séparer au bord d'attaque pour un angle $t/T = 0.1$.

Ensuite, avec l'augmentation de l'angle d'attaque, le point de séparation se déplace vers le bord de fuite formant une zone de recirculation à la surface d'aspiration, en ce moment la plaque se trouve dans un décrochage faible. Une fois passé à un angle azimutal de 30 degrés. Le vortex croît rapidement avec l'augmentation de l'angle azimutal, et le coefficient de portance augmente proportionnellement avec l'angle d'attaque pendant ce développement.

A $\frac{t}{T} = 0.5$, le vortex détaché continue de croître et interagit avec un nouveau tourbillon au bord de fuite, conduisant à une importante dissipation d'énergie, affectant le coefficient de portance qui évolue d'une façon non linéaire.

Lorsque la plaque se déplace vers $\frac{t}{T} > 0.5$, le tourbillon augmente et la couche limite commence à se détacher de la surface de la plaque, et cette dernière entre dans un décrochage profond, ce qui cause la chute soudaine du coefficient de portance.



(a) Upstroke

(b) Downstroke

Figure III.3 : Structure vorticitaire à différentes positions de la plaque

D'après la figure.III.3, on peut remarquer que la plaque est pratiquement passé par quatre étapes :

- l'écoulement attaché,
- le décrochage mineur,
- le décrochage profond
- puis l'écoulement détaché.

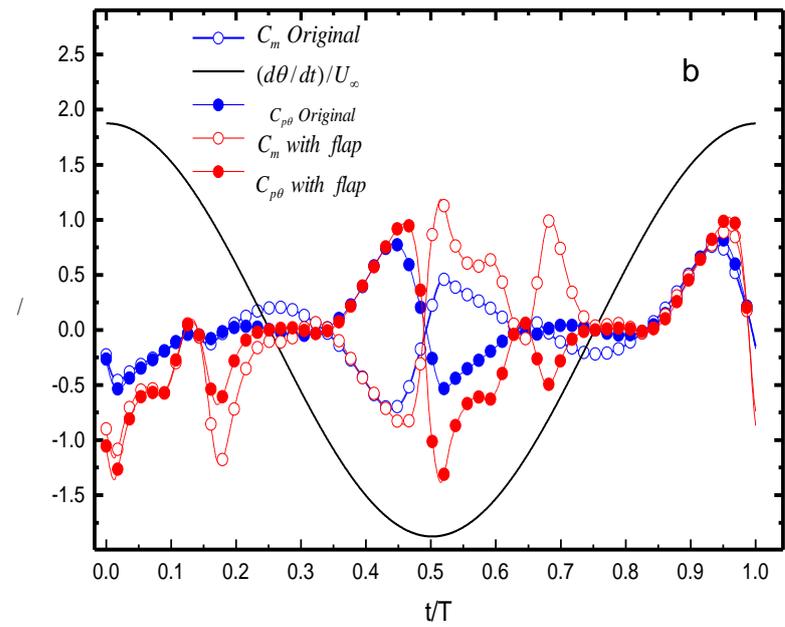
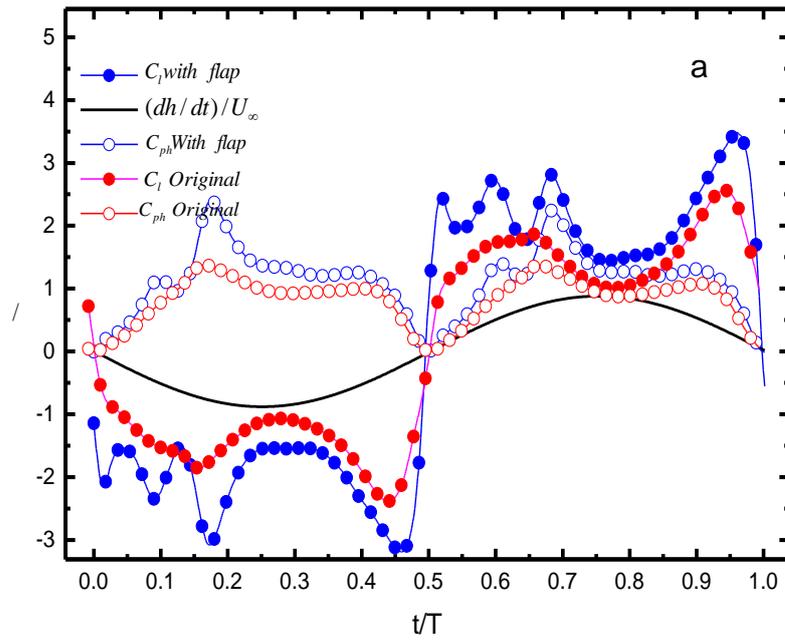
La séparation de l'écoulement du bord de fuite crée un décrochage léger ou mineur et le détachement total du vortex du bord d'attaque conduit la plaque vers un décrochage profond.

Dans la deuxième moitié du cycle de battement, la dépression est transportée du côté de surpression de la plaque au côté d'aspiration et l'angle d'attaque a commencé à augmenter. Par conséquent, un écoulement inversé se produit au niveau du bord de fuite, ce qui augmente de manière significative la force de traînée.

III.3.2 Cas contrôlé (avec un volet oscillant)

Pour examiner comment l'extracteur d'énergie se comporte en présence d'un volet oscillant, des examens plus approfondis du comportement du couple C_m et de la synchronisation entre les forces de portance et la vitesse de pilonnement sont nécessaires. A cette fin, une comparaison entre le cas d'origine (plaque plate simple) et le cas contrôlé (avec volet oscillant dont sa longueur ; $L = c/6$, $\theta_1 = 7^\circ$) est réalisée. La figure III.4 montre l'évolution de C_l , $\frac{dh}{dt}/U_\infty$,

C_m , $\frac{d\theta}{dt}$, $C_{P\theta}$, C_{Ph} et C_P sur une période de battement.



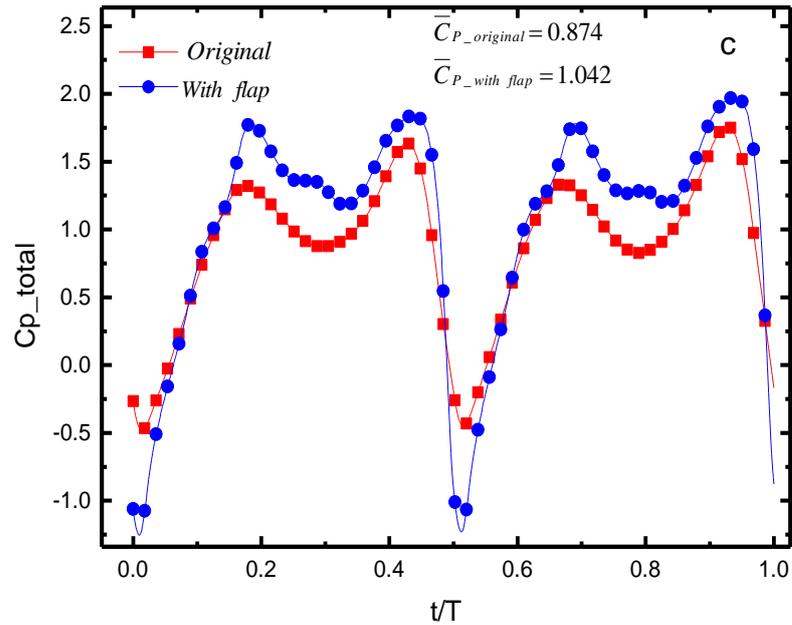


Figure III.4 : Évolution instationnaire :

- (a) du Coefficient de portance (C_l), vitesse de pilonnement $\frac{(dh/dt)}{U_\infty}$ et coefficient d'extraction d'énergie (C_{ph}).
- (b) du coefficient de couple (C_m), vitesse de tangage ($d\theta = dt/U_1$) et coefficient de consommation d'énergie ($C_{p\theta}$).
- (c) du coefficient d'extraction d'énergie nette incluant le coefficient de puissance de volet C_p à $f^* = 0.14$ et $\theta_0 = 76.33^\circ$.

Comme le montre la figure III.4 (a) et (b), avec la présence du volet, les quantités C_l , C_m présentent des pics supplémentaires et sont toujours bien synchronisés respectivement avec $\frac{dh}{dt}$ et $\frac{d\theta}{dt}$. Comparé à un extracteur ordinaire, un extracteur équipé d'un volet oscillant peut produire un plus grand pic de C_l , et C_m , ce qui signifie typiquement que \bar{C}_{py} et $\bar{C}_{p\theta}$ vont augmenter. À partir de la définition de base de C_p total, l'augmentation de $\bar{C}_{p\theta}$ dans le cas contrôlé semble avoir une contribution négative dans la puissance globale extraite.

L'amélioration de la force de portance est essentiellement due à la correction de la distribution de la pression par l'attribution du volet oscillant. Pour confirmer ce fait, un examen attentif et minutieux des champs de pression et des vorticités à proximité du volet est fourni.

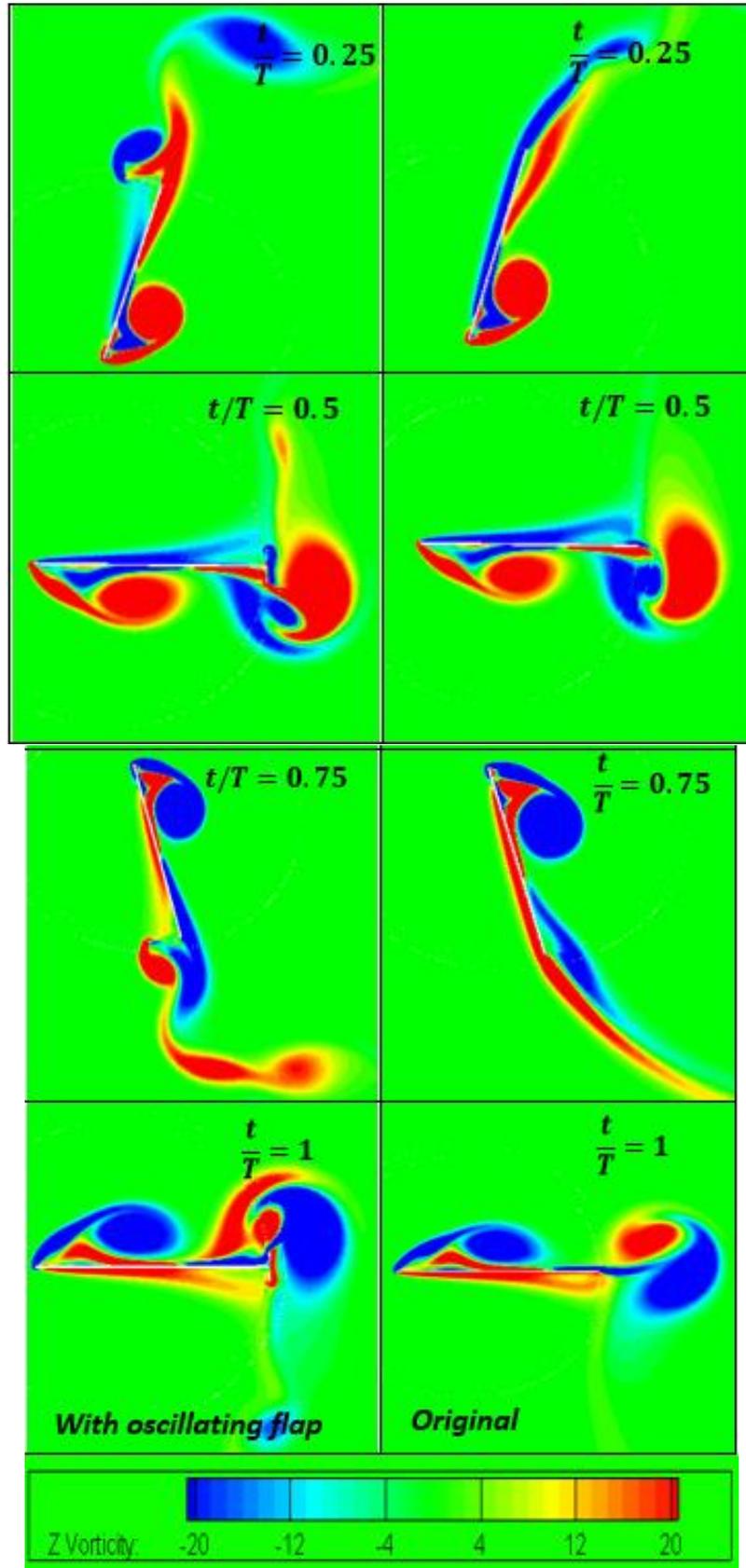


Figure III.5 : Structure vorticitaire sur une période de battement a $f^* = 0.14$ et $\theta_0 = 76.33^\circ$.

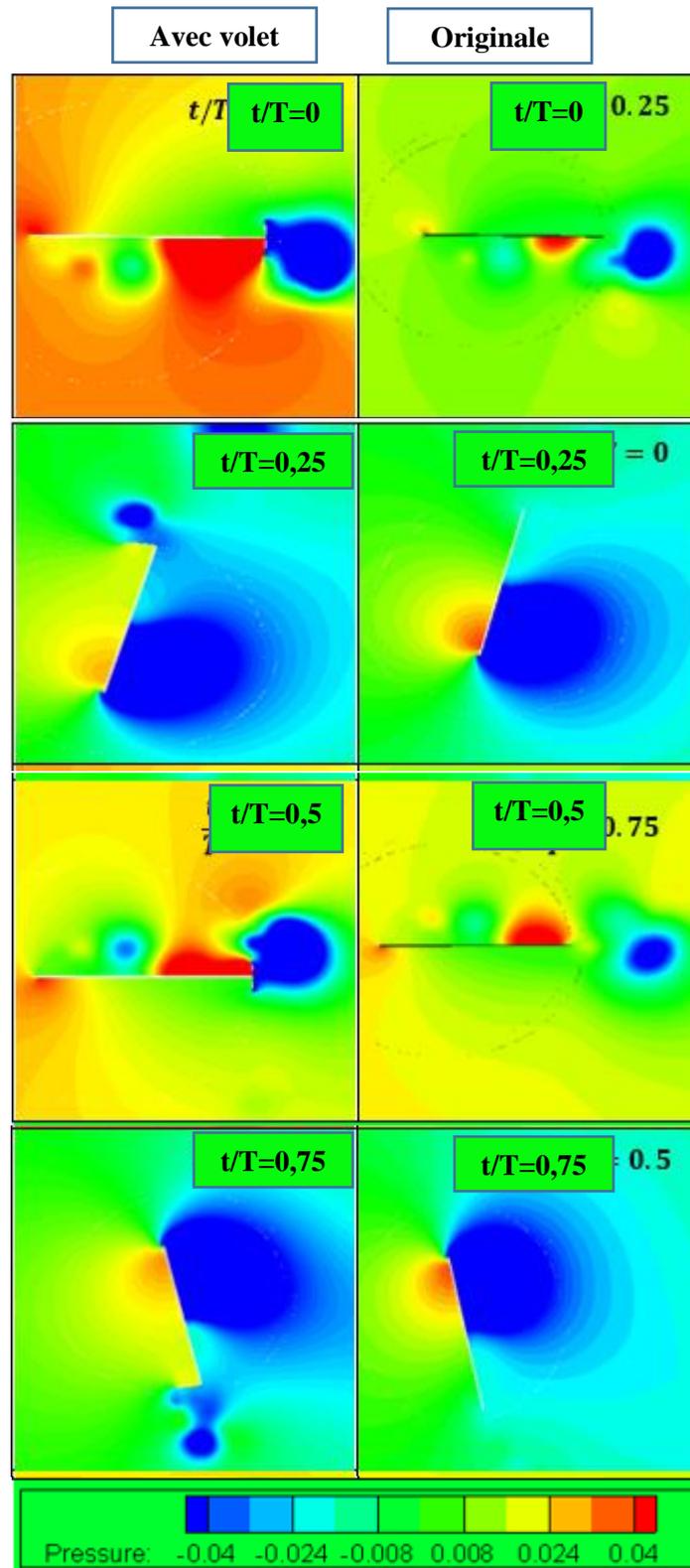


Figure III.6 : Contours de pression sur une période de battement a $f^* = 0.14$ et $\theta_0 = 76.33^\circ$.

Les figures III.5 et III.6 fournissent une comparaison entre le tourbillon instantané et le coefficient de pression correspondant pour deux cas avec et sans volet à différentes positions de la plaque. Comme on peut le remarquer, à $t/T = 0,25$, le profil aérodynamique atteint sa vitesse maximale de course descendante et le développement du tourbillon de bord d'attaque entraîne une élévation négative. L'extraction de puissance instantanée est corrélée positivement à ce développement, elle atteint sa valeur maximale. À $t/T = 0,25$. Le vortex de bord d'attaque est complètement développé et il est prêt à se détacher du bord d'attaque.

L'interaction des tourbillons au bord de fuite révèle que l'ajout d'un volet oscillant semble n'avoir aucun impact significatif sur le développement du tourbillon du bord d'attaque. Cependant, il affecte de manière significative le développement de vortex de bord de fuite. Pendant la phase de descente, le volet oscillant génère un tourbillon dans le sens des aiguilles d'une montre qui favorise les surfaces d'aspiration et diminue la pression négative à proximité du bord de fuite. Du point de vue de la circulation, un volet oscillant a le potentiel d'augmenter la vitesse dans les surfaces d'aspiration et de la diminuer sur la surface de pression, ce qui améliore la circulation totale et augmente les forces de portance et améliore le rendement de l'extracteur. Cependant, l'augmentation plus importante de \bar{C}_{ph} peut clairement couvrir cette perte causée par $C_{p\theta}$, de sorte que la puissance totale extraite demeure améliorée. Ceci suggère qu'un dispositif de contrôle d'écoulement approprié devrait augmenter \bar{C}_{ph} en augmentant le coefficient de la portance avec une augmentation acceptable de $\bar{C}_{p\theta}$.

III.4 ÉTUDE PARAMETRIQUE

L'étude de l'effet de la longueur et la position du volet sur l'efficacité de l'extraction d'énergie est présentée dans cette section.

III.4.1 Effet de la longueur du volet

Dans cette section est étudié l'effet de la longueur du volet sur le comportement des forces aérodynamiques. Un examen détaillé des forces instantanées de portance, de traînée et de couple est présenté. De plus, les coefficients de puissance instantanés sont suivis au cours d'un cycle de battement afin de mettre en évidence la contribution de chaque coefficient sur l'efficacité globale du système. La figure III.7 montre la variation des forces aérodynamiques en présence d'un volet avec différentes longueurs $c/4$, $c/6$, $c/9$ et $c/12$. Conformément à la figure III.7 (a), pour le cas d'origine (plaque plate simple), le coefficient de portance a deux pics

négatifs en phase descendante. Le premier pic est d'environ -2 correspondant à l'amplitude de tangage maximale $t/T = 0,18$ où le vortex de bord d'attaque est en train de se former. Le deuxième pic apparaît à environ $t/T = 0,45$ où le vortex de bord d'attaque est complètement développé. On peut remarquer en outre que le cas contrôlé produit des pics plus importants de C_l , le premier pic négatif augmente de -2 à -2,5 et le second pic de -2,3 à -3, ceci est attribué à la correction de la distribution de la pression. Le même comportement est enregistré dans la seconde moitié du cycle de battement, cependant, avec des pics positifs.

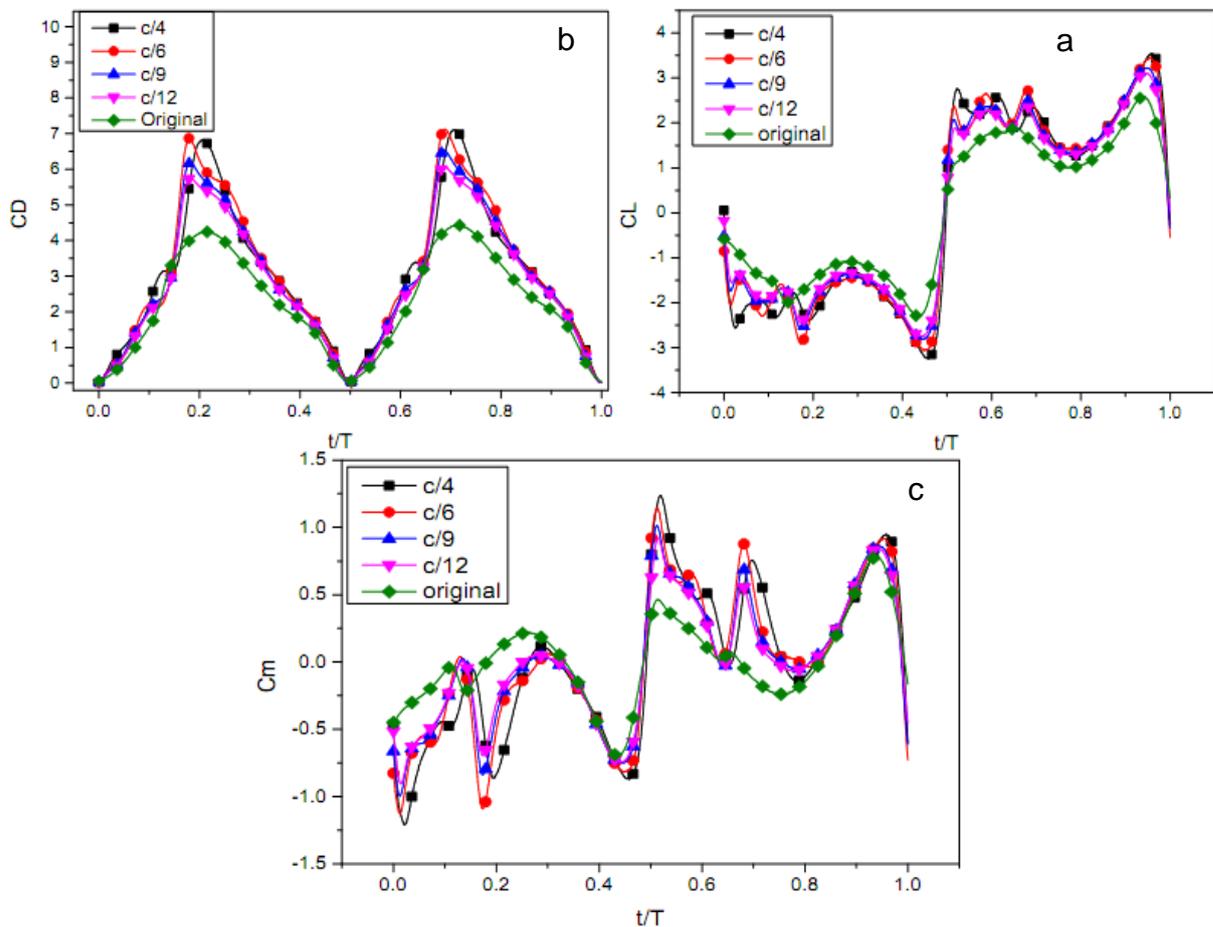


Figure III.7 : Évolution de (a) coefficient de portance (C_l), (b) coefficient de traînée (C_D), (c) coefficient de couple (C_m)

Il est évident que pour les configurations du volet, l'angle d'attaque est toujours le même que dans le cas d'origine, ce qui signifie que le coefficient de portance ne peut être augmenté que par le contrôle du vortex du bord de fuite. Sur la figure 7 (b), le pic de traînée augmente de 4 à 7 en raison du grand vortex en aval du volet. Le grand sillage est en outre interprété comme des pics négatifs apparaissant clairement dans les deux grandeurs C_m et $C_{P\theta}$. Rappelons que $C_{P\theta}$ a une contribution négative sur la puissance extraite globale. Cela a révélé qu'une augmentation

supplémentaire de la longueur des volets n'entraînerait aucune amélioration de l'extraction d'énergie supplémentaire.

Pour la configuration $c/4$, le volet influe négativement l'amélioration de la performance, ceci est attribué au fait que le volet produit des forces de traînée relativement faibles et relativement élevées. Aucune modification claire n'est observée par rapport au cas de base. Pour le cas $c/6$, la performance est plus améliorée par rapport au cas d'origine en raison de la contribution positive du volet de bord de fuite qui couvre cette perte. La conclusion qui peut être tirée des figures III.7 et III.8 est que le contrôle devrait corriger la distribution de pression sans augmenter la force de traînée pendant le cycle d'oscillation. Typiquement, l'amélioration de la portance entraîne une augmentation notable de C_{p_y} si elle est bien synchronisée avec la vitesse de pilonnement.

La figure III.8 (a) indique que le second pic de C_{p_h} augmente de 1,3 à 2,5 pour le cas $c/6$. On voit que pour tous les cas contrôlés C_{p_h} est supérieur au cas d'origine pendant toutes les parties du cycle de battement, cependant la courbe de C_{p_θ} indique une contribution négative pendant certaines parties du cycle de battement en particulier à $t/T = 0.5$ lorsque le battement change de direction.

Les deux quantités C_{p_θ} et C_{p_h} sont combinées pour donner C_p ; le coefficient de puissance total, ou un pic négatif apparaîtra également dans le coefficient de puissance total C_p (Figure III.8 (c)), mais cela n'altère pas le rendement global de la turbine.

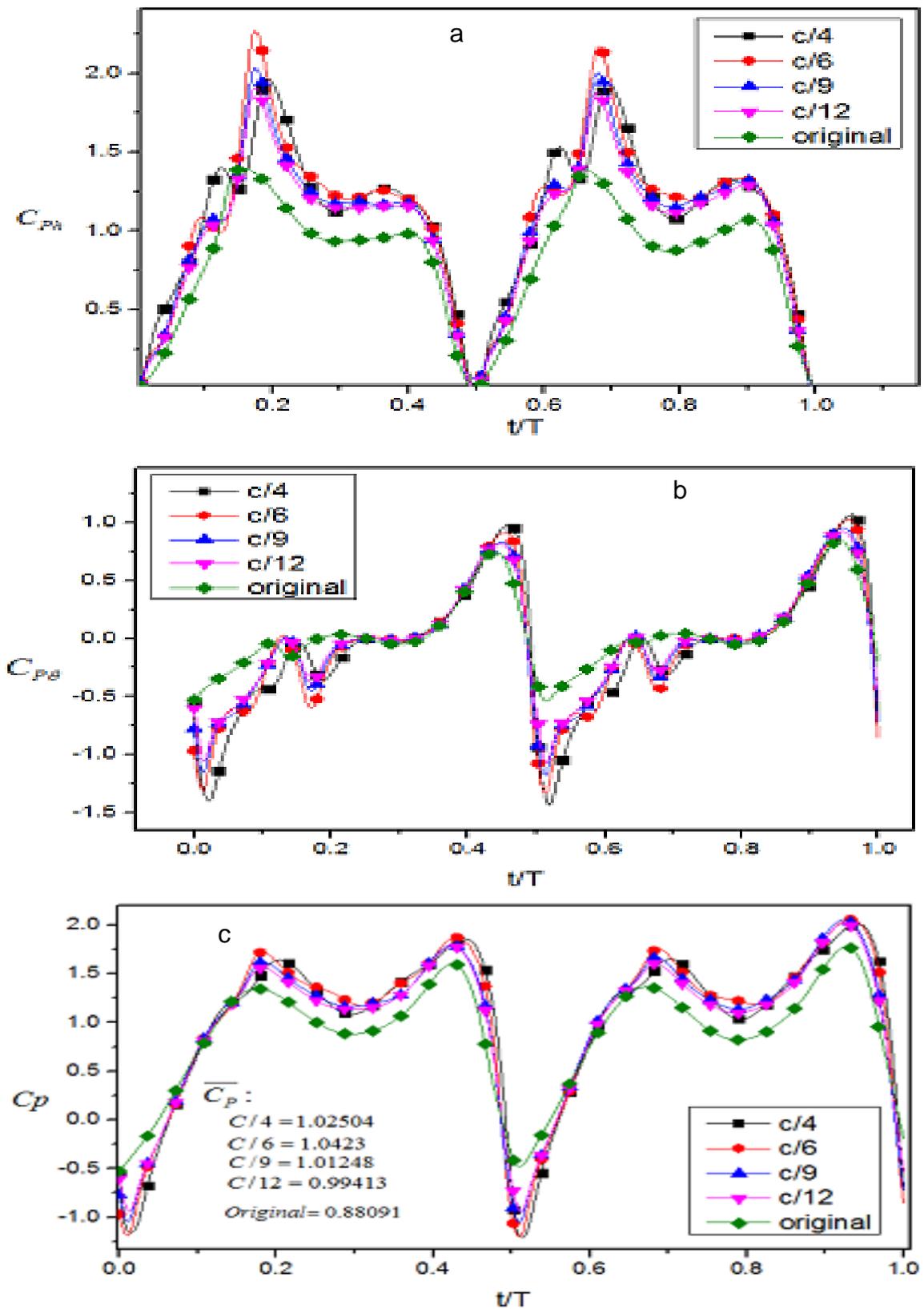


Figure III.8 : Évolution des coefficients d'extraction d'énergie (a) C_{Ph} ; (b) $C_{P\theta}$; (c) C_p

Les diagrammes d'extraction d'énergie sont directement corrélés à la distribution de la pression autour du système comme le montre la figure III.9 ou nous remarquons que le grand tourbillon du bord d'attaque qui apparaît à $t/T = 0,25$ représente la source qui alimente la portance pendant chaque période.

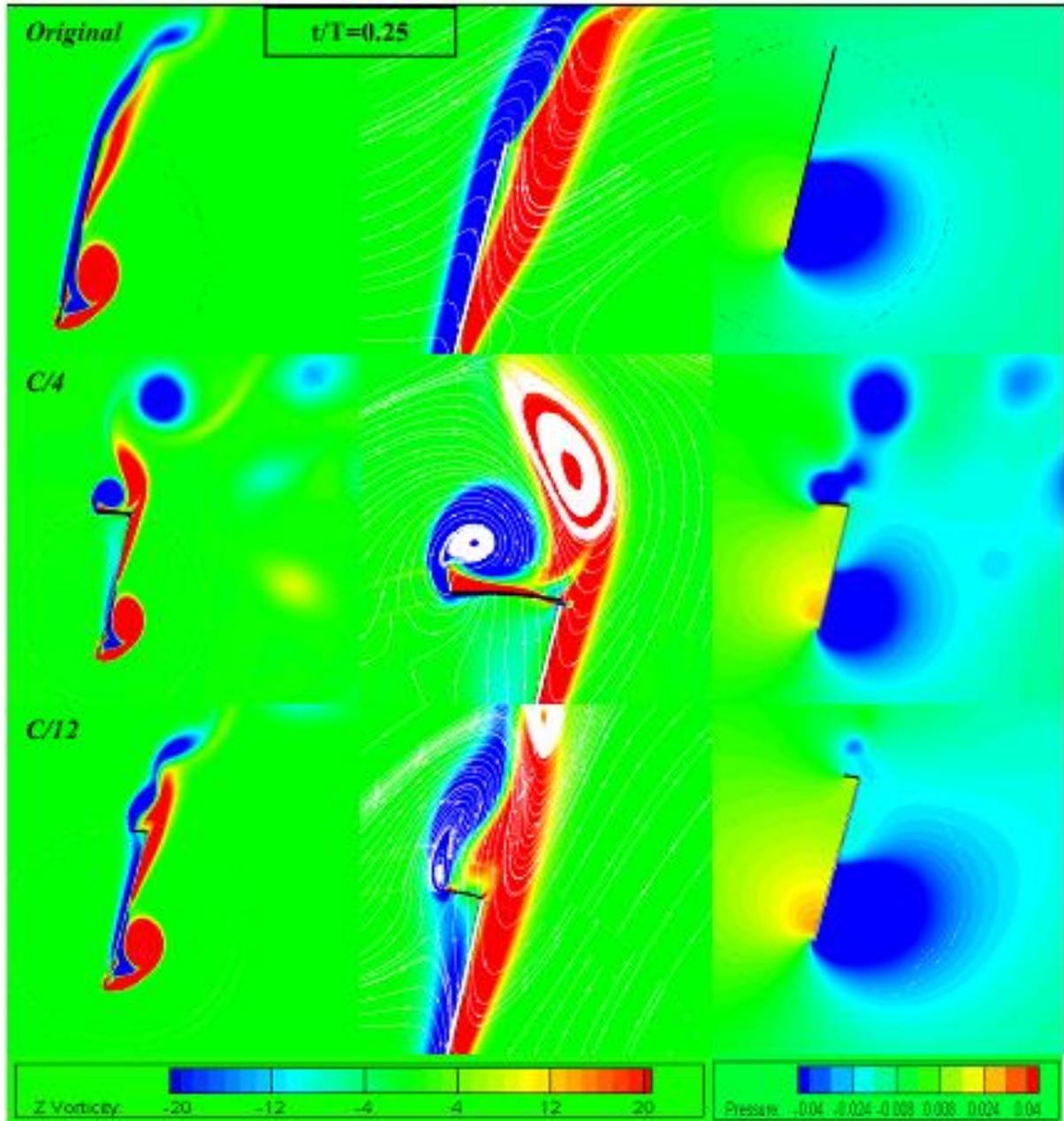


Figure III.9 : Structure vorticitaire et la pression correspondante à $t/T=0.25$, $f^*=0.14$ et $\theta_0 = 76.33^\circ$.

III.4.2 Effet de la position du volet

Dans cette section, nous étudions l'effet de différentes configurations d'extracteur d'énergie sur le comportement des forces aérodynamiques et également nous examinons avec plus de détails les forces instantanées de portance, de traînée et de couple est présenté. De plus, les coefficients de puissance instantanés sont suivis au cours d'un cycle de battement afin de mettre en évidence la contribution de chaque coefficient dans l'efficacité globale du système.

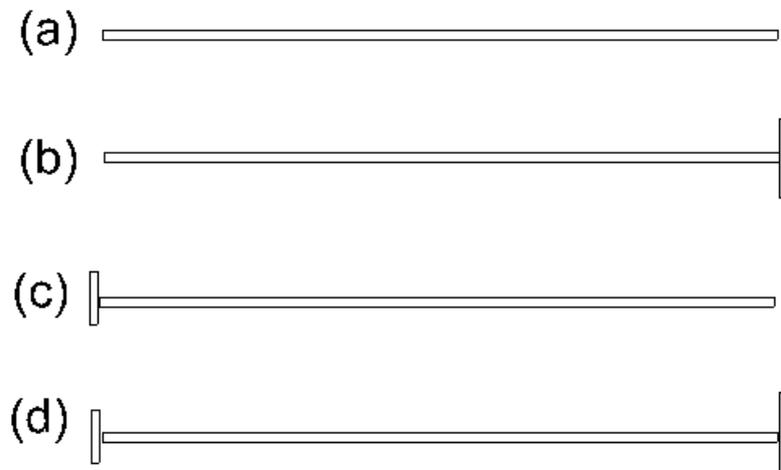
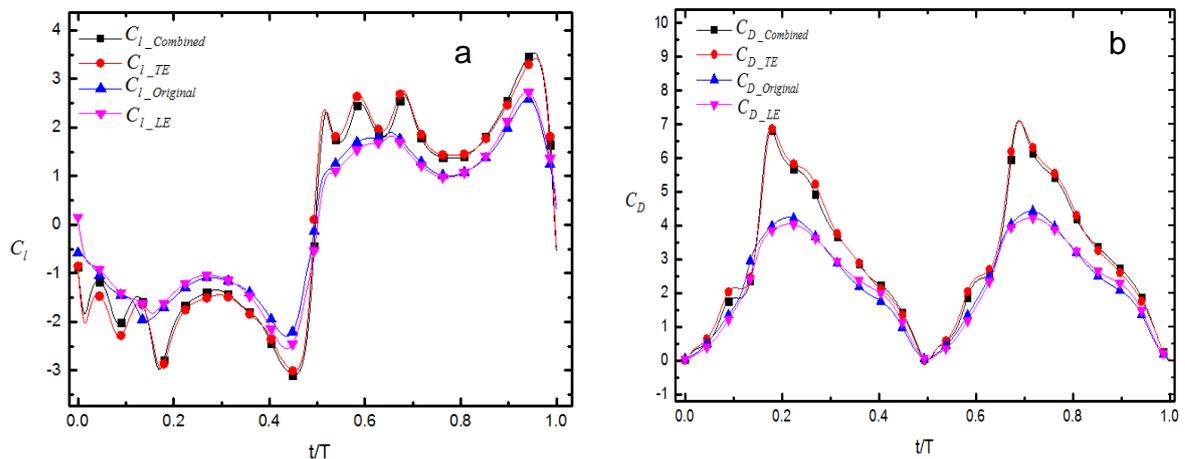


Figure III.10 : Différentes configurations proposées du volet.

Il est évident que pour la configuration TEV (Trailing Edge Vortex), l'angle d'attaque est toujours le même que dans le cas original, ce qui signifie que le coefficient de portance ne peut être augmenté que par le contrôle de la TEV.



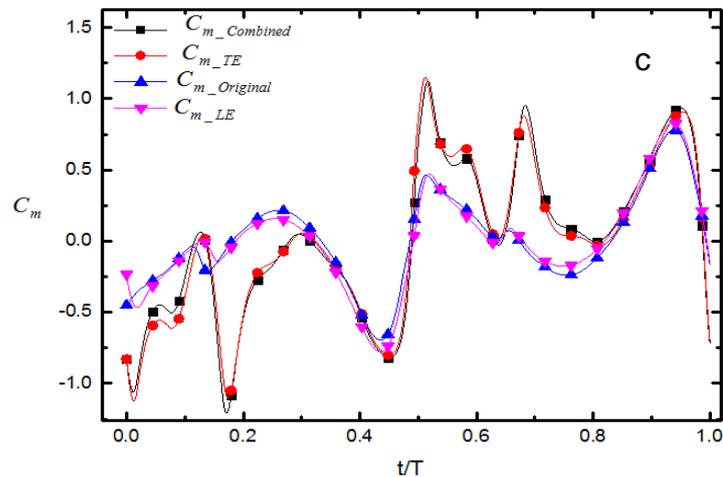


Figure III.11 : Évolution instationnaire de (a) C_l , (b) C_D , (c) C_m .

Le contrôle de la TEV. Sur la figure III.11 (b), en utilisant un volet TE, le pic de traînée augmente de 4 à 7 en raison du grand sillage en aval du volet. Le grand sillage est en outre interprété comme des pics négatifs apparaissant clairement dans les deux grandeurs C_m figure 11 (c), et $C_{P\theta}$ figure III.12 (b) respectivement. Rappelons que $C_{P\theta}$ a une contribution négative dans la puissance globale extraite. Ceci a révélé qu'une augmentation supplémentaire de la longueur des volets n'entraîne aucune amélioration de l'extraction d'énergie supplémentaire.

Pour la configuration du bord d'attaque, le volet du bord d'attaque semble avoir un impact négatif sur l'amélioration des performances, ce qui est dû au fait que ce volet modifie relativement l'angle d'attaque, il entre la plaque dans un décrochage rapide. Ce qui produit une faible portance et des forces de traînée relativement élevées. Aucune modification claire n'est enregistrée par rapport au cas d'origine.

Pour le cas combiné, la performance s'est encore améliorée par rapport au cas d'origine en raison de la contribution positive du volet de bord de fuite qui couvre cette perte. La conclusion à tirer de la figure III.12 est que le contrôle du bord d'attaque devrait corriger l'angle d'attaque d'écoulement de telle sorte la force de portance reste améliorée pendant le cycle de battement.

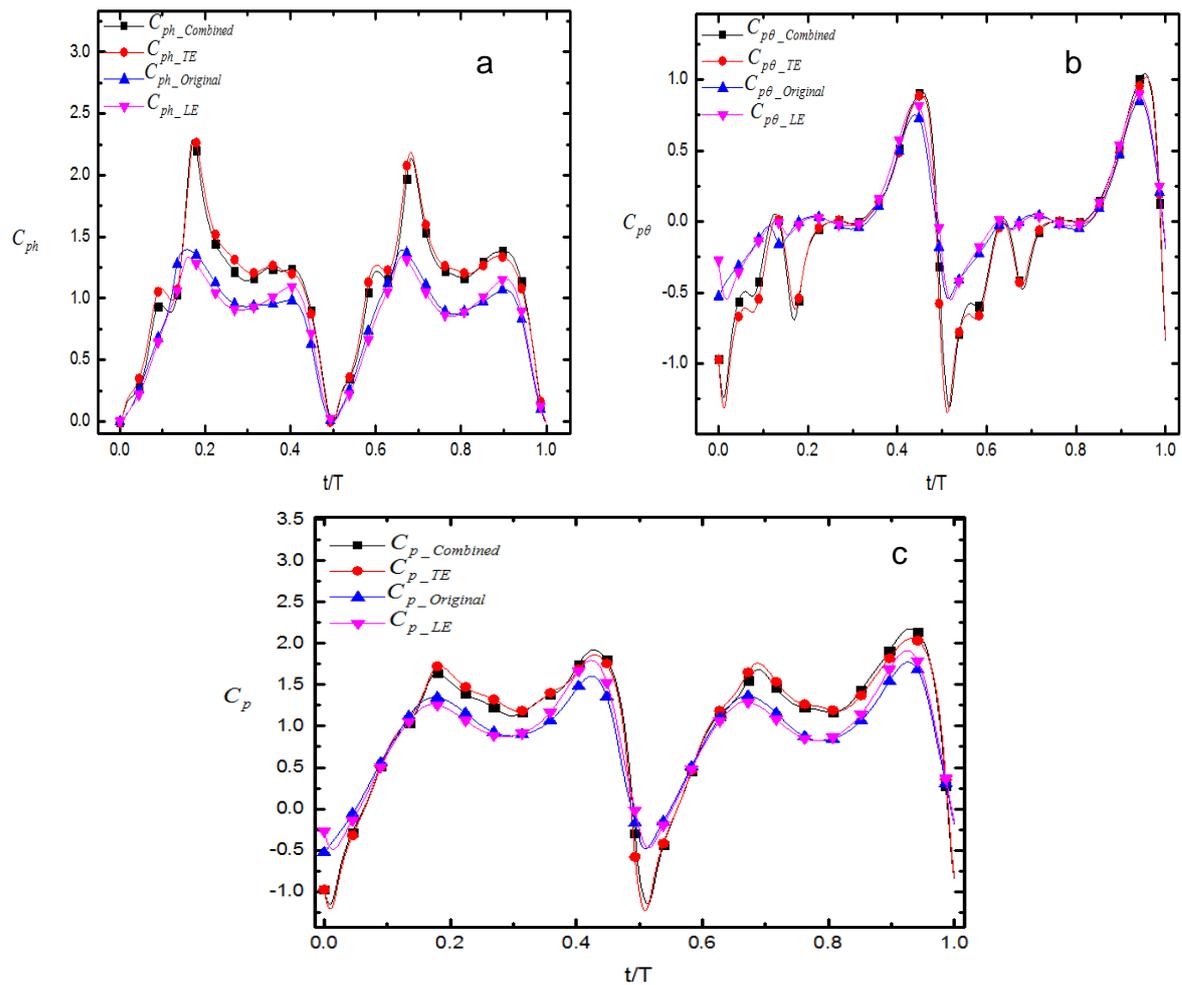


Figure III.12 : Évolution des coefficients d'extraction d'énergie (a) C_{Ph} ; (b) $C_{P\theta}$ (c) C_p

Typiquement, l'amélioration de la portance entraîne une augmentation notable de C_{Ph} si elle est bien synchronisée avec la vitesse de pilonnement. La figure III. 12 (a) indique que C_{Ph} augmente de 1,3 à 2,2. On voit que pour le volet de bord de fuite et les cas de configuration combinés, C_{Ph-TE} et $C_{Ph-Combiné}$ sont supérieurs au cas d'origine pendant toutes les parties du cycle de battement, cependant la courbe de $C_{P\theta}$ indique une contribution négative pendant certaines parties du cycle de battement, en particulier à $t/T = 0,5$ lorsque l'aile battante change de direction. Les deux grandeurs $C_{P\theta}$ et C_{Ph} sont combinées pour former le coefficient de puissance total, donc le pic négatif apparaîtra également dans le coefficient de puissance total C_p (Figure III.12 (c)).

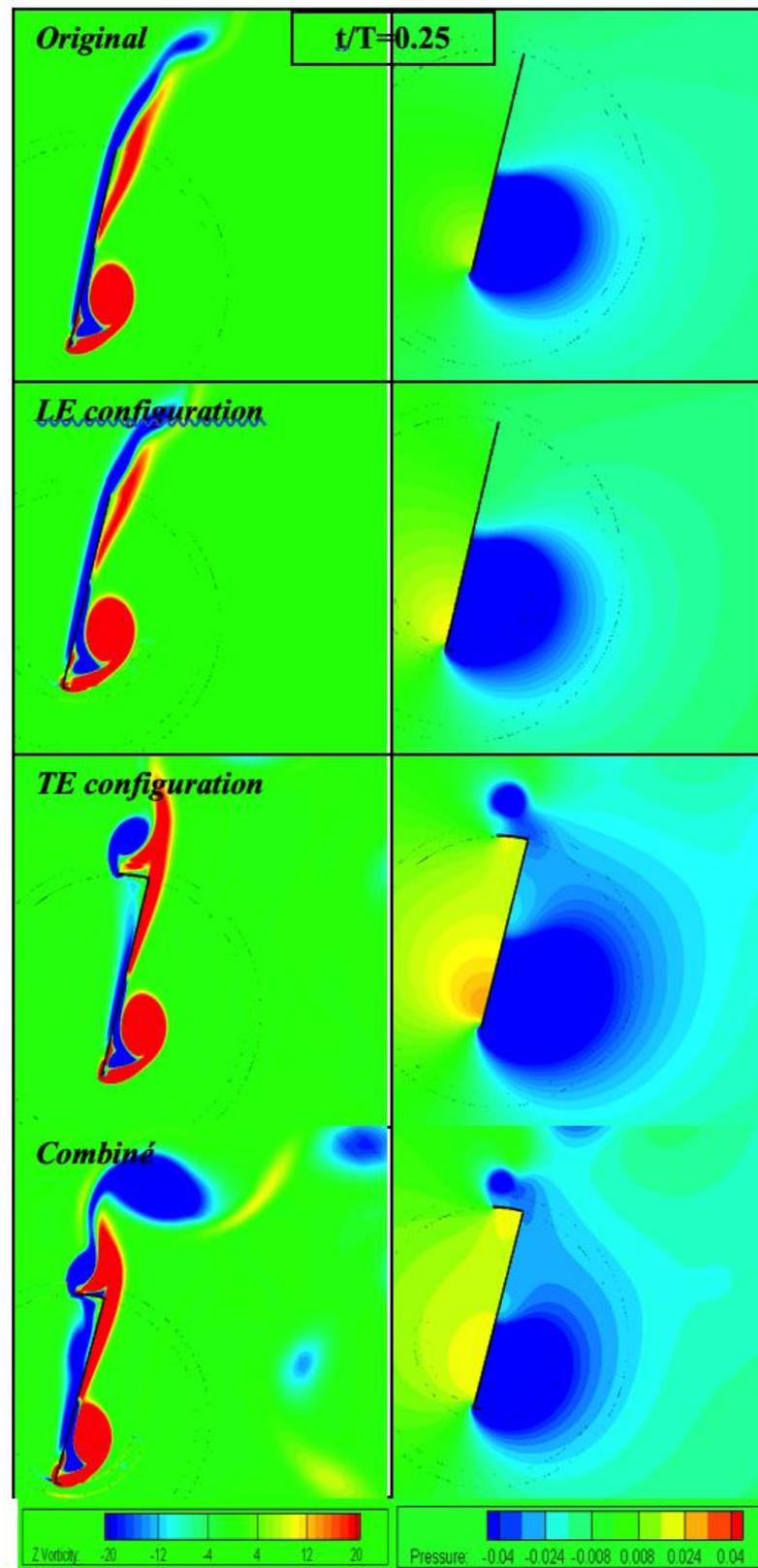


Figure III.13 : Structure vorticienne pour différentes configurations à $f^* = 0.14$ et $\theta_0 = 76.33^\circ$.

III.4.3 Effet de fréquence réduite

La figure III.14 (a) à (d) montre l'effet de la fréquence réduite sur les coefficients de puissance et sur le rendement d'extraction d'énergie pour les différentes configurations proposées. Comme on peut le remarquer, la fréquence $k = 0,14$ est la fréquence optimale pour l'extraction d'énergie.

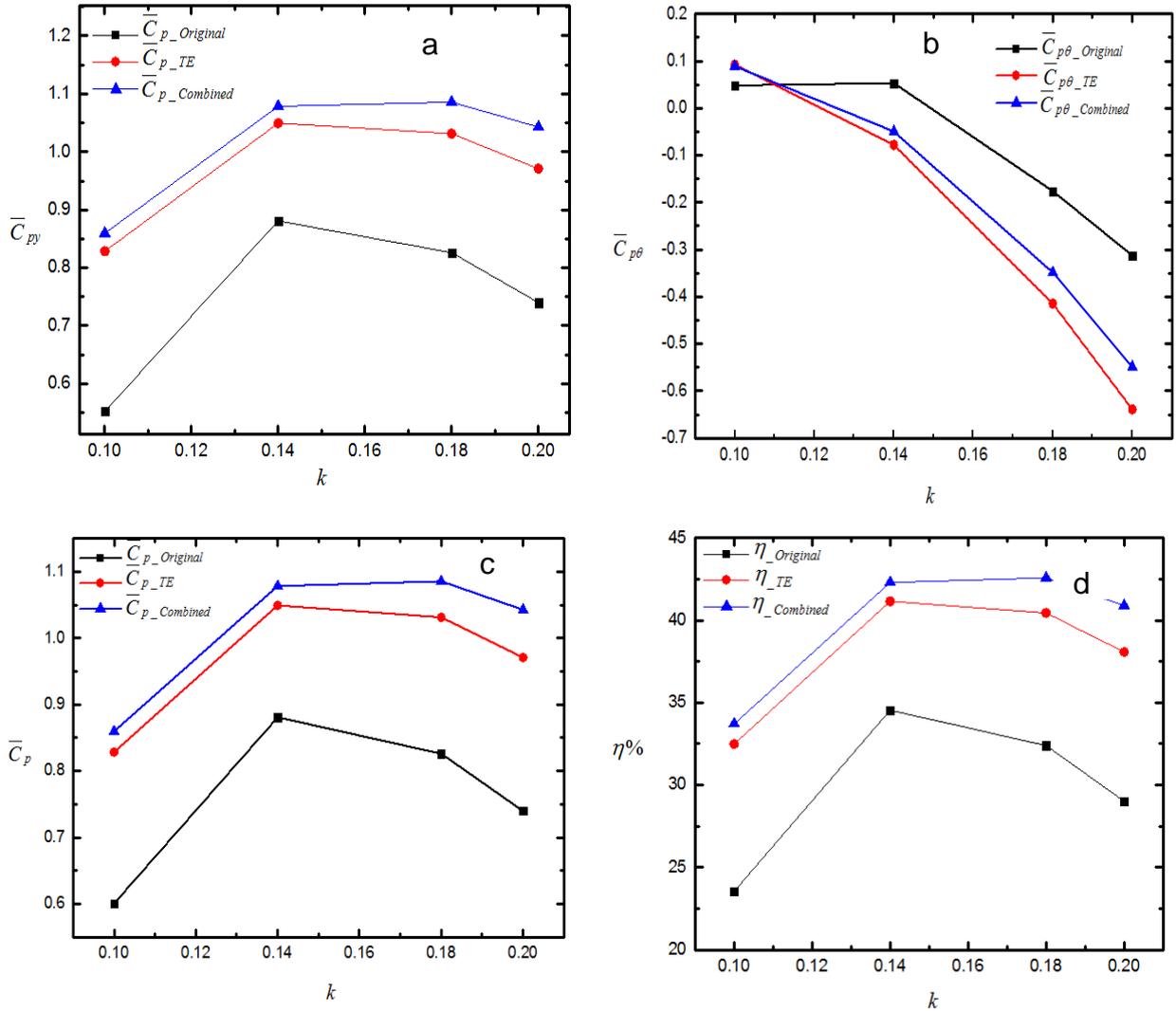


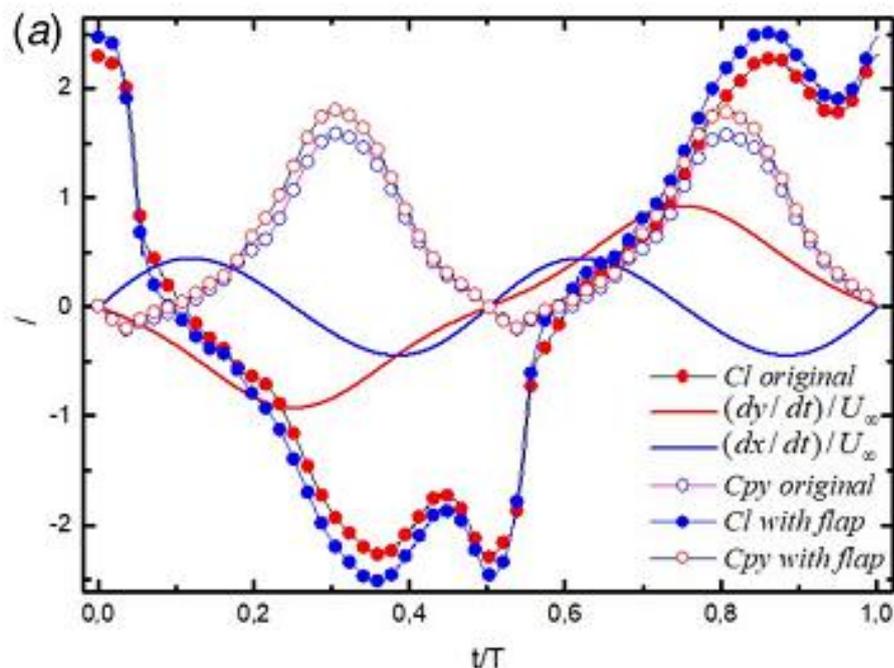
Figure III.14 : Évolution des coefficients d'extraction d'énergie moyenne (a) C_{pH} ; (b) $C_{pH\theta}$; (c) C_p ; (d) $\eta\%$.

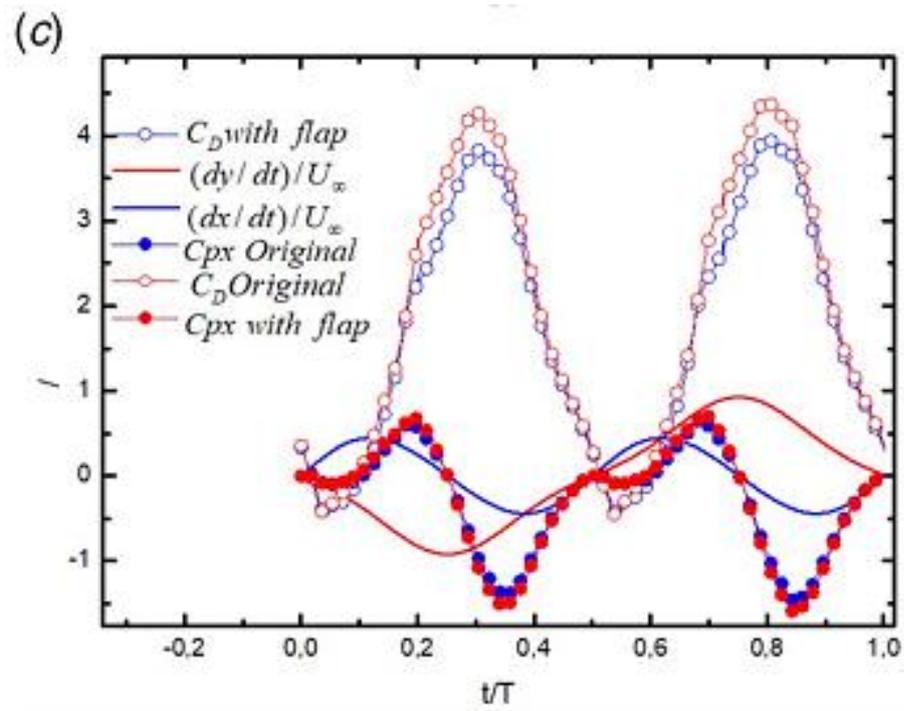
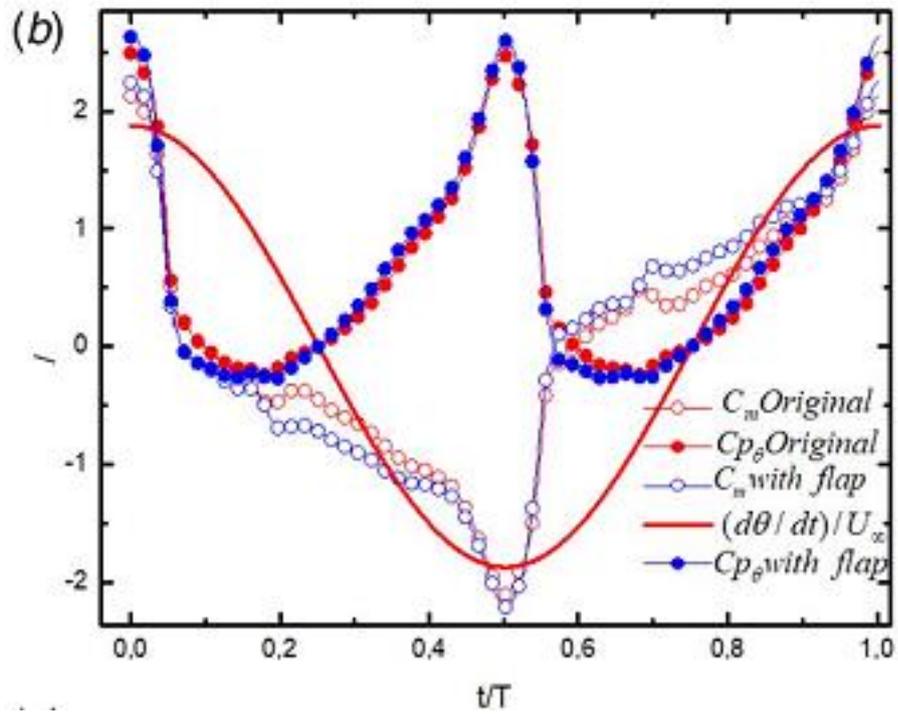
Les contributions du mouvement de pilonnement et du mouvement de tangage sont affichées individuellement à la figure III.8. Comme présenté, la valeur de C_p est beaucoup plus grande que $C_{p\theta}$, ce qui indique que le mouvement de pilonnement représente la source principale de l'énergie extraite par l'aile battante. Il est évident que la présence d'un volet oscillant peut améliorer les performances de l'extracteur. Pour la configuration combinée, le coefficient d'extraction d'énergie maximale est augmenté de 20% par rapport au cas d'origine. L'efficacité de l'extraction d'énergie indique des tendances similaires à celles de C_p .

III.5 SIMULATION D'ÉCOULEMENT AUTOUR D'UNE TURBINE A AILE BATTANTE TYPE : BRAS OSCILLANT (PROFILE NACA 0015)

III.5.1 Mécanisme d'amélioration des performances

L'efficacité globale de la turbine peut être affectée par plusieurs facteurs. Le premier et le comportement des tourbillons de bord de fuite (TEV Trailing Edge Vortex) et celui du bord d'attaque (LEV Leading Edge Vortex) impliquant leur nature, le temps de génération et la méthode d'expansion.





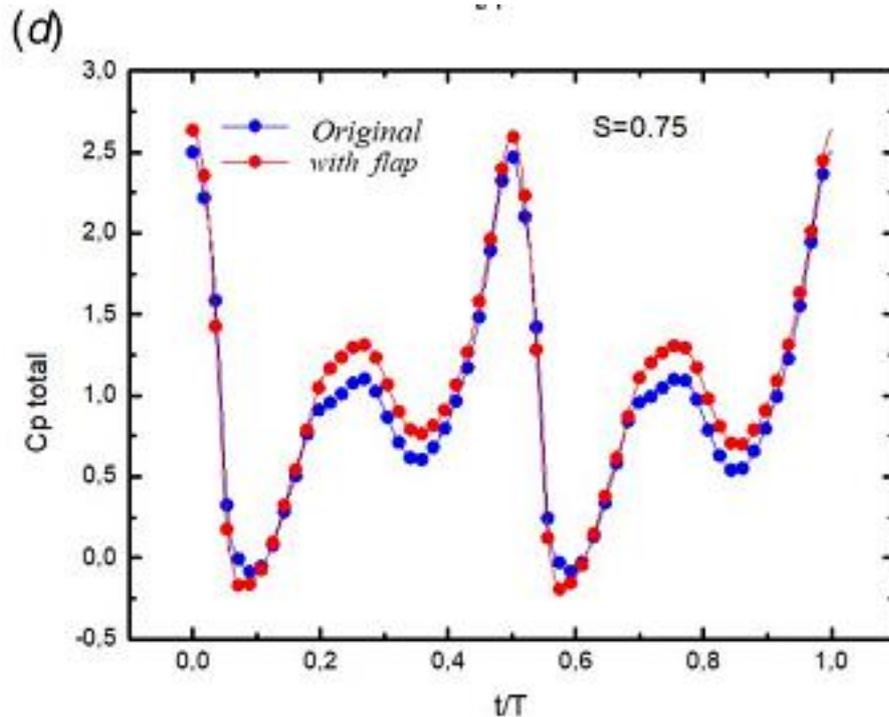


Figure III.15 : Évolution instationnaire de :

- (a) coefficient de portance (C_l), vitesse de pilonnement $\frac{dh}{dt}$ et coefficient d'extraction d'énergie (C_{ph}) ;
- (b) coefficient de couple (C_m), vitesse de tangage ($d\theta = dt/U_1$) et coefficient de consommation d'énergie ($C_{p\theta}$).
- (c) coefficient de trainé (C_D), vitesse de déviation $\frac{dx}{dt}$ et coefficient d'extraction d'énergie (C_{px});
- (d) coefficient d'extraction d'énergie nette incluant le coefficient de puissance de volet C_p à $f^*=0.14 : 15$ et $\theta_0 = 76.33^\circ$.

Les cas à haute efficacité peuvent être déterminés par l'audition des forces aérodynamiques et de l'historique d'extraction d'énergie séparément. L'énergie extraite ou consommée par le volet doit être incluse pour former la puissance totale extraite.

La puissance totale est la somme des quantités suivantes : $C_l \frac{dy(t)}{dt}$, $C_D \frac{dx(t)}{dt}$, $C_m \frac{d\theta(t)}{dt}$, en plus de la puissance du volet $C_{m_{flap}} \frac{d\theta(t)}{dt}$. La figure.III.15 montre l'évolution de ces quantités séparément, pour l'aile propre (d'origine) et l'aile avec volet a $f^* = 0.14$ et $\theta_0 = 76.33^\circ$ respectivement. On peut voir que les deux termes de puissance C_{py} et $C_{p\theta}$ ont des contributions positives. Les deux grandeurs désignent l'action de la portance et du couple pendant le cycle de

battement. A $t/T=0,25$ et $t/T=0,75$, C_{py} atteint ses valeurs les plus élevées pour les deux cas nominal et contrôlé.

L'effet de volet oscillant est plus prononcé à ces deux moments en raison de la formation de grand vortex de bord de fuite (TEV). Le facteur C_{px} semble avoir une valeur négative le long du cycle de battement. La figure.III.16 présente respectivement les contours des tourbillons et la répartition de la pression autour du profil aérodynamique, ce qui contribue à comprendre l'évolution des forces aérodynamiques lors du battement.

Pour le cas d'origine, un grand LEV se forme à $t/T = 0,5$, puis, à ce moment il interagit avec le TEV. Le LEV indique une zone d'aspiration, ce qui fait naître une pression négative qui contribue à l'amélioration de la portance pendant le mouvement de l'aile. Le volet donne naissance à un petit vortex qui améliore le mode d'interaction entre le TEV et le LEV.

La figure.III.16 illustre une comparaison entre la distribution de pression naturelle et une distribution corrigée de la pression. On peut voir que le volet génère une petite zone d'aspiration au bord de fuite de la plaque ; cette zone est cohérente avec la grande zone d'aspiration au bord d'attaque, qui assure une dépression le long de l'aile de la turbine ce qui produit des forces de portance, par contre dans le cas d'origine, la zone d'aspiration est localisée dans la première moitié de l'aile.

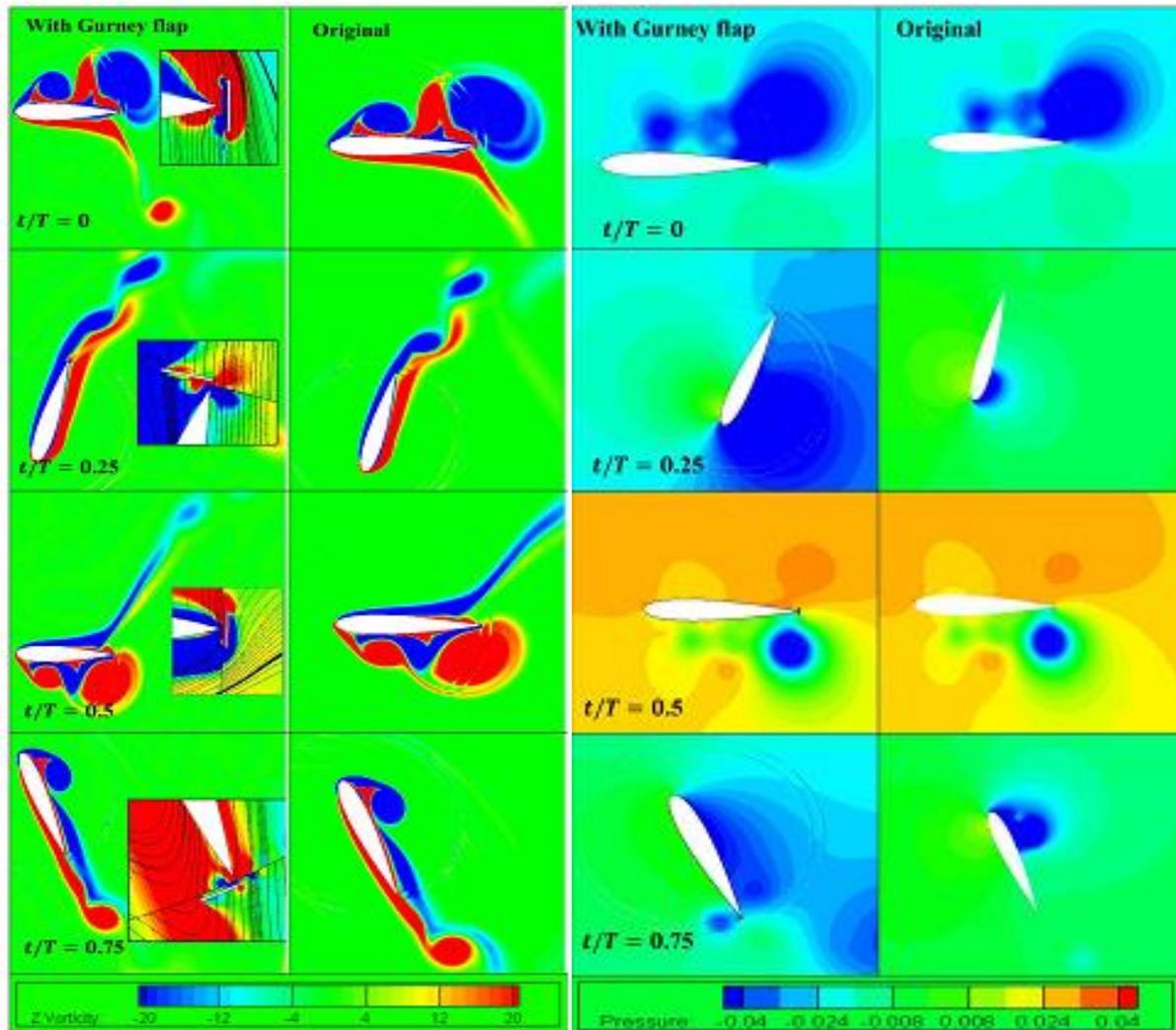


Figure III.16 : Structure vorticitaire et contours de pression pour une période de battement à $f^* = 0.14$ et $\theta_0 = 76.33^\circ$.

III.5.2 Effet de facteur de déviation (Swing)

Les figure.III.17 (a-d) montrent séparément les coefficients de puissance moyens par rapport aux facteurs de déviation (swing) pour le cas originale et contrôlée à $f^* = 0.14$ et $\theta_0 = 76.33^\circ$. On peut voir que la meilleure puissance de sortie est enregistrée pour le facteur de swing $S = 0,5$.

A partir du $S=0,5$, la puissance totale extraite C_{pt} diminue en raison de la contribution indésirable du coefficient de puissance de déviation C_{px} qui provoque une consommation d'énergie. Cette dernière est due à la grande force de traînée produite par le vortex de bord de

fuite. Contrairement au battement conventionnel, dans la turbine à volet oscillant, $C_{P\theta}$ est un contributeur positif. Lorsque le facteur d'oscillation augmente, le coefficient de puissance $C_{P\theta}$ augmente.

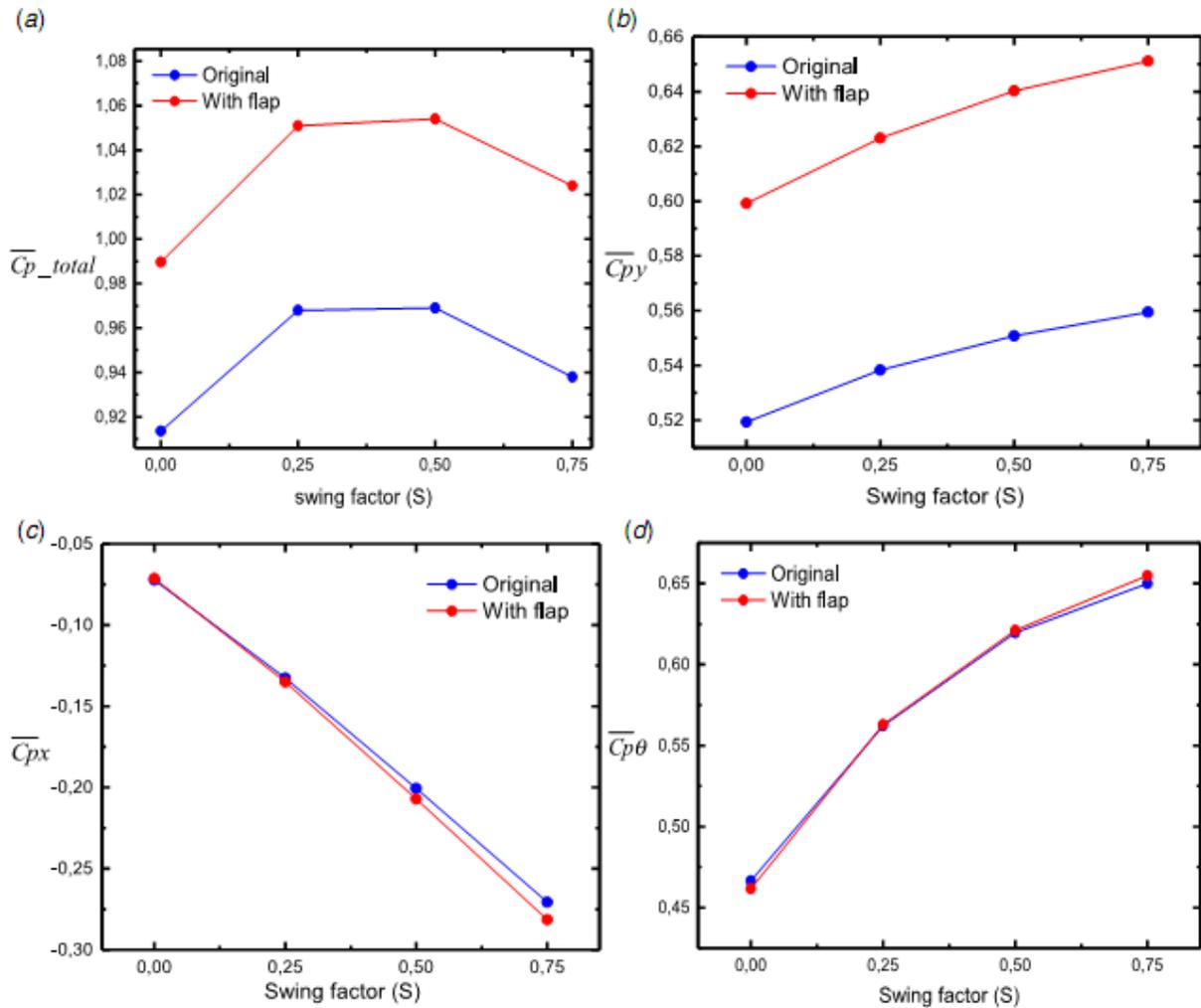


Figure III.17 : Effet de facteur de déviation (Swing) sur la puissance de sortie

III.5.3 Effet de l'angle d'inclinaison de volet

Dans cette section, trois angles d'oscillation de 1,5 degré, 3 degrés et 4,5 degrés sont étudiés. La longueur de l'arc pour chaque angle est $L = c/3 \times \theta_1$, où c désigne la corde du volet. Les figures III.18(a) à 18(e) affichent séparément l'effet de l'angle de tangage sur le coefficient de puissance en fonction de temps. On peut voir que C_{Py} augmente avec l'augmentation d'angle de tangage. Ce comportement est attribué au fait que le volet oscillant est capable d'augmenter la zone de dépression le long de la surface d'aile pendant tous les portions de cycle de battement.

Comme l'angle de tangage augmente, le volet oscillant génère une grande force de traînée due au grand vortex de bord de fuite. Ce comportement augmente le pic de C_{Px} de 3,99 à 4,9 à $\theta_1=1,5$ degrés et $\theta_1 = 4,5$ degrés, respectivement, Fig III.18(a).

Le coefficient d'extraction d'énergie total C_{Pt} augmente avec l'augmentation de θ_1 en raison de deux contributions de $C_{P\theta}$ et C_{Py} .

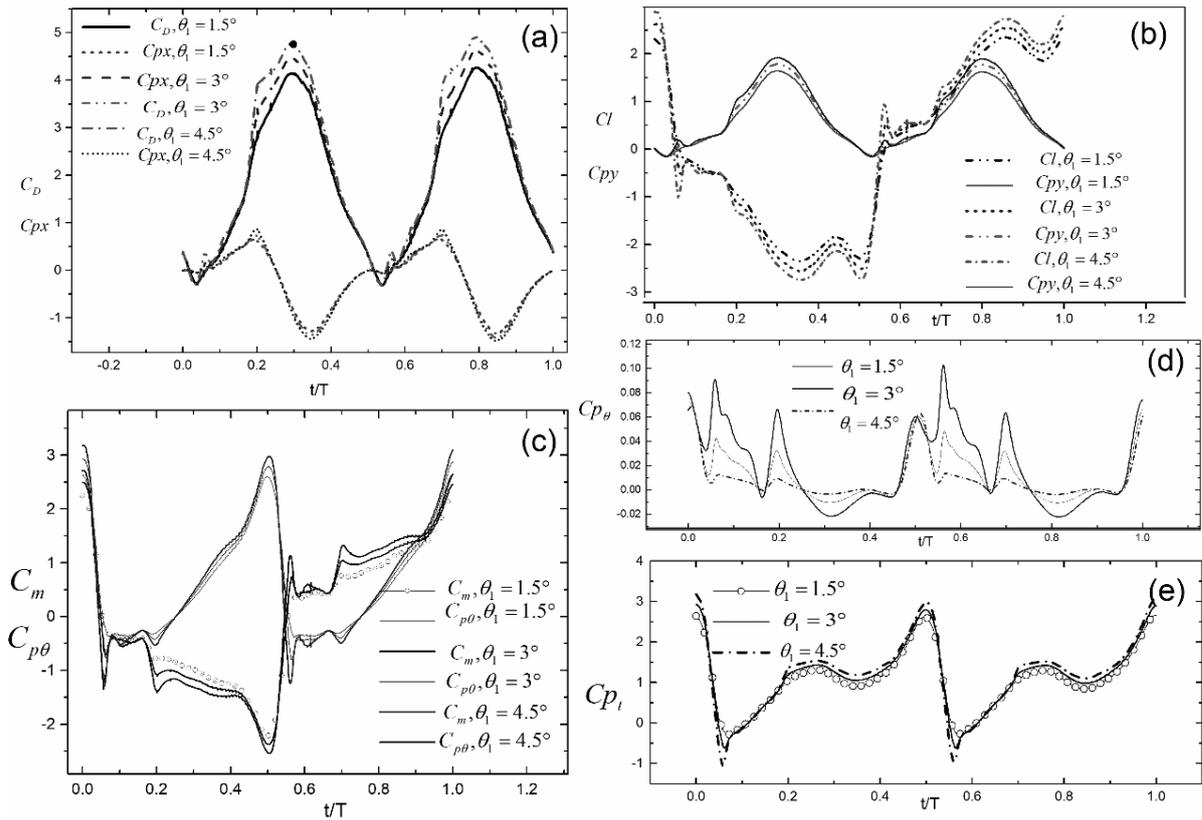


Figure III.18 : Effet de l'angle d'oscillation du volet sur la puissance de sortie

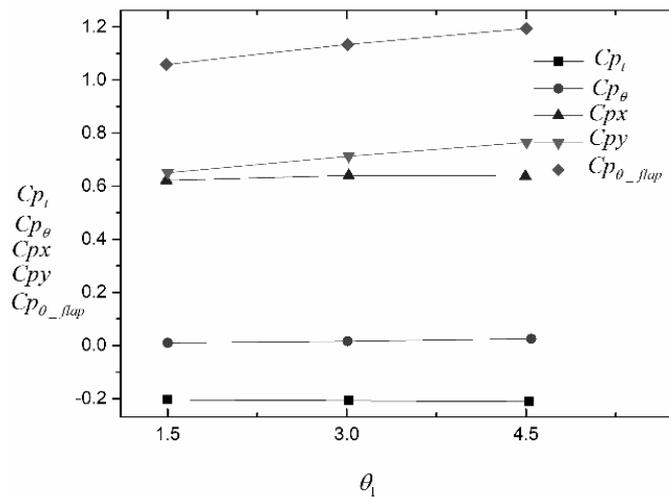


Figure III.19 : Effet de l'angle d'oscillation de volet sur la puissance moyenne $f^* = 0.14$ et $\theta_0 = 76.33^\circ$ $S=0.5$

La figure.III.19 montre les coefficients de puissance moyens en fonction d'angle θ_1 . Il est indiqué que le coefficient moyen C_{p_θ} fluctue autour de zéro en raison de sa petite surface par rapport à la surface de l'aile. Le coefficient C_{p_x} moyen varie de -0,2 à -0,3 à $\theta_1 = 1,5$ deg et $\theta_1 = 4,5$ degrés, respectivement. Les coefficients C_{p_y} et C_{p_θ} commencent à partir de 0,65 à $\theta_1 = 1,5$ deg, puis C_{p_y} augmente de 0,8 à $\theta_1 = 4,5$.

III.6 CONCLUSION

Ce chapitre décrit le comportement d'un extracteur d'énergie à aile battante en présence d'un volet oscillant. Nous pouvons voir que la cambrure virtuelle générée avec modification de la position des volets a un effet important sur l'efficacité globale du système.

Nous remarquons également que l'efficacité de l'extraction est directement corrélée au détachement tourbillonnaire et à la distribution de pression le long de la plaque.

Le grand tourbillon du bord d'attaque qui apparaît à $t/T=0,25$ représente la source qui alimente la portance pendant chaque demi cycle de battement. En outre, la synchronisation entre la force de portance et la vitesse de pilonnement est le mécanisme clé qui régit l'extraction d'énergie pendant toute la partie du cycle de battement.

Il est montré qu'un volet oscillant peut améliorer le comportement de l'extracteur en corrigeant la distribution de la pression qui se traduit par l'augmentation de la force de portance pendant les deux phases de mouvement ascendante et descendante. Par contre le pic de traînée a

augmenté en raison du grand vortex en aval du volet. Ce vortex, est en outre, interprété comme la cause des pics négatifs apparaissant en clair dans la puissance extraite par le mouvement de tangage.

Pour une longueur du volet de $c/6$, le coefficient d'extraction d'énergie maximum est augmenté de 20% par rapport au cas original.

Ces visions suggèrent que d'autres investigations pourraient être effectuées, car il est tout à fait possible d'examiner la configuration actuelle dans le régime de turbulence et le nombre de Reynolds plus élevé. L'examen du concept actuel au nombre de Reynolds le plus élevé sera une prochaine étape logique.

Conclusion générale

CONCLUSION GENERALE

Les travaux présentés dans cette thèse ont eu pour but l'optimisation d'un modèle des turbines à aile battante. Les phénomènes aérodynamiques régissant la puissance récupérable par un tel système ont été analysés en détail. Ceci nous a permis la détermination de grandeurs physiques fondamentales qui doivent être pris en compte dans une représentation détaillée.

Le présent travail de thèse est une démarche essentiellement numérique. La prise en main et la validation d'une méthode de maillage dynamique dans le logiciel Fluent version 15.0 permet la simulation des pales de références, dans diverses configurations. Elle permet également le calcul de plusieurs profils à géométrie complète.

Une analyse générale des concepts physiques des ailes battante est exposée au premier chapitre. Ce dernier présente également une revue des simulations numériques et d'essais expérimentaux qui ont été menés dans le domaine. La lecture et la compréhension de la documentation fournie grâce aux nombreuses études d'auteurs et de chercheurs pendant les dernières années, a rendu possible la présentation de résumés des travaux effectués, aussi ce chapitre est une illustration de l'état de l'art.

Le second chapitre est consacré à l'étude de la modélisation mathématique des ailes battantes. Cette étude traite principale l'élaboration d'une simulation numérique de l'aérodynamique des ailes avec volets, et permet d'avoir un maillage fin, moyen et dynamique pour les géométries des profils en question, notamment dans les régions critiques des couches limites et les régions d'interaction profil-fluide.

Dans ce chapitre on illustre clairement les étapes de la simulation numérique d'un profil à volet (oscillant). De même il est choisi d'aborder la construction géométrie du modèle en utilisant pleinement les nombreuses données disponibles sur le logiciel de la simulation.

Les résultats numériques obtenus ont été abordés dans le troisième chapitre. Plusieurs exemples sont présentés pour illustrer l'efficacité de l'application de du logiciel Fluent à l'analyse et contrôle des écoulements autour d'une variété de configurations d'une turbine d'aile battante. Il est à

rappeler que ce logiciel consiste à déterminer les propriétés aérodynamiques autour de différents types de configurations (aile battante) à partir d'une solution numérique. L'étape des calculs a été précédée par l'examen de la validité du logiciel par une série de tests.

Enfin dans cette étude, l'extraction d'énergie à l'aide d'une turbine à profil oscillant a été considérée, le modèle étudié à un déplacement spécifique. Le mouvement de translation pur dans les profils à battement conventionnelles est modifié par mouvement oscillant d'un profil (volet). L'écoulement à travers ce profil est résolu numériquement, en utilisant la méthode CFD. Le débit au voisinage de l'aube de la turbine est contrôlé à l'aide du volet oscillant. Les effets du facteur d'oscillation et de l'angle de tangage des volets ont été étudiés. En examinant une analyse des résultats numériques obtenus, des points essentiels ont été conclus :

- ✓ L'attribution d'un volet oscillant augmente les forces de portance et améliore le rendement de l'extracteur. Cette amélioration est essentiellement due à la correction de la distribution de la pression par le volet oscillant pendant les deux phases de mouvement ascendante et descendante.
- ✓ Comparé à un extracteur ordinaire, un extracteur équipé d'un volet oscillant a produit des pics supplémentaires de C_l , et C_m . Ces derniers sont bien synchronisés respectivement avec les vitesses de pilonnement et du tangage.
- ✓ Le grand tourbillon du bord d'attaque qui apparaît à $t/T=0,25$ représente la source qui alimente la portance pendant chaque demi cycle de battement. En outre, la synchronisation entre la force de portance et la vitesse de pilonnement est le mécanisme clé qui régit l'extraction d'énergie pendant toute la partie du cycle de battement.
- ✓ Le facteur de poussée C_{py} apparaît comme un contributeur négatif le long d'un cycle de battement.
- ✓ La meilleure puissance extraite à la sortie a été notée pour les valeurs du facteur de battement de $t/T = 0,5$ et $t/T = 0,75$, la puissance totale extraite C_{pt} a été limitée en raison de l'apport négatif du coefficient de puissance de surtension C_{px} .
- ✓ Pour une longueur du volet de $c/6$, le coefficient d'extraction d'énergie maximum est augmenté de 22% par rapport au cas original.
- ✓ Le coefficient d'extraction de la puissance nette C_{pt} augmente avec l'augmentation de θ_1 en raison des contributions positives de $C_{p\theta}$.

Enfin, comme perspectives nous proposons d'élargir cette étude à d'autres intervalles des amplitudes et à des valeurs plus faibles et plus élevées. D'autre part, nous proposons également l'examen du concept actuel au nombre de Reynolds le plus élevé.

Références Bibliographiques

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUE

- [1]. Manwell, F. J., McGowan, G. J. and Rogers, L. A. (2010). *Wind Energy Explained: Theory, Design and Application*. West Sussex, John Wiley & Sons Ltd.
- [2]. Howell, R., Qin, N., Edwards, J. and Durrani, N. (2010). "Wind tunnel and numerical study of a small vertical axis wind turbine." *Renewable Energy* 35(2): 412-422.
- [3]. Paraschivoiu, I. (2002). *Wind Turbine Design With Emphasis on Darrieus Concept*. Quebec, Canada, Polytechnic International Press.
- [4]. Dominy, R., Lunt, P., Bickerdyke, A. and Dominy, J. (2006) "The Self Starting Capability of a Darrieus Turbine."
- [5]. Chinchilla, R., Guiccione, S. and Tillman, J. (2011). "Wind Power Technologies: A Need for Research and Development in Improving VAWT's Airfoil Characteristics." *Journal of Industrial Technology* 27(1).
- [6]. Climatewire (2011) "Offshore turbines keep growing in size - Mammoth wind turbines may soon dot the shallow coastal seas of the world." *Scientific American*.
- [7]. Ragheb, M. and Ragheb, A. M. (2011). *Wind Turbines Theory - The Betz Equation and Optimal Rotor Tip Speed Ratio, Fundamental and Advanced Topics in Wind Power*, InTech.
- [8]. Jones, K. D., Lindsey, K. and Platzer, M. F. (2003). An investigation of the fluid-structure interaction in an oscillating-wing micro-hydropower generator. *Fluid Structure Interaction II*. Southampton, UK, WIT Press. 36: 73 - 82.
- [9]. Kinsey, T. and Dumas, G. (2008). "Parametric Study of an Oscillating Airfoil in a Power-Extraction Regime." *AIAA Journal* 46(6): 1318-1330.
- [10]. McKinney, W. and DeLaurier, J. (1981). "The Wingmill: An Oscillating-Wing Windmill." *Journal of Energy* 5.
- [11]. Engineering Business Ltd (2005). *Stingray Tidal Stream Energy Device-Phase 3*.
- [12]. Price, T. (2012) "Pulse Tidal Plans Commercial Demo of Full-scale Tidal Energy Converter." *Ocean Energy*.
- [13]. Zhu, Q., Haase, M. and Wu, H. C. (2009). "Modeling the Capacity of a Novel Flow-energy Harvester." *Applied Mathematical Modelling* 33: 2207 - 2217.
- [14]. Zhu, Q. and Peng, Z. (2009). "Mode coupling and flow energy harvesting by a flapping foil." *Physics of Fluids* 21(3): 033601-033601 to 033610.
- [15]. Jones, K. D. and Platzer, M. F. (1997). Numerical computation of flapping-wing propulsion and power extraction. 35th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Nevada, USA.
- [16]. Jones, K. D., Davids, S. T. and Platzer, M. F. (1999). *Oscillating Wing Power Generation*. 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference.
- [17]. Jones, K. D., Lindsey, K. and Platzer, M. F. (2003). An investigation of the fluid-structure interaction in an oscillating-wing micro-hydropower generator. *Fluid Structure Interaction II*. Southampton, UK, WIT Press. 36: 73 - 82.

- [18]. Peng, Z. and Zhu, Q. (2009). "Energy harvesting through flow-induced oscillations of a foil." *Physics of Fluids* 21(12): 123602-123601 to 123609.
- [19]. Young, J., Ashraf, M. A., Lai, J. C. S. and Platzer, M. F. (2010). Numerical Simulation of Flow-Driven Flapping-Wing Turbines for Wind and Water Power Generation. 17th Australasian Fluid Mechanics Conference. Auckland, New Zealand, 5-9 December: 1-4.
- [20]. Young, J., Ashraf, M. A., Lai, J. C. S. and Platzer, M. F. (2013). "Numerical Simulation of Fully Passive Flapping Foil Power Generation." *AIAA Journal* 51(11): 2727 - 2739.
- [21]. Platzer, F. M., Sarigul-Klijn, N., Young, J., Ashraf, A. M. and Lai, C. S. J. (2014). "Renewable Hydrogen Production Using Sailing Ships." *Journal of Energy Resources Technology* 136.
- [22]. Hover, F. S., Haugsdal, O. and Triantafyllou, M. S. (2004). "Effect of Angle of Attack Profiles in Flapping Foil Propulsion." *Journal of Fluids and Structures* 19(2004): 37 to 47.
- [23]. Shimizu, E., Isgoai, K. and Obayashi, S. (2008). "Multiobjective Design Study of a Flapping Wing Power Generator." *Journal of Fluids Engineering* 130.
- [24]. Zhu, Q. and Peng, Z. (2009). "Mode coupling and flow energy harvesting by a flapping foil." *Physics of Fluids* 21(3): 033601-033601 to 033610.
- [25]. Kinsey, T., Dumas, G., Lalande, G., Ruel, J., Mehut, A., Viarouge, P., Lemay, J. and Jean, Y. (2011). "Prototype testing of a hydrokinetic turbine based on oscillating hydrofoils." *Renewable Energy* 36(6): 1710 -1718.
- [26]. Hisanori, A. and Akira, Y. (2012). "Experimental Study on a Cascade Flapping Wing Hydroelectric Power Generator." *Journal of Energy and Power* 6(2012): 1429 to 1436.
- [27]. Isogai, K. and Abiru, H. (2012). "Study of Multi-Wing Configuration of Elastically Supported Flapping Wing Power Generator." *Trans. Japan Society Aeronautical and Space Sciences* 55(2): 133 to 142.
- [28]. Wu, J., Qiu, L. Y., Shu, C. and Zhao, N. (2014). "Pitching-motion-activated flapping foil near solid walls for power extraction: A numerical investigation." *Journal of Physics and Fluids* 26: 0836011 to 08360118.
- [29]. Shyy, W. and Liu, H. (2007). "Flapping Wings and Aerodynamic Lift: The Role of Leading-Edge Vortices." *AIAA Journal Aerospace Letters* 45(12).
- [30]. Deng, J., Caulfield, C. P. and Shao, X. (2014). "Effect of Aspect Ratio on the Energy of Three-dimensional Flapping Foils." *Journal of Physics and Fluids* 26: 0431021 to 04310224.
- [31]. R. Addo-Akoto, H. Jong-Seob, H. Jae-Hung, "Roles of wing flexibility and kinematics in flapping wing aerodynamics" , *Journal of Fluids and Structures*, Vol.104, 103317,2021.
- [32]. C. Sylvain, "Développement d'un récupérateur d'énergie Oscillant", Thèse de Doctorat, 2019.
- [33]. T. Rakotomamonjy, "Modélisation et contrôle du vol d'un microdrone à ailes battantes", thèse de doctorat, Université de droit, d'économie et des sciences - Aix-Marseille III, Français, 2006.

- [34]. P. E. Sitorus, J. H. Ko, “Power extraction performance of three types of flapping hydrofoils at a Reynolds number of $1.7E6$ ”, *Journal of Renewable Energy*, 2018.
- [35]. B. Wang, B. Zhu, W. Zhang, “New type of motion trajectory for increasing the power extraction efficiency of flapping wing devices”, *Energy*, Vol. 189, 116072, 2019.
- [36]. J. Drofelnik, S. Campobasso, “Comparative turbulent three-dimensional Navier-Stokes hydrodynamic analysis and performance assessment of oscillating wings for renewable energy applications” *Journal of Marine Energy*, 2016.
- [37]. M. Olivier, G. Dumas, “A parametric investigation of the propulsion of 2D chordwise-flexible flapping wings at low Reynolds number using numerical simulations” *Journal of Fluids and Structures* Vol. 63, pp. 210–237, 2016.
- [38]. Xiao-D. Bai, Ji-S. Zhang, Jin-H. Zheng, Y. Wang, “Energy extraction performance of a flapping wing with active elastic airbag deformation at the leading edge”, *Ocean Engineering*, Vol. 228, 108901, 2021.
- [39]. A. Boudis, A. Benzaoui, H. Oualli O. Guerri1, M. Mekadem, “Investigation Numérique de L’extraction de L’énergie par une Aile Oscillante ”, *Le 4ème Séminaire International sur les Energies Nouvelles et Renouvelables*, Ghardaïa – Algeria 24 – 25, Octobre, 2016.
- [40]. M. Boudreau, G. Dumas, M. Rahimpour, P. Oshkai, “Experimental investigation of the energy extraction by a fully-passive flapping-foil hydrokinetic turbine prototype”, *Journal of Fluids and Structures* Vol. 82, pp.446–472, 2018.
- [41]. M. S. Campobasso, J. Drofelnik, “Compressible Navier–Stokes analysis of an oscillating wing in a power-extraction regime using efficient low-speed preconditioning”, *Computers & Fluids*, Vol.67, pp.26–40, 2012.
- [42]. T. Q. Le, J. H. Ko, “Effect of hydrofoil flexibility on the power extraction of a flapping tidal generator via two- and three-dimensional flow simulations”, *Renewable Energy*, Vol.80, 275e285, 2015.
- [43]. Y. Wang, G. Sun, Y. Xie, P. Ma, Y. Zhang, “Hydrodynamic and energy extraction properties of oscillating hydrofoils with a trailing edge flap”, *Applied Ocean Research*, Vol.110, 102530, 2021.
- [44]. D. Jallas, “Stabilité d’écoulements de sillages périodiques générés par des ailes battantes ”, *Thèse de Doctorat*, Université de Toulouse, 2018.
- [45]. ANSYS, Inc: ANSYS Customer Training Material, “ Introduction to ANSYS FLUENT”, Canonsburg, PA - USA (south of Pittsburgh). Release 13.0, December 2010.
- [46]. T. Kinsey, G. Dumas, “Parametric study of an oscillating airfoil in a power-extraction regime”, *AIAA Journal*, Vol. 46 (6), pp.1318–1330, 2008.
- [47]. T. Maître, E. Amet, C. Pellone, “Modeling of the low in a Darrieus water turbine: wall grid refinement analysis and comparison with experiments”, *Renew Energy*, Vol.51, pp.497–512, 2013.
- [48]. I. Sadrehaghghi, “Essentials of Turbo-Machinery in CFD”, *A N N A P O L I S*, MD Book, February 2016.

- [49]. Soufiane Elouardi, Rabii El Maani, Bouchaib Radi “Dynamic Mesh for Unsteady Flow around a NACA 0012 airfoil” *Engineering and Systems*, Volume 19- 3, 2019.
- [50]. Olivier, M., Dumas, G., et Morissette, J.-F. *A Fluid-Structure Interaction Solver for Nano-Air-Vehicle Flapping Wings*. 39th AIAA Fluid Dynamics Conference, Paper AIAA-2009-3676, San Antonio, Texas, juin 2009.
- [51]. Rozhdestvensky, K. V. et Ryzhov, V. A. *Aerohydrodynamics of flapping-wing propulsors*. Progress in Aerospace Sciences, 39 :585–633, 2003.
- [52]. Wang, Z.J. Vortex shedding and frequency selection in flapping flight. *Journal of Fluid Mechanics*, vol 410 :323–341, 2000.
- [53]. Guillaume MERCIER, Christian PELLONE et Thierry MAITRE "Modélisation de parcs d'hydroliennes à flux transverse avec une méthode d'équivalence", Phd THÈSE De L'université De Grenoble France , Année 2006.
- [54]. Oloufemi Fakorede, “Étude numérique de l'anémométrie à la nacelle”, Mémoire présenté dans le cadre de la maîtrise en génie en vue de l'obtention du grade de maître es Sciences Appliquées, UNIVERSITE DU QUEBEC À RIMOUSKI, 2012.
- [55]. Kinsey, T., and Dumas, G., 2008, “Parametric Study of an Oscillating Airfoil in a Power-Extraction Regime” *AIAA J.*, 46(6), pp. 1318 –1330.
- [56]. Ashraf, M. A., Young, J., Lai, J. C. S., and Platzler, M. F., 2011, “Numerical Analysis of an Oscillating-Wing Wind and Hydropower Generator” *AIAA J.*, 49(7), pp. 1374 –1386.
- [57]. Wu, J., Chen, Y., Zhao, N., and Wang, T., 2016, “Influence of Stroke Deviation on the Power Extraction Performance of a Fully-Active Flapping Foil”, *Renewable Energy J.*, 94(1), pp. 440 –451.
- [58]. Wang, Y., Sun, X., Huang, D., and Zheng, Z., 2016, “Numerical Investigation on Energy Extraction of Flapping Hydrofoils With Different Series Foil Shapes”, *J. Energy*, 112, pp. 1153 –1168.
- [59]. Teng, L., Deng, J., Pan, D., and Shao, X., 2016, “Effects of Non-Sinusoidal Pitching Motion on Energy Extraction Performance of a Semi-Active Flapping Foil” *Renewable Energy J.*, 85(1), pp. 810 –818.
- [60]. McKinney, W., and DeLaurier, J., 1981, “Wingmill: An Oscillating-Wing Windmill” *J. Energy*, 5(2), pp. 109 –115.
- [61]. [61] Rodríguez-Hidalgo, M. C., Rodríguez-Aumente, P. A., Lecuona, A., Gutiérrez-Urueta, G. L., and Ventas, R., 2011, “Flat Plate Thermal Solar Collector Efficiency: Transient Behavior Under Working Conditions. Part I: Model Description and Experimental Validation” *Appl. Thermal Eng. J.*, 31(14 –15), pp. 2394 –2404.
- [62]. Bait, O., 2019, “Exergy, Environ –Economic and Economic Analyses of a Tubular Solar Water Heater Assisted Solar Still” *J. Cleaner Prod.*, 212(1), pp. 630 –646.
- [63]. Xiao, Q., Liao, W., Yang, S., and Peng, Y., 2012, “How Motion Trajectory Affects Energy Extraction Performance of a Bio mimic Energy Generator With an Oscillating Foil” *Renewable Energy J.*, 37(1), pp. 61 –75.
- [64]. Jones, K. D., Lindsey, K., and Platzler, M. F., 2003, “An Investigation of the Fluid-Structure Interaction in an Oscillating-Wing Micro-Hydropower Generator, ” *Fluid*

- Structure Interaction, 2nd ed., C. A. Brebbia, D. Almorza, and R. Gonzalez-Palma, eds., WIT Press, Southampton, UK, pp. 73 –82.
- [65]. Liu, W., Xiao, Q., and Cheng, F., 2013, “A Bio-Inspired Study on Tidal Energy Extraction With Flexible Flapping Wings” *Bioinspiration Biomimetics J.*, 8(3),p. 36011.
- [66]. Hoke, C. M., Young, J., and Lai, J. C. S., 2015, “Effects of Time-Varying Camber Deformation on Flapping Foil Propulsion and Power Extraction” *J. Fluids Struct.*,56(1), pp. 152 –176.
- [67]. Wu, J., Wu, J., Tian, F.-B., Zhao, N., and Li, Y.-D., 2015, “How a Flexible Tail Improves the Power Extraction Efficiency of a Semi-Activated Flapping Foil System: A Numerical Study, ” *J. Fluids Struct.*, 54(1), pp. 886 –899.
- [68]. He, X., Wang, J., Yang, M., Ma, D., Yan, C., and Liu, P., 2016, “Numerical Simulation of Gurney Flap on SFYT15thick Airfoil” *Theoretical Appl. Mech. Lett. J.*, 6(6), pp. 286 –292.
- [69]. Bianchini, A., Balduzzi, F., Di Rosa, D., and Ferrara, G., 2019, “On the Use of Gurney Flaps for the Aerodynamic Performance Augmentation of Darrieus Wind Turbines” *Energy Convers. Manage. J.*, 184(1), pp. 402 –415.
- [70]. Zhu, H., Hao, W., Li, C., and Ding, Q., 2019, “Numerical Study of Effect of Solidity on Vertical Axis Wind Turbine With Gurney Flap, ” *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 186(1), pp. 17 –31.
- [71]. Chen, D., Dong, H. A. N., and Lei, Y. U., 2018, “Performance Analysis of Variable Speed Tail Rotors With Gurney Flaps” *Chinese J. Aeronaut.*, 31(11), pp. 2104 –2110.
- [72]. Wang, J. J., Li, Y. C., and Choi, K.-S., 2008, “Gurney Flap —Lift Enhancement, Mechanisms and Applications” *Progress Aerosp. Sci. J.*, 44(1), pp. 22 –47.
- [73]. Myose, R., Papadakis, M., and Heron, I., 1998, “Gurney Flap Experiments on Airfoils, Wings, and Reflection Plane Model” *J. Aircraft*, 35(2), pp. 206 –211.
- [74]. Li, Y., Wang, J., and Zhang, P., 2002, “Effects of Gurney Flaps on a NACA0012 Airfoil” *Flow Turbulence Combustion J.*, 68(1), pp. 27 –39.
- [75]. [75] Liu, T., and Montefort, J., 2007, “Thin-Airfoil Theoretical Interpretation for Gurney Flap Lift Enhancement” *J. Aircraft*, 44(2), pp. 667 –671.
- [76]. Zhu, B., Huang, Y., and Zhang, Y., 2018, “Energy Harvesting Properties of a Flapping Wing With an Adaptive Gurney Flap, ” *Energy J.*, 152(1), pp. 119 –128.
- [77]. Bouzaher, M. T., Drias, N., and Guerira, B., 2019, “Improvement of Energy Extraction Efficiency for Flapping Airfoils by Using Oscillating Gurney Flaps” *Arabian J. Sci. Eng.*, 44(2), pp. 809 –819.
- [78]. Jean-François Morissette, "Simulations aéroélastiques d'ailes oscillantes multisegments par méthode vortex", Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures de l'Université Laval dans le cadre du programme de maîtrise en génie mécanique pour l'obtention du grade de maître ès sciences (M.Sc.) Faculté des sciences et de génie, Université Laval Québec Novembre 2009.

Annexe

Design improvement of flapping hydrokinetic turbines

Benarfaoui Arfaoui, Bouzaher Mohamed Taher & Belhi Guerira

Marine Systems & Ocean Technology

ISSN 1679-396X

Mar Syst Ocean Technol

DOI 10.1007/s40868-020-00078-0



Your article is protected by copyright and all rights are held exclusively by Sociedade Brasileira de Engenharia Naval. This e-offprint is for personal use only and shall not be self-archived in electronic repositories. If you wish to self-archive your article, please use the accepted manuscript version for posting on your own website. You may further deposit the accepted manuscript version in any repository, provided it is only made publicly available 12 months after official publication or later and provided acknowledgement is given to the original source of publication and a link is inserted to the published article on Springer's website. The link must be accompanied by the following text: "The final publication is available at link.springer.com".



Design improvement of flapping hydrokinetic turbines

Benarfaoui Arfaoui¹ · Bouzaher Mohamed Taher² · Belhi Guerira¹Received: 20 August 2019 / Accepted: 29 May 2020
© Sociedade Brasileira de Engenharia Naval 2020

Abstract

This investigation deals with the flow control and the enhancement of the output power of a flapping foil turbine. The connected gurney flap (GF) is a small arc that oscillates with a given pitching angle. The incompressible laminar flow around a simple flat plate equipped with an oscillating gurney flap is solved using a computational method. A user-defined function and a coupled layering/sliding dynamic mesh technique available in ANSYS FLUENT.15 are used to adjust both the blade and the flap positions during the turbine flapping cycle. It was shown that an appropriate synchronization between the flap oscillation and the turbine blade rotation could modify the blade flap camber, which corrects, in turn, the pressure distribution and therefore boosts the lift force during both the up-stroke and down-stroke stages. The application of this strategy of control enhances the output power dramatically compared with a clean flapping turbine blade.

Keywords Gurney flap · Flapping turbine · Flow control · Leading edge vortex

1 Introduction

Renewable energies are able to provide free power with negligible or at least acceptable constructive effects. The common devices used to extract marine energy are turbines with rotating blades. Flapping foil turbine is considered as a promising energy extractor that is able to provide free power from any free surface waves or uniform streams. The effectiveness of these devices represents the main objective of several researches [1–5]. Researches carried out point that flapping turbine can operate at low Reynolds number and, furthermore, with low flapping frequencies, which supports the use of this type of turbines. It is well proved that passive and active flow control techniques are able to improve the efficiency of flapping foil turbine [6–10]. The control techniques used in flapping foil turbine can be classified in two groups. The first one is the control of the motion parameters, which may have a strong effect on the turbine performance. Recall that the conventional flapping foil has a harmonically heaving motion and a pitching motion around an axis fixed between the blade and the

power storage device. The second type of control technique is based on modifying the blade shape, which ensures an attached flow along the blades surface. Ashraf et al. [2] investigated the effect of a modified non-sinusoidal foil motion on the turbine performance. It was found that the extracted power increased by 17%. Xiao et al. [11] proved that using trapezoidal-like pitching motion instead of sinusoidal motion increased efficiently the output power over a specific operating range. Lu et al. [12] investigated the effect of the combination between non-sinusoidal plunging and pitching motions on the output power. Xie et al. [13] agreed that high flapping frequency should be accompanied with low pitching amplitude for an enhanced output power. The use of oscillating flap can modify the hydrodynamic forces along the turbine blade without complex mechanisms or control systems. From fluid flow point of view, the efficiency of a flapping foil turbine is mainly affected by the leading edge vortex attachment and the projection of the surface normal to the blade in stream-wise direction. Most of the existing flow control techniques are based on these two points. Giguere et al. [14] used a simple flap at the trailing edge to boost lift force efficiently with a negligible increase in drag force. A GF of 1.25%chord was used by Liebeck [15]. By modifying the flow detachment, the flap was able to reduce the drag force. Nevertheless, a flap with height of 2%c caused an increase in drag force. Geronatkos and Lee [16, 17], studied the effect of GF on a pitching NACA0012 air foil performance. A remarkable increase in the lift force is recorded. Xie et al. [18]

✉ Bouzaher Mohamed Taher
mohamedbouzaher222@gmail.com

¹ Département de Génie Mécanique, Université de Biskra,
07000 Biskra, Algeria

² Scientific and Technical Research Centre for Arid Areas
(CRSTRA), Biskra, Algeria

used a GF with double effect to boost the energy extraction efficiency of a flapping turbine. The double effect was got by fixing the GF in both, the down-stroke side and the up-stroke side. The drawback of using Gurney flap is the increase in the “lift-induced” drag. This point was discussed by Myose et al. [19], Li et al. [14], and Liu et al. [20].

The main objective of this paper is to study the effect of the GF position on the performance of flapping foil turbine. As far as the authors are aware of, using moving Gurney flap as a flow control tool is a new idea and substantial research can be conducted in this topic.

2 Flapping hydrokinetic turbines and energy extraction

Tidal energy is extracted generally by using turbines with rotating blades. This type of turbines have a negative effect on aquatic environment due to the generated turbulence that could affect aquatic habitats. Adversely aquatic environment is less affected by flapping foil turbines because they operate at low current speeds and low flapping frequencies. Figure 1 compares between the possibility of installing rotary blade turbines and flapping turbines in the same river cross-section. It can be understood that the rotary blade turbines cannot be installed along the river cross-section due to the circular form of their swept area where the flapping turbines can cover the most of the river cross-section due to the rectangular form of their swept area.

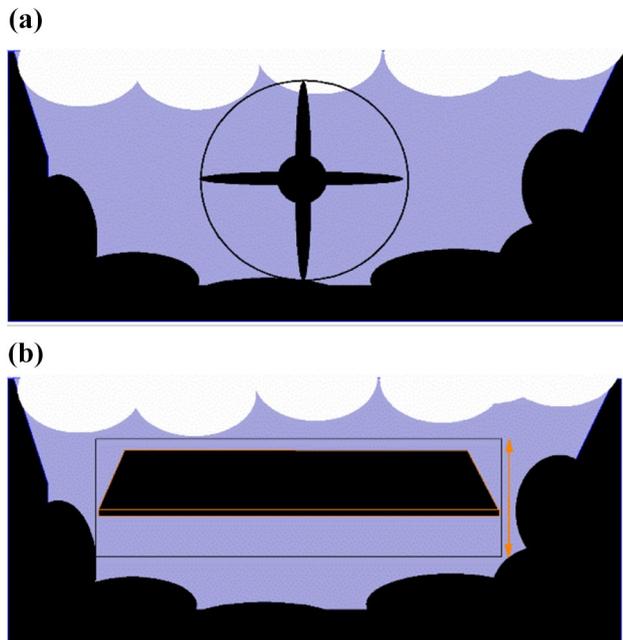


Fig. 1 Schema of river with two different hydrokinetic turbines a Rotary turbine b Flapping turbine

The flapping foil motion is a heaving motion $h(t)$ with a maximal amplitude H_0 combined with pitching motion $\theta(t)$ with a maximal amplitude θ_0 (rad) (Fig. 2). The pitching motion $\theta(t)$ advanced the heaving motion with a phase φ (rad). An important factor was used to define the flapping foil mode of operation:

$$\chi = \frac{\theta_0}{\tan^{-1} \left(\frac{h_0 \cdot 2\pi f}{U_\infty} \right)}$$

When $\chi > 1$, the flapping foil is in mode of energy extraction where $\chi < 1$ is associated with propulsion mode [1].

3 Physical model description

The suggested blade model is a flat plate and has a chord c with a connected gurney flap; the gurney flap is a small arc that oscillates with a pitching angle θ_1 (Fig. 3). Different configurations are tested which are given as follows: a flapping extractor equipped with (a) leading edge flap, (b) trailing edge flap, and (c) a configuration equipped with both leading and trailing edge flaps (Fig. 4). The variation of the gurney flap position relative to the main turbine blade during the flapping cycle is shown in Fig. 5.

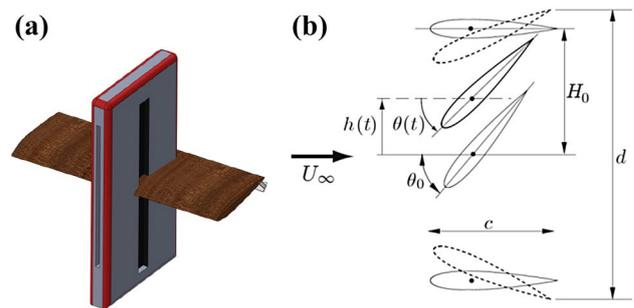


Fig. 2 a 3D view of flapping foil turbine b Flapping motion

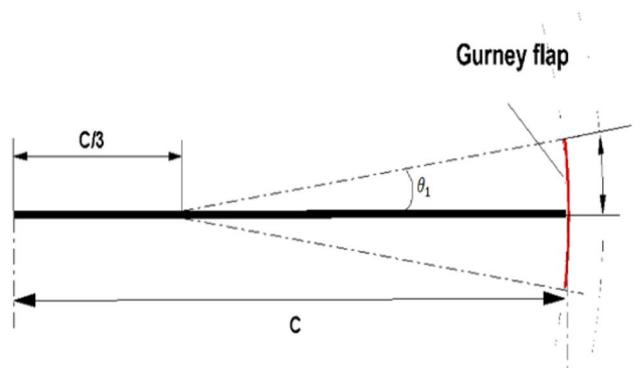


Fig. 3 Flapping foil with an oscillating gurney flap

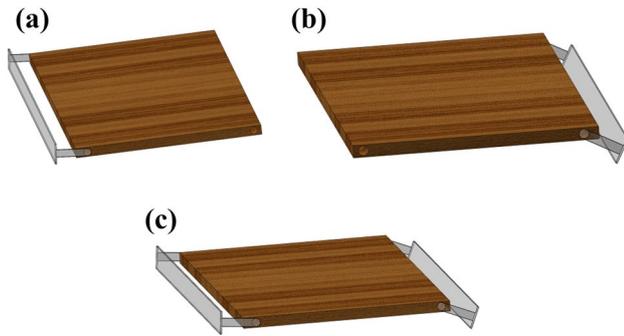


Fig. 4 Different configurations with oscillating gurney flaps: **a** Leading edge flap, **b** Trailing edge flap, and **c** Combined configuration

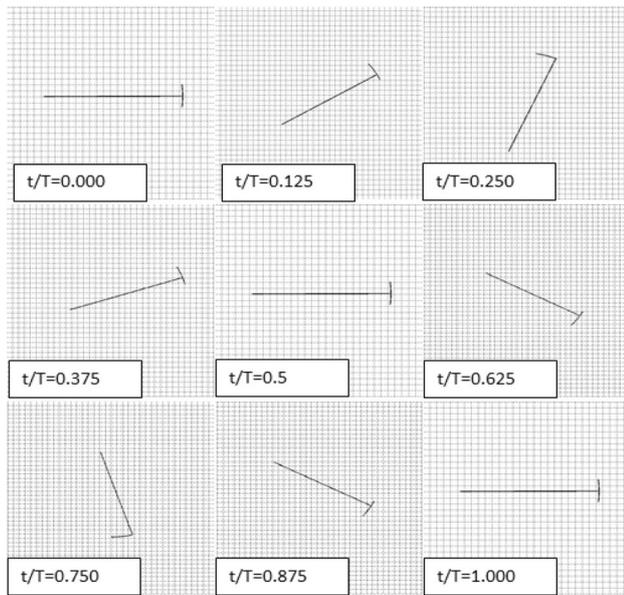


Fig. 5 Gurney flap hydrofoil motion for $\phi_{flap} = 0^\circ$ $\theta_1 = 8^\circ$

3.1 Discretization method and grid size

All the computational domain zones are meshed with triangular mesh except the deformable zones for the dynamic layering method. By using layering method, the solver starts adding or removing cells behind all moving boundaries (Fig. 6b). A correct selection of splitting and merging factors can save the quality of mesh as the sliding method. A simple and efficient method is used to transform the complex motion of all zones to a simple rotation motion. The grid is set in a heaving reference frame and a time-varying velocity inlet is imposed as illustrated in Fig. 6a. This grid motion is used by [1] to ensure a second-order discretization in time,

which was not available in the old version of ANSYS-Fluent (Fluent 6.1). The problem of using a time second-order discretization with dynamic mesh is solved in the latest versions of ANSYS-Fluent. The no-slip condition is imposed for all surface-type wall. The foil is surrounded with 560 nodes. The first node distance from the hydrofoil surface is $0.0005c$, which ensures that Y^+ is lower than 1 during the modeling of the flapping cycle. The present grid contains about 290,431 cells.

The inlet boundary has a constant free stream velocity and it is located at $20c$ far from the foil leading edge.

3.2 Kinematics and power extraction

The present simulations are carried at a frequency $f^* = 0.14$ and a maximum pitch angle $\theta_0 = 76.33^\circ$. High-energy extraction efficiency is recorded in this parametric space as mentioned by Kinsey and Dumas [1]. Reynolds number is fixed to be equal to 1100.

The turbine plunging motion $h(t)$ is expressed as follows:

$$h(t) = h_0 \sin(2\pi ft)$$

where h_0 is the non-dimensional plunging amplitude, c is the hydrofoil chord length, and f is the flapping frequency.

The turbine pitching motion $\theta(t)$ is set as follows:

$$\theta(t) = \theta_0 \sin(2\pi ft + \phi)$$

where θ_0 is the pitching amplitude and ϕ is the phase angle between the pitching and plunging motions.

The gurney flap pitching motion is governed by the following equation:

$$\theta_{flap}(t) = (\theta_0 - \theta_1) \sin(2\pi ft + \phi_{flap})$$

where θ_1 is the flap pitching amplitude.

It is well understood that plunging and pitching motions have their particular contribution in the overall extracted power.

The output power by pitching motion and plunging motion are given respectively as follows:

$$P_\theta(t) = M(t) \frac{d\theta(t)}{dt}$$

$$P_h(t) = L(t) \frac{dh(t)}{dt}$$

where $L(t)$ is the lift force or the force component in the y direction and $M(t)$ is the torque about the pitching center.

For the present concept, the extracted power during one flapping cycle is set non-dimensionally as follows:

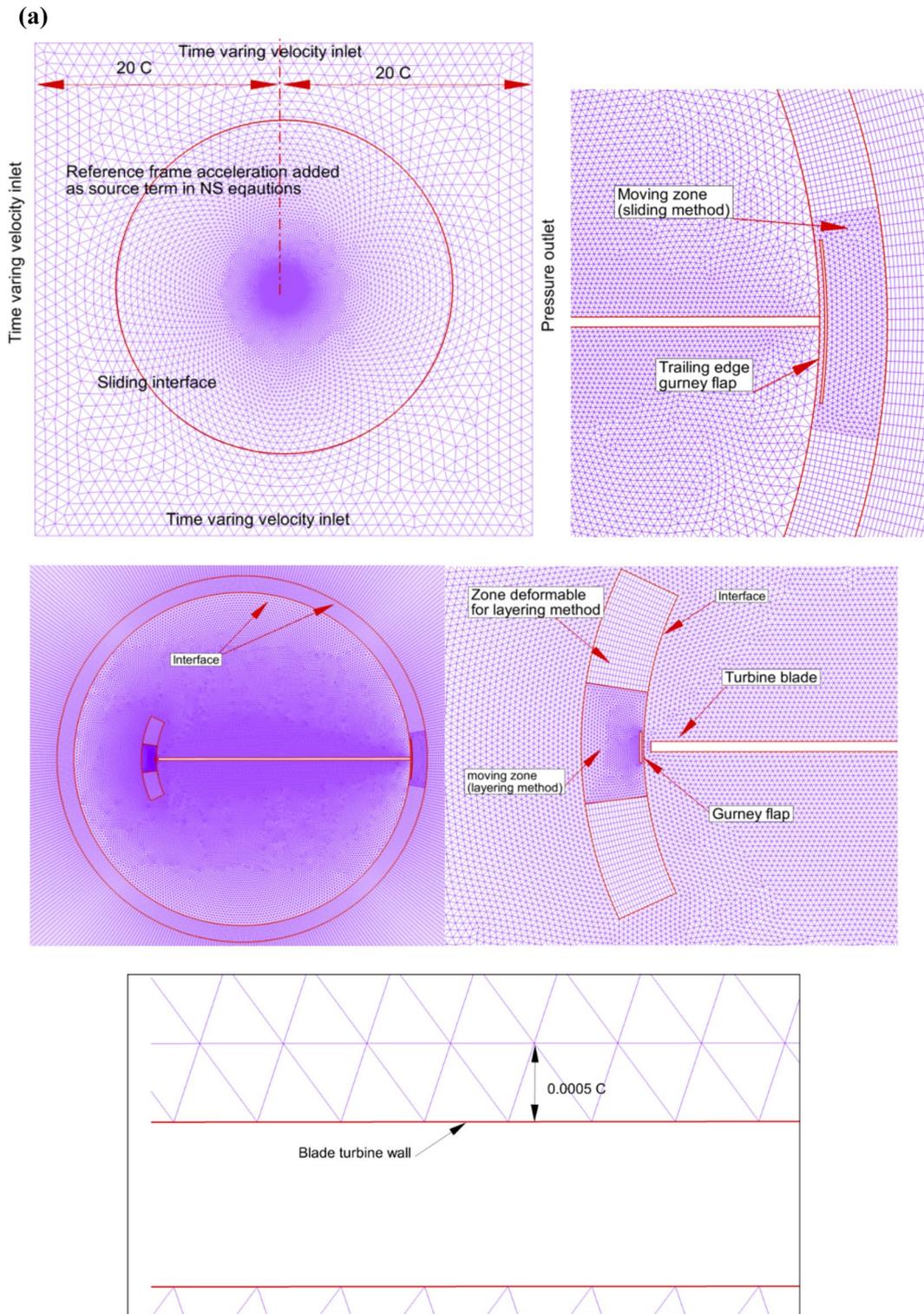


Fig. 6 **a** Mesh details and sliding/layering mesh motion format. **b** Illustration of layering technique

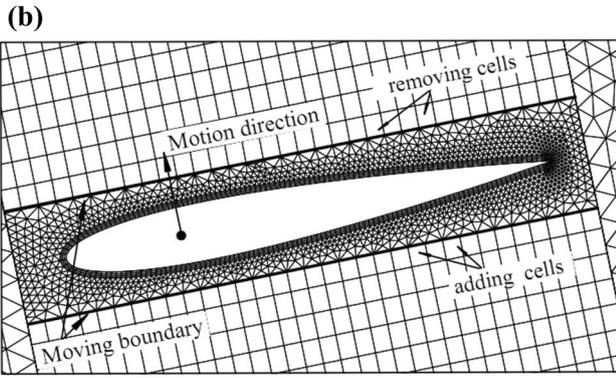


Fig. 6 (continued)

d represents the total traveled area of the foil including the trailing edge given as

$$d = 2 \cdot \max [h(t) + (1 - x_{\text{pivo}})c \sin(\theta(t))]$$

Several authors take this distance as $2h_0c$ [19].

4 Results

4.1 Solver validation

Among the principal phases to carry, a correct computation is used to validate the solver. The present solver is validated against the work of Kinsey, and Dumas [1] in terms of power

$$\bar{C}_{\text{Ptotal}} = \bar{C}_{\text{Pairfoil}} + \bar{C}_{\text{Pflap}} = \bar{C}_{\text{Ph}} + \bar{C}_{\text{P}\theta} + \bar{C}_{\text{Pflap}} = \int_0^1 \left\{ C_y(t) \frac{V_y(t)}{U_\infty} + C_M(t) \frac{\dot{\theta}(t)c}{U_\infty} + \bar{C}_{\text{Pflap}}(t) \right\} d\left(\frac{t}{T}\right),$$

where $V_y(t) = \frac{dh(t)}{dt}$ and $\dot{\theta}(t) = \frac{d\theta(t)}{dt}$.

Relative to the pitching center the power consumed by the oscillating flap is given as

$$\bar{C}_{\text{Pflap}} = \int_0^1 C_{\text{Mflap}}(t) \frac{\dot{\theta}(t)c}{U_\infty} d\left(\frac{t}{T}\right)$$

The total energy extraction efficiency is defined as

$$\eta_{\text{total}} = \frac{\bar{P}}{P_a} = \frac{\bar{P}_y + \bar{P}_\theta + \bar{P}_{\text{flap}}}{1/2\rho U_\infty^3 d} = \bar{C}_{\text{Ptotal}} * C/d$$

output coefficients and contours of vorticity. In their work, a NACA0015 foil performs a heaving and pitching motion, which is used as flapping extractor. Figure 8 shows a comparison between the present results and those of Kinsey, and Dumas [1]. It can be seen that the present power coefficients as well as the lift coefficient meet the results of Kinsey, and Dumas [1] during all portions of the flapping cycle. The vorticity contours show also very similar trend.

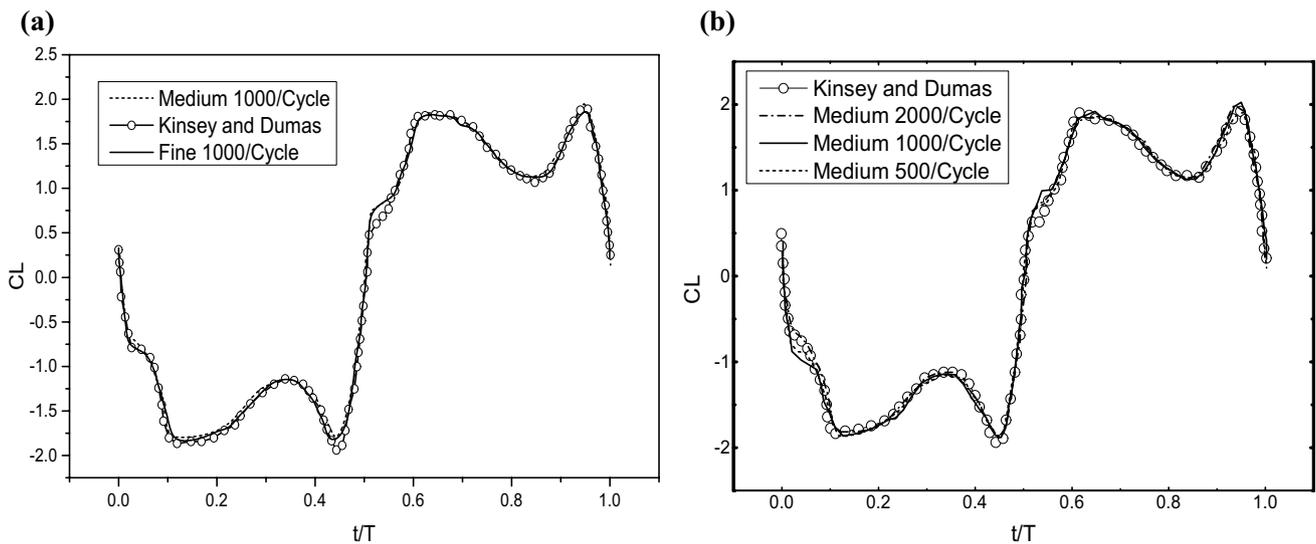


Fig. 7 a Grid independency and b time step test relative to Kinsey and Dumas [1]

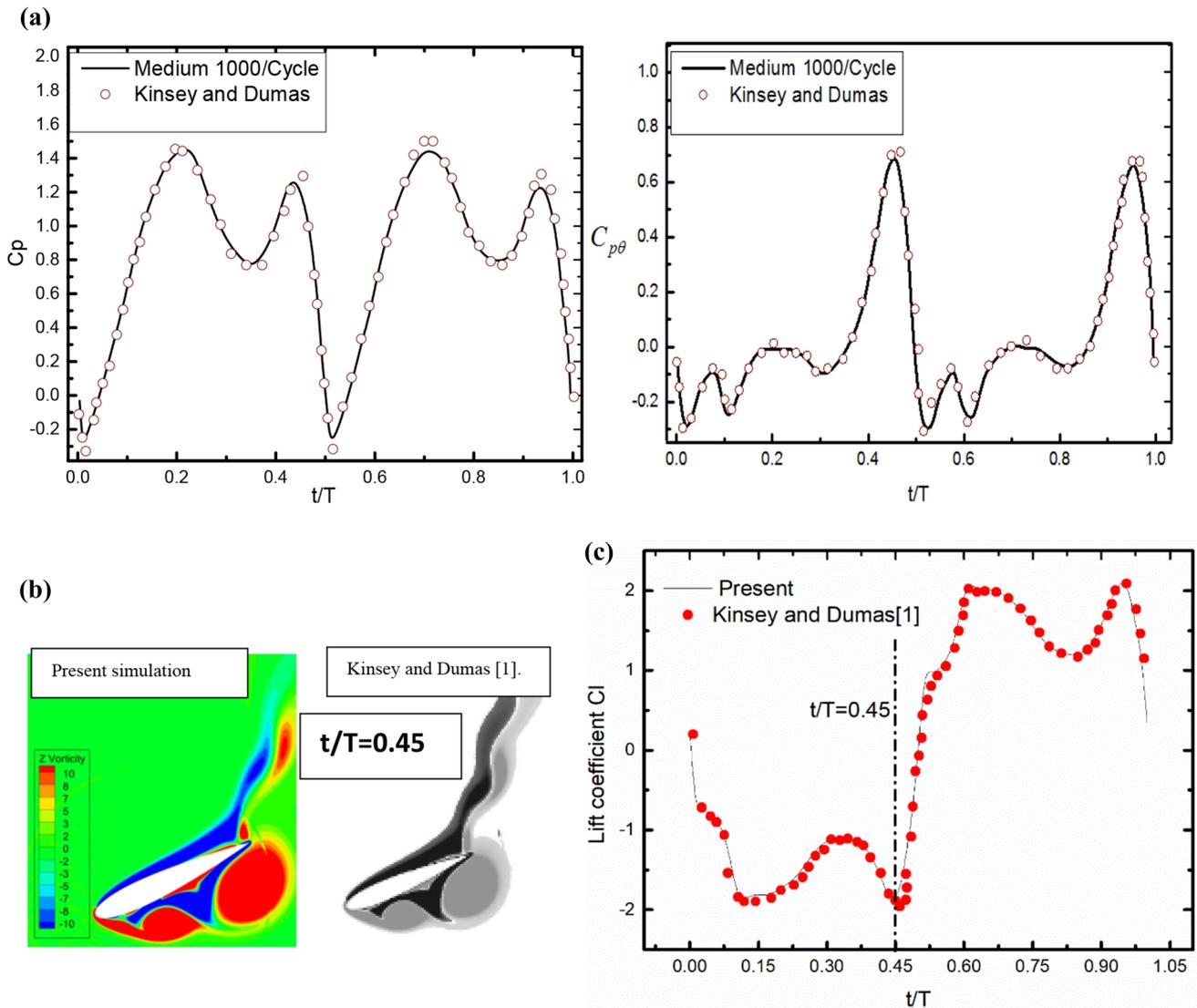


Fig. 8 **a** Comparison of the instantaneous power coefficients C_p and $C_{p\theta}$ for the present simulation, Kinsey, and Dumas [1]. **b** Comparison of the contours of vorticity **c** Comparison of the time-varying lift coefficient

4.2 Mesh and time step sensitivity

Medium (290.431 cells) and fine (406.431 cells) grids are selected to test the grid and time step sensitivities. The present medium grid has the same density as the grid used by Kinsey, and Dumas [1]. Time steps size for the corresponding domains are 500/cycle, 1000/cycle, and 2000/cycle. The flapping cycle take about 4.46 s. Figure 7 shows the time-varying lift coefficient.

It is indicated that, by varying the mesh density from medium to fine grid, the same lift profile is recorded. The lift coefficients profiles obtained with a medium grid and a time step equal to 1000/cycle are very similar to the lift coefficient of Kinsey and Dumas [1]. From Figs. 7 and 8, it can

be decided that the model is independent in term of mesh density and time sensitivity.

4.3 Mechanism of performance enhancement

To show the effect of oscillating gurney flap on the turbine output power, deeper examinations of all instantaneous forces during one flapping cycle as well as their relation with plunging and pitching velocities are considered. To this end, a comparative analysis between original case (simple flat plate) and a controlled case (with gurney flap length $L = c/6$, $\theta = 7^\circ$) is carried out. Figure 9 shows the C_l , $\frac{dh}{dt}/U_\infty$, C_m , $\frac{d\theta}{dt}$, $C_{p\theta}$, C_{ph} , and C_p profiles during one flapping cycle. It can be recorded that with the presence of gurney flap, the quantities C_l , and C_m , have supplementary peaks and they

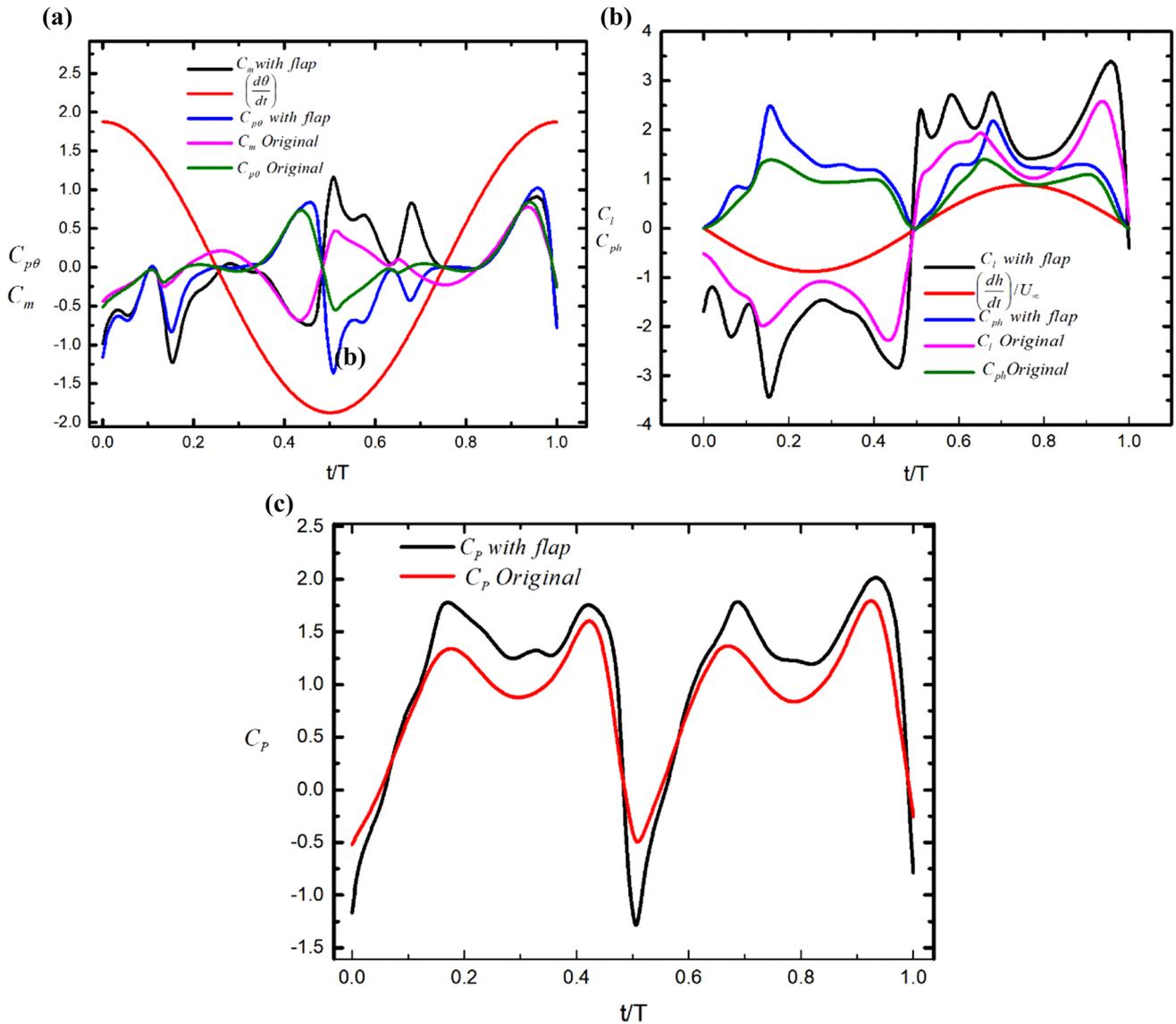


Fig. 9 Time growth of **a** lift coefficient (C_l), plunging velocity ($\frac{dh}{dt}/U_\infty$), and power extraction coefficient (C_{ph}); **b** torque coefficient (C_m),

pitching velocity ($d\theta=dt/U1$), and power consumption coefficient ($C_{p\theta}$); and **c** net power extraction coefficient including flap power input (C_p) at $f^*=0.14:15$ and $\theta_0=76.33^\circ$

are still well coordinated, respectively, with $\frac{dh}{dt}$ and $\frac{d\theta}{dt}$. The oscillating flap can produce larger peak values of C_l , and C_m , interpreted as an increase in C_{Py} and $C_{p\theta}$. From the basic definition of C_p total, the increase of $C_{p\theta}$ in the controlled case appears to have a negative influence in the total output power. Nevertheless, the total extracted power still evidently improved due to the high increase in C_{Py} . This recommends that an appropriate flow control tool must increase C_{Py} by increasing lift coefficient with an adequate increase in $C_{p\theta}$. The increase of lift coefficient is due to the correction of pressure distribution. To check this point, a close analysis of the flow field near the foil flap is provided.

Figure 10 depicts a comparison between a natural pressure distribution and a corrected pressure distribution. It can be seen that the gurney flap generates a small suction zone at the blade trailing edge; this zone coheres with the large suction zone at the leading edge which ensures a depression along the turbine blade. In the original case, the suction zone is installed at the first half of the blade which produces a lower lift force.

Figures 11 and 12 provide a comparison between the instantaneous vorticity and the consistent pressure coefficient for two cases, with and without Gurney flap during one flapping cycle. At $t/T = 0$, the foil reaches its maximum velocity in the down-stroke phase. Moreover, the leading

Fig. 10 Comparison between a natural pressure distribution and a corrected pressure distribution

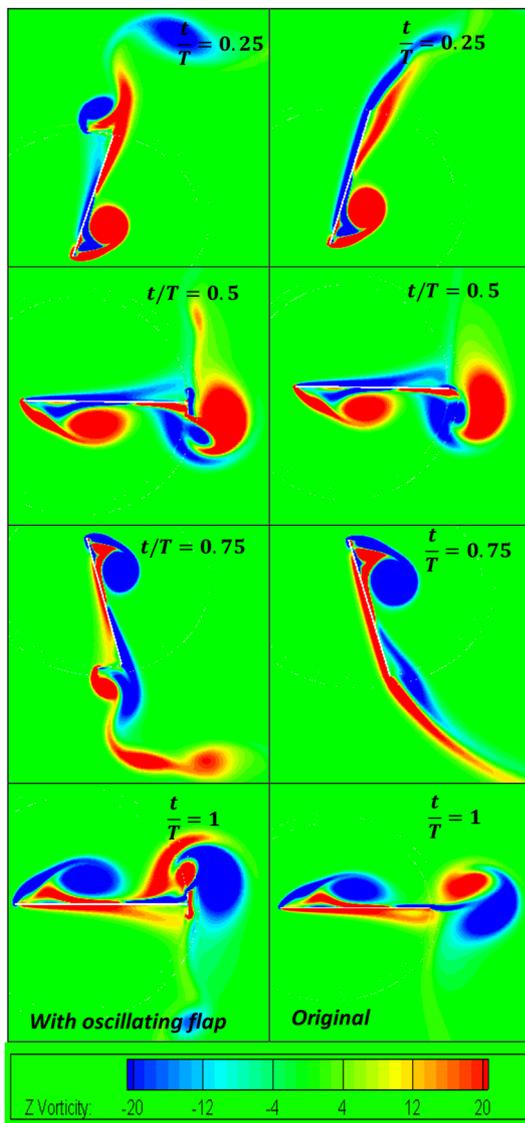
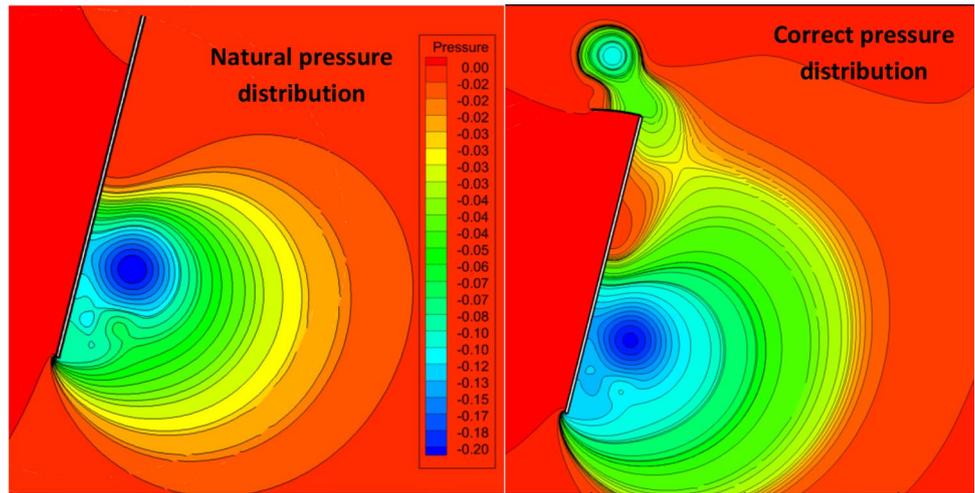


Fig. 11 Instantaneous vorticity contours over one pitching period at $f^* = 0.14$ and $\theta_0 = 76.33^\circ$

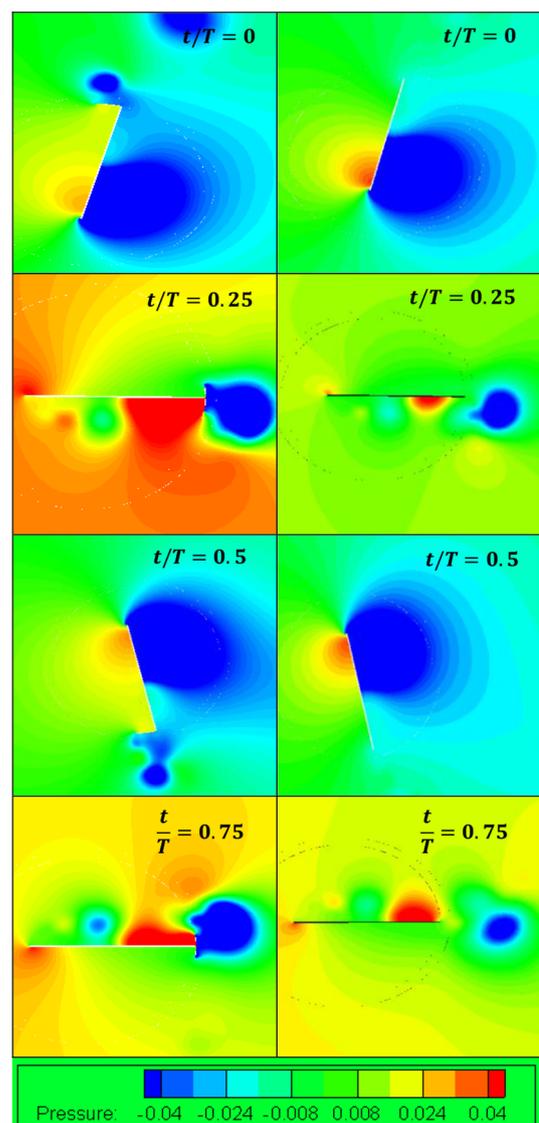


Fig. 12 Instantaneous pressure contours over one pitching period at $f^* = 0.14$ and $\theta_0 = 76.33^\circ$

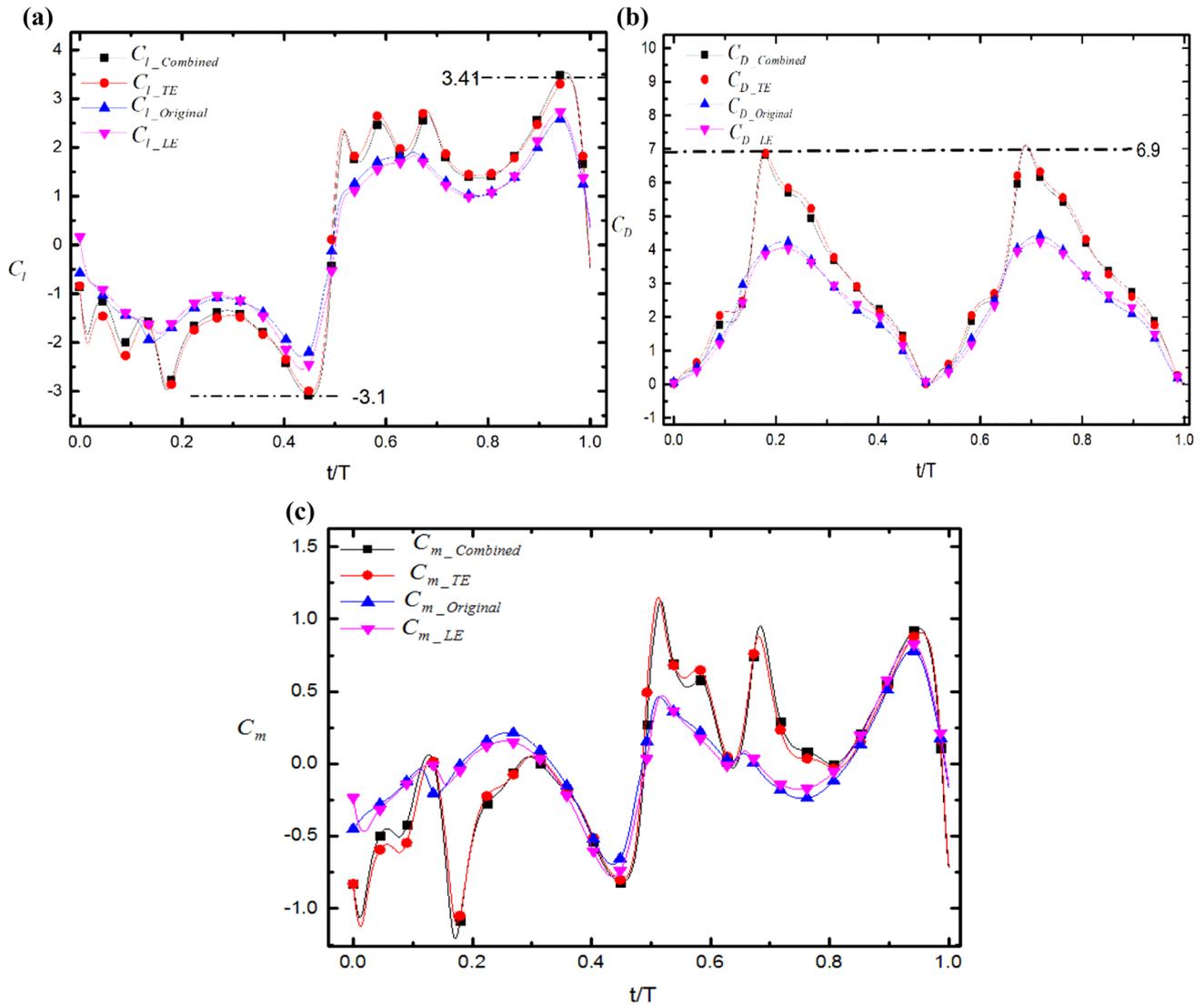


Fig. 13 Time evolution of **a** lift coefficient (C_l), **b** drag (C_D), and **c** torque coefficient (C_m)

edge is fully developed at this stage, which generates a negative lift. The output power reaches its higher values. At $t/T=0.25$, the leading edge vortex is fully developed and ready to shed from the leading edge. The vortices interaction at the trailing edge reveals that adding an oscillating gurney flap significantly affects the trailing edge vortex development.

4.4 Effect of flap position on the performance enhancement

According to hydrodynamic forces presented in Fig. 13a–c, at $f^* = 0.14$ and $\theta_0 = 76.33^\circ$, the combined and trailing edge cases display the maximum lift and drag coefficients which are around 3.1 and 6.9, respectively, at $t/T=0.25$ and 0.75. The original and the leading edge cases show the same trend and the maximum lift and drag coefficients are around 2.5 and 3.9, respectively. The leading edge case produces the

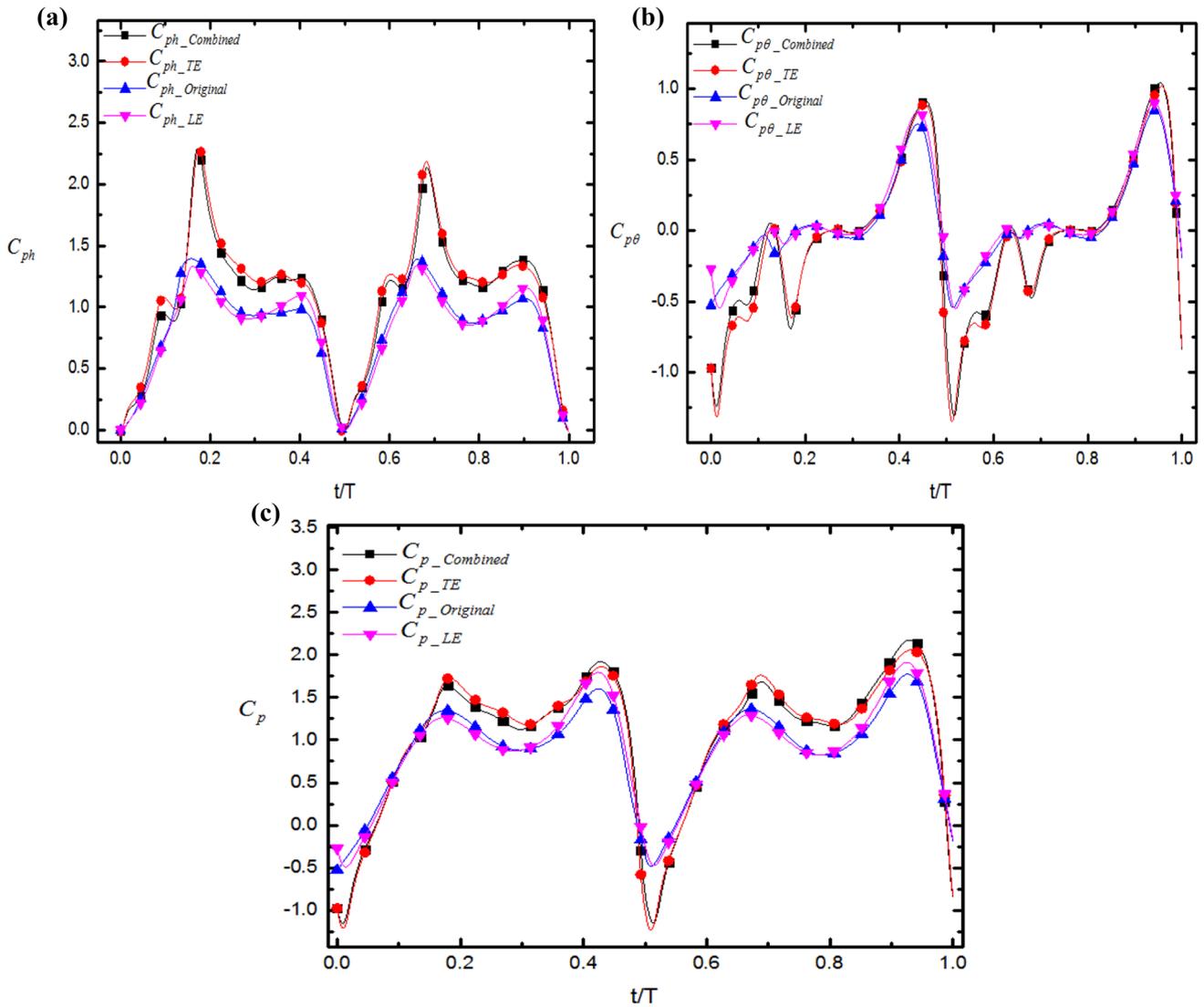


Fig. 14 Time growth of power extraction coefficients **a** (C_{ph}); **b** $C_{p\theta}$; **c** C_p

lower lift to drag ratio since the flap in this position changes the flow angle of attack and the blades will be in stall or post-stall regions. It is well understood that a favorable interaction is what improves the overall efficiency; the efficiency of flapping foil turbine is affected by the leading edge vortex formation and the projection of the surface normal to the blade stream-wise direction. The use of leading edge flap shows a more coherent LEV vortex, but the low pressure associated with the vortex is distributed incorrectly, which generates low lift and power extraction.

Usually, the lift enhancement leads to a clear increase in C_{ph} when it is coordinated appropriately with the term $\frac{dh}{dt}$. Figure 14a indicates that C_{ph} increases from 1.3 to 2.1. It is seen that for the trailing edge flap and the combined configurations, C_{ph_TE} and $C_{ph_combined}$ are higher than the original case. The two quantities $C_{p\theta}$ and C_{ph} are joined to form the total power coefficient; thus, a negative peak will appear in the total power coefficient C_p due to the consumed energy by the pitching term $C_{p\theta}$ (Fig. 14c). The large leading edge vortex represents the source of lift forces during each stroke (Fig. 15).

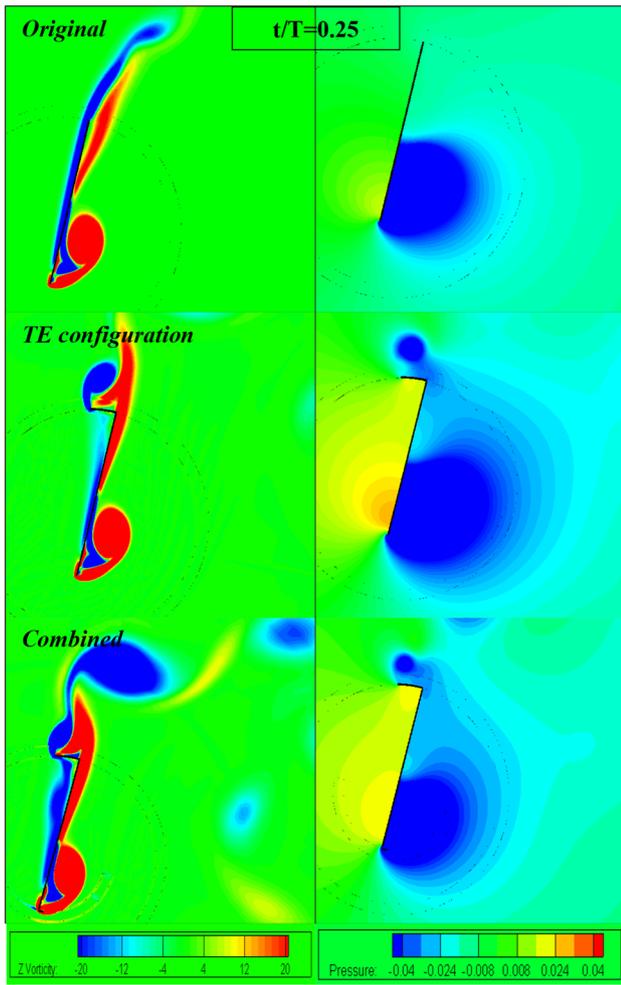


Fig. 15 Instantaneous vorticity contours and the corresponding pressure contours for different configuration over one pitching period at $f^* = 0.14$ and $\theta_0 = 76.33^\circ$

4.5 Effect of reduce frequency k

Figure 16a–d show the effect of reduced frequency on the time-averaged output power coefficients $C_p, C_{Ph}, C_{P\theta}$ and energy extraction efficiency η for the different proposed configurations. As can be seen, the frequency $k = 0.14$, which is still the optimal frequency for high energy extraction

efficiency. The contributions of the plunging motion and pitching motion are individually displayed at Fig. 5. As presented, the value of C_p is much greater than $C_{P\theta}$, which indicates that the plunging motion represents the main source of the energy extracted by the hydrofoil. It is obvious that the presence of an oscillating flap can improve the performance of flapping extractor. For the combined configuration, the maximum energy extraction coefficient is increased by 22% compared with the original case at $f^* = 0.14$ and $\theta_0 = 76.33^\circ$.

5 Conclusion

This work examines how an oscillating Gurney flap interacts with a flapping foil to boost the energy extraction efficiency. The incompressible laminar flow around a turbine equipped with an oscillating gurney flap is carried out using computational fluid dynamics (CFD) method. The dynamic mesh techniques are used to update the computational domain rigidly, which ensures an accurate computational solution. Three configurations of flapping extractor equipped with oscillating flaps are tested. By analyzing the numerical results, the following points were drawn:

- For both, the clean blade (original) and the blade with oscillating GF, the power coefficient C_{Py} has a positive contribution. This quantity denotes the action of lift during the flapping cycle.
- The contribution of gurney flap is more pronounced at $t/T = 0.25$ and $t/T = 0.75$ due to the formation of a large trailing edge vortex.
- For the trailing edge flap and the combined configurations, C_{Ph_TE} and $C_{Ph_combined}$ are higher than the original case during all portions of the flapping cycle.
- The power coefficient $C_{P\theta}$ indicates a negative contribution during certain portions of the flapping cycle.
- For the combined configuration, the maximum energy extraction coefficient is increased by 22% compared with the original case.

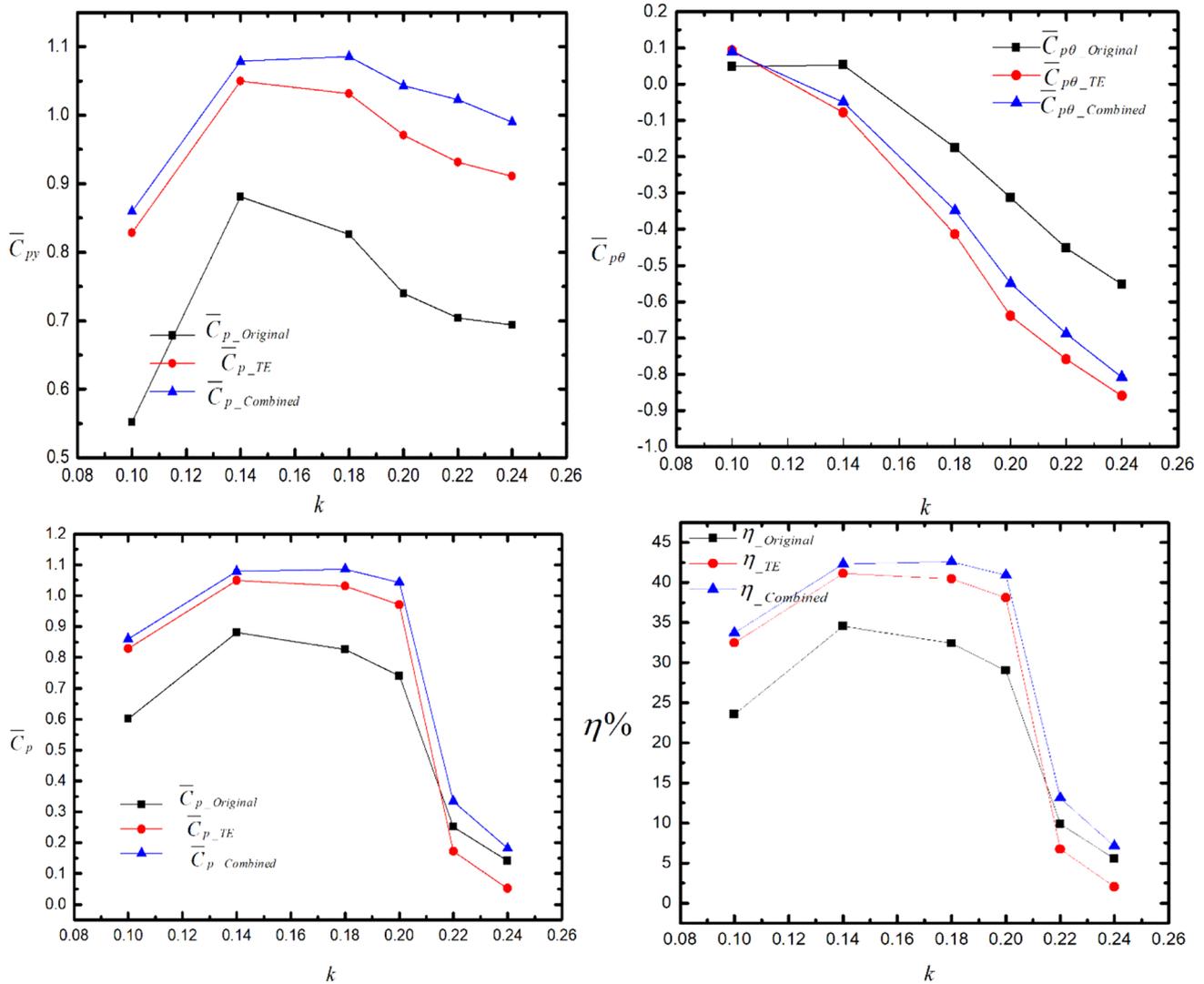


Fig. 16 Effect of reduced frequency on the time-averaged output power coefficients

References

1. T. Kinsey, G. Dumas, Parametric study of an oscillating airfoil in a power-extraction regime. *AIAA J.* **46**(6), 1318–1330 (2008)
2. M.A. Ashraf, J. Young, J.C.S. Lai, M.F. Platzer, Numerical analysis of an oscillating-wing wind and hydropower generator. *AIAA J.* **49**(7), 1374–1386 (2011)
3. J. Wu, Y. Chen, N. Zhao, T. Wang, Influence of stroke deviation on the power extraction performance of a fully-active flapping foil. *Renew. Energy* **94**, 440–451 (2016)
4. Y. Wang, X. Sun, D. Huang, Z. Zheng, Numerical investigation on energy extraction of flapping hydrofoils with different series foil shapes. *Energy* **112**, 1153–1168 (2016)
5. L. Teng, J. Deng, D. Pan, X. Shao, Effects of non-sinusoidal pitching motion on energy extraction performance of a semi-active flapping foil. *Renew. Energy* **85**, 810–818 (2016)
6. C.M. Hoke, J. Young, J.C.S. Lai, Effects of time-varying camber deformation on flapping foil propulsion and power extraction. *J. Fluids Struct.* **56**, 152–176 (2015)
7. W. Liu, Q. Xiao, F. Cheng, A bio-inspired study on tidal energy extraction with flexible flapping wings. *Bioinspir. Biomim.* (2013). <https://doi.org/10.1088/1748-3182/8/3/036011>
8. T.Q. Le, J.H. Ko, Effect of hydrofoil flexibility on the power extraction of a flapping tidal generator via two- and three dimensional flow simulations. *Renew. Energy* **80**, 275–285 (2015)
9. J. Wu, J. Wu, F.-B. Tian, N. Zhao, Y.-D. Li, How a flexible tail improves the power extraction efficiency of a semi-activated flapping foil system: a numerical study. *J. Fluids Struct.* **54**, 886–899 (2015)
10. F.-B. Tian, J. Young, J.C.S. Lai, Improving power-extraction efficiency of a flapping plate: from passive deformation to active control. *J. Fluids Struct.* **51**, 384–392 (2014)
11. Q. Xiao, W. Liao, S. Yang, Y. Peng, How motion trajectory affects energy extraction performance of a biomimic energy generator with an oscillating foil? *Renew. Energy* **37**, 61–75 (2012)
12. K. Lu, Y. Xie, D. Zhang, Nonsinusoidal motion effects on energy extraction performance of a flapping foil. *Renew. Energy* **64**, 283–293 (2014)

13. Y. Xie, K. Lu, D. Zhang, Investigation on energy extraction performance of an oscillating foil with modified flapping motion. *Renew. Energy* **63**, 550–557 (2014)
14. Y. Li, J. Wang, P. Zhang, Effects of Gurney flaps on aNACA0012 airfoil. *Flow Turbul. Combust.* **68**(1), 27–39 (2002)
15. R.H. Liebeck, Design of subsonic airfoils for high lift. *J. Aircr.* **15**(9), 547–561 (1978)
16. T. Lee, P. Gerontakos, Oscillating wing loadings with trailing edge strips. *J. Aircr.* **43**(2), 428–436 (2006)
17. P. Gerontakos, T. Lee, Particle image velocimetry investigation of flow over unsteady airfoil with trailing-edge strip. *Exp. Fluids* **44**(4), 539–556 (2008)
18. Y.H. Xie, W. Jiang, K. Lu, D. Zhang, Numerical investigation into energy extraction of flapping airfoil with Gurney flaps. *Energy* **109**, 694–702 (2016)
19. R. Myose, M. Papadakis, I. Heron, Gurney flap experiments on airfoils, wings, and reflection plane model. *J. Aircr.* **35**(2), 206–211 (1998)
20. T. Liu, J. Montefort, Thin-airfoil theoretical interpretation for Gurney flap lift enhancement. *J. Aircr.* **44**(2), 667–671 (2007)

Publisher's Note Springer Nature remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.

Benarfaoui Arfaoui

Département de Génie Mécanique,
Université de Biskra,
07000 Biskra, Algeria
e-mail: faridbouzahertaher@gmail.com

Mohamed Taher Bouzaher¹

Scientific and Technical Research Centre for Arid
Areas (CRSTRA),
07000 Biskra, Algeria
e-mail: mohamedbouzaher2@gmail.com

Belhi Guerira

Département de Génie Mécanique,
Université de Biskra,
07000 Biskra, Algeria;
Laboratory of Mechanical Engineering (LGM),
University Mohamed Khider of Biskra,
B.P. 145,
R.P. 07000, Biskra, Algeria
e-mail: guerirabelhi@yahoo.fr

Charaf-Eddine Bensaci

Département de Génie Mécanique,
Université de Biskra,
07000 Biskra, Algeria;
Laboratory of Mechanical Engineering (LGM),
University Mohamed Khider of Biskra,
B.P. 145,
R.P. 07000 Biskra, Algeria
e-mail: charafbensaci@gmail.com

On the Performance of Swing Arm Flapping Turbines

This study investigates the energy extraction mechanism by means of swing arm turbine. The swing arm turbines have a particular motion pattern. The pure translation motion in the conventional flapping turbine changes based on the swing arm rotation. The laminar flow around a NACA0015 is resolved using computational fluid dynamics (CFD) method. The turbine blades are equipped with an oscillating gurney flap for trying to boost the system efficiency. The connected gurney flap oscillates with a given pitching angle. A user-defined function and the sliding dynamic mesh technique available in ANSYS FLUENT version 15 are used to adjust both the blade and the flap positions during the turbine flapping cycle. The effects of the swing factor and the flap length on the system performance are provided. It is shown that the suggested strategy of control is able to alter the pressure distribution during both the up stroke and down stroke phases, which changes the blade aerodynamic forces during all the flapping cycle portions and therefore improving the turbine efficiency. [DOI: 10.1115/1.4047954]

Keywords: swing arm turbine, NACA0015, energy extraction, oscillating gurney flap, efficiency, fluid flow, wind, wind turbine

1 Introduction

Compared to other natural resources, the renewable energies are able to provide clean energy with acceptable constructive effects. The turbines with rotating blades are common devices used to extract wind energy. Flapping-foil turbines are considered as promising energy extractors, where they are able to extract power from any free surface waves or uniform streams. The effectiveness of these devices was the main objective of several researches [1–5]. The flapping turbine can operate at low-speed currents, which could support the use of this type of turbines. The feasibility of using the flapping turbines to extract energy was initially demonstrated by McKinney and DeLaurier [6], and they found that the flapping wing wind-mill design has a power efficiency of 16.5%. Since that the flapping turbine is commercialized by some companies like “the Engineering Business Limited.” A model of 150 kW called “Stingray” was installed at Yell Sound, Scotland, in 2002. After the model proved its efficiency, three flapping turbines with a capacity of 500 kW came into service [7]. In the same context, Pulse Tidal Company commissioned a 100 kW flapping-wing turbine “PS100” in May 2009, United Kingdom. The same company was working to install an improved model of 1.2 MW capacity near Lynmouth in Devon, which is expected to be the largest model in England [8]. The appropriate flow velocity for commercial rotating tidal stream turbines is currently between 2.5 and 3.2 m/s [9]. Adversely, the flapping turbine can generate power in lower stream velocity such as 0.3 m/s for 26% power efficiency [10]. So, this feature expands the number of usable wind/

tidal current sites around the world. The flapping wind turbine market has growth potential owing to advantages that flapping wind turbines offer. The light weight of the flap is not only enabling quick activation that needed for a whole blade but can also adapt with each gust without using a huge amount of energy. Thus, wind turbines could be built lighter and at much less cost. Also, the flapping wind turbine solves the problems of noise pollution and risks of birds that are associated with conventional wind turbines. The control techniques used in flapping-foil turbine can be classified into two groups. The first type is the control of motion parameters, which may have a strong effect on the turbine performance. Recall that the conventional flapping foil has a harmonically heaving motion and a pitching motion around an axis fixed between the blade and the power storage device. The second type of control techniques is based on adapting passively the blade shape, which ensures an attached flow along the blade surface. The gurney flap (GF) is a passive control technique commonly applied in the aerodynamic field due to its positive effect on the blade aerodynamic performance. Liu et al. [11] proposed an actively deformable airfoil to improve the flapping turbine performance. Three types of deformations were proposed as follows: a leading edge deformation, a trailing edge deformation, and an integrated model with the combination of the two previous deformation types. The integrated model showed 7.68% enhancement relative to the rigid wing. The effect of the active camber deformation on the flapping turbine performance has been suggested by Hoke et al. [12]. Their results showed that the performance improvement was attributed primarily to correct the interaction between the shed leading edge vortex (LEV) and the foil horizontal surface during the plunging motion. A passively deformable tail conception has been proposed by Wu et al. [13] to control the flow around a semi-activated flapping airfoil. This type of flapping turbines is characterized by forced pitching and induced plunging motions. It is indicated that the flexible tail increases the lift force during all portions of the flapping

¹Corresponding author.

Contributed by the Solar Energy Division of ASME for publication in the JOURNAL OF SOLAR ENERGY ENGINEERING: INCLUDING WIND ENERGY AND BUILDING ENERGY CONSERVATION. Manuscript received January 19, 2020; final manuscript received June 18, 2020; published online August 24, 2020. Assoc. Editor: M. Keith Sharp.

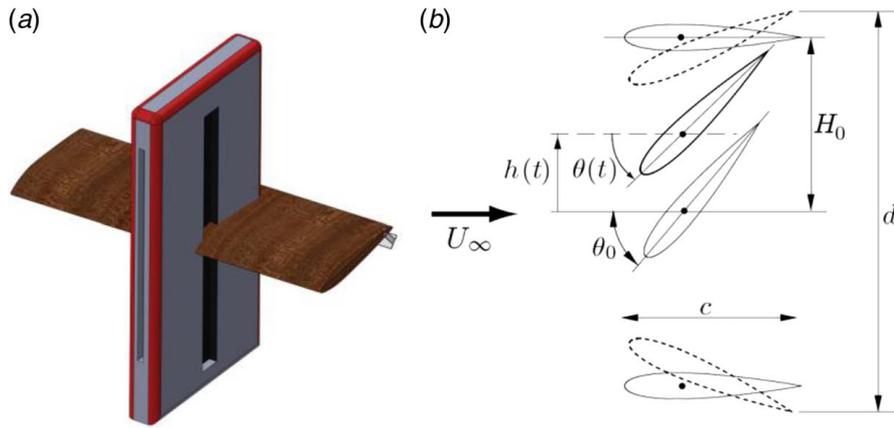


Fig. 1 (a) Three-dimensional (3D) view of the conventional flapping foil turbines and (b) imposed heaving and pitching motions

cycle which contributes to efficiency improvement. Wu et al. [3] recommended a particular motion pattern for a fully active flapping foil. The foil can move in both horizontal and vertical directions, in addition to its pitching motion. It is found that the additional horizontal motion can enhance the lift force and therefore the power extraction performance. A GF with 0.5%*C* height has been used in Ref. [14], the lift of the SFYT15 airfoil is boosted when the airfoil was operating at high Reynolds number and even in the zone of pre-stall. Physically, it was indicated that the GF ensured a correct surface pressure distribution, which in turn increased the lift force by 12.9% and the lift-to-drag ratio by 2.7%. The GF appears also to be applicable in rotating turbines. In Ref. [15], for the low tip speed ratio (TSR), a notable increase in the lift force can be achieved by mounting a GF at the blade of Darrieus vertical axis wind turbines. It was verified that by using a 2%*C* GF, turbine output power could be boosted by 14.6% at TSR = 3.9. Different types of simple-GF and dimple-GF are mounted in a straight blade vertical axis wind turbine (VAWT) to investigate the effect of GF directions on the turbine performance [16]. The dimple-GF strategy of control was used to modify the tangential force at the blade trailing edge by reducing the trailing scale vortex. When a dimple-GF was fixed at the blade outboard, an increase of 17.92% was registered in the output power. In Ref. [17], a retractable GF was used to improve the performance of variable speed tail rotors. It was indicated that this type of GF prevented the power loss by the tail rotor compared to the fixed GF. A review deals with different applications of GF and its optimal design, as well as the mechanisms of aerodynamic forces enhancement can be found in Ref. [18]. It was stated that GF should be fixed at the trailing edge perpendicularly to the airfoil chord line. This position ensured the best aerodynamic performance. Furthermore, the GF height should not exceed the boundary layer thickness. From the open literature, it can be found that the lift force increases with the increase of flap lengths. The drawback of using a stretched GF is the drag force increment; this fact was shown in Refs. [19–21]. To overcome this problem, an adaptive GF is developed and tested in a flapping wing extractor [22]. The new GF supports greater flap lengths, allowing it to be used in different designs. In Ref. [23], GF with a circular arc form was used to control the flow along the blade of a conventional flapping turbine. It was indicated that the flap length could be extended to 1/6 of the flapping airfoil chord length.

This article considers the effect of the swing arm length and the moving Gurney flap on the output power of the flapping foil turbine. The turbine performance is evaluated using computational method. The coupled flapping airfoil motion involves two different motion patterns, a linear translational motion and a swing arm rotation. The motion is achieved using dynamic mesh techniques. For a fixed Gurney flap length, the appropriate range of the swing arm

lengths is determined. The Gurney flap is simple and a low-cost device. The oscillating GF generates a virtual camber, which is expected to alter the pressure distribution along the turbine blades. Therefore, it has the same effect as the flexible deformable airfoil and without complicated mechanism. As far as the authors are aware of using moving the Gurney flap to control the flow around swing turbine, it is a new idea, and extensive work on this topic can be conducted.

2 Basics of Energy Extraction by Flapping Airfoil

In the study of flapping-foil turbines (Fig. 1(a)), the three available models are as follows: the flapping motion could be modeled as fully passive or semi-passive where the fluid flow determines the motions of the foil, one of them is determined by the fluid flow and the other actively controlled or fully active for completely prescribing the motions. This work deals with the fully prescribed motion turbine (Fig. 1(b)). For flapping airfoil with the fully prescribed motion and relative to the incoming flow direction, the airfoil experiences an effective angle of attack $\alpha(t)$ and an effective upstream velocity $V_{eff}(t)$, which are given as follows:

$$\alpha(t) = \arctan\left(\frac{-V_y(t)}{U_\infty}\right) - \theta(t) \quad (1)$$

$$V_{eff}(t) = \sqrt{U_\infty^2 + V_y(t)^2} \quad (2)$$

During the flapping cycle, the maximum effective attack angle reached the cycle quarter [1]:

$$\alpha_{max} = \alpha_{T/4} = \arctan\left(\frac{H_0 \cdot 2\pi f}{U_\infty}\right) - \theta_0 \quad (3)$$

In addition to the maximum effective attack angle $\alpha_{T/4}$, another feathering parameter is used to define the flapping-foil regime.

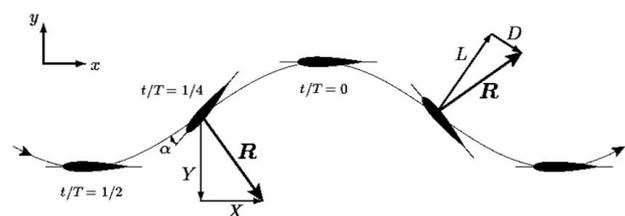


Fig. 2 Power extraction regime ($\chi > 1$ and $a < 0$) of an oscillating airfoil

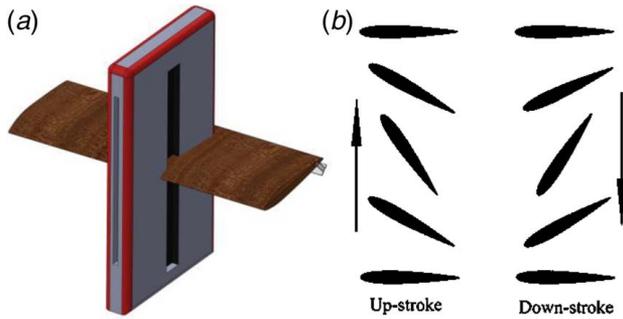


Fig. 3 (a) 3D view of the conventional flapping foil turbines and (b) flapping airfoil motion

It is defined as follows:

$$\chi = \frac{\theta_0}{\tan^{-1}\left(\frac{H_0 \cdot 2\pi f}{U_\infty}\right)} \quad (4)$$

When $\chi > 1$ and $\alpha_{T/4} < 0$, the flapping foil is in the energy extraction mode.

To understand how is the flapping turbine extracts energy from the flow, Fig. 2 presents the time arrangement registered in the reference frame moving with the farfield flow at U_∞ . The resultant force R is initially built from lift and drag forces (right-hand side of the figure) and then decomposed into X and Y components (left-hand side of the figure). It can be seen obviously that the vertical component Y in the same direction as the vertical displacement of the airfoil, which means that the flow would make a positive work on the airfoil, and consequently, power would be extracted.

3 Description of the Proposed Model

Typically, the conventional flapping foil turbines (Fig. 3) consist of a flat blades moving harmonically in heaving motion combined with pitch motion around an axis located between blades and power storage device. The suggested swing arm turbine (Fig. 4) has NACA0015 airfoil with a chord c . The coupled flapping airfoil motion involves two different motion patterns, a linear translational motion and rotation of the swing arm. The connected gurney flap is a small arc oscillating with a pitching angle θ_1 . Different swing arm lengths are tested. The phase angle between airfoil pitching and flap pitching is set as $\phi_{flap} = 0$ deg.

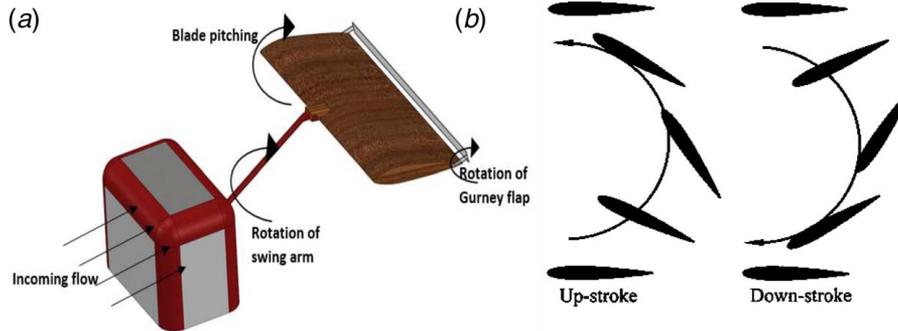


Fig. 4 (a) 3D view of swing arm turbine and (b) flapping swing arm motion

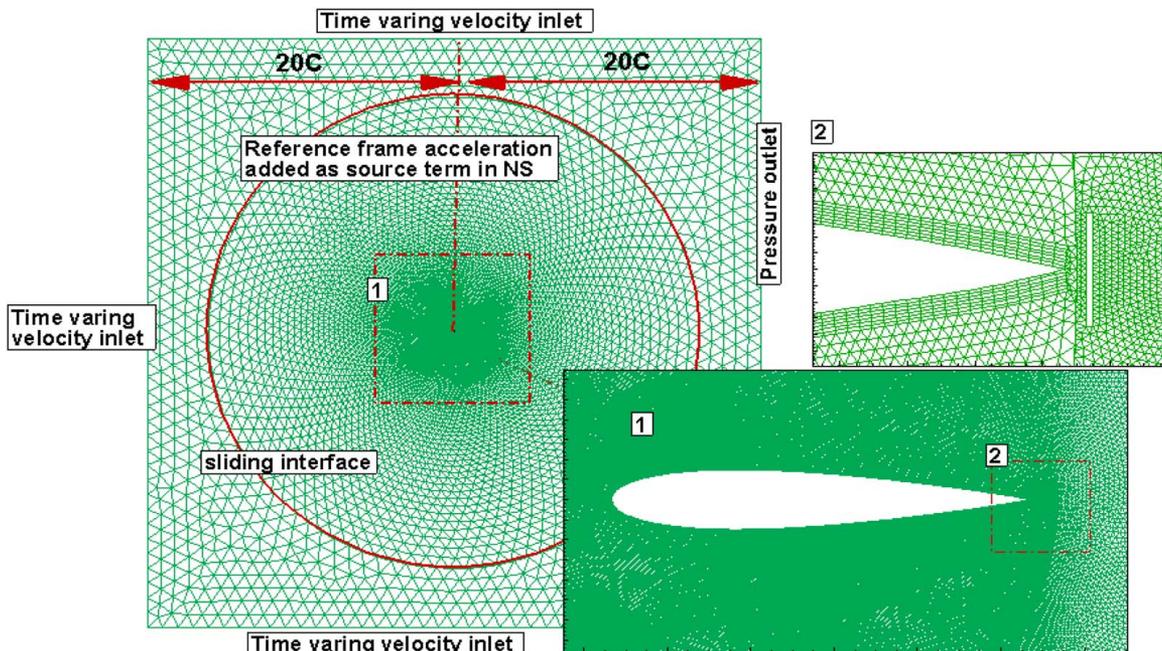


Fig. 5 Mesh details and sliding mesh motion format

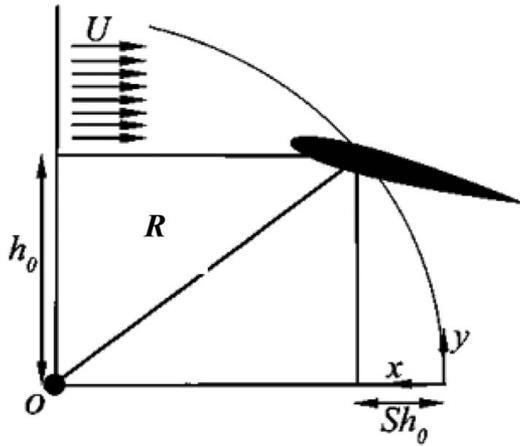


Fig. 6 Swing arm mounted configuration

3.1 Solver and Mesh Design. The commercial computational fluid dynamics (CFD) code FLUENT (version 15.0) is used to accomplish this work. The flow around the turbine is considered unsteady, incompressible, and fully laminar. The selected Reynolds number of freestream to match typical cases in the existing literature is $Re = 1100$.

The second-order implicit scheme and the second-order upwind scheme are used for time and spatial discretization, respectively.

All the computational domain zones are meshed with triangular mesh. The blade is surrounded by mesh type “boundary layer” that has 12 layers. A simple and efficient method is used to transform the complex motion of all zones to a simple rotation motion. The grid is set in a heaving reference frame, and time-varying velocity inlet is imposed as illustrated in Fig. 5. The no-slip condition is imposed for all surface type walls. The foil is surrounded with 560 nodes. The first node distance from the airfoil surface is $0.0005c$, which ensures that Y^+ is nearly less than 1 during the modeling of the flapping cycle. The studied domain grid contains 290,431 cells.

3.2 Kinematics and Power Extraction. The particular swing arm motion is inspired from the fish-like locomotion. The fish tail

has a circular path (Fig. 6). The question that imposes itself is: Does the kinematic affect the energy extraction?

The swing arm motion is constructed using the two following equations:

$$x(t) = R \cos \left[\tan^{-1} \left(\frac{1}{\left(\frac{R}{h_0} \right) - S} \right) \right] \sin(2\pi ft) \quad (5)$$

$$y(t) = R \sin \left[\tan^{-1} \left(\frac{1}{\left(\frac{R}{h_0} \right) - S} \right) \right] \sin(2\pi ft) \quad (6)$$

Where h_0 is the nondimensional plunging amplitude, c is the airfoil chord length, and f is the flapping frequency.

The relation between the swing arms lengths and the swing factor is given as follows:

$$R^2 = h_0^2 + (R - Sh_0)^2 \quad (7)$$

The turbine output power is specified as follows:

$$C_{Pr} = \frac{L(t) \frac{dy(t)}{dt} + D(t) \frac{dx(t)}{dt} + M(t) \frac{d\theta(t)}{dt}}{0.5\rho c U^3} \quad (8)$$

where $L(t)$ is the lift force or the force component in the y direction, $D(t)$ is the drag force or the force component in the x direction, and $M(t)$ is the torque about pitching center.

The blade pitching motion $\theta(t)$ is given by

$$\theta(t) = \theta_0 \sin(2\pi ft + \phi) \quad (9)$$

where θ_0 is the pitching amplitude and ϕ is the phase angle between pitching and plunging motions.

The equation that controls the flap motion can be given as follows:

$$\theta_{\text{flap}}(t) = (\theta_0 - \theta_1) \sin(2\pi ft + \phi_{\text{flap}}) \quad (10)$$

where θ_1 is the flap pitching amplitude.

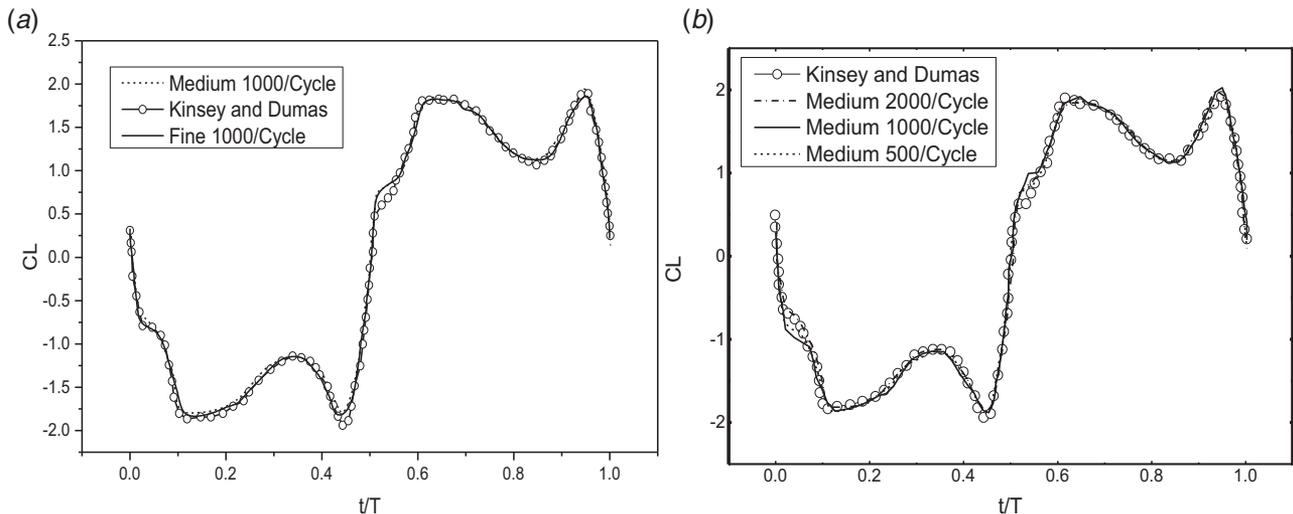


Fig. 7 (a) Grid independency and (b) time-step test relative to Kinsey and Dumas [1] for a NACA0015 airfoil at $S = 0$, $f^* = 0.14$, and $\theta_0 = 76.33$ deg

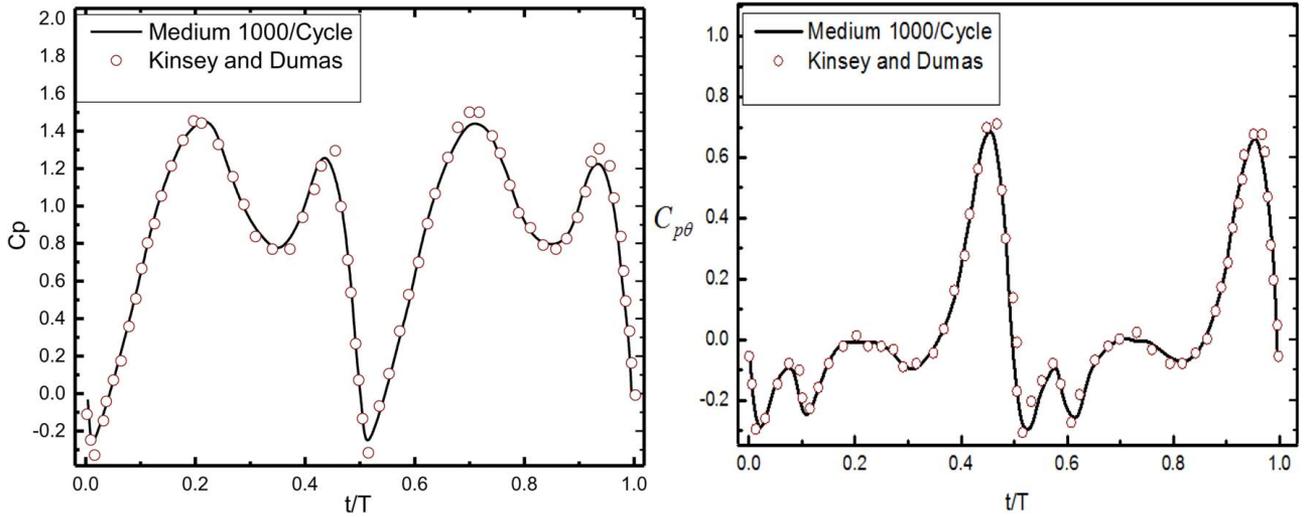


Fig. 8 Comparison of the instantaneous power coefficients C_p and $C_{p\theta}$ for the present simulation relative to Kinsey and Dumas [1] for a NACA0015 airfoil at $S=0$, $f^*=0.14$, and $\theta_0 = 76.33$ deg

For swing turbine, the extracted power during one flapping cycle is established as follows:

$$\begin{aligned} \bar{C}_{P_t} &= \bar{C}_{P_{\text{airfoil}}} + \bar{C}_{P_{\text{flap}}} = \bar{C}_{P_x} + \bar{C}_{P_y} + \bar{C}_{P_\theta} + \bar{C}_{P_{\text{flap}}} \\ &= \int_0^1 \left\{ C_y(t) \frac{V_y(t)}{U_\infty} + C_x(t) \frac{V_x(t)}{U_\infty} + C_M(t) \frac{\dot{\theta}(t)c}{U_\infty} + \bar{C}_{P_{\text{flap}}}(t) \right\} d\left(\frac{t}{T}\right) \quad (11) \end{aligned}$$

where $V_y(t) = \frac{dy(t)}{dt}$, $V_x(t) = \frac{dx(t)}{dt}$, and $\dot{\theta}(t) = \frac{d\theta(t)}{dt}$.

Relative to the pitching center, the power consumed by the oscillating flap is given as follows:

$$C_{P_{\text{flap}}} = \int_0^1 C_{M_{\text{flap}}}(t) \frac{\dot{\theta}_{\text{flap}}(t)c}{U_\infty} d\left(\frac{t}{T}\right) \quad (12)$$

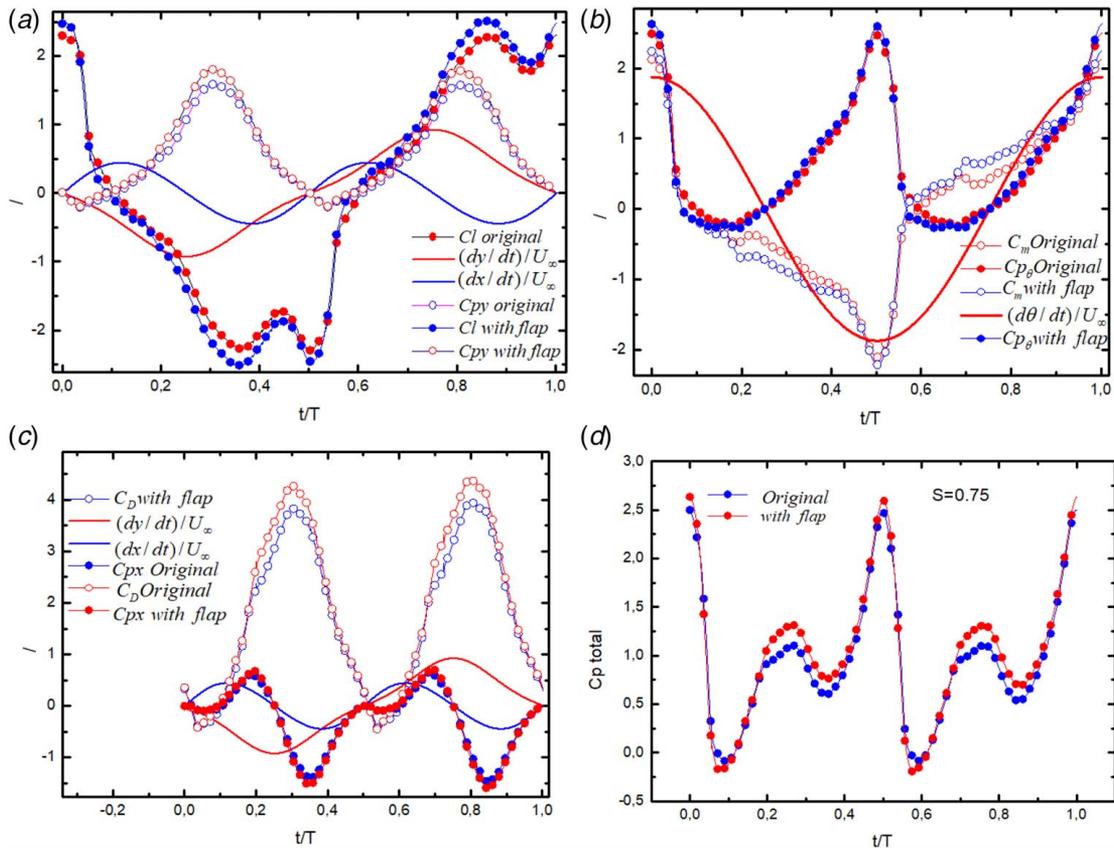


Fig. 9 Time growth of (a) lift coefficient (C_l), plunging velocity ($\frac{dy}{dt}$), and power extraction coefficient (C_{py}); (b) torque coefficient (C_m), pitching velocity ($\frac{d\theta}{dt}$), and power consumption coefficient ($C_{p\theta}$); (c) drag coefficient (C_d), surging velocity ($\frac{dx}{dt}$), and power extraction coefficient (C_{px}); and (d) net power extraction coefficient including flap power input (C_{p_t}) at $S=0.5$, $f^*=0.14$, and $\theta_0 = 76.33$ deg

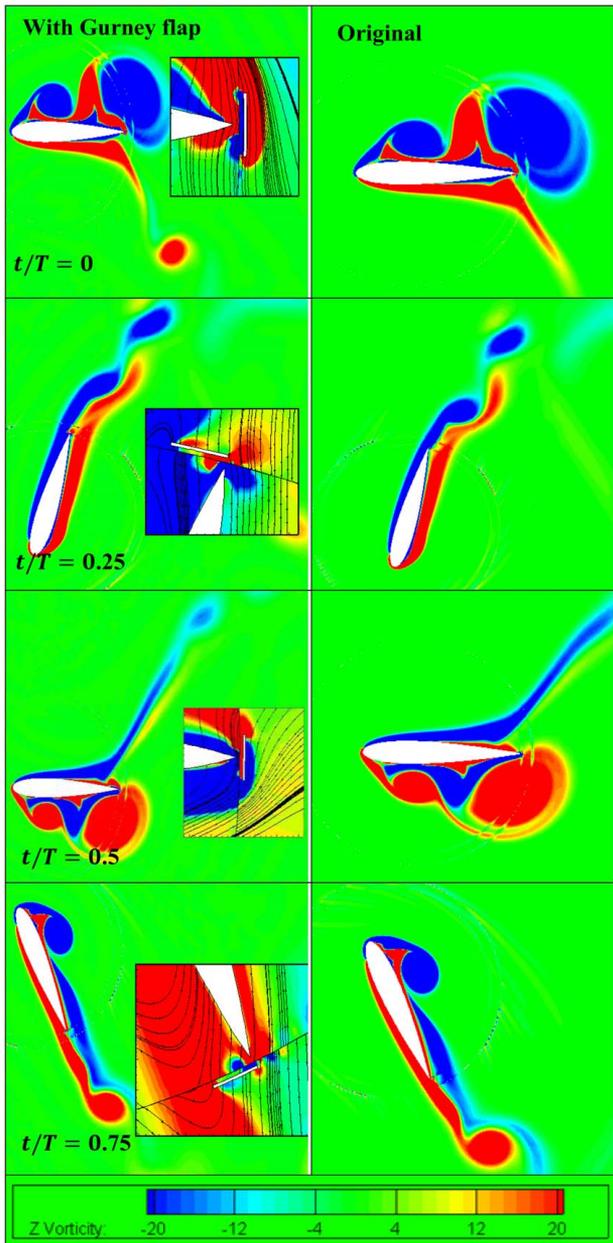


Fig. 10 Instantaneous vorticity contours over one pitching period at $S = 0.5$, $f^* = 0.14$, and $\theta_0 = 76.33$ deg

4 Results and Discussion

4.1 Grid Independency and Time-Step Sensitivity. In this section, the grid and time-step sensitivities are considered. Medium and fine grids are selected. The present medium grid has the same density as the grid used by Kinsey and Dumas [1]. Time-step size for the corresponding domain are 500/cycle, 1000/cycle, and 2000/cycle. The flapping cycle takes about 4.46 s. Figure 7 displays the instantaneous lift coefficient for the considered test during one flapping cycle. It is indicated that increasing the grid density and decreasing the time-step size lead to the same lift profile. The lift coefficients profiles are obtained with the medium grid and time-step equal to 1000/cycle are very similar to the lift coefficient of Kinsey and Dumas [1]. Figures 7 and 8 show that the model is independent in terms of mesh density and time sensitivity.

4.2 Mechanism of Performance Enhancement. The turbine overall efficiency can be affected by several factors. The leading

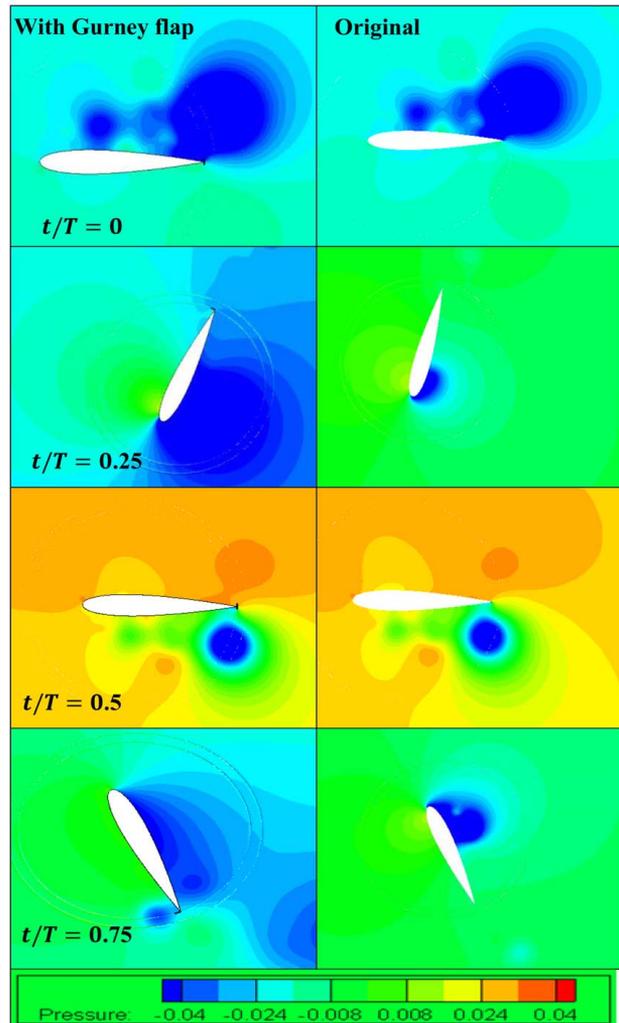


Fig. 11 Instantaneous pressure contours over one pitching period at $S = 0.5$, $f^* = 0.14$, and $\theta_0 = 76.33$ deg

and trailing edge vortices behaviors involving their nature, their generation time, and expansion method are the most influencing phenomena. Cases with high efficiency can be determined by the examination of aerodynamic forces and the power extraction histories separately. The power extracted or consumed by the gurney flap should be included to form the total power extracted. As mentioned in Eq. (4), the total power is sum of the following quantities $L(t)\frac{dy(t)}{dt}$, $D(t)\frac{dx(t)}{dt}$, and $M(t)\frac{d\theta(t)}{dt}$ in addition to the flap power $M(t)_{\text{flap}}\frac{d\theta(t)}{dt}$. Figure 9 shows the evolution of these quantities separately, for the clean blade (original) and blade with oscillating flap at $f^* = 0.14$ and $\theta_0 = 76.33$ deg, respectively. It can be seen that the two power terms C_{Py} and $C_{P\theta}$ have positive contributions. The two quantities denote the action of lift and torque during the flapping cycle. At $t/T = 0.25$ and $t/T = 0.75$, C_{Py} reaches its highest values for both clean airfoil and flap airfoil cases. The contribution of the gurney flap is more pronounced at these two times due to the formation of large trailing edge vortex (TEV). The surging factor C_{Px} appears to have a negative value along the flapping cycle.

Figures 10 and 11 display, respectively, the vortices contours and the pressure distribution around the airfoil, which help to understand the evolution of aerodynamic forces during the flapping cycle. For the original case, a large LEV is being formed at $t = 0.5$, and then, it is interacted with the TEV at $t = 0.5$. The LEV signifies a suction zone, which in turn means a negative pressure that contributes to the lift enhancement during the plunging

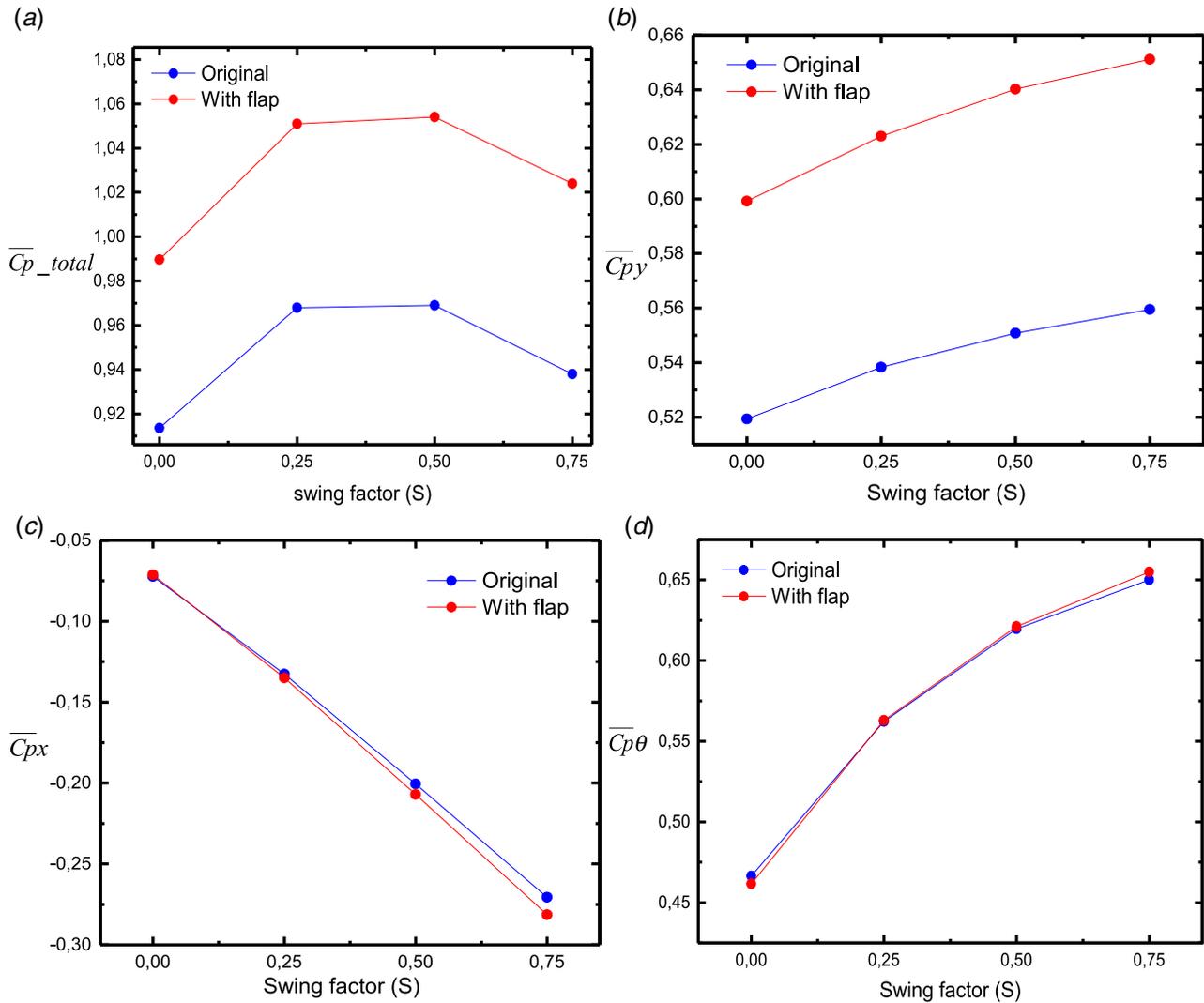


Fig. 12 Effect of swing factors on the mean output power at $f^* = 0.14$ and $\theta_0 = 76.33$ deg

stroke. The gurney flap gives rise to small vortex that changes the mode of interaction between the LEV and TEV. Figure 11 depicts a comparison between a natural pressure distribution and a corrected pressure distribution. It can be seen that the gurney flap generates small suction zone at the blade trailing edge; this zone coheres with the large suction zone at the leading edge, which ensures a depression along the turbine blade. In the original case, the suction zone is installed at the first half of the blade, which produces lower lift force.

4.3 Effect of Swing Factors. Figures 12(a)–12(d) display separately the mean power coefficients versus the swing factors of the original and controlled case at $f^* = 0.14$ and $\theta_0 = 76.33$ deg. It can be seen that the best output power is recorded for swing factor $S = 0.5$. At $S = 0.75$, the total power extracted C_{Pt} is reduced due to the undesirable contribution of the surging power coefficient C_{px} that causes energy consumption. This energy consumption is due to the large drag force produced by trailing edge vortex. In contrast to the conventional flapping turbine, in swing arm turbine, $C_{p\theta}$ is a positive contributor. It can be seen that as the swing factor increases, the power coefficient $C_{p\theta}$ increases. The two quantities C_{px} and $C_{p\theta}$ have very similar profile for both of the original and with gurney flap cases. This means that C_{py} is the influencing factor in the turbine efficiency improvement.

4.4 Effect of Flap Pitching Angle. In this section, three pitching angles of 1.5 deg, 3 deg, and 4.5 deg are investigated. The corresponding arc length for each angle is $L = c/3 \times \theta_1$, where c denotes the airfoil cord. Figures 13(a)–13(e) display separately the effect of pitching angle on the time-varying output power coefficients. It can be seen that C_{py} increases by the increase of the pitching angle, and this behavior is attributed to the fact that oscillating flap is able to boost the section zone along airfoil surface during both up stroke and down stroke portions. It can be understood also that the gurney flap is able to extract power independently to the turbine main airfoil (Fig. 13(b)), which means that the best overall output power will be recorded at $\theta_1 = 4.5$ deg. As the pitching angle increases, the gurney flap generates large drag force due to the produced large trailing edge vortex. This behavior increases the peak of C_{px} from 3.99 to 4.9 at $\theta_1 = 1.5$ deg and $\theta_1 = 4.5$ deg, respectively (Fig. 13(c)). The net power extraction coefficient (C_{Pt}) increases with the increasing of θ_1 due to two positive contributions of $C_{p\theta}$ and $C_{p\theta_flap}$. This revealed that the oscillating gurney flap could act as the individual flapping turbine with modified trajectory.

Figure 14 displays the mean power coefficients versus the pitching angle. It is indicated that the mean $C_{p\theta_flap}$ coefficient fluctuates around zero due to its small surface compared to airfoil surface. The mean C_{px} coefficient varied from -0.2 to -0.3 at $\theta_1 = 1.5$ deg and $\theta_1 = 4.5$ deg, respectively. C_{py} and $C_{p\theta}$ coefficients start from 0.65 at $\theta_1 = 1.5$ deg, and then C_{py} increases to 0.8 at $\theta_1 = 4.5$.

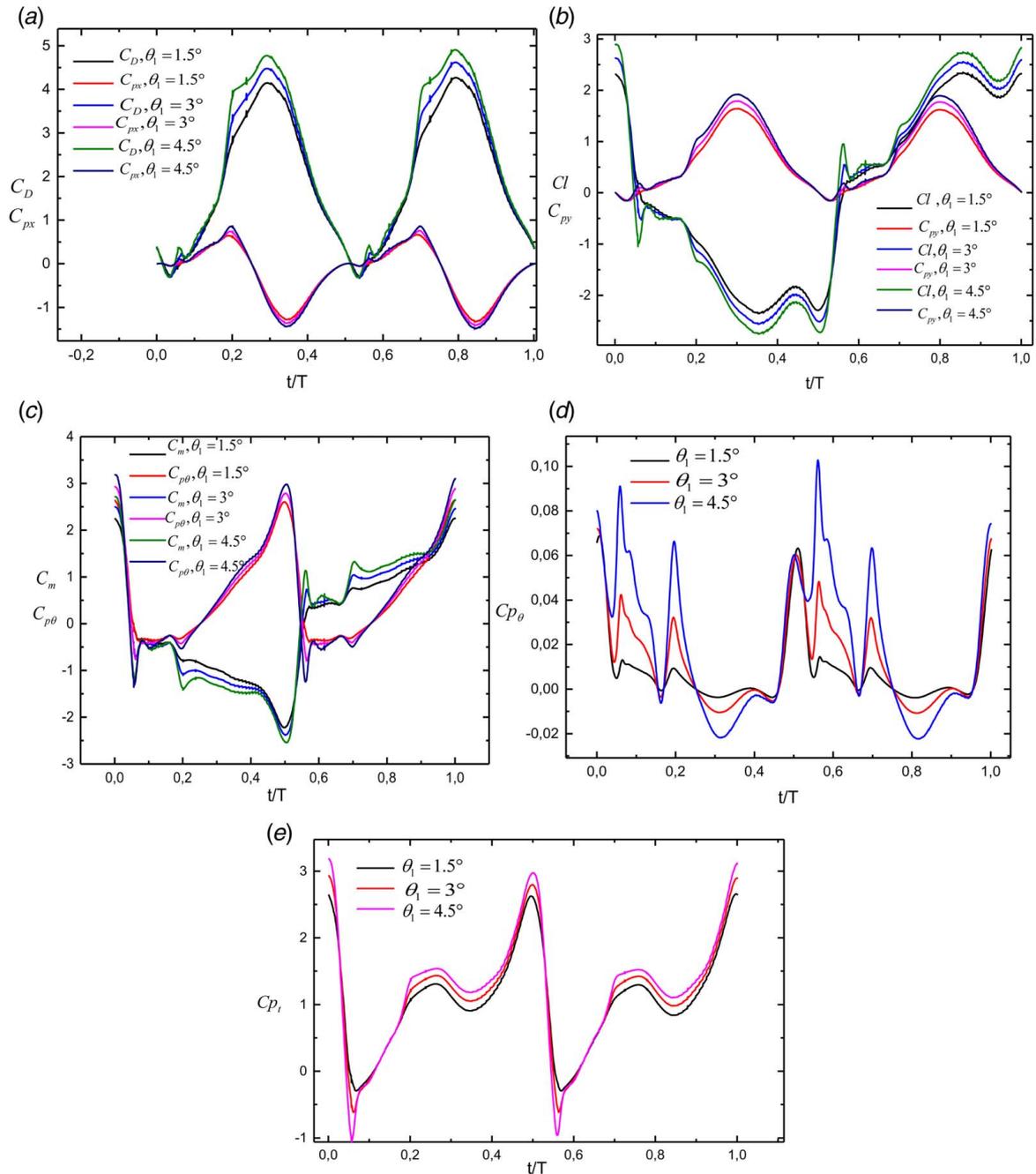


Fig. 13 Time growth of (a) lift coefficient (C_l) and power extraction coefficient (C_{P_x}), (b) torque coefficient (C_m) and power coefficient (C_{P_θ}), (c) drag coefficient (C_D) and power extraction coefficient (C_{P_x}), (d) power coefficient (C_{P_θ}) by the gurney flap, and (e) net power extraction coefficient including flap power input (C_{P_t}) at $S=0.5$, $f^*=0.14$, and $\theta_0 = 76.33$ deg

5 Conclusions

In this study, the energy extraction using swing arm turbine was considered. The swing arm turbine has specific motion pattern. The pure translation motion in the conventional flapping turbines is changed by swing arm rotation. The flow across the turbine is resolved using CFD method. The flow near turbine blade is controlled using the oscillating flap. The effects of the swing factor and the flap pitching angle were investigated. By analyzing the numerical results, the following points were drawn:

- For both the clean blade (original) and the blade with oscillating, the two power coefficients C_{P_y} and C_{P_θ} have positive

contributions. The two quantities denote the action of lift and torque during flapping cycle.

- The gurney flap contribution is more pronounced at $t/T=0.25$ and $t/T=0.75$ due to the large trailing edge vortex formation.
- The surging factor C_{P_y} appears as a negative contributor along the flapping cycle.
- The best output power has been recorded for the swing factor of $S=0.5$ and $S=0.75$, the total power extracted C_{P_t} has been reduced due to the adverse contribution of the surging power coefficient C_{P_x} .
- The net power extraction coefficient (C_{P_t}) increases with the increasing of θ_1 due to the positive contributions of C_{P_θ} and $C_{P_\theta_flap}$.

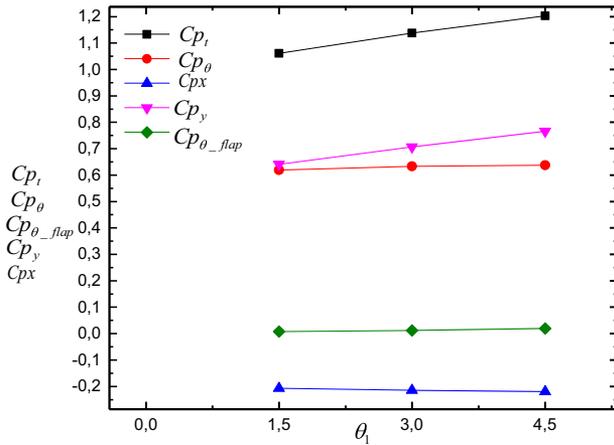


Fig. 14 Effect of pitching angle on the mean output powers at $S = 0.5$, $f^* = 0.14$, and $\theta_0 = 76.33$ deg

Nomenclature

- c = chord length (m)
 f = flapping frequency (1/s)
 R = swing arm length (radius)
 S = swing factor
 h_0 = nondimensional plunging amplitude (h/c)
 C_M = airfoil pitching moment coefficient, $\frac{M}{1/2\rho U_\infty^3 C^2}$
 C_{Mflap} = flap pitching moment coefficient
 C_{Pflap} = flap aerodynamic power coefficient, $\frac{P_{flap}}{1/2\rho U_\infty^3 C}$
 \bar{C}_{P_t} = aerodynamic power coefficient, $\frac{P_t}{1/2\rho U_\infty^3 C}$
 \bar{C}_{P_y} = power coefficient due to plunging, $\frac{P_y}{1/2\rho U_\infty^3 C}$
 \bar{C}_{P_θ} = power coefficient due to pitching, $\frac{P_\theta}{1/2\rho U_\infty^3 C}$
 \bar{C}_{P_x} = power coefficient due to stroke deviation, $\frac{P_x}{1/2\rho U_\infty^3 C}$
 $P_\theta(t)$ = power extracted by pitching motion (N/m^2)
 $P_h(t)$ = power extracted by plunging motion (N/m^2)
 $V_{eff}(t)$ = effective upstream velocity (m/s)
 $V_x(t)$ = airfoil velocity in X direction (m/s)
 $V_y(t)$ = airfoil velocity in Y direction (m/s)
 f^* = nondimensional frequency, $\frac{f c}{U_\infty}$
 $h(t)$ = plunge amplitude of the airfoil pivot point (m)
 Re = Reynolds number based on chord, $\frac{\rho U_\infty c}{\mu}$
 CD = airfoil drag coefficient, $\frac{D}{1/2\rho U_\infty^2 C}$
 CL = airfoil lift coefficient, $\frac{L}{1/2\rho U_\infty^2 C}$
 $D(t)$ = drag force (N)
 $L(t)$ = lift force (N)
 $M(t)$ = pitching moment on the airfoil (N m)
 $\alpha(t)$ = effective angle of attack (deg)
 α_{max} = maximum effective angle of attack (deg)
 $\theta(t)$ = airfoil instantaneous angle (deg)

- θ_0 = pitching amplitude (deg)
 θ_1 = flap pitching amplitude relative to trailing edge tip (deg)
 $\dot{\theta}$ = angular velocity of the airfoil (rad/s)
 ϕ = phase angle between the pitching and plunging motions (deg)
 ϕ_{flap} = phase angle between airfoil pitching and flap pitching (deg)
 χ = feathering parameter

References

- [1] Kinsey, T., and Dumas, G., 2008, "Parametric Study of an Oscillating Airfoil in a Power-Extraction Regime," *AIAA J.*, **46**(6), pp. 1318–1330.
- [2] Ashraf, M. A., Young, J., Lai, J. C. S., and Platzer, M. F., 2011, "Numerical Analysis of an Oscillating-Wing Wind and Hydropower Generator," *AIAA J.*, **49**(7), pp. 1374–1386.
- [3] Wu, J., Chen, Y., Zhao, N., and Wang, T., 2016, "Influence of Stroke Deviation on the Power Extraction Performance of a Fully-Active Flapping Foil," *Renewable Energy J.*, **94**(1), pp. 440–451.
- [4] Wang, Y., Sun, X., Huang, D., and Zheng, Z., 2016, "Numerical Investigation on Energy Extraction of Flapping Hydrofoils With Different Series Foil Shapes," *J. Energy*, **112**, pp. 1153–1168.
- [5] Teng, L., Deng, J., Pan, D., and Shao, X., 2016, "Effects of Non-Sinusoidal Pitching Motion on Energy Extraction Performance of a Semi-Active Flapping Foil," *Renewable Energy J.*, **85**(1), pp. 810–818.
- [6] McKinney, W., and DeLaurier, J., 1981, "Wingmill: An Oscillating-Wing Windmill," *J. Energy*, **5**(2), pp. 109–115.
- [7] Rodríguez-Hidalgo, M. C., Rodríguez-Aumente, P. A., Lecuona, A., Gutiérrez-Urueta, G. L., and Ventas, R., 2011, "Flat Plate Thermal Solar Collector Efficiency: Transient Behavior Under Working Conditions. Part I: Model Description and Experimental Validation," *Appl. Thermal Eng. J.*, **31**(14–15), pp. 2394–2404.
- [8] Bait, O., 2019, "Exergy, Environ–Economic and Economic Analyses of a Tubular Solar Water Heater Assisted Solar Still," *J. Cleaner Prod.*, **212**(1), pp. 630–646.
- [9] Xiao, Q., Liao, W., Yang, S., and Peng, Y., 2012, "How Motion Trajectory Affects Energy Extraction Performance of a Bio mimic Energy Generator With an Oscillating Foil," *Renewable Energy J.*, **37**(1), pp. 61–75.
- [10] Jones, K. D., Lindsey, K., and Platzer, M. F., 2003, "An Investigation of the Fluid-Structure Interaction in an Oscillating-Wing Micro-Hydropower Generator," *Fluid Structure Interaction*, 2nd ed., C. A. Brebbia, D. Almorza, and R. Gonzalez-Palma, eds., WIT Press, Southampton, UK, pp. 73–82.
- [11] Liu, W., Xiao, Q., and Cheng, F., 2013, "A Bio-Inspired Study on Tidal Energy Extraction With Flexible Flapping Wings," *Bioinspiration Biomimetics J.*, **8**(3), p. 36011.
- [12] Hoke, C. M., Young, J., and Lai, J. C. S., 2015, "Effects of Time-Varying Camber Deformation on Flapping Foil Propulsion and Power Extraction," *J. Fluids Struct.*, **56**(1), pp. 152–176.
- [13] Wu, J., Wu, J., Tian, F.-B., Zhao, N., and Li, Y.-D., 2015, "How a Flexible Tail Improves the Power Extraction Efficiency of a Semi-Activated Flapping Foil System: A Numerical Study," *J. Fluids Struct.*, **54**(1), pp. 886–899.
- [14] He, X., Wang, J., Yang, M., Ma, D., Yan, C., and Liu, P., 2016, "Numerical Simulation of Gurney Flap on SFYT15thick Airfoil," *Theoretical Appl. Mech. Lett. J.*, **6**(6), pp. 286–292.
- [15] Bianchini, A., Balduzzi, F., Di Rosa, D., and Ferrara, G., 2019, "On the Use of Gurney Flaps for the Aerodynamic Performance Augmentation of Darrieus Wind Turbines," *Energy Convers. Manage. J.*, **184**(1), pp. 402–415.
- [16] Zhu, H., Hao, W., Li, C., and Ding, Q., 2019, "Numerical Study of Effect of Solidity on Vertical Axis Wind Turbine With Gurney Flap," *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, **186**(1), pp. 17–31.
- [17] Chen, D., Dong, H. A. N., and Lei, Y. U., 2018, "Performance Analysis of Variable Speed Tail Rotors With Gurney Flaps," *Chinese J. Aeronaut.*, **31**(11), pp. 2104–2110.
- [18] Wang, J. J., Li, Y. C., and Choi, K.-S., 2008, "Gurney Flap—Lift Enhancement, Mechanisms and Applications," *Progress Aerosp. Sci. J.*, **44**(1), pp. 22–47.
- [19] Myose, R., Papadakis, M., and Heron, I., 1998, "Gurney Flap Experiments on Airfoils, Wings, and Reflection Plane Model," *J. Aircraft*, **35**(2), pp. 206–211.
- [20] Li, Y., Wang, J., and Zhang, P., 2002, "Effects of Gurney Flaps on a NACA0012 Airfoil," *Flow Turbulence Combustion J.*, **68**(1), pp. 27–39.
- [21] Liu, T., and Montfort, J., 2007, "Thin-Airfoil Theoretical Interpretation for Gurney Flap Lift Enhancement," *J. Aircraft*, **44**(2), pp. 667–671.
- [22] Zhu, B., Huang, Y., and Zhang, Y., 2018, "Energy Harvesting Properties of a Flapping Wing With an Adaptive Gurney Flap," *Energy J.*, **152**(1), pp. 119–128.
- [23] Bouzaher, M. T., Drias, N., and Guerira, B., 2019, "Improvement of Energy Extraction Efficiency for Flapping Airfoils by Using Oscillating Gurney Flaps," *Arabian J. Sci. Eng.*, **44**(2), pp. 809–819.