République Algérienne démocratique et populaire

Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

Université YAHIA FARES de Médéa

Mémoire de fin d'étude

Pour l'obtention du diplôme de Master En Génie Mécanique

option conception mécanique

Théme

Etude de l'écoulement laminaire autour d'un solide soumis à un mouvement vibratoire imposé

Proposé et dirigé par :

Mr.YOUNSI Abdelhakim

Pr.ABDELLAH EL-HADJ A

Présenté par:

M^elle MAHDAD Zehor

M^elle SAKHRI Hala .

Promotion: 2014-2015

Remerciement

Avant tout nous remercions ALLAH le tout puissant de nous avoir donnée autant de courage et de volonté pour la réalisation de ce travail.

Nous tenons à exprimé notre gratitude à notre promoteur Pr ABDELLAH EL –HADJ Abdallah et Mr YOUNSI qui a été toujours prés de nous, pour nous avoir dirigé et conseillé.

Ainsi que tous nos enseignants qui nous suivions pendant nos études de primaire, moyenne, secondaire et universitaire.

Toutes les personnes qui ont participé de loin ou de prés pour la réalisation de ce travail.

HALA et ZEHOR



0 220406
119022

Dédicace

Avec toute sincérité et modestie, et à la fin de notre étude, on tient à dédier ce modeste travail .

Nos plus grands amours après Allah et son prophète, Aux prunelles de nos yeux : « nôtres chères parents » qui ont toujours veillés sur nous et sur notre avenir Nos chers frères

Nos chères soeurs

Et toute la famille

A nos chères amies

Sans oublier la promotion de génie Mécanique de 2015

Hala et Zehor

NOMENCLATURE

c *:* corde de la section du profile (m).

c_d*:* Coefficient de de traînée.

c_l*:* coefficient de portance .

dt *:* le pas de temps.

f *:* fréquence (HZ).

IFS: interaction fluide-structure .

h*(t):* l'amplitude du plongement.

h_a*:* l'amplitude instantané .

k*:* la fréquence réduit.

p*:* pression.

Re*:* nombre de Reynolds.

T*:* période.

t*:* temps.

u_{ref}: vitesse de référence.

u,v,w sont les vitesses suivants x, y et z.

x,y,z: les coordonnées cartésiennes.

α*:* angle d'attaque.

α_0*:* angle d'attaque initial.

α_a*:* l'amplitude du tangage.

φ*:* la différence de phase entre le mouvement.

μ*:* viscosité moléculaire.

υ*:* viscosité cinématique .

ρ*:* la densité

MAV: Micro Air Vehicul**.**

RESUME

Dans la première partie de notre étudie, on a étudié le comportement aérodynamique de l'écoulement du fluide autour d'un ellipse dans le cas horizontale et incliné avec des Re=100,250,500,1000 et 2000.L'effet de la variation du nombre de Reynolds sur l'évolution des coefficients de traînée et de portance est analysé. Dans la de deuxième partie, on a étudieL'interaction fluide-structure pour un mouvement autour d'un aile battant. Cette étude va nous servir a comprendre le vol des insectes et des oiseaux et peuvent nous aider à améliorer la conception des micro-véhicules aériens (MAV's).on s'intéresse sur le mode de vol stationnaire (water treading) pour Re=100.Pour résoudre les équation de Navier-stocks ,nous avons utilisé un logiciel commercial appelé ANSYS , qui basé sur la méthode des éléments finis. Les coefficient de trainée et de portance sont constantes pour différents nombre de Reynolds pour le cas ellipse horizontal et périodique pour le cas incliné. Pour le cas du mode "water treading", le modèle de l'interaction fluide-structure a bien simulé le comportement réel des ailes batant.

الملخص

في هذه الدراسة هدفنا الرئيسي هو دراسة السلوك الحركي الهوائي لتدفق السوائل حول حاجز ذو شكل بيضاوي أفقي و مائل مع تغيير عدد Reynolds (100.250.500.1000.2000) و هذا لمعرفة تأثير هذا العدد و شكل الحاجز على معاملات الرفع و السحب .و أيضا درسنا تأثير الاهتزازات على الحركة الهوائية و التي غالبا ما الطيور أو الطائرات الصغيرة تستعمل هذا النوع من الحركة.من اجل فهم تأثير رفرفة الأجنحة على ديناميكية السوائل قمنا بدراسة نوع من حركة الخفق water treading في هذه المذكرة عند عدد Reynolds (100).لحل معادلات Navier-stocks استعملنا برنامج اسمه ANSYS الذي يعتمد على طريقة العنصر المحدود في حله لهذه المعادلات. تكون معاملات الرفع والسحب ثابتة من اجل مختلف لعداد Reynolds في حالة الحاجز أفقي.ودورية في حالة الحاجز مائل.في حالة وضع (water treading) نموذج للتفاعل السائل هيكل تمت محاكاة السلوك الفعلي لرفرفة الاجنحة.

ABSTRACT

This study, our main goal is studying the aerodynamic behavior of the fluid flow around an ellipse in the horizontal and inclined case with Re 100 .250.500.1000.2000. This is to see the effect of the number and the surface shape of the ellipse on the lift coefficient and drag.

And also we studied the influence of the vibratory motion of a wing on aerodynamics Often this type of movement used by birds and insects.

These studies can help us improve the design of micro air vehicles (MAVs).

For flapping wings, efforts are made to improve our understanding of the physics of unstable fluid on the lift generating mechanism with a small number of reynolds.

thesis focuses on hover mode (treading water) for Re = 100.

To solve the Navier-STOCKS, we used a commercial software called ANSYS, which based on the finite element method.

SOMMAIRE

INTRODUCTION

CHAPITRE 1

GENERALITE SUR LES ECOULEMEMT OUTOUR D'INSECT

1.2.Le vol stationnaire ……..…..01

1.2. Observations et approche théorique……..…..….04

1.2.1 Le clap and fling…….....…..04

1.3 Les écoulements autour d'obstacles……..……07

1.4. Notions aérodynamique……..…….09

1.4.1 Forces aérodynamique…….……10

1.4.1.1.Le coefficient de traînée……..……10

1.4.1.2. Le coefficient de portance……..10

CHAPITRE 2

FORMULATION MATHEMATIQUE

2.1. Equations gouvernantes ……...11

2.1.1. Equations de transport……...…….11

a) Equation de continuité …….……...11

b) Equations de quantité de mouvement (de Navier Stokes)……11

2.2. La méthode de résolution pour le fluide…….....12

CHAPITRE 3

METHODOLOGIE

3.1 la cinématique de vol stationnaire utilisé par les flyers Naturel…….……18

3.2 Cinématique de Mode "water treading"……..19

3.3 Les paramètres utilisés dans cette étude……..21

CHAPITRE 4

RESULTATS ET DISCUSSION

4.1 Ecoulement autour d'obstacle avec l'aile fixe……..……28

4.1.1Cas d'une ellipse horizontale ……..……..…….28

4.1.2 Le cas d'une ellipse inclinée…….…….30

4.2 Le cas d'interaction fluide-structure (Mode "water treading")……...…40

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVE. 7

REFERENCE .

Listes des figures

Figure 1.1 : – Angle β repérant la position du plan de battement (stroke plane) .

Figure 1.2 : – Comparaison entre une aile de pélican (à droite en bas) et une aile de colibri (à droite en haut), échelle non respectée[6].

Figure 1.3 : – Mécanisme de clap and fling [9].

Figure 1.4 : – Mécanisme de flip chez la guêpe Encarsia formosa [9].

Figure 1.5 :les différents types d'écoulements autour d'un cylindre .

Figure1.6 : Ligne de courant et photo pour un Reynolds égale 1 [12]

Figure.1.8 : Coefficient de trainée [13].

Figure 3-1 : Dragonfly et Hummingbird en vol stationnaire

Figure 3-2 : les schémas de deux styles planant. A) vol stationnaire au moyen d'un plan horizontal. B) Planant utilisant un plan inclinée. (17)

Figure 3-3 : Schémas du mode "water treading" .

Figure 3.4 :la géométrie dans le cas d'un aile horizontale.

Figure 4.5 : la géométrie dans le cas d'un aile inclinée.

Figure 3-6 : maillage de l'aile horizontale (201*100)

Figure 3-7 : maillage de l'aile inclinée (200*80)

Figure 3.8: la géométrie dans le domaine fluide

Figure 3.9: : la géométrie dans le domaine solide.

Figure 3.10:maillage (201*100) du domaine fluide dans le cas IFS.

Figure 3.11:maillage du solide dans le IFS.

Figure 3.12:les conditions aux limites du domaine fluide.

Figure 3.13:le domaine solide(aile)

Figure 4.1 : l'évolution en fonction de nombre de Reynolds a) coefficient de trainée b) coefficient de portance.

Figure 4.2: Les lignes des courants dans cas ellipse horizontale pour Re=500

Figure 4.3:L'évolution en fonction du temps du coefficient de traînée et de portance àRe=100,(a)coefficient de portance ,(b) coefficient de traînée.

Figure 4.4:L'évolution en fonction du temps du coefficient de trainée et de portance à Re=250: (a) Coefficient de portance , (b) coefficient de trainée

Figure 4.5:L'évolution en fonction du temps du coefficient de trainéeet de portance à R=500:(a)coefficient de trainée ,(b)coefficient de portance .

Figure 4.6 : Les lignes des courants pour(Re=100)dans le cas ellipse incliné.

Figure 4.7: Les lignes des courants pour(Re=250)dans le cas ellipse incliné.

Figure 4.8 : Les lignes des courants pour(Re=500) dans le cas ellipse incliné.

Figure 4.9 : les contours des vitesses et des pressions pour (Re=100,250,500)

dans le cas ellipse horizontale.

Figure 4.10 : les contours des vitesses et des pression pour (Re=100,250,500)

Figure 4.11:le coefficient de trainée pour le mode water treading, Re=100

Figure 4.12: le coefficient de portance pour le mode water treading, Re=100

Figure 4-13: les contours des pression
t=0.015,0.315,0.63,0.945,1.26,1.575,1.89,2.05,2.52,3.2

Figure 4-14 : les contours des vitesses dans "water treading pour Re=100 avec
t=0.015,0.315,0.63,0.945,1.26,1.575,1.89,2.05,2.52,2.3 avec Re=100

Listes des tableaux

Tableau (3.1): les deux cas étudiés.

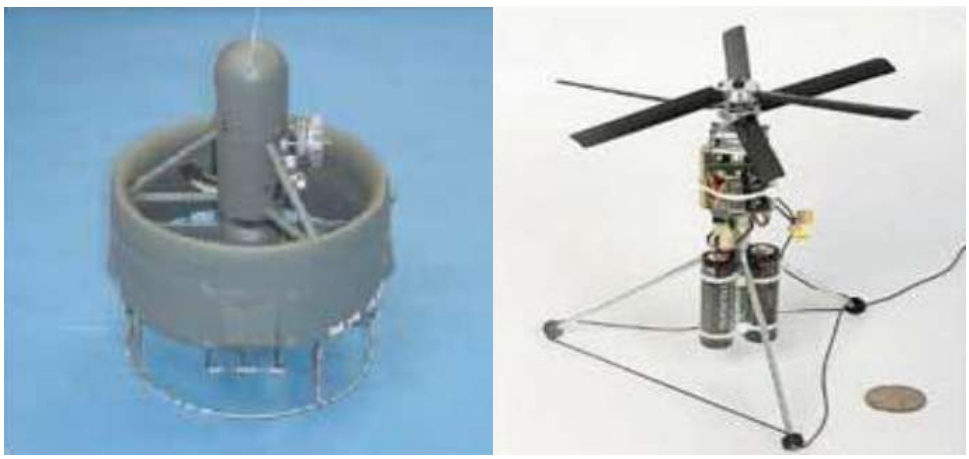
Tableau 4.1: Les valeurs de coefficient de traînée et coefficient de portance dans le cas ellipse horizontale

Tableau 4.2:Les paramètres utilisé pour le mode " water treading "

Introduction

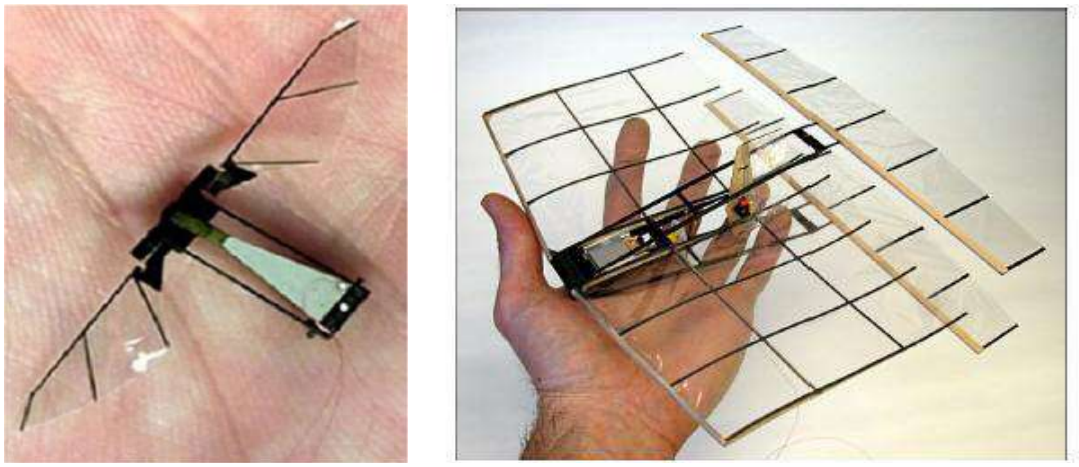
Le domaine des micros drones (engins volants autonomes, d'une envergure inférieure à 15 cm) est aujourd'hui en plein essor, du fait des nombreux intérêts que ceux-ci offrent dans les domaines de l'observation ou de la reconnaissance. Trois principaux concepts ont été étudiés jusqu'à présent : les micros drones à hélice fixe (de type avion), les micros drones à hélice tournante (de type hélicoptère) et tout particulièrement ces dernières années les micros drones à aille battante, qui s'inspirent naturellement du vol des oiseaux ou des insectes. Ce dernier concept présente d'importants avantages vis-à-vis des deux autres :

D'une part, contrairement aux hélices fixes, un engin à ailes battantes pourrait accomplir un vol stationnaire ou à basses vitesses, à la manière des insectes ou du colibri (ou oiseau-mouche, seul oiseau capable de vol stationnaire maîtrisé). Cette caractéristique se révèle particulièrement utile pour des utilisations aussi bien civiles (surveillance de feux de forêts, du trafic routier, inspection d'ouvrages d'art) que militaires (missions à l'intérieur de bâtiments). D'autre part, un micro drone à hélice tournante présente un spectre acoustique fortement marqué par la présence de la fréquence de rotation des pales. Au contraire, le spectre d'un engin à ailes battantes se révèle beaucoup plus diffus, garantissant ainsi Une plus grande discrétion, ce qui représente un autre avantage certain pour les missions militaires de reconnaissance ou de surveillance.



(a) (b)

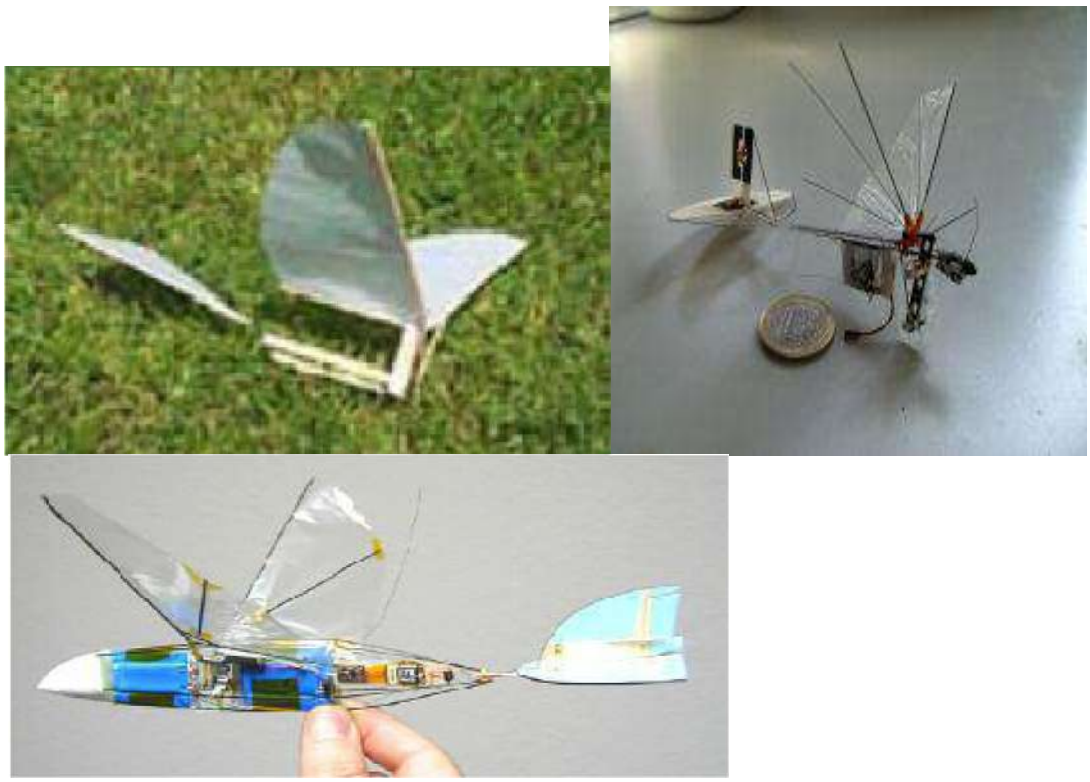
Figure 1 : de MAV à hélice tournante: (a) Micro-Craft istar [1], et (b) Micro [1].



(a) (b)

Figure 2 : de MAV à ailes battantes base insectes: (a) NPS avec mécanisme clap-fling[2], et (b) entomopter [2].

(a) (b)



(C)

Figure 3:les MAVs à ailes battantes aviaires à base: (a) Microbat [1], (b) DelFly Micro [3], (c) Ornithopters [1].

Dans ce mémoire, on a étudie deux cas d'écoulement. Le premier cas est l'écoulement d'air autour d'un aile fixe (horizontal et incliné).Le deuxième cas est l'écoulement d'air autour d'aile battant. Nous avons utilisé la méthode des éléments finis pour résoudre numériquement les équations de Naver-stokes , par le logicielle ANSYS CFX .

Ce travail comprend une introduction et quatre chapitres répartis comme suit :

Le premier chapitre comporte des généralités sur les écoulements autour d'insecte.

Dans le deuxième chapitre, nous exposons la formulation mathématiques régissante notre problème .

Ensuite dans le troisième chapitre, on a présente la méthodologie de la résolution numérique du système des équations.

Dans le quatrième chapitre, nous avons représenté les déférant résultats simulés et on discuté les déférentes aspects et paramètres associés.

Finalement, on termine le travail par une conclusion et expositions des perspectives**.**

Dans ce chapitre nous présentons des généralités sur le vol autour d'insectes .d'autre part, on donnera un aperçu sur les écoulements autour d'obstacle.

1.1 Le vol stationnaire :

Tous les animaux volants n'ont pas la possibilité de faire du vol stationnaire. Une première approche séparerait grossièrement les insectes qui en sont capables des oiseaux. Ce dernier ordre peut lui même être subdivisé suivant le type de vol : les plus gros oiseaux, tels les rapaces ou les grands oiseaux de mer, effectuent la majorité de leur vol en planant, c'est-à-dire que les ailes restent fixes et s'appuient sur les courants ascendants pour gagner de l'altitude. Certaines espèces sont d'ailleurs incapables, de par leur masse, de décoller du sol, et il leur est nécessaire de plonger depuis une falaise ou un arbre puis d'effectuer une ressource pour prendre leur en vol [4]. Les plus petits oiseaux, tels les passereaux, ont quant à eux un vol qui alterne très rapidement des phases de battement d'ailes et des phases « propulsées » durant lesquelles l'oiseau garde ses ailes rabattues le long du corps et utilise son inertie pour avancer tout en réduisant sa traînée aérodynamique. Entre ces deux extrêmes, on trouve la quasi-totalité de l'ordre, qui bat ses ailes régulièrement à fréquence moyenne dans un plan proche de la verticale.

Cette classification simpliste serait bien évidemment à nuancer : d'une part certains oiseaux sont capables de vol stationnaire : on voit ainsi des espèces de rapaces rester plusieurs secondes en vol stationnaire, que ce soit en vol contre le vent (il ne s'agit dans ce cas que d'un vol stationnaire relativement au sol) ou bien pour repérer une proie avant de fondre sur celle-ci, comme le balbuzard pêcheur (Pandion haliastur) [5]. Plus remarquable est la famille des trochilidés, comprenant le colibri ou oiseau-mouche : il s'agit en effet de la seule espèce d'oiseau capable d'effectuer un vol stationnaire stabilisé, par exemple pour se nourrir du nectar de fleur en fleur [6].

D'autre part certains insectes n'accomplissent pas de vol stationnaire au sens strict du terme, mais oscillent très rapidement autour d'un point fixe. À l'échelle d'un observateur humain, ce type de vol pourra tout de même être considéré comme stationnaire. Enfin, des animaux autres que les oiseaux ou les insectes peuvent voler : ainsi la chauve-souris, qui est le seul mammifère ailé et qui est capable qui plus est de courtes phases de vol stationnaire.

L'exocet (Exocoetus voletants) ou poisson volant est également capable de voler hors de l'eau sur de très courtes distances, bien que ce vol s'apparente en réalité plus à une trajectoire balistique.

Une distinction supplémentaire pourrait être réalisée au sein même des espèces capables de vol stationnaire, et ce en fonction de la cinématique de battement. La différence se base sur l'angle _ entre le plan dans lequel battent les ailes et l'horizontale (voir fig. 1.1). Le type le plus couramment observé est le vol stationnaire où les ailes battent dans un plan horizontal, soit $\beta = 0°$. Ce type de vol pourra être qualifié de vol stationnaire normal, en référence à l'appellation normal hovering, introduite par Weis-Fogh en 1972 [7]. Il se caractérise également par une symétrie entre les battements montant (upstroke) et descendant (downstroke), l'intérêt étant de générer de la portance à l'aller comme au retour de l'aile. On comprend mieux dès lors pourquoi ce type de cinématique est privilégié dans la nature pour le vol stationnaire, qui nécessite une portance quasi-constante tout en limitant les déplacements du corps de l'animal. Par ailleurs, ce mouvement symétrique nécessite que le profil de l'aile le soit également : l'aile se retourne en effet à la fin de chaque battement, et l'intrados1 devient l'extrados du battement suivant. On rencontrera donc en pratique pour ce type de vol des espèces munies de profils d'ailes minces, comme par exemple la plupart des insectes.

Une autre contrainte découle de ce retournement de l'aile : l'animal doit en effet être morphologiquement capable d'un tel mouvement. Chez la plupart des oiseaux, de limitations articulaires restreignent l'amplitude des mouvements de supination (rotation augmentant l'incidence) et de pronation (rotation diminuant l'incidence) de l'aile. Seul le colibri [6] possède un squelette lui permettant des mouvements combinés

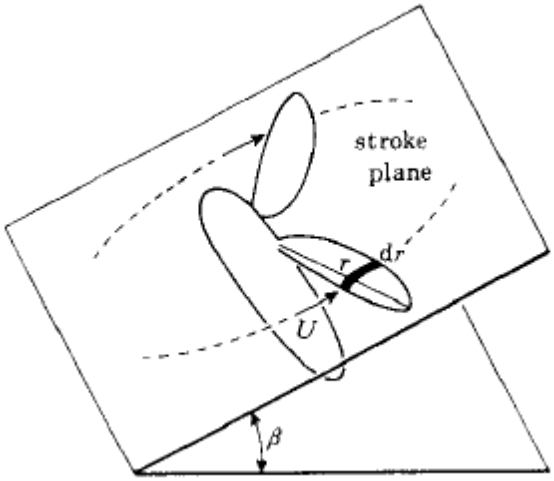


Figure : 1.1 – Angle β repérant la position du plan de battement (stroke plane) [8]

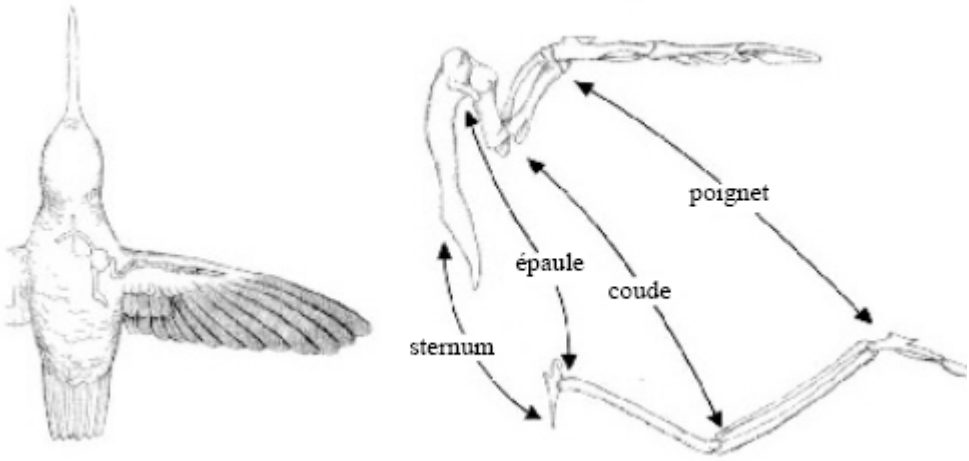


Figure : 1.2 – Comparaison entre une aile de pélican (à droite en bas) et une aile de colibri (à droite en haut), échelle non respectée [6]

de translation et de retournement de l'aile. En guise d'illustration, on a reproduit sur la figure 1.2, une comparaison entre les squelettes de l'aile d'un pélican et de celle d'un colibri.

On remarque que chez le premier, les trois segments composant l'aile, à savoir le bras, l'avant-bras et la main (par analogie avec l'anatomie humaine), sont clairement visibles.

De plus, les articulations joignant ces os donnent à l'aile toute sa flexibilité, mais la fine jointure de l'épaule l'empêche de faire des rotations d'amplitude importante. A contrario chez le colibri, les deux premiers segments sont quasi atrophiés en comparaison avec la main, qui constitue donc l'essentiel de l'aile et assure sa rigidité. Les articulations du coude et du

poignet sont figées, mais l'épaule, dont la structure s'avère beaucoup plus complexe que dans le cas des autres oiseaux, permet à l'aile des rotations suivant les trois axes par rapport au corps, et autorise en particulier des retournements complets de l'aile en fin de battement. De par cette analyse morphologique et cinématique, il apparaît donc que le vol du colibri se rapproche bien plus de celui des insectes que des autres oiseaux, d'où bien évidemment son surnom d'oiseau-mouche en français.

1.2. Observations et approche théorique

1.2.1 Le clap and fling

Weis-Fogh étendit ses travaux sur le vol stationnaire à d'autres animaux, parmi lesquels différentes espèces de chauves-souris, d'oiseaux, ainsi que des représentants des principaux ordres d'insectes : coléoptères (scarabées), lépidoptères (papillons), hyménoptères (guêpes, abeilles) et diptères (mouches, moustiques). L'objectif principal était de calculer les différentes grandeurs aérodynamiques (coefficients de portance, de traînée, nombre de Reynolds,. . .) ainsi qu'une estimation de la puissance consommée. La méthode appliquée est similaire aux études précédentes, à savoir une modélisation simplifiée du vol sous l'hypothèse aérodynamique stationnaire. Dans la plupart des cas, les résultats sont cohérents avec les mécanismes aérodynamiques stationnaires comme auparavant, sauf pour quelques espèces, notamment le papillon Pieris napi (piéride du navet), et la guêpe Encarsia formosa. Pour cette dernière, le coefficient de portance CL atteint une valeur de 3, ce qui est très au-dessus des valeurs ordinaires dans le cadre stationnaire. Il s'agit d'un insecte possédant deux paires d'ailes, mais les ailes avant et arrière sont solidarisées par un crochet à la manière des lépidoptères, ce qui fait qu'elles bougent ensemble comme une seule surface.

L'auteur évoque alors l'éventualité que les données morphologiques soient incorrectes ou bien que le modèle choisi soit mal adapté à cette espèce. Cette dernière hypothèse est appuyée par l'observation d'un phénomène particulier : à la fin de la remontée des ailes (upstroke), celles-ci se rejoignent en une sorte de claquement, dénommé clap par Weis-Fogh, et l'allure globale du mouvement s'éloigne d'une sinusoïde idéale du fait de la durée non négligeable de cette étape. Toutefois, même en corrigeant le modèle de mouvement, il ne serait pas possible selon l'auteur de descendre en-dessous de CL = 2, ce qui reste très élevé sous l'hypothèse d'effets aérodynamiques stationnaires.

Un observation plus détaillée de ce phénomène révèle qu'il est en réalité plus complexe qu'il n'y paraît. Après cette phase de claquement qui voit les extrémités des ailes se toucher complètement, le battement suivant débute par une « ouverture » de celles-ci à la manière d'un livre, l'axe longitudinal des ailes arrières représentant le dos du livre. La succession du clap et de ce mouvement dénommé fling est représenté sur la figure 1.3

À l'aide d'une analyse image par image des mouvements de battement, corrélée à un enregistrement de l'évolution de la position verticale de l'insecte (montée ou descente),

Weis-Fogh veut alors mettre en évidence un lien entre certaines phases du mouvement et la génération instantanée de portance. Il mesure alors la durée du fling, soit 0,1 ms

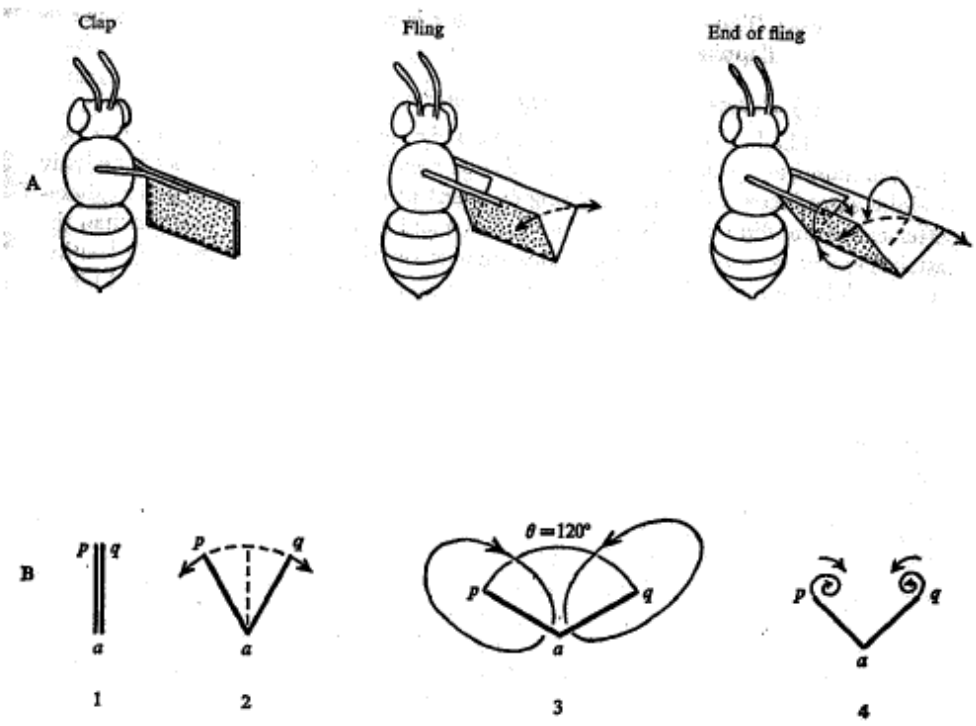


Figure : 1.3 – Mécanisme de clap and fling [9]

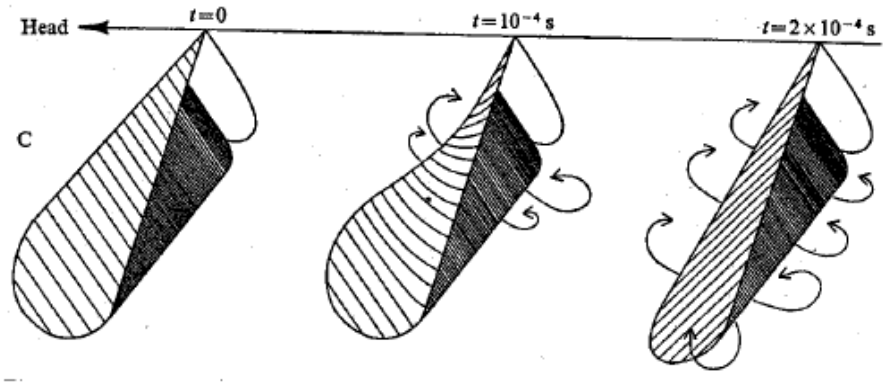


Figure : 1.4 – Mécanisme de flip chez la guêpe Encarsia formosa [9]

Les 2,5 ms que dure une période complète de battement), et note que celui-ci s'accompagne d'une montée importante de l'insecte. Il en conclut donc que cet effet est en lui-même générateur d'une certaine portance, phénomène qui n'a jamais été rencontré jusqu'à présent, dans le cadre stationnaire en particulier. L'explication suivante est alors proposée :

Lors de la séparation des ailes, l'air s'engouffre dans l'espace ainsi créé, et la circulation aérodynamique peut alors s'établir immédiatement dès la séparation des ailes, sans avoir à attendre de parcourir une certaine distance (effet Wagner). Cela suppose toutefois que la couche limite soit suffisamment mince pour ne pas gêner cet effet. L'épaisseur de celle-ci en fonction du temps peut-être modélisée de la façon suivante :

$$\boldsymbol{\delta} = \sqrt{\nu t}$$

Où ν est ici la viscosité cinématique de l'air. D'après les enregistrements, le fling dure au plus 3.10−4 s, ce qui correspond à une épaisseur maximale de 65 µm, une quantité qui reste négligeable au vu des dimensions des ailes. Une estimation grossière du nombre de Reynolds montre que celui-ci est plus important au tout début de l'ouverture des ailes, ce qui dans ce cas favoriserait l'apparition des structures tourbillonnaires ad hoc. Une hypothèse supplémentaire est même avancée, selon laquelle les fins poils qui bordent l'aile serviraient entre autres à empêcher ou à retarder l'apparition de tourbillons au bord de fuite, qui dissiperaient une partie de la circulation. D'autres espèces sembleraient utiliser ce mécanisme de fling pour prendre leur envol, par exemple les papillons, dont les ailes sont souvent jointes lorsqu'ils sont au repos, et peut-être même les pigeons, idée avancée par l'auteur étant donné le claquement sonore de leurs ailes lorsqu'ils prennent leur envol précipitamment.

Avec plus de circonspection, Weis-Fogh évoque enfin l'éventualité d'un autre nouveau mécanisme dénommé flip, qui se manifeste notamment toujours chez la guêpe Encarsia formosa ainsi que chez la sous-famille de diptères Syrphinae. Il s'agit d'une rotation de l'aile autour de son axe longitudinal, intervenant vers le milieu du battement ($\gamma = \pi/2$).

Cette rotation est initiée par un mouvement du bord d'attaque et, du fait de la flexibilité de l'aile chez de nombreuses espèces, le bord de fuite ne suit pas immédiatement ce mouvement entraînant ainsi une déformation antéropostérieure de l'aile comme représenté

sur la figure 1.4. Chez les insectes présentant deux paires d'ailes rigides et rapprochées, comme c'est notamment le cas chez Encarsia formosa, un phénomène similaire peut avoir lieu, l'aile arrière jouant le rôle de partie flexible. Dans les deux cas, l'intérêt est de nouveau de générer une circulation instantanée et donc une portance supplémentaire.

Weis-Fogh a donc franchi un pas dans l'étude du vol animal : auparavant, la tendance était de montrer que celui-ci pouvait être expliqué entièrement ou presque par des mécanismes aérodynamiques stationnaires, sans exclure la présence éventuelle d'effets instationnaires localisés. La nouvelle voie qu'il emprunte pose désormais ces effets instationnaires au centre des considérations : il prend exemple sur les plus petites espèces d'insectes, chez lesquelles une aile se résume uniquement à une tige souple bordée de minuscules poils, pour montrer que l'aérodynamique stationnaire classique trouve ici une de ses limites.

1.3 Les écoulements autour d'obstacles

Les écoulements des fluides autour d'obstacles sont des problèmes classiques bien connus en mécanique des fluides. On prend pour exemple, l'écoulement laminaire autour d'un cylindre pour illustrer les différentes caractéristiques de ces types d'écoulements. La figure (1. 1), illustre les différents régimes d'écoulements autour d'un cylindre circulaire pour différent nombre de Reynolds [10-11].

Le nombre de Reynolds est un nombre sans dimension défini par [12] :

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho U_\infty L}{\mu} \qquad (3.1)$$

avec :

U_∞ est la vitesse de l'écoulement à l'infini (vitesse entrante à gauche)

L la longueur caractéristique de l'obstacle (diamètre du cylindre)

ρ la densité volumique du fluide

μ la viscosité dynamique du fluide

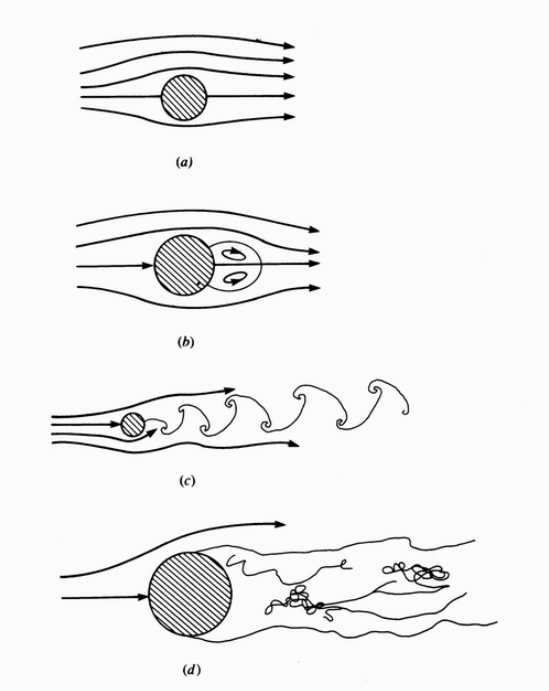


Figure (1.5) :les différents types d'écoulements autour d'un cylindre

Nous remarquons pour de bas Reynolds que les lignes de courant restent bien attachées au cylindre (figure 1.6). La forte viscosité maintient les particules fluides près des parois.

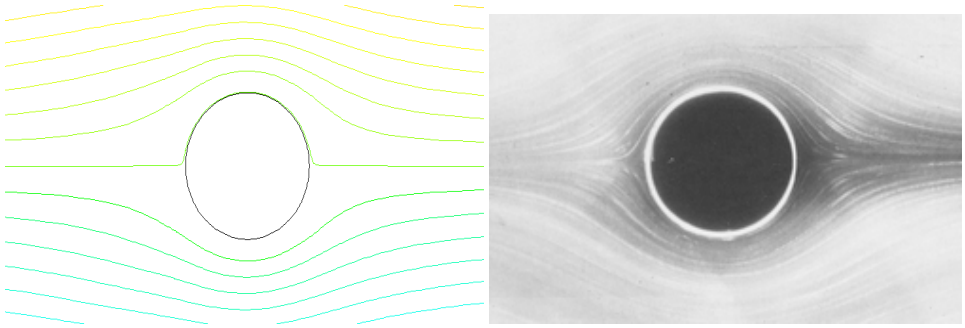


Figure1.6 : Ligne de courant et photo pour un Reynolds égale 1 [12]

On peut remarquer un décollement des lignes de courant pour le Reynolds 30 (figure 1.7). Le phénomène de décollement se produit lorsque l'écoulement doit ralentir rapidement, c'est à dire pour de forts gradients de vitesse négatifs, ou encore pour des gradients de pression positifs appelés communément gradient de pression "défavorable".

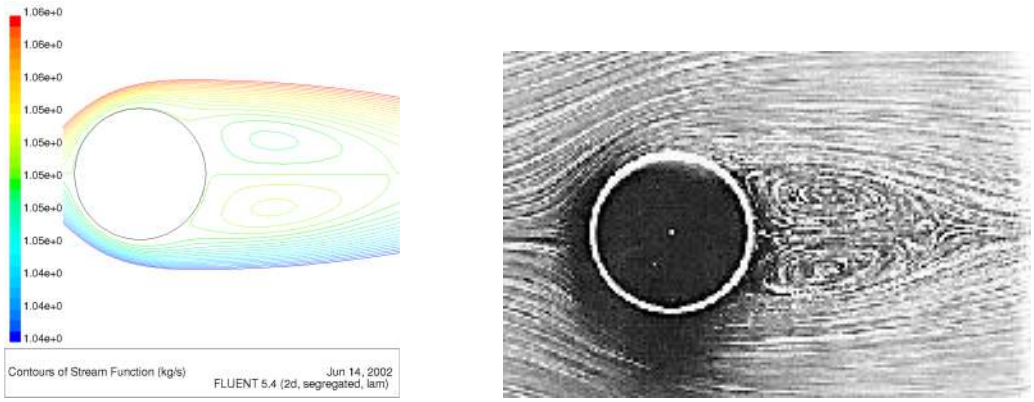


Figure1.7 : Ligne de courant et photo pour un Reynolds égale à 30 [12]

Dans le cas du cylindre, on a un point « d'arrêt » où la vitesse est nulle sur l'axe de symétrie du côté amont du cylindre, la pression locale augmente en accord avec l'équation de Bernoulli. Sur la partie ascendante du cylindre, l'écoulement s'accélère car l'énergie potentielle des champs de pression est convertie en énergie cinétique. Cependant, en raison des pertes visqueuses, l'énergie potentielle de pression n'est pas totalement récupérée en énergie cinétique et cela crée une inversion d'écoulement en un point que l'on appelle « point de séparation ».

La vorticité des particules fluides à la frontière extérieure de la couche limite crée (particules qui font parties de l'écoulement non inversé), par entraînement, aident à contrôler le phénomène et forment une « enveloppe » dans laquelle on discerne des bulles de recirculation (figure 1.7) dues à l'emprisonnement des particules fluides inversées. Il est à noter que l'obstacle alors « perçu » par le fluide comprend le cylindre mais aussi les bulles de recirculation.

La couche limite se développant au-dessus d'un cylindre commence à se séparer de la surface aux nombres de Reynolds de l'ordre de 5. A mesure que le nombre de Reynolds augmente, un ensemble apparent de recirculation de vortex devient évident à la suite du cylindre. Les écoulements pour le nombre de Reynolds en dessous de 30 sont réguliers, alors qu'au-dessus de cette valeur les oscillations commencent à apparaître, par la suite dominant l'écoulement.

1.4. Notions aérodynamique

L'aérodynamique est la science qui étudie les phénomènes accompagnant tout mouvement relatif entre un corps et l'air qui le beigne. Dans son utilisation en aérodynamique, en particulier en aérodynamique externe, une caractéristique fondamentale est que le nombre de Reynolds représentatif de l'écoulement est toujours beaucoup plus grand que l'unité.

1.4.1 Forces aérodynamique

1.4.1.1.Le coefficient de traînée

Tout corps en déplacement dans l'air subit des forces de frottement s'opposant à son mouvement, dues à la viscosité du fluide figure1.8

Donc le coefficient de traînée défini par le rapport entre ces deux forces :

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}.\rho.U^2.L.D} \quad (4.1)$$

F_D *:* Force de traînée par unité de longueur.

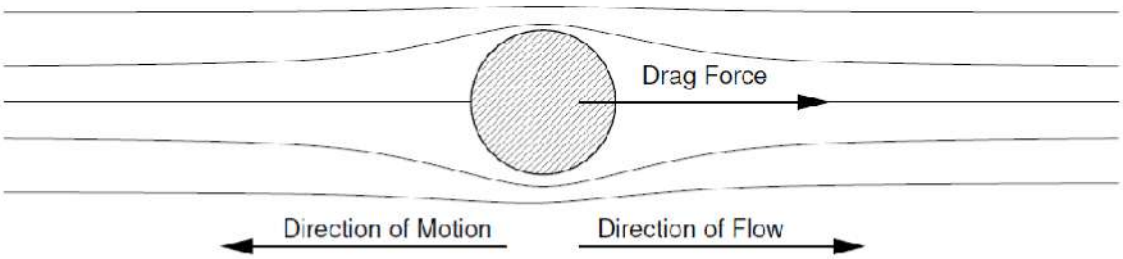


Figure.1.8 : Coefficient de trainée [13].

1.4.1.2. Le coefficient de portance

La portance est la composante de la force subie par le corps perpendiculaire à la direction de la vitesse infini amont

Donc le coefficient de portance défini par le rapport entre ces deux forces :

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}.\rho.U^2.L.D} \quad (4.2)$$

F_L : Force de portance par unité de longueur.

Dans le présent travail, les écoulements considérés sont Bidimensionnel laminaire, stationnaire et instationnaire d'un fluide incompressible, sans transfert de chaleur.

Dans ce qui suit, seront décrites les équations traduisant la continuité de masse et de quantité de mouvement régissant de tels écoulements avec les simplifications nécessaires qui sont faites dans le code ANSYS CFX selon les cas étudiés.

2.1. Equations gouvernantes

Les équations régissant le problème sont les équations de continuité, qui expriment la conservation de masse, et de quantité de mouvement.

Dans ce chapitre, on se limite aux équations valables pour un fluide (air) à masse volumique constante incompressible. Afin, d'expliciter clairement chaque terme, on exprimera les équations dans un système de coordonnées cartésiens.

- coordonnées (x, y, z)
- vitesse (u , v, w)

2.1.1. Equations de transport

Les équations qui régissent l'écoulement d'un fluide incompressible Newtonien sont [14]:

(a) Equation de continuité

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i) = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (2.2)$$

(b) Equations de quantité de mouvement (de Navier Stokes)

La loi de conservation de quantité de mouvement traduite par les équations de Navier Stokes exprime tout simplement la loi fondamentale de la dynamique à un fluide Newtonien.

Les équations de quantité de mouvement écrites suivants x, y, et z sont :

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u u}{\partial x} + \frac{\partial \rho u v}{\partial y} + \frac{\partial \rho u w}{\partial z} = \rho g_x - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial z}\right) \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho v u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v v}{\partial y} + \frac{\partial \rho v w}{\partial z} = \rho g_y - \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_e \frac{\partial v}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_e \frac{\partial v}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu_e \frac{\partial v}{\partial z}\right) \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \rho w}{\partial t} + \frac{\partial \rho w u}{\partial x} + \frac{\partial \rho w v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w w}{\partial z} = \rho g_z - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_e \frac{\partial w}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_e \frac{\partial w}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu_e \frac{\partial w}{\partial z}\right) \quad (2.5)$$

Où :

g_x, g_y, g_z : composantes de l'accélération dues à la pesanteur ;

μe: viscosité efficace.

Pour le cas laminaire, la viscosité efficace est simplement la viscosité dynamique.

2.2. La méthode de résolution pour le fluide [15]

Les écoulements non visqueux idéalisés par l'intermédiaire de la fonction de l'écoulement ou de la fonction potentielle de vitesse peuvent indiquer l'information valable dans beaucoup de cas. Puisque aucun fluide n'est vraiment non visqueux, l'exactitude de ces analyses avec l'augmentation de viscosité d'un vrai fluide n'est pas atteinte. Pour illustrer cet effet (et les complications surgissant de la viscosité) nous examinons maintenant l'application de la méthode des éléments finis à la classe restreinte des écoulements visqueux incompressibles.

Les présentations et les restrictions applicables aux développements suivants sont :

1. l'écoulement peut être considéré bidimensionnel.
2. pas de transfert de chaleur.
3. l'écoulement est régulier en ce qui concerne le temps.

Dans ces conditions, le célèbre Navier-Stocks a mis des équations représentant la conservation de l'élan :

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} - \mu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial p}{\partial x} = F_{Bx} \quad (2.6)$$

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} - \mu \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \mu \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial p}{\partial y} = F_{By}$$

Où :

u et v : sont les vitesses suivants x et y respectivement.

ρ : La densité du fluide,

p : La pression,

μ : La viscosité absolue du fluide,

F_{Bx}, F_{By} : Les forces du corps par unité de volume dans les directions x et y respectivement.

Noter soigneusement que la non linéarité de l'équation (2.6) est du a la présence des limites conversibles avec l'inertie de la forme $\rho u\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$ avant le traitement des limites non linéaires directement en ce moment, nous considérons d'abord le cas spécial suivant

Pour un écoulement d'un fluide ou la viscosité est très petite, le terme de l'inertie (i.e le terme non linéaire précèdent) peut être négligeable dans la comparaison avec l'effet de la viscosité.

Tels écoulements sont connus par les écoulements de stocks (ou écoulement de rampement), est généralement produit dans le processus de la grande viscosité du fluide, comme les polymères fondus. Négligeant les limites d'inertie, les équations d'élan deviennent :

$$-\mu\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \mu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial p}{\partial x} = F_{Bx} \quad (2.7)$$

$$-\mu\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \mu\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial p}{\partial y} = F_{By}$$

L'équation (2.7), les conditions aux limites et l'équation de continuité forme un système de trois équations dont on a trois inconnus : $u(x,y), v(x,y)$ et $p(x,y)$. par conséquent, une formulation d'élément finie inclut trois variables nodales, et leurs discrétisation est comme :

$$u(x,y) = \sum_{i=1}^{M} N_i(x,y)u_i = [N]^T\{u\}$$

$$v(x,y) = \sum_{i=1}^{M} N_i(x,y)v_i = [N]^T\{v\} \quad (2.8)$$

$$p(x,y) = \sum_{i=1}^{M} N_i(x,y)p_i = [N]^T\{p\}$$

L'application de la méthode de GALERKIN pour les éléments finis en deux dimensions (assumé pour avoir l'épaisseur uniforme d'unité dans la direction de z) rapporte les équations résiduelles :

$$\int_{A^{(e)}} N_i \left(-\mu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial p}{\partial x} - F_{Bx} \right) dA = 0$$

$$\int_{A^{(e)}} N_i \left(-\mu \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \mu \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial p}{\partial y} - F_{By} \right) dA = 0 \quad i = 1, M \text{(2.9)}$$

$$\int_{A^{(e)}} N_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dA = 0$$

Pendant que les procédures exigées pour obtenir les diverses matrices d'élément sont couvertes en détail dans les développements précédents, nous n'examinons pas l'équation (2.9) entièrement. Au lieu de cela, seulement quelques limites représentatives sont développées est les résultats sont énoncés par inférence.

D'abord, considérons le terme visqueux contenir le dérivé en second lieu spatial du composant de vitesse comme :

$$-\int \mu N_i \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) dA = 0 \quad i = 1, M \text{(2.10)}$$

Celle-ci peut-être exprimé aussi par :

$$-\int_{A^{(e)}} \mu \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(N_i \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(N_i \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] dA + \int_{A^{(e)}} \mu \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial y} \right) dA \quad i = 1, M \text{(2.11)}$$

L'application du théorème de Green-Gauss sur la première intégrale dans l'expression (2.11) donne :

$$-\int_{A^{(e)}} \mu \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(N_i \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(N_i \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] dA = -\int_{S^{(e)}} \mu N_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} n_x + \frac{\partial u}{\partial y} n_y \right) dS \quad i = 1, M \text{(2.12)}$$

Où

$S^{(e)}$: est la frontière de l'élément et (n_x, n_y) est les composantes du vecteur normal extérieur d'unité a la frontière. Par conséquent, l'intégrale dans l'expression (2.12) devient :

$$-\int_{A^{(e)}} \mu N_i \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) dA = -\int_{S^{(e)}} \mu N_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} n_x + \frac{\partial u}{\partial y} n_y \right) dS + \int_{A^{(e)}} \mu \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial y} \right) dA \text{(2.13)}$$

Noter que le premier terme du côté droit de l'équation (2.13) représente une limite nodale de force de frontière pour l'élément. Une telle limite résulte de l'effort de cisaillement. Car nous avons observé beaucoup de fois, l'annulation de ces limites sur des frontières d'internement et doit être considérée seulement sur les frontières globales 'un modèle fini d'élément. Par conséquent, ces limites sont considérées seulement dans l'étape d'assemblage.

La deuxième intégration dans l'équation (2.13) est une partie de la matrice de rigidité pour le problème liquide. Et comme la limite est liée à la vitesse suivant *x* et à la viscosité, on dénote cette partie de la matrice $\lfloor k_{u\mu} \rfloor$ .rappelons que l'équation (2.13) représente *M* équation. L'intégrale est convertie en matrice d'employer le premier de l'équation (2.8) pour obtenir :

$$\int_{A^{(e)}} \mu \left(\frac{\partial [N]^T}{\partial x} \frac{\partial [N]}{\partial x} + \frac{\partial [N]^T}{\partial y} \frac{\partial [N]}{\partial y} \right) dA\{u\} = \lfloor k_{u\mu} \rfloor \{u\} (2.14)$$

Employer la même approche avec la seconde de l'équation (2.9), les résultats sont semblables. Nous obtenons le résultat analogue :

$$- \int_{A^{(e)}} \mu N_i \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) dA = - \int_{S^{(e)}} \mu N_i \left(\frac{\partial v}{\partial x} n_x + \frac{\partial v}{\partial y} n_y \right) dS + \int_{A^{(e)}} \mu \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial y} \right) dA (2.15)$$

Procèdent comme avant, nous mettons en boite les intégrales de secteur du côté droit comme :

$$\int_{A^{(e)}} \mu \left(\frac{\partial [N]^T}{\partial x} \frac{\partial [N]}{\partial x} + \frac{\partial [N]^T}{\partial y} \frac{\partial [N]}{\partial y} \right) dA\{v\} = \lfloor k_{v\mu} \rfloor \{v\} (2.16)$$

Vu après la pression les limites et convertir en (2.9) mène à la notation de matrice, la première de l'équation vaut :

$$\int_{A^{(e)}} [N]^T \frac{\partial [N]}{\partial x} dA\{p\} = \lfloor k_{px} \rfloor \{p\} (2.17)$$

Et pareillement le deuxième élan contient :

$$\int_{A^{(e)}} [N]^T \frac{\partial [N]}{\partial y} dA\{p\} = \lfloor k_{py} \rfloor \{p\} (2.18)$$

Les composants nodaux de force correspond à la force des corps sont aisément montrés pour être donnés par :

$\{f_{Bx}\} = \int_{A^{(e)}} [N]^T F_{Bx}\, dA$(2.19)

$$\{f_{By}\} = \int_{A^{(e)}} [N]^T F_{By}\, dA$$

Combinant la notation développée dans l'équation (2.14)- (2.19), l'équation d'élan pour l'élément fini sera :

$\lfloor k_{u\mu} \rfloor \{u\} + \lfloor k_{px} \rfloor \{p\} = \{f_{Bx}\} + \{f_{x\tau}\}$(2.20)

$$\lfloor k_{v\mu} \rfloor \{v\} + \lfloor k_{py} \rfloor \{p\} = \{f_{By}\} + \{f_{y\tau}\}$$

Ou, pour la perfection, les forces nodales correspondant aux frontières d'élément finies d'intégrales $S^{(e)}$dans les équations (2.13) et (2.15) ont été incluses.

En conclusion, l'équation de continuité est exprimée en termes de vitesses nodales en matrices comme :

$\int_{A^{(e)}} [N]^T \frac{\partial [N]}{\partial x} dA\{u\} + \int_{A^{(e)}} [N]^T \frac{\partial [N]}{\partial y} dA\{v\} = [k_u]\{u\} + [k_v]\{v\} = 0$(2.21)

Où :

$[k_u] = \lfloor k_{px} \rfloor \int_{A^{(e)}} [N]^T \frac{\partial [N]}{\partial x} dA$ (2.22)

$$[k_v] = \lfloor k_{py} \rfloor \int_{A^{(e)}} [N]^T \frac{\partial [N]}{\partial y} dA$$

Comme il est formulé ici, les équations (2.20) et (2.21) sont un système d'équation algébrique de 3*M* régissant les valeurs nodales 3*M* inconnues$\{u\}$,$\{v\}$,$\{p\}$ et peuvent être exprimés formellement comme le système suivant :

$$\begin{bmatrix} \lfloor k_{u\mu} \rfloor & [0] & \lfloor k_{px} \rfloor \\ [0] & \lfloor k_{v\mu} \rfloor & \lfloor k_{py} \rfloor \\ [k_u] & [k_v] & 0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{u\} \\ \{v\} \\ \{p\} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \{f_{Bx}\} \\ \{f_{By}\} \\ \{0\} \end{Bmatrix} \Rightarrow \lfloor k^{(e)} \rfloor \{\delta^{(e)}\} = \{f^{(e)}\} \quad (2.23)$$

$\lfloor k^{(e)} \rfloor$: Représente la matrice de rigidité de l'élément. Noter bien que la matrice de rigidité d'élément se compose de neuf sous matrices de M× M, et bien que les différents sous matrices soient symétriques, la matrice de rigidité n'est pas symétrique.

Le développement menant à l'équation (2.23) est basé sur l'évaluation des composants de la pression et de la vitesse au même nombre de nœud. Ce n'est pas nécessairement le cas pour un élément liquide. Une recherche informatique montre qu'une meilleure exactitude est obtenue si les composants de vitesse sont évalues a un plus grand nombre de nœud que de pression. En d'autres termes, les composants de vitesse sont discrétisés en utilisant la

fonction évoluée d'interpolation que la variable de pression. Par exemple, un six nœuds d'éléments triangulaires quadratiques pourrait être employé pour des

vitesses, alors que la variable de pression est interpolée seulement aux nœuds faisans le coin, pour cela, l'interpolation linéaire est suffisante. Dans ce cas, l'équation (2.22) ne se tient pas.

L'arrangement des équations et la définition associée de la matrice de rigidité de l'élément dans l'équation (2.23) est basé sur l'ordonne des variables nodales comme :

$$\{\delta\}^T = [u_1 \;\; u_2 u_3 \;\; v_1 \;\; v_2 v_3 p_1 p_2 \;\; p_3]$$

(nœuds, par exemple). Une telle commande est bien adaptée pour illustrer le développement des En utilisant un élément de trois équations de l'élément. Cependant, si les équations globales pour un modèle à plusieurs éléments sont assemblées et les variables nodales globales sont pareillement passées commande, c a d,

$$\{\Delta\}^T = [U_1 \;\; U_2 \;\; \dots \;\; V_1 \; V_2 \;\; \dots \;\; P_1 P_2 \;\; \dots \;\; P_N]$$

Les conditions informatiques sont prohibitivement inefficaces, parce que la rigidité globale a une grande largeur de bande. D'autre part, si les variables nodales sont commandées comme :

$$\{\Delta\}^T = [U_1 \;\; V_1 P_1 \;\; U_2 \; V_2 P_2 \;\; \dots \;\; U_N \; V_N P_N]$$

L'efficacité informatique est considérablement améliorée, car la largeur de bande de la matrice est sensiblement réduite. Pour une discussion plus détaillée des matrices réunies et des techniques informatiques associées.

Dans ce chapitre ,on va présenter la méthodologie adoptée pour l'analyse du vol stationnaire . La géométrie ,le maillage ainsi que les condition aux limite sont illustrés la suite.

3.1 la cinématique de vol stationnaire utilisé par les flyers Naturel

En vol stationnaire, les insectes et les petits oiseaux attirent le fluide ambiant au repos et se déplacent vers le bas dans une succession de dipôles de vortex qui transportent l'élan fluide et générer la portance nécessaire pour rester en l'air. Le vol stationnaire joue un rôle important dans l'approvisionnent pour les insectes. En peut citer ,plusieurs différents modèles de vol stationnaire existant dans la nature.



Hummingbird Dragonfly

Figure 3-1 : Dragonfly et Hummingbird en vol stationnaire.

Weis-Fogh [7] a remarqué que la plupart des insectes tels que les mouches de fruits, Hummingbird, et les abeilles, emploi des battement symétrique vers l'avant et l'arrière prés du plan de battement horizontale, comme montre dans la figure (3.1) . Weis-Fogh a nommé ce style de col comme "normale hovering" . Certains autres insectes, comme de véritables syrphes et les libellules emploient coups asymétriques le long d'un plan incliné. Dans ce cas, la force de portance est générée principalement pendant la course descendante. [16]
L'insecte dragonfly (figure3.1)utilise le mouvement dans un plan incliné comme schématisé dans la (figure 3.2).

Dans cette étude, nous nous concentrons sur deux modes planant, le "water treading" et les modes «normales» planant. La cinématique de ces modes planant est présenté dans la section suivante.

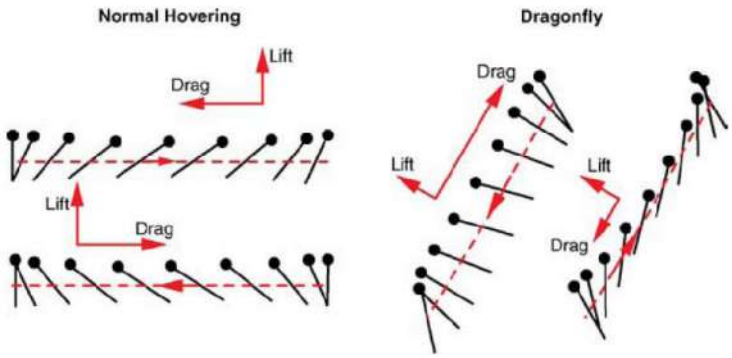


Figure 3-2 : les schémas de deux styles planant. A) vol stationnaire au moyen d'un plan horizontal.

B) Planant utilisant un plan inclinée. (17)

3.2 Cinématique de Mode "water treading"

Le mode de vol stationnaire étudié est basé sur le mode dit "water treading" tel que défini par Freymuth dans ses expériences [16] consiste en une composante de translation (plongeant), donnée par:

$$h(t) = h_a.\sin(2\pi ft + \varphi) \quad (3.1)$$

et une composante de rotation (tangage), donnée par:

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha_a.\sin(2\pi ft) \quad (3.2)$$

où, h (t) est l'amplitude de passe instantané, $h_a$plonge amplitude normalisée par la corde, α (t) est l'angle instantané d'attaque, mesurée par rapport à la ligne horizontale, α_0 est l'angle initial d'attaque, α(t)est l'amplitude de tangage et φ est la différence de phase entre la plongée et le mouvement de tangage. Pour un écoulement autour d'un profil aérodynamique en vol

stationnaire rigide, sans écoulement de l'air ambiant, il ya deux paramètres sans dimension, à savoir, la fréquence réduite et le nombre de Reynolds. K La fréquence réduite est définie comme suit:

$$k = \frac{2\pi f c}{2u_{ref}} \quad (3.3)$$

$$k = \frac{c}{2h_a} (3.4)$$

Où c est la longueur de la corde aérodynamique, f est la fréquence d'oscillation.
Avec u_{ref}= 2πfh_a est la vitesse de référence (égale à la vitesse de plongée maximum).
Le nombre de Reynolds est défini par:

$$Re = \frac{u_{ref} c}{\nu} (3.5)$$

Un schéma du mouvement de l' aile est représentée sur la (figure 3.3).

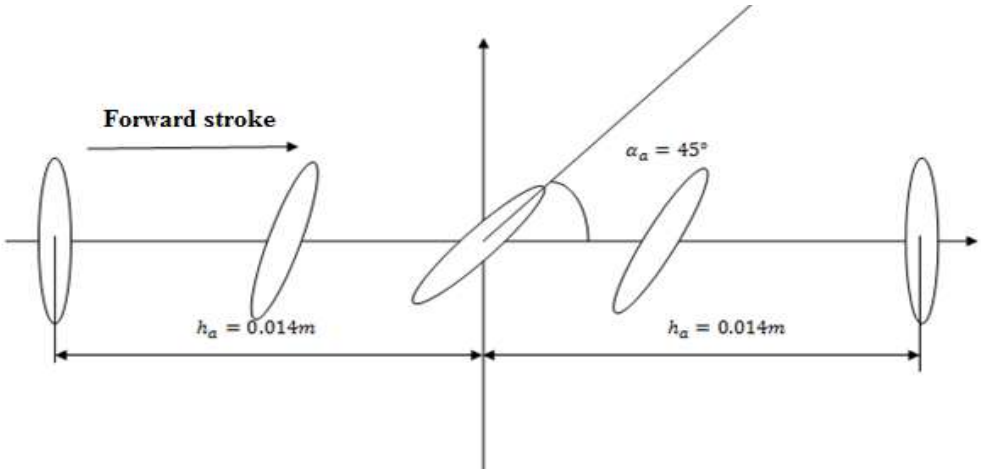


Figure 3-3 : Schémas du mode "water treading" .

Les paramètres spécifiques pour le mouvement aérodynamique seront précisées pour chaque cas individuel dans cette étude qui emploie mode "water treading" .

3.3 Les paramètres utilisés dans cette étude

Dans cette étude ,on a utilisé deux cas :

-l'écoulement autour d'un aile fixe.

-Mode de battement (water treading).

On a utilisé différents nombres de Reynolds, tableau 3-1 résume les données des cas étudies .

Tableau (3.1): les deux cas étudiés.

	Nombre de Reynolds	100	250	500
Aile fixe	Horizontal	U_{ref}=0.1545 m/s	U_{ref}=0.386 m/s	U_{ref}=0.772m/s
	incliné			
Water treading		U_{ref}=0.1545 m/s h/c=1.4 f=1.7572 Hz		

3.4 Domaine de calcul

Les figures (3.4)-(3.5) représente les domaines de calcul pour les cas d'un ellipse horizontale et incliné respectivement .

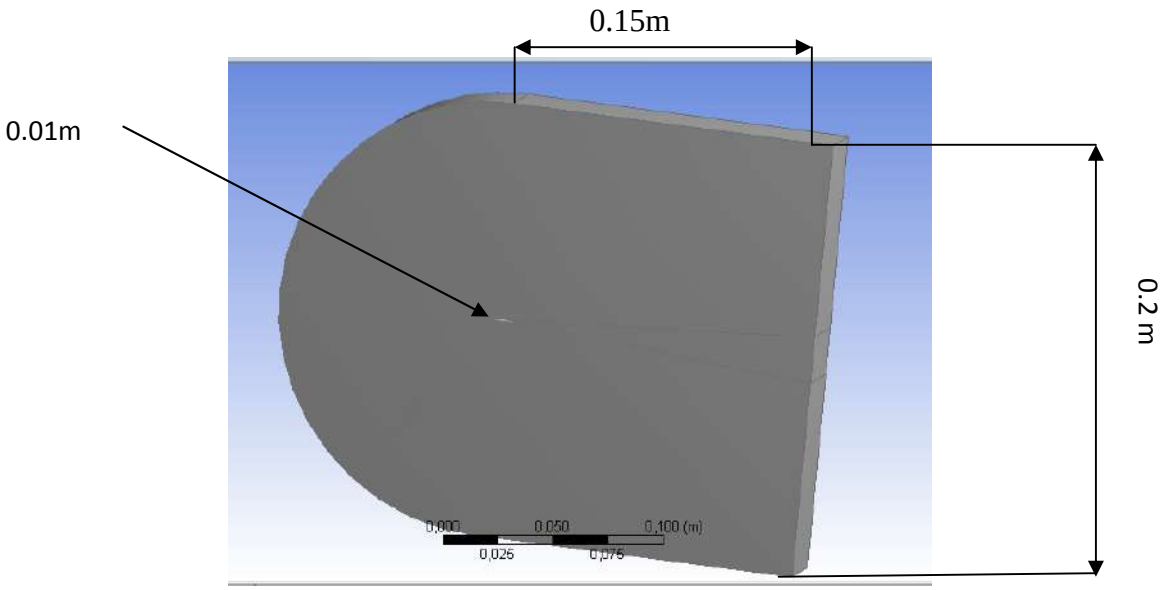


Figure 3.4 :la géométrie dans le cas d'un aile horizontale.

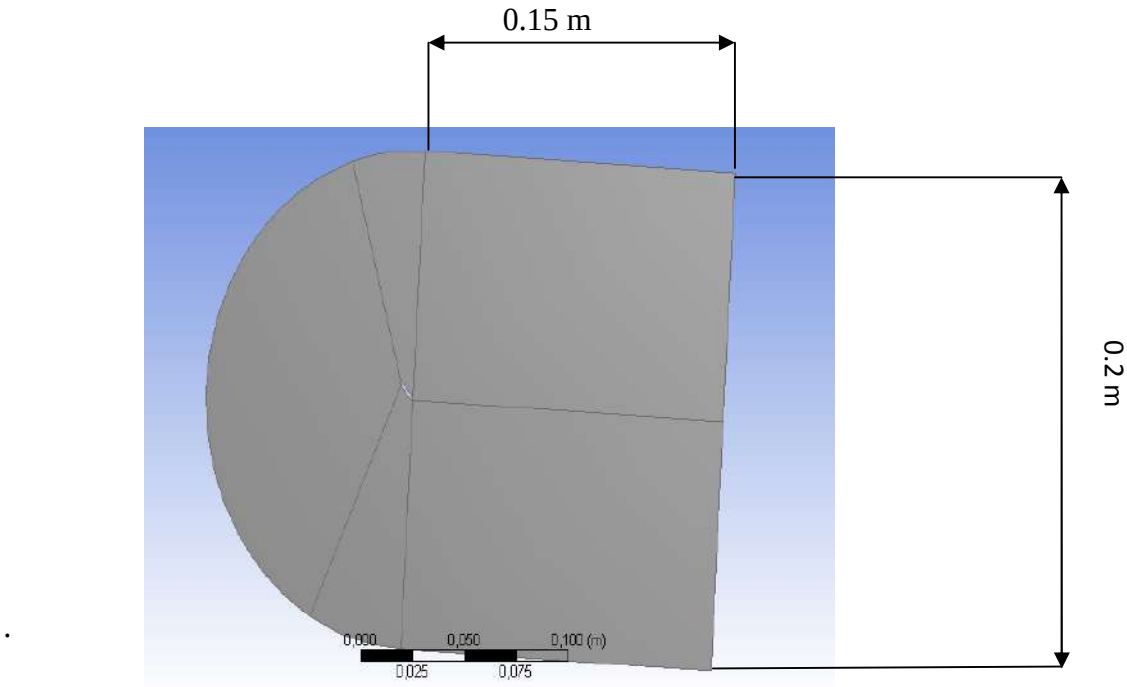


Figure 4.5 : la géométrie dans le cas d'un aile inclinée.

L'écoulement autour d'un ellipse, a été si simulé à l'aide du code ANSYS CFX.

- Les conditions d'entrée *:*

Les caractéristiques de fluide :

La vitesse V = 0.1545,0.386,0.772 m/s.pour les nombre de Reynold suivant :Re=100,250,500.

La Densité $\rho = 1.185$ Kg / m^3.

- Les conditions de sortie :

Pression Relative P = 0 pa

Le logiciel CFX est utilisé pour crée le maillage, par la méthode empreindre les faces.

La géométrie peut être décomposée en plusieurs parties pour générer un maillage structure. Cette maillage caractérisé par nombre de division (201*100) (figure 3.6)et (78830nœuds et 39014 éléments). pour l'aile incliné le nombre de division (200*80)(figure 3.7) et(60588 nœuds et 29920 élément).

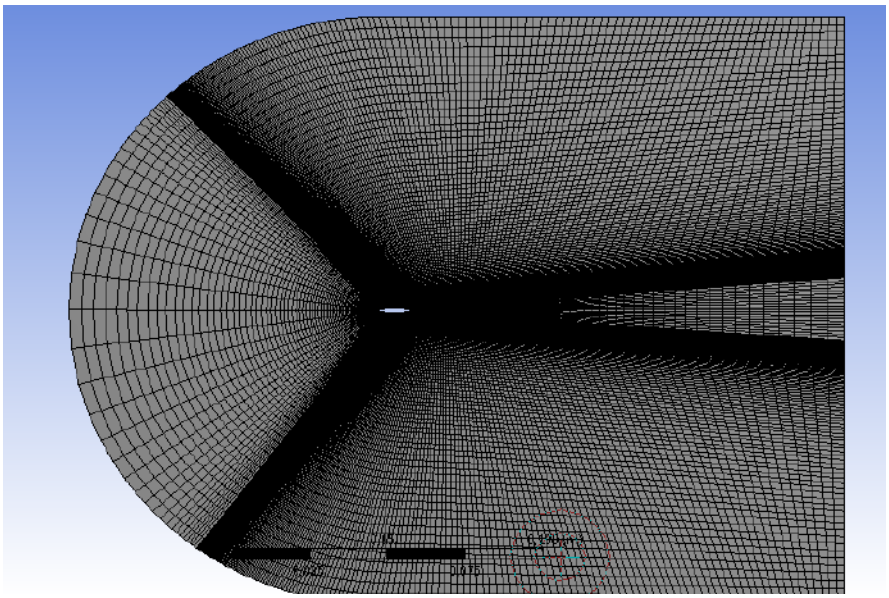


Figure 3-6 : maillage d'un aile horizontale (201*100).

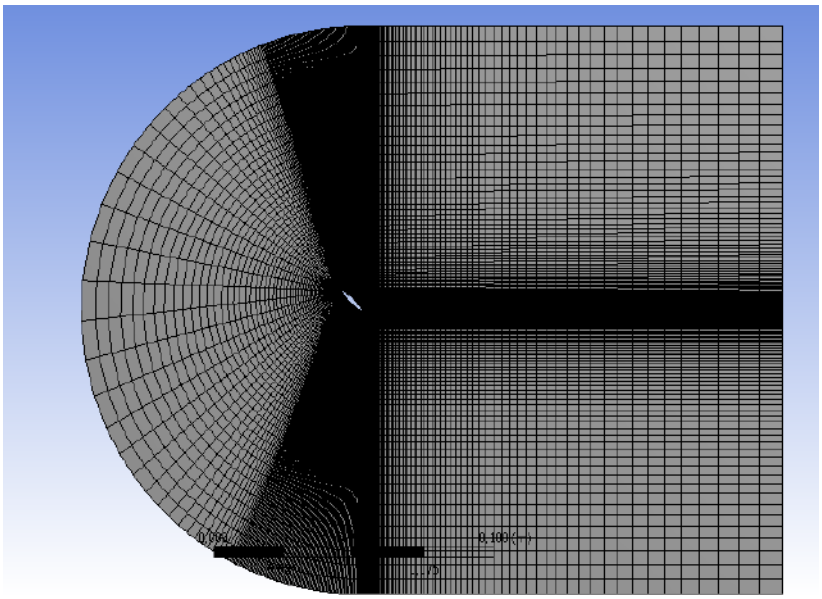


Figure 3-7 : maillage d'un aile inclinée (200*80).

Maintenant, on présente le domaine de calcul dans le cas du mode "water treading"(figures 3.8 et 3.9).

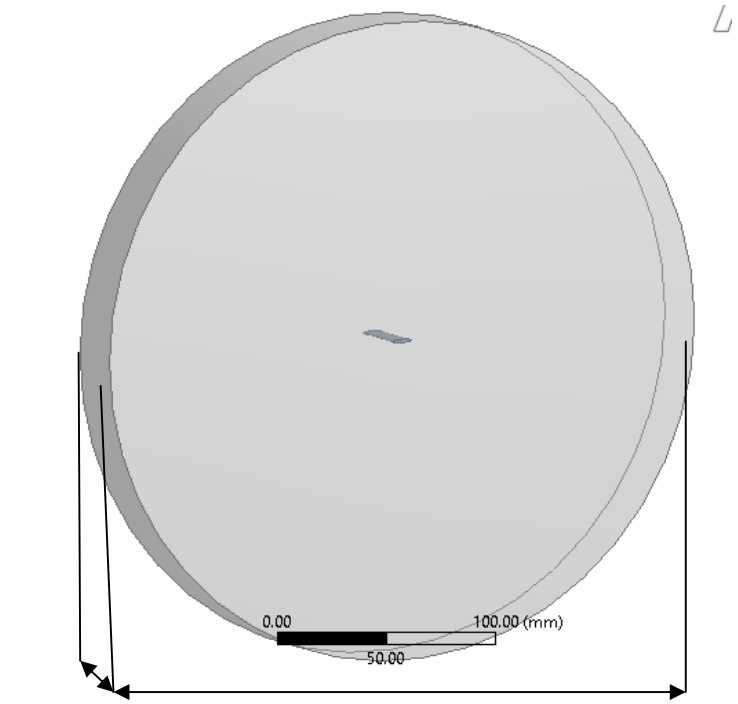


Figure 3.8: le domaine fluide.

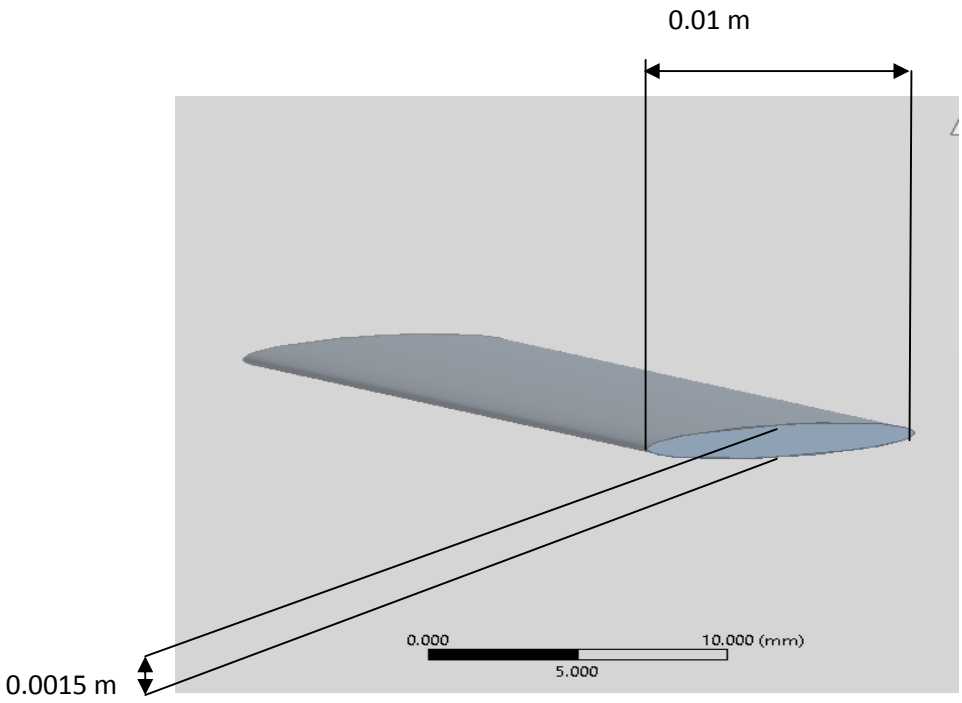


Figure 3.9 : le domaine solide.

Les figures 3.10 et 3.11 représente le maillage des domaines fluide et solide (aile) respectivement .on a pris pour le cas d'un domaine fluide (18745 élément et 37680noeuds) et pour le cas de l'aile, on a pris (556 élément et 1274 nœuds).

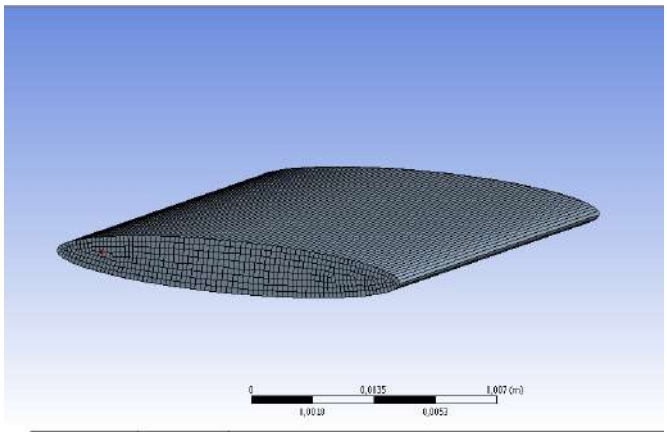


Figure 3.10:maillage du solide dans le IFS.

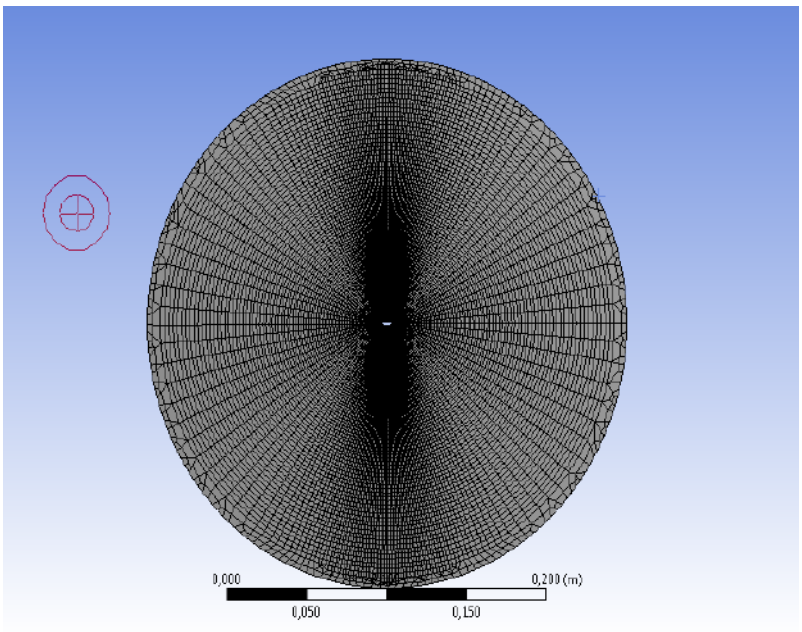


Figure 3.11:maillage (201*100) du domaine fluide dans le cas IFS.

Les figures 3.12et 3.13 représente les différentes conditions aux limites pour les deux domaines de calcul.

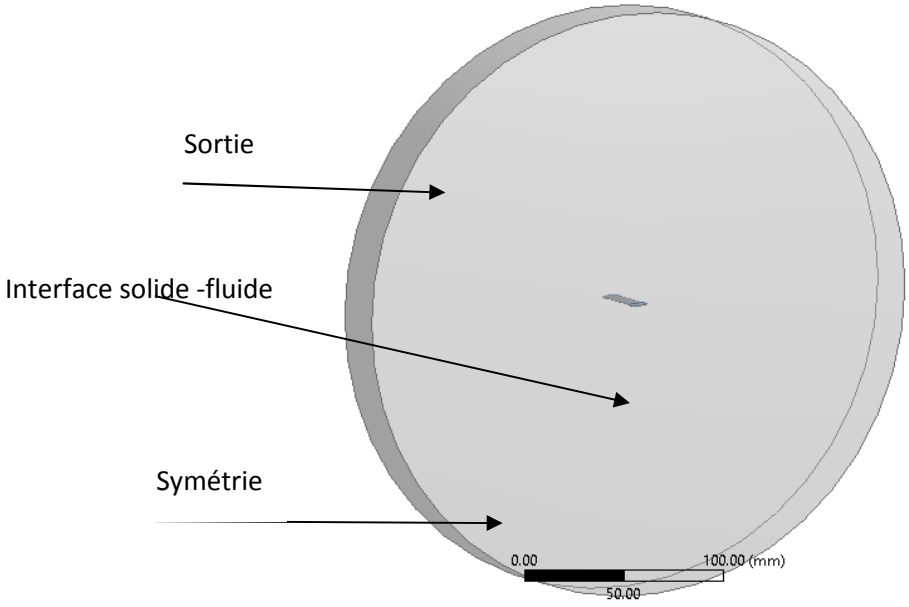


Figure 3.12:les conditions aux limites du domaine fluide.

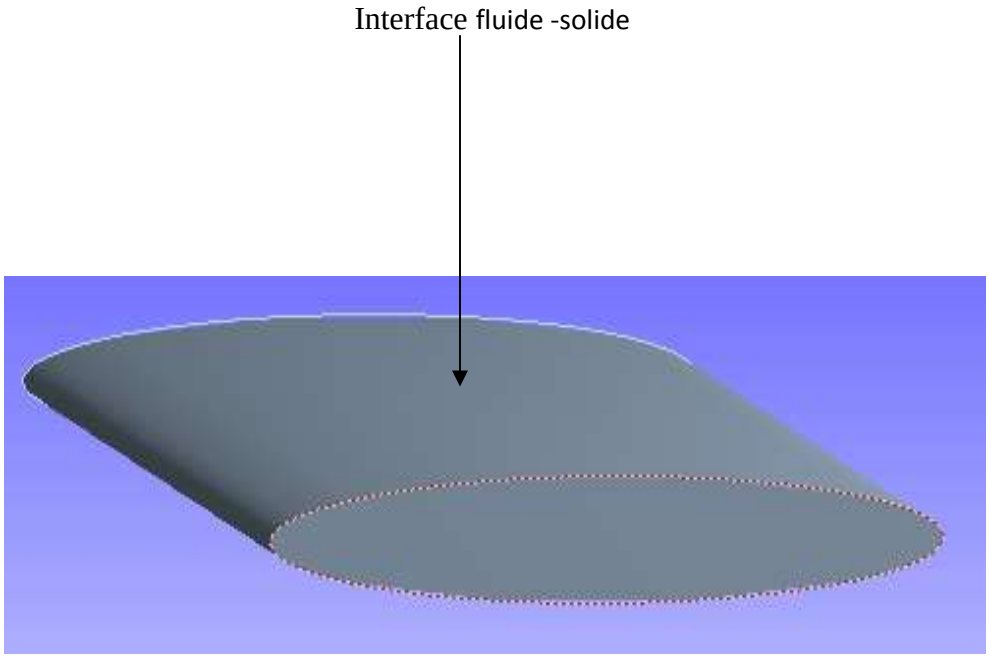


Figure 3.11:le domaine solide(aile).

Dans ce chapitre, nous commençons par la présentation des résultats de l'écoulement autour d'une ellipse horizontale et incliné. Ensuite, on s'intéresse aux différents résultats de l'écoulement d'interaction fluide-structure pour l'ellipse (mode water-treading). Plusieurs paramètres ont été étudié tels que, les lignes de courant, le coefficient de trainée, le coefficient de portance, …

4.1 Ecoulement autour d'obstacle avec l'aile fixe :

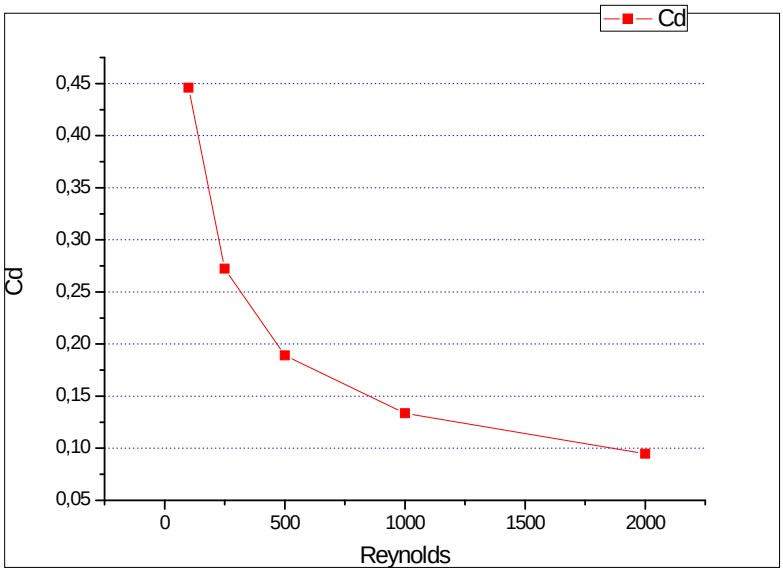
4.1.1Cas d'une ellipse horizontale :

L'analyse de l'écoulement autour d'un obstacle horizontale a montré que le coefficient de trainée et de portance ne varié pas autours du temps. Les valeurs de ces coefficients sont données dans le tableau 1.

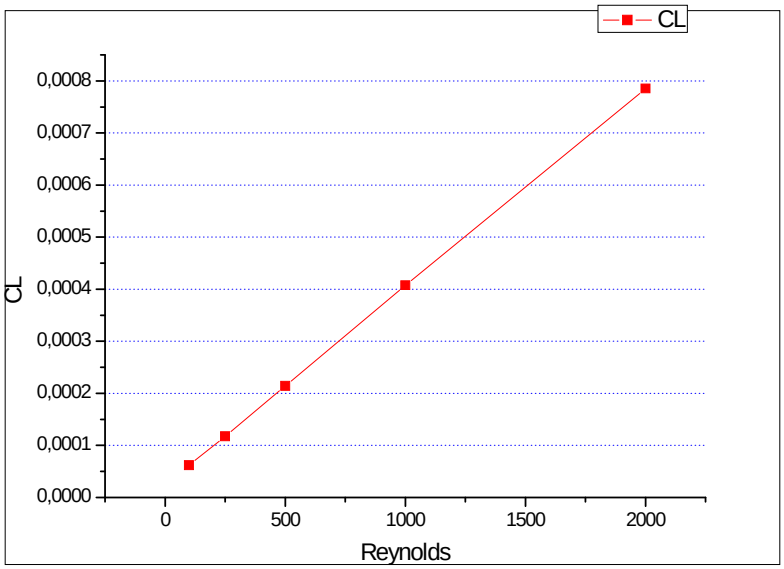
Tableau 4.1: Les valeurs de coefficient de traînée et coefficient de portance dans le cas ellipse horizontale.

Reynolds	100	250	500	1000	2000
Cd	0.446	0.2724	0.189	0.1335	0.0948
CL	0.000062	0.0001175	0.000214	0.0004074	0.000785

La variation de coefficient de trainée augmente quand Reynolds augmente(a) ,et la variation de coefficient de portance diminue quand Reynolds augmente (b).



(a)



b)

Figure 4.1 : l'évolution en fonction de nombre de Reynolds a) coefficient de trainée b) coefficient de portance.

D'autre part, les lignes de courant pour différents nombre de Reynolds suivent la même évolution. Il n'y a pas de décollement de la couche limite. La figure 4.1 illustre les lignes de courant pour un nombre de Reynolds égale à 500.

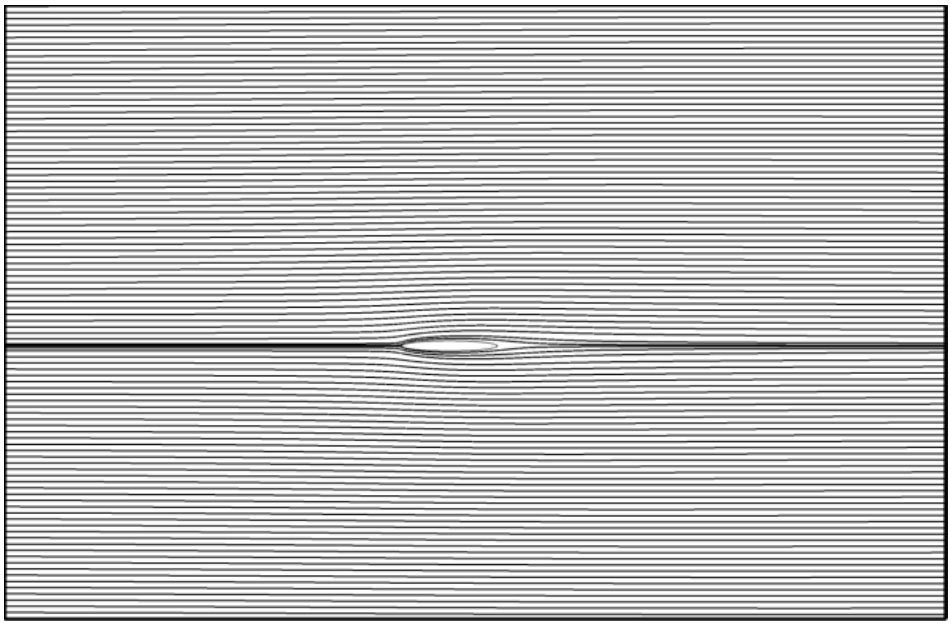


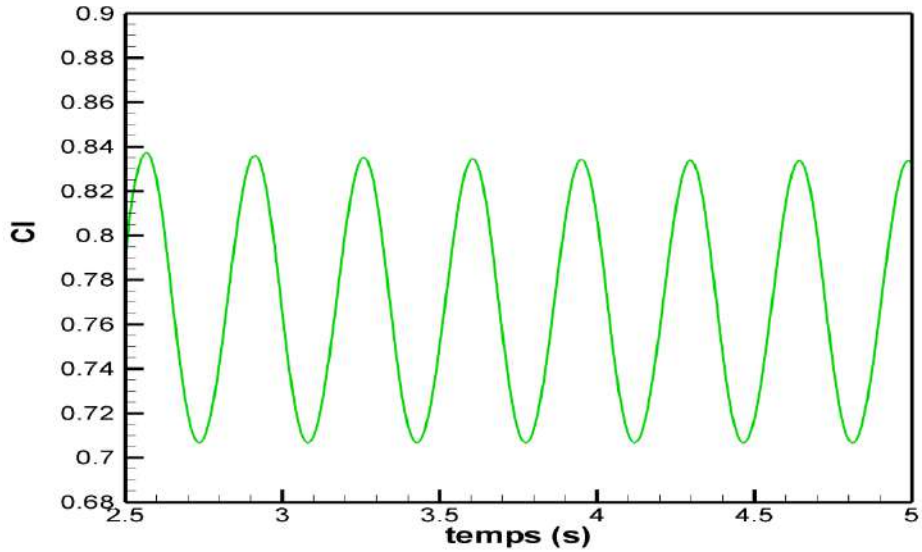
Figure 4.2: Les lignes des courants dans cas ellipse horizontale pour Re=500.

4.1.2 Le cas d'une ellipse inclinée.

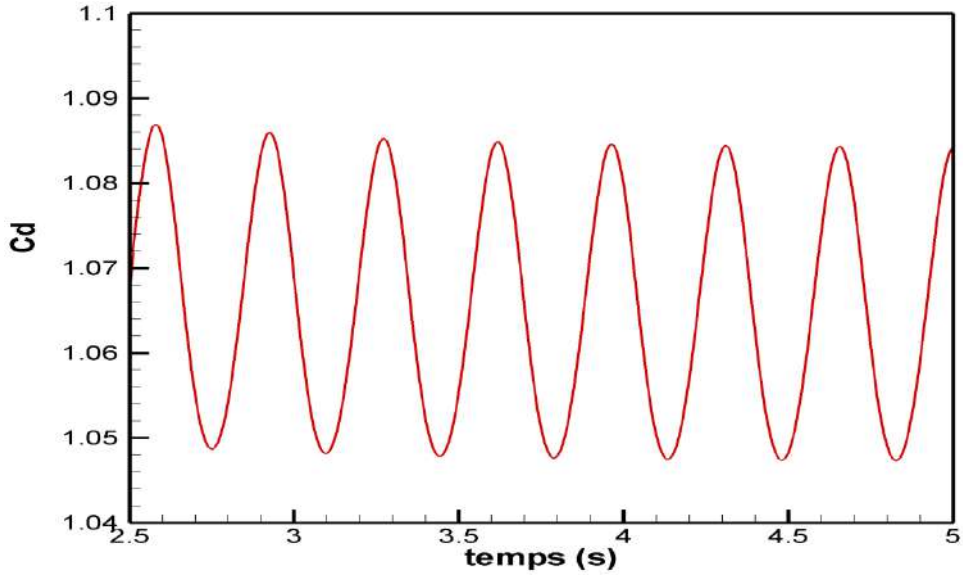
Dans la deuxième partie de ce travail, on a étudié le cas d'une ellipse inclinée. L'obstacle est considéré dans cas fixe sans interaction fluide-structure. La figure 4.3, illustre l'évolution temporelle des coefficients de trainée et de portance pour le nombre de Reynolds Re=100. On peut remarquer que la variation de coefficient de portance et de traînée respectivement est périodique. A cause de l'inclinaison de l'ellipse, la valeur moyenne du coefficient de portance est de 0.76 pour un nombre de Reynolds égale à 100. Par contre, pour le cas d'un obstacle cylindrique, la symétrie produit une moyenne nulle pour le coefficient de portance.

Les figures 4.4 et 4.5 représente l'évolution temporelle des coefficients de trainée et de portance pour des Reynolds égalent à 250 et 500 respectivement. Pour le cas de

Re=500, on remarque que ces coefficients restent périodiques mais ils changent d'allure. Leur période augmente et l'amplitude diminue au cours du temps.

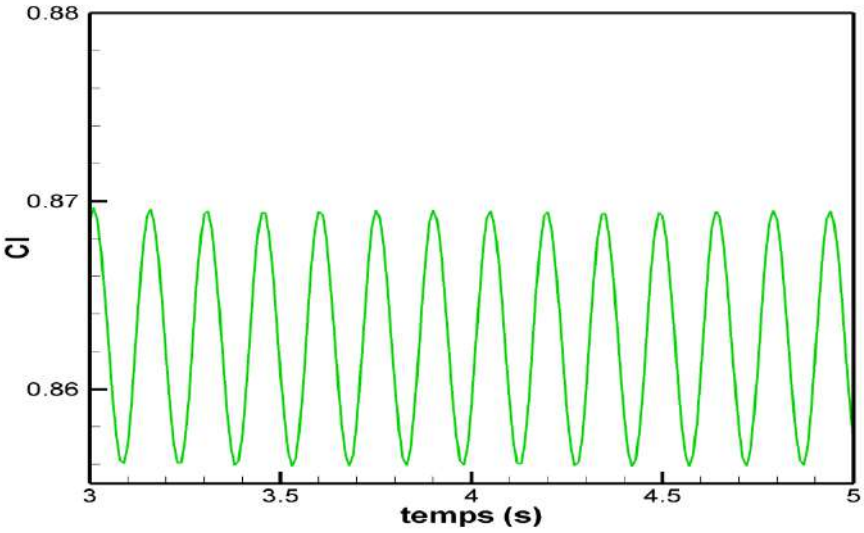


(a)

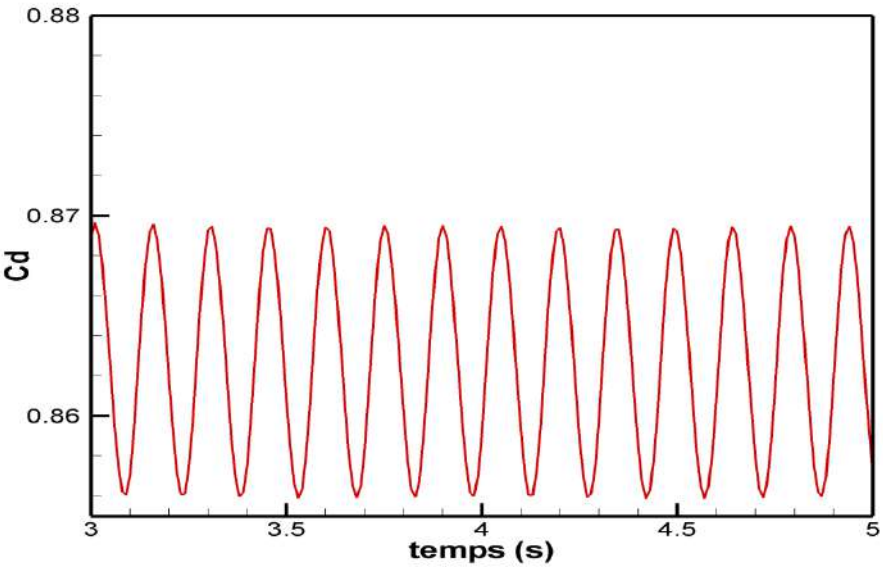


(b)

Figure 4.3:L'évolution en fonction du temps du coefficient de traînée et de portance àRe=100,(a)coefficient de portance ,(b) coefficient de traînée.



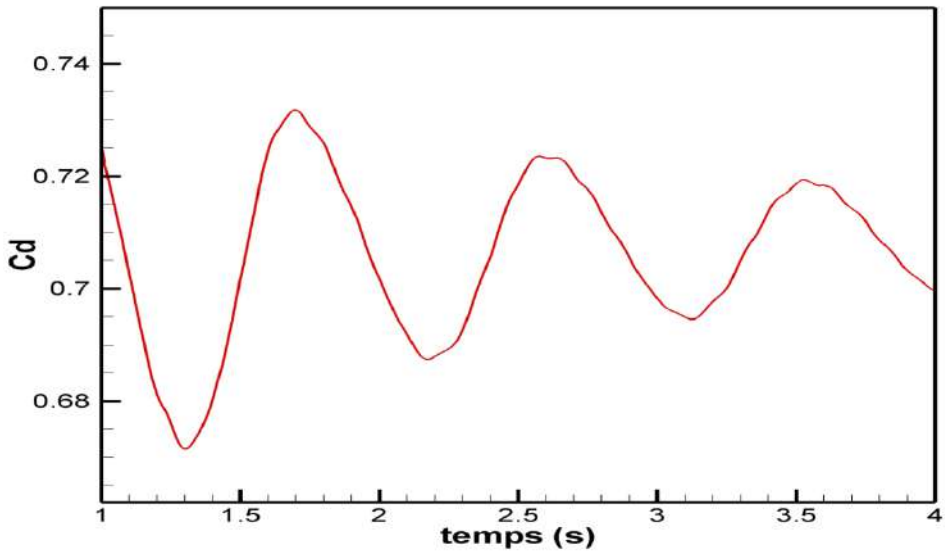
(a)



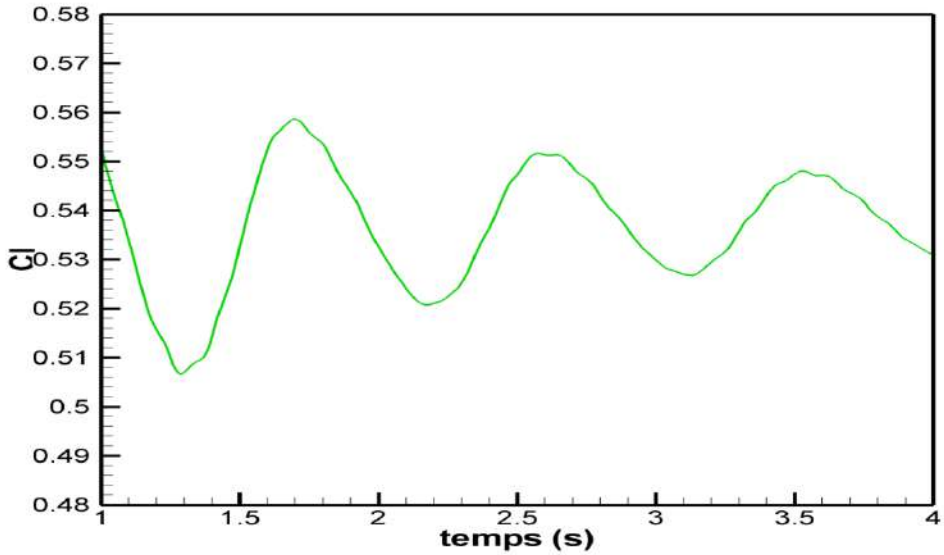
(b)

Figure 4.4:L'évolution en fonction du temps du coefficient de trainée et de portance à Re=250: (a) Coefficient de portance , (b) coefficient de trainée

.



(a)



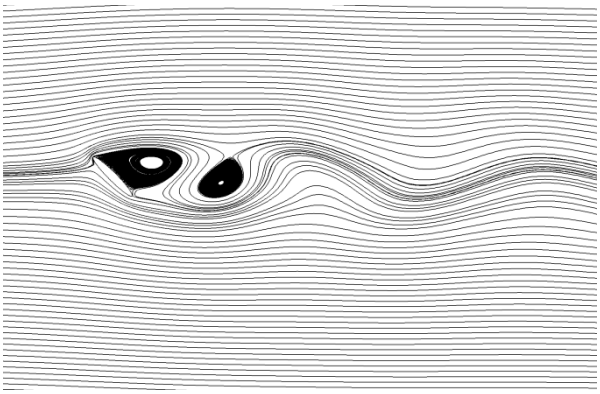
(b)

Figure 4.5:L'évolution en fonction du temps du coefficient de trainée et de portance à R=500:(a)coefficient de trainée ,(b)coefficient de portance .

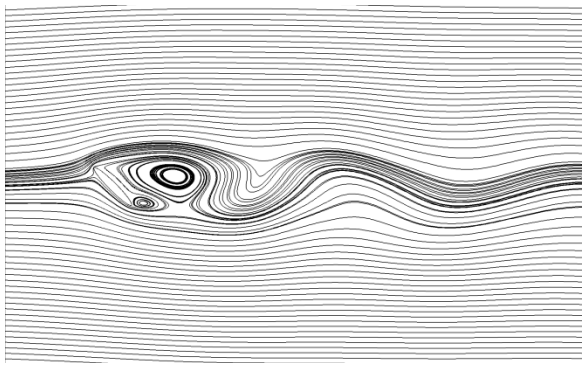
Dans le cas de l'ellipse incliné, une allée tourbillonnaire apparaît (allée de Von karman) où les tourbillons se détachent périodiquement pendant que d'autres se forment .

On remarque le même évolution en fonction du temps pour les trois nombre de Reynolds (Re=100,250,500) sauf que la taille des tourbillons générés augmente avec le nombre de Reynolds.

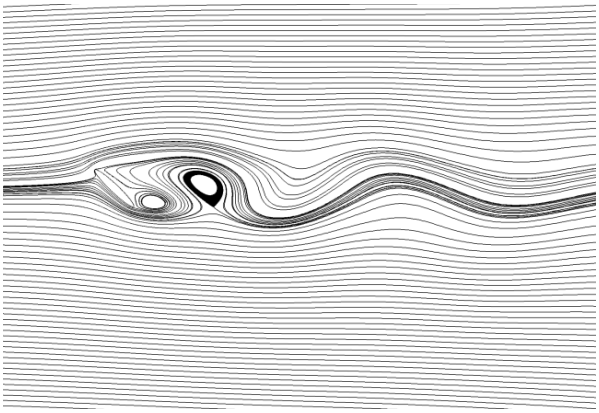
Par conséquent, la différence entre les résultats des deux cas (ellipse horizontale et incliné à 45°) est due certainement à la forme et à la surface normale à l'écoulement.



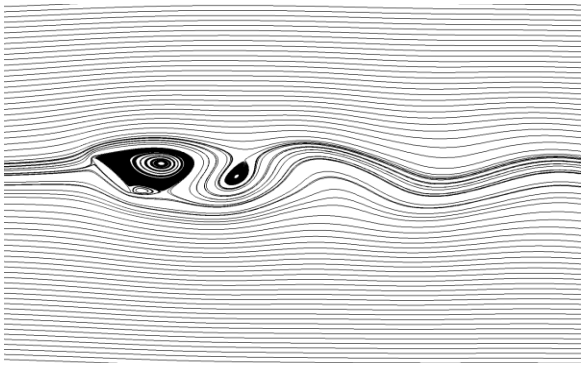
t=0.5s



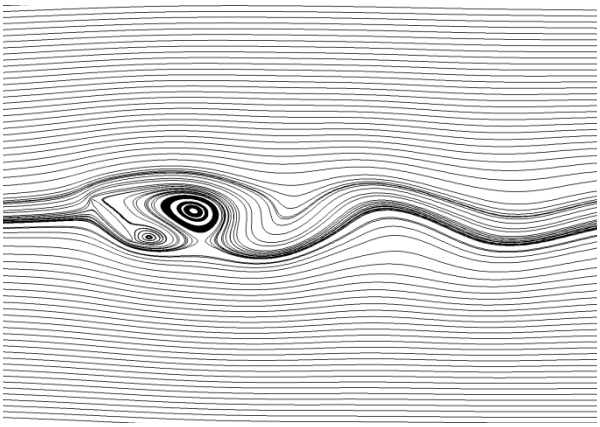
t=3s



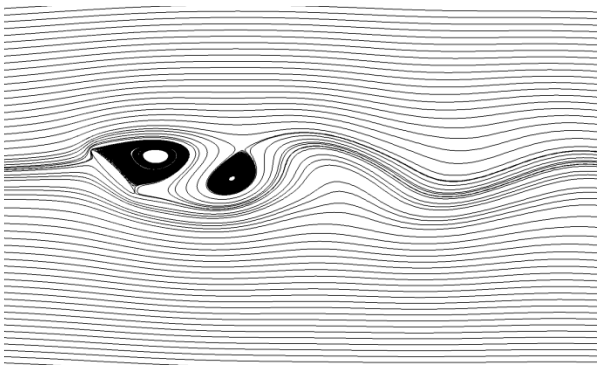
t=1s



t=4s

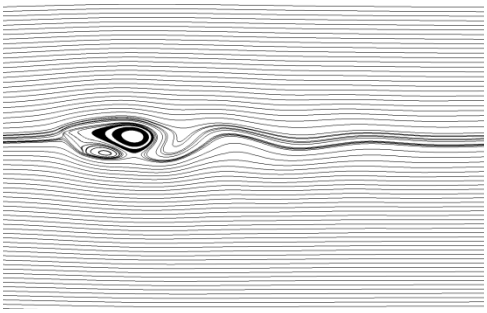


t =2s

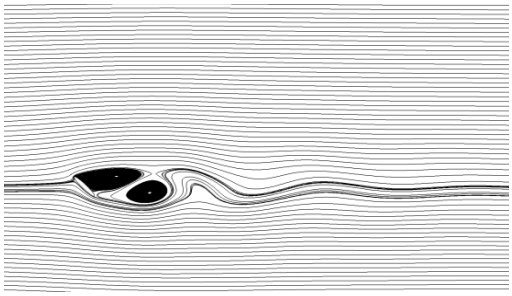


t=5s

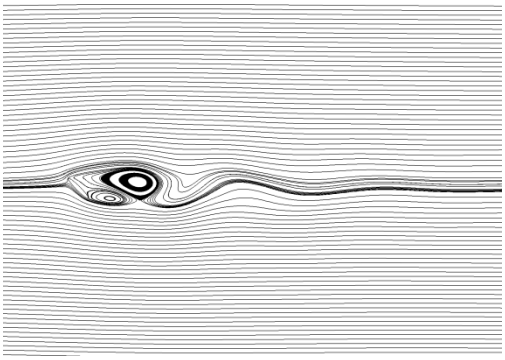
Figure 4.6 :L'évolution temporelle des lignes des courants pour(Re=100)dans le cas ellipse incliné.



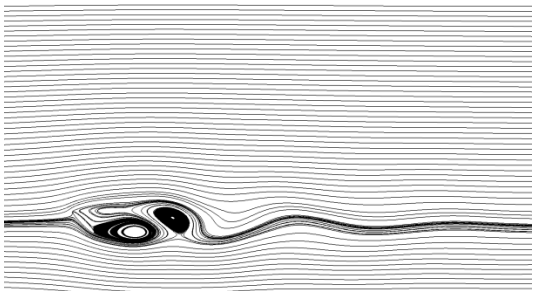
t=0.5s



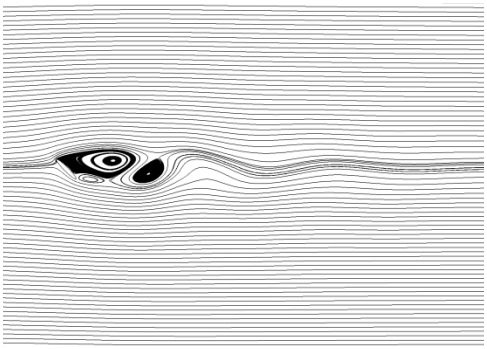
t=3s



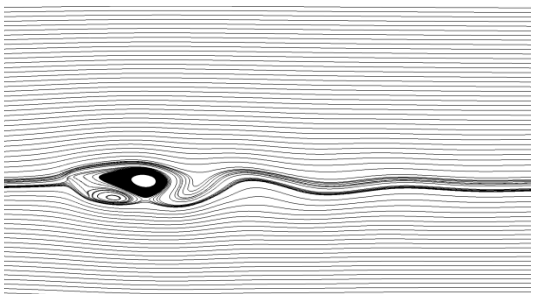
t=1s



t=4s

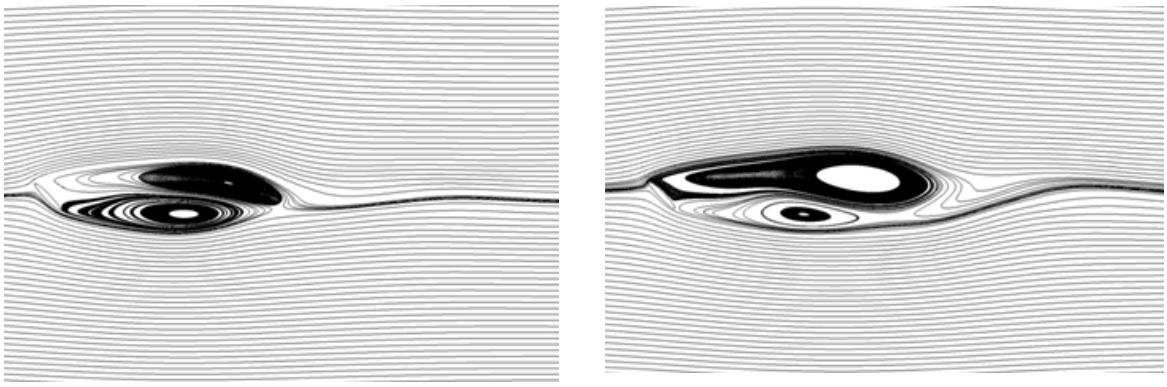


t=2s

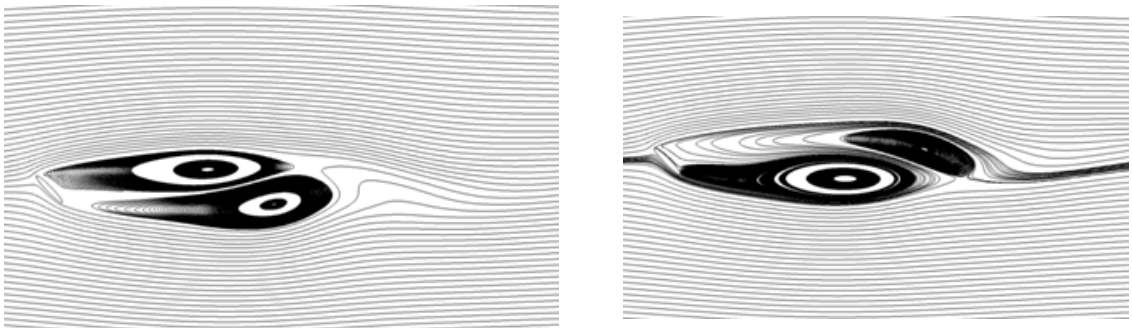


t=5s

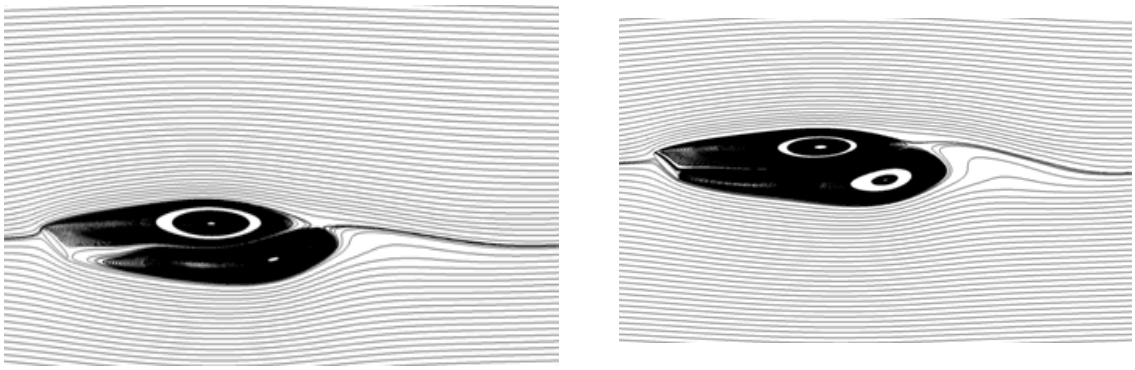
Figure 4.7:L'évolution temporelle des lignes des courants pour(Re=250)dans le cas ellipse incliné.



t=0.5s t=3s



t=1s t=4s

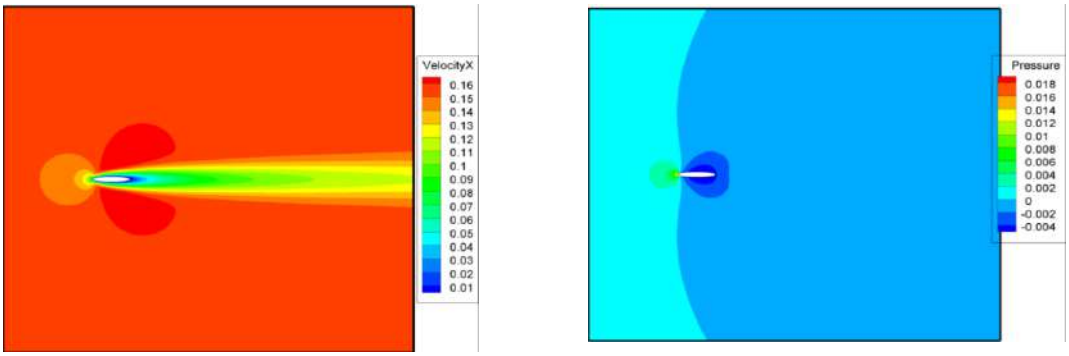


t=2s t=5s

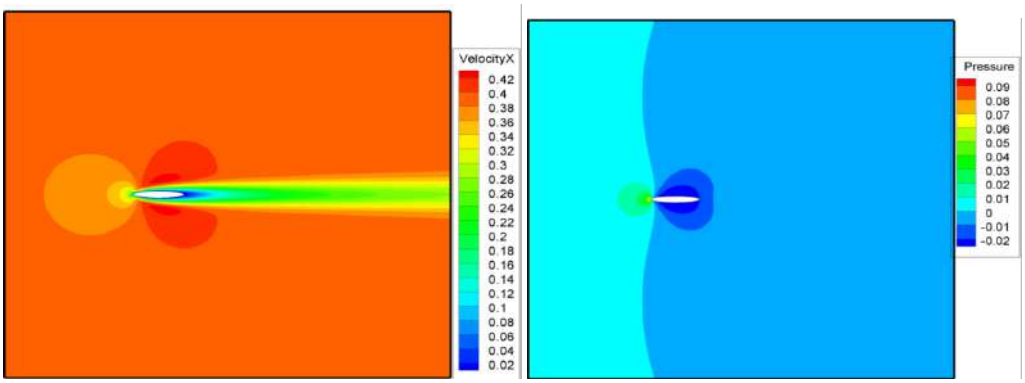
Figure 4.8 :L'évolution temporelle des lignes des courants pour(Re=500) dans le cas ellipse incliné.

Les figures 4.9 et 4.10 représente les contours des vitesses et des pression pour le cas horizontale et inclinée respectivement .

Re=100



Re=250



Re=500

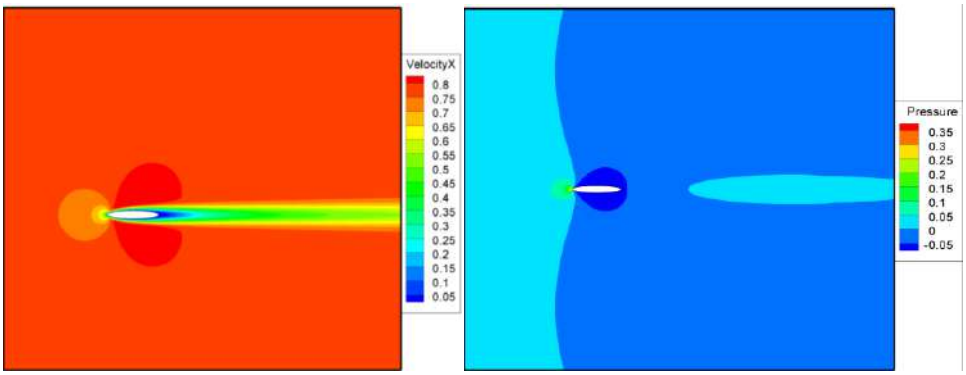
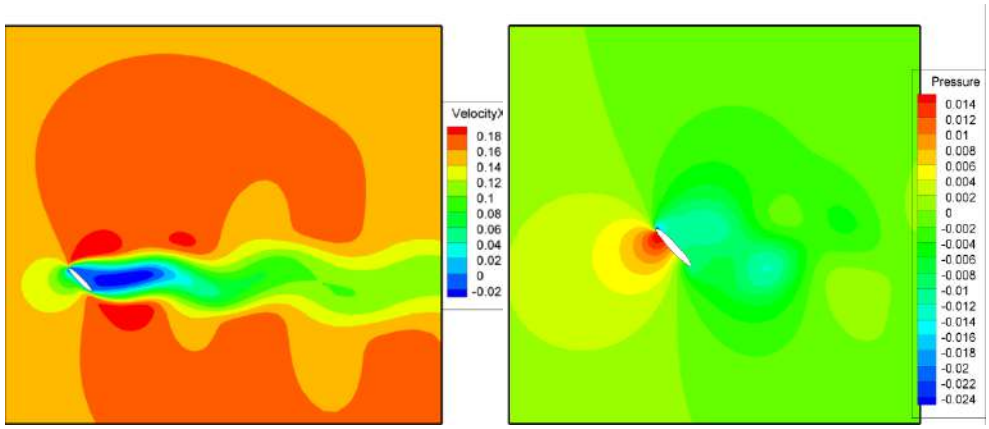
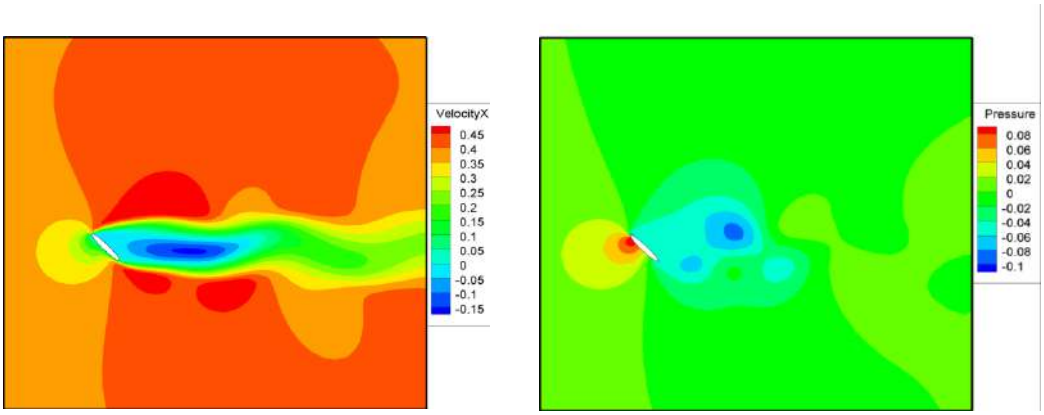


Figure 4.9 : les contours des vitesses et des pressions pour (Re=100,250,500) dans le cas ellipse horizontale pour t=5s.

Re=100



Re=250



Re=500

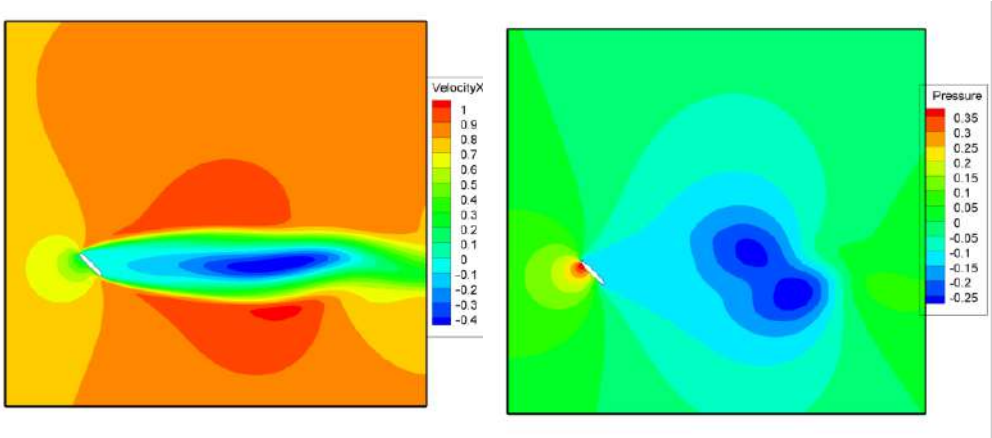


Figure 4.10 : les contours des vitesses et des pression pour (Re=100,250,500)

Dans le cas ellipse inclinée pour t=5s.

4.2 Le cas d'interaction fluide-structure (Mode "water treading") :

Dans ce cas, on analyse les résultats de l'écoulement autour d'une ellipse libre en considérant l'interaction fluide-structure. On va étudier l'effet du nombre de Reynolds sur les forces aérodynamiques et le mouvement de la structure. Nous avons analysé le comportement aérodynamique de l'aile pour le mode "water treading " à Re = 100 .

La cinématique et les paramètres de l'écoulement pour ces cas sont résumés dans le tableau(4.2).

Tableau 4.2:Les paramètres utilisé pour le mode " water treading " .

	Re	Angle d'attaque initial α_0	l'amplitude du tangage α_a	fréquence *f(Hz)*	U_{ref} (m/s)	$h_a\ (m)$	k	φ
Water treading	100	0°	45°	1.7572	0.1545	0.014	1/2.8	$\frac{\pi}{2}$

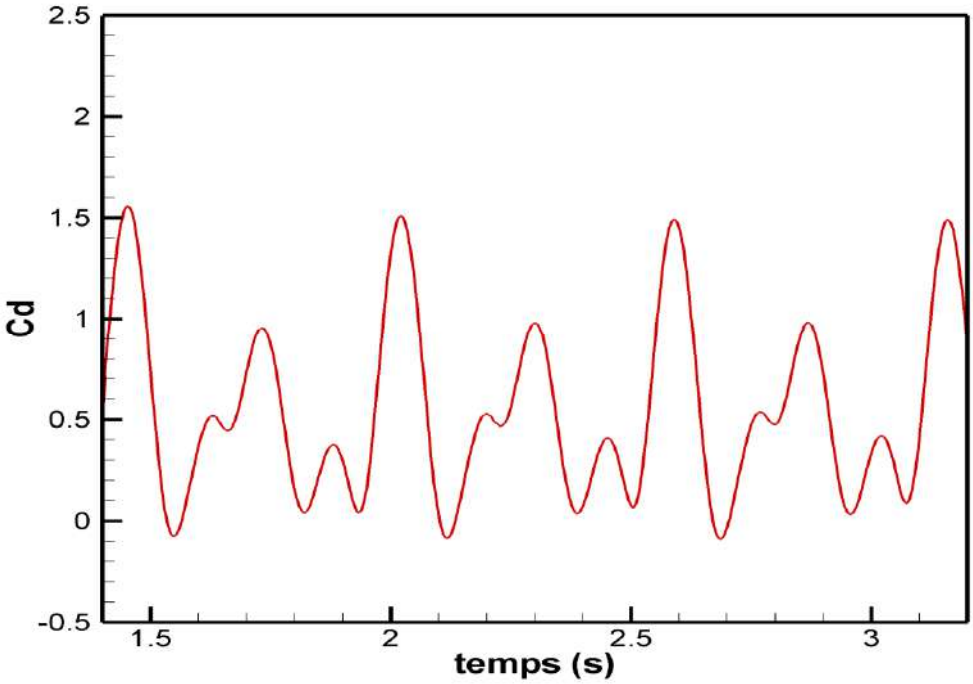


Figure 4.11:le coefficient de trainée pour le mode water treading, Re=100.

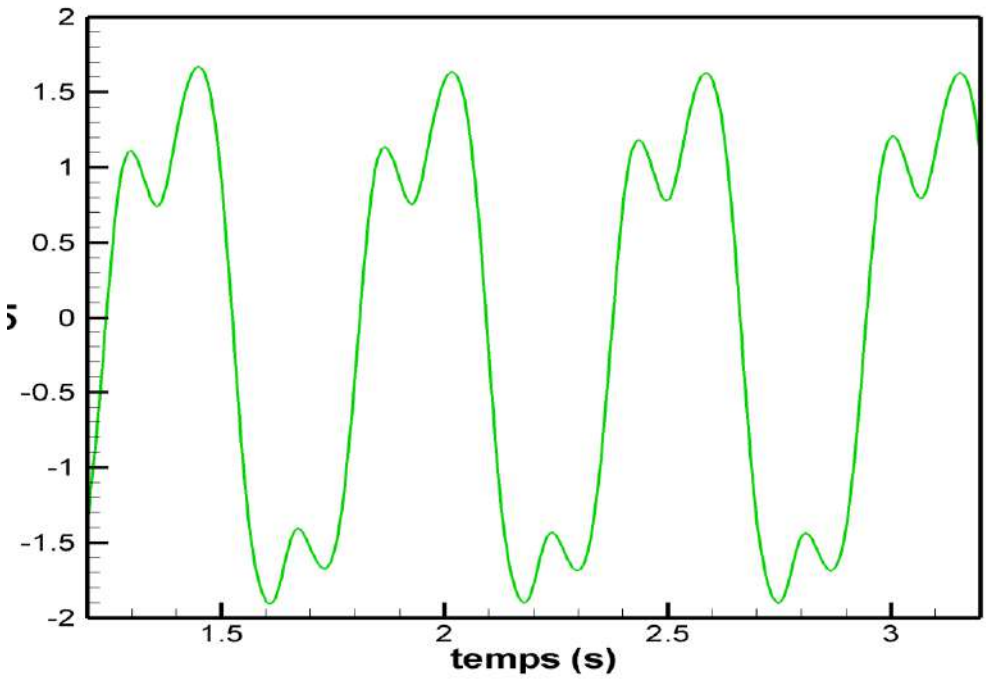


Figure 4.12: le coefficient de portance pour le mode water treading, Re=100.

Les figures (4.11) et (4.12) représentes le coefficient de trainée et de portance respectivement au cours de deux courses complète pour le mode water treading.

Les figures montrent la variation de portance et de trainée presque identiques durant les deux course, et nous remarquons le coefficient de traînée pendant une course complète un motif symétrique entre la course vers l'avant et la course vers l'arrière.

Les pics maximal de coefficient de portance est atteinte entre le temps égal 1.3 à 1.5 s pour la course vers l'avant, et pour le temps 2 à 2.13s pour la course vers l'arrière. Le pic maximale de coefficient de portance et de trainée est obtenue après le profil attient sa vitesse de translation maximale est commence tangage vers le bas, Donc les pics de coefficient de portance et de trainée sont générés principalement par la rotation rapide du mécanisme.

La plus haute valeur de portance est atteinte au temps c et qui a causé par la différence de pression entre la zone de haute pression sous la surface de l'aile et la zone de basse pression (au-dessus de la surface de l'aile) comme montre dans la figure (4 13), le même est répété dans la course en arrière (Figure 4-13) (2.1s)) , la valeur la plus élevée de portance atteint est d'environ 1,6 .

Comme le profil d’aile tangage vers le bas et décélère la pression dans la face inférieure de la surface de l’aile qui conduit à une diminution dans la portance. Figure (4-13 e)

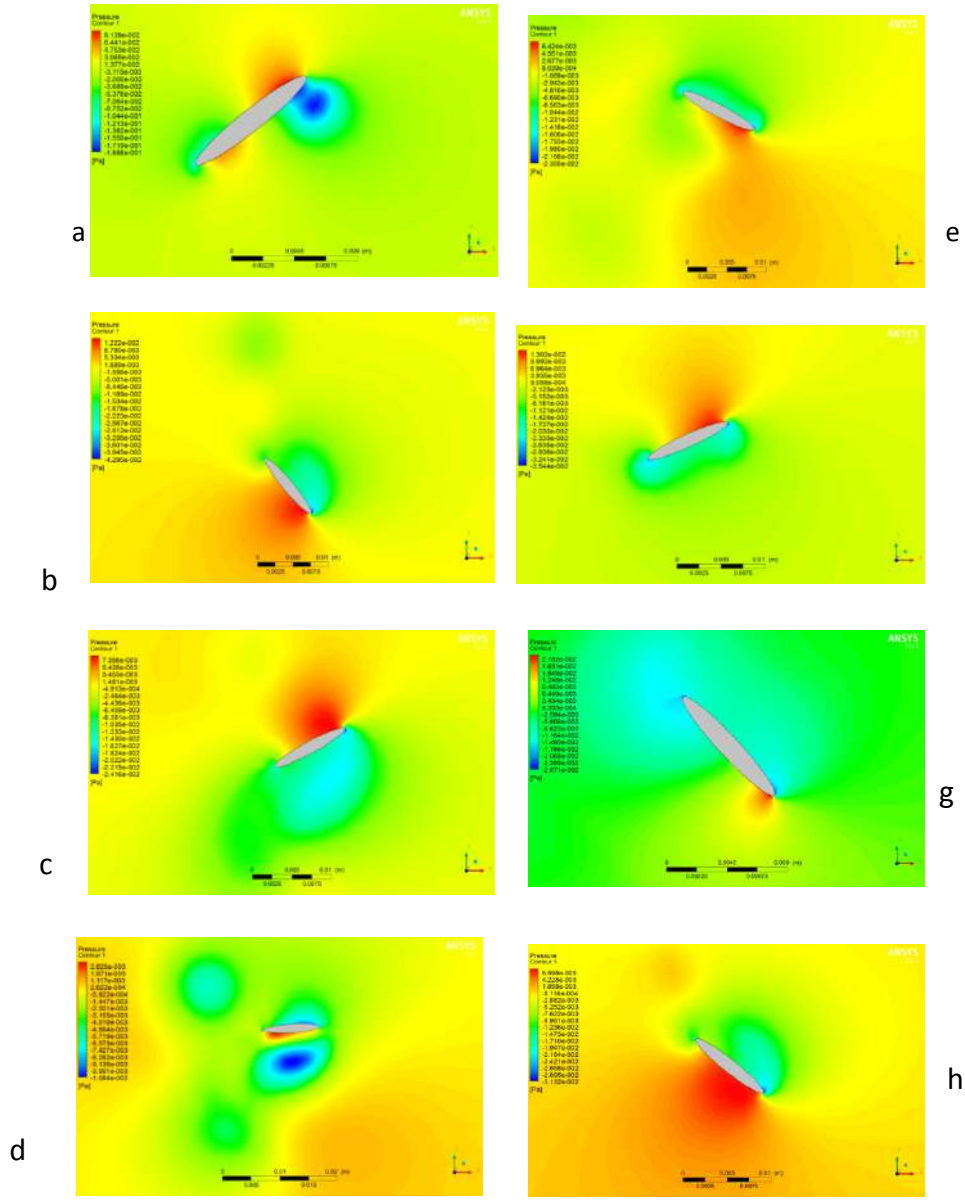
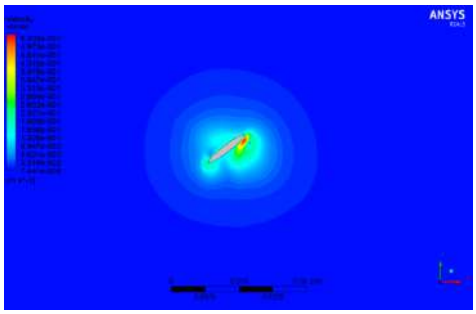


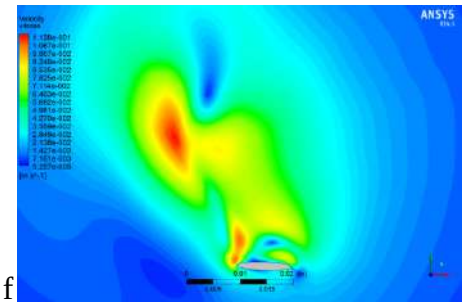
Figure 4-13: les contours des pressions dans "water treading" pour Re=100

avec t=0.015,0.315,0.945,1.26,1.575,1.89,2.05,3.2

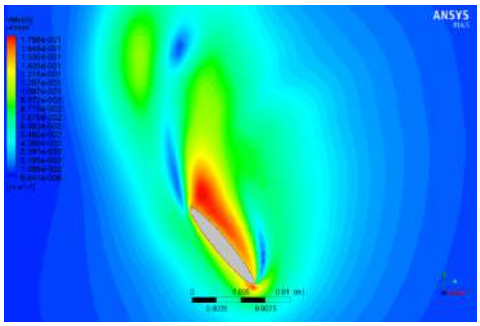
La figure 4.13 représente le contour de vitesse on fonction du temps.



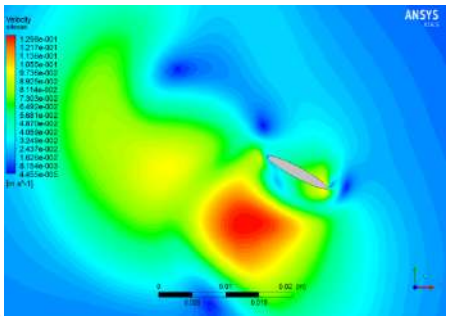
a



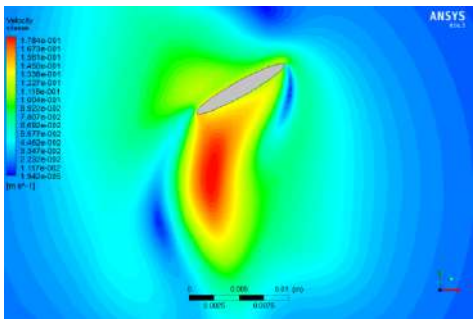
f



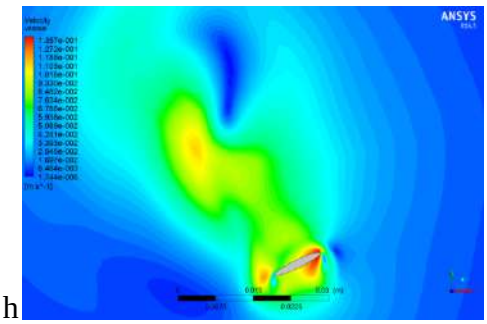
b



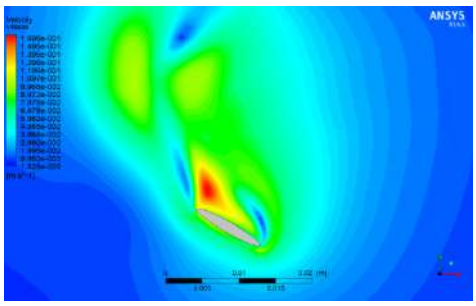
g



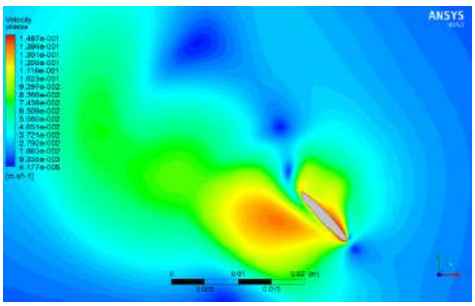
c



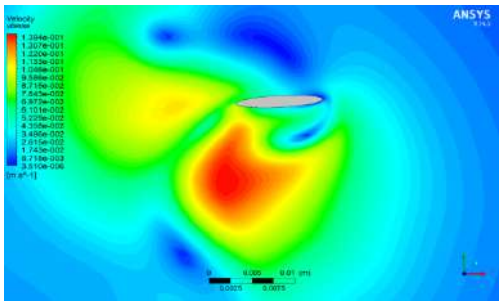
h



d



i



e j

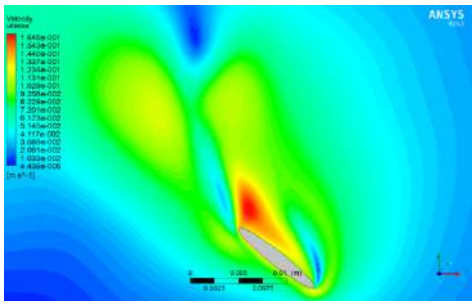


Figure 4-14 : les contours des vitesses dans "water treading" pour Re=100

avec t=0.015,0.315,0.63,0.945,1.26,1.575,1.89,2.05,2.52,2.3 .

CONCLUSION GENERALE

Dans ce mémoire, on a étudie deux cas d'écoulement. Le premier cas est l'écoulement d'air autour d'un aile fixe (horizontal et incliné).Le deuxième cas est l'écoulement d'air autour d'aile battant. Nous avons utilisé la méthode des éléments finis pour résoudre numériquement les équations de Naver-stokes , par le logicielle ANSYS CFX .

Tout d'abord nous avons étudie l'effet du nombre de Reynold (100, 250, 500,1000, 2000) ; sur un aile sous forme une ellipse. La variation du coefficient de portance et du coefficient de traînée est constant pour le cas d'un aile horizontal. D'autre part, pour e cas d'un aile incliné l'écoulement de ces coefficients est périodiques et il y à

Présence de l'allée de Von -karman

Ensuite, nous avons étudie le mode de fonctionnement "water treading" en vol stationnaire, les résultats numériques pour une course d'amplitude de 1.4 la longueur d'aile et une inclinaison initiale de 45° pour un nombre de Reynolds 100 , l'analyse de l'écoulement indique que le mécanisme à retardement décrochage est responsable de la plupart de la génération de coefficient de portance lors d'une cours complète.

Les perspectives immédiates de ce travail sont relatives à la mise en place de la simulation tridimensionnelle 3D de ce problème. Aussi, on recommande d'étudier mouvement dynamique des insectes sur un plan incliné

REFERENCE

[1] Jones, K.D., T.C. Lund, and M.F. Platzer, “Experimental and Computational Investigation of Flapping Wing Propulsion for Micro Air Vehicles,” Fixed and Flapping Wing Aerodynamics for Micro Air Vehicle Applications, Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 195, Chapter 16.

[2] Jones, K. D., “Bio-inspired design of flapping-wing vehicles”, Department of Mechanical and Astonautical Engineering, Monterey, CA, International Symposium on Flying Insects and Robots, Monte Verita, Ascona, Switzerland, Aig. 2007.

[3] Lentink, D.,” Novel micro aircraft inspired by insect flight”, Experimental Zoology Group, Wageningen University, Wageningen, The Netherlands. International Symposium on Flying Insects and Robots, Monte Verita, Ascona, Switzerland, Aug. 2007.

[4] [Ritchison 2003] G. Ritchison (2003). Ornithology lecture notes - Bird flight.
http ://people.eku.edu/ritchisong/554notes3.html.

[5] [Flemming et al. 1992] S. Flemming, P. Smith, N. Seymour et R. Bancroft (1992). Ospreys
use local enhancement and flock foraging to locate prey. The Auk, 109(3) : 649–654.

[6][Greenewalt 1960] C.H. Greenewalt (1960). Hummingbirds. Garden City, New York

[7] [Weis-Fogh 1972] T. Weis-Fogh (1972). Energetics of hovering flight in hummingbirds and
in drosophila. J. Exp. Biol., 56 : 79–104.

[8] [Ellington 1984] C.P. Ellington (1984). The aerodynamics of hovering insect flight. Philosophical

[9] [Weis-Fogh 1973] T. Weis-Fogh (1973). Quick estimates of flight fitness in hovering animals,
including novel mechanisms for lift production. J. Exp. Biol., 59 : 169–230.

[10] Md. Mahbubar Rahman, Md. Mashud Karim and Md. Abdul Alim, Numerical investigation of unsteady flow past a circular cylinder using 2-D finite volume method, Journal of Naval Architecture and Marine Engineering, June, 2007

[11] C.H.K. Williamson, Vortex Dynamics in the Cylinder Wake, Annual Reviews, Fluid. Mech. 1996.28:477-539.
[12] Flow Over a Cylinder, Fluent.inc, flowlab 1.2, January 6, 2005.

[13]Tayfun E.Tezduyar and Sunil Sathe, Modelling of fluid-structure interaction with the space-time finite element: Solution techniques, International journal

[14] Yunus A. Çengel, John M. Cimbala, Fluid Mechanics Fundamentals and Applications, higher education, 1221 Avenue of the Americas, New York, 2006.
[15] David V. Hutton,Fundamentals of Finite Element Analysis (the McGraw−Hill Companies), International ed, USA,2004
[16]Adelhakim YOUNSI,etude de l'ecoulement laminair autour d'un solide soumis à un movement vibratoir impose ,mémoire magister, spésialité energétique ,université Dr YAHIA FARES DE MEDEA ,octobre 2014.
[17] Wang Z.J., 2005, "Dissecting Insect Flight," Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 37, January, pp. 183-210.