

THESE

Pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université de Poitiers

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE ET D'AEROTECHNIQUE

&

FACULTE DES SCIENCES FONDAMENTALES ET APPLIQUEES

(Diplôme national – arrêté du 30 mars 1992)

Ecole doctorale : Sciences Pour l'Ingénieur et l'Aéronautique

Spécialité : Mécanique des milieux fluides

Présentée par :

Jean-Yves ANDRO

**Aérodynamique d'un profil d'aile battante
à bas nombre de Reynolds**

Directeur de thèse : **Laurent Jacquin**

Co-directeur de thèse : **Alain Farcy**

Soutenue le : 8 décembre 2008

JURY

M.	Jean-Marc Moschetta, professeur, ISAE, Toulouse	Rapporteur
M.	Jose Eduardo Wesfreid, directeur de recherche, ESPCI, Paris	Rapporteur
M.	Ramiro Godoy-Diana, chargé de recherche, ESPCI, Paris	Examineur
M.	Daniel Weihs, professeur, Technion, Haïfa, Israël	Examineur
M.	Philippe May, chirurgien, Hôpital St-Louis, Paris	Examineur
M.	Alain Farcy, maître de conférence, ENSMA, Poitiers	Examineur
M.	Laurent Jacquin, directeur du DAFE, ONERA, Meudon	Examineur

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier ceux sans qui ce travail n'aurait jamais vu le jour. Je voudrais notamment exprimer toute ma gratitude à Laurent Jacquin pour son accueil au DAFE, son encadrement, sa disponibilité, ses corrections, son soutien dans les moments difficiles et surtout ses conseils qui m'ont permis de progresser. Un autre merci également à Alain Farcy pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse universitaire et pour m'avoir accueilli à l'Ecole Doctorale de l'ENSMA.

Je voudrais également remercier Mr Jean-Marc Moschetta et Mr Jose Eduardo Wesfreid qui ont accepté d'être les rapporteurs de ma thèse mais aussi tous les membres du jury qui ont évalué mon travail : Mr Ramiro Godoy-Diana, Mr Daniel Weihs, Mr Philippe May, Mr Jean-Bernard Paquet..

Je voudrais maintenant exprimer mon éternelle gratitude aux personnes qui m'ont aidé. Je remercie notamment Denis Sipp pour ses précieux conseils lors du développement du code numérique mais aussi Jean-Bernard Paquet et Jean-Paul Bourez pour avoir consacré un temps précieux à la réalisation des essais dans le canal hydrodynamique du centre ONERA-Lille. Enfin, je remercie tout particulièrement Ramiro Godoy-Diana et Jose Eduardo Wesfreid pour m'avoir accueilli temporairement au PMMH et m'avoir permis d'utiliser leur tunnel hydrodynamique.

Merci également à l'équipe du projet REMANTA et notamment à Agnès Luc-Bouhali pour m'avoir présenté ce merveilleux projet et m'avoir communiqué un enthousiasme et une motivation qui m'ont été ensuite indispensables.

Je n'oublie pas François Lambert, Guy Rancarani et Jean-Pierre Tobeli pour leur conception d'un mécanisme à ailes battantes en parallèle de cette thèse. J'espère que celui-ci sera enfin construit et qu'il permettra de prolonger les travaux présentés dans ce manuscrit.

Je voudrais maintenant avoir une pensée pour le personnel du DAFE et l'ambiance chaleureuse qu'il m'a apporté au quotidien : Patrick Serval, Claire Planchard, Denis Sipp, Bruno Chanetz, Reynald Bur, Philippe Geoffroy, Yves Le Sant, Florence Bouvier, François Lambert, Jean-Pierre Tobeli, Serge Petit, Guy Rancarani, Dominique Grandson, Philippe Reijasse, Patrick Molton, Richard Benay,

Je ne peux oublier de mentionner les compagnons thésards qui ont été de toutes les conversations, de toutes les joies et de toutes les peines (Vincent, Bruno, Olivier T., Paul-Quentin, Benjamin, Olivier M., Benoît, Cyril, Sarah, Sébastien, Raphaël, Samuel) mais aussi tous les stagiaires qui ont égayé les mois de printemps et d'été (Yilma, Alexandra, Ovidiu, Laurent, Rasika, Stéphane, Thomas, Mattéo, ...). Je remercie tout particulièrement Grégory pour sa gentillesse et sa patience.

Je remercie enfin toute ma famille et notamment mes parents et mon frère pour leur soutien inestimable au long de ces trois années.

Sommaire

Introduction	9
1 Revue bibliographique	13
1.1 Du mythe d'Icare aux microdrones biomimétiques à ailes battantes	13
1.2 Aérodynamique bas Reynolds	17
1.3 Vol des insectes et biomimétisme	23
a) Des microdrones à ailes battantes au Paléozoïque	23
b) Cinématique	24
c) Forme et structure des ailes	26
d) Mécanisme de battement des ailes	27
e) Senseurs biologiques	28
f) Sillages tourbillonnaires	30
1.4 Mécanismes aérodynamiques instationnaires du vol battu	31
a) Effet Wagner ou retard à l'établissement de portance	33
b) « Clap and fling »	33
c) Décrochage dynamique et tourbillon de bord d'attaque	34
d) Effet Kramer ou force rotationnelle	35
e) Masse ajoutée	36
f) Interaction aile-sillage	36
1.5 Expériences	37
1.6 Simulations numériques	43
a) Simulations 2D	43
b) Simulations 3D	46
2 Outils et méthodes	51
2.1 Simulation numérique directe par le logiciel FreeFem++	51
a) Discrétisation temporelle	51
b) Discrétisation spatiale	54
c) Maillage et conditions limites	55
2.2 Tunnel hydrodynamique de l'ESPCI	56
2.3 Bassin hydrodynamique de traction du centre ONERA-Lille	59
a) Bassin hydrodynamique et chariot de traction	59

b) Dispositif expérimental	60
c) Modulation de la viscosité du fluide	63
Partie I : Etude du lâcher tourbillonnaire d'un profil statique NACA 0012	69
3 Apparition du lâcher tourbillonnaire	71
3.1 Analyse de stabilité globale 2D	71
3.2 Validation expérimentale de l'analyse de stabilité globale 2D	76
3.3 Etude des effets 3D sur l'apparition du lâcher tourbillonnaire	80
3.4 Discussion	85
4 Etude du lâcher tourbillonnaire d'un profil statique par simulation numérique directe 2D	89
4.1 Description des simulations numériques	89
4.2 Validation sur des cas tests	92
4.3 Cas $Re = 100$	95
4.4 Cas $Re = 1000$	103
4.5 Synthèse des résultats	114
5 Effets du nombre de Reynolds et de l'allongement	117
5.1 Signaux d'efforts à incidence nulle	118
5.2 Incertitude sur le nombre de Reynolds réel	119
5.3 Effets de l'allongement	121
5.4 Effets du nombre de Reynolds	125
5.5 Discussion	127
Partie II : Etude numérique d'un profil d'aile battante en vol d'avancement	129
6 Développement du code DNS simulant le mouvement d'une aile battante	133
6.1 Principe du calcul	133
6.2 Simulation du pilonnement pur en vol d'avancement	136
a) Equations	136
b) Tests de convergence	137
6.3 Simulation du tangage pur en vol d'avancement	138
a) Equations	138
b) Tests de convergence	139
6.4 Simulation du vol battu d'avancement	139
6.5 Validation sur des cas tests	141
a) Mouvement oscillant de glissement	141
b) Départ impulsif en translation	143
c) Départ impulsif en tangage	143

7 Pilonnement pur en vol d'avancement	145
7.1 Notations	145
7.2 Topologie de l'écoulement sur un cas type	147
7.3 Régime quasi-stationnaire	150
7.4 Régime instationnaire	154
a) Tourbillon de bord d'attaque	155
b) Masse ajoutée	156
c) Capture de sillage	157
d) Effets de l'amplitude de battement et du nombre de Reynolds	164
7.5 Modèle simplifié en régime instationnaire	165
a) Principe de la modélisation	165
b) Résultats en régime instationnaire	167
7.6 Discussion	169
8 Tangage pur en vol d'avancement	171
8.1 Notations	171
8.2 Topologie de l'écoulement sur un cas type	172
8.3 Création de poussée	175
8.4 Force rotationnelle	175
a) Description physique	175
b) Détermination numérique de la force rotationnelle sur une plaque plane	179
c) Modélisation de la force rotationnelle sur une plaque plane	182
d) Influence de la position de l'axe de rotation	184
e) Influence de l'augmentation du nombre de Reynolds	186
8.9 Discussion	187
9 Vol battu d'avancement	189
9.1 Notations	189
9.2 Régime quasi stationnaire	191
9.3 Régime instationnaire	197
9.4 Discussion	201
Conclusion	203
Références	207
Annexe : Article paru dans la revue Aerospace Science and Technology	217
« Frequency effects on the aerodynamic mechanisms of a heaving airfoil in a forward flight configuration » by J.Y. Andro & L. Jacquin	

Introduction

Les deux dernières décennies ont vu un essor important des microdrones (engins volants autonomes d'une envergure inférieure à 15 cm) en réponse aux besoins exprimés par les autorités civiles et militaires pour des missions de surveillance et d'observation. La nouvelle génération de microdrones actuellement en développement doit notamment incorporer une capacité de vol sur place ainsi qu'une meilleure manoeuvrabilité afin de s'adapter aux conditions particulières du vol en milieu confiné (milieu urbain par exemple). Dans ce contexte, l'un des modes de locomotion les plus prometteurs pourrait être le vol battu pratiqué par les insectes. De nombreuses études sont ainsi aujourd'hui menées sur l'aérodynamique des ailes battantes et quelques démonstrateurs ont déjà vu le jour, dérivés principalement de l'expérience des aéromodélistes. Cependant, la compréhension des mécanismes aérodynamiques générateurs de portance et de poussée reste encore parcellaire. Les microdrones à ailes battantes évoluent en effet dans des régimes de vol mal connus caractérisés par des faibles nombres de Reynolds et des incidences élevées induisant le lâcher de structures tourbillonnaires. De plus, l'efficacité de ce type de vol résulte de la superposition complexe de plusieurs mécanismes aérodynamiques instationnaires. La compréhension incomplète de l'ensemble de ces phénomènes se traduit finalement par une modélisation encore insatisfaisante des efforts aérodynamiques qui rend difficile le pilotage de ce type d'engins.

Les premiers travaux menés dans ce domaine, antérieurs au développement des microdrones, sont dus essentiellement à des biologistes qui se sont penchés sur le vol battu des animaux. [Ellington \[26\]](#) a notamment apporté une importante contribution à cet effort en effectuant le recensement des mécanismes aérodynamiques caractéristiques du vol sur place des insectes. Les mécanismes majeurs sont ainsi la force quasi stationnaire, le tourbillon de bord d'attaque, la masse ajoutée et la force rotationnelle tandis que d'autres sont moins importants comme la capture de sillage, le « clap and fling » et l'effet Wagner (ces mécanismes seront explicités dans ce manuscrit). La poursuite de ces travaux par [Dudley & Ellington \[20\]](#) a ensuite démontré qu'un insecte ne pouvait théoriquement pas voler si on ne considérait qu'une modélisation quasi stationnaire des efforts. A cette période reste ainsi attaché le paradoxe « Bumblebees cannot fly ». La prise en compte des effets instationnaires s'avérait donc essentielle et notamment celle du lâcher tourbillonnaire de bord d'attaque.

La dernière décennie a ensuite vu l'apparition des premiers projets biomimétiques. L'équipe de l'université de Berkeley, conduite par [Dickinson, Lehmann & Sane \[18\]](#), a ainsi effectué les premières percées dans ce domaine grâce à la conception du Robofly, un robot simulant les mouvements d'une aile de mouche dans une cuve à fluide. De nombreuses mesures d'efforts instationnaires associées à des visualisations PIV ont ainsi permis de mieux décrire les mécanismes générateurs de portance évoqués plus

haut en mettant notamment l'accent sur la dynamique des tourbillons. Cependant, ce dispositif ne permettait pas d'effectuer de larges variations des paramètres et restait limité au vol de la mouche. L'influence de la fréquence de battement et de celle du nombre de Reynolds, notamment, restaient encore mal connues.

L'augmentation récente des capacités de calcul a permis de simuler numériquement ces expériences et a autorisé une exploration plus systématique du vol battu. Les simulations numériques 3D de Sun & Tang [100], parmi d'autres, ont ainsi précisé l'influence de chaque paramètre cinématique sur les performances de l'insecte (portance, poussée, rendement) et confirmé les observations d'Ellington et de Dickinson sur la structure des tourbillons.

Malgré les avancées réalisées grâce à ces travaux, de nombreuses questions d'ordre fondamental restent posées. Les premières concernent le lâcher tourbillonnaire : quelle est l'incidence critique associée à ce phénomène ? comment évolue la structure du tourbillon dans le domaine non linéaire des grandes incidences ? quelle est la fréquence de lâcher ? quelle est l'influence de l'augmentation du nombre de Reynolds et de la réduction de l'allongement de l'aile sur les efforts engendrés ? Ces questions sont importantes dans la mesure où le lâcher tourbillonnaire est à la base de trois des principaux mécanismes aérodynamiques instationnaires caractéristiques du vol battu : le tourbillon de bord d'attaque, la force rotationnelle et la capture de sillage. D'autres interrogations portent ensuite sur la façon dont on doit combiner ces mécanismes afin d'obtenir la portance et la poussée. Les études précédentes se focalisent en effet le plus souvent sur un insecte particulier pour copier sa cinématique puis optimiser son vol. Pourtant, les futurs microdrones ne sont pas soumis aux mêmes contraintes cinématiques et structurelles et les cinématiques étudiées ne sont donc pas forcément les plus pertinentes. Il manque ainsi une compréhension des phénomènes induits par les mouvements de base, notamment en fonction de la fréquence de battement et du taux de rotation de l'aile. Ces études fondamentales devraient permettre de construire des modèles simplifiés des efforts aérodynamiques utilisés ensuite pour le développement et le pilotage des futurs microdrones.

Le travail de thèse présenté ici s'articule autour de ces deux grandes parties : (i) l'étude du lâcher tourbillonnaire derrière un profil d'aile statique (ii) l'étude des mécanismes instationnaires à partir des mouvements de base du vol battu d'avancement.

La démarche suivie dans la première partie consiste à utiliser l'outil théorique des instabilités globales afin de déterminer en fonction du nombre de Reynolds les conditions critiques amorçant le lâcher tourbillonnaire 2D. Un protocole expérimental en tunnel hydrodynamique a été élaboré en collaboration avec l'ESPCI afin de valider ces résultats théoriques puis étudier l'influence de l'allongement sur ces conditions critiques. Cette étude est ensuite complétée par des simulations numériques directes 2D explorant la structure des tourbillons, la fréquence de lâcher et les efforts engendrés dans le domaine non linéaire des grandes incidences. Un second dispositif expérimental en bassin de traction, développé par le département d'aérodynamique appliquée de l'ONERA, permet enfin d'étudier l'influence de l'augmentation du nombre de Reynolds et de la réduction de l'allongement sur les efforts engendrés lors de ces régimes.

Dans la seconde partie nous étudions les mécanismes aérodynamiques instationnaires d'une aile battante à l'aide de simulations numériques directes 2D. Le premier mouvement auquel on s'intéresse est le mouvement de pilonnement et l'objectif poursuivi dans cette étude est de préciser le rôle de la fréquence de battement sur les efforts de portance engendrés par le lâcher tourbillonnaire de bord

d'attaque, par la réaction de la masse ajoutée et par le phénomène de capture de sillage. Nous examinons ensuite le mouvement de tangage afin de déterminer la loi de variation des efforts en fonction du taux de rotation. Cette étude a notamment permis de proposer un nouveau modèle pour la force rotationnelle. La thèse se termine sur l'examen d'une combinaison de ces deux mouvements afin de mettre en évidence la transition entre le régime quasi-stationnaire caractéristique du vol battu des oiseaux et le régime instationnaire caractéristique du vol battu des insectes.

1 Revue bibliographique

1.1 Du mythe d'Icare aux microdrones biomimétiques à ailes battantes

Le vol battu a fasciné depuis toujours l'imaginaire de l'être humain. Pour réaliser ses désirs d'envol de la terre ferme, l'homme cherche ainsi dans un premier temps à imiter les oiseaux en greffant à ses bras des ailes fabriquées à leur image. Le mythe d'Icare (figure 1.1a) en est l'illustration la plus célèbre mais cette image se propagera à travers les siècles (figure 1.1b). Même l'avènement de la science moderne lors de la Renaissance, ou encore la révolution industrielle du XIX^e siècle, n'autorisera une autre vision. Ainsi, l'ornithoptère de Léonard de Vinci (figure 1.1c) ou l'Eole de Clément Ader (figure 1.1d) se solderont par des échecs.

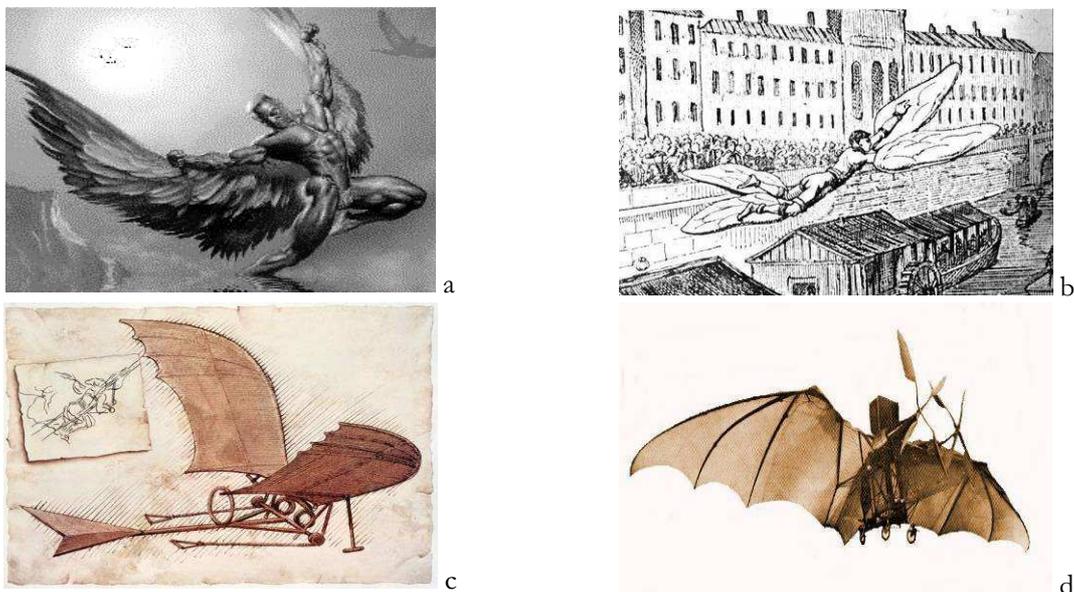


Fig 1.1 : Premières tentatives de vol battu (a) Illustration du mythe d'Icare (b) Marquis de Bacqueville, Paris, 1742 (c) Ornithoptère de Léonard de Vinci (d) Eole de Clément Ader

La principale difficulté réside dans le poids de tels engins. En effet, la portance engendrée par une aile est proportionnelle au carré de la vitesse d'avancement et il s'avère rapidement impossible d'obtenir par un vol battu la vitesse d'avancement nécessaire pour sustenter un aéronef. Les oiseaux et les insectes peuvent voler uniquement en raison d'une morphologie particulière caractérisée par une faible densité (masse/taille). L'homme s'affranchira de cette contrainte en effectuant le saut conceptuel consistant à

dissocier propulsion et sustentation : un moteur fournira la vitesse d'avancement tandis que des ailes fixes assureront la sustentation. De là est né l'aviation.

Néanmoins, le rêve du vol battu est resté présent chez certains aéromodélistes préoccupés par l'esthétisme de leurs réalisations plutôt que par leurs performances. Ainsi, des matériaux ultra légers associés à des mécanismes simples d'actionnement des ailes ont permis l'invention d'ornithoptères radio commandés d'une taille semblable aux oiseaux (figures 1.2a et 1.2b). On peut notamment citer le « Wingbird » ([site internet OVIRC \[139\]](#)) qui est actuellement l'un des plus petits engins à ailes battantes commercialisés. Ce dernier présente une envergure de 490 mm, une longueur de 345 mm, un poids de 72 g hors batterie et une autonomie de vol d'un quart d'heure maximum. Ces réalisations restent néanmoins peu stables et ne rencontrent aucune application. En effet, elles ne permettent pas le vol sur place, ne disposent pas de senseurs d'observation et ont une autonomie de vol très réduite. Cette fibre aéromodéliste a cependant été extrapolée jusqu'à la réalisation par [De Laurier \[59\]](#) d'un ornithoptère pouvant embarquer un être humain (figure 1.2c).



Fig. 1.2 : Réalisations d'ornithoptères imitant les oiseaux : (a) vue d'ensemble du Wingbird (b) détails du mécanisme d'actionnement des ailes du Wingbird (c) ornithoptère de [De Laurier \[59\]](#)

La fin du siècle dernier va apporter une nouvelle orientation aux travaux sur le vol battu. Les années 90 voient en effet le développement des minidrones par les militaires. Ces drones d'une envergure inférieure à 50 cm doivent pouvoir être transportés par les fantassins et remplir le rôle de « jumelles volantes » en effectuant des reconnaissances derrière les obstacles constitués par le relief, la végétation ou les constructions. Le minidrone est équipé de divers senseurs et dispose d'un logiciel d'automatique permettant de réaliser un plan de vol préprogrammé. Les premiers minidrones se présentent le plus souvent sous la forme d'une aile volante de faible allongement et sont équipés d'une hélice assurant la propulsion. Comme projets actuels on peut citer entre autres le Carolo de la Technische Universitat

Braunschweig (Kordes & al. [51]), le Black Widow d'AeroVironment (Grasmeyer & Keenon [35]) ou encore le MIRADOR résultant d'une collaboration entre l'ONERA et l'Ecole Royale Militaire de Bruxelles (figure 1.3).

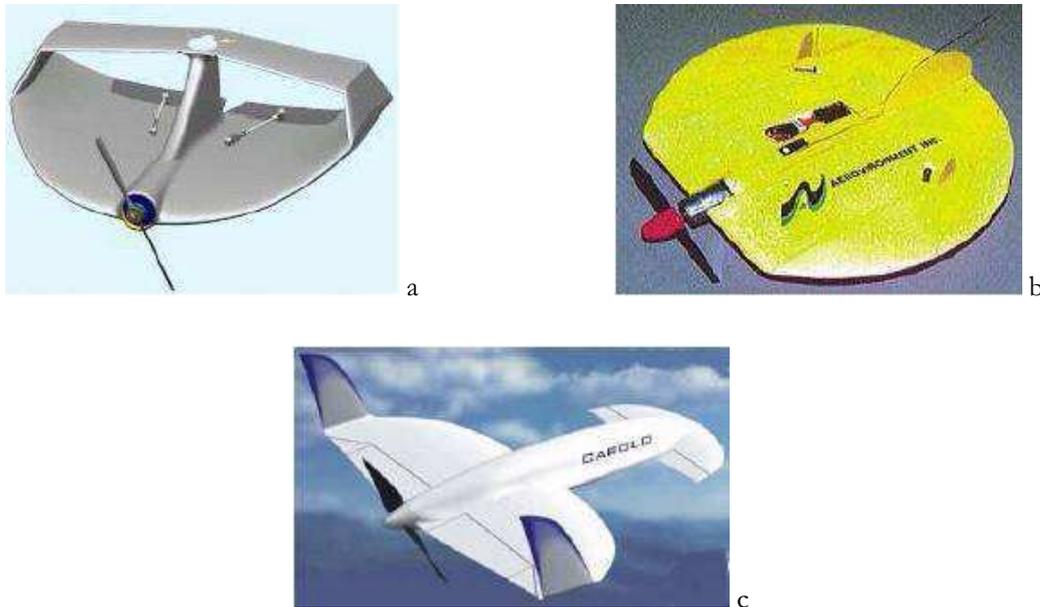


Fig. 1.3 : Exemples de minidrones à ailes fixes : (a) MIRADOR (b) Black Widow (c) Carolo

La faiblesse principale de ce concept réside dans son impossibilité à réaliser un vol sur place, capacité qui se révèle essentielle dans les milieux confinés tels les milieux urbains. Afin de pallier à cet inconvénient, la solution la plus commune consiste à imiter le principe de l'hélicoptère en utilisant des voilures tournantes. Plusieurs rotors assurent alors la portance et les manoeuvres sont réalisées en imposant des vitesses de rotation différentes aux rotors. Mentionnons ainsi le Vertigo de Sup Aéro (Bataillé & al. [5]) qui utilise deux rotors coaxiaux contrarotatifs ou l'IMAV de l'université de Oldenburg (Eich & al. [23]) qui présente la configuration la plus courante équipée de quatre rotors (figure 1.4).

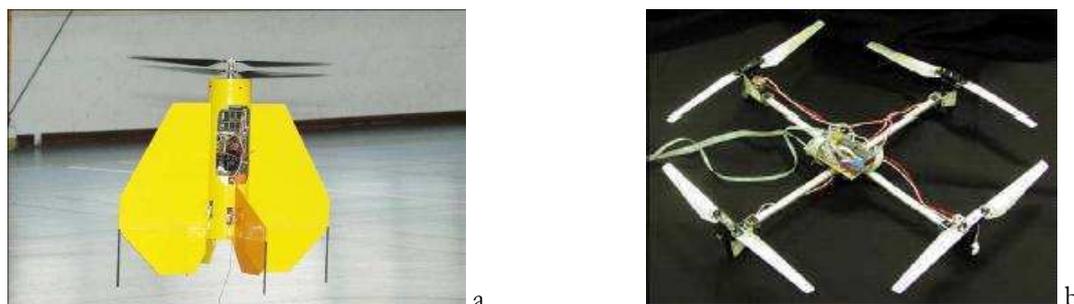


Fig 1.4 : Exemples de microdrones à ailes tournantes : (a) Vertigo (b) IMAV

La tendance actuelle est une course à la miniaturisation et on projette dorénavant la mise au point de microdrones (envergure inférieure à 15 cm) voire même de nanodrones (envergure de l'ordre du cm). C'est dans cette évolution vers plus de miniaturisation, de discrétion et d'agilité qu'est né le concept d'ailes battantes. Outre la capacité de vol sur place, les ailes battantes présentent également une discrétion

acoustique supérieure à celle des voilures tournantes. De plus, comme le démontre les insectes, les ailes battantes sont potentiellement capables d'une très grande agilité face aux rafales de vent. Les réalisations actuelles dans ce domaine se séparent en deux grandes familles. Il y a d'une part les démarches de type aéromodéliste consistant à miniaturiser et perfectionner les développements antérieurs. On trouve dans cette famille le BITE-Wing du Naval Research Laboratory (Jones & Platzer [47]), le Microbat de l'université de Caltech (Pornsins-Sisirak & al. [84]), le Delfly Micro de l'université de Delft (site internet Delfly [137]), ou encore l'Entomopter de Georgia Tech (Michelson & Naqvi [68]). Il y a d'autre part les démarches de type biomimétique cherchant à imiter les solutions sélectionnées par l'évolution naturelle. Les travaux les plus importants dans ce domaine sont menés depuis plusieurs années à l'université de Berkeley avec la conception du MFI (Micro Mechanical Flying Insect) (Yan & al. [133]). On peut également mentionner les travaux de l'équipe du Pr Kawachi autour du projet Millibioflight. Depuis 2002, l'ONERA s'inscrit dans cette démarche à travers le projet REMANTA (REsearch on Micro Air vehicles and New Technologies Application) (Luc-Bouhali [64]). Ce projet pluridisciplinaire est structuré autour de 3 axes : (i) mécanique du vol et contrôle (ii) aérodynamique (iii) matériaux, structures et actionneurs. L'étude d'un élevage de libellules a fourni la composante biologique transversale au projet.

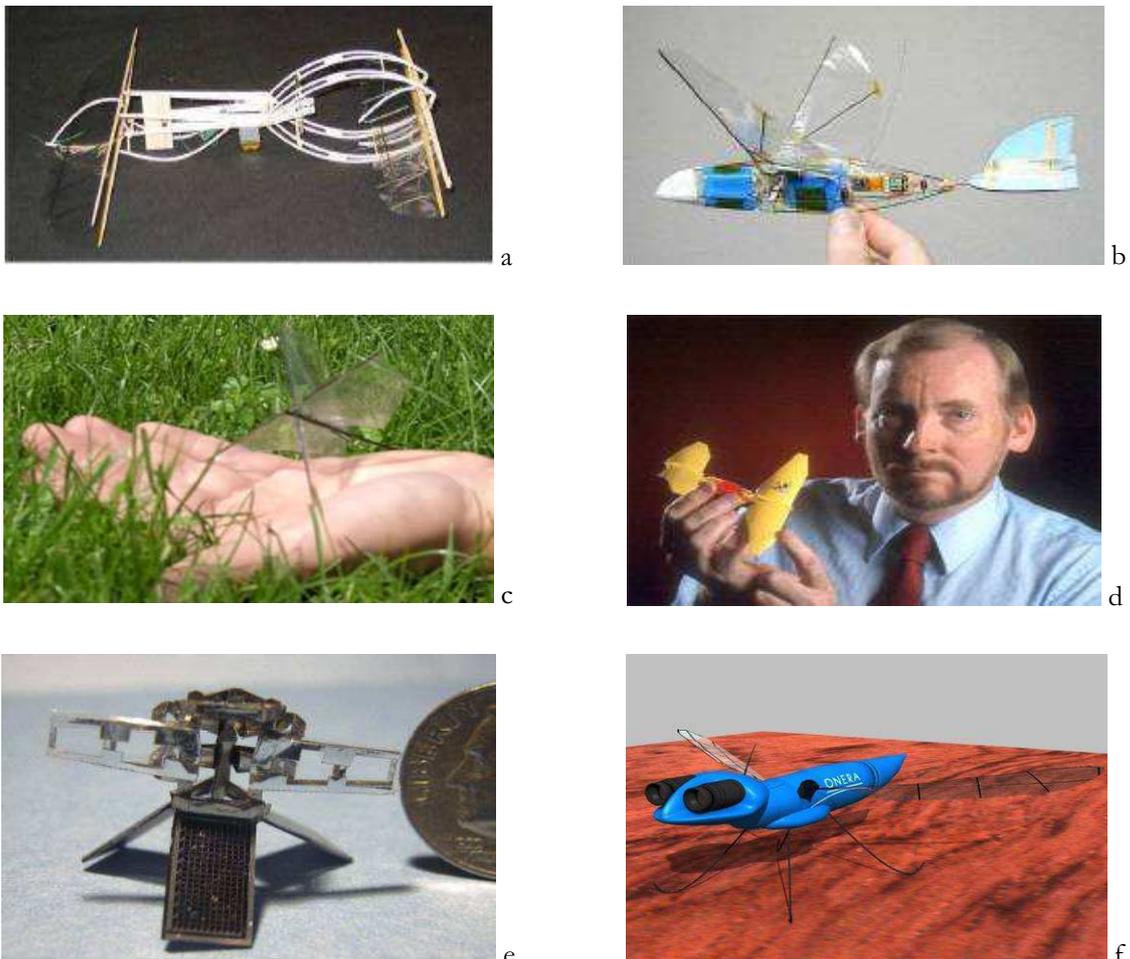


Fig 1.5 : Projets de microdrones à ailes battantes :
(a) BITE-Wing (b) Microbat (c) Delfly Micro (d) Entomopter (e) MFI (f) REMANTA

Les défis technologiques à relever sont majeurs. Le principal d'entre eux réside dans la miniaturisation du système d'actionnement, de la source d'énergie, des capteurs et des senseurs. L'autre défi réside dans la conception de modèles aérodynamiques permettant d'élaborer les lois de contrôle du microdrone. La compréhension des phénomènes instationnaires caractéristiques des faibles nombres de Reynolds, ainsi que celle des mécanismes générateurs de portance et de poussée, s'avèrent alors fondamentales. On trouvera une synthèse de ces enjeux aérodynamiques dans la revue effectuée par Shyy, Berg & Ljungqvist [94].

1.2 Aérodynamique bas Reynolds

La discrimination des différents régimes aérodynamiques s'effectue par la donnée du nombre de Reynolds défini comme le produit de la vitesse d'avancement U_0 par la corde moyenne de l'aile c divisé par la viscosité cinématique de l'air ν , soit $Re = U_0 c / \nu$. Il permet d'estimer le rapport entre une force inertielle de référence engendrée par la vitesse du fluide et une force de cisaillement de référence engendrée par la viscosité du fluide. Comme proposé par Jacquin [44] dans la figure 1.6, le nombre de Reynolds peut être utilisé pour classifier le problème du vol animal au milieu d'autres applications technologiques. Les oiseaux, les insectes et les microdrones s'avèrent évoluer dans des régimes aérodynamiques mal connus caractérisés par des nombres de Reynolds compris approximativement entre 100 et 100 000. Les microdrones n'appartiennent pas ainsi au régime visqueux de Stokes ($Re \approx 1$) pour lequel les forces visqueuses sont prépondérantes et pour lequel le fluide reste collé à l'obstacle (ce domaine de vol est celui des micro organismes). Ils n'appartiennent pas non plus au régime inertiel pleinement turbulent des applications classiques ($Re > 10^6$).

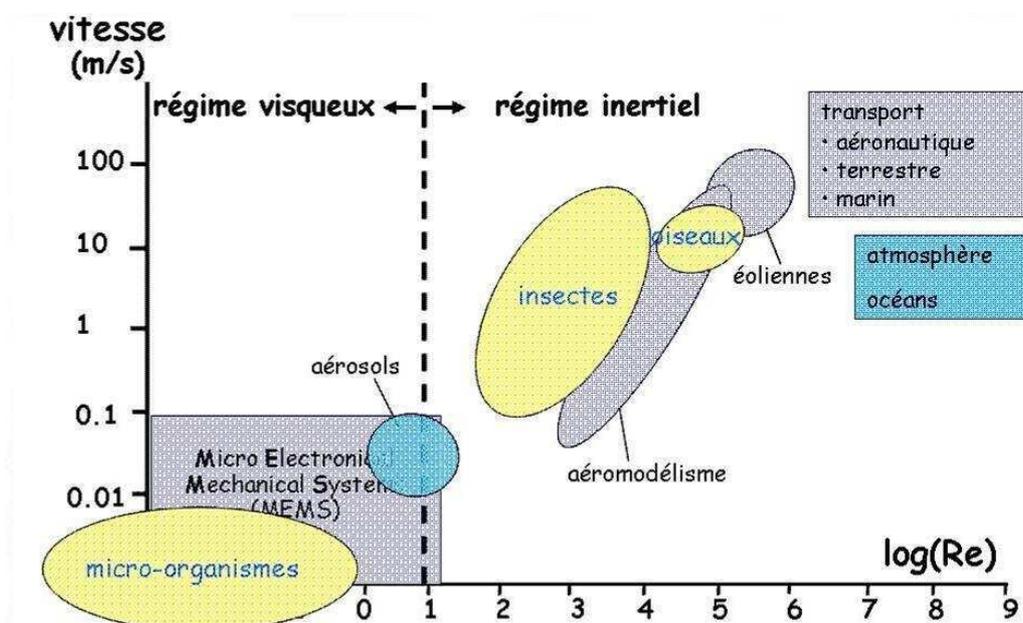


Fig 1.6 : Diagramme du régime de vol des organismes vivants, des phénomènes naturels et des principales réalisations technologiques en fonction du nombre de Reynolds et de la vitesse d'avancement (Jacquin [44])

Les microdrones appartiennent en fait à des régimes inertiels intermédiaires pour lesquels l'écoulement reste laminaire ou en amorce de transition vers la turbulence. La figure 1.7 présente les visualisations du sillage d'une sphère pour de tels régimes. Le passage du régime de Stokes au régime turbulent se décompose en fonction du nombre de Reynolds en quatre grandes phases :

- Ecoulement laminaire avec décollement du fluide, apparition de bulles de recirculation et baisse exponentielle du coefficient de traînée avec l'augmentation du nombre de Reynolds (figure 1.7c)
- Ecoulement laminaire avec lâcher de structures tourbillonnaires cohérentes de type allées de von Kármán et amortissement de la baisse du coefficient de traînée (figure 1.7d)
- Apparition de la transition vers la turbulence avec couplage des grosses structures cohérentes à des structures de plus petite échelle et stabilisation du coefficient de traînée (figure 1.7e)
- Ecoulement pleinement turbulent (figure 1.7f)

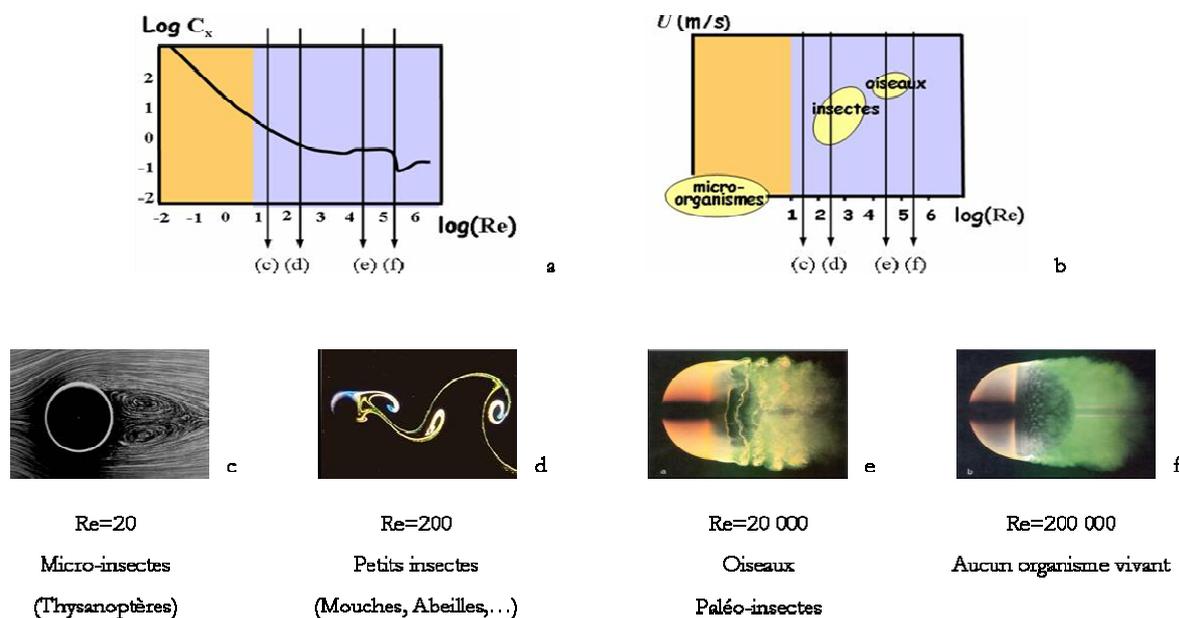


Fig 1.7 : Sillage d'une sphère aux régimes de vol intermédiaires (Jacquin [44])

Comme souligné dans cette figure, on remarque que ces différents régimes tourbillonnaires sont propres à chaque type d'organisme vivant. Le régime de vol des insectes est ainsi caractérisé par le lâcher de tourbillons. L'apparition de la transition, quant à elle, semble marquer la limite de leur domaine de vol et annoncer celui des oiseaux. Ellington [29] explique cette séparation par la destruction de la cohérence des tourbillons de bord d'attaque, mécanisme indispensable d'après lui à la sustentation des insectes. Cependant, le contre exemple des insectes géants du Paléozoïque remet en question cette séparation (voir partie suivante). Par ailleurs, on pourra observer qu'aucun organisme vivant n'évolue en régime complètement turbulent comme souligné par Jacquin [44]. Cette dernière constatation pose la question de savoir si l'apparition de la turbulence est un facteur limitant le développement des organismes utilisant le vol battu. Actuellement, la limitation la plus communément admise reste de nature structurelle et biologique, l'énergie à fournir devenant trop importante à partir d'une certaine taille pour mettre en mouvement les ailes. Les travaux d'Ellington [27] nuancent cette explication en rétablissant la possibilité d'une limitation aérodynamique mais l'exemple de l'ornithoptère géant de De Laurier [59] évoluant en régime turbulent ne semble pourtant pas imposer une telle limite au vol battu.

Les travaux sur des profils d'aile à faible nombre de Reynolds sont peu nombreux. Une classification des phénomènes rencontrés en fonction du nombre de Reynolds a néanmoins été établie par Carmichael [9] et Lissaman [62].

- $Re \leq 30\,000$: l'écoulement est complètement laminaire pour les faibles incidences. Il y a ensuite formation, sur la partie arrière du profil, d'une zone décollée sans réattachement qui détériore les performances. Lorsque l'incidence augmente, le point de décollement remonte vers le bord d'attaque et le profil décroche de façon douce lorsque ce dernier est atteint.
- $30\,000 \leq Re \leq 70\,000$: le décollement est suivi d'une transition vers la turbulence mais la force inertielle du fluide n'est pas encore suffisante pour vaincre le gradient de pression adverse et réattacher le fluide au profil.
- $70\,000 \leq Re \leq 200\,000$: une bulle de recirculation laminaire se forme grâce à la transition turbulente qui redonne de l'énergie au fluide et permet son réattachement (figure 1.8). A $Re = 100\,000$ on observe une bulle longue s'étalant sur 20% à 30% de la longueur du profil. L'augmentation du nombre de Reynolds se traduit par une réduction de la taille de la bulle. Lorsqu'on est confronté à des petites bulles, ces dernières éclatent brusquement lorsqu'on se situe au delà de l'incidence critique et provoquent alors un décrochage brutal.
- $Re \geq 200\,000$: la transition vers la turbulence a lieu avant l'inversion du gradient de pression et permet ainsi d'éviter la formation de la bulle de recirculation laminaire. Ce phénomène s'accompagne d'une augmentation des performances du profil.

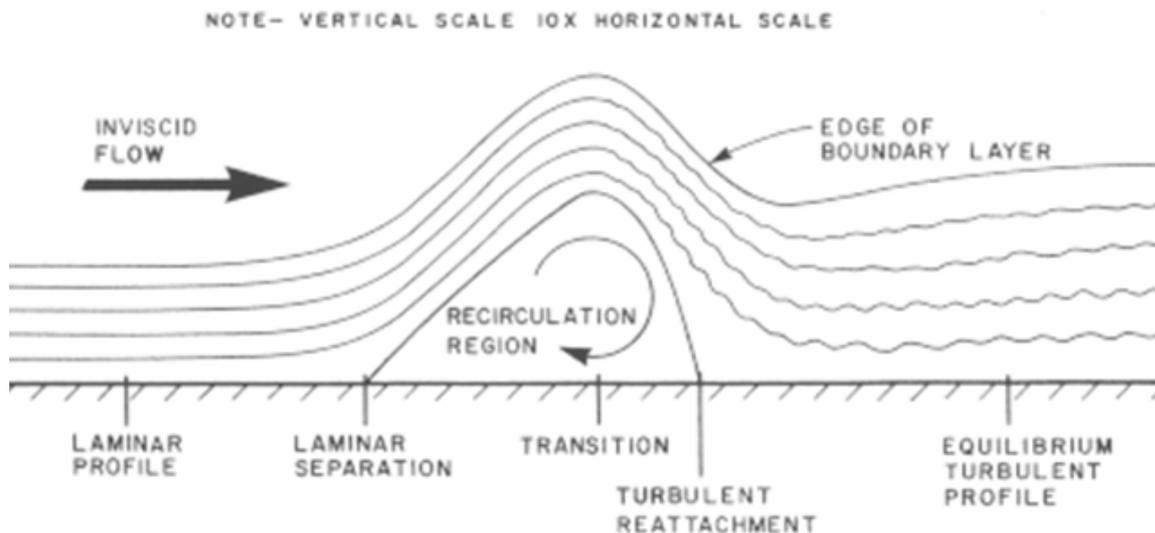


Fig 1.8 : Structure d'une bulle de recirculation laminaire (Lissaman [62])

Huang & Lin [40] ont réalisé l'étude expérimentale d'un profil NACA 0012 sur une plage de nombre de Reynolds variant de 10 000 à 120 000. Des mesures par fil chaud ont permis d'obtenir un diagramme d'apparition de la turbulence et de la fréquence du lâcher tourbillonnaire en fonction du nombre de Reynolds et de l'incidence (figure 1.9). On note que la fréquence de lâcher tourbillonnaire diminue avec l'augmentation de l'incidence pour un nombre de Reynolds donné (figure 1.9b). On remarque également que, quelle que soit l'incidence, la fréquence augmente avec le nombre de Reynolds jusqu'à $Re = 20\,000$ puis ensuite se stabilise (figures 1.9c et 1.9d).

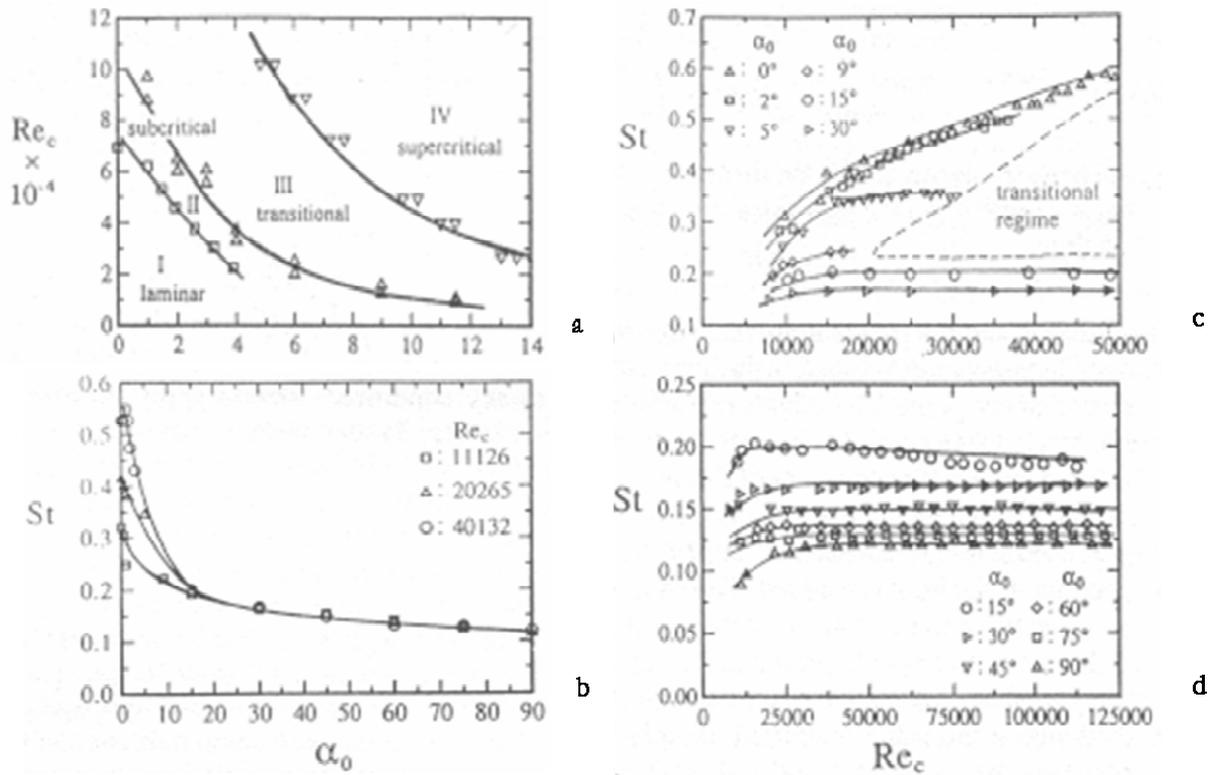
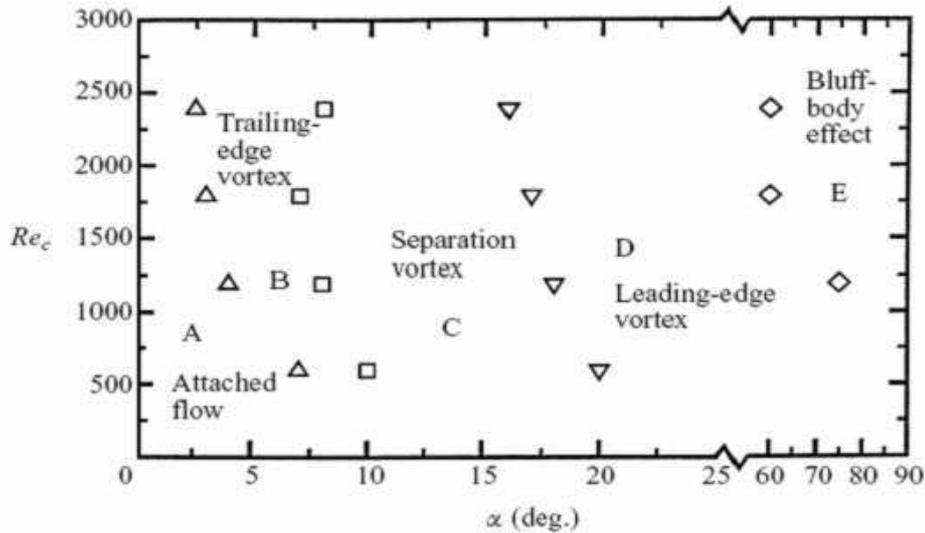


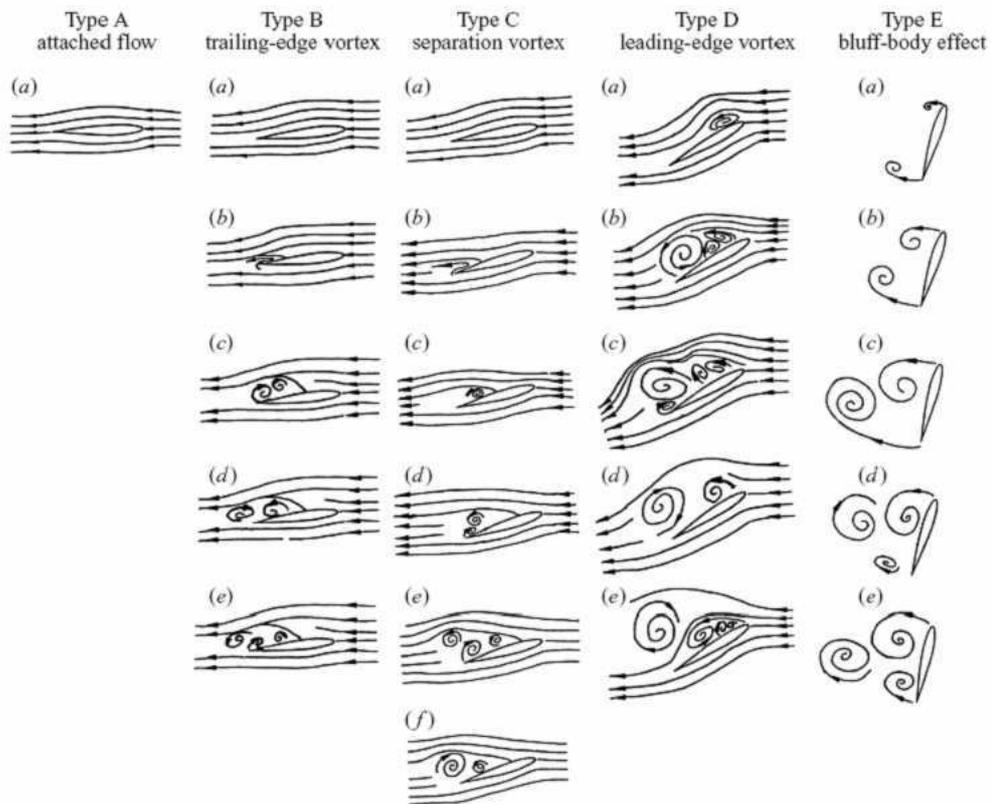
Fig 1.9 : Etude expérimentale d'un profil NACA 0012 par fil chaud (Huang & Lin [40]) :
 (a) apparition de la turbulence (b) fréquence du lâcher tourbillonnaire en fonction de l'incidence
 (c) fréquence du lâcher tourbillonnaire en fonction du nombre de Reynolds (faibles incidences)
 (d) fréquence du lâcher tourbillonnaire en fonction du nombre de Reynolds (grandes incidences)

Huang & al [41] ont ensuite réalisé des visualisations sur un profil NACA 0012 pour des nombres de Reynolds compris entre 600 et 2400. A de tels nombres de Reynolds la turbulence est absente et l'écoulement n'est alors composé que de tourbillons. Des visualisations par PIV ou suivi de particules ont ainsi permis de déterminer les différents types de lâchers tourbillonnaires en fonction de l'incidence (figure 1.10).

Les simulations numériques directes de ce type de régime sont assez aisées si on se restreint à une géométrie 2D. Nair & Sengupta [73] ont simulé par exemple le sillage tourbillonnaire de cylindres de forme elliptique à $Re = 3000$ et $Re = 10000$ pour des incidences de 10° , 12° et 30° . Outre une description approfondie du processus de lâcher tourbillonnaire complétant l'étude de Huang & al. [41], ces simulations fournissent également la répartition de pression engendrée sur la surface du profil par les différents tourbillons. Un sillage asymétrique dipolaire fortement dévié vers le haut est également mis en évidence pour 12° et 30° alors que pour 10° on observe une allée de von Kármán légèrement déviée vers le bas. Une étude systématique en fonction de l'incidence n'a cependant pas été réalisée et les efforts moyens engendrés n'ont pas été considérés. Sur le plan numérique on peut également citer les travaux de Kunz & Kroo [53] sur les performances d'un profil à des nombre de Reynolds compris entre 1000 et 6000 mais les grandes incidences avec lâchers tourbillonnaires ne sont pas abordées.



a



b

Fig 1.10 : Régimes tourbillonnaires d'un profil NACA 12 à faible nombre de Reynolds (Huang & al [41])
 (a) classification des différents types de lâcher tourbillonnaire en fonction de l'incidence et du nombre de Reynolds (b) processus de chaque type de lâcher tourbillonnaire

Finalement, les travaux fondateurs sur les profils à très faible nombre de Reynolds ($Re = 100$) ont été réalisés par Dickinson & Götz [16] en préalable à l'étude d'un robot à ailes battantes imitant les mouvements d'une mouche. Ce dispositif expérimental a ainsi fourni les efforts engendrés sur une plaque plane pour des nombres de Reynolds compris entre 75 et 230 et des incidences comprises entre 0° et 90° . L'importance du premier tourbillon de bord d'attaque lors de la mise en translation de l'aile a notamment

été mis en évidence. Ce tourbillon permet en effet d'obtenir des coefficients de portance élevés à des incidences où un profil est censé décroché lorsqu'il est étudié aux nombres de Reynolds plus élevés des applications classiques (figure 1.11).

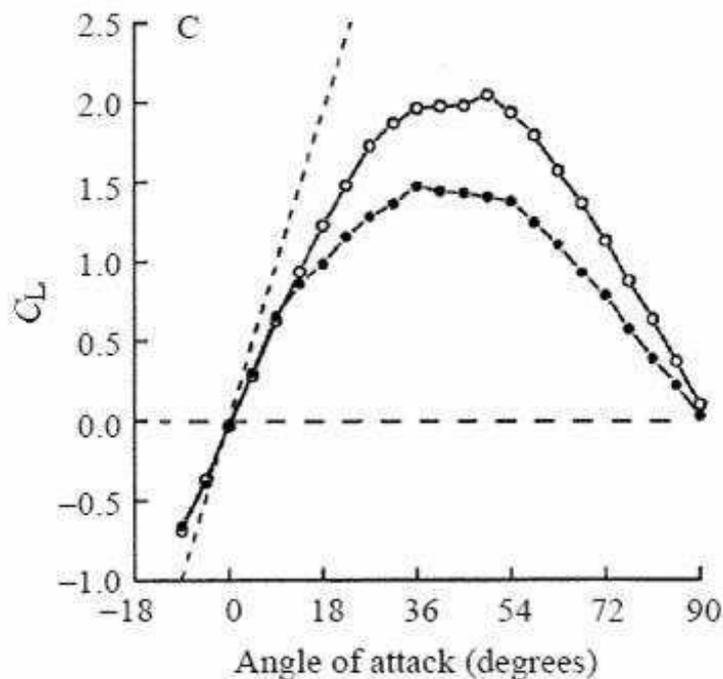


Fig 1.11 : Coefficients instantanés de portance obtenus sur une plaque plane en translation à $Re = 192$ (cercles vides : $tU_0/c = 2$ - cercle pleins : $tU_0/c = 7$) (Dickinson & Götz [16])

Pour conclure cette revue des régimes bas Reynolds on peut retenir que le vol des insectes est principalement caractérisé par le lâcher d'un tourbillon de bord d'attaque induisant des efforts de portance de grande amplitude. La fréquence et la structure de ce lâcher se révèlent fortement dépendantes de l'incidence du profil. La principale inconnue réside maintenant dans l'influence de l'allongement sur le déclenchement, la structure et les efforts engendrés par le lâcher tourbillonnaire. L'influence du nombre de Reynolds doit également être précisé, notamment au niveau des efforts engendrés aux grandes incidences.

1.3 Vol des insectes et biomimétisme

Le biomimétisme consiste à observer les solutions apportées par les organismes vivants, en l'occurrence les insectes, et à s'en inspirer voire les imiter pour la conception de systèmes mécaniques. Cela peut concerner la cinématique et la structure des ailes, leur système d'actionnement ou encore les senseurs utilisés. Pour une présentation exhaustive de la biomécanique du vol battu des insectes, on pourra se référer à l'ouvrage de Dudley [22]. On pourra également consulter la prospective d'Ellington [28] présentant les défis biomimétiques à relever pour la conception de microdrones à ailes battantes. On ne présentera ici que quelques éléments caractéristiques des spécificités du vol battu des insectes.

a) Des microdrones à ailes battantes au Paléozoïque

Existent-ils des insectes répondant au cahier des charges d'un microdrone à ailes battantes ? Considérons par exemple le projet REMANTA de l'ONERA. Il porte sur un drone d'une envergure maximum de 15 cm, un poids inférieur à 100 g et une fréquence de battement d'environ 40 Hz. Le drone doit pouvoir voler de 0 à 10 m/s et disposer d'une manoeuvrabilité comparable aux libellules afin de résister aux rafales de vent. Il s'avère que les insectes géants du Paléozoïque recensés par Wooton [129] remplissent de telles exigences, notamment la famille des Protodonates. Les fossiles découverts attestent en effet de l'existence il y a plus de 300 millions d'années de libellules géantes pouvant atteindre jusqu'à 70 cm d'envergure comme la *Meganeuropsis Permiana* ou la *Meganeuropsis Monyi*. (figure 1.12). Leur taille se révèle en fait limitée par leur système respiratoire. Celui des insectes est en effet basé sur un réseau de trachées où l'air circule par diffusion. Il existe donc un rayon maximal autorisant cette diffusion et c'est uniquement grâce à une teneur en oxygène plus riche au Paléozoïque qu'un tel gigantisme a été rendu possible (Chapelle & Peck [11] et Dudley [21]). Ces insectes évoluaient ainsi à des nombres de Reynolds comparables aux oiseaux et ils auraient pu démontrer si les mécanismes aérodynamiques utilisés par les insectes de petite taille restent efficaces dans les régimes aérodynamiques de transition vers la turbulence. Cependant, on ne sait pas à l'heure actuelle comment ces libellules volaient et si elles pratiquaient le vol battu ou bien le vol plané des grands oiseaux (Wooton & al. [130]). Il est néanmoins établi que toutes les espèces du Paléozoïque possédaient des ailes proches des espèces actuelles et que le vol battu leur était permis d'après Kukulova-Peck [52].

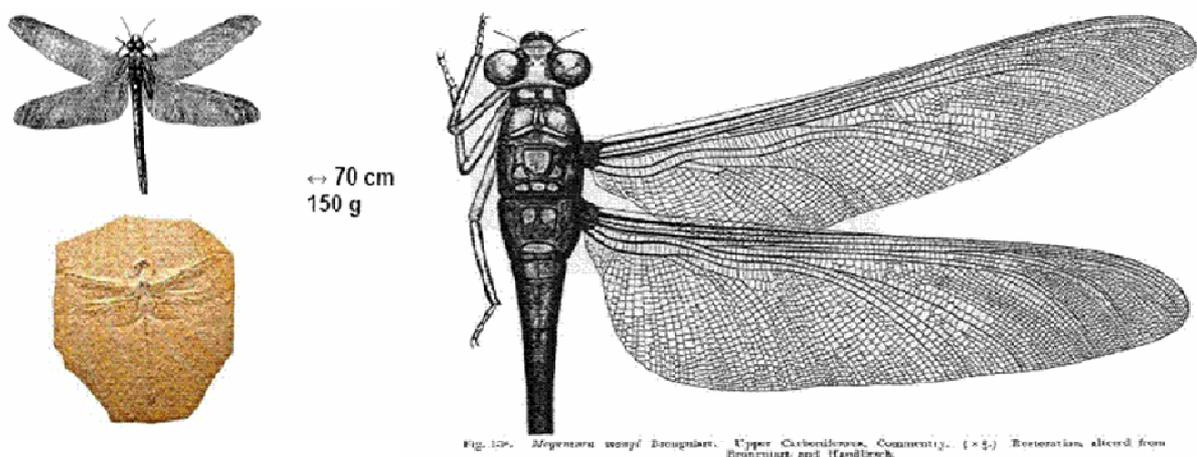


Fig 1.12 : *Meganeuropsis Monyi*, Muséum d'Histoire Naturelle de Paris, Brongniart C., 1880

La disparition de ces insectes géants nous oblige ainsi à n'étudier que des insectes n'atteignant pas plus de 10 cm d'envergure. Certes, l'insecte le plus grand de notre ère est le *Thysania agrippina* présentant une envergure de 28 cm. Il appartient cependant à la famille des Lépidoptères (papillons) et ne présente pas les qualités aérodynamiques requises. Dans la suite, nous allons nous intéresser à quelques caractéristiques des insectes actuels : cinématique, structure des ailes, mécanisme de battement, senseurs, sillage tourbillonnaire.

b) Cinématique

La vitesse de vol effective des insectes est mal connue en raison de la vitesse du vent qui est comparable à celle de l'animal. Quelques études recensées par [Dudley \[22\]](#) mettent néanmoins en évidence une vitesse de croisière variant de 2 à 8 m/s pour les gros insectes avec des pointes pouvant atteindre jusqu'à 10 m/s lors des périodes de chasse. Les plus petits insectes, quant à eux, ne dépasseraient pas 1 m/s. L'obtention de ces données a cependant été réalisée en milieu confiné et celles-ci sont très dépendantes du contexte de l'expérience (taille de la pièce, illumination, température). La vitesse en milieu naturel reste donc encore mal déterminée.

Le mouvement de l'aile s'effectue selon deux principaux degrés de liberté. Il y a tout d'abord le mouvement d'abaissement et remontée de l'aile (downstroke et upstroke) s'effectuant suivant un plan vertical ou incliné voire horizontal. Ce mouvement est nommé pilonnement (heaving) lorsqu'on considère simplement la trajectoire 2D d'une coupe de l'aile. Dans le cas réel où on considère l'aile entière pivotant autour de l'axe longitudinal de l'animal on a un battement (flapping). Les études menées par [Ellington \[25\]](#) montrent que ce mouvement suit une loi quasi sinusoïdale. L'angle d'attaque au cours de ce mouvement intervient également fortement dans la régulation de la vitesse d'avancement de l'animal d'après [Thomas & al \[107\]](#). L'aile possède aussi une capacité de mouvement en tangage autour d'un axe de rotation proche du bord d'attaque (pitching). On distingue deux phases où l'inclinaison de l'aile varie de façon conséquente : (i) la phase de pronation en fin de remontée et début d'abaissement où l'animal fait piquer son aile et adopte un angle d'attaque négatif (ii) la phase de supination en fin d'abaissement et début de remontée où l'animal cabre son aile et adopte un angle d'attaque positif. On dispose de peu de données sur les taux de rotation mis en jeu mais ceux-ci peuvent être considérables (environ $10^5 \text{ }^\circ \cdot \text{s}^{-1}$ pour la *Drosophila Megalonaster* d'après [Zanker \[136\]](#)). L'animal peut également être amené à faire varier le déphasage entre le mouvement de battement et le mouvement de tangage afin d'initier des manoeuvres. A ces deux principaux degrés de liberté on peut ajouter une capacité d'avance/ recul de l'aile bien que cette capacité soit limitée.

L'ouvrage d'[Alexander \[2\]](#) sur le vol battu fournit des exemples de trajectoire de bout d'aile pour plusieurs espèces animales en vol d'avancement (figure 1.13). Il en ressort que les cinématiques employées sont diverses et qu'il n'y a pas de solution unique. Il convient donc de s'interroger si les facteurs favorisant une cinématique plutôt qu'une autre sont de nature physiologique (inertie, structure et mécanisme de battement de l'aile) ou bien de nature aérodynamique (lâchers de tourbillons, turbulence, mécanismes quasi-stationnaires ou instationnaires).

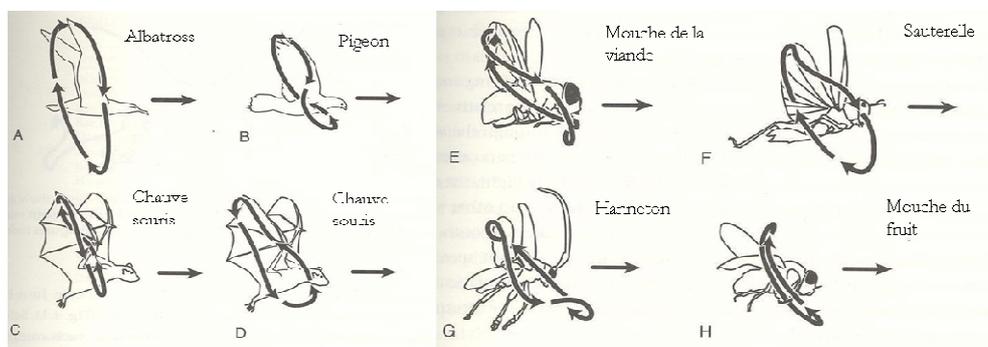


Fig 1.13 : Trajectoire de bout d'aile pour diverses espèces en vol d'avancement ([Alexander \[2\]](#))

Le vol sur place (hovering) est quant à lui réalisé uniquement par les insectes et le colibri. La cinématique la plus couramment rencontrée est celle où le battement s'effectue suivant un plan horizontal (figure 1.14a). La sustentation de l'animal est alors uniquement assurée par la force de portance (lift) de l'aile, la force de traînée (drag) s'annulant en effet au cours du cycle. Une cinématique plus rare, et utilisée notamment par les libellules, se sert d'un plan de battement incliné (figure 1.14b). Dans cette deuxième configuration, la traînée de l'aile participe à la sustentation lors de l'abaissement tandis que, lors de la remontée, l'aile s'incline de façon à produire le moins d'effort possible.

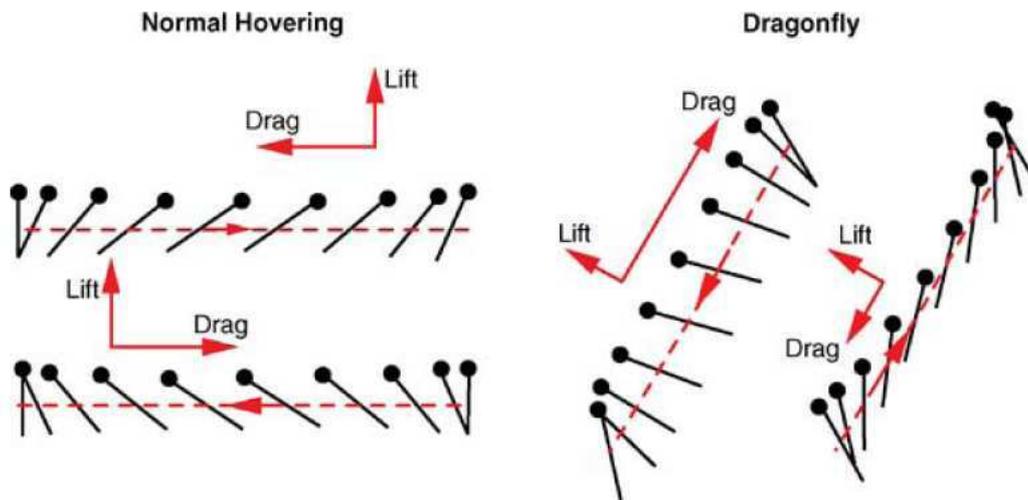


Fig 1.14 : Cinématique du vol sur place « classique » à plan de battement horizontal et du vol sur place à plan de battement incliné (Wang [123])

La fréquence de battement est également un paramètre cinématique fondamental pour le vol battu. Chez les insectes, le domaine fréquentiel couvre trois ordres de grandeur variant d'environ 10 Hz pour les libellules à 1000 Hz pour les mouches ceratopogonid. De telles fréquences sont atteintes grâce à des mécanismes résonnants de contraction du thorax ainsi que des muscles asynchrones. Il faut noter que certains grands insectes comme la libellule sont également capables de plage de vol plané (Wakeling & Ellington [114]). Chez les oiseaux, on parcourt de même un large spectre fréquentiel variant de 100 Hz pour le colibri à 1 Hz pour le condor. Chez ces derniers, Pennycuick [81, 82] a établi une estimation de la fréquence en fonction des paramètres physiologiques de l'animal à l'aide d'une analyse dimensionnelle et de données statistiques sur un nombre important d'oiseaux:

$$f = (mg)^{1/2} b^{-17/24} S^{-1/3} I^{-1/8} \rho^{-3/8} \quad (1.1)$$

avec m la masse de l'animal, b l'envergure des ailes, S la surface alaire, I le moment d'inertie des ailes.

De nombreuses études ont été menées également pour décrire précisément la cinématique des ailes d'un insecte à l'aide de caméras rapides et suivi de traceurs. Les premiers travaux ont été menés en soufflerie avec des insectes attachés à un support. Les études les plus complètes sont dues à Jensen [45], Nachtigall [71] et Zanack [135]. Cependant, les résultats obtenus avec un tel protocole diffèrent sensiblement du vol libre en raison du stress de l'insecte, de l'illumination, du caractère stationnaire et unidirectionnel de l'écoulement amont, ... C'est à Ellington [25] que l'on doit finalement les premières

études du vol libre sur place de divers insectes de taille moyenne puis du vol libre d'avancement de l'abeille (Dudley & Ellington [19]), de la libellule (Wakeling & Ellington [115]) et du sphinx (Willmott & Ellington [128]). On notera également les travaux de Fry, Sayaman & Dickinson [31] sur la mouche.

c) Forme et structure des ailes

Comme le montre la figure 1.15 extraite de Dudley [22], les insectes présentent des formes d'aile très variées. Leur allongement est généralement compris entre 2 et 3 ce qui induit notamment un écoulement fortement 3D même en configuration statique. Néanmoins, les insectes les plus performants comme la libellule ont des ailes plus effilées avec un allongement compris entre 4 et 6. Un modèle d'écoulement 2D peut alors être éventuellement envisagé pour de tels insectes.

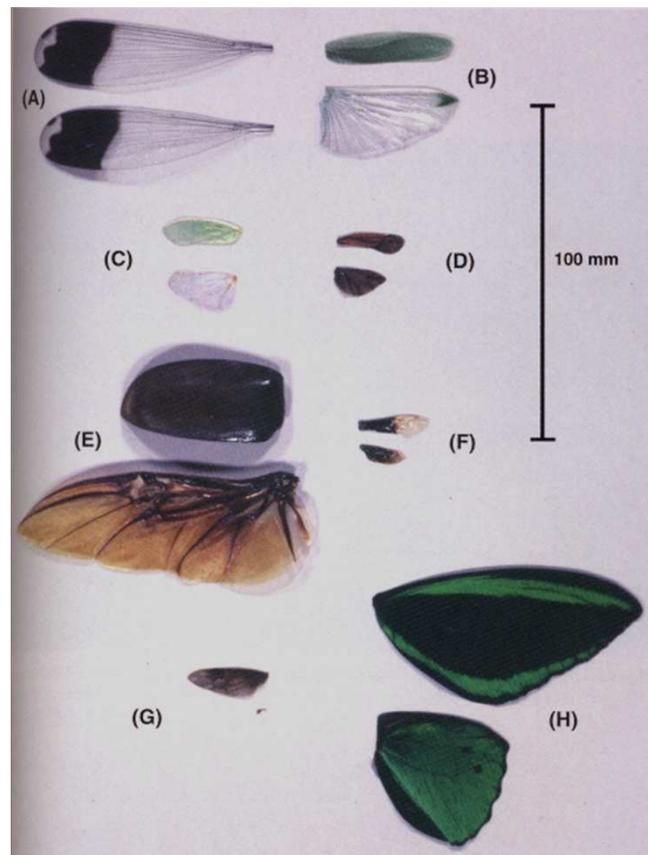


Fig 1.15 : Ailes d'insectes (Dudley [22]) : (A) *Megalopterus coeruleus* (B) *Euceria insignis* (C) *Enchophora florens* (D) *Edessa* (E) *Megasoma elephas* (F) *Excaerete frontalis* (G) *Pantophthalmus tabaninus* (H) *Ornithoptera priamus*

Les ailes d'insectes présentent une structure plissée formant des corrugations près du bord d'attaque comme celles observées par Okamoto, Yasuda & Azuma [75] (figure 1.16). Une telle structure a pour fonction première de rigidifier l'aile en flexion le long du bord d'attaque et de promouvoir la résonance du mécanisme de battement. La structure plissée favorise également la torsion de l'aile lors de la supination et de la pronation, la partie arrière du profil se déformant alors passivement sous l'action de l'inertie induite par le mouvement de battement. Une telle flexibilité lors des phases de rotation pourrait se révéler fondamentale pour l'établissement et l'amplitude de la force rotationnelle.

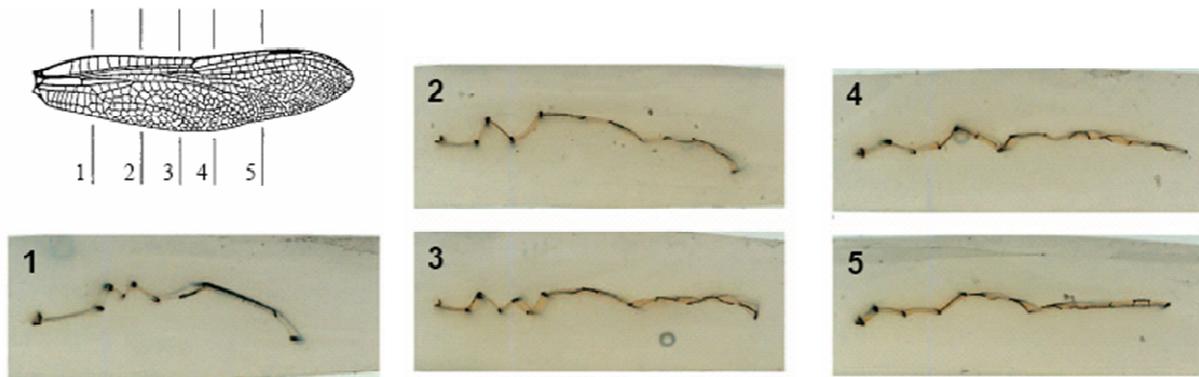


Fig 1.16 : Coupes transversales d'une aile de libellule (Okamoto & Yasuda & Azuma [75])

Ces corrugations peuvent également modifier les performances aérodynamiques propres au profil. Les travaux effectués par Kesel [49] ont ainsi montré que des bulles de recirculation se forment à l'intérieur des sillons formés par les corrugations et que l'aérodynamique d'une aile de libellule est semblable à celle du profil lisse délimité par les sommets de ces corrugations (figure 1.17). D'autres effets aérodynamiques n'ont pas été pour le moment mis en évidence.



Fig 1.17 : Schématisation de l'aérodynamique d'une aile avec corrugations (Ellington [26])

d) Mécanisme de battement des ailes

Les insectes disposent d'un système particulier d'actionnement des ailes. En effet, contrairement aux oiseaux qui utilisent des muscles directs synchrones, la plupart des insectes utilisent des muscles indirects asynchrones déformant le thorax qui entraîne lui-même par la suite les ailes (figure 1.18). Les muscles asynchrones sont caractérisés par des contractions multiples en réponse à une seule impulsion nerveuse, ce qui permet d'atteindre des fréquences très élevées. L'ensemble aile-thorax-muscles fonctionne

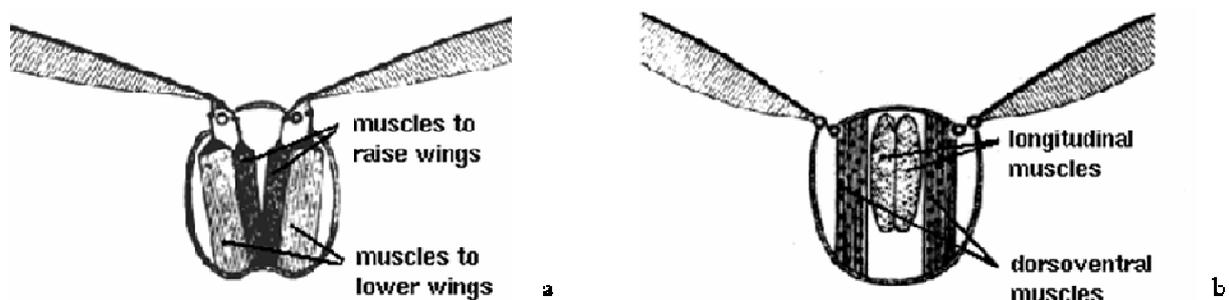


Fig 1.18 : Deux mécanismes d'actionnement des ailes :
(a) muscles directs synchrones (b) muscles indirects aynchrones

en se calant sur une fréquence de résonance qui minimise l'énergie dépensée. Cette fréquence est dictée par les propriétés mécaniques des différents organes biologiques ainsi que par l'inertie des ailes (les insectes les plus petits présentent donc des fréquences de battement plus élevées). Dans le cas des insectes, on est donc plutôt confronté à un vol vibrant qu'à un vol battu. La conséquence de ce mode de fonctionnement est que la fréquence n'est pas un paramètre susceptible de varier fortement au cours du vol. Même si elle va dicter le régime aérodynamique, il ne faut donc pas en faire un paramètre de contrôle.

e) Senseurs biologiques

La principale information sensorielle utilisée par les insectes est le flot optique capté par leurs yeux à facettes. Les insectes maintiennent leur trajectoire en assurant que ce flux optique reste constant. Il faut noter que ce mode de fonctionnement permet à ces derniers de mesurer leur vitesse par rapport au sol mais non par rapport à l'air. Les insectes possèdent également trois petits yeux classiques sur la partie dorsale de leur tête : les ocelles. On pense à l'heure actuelle que ces senseurs permettraient de repérer la luminosité du ciel.

L'insecte dispose également de senseurs inertiels. Ce rôle est assuré par les haltères qui résultent de la dégénérescence des ailes arrières. Ces ailes atrophiées battent en opposition de phase et engendrent une force de Coriolis dont la mesure par le système nerveux de l'insecte permettrait à celui-ci de disposer d'un gyroscope naturel.

La question des senseurs aérodynamiques se révèle plus complexe. Certes, les antennes ainsi que les poils sur le corps de l'insecte sont susceptibles de pouvoir indiquer la direction des rafales de vent mais d'autres interrogations concernent les cils des ailes comme ceux qui ont été répertoriés par [Wooton & al \[131\]](#) sur les ailes d'un criquet pèlerin (figure 1.19). Les études biologiques effectuées sur la libellule par [May \[67\]](#) et [Newman & al. \[74\]](#) ont également mis en évidence la présence de cils longs (les sensilles) dans les crénelures du bord d'attaque et le long du bord de fuite (figure 1.20). A l'heure actuelle le rôle de ces cils n'a pas été identifié mais rien ne permet d'affirmer que ces sensilles détecteraient la direction de l'écou-

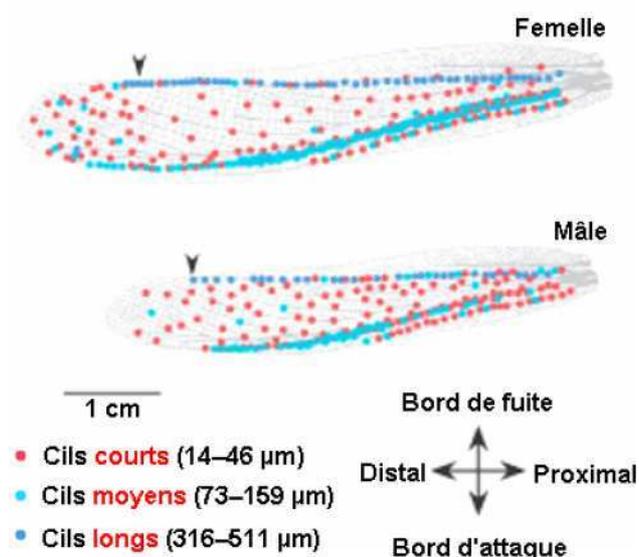


Fig 1.19 : Répartition topographique des cils à la surface des ailes du criquet pèlerin ([Wooton & al. \[131\]](#))

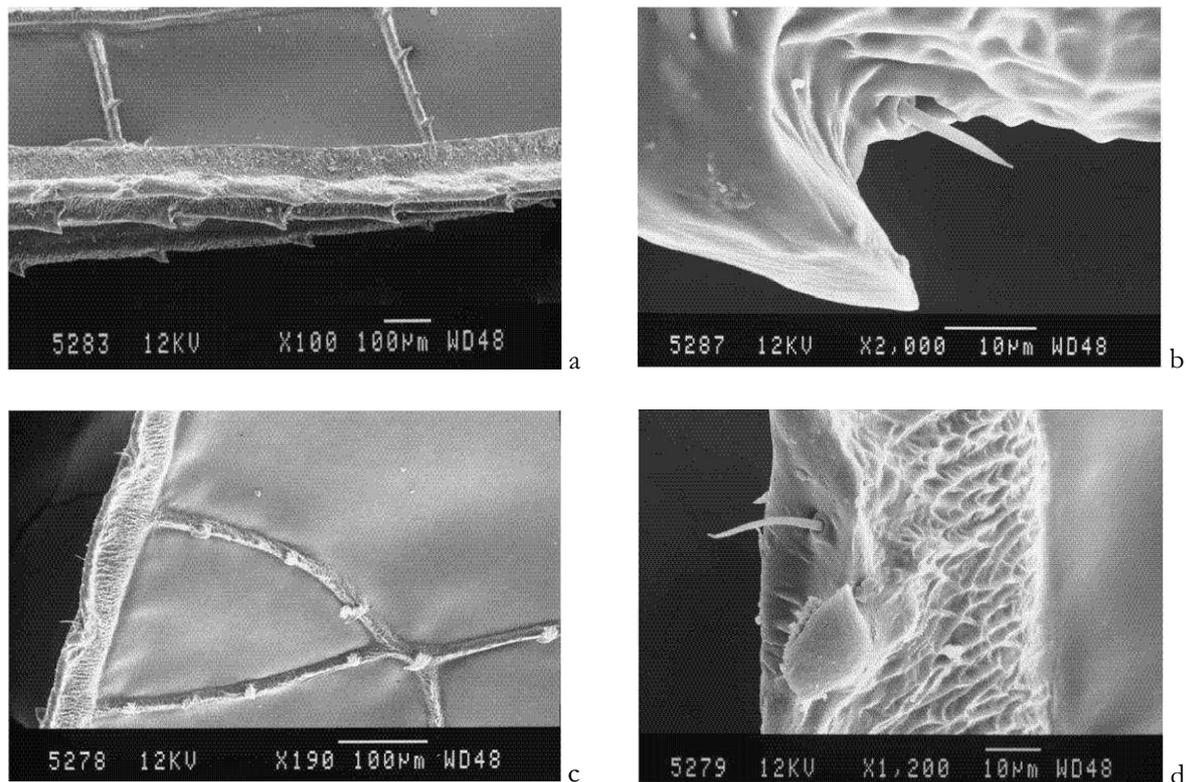


Fig 1.20 : Sensilles observées au microscope électronique sur la surface d'une aile de libellule (May [67]) :
 (a) Bord d'attaque (b) Détails du sensille de bord d'attaque
 (c) Bord de fuite (d) Détails du sensille de bord de fuite

-lement ou estimerait sa pression et sa vitesse. Une autre hypothèse est que ces cils sont des mécanorécepteurs mesurant la déformation de l'aile. Toutefois des études menées par Knyazeva [50], Albert & al. [1] et Altman [3] montrent que seul 1/15 de ces cils sont innervés et les travaux de May [67] n'ont pas révélé de connexions neurologiques en ce qui concerne la libellule. Ces cils pourraient donc n'être que des reliquats de l'évolution naturelle n'ayant plus aujourd'hui de rôle spécifique. Enfin, on note la présence de nombreux cils courts non innervés à la surface de l'aile (figure 1.21). Ces derniers sont plus susceptibles d'être un mécanisme hydrophobe de protection contre la pluie plutôt qu'un système passif de contrôle de la couche limite.

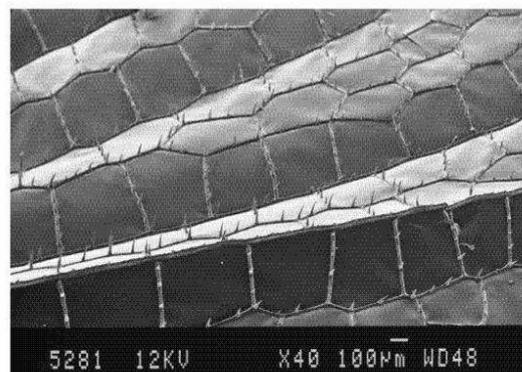


Fig 1.21 : Cils courts à la surface d'une aile de libellule (May [67])

Les observations biologiques ne mettent donc pas clairement en évidence la présence de senseurs aérodynamiques. Il faut ajouter à cela que les ailes ne sont pas articulées et se déforment passivement sous l'effet des forces inertielles. Contrairement aux oiseaux, il semble donc qu'il n'existe pas chez l'insecte de boucle de contrôle actif utilisant des informations à la surface de l'aile. Des mécanismes aérodynamiques très fins comme le contrôle actif de la cambrure de l'aile ou le contrôle de la couche limite sont peu probables.

f) Sillages tourbillonnaires

Comme on a pu le voir précédemment, le vol des oiseaux et des insectes est caractérisé par le lâcher de structures tourbillonnaires. Néanmoins, la topologie de ces structures varie fortement d'une espèce animale à l'autre. Le paramètre clé fixant ces structures se révèle être la circulation de l'aile lors de sa remontée. On distingue ainsi trois grands types de sillage d'après [Carpentier \[10\]](#) :

- Si la circulation durant la remontée est positive mais inférieure à la circulation durant l'abaissement, le sillage consiste en une paire de tourbillons de bout d'aile reliés par un tourbillon transverse créé lors de la variation de la circulation (figure 1.22a). Le vol s'effectue ainsi à circulation quasi constante. Ce sillage est rencontré chez les oiseaux de grande taille caractérisés par des ailes de grand allongement et des faibles fréquences de battement (typiquement 1 Hz).
- Si la circulation durant la remontée est nulle, les ailes ne lâchent aucun tourbillon lors de cette phase du mouvement. Cette annulation de la circulation est obtenue chez les oiseaux par repliement de l'aile. Le sillage est alors constitué d'anneaux créés lors de l'abaissement par la jonction des deux tourbillons de bord de fuite (figure 1.22b). Ce sillage est caractéristique des oiseaux mais on observe également ce schéma chez les insectes possédant des fréquences de battement modérées (environ 10 Hz) et des ailes de grand allongement ($4 < AR < 6$). Ne pouvant replier leurs ailes lors de la remontée, ces insectes ajustent alors la vitesse et l'orientation de celles-ci afin de produire le moins d'efforts possibles et compléter l'anneau unique créé au cours du cycle (figure 1.22c).
- Si la circulation durant la remontée est négative, le sillage est constitué d'anneaux interconnectés de circulation alternée correspondant respectivement à l'abaissement et à la remontée de l'aile (figure 1.22d). Ce sillage est caractéristique des insectes de taille moyenne.

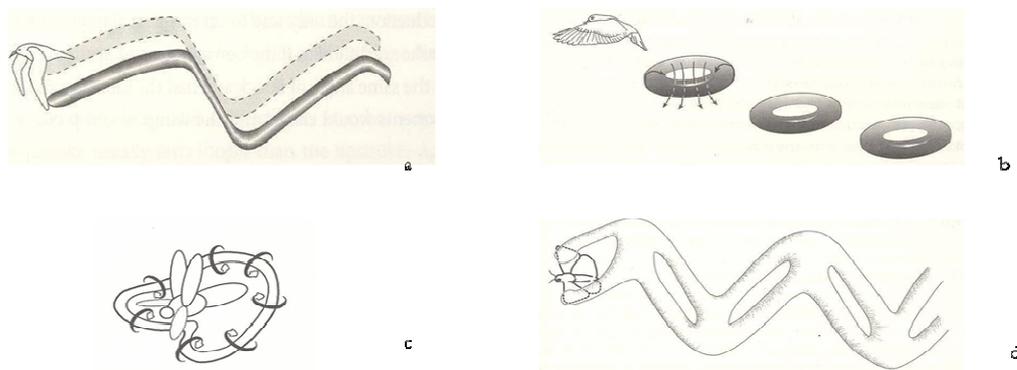


Fig 1.22 : Topologie du sillage en fonction de la circulation lors de la remontée de l'aile ([Alexander \[2\]](#)):

- (a) circulation positive - grand oiseau (b) circulation quasi nulle – oiseau
(c) circulation quasi nulle - grand insecte (d) circulation négative – insecte

Une étude approfondie du rôle de la fréquence, de l'amplitude de battement et du taux de rotation sur la dynamique tourbillonnaire lors de cette phase du mouvement se révèle donc essentielle. L'allongement de l'aile peut également jouer un rôle majeur en favorisant un lâcher depuis le bout d'aile ou bien un décollement généralisé. On remarquera également qu'on ne dispose pas d'une description du sillage pour les plus petits insectes possédant des fréquences de battement très élevées.

De nombreuses études numériques et expérimentales ont ainsi été menées pour décrire ces sillages. Parmi les travaux les plus récents on peut citer l'étude de [Spedding, Rosen & Hedenström \[97\]](#) portant sur l'évolution de la structure du sillage des oiseaux en fonction de la vitesse d'avancement. Une autre étude majeure a été menée par [Thomas & al \[107\]](#) sur la libellule. Des visualisations par fumée mettent en évidence une structure en forme de fer à cheval où le lâcher tourbillonnaire s'effectue depuis le bout d'aile (figure 1.23).

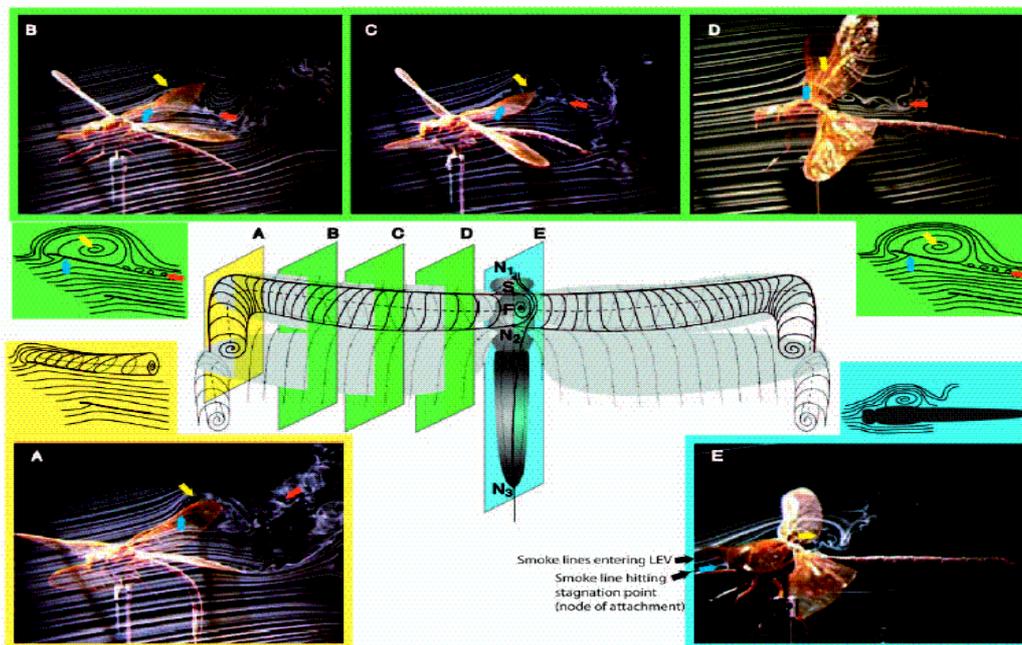


Fig 1.23 : Structure du lâcher tourbillonnaire de la libellule ([Thomas & al. \[107\]](#))

1.4 Mécanismes aérodynamiques instationnaires du vol battu

L'une des questions les plus fondamentales concernant le vol battu est de déterminer si un insecte peut voler en analysant son aérodynamique à l'aide d'une approche quasi stationnaire. Le principe de l'analyse quasi stationnaire est basé sur l'hypothèse que la force instantanée s'exerçant sur une aile est déterminée uniquement par sa cinématique à l'instant t sans que l'histoire passée du mouvement de l'aile n'intervienne. Ainsi, une estimation de la force instantanée $F(t)$ engendrée sur une tranche de l'aile peut être obtenue par application de l'équation classique suivante :

$$F_{\text{quasi steady}}(t) = 0.5 \rho c U_{\text{eff}}^2(t) \left(\bar{C}_Z^2(\alpha_{\text{eff}}(t)) + \bar{C}_X^2(\alpha_{\text{eff}}(t)) \right)^{1/2} \quad (1.2)$$

où c désigne la corde de l'aile, $U_{\text{eff}}(t)$ et $\alpha_{\text{eff}}(t)$ les vitesses et incidences effectives locales calculées en fonction de l'écoulement amont et de la cinématique de l'aile, \bar{C}_Z et \bar{C}_X les coefficients moyens de portance et de traînée obtenus en fonction de l'incidence sur une aile statique. Il suffit ensuite de sommer chaque tranche suivant l'envergure pour obtenir la force totale instantanée.

Lors des premières études sur le vol battu, l'application de ces principes a abouti au célèbre paradoxe qu'un insecte ne peut pas voler si on se base sur les efforts engendrés par une plaque plane statique à haut nombre de Reynolds (Demoll [13], Magnan & Sainte-Lague [65], Osborne [76]). Face à cette contradiction, Jensen [45] a décrit avec précision la cinématique des ailes de sauterelles puis a caractérisé leur aérodynamique statique en les étudiant en soufflerie au nombre de Reynolds approprié. Les résultats finaux se révèlent probants : le calcul de la force quasi stationnaire au cours d'un cycle de battement permettrait de sustenter et faire avancer l'animal et remettrait donc en cause le fameux paradoxe. En 1972 et 1973, Weis-Fogh [125, 126] a cherché ensuite à démontrer la capacité du vol sur place des insectes en utilisant l'analyse quasi stationnaire et l'analogie du disque sustentateur de Rankine-Froude. Cette méthode lui a permis d'estimer le coefficient moyen de portance que doit fournir l'aile au cours du cycle pour assurer la sustentation de l'insecte. Si le coefficient ainsi calculé se révèle supérieur au coefficient maximum obtenu sur une aile statique, cela veut dire que des mécanismes instationnaires sont nécessairement mis en jeu. Cependant, les résultats montrent que l'analyse quasi stationnaire serait suffisante pour démontrer la capacité de vol sur place des insectes hormis dans le cas de la libellule.

Néanmoins, ces études ne prouvent pas que les insectes utilisent effectivement les mécanismes quasi stationnaires mais seulement que ces derniers ne sont pas en contradiction avec leur capacité de vol. En 1979, Cloupeau & al [12] réalisent ainsi les premières mesures d'efforts instantanés sur une sauterelle et les comparent avec les données de Jensen [45] (figure 1.24). L'amplitude des efforts instantanés se révèle le double des estimations quasi stationnaires. Une divergence semblable est de nouveau observée par Wilkin & Williams [127] sur le papillon de nuit. De plus, de nouvelles études menées sur des ailes d'insectes statiques par Vogel [110], Nachtigall [72] et Dudley & Ellington [20] ne retrouvent pas les coefficients de portance élevés relevés par Jensen et invalident de nouveau la théorie quasi stationnaire. Enfin, le vol sur place de la libellule reste toujours inexplicé.

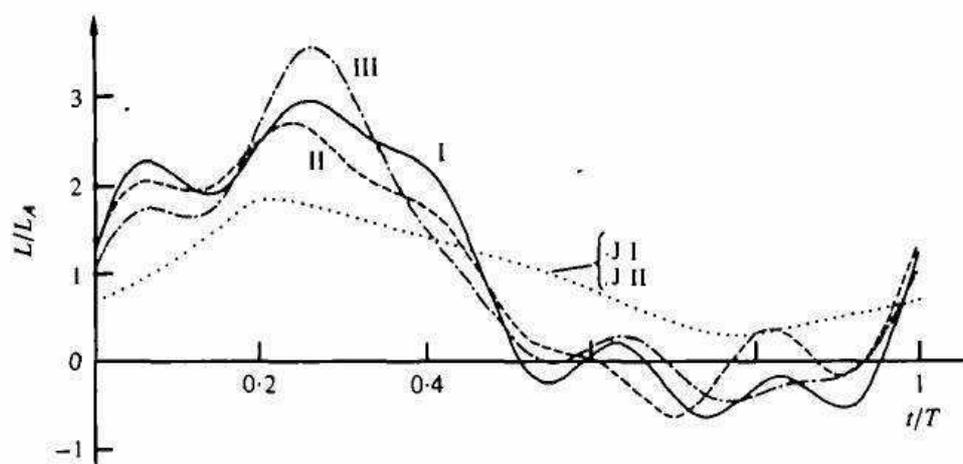


Fig 1.24 : Mesures instantanées de portance sur une sauterelle (la portance est normalisée par la portance moyenne obtenue au cours d'un cycle de battement) (Cloupeau & al [12]). J I et J II : estimations quasi stationnaires de Jensen - I,II,III : mesures de Cloupeau

Face à ces conclusions contradictoires, [Ellington \[26\]](#) pose en 1984 les nouvelles bases du vol battu des insectes en effectuant un recensement de tous les mécanismes instationnaires pouvant expliquer l'augmentation de la portance par rapport aux mécanismes quasi stationnaires. Les études récentes se consacrent aujourd'hui à décrire et expliciter ces mécanismes ainsi qu'à quantifier leur contribution à la force totale. On effectue ici une revue succincte de ces mécanismes mais on pourra se reporter aux revues de [Ho & al \[39\]](#), [Sane \[91\]](#) et [Wang \[123\]](#) pour plus de détails.

a) Effet Wagner ou retard à l'établissement de la portance

Lors de la mise en translation d'une aile, la circulation autour de celle-ci ne s'établit pas de façon instantanée. En effet, il faut attendre le lâcher du tourbillon de démarrage de bord de fuite avant que la circulation ne s'établisse (figure 1.25) et il s'ensuit par conséquent un retard à l'établissement de la portance qui n'est pas avantageux pour l'insecte. Il faut noter également que ce retard n'intervient pas seulement lors de la mise en mouvement initiale mais aussi dans tous les mécanismes instationnaires de nature circulatoire tels que le décrochage dynamique ou la force rotationnelle. Ce comportement a été prédit mathématiquement par [Wagner \[113\]](#) et vérifié expérimentalement par [Walker \[116\]](#). Cependant, les dernières études expérimentales sur des profils 2D ([Dickinson & Götz \[16\]](#)) ou des ailes 3D ([Dickinson, Lehmann & Sane \[18\]](#)) montrent que l'effet Wagner se révèle négligeable aux nombres de Reynolds rencontrés par les insectes. Les derniers modèles le négligent le plus souvent et se concentrent sur les autres effets instationnaires.

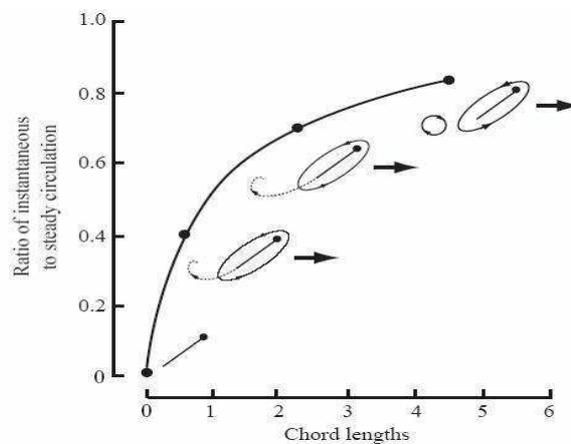


Fig 1.25 : Description de l'effet Wagner ([Sane \[91\]](#) adapté de [Walker \[116\]](#))

b) « Clap and Fling »

Le mécanisme du « clap and fling » résulte de l'interaction des deux ailes lorsque celles-ci se touchent à la fin de leur remontée respective. Ce mécanisme a été mis en évidence par [Weis-Fogh \[126\]](#), analysé théoriquement par [Lighthill \[61\]](#) et [Sunada & al \[103\]](#) et analysé expérimentalement par [Bennett \[6\]](#), [Maxworthy \[66\]](#) et [Spedding & Maxworthy \[96\]](#). La figure 1.26 décrit les différentes phases de ce mécanisme qui se décompose en deux parties bien distinctes. A la fin de la remontée, les deux bords d'attaque se rapprochent (A) et comblent l'écart qui les sépare (B). Les deux ailes se touchent ensuite entièrement lors du « clap » et annulent leur circulation respective (C). Ceci leur permet de commencer le

battement suivant sans avoir à lâcher de tourbillon de démarrage et subir l'effet Wagner (D). Lorsque les deux ailes s'écartent lors du « fling », le fossé créé entre elles provoque un engouffrement d'air qui induit une zone de basse pression augmentant sensiblement la portance (E). Les deux ailes redeviennent ensuite indépendantes (F). Pour résumer, le « clap » supprime l'effet Wagner et le « fling » engendre une portance transitoire de grande amplitude. On peut trouver une autre version de ce mécanisme avec le « clap and peel » des papillons mis en évidence par Ellington [26]. Dans cette variante, les deux ailes ne se touchent pas mais restent collées l'une à l'autre durant un long moment.

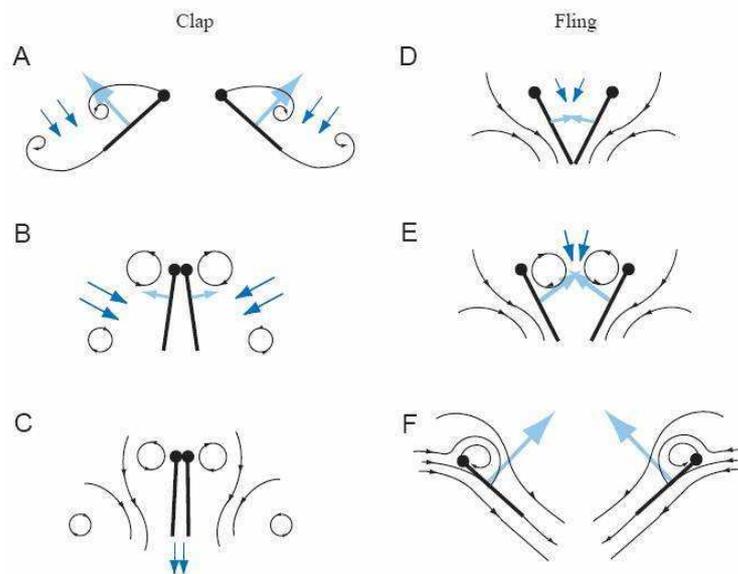


Fig 1.26 : Mécanisme du « clap and fling » (Sane [91])

Le « clap and fling » est susceptible d'apporter une contribution modeste à l'augmentation de la portance même si la suppression de l'effet Wagner ne peut avoir une influence considérable. De plus, de nombreux insectes ne volent pas en faisant toucher leurs ailes. On peut donc supposer que ceux qui le font cherchent plutôt à maximiser leur amplitude de battement plutôt qu'à provoquer un contact volontaire des ailes.

c) Décrochage dynamique et tourbillon de bord d'attaque

A grand nombre de Reynolds sur un profil lisse classique ($Re > 10^5$), il y a formation d'une bulle de recirculation de bord d'attaque au début de la zone de recompression. Une portance stationnaire se maintient tant que le fluide ne décolle pas trop tôt après cette bulle. Cependant, lorsque l'incidence devient trop élevée, la bulle éclate et on obtient un écoulement décollé dès le bord d'attaque. L'aile « décroche », ce qui se traduit par une chute importante et brutale de la portance moyenne. Néanmoins, ce décrochage n'intervient pas immédiatement. En effet, avant que la bulle n'éclate, cette dernière engendre lors de sa formation une forte dépression à l'avant du profil. A condition que le profil ne reste pas en incidence post-décrochage trop longtemps, celui-ci dispose alors d'un surcroît transitoire de portance: c'est le phénomène de décrochage dynamique.

Les vitesses et fréquences de battement très élevées rencontrées chez les insectes favorisent les grandes incidences et l'exploitation dynamique du décrochage. Néanmoins, dans le régime de vol des

insectes, il n'est pas forcément judicieux de parler de « décrochage dynamique ». En effet, à ces très faibles nombres de Reynolds, un profil d'aile 2D lâche des tourbillons comme ceux rencontrés derrière un cylindre formant une allée de von Kármán (figure 1.27a). Il faut noter que ces lâchers interviennent dès les faibles incidences sans que l'aile décroche pour autant. Il vaut donc mieux de parler de forces instationnaires engendrées par la formation de ces tourbillons plutôt que de décrochage dynamique. Une étude en configuration statique s'avère ainsi nécessaire pour déterminer les différents types de lâchers rencontrés, la fréquence du phénomène et l'amplitude de ces forces « tourbillonnaires ». Toutes ces caractéristiques doivent être déterminées en fonction de l'incidence, du nombre de Reynolds et de l'allongement de l'aile. On mènera une partie de cette étude dans les chapitres 3, 4 et 5.

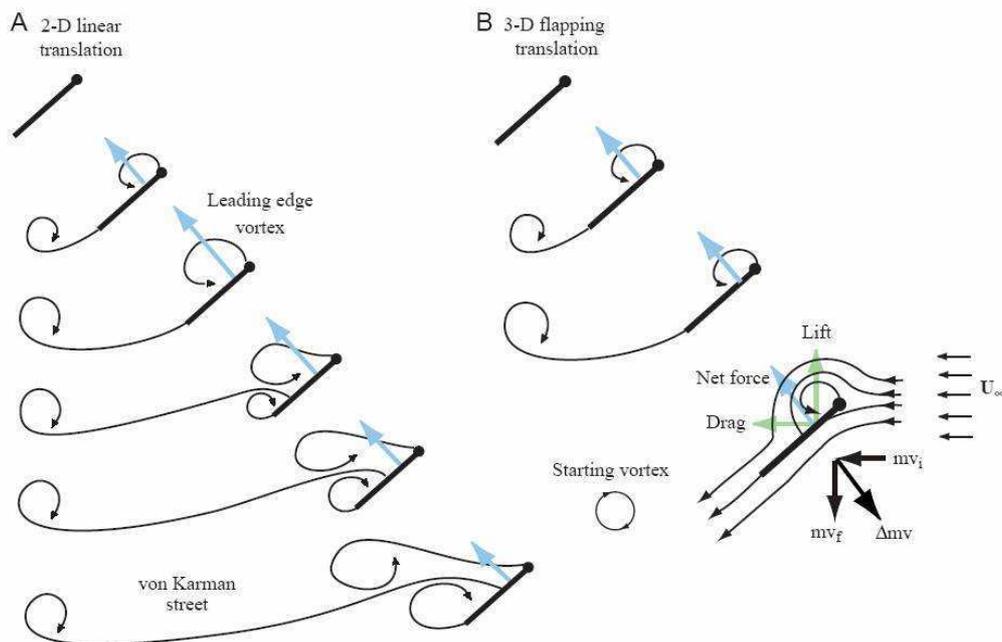


Fig 1.27 : Lâcher tourbillonnaire au cours du mouvement d'une aile d'insecte (Sane [91]):
(A) :pilonnement 2D (B) battement 3D (B)

Par rapport au mouvement de pilonnement 2D, le mouvement de battement 3D complique le problème. En effet, la différence de vitesse de battement entre l'emplanture et le bout de l'aile engendre la formation d'un gradient de pression transversal le long de l'envergure. A l'heure actuelle, on observe que cette configuration se traduit par une stabilisation du tourbillon de bord d'attaque lors du battement de l'aile (figure 1.27b). Cette stabilisation permet de fixer la dépression au bord d'attaque et de maximiser ainsi la portance au cours du cycle. Ce phénomène reste théoriquement inexpliqué même si l'explication la plus souvent avancée est celle de l'établissement d'un écoulement transverse évacuant toute la vorticité en bout d'aile et formant une structure en forme de fer à cheval comme celle observée pour la libellule (figure 1.23).

d) Effet Kramer ou force rotationnelle

Une autre force instationnaire de nature circulatoire est générée lors des phases de pronation et de supination. Cette force, dite force rotationnelle, a été mise en évidence expérimentalement par Kramer [48] avant qu'une interprétation théorique n'en soit donnée par Theodorsen [106] en la reliant au maintien

de la condition de Kutta-Joukowski. Le mouvement de rotation d'une aile pour laquelle une circulation est établie impose en effet au niveau du bord de fuite un fort cisaillement faisant remonter le point d'arrêt. Cependant, la viscosité du fluide résiste à ce cisaillement et une circulation additionnelle est générée afin que la vitesse au bord de fuite reste finie conformément à la condition de Kutta-Joukowski. L'établissement de cette circulation supplémentaire se traduit alors par l'émission d'un tourbillon de bord de fuite dans le sillage. [Theodorsen \[106\]](#) donne ainsi une expression théorique de la force rotationnelle dans le cadre d'un fluide parfait. En linéarisant cette solution au premier ordre puis en négligeant l'amortissement et le déphasage dus à l'effet Wagner, l'expression de cette force devient :

$$F_{\text{rot}} = \rho U_0 \Gamma_{\text{rot}} = \rho U_0 \pi \dot{\alpha} c^2 (0.75 - x_0 / c) \quad (1.3)$$

avec Γ_{rot} la circulation rotationnelle, U_0 la vitesse amont, c la corde de l'aile, $\dot{\alpha}$ le taux de rotation de l'aile orienté positivement dans le sens horaire, x_0 l'abscisse du point de rotation de l'aile. On note que dans cette formulation la force rotationnelle s'annule lorsque l'axe de tangage est situé au $3/4$ de la corde. Cette expression a été validée expérimentalement par [Silverstein & Joyner \[95\]](#) pour de grands nombres de Reynolds et de faibles amplitudes de tangage. Cette force rotationnelle doit maintenant être revisitée dans le cadre des faibles nombres de Reynolds et des forts taux de rotation caractéristiques du vol des insectes. C'est ce qui sera fait au chapitre 8.

e) Masse ajoutée

Contrairement aux précédents mécanismes qui résultent de l'établissement d'une circulation autour de l'aile, la force due à la masse ajoutée est générée même en l'absence de toute circulation. En effet, l'aile déplace avec elle un volume de fluide qui exerce une contre réaction notamment lors des phases d'accélération et décélération. Dans le cas d'un fluide parfait, cette contre réaction est fournie par la théorie de Kirchhoff. La linéarisation au premier ordre de cette théorie par [Sedov \[93\]](#), reprise ensuite par [Ellington \[26\]](#), donnent une estimation théorique de la force normale engendrée par la masse ajoutée sur une plaque plane en mouvement combiné de pilonnement et de tangage :

$$F_{\text{added mass}} = 0.25 \rho \pi c^2 \left(-\mathbf{a}_{c/2} \cdot \mathbf{n} + \dot{\alpha} U_{\text{eff}} \right) \quad (1.4)$$

avec $\mathbf{a}_{c/2} \cdot \mathbf{n}$ l'accélération normale à l'aile du point situé à la demi corde, U_{eff} la vitesse effective amont vue par le profil, $\dot{\alpha}$ le taux de rotation de l'aile orienté positivement dans le sens horaire. Il faut noter que le mouvement de rotation intervient dans cette formulation avec un terme d'accélération en $\ddot{\alpha}$ mais également un terme en $\dot{\alpha}$. Ces termes de masse ajoutée résultant de la rotation solide du profil doivent être bien distingués de la force rotationnelle circulatoire résultant du cisaillement de bord de fuite.

f) Interaction aile - sillage

L'interaction aile-sillage désigne les efforts engendrés par les tourbillons une fois que ces derniers se sont détachés et sont convectés. Par exemple, lorsque l'aile effectue sa remontée, celle-ci rencontre les dépressions et champs de vitesse induits par les tourbillons créés durant l'abaissement. Selon la cinématique et la fréquence de l'aile, cette « capture » peut maximiser et optimiser la portance lors d'un cycle. Ainsi, pour

une cinématique de vol sur place illustrée sur la figure 1.28, les tourbillons émis lors du premier battement (B et C) induisent un champ de vitesse (flèches bleues) qui se superpose à l'écoulement lors du battement suivant (D et E). Cette augmentation de la vitesse vue par le profil permet d'augmenter de façon transitoire la portance. Ce type d'interaction dépend explicitement du temps et se révèle très difficile à modéliser.

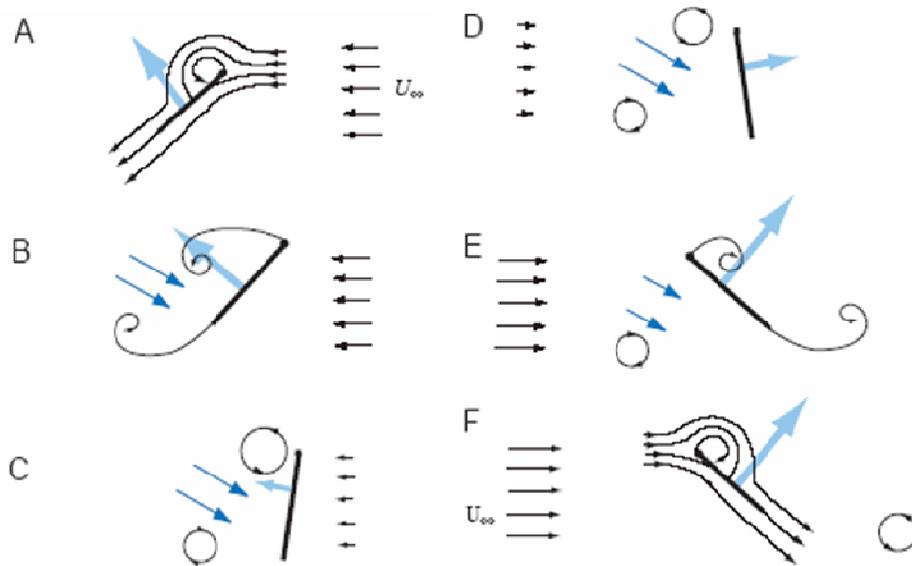


Fig 1.28 : Capture de sillage dans le cas d'une cinématique de vol sur place (Sane [91])

1.5 Expériences

La difficulté pour réaliser des expériences *in vivo* sur les insectes a favorisé l'émergence de montages expérimentaux recréant de façon simplifiée la cinématique d'une aile battante rigide ou flexible. Cette méthode permet d'assurer une répétitivité de l'expérience ainsi que des études paramétriques sur de larges plages de variation. A condition de respecter la similitude de l'écoulement, on peut également utiliser des montages de grandes dimensions, ce qui permet d'effectuer des mesures et des visualisations de grande précision. On présente ici les contributions les plus importantes dans ce domaine.

En 1992, Dickinson & Götz [16] étudient le mouvement impulsif d'une plaque plane en translation à très faible nombre de Reynolds ($75 < Re < 230$). De tels nombres de Reynolds ont été obtenus à l'aide d'un ajout de sucre dans la cuve à fluide. Le dispositif expérimental de la figure 1.29 permet la mesure des efforts instationnaires sur une distance égale à sept fois la corde du profil. Hormis le premier pic induit par l'accélération de l'aile, la formation du tourbillon de bord d'attaque permet d'obtenir des niveaux élevés de portance lors des deux premières cordes parcourues. Sur les cinq cordes suivantes, la portance diminue légèrement puis reste constante avant le déclenchement de l'allée de von Kármán. Ce niveau de portance reste élevé même pour de très grandes incidences (voir les courbes de portance de la figure 1.11). Dickinson & Götz [16] mettent ainsi en évidence la contribution essentielle du tourbillon de bord d'attaque et du retard au décrochage pour la portance. La dépendance au nombre de Reynolds dans la plage considérée se révèle significative lors de la formation du tourbillon. En effet, une augmentation du

nombre de Reynolds se traduit par une augmentation de la portance lors des deux premières cordes parcourues. L'ajout de poils et de protubérances sur l'aile a par contre peu d'effets sur les performances. L'effet Wagner de retard à l'établissement de portance se révèle également négligeable.

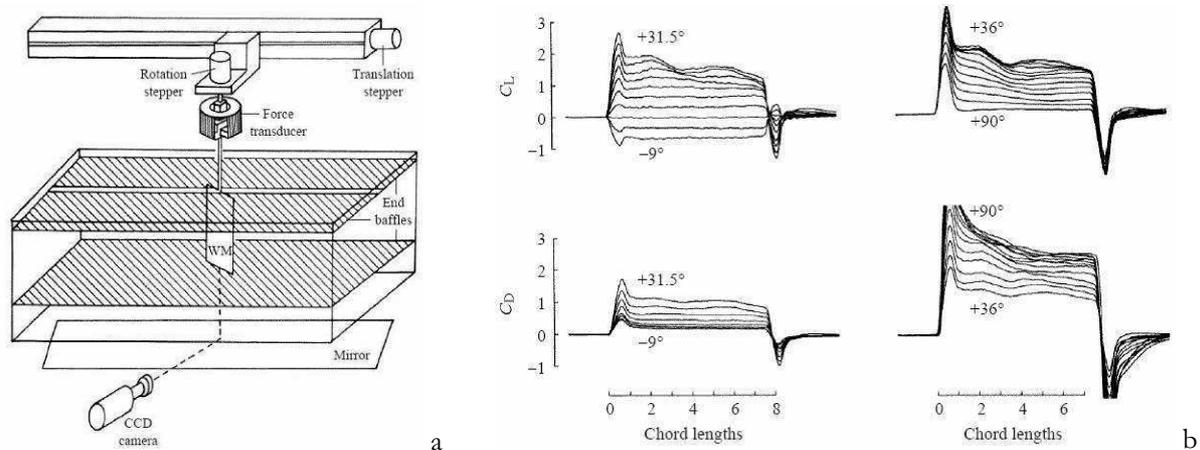


Fig 1.29 : Efforts instationnaires engendrés par une aile en translation à vitesse constante suite à un départ impulsif (Dickinson & Götz [16]) : (a) dispositif expérimental (b) coefficients instantanés de portance et de traînée pour une incidence variant de -9° à 90°

En 1994, Dickinson [17] introduit dans ce montage un mouvement de rotation afin d'étudier le phénomène de capture de sillage. La cinématique étudiée est la suivante : une première translation s'achevant par une rotation retournant l'aile puis une deuxième translation revenant dans le sillage créé par la première translation (cf figure 1.28). Une augmentation sensible de la portance est obtenue lors de la capture de sillage de la deuxième translation. Une étude paramétrique est ensuite réalisée en fonction de l'angle d'attaque et de la distance parcourue lors de la première translation mais également en fonction de la vitesse de rotation et de la position de l'axe de tangage lors du retournement de l'aile. Une situation optimale est obtenue quand l'aile revient dans un sillage créé par une translation de sept cordes et demie avec un angle d'attaque de 76.5° . Bien qu'il y ait également une forte dépendance à la vitesse de rotation, aucune tendance simple n'est dégagée pour ce paramètre car on obtient des évolutions contradictoires en fonction de l'angle d'attaque choisi lors des phases de translation. La capture de sillage se révèle donc complexe et fortement dépendante des paramètres cinématiques même dans le cas de configurations simplifiées.

En 1997, Van den Berg & Ellington [111, 112] étudient le vol sur place du sphinx *Manduca Sexta* à l'aide d'un mécanisme simplifié simulant au mieux la forme, la structure et la cinématique de l'aile. A l'aide de fumées injectées depuis le bord d'attaque, cette étude met en évidence la présence d'un tourbillon stable de forme conique s'étendant sur 75% de l'envergure de l'aile (figure 1.30a). Ce tourbillon de bord d'attaque est connecté à un gros tourbillon de bout d'aile à la structure complexe et entremêlée. Ce tourbillon de bout d'aile s'étend vers l'aval et se combine avec le tourbillon de bord de fuite lâché précédemment lors de la pronation ou de la supination (figures 1.30b et 1.30c). Van den Berg & Ellington [111, 112] expliquent la stabilisation du tourbillon de bord d'attaque par la présence d'un écoulement transverse le long de l'axe du tourbillon.

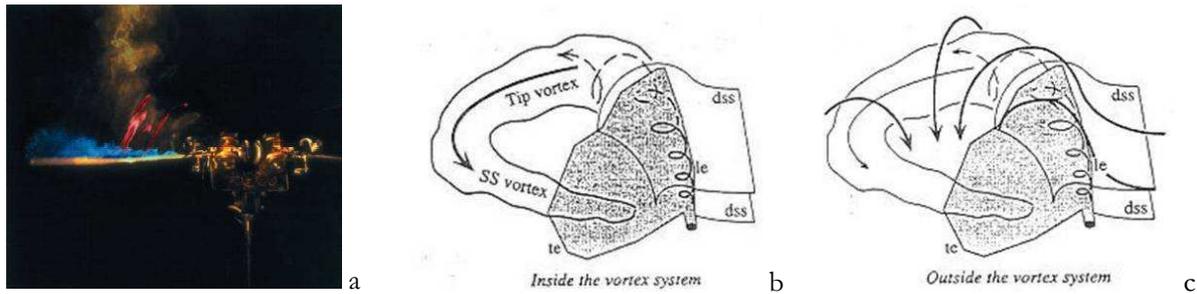


Fig 1.30 : Tourbillon de bord d'attaque sur une aile de sphinx en cinématique de vol sur place (Van den Berg & Ellington [111]) : (a) Visualisation par fumée lors de l'abaisse de l'aile (b) Structure interne du complexe tourbillonnaire (c) Structure externe du complexe tourbillonnaire

En 1998, Anderson & al. [4] réalisent une étude expérimentale à $Re = 40\,000$ portant sur le vol d'avancement d'un profil animé d'un mouvement combiné de pilonnement et de tangage. Le pilonnement reste dans un plan vertical et seule la création de poussée est étudiée. Ces essais montrent que l'efficacité propulsive $\eta = \bar{T}U_0 / \bar{W}$ (avec \bar{T} la poussée moyenne et \bar{W} le travail à fournir pour effectuer le mouvement) est optimisée dans les conditions suivantes :

- un nombre de Strouhal $St_A = fA/U_0$ compris entre 0.25 et 0.4 (avec f la fréquence, A l'épaisseur du sillage estimée à deux fois l'amplitude de pilonnement a)
- un amplitude de pilonnement réduite $b = a/c$ d'ordre 1
- une incidence effective maximale élevée (entre 15° et 25°)
- un déphasage entre pilonnement et tangage de 75°

En 1998 et 1999, Jones, Dorhing & Platzer [46] puis Lai & Platzer [56] étudient le sillage d'un profil NACA 0012 en mouvement de pilonnement vertical à incidence nulle à l'aide de visualisations par laser et colorants. La gamme de nombre de Reynolds considérée varie de 5 000 à 21 000. Une étude paramétrique en fonction de la fréquence réduite $k = \pi f c / U_0$ et de l'amplitude de pilonnement réduite $b = a/c$ montre que le paramètre déterminant est la vitesse de pilonnement caractérisée par le nombre de Strouhal kb . On passe notamment d'un régime de traînée à un régime de poussée lorsque $kb > 0.4$. Cette transition s'accompagne dans le sillage d'une inversion de l'allée de tourbillons créée par le bord de fuite. On observe également l'apparition d'un sillage asymétrique au-delà d'une certaine vitesse de pilonnement.

A partir de 1999, Dickinson, Lehmann & Sane [18] utilisent le dispositif qui est à la base des plus importants travaux expérimentaux menés sur la compréhension du vol battu des insectes : le « Robofly » (figures 1.31a et 1.31b). Ce dispositif expérimental 3D a pour but de recréer la cinématique d'une aile de mouche en configuration de vol sur place avec plan de battement horizontal (figures 1.31c et 1.31g). Le design de l'aile est inspiré des observations biologiques tandis que du sucrose est ajouté à l'eau afin d'obtenir le nombre de Reynolds adéquat. Les mesures d'efforts instationnaires de la première campagne d'essais mettent en évidence les contributions respectives de trois mécanismes instationnaires : le tourbillon de bord d'attaque, la force rotationnelle, la capture de sillage. La force induite par le tourbillon de bord d'attaque lors du mouvement de translation est estimée à l'aide d'une analyse quasi-stationnaire se basant sur les efforts obtenus lors d'une mise en translation impulsive de l'aile (figures 1.31d et 1.31e). Dickinson, Lehmann & Sane [18] obtiennent ensuite la force instantanée induite par le mouvement de rotation en soustrayant cette force à la force totale (figure 1.31f). Les pics de portance synchronisés avec la

rotation sont interprétés à l'aide du modèle de circulation rotationnelle tandis que les pics situés immédiatement après la rotation sont attribués à la capture de sillage. Il faut cependant noter que le rôle joué par la masse ajoutée n'est pas clairement abordé et que ces derniers pics pourraient n'être que des artefacts induits par une mauvaise estimation de la réaction induite par la masse ajoutée.

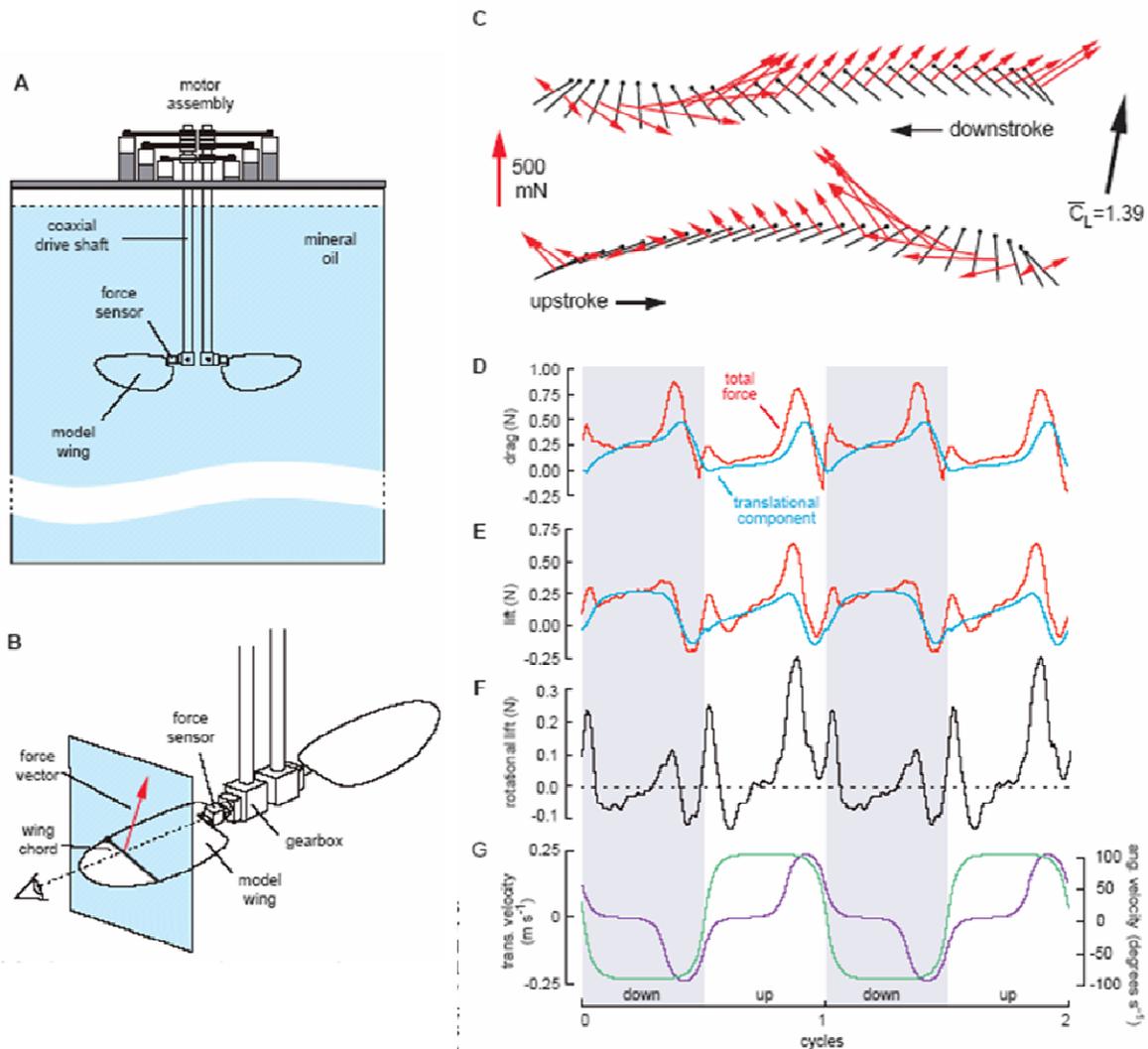


Fig 1.31 : Mesures d'efforts instationnaires sur le Robofly (Dickinson, Lehmann & Sane [18])
 (a) Dispositif expérimental (b) Détails de l'aile (c) Cinématique de l'aile (d) Traînée instantanée
 (e) Portance instantanée (f) Portance instantanée induite par le mouvement de rotation
 (force rotationnelle + capture de sillage) (g) Lois cinématiques de translation et de rotation

En 2001, les études paramétriques de Sane & Dickinson [89] avec ce dispositif permettent de déterminer la cinématique optimisant la portance moyenne: un battement d'amplitude 180° , un angle d'attaque de 50° lors des phases de translation et enfin une rotation avancée par rapport à l'inversion du mouvement. Cette étude montre également que l'analyse quasi stationnaire permet de donner une bonne estimation de la portance moyenne mais qu'elle échoue à décrire les efforts instantanés notamment lors des phases de rotation. En 2002, Sane & Dickinson [90] revisitent donc avec plus ou moins de succès le modèle de la circulation rotationnelle $\Gamma_{\text{rot}} = C_{\text{rot}} \dot{\alpha} c^2 (0.75 - x_0/c)$ en déterminant de façon semi-empirique le coefficient de rotation C_{rot} . En 2003, Birch & Dickinson [7] abordent le problème de la

capture de sillage. En isolant cette force d'interaction entre l'aile et les tourbillons, ils montrent que le retour dans le sillage s'accompagne d'une augmentation de la portance suivit d'une légère diminution. Le deuxième effet est bien décrit par une analyse quasi stationnaire prenant en compte la réduction de l'incidence effective par l'écoulement induit du sillage. Le premier effet échappe par contre à une telle analyse et le phénomène de capture de sillage se révèle ainsi plus complexe qu'une simple superposition d'écoulement.

Fin 2003, [Birch, Dickson & Dickinson \[8\]](#) explorent l'attachement du tourbillon de bord d'attaque mis en évidence par [Van den Berg & Ellington \[111, 112\]](#). Ils examinent notamment ce phénomène pour deux nombres de Reynolds : $Re \approx 120$ et $Re \approx 1400$. Dans les deux cas l'attachement du tourbillon de bord d'attaque est observé mais le mécanisme mis en jeu ne semble pas être le même. En effet, à $Re \approx 1400$, on retrouve bien l'écoulement transverse de [Van den Berg & Ellington \[111, 112\]](#) (figure 1.30, 1.32b, 1.32d) mais à $Re \approx 120$ cet écoulement est minime voire inexistant (figures 1.32a et 1.32c). La stabilisation du tourbillon de bord d'attaque à très faible nombre de Reynolds semble donc résulter d'un autre mécanisme. Il faut cependant noter que l'étude reste limitée à une aile de faible allongement réalisant une cinématique de vol sur place (plan de battement horizontal, vitesse nulle à l'emplanture de l'aile, pas de vitesse d'avancement) et qu'il ne faut donc pas généraliser ces conclusions.

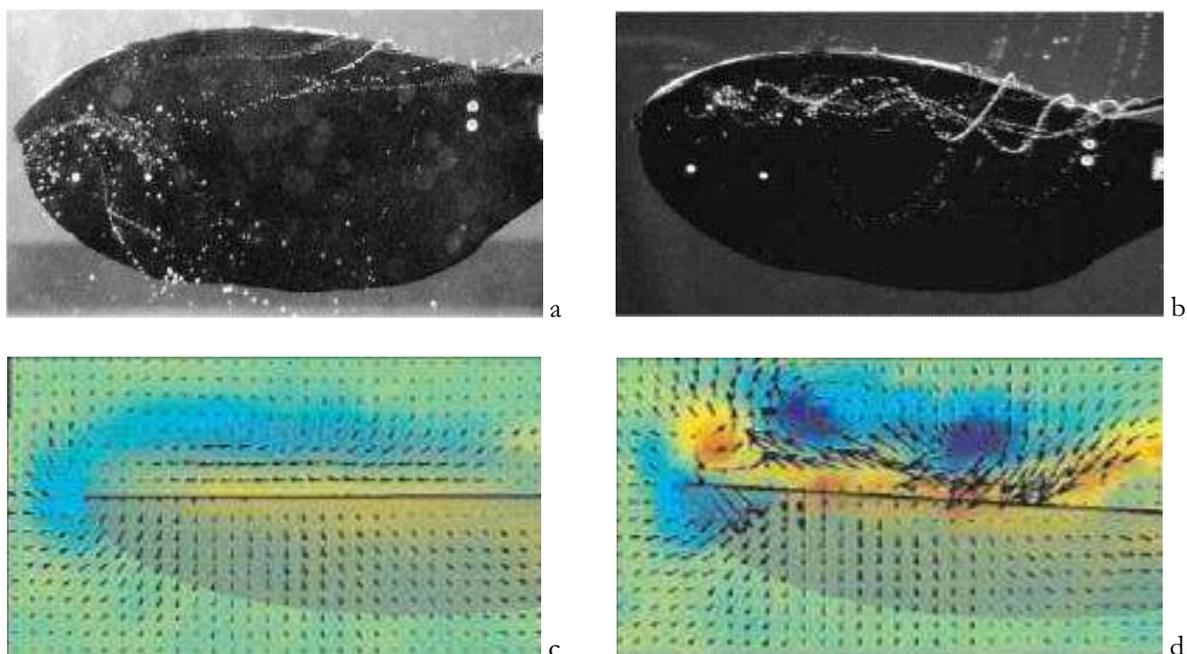


Fig 1.32 : Structure du tourbillon de bord d'attaque sur le Robofly ([Birch, Dickson & Dickinson \[8\]](#)):
visualisations de l'écoulement par injections : (a) $Re = 120$ (b) $Re = 1400$
visualisations PIV (champ de vitesse et vortacité) : (c) $Re = 120$ (d) $Re = 1400$.

Toujours en 2003, [von Ellenrieder, Parker & Soria \[24\]](#) étudient le vol d'avancement d'une aile finie de faible allongement ($AR = 3$) animée d'un mouvement combiné de tangage et de pilonnement dans un plan vertical. L'émission de colorants révèle la structure 3D du sillage et notamment l'interconnection des tourbillons de bord d'attaque et de bord de fuite. Cette étude sera complétée en 2007 par des visualisations PIV ([Parker, Soria & von Ellenrieder \[80\]](#)). La variation des paramètres cinématiques modifie la structure détaillée du sillage mais la structure générale reste décrite par la figure 1.33.

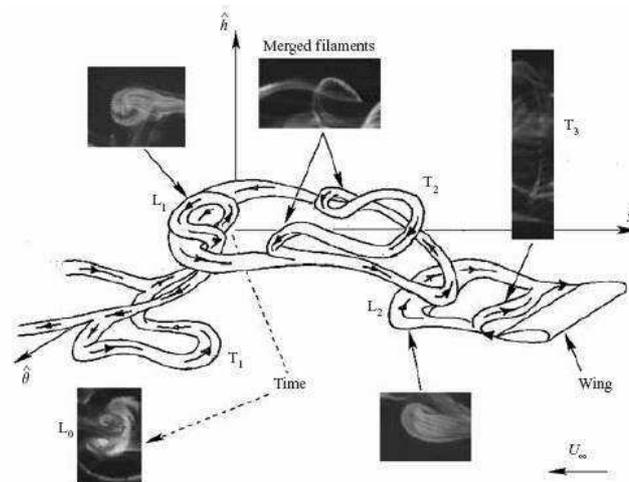


Fig 1.33 : Structure du sillage d'une aile de faible allongement en vol d'avancement animée d'un mouvement de tangage et pilonnement vertical (L : Leading edge vortex – T : Trailing edge vortex) (von Ellenrieder, Parker & Soria [24])

Depuis 2002, l'ENSMA (Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique) développe également un dispositif expérimental réalisant le vol sur place classique en configuration 2D. Les visualisations par nappe laser et PIV menées par Kurtulus & al [54, 55] permettent de décrire et comprendre la topologie de l'écoulement ainsi que les interactions complexes existant entre les différents tourbillons. Ces visualisations sont complétées par des simulations numériques directes 2D permettant d'estimer les efforts engendrés.

De 2003 à 2007, l'ONERA réalise des essais en canal hydrodynamique à $Re \approx 40\,000$ dans le cadre du projet REMANTA (Paquet & Bourez [77, 78]). La cinématique étudiée est le vol d'avancement d'un profil NACA 0012 animé d'un mouvement combiné de pilonnement et de tangage. Des mesures d'efforts instationnaires sont réalisées afin de déterminer des cinématiques assurant simultanément propulsion et sustentation. Ces essais servent aussi de base de données pour la conception de modèles non linéaires proposés dans les travaux de thèse de Péray [83]. Un second montage permet également de réaliser un mouvement de vol sur place similaire au Robofly. Une optimisation du vol en temps réel est proposée à l'aide d'un logiciel d'automatique conçu lors des travaux de thèse de Rakotomamonjy [85].



a



b

Fig 1.34 : Essais en canal hydrodynamique menés lors du projet REMANTA (Paquet & Bourez [77, 78])
(a) Vue d'ensemble du canal hydrodynamique (b) Visualisation par colorants du sillage de l'aile

En 2008, [Godoy-Diana, Aider & Wesfreid \[34\]](#) étudient à $Re = 255$ le sillage d'un profil animé d'un mouvement de tangage en fonction de la fréquence réduite $Sr = fD/U_0$ (avec f la fréquence, D l'épaisseur du profil, U_0 la vitesse amont), de l'amplitude de tangage réduite $A_D = A/D$ (avec A la hauteur de déplacement crête à crête du bord de fuite) et du nombre de Strouhal $Sr_A = Sr \times A_D$ caractérisant le taux de rotation. Les visualisations PIV mettent en évidence trois structures de sillage : une allée de von Kármán classique, une allée de von Kármán inversée, une allée de von Kármán inversée et asymétrique. La frontière entre ces trois régimes se révèle plus ou moins fixée par le nombre Sr_A (figure 1.35a). Une estimation des efforts globaux par PIV permet également d'étudier la transition du régime de traînée vers le régime de poussée (figure 1.35b). La frontière entre ces deux régimes correspond à une valeur de Sr_A égale à 0.3. Cette étude montre ainsi que le nombre de Strouhal est un paramètre clé conditionnant les régimes aérodynamiques d'une aile en mouvement de tangage.

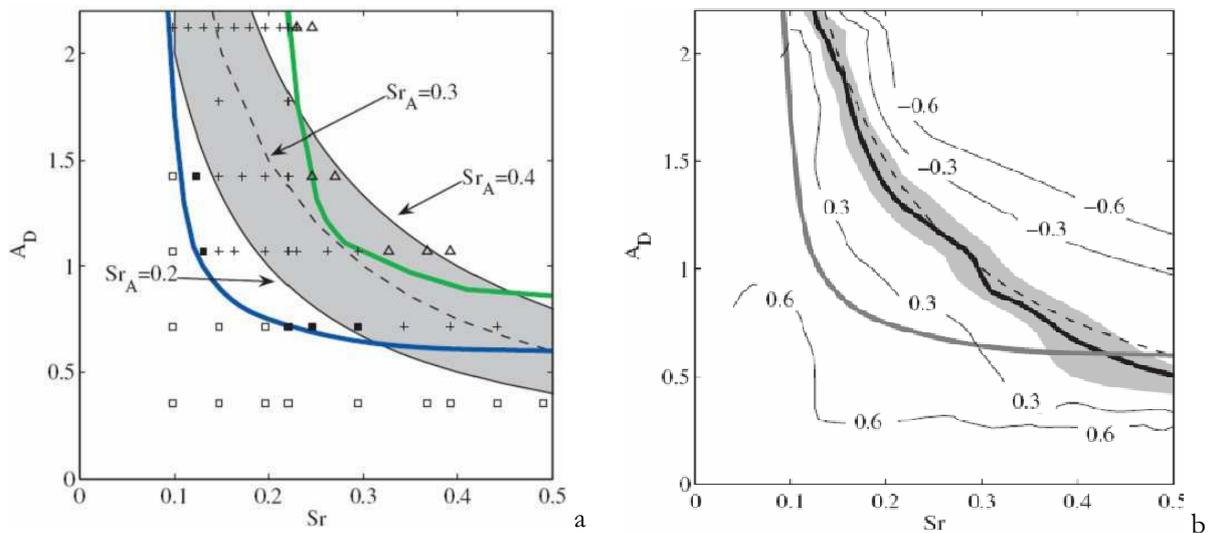


Fig 1.35 : (a) Régimes aérodynamiques d'un profil en mouvement de tangage en fonction de la fréquence Sr , de l'amplitude de tangage A_D et du nombre de Strouhal Sr_A - ligne bleue : transition entre l'allée de von Kármán classique et l'allée de von Kármán inversée - ligne verte : transition entre l'allée de von Kármán inversée et l'allée de von Kármán déviée (b) Lignes isométriques du coefficient de traînée C_D/C_{D0} en fonction des mêmes paramètres - ligne noire : $C_D = 0$ - ligne pointillée : $Sr_A = 0.3$ - ligne grise : inversion de l'allée de von Kármán

1.6 Simulations numériques

Les récents progrès informatiques permettent actuellement de réaliser dans des délais raisonnables des simulations numériques directes des équations de Navier Stokes à relativement grand nombre de Reynolds. On ne cite ici que les études les plus importantes et les plus récentes.

a) Simulations 2D

En 1996, [Tuncer & Platzer \[108\]](#) étudient la poussée engendrée par le mouvement de pinnement d'un profil NACA 0012 à incidence nulle. Cette étude est réalisée à $Re = 3 \times 10^6$ avec un

code Navier –Stokes compressible URANS incluant un modèle de turbulence de Baldwin-Lomax. La poussée se révèle être engendrée par la succion du bord d'attaque et ces travaux confirment que l'efficacité propulsive $\eta = \bar{T}U_0 / \bar{W}$ (avec \bar{T} la poussée moyenne et \bar{W} le travail moyen requis pour maintenir le mouvement) est pilotée par le nombre de Strouhal kb .

En 2000, cette configuration est reprise par Wang [119] à l'aide de simulations numériques directes effectuées à $Re = 1000$. En étudiant le pic d'effort engendré par le tourbillon de bord d'attaque ainsi que le temps nécessaire à la formation de ce dernier, Wang [119] met en évidence la présence d'une fréquence optimale maximisant l'efficacité propulsive indépendamment du nombre de Strouhal. Cette conclusion est en désaccord avec les analyses potentielles prédisant que l'efficacité propulsive diminue avec l'augmentation de la fréquence lorsque le nombre de Strouhal est maintenue constant. La prise en compte du tourbillon de bord d'attaque et des effets purement fréquentiels se révèle donc fondamentale pour la détermination des efforts à fréquence modérée et grande amplitude de battement.

En 2003, Lewin & Haj-Hariri [60] reprennent le même mouvement avec des simulations numériques directes effectuées à $Re = 500$. Cette étude confirme et complète les observations de Wang [119] en fournissant la structure du sillage. On retiendra tout particulièrement que des sillages asymétriques déviés sont obtenus au-delà d'un certain nombre de Strouhal et que le tourbillon de bord d'attaque interagit avec le tourbillon de bord de fuite. A l'aide d'une analyse de stabilité linéaire, cette étude met également en évidence que la fréquence optimale correspond à la fréquence du mode le plus instable dans le sillage du profil.

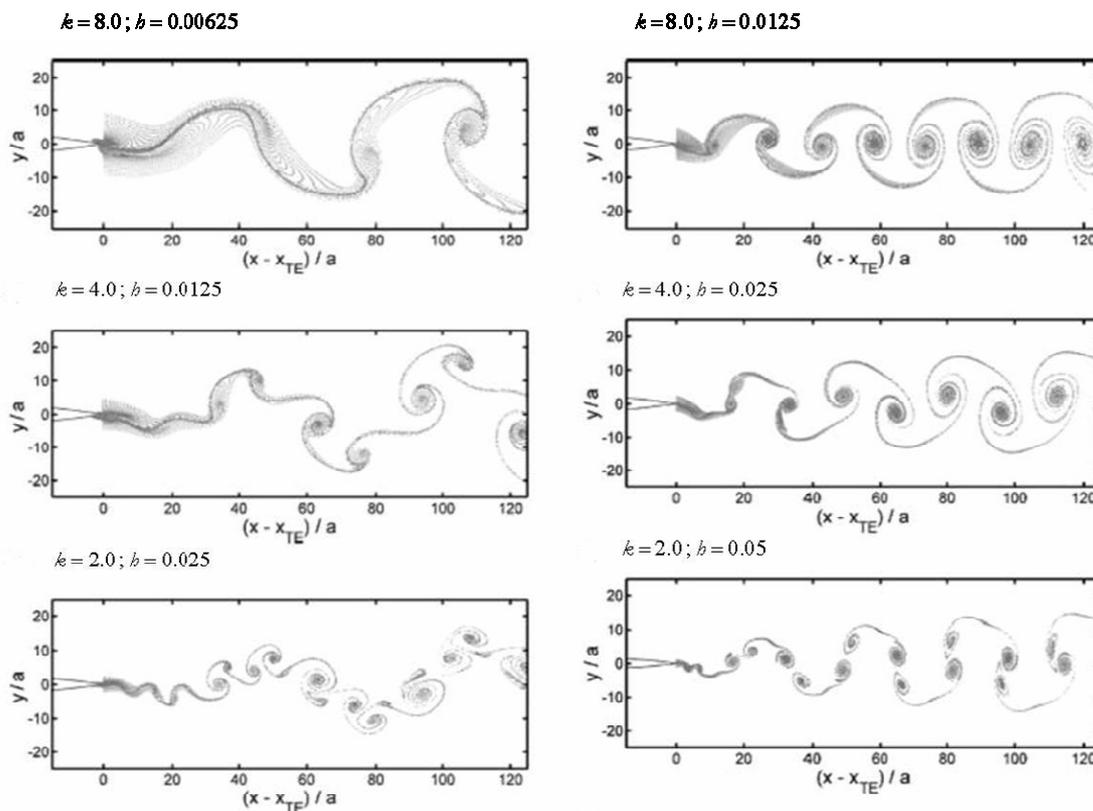


Fig 1.36 : Topologie du sillage d'un profil NACA 0012 en mouvement de pilonnement pur à incidence nulle - Effets de la fréquence réduite $k = \pi fc / U_0$ et de l'amplitude de pilonnement réduite $b = a / c$ (colonne de gauche : $kb = 0.05$ - colonne de droite : $kb = 0.1$) (Young & Lai [134])

En 2004, [Young & Lai \[134\]](#) étudient toujours cette configuration à $Re = 2 \times 10^4$ avec une version améliorée du code numérique utilisé par [Tuncer & Platzer \[108\]](#). Cette étude confirme encore une fois que la poussée n'est pas uniquement pilotée par le nombre de Strouhal mais aussi par la fréquence. La dépression induite par le décollement du bord d'attaque domine notamment les efforts aux faibles fréquences ($k = \pi f c / U_0 < 4$) tandis que, pour des fréquences supérieures, les efforts engendrés par ce mécanisme deviennent marginaux. Les résultats obtenus sont ainsi conformes aux analyses potentielles pour les hautes fréquences mais très différents pour les fréquences modérées. [Young & Lai \[134\]](#) s'intéressent également à la structure du sillage à l'aide d'un suivi de particules depuis le bord de fuite. La figure 1.36 présente les sillages obtenus pour différentes valeurs de la fréquence réduite de battement k et de l'amplitude réduite de battement b . La colonne de gauche correspond à un nombre de Strouhal $kb = 0.05$ et celle de droite à un nombre de Strouhal $kb = 0.1$. L'analyse potentielle prédit que la structure du sillage est uniquement déterminée par la donnée de kb mais on peut observer des différences mettant en évidence un effet purement fréquentiel.

La propulsion par tangage est étudiée en 2001 par [Ramamurti & Sandberg \[86\]](#) à l'aide de simulations numériques directes utilisant la méthode des éléments finis. Les simulations portent sur un profil NACA 0012 à $Re = 12\,000$ avec une amplitude maximale de tangage de 4° . La poussée se révèle pilotée par le nombre de Strouhal $St_A = fA/U_0$ (avec A l'épaisseur du sillage prise comme la hauteur de déplacement du bord de fuite). La combinaison pilonnement/tangage est également étudiée et la poussée maximale est obtenue pour un déphasage de 120° entre les deux mouvements tandis que l'efficacité propulsive maximale est obtenue pour un déphasage de 90° .

En 2005, [Tuncer & Kaya \[109\]](#) optimisent l'efficacité propulsive en fonction de trois paramètres : l'amplitude de pilonnement, l'amplitude de tangage et le déphasage entre les deux mouvements. L'efficacité maximale est obtenue pour des mouvements conservant au cours du cycle une incidence effective suffisamment faible pour qu'il n'y ait pas de lâcher tourbillonnaire au bord d'attaque. De fortes poussées peuvent par contre être atteintes avec des incidences effectives maximales plus importantes mais cela se fait au détriment de l'efficacité propulsive. Une étude précédente menée par [Isogai, Shinmoto & Watanabe \[43\]](#) avait déjà observé ce phénomène en 1999.

L'étude de la propulsion par ailes battantes se révèle donc riche mais ces études ont le défaut de ne pas prendre en compte la portance. L'efficacité propulsive se révèle ainsi optimale lorsqu'il n'y a pas de lâcher de tourbillon au bord d'attaque alors que les insectes utilisent massivement ce mécanisme pour leur sustentation. Il convient donc d'aborder plutôt le problème avec des cinématiques assurant également la fonction de sustentation.

Les simulations les plus connues menées dans cette optique ont été réalisées par Wang. En 2000, [Wang \[120\]](#) simule le vol sur place de la libellule avec plan incliné (cf figure 14) et démontre que les mécanismes 2D sont suffisants pour sustenter l'animal. Les simulations 2D se révèlent également suffisantes pour reproduire les efforts mesurés sur le Robofly comme on peut l'observer sur la figure 1.37 ([Wang, Birch & Dickinson \[121\]](#)). En 2004, [Wang \[122\]](#) montre que la traînée assure les trois quarts de la sustentation lors du vol sur place de la libellule. Enfin, [Wang & Russel \[124\]](#) étudient en 2007 l'interaction entre les deux paires d'ailes d'une libellule. La puissance à fournir se révèle minimale quand les ailes battent en opposition de phase mais la force maximale est par contre engendrée lorsqu'elles battent en phase.

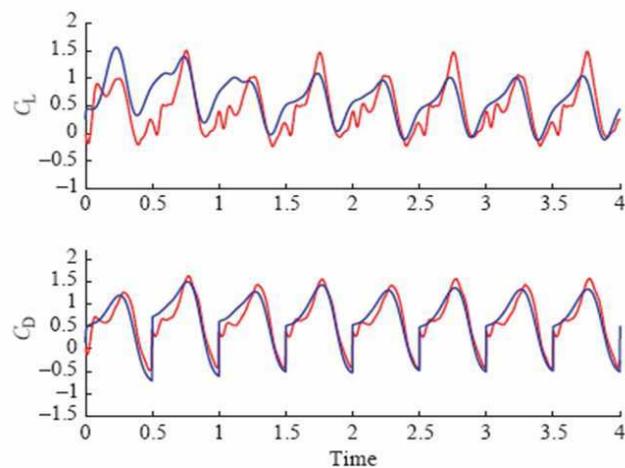


Fig 1.37 : Comparaison entre les mesures obtenues sur le Robofly (rouge) et les simulations numériques directes 2D réalisées par Wang (bleu) (Wang, Birch & Dickinson [121])

On peut enfin citer les premiers travaux 2D de Hamdani & Sun [37], Lan & Sun [57, 58] et Sun & Hamdani [98] portant sur quelques phases critiques du vol battu: accélération et décélération d'un profil en translation, mise en rotation d'un profil en translation, capture de sillage en vol sur place classique, pilonnement de deux profils en tandem. Ces simulations confirment les correspondances de ces phases avec les pics d'efforts relevés par les études de Wang ou Dickinson. L'auteur propose une interprétation physique de ces pics d'efforts transitoires à l'aide du moment de vortacité évacué par le profil.

b) Simulations 3D

En 1998, Liu & al. [63] réalisent la première simulation numérique directe 3D du vol battu d'un insecte. Il s'agit du vol sur place d'un sphinx se basant sur les observations biologiques de Willmott & Ellington [128]. Cette simulation considère une cinématique typique de ce cas et analyse la structure du tourbillon de bord d'attaque. Ce dernier reste attaché au bord d'attaque (figure 1.38), ce qui confirme les observations de Van den Berg & Ellington [111, 112].

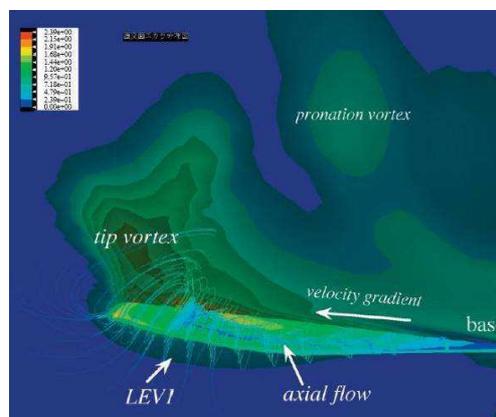


Fig 1.38 : Simulation numérique directe 3D du vol sur place du sphinx (Liu & al [63])
Structure du tourbillon de bord d'attaque

En 2001, [Sun & Tang \[99\]](#) simulent la cinématique du Robofly à $Re = 136$ (cf figure 1.31). La force instantanée qu'ils obtiennent est interprétée à l'aide de trois mécanismes : le décrochage dynamique (tourbillon de bord d'attaque), l'accélération de l'aile (masse ajoutée), la rotation de l'aile (force rotationnelle). Les résultats confirment également les observations obtenues sur le Robofly : attachement du tourbillon de bord d'attaque, maximisation de la portance pour une rotation avancée par rapport à l'inversion du mouvement, influence du taux de rotation sur le premier pic d'effort engendré lors du retournement de l'aile (cf figure 1.31f). [Sun & Tang \[99\]](#) attribuent par contre le deuxième pic à l'accélération de l'aile plutôt qu'à la capture de sillage suggérée par [Dickinson, Lehmann & Sane \[18\]](#). En 2002, une simulation menée par [Ramamurti & Sandberg \[87\]](#) confirme ces résultats.

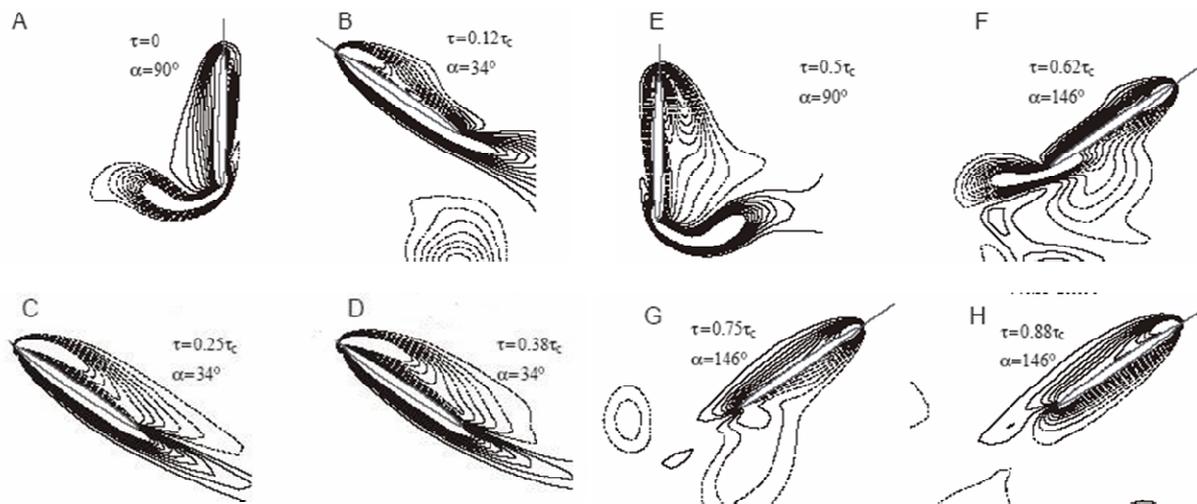


Fig 1.39 : Simulation numérique directe 3D du vol sur place classique ([Sun & Wu \[101\]](#))
Lignes d'iso-vorticité à mi-envergure de l'aile

En 2002, [Sun & Tang \[100\]](#) revisitent cette cinématique en utilisant les données biologiques de la mouche obtenues par [Weis-Fogh \[126\]](#) et [Ennos \[30\]](#) (masse de l'insecte, forme de l'aile, fréquence et amplitude de battement, taux de rotation, timing du déclenchement de la rotation). Des simulations itératives montrent que l'aile doit présenter un angle d'attaque de 35° lors de sa translation pour que la sustentation de l'insecte soit assurée. [Sun & Tang \[100\]](#) évaluent également la puissance fournie par l'insecte. Ils montrent ainsi qu'une rotation de l'aile avancée par rapport à l'inversion du mouvement de translation permet de maximiser la portance mais que ce timing n'est pas optimal sur le plan énergétique. Le timing le plus économique se révèle être celui où la rotation s'effectue simultanément avec l'inversion du mouvement de translation. Ils étudient ensuite de même l'influence du taux de rotation. A portance moyenne maintenue constante par adaptation de l'angle d'attaque, ils mettent en évidence l'existence d'un taux de rotation optimal sur le plan énergétique. On notera toutefois que tous les autres paramètres ont été figés, notamment la fréquence.

En 2003, [Sun & Wu \[101\]](#) étudient le vol d'avancement de la mouche en faisant varier le rapport d'avancement J défini comme le rapport de la vitesse d'avancement par la vitesse de battement du bout d'aile ($J = 0$ pour le vol sur place). Les mêmes données biologiques sont utilisées mais l'aile bat suivant un plan incliné afin d'obtenir une propulsion. L'angle d'attaque de l'aile lors de sa translation et l'angle du plan de battement sont obtenus par itération de façon à ce que l'insecte puisse théoriquement se sustenter. Les mêmes mécanismes aérodynamiques que ceux obtenus pour le vol sur place sont mis en évidence et

notamment la stabilisation du tourbillon de bord d'attaque. Le phénomène de capture de sillage n'est cependant pas observé. A faible vitesse ($J \approx 0.13$), la sustentation est principalement assurée par la portance de l'aile lors de son abaissée tandis que la propulsion est assurée par la traînée de l'aile lors de sa remontée. A vitesse moyenne ($J \approx 0.27$), l'abaissée et la remontée conservent les mêmes rôles mais la force instantanée provient à contribution égale de la portance et de la traînée. A grande vitesse ($J \approx 0.53$), la sustentation est produite principalement par la traînée de l'aile lors de son abaissée. La propulsion, quant à elle, est assurée par la portance de l'aile lors de son abaissée et par la traînée lors de sa remontée.

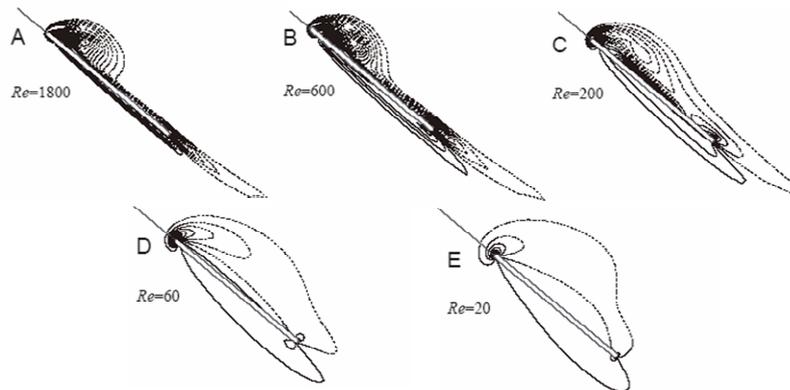


Fig 1.40 : Simulation numérique directe 3D du vol sur place classique (Wu & Sun [132])
Effets du nombre de Reynolds sur la structure du tourbillon de bord d'attaque à mi-envergure de l'aile

En 2004, Wu & Sun [132] revisitent le vol sur place de la mouche en modifiant la cinématique de Dickinson, Lehmann & Sane [18]. Comme l'a observé Ellington [25] pour de nombreux insectes, ils utilisent dorénavant une vitesse de battement sinusoïdale. La cinématique du mouvement de rotation reste par contre inchangée : un angle d'attaque constant lors de la majeure partie de la translation suivi d'une rotation rapide en fin de translation. Dans cette étude, Wu & Sun [132] s'éloignent du cas spécifique de la mouche et étudient l'influence du nombre de Reynolds, de l'amplitude de battement, de l'angle d'attaque de l'aile, du taux de rotation et du timing du déclenchement de la rotation sur les performances du vol battu. Bien que ces paramètres soient suffisants pour décrire complètement leur mouvement, il faut noter que le rôle de la fréquence n'apparaît pas explicitement (la vitesse de battement est en effet fixée par le nombre de Reynolds et il faut ensuite coupler cette vitesse à l'amplitude de battement pour retrouver la fréquence). L'étude paramétrique la plus intéressante concerne le nombre de Reynolds. Pour $500 < Re < 1800$, la variation du nombre de Reynolds a peu d'influence sur les efforts instantanés et le champ de vorticité. Par contre, pour $Re < 500$, les performances se dégradent rapidement car la portance moyenne diminue et la traînée moyenne augmente brusquement. Cette tendance est due essentiellement à l'augmentation du frottement et à la forte diffusion du tourbillon de bord d'attaque (figure 1.40).

En 2004 et 2005, Sun & Lan [102] puis Wang & Sun [118] étudient respectivement la libellule en vol sur place puis en vol d'avancement. Comme l'on déjà montré les simulations 2D de Wang [120], le vol sur place avec plan de battement incliné est principalement assuré par la traînée de l'aile lors de son abaissée. Cette technique diffère du vol sur place classique où la portance de l'aile assure toute la sustentation. En ce qui concerne le vol d'avancement aux faibles vitesses ($J=0$ et $J=0.15$), l'écoulement est détaché sur les deux ailes avec présence d'un tourbillon de bord d'attaque. Aux vitesses moyennes ($J=0.3$ et $J=0.45$), l'écoulement est détaché sur l'aile avant et attaché sur l'aile arrière avec présence d'une simple bulle de recirculation. Aux grandes vitesses ($J=0.6$ et $J=0.75$), l'écoulement est

attaché sur les deux ailes. Dans tous les cas, l'interaction entre les deux ailes ne se révèle pas avantageuse par rapport au battement de deux ailes isolées.

1.7 Synthèse bibliographique et enjeux du travail de thèse

Les observations biologiques alimentent notre réflexion sur la définition d'un vol battu applicable aux microdrones. Elles suggèrent notamment la forme de la cinématique à adopter ainsi que l'ordre de grandeur des paramètres fixant cette cinématique. Le fait que les insectes utilisent un système résonnant d'actionnement des ailes écarte de plus à priori la fréquence en tant que paramètre principal de contrôle du vol. L'absence de véritables senseurs aérodynamiques et de déformation active de l'aile invite d'ailleurs à ne pas rechercher des systèmes complexes de contrôle de l'écoulement. Par contre, l'étude de la structure plissée peut se révéler un point de départ pour la conception d'ailes déformables optimisant de façon passive les performances.

Néanmoins, il ne faut pas chercher à tout prix à imiter la nature qui adopte un processus d'optimisation multi-critères incluant d'autres considérations que celles liées à l'aérodynamique. Les microdrones n'étant pas soumis aux mêmes contraintes biologiques, physiologiques et comportementales, ils sont susceptibles d'adopter des cinématiques différentes qui peuvent être plus optimales vis à vis des critères de mission à remplir. En second lieu, les solutions trouvées par la nature ne sont pas uniques (cinématique et forme des ailes). Dès lors, chaque insecte est un cas particulier dont l'étude exclusive peut occulter une compréhension plus globale du vol battu. A ce titre, les dispositifs expérimentaux et les simulations numériques actuelles se contentent souvent d'imiter le vol d'un insecte (libellule, mouche, sphinx) sans dégager la spécificité de chaque régime aérodynamique.

Les enseignements généraux tirés des études biologiques se résument finalement à quelques points. Le vol de l'insecte est un vol vibrant à fréquence fixe dont le principal paramètre de contrôle est l'orientation de la force normale à l'aile. Sa spécificité réside surtout dans la présence et l'interaction de divers mécanismes instationnaires engendrant des pics d'efforts de grande amplitude, notamment lors des phases de rotation. Ces pics ne peuvent être expliqués par une analyse quasi stationnaire et il s'avère qu'ils font intervenir le lâcher de tourbillons. Des systèmes de contrôle actif ne seraient pas quant à eux nécessaires même si la déformation passive de la surface de l'aile pourrait jouer un rôle important.

Le reste de notre étude se poursuivra en s'appuyant sur des simulations numériques permettant d'observer, décrire et comprendre tous les mécanismes mis en jeu sur une large plage de variation des paramètres cinématiques. Notre but est de dégager un cadre phénoménologique voire théorique permettant de construire des modèles simplifiés représentatifs des efforts instantanés. La définition de la cinématique complète du microdrone pourra alors se faire par auto apprentissage à l'aide d'un logiciel d'automatique et non par imitation directe de la nature. Les dispositifs expérimentaux que nous avons utilisés permettent quant à eux de tester la validité des simulations numériques et des modèles, et d'explorer les régimes aérodynamiques inaccessibles par simulation (grands nombres de Reynolds et configurations 3D).

C'est dans cette première étape fondamentale d'observation, de description et de compréhension des mécanismes instationnaires sans référence à un insecte particulier que se situe le travail de thèse proposé ici. Deux axes nous ont paru essentiels : (i) l'analyse du lâcher tourbillonnaire (ii) l'analyse des

efforts engendrés par les mouvements de base (pilonnement et tangage) en fonction de la fréquence de battement et du taux de rotation.

Les études portant sur les régimes tourbillonnaires à faible nombre de Reynolds ($Re < 10\,000$) sont en effet rares et trois points ont notamment été peu abordés: les conditions critiques amorçant le lâcher des tourbillons, les effets de la transition vers la turbulence, les effets de la réduction de l'allongement de l'aile. L'étude de ces trois points dans les chapitres 3, 4 et 5 permettra de caractériser le régime de vol des futurs microdrones à ailes battantes susceptibles d'évoluer à $Re \approx 30\,000$ avec des ailes de faible allongement.

Les mécanismes instationnaires caractéristiques du vol battu ont quant à eux déjà été identifiés et décrits par de nombreuses études numériques et expérimentales mais l'interprétation phénoménologique des pics d'efforts et leur modélisation posent encore problème. Les efforts induits par le forçage du lâcher tourbillonnaire, par la force rotationnelle et par la capture de sillage restent notamment mal expliqués. De plus, ces études portent souvent sur le cas spécifique d'un insecte sans que les différents régimes du vol battu ne soient mis en évidence. L'étude des mouvements de base dans les chapitres 6, 7 et 8 permettra de discriminer ces régimes en fonction de la fréquence de battement et du taux de rotation puis de proposer des modèles simplifiés des divers mécanismes pouvant être utilisés dans l'élaboration des stratégies de vol des futurs microdrones.

2 Outils et méthodes

2.1 Simulation numérique directe par le logiciel FreeFem++

Nous étudions l'écoulement autour d'un profil d'aile par simulation numérique directe des équations de Navier - Stokes 2D instationnaires incompressibles en absence de force volumique :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \Delta \mathbf{u} \\ \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \end{cases} \quad (2.1)$$

avec \mathbf{u} la vitesse du fluide à l'instant t à la position \mathbf{x} , ρ la masse volumique, $\nu = \mu / \rho$ la viscosité cinématique et μ la viscosité dynamique.

Cette équation est résolue par le logiciel FreeFem++ développé par l'université de Paris VI ([site internet Freefem++ \[138\]](#)). Ce logiciel est un solveur d'équations différentielles basé sur la méthode des éléments finis. La formulation variationnelle à résoudre ainsi que les conditions limites sont directement codées par l'utilisateur. Cette fonctionnalité permet notamment d'imposer la nature des schémas temporels et spatiaux. Dans le cas d'une aile battante, les équations de Navier Stokes peuvent également être directement modifiées afin de permettre l'adjonction des accélérations d'entraînement et de Coriolis (cf partie II).

a) Discrétisation temporelle

Nous définissons la fonction discrète en temps $\mathbf{u}^n(\mathbf{x}) = \mathbf{u}(\mathbf{x}, t^n)$ avec $t^n = n\Delta t$. Afin de ne pas être soumis à l'instabilité numérique des schémas explicites, nous choisissons d'impliquer entièrement l'équation de Navier Stokes :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u}^{n+1} + \mathbf{u}^{n+1} \cdot \nabla \mathbf{u}^{n+1} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \Delta \mathbf{u}^{n+1} \\ \nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1} = 0 \end{cases} \quad (2.2)$$

Il s'agit maintenant de trouver une discrétisation de la dérivée totale de la vitesse:

$$\frac{D}{Dt} \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) = \left(\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) (\mathbf{x}, t^{n+1}) + o(\Delta t^p) \quad (2.3)$$

avec $p \in \mathbb{N}$ l'ordre de discrétisation du schéma temporel. Nous utilisons ici la méthode des caractéristiques en prenant les vitesses le long des courbes caractéristiques définies comme les positions \mathbf{X} aux instants t d'une particule se trouvant en \mathbf{x} à l'instant s :

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{X}}{dt} = \mathbf{u}(\mathbf{X}(\mathbf{x}, s, t), t) \\ \mathbf{X}(\mathbf{x}, s, s) = \mathbf{x} \end{cases} \quad (2.4)$$

Une telle courbe caractéristique n'est ni plus ni moins que la trajectoire de la particule passant en \mathbf{x} à l'instant s . Pour discrétiser la dérivée totale de la vitesse, nous avons besoin des vitesses le long de la trajectoire de la particule passant en \mathbf{x} à l'instant t^{n+1} . En notant $\mathbf{x} = \mathbf{x}^{n+1} = \mathbf{X}(\mathbf{x}, t^{n+1}, t^{n+1})$ la position de la particule à l'instant t^{n+1} et $\mathbf{x}^{n+1-i} = \mathbf{X}(\mathbf{x}, t^{n+1}, t^{n+1-i})$ les positions de cette particule aux instants précédents, nous cherchons la dérivée totale de la vitesse sous la forme :

$$\frac{D}{Dt} \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) = \alpha_0 \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) + \sum_{i=1}^p \alpha_i \mathbf{u}^{n+1-i}(\mathbf{x}^{n+1-i}) \quad (2.5)$$

avec $\{\alpha_i\}_{1 \leq i \leq p} \in \mathbb{R}$. Le nombre de positions précédentes utilisées détermine l'ordre de précision du schéma. Nous nous contentons dans notre cas de schémas du 1^{er} ou du 2^{ème} ordre.

Schéma du premier ordre

La position \mathbf{x}^n de la particule au temps t^n est déterminée à partir du pied de la caractéristique par :

$$\mathbf{x}^n = \mathbf{x} - \Delta t \frac{d\mathbf{x}}{dt} \quad \text{soit} \quad \mathbf{x} - \mathbf{x}^n = \Delta t \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) \quad (2.6)$$

On réalise ensuite un développement de Taylor au premier ordre de $\mathbf{u}^n(\mathbf{x}^n)$ autour de $\mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x})$:

$$\mathbf{u}^n(\mathbf{x}^n) = \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) - \Delta t \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) - (\mathbf{x} - \mathbf{x}^n) \cdot \nabla \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) + o(\Delta t) \quad (2.7)$$

En remplaçant $\mathbf{x} - \mathbf{x}^n$ par son expression en fonction de $\mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x})$ on obtient :

$$\frac{D}{Dt} \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) = \frac{\mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) - \mathbf{u}^n(\mathbf{x}^n)}{\Delta t} + o(\Delta t) \quad (2.8)$$

d'où le schéma d'Euler rétrograde au premier ordre :

$$\begin{cases} \frac{\mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x})}{\Delta t} + \frac{\nabla p^{n+1}}{\rho} - \nu \Delta \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) = -\frac{\mathbf{u}^n(\mathbf{x}^n)}{\Delta t} & \text{avec } \mathbf{x}^n = \mathbf{x} - \Delta t \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) \\ \nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1} = 0 \end{cases} \quad (2.9)$$

Schéma du deuxième ordre

Les positions \mathbf{x}^n et \mathbf{x}^{n-1} de la particule aux instants t^n et t^{n-1} sont déterminées à partir du pied de la caractéristique par :

$$\begin{aligned} \mathbf{x}^n &= \mathbf{x} - \Delta t \frac{d\mathbf{x}}{dt} & \mathbf{x} - \mathbf{x}^n &= \Delta t \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) \\ \mathbf{x}^{n-1} &= \mathbf{x} - 2\Delta t \frac{d\mathbf{x}}{dt} & \mathbf{x} - \mathbf{x}^{n-1} &= 2\Delta t \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) \end{aligned} \quad \text{soit} \quad (2.10)$$

On réalise ensuite les développements de Taylor au deuxième ordre de $\mathbf{u}^n(\mathbf{x}^n)$ et $\mathbf{u}^{n-1}(\mathbf{x}^{n-1})$ autour de $\mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x})$:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}^n(\mathbf{x}^n) &= \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) - \Delta t \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) - (\mathbf{x} - \mathbf{x}^n) \cdot \nabla \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) \\ &+ \frac{1}{2} \left(\Delta t^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) + 2\Delta t (\mathbf{x} - \mathbf{x}^n) \frac{\partial^2}{\partial t \partial x_i} \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) + (\mathbf{x} - \mathbf{x}^n)^2 \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) \right) + o(\Delta t^2) \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{u}^{n-1}(\mathbf{x}^{n-1}) &= \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) - 2\Delta t \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) - (\mathbf{x} - \mathbf{x}^{n-1}) \cdot \nabla \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) \\ &+ \frac{1}{2} \left(4\Delta t^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) + 4\Delta t (\mathbf{x} - \mathbf{x}^{n-1}) \frac{\partial^2}{\partial t \partial x_i} \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) + (\mathbf{x} - \mathbf{x}^{n-1})^2 \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) \right) + o(\Delta t^2) \end{aligned} \quad (2.12)$$

En réalisant l'opération $4\mathbf{u}^n(\mathbf{x}^n) - \mathbf{u}^{n-1}(\mathbf{x}^{n-1})$ on obtient :

$$\frac{D}{Dt} \mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) = \frac{3\mathbf{u}^{n+1}(\mathbf{x}) - 4\mathbf{u}^n(\mathbf{x}^n) + \mathbf{u}^{n-1}(\mathbf{x}^{n-1})}{2\Delta t} + o(\Delta t^2) \quad (2.13)$$

d'où le schéma de Boukir au second ordre :

$$\begin{cases} \frac{3\mathbf{u}^{n+1}}{2\Delta t} + \frac{\nabla p^{n+1}}{\rho} - \nu \Delta \mathbf{u}^{n+1} = \frac{4\mathbf{u}^n(\mathbf{x}^n) - \mathbf{u}^{n-1}(\mathbf{x}^{n-1})}{2\Delta t} & \text{avec } \begin{aligned} \mathbf{x}^n &= \mathbf{x} - \Delta t \mathbf{u}^{n+1} \\ \mathbf{x}^{n-1} &= \mathbf{x} - 2\Delta t \mathbf{u}^{n+1} \end{aligned} \\ \nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1} = 0 \end{cases} \quad (2.14)$$

Les deux schémas de discrétisation temporelle établis ne sont pas véritablement des schémas implicites mais plutôt des schémas semi-implicites car il subsiste un membre de droite explicite. Lors du codage de la formulation variationnelle, les pieds des courbes caractéristiques sont calculés directement à l'aide de la fonction *convect* implémentée dans le logiciel FreeFem ++.

b) Discrétisation spatiale

Le logiciel FreeFem++ utilise la méthode des éléments finis pour résoudre spatialement le problème. Cette méthode nécessite une formulation faible des schémas temporels précédemment décrits. On ne présente ici que la résolution du premier ordre.

Soit Ω l'ouvert à 2 dimensions sur lequel est posé le problème et $L^2(\Omega)$ l'espace des fonctions dont le carré est intégrable sur Ω . On cherche les deux composantes de la vitesse \mathbf{u} dans l'espace de Sobolev $H^1(\Omega) = \{f \in L^2(\Omega) \text{ telles que } \partial f / \partial x_i \in L^2(\Omega)\}$ et la pression p dans $L^2(\Omega)$. Soient $\partial\Omega_1$ et $\partial\Omega_2$ les portions de $\partial\Omega$ où on impose respectivement une condition de Dirichlet et une condition de Neumann. On obtient la formulation variationnelle du problème en multipliant respectivement les deux équations de Navier Stokes par les fonction tests $\mathbf{v} \in H_0^1(\Omega, \partial\Omega_1) = \{f \in H^1(\Omega) \text{ telles que } f = 0 \text{ sur } \partial\Omega_1\}$ et $q \in L^2(\Omega)$ puis en les intégrant par partie sur Ω . La formulation variationnelle des équations de Navier Stokes devient alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \int_{\Omega} \frac{\mathbf{u}^{n+1} \cdot \mathbf{v}}{\Delta t} d\Omega + \int_{\Omega} \nu \nabla \mathbf{u}^{n+1} \cdot \nabla \mathbf{v} d\Omega - \int_{\Omega} \frac{p^{n+1}}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{v} d\Omega - \int_{\partial\Omega_2} \left(\nu \frac{\partial \mathbf{u}^{n+1}}{\partial \mathbf{n}} - \frac{p^{n+1}}{\rho} \mathbf{n} \right) \cdot \mathbf{v} d\gamma = - \int_{\Omega} \frac{\mathbf{u}^n(\mathbf{x}^n) \cdot \mathbf{v}}{\Delta t} \\ - \int_{\Omega} \nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1} q = 0 \quad \forall \mathbf{v} \in H_0^1(\Omega, \partial\Omega_1) \text{ et } \forall q \in L^2(\Omega) \end{array} \right. \quad (2.15)$$

Sur les frontières du domaine de résolution non soumises à une condition de Dirichlet on impose la condition de Neuman suivante reliant la vitesse et la pression :

$$\nu \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{n}} = \frac{p}{\rho} \mathbf{n} \quad (2.16)$$

La formulation variationnelle finale résolue par le logiciel FreeFem ++ devient donc :

$$\left\{ \begin{array}{l} \int_{\Omega} \frac{\mathbf{u}^{n+1} \cdot \mathbf{v}}{\Delta t} d\Omega + \int_{\Omega} \nu \nabla \mathbf{u}^{n+1} \cdot \nabla \mathbf{v} d\Omega - \int_{\Omega} \frac{p^{n+1}}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{v} d\Omega = \int_{\Omega} \frac{\mathbf{u}^n(\mathbf{x}^n) \cdot \mathbf{v}}{\Delta t} \\ - \int_{\Omega} \nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1} q = 0 \quad \forall \mathbf{v} \in H_0^1(\Omega, \partial\Omega_1) \text{ et } \forall q \in L^2(\Omega) \end{array} \right. \quad (2.17)$$

On réalise ensuite un maillage de l'espace Ω . On cherche la solutions approchée \mathbf{u}_h dans le sous espace de dimension finie des fonctions quadratiques par morceaux vérifiant la formulation faible des équations de Navier Stokes aux nœuds. De même, on recherche la solution approchée p_h dans le sous espace des fonctions linéaires par morceaux. On utilise des éléments triangulaires P2-P1 de Taylor Hood qui vérifient la condition « inf-sup » assurant l'existence et l'unicité de la solution (figure 2.1). Les fonctions de base nodales associées aux éléments et au maillage sont des polynômes ϕ_i d'ordre 2 pour la vitesse et des polynômes ψ_i d'ordre 1 pour la pression.



Fig 2.1 : Eléments de Taylor Hood
(Elément P2 pour la vitesse – Elément P1 pour la pression)

L'expression des solutions \mathbf{u}_b et p_b suivant ces fonctions de base est donnée par :

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_b &= \sum_{i=1}^N \mathbf{u}_i \phi_i \\ p_b &= \sum_{i=1}^N p_i \psi_i \end{aligned} \quad \text{avec } \mathbf{u}_i \text{ et } p_i \text{ les valeurs de } \mathbf{u}_b \text{ et } p_b \text{ au nœud } i \quad (2.18)$$

La solution discrète de la formulation faible des équations de Navier Stokes se met ainsi sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{\Delta t} M + \nu A & B^T \\ B & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u}_b \\ p_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{\mathbf{g}} \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \begin{aligned} M_{ij} &= \int_{\Omega} \phi_i \phi_j \, d\Omega \\ A_{ij} &= \int_{\Omega} \nabla \phi_i \cdot \nabla \phi_j \, d\Omega \\ B_{ij} &= - \int_{\Omega} \nabla \cdot (\phi_i, \phi_i) \psi_j \, d\Omega \end{aligned} \quad (2.19)$$

et $\tilde{\mathbf{g}} = \int_{\Omega} \mathbf{g} \phi_i \, d\Omega$ où \mathbf{g} contient les termes de la partie explicite du schéma temporel ainsi que les termes résultant des valeurs imposées à \mathbf{u}_b et p_b sur les limites du domaine de résolution.

La matrice précédente peut se révéler non inversible dans certaines conditions. Afin de s'assurer de son inversibilité on préfère résoudre le problème suivant :

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{\Delta t} M + \nu A & B^T \\ B & \varepsilon H \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u}_b \\ p_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{\mathbf{g}} \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{avec } H = \int_{\Omega} \psi_i \psi_j \, d\Omega \text{ et } \varepsilon \ll 1 \quad (2.20)$$

Cette modification revient à imposer une condition de pénalisation sur l'équation d'incompressibilité :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \varepsilon p \quad (2.21)$$

Enfin, la résolution du système linéaire est effectuée à l'aide du solveur UMFPACK.

c) Maillage et conditions limites

Le logiciel FreeFem++ résout les équations aux dérivées partielles à partir d'un maillage non structuré composé de triangles. Pour que le logiciel génère le maillage, on doit lui fournir sous forme paramétrique $(x(t), y(t))$ les différents morceaux composant les frontières du domaine de résolution.

Lors de la construction du maillage on précise le nombre de points que l'on désire sur chacun des morceaux. La répartition de ces points est conditionnée par la loi paramétrique utilisée. On peut également déterminer des frontières fictives à l'intérieur du domaine de résolution afin de réaliser des maillages par bloc et ainsi raffiner des zones précises du domaine (figure 2.2).

On peut ainsi générer toute forme de maillage à condition d'avoir une expression paramétrique des frontières notamment pour la forme des profils étudiés. Dans notre étude on utilisera essentiellement des maillages de forme rectangulaire ou circulaire. Les profils étudiés seront des plaques ou des profils NACA XXXX de première génération dont la forme est approximée par des polynômes du 8^{ème} degré.

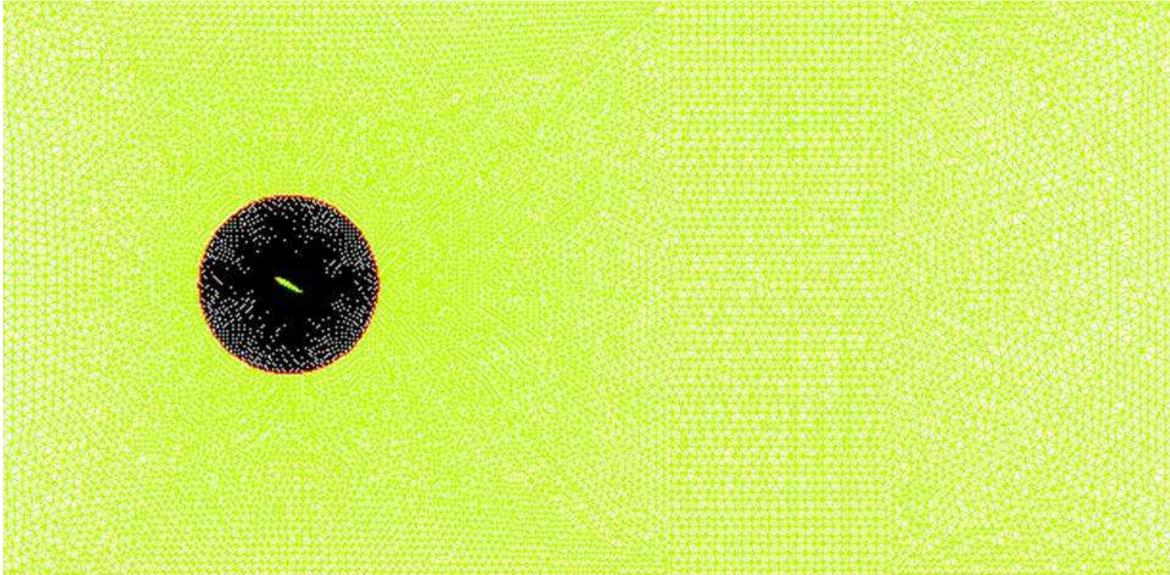


Fig 2.2 : Exemple de maillage rectangulaire avec bloc circulaire de raffinement près du profil

Chacun des morceaux de frontière constituant les limites du domaine de calcul est identifié par un label. Lors du problème à résoudre, on peut imposer au niveau de chaque label une condition de Dirichlet sur \mathbf{u}_b et p_b sous forme de fonction analytique. Si on ne précise pas de conditions de Dirichlet, la relation $\nu \partial \mathbf{u} / \partial \mathbf{n} = p / \rho$ est imposée directement par la formulation variationnelle.

2.2 Tunnel hydrodynamique de l'ESPCI

L'étude expérimentale de l'apparition du lâcher tourbillonnaire est réalisée dans le tunnel hydrodynamique de l'ESPCI (Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielle). Le tunnel se compose d'une cuve réservoir avec un trop plein, d'un divergent-convergent avec filtres pour la stabilisation et l'uniformisation de l'écoulement amont et enfin d'une veine d'essai carrée de dimensions 10 cm × 10 cm et de longueur utilisable 80 cm (figures 2.3 et 2.4). Une pompe assure l'écoulement en circuit fermé.

Cette installation permet de réaliser des écoulements de faible vitesse allant de 0 à 8 cm/s. Elle se révèle donc particulièrement appropriée pour l'étude des instabilités hydrodynamiques à faible nombre de Reynolds. L'estimation de la vitesse peut se faire à l'aide d'un débitmètre à jauge ou par estimation du débit massique. Le débitmètre à jauge est le plus précis avec une précision de ± 0.01 cm/s mais sa plage de mesure est limitée de 0.4 à 4 cm/s. Pour les plus hautes vitesses on doit calculer le débit massique en

pesant l'eau recueillie dans une petite cuve en aval du circuit. Cependant cette estimation n'est pas assez précise pour l'étude des instabilités.

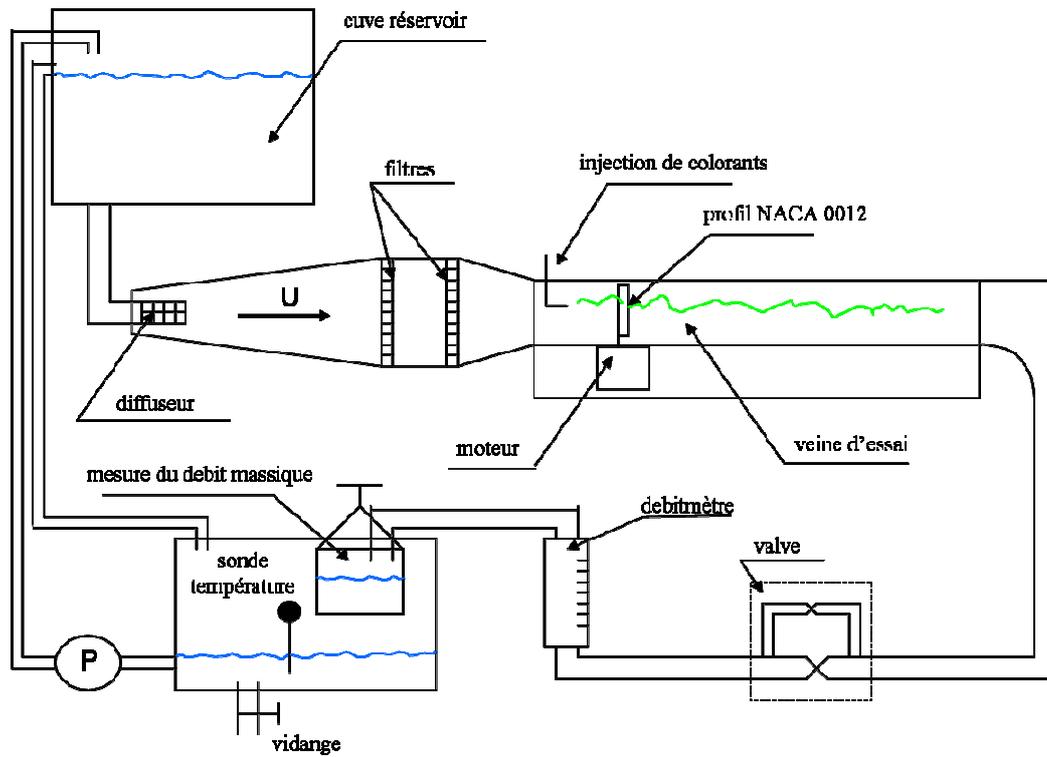


Fig 2.3 : Schéma de fonctionnement du tunnel hydrodynamique de l'ESPCI

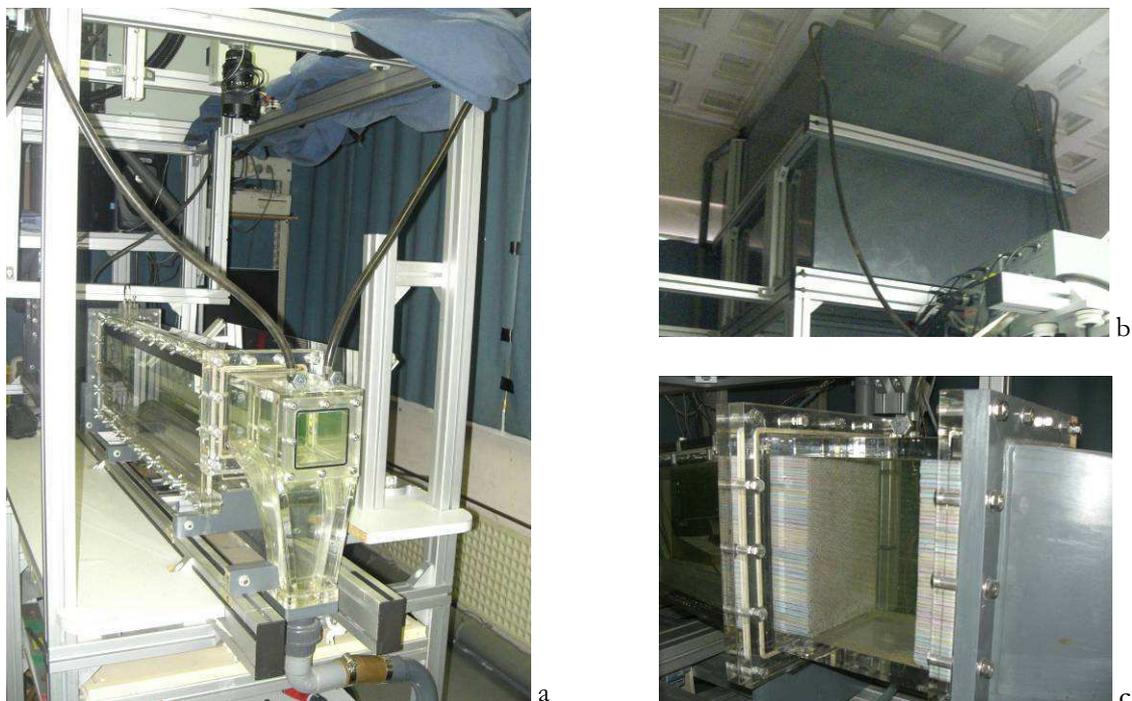


Fig 2.4 : Tunnel hydrodynamique de l'ESPCI : (a) vue de 3/4 face (b) cuve réservoir (c) filtres

L'estimation de la température de l'eau se fait en aval de l'écoulement à l'aide d'une sonde d'une précision de $1/10^{\circ}$ de degré Celsius. La viscosité cinématique en fonction de la température est donnée par la table de la figure 2.5.

Temperatura		$10^{-6} \text{ m}^2 / \text{s}$									
K	$^{\circ}\text{C}$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
270	-3				1,789	1,725	1,670	1,615	1,565	1,516	1,486
280	7	1,425	1,385	1,345	1,306	1,272	1,239	1,206	1,172	1,142	1,112
290	17	1,086	1,060	1,033	1,006	0,9850	0,9650	0,9350	0,9160	0,8986	0,8685
300	27	0,8602	0,8419	0,8236	0,8054	0,7876	0,7717	0,7563	0,7413	0,7268	0,7131
310	37	0,6994	0,6862	0,6735	0,6610	0,6492	0,6376	0,6263	0,6155	0,6047	0,5944
320	47	0,5844	0,5747	0,5653	0,5560	0,5480	0,5396	0,5313	0,5229	0,5146	0,5073
330	57	0,5000	0,4927	0,4854	0,4781	0,4713	0,4646	0,4579	0,4512	0,4445	0,4386
340	67	0,4328	0,4270	0,4212	0,4154	0,4101	0,4049	0,3996	0,3944	0,3892	0,3845
350	77	0,3798	0,3752	0,3705	0,3659	0,3617	0,3575	0,3534	0,3492	0,3451	0,3412
360	87	0,3374	0,3335	0,3297	0,3259	0,3227	0,3195	0,3164	0,3132	0,3100	0,3069
370	97	0,3037	0,3005	0,2974	0,2942					0,272	
380	107				0,266					0,255	
390	117				0,244					0,235	
400	127				0,2265					0,218	
410	137				0,212					0,2055	
420	147				0,200					0,195	
430	157				0,189					0,185	

Fig 2.5 : Table de la viscosité cinématique en fonction de la température (ESPCI)

L'espace libre sous le plancher démontable de la veine d'essai permet d'installer divers dispositifs : support statique, moteur, balance à composante longitudinale, acheminement des colorants. Pour notre étude on utilise un moteur pas à pas fourni par Intelligent Motion Systems (IMS) dont l'axe rotatif traverse le plancher et s'insère dans le profil d'aile (figure 2.6). Une carte d'acquisition Keithley KUSB-8100 relie le moteur à un PC. Le module programmable MicroLYNX Compact Integrated Controller/Driver fourni par IMS permet enfin de commander électroniquement la mise en incidence du profil avec une très grande précision. La détermination de l'incidence nulle se fait par contre manuellement à l'aide d'une règle plaçant le bord de fuite à égale distance des parois latérales du tunnel. La précision obtenue avec cette méthode est d'environ un demi-degré.



Fig 2.6 : Vue de côté de l'ensemble moteur/support/profil installé dans la veine du tunnel hydrodynamique de l'ESPCI

La visualisation des lignes d'émission se fait à l'aide d'un colorant fluorescent (fluoresceine). En raison de la petite taille des profils, le colorant n'est pas acheminé directement à travers ceux-ci et on préfère utiliser à la place deux pipettes d'injection placées en amont de l'écoulement (figure 2.3). Un caméscope fixé au dessus de la veine d'essai permet de réaliser photos et films dans le sillage du profil. L'utilisation d'une caméra noir et blanc relié à un PC équipé du logiciel ImageJ permet enfin de réaliser une analyse spatio-temporelle des lignes d'émission suivant un plan transverse à l'écoulement.

2.3 Bassin hydrodynamique de traction du centre ONERA-Lille

Les mesures d'efforts d'un profil d'aile statique avec variation significative du nombre de Reynolds sont réalisées dans le bassin hydrodynamique du DAAP (Département d'Aérodynamique Appliquée) au centre ONERA de Lille. On utilise comme plateforme expérimentale le deuxième mécanisme de battement conçu lors du projet REMANTA. Un produit visqueux agroalimentaire a de plus été caractérisé puis introduit dans l'eau afin de faire varier le nombre de Reynolds.

a) Bassin hydrodynamique et chariot de traction

L'installation se compose d'un canal de longueur 22 m et de section carrée $1.5 \text{ m} \times 1.5 \text{ m}$. Des parois latérales transparentes autorisent des visualisations sur le côté et des rails permettent d'installer un chariot de traction. Le chariot peut se translater de 0.1 à 2 m/s sur une longueur utilisable de 15 m. La mesure de la vitesse se fait à l'aide d'un tachymètre incrémental attaché sur une roue de 100 mm et d'une précision supérieure à 1 cm/s. Ce tachymètre est relié à une boucle de contrôle permettant de stabiliser la vitesse au bout d'un temps caractéristique d'environ 5 s. Pour plus de détails on pourra se reporter aux rapports internes de [Paquet & Bourez \[77, 78\]](#) décrivant exhaustivement l'installation dans le cadre des essais expérimentaux menés au cours du projet REMANTA.

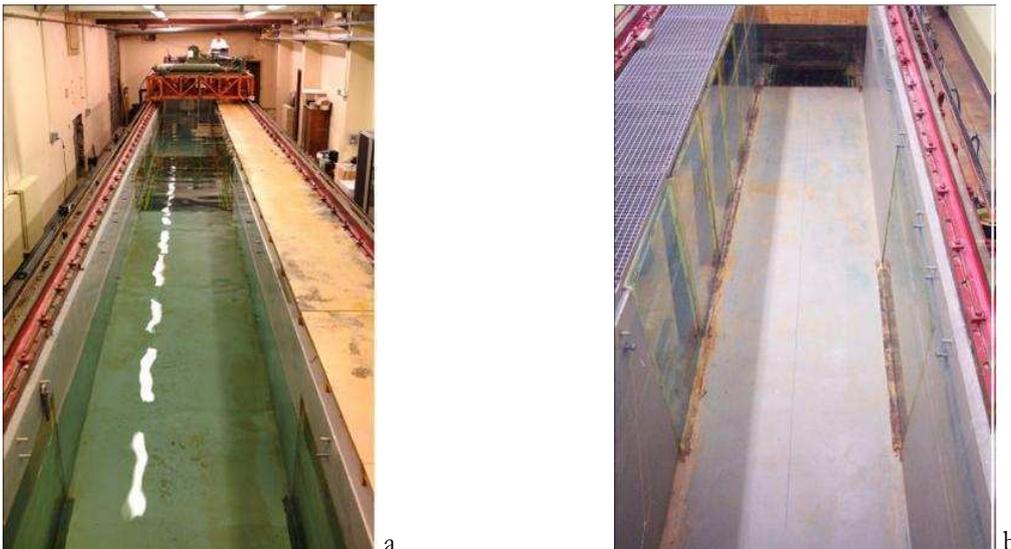


Fig 2.7 : Vues du bassin hydrodynamique de traction du centre ONERA-Lille:
(a) ensemble canal/chariot de traction/rails (b) détails du canal

b) Dispositif expérimental

On utilise 5 profils NACA 0012 de corde 100 mm et d'allongement 8, 6, 5, 3,8 et 2 (figure 2.8). Ces profils ont été réalisés en époxy par la société Elypsis avec une fixation en aluminium centrée au tiers de corde. La fréquence propre de vibration de l'aile d'allongement 3.8 est de 20 Hz dans l'air et de 10 Hz dans l'eau.



Fig 2.8 : (a) Profils NACA 0012 d'allongement variable (b) Détail de la forme des profils

Les ailes s'enfichent sur une balance cinq composantes dont la conception a été réalisée par le département DERM de l'ONERA (figure 2.9). Cette balance permet de mesurer avec une sensibilité de 0.01 N les composantes longitudinale F_x et verticale F_z ainsi que les moments de roulis M_x , de tangage M_y et de lacet M_z . Elle peut mesurer un effort normal maximal de 5 N et un effort longitudinal maximal de 2 N. Elle possède une fréquence propre de vibration dans l'air de 12 Hz. L'effet de masse ajoutée fait baisser cette fréquence dans l'eau à quelques Hz (environ 3 Hz). Il faut noter que la balance assure un double rôle : celui de mesurer les forces mais également de transmettre le mouvement.

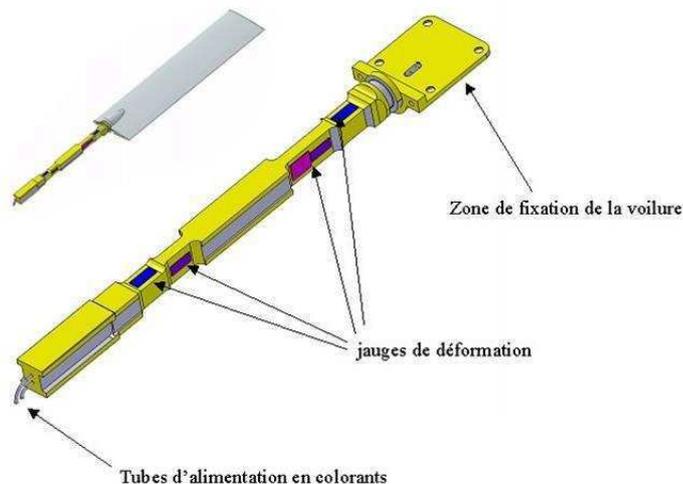


Fig 2.9 : Vue CAO de la balance

On utilise la plateforme expérimentale du mécanisme REMANTA 2 pour la mise en incidence des ailes (figure 2.10). Ce mécanisme compact a été conçu par le bureau d'étude du département DPRS afin de réaliser des mouvements de battement 3D combinés en tangage analogues à ceux réalisés par le Robofly (Dickinson, Lehmann & Sane [18]). Il se compose essentiellement de deux moteurs pas à pas indépendants et d'une pièce centrale de forme circulaire dans laquelle s'insère la balance. L'un des moteurs assure la rotation de la pièce centrale circulaire suivant son axe transverse et réalise ainsi le mouvement de battement. L'autre moteur, lié à la pièce centrale, assure la rotation de la balance suivant son axe longitudinal et réalise ainsi le mouvement de tangage. L'insertion de la balance à travers la pièce centrale se fait à travers un joint souple circulaire assurant son étanchéité. Enfin, le dispositif est complété par deux capteurs de recopie permettant de mesurer les angles de battement et de tangage. Il s'agit de potentiomètres rotatifs NOVOTECHNIK P4500 à rotation sans butée avec une précision absolue théorique de $0,01^\circ$ et une non linéarité inférieure à 0.1%.

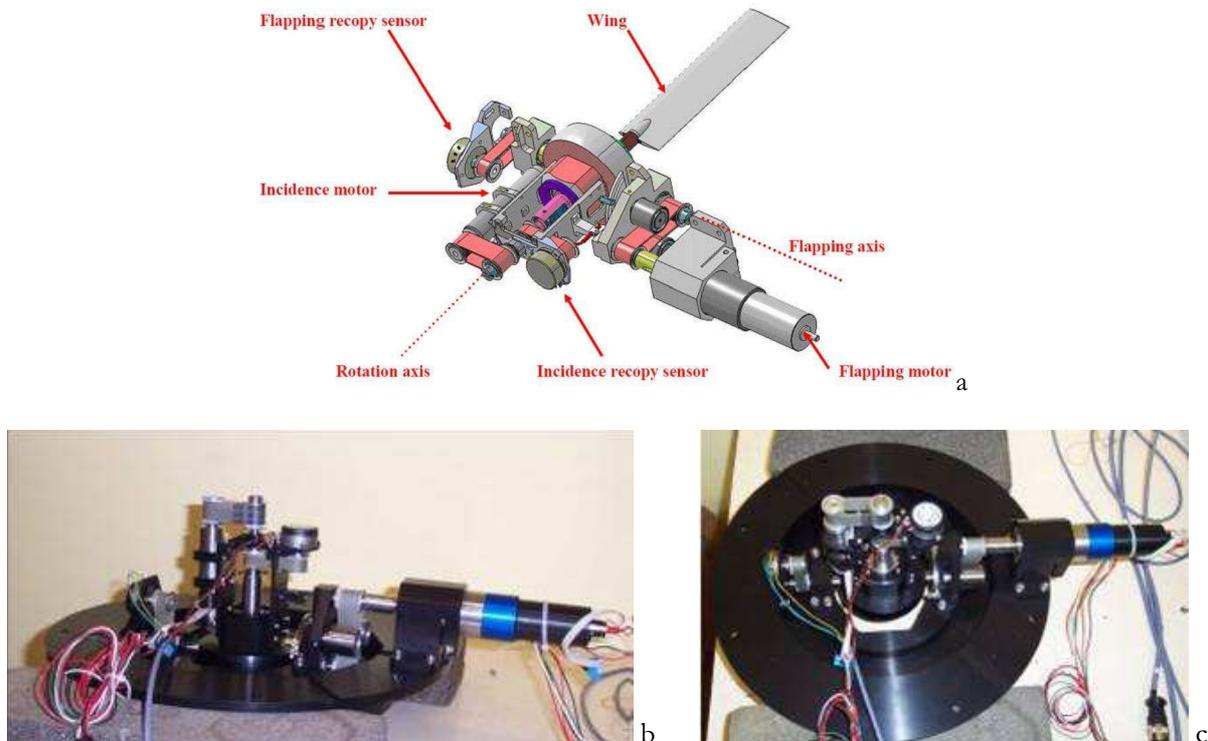


Fig 2.10 : Mécanisme de battement/tangage REMANTA 2 :
(a) vue CAO (b) vue de côté (c) vue de dessus

L'acquisition des signaux se fait à l'aide d'un bloc fourni par National Instrument (figure 2.11). Il se compose d'un châssis SCXI-1000 dans lequel s'insère 3 modules : le module de conditionnement SCXI-1520 contenant les ponts de Wheastone, le module terminal SCXI-1314 reliant les jauges de la balance aux ponts et enfin le module de contrôle et d'acquisition de données SCXI-1600 pouvant multiplexer jusqu'à 352 voies avec un taux d'échantillonnage de 200 Khz. Le module d'acquisition est relié à un PC via une connection USB 16 bits. Dans notre étude on mesure 7 voies : les 5 voies de la balance ainsi que les 2 voies des capteurs de recopie. La configuration des voies se fait à l'aide du logiciel MAX développé par National Instrument.

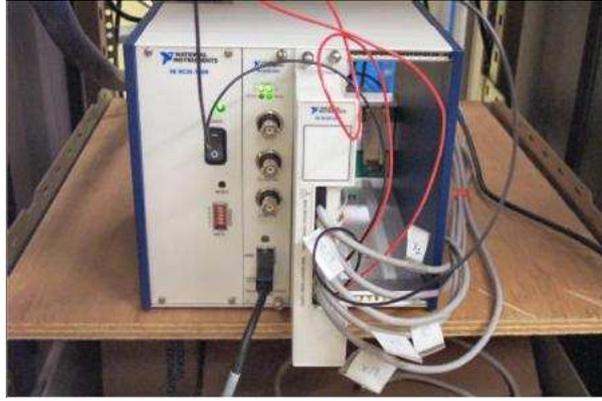


Fig 2.11 : Bloc d'acquisition de National Instrument

Le mécanisme d'actionnement est relié au chariot de traction par un support en forme d'équerre qui a été rigidifié par des barres afin de limiter au maximum les vibrations (figure 2.12a). Une plaque plane en aluminium a également été fixée entre le support et l'aile afin de limiter les effets de surface libre (figure 2.12b). Sur le chariot sont disposés les alimentations électriques, le bloc d'acquisition, le rack de conditionnement des potentiomètres des capteurs de recopie. Le contrôle de l'ensemble du système ainsi que la visualisation des signaux se fait à distance via un PC à l'aide d'un programme LABVIEW.

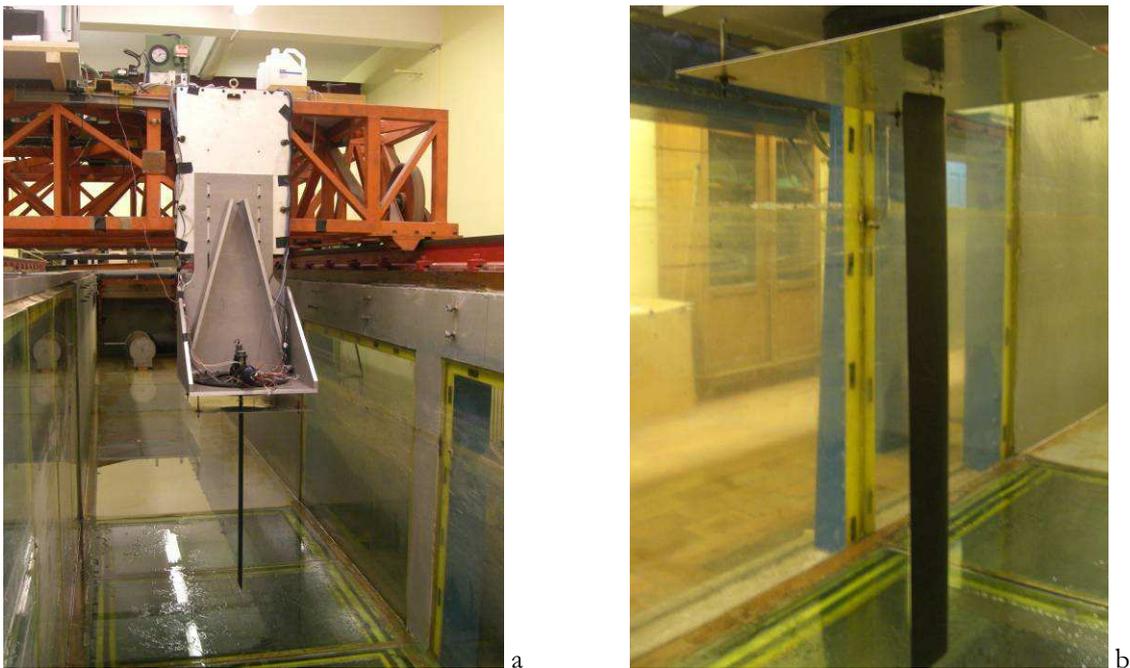


Fig 2.12 : Fixation de l'aile et du mécanisme:
(a) vue d'ensemble (b) détails de la plaque plane limitant les effets de surface libre

Dans notre étude seul le moteur du mouvement de tangage est utilisé afin de fixer l'incidence de l'aile. L'autre moteur est calé de façon à ce que l'angle de battement soit nul. La détermination de l'incidence nulle se fait à l'aide d'une diode laser placée sur la fixation de l'aile. Le point d'impact du faisceau laser se trouve à une distance de plus de 20 m de la paroi du fond du canal et assure ainsi une précision de $\pm 0.01^\circ$. Néanmoins, un décalage de l'angle d'incidence de $\pm 1^\circ$ demeure même si ce dernier

reste plus ou moins constant lors des essais. Ce décalage de l'angle provient d'une part de l'insert de fixation qui n'est pas parfaitement aligné suivant la corde de l'aile et d'autre part d'un jeu mécanique dans le réducteur de vitesse.

Le traitement des fichiers de sortie se fait à l'aide d'un programme sous environnement MATLAB développé par [Huon \[42\]](#) dans le cadre du projet REMANTA. Ce programme permet de donner les efforts instantanés et moyens en fonction de la matrice d'étalonnage de la balance.

c) Modulation de la viscosité du fluide

La recherche du produit visqueux ainsi que sa caractérisation ont été effectuées au sein du département DAAP de l'ONERA. On résume ici la démarche suivie, les outils et étapes du protocole expérimental ainsi que les principaux résultats obtenus concernant la caractérisation du fluide. Pour plus de détails on pourra se reporter au rapport interne réalisé par [Paquet & Bourez \[78\]](#).

Dans le cadre de la caractérisation des régimes aérodynamiques rencontrés par les microdrones on cherche à réaliser des essais sur une plage de nombre de Reynolds variant de 1 000 à 50 000. Une modification des dimensions de l'aile ne peut couvrir une telle plage sans modification de la balance. La variation de la vitesse peut se révéler également une solution mais il reste toujours impossible de rester dans la plage d'efforts mesurables par la balance. La seule solution est donc de faire varier la viscosité du fluide.

Des études récentes ont déjà été réalisées dans des fluides visqueux (solution sucrée pour le Robofly de [Dickinson, Lehmann & Sane \[18\]](#) ou glycérine pour les expériences de [Hanff \[38\]](#) sur le vol battu). Cependant, ces produits ont été utilisés en petite quantité dans des cuves de petites dimensions afin de simuler le vol sur place. L'emploi de tels produits se révèle par contre prohibitif au niveau coût pour un canal entier et engendre également des problèmes de toxicité et d'évacuation. On s'est donc tourné vers des additifs alimentaires non gélifiants de types épaississants. Ces produits présentent plusieurs avantages : facilité de mélange, homogénéité, pas de variation des propriétés avec le temps (comportement non thixotrope), diminution progressive du nombre de Reynolds par additions successives.

Le choix final s'est porté sur le 'Lygomme MM391' qui est un mélange de gomme de Xanthane (E415), de farine de Guar (E412) et de dextrose. Le produit se présente sous la forme d'une poudre que l'on dépose par brassées et qu'on homogénéise ensuite à l'aide d'un mélangeur. On peut introduire jusqu'à 10 g/l de produit mais au-delà on obtient une gelée inutilisable.

L'étape suivante a consisté à caractériser les propriétés rhéologiques du fluide en fonction de la concentration de Lygomme. La méthode employée pour la mesure de viscosité est celle de deux cylindres contrarotatifs avec un cylindre extérieur fixe et un cylindre intérieur tournant à vitesse constante. Si l'écart entre les deux cylindres est très faible et que l'on reste en dessous du seuil d'instabilité de l'écoulement (nombre de Taylor $T_a = \Omega^2 R d^3 / \nu^2 < 1712$), l'écoulement est assimilable à un écoulement plan de Couette. La contrainte à la surface du cylindre tournant s'exprime alors par :

$$\tau = \frac{F}{S} = \mu \frac{dU}{dr} \quad (2.22)$$

Le viscosimètre (ou rhéomètre) mesure le couple induit par la force de cisaillement en fonction de la vitesse de rotation du cylindre. En divisant ce couple par le rayon et la surface du cylindre on remonte à la mesure de la viscosité. Afin d'avoir plusieurs gammes de mesures, on peut être amené à utiliser des cylindres de diamètres différents.

Le fluide est dit newtonien si la viscosité est indépendante de l'effort de cisaillement. Si par contre la viscosité augmente lorsque l'effort de cisaillement augmente, le fluide est dit rhéoépaississant ; si la viscosité diminue il est dit rhéofluidisant. Un fluide non newtonien présente deux inconvénients majeurs :

- (i) La viscosité effective de l'essai réalisé est mal déterminée. En effet, il est difficile d'estimer le gradient de vitesse à la surface du profil et de plus ce dernier n'est ni homogène ni stationnaire. On peut certes donner une estimation du gradient pour l'écoulement laminaire sur une plaque plane sans incidence mais cette estimation peut diverger fortement du cas réel décollé avec lâchers de tourbillons.
- (ii) On ne respecte pas la similitude de l'écoulement. On peut donc avoir des divergences tant au niveau des efforts engendrés qu'au niveau même de la topologie de l'écoulement. Nous étudions cependant des écoulements à $Re > 1000$ et à grande incidence pour lesquels les efforts de pression sont très largement dominants devant les efforts de cisaillement. On peut donc faire l'hypothèse que les effets non newtoniens sont négligeables pour de tels écoulements.

La caractérisation du fluide visqueux a été menée à l'Institut Français du Pétrole (IFP) avec un rhéomètre VT550 de la marque Haake à une température thermostatée de 25°C (figure 2.13).



Fig 2.13 : Rhéomètre VT550 de l'Institut Français du Pétrole

Il fonctionne automatiquement en 4 phases : zéro du système, série de mesures à vitesses constantes croissantes jusqu'à $dU/dr = 1500s^{-1}$, série de mesures à vitesses constantes décroissantes, ralentissement naturel. Le rhéomètre a été validé à l'aide d'huiles Rhodorsil silicone de viscosité 10, 20, 50, 300, 500 mPa.s (ou cP). La figure 2.14 présente les résultats obtenus à 25°C pour les huiles de viscosité 10 et 50 mPa.s. On constate qu'aux plus grandes vitesses de cisaillement on retrouve la viscosité théorique avec une précision de 1 mPa.s. Cependant on remarque que pour $dU/dr < 1000$ la viscosité n'est pas constante

et que le fluide a un comportement rhéofluidisant notamment pour l'huile de viscosité 50 mPa.s. On remarque aussi que pour $dU/dr < 50$ la mesure n'est plus assez précise et donc inutilisable.

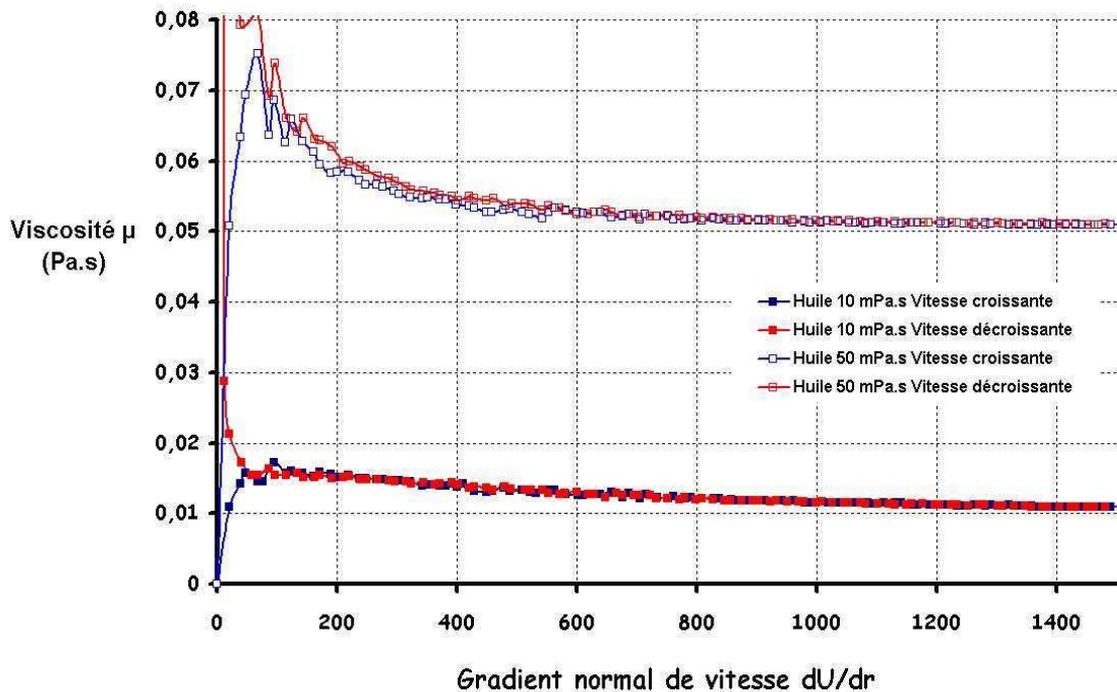


Fig 2.14 : Validation du rhéomètre VT550 avec des huiles de viscosité connue

Le DAAP dispose également d'un viscosimètre 'Rhéomat 15T' sur lequel on peut insérer différents types de cylindres (figure 2.15). On dispose ainsi d'un premier ensemble de cylindres dit MS-O pour lesquels l'étendue de mesure va de 1 à 150 mPa.s et également d'un autre ensemble dit MS-A pour la gamme variant de 65 à 1700 mPa.s. Le 'Rhéomat 15T' a une vitesse de rotation réglée entre 5.6 et 352 tr/min ce qui permet d'avoir un gradient de vitesse dU/dr compris entre 10.6 et 665 s^{-1} pour le système MS-O.



Fig 2.15 : Rhéomat 15T du DAAP (a) ensemble du système (b) cylindres MS-O (c) cylindres MS-A

La figure 2.16 présente les mesures réalisées à 25°C pour les huiles de viscosité 20, 300, 500 mPa.s. La mesure du rhéomètre est validée pour les deux premières huiles mais on obtient cependant une différence significative pour la dernière huile. Il faut noter que la gamme de mesure du couple limite la vitesse du cylindre pour les fluides de grande viscosité et que d'autres systèmes de cylindres seraient nécessaires afin de poursuivre les mesures pour les grandes vitesses de cisaillement.

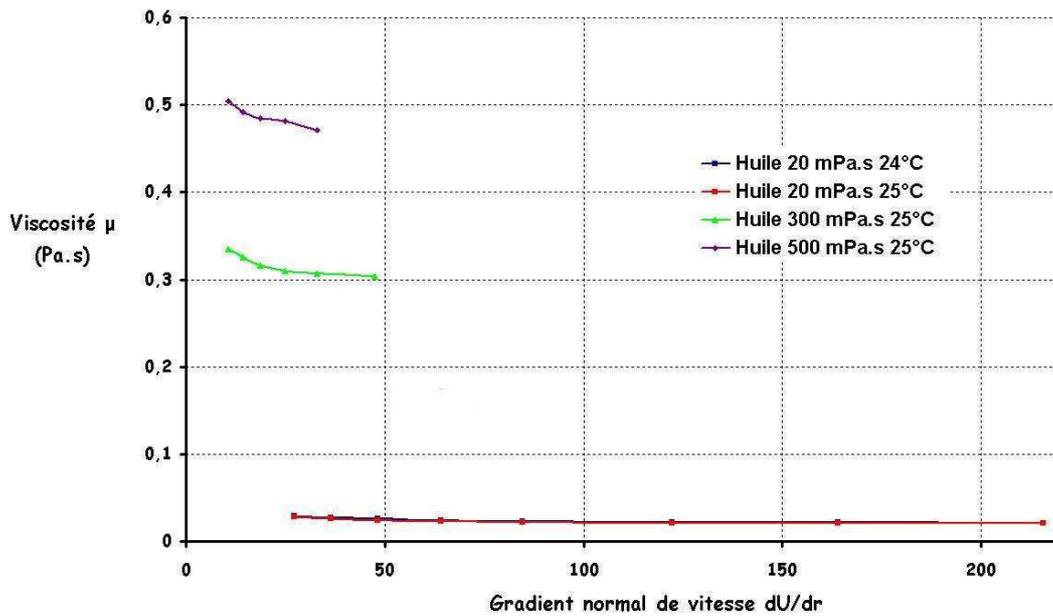


Fig 2.16 : Validation du 'Rhéomat 15T' avec des huiles de viscosité connue

Les deux rhéomètres ont également été testés avec l'eau courante utilisée dans le canal. Cependant, leur gamme de sensibilité ne s'est pas révélée adaptée à la faible viscosité de l'eau et on obtient des valeurs comprises entre 1.3 et 1.6 mPa.s, ce qui est largement au dessus de la valeur usuelle de 1 mPa.s. La mesure de l'eau courante a donc été confiée à la société LAMY RHEOLOGY avec un rhéomètre RM300 de dernière génération. La viscosité obtenue à 25°C avec ce rhéomètre est de 1.05 mPa.s pour l'eau déminéralisée et de 1.09 mPa.s pour l'eau courante.

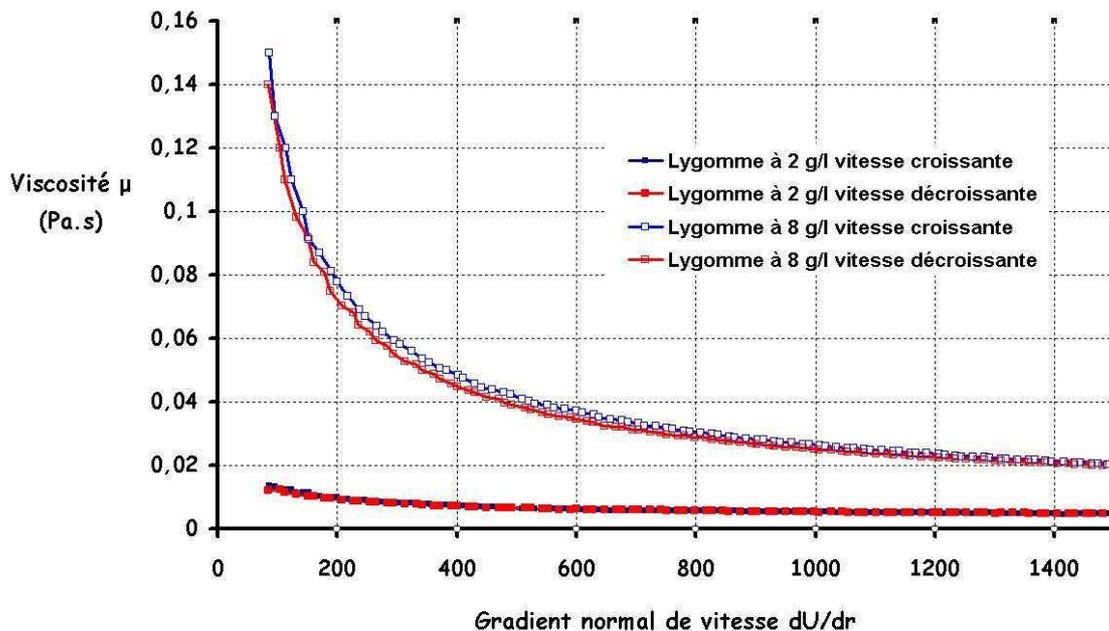


Fig 2.17 : Mesures de viscosité obtenues en fonction du gradient de vitesse de cisaillement pour des concentrations en Lygomme de 2 et 8 g/litre

L'IFP a ensuite mesuré de façon systématique la viscosité du fluide obtenue à 25°C avec différentes concentrations en Lygomme. La figure 2.17 présente les mesures effectuées pour des concentrations de 2 et 8 g/l. A 2 g/l, le fluide peut être considéré en première approximation comme newtonien pour $400 < dU/dr < 1500$. Pour les vitesses de cisaillement inférieures il est faiblement rhéofluidisant. Par contre, pour une concentration de 8 g/l, le fluide obtenu est fortement non newtonien et rhéofluidisant sur toute la gamme de vitesses.

La figure 2.18 présente une synthèse des mesures de viscosité effectuées à 25°C pour des concentrations en Lygomme variant de 1 à 3 g/l et des gradients de vitesse de cisaillement variant de 100 à 1500 s⁻¹. En dessous de $dU/dr = 400$ s⁻¹ le fluide se révèle avoir un comportement fortement rhéofluidisant et l'incertitude sur la viscosité est très importante. Au-delà de $dU/dr = 400$ s⁻¹, on obtient néanmoins une précision de ± 1 mPa.s tant que la concentration en Lygomme reste inférieure à 2 g/l. Pour une concentration de 3 g/l, la précision tombe par contre à ± 3.5 mPa.s.

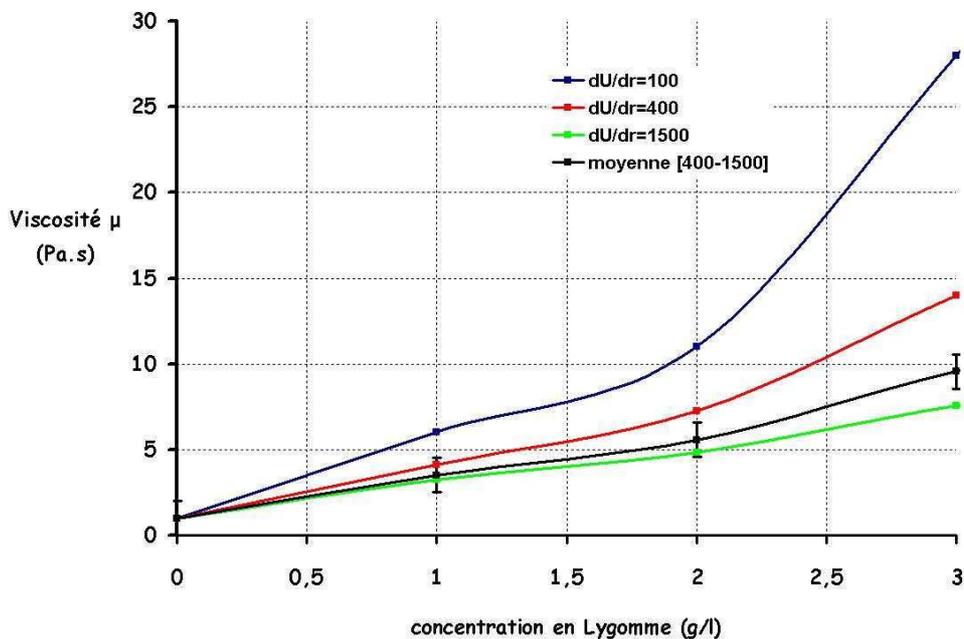


Fig 2.18 : Mesures de la viscosité dynamique obtenue à 25°C en fonction de la concentration en Lygomme et du gradient de vitesse de cisaillement

En première approximation on considèrera le fluide comme newtonien pour des concentrations en Lygomme inférieures à 2 g/l et des gradients de vitesse de cisaillement compris entre 400 et 1500 s⁻¹. La valeur approchée de la viscosité est donnée par la moyenne des mesures effectuées dans cette gamme de gradient de vitesse de cisaillement. Le tableau de la figure 2.19 récapitule ainsi les viscosités obtenues à 25° en fonction de la concentration en Lygomme. Ce tableau donne également les nombres de Reynolds obtenus dans le cas d'une aile de corde 100 mm se translatant à des vitesses de 0,1, 0,2 et 0,3 m/s. Ces nombres de Reynolds sont donnés de façon approximative sous forme de plage en fonction de la précision obtenue sur la viscosité. On notera enfin qu'une étude de l'influence de la température sur la viscosité n'a pas été réalisée. Dans la pratique, on doit donc effectuer avant chaque essai une série de mesures avec le Rhéomat 15T de l'ONERA afin de connaître la viscosité effective du mélange à la température de l'essai.

Concentration en Lygomme (g/l)	Viscosité (mPa.s) + précision	Re $V=0.1 \text{ m.s}^{-1}$	Re $V=0.2 \text{ m.s}^{-1}$	Re $V=0.3 \text{ m.s}^{-1}$
0	1.09 - ± 0.1	9090 - 9259	18180 - 18518	27270 - 27777
1	3.51 - ± 0.5	2493 - 3322	4986 - 6644	7479 - 9966
2	5.57 - ± 1.0	1522 - 2188	3044 - 4376	4566 - 6564
3	9.56 - ± 3.5	765 - 1650	1530 - 3300	2295 - 4950

Fig 2.19 : Viscosité dynamique et nombre de Reynolds obtenus à 25°C en fonction de la concentration en Lygomme pour un profil de corde $e = 0.1 \text{ m}$ et un fluide de masse volumique $\rho = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$

PARTIE I

ETUDE DU LACHER TOURBILLONNAIRE D'UN PROFIL STATIQUE NACA 0012

Cette partie vise à élucider quelques unes des propriétés du lâcher tourbillonnaire d'un profil NACA 0012 placé dans un écoulement à faible nombre Reynolds. Comme nous l'avons vu dans la revue bibliographique, le lâcher tourbillonnaire est à la base de trois des principaux mécanismes instationnaires mis en jeu dans le vol battu des insectes : le tourbillon de bord d'attaque, la force rotationnelle, la capture de sillage. L'étude présentée dans ce chapitre comporte trois parties :

(i) Apparition du lâcher tourbillonnaire (chapitre 3)

Les conditions de déclenchement du lâcher tourbillonnaire sont étudiées en fonction de trois paramètres : l'incidence du profil, le nombre de Reynolds, l'allongement de l'aile. Une étude de stabilité globale 2D menée dans le cadre d'une étude parallèle à cette thèse (Dergham, Sipp & Jacquin [15]) a permis tout d'abord de préciser en fonction du nombre de Reynolds l'incidence critique à partir de laquelle les tourbillons de sillage d'une aile 2D apparaissent. Ce résultat est ensuite comparé à des expériences effectuées dans le tunnel hydrodynamique de l'ESPCI sur des ailes d'allongement variable.

(ii) Etude numérique du lâcher tourbillonnaire par simulation numérique directe 2D (chapitre 4)

La simulation numérique directe de l'écoulement 2D pour des incidences comprises entre 0 et 90° est réalisée à l'aide du logiciel FreeFem++. Deux nombres de Reynolds sont considérées : $Re = 100$ et $Re = 1000$. On explore de façon systématique le domaine des grandes incidences et on décrit la topologie des écoulements obtenus, la fréquence de lâcher ainsi que les efforts instantanés et moyens.

(iii) Influence du nombre de Reynolds et de l'allongement (chapitre 5)

La simulation numérique directe ne permet pas encore d'étudier des ailes finies 3D et des écoulements à plus grand nombre de Reynolds. Pour poursuivre l'exploration du lâcher tourbillonnaire, on réalise donc des mesures d'efforts instantanés dans le bassin hydrodynamique de l'ONERA avec des écoulements variant de $Re = 3\,000$ à $Re = 30\,000$ et des ailes d'allongement variant de $AR = 2$ à $AR = 8$. On cherche ainsi à quantifier les effets de bout d'aile ainsi que les effets dus à la transition vers la turbulence.

Pour chacune de ces parties on souligne en quoi les résultats obtenus peuvent aider à la compréhension de certains problèmes rencontrés dans le vol battu : stabilisation du tourbillon de bord d'attaque, transition quasi-stationnaire/instationnaire, différences entre insectes et oiseaux,...

3 Apparition du lâcher tourbillonnaire

Le lâcher tourbillonnaire derrière un cylindre apparaît pour un nombre de Reynolds $Re = U_0 d / \nu$ égal à 46. Il résulte de la déstabilisation des deux bulles de recirculation se développant avant la criticité (figure 3.1). Pour une aile, deux autres paramètres sont susceptibles d'intervenir : l'incidence et l'allongement. On réitère donc cette étude afin de déterminer les conditions critiques de déclenchement du lâcher tourbillonnaire dans le cas spécifique d'une aile.



Fig 3.1 : Ecoulement derrière un cylindre (Van Dyke): (a) $Re = 1$ (b) $Re = 26$ (c) $Re = 105$

3.1 Analyse de stabilité globale 2D

On cherche à déterminer théoriquement en fonction de l'incidence le nombre de Reynolds critique pour lequel le lâcher tourbillonnaire apparaît derrière un profil NACA 0012. On utilise pour cela une analyse de stabilité globale 2D réalisée par [Dergham, Sipp & Jacquin \[15\]](#). Les résultats obtenus sont ensuite réinterprétés vis-à-vis de la problématique du vol battu.

La première étape d'une analyse de stabilité à un nombre de Reynolds $Re = U_0 c / \nu$ donné consiste à déterminer le champ de base \mathbf{U} vérifiant l'équation de Navier-Stokes stationnaire :

$$\begin{aligned} \mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U} &= -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \Delta \mathbf{U} \\ \nabla \cdot \mathbf{U} &= 0 \end{aligned} \quad (3.1)$$

Il convient bien de noter que, lorsqu'on se situe au-delà du seuil de criticité, cette solution n'est pas physiquement observable et qu'il s'agit seulement de la solution théorique stationnaire dont on étudie le caractère stable ou instable. Pour déterminer cette solution, on réalise d'abord une simulation numérique directe à un nombre de Reynolds situé en dessous du seuil de criticité et pour lequel l'écoulement est effectivement stationnaire. Le champ de base à un nombre de Reynolds légèrement supérieur est ensuite

obtenu en effectuant plusieurs itérations de la méthode de Newton. La figure 3.2 présente les lignes de courants de quelques uns de ces champs de base à la criticité.

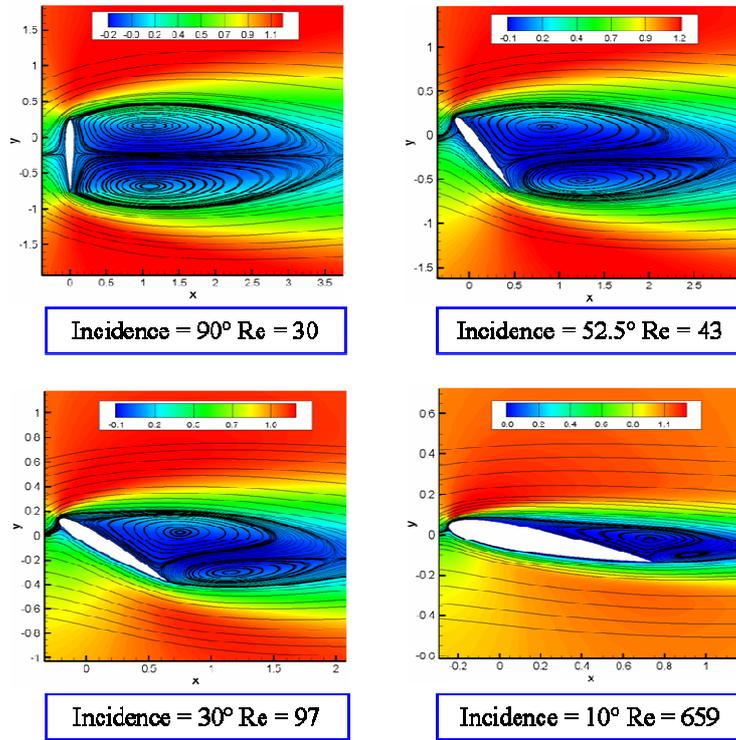


Fig 3.2 : Champs de base d'un profil NACA 0012 à la criticité (Dergham [14])

On remarque qu'à faible incidence le champ de base se compose essentiellement d'une bulle de recirculation prenant naissance au bord d'attaque et s'étendant tout le long du profil tandis que la deuxième bulle est très petite et n'est située qu'en aval du bord de fuite. Le principal effet de l'augmentation de l'incidence est d'étendre la taille de la bulle du bord de fuite et de faire remonter cette dernière le long du profil. A 90° , on obtient un écoulement similaire à celui derrière un cylindre.

La vitesse \mathbf{u} solution de l'équation instationnaire est ensuite décomposée sous la forme suivante:

$$\mathbf{u} = \mathbf{U} + \mathbf{u}' \quad (3.2)$$

L'écoulement est dit globalement stable si à tout temps et pour toute perturbation initiale $\|\mathbf{u} - \mathbf{U}\|$ tend vers 0. Afin d'étudier l'apparition des instabilités, on se place dans le cadre des petites perturbations où on superpose au champ de base des perturbations de faible amplitude initiale:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) &= \mathbf{U}(\mathbf{x}) + \varepsilon \mathbf{u}'(\mathbf{x}, t) \\ p(\mathbf{x}, t) &= P(\mathbf{x}) + \varepsilon p'(\mathbf{x}, t) \end{aligned} \quad \text{avec } \varepsilon \ll 1 \quad (3.3)$$

En introduisant cette décomposition dans les équations de Navier-Stokes et en conservant uniquement les termes d'ordre 1 en ε , on obtient les équations suivantes décrivant la dynamique linéaire des perturbations:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{u}' &= -\frac{\nabla p'}{\rho} + \nu \Delta \mathbf{u}' - \mathbf{u}' \cdot \nabla \mathbf{U} \\ \nabla \cdot \mathbf{u}' &= 0\end{aligned}\quad (3.4)$$

On étudie l'évolution de ces perturbations dans tout l'espace en recherchant les perturbations sous la forme d'une décomposition en modes propres :

$$\begin{aligned}\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t) &= \hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x}) \exp(\sigma t) \\ p(\mathbf{x}, t) &= \hat{p}(\mathbf{x}) \exp(\sigma t)\end{aligned}\quad (3.5)$$

Le taux de croissance σ est complexe et se décompose sous la forme $\sigma = \sigma_r + i\sigma_i$ où σ_r est le taux d'amplification temporel des perturbations et σ_i leur pulsation temporelle. Le mode est stable si σ_r est négatif et instable si σ_r est positif. Il faut noter que le nombre de modes propres correspond à la dimension de la matrice de rigidité utilisée dans la résolution par éléments finis. Le nombre de modes propres dépend donc du nombre de mailles. En reportant ces expressions dans les équations précédentes on obtient :

$$\begin{aligned}\sigma \hat{\mathbf{u}} + \mathbf{U} \cdot \nabla \hat{\mathbf{u}} &= \frac{-\nabla \hat{p}}{\rho} + \nu \Delta \hat{\mathbf{u}} - \hat{\mathbf{u}} \cdot \nabla \mathbf{U} \\ \nabla \cdot \hat{\mathbf{u}} &= 0\end{aligned}\quad (3.6)$$

Ces équations reviennent finalement à résoudre un problème aux valeurs propres généralisées :

$$\mathbf{A} \hat{\mathbf{q}} = \sigma \mathbf{B} \hat{\mathbf{q}}\quad (3.7)$$

où $\hat{\mathbf{q}}$ est un vecteur contenant les composantes de la vitesse et de la pression suivant les fonctions de base associées aux éléments finis. Si $\det(\mathbf{A} - \sigma \mathbf{B}) \neq 0$ seul $\hat{\mathbf{q}} = \mathbf{0}$ est solution. On cherche donc les valeurs propres σ_k telles que $\det(\mathbf{A} - \sigma_k \mathbf{B}) = 0$ ainsi que les vecteurs propres $\hat{\mathbf{q}}_k$ associés. On examine enfin le signe des valeurs propres σ_k et l'écoulement est dit instable si l'une d'entre elles possède une partie réelle positive. En effectuant cette analyse pour chaque augmentation du nombre de Reynolds depuis une solution stationnaire on parvient à déterminer le nombre de Reynolds critique pour lequel l'un des modes devient instable.

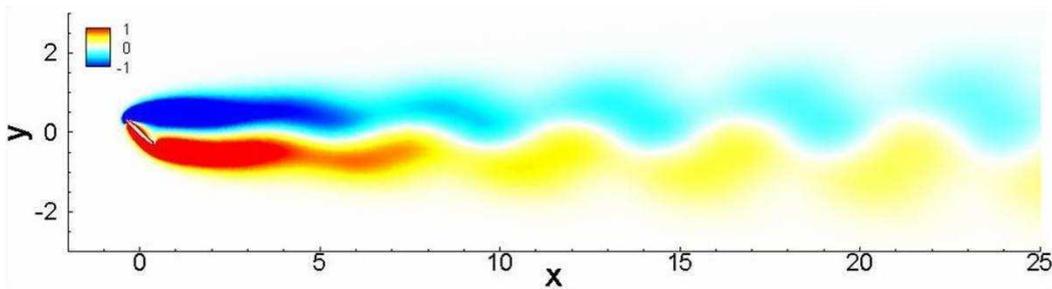


Fig 3.3 : Champ de vorticité de l'écoulement résultant de la superposition du champ de base et de la partie réelle du premier vecteur propre instable (Dergham [14])

La figure 3.3 présente le champ de vorticité obtenue en superposant le champ de base et la partie réelle du premier vecteur propre instable. On obtient une allée de von Kármán, ce qui valide l'idée que le lâcher tourbillonnaire résulte de la déstabilisation d'un mode global.

La réitération de cette étude à divers incidences permet d'obtenir la courbe de la figure 3.4 donnant le nombre de Reynolds critique en fonction de l'incidence du profil. Cette courbe peut également être interprétée comme la détermination de l'incidence déclenchant le lâcher tourbillonnaire à un nombre de Reynolds fixé, ce qui est plus pertinent dans le cadre de l'étude du vol battu.

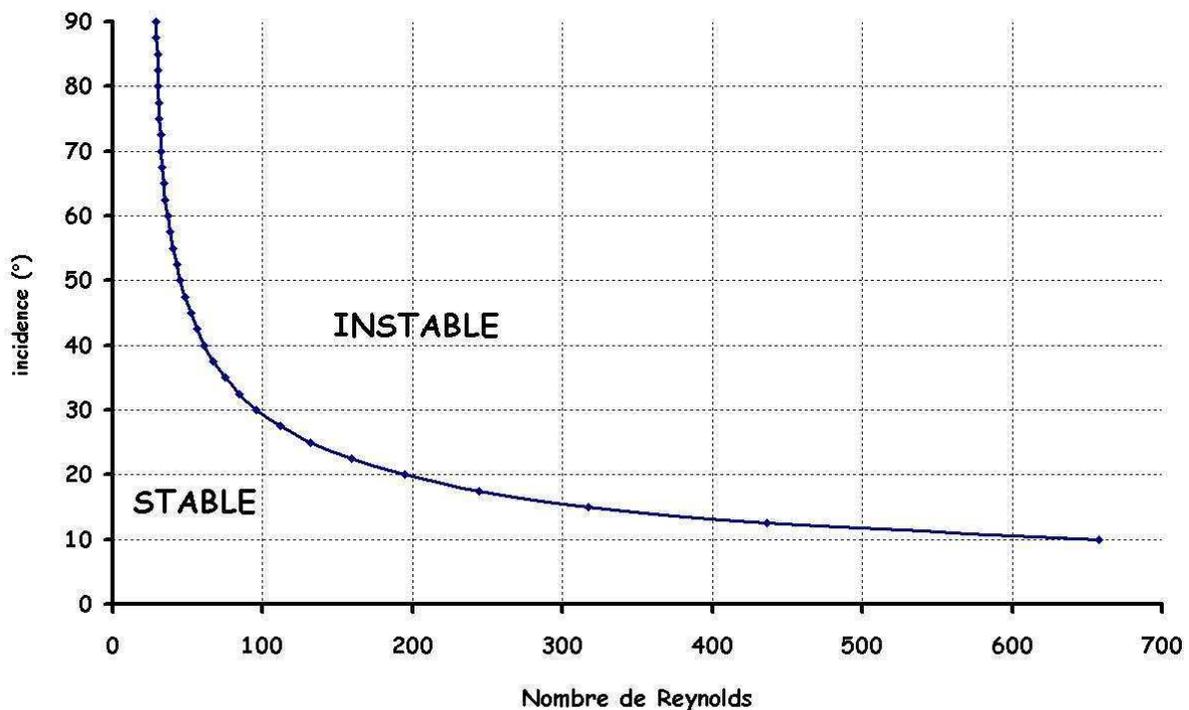


Fig 3.4 : Courbe de stabilité d'un profil NACA 0012 en fonction du nombre de Reynolds et de l'incidence (Dergham [14])

Cette étude de stabilité permet d'ores et déjà de distinguer plusieurs régimes :

- o $Re \leq 29$: pas de lâcher tourbillonnaire
- o $29 \leq Re \leq 50$: lâcher tourbillonnaire uniquement à très grande incidence (45  pour $Re = 50$)
- o $50 \leq Re \leq 500$: régime de transition où l'incidence critique est fortement dépendante du nombre de Reynolds (45  pour $Re = 50$ et 12  pour $Re = 500$)
- o $Re \geq 500$: incidence critique faiblement dépendante du nombre de Reynolds (le lâcher tourbillonnaire apparaît systématiquement au delà d'une incidence de 12 )

Le calcul de la partie imaginaire des valeurs propres permet également de déterminer la fréquence du lâcher tourbillonnaire à la criticité. La figure 3.5 donne l'évolution de la fréquence réduite $St_c = f_c / U_0$ en fonction de l'incidence. On remarque qu'à 90  on obtient une fréquence de 0.124 proche de la fréquence à la criticité derrière un cylindre. Plus on diminue l'incidence et plus la fréquence augmente.   10 , la fréquence est quasiment d'un ordre supérieur par rapport à la fréquence obtenue pour une incidence de 90  ($St_c = 0,721$).

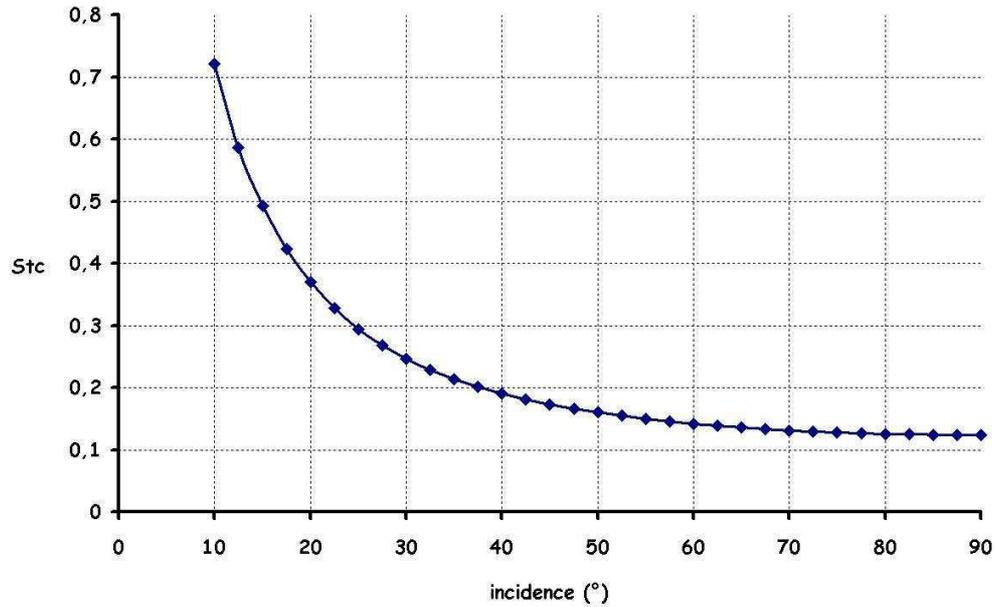


Fig 3.5 : Fréquence réduite à la criticité $St_c = fc/U_0$ en fonction de l'incidence (Dergham [14])

La fréquence réduite St_c se révèle ainsi être fortement dépendante de l'incidence du profil. Cependant, la longueur de référence qui a été choisie pour effectuer l'adimensionnement, en l'occurrence la corde, n'est pas nécessairement la longueur la plus pertinente pour mettre en évidence le rôle de la forme de l'obstacle. On définit ainsi une nouvelle fréquence réduite, $St_d = fc \sin(\alpha)/U_0$, qui prend comme longueur de référence la hauteur du profil $c \sin(\alpha)$. La figure 3.6 donne l'évolution de cette fréquence en fonction de l'incidence.

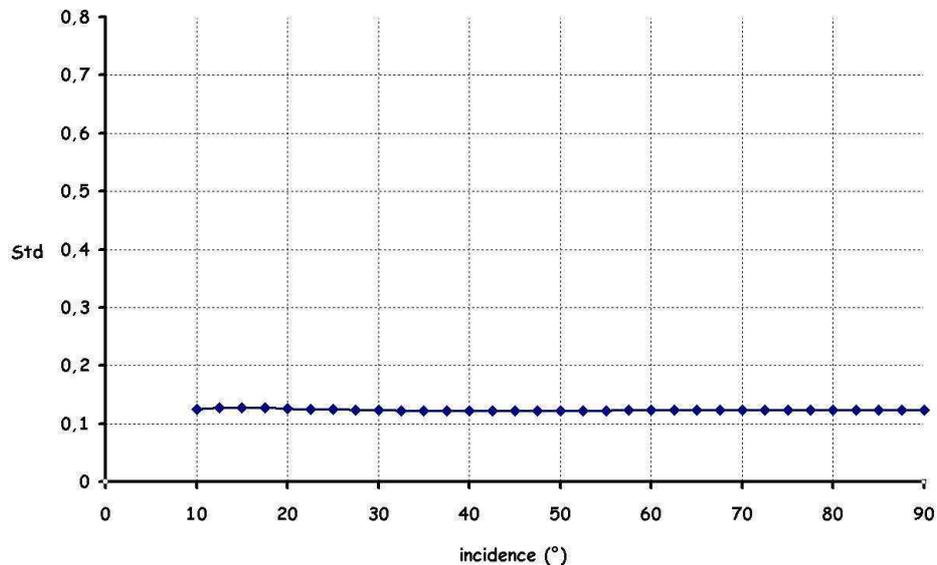


Fig 3.6 : Fréquence réduite à la criticité $St_d = fc \sin(\alpha)/U_0$ en fonction de l'incidence (Dergham [14])

Le résultat obtenu est tout à fait fondamental. En effet, on obtient une fréquence St_d quasi constante dont la valeur moyenne 0.124 correspond à la fréquence à la criticité derrière un cylindre. Ce résultat important tend à démontrer que la dynamique tourbillonnaire ne dépend pas de la forme de l'obstacle.

Dans les parties suivantes on cherche à valider expérimentalement ces résultats avec une aile de grand allongement assimilable à un profil 2D. On fait ensuite diminuer l'allongement pour étudier l'influence des effets 3D sur la courbe de stabilité et la fréquence à la criticité.

3.2 Validation expérimentale de l'analyse de stabilité globale 2D

L'expérience est menée dans le tunnel hydrodynamique de l'ESPCI (Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielle) décrit dans la partie « Outils et méthodes ». On utilise un profil NACA 0012 en aluminium fabriqué aux ateliers centraux du département DAFC du centre de Meudon. Ses dimensions sont de 1 cm pour la corde c et de 9,6 cm pour l'envergure b ; ce qui donne un allongement $AR = b^2 / S = b / c$ égal à 9.6. Le profil s'insère dans une veine carrée de largeur 10 cm avec 1 mm de jeu par rapport à la paroi inférieure et 3 mm de jeu par rapport à la paroi supérieure afin de faciliter le montage. Etant donnés les nombres de Reynolds obtenus dans la veine ($Re < 1000$), ce jeu est inclus dans la couche limite. Le profil est mis en incidence par un moteur situé sous le plancher de la veine d'essai tandis que deux pipettes situées en amont permettent d'injecter deux filets de colorants.

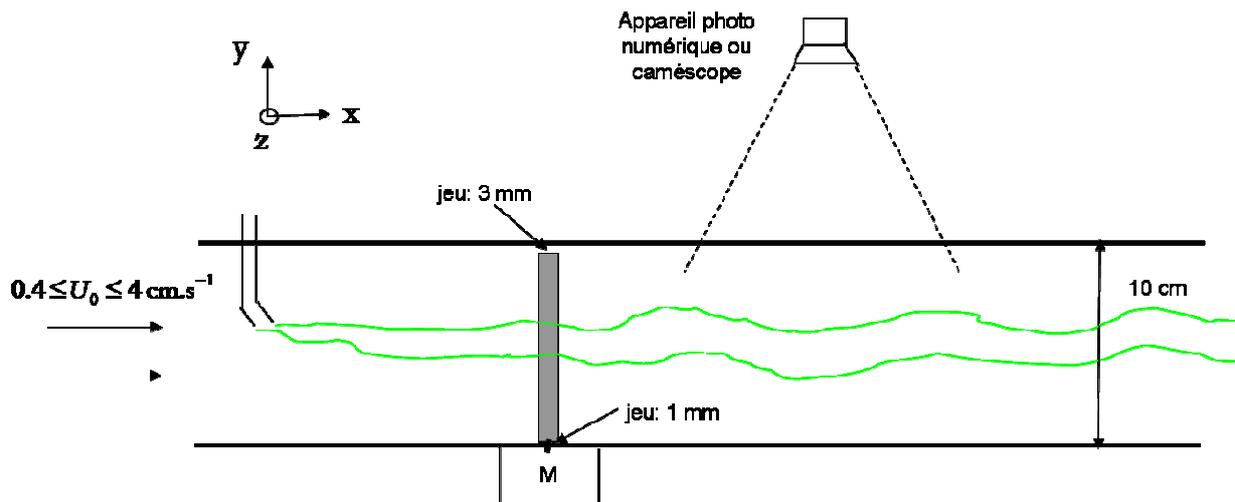


Fig 3.7 : Schéma du montage dans la veine d'essai du tunnel hydrodynamique de l'ESPCI

L'analyse de stabilité nécessite une grande précision sur le nombre de Reynolds et donc sur la vitesse amont. Le tunnel est utilisé dans la gamme $0.4 \leq U_0 \leq 4 \text{ cm.s}^{-1}$ du débitmètre avec une précision de $\pm 0.01 \text{ cm.s}^{-1}$ ce qui, étant données la corde du profil et la viscosité cinématique de l'eau, induit une précision de ± 1 sur le nombre de Reynolds $Re = U_0 c / \nu$.

Les deux filets de colorants sont dirigés vers le bord d'attaque et le bord de fuite dans le plan situé à mi-envergure de l'aile. La visualisation dans le sillage est réalisée à l'aide d'un appareil photo numérique après un temps d'attente de 5 mn permettant d'obtenir un régime permanent. On n'observe quasiment aucune déviation transversale des lignes d'émission et cela confirme que l'écoulement est bien 2D. Une étude de l'instabilité du sillage est ensuite réalisée pour six nombres de Reynolds ($Re = 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$). La figure 3.8 présente pour chacun de ces nombres de Reynolds les lignes d'émission en aval du profil pour les incidences situées avant la criticité puis pour l'incidence critique.

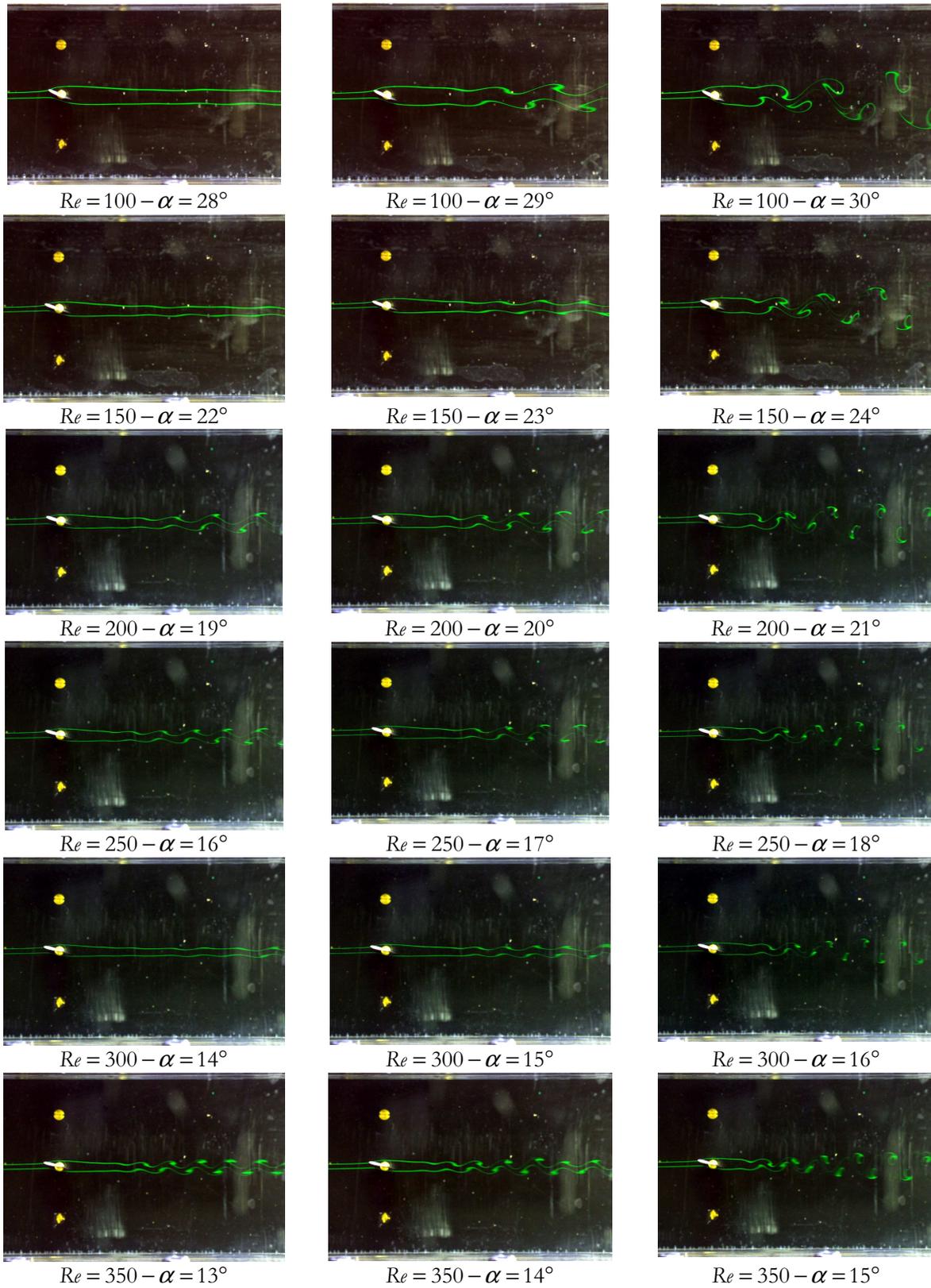


Fig 3.8 : Lignes d'émission du sillage avant et après la criticité ($AR = 9.6$ et $100 \leq Re \leq 350$)

A la criticité on obtient des structures tourbillonnaires alternées se développant à une distance d'environ deux cordes en aval du profil. Ces structures correspondent tout à fait au champ de vorticité induit par le mode instable mis en évidence sur la figure 3.3. Cette transition vers le mode instable s'effectue de façon brutale pour une variation du nombre de Reynolds inférieure à 5. Une transition aussi brusque ne permet pas l'étude de l'établissement progressif de l'instabilité en fonction du nombre de Reynolds à l'aide d'une analyse spatio-temporelle des lignes d'émission.

A l'approche de la criticité, l'écoulement n'est cependant pas parfaitement stationnaire. On obtient en effet des ondulations se développant plus loin en aval du profil. Ces ondulations ne sont pas entretenues et se déclenchent par vagues s'estompant ensuite. Nous interprétons ces ondulations apériodiques comme des instabilités provoquées par le bruit de l'écoulement à l'approche de la criticité.

Afin de tester cette hypothèse à $Re = 100$, nous étudions l'écoulement d'un profil placé à une incidence de 28° , soit 2° en dessous de l'incidence critique. Nous provoquons ensuite un bruit forcé $\hat{\mathbf{f}}(\mathbf{x})e^{i\omega t}$, $\omega \in \square$ en faisant osciller le profil avec une très faible amplitude de tangage ($0.1^\circ \leq \Delta\theta \leq 1^\circ$). La fréquence de la mise en oscillation correspond approximativement à la fréquence du mode global afin d'exciter ce dernier. Dans le formalisme des instabilités globales, l'équation régissant la dynamique des perturbations devient la suivante :

$$\frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + \mathbf{L}\mathbf{u}' = \hat{\mathbf{f}}e^{i\omega t} \text{ avec } \omega \in \square \text{ et } \mathbf{L} = \mathbf{u}' \cdot \nabla \mathbf{U} + \mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{u}' + \frac{\nabla p'}{\rho} - \nu \Delta \mathbf{u}' \quad (3.8)$$

En cherchant \mathbf{u}' sous la forme $\hat{\mathbf{u}}'(\mathbf{x})e^{i\omega t}$, on obtient l'expression de l'amplitude $\hat{\mathbf{u}}'$ qui se révèle proportionnelle à l'amplitude du bruit $\hat{\mathbf{f}}$:

$$\hat{\mathbf{u}}' = (i\omega \mathbf{I} + \mathbf{L})^{-1} \hat{\mathbf{f}} \quad (3.9)$$

Afin de vérifier cette relation, nous procédons à une analyse spatio-temporelle des lignes d'émission à l'aide d'une caméra noir et blanc et du logiciel ImageJ. Cette analyse consiste à reconstruire au cours du temps la ligne d'émission traversant un plan transverse (y, z) en aval du profil. La figure 3.9 présente les résultats obtenus pour trois amplitudes d'oscillation.

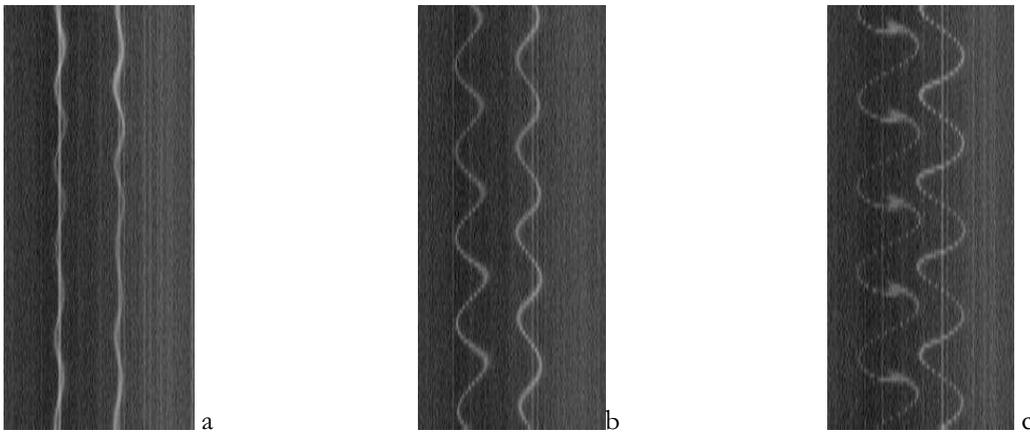


Fig 3.9 : Analyse spatio-temporelle des lignes d'émission dans le sillage pour un bruit forcé correspondant une mise en oscillation de très faible amplitude ($Re = 100$ et $\alpha = 28^\circ$)
(a) $\Delta\theta = 0.1^\circ$ (b) $\Delta\theta = 0.5^\circ$ (c) $\Delta\theta = 1^\circ$

La figure 3.10 donne ensuite en nombre de pixels l'amplitude crête à crête des ondulations en fonction de l'amplitude de tangage. On obtient une croissance de l'amplitude qui se révèle compatible avec l'hypothèse d'une instabilité dont l'amplitude augmente linéairement avec la source du bruit.

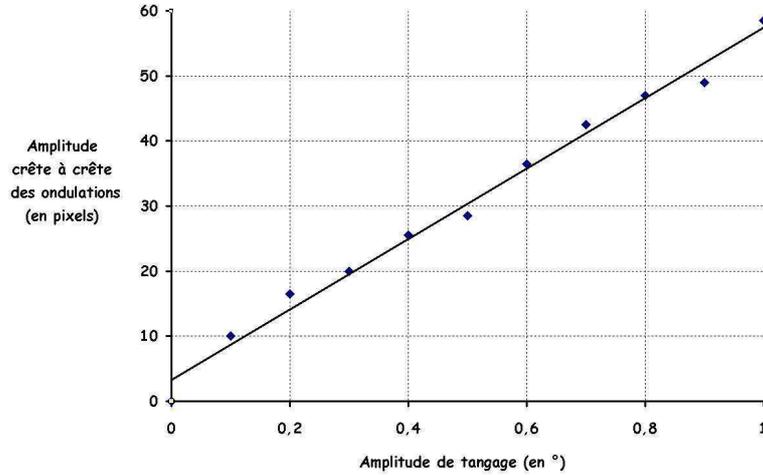


Fig 3.10 : Amplitude des instabilités engendrées par un bruit forcé

Une fois ces indéterminations levées, on peut effectuer la comparaison finale entre la courbe de stabilité théorique et la courbe de stabilité expérimentale pour un nombre de Reynolds variant de 100 à 350. Eu égard à la précision d'à peu près un demi degré sur l'incidence et d'une unité sur le nombre de Reynolds, la figure 3.11 met en évidence une correspondance tout à fait satisfaisante entre les résultats théoriques et expérimentaux.

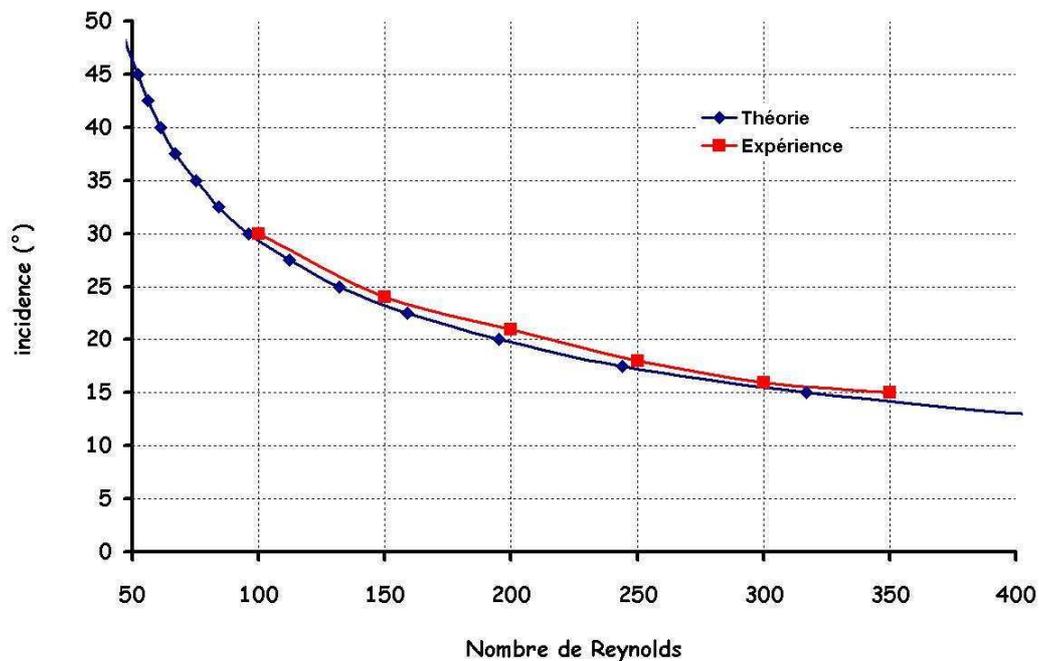


Fig 3.11 : Comparaison théorie/expérience de la courbe de stabilité d'un profil NACA 0012

Une étude spatio-temporelle semblable à l'étude précédente permet ensuite d'estimer la fréquence St_d à la criticité. La figure 3.12 effectue ainsi la comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux. Afin d'obtenir la meilleure précision possible sur la fréquence réduite, la vitesse amont U_0 est corrigée afin de tenir compte de l'effet d'obstruction du profil. On considère ainsi la vitesse $U_{\text{eff}} = U_0 / (1 - c \sin(\alpha) / b)$ (avec b la hauteur de la veine) au lieu de la vitesse U_0 .

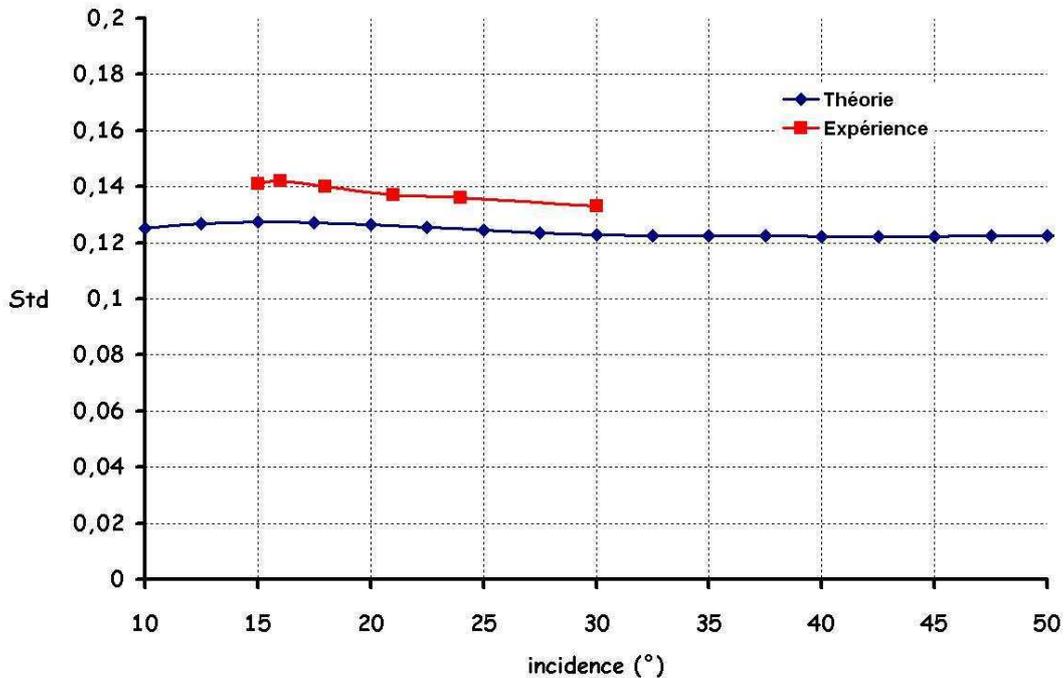


Fig 3.12 : Comparaison théorie/expérience de la fréquence réduite à la criticité St_d derrière un profil NACA 0012

De même que pour l'étude théorique, l'expérience met en évidence que la fréquence St_d à la criticité est quasi constante avec l'incidence. On obtient cependant une valeur moyenne de 0.138 qui est 11% plus élevée que la valeur moyenne de 0.124 obtenue par l'analyse théorique. Une telle différence peut être attribuée aux effets de la couche limite se développant aux parois. La prise en compte de la couche limite induit en effet une vitesse réelle au centre du canal plus importante que celle donnée par le débitmètre. Un calcul de l'épaisseur de couche limite se révélerait donc nécessaire afin d'effectuer une nouvelle correction de la vitesse amont.

3.3 Etude des effets 3D sur l'apparition du lâcher tourbillonnaire

L'étude précédente est réitérée en utilisant une aile d'allongement 6 ($c=1\text{ cm}$ et $b=6\text{ cm}$) et une aile d'allongement 4 ($c=1\text{ cm}$ et $b=4\text{ cm}$). Le bout supérieur de l'aile est libre tandis que le bout inférieur reste collé au plancher de la veine. Les colorants restent également injectés dans le plan situé à mi-envergure de l'aile. Pour l'aile d'allongement 6, l'écoulement reste quasi 2D dans ce plan mais, pour l'aile d'allongement 4, l'écoulement est clairement tridimensionnel. Les figures 3.13 et 3.14 présentent les visualisations obtenues à la criticité pour les deux ailes.

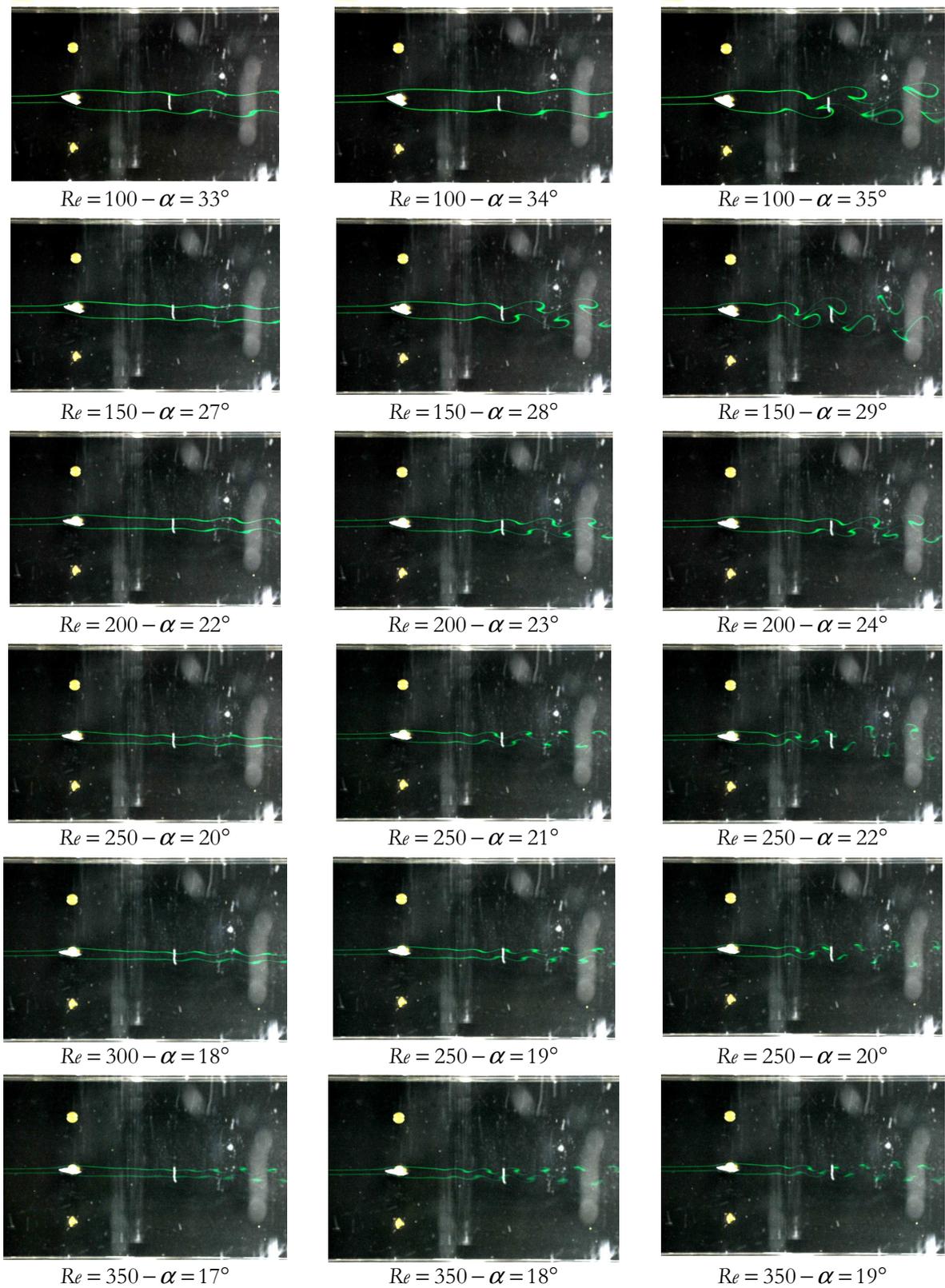


Fig 3.13 : Lignes d'émission du sillage avant et après la criticité ($AR = 6$ et $100 \leq Re \leq 350$)

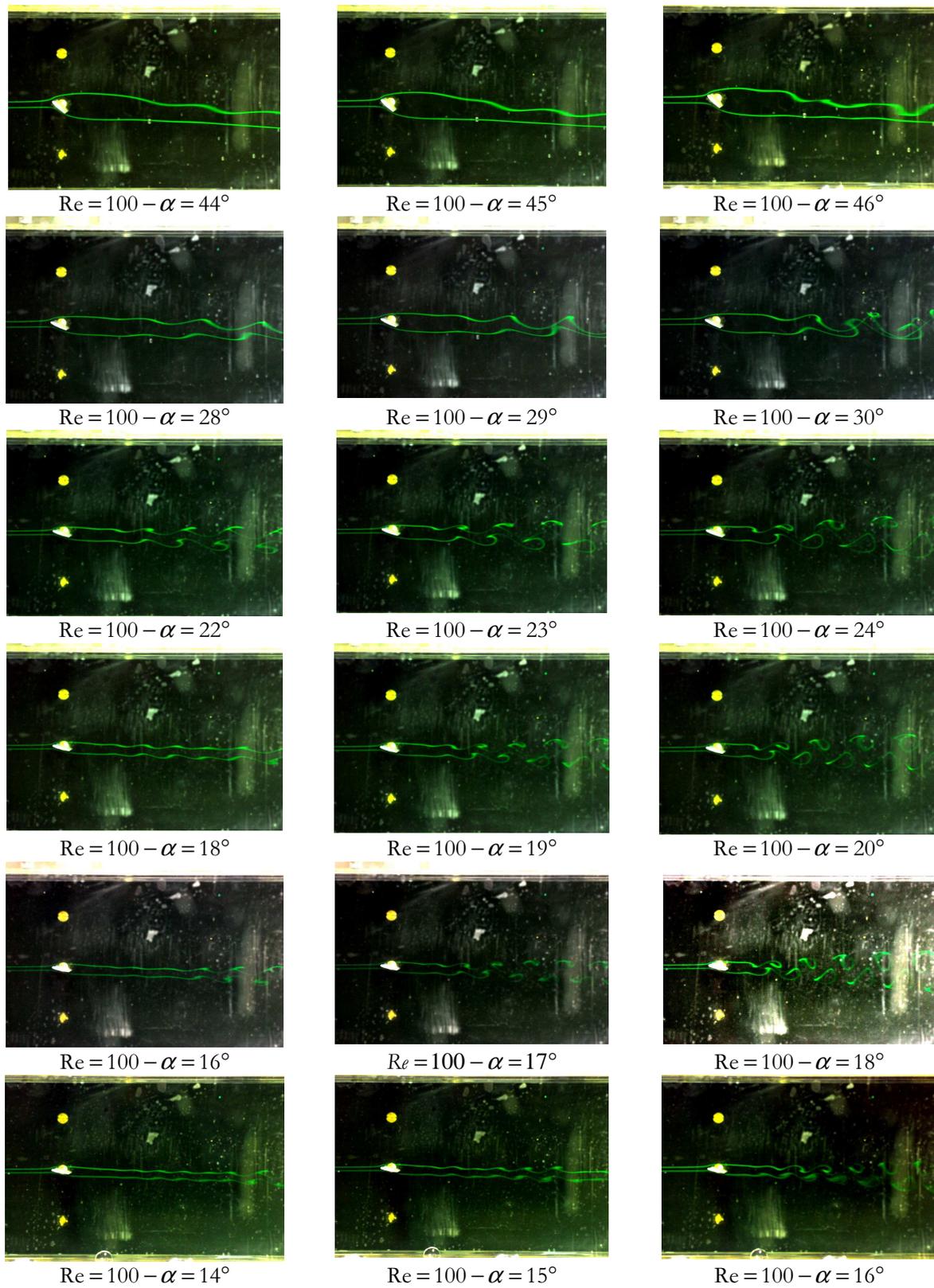


Fig 3.14 : Lignes d'émission du sillage avant et après la criticité ($\mathcal{AR} = 4$ et $100 \leq Re \leq 350$)

Les résultats de la figure 3.15 montrent que la réduction de l'allongement de l'aile de 9.6 à 6 stabilise l'écoulement au sens où l'écoulement devient instationnaire pour une incidence de presque 5° plus élevée. Cet accroissement de l'incidence critique peut être attribué à la diminution de l'incidence effective induite par l'écoulement descendant des tourbillons de bout d'aile (effet « downwash »).

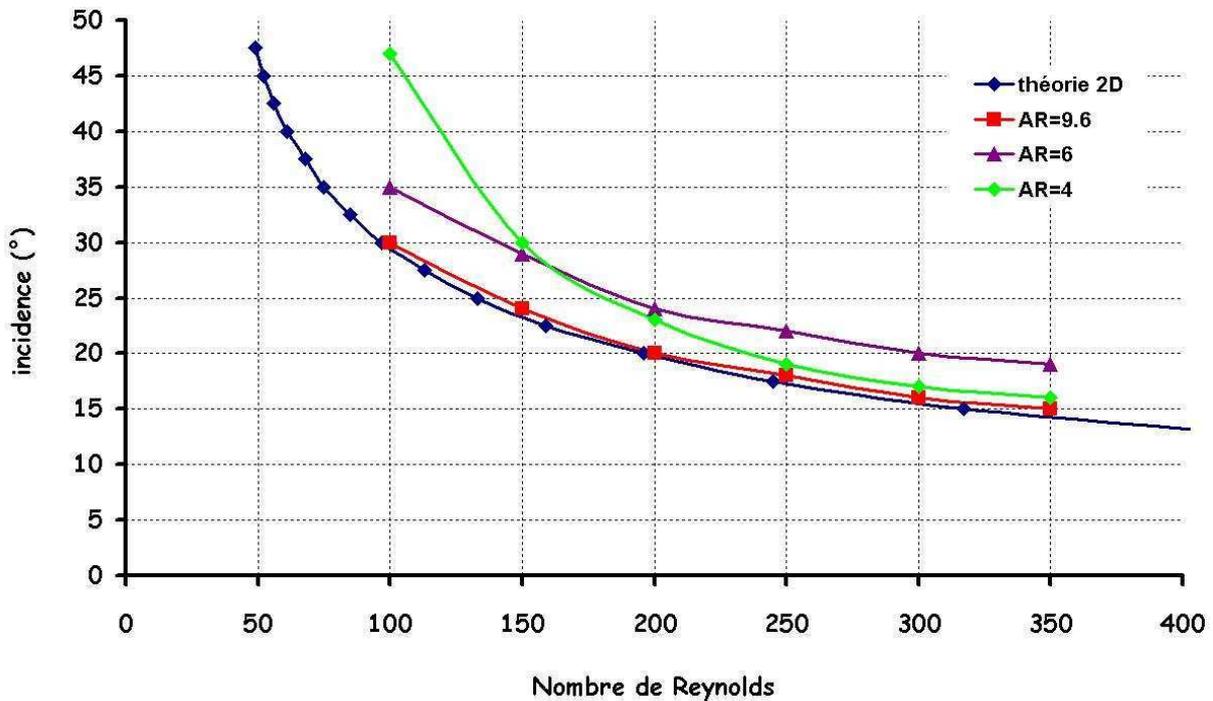


Fig 3.15 : Courbes de stabilité d'ailerons NACA 0012 de différents allongements

Les lignes d'émission dans le sillage de l'aile d'allongement 4 mettent par contre en évidence des problèmes de méthodologie pour déterminer l'incidence critique. L'écoulement obtenu avant la criticité est en effet difficile à interpréter en raison d'une structure 3D à laquelle se rajoutent les instabilités résultant du bruit. Malgré ces difficultés, nous avons appliqué les critères suivants pour caractériser le seuil d'apparition du mode global : périodicité de l'instabilité et déclenchement du lâcher tourbillonnaire deux cordes en aval du profil.

Les résultats de la figure 3.15 montrent qu'à faible nombre de Reynolds ($Re \leq 150$) l'aile d'allongement 4 est plus stable que l'aile d'allongement 6, ce qui est en accord avec un effet « downwash » plus prononcé lorsqu'on diminue l'allongement. Pour $Re \geq 150$, la courbe de criticité repasse par contre en dessous de celle obtenue pour l'aile d'allongement 6. L'interprétation d'un tel résultat est rendue difficile par le fait que l'écoulement de l'aile d'allongement 4 est en réalité 3D même à mi envergure de l'aile. Afin de caractériser intégralement l'apparition de l'instabilité, il faudrait réitérer cette étude pour différents plans (x, z) . Cela n'a pu être réalisé faute de temps disponible. On peut néanmoins retenir qu'à bas nombre de Reynolds ($Re \leq 150$) l'écoulement est fortement restabilisé.

On obtient enfin les fréquences réduites à la criticité St_c et St_d à l'aide d'une analyse spatio-temporelle. Les figures 3.16 et 3.17 comparent les résultats obtenus pour les trois ailes.

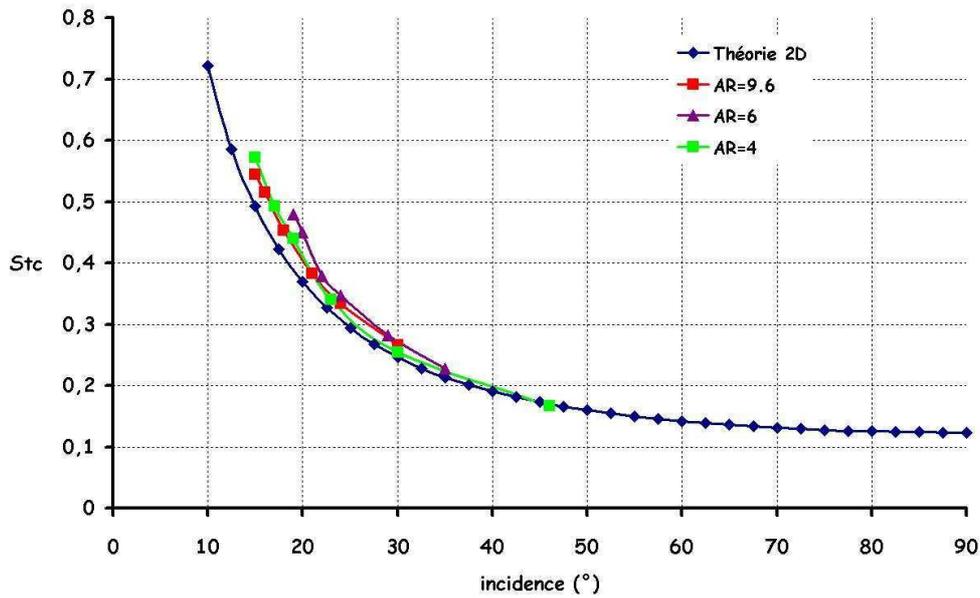


Fig 3.16 : Fréquence réduite à la criticité St_c derrière des ailes NACA 0012 de différents allongements

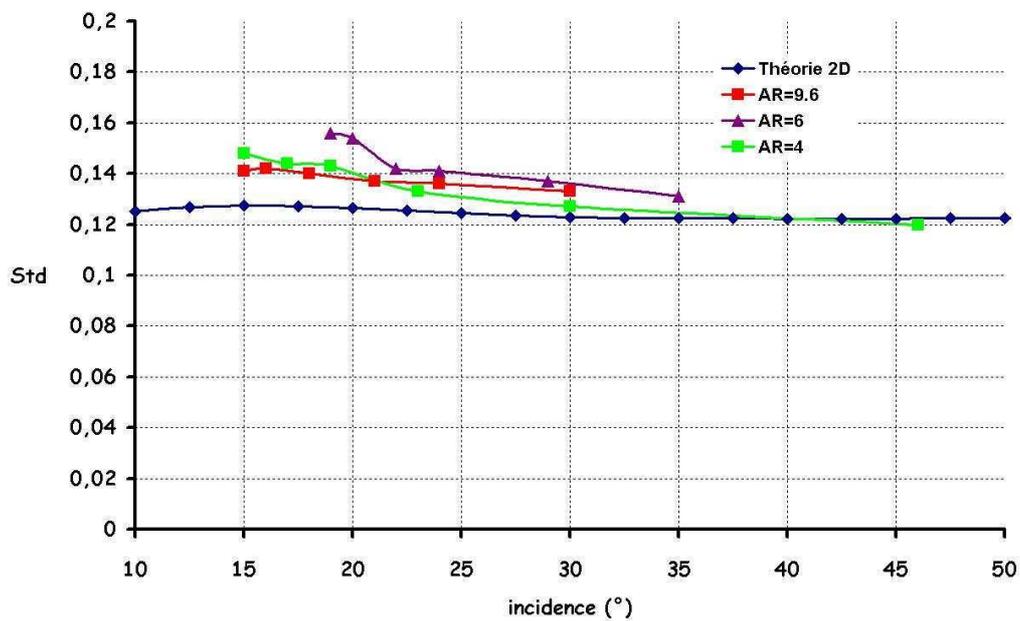


Fig 3.17 : Fréquence réduite à la criticité St_d derrière des ailes NACA 0012 de différents allongements

L'influence de l'allongement sur la fréquence du lâcher tourbillonnaire à la criticité se révèle faible, notamment pour la fréquence St_c . Pour la fréquence St_d , on note cependant que la fréquence augmente légèrement aux faibles incidences.

3.4 Discussion

Cette analyse de stabilité a permis de fournir plusieurs résultats importants vis à vis de la problématique du vol battu des insectes. Ces résultats peuvent s'organiser suivant trois points : l'influence de la forme du profil, la prédiction du lâcher tourbillonnaire, la stabilisation du tourbillon de bord d'attaque.

- Le résultat le plus fondamental de cette étude porte sur la faible influence de la forme du profil sur la dynamique tourbillonnaire à la criticité. La fréquence $St_d = f_c \sin(\alpha) / U_0$ se révèle en effet constante quelle que soit l'incidence du profil (cf figure 3.6) et ce résultat reste vérifié pour des ailes finies (cf figure 3.17). La valeur de 0.124 obtenue pour une aile d'envergure infinie est de plus très proche de celle obtenue derrière un cylindre. Cette universalité de la fréquence du lâcher tourbillonnaire à la criticité indépendamment de la forme du profil se retrouve également au niveau de la structure du sillage. Une étude à paraître effectuée par [Dergham, Sipp & Jacquin \[15\]](#) compare ainsi la topologie du mode global obtenu derrière un profil NACA 0012, une ellipse, un cylindre fixe et un cylindre tournant. La structure du premier vecteur propre instable se révèle inchangée comme on peut l'observer sur la figure 3.18. Ainsi, la dynamique du lâcher tourbillonnaire derrière un profil ne dépendrait pas ou très peu de sa forme.

Ces résultats sont fondamentaux dans le cadre du vol des insectes. On peut en effet émettre l'hypothèse que les crénelures observées au bord d'attaque (cf figure 1.20) ou encore les corrugations et plis à la surface des ailes (cf figures 3.16 et 3.21) joueraient un rôle mineur sur la dynamique des tourbillons. Ces résultats ne doivent pas cependant être généralisés car ils portent uniquement sur la criticité et ne sont pas forcément applicables dans le domaine des perturbations non linéaires aux grandes incidences. Cette étude du régime non linéaire sera effectuée dans le chapitre suivant à l'aide de simulations numériques directes.

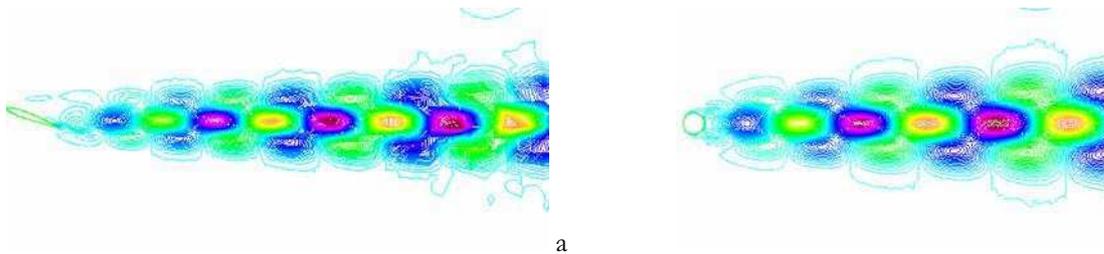


Fig 3.18 : Champ de vorticité de la partie réelle du premier vecteur propre instable ([Dergham \[14\]](#))
(a) profil NACA 0012 (b) cylindre fixe

- Cette étude fournit également un cadre théorique 2D permettant de prédire l'incidence critique de lâcher tourbillonnaire en fonction du nombre de Reynolds. Si on se limite à une analyse purement 2D, on peut ainsi mettre en évidence trois régimes pour le vol des insectes. Tout d'abord, les plus petits insectes volant à un nombre de Reynolds inférieur à 30 sont dans l'incapacité d'utiliser le lâcher tourbillonnaire et doivent se reporter sur des mécanismes visqueux. Ensuite, les grands insectes volant à un nombre de Reynolds supérieur à 500 utilisent systématiquement le lâcher tourbillonnaire car il suffit que leur incidence excède 12° pour le déclencher. Entre ces deux régimes, il existe un régime de transition où l'incidence effective doit être suffisamment importante pour former un tourbillon. De telles incidences peuvent notamment être atteintes lors des phases de rotation en fin et début de battement.

La transposition de ces résultats statiques aux mouvements 2D d'ailes battantes se révèle confirmée par les simulations 2D du vol sur place classiques effectuées par [Miller & Peskin \[69\]](#) (la vitesse de référence choisie pour cette cinématique est la vitesse maximale de translation du profil car il n'y pas d'écoulement amont en vol sur place). Lors de cette étude ils étudient l'influence du nombre de Reynolds sur la structure de l'écoulement et les efforts engendrés ($8 \leq Re \leq 128$). Ils mettent notamment en évidence qu'il n'y a pas de lâcher tourbillonnaire pour $Re \leq 32$. Or notre analyse de stabilité globale 2D fixe cette limite à $Re = 29$, ce qui est remarquablement proche étant données les approximations numériques.

La transposition aux mouvements 3D d'ailes battantes se révèle par contre problématique. En effet, les simulations 3D de [Liu & al \[63\]](#), [Sun & Wu \[101\]](#) et [Wu & Sun \[132\]](#), ainsi que les visualisations expérimentales de [Van den Berg & Ellington \[111, 112\]](#), mettent en évidence une stabilisation du tourbillon de bord d'attaque. Ces résultats restent observés pour $Re > 500$ alors que l'analyse de stabilité globale 2D prévoit un lâcher tourbillonnaire dès 12° . L'hypothèse la plus souvent émise est que cette divergence résulte de l'écoulement transverse induit par l'aile battante (cf figures 1.29 et 1.38). Cet écoulement aurait un effet stabilisateur en convectant la vorticité en bout d'aile mais à l'heure actuelle aucune étude ne l'a encore démontré.

- L'analyse de stabilité en configuration statique peut cependant être pertinente pour expliquer cette stabilisation du tourbillon de bord d'attaque lorsque cet écoulement transverse est négligeable. Ces conditions sont notamment vérifiées dans l'expérience de [Birch, Dickson & Dickinson \[8\]](#) menée sur le Robofly (vol sur place avec plan horizontal). Ces derniers étudient en effet la structure du tourbillon de bord d'attaque en fonction du nombre de Reynolds (cf figure 1.32).   $Re = 1400$, la vitesse de l'écoulement transverse est significative mais à $Re = 120$ elle se révèle négligeable par rapport à la vitesse de translation de l'aile. Néanmoins, une stabilisation du tourbillon du bord d'attaque sur une large partie de l'aile reste encore observée. [Birch, Dickson & Dickinson \[8\]](#) attribuent cette stabilisation à l'effet « downwash » induit par les tourbillons de bout d'aile.

Notre analyse de stabilité peut servir à interpréter un tel résultat. D'après la courbe de stabilité de la figure 3.4, il faut une incidence de 27°   $Re = 120$ pour déclencher le lâcher tourbillonnaire derrière une aile d'allongement infini. Cette incidence monte environ à 42° pour une aile d'allongement 4 d'après la figure 3.15. Or l'aile utilisée par le Robofly est une aile d'allongement 1.87. Si on poursuit la tendance mis en évidence dans la figure 3.15, l'incidence critique de lâcher tourbillonnaire derrière l'aile du Robofly se révèle très élevée et celle-ci n'est atteinte que durant de courts moments lors des phases de retournement de l'aile. Le mécanisme de stabilisation du tourbillon de bord d'attaque aux faibles nombres de Reynolds ($Re \approx 100$) résulterait donc plus d'une stabilité globale de l'écoulement que d'une convection de la vorticité en bout d'aile par l'écoulement transverse.

Peut-on pour autant parler d'effet « downwash » sur l'écoulement amont comme le suggèrent [Birch, Dickson & Dickinson \[8\]](#) ? La notion d'effet « downwash » s'utilise en effet plutôt pour introduire les effets 3D dans le cas d'ailes de grand allongement pour lesquelles on réalise une modélisation quasi 2D tranche par tranche. L'effet de l'écoulement descendant des tourbillons de bout d'aile se traduit alors sur chacune des tranches de l'aile par une diminution de l'incidence effective. Nos visualisations par colorants mettent en évidence un tel effet pour l'aile d'allongement 6 car l'écoulement reste quasi 2D   la semi-envergure et l'incidence critique de lâcher tourbillonnaire est relevée. Pour l'aile d'allongement 4, on observe cependant que l'écoulement est totalement 3D aux faibles nombres de Reynolds ($Re \approx 100$). La

notion d'effet « downwash » semble alors limité pour de tels allongements et il convient donc plutôt de parler de stabilité globale 3D.

Hormis les libellules présentant des ailes d'allongement compris entre 4 et 6, on pourra enfin noter que la plupart des insectes possèdent des ailes d'allongement compris entre 1.5 et 3 (cf figure 1.15). Une compréhension approfondie de l'apparition du lâcher tourbillonnaire chez les petits insectes évoluant à $Re \approx 100$ passe donc dans le futur par une étude de stabilité globale 3D. Concernant les plus gros insectes évoluant à $Re > 500$, il reste à qualifier théoriquement l'influence de l'écoulement transverse sur la structure du tourbillon de bord d'attaque.

4 Etude du lâcher tourbillonnaire d'un profil statique par simulation numérique directe 2D

Lorsqu'on s'écarte de la criticité en augmentant soit le nombre de Reynolds soit l'incidence, la dynamique des perturbations devient non linéaire et elle ne peut plus être décrite théoriquement par l'analyse du chapitre précédent. L'augmentation de ces deux paramètres provoque en effet la déstabilisation de nouveaux modes de sorte que la topologie de l'écoulement ainsi que les fréquences caractéristiques peuvent être significativement modifiées.

Nous allons explorer ces régimes à l'aide de simulations numériques directes menées avec le logiciel Freefem++ décrit dans la partie « Outils et méthodes ». Cette étude est menée pour $Re = 100$ et $Re = 1000$, deux nombres de Reynolds correspondant respectivement aux régimes des petits insectes et des grands insectes. Pour chacun de ces nombres de Reynolds on étudie l'influence de l'incidence sur les paramètres suivants : la topologie de l'écoulement, les fréquences caractéristiques de lâcher, les efforts instationnaires en régime permanent, les efforts instationnaires en régime transitoire.

4.1 Description des simulations numériques

Le profil étudié est un profil NACA 0012 de corde $c = 1$ (cf figure 4.1). Le maillage utilisé pour l'ensemble de ces simulations numériques est un maillage de forme rectangulaire raffiné près du profil à l'aide d'un maillage circulaire (figure 4.2). On considère un écoulement amont de vitesse $U_0 = 1$ et de masse volumique constante $\rho = 1$ pour lequel les conditions limites appliquées sur la vitesse $\mathbf{u} = (u, w)$ et la pression p sont définies sur la figure 4.2. L'incidence du profil par rapport à cet écoulement est notée α et toutes les variations temporelles sont données en fonction du temps réduit $t^* = tU_0 / c$. Le calcul est enfin initialisé dans tout le domaine par $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ pour $t^* < 0$ et $\mathbf{u} = U_0 \mathbf{e}_x$ pour $t^* \geq 0$.

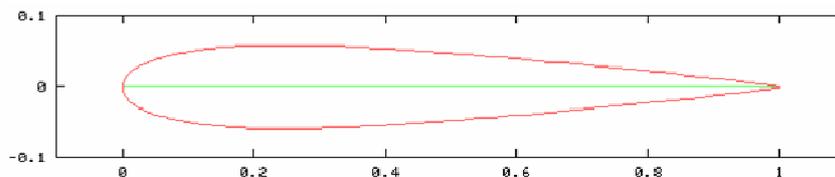


Fig 4.1 : Forme du profil NACA 0012

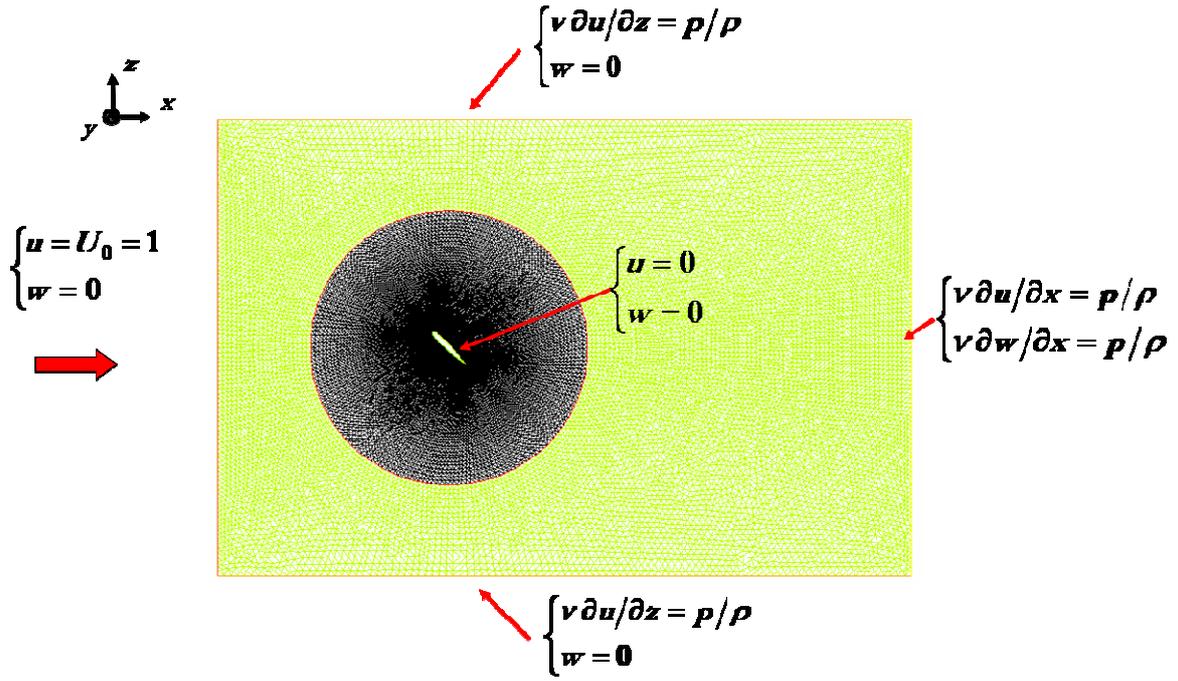


Fig 4.2 : Maillage et conditions limites

Les efforts instantanés s'exerçant sur la surface S du profil de normale locale sortante \mathbf{n} sont :

- la force de pression : $\mathbf{Fp} = \begin{pmatrix} Fp_X \\ Fp_Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\int_S p \mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_x dS \\ -\int_S p \mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_z dS \end{pmatrix}$ (3.1)

- la force de frottement : $\mathbf{Ff} = \begin{pmatrix} Ff_X \\ Ff_Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu \int_S \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_z + 2 \frac{\partial u}{\partial x} \mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_x dS \\ \mu \int_S \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_x + 2 \frac{\partial w}{\partial z} \mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_z dS \end{pmatrix}$ (3.2)

On en déduit les coefficients de portance et de traînée C_Z et C_X définis par :

$$C_Z = \frac{Fp_Z + Ff_Z}{0.5 \rho c U_0^2} ; \quad C_X = \frac{Fp_X + Ff_X}{0.5 \rho c U_0^2} \quad (3.3)$$

L'écoulement est quant à lui caractérisé par :

- le champ de pression : $Kp = \frac{p - p_\infty}{0.5 \rho U_0^2}$ (avec p_∞ pris sur la frontière amont) (3.4)

- le champ de vorticité : $\mathbf{\Omega} = \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) \mathbf{e}_y$ (3.5)

L'ensemble des tests de convergence est effectué pour $Re = 1000$ et $\alpha = 45^\circ$. Les paramètres de simulation suivants sont suffisants pour assurer une convergence des calculs avec une précision de ± 0.05 sur les coefficients de portance et de traînée :

- schéma temporel d'ordre 1
- frontière amont : 5 cordes – frontière aval : 10 cordes - parois : 5 cordes (cf figure 4.2)
- maillage : 80000 triangles (cf figure 4.2)
- pas de temps $\Delta t^* = 0.002$

La figure 4.3 compare l'évolution du coefficient de portance en utilisant les schémas temporels d'ordre 1 et 2 décrits dans le chapitre « Outils et méthodes ». On voit que les différences ne se révèlent pas significatives. Dans le cas du schéma d'ordre 2 une division du pas de temps par 10 a été nécessaire pour assurer la non divergence du schéma numérique. Notre objectif étant d'effectuer une étude paramétrique, le schéma d'ordre 1 s'avère beaucoup plus avantageux.

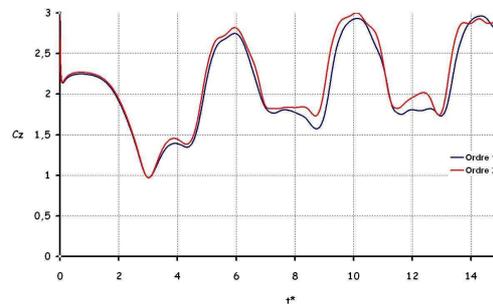


Fig 4.3 : Comparaison des schémas temporels d'ordre 1 et d'ordre 2 ($Re = 1000 - \alpha = 45^\circ$)

On étudie ensuite l'influence de l'éloignement des frontières amont et aval par rapport au centre du profil. La distance verticale aux frontières supérieure et inférieure est quant à elle fixée à 5 cordes afin de respecter les dimensions des veines du tunnel hydrodynamique de l'ESPCI et du canal de l'ONERA (voir chapitre « Outils et méthodes »). Dans cette configuration, la figure 4.4 montre que des frontières amont et aval éloignées respectivement de 5 cordes et 10 cordes sont suffisantes pour assurer la convergence de l'effort de portance. L'effet de confinement induit par la distance aux frontières supérieure et inférieure sera étudié plus tard lors des simulations menées à $Re = 100$.

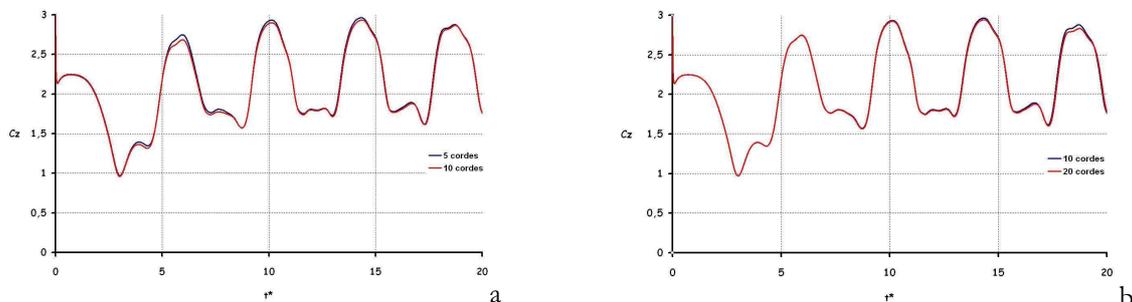


Fig 4.4 : Convergence de l'effort de portance en fonction de la taille du domaine de calcul
(a) éloignement de la frontière amont (b) éloignement de la frontière aval
($Re = 1000 - \alpha = 45^\circ$ - distance verticale aux frontières supérieure et inférieure égale à 5 cordes)

Des tests de convergence en temps on ensuite abouti au choix d'une valeur $\Delta t^* = 0.002$ pour le pas de temps. A titre d'illustration, la figure 4.5 montre qu'une division par 2 de ce pas de temps ne modifie plus significativement les résultats.

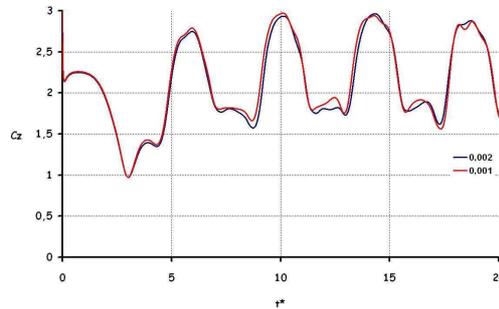


Fig 4.5 : Convergence de l'effort de portance en fonction du pas de temps ($Re = 1000 - \alpha = 45^\circ$)
 $\Delta t^* = 0.002$ vs $\Delta t^* = 0.001$

La convergence en maillage a enfin été analysée en considérant un premier maillage présentant un nombre de Reynolds de maille inférieur à 10 dans tout le domaine afin d'assurer une faible diffusion numérique. On établit ensuite une zone circulaire autour du profil où on fait varier l'échelle de la maille. Comme illustré sur la figure 4.6, environ 80 000 triangles sont suffisants pour assurer la convergence des efforts de portance. Une estimation de l'épaisseur de la couche limite laminaire se développant sur une plaque plane permet d'assurer qu'au moins 5 mailles sont contenues dans celle-ci.

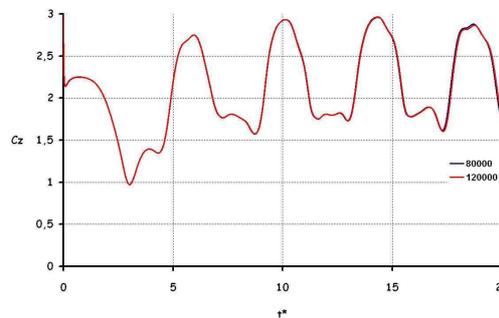


Fig 4.6 : Convergence de l'effort de portance en fonction du maillage ($Re = 1000 - \alpha = 45^\circ$)
 80 000 triangles vs 120 000 triangles

4.2 Validation sur des cas tests

Le premier test considéré porte sur l'écoulement obtenu sur une plaque plane de longueur finie sans gradient de pression. Les bords de la plaque sont de forme arrondie et l'épaisseur relative est de 0.02. On trace sur la figure 4.7 la valeur du coefficient de frottement $Cf_X = Ff_X / 0.5 \rho c U_0^2$ en fonction du nombre de Reynolds. On observe une bonne correspondance entre le coefficient de frottement obtenu numériquement et la valeur théorique correspondant à la théorie de Blasius ($Cf_X = 2 \times 1.33 / \sqrt{Re}$). Une légère divergence apparaît néanmoins aux plus faibles nombres de Reynolds. Cette divergence reste mal

expliquée et est attribuée aux effets de culot, la théorie n'étant valable que pour une plaque plane de longueur infinie.

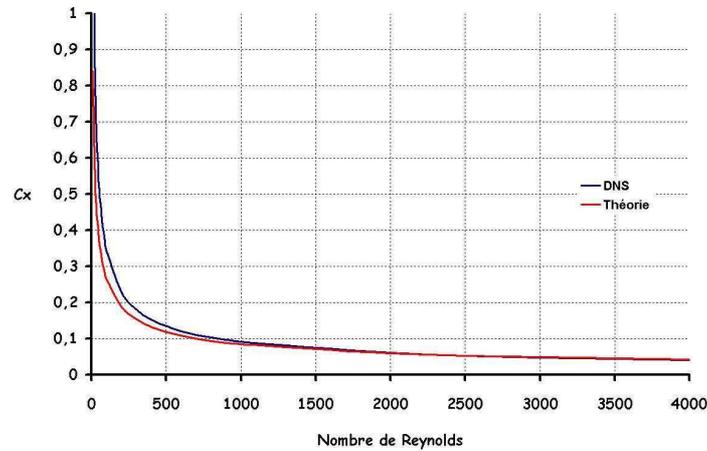


Fig 4.7 : Validation du coefficient de frottement obtenu sur une plaque plane sans gradient de pression en fonction du nombre de Reynolds

Le deuxième cas test considéré porte sur le développement du régime instationnaire derrière un profil NACA 0012 mis en incidence. L'étude de stabilité 2D menée dans le chapitre précédent a en effet permis de prédire théoriquement en fonction du nombre de Reynolds l'incidence critique amorçant le lâcher tourbillonnaire. On teste ainsi le cas $Re = 659$ pour lequel l'instabilité se déclenche à 10° . La figure 4.8 permet de vérifier qu'à 9° la portance engendrée par le profil est stationnaire tandis qu'à $10,1^\circ$ on obtient une instabilité qui se manifeste par une faible oscillation de la portance. La fréquence réduite obtenue correspond à 10^{-3} près à la fréquence théorique.

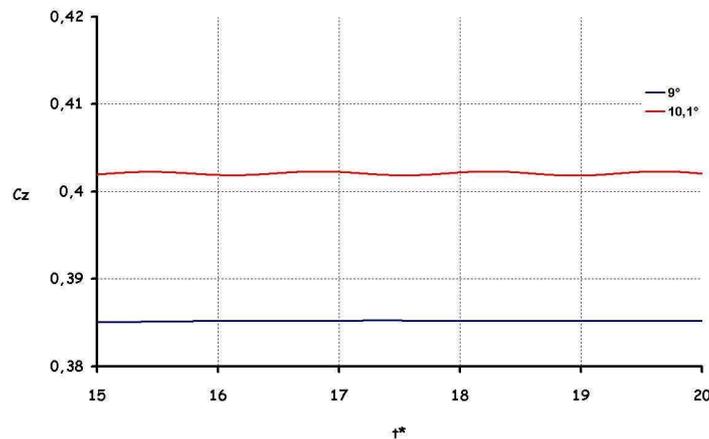


Fig 4.8 : Validation de l'apparition du lâcher tourbillonnaire derrière un profil NACA 0012 à $Re = 659$

Un troisième cas test est constitué par la mise en translation impulsive d'un profil NACA 0012 à $Re = 100$ et $\alpha = 35^\circ$. On effectue la comparaison de nos résultats avec ceux obtenus par [Sun & Hamdani \[98\]](#). La loi d'accélération du profil considérée dans cette référence est donnée par :

$$\begin{aligned}
 U &= U_0 [1 - \cos(\pi t^* / 0.4)] / 2 && \text{pour } 0 \leq t^* \leq 0.4 \\
 U &= U_0 && \text{pour } t^* \geq 0.4
 \end{aligned}
 \tag{3.6}$$

Les résultats obtenus sur la figure 4.4 montrent une très bonne correspondance entre les deux simulations numériques. Le premier pic d'effort correspond à la réaction de la masse joutée lors de la phase d'accélération. On remarque que la transition marquant la fin de l'accélération se fait plus en douceur chez Sun & Hamdani [98].

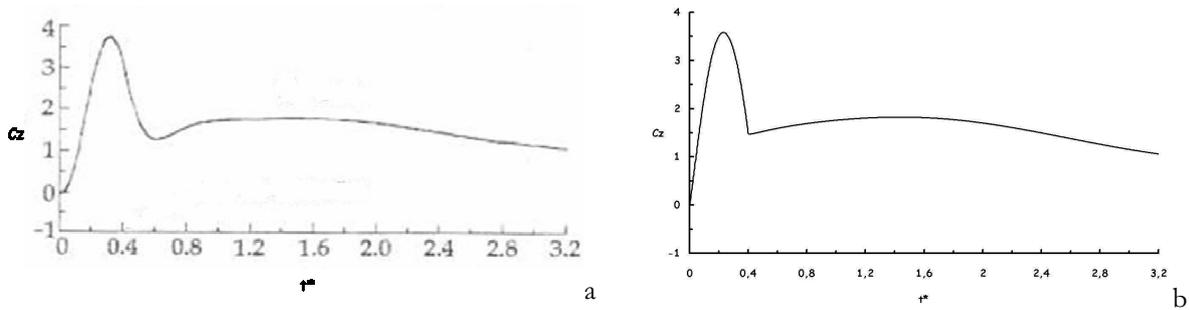


Fig 4.9 : Coefficient instantané de portance engendré par la mise en translation impulsive d'un profil NACA 0012 à $Re = 100$ et $\alpha = 35^\circ$
 (a) résultats de Sun & Hamdani [98] (b) résultats FreeFem++

Enfin, nous avons confronté nos résultats avec les mesures d'efforts réalisées par Dickinson & Götz [16] sur une plaque plane mise en translation à $Re = 192$ pour différentes incidences. Les mesures sont effectuées pour $t^* = 2$ lorsque le profil a parcouru une distance égale à deux fois sa corde. La figure 4.10 met en évidence une bonne correspondance entre l'expérience et nos simulations mais on observe néanmoins une divergence non négligeable pour les régimes de portance maximum. Une telle divergence pourrait être attribuée à des effets 3D présents dans l'expérience malgré la présence de plaques en bout d'aile. L'allongement de l'aile est en effet de 3 dans l'expérience alors qu'il est infini dans nos simulations.

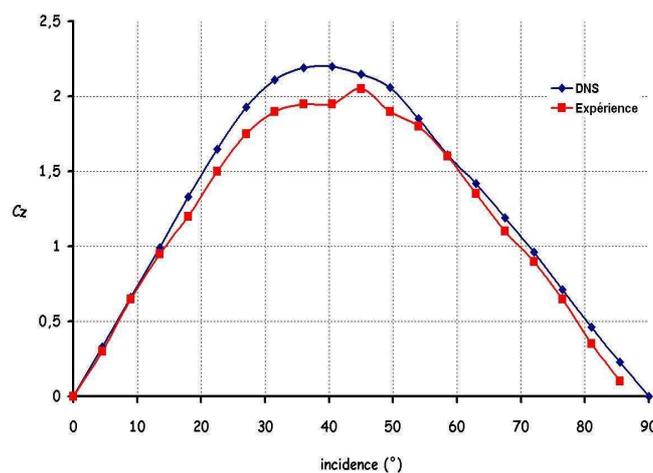


Fig 4.10 : Comparaison des simulations FreeFem ++ avec les mesures de portance réalisées sur une plaque plane en translation à $Re = 192$ (Dickinson & Götz [16])
 (Coefficient instantané de portance obtenu à $t^* = 2$)

4.3 Cas $Re = 100$

Une première étude du lâcher tourbillonnaire est menée à $Re = 100$, un nombre de Reynolds représentatif des petits insectes tels la mouche.

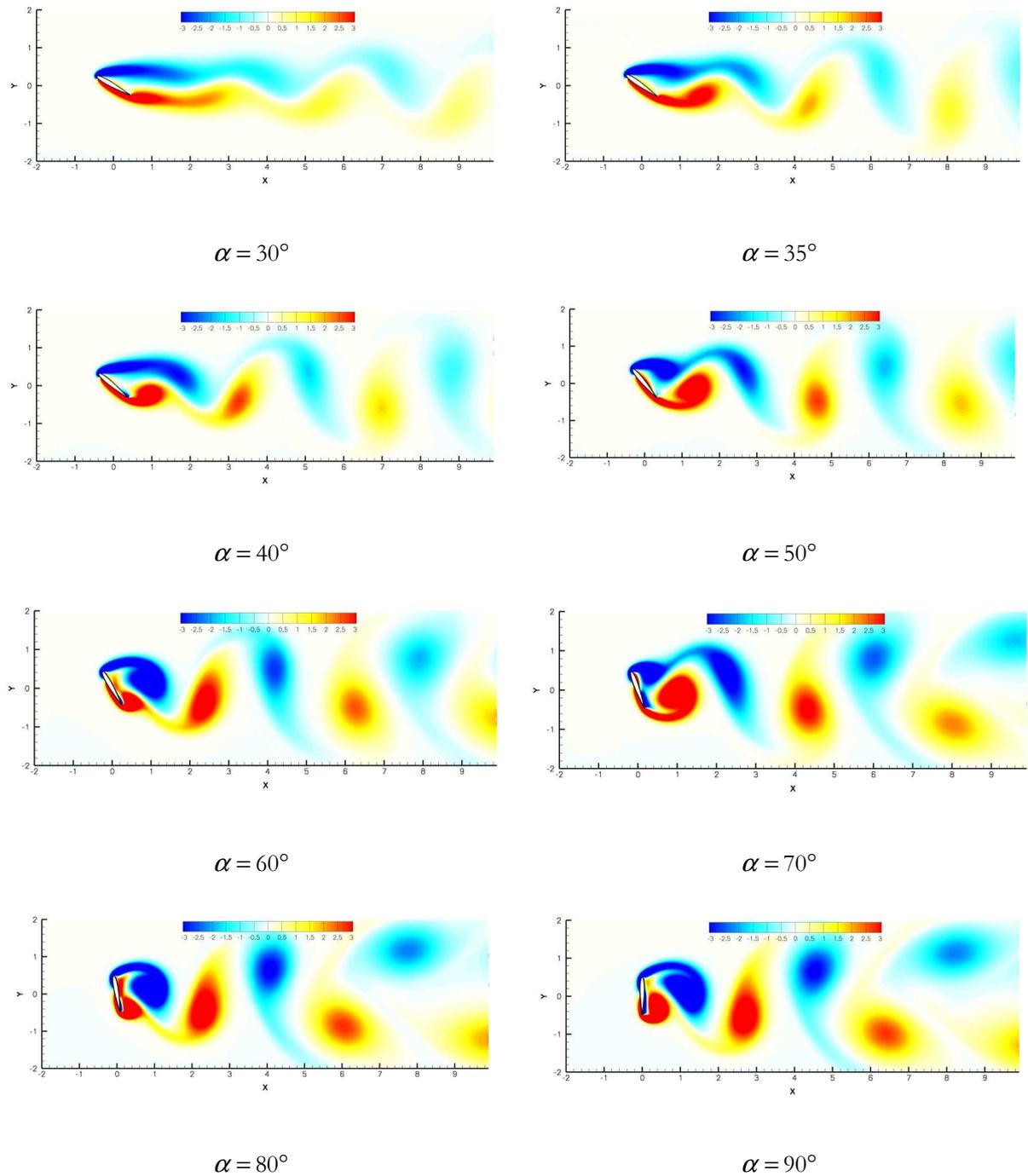
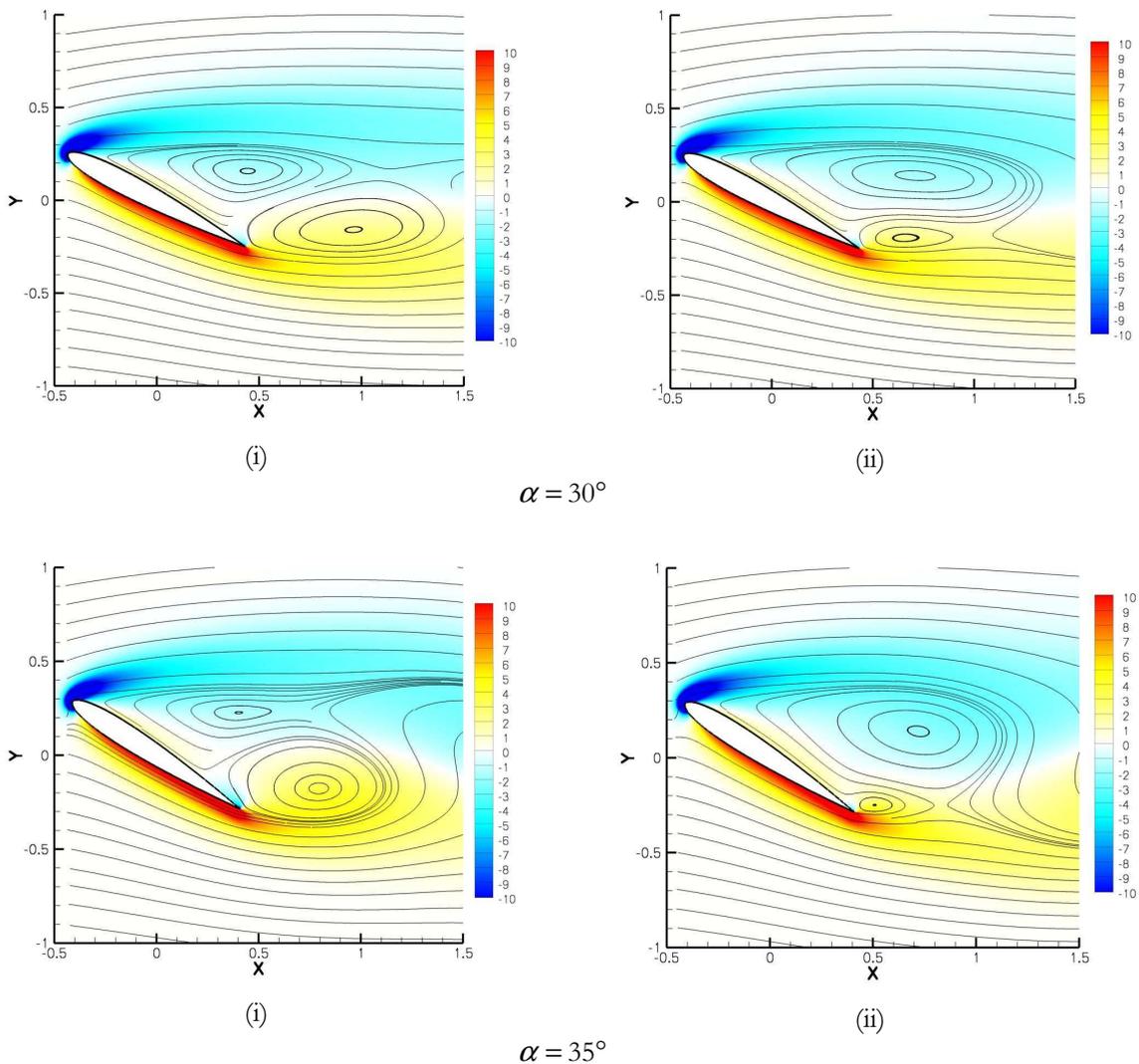


Fig 4.11 : Champ de vorticité du sillage d'un profil NACA 0012 à $Re = 100$

La figure 4.11 présente les champs de vorticité obtenus pour des incidences variant de 30° à 90° . Dans tous les cas on obtient une topologie du sillage lointain analogue à celle d'une allée de von Kármán derrière un cylindre. Un tel résultat montre qu'à $Re = 100$ la topologie de l'écoulement reste dominée par le premier mode propre apparaissant pour $\alpha = 30^\circ$ malgré la dynamique non linéaire des instabilités et l'apparition progressive de nouveaux modes.

On peut toutefois remarquer qu'à l'incidence critique $\alpha = 30^\circ$ la formation des structures tourbillonnaires ne s'établit véritablement que deux cordes en aval du profil et qu'à 35° cette distance est encore d'une demi-corde. Le lâcher tourbillonnaire aux incidences proches de la criticité correspond donc plutôt à une déstabilisation du sillage en aval du profil. Pour $\alpha > 35^\circ$ on obtient par contre des tourbillons se développant immédiatement à partir du bord d'attaque et du bord de fuite.

L'influence de l'incidence sur la structure de l'écoulement au bord d'attaque est étudiée dans la figure 4.12. Pour chacune des incidences examinées on s'intéresse tout particulièrement à deux instants précis: (i) la formation du tourbillon de bord d'attaque lorsque la longueur de la bulle de recirculation est minimale (ii) le lâcher du tourbillon de bord d'attaque.



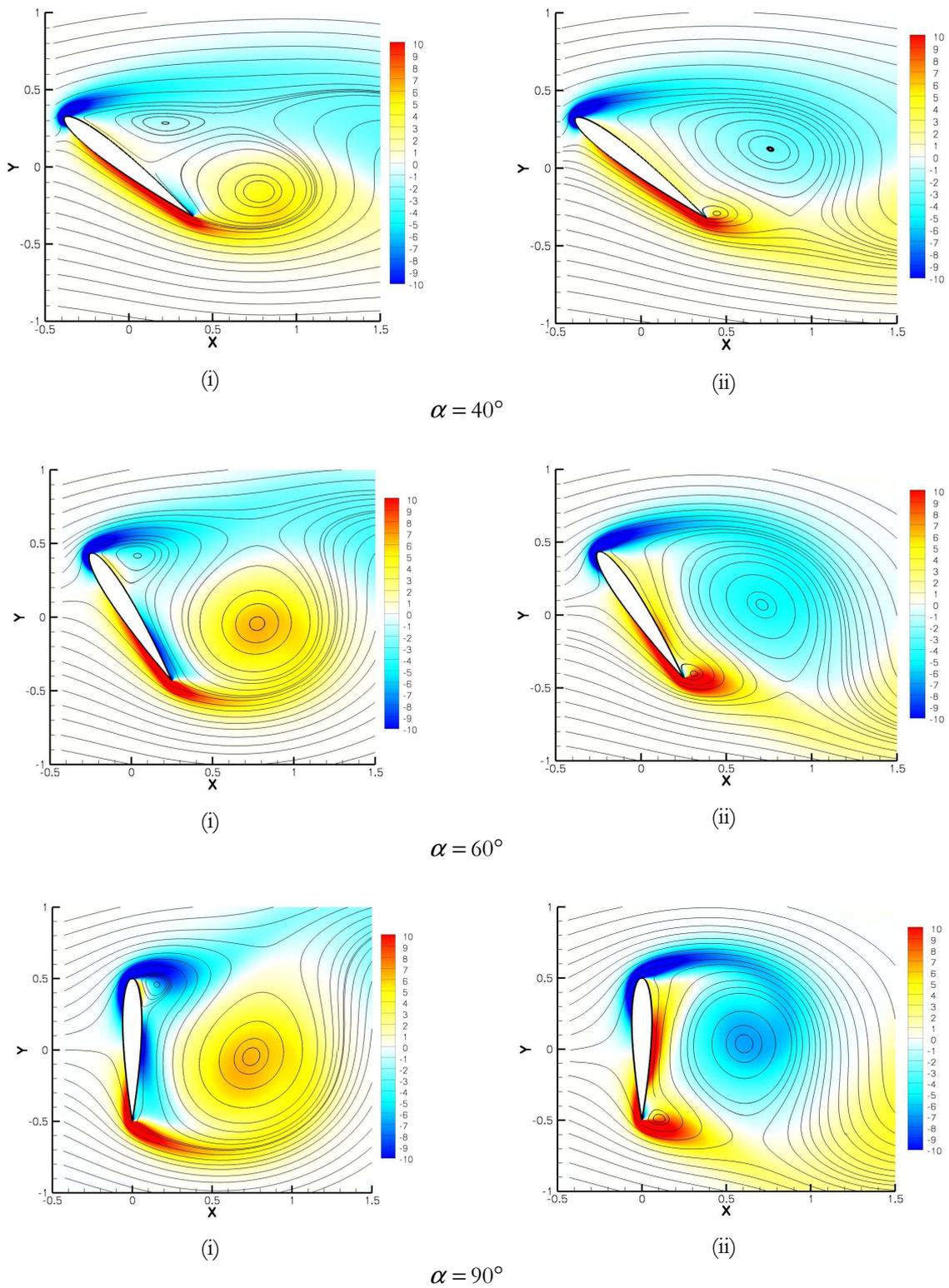


Fig 4.12 : Lignes de courant et champ de vorticité derrière un profil NACA 0012   $Re = 100$:
 (i) formation du tourbillon de bord d'attaque (ii) lâcher du tourbillon de bord d'attaque

On remarque tout d'abord que le décollement prend toujours naissance au bord d'attaque. Ce qui différencie les différents cas est la variation de la longueur de la bulle c'est-à-dire la distance curviligne le long de l'extrados entre le point de décollement et le tourbillon de bord de fuite.

A l'incidence critique $\alpha = 30^\circ$, la longueur de la bulle reste constante au cours du temps et celle-ci s'étale sur l'ensemble de l'extrados. Le lâcher de vorticité se fait uniquement par étirement de la bulle vers l'aval du profil. A de telles incidences, on doit donc plutôt parler de gonflement et d' gonflement d'une bulle que de véritable lâcher tourbillonnaire. On retrouve encore ce schéma à 35° même si la longueur de la bulle commence à varier au cours du temps.

Pour $\alpha > 35^\circ$, le mode d'évacuation de la vorticité est modifié. On observe ainsi tout d'abord que la bulle se forme sur une faible longueur et que cette longueur diminue lorsqu'on augmente l'incidence. La bulle se transforme ensuite en un tourbillon de bord d'attaque qui est convecté dans le sillage. Ce type de lâcher tourbillonnaire est tout à fait analogue aux lâchers rencontrés derrière des obstacles comme le cylindre.

En conclusion, deux régimes de lâcher tourbillonnaire doivent être distingués à $Re = 100$: (i)  tirement d'une bulle de recirculation quasi-stationnaire pour les incidences proches de la criticité (ii) lâcher tourbillonnaire de type obstacle (ou « bluff body ») pour les grandes incidences. On constate que les différents types de lâchers tourbillonnaires intermédiaires observés par Huang & al. [41] à $Re \approx 1000$ (cf figure 1.10) ne sont pas ici mis en évidence. Le lâcher tourbillonnaire des plus petits insectes est donc ainsi essentiellement décrit par un comportement de type « bluff body ».

On examine maintenant l'influence de la dynamique non linéaire des instabilités sur la fréquence du lâcher tourbillonnaire. Il convient de noter que la convergence des calculs au niveau du champ des vitesses n'est pas ici parfaitement assurée dans le sillage même si les efforts sont bien représentés. Une grande précision sur la fréquence nécessiterait en effet un schéma temporel d'ordre 2 avec un maillage très fin de l'ensemble du sillage. Le temps de calcul se révèle alors rapidement prohibitif pour une étude paramétrique. On gardera donc à l'esprit que l'on donne ici une estimation qualitative et non quantitative de la fréquence de lâcher. Une fois ces limitations posées, on présente sur la figure 4.13 l'évolution de la fréquence en fonction de l'incidence.

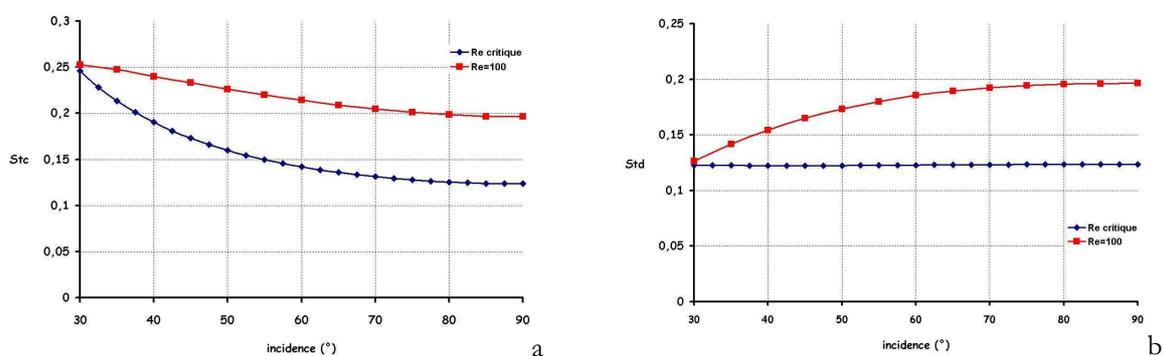


Fig 4.13 : Fréquences réduites du lâcher tourbillonnaire derrière un profil NACA 0012   $Re = 100$ (distance verticale aux parois égale à 5 cordes) : (a) St_c (b) St_d

A nombre de Reynolds fixé, l'augmentation de l'incidence se traduit par une augmentation de la fréquence réduite St_d . Celle-ci tend ainsi vers une valeur de 0.2 alors qu'à la criticité cette fréquence garde une valeur constante de 0.12. La dynamique non linéaire des instabilités aux grandes incidences induit donc une augmentation de la fréquence même si la topologie du sillage reste dominée par le premier mode propre instable comme nous avons pu le constater sur la figure 4.11.

Néanmoins ces résultats ont été obtenus pour une distance verticale aux parois de cinq cordes ce qui, rappelons-le, correspond à la configuration du tunnel hydrodynamique de l'ESPCI et à celle du bassin de l'ONERA-Lille. Afin de lever l'indétermination sur l'effet de confinement, la figure 4.14 présente l'influence de la distance verticale aux parois sur l'effort vertical engendré par un profil NACA 0012 incliné de 90° . Les différentes distances aux parois testées sont de 5, 30 et 60 cordes.

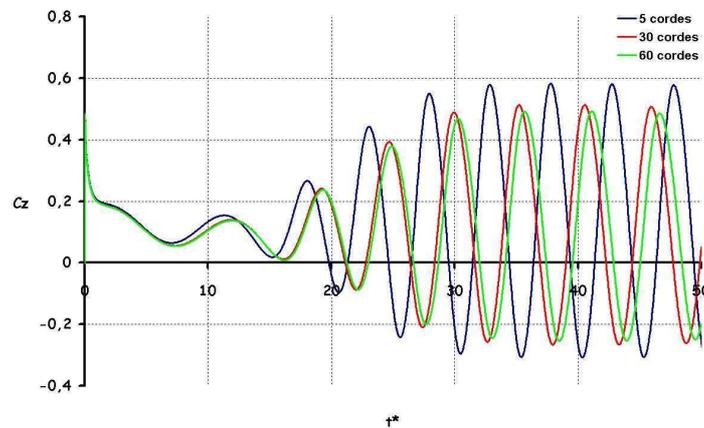


Fig 4.14 : Effet de confinement sur l'effort vertical engendré par un profil NACA 0012 à $Re = 100$ et $\alpha = 90^\circ$

Une première conséquence de l'effet de confinement est manifestement une surestimation de l'amplitude des variations du coefficient de portance. Le confinement se traduit aussi par une augmentation de la fréquence de lâcher. On voit ainsi sur la figure 4.15 que l'accroissement de la distance verticale aux parois de 5 à 30 cordes réduit la fréquence St_d de 0.2 à 0.17.

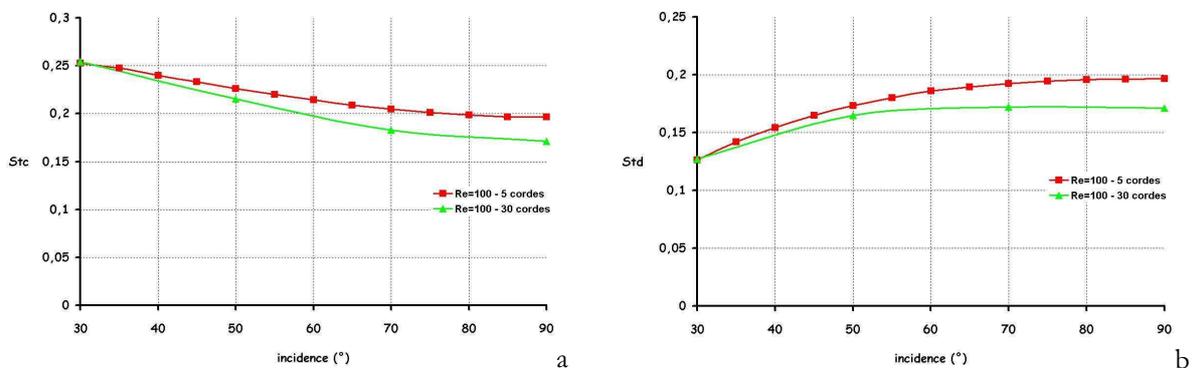


Fig 4.15 : Effet du confinement sur les fréquences réduites du lâcher tourbillonnaire derrière un profil NACA 0012 à $Re = 100$: (a) St_c (b) St_d

Roshko [88] a proposé en 1954 une équation empirique pour la fréquence de lâcher tourbillonnaire St_d derrière un cylindre en fonction du nombre de Reynolds Re_d basé sur le diamètre d du cylindre:

$$\begin{aligned} St_d &= 0.212 - 4.5 / Re_d & (50 < Re_d < 150) \\ St_d &= 0.212 - 2.7 / Re_d & (300 < Re_d < 2000) \end{aligned} \quad (3.7)$$

La figure 4.16 compare les résultats numériques obtenus sur le profil NACA 0012 et les résultats expérimentaux de Roshko [88] sur le cylindre en prenant $Re_d = 100 \times \sin(\alpha)$. La fréquence obtenue derrière le profil est légèrement plus importante mais on obtient qualitativement la même évolution.

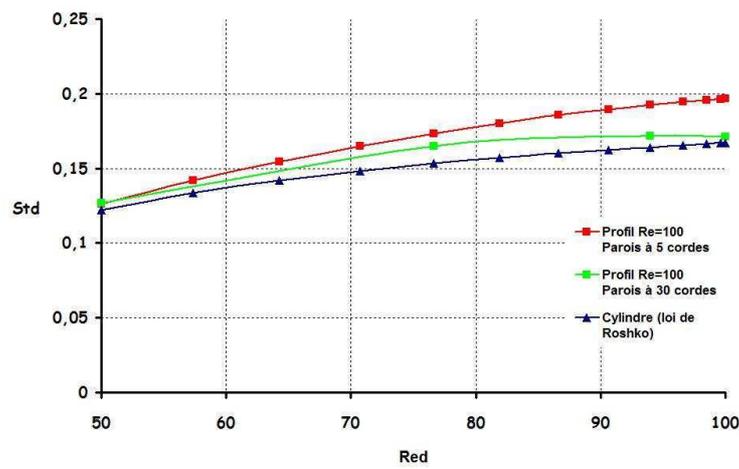


Fig 4.16 : Fréquence réduite St_d du lâcher tourbillonnaire derrière un profil NACA 0012 et derrière un cylindre (loi de Roshko)

Les dépressions induites par chaque structure tourbillonnaire sur la surface du profil engendrent des efforts instationnaires périodiques. On a tracé sur les figures 4.17 et 4.18 les coefficients instantanés de portance et de traînée en fonction de l'incidence. Dans tous les cas on obtient une évolution quasi sinusoïdale de la portance qui confirme la domination du premier mode propre sur la physique de l'écoulement. On obtient pour la traînée une double sinusoïde dont les maximums globaux et locaux correspondent respectivement aux contributions des tourbillons de bord d'attaque et de bord de fuite.

La figure 4.19 présente ensuite les coefficients moyens de portance et de traînée ainsi que les minimums et extremums associés. Les résultats sont très différents de ceux obtenus à grand nombre de Reynolds avec tout d'abord une déviation très nette par rapport à la valeur de $2\pi\alpha$ pour les faibles incidences ($0^\circ < \alpha < 20^\circ$). L'entrée dans le régime tourbillonnaire pour $\alpha > 30^\circ$ marque ensuite une forte divergence avec l'aérodynamique classique des profils. En effet, au lieu d'observer le phénomène de décrochage, le lâcher tourbillonnaire fait croître la portance moyenne jusqu'à une incidence de 55° . Ce régime tourbillonnaire s'accompagne néanmoins d'une forte augmentation conjointe de la traînée moyenne.

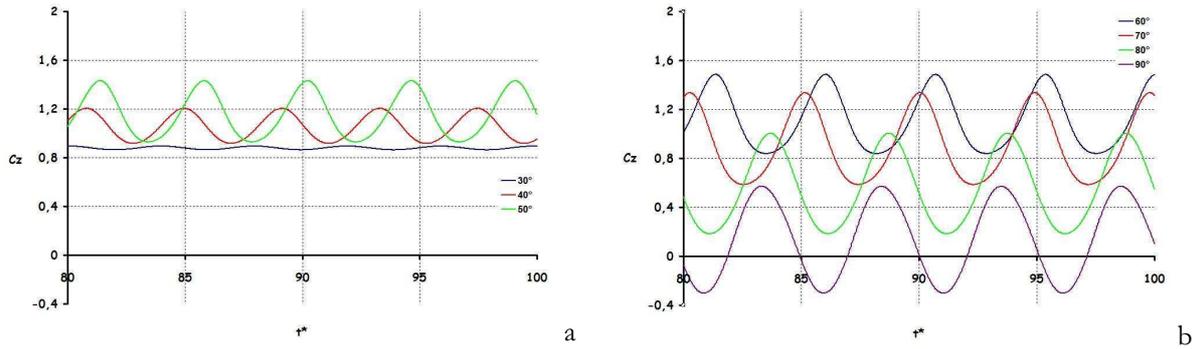


Fig 4.17 : Efforts instationnaires de portance engendrés par un profil NACA 0012 à $Re = 100$ dans le régime des lâchers tourbillonnaires : (a) $30^\circ < \alpha < 50^\circ$ (b) $60^\circ < \alpha < 90^\circ$

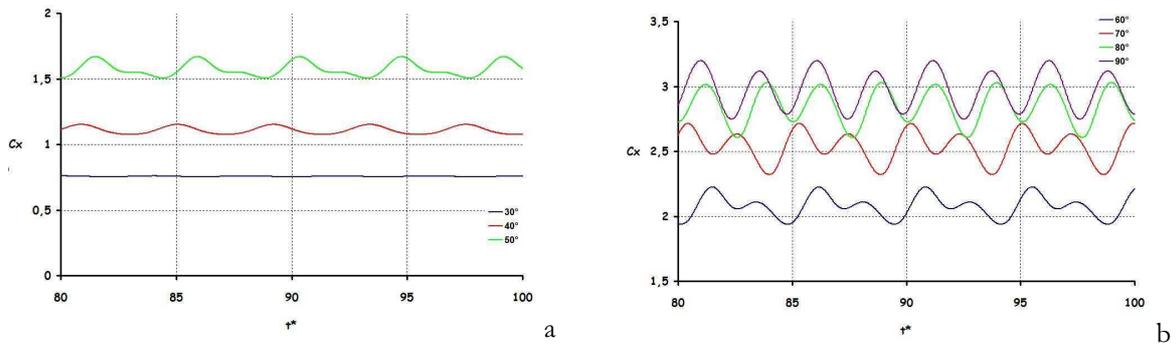


Fig 4.18 : Efforts instationnaires de traînée engendrés par un profil NACA 0012 à $Re = 100$ dans le régime des lâchers tourbillonnaires : (a) $30^\circ < \alpha < 50^\circ$ (b) $60^\circ < \alpha < 90^\circ$

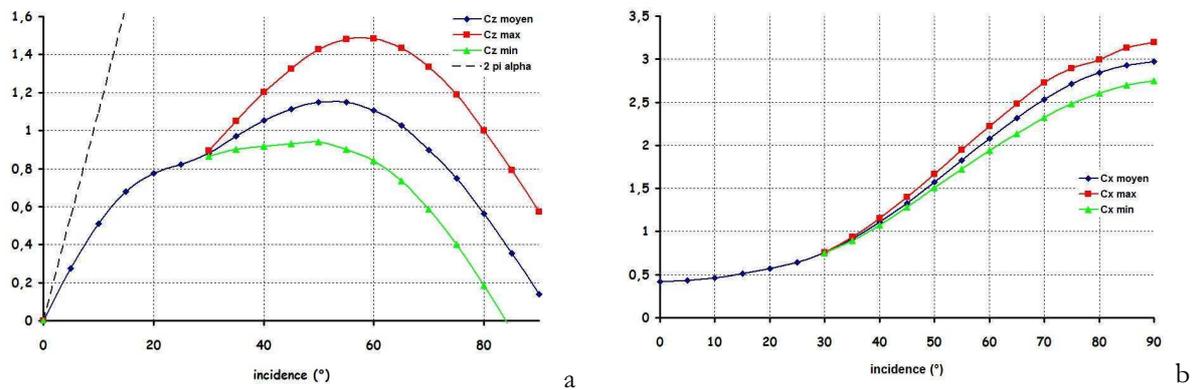


Fig 4.19 : Efforts moyens, maximums et minimums engendrés par un profil NACA 0012 à $Re = 100$ en fonction de l'incidence : (a) coefficient de portance C_z (b) coefficient de traînée C_x

Le lâcher tourbillonnaire permet donc de maintenir la portance à grande incidence même s'il induit une forte traînée. Dans la figure 4.20 on trace l'évolution de la finesse \bar{C}_Z / \bar{C}_X en fonction de l'incidence. La finesse maximale est très faible par rapport à celles obtenues pour les applications aérodynamiques classiques (10 pour les avions de tourisme, 20 pour les avions de ligne, 60 pour les planeurs). Le vol à ces nombres de Reynolds serait donc très coûteux sur le plan énergétique si on utilisait une aile en configuration statique. Néanmoins, comme explicité par Wang [120], ces pics d'efforts peuvent être très utiles dans le cas du vol battu si l'inclinaison de l'aile et la direction de la vitesse effective sont bien optimisées au cours d'un cycle.

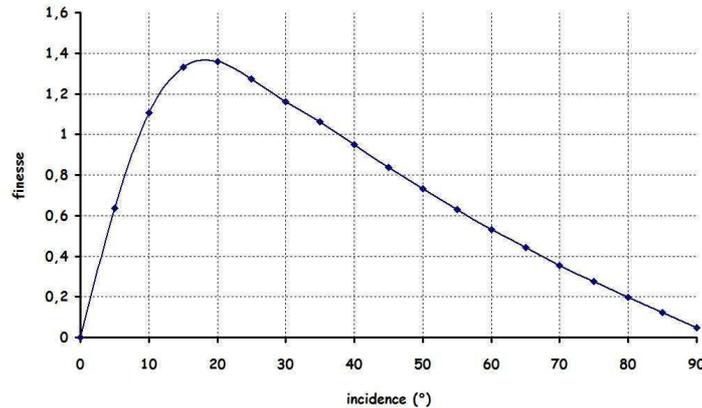


Fig 4.20 : Finesse \bar{C}_Z / \bar{C}_X d'un profil NACA 0012 à $Re = 100$

On s'intéresse enfin aux efforts engendrés lors du régime transitoire correspondant à la formation de la bulle de recirculation pour $\alpha < 30^\circ$ ou au lâcher du premier tourbillon de bord d'attaque pour $\alpha > 30^\circ$. On rappelle ici que le calcul est initialisé par une loi d'Heaviside ($\mathbf{u} = \mathbf{0}$ pour $t^* < 0$ et $\mathbf{u} = U_0 \mathbf{e}_x$ pour $t^* \geq 0$). D'autres conditions initiales avec une montée progressive de la vitesse ont été testées et ces dernières engendrent un pic d'effort de grande amplitude du à la réaction de la masse ajoutée lors de la phase d'accélération (cf figure 4.9). Néanmoins, une fois la phase d'accélération et de décélération terminée, on retrouve exactement les mêmes efforts que ceux obtenus pour une condition initiale d'Heaviside.

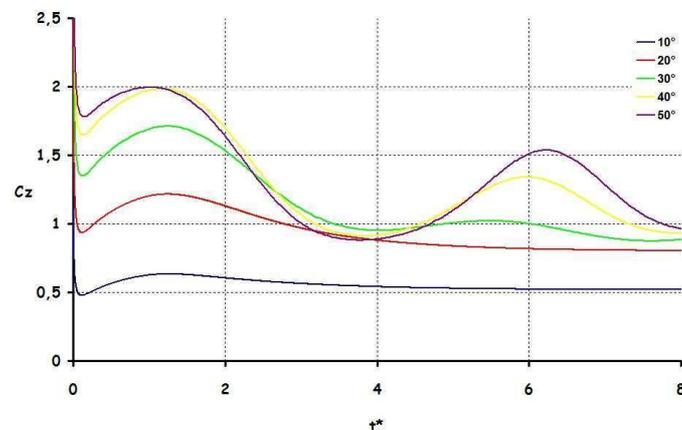


Fig 4.21 : Efforts de portance engendrés en régime transitoire par un profil NACA 0012 à $Re = 100$

La figure 4.21 présente la portance engendrée lors ce régime transitoire et on observe ainsi que le lâcher du premier tourbillon s'achève pour $t^* \approx 4$. La figure 4.22 met ensuite en évidence que la portance maximale atteinte lors de ce premier lâcher est beaucoup plus élevée que la portance moyenne engendrée lors du régime permanent. On notera donc qu'un insecte peut utiliser une telle force lors d'un battement si sa demie période $T^*/2$ est inférieure à 4 soit une fréquence de battement réduite supérieure à 0,125.

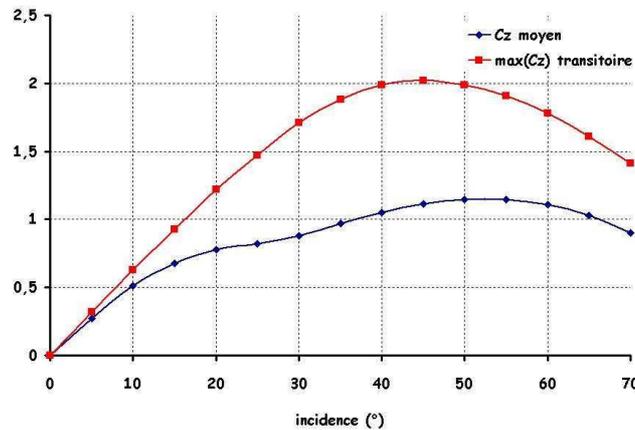


Fig 4.22 : Portance moyenne engendrée en régime permanent et portance maximale engendrée en régime transitoire par un profil NACA 0012 à $Re = 100$

4.4 Cas $Re=1000$

On étudie maintenant le cas $Re=1000$ représentatif de grands insectes comme la libellule, le sphinx ou le papillon. Contrairement au cas $Re=100$ pour lequel les forces de pression et de frottement sont du même ordre de grandeur, la force de pression est ici largement dominante. Le lâcher tourbillonnaire apparaît également pour des incidences plus faibles ($\approx 10^\circ$) comme nous avons pu le voir dans le chapitre précédent.

La figure 4.23 présente les champs de vorticité obtenus pour des incidences variant de 8° (incidence critique)   90° . On peut distinguer ici plusieurs régimes en fonction de l'incidence contrairement au cas $Re=100$ où seule l'allée de von Kármán est observée :

(i) $8^\circ < \alpha < 15^\circ$: on obtient une allée de von Kármán classique qui se forme deux cordes en aval du profil pour $\alpha = 8^\circ$ et immédiatement derrière le profil pour $\alpha = 15^\circ$.

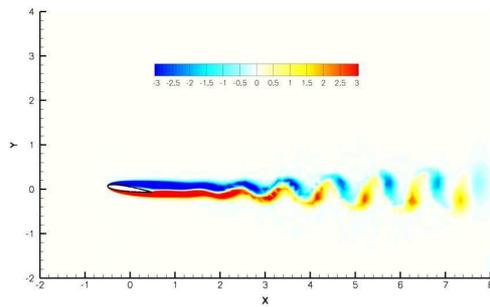
(ii) $15^\circ < \alpha < 22,5^\circ$: l'allée de von Kármán est déviée vers le bas et les tourbillons se replacent progressivement le long de l'axe longitudinal de l'allée au lieu de s'écarter.

(iii) $22,5^\circ < \alpha < 35^\circ$: on observe une modification profonde de la topologie du sillage car l'allée de von Kármán disparaît au profit d'une structure tourbillonnaire composée de quatre tourbillons. Les tourbillons de bord d'attaque et de bord de fuite forment un dipôle dévié vers le haut par sa propre vitesse induite tandis que la structure est complétée par l'émission de deux petits tourbillons secondaires dévié vers le

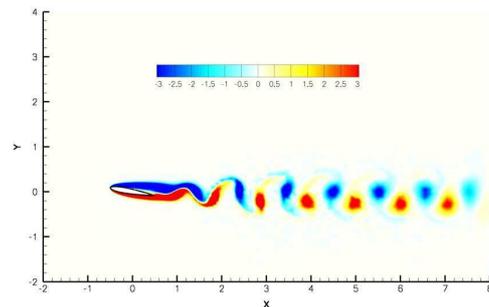
bas. De tels dipôles ont déjà pu être observés dans les calculs de [Nair & Sengupta \[73\]](#) à $Re = 3000$ et $\alpha = 30^\circ$. On obtient un angle de déviation maximal des dipôles pour $\alpha = 30^\circ$.

(iv) $35^\circ < \alpha < 45^\circ$: la structure du sillage est réduite à 3 tourbillons avec un seul tourbillon secondaire. L'angle de déviation du sillage diminue.

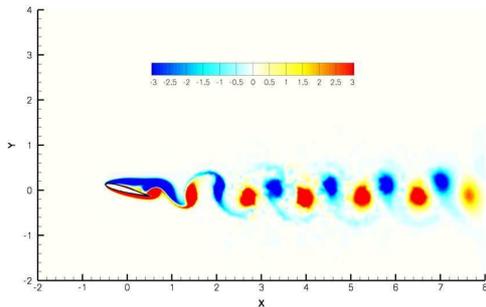
(v) $45^\circ < \alpha < 90^\circ$: on retrouve une allée de von Kármán se replaçant progressivement dans l'axe de l'écoulement.



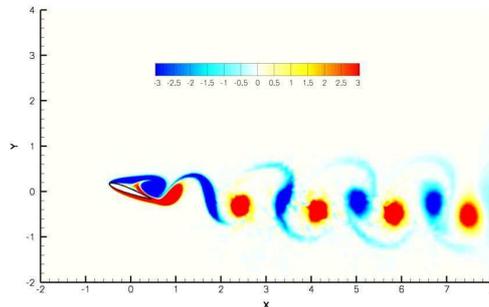
$\alpha = 8^\circ$



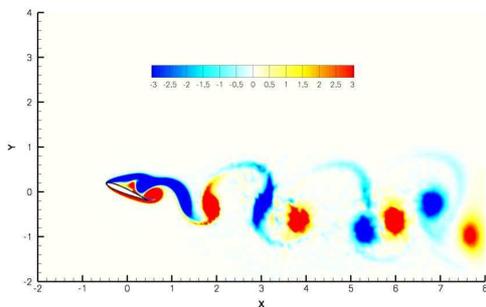
$\alpha = 10^\circ$



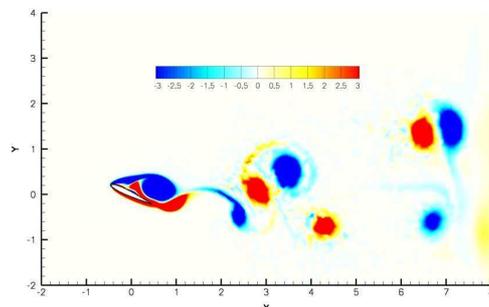
$\alpha = 15^\circ$



$\alpha = 20^\circ$



$\alpha = 22.5^\circ$



$\alpha = 25^\circ$

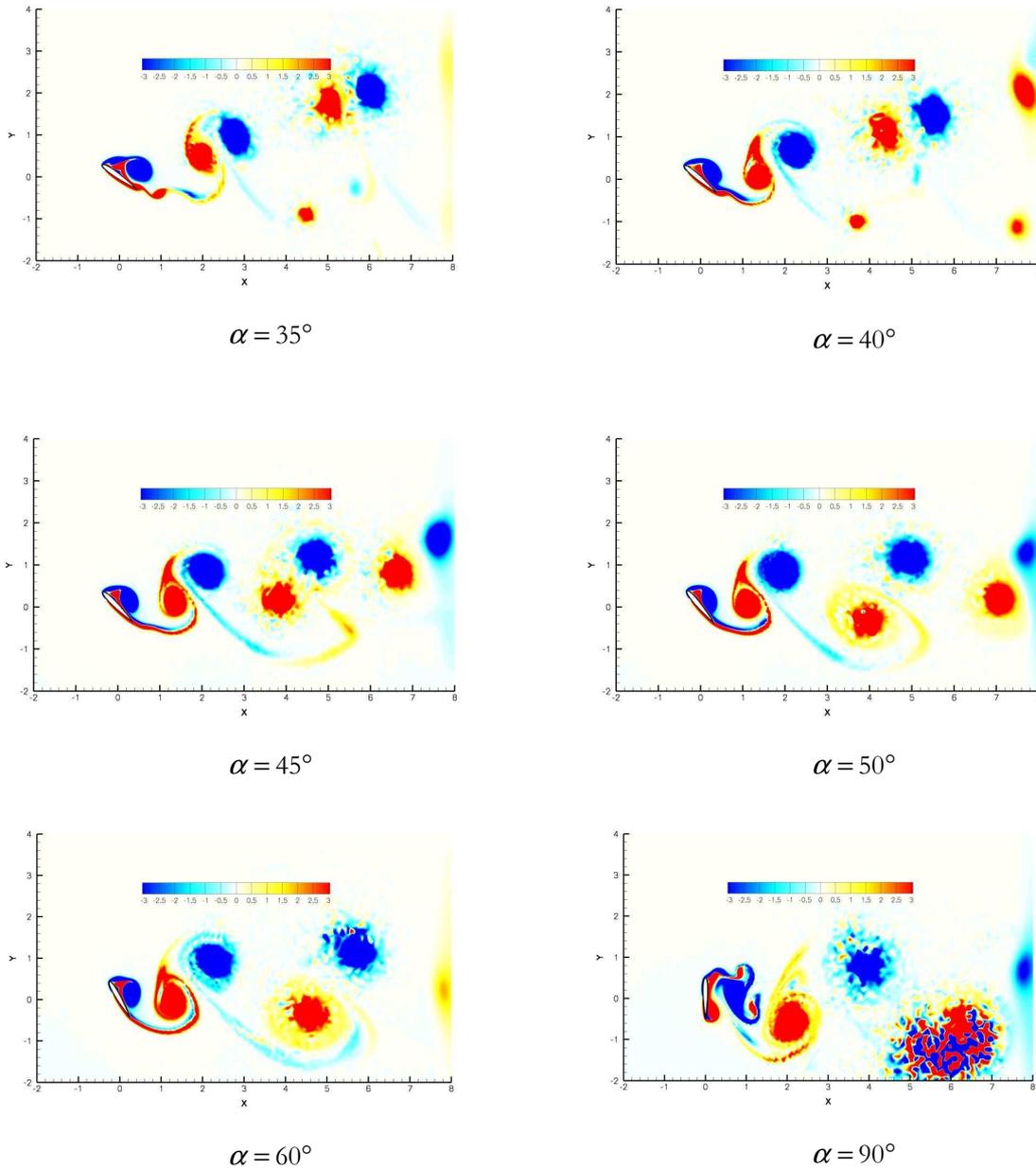


Fig 4.23 : Champ de vorticité du sillage d'un profil NACA 0012 à $Re = 1000$

On examine ensuite pour chacun de ces régimes la structure du lâcher tourbillonnaire au voisinage du profil en se basant sur la classification proposée par [Huang & al \[41\]](#) (cf figure 1.10) : type A « attached flow », type B « trailing edge vortex », type C « separation vortex », type D « leading edge vortex », type E « bluff body effect ».

- L'allée de von Kármán classique correspond au lâcher tourbillonnaire de type B observé sur la figure 4.24 pour $\alpha = 10^\circ$. Celui-ci se compose d'un tourbillon (**I**) se formant sur la surface de la partie arrière de l'extrados et d'un tourbillon contrarotatif (**II**) émis depuis le bord de fuite.

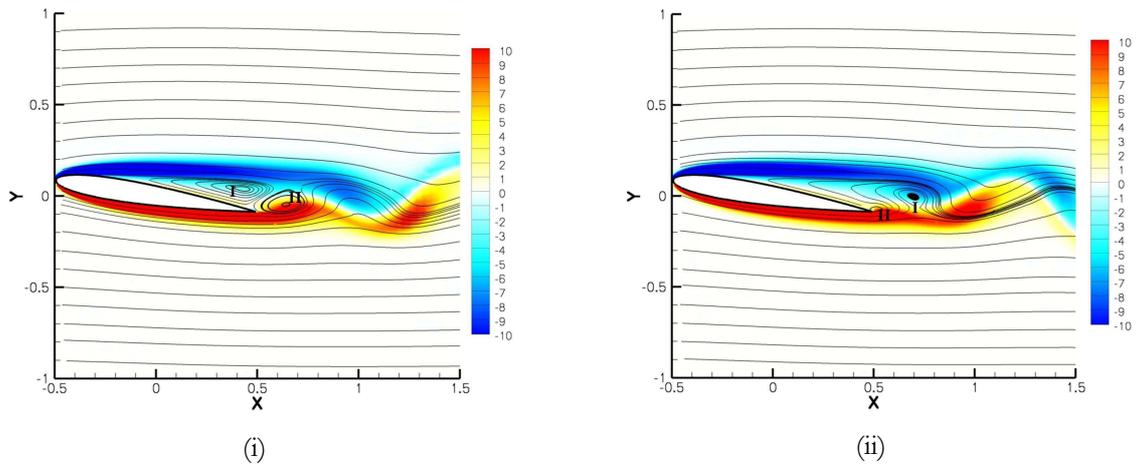


Fig 4.24 : Lignes de courant et champ de vorticité derrière un profil NACA 0012 à $Re = 1000$
Lâcher tourbillonnaire de type B (« trailing edge vortex ») - $\alpha = 10^\circ$

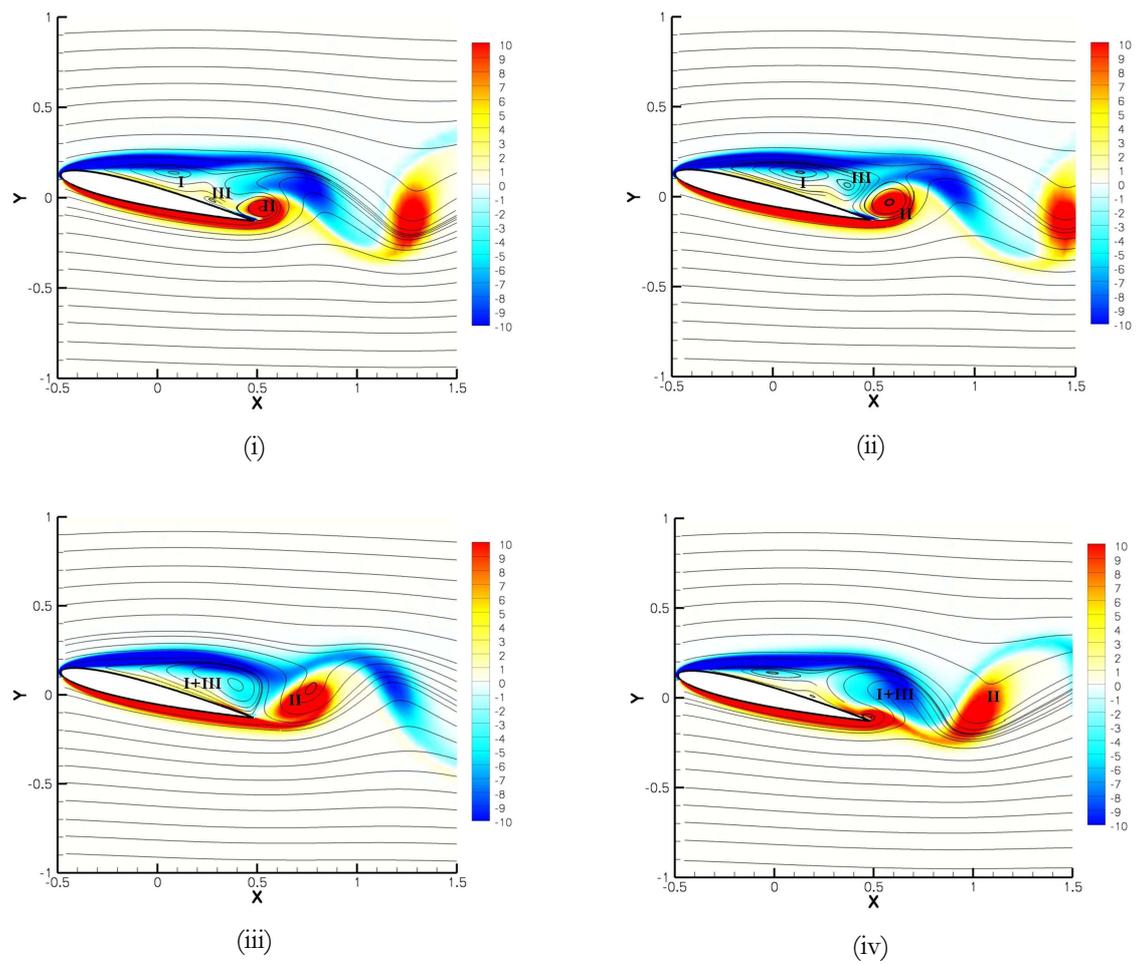


Fig 4.25 : Lignes de courant et champ de vorticité derrière un profil NACA 0012 à $Re = 1000$
Lâcher tourbillonnaire de type C (« separation vortex ») - $\alpha = 15^\circ$

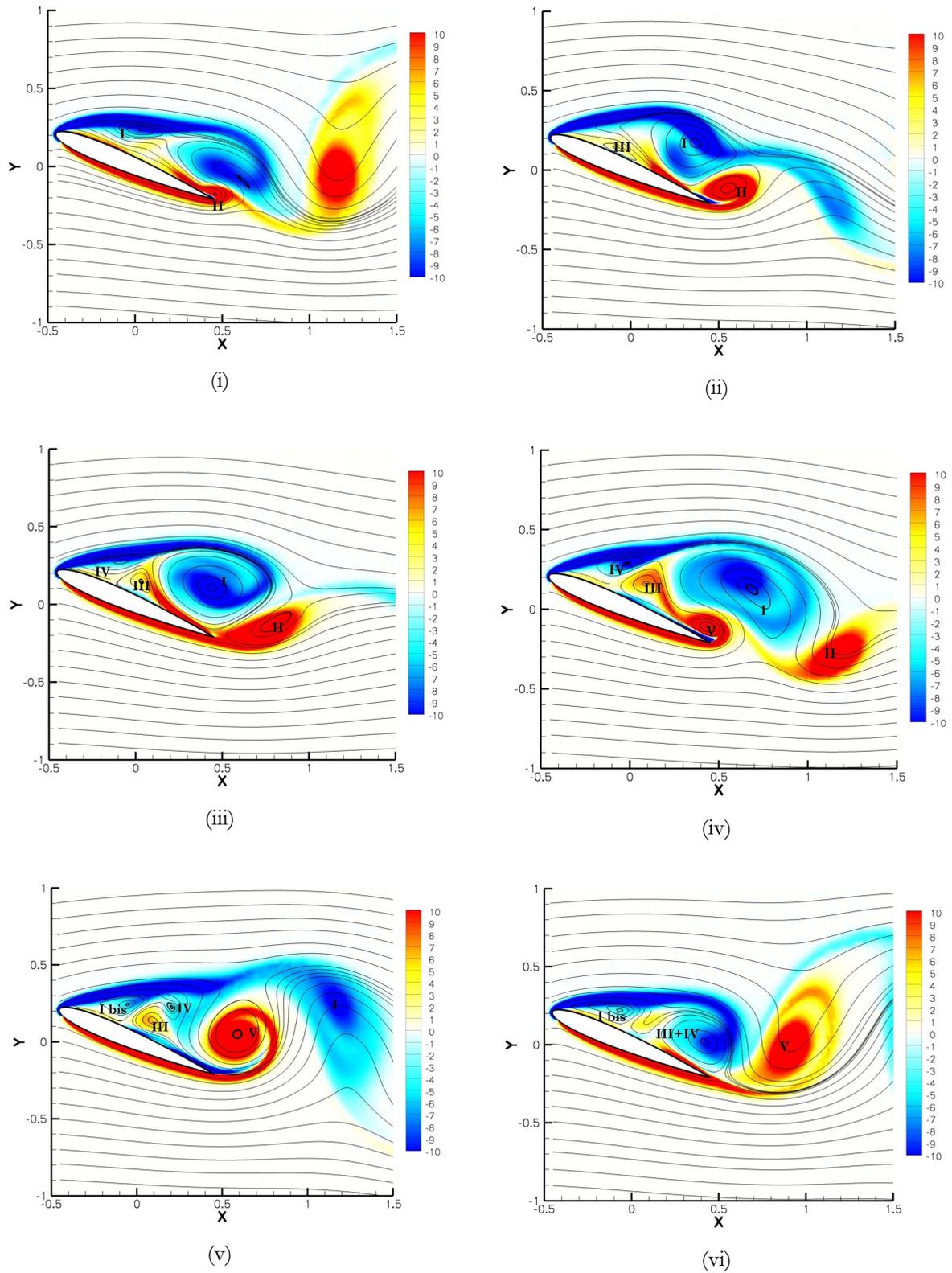


Fig 4.26 : Lignes de courant et champ de vorticité derrière un profil NACA 0012 à $Re = 1000$
Lâcher tourbillonnaire de type D (« leading edge vortex ») (1^{ère} version) - $\alpha = 25^\circ$

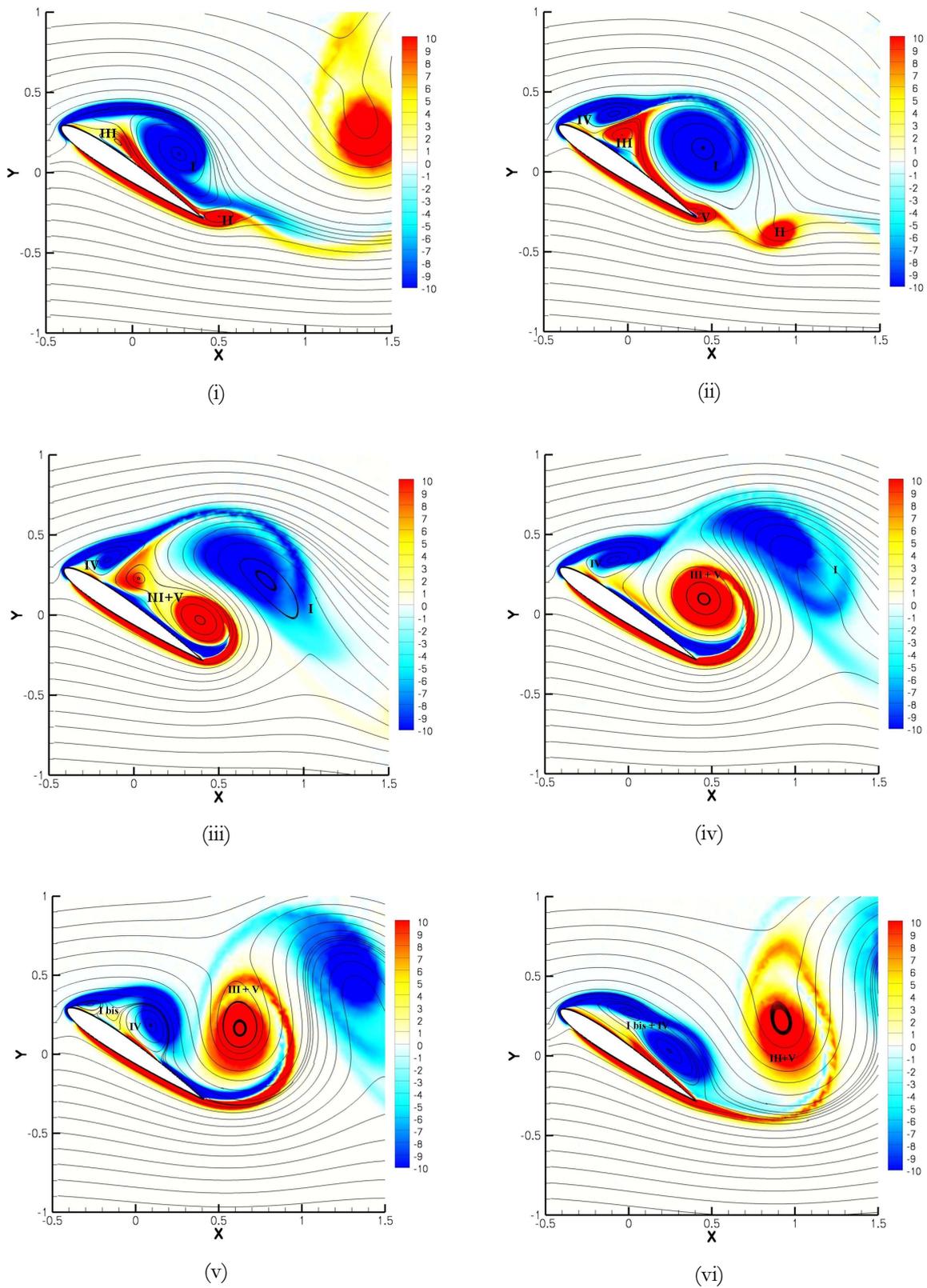


Fig 4.27 : Lignes de courant et champ de vorticité derrière un profil NACA 0012 à $Re = 1000$
Lâcher tourbillonnaire de type D (« leading edge vortex ») - $\alpha = 35^\circ$

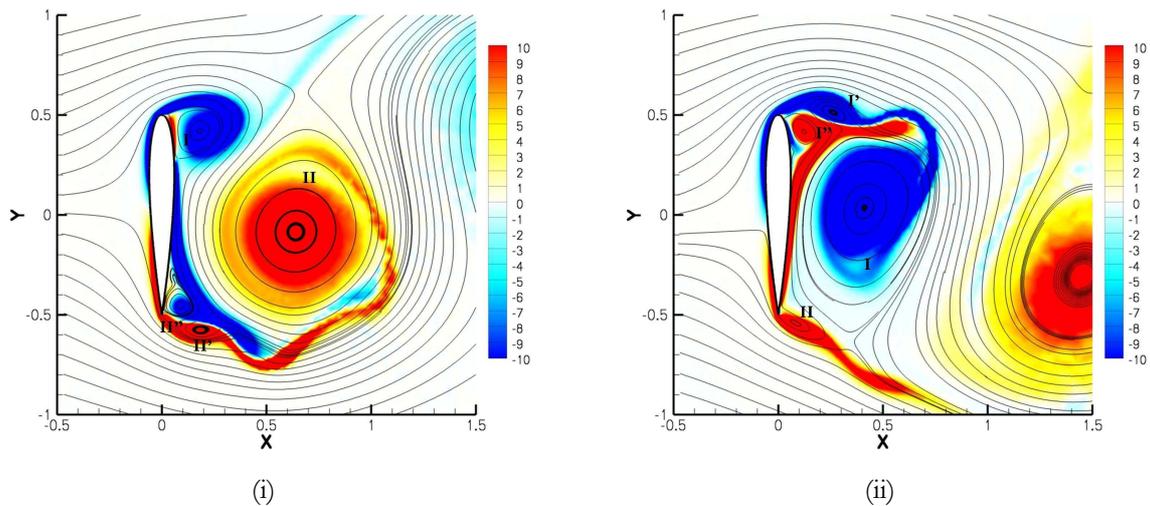


Fig 4.28 : Lignes de courant et champ de vorticit   derri  re un profil NACA 0012    $Re = 1000$
L  cher tourbillonnaire de type E (« bluff body effect ») - $\alpha = 90^\circ$

- La transition entre l'all  e de von K  rm  n classique et l'all  e de von K  rm  n d  vi  e correspond au lâcher tourbillonnaire de type C observ   sur la figure 4.25 pour $\alpha = 15^\circ$. Par rapport au lâcher pr  c  dent le tourbillon (I) se forme plus en amont (environ au tiers de l'extrados). On note   galement que la structure du lâcher commence    se complexifier avec la formation sur la surface du profil d'une nappe de vorticit   (III) s'agr  geant avec le tourbillon (I).

- La figure 4.26 se rapporte au cas $\alpha = 25^\circ$ o   appar  it la transition entre le r  gime de l'all  e de von K  rm  n et le r  gime des dip  les. Cette transition correspond    un lâcher tourbillonnaire de type D o   le d  collement prend naissance d  s le bord d'attaque. Le tourbillon de bord d'attaque est cependant caract  ris   par une fragmentation en trois entit  s : un tourbillon principal (I) et deux petits tourbillons (III) et (IV).

Les quatre tourbillons lâch  s successivement dans le sillage sont les suivants : un premier tourbillon secondaire (II)   mis depuis le bord de fuite, un dip  le compos   du tourbillon principal de bord d'attaque (I) et du tourbillon de bord de fuite (V), un deuxi  me tourbillon secondaire   mis depuis le bord d'attaque et r  sultant de l'agr  gation des tourbillons (III) et (IV).

- On pr  sente sur la figure 4.27 une variante du lâcher tourbillonnaire pr  c  dent pour $\alpha = 35^\circ$. Seuls trois tourbillons sont lâch  s dans le sillage car les tourbillons (III) et (IV) sont respectivement agr  g  s par le tourbillon de bord de fuite (V) et le tourbillon principal de bord d'attaque (I bis) du cycle suivant.

- Le retour    la structure de l'all  e de von K  rm  n correspond enfin au lâcher tourbillonnaire de type E observ   sur la figure 4.28 pour $\alpha = 90^\circ$. Le lâcher tourbillonnaire complexe du r  gime des dip  les est remplac   par deux gros tourbillons de bord d'attaque et de bord de fuite se d  veloppant sur toute la surface de l'extrados. Contrairement au cas $Re = 100$, des petits tourbillons se forment dans la couche de m  lange de ces deux principaux tourbillons. Ces petits tourbillons sont ensuite agr  g  s.

En conclusion, la topologie du sillage à $Re = 1000$ diffère du cas $Re = 100$ dominé par un seul mode. Les différences entre les deux régimes deviennent notamment sensibles pour $\alpha > 15^\circ$. Au delà de cette valeur de l'incidence, on observe en effet une brisure de la symétrie du sillage puis une transition vers un régime de dipôles déviés vers le haut. Cette transition s'effectue par fragmentation du tourbillon de bord d'attaque en un complexe de plusieurs tourbillons. La dynamique non linéaire des instabilités modifie donc profondément la dynamique initiale des tourbillons à la criticité. On retrouve par contre la dynamique standard typique d'un obstacle pour les grandes incidences.

Sur la figure 4.29 on trace l'évolution des fréquences réduites St_c et St_d en fonction de l'incidence du profil. On vérifie tout d'abord que la fréquence obtenue pour l'incidence critique $\alpha = 8^\circ$ correspond à celle fournie par l'analyse de stabilité linéaire à la criticité. L'augmentation de l'incidence pour $Re = 1000$ se traduit ensuite par une fréquence de lâcher supérieure à celle obtenue par un calcul à la criticité. On notera surtout la déviation rapide de la fréquence St_d par rapport à la fréquence universelle constante de 0.124 ainsi que la baisse brutale de cette fréquence lors de la transition pour $\alpha = 22.5^\circ$. L'effet de confinement n'a cependant pas été étudié pour $Re = 1000$ et il faudrait mener une étude complémentaire afin de vérifier que l'augmentation rapide de la fréquence St_d par rapport à l'analyse de stabilité linéaire ne résulte pas d'un fort effet de confinement.

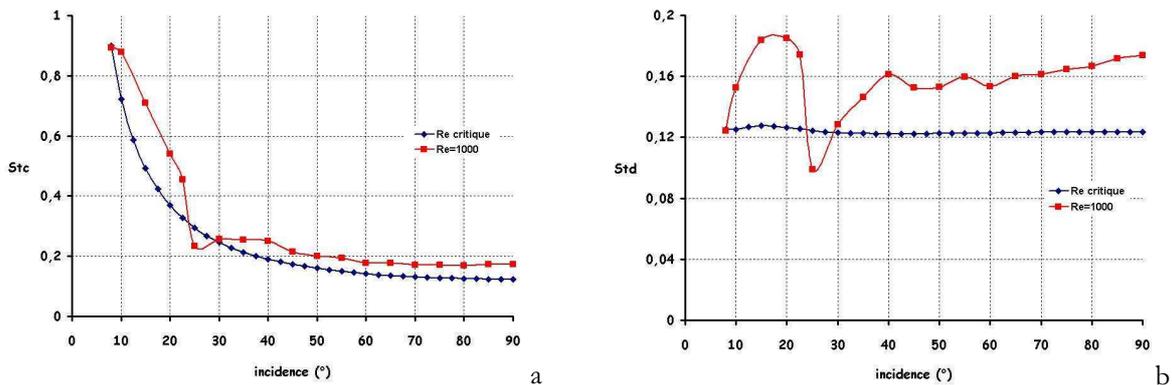


Fig 4.29 : Fréquences réduites du lâcher tourbillonnaire derrière un profil NACA 0012 : (a) St_c (b) St_d ($Re = 1000$ - distance aux parois égale à 5 cordes):

On examine sur les figures 4.30 et 4.31 l'évolution des coefficients instantanés de portance et de traînée pour des incidences variant de 10° à 90° . La portance a tout d'abord un comportement quasi-sinusoidal pour $8^\circ < \alpha < 15^\circ$, ce qui est en accord avec une physique de l'écoulement dominée par un seul mode. L'effort de portance s'enrichit ensuite de nouveaux modes quand l'allée de von Kármán commence à être déviée. Au-delà du régime de transition ($\alpha > 22.5^\circ$), on identifie des pics locaux qui correspondent aux lâchers des tourbillons secondaires. Pour $\alpha \geq 50^\circ$, on retrouve une évolution quasi sinusoidale de la portance. La traînée, quant à elle, présente une évolution très complexe difficile à interpréter.

La figure 4.32 présente ensuite les coefficients moyens de portance et de traînée ainsi que les minimums et extremums associés. Pour la portance, on obtient dans un premier temps une évolution similaire à celle obtenue à $Re = 100$, c'est-à-dire une pente de portance modérée aux faibles incidences suivie d'une stagnation à l'approche de l'incidence critique $\alpha = 8^\circ$ puis d'une nouvelle augmentation à l'entrée dans le régime tourbillonnaire. La divergence entre les cas $Re = 100$ et $Re = 1000$ s'opère lors de

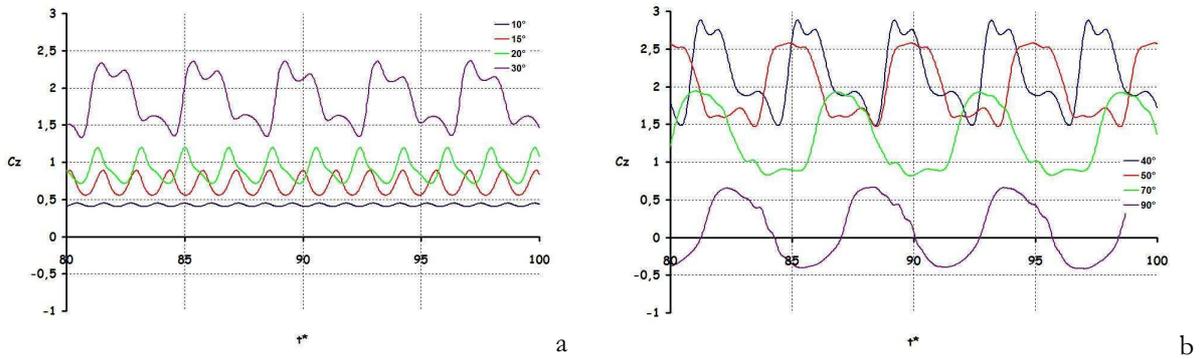


Fig 4.30 : Efforts instationnaires de portance engendrés par un profil NACA 0012 à $Re = 1000$ dans le régime des lâchers tourbillonnaires : (a) $10^\circ < \alpha < 30^\circ$ (b) $40^\circ < \alpha < 90^\circ$

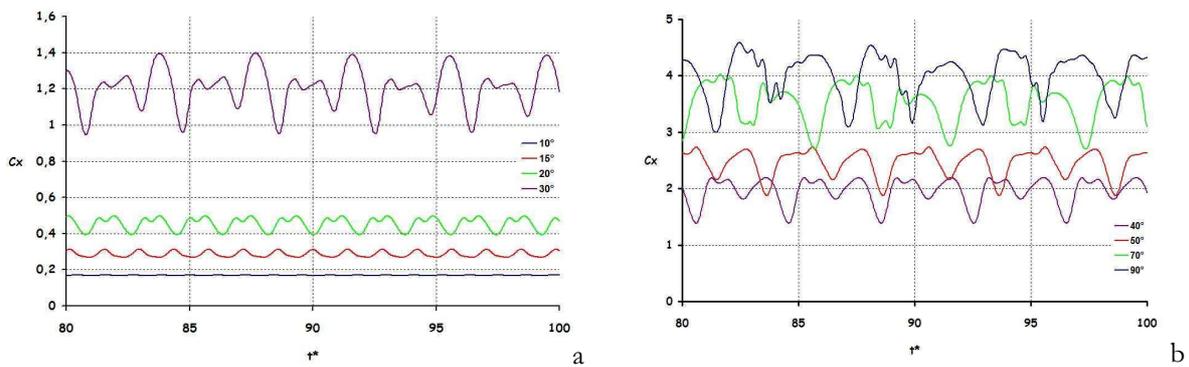


Fig 4.31 : Efforts instationnaires de traînée engendrés par un profil NACA 0012 à $Re = 1000$ dans le régime des lâchers tourbillonnaires : (a) $10^\circ < \alpha < 30^\circ$ (b) $40^\circ < \alpha < 90^\circ$

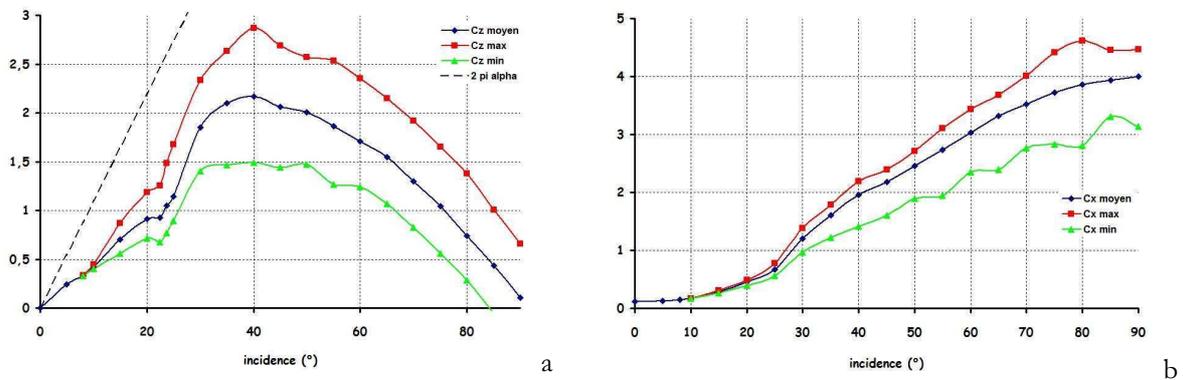


Fig 4.32 : Efforts moyens, maximums et minimums engendrés par un profil NACA 0012 à $Re = 1000$ en fonction de l'incidence: (a) effort de portance C_Z (b) effort de traînée C_X

la transition pour $\alpha = 22.5^\circ$ car le régime des dipôles s'accompagne d'une forte augmentation de la portance moyenne. Le coefficient moyen de portance maximal atteint pour $Re = 1000$ est ainsi de 2.17 alors qu'il n'est que de 1.18 pour $Re = 100$. On retrouve également cette forte augmentation au niveau de la traînée.

Une telle augmentation des efforts ne résulte pas que de la formation des dipôles. La comparaison des tourbillons obtenus à $Re = 100$ sur la figure 4.12 avec ceux obtenus à $Re = 1000$ sur les figures 4.24 à 4.28 montre en effet que les tourbillons sont beaucoup moins diffusés dans le second cas. Comme on peut l'observer sur la figure 4.33, cette moindre diffusion induit une dépression plus intense au centre des tourbillons et par conséquent des pics d'efforts de plus grande amplitude.

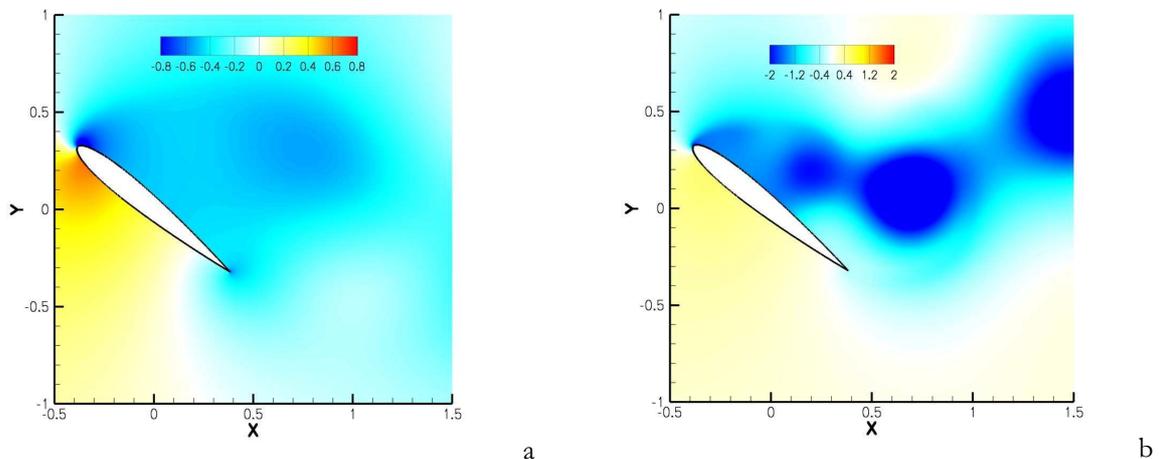


Fig 4.33 : Dépressions induites par le lâcher tourbillonnaire derrière un profil NACA 0012
(a) $Re = 100$ (b) $Re = 1000$

Sur la figure 4.34 on étudie plus spécifiquement la transition vers le régime dipolaire en suivant l'évolution du coefficient instantané de portance sur plusieurs périodes. Pour $\alpha = 20^\circ$ on conserve une évolution quasi sinusoïdale où chaque pic correspond à la formation du tourbillon de bord d'attaque lors d'un cycle de l'allée de von Kármán (un cycle correspondant au lâcher successif d'un tourbillon de bord d'attaque et d'un tourbillon de bord de fuite). Pour $\alpha = 22.5^\circ$, on remarque que l'amplitude de ces pics ne se répète plus qu'un cycle sur deux. On a donc un cycle de l'allée de von Kármán qui commence à devenir dominant par rapport au suivant. Pour $\alpha = 23.75^\circ$, on est en régime dipolaire et l'un des cycles de von Kármán se transforme en un dipôle engendrant un pic de forte amplitude tandis que le cycle suivant dégénère en deux tourbillons secondaires engendrant des pics de faible amplitude. Pour $\alpha = 25^\circ$, la transition est achevée et l'un des cycles n'engendre quasiment plus de pics d'efforts. La division par deux de la fréquence observée sur la figure 4.29 lors de la transition résulte ainsi de la dégénérescence de l'un des cycles de l'allée de von Kármán.

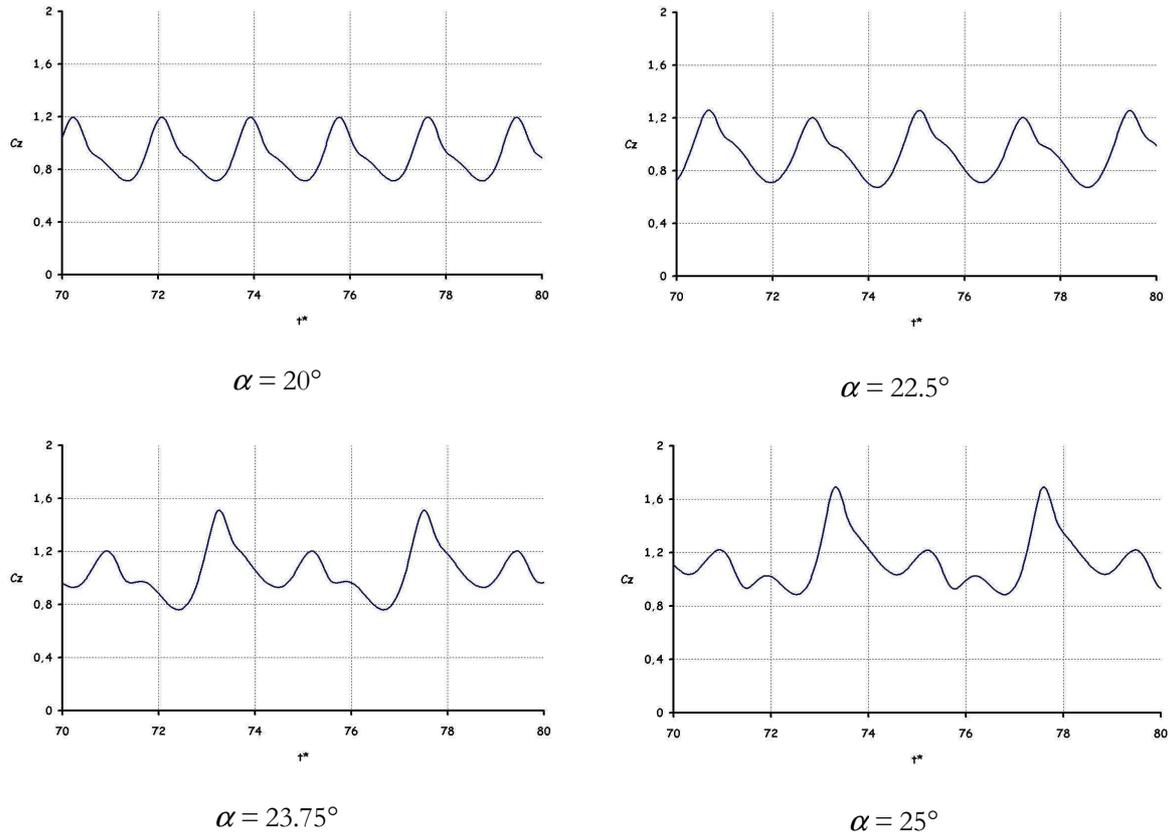


Fig 4.34 : Efforts instationnaires de portance engendrés par un profil NACA 0012 à $Re = 1000$ lors de la transition du régime des allées de von Kármán vers le régime des dipôles

Sur la figure 4.35 on trace enfin la finesse \bar{C}_Z / \bar{C}_X en fonction de l'incidence du profil. La finesse maximale est doublée par rapport au cas $Re = 100$ en raison principalement de la baisse de la traînée de frottement aux faibles incidences. On reste néanmoins toujours très en deçà des finesse utilisées dans les applications aérodynamiques classiques.

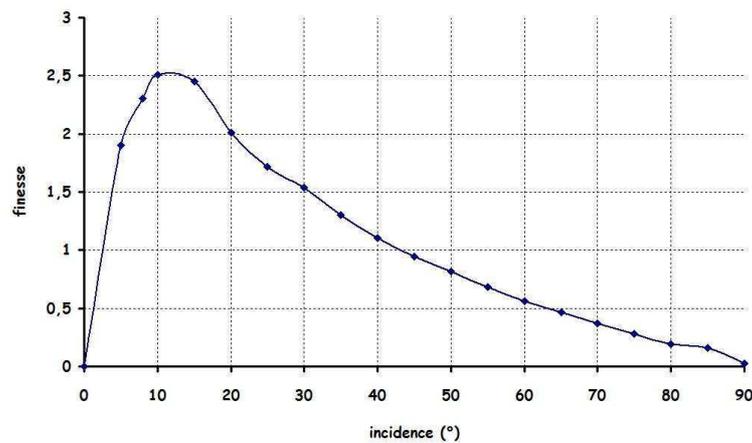


Fig 4.35: Finesse \bar{C}_Z / \bar{C}_X d'un profil NACA 0012 à $Re = 1000$

On s'intéresse enfin aux efforts engendrés lors du régime transitoire. Pour $\alpha \geq 22.5^\circ$ le premier lâcher tourbillonnaire est plus complexe qu'à $Re = 100$ car le cycle se termine par un tourbillon secondaire de bord d'attaque engendrant un second pic de portance de faible amplitude. La figure 4.36 montre que dans ces conditions le premier lâcher tourbillonnaire s'achève pour $4.5 \leq t^* \leq 5$. La figure 4.37 montre ensuite que la portance maximale atteinte lors ce premier lâcher tourbillonnaire se révèle beaucoup plus élevée que la portance moyenne obtenue en régime permanent. Une aile battante peut donc exploiter une telle force si sa demie période de battement $T^*/2$ est inférieure à 5 soit une fréquence réduite de battement f_c/U_0 supérieure à 0.1.

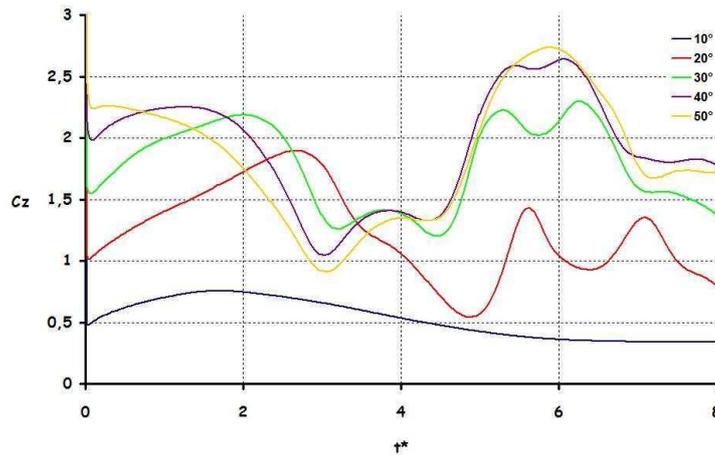


Fig 4.36 : Efforts de portance engendrés en régime transitoire par un profil NACA 0012 à $Re = 1000$

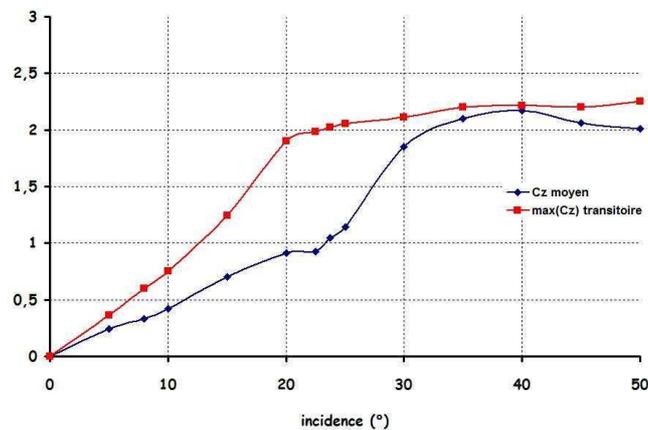


Fig 4.37 : Portance moyenne engendrée en régime permanent et portance maximale engendrée en régime transitoire par un profil NACA 0012 à $Re = 1000$

4.5 Synthèse des résultats

Ce chapitre a permis de caractériser les efforts instationnaires engendrés par le lâcher tourbillonnaire. Ce régime est notamment caractérisé par des pics d'efforts de grande amplitude résultant de la dépression induite sur l'extrados lors la formation du tourbillon de bord d'attaque. Ces pics permettent de faire croître la portance moyenne jusqu'à des incidences d'environ 45° . Le phénomène de

décrochage n'est ainsi pas observé. Cette augmentation de la portance s'accompagne néanmoins d'une forte augmentation de la traînée. La faible finesse obtenue rendrait ainsi le vol très coûteux sur le plan énergétique si on utilisait une aile statique. Les pics d'efforts engendrés par le lâcher tourbillonnaire peuvent cependant être judicieusement utilisés au cours d'un vol battu à condition que l'inclinaison de l'aile et la direction de la vitesse effective soit bien optimisées au cours du battement.

L'étude du régime transitoire révèle également que les efforts engendrés par le premier lâcher tourbillonnaire sont d'une amplitude supérieure aux efforts moyens engendrés lors du régime permanent. La détermination du temps nécessaire pour réaliser ce premier lâcher montre qu'une aile battante peut utiliser une telle force à condition que sa fréquence réduite de battement f_c/U_0 soit supérieure à 0.1. On verra par la suite que cette valeur de la fréquence permet d'établir un seuil entre le régime quasi stationnaire et le régime instationnaire d'une aile battante.

La comparaison des écoulements obtenus à $Re = 100$ et $Re = 1000$ met néanmoins en évidence des différences distinguant les petits insectes des gros insectes :

- A $Re = 100$, le lâcher tourbillonnaire apparaît uniquement aux grandes incidences et le profil se comporte comme un « *bluff body* » caractérisé par un sillage tourbillonnaire de von Kármán. Les tourbillons lâchés sont très diffusés et le coefficient de portance moyen ne dépasse pas 1.18.
- A $Re = 1000$, le lâcher tourbillonnaire est par contre déclenché dès les faibles incidences. Le sillage de l'écoulement reste similaire à celui d'une allée de von Kármán pour $\alpha < 22.5^\circ$ mais au delà de cette incidence l'écoulement bifurque vers un régime de dipôles déviés vers le haut. La formation de ces dipôles associée à une faible diffusion des tourbillons permet d'atteindre un coefficient de portance moyen de 2.2 qui est très supérieur au coefficient de portance maximal obtenu pour $Re = 100$.

Cette étude a cependant été menée en configuration 2D avec un nombre de Reynolds limité à 1000 en raison de la puissance de calcul disponible. Aussi, les futurs microdrones sont plus susceptibles d'évoluer à des nombres de Reynolds compris entre 10 000 et 50 000 et une démarche biomimétique conduirait de plus à utiliser des ailes de faible allongement pour lesquelles les effets de bout d'aile peuvent se révéler importants. Le problème se pose donc de savoir si l'apparition de la turbulence ou la présence des tourbillons de bout d'aile pourraient modifier de façon significative la structure du lâcher tourbillonnaire et les efforts associés à ce phénomène. On mène ainsi dans le chapitre suivant des essais expérimentaux en canal hydrodynamique en faisant varier le nombre de Reynolds et en utilisant des ailes de différents allongements.

5 Effets du nombre de Reynolds et de l'allongement

L'étude du chapitre précédent a permis d'étudier les propriétés de l'écoulement autour d'un profil NACA 0012 à des nombres de Reynolds caractéristiques des insectes ($Re=100$ et $Re=1000$). On a notamment mis en évidence, pour $Re=1000$, l'existence d'un régime de lâchers tourbillonnaires dipolaires engendrant une portance moyenne de grande amplitude (jusqu'à $\bar{C}_Z = 2.17$ pour $\alpha = 40^\circ$).

Dans ce chapitre nous abordons deux questions. La première est de savoir dans quelle mesure la dynamique décrite précédemment est représentative du vol réel. La plupart des insectes possèdent en effet des ailes de faible allongement ($1.5 < AR < 3$) et seules les libellules et quelques autres espèces possèdent des ailes d'allongement compris entre 5 et 6.

La seconde question concerne l'effet du nombre de Reynolds. Les progrès effectués en miniaturisation ne permettent pas en effet d'envisager à court terme des microdrones à ailes battantes de la taille d'un insecte. Les projets actuels les plus avancés sont d'une taille environ 5 fois plus grande, donc plus lourds, si bien que les nombres de Reynolds mis en jeu sont de l'ordre de 20 000 à 40 000. A de tels nombres de Reynolds la turbulence doit être prise en compte.

Ces deux questions ont été abordées au moyen d'expériences menées dans le bassin hydrodynamique de traction du centre ONERA-Lille décrit dans la partie « Outils et méthodes ». On y réalise des mesures d'efforts instantanés à l'aide d'une balance insérée dans l'aile (cf figure 2.9). On présente les résultats obtenus pour trois ailes d'allongement variable : une d'allongement 2 caractéristique de la plupart des insectes, une d'allongement 5 caractéristique des libellules, une d'allongement 8 se rapprochant du cas 2D. Il faut bien noter que même dans ce dernier cas le bout d'aile est laissé libre afin d'autoriser la formation d'un tourbillon de bout d'aile. Chacune de ces ailes est testée à $Re = 3000$, $Re = 10000$ et $Re = 30000$. Ces trois nombres de Reynolds sont obtenus à l'aide des configurations d'essai suivantes :

- $Re = 3000$: concentration en Lygomme de 1 g/l et $U_0 = 0.1 \text{ m.s}^{-1}$
- $Re = 10000$: concentration en Lygomme de 1 g/l et $U_0 = 0.3 \text{ m.s}^{-1}$
- $Re = 30000$: eau pure et $U_0 = 0.3 \text{ m.s}^{-1}$

Il n'a pas été possible de réduire plus le nombre de Reynolds pour atteindre $Re = 1000$ car la valeur $U_0 = 0.1 \text{ m.s}^{-1}$ constitue la vitesse minimale stabilisée du chariot de traction. La seule solution aurait été de rajouter du Lygomme dans l'eau mais au delà de 1 g/l le fluide devient fortement non newtonien.

5.1 Signaux d'efforts à incidence nulle

La figure 5.1 présente les coefficients instantanés de portance et de traînée à incidence nulle obtenus à $Re = 3000$ et $Re = 10\,000$ pour l'aile d'allongement 8. Ces deux nombres de Reynolds correspondent à une même concentration en Lygomme mais à deux vitesses d'avancement différentes ($U_0 = 0.1 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 0.3 \text{ m.s}^{-1}$). Les signaux sont présentés exceptionnellement en fonction du temps réel t et non du temps réduit $t^* = tU_0 / c$ afin de mettre en évidence la réponse de la structure de l'aile.

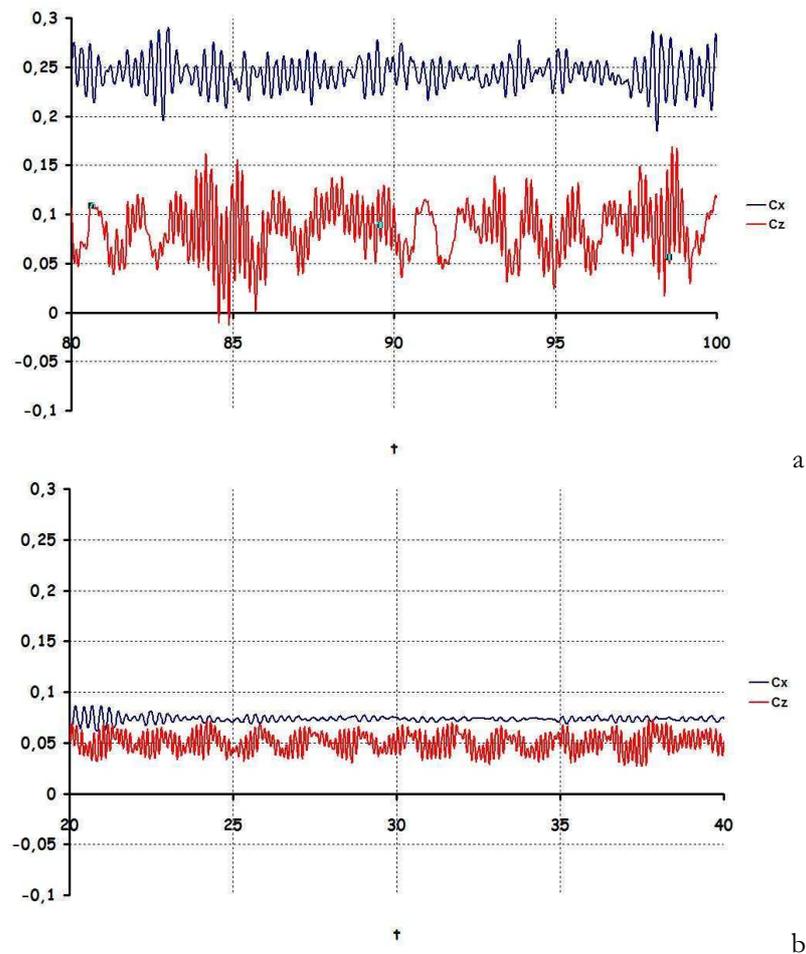


Fig 5.1 : Coefficients instantanés de portance et de traînée à incidence nulle engendrés par l'aile d'allongement 8 (a) $Re = 3000$ (b) $Re = 10\,000$

La première observation porte sur le fait que le coefficient moyen de portance n'est pas nul alors que l'on étudie les efforts engendrés par un profil symétrique à incidence nulle. Ce décalage provient en fait du jeu mécanique qui s'établit une fois l'aile mise en translation. La correction d'angle s'effectue en traçant la courbe $\bar{C}_Z(\alpha)$ puis en appliquant un décalage constant sur toutes les incidences de façon à ce que la droite $\bar{C}_Z = a_0 \alpha$ caractéristique des faibles incidences passe par l'origine.

La seconde observation porte sur le fait qu'on obtient un bruit de fond de haute fréquence du à l'excitation de la fréquence propre de vibration de la balance. On remarque que ce bruit est plus important à faible vitesse. L'amplitude crête à crête du bruit sur le coefficient de portance est en effet de 0.025 pour

$U_0 = 0.3 \text{ m.s}^{-1}$ et de 0.05 pour $U_0 = 0.1 \text{ m.s}^{-1}$. On remarque enfin la présence d'une excitation de plus basse fréquence dont l'origine provient vraisemblablement des vibrations sur le support du montage.

En ce qui concerne le coefficient de traînée, on obtient une valeur moyenne de 0.244 pour $Re = 3000$ et de 0.075 pour $Re = 10\,000$. Or le coefficient de traînée de frottement d'une plaque plane à incidence nulle en écoulement laminaire est donné par $C_x = 2 \times 1.33 / \sqrt{Re}$ soit une valeur de 0.049 pour $Re = 3000$ et de 0.0266 pour $Re = 10\,000$. Même en tenant compte de la traînée induite et de la traînée de pression, on obtient donc des valeurs expérimentales anormalement élevées. Cette différence peut provenir d'une surestimation du nombre de Reynolds réel à cause du comportement non newtonien du fluide aux faibles vitesses. Ce point est discuté dans la partie suivante.

5.2 Incertitude sur le nombre de Reynolds réel

Comme on a déjà pu le noter dans la partie « Outils et méthodes », l'ajout de Lygomme dans l'eau pure peut s'accompagner d'un comportement non newtonien du fluide. La figure 5.9 présente ainsi la viscosité dynamique mesurée par le rhéomètre en fonction du gradient normal de vitesse dU/dr . On constate que pour un gradient normal de vitesse compris entre 400 s^{-1} et 1300 s^{-1} le comportement reste faiblement non newtonien. L'estimation du nombre de Reynolds est ainsi basée sur la viscosité moyenne obtenue dans cette plage de contraintes de cisaillement (cf tableau de la figure 2.19). Par contre, pour des contraintes plus faibles, le fluide devient fortement non newtonien et le nombre de Reynolds réel est alors largement surestimé.

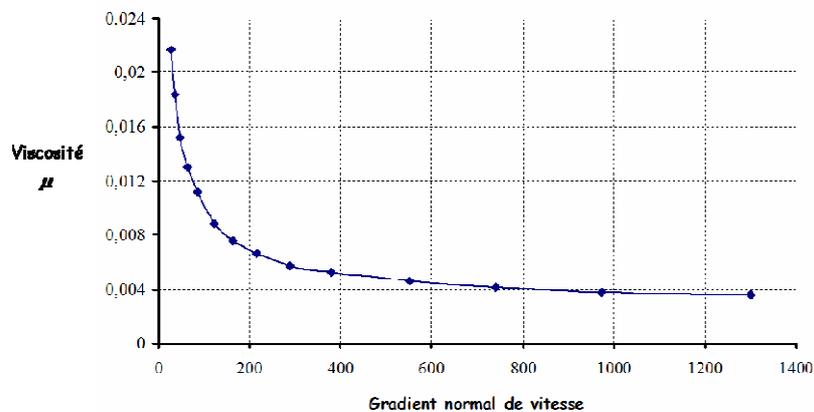


Fig 5.9 : Viscosité dynamique obtenue à 15°C en fonction de la contrainte de cisaillement pour une concentration en Lygomme de 1 g/litre

Afin de caractériser le comportement réel du fluide il est nécessaire d'estimer les contraintes de cisaillement mises en jeu. Une première estimation peut être effectuée en considérant l'écoulement sur une plaque plane à incidence nulle. En supposant qu'il s'établisse sur la plaque un écoulement laminaire décrit par la solution de Blasius, la contrainte de cisaillement τ est donnée par :

$$\tau = \mu \frac{dU}{dr} = \frac{0,664}{\sqrt{Re_x}} \times 0,5 \rho U_0^2 \quad (5.1)$$

On en déduit la relation suivante entre la vitesse d'avancement U_0 , la viscosité μ et le gradient normal de vitesse dU/dr pris au bord de fuite de la plaque plane :

$$U_0 = 2.09 \left(\frac{\mu c}{\rho} \right)^{1/3} \left(\frac{dU}{dr} \right)^{2/3} \quad (5.2)$$

Le tableau de la figure 5.10 donne les valeurs des viscosité dynamique et vitesse amont obtenues en fonction du gradient normal de vitesse en supposant une telle relation vérifiée au bord de fuite. Les calculs sont effectués pour une aile de corde $c = 0.1$ m, un fluide de masse volumique $\rho = 1000$ kg.m⁻³ et une concentration en Lygomme de 1 g/litre.

Gradient normal de vitesse dU/dr (s ⁻¹)	Viscosité dynamique μ (Pa.s ⁻¹)	Vitesse d'avancement U_0 (m.s ⁻¹)
27.2	0.0217	0.245
36.54	0.0184	0.282
48.11	0.0152	0.318
64.17	0.0130	0.365
84.65	0.0111	0.418
122.1	0.0088	0.493
164	0.00760	0.571
215.5	0.00666	0.656
287.5	0.00574	0.757
379.5	0.00522	0.882
550.7	0.00462	1.086
739.5	0.00417	1.277
973	0.00382	1.490
1299	0.0356	1.764

Fig 5.10 : Relation entre la vitesse d'avancement et le gradient normal de vitesse du bord de fuite engendré par une plaque plane sans gradient de pression de corde $c = 0.1$ m (concentration en Lygomme de 1 g/litre)

On constate qu'une vitesse d'avancement $U_0 = 0.3$ m.s⁻¹ correspond à un gradient normal de vitesse d'environ 40 s⁻¹. Or un tel gradient de vitesse appartient au domaine fortement non newtonien du fluide où la viscosité se révèle beaucoup plus élevée que dans le domaine newtonien. Pour une vitesse d'avancement $U_0 = 0.1$ m.s⁻¹ on sort même de la gamme de mesure du rhéomètre. Ainsi, bien que le rhéomètre soit imprécis dans cette gamme de contrainte de cisaillement et que la relation au bord de fuite ne soit pas strictement vérifiée, les valeurs obtenues pour le nombre de Reynolds en supposant un comportement newtonien du fluide sont probablement largement surestimées par rapport au nombre de Reynolds réel.

Dans de telles conditions il est impossible de procéder à une étude quantitative des efforts en fonction du nombre de Reynolds et seule une étude qualitative précisant l'influence d'une augmentation ou d'une diminution du nombre de Reynolds est envisageable.

La comparaison avec les simulations numériques menées à $Re = 1000$ est également rendue difficile. Une telle comparaison pose notamment problème aux faibles incidences pour lesquelles une grande précision sur l'incidence et sur le nombre de Reynolds est nécessaire. Les valeurs obtenues pour la pente de portance ne peuvent ainsi être comparées. Comme on le verra dans la partie suivante, la comparaison avec les simulations numériques est uniquement pertinente pour étudier l'influence des effets 3D aux grandes incidences.

5.3 Effets de l'allongement

La figure 5.2 présente les coefficients moyens de portance et de traînée obtenus à $Re = 3000$ en fonction de l'allongement de l'aile. Ces résultats sont comparés avec les simulations numériques directes 2D obtenues à $Re = 1000$ avec une distance aux parois similaire à celle du bassin hydrodynamique. La figure 5.3 présente ensuite les mêmes résultats pour $Re = 30\,000$.

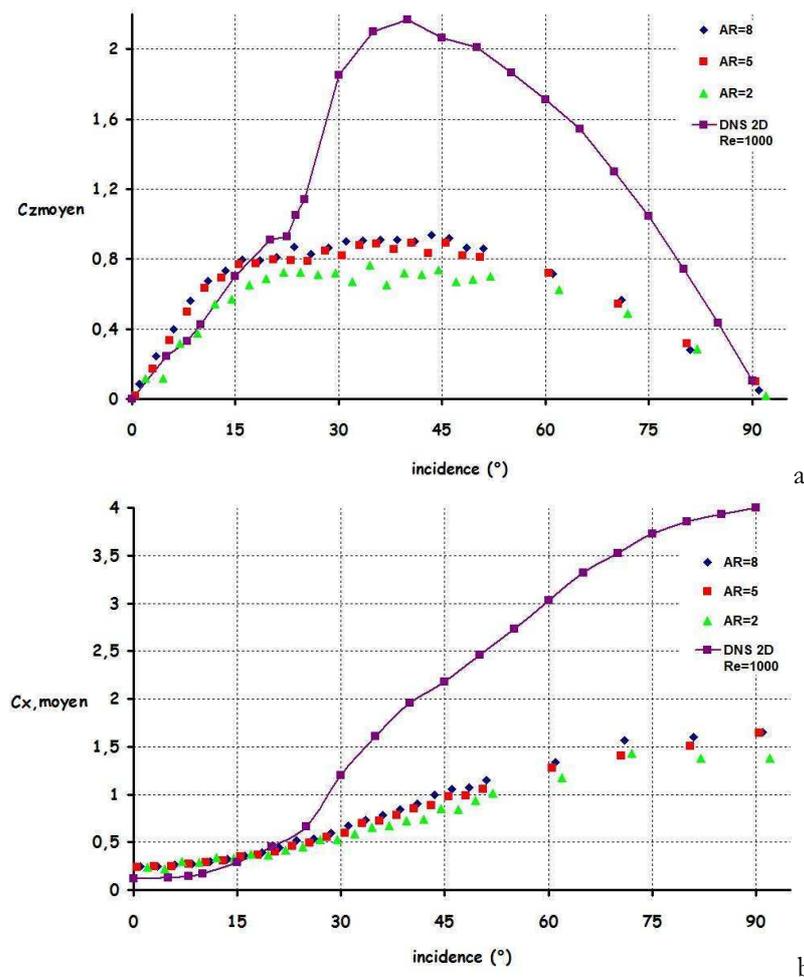


Fig 5.2 : Coefficients moyens d'efforts engendrés par des ailes d'allongement variable ($Re = 3000$):
(a) coefficients de portance \bar{C}_Z (b) coefficients de traînée \bar{C}_X

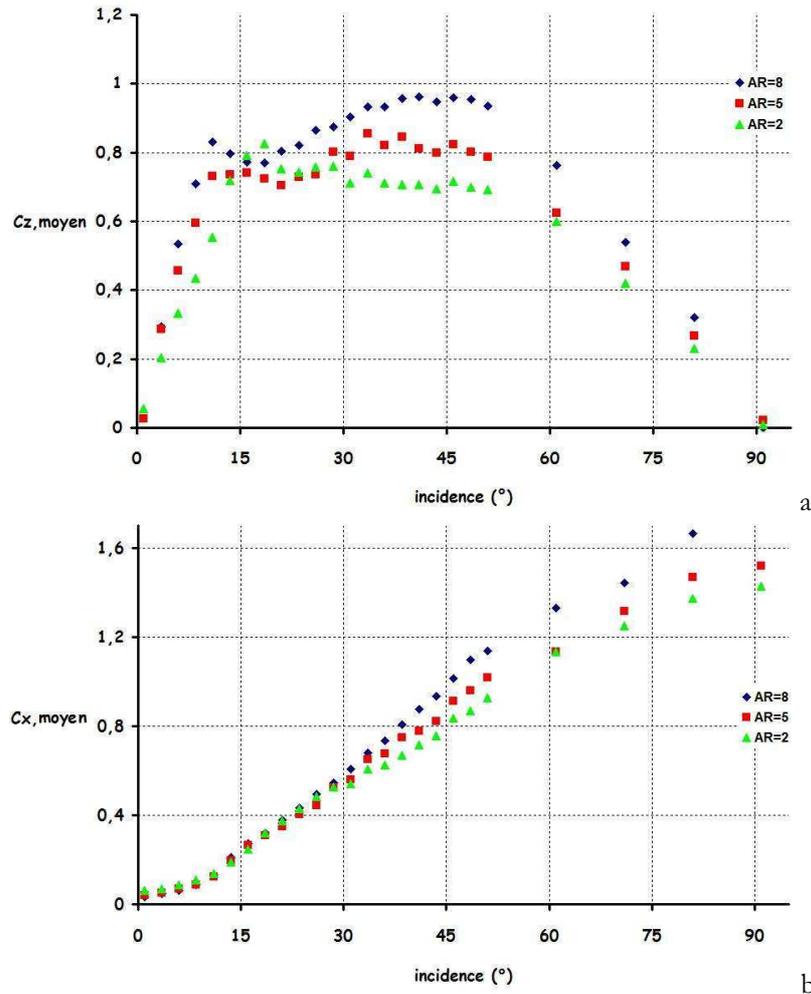


Fig 5.3 Coefficients moyens d'efforts engendrés par des ailes d'allongement variable ($Re = 30\,000$)
 (a) coefficient de portance \bar{C}_Z (b) coefficient de traînée \bar{C}_X

Le résultat le plus important de cette étude porte sur le fait que les coefficients d'efforts obtenus par simulation numérique directe 2D ne sont pas reproduits. La divergence entre les régimes 2D et 3D coïncide avec l'apparition du régime dipolaire observé pour $\alpha \approx 20^\circ$ dans les solutions numériques. Dans le régime 3D la portance sature et la traînée augmente modérément tandis qu'on obtient une augmentation brutale des efforts dans les simulations 2D.

La première hypothèse pouvant expliquer une telle divergence est la remise en cause des résultats numériques. Cependant, les simulations numériques directes 2D menées par [Nair & Sengupta \[73\]](#) sur des profils elliptiques à $Re = 3000$ et $Re = 10\,000$ mettent en évidence pour $\alpha = 30^\circ$ des variations d'efforts semblables à nos résultats. Une remise en cause des simulations numériques semble donc pour le moment à écarter faute d'autres simulations 2D menées dans la même gamme de nombre de Reynolds.

La divergence entre les deux régimes est donc à chercher plutôt dans les effets tridimensionnels. Afin d'examiner cette dernière hypothèse on trace sur la figure 5.4 l'évolution du coefficient de portance instantané des trois ailes pour $Re = 3000$ et $\alpha = 40^\circ$. Un filtrage est appliqué pour supprimer les vibrations de la balance et du montage. Pour chacune des ailes on peut observer une modulation basse fréquence dont l'amplitude crête à crête de 0.1 correspond aux efforts engendrés par les lâchers tourbillonnaires. L'amplitude de ces instationnarités 3D se révèle cependant très inférieure à celle des in-

-stationnarités 2D pour lesquelles la variation crête à crête du coefficient de portance instantané est de 1.4 (cf figure 4.30). Ainsi, il est possible que le caractère 3D de l'écoulement modifie profondément la dynamique du lâcher tourbillonnaire en éliminant notamment le régime dipolaire observé dans les simulations 2D.

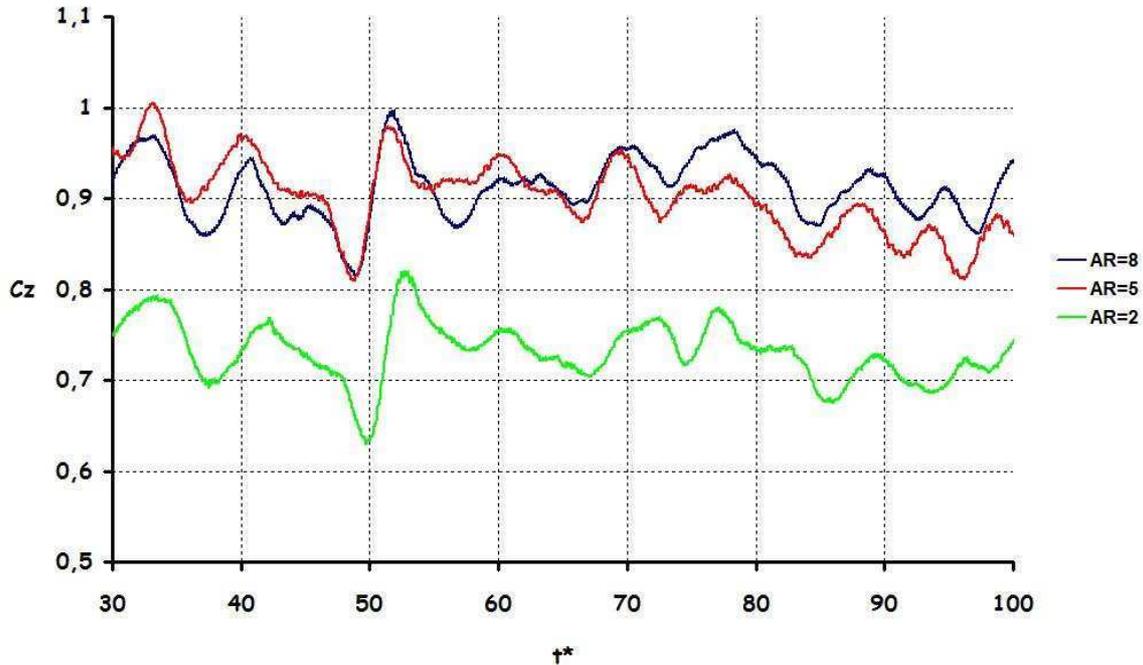


Fig 5.4 : Coefficients instantanés de portance engendrés par des ailes d'allongement variable à $Re = 3000$ et $\alpha = 40^\circ$

Les simulations 3D de Taira & al [105] menées à $Re = 300$ sur des plaques planes de différents allongements ($AR = 1, 1.5, 2, \infty$) vont dans ce sens. La figure 5.5 montre ainsi l'évolution des coefficients instantanés de portance et de traînée pour des incidences variant de 0° à 60° et on voit que la réduction de l'allongement de l'aile supprime les instationnarités. Ces résultats confirment ainsi nos observations.

A titre de dernière comparaison on peut également se référer aux divers essais expérimentaux menés sur des ailes d'insectes. Les polaires obtenues lors de ces études sont synthétisées par Ellington [26] sur la figure 5.6. Trois espèces d'insectes sont étudiées : la sauterelle (locust) à $Re = 2000$, la tipula à $Re = 1500$ et la drosophile à $Re = 200$. La sauterelle et la tipula présentent des ailes d'allongement compris entre 4 et 5 tandis que la drosophile présente une aile d'allongement compris entre 2 et 3. Les polaires à motifs pleins correspondent à des ailes cambrées tandis que les ailes à motifs creux correspondent à des ailes plates. La polaire de la tipula se révèle similaire à celles que nous obtenons expérimentalement avec notamment une saturation du coefficient de portance entre 0.8 et 0.9 pour les grandes incidences. Les valeurs recensées pour le coefficient de traînée se révèlent également similaires. Dans tous les cas, le coefficient de portance moyen ne dépasse jamais 1.2, bien en deçà des valeurs obtenues par les calculs 2D.

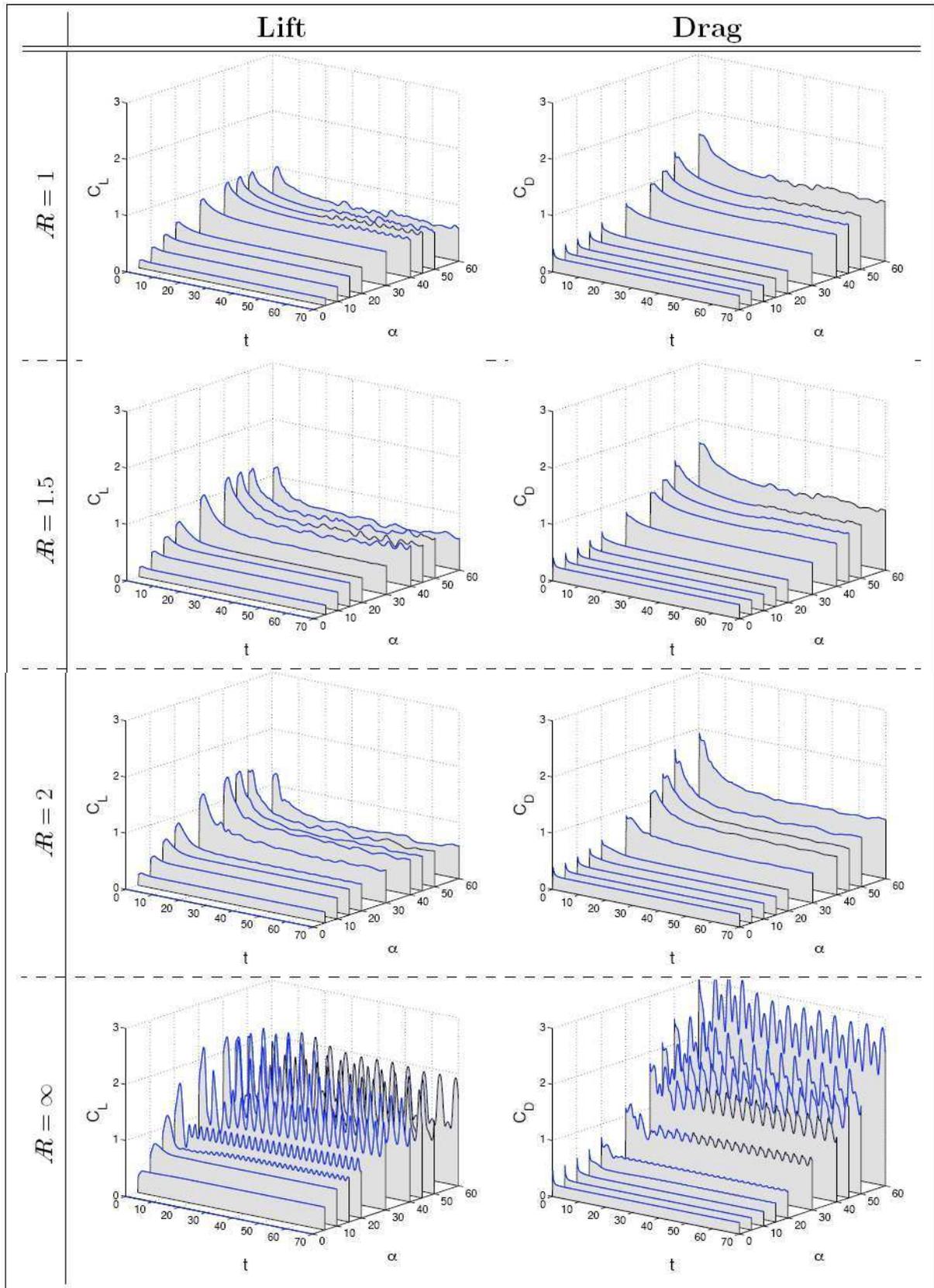


Fig 5.5 : Effet de l'allongement sur les coefficients instantanés de portance et de traînée engendrés par une plaque plane à $Re = 300$ et $0^\circ < \alpha < 60^\circ$ (Taira & al. [105])

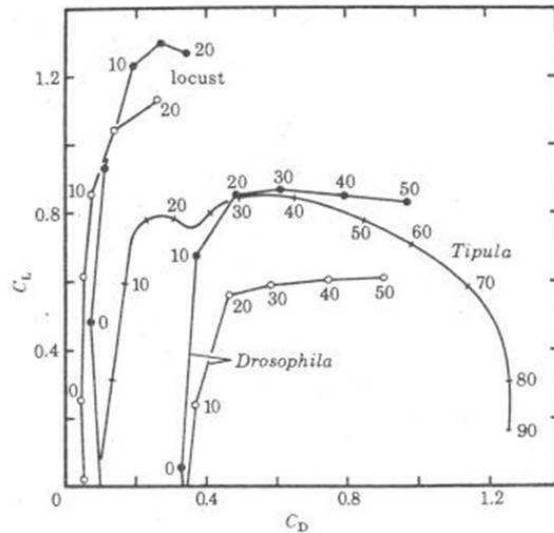


Fig 5.6 : Polaires d'ailes d'insectes (Ellington [26]) :

Sauterelle *Schistocera gregaria* (Jensen [45]), *Tipula oleracea* (Nachtigall [72]), *Drosophila virilis* (Vogel [110])
 motifs pleins : ailes cambrées – motifs creux : ailes plates (les incidences sont indiquées sur les courbes)

En conclusion, les régimes 2D et 3D semblent différer de façon notable pour des incidences supérieures à 20° . Le régime 2D est ainsi caractérisé par des pics d'efforts de grande amplitude tandis qu'en régime 3D on observe un amortissement voire une suppression de ces pics. On peut suggérer l'idée que le régime dipolaire 2D engendrant ces pics pourrait être supprimé par l'écoulement induit des tourbillons de bout d'aile. Il s'agit là cependant d'une hypothèse tout à fait arbitraire qui nécessiterait plus ample investigation.

Hormis ce résultat principal on peut relever d'autres effets plus mineurs dus à la variation de l'allongement. On observe ainsi sur les figures 5.2a et 5.3a que la pente de portance aux faibles incidences diminue avec la réduction de l'allongement. Ce résultat classique résulte de l'effet « downwash » des tourbillons de bout d'aile réduisant l'incidence effective vue par le profil. La portance sature ainsi plus rapidement pour les ailes de grand allongement mais le coefficient maximal de portance est plus important. On peut ensuite observer sur les figures 5.2b et 5.3b que la traînée diminue avec la réduction de l'allongement et que les différences entre les différentes ailes se manifestent notamment à partir de $\alpha = 20^\circ$. L'incidence $\alpha = 20^\circ$ semble donc être l'incidence critique à partir de laquelle les effets 3D se font ressentir sur l'écoulement.

5.4 Effets du nombre de Reynolds

Sur les figures 5.7 et 5.8 on s'intéresse aux effets du nombre de Reynolds sur les efforts engendrés par les ailes d'allongement 2 et 8. Le principal résultat porte sur le fait que les effets du nombre de Reynolds aux grandes incidences ($3000 \leq Re \leq 30\,000$) sont marginaux quel que soit l'allongement considéré. Etant donné que les insectes utilisent majoritairement les grandes incidences, ce résultat suggère que des calculs à $Re = 1000$ sont suffisants pour donner une première estimation des efforts s'exerçant sur des microdrones à ailes battantes volant à des nombres de Reynolds de quelques dizaines de milliers.

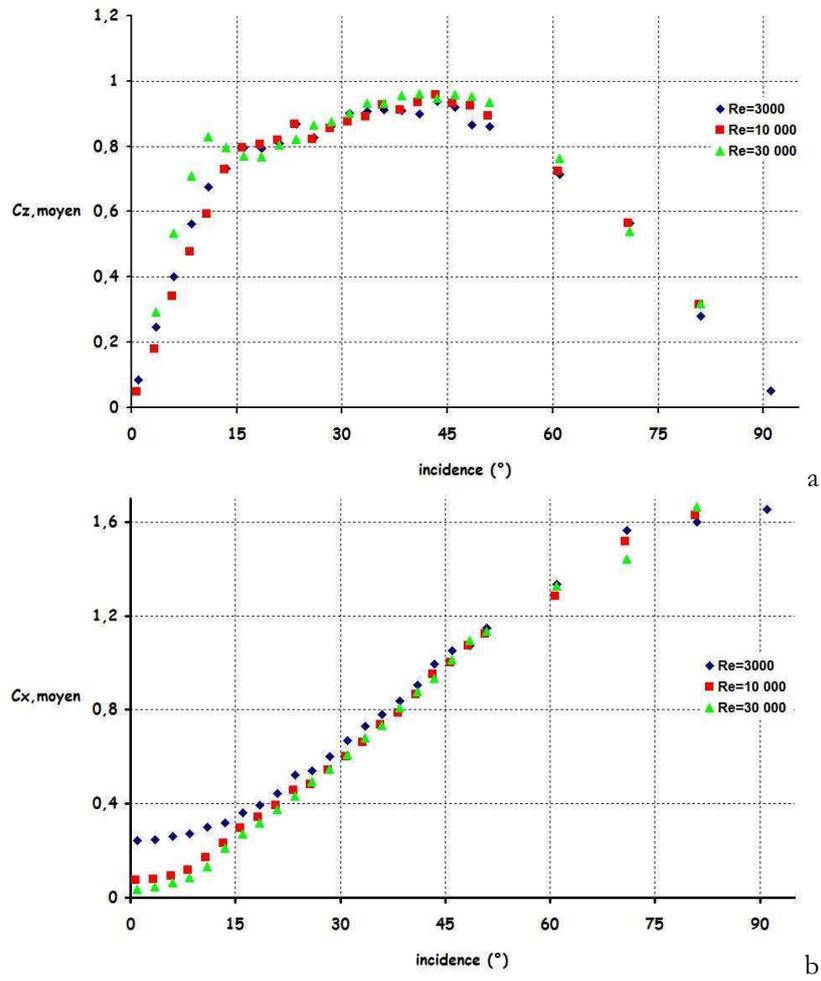
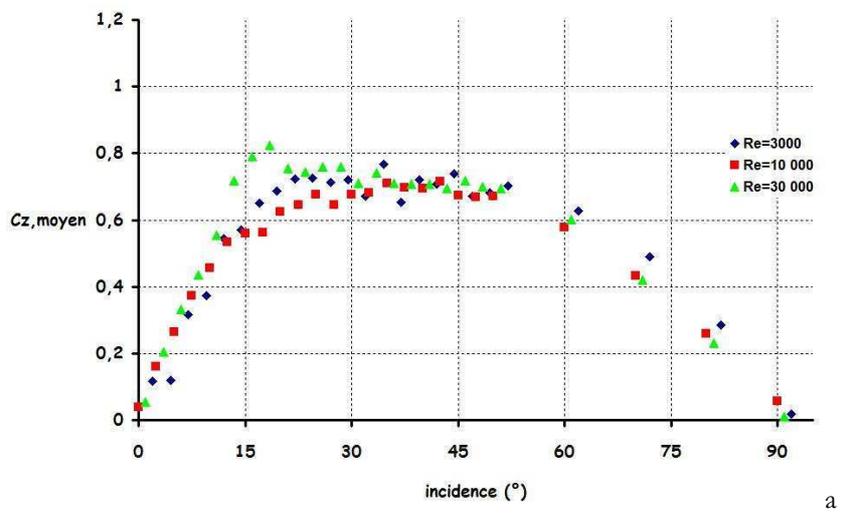


Fig 5.7 : Coefficients moyens d'efforts engendrés par l'aile d'allongement 8 en fonction du nombre de Reynolds : (a) coefficient de portance \bar{C}_Z (b) coefficient de traînée \bar{C}_X



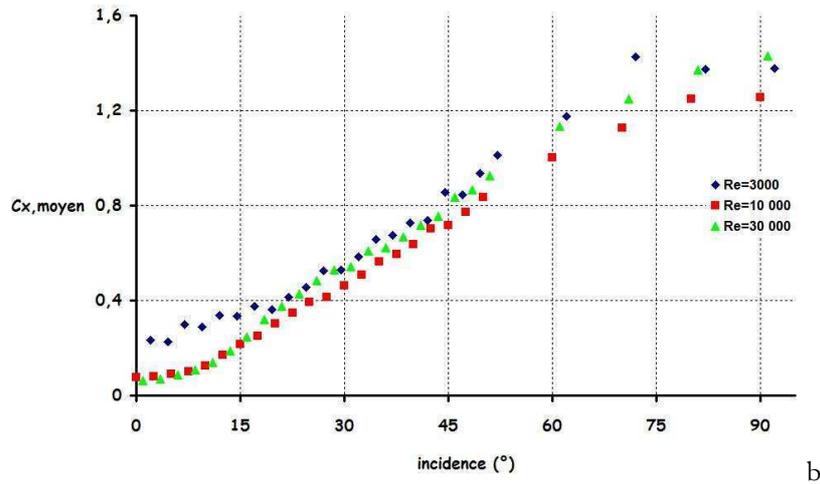


Fig 5.8 : Coefficients moyens d'efforts engendrés par l'aile d'allongement 2 en fonction du nombre de Reynolds : (a) coefficient de portance \bar{C}_Z (b) coefficient de traînée \bar{C}_X

Ce résultat montre également que les efforts engendrés aux grandes incidences varient peu lors de la transition du régime des grands insectes ($500 < Re < 10\,000$) vers le régime des oiseaux ($10\,000 < Re < 50\,000$) qui est caractérisée par l'apparition de la turbulence.

Pour les incidences inférieures on remarque toutefois que l'augmentation du nombre de Reynolds se traduit par une augmentation de la pente de portance et une diminution de la traînée. L'effet sur la pente de portance se remarque particulièrement en comparant les cas $Re = 10\,000$ et $Re = 30\,000$. Les effets du nombre de Reynolds se font ainsi seulement ressentir aux faibles incidences. Malheureusement, il est difficile pour le moment d'effectuer une étude fine dans ce domaine étant donnée la faible précision obtenue sur l'incidence ($\pm 1^\circ$ environ) et le comportement non newtonien du fluide.

5.5 Discussion

Malgré les imperfections du montage expérimental, cette étude a permis d'établir deux points importants :

- (i) L'évolution des efforts en fonction de l'incidence diffère notablement entre les régimes 2D et 3D lorsque l'incidence devient supérieure à 20° . Les pics de portance de grande amplitude engendrés par le régime dipolaire 2D sont ainsi quasiment supprimés, même pour une aile d'allongement 8. Les efforts obtenus aux grandes incidences par simulation numérique 2D ne peuvent donc pas a priori être utilisés pour l'élaboration de modèles quasi stationnaires appliqués à des configurations 3D.
- (ii) Le nombre de Reynolds semble avoir peu d'influence sur les efforts aux grandes incidences. Des simulations numériques effectuées à $Re = 1000$ pourraient donc se révéler suffisantes pour estimer les efforts s'exerçant sur un microdrone volant à des nombres de Reynolds de quelques dizaines de milliers. Il a été néanmoins difficile de conclure sur les effets du nombre de Reynolds aux faibles incidences.

Les limitations du dispositif expérimental ne permettent malheureusement pas d'aller plus avant dans nos conclusions. Le point (i), sur l'effet de l'allongement fini, semble assez solide car il est corroboré par des résultats numériques 3D tels ceux de la figure 5.5. Le point (ii) sur l'effet du nombre de Reynolds n'est qu'indicatif. Des expériences beaucoup plus précises seraient nécessaires pour affermir nos résultats. Ce qui vient d'être présenté ici n'est qu'une première ébauche. Ce type d'expérience constitue en effet un challenge car il nécessite une très grande précision de montage (angle, vitesse), une parfaite tenue mécanique (pas de vibrations) et une solution originale pour réaliser les variations du nombre de Reynolds requises. Les faiblesses de notre expérience sur ces trois points devront être levées. Des simulations numériques 3D, des visualisations expérimentales par colorants ou PIV et une étude de stabilité globale 3D seront également probablement nécessaires pour comprendre les différences entre le régime 2D et le régime 3D. Toutes ces études seront abordées à la suite des travaux de thèse présentés ici.

Un autre problème consisterait également à déterminer si la modification de la forme du profil ou l'altération son état de surface (plumes, écailles, cils, ...) pourraient modifier de façon significative les efforts et notamment la traînée. L'étude du chapitre 3 a montré qu'en ce qui concerne les insectes la forme du profil n'a pas d'influence sur la topologie du lâcher tourbillonnaire aux faibles nombres de Reynolds ($Re \approx 100$). Les essais expérimentaux de Dickinson & Götz [16] à $Re \approx 190$ sur une aile cambrée et une aile garnie de poils n'ont pas montré non plus d'effets significatifs sur les efforts instantanés. L'étude de Kesel [49] à $Re \approx 10\,000$ sur le profil plissé de la libellule révèle enfin que les performances de celui-ci sont proches du profil épais correspondant à l'enveloppe du profil lisse (cf figure 1.17). Toutefois, les travaux expérimentaux de Okamoto, Yasuda & Azuma [75] menés à $Re = 10\,000$ sur des ailes usinées et sur une aile de libellule montrent que la cambrure, l'épaisseur du profil, la forme du bord d'attaque et l'état de surface permettent de faire varier sensiblement le coefficient maximal de portance. Le résultat le plus intéressant apporté par cette étude porte sur les performances d'une plaque plane et d'un profil de type NACA pour des intensités de turbulence $\sqrt{u'^2}/U_0$ dans la veine de 0.3% et 3.6%. Les polaires révèlent que l'apparition de la turbulence n'a pas d'influence sur les performances de la plaque plane. Par contre, pour le profil NACA, le coefficient de portance est doublé et le coefficient de traînée est légèrement diminué. Ce résultat est important car la transition entre les insectes et les oiseaux est principalement caractérisée par l'apparition de la turbulence. Il reste donc à déterminer si l'altération de l'état de surface ou le profilage permettent véritablement d'augmenter la portance et de réduire la traînée pour $Re > 10\,000$.

PARTIE II

ETUDE NUMERIQUE D'UN PROFIL D'AILE BATTANTE EN VOL D'AVANCEMENT

Dans la partie précédente nous avons montré quelques spécificités du régime tourbillonnaire caractéristique du vol des insectes. Les diverses études numériques et expérimentales menées entre $Re = 100$ et $Re = 30\,000$ ont ainsi permis de mettre en évidence plusieurs caractères communs à cette plage de nombre de Reynolds : l'obtention d'une pente de portance modérée aux faibles incidences, le maintien d'une forte portance aux grandes incidences, la création d'une forte traînée. En résumé, le régime des lâchers tourbillonnaires permet de produire des forces de grande amplitude à des incidences élevées mais l'orientation de la force totale doit être bien contrôlée dans le cas d'une aile battante. En effet, si on utilisait une aile statique, la finesse très faible engendrée par la forte traînée rendrait le vol très coûteux sur le plan énergétique.

On peut néanmoins mettre en évidence deux régimes bien distincts: celui des petits insectes correspondant à des nombres de Reynolds compris environ entre $Re = 50$ et $Re = 500$ et celui des grands insectes qui débute environ à $Re = 500$. Cette dernière valeur n'est qu'indicative mais elle correspond néanmoins à un seuil à partir duquel l'incidence critique du lâcher tourbillonnaire varie peu avec le nombre de Reynolds (figure 3.4). D'après les travaux numériques de [Wu & Sun \[132\]](#) portant sur le vol sur place de la mouche, il en va de même pour les efforts.

(i) *Régime tourbillonnaire des petits insectes* : La force de frottement est très sensible au nombre de Reynolds (figures 1.7a et 4.7) ainsi que l'incidence critique associée au lâcher tourbillonnaire. Ce dernier apparaît d'ailleurs aux grandes incidences et les effets 3D de bout d'aile ont tendance à le retarder voire l'éliminer. Il semble qu'il faille privilégier ce mécanisme pour expliquer la stabilisation du tourbillon de bord d'attaque des insectes plutôt que l'hypothèse d'un effet associé à un écoulement transverse proposé par d'autres auteurs. Dans le régime tourbillonnaire 2D le profil se comporte comme un « bluff body » engendrant une allée de von Kármán. Ce régime permet de maintenir une forte portance à grande incidence mais les tourbillons sont très diffus et le coefficient moyen de portance ne dépasse pas 1.2. Enfin, la forme du profil et son aspect de surface ne semblent pas influencer l'écoulement et les efforts.

(ii) *Régime tourbillonnaire des grands insectes et des oiseaux* : La force de frottement est peu sensible au nombre de Reynolds (figures 1.7a et 4.7) ainsi que l'incidence critique du lâcher tourbillonnaire 2D. Ce dernier apparaît par ailleurs pour des incidences inférieures à 12° et les tourbillons lâchés sont concentrés. La stabilisation du tourbillon de bord d'attaque des insectes reste ainsi inexplicée à ces nombres de Reynolds. Jusqu'à une incidence d'environ 20° le sillage se présente sous la forme d'une allée de von Kármán symétrique puis asymétrique. Au delà d'une incidence de 20° on observe une nette différenciation entre les régimes 2D et 3D. En régime 2D, l'écoulement prend la forme d'un régime tourbillonnaire dipolaire dévié vers le haut. A ce régime sont associés des efforts instationnaires de grande amplitude engendrant une brutale augmentation de la portance et de la traînée moyenne. En régime 3D, on observe au contraire une saturation de la portance et une absence de décrochage tandis que la traînée continue à augmenter modérément. Ces différences subsistent même pour des ailes de grand allongement de sorte que les efforts moyens 2D obtenus en configuration statique aux grandes incidences ne semblent pas applicables à la modélisation quasi stationnaire du vol battu. Par ailleurs, on n'observe pas pour le régime 3D d'effets notables du nombre de Reynolds sur les efforts aux grandes incidences.

L'étude précédente a également permis de déterminer les fréquences caractéristiques du lâcher tourbillonnaire. La fréquence réduite de lâcher $St_d = f c \sin \alpha / U_0$ varie ainsi de 0.12 à 0.2 en fonction de l'incidence. Néanmoins, c'est le temps nécessaire au lâcher du premier tourbillon qui se révèle le plus

déterminant dans l'optique du vol battu. En étudiant l'évolution des efforts instantanés durant le régime transitoire il s'avère que la fréquence réduite de battement $St_c = f\ell/U_0$ doit être supérieure à 0.1 pour que le lâcher tourbillonnaire soit forcé par le mouvement de l'aile. Cette fréquence est ainsi un premier paramètre important permettant de fixer la limite entre les régimes quasi-stationnaire et instationnaire du vol battu.

L'étude du lâcher tourbillonnaire à faible nombre de Reynolds est cependant insuffisante pour décrire la spécificité du vol battu. En effet, la dépression induite par le tourbillon de bord d'attaque n'est pas la seule source d'efforts et le vol battu fait intervenir trois autres forces instationnaires : (i) la réaction de la masse joutée résultant de l'accélération et de la décélération de la masse de fluide déplacée avec l'aile (ii) la force rotationnelle induite par le décollement de la partie arrière du profil et de la succion du tourbillon de bord de fuite (iii) la capture de sillage résultant de l'interaction du profil avec les tourbillons du sillage. La complexité du vol battu réside dans la superposition et l'interaction de ces forces auxquelles on pourrait rajouter d'autres effets instationnaires plus mineurs comme l'effet Wagner et le « clap and fling » (voir revue bibliographique). La superposition de ces différents mécanismes rend donc difficile l'interprétation phénoménologique et la modélisation de la force totale engendrée.

Contrairement à de nombreuses études numériques et expérimentales menées actuellement, nous avons choisi d'étudier le problème du vol battu en s'éloignant d'une approche purement biomimétique. En effet, les solutions offertes par la nature sont très diverses, notamment en ce qui concerne la cinématique des ailes. De plus, l'optimisation du vol d'un insecte est plus complexe que la maximisation du rendement aérodynamique car d'autres facteurs interviennent comme les contraintes physiologiques, le rendement musculaire, l'approvisionnement en oxygène, la nécessité de se reproduire et de se dissimuler. Aussi, un microdrone n'est pas soumis aux mêmes contraintes et rien n'empêche que l'emploi de systèmes mécaniques artificiels puisse converger vers un optimum différent du cas de l'insecte. On doit s'inspirer de la nature mais pas forcément l'imiter.

La simulation numérique extensive sur un vol battu 3D est hors de notre portée. On se propose plutôt de se concentrer sur la simulation des mouvements 2D de référence : le pilonnement pur et le tangage pur. Le nombre restreint de paramètres et le temps de calcul raisonnable permettent de bien analyser la contribution de chaque mécanisme (force quasi-stationnaire et lâcher du tourbillon de bord d'attaque, masse ajoutée, force rotationnelle, capture de sillage), d'identifier les différents régimes aérodynamiques en fonction de la fréquence de battement et du taux de rotation. Le but poursuivi est l'élaboration de modèles simplifiés permettant un auto-apprentissage du vol battu à l'aide d'un logiciel de mécanique du vol. Cette seconde partie vise ainsi à introduire une telle démarche à l'aide de simulations numériques directes menées avec le logiciel FreeFem++. Cette étude sera scindée en quatre parties:

- (i) développement du code DNS simulant le mouvement d'une aile battante (chapitre 6)
- (ii) étude du mouvement de pilonnement pur en vol d'avancement (chapitre 7)
- (iii) étude du mouvement de tangage pur en vol d'avancement (chapitre 8)
- (iv) étude du vol battu d'avancement (chapitre 9)

6 Développement du code DNS simulant le mouvement d'une aile battante

6.1 Principe du calcul

La difficulté du calcul réside dans la prise en compte des différents mouvements de l'aile. Deux méthodes sont alors envisageables pour simuler un tel mouvement. La première consiste à utiliser un maillage déformable mais le temps de calcul est important car la matrice du système d'équations doit être reconstruite à chaque pas de temps. La deuxième solution consiste à se placer dans le repère lié à l'aile et à calculer le champ de vitesse relative \mathbf{u}_{rel} . Une telle méthode est nettement plus rapide car le maillage n'est jamais modifié. Le mouvement est alors simulé en rajoutant la vitesse d'entraînement dans les conditions aux limites et en introduisant les termes d'accélération d'entraînement \mathbf{a}_{ent} et d'accélération de Coriolis \mathbf{a}_{cor} dans les équations de Navier Stokes. En notant $\delta/\delta t$ la dérivée temporelle dans le repère lié à l'aile, les nouvelles équations que doivent satisfaire la vitesse relative \mathbf{u}_{rel} et la pression p sont alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u}_{\text{rel}} + \mathbf{u}_{\text{rel}} \cdot \nabla \mathbf{u}_{\text{rel}} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \Delta \mathbf{u}_{\text{rel}} - \mathbf{a}_{\text{ent}} - \mathbf{a}_{\text{cor}} \\ \nabla \cdot \mathbf{u}_{\text{rel}} = 0 \end{cases} \quad (6.1)$$

Afin de ne pas modifier la matrice de rigidité à chaque pas de temps, les termes d'entraînement et de Coriolis sont placés dans le membre de droite explicite du schéma numérique. Celui-ci devient:

$$\begin{cases} \frac{\mathbf{u}_{\text{rel}}^{n+1}(\mathbf{x})}{\Delta t} + \frac{\nabla p^{n+1}}{\rho} - \nu \Delta \mathbf{u}_{\text{rel}}^{n+1}(\mathbf{x}) = -\frac{\mathbf{u}_{\text{rel}}^n(\mathbf{x}^n)}{\Delta t} - \mathbf{a}_{\text{ent}}^n - \mathbf{a}_{\text{cor}}^n \\ \nabla \cdot \mathbf{u}_{\text{rel}}^{n+1} = 0 \end{cases} \quad (6.2)$$

Enfin, en tenant compte de la vitesse d'entraînement dans les conditions limites, celles-ci s'écrivent :

$$\begin{cases} \mathbf{u}_{\text{rel}}(\infty) = -\mathbf{u}_{\text{ent}}(\infty) \\ \mathbf{u}_{\text{rel}}(M) = \mathbf{0}, \forall M \in \text{aile} \end{cases} \quad (6.3)$$

Les deux mouvements étudiés sont le pilonnement pur et le tangage pur puis une combinaison de ces deux mouvements. Un maillage unique est utilisé pour toutes les simulations et le choix s'est porté sur un

maillage circulaire particulièrement adapté pour les mouvements rotatifs (figure 6.1). Plusieurs sous maillages concentriques sont inclus afin de pouvoir moduler le raffinement près du profil.

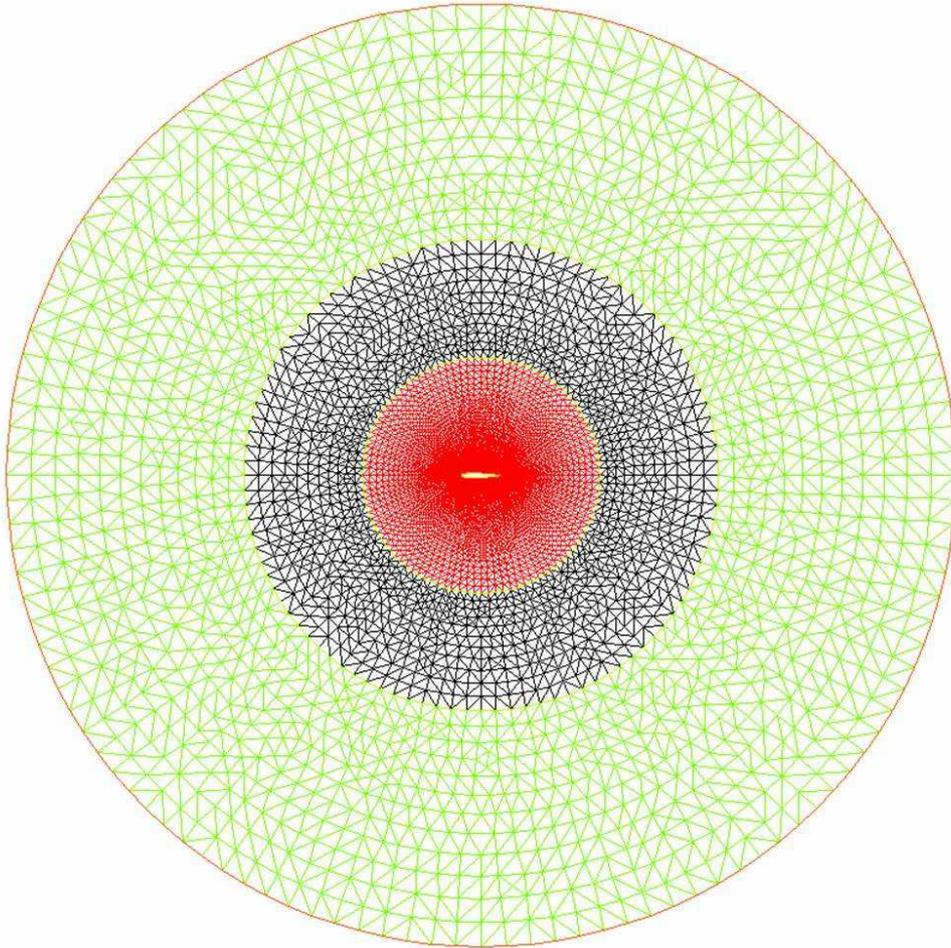


Fig 6.1 : Maillage circulaire utilisé pour les calculs en configuration aile battante

Cette méthode de résolution dans le repère de l'aile présente néanmoins quelques défauts. Le premier est l'obligation d'imposer des conditions de Dirichlet sur l'ensemble des frontières extérieures du domaine de calcul. Un tel forçage peut faire diverger la solution car une condition de Neumann en aval du profil et des conditions de symétrie sur les frontières supérieure et inférieure sont mieux adaptées. Afin d'estimer cette divergence on étudie un profil statique NACA 0012 à $Re = 100$ et $\alpha = 50^\circ$ suivant deux méthodes de calcul. La première méthode utilise le maillage rectangulaire du chapitre 4 avec des frontières supérieure et inférieure situées à une distance de 30 cordes. On y applique les conditions limites décrites précédemment (cf figure 4.2). La deuxième méthode utilise le maillage circulaire de rayon $R=12$ cordes utilisé pour les calculs de type aile battante. On y applique une condition de Dirichlet $\mathbf{u} = \mathbf{U}_0$ sur toute la frontière extérieure. La figure 6.2 compare les résultats obtenus sur le coefficient instantané de portance. Mis à part un léger déphasage, les deux solutions restent très proches.

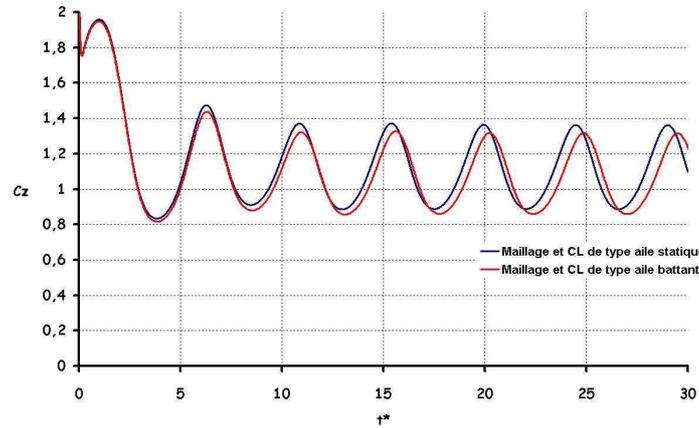


Fig 6.2 : Coefficient instantané de portance d'un profil NACA 0012 à $Re = 100$ et $\alpha = 50^\circ$
 Comparaison entre les résultats obtenus avec la configuration de type aile statique utilisée dans le chapitre 4 et ceux obtenus avec la configuration de type aile battante

Le deuxième défaut de cette méthode de résolution est la création d'une vorticité parasite aux frontières extérieures du domaine de calcul. Cette vorticité parasite est ensuite convectée et perturbe l'écoulement comme on peut l'observer sur la figure 6.3.

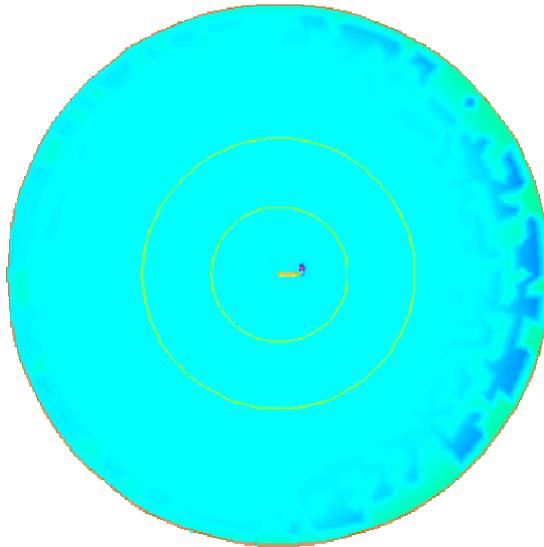


Fig 6.3 : Champ de vorticité d'une aile en mouvement de tangage sans zone éponge traitant les solutions parasites aux frontières extérieures du domaine de calcul

Afin de supprimer ce problème on utilise une zone éponge de forte viscosité permettant de diffuser les solutions parasites se développant depuis les frontières. La fonction de répartition spatiale de la viscosité est ainsi donnée par:

$$\nu(x, \xi) = \nu_0 \left[1 + \left(\frac{\sqrt{x^2 + \xi^2}}{L} \right)^n \right] \quad (6.4)$$

avec L la distance marquant le début de la zone éponge et n le facteur exponentiel fixant l'intensité de diffusion dans cette zone. Les paramètres suivants sont utilisés pour assurer une suppression de la vorticité parasite sans modification des efforts engendrés sur le profil : $L = 3c$ et $n = 4$ à $Re = 100$; $L = 3c$ et $n = 5$ à $Re = 1000$.

6.2 Simulation du pilonnement pur en vol d'avancement

a) Equations

Soit $\mathfrak{R}(O, \mathbf{e}_X, \mathbf{e}_Z)$ le repère inertiel fixe et $\mathfrak{R}'(O', \mathbf{e}_x, \mathbf{e}_z)$ le repère relatif lié à l'aile avec O' le point situé à la moitié de la corde. Le mouvement de pilonnement pur en vol d'avancement est défini par un mouvement d'avancement de vitesse $-U_0 \mathbf{e}_X$ auquel on superpose un mouvement vertical périodique de vitesse $U_{\text{pil}} \mathbf{e}_Z$. Le profil est quant à lui incliné avec une incidence de calage $\bar{\alpha}$. On notera que les deux systèmes d'axes restent confondus pour une telle cinématique (figure 6.4).

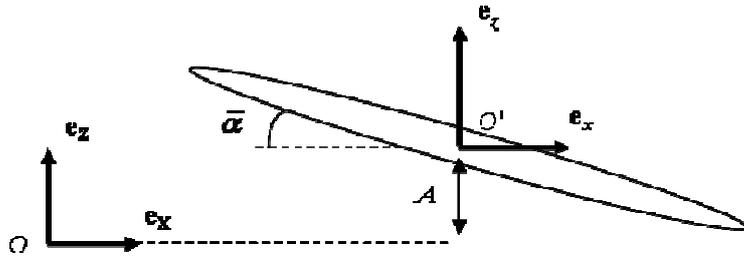


Fig 6.4 : Mouvement de pilonnement dans le repère relatif par rapport au repère absolu

On impose que la distance verticale du point O' par rapport à l'axe longitudinal \mathbf{e}_X suive une loi sinusoïdale $A = A_0 \cos(2\pi f t)$ induisant une vitesse de pilonnement $\mathbf{U}_{\text{pil}} = -2\pi f A_0 \sin(2\pi f t) \mathbf{e}_Z$. Les expressions de la vitesse d'entraînement, de l'accélération d'entraînement et de l'accélération de Coriolis dans le repère relatif \mathfrak{R}' deviennent alors :

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{\text{ent}} &= -U_0 \mathbf{e}_x - 2\pi f A_0 \sin(2\pi f t) \mathbf{e}_z \\ \mathbf{a}_{\text{ent}} &= -(2\pi)^2 f^2 A_0 \cos(2\pi f t) \mathbf{e}_z \\ \mathbf{a}_{\text{cor}} &= \mathbf{0} \end{aligned} \quad (6.5)$$

Les conditions limites à appliquer dans le repère relatif sont ainsi données par:

$$\begin{cases} \mathbf{u}_{\text{rel}}(\infty) = U_0 \mathbf{e}_x + 2\pi f A_0 \sin(2\pi f t) \mathbf{e}_z \\ \mathbf{u}_{\text{rel}}(M) = \mathbf{0} \quad \forall M \in \text{aile} \end{cases} \quad (6.6)$$

L'effort horizontal F_X , l'effort vertical F_Z et la vorticité $\boldsymbol{\Omega}$ du champ de vitesse absolue restent inchangés par rapport aux valeurs obtenues dans le repère relatif en raison de la correspondance du système d'axes des deux repères ($F_X = F_x$, $F_Z = F_z$, $\boldsymbol{\Omega} = \boldsymbol{\Omega}'$)

b) Tests de convergence

On montre que les paramètres suivants sont suffisants pour assurer une convergence de ± 0.05 sur les coefficients instantanés de portance et de traînée :

- frontière extérieure située à une distance de 12 cordes
- maillage : 30 000 triangles
- pas de temps : $\Delta t^* = \Delta t \times U_0 / c = 0.002$
- schéma temporel d'ordre 1

Les tests de convergence sont menés sur le cas d'un pilonnement à haute fréquence ($St_c = 1$) et de grande amplitude ($St_a = \tan 30^\circ$). On pourra se reporter au chapitre 7 pour la définition des nombres adimensionnés St_a et St_c . La figure 6.5 met en évidence la convergence des calculs en fonction de l'éloignement de la frontière extérieure, du nombre de mailles et du pas de temps. On compare également dans cette figure les résultats obtenus avec une discrétisations temporelle d'ordre 1 et une discrétisation temporelle d'ordre 2. Pour tous ces tests, le critère choisi est le coefficient instantané de portance $C_{Z,inst}(t) = F_Z(t) / 0.5 \rho c U_{eff}^2(t)$ défini dans le chapitre 7.

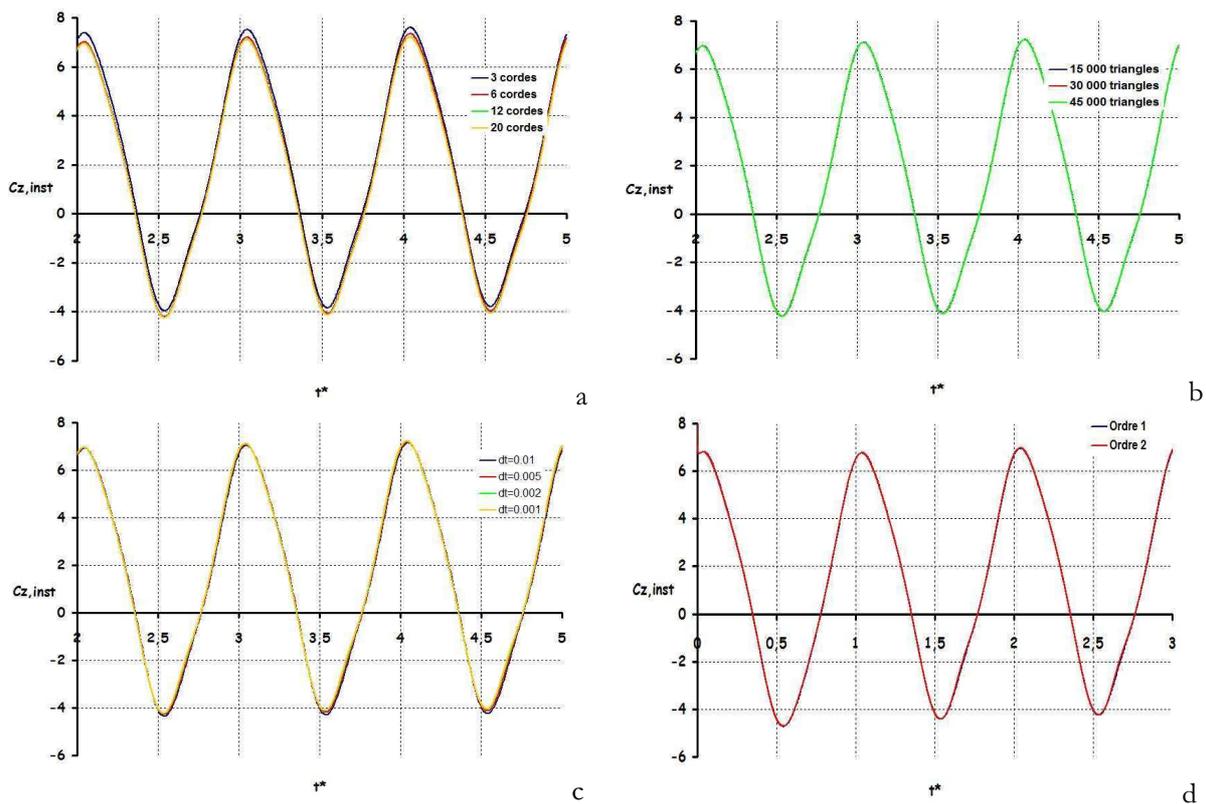


Fig 6.5 : Tests de convergence sur le coefficient instantané de portance engendré par un mouvement de pilonnement ($Re = 1000$ - $St_a = \tan 30^\circ$ - $St_c = 1.0$ - $\bar{\alpha} = 15^\circ$)

- (a) effet de la distance à la frontière extérieure (b) effet du raffinement du maillage
(c) effet du pas de temps (d) comparaison des schémas temporels d'ordre 1 et d'ordre 2

6.3 Simulation du tangage pur en vol d'avancement

a) Equations

Soit $\mathfrak{R}(O, \mathbf{e}_X, \mathbf{e}_Z)$ le repère inertiel fixe et $\mathfrak{R}'(O', \mathbf{e}_x, \mathbf{e}_z)$ le repère relatif lié à l'aile avec O' le point de la corde où passe l'axe de tangage \mathbf{e}_y . Le mouvement de tangage en vol d'avancement est défini par un mouvement d'avancement de vitesse $-U_0 \mathbf{e}_X$ auquel on superpose un mouvement rotatif autour de l'axe de tangage \mathbf{e}_y situé à une distance x_0 du bord d'attaque. On notera que l'angle de tangage α et le taux de rotation $\dot{\alpha}$ sont comptés positivement dans le sens horaire.

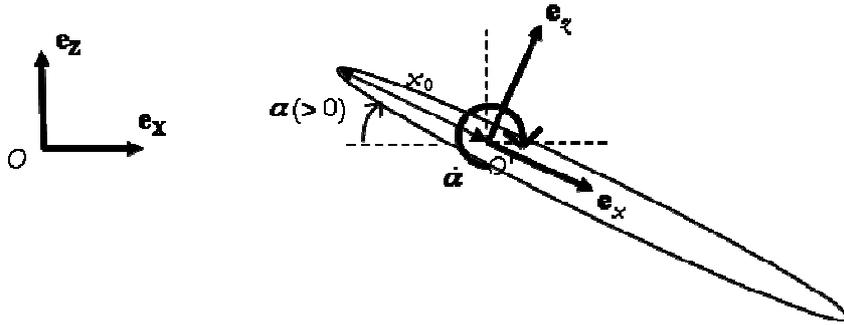


Fig 6.6 : Mouvement de tangage dans le repère relatif par rapport au repère absolu

On impose une loi de tangage sinusoïdale $\alpha = -\alpha_0 \cos(2\pi f t)$ induisant un taux de rotation $\dot{\alpha} = 2\pi f \alpha_0 \sin(2\pi f t)$. Les expressions de la vitesse d'entraînement, de l'accélération d'entraînement et de l'accélération de Coriolis dans le repère relatif \mathfrak{R}' deviennent alors :

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{\text{ent}} &= (-U_0 \cos \alpha + \dot{\alpha} z) \mathbf{e}_x + (-U_0 \sin \alpha - \dot{\alpha} x) \mathbf{e}_z \\ \mathbf{a}_{\text{ent}} &= (\ddot{\alpha} z - \dot{\alpha}^2 x) \mathbf{e}_x + (-\ddot{\alpha} x - \dot{\alpha}^2 z) \mathbf{e}_z \\ \mathbf{a}_{\text{cor}} &= 2 \dot{\alpha} w_{\text{rel}} \mathbf{e}_x - 2 \dot{\alpha} u_{\text{rel}} \mathbf{e}_z \end{aligned} \quad (6.7)$$

Les conditions limites à appliquer dans le repère relatif sont ainsi données par:

$$\begin{cases} \mathbf{u}_{\text{rel}}(\infty) = (U_0 \cos \alpha - \dot{\alpha} z) \mathbf{e}_x + (U_0 \sin \alpha + \dot{\alpha} x) \mathbf{e}_z \\ \mathbf{u}_{\text{rel}}(M) = \mathbf{0} \quad \forall M \in \text{aile} \end{cases} \quad (6.8)$$

L'effort horizontal F_X et l'effort vertical F_Z dans le repère absolu sont obtenus à l'aide des efforts dans le repère relatif en effectuant le changement de base suivant :

$$\begin{aligned} F_X &= F_x \cos \alpha + F_y \sin \alpha \\ F_Z &= -F_x \sin \alpha + F_y \cos \alpha \end{aligned} \quad (6.9)$$

La vorticité $\boldsymbol{\Omega}$ du champ de vitesse absolue se déduit enfin de la vorticité $\boldsymbol{\Omega}'$ du champ de vitesse relative par la relation :

$$\boldsymbol{\Omega} = \boldsymbol{\Omega}' + 2\dot{\alpha}\mathbf{e}_Y = \left(\frac{\partial u_{\text{rel}}}{\partial \tilde{x}} - \frac{\partial w_{\text{rel}}}{\partial x} + 2\dot{\alpha} \right) \mathbf{e}_Y \quad (6.10)$$

b) Tests de convergence

On montre que les paramètres de simulation optimaux obtenus pour le mouvement de pilonnement sont aussi suffisants pour le mouvement de tangage. Les tests sont menés sur un cas à haute fréquence ($St_c = 1$) et grande amplitude de tangage ($\alpha_0 = 30^\circ$). La figure 6.7 met en évidence la convergence des calculs en fonction de l'éloignement de la frontière extérieure, du nombre de mailles et du pas de temps. Pour tous ces tests, le critère choisi est le coefficient instantané de portance $C_Z(t) = F_Z(t) / 0.5\rho c U_0^2$.

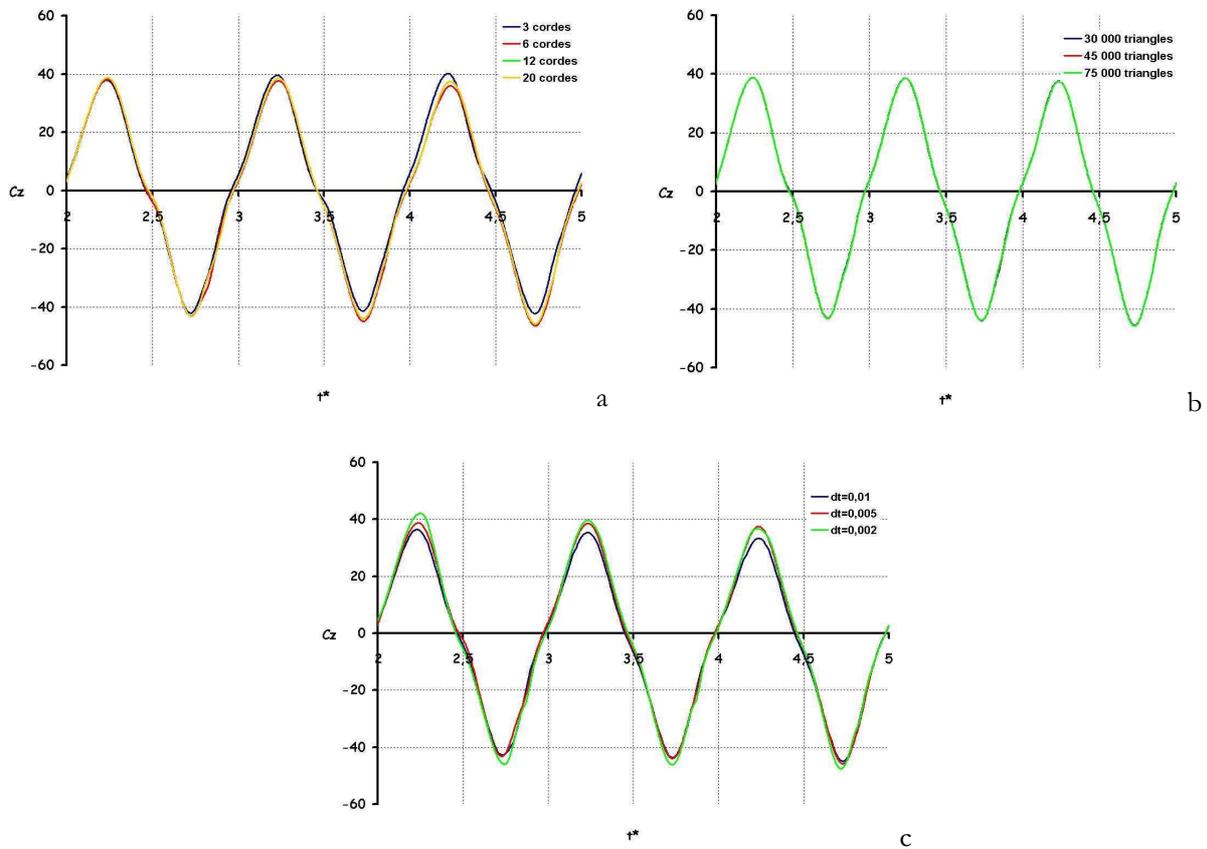


Fig 6.7 : Tests de convergence sur le coefficient instantané de portance engendré par un mouvement de tangage ($Re = 1000$ - $\alpha_0 = 30^\circ$ - $St_c = 1.0$ - $x_0 / c = 0$)
 (a) effet de la distance à la frontière extérieure (b) effet du raffinement du maillage
 (c) effet du pas de temps

6.4 Simulation du vol battu d'avancement

Soit $\mathfrak{R}(O, \mathbf{e}_X, \mathbf{e}_Z)$ le repère inertiel fixe et $\mathfrak{R}(O', \mathbf{e}_x, \mathbf{e}_z)$ le repère relatif lié à l'aile avec O' le point de la corde où passe l'axe de tangage \mathbf{e}_y . Le vol battu 2D se compose de la superposition d'un mouvement d'avancement de vitesse $-U_0 \mathbf{e}_X$, d'un mouvement de pilonnement incliné d'un angle φ par

rapport à l'axe \mathbf{e}_x et enfin d'un mouvement de tangage de taux de rotation $\dot{\alpha}$ autour de l'axe \mathbf{e}_y . La simulation du pilonnement suivant le plan incliné peut être réalisée de plusieurs façons. Nous avons choisi de le décomposer en un mouvement de pilonnement vertical de vitesse U_{pil} selon l'axe \mathbf{e}_z et un mouvement de glissement (ou avance-recul) de vitesse U_{gli} selon l'axe \mathbf{e}_x . En imposant une même loi temporelle à ces deux vitesses mais en modulant leurs amplitudes respectives on fait varier l'angle φ déterminant l'inclinaison du plan de pilonnement.

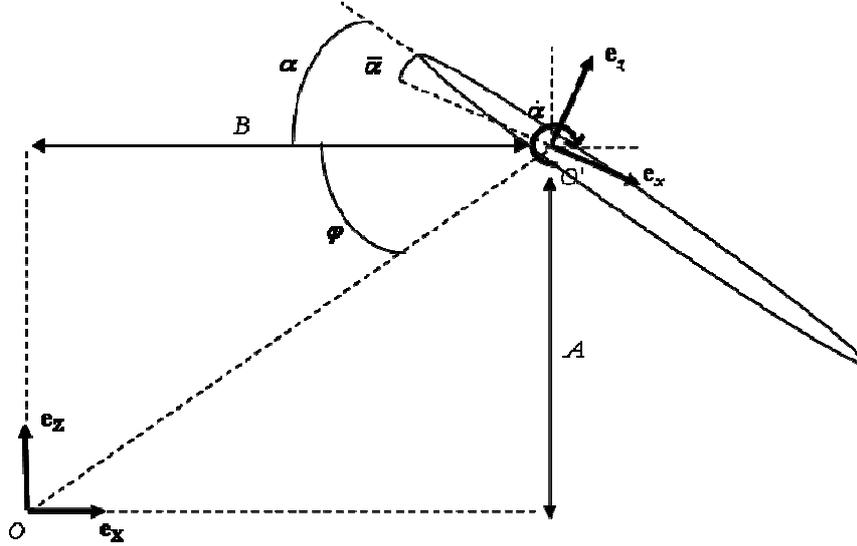


Fig 6.8 : Mouvement de vol battu dans le repère relatif par rapport au repère absolu

On impose des lois temporelles de type sinusoïdal pour les différents paramètres cinématiques :

$$\begin{aligned} A &= A_0 \cos(2\pi f t) \\ B &= B_0 \cos(2\pi f t) \\ \alpha &= \bar{\alpha} - \alpha_0 \cos(2\pi f t + \varphi) \end{aligned} \quad (6.11)$$

On notera que l'angle de phase φ permet de fixer le déphasage entre le mouvement de pilonnement et le mouvement de tangage. L'angle φ du plan incliné de pilonnement est quant à lui donné par :

$$\varphi = \tan^{-1} \left| \frac{A_0}{B_0} \right| \quad (6.12)$$

De ces lois cinématiques on en déduit la vitesse de pilonnement \mathbf{U}_{pil} , la vitesse de glissement \mathbf{U}_{gli} et le taux de rotation $\dot{\alpha}$:

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_{\text{pil}} &= -2\pi f A_0 \sin(2\pi f t) \mathbf{e}_z \\ \mathbf{U}_{\text{gli}} &= -2\pi f B_0 \sin(2\pi f t) \mathbf{e}_x \\ \dot{\alpha} &= 2\pi f \alpha_0 \sin(2\pi f t + \varphi) \end{aligned} \quad (6.13)$$

On en déduit ensuite les accélérations \mathbf{a}_{pil} , \mathbf{a}_{gli} et $\ddot{\alpha}$:

$$\begin{aligned}
\mathbf{a}_{\text{pil}} &= -(2\pi)^2 f^2 A_0 \cos(2\pi f t) \mathbf{e}_Z \\
\mathbf{a}_{\text{gli}} &= -(2\pi)^2 f^2 B_0 \cos(2\pi f t) \mathbf{e}_X \\
\ddot{\alpha} &= (2\pi)^2 f^2 \alpha_0 \cos(2\pi f t + \phi)
\end{aligned} \tag{6.14}$$

Enfin, la vitesse d'entraînement, l'accélération d'entraînement et l'accélération de Coriolis dans le repère relatif sont données par :

$$\begin{aligned}
\mathbf{u}_{\text{ent}} &= \left[(-U_0 + U_{\text{gli}}) \cos(\alpha - \bar{\alpha}) - U_{\text{pil}} \sin(\alpha - \bar{\alpha}) + \dot{\alpha} z \right] \mathbf{e}_x \\
&\quad + \left[(U_0 - U_{\text{gli}}) \sin(\alpha - \bar{\alpha}) + U_{\text{pil}} \cos(\alpha - \bar{\alpha}) - \dot{\alpha} x \right] \mathbf{e}_z \\
\mathbf{a}_{\text{ent}} &= \left[a_{\text{gli}} \cos(\alpha - \bar{\alpha}) - a_{\text{pil}} \sin(\alpha - \bar{\alpha}) + \ddot{\alpha} z - \dot{\alpha}^2 x \right] \mathbf{e}_x \\
&\quad + \left[-a_{\text{gli}} \sin(\alpha - \bar{\alpha}) + a_{\text{pil}} \cos(\alpha - \bar{\alpha}) - \ddot{\alpha} x - \dot{\alpha}^2 z \right] \mathbf{e}_z \\
\mathbf{a}_{\text{cor}} &= 2 \dot{\alpha} w_{\text{rel}} \mathbf{e}_x - 2 \dot{\alpha} u_{\text{rel}} \mathbf{e}_z
\end{aligned} \tag{6.15}$$

Les conditions limites à appliquer dans le repère relatif deviennent alors:

$$\begin{cases} \mathbf{u}_{\text{rel}}(\infty) = \left[(U_0 - U_{\text{gli}}) \cos(\alpha - \bar{\alpha}) + U_{\text{pil}} \sin(\alpha - \bar{\alpha}) - \dot{\alpha} z \right] \mathbf{e}_x \\ \quad + \left[(-U_0 + U_{\text{gli}}) \sin(\alpha - \bar{\alpha}) - U_{\text{pil}} \cos(\alpha - \bar{\alpha}) + \dot{\alpha} x \right] \mathbf{e}_z \\ \mathbf{u}_{\text{rel}}(M) = 0 \quad \forall M \in \text{aile} \end{cases} \tag{6.16}$$

L'effort horizontal F_X et l'effort vertical F_Z dans le repère absolu sont obtenus à l'aide des efforts dans le repère relatif en effectuant le changement de base suivant :

$$\begin{aligned}
F_X &= F_x \cos(\alpha - \bar{\alpha}) + F_y \sin(\alpha - \bar{\alpha}) \\
F_Z &= -F_x \sin(\alpha - \bar{\alpha}) + F_y \cos(\alpha - \bar{\alpha})
\end{aligned} \tag{6.17}$$

La vorticité $\boldsymbol{\Omega}$ du champ de vitesse absolu se déduit enfin de la vorticité $\boldsymbol{\Omega}'$ du champ de vitesse relative relatif par l'expression:

$$\boldsymbol{\Omega} = \boldsymbol{\Omega}' + 2 \dot{\alpha} \mathbf{e}_Y = \left(\frac{\partial u_{\text{rel}}}{\partial z} - \frac{\partial w_{\text{rel}}}{\partial x} + 2 \dot{\alpha} \right) \mathbf{e}_Y \tag{6.18}$$

6.5 Validation sur des cas test

a) Mouvement oscillant de glissement (ou mouvement de tamis)

On considère une plaque plane de corde infinie réalisant un mouvement oscillatoire de glissement d'amplitude B_0 selon l'axe \mathbf{e}_X . La vitesse d'oscillation est donnée par :

$$\mathbf{u}_{\text{plaque}} = 2\pi f B_0 \cos(2\pi f t) \mathbf{e}_X \quad (6.19)$$

Schlichting [92] donne une solution théorique exacte du profil de vitesse obtenu au dessus de la plaque :

$$\mathbf{u}(z, t) = 2\pi f B_0 e^{-kz} \cos(2\pi f t - kz) \mathbf{e}_X \quad \text{avec } k = \sqrt{\frac{\pi f}{\nu}} \quad (6.20)$$

On en déduit alors la contrainte de cisaillement τ et la contrainte de cisaillement τ_{plaque} obtenue à la surface de la plaque:

$$\begin{aligned} \tau &= 2\pi f B_0 \mu e^{-kz} (\sin(2\pi f t - kz) - \cos(2\pi f t - kz)) \\ \tau_{\text{plaque}} &= \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=0} = 2\pi f B_0 \mu k (\sin(2\pi f t) - \cos(2\pi f t)) \end{aligned} \quad (6.21)$$

En prenant comme vitesse de référence la vitesse maximale de glissement $2\pi f B_0$, on en déduit enfin le coefficient instantané de traînée de frottement de la plaque :

$$C_{X,\text{frott}} = 2 \times \frac{\tau_{\text{plaque}} \ell}{0.5 \rho \ell (2\pi f B_0)^2} = \frac{2}{B_0} \sqrt{\frac{\nu}{\pi f}} (\sin(2\pi f t) - \cos(2\pi f t)) \quad (6.22)$$

On réalise ensuite une simulation numérique de ce mouvement dans le cas d'une plaque plane de corde finie. On se place dans le repère lié à l'aile et on fixe les paramètres suivants : $Re = 1000$, $B_0 = 1$, $\ell = 1$, $f = 1$. La figure 6.9 compare la traînée de frottement obtenue numériquement et la traînée théorique. On obtient une précision de $5 \cdot 10^{-3}$ sur le coefficient de traînée de frottement. Les écarts sont attribués aux effets de culot qui ne sont pas pris en compte dans la théorie. De tels écarts ont également été constatés dans les travaux de thèse de Kurtulus [54].

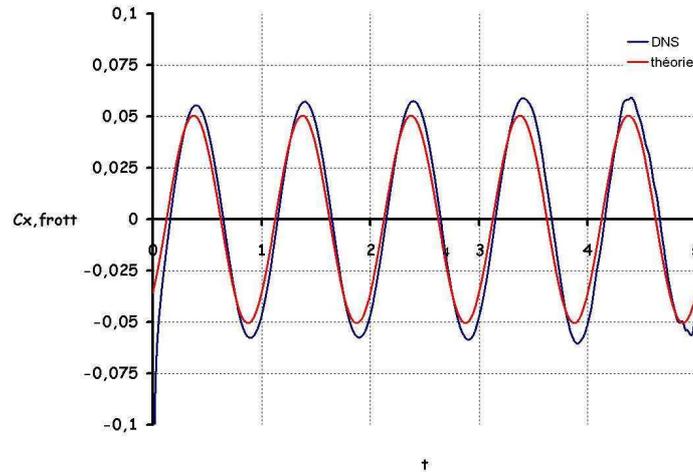


Fig 6.9 : Comparaison DNS/théorie du coefficient instantané de frottement engendré sur une plaque plane en mouvement sinusoïdal de glissement à incidence nulle ($Re = 1000$, $B_0 = 1$, $\ell = 1$, $f = 1$)

b) Départ impulsif en translation

Pour ce mouvement on se reportera à la figure 4.9 du chapitre 4 qui compare nos simulations avec celles obtenues par [Sun & Hamdani \[98\]](#) sur un profil NACA 0012 en translation à $Re = 100$. On se reportera également à la figure 4.10 qui compare nos résultats avec les efforts expérimentaux obtenus par [Dickinson & Götz \[16\]](#) sur une plaque plane en translation à $Re = 192$.

c) Départ impulsif en tangage

On compare nos simulations avec celles obtenues par [Hamdani & Sun \[37\]](#) sur un profil NACA 0012 réalisant un mouvement impulsif de tangage après l'établissement d'un régime permanent en translation. L'axe de rotation est situé au quart de corde et le nombre de Reynolds est fixé à 100. La loi cinématique de variation du taux de rotation réduit $\omega = \dot{\alpha} c / U_0$ est donnée dans cette référence par:

$$\omega = \frac{\omega_0}{2}(1 - \cos(2\omega_0 t^*)) \quad (6.23)$$

La figure 6.10 présente les résultats obtenus pour le coefficient instantané de portance en fonction de l'angle de tangage. Deux vitesses de rotation sont testées : une rotation lente ($\omega_0 = 0.2$) et une rotation rapide ($\omega_0 = 2.4$). Dans les deux cas on obtient une excellente correspondance entre nos résultats et ceux obtenus par [Hamdani & Sun \[37\]](#).

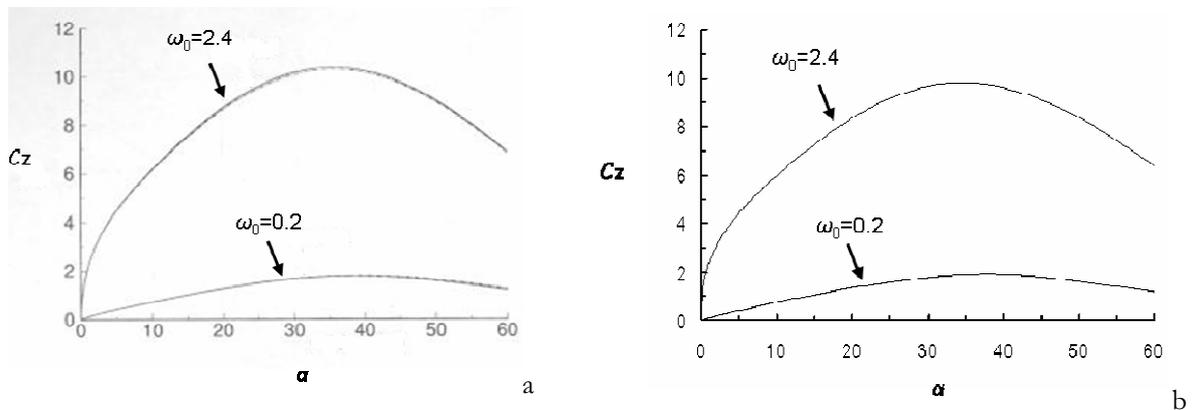


Fig 6.10 : Validation du coefficient instantané de portance engendré par le mouvement impulsif de tangage d'un profil NACA 0012 en translation à $Re = 100$:

(a) Résultats de [Hamdani & Sun \[37\]](#) (b) Résultats Freefem ++

7 Pilonnement pur en vol d'avancement

7.1 Notations

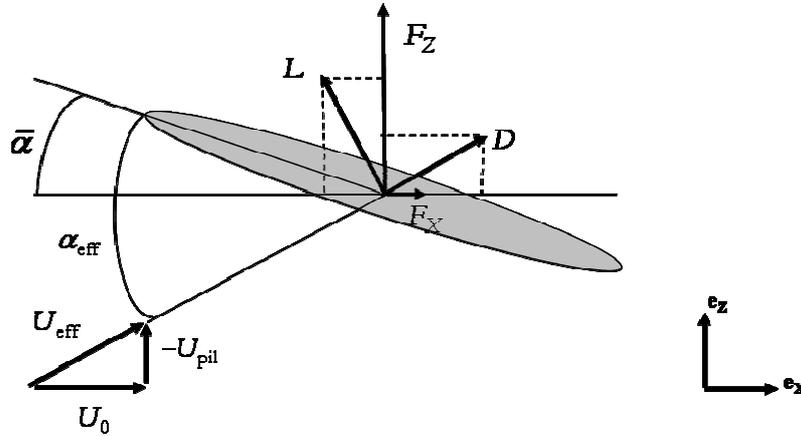


Fig 7.1 : Pilonnement pur : définition du mouvement et notations

On considère le mouvement de pilonnement pur d'un profil NACA 0012 dont la distance verticale A par rapport à l'axe horizontal \mathbf{e}_x suit une loi sinusoïdale $A = A_0 \cos(2\pi f t)$ (avec A_0 l'amplitude de pilonnement et f la fréquence de battement) induisant une vitesse de pilonnement $U_{\text{pil}} = -2\pi f A_0 \sin(2\pi f t)$. L'incidence effective α_{eff} , la vitesse effective amont U_{eff} et sa moyenne quadratique \bar{U}_{eff} se déduisent de la vitesse de pilonnement U_{pil} et de l'incidence de calage $\bar{\alpha}$ par les relations suivantes:

$$\alpha_{\text{eff}}(t) = \bar{\alpha} + \tan^{-1}\left(\frac{-U_{\text{pil}}}{U_0}\right) = \bar{\alpha} + \tan^{-1}\left(\frac{2\pi f A_0}{U_0} \sin(2\pi f t)\right)$$

$$U_{\text{eff}}(t) = \sqrt{U_0^2 + U_{\text{pil}}^2} = U_0 \sqrt{1 + \left(\frac{2\pi f A_0}{U_0} \sin(2\pi f t)\right)^2} \quad (7.1)$$

$$\bar{U}_{\text{eff}} = \sqrt{U_0^2 + \bar{U}_{\text{pil}}^2} = U_0 \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \times \frac{2\pi f A_0}{U_0}\right)^2}$$

Le mouvement de pilonnement est déterminé par la donnée de trois nombres adimensionnés : le nombre de Reynolds Re , la fréquence réduite de battement St_c , le nombre de Strouhal St_a . Le premier d'entre eux, le nombre de Reynolds, est défini en considérant la vitesse effective moyenne \bar{U}_{eff} soit :

$$Re = \frac{\bar{U}_{\text{eff}} c}{\nu} \quad (7.2)$$

La fréquence réduite St_c s'obtient ensuite en adimensionnant la période de battement par le temps caractéristique de convection c/U_0 soit :

$$St_c = \frac{f c}{U_0} \quad (7.3)$$

Enfin, le nombre de Strouhal St_a est défini comme le rapport de la vitesse maximale de pilonnement par la vitesse d'avancement soit :

$$St_a = \frac{2\pi f A_0}{U_0} \quad (7.4)$$

Ce dernier nombre est fondamental car il fixe les bornes de variation de l'incidence effective et de la vitesse effective :

$$\bar{\alpha} - \tan^{-1}(St_a) \leq \alpha_{\text{eff}}(t) \leq \bar{\alpha} + \tan^{-1}(St_a)$$

$$U_{\text{eff}}(t) = U_0 \sqrt{1 + St_a^2 \sin^2(2\pi f t)} \quad (7.5)$$

$$\bar{U}_{\text{eff}} = U_0 \sqrt{1 + (St_a / \sqrt{2})^2}$$

Les efforts sont caractérisés par les coefficient instantanés de portance $C_{L,\text{inst}}(t)$ et de traînée $C_{D,\text{inst}}(t)$, orientés respectivement selon les directions normale et parallèle à la vitesse effective $\mathbf{U}_{\text{eff}}(t)$, et définis par :

$$C_{L,\text{inst}}(t) = \frac{L(t)}{0.5 \rho c U_{\text{eff}}^2(t)} \quad ; \quad C_{D,\text{inst}}(t) = \frac{D(t)}{0.5 \rho c U_{\text{eff}}^2(t)} \quad (7.6)$$

On déduit ensuite de ces deux composantes le coefficient instantané de portance $C_{Z,\text{inst}}(t)$ orienté selon l'axe vertical du repère inertiel fixe :

$$C_{Z,\text{inst}}(t) = \frac{F_Z(t)}{0.5 \rho c U_{\text{eff}}^2(t)} = C_{L,\text{inst}}(t) \times \cos(\alpha_{\text{eff}}(t) - \bar{\alpha}) + C_{D,\text{inst}}(t) \times \sin(\alpha_{\text{eff}}(t) - \bar{\alpha}) \quad (7.7)$$

On définit également le coefficient moyen de portance \bar{C}_Z à partir de la force verticale \bar{F}_Z moyennée au cours d'un cycle et de la vitesse effective moyenne \bar{U}_{eff} soit :

$$\bar{C}_Z = \frac{\bar{F}_Z}{0.5 \rho c \bar{U}_{\text{eff}}^2} \quad (7.8)$$

L'écoulement est enfin caractérisé par les champs de pression Kp et de vorticité $\mathbf{\Omega}$:

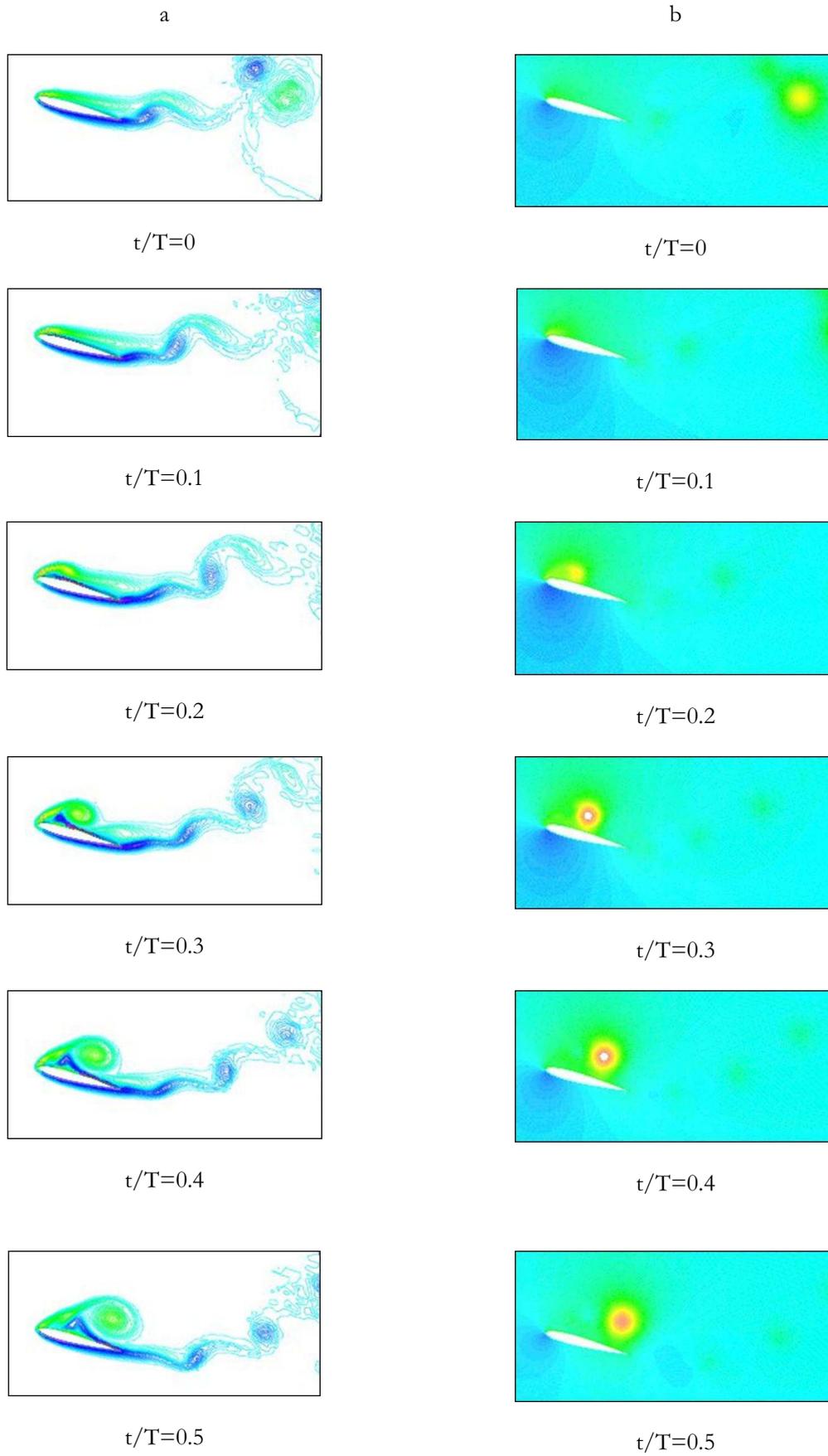
$$Kp = \frac{p - p_\infty}{0.5 \rho U_0^2} \quad (7.9)$$

$$\mathbf{\Omega} = \mathbf{\Omega}' + 2\dot{\alpha} = \nabla \times \mathbf{u}_{\text{rel}}$$

7.2 Topologie de l'écoulement sur un cas type

On décrit l'écoulement type engendré par un mouvement de pilonnement pur. Les paramètres cinématiques choisis sont les suivants : $Re = 1000$, $St_c = 0.2$, $St_a = \tan(15^\circ)$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$. L'incidence effective α_{eff} varie entre 0° et 30° et permet ainsi de déclencher de façon certaine le lâcher tourbillonnaire (l'incidence critique étant d'environ 8° à $Re = 1000$). La fréquence $St_c = 0.2$ est également représentative de nombreux grands insectes comme la libellule.

On présente sur la figure 7.2 les champs de vorticité et de pression obtenus au cours du cycle. Celui-ci commence au début de l'abaissement de l'aile ($A = A_0$) lorsque l'évacuation des tourbillons du cycle précédent se termine et que l'incidence effective du profil est égale à son incidence de calage. Durant la phase de forte accélération ($0 \leq t/T \leq 0.2$), on observe une surpression sur l'intrados résultant de la superposition de l'effort quasi stationnaire et de la réaction de la masse ajoutée. L'augmentation de l'incidence effective provoque la formation d'une bulle de recirculation sur l'extrados. Durant la phase intermédiaire du battement ($0.2 \leq t/T \leq 0.3$), l'incidence effective pénètre dans le domaine des grandes incidences et la bulle de recirculation se transforme en un tourbillon de bord d'attaque engendrant une forte dépression sur l'extrados. La portance est maximale lors de cette phase. L'abaissement de l'aile se termine enfin par une réduction de l'incidence effective jusqu'à l'incidence de calage ($0.3 \leq t/T \leq 0.5$). Cette phase est principalement caractérisée par la convection du tourbillon de bord d'attaque le long du profil. Le cycle se poursuit avec la remontée de l'aile. Durant la phase d'accélération ($0.5 \leq t/T \leq 0.7$), on s'attend à observer une surpression sur l'extrados engendrée par la réaction de la masse ajoutée mais cette dernière est atténuée par la présence du tourbillon de bord d'attaque émis lors de l'abaissement de l'aile. L'incidence effective diminue quant à elle pendant la première moitié du battement ($0.5 \leq t/T \leq 0.75$) puis augmente de nouveau lors de la seconde moitié ($0.75 \leq t/T \leq 1$) pour revenir à l'incidence de calage en fin de cycle. Les variations de l'incidence effective lors de la remontée sont ainsi confinées à de faibles valeurs et les efforts quasi-stationnaires restent modérés. On n'observe pas ainsi la formation d'un nouveau tourbillon de bord d'attaque mais seulement l'émission du tourbillon de bord de fuite et l'évacuation des nappes secondaires de vorticité se formant sur la surface du profil.



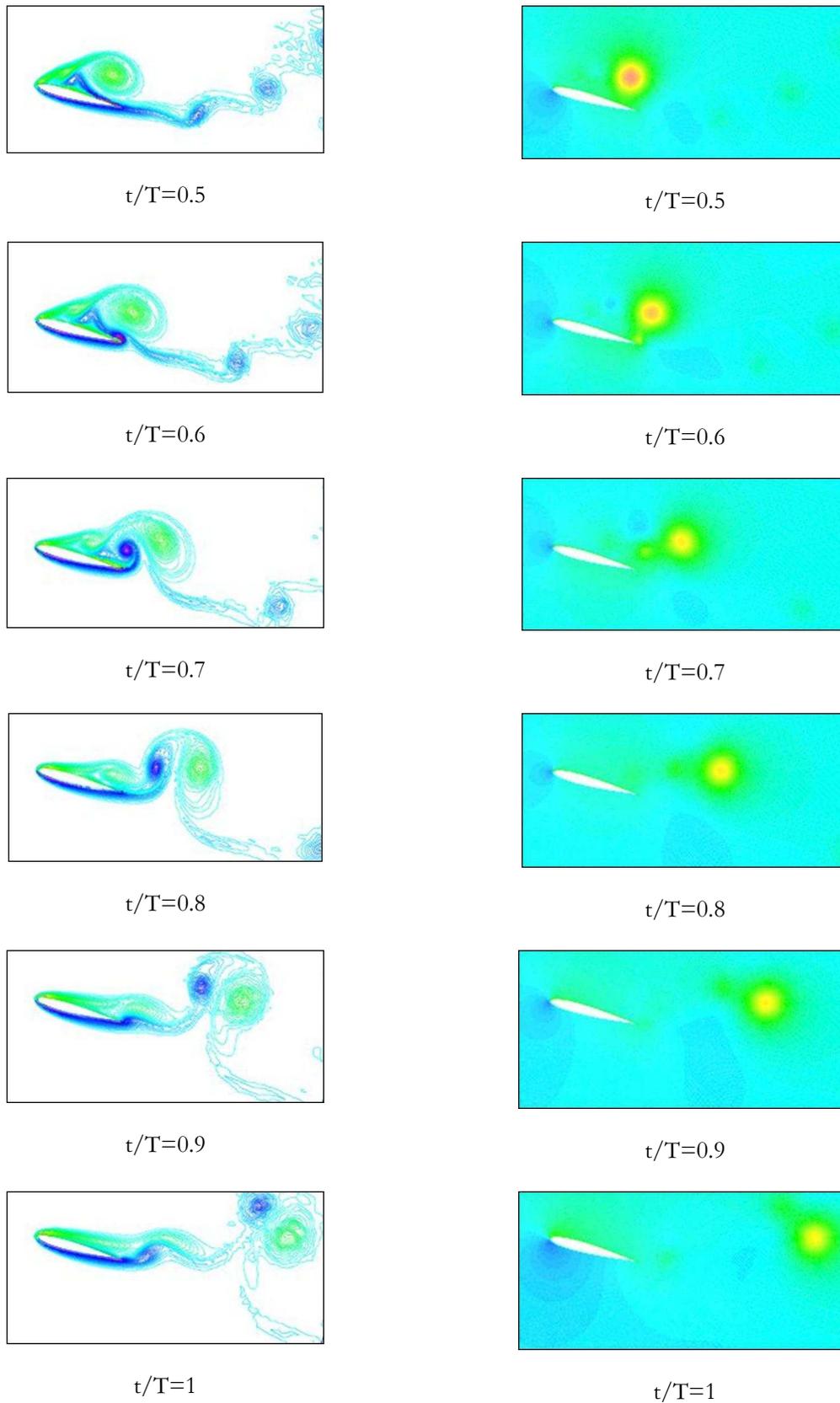


Fig 7.2 : Mouvement de pilonnement pur
 ($Re = 1000$, $St_c = 0.2$, $St_a = \tan(15^\circ)$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$)
 (a) Champ de vorticité (b) Champ de pression

Cet écoulement type permet de présenter les caractéristiques principales du mouvement de pilonnement pour une fréquence représentative de nombreux grands insectes. On note ainsi que la force totale résulte de la superposition et de l'interaction de trois forces : la force circulatoire induite par les efforts quasi-stationnaires et le tourbillon de bord d'attaque, la réaction de la masse ajoutée résultant des phases d'accélération et décélération, la capture de sillage résultant de la convection du tourbillon de bord d'attaque le long du profil. Les contributions respectives et interactions de ces trois forces seront détaillées dans la suite de l'étude. On s'intéressera notamment au rôle de la fréquence de battement sur l'étagement de ces forces.

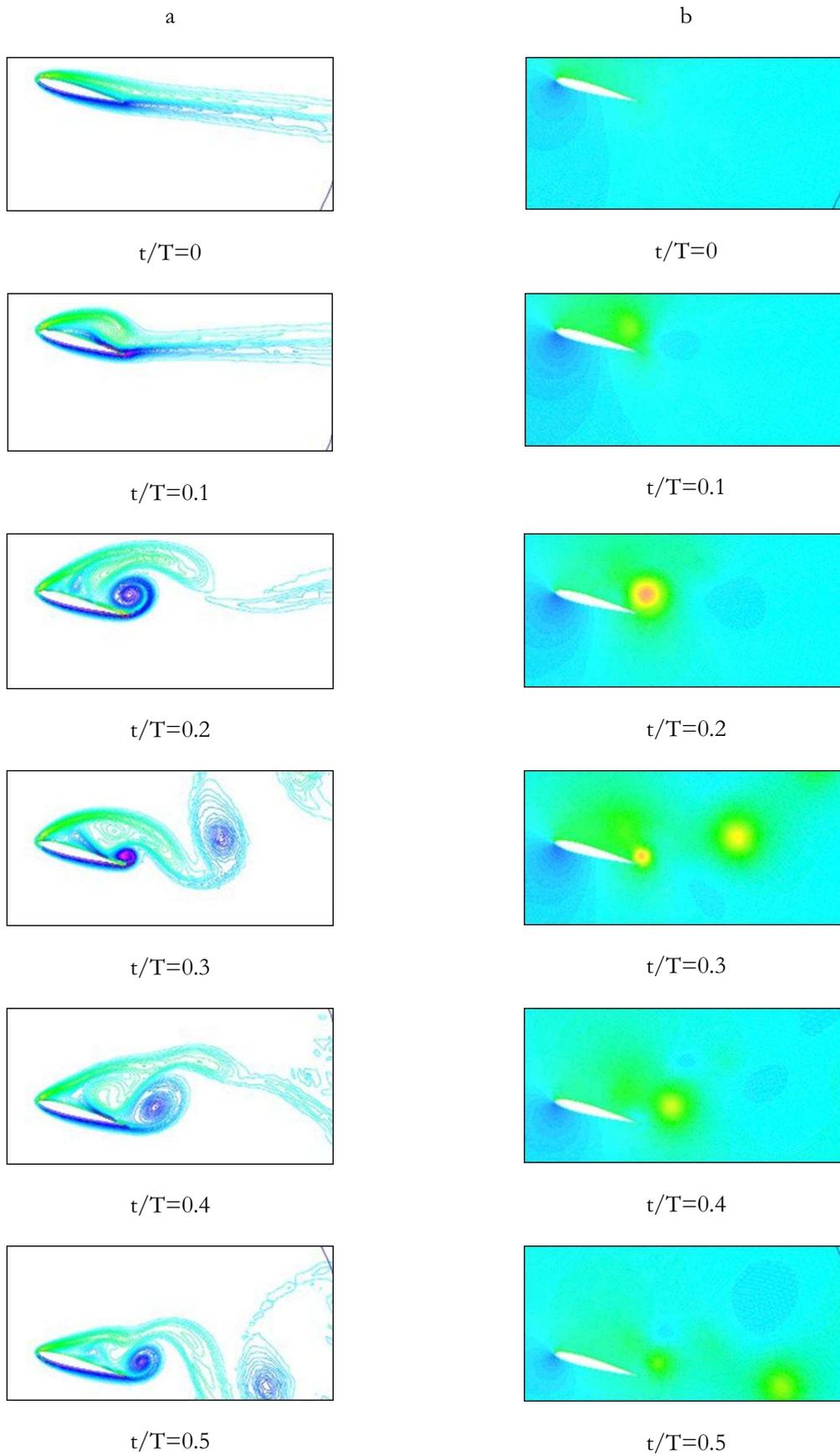
7.3 Régime quasi-stationnaire

On s'intéresse à un régime quasi-stationnaire pour lequel plusieurs lâchers tourbillonnaires sont autorisés durant un battement. Une telle condition est en effet nécessaire pour envisager une analyse quasi-stationnaire basée sur les efforts moyens obtenus en configuration statique sur plusieurs cycles de lâchers tourbillonnaires. Cette condition est vérifiée lorsque la demie-période $T^*/2$ correspondant à la durée d'un battement est supérieure au temps nécessaire pour lâcher le premier tourbillon en configuration statique. Les simulations statiques du chapitre 4 ont montré qu'aux grandes incidences ce temps de lâcher est d'environ 4 pour $Re = 100$ (figure 4.21) et d'environ 4.5 pour $Re = 1000$ (figure 4.36). Pour chacun de ces cas la fréquence réduite de battement doit vérifier respectivement $St_c \leq 0.125$ et $St_c \leq 0.111$. Ceci fixe la limite entre le régime quasi-stationnaire et le régime instationnaire à une valeur d'environ $St_c = 0.1$.

La figure 7.3 présente les champs de vorticité et de pression obtenus pour la configuration suivante : $Re = 1000$, $St_c = 0.05$, $St_a = \tan(15^\circ)$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$. On peut remarquer que l'abaissée de l'aile comporte trois lâchers tourbillonnaires tandis qu'on observe juste une déstabilisation du sillage lointain lors de la remontée car l'incidence effective reste confinée à de faibles valeurs durant cette phase. On peut également remarquer que le lâcher tourbillonnaire prend naissance sur l'ensemble de l'extrados contrairement à l'écoulement type précédent ou le tourbillon prenait naissance au bord d'attaque. On peut enfin noter que les tourbillons sont convectés avant le début de la remontée de sorte qu'il n'y a pas de phénomène de capture de sillage.

La figure 7.4 présente l'évolution du coefficient instantané de portance $C_{Z,inst}(t)$ sur une période de battement. Hormis l'évolution générale de la portance pilotée par les variations de l'incidence effective, on peut remarquer la présence de plusieurs pics correspondant aux différents lâchers tourbillonnaires émis lors de l'abaissée de l'aile. On notera en particulier que l'amplitude maximale est atteinte lors du deuxième lâcher tourbillonnaire c'est à dire lorsque l'incidence effective est maximum ($t/T = 0.25$).

On examine ensuite si une approche quasi-stationnaire est suffisante pour décrire l'évolution générale de la portance lors du cycle. Une telle approche est basée sur l'hypothèse que l'historique de l'écoulement n'intervient pas sur la valeur instantanée des efforts et que les composantes $C_{L,inst}$ et $C_{D,inst}$ sont uniquement dépendantes de l'incidence effective. Ces dernières sont ainsi estimées à partir des efforts moyens obtenus sur une aile statique en régime permanent ($C_{L,inst}(\alpha_{eff}, t) = \bar{C}_L(\alpha_{eff})$ et $C_{D,inst}(\alpha_{eff}, t) = \bar{C}_D(\alpha_{eff})$). Ces estimations sont obtenues en réalisant des simulations statiques analogues à celles réalisées dans le chapitre 4. Comme précisé dans le chapitre 6, la seule différence réside dans l'utilisation d'un maillage circulaire et dans l'imposition d'une condition de Dirichlet $\mathbf{u} = U_0 \mathbf{e}_x$ sur la frontière extérieure.



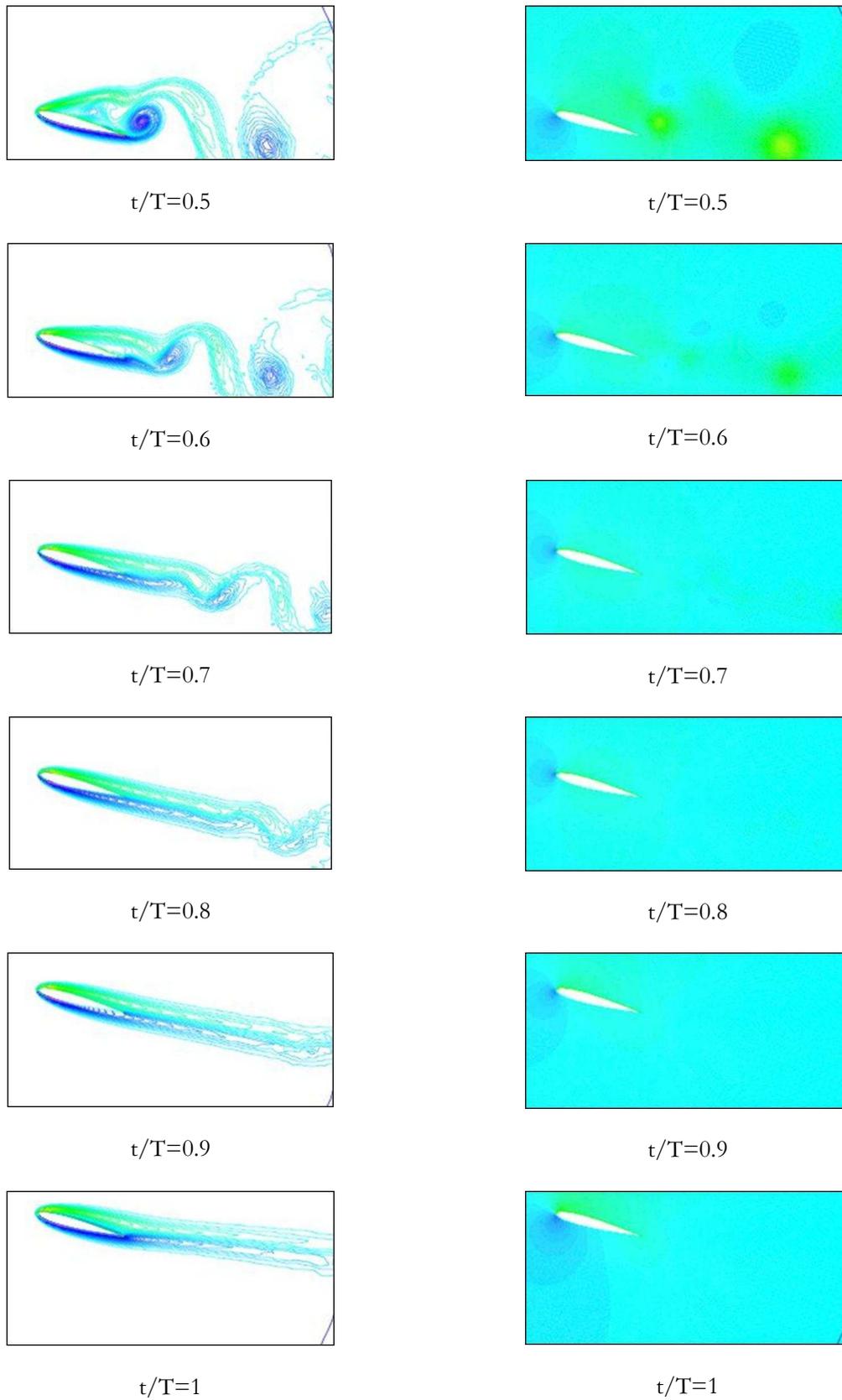


Fig 7.2 : Mouvement de pilonnement pur
 ($Re = 1000$, $St_c = 0.05$, $St_a = \tan(15^\circ)$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$)
 (a) Champ de vorticité (b) Champ de pression

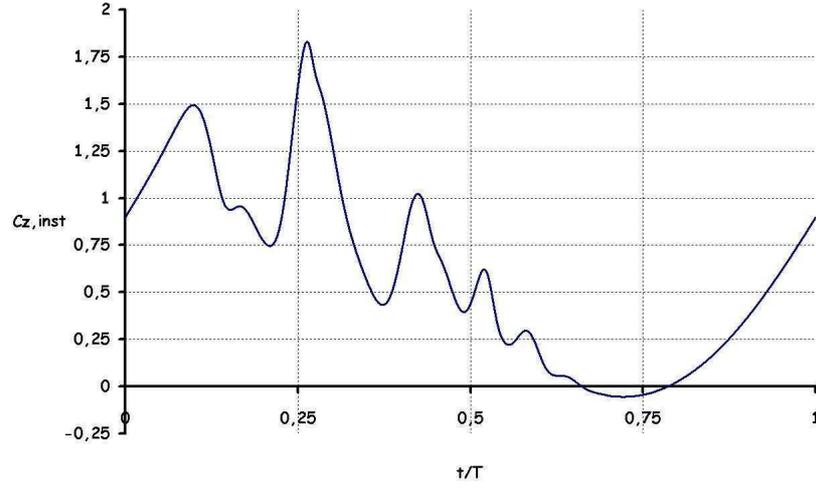


Fig 7.4 : Coefficient instantané de portance obtenu au cours d'un cycle pour un mouvement de pilonnement en régime quasi-stationnaire
 $Re = 1000$, $St_c = 0.05$, $St_a = \tan(15^\circ)$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$

La figure 7.5 présente les valeurs des coefficients moyens de portance \bar{C}_L et de traînée \bar{C}_D obtenus à $Re = 1000$ en fonction de l'incidence. Ceux-ci sont approximés par les lois analytiques suivantes:

$$\begin{aligned}\bar{C}_L(\alpha) &\approx 1.4 \sin(2\alpha) \\ \bar{C}_D(\alpha) &\approx 0.12 + 1.4 (1 - \cos(2\alpha))\end{aligned}\quad (7.10)$$

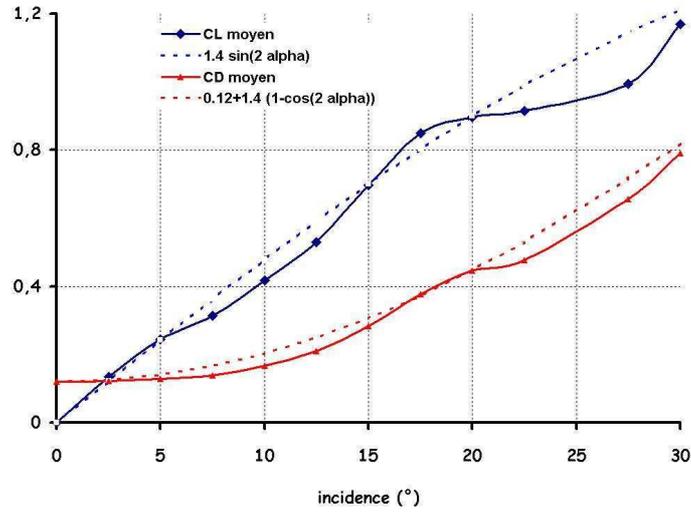


Fig 7.5 : Coefficients moyens de portance \bar{C}_L et de traînée \bar{C}_D obtenus en régime statique permanent à $Re = 1000$

La modélisation quasi-stationnaire du coefficient instantané de portance devient ainsi :

$$\begin{aligned}C_{Z,qs}(\alpha_{\text{eff}}) &= \bar{C}_L(\alpha_{\text{eff}}) \times \cos(\alpha_{\text{eff}} - \bar{\alpha}) + \bar{C}_D \times \sin(\alpha_{\text{eff}} - \bar{\alpha}) \\ &= 1.4 \sin(2\alpha_{\text{eff}}) \times \cos(\alpha_{\text{eff}} - \bar{\alpha}) + (0.12 + 1.4 (1 - \cos(2\alpha_{\text{eff}}))) \times \sin(\alpha_{\text{eff}} - \bar{\alpha})\end{aligned}\quad (7.11)$$

La figure 7.6 compare le coefficient instantané de portance $C_{Z,inst}(t)$ obtenu par simulation numérique directe avec son estimation quasi stationnaire $C_{Z,qs}(t)$. On remarque une différence s'établissant lors des phases d'accélération et décélération ($t/T=0$ ou 1 et $t/T=0.5$) et devant être attribuée à un faible effet de masse ajoutée. Après correction par le terme de masse ajoutée $C_{Z,am}$ (voir partie 7.5 portant sur la modélisation), on obtient une meilleure estimation. Celle-ci permet de retranscrire fidèlement l'évolution générale de la portance malgré les pics induits par le lâcher tourbillonnaire. La correspondance avec la simulation numérique se révèle excellente lors de la remontée de l'aile.

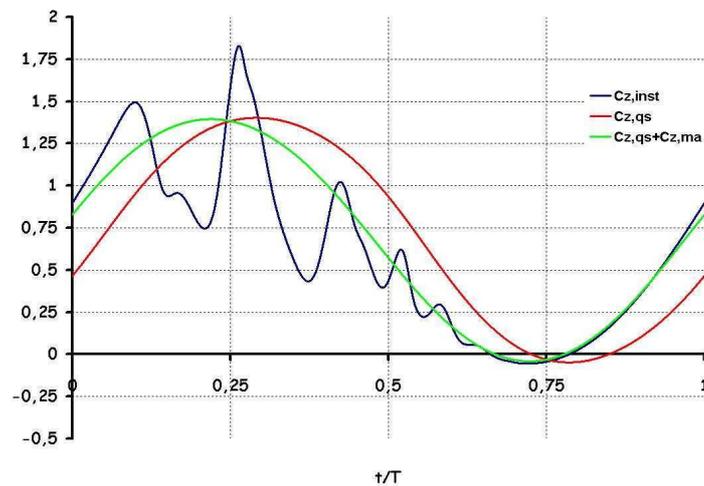


Fig 7.6 : Modélisation quasi stationnaire du coefficient instantané de portance en régime quasi stationnaire : $Re = 1000$, $St_c = 0.05$, $St_a = \tan(15^\circ)$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$

7.4 Régime instationnaire

Comme on a pu le noter dans la revue bibliographique, l'estimation quasi stationnaire se révèle insuffisante pour caractériser le vol des insectes. On met ainsi en évidence dans la suite les mécanismes aérodynamiques expliquant une telle divergence et notamment le rôle de la fréquence de battement.

Dans les travaux précédents tels ceux de Sun & Wu [101], la montée en fréquence se fait indépendamment de l'amplitude de battement par variation du rapport d'avancement J défini comme le rapport entre la vitesse d'avancement U_0 et la vitesse maximale de battement en bout d'aile U_t , soit $J = U_0 / U_t$ (on notera que dans notre cas le rapport d'avancement J se révèle être l'inverse du nombre de Strouhal $St_a = 2\pi f A_0 / U_0$). Une telle méthode ne permet pas de mettre en évidence la transition quasi stationnaire / instationnaire car les efforts quasi stationnaires ne sont pas conservés en raison de la modification des bornes de variation de l'incidence effective.

Afin de conserver les mêmes efforts quasi stationnaires au cours de l'étude, on garde constant le nombre de Strouhal St_a et on fait varier uniquement la fréquence St_c (on notera néanmoins qu'une telle démarche oblige à adapter l'amplitude de battement en fonction de la fréquence). La montée en fréquence permet ainsi de mettre en évidence trois effets instationnaires indépendamment des variations de l'incidence effective: la diminution de la taille du tourbillon de bord d'attaque, la réaction de la masse ajoutée, la capture de sillage.

a) Tourbillon de bord d'attaque

On examine la formation du tourbillon de bord d'attaque en régime instationnaire c'est-à-dire pour des fréquences vérifiant $St_c \geq 0.1$. On rappelle qu'au delà de cette fréquence le lâcher tourbillonnaire est forcé par le mouvement et qu'il n'y a qu'un seul tourbillon se formant lors de l'abaisseée de l'aile. La figure 7.7 présente pour des fréquences croissantes les champs de vorticité et de pression obtenus à $t/T = 0.25$ lorsque l'incidence effective est maximale.

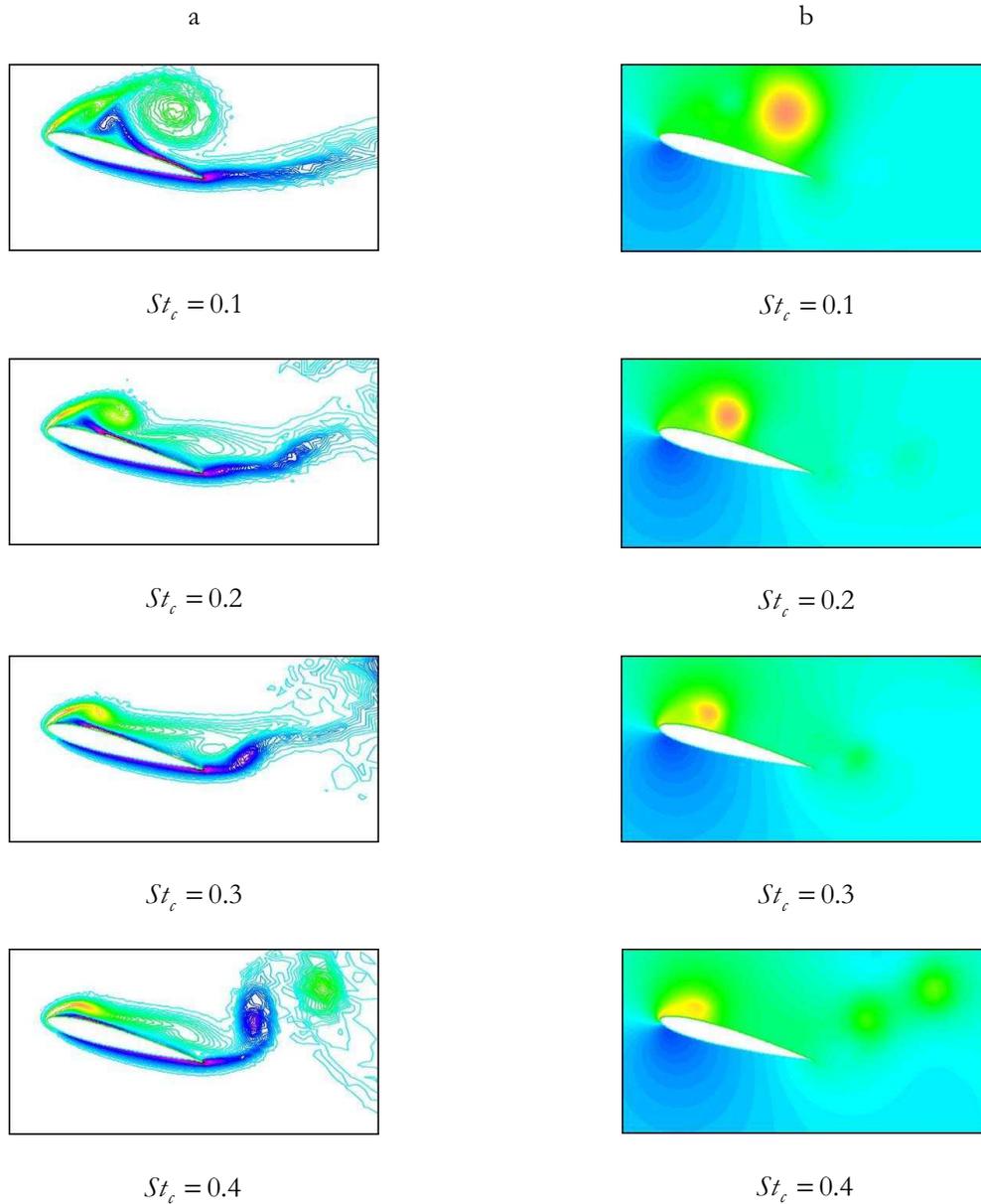


Fig 7.7 : Mouvement de pilonnement pur ($t/T = 0.25$)

($Re = 1000$, $St_a = \tan(15^\circ)$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$)

(a) champ de vorticité (b) champ de pression

L'augmentation de la fréquence induit une réduction du temps de formation du tourbillon et par conséquent une diminution de sa taille. Le tourbillon ne résulte plus alors d'un décollement massif sur l'ensemble de l'extrados et il se forme au contraire depuis le bord d'attaque. La concentration de la vorticité se traduit par une augmentation de la dépression *sur la surface de l'extrados* et notamment au niveau du bord d'attaque. Cette dépression engendre un pic de portance qui est sous estimé par l'approche quasi stationnaire classique (voir partie 7.5 consacrée à la modélisation).

b) Masse ajoutée

La masse ajoutée est la masse de fluide déplacée avec l'aile et elle exerce sur le profil une réaction proportionnelle à son accélération ou décélération. Cette force peut se révéler d'une grande amplitude en raison des hautes fréquences de battement et forts taux de rotation utilisés par les insectes. Dudley note d'ailleurs "qu'aucune théorie physique ou donnée empirique n'est disponible pour estimer ces effets de masse ajoutée sur les ailes battantes des insectes". Les expériences de Dickinson, Lehmann & Sane [18] avec le Robofly ne mettent pas en évidence d'importants effets de masse ajoutée mais les phases d'accélération et de décélération de leur mouvement sont confinées à de courtes périodes car le robot évolue la majeure partie du cycle à vitesse de translation et taux de rotation constants. On étudie ici les effets de la masse ajoutée dans le cas d'une vitesse de pilonnement sinusoïdale plus représentative de la cinématique des insectes d'après Ellington [25].

La figure 7.8 présente les champs de pression obtenus au début de l'abaissée et de la remontée de l'aile pour un pilonnement   très haute fréquence ($St_c = 3.0$). On observe que les décélérations et accélérations en fin et début de battement engendrent de fortes surpressions s'étendant sur l'ensemble du profil et dominant les dépressions induites par les tourbillons.

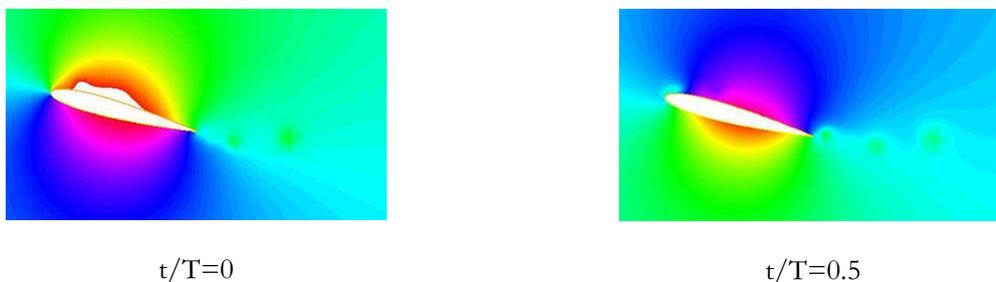


Fig 7.8 : Champs de pression obtenus en début et fin de l'abaissée de l'aile pour un mouvement de pilonnement   très haute fréquence ($Re = 1000$, $St_c = 3.0$, $St_a = \tan(15^\circ)$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$)

La figure 7.9 examine ensuite les variations du coefficient instantané de portance en fonction de l'incidence effective. Trois fréquences sont considérées: $St_c = 0.05$, $St_c = 0.5$, $St_c = 1.0$. En régime quasi-stationnaire ($St_c = 0.05$), l'évolution de la portance reste pilotée par l'incidence effective car les efforts maximal et minimal sont obtenus respectivement pour les incidences effectives maximale et minimale. On note toutefois un début d'hystérésis du à des effets de masse ajoutée en déphasage avec la force circuloire quasi-stationnaire.

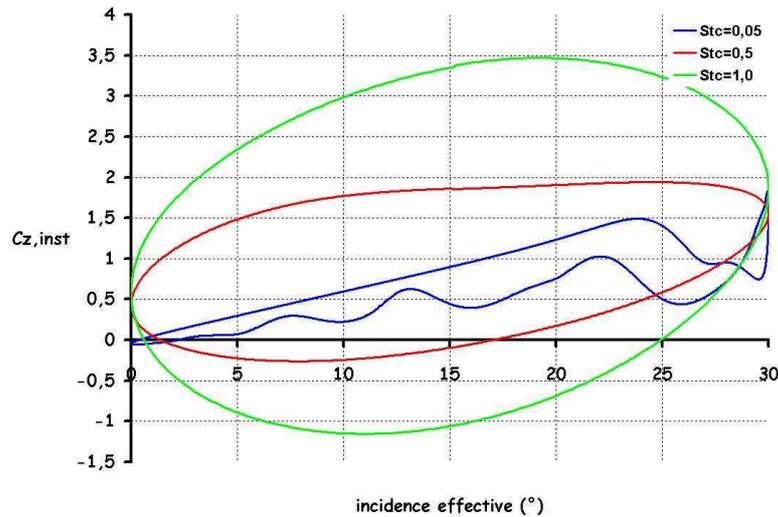


Fig 7.9 : Effets de masse ajoutée sur le coefficient instantané de portance en fonction de la fréquence de battement ($Re = 1000$, $St_a = \tan(15^\circ)$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$)

En régime intermédiaire ($St_c = 0.5$), l'hystérésis sur l'évolution du coefficient instantané de portance devient significative. Il y a en effet une compétition entre les efforts extremums engendrés par la force circuloire quasi-stationnaire pour $\alpha_{eff} = \alpha_{max} = 30^\circ$ et $\alpha_{eff} = \alpha_{min} = 0^\circ$ et les effort extremums engendrés par la masse ajoutée pour $\alpha_{eff} = \bar{\alpha} = 15^\circ$. Les efforts maximal et minimal de portance sont ainsi obtenus respectivement pour $\bar{\alpha} < \alpha_{eff} < \alpha_{max}$ et $\alpha_{min} < \alpha_{eff} < \bar{\alpha}$. Les variations du coefficient instantané de portance restent néanmoins confinées aux mêmes valeurs que celles obtenus pour le régime quasi stationnaire. L'incidence effective ne pilote plus cependant la portance.

En régime fortement instationnaire ($St_c = 1.0$), la force engendrée par la masse ajoutée domine la force circuloire quasi stationnaire. La portance maximale est ainsi obtenue au début de l'abaisseée de l'aile et la portance minimale au début de sa remontée. La portance n'est ainsi plus pilotée par l'incidence effective mais par les accélérations et décélérations du profil. L'amplitude des efforts est, quant à elle, plus que doublée.

c) Capture de sillage

Le troisième effet instationnaire est à mettre à l'actif de l'interaction du mouvement du profil et la convection du tourbillon de bord d'attaque lors de la remontée de l'aile. La figure 7.10 présente ainsi le coefficient moyen de portance \bar{C}_z obtenu en augmentant progressivement la fréquence de battement.

En régime quasi stationnaire ($St_c = 0.05$), la valeur du coefficient moyen de portance est d'environ 0.6, ce qui correspond approximativement au coefficient moyen de portance obtenu sur une aile statique en régime permanent pour l'incidence de calage du cas étudié. En régime instationnaire, le coefficient moyen de portance augmente jusqu'à une valeur maximale de 1.3 obtenue pour $St_c = 0.4$, soit une augmentation de plus de 100%. Il diminue ensuite pour $0.4 \leq St_c \leq 0.6$ puis réaugmente et reste constant à une valeur d'environ 1.2 pour $St_c > 0.7$. Un effet de masse ajoutée ne peut être responsable d'une telle augmentation car les efforts engendrés par ce mécanisme lors de l'abaisseée et de la remontée s'annulent mutuellement.

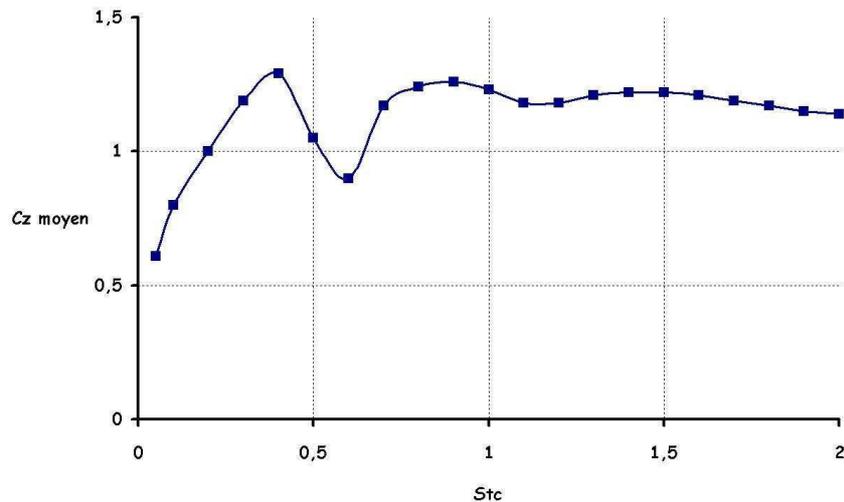


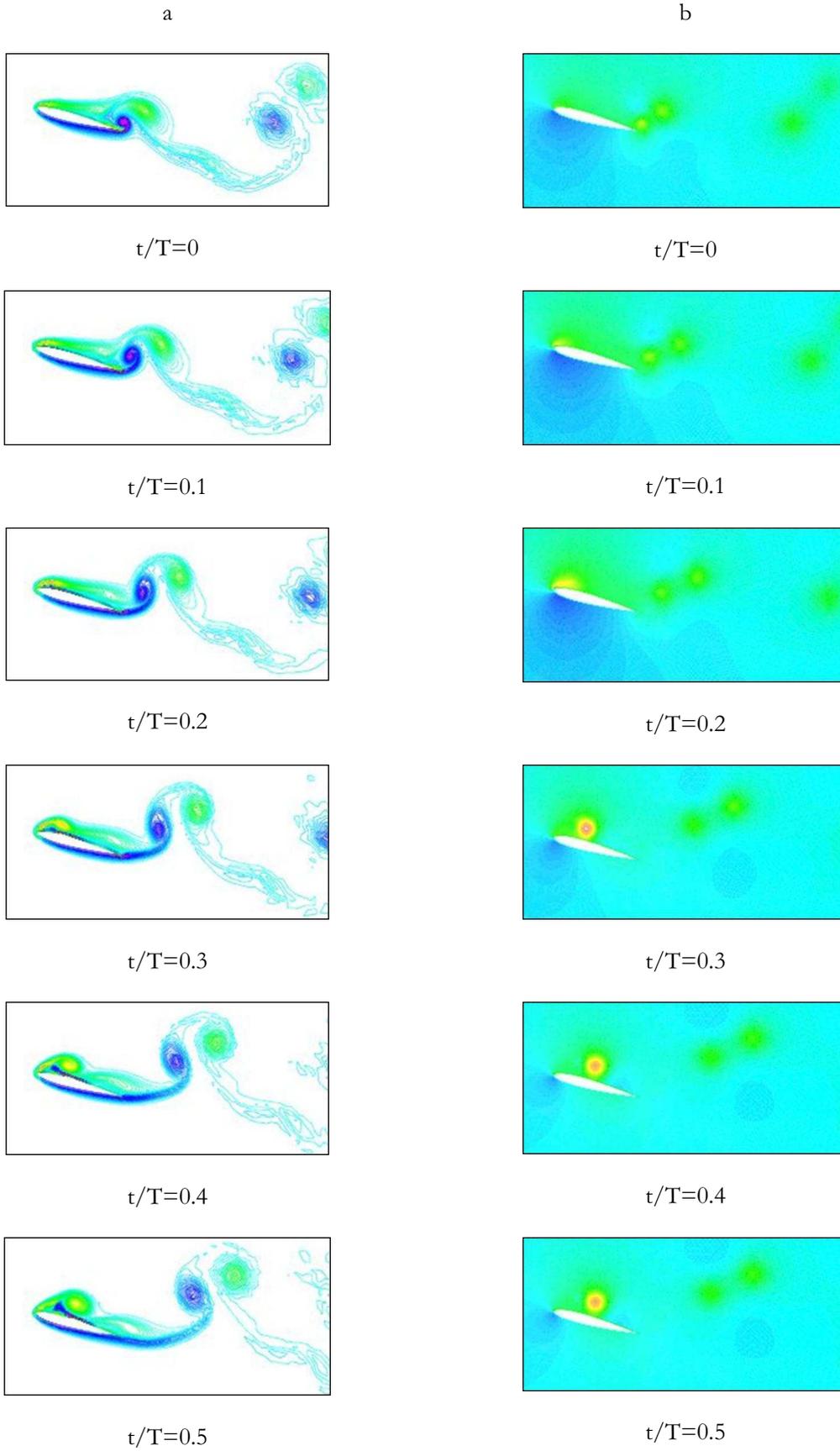
Fig 7.10 : Coefficient moyen de portance en fonction de la fréquence de battement
 $Re = 1000$, $St_a = \tan(15^\circ)$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$

L'examen sur la figure 7.11 des champs de vorticité et de pression obtenus au cours d'un cycle pour la fréquence optimale $St_c = 0.4$ permet d'expliquer cette évolution. On présente également sur la figure 7.12 les coefficients de pression surfaciques en fin d'abaisse  et début de remontée de l'aile. Ces figures montrent que la croissance de la portance moyenne est due à l'effet de capture de sillage. Cet effet se caractérise par trois mécanismes :

- optimisation de la dépression de bord d'attaque lors de la formation du tourbillon.
- convection du tourbillon engendrant une portance supplémentaire sur l'extrados lors de la remontée de l'aile (on peut suivre la dépression induite par la convection du tourbillon sur les coefficients de pression de la figure 7.12).
- amortissement de la surpression sur l'extrados résultant de la réaction de masse ajoutée au début de la remontée de l'aile (on constate ainsi sur les coefficients de pression de la figure 7.12 qu'il n'y a pas de surpression sur l'extrados pour $t/T = 0.5$).

La capture de sillage se révèle ainsi un mécanisme plus complexe que celui décrit par Sane [91] à l'aide d'une approche quasi stationnaire. Ce dernier interprète en effet l'effet de capture de sillage comme une modification de l'incidence effective et de la vitesse effective par l'écoulement induit du tourbillon capturé. Nos observations privilégient plutôt un mécanisme purement instationnaire qui modifie directement le champ de pression à la surface du profil. Des travaux réalisés par Birch, Dickson & Dickinson [8] confirment nos observations et mettent en évidence une augmentation transitoire de la portance qui ne peut s'expliquer par une approche quasi-stationnaire.

Enfin, la valeur élevée du coefficient moyen de portance pour $St_c \geq 0.6$ résulte de la capture de plusieurs tourbillons sur l'extrados. Comme le montre les champs de vorticité et de pression obtenus sur la figure 7.13 pour $St_c = 1$, ces tourbillons atténuent la portance négative engendrée par la réaction de la masse ajoutée en empêchant l'établissement de la surpression sur l'extrados en fin d'abaisse  et début de remontée de l'aile.



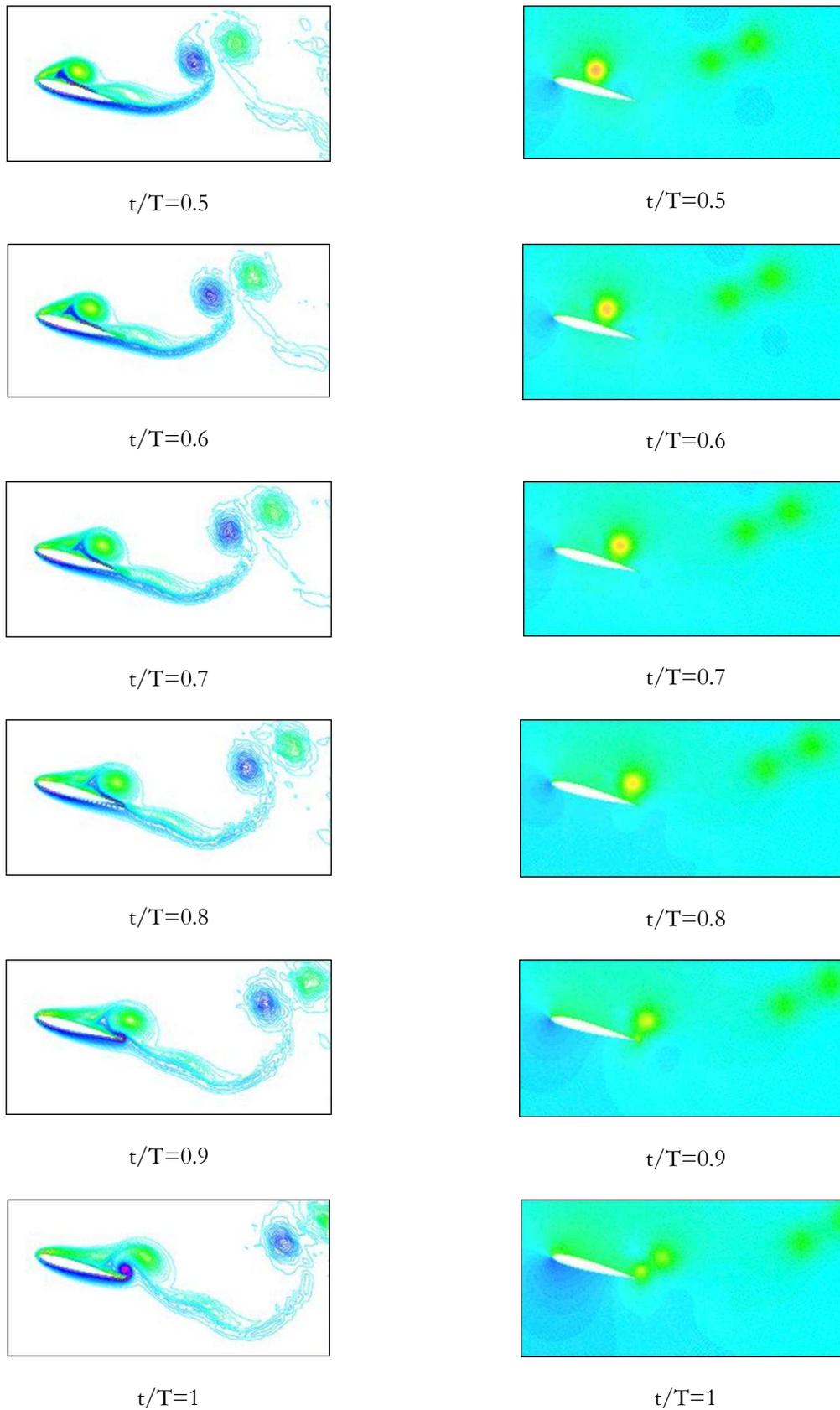


Fig 7.11 : Mouvement de pilonnement pur
 ($Re = 1000$, $St_c = 0.4$, $St_a = \tan(15^\circ)$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$)
 (a) Champ de vorticité (b) Champ de pression

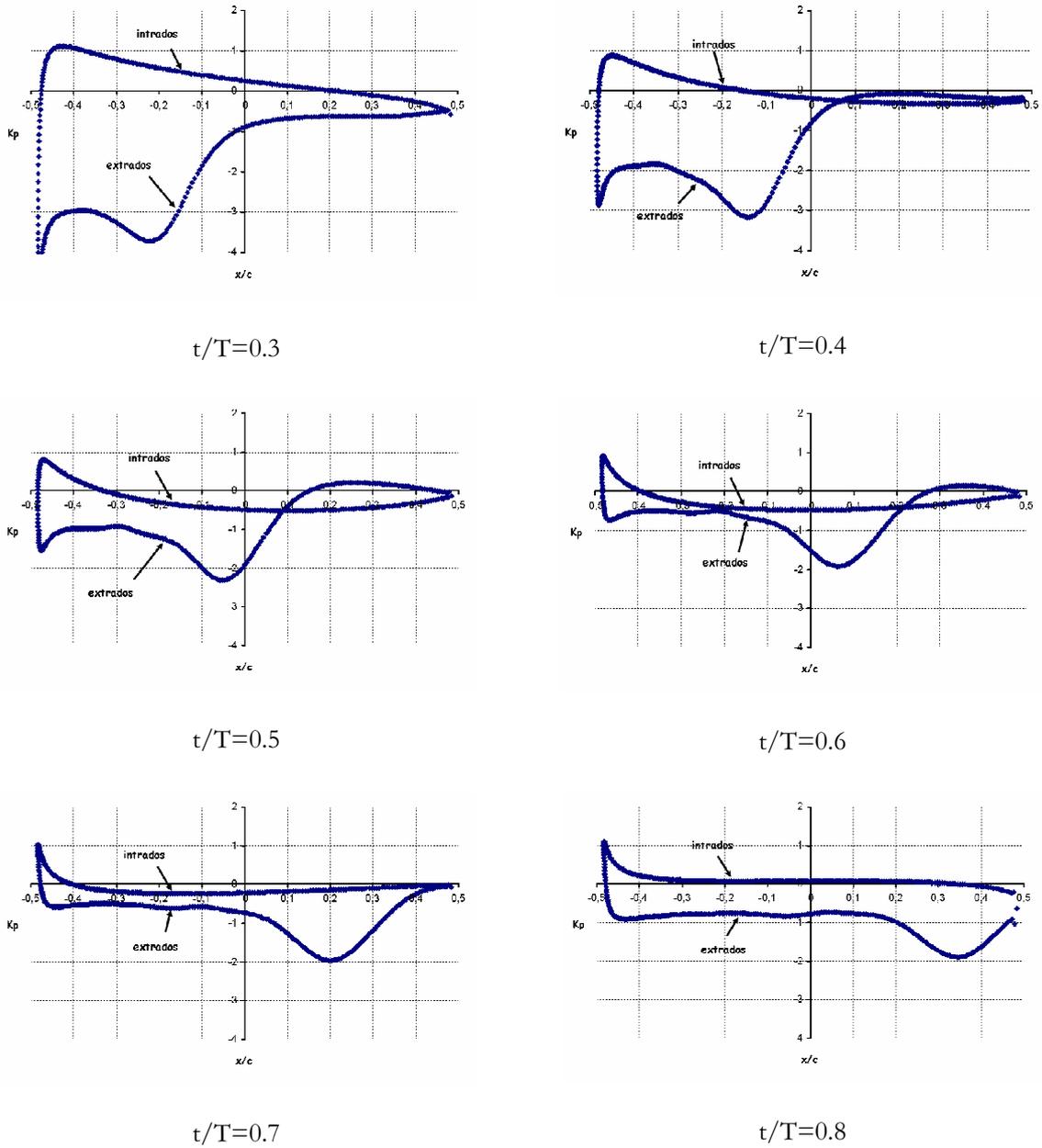
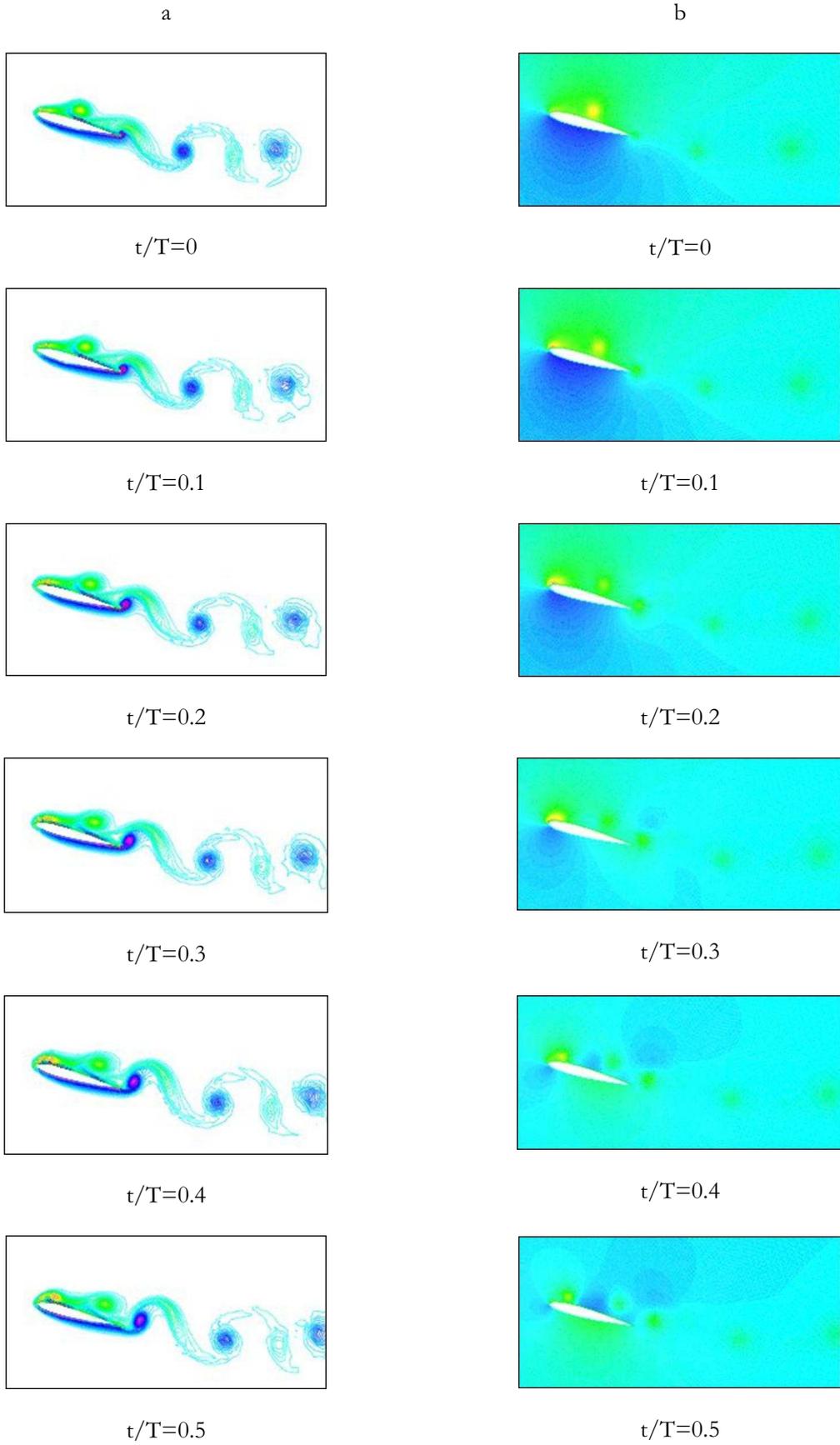


Fig 7.12 : Coefficient de pression à la surface de l'aile
 ($Re = 1000$, $St_c = 0.4$, $St_a = \tan(15^\circ)$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$)



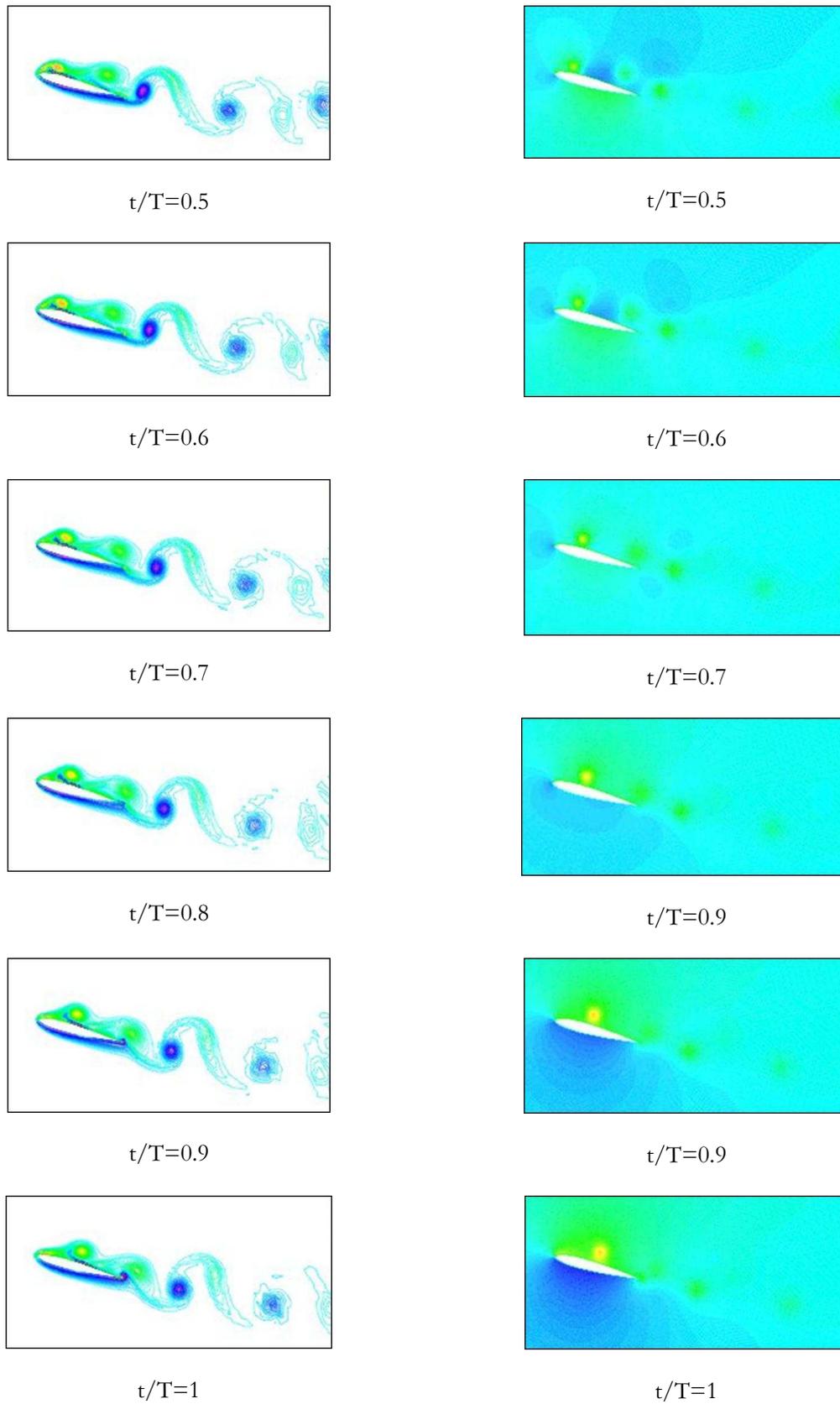


Fig 7.13 : Mouvement de pilonnement pur
 ($Re = 1000$, $St_c = 1.0$, $St_a = \tan(15^\circ)$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$)
 (a) Champ de vorticité (b) Champ de pression

d) Effets de l'amplitude de battement et du nombre de Reynolds

Amplitude de battement

L'amplitude de battement est définie à partir du nombre de Strouhal St_a qui permet de moduler les bornes de variation de l'incidence effective au cours d'un cycle de battement. Une augmentation de l'amplitude de battement s'accompagne ainsi d'une augmentation de l'incidence effective maximale. Cette augmentation engendre un tourbillon de bord d'attaque d'une plus grande intensité (figure 7.14) se traduisant par une augmentation du coefficient moyen de portance notamment pour la fréquence optimale (figure 7.15).

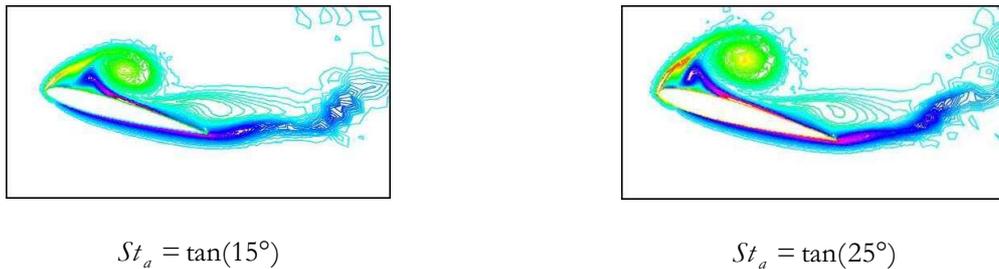


Fig 7.14 : Effets de l'amplitude de battement sur le tourbillon de bord d'attaque
($Re = 1000$, $St_c = 0.2$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$)

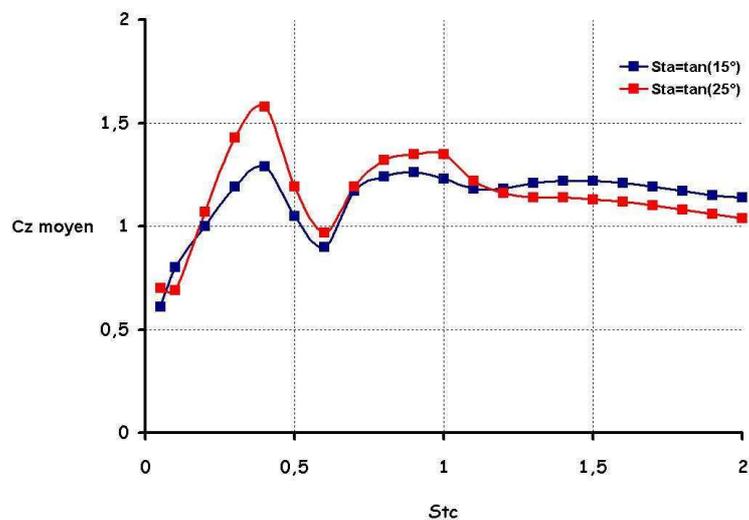


Fig 7.15 : Effets de l'amplitude de battement sur le coefficient moyen de portance
($Re = 1000$, $St_c = 0.2$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$)

Nombre de Reynolds

La valeur du nombre de Reynolds modifie l'incidence critique déclenchant le lâcher tourbillonnaire. La figure 7.16 montre ainsi qu'à $Re = 100$ il n'y a plus de lâcher tourbillonnaire mais seulement une bulle de recirculation car l'incidence effective reste inférieure à l'incidence critique de 30° . Cela se traduit par une diminution de la portance moyenne et un amortissement de ses variations en

fonction de la fréquence de battement (figure 7.17). Si le lâcher tourbillonnaire est tout de même déclenché, un faible nombre de Reynolds engendre une forte diffusion diminuant le gradient de pression associé au tourbillon. Les efforts engendrés par celui-ci sont alors amortis.

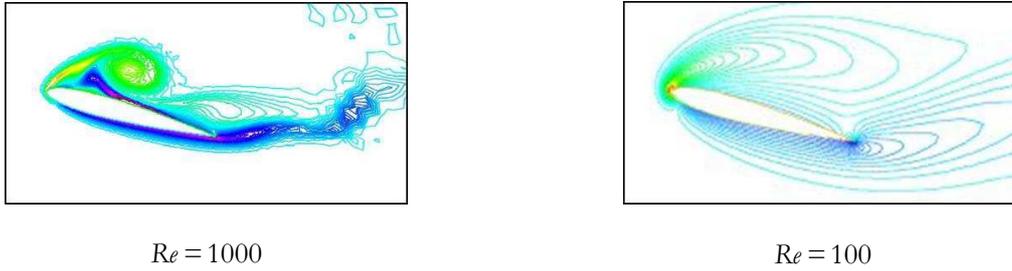


Fig 7.16 : Effets du nombre de Reynolds sur le tourbillon de bord d'attaque
($Re = 1000$, $St_c = 0.2$, $St_a = \tan(15^\circ)$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$)

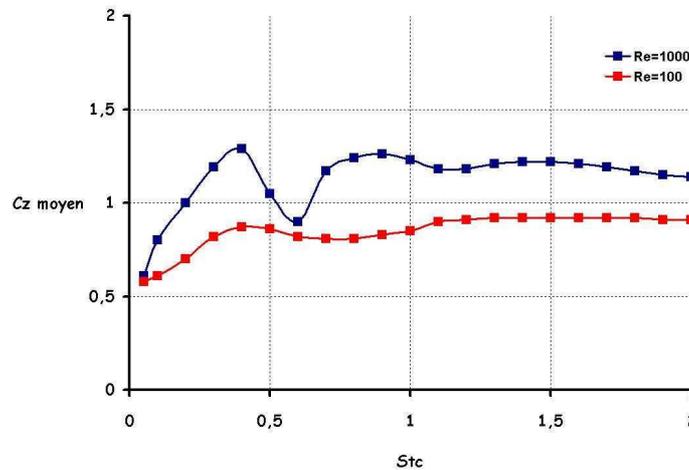


Fig 7.17 : Effets du nombre de Reynolds sur le coefficient moyen de portance
($Re = 1000$, $St_c = 0.2$, $St_a = \tan(15^\circ)$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$)

7.5 Modèle simplifié en régime instationnaire

(a) Principe de la modélisation

On propose dans cette partie d'établir un modèle simplifié des efforts de portance engendrés par le mouvement de pilonnement. Le principe de la modélisation repose sur l'hypothèse que la portance totale F_Z résulte de la superposition linéaire de trois forces : la force circulaire quasi stationnaire $F_{Z,qs}$ incluant la formation du tourbillon de bord d'attaque, la réaction de la masse ajoutée $F_{Z,am}$ et la capture de sillage $F_{Z,wc}$. En adimensionnement ces forces par $0.5\rho\epsilon U_{\text{eff}}^2(t)$ on obtient la décomposition suivante pour le coefficient instantané de portance :

$$C_{Z,\text{inst}} = C_{Z,\text{qs}} + C_{Z,\text{am}} + C_{Z,\text{wc}} \quad (7.12)$$

• Deux possibilités sont envisagées pour estimer la force circulaire quasi stationnaire $F_{Z,qs}$ à une incidence effective donnée. La première consiste à supposer qu'elle est égale à l'effort moyen obtenu sur une aile statique en régime permanent soit :

$$\begin{aligned} C_{Z,qs}^{(1)}(\alpha_{\text{eff}}) &= \bar{C}_L(\alpha_{\text{eff}}) \times \cos(\alpha_{\text{eff}} - \bar{\alpha}) + \bar{C}_D \times \sin(\alpha_{\text{eff}} - \bar{\alpha}) \\ &= 1.4 \sin(2\alpha_{\text{eff}}) \times \cos(\alpha_{\text{eff}} - \bar{\alpha}) + (0.12 + 1.4 (1 - \cos(2\alpha_{\text{eff}}))) \times \sin(\alpha_{\text{eff}} - \bar{\alpha}) \end{aligned} \quad (7.13)$$

Comme on l'a montré sur la figure 7.6, cette méthode est admissible dans le cas d'un régime quasi stationnaire où plusieurs lâchers tourbillonnaires sont autorisés durant un battement

La deuxième possibilité consiste à considérer uniquement l'effort moyen obtenu sur la durée correspondant à la formation du premier tourbillon ($0 < t^* < 4.5$). La figure 7.18 présente les valeurs des coefficients moyens de portance et de traînée obtenus à $Re = 1000$ lors de ce régime transitoire. Ces derniers sont approximés par les lois analytiques suivantes:

$$\begin{aligned} \frac{1}{4.5} \int_0^{4.5} C_L(\alpha, t^*) dt^* &\approx 1.9 \sin(2.46\alpha) \\ \frac{1}{4.5} \int_0^{4.5} C_D(\alpha, t^*) dt^* &\approx 0.124 + 1.65 (1 - \cos(2\alpha)) \end{aligned} \quad (7.14)$$

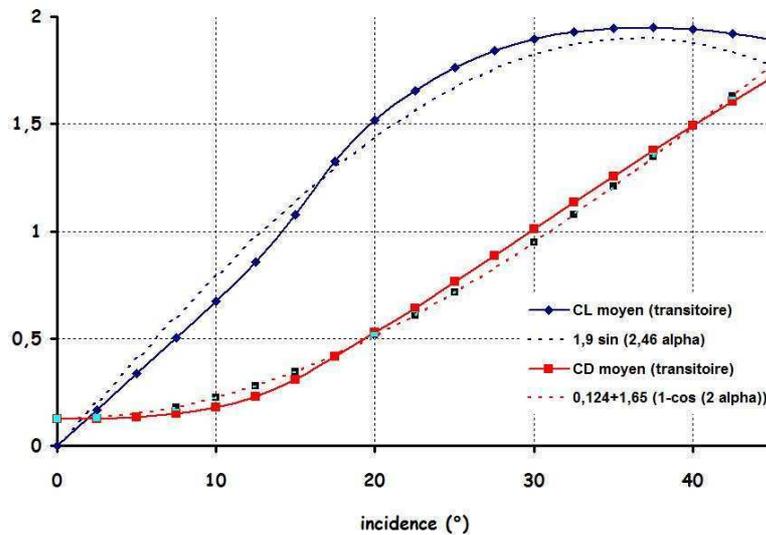


Fig 7.18 : Coefficients moyens de portance et de traînée sur la durée correspondant au lâcher du premier tourbillon ($Re = 1000$)

L'expression du coefficient instantané de portance quasi stationnaire devient ainsi :

$$\begin{aligned} C_{Z,qs}^{(2)}(\alpha_{\text{eff}}) &= \int_0^{4.5} (C_L(\alpha_{\text{eff}}, t) \times \cos(\alpha_{\text{eff}} - \bar{\alpha}) + C_D(\alpha_{\text{eff}}, t) \times \sin(\alpha_{\text{eff}} - \bar{\alpha})) dt \\ &= 1.9 \sin(2.46 \alpha_{\text{eff}}) \times \cos(\alpha_{\text{eff}} - \bar{\alpha}) + (0.124 + 1.65 (1 - \cos(2\alpha_{\text{eff}}))) \times \sin(\alpha_{\text{eff}} - \bar{\alpha}) \end{aligned} \quad (7.15)$$

- Pour la modélisation de la masse ajoutée on fait l'hypothèse que le profil NACA 0012 peut être assimilé à une plaque plane. Les travaux de Sedov [93] appliqués à un mouvement de pilonnement pur donnent alors l'estimation suivante pour la force normale engendrée par la masse ajoutée:

$$F_{n,am} = -\rho\pi(c/2)^2 a_{pil} \quad (7.16)$$

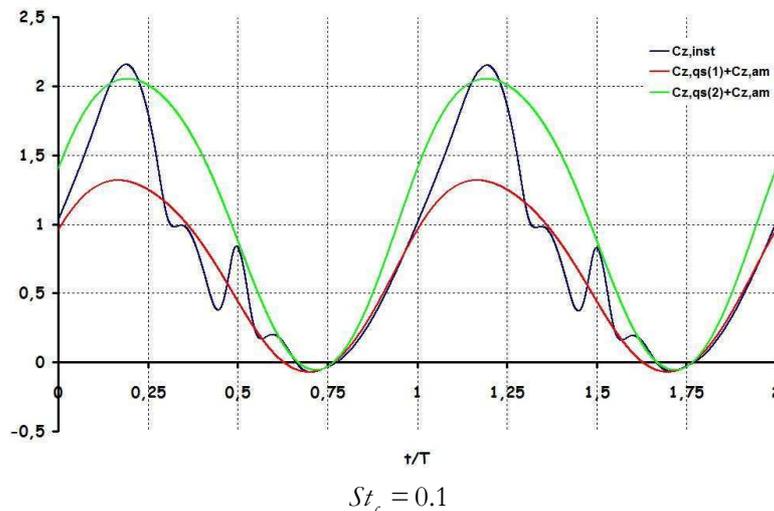
Pour notre cinématique le coefficient instantané de portance engendré par la masse ajoutée s'obtient par :

$$C_{Z,am} = \frac{\rho\pi(c/2)^2 (2\pi f)^2 A_0 \cos(2\pi f t)}{0.5\rho c U_{eff}^2} \times \cos\bar{\alpha} \quad (7.17)$$

- On ne dispose par contre d'aucune modélisation pour la capture de sillage et l'un des buts de cette étude est justement d'obtenir une première estimation des efforts engendrés par ce mécanisme.

(b) Résultats en régime instationnaire

La figure 7.19 compare le coefficient instantané de portance obtenu par simulation numérique directe avec les estimations données par les deux modèles. Quatre fréquences sont considérées : $St_c = 0.1, 0.2, 0.4, 1.0$. On observe que l'unique tourbillon de bord d'attaque combiné à la réaction de la masse ajoutée engendre un pic de portance de grande amplitude pour $0.1 \leq t/T \leq 0.5$. Celui-ci n'est pas correctement décrit par le premier modèle car on obtient une sous estimation de l'ordre de 50%. Le deuxième modèle fournit par contre le bon niveau. Pour $St_c = 0.1$, le deuxième modèle surestime toutefois la portance après l'établissement du pic principal parce que le tourbillon est lâché trop prématurément. Pour $St_c = 1.0$, le pic lui-même est surestimé car le temps accordé à la formation du tourbillon est très inférieur au temps de 4.5 sur lequel se base le modèle. Pour les fréquences intermédiaires $St_c = 0.2$ et $St_c = 0.4$, le deuxième modèle produit néanmoins une estimation correcte du coefficient instantané de portance, notamment lors de l'abaisse de l'aile.



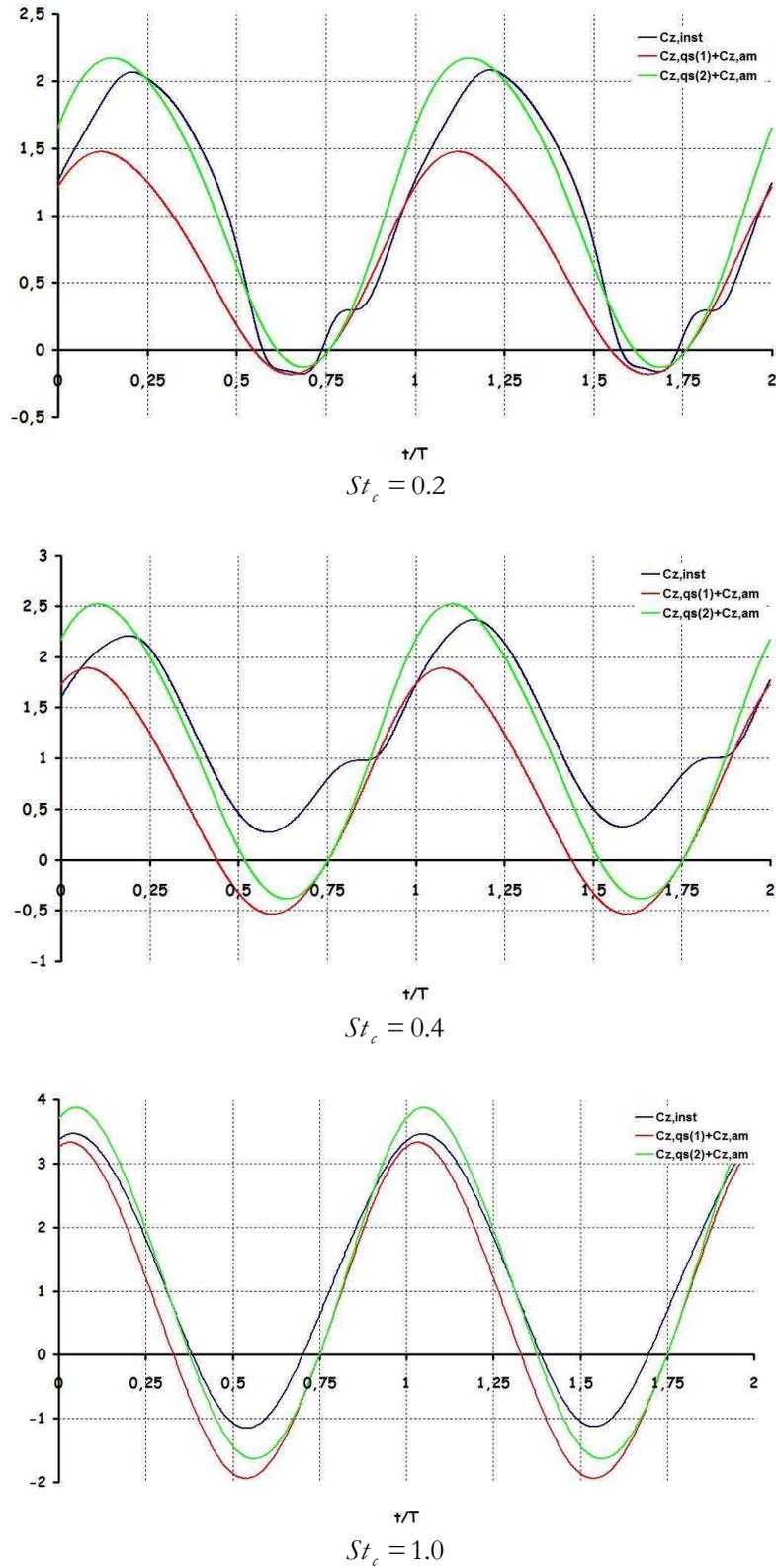


Fig 7.19 : Modélisation du coefficient instantané de portance pour diverses fréquences de battement ($Re = 1000$, $St_a = \tan(15^\circ)$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$)

Cette étude montre ainsi qu'un modèle quasi stationnaire basé sur les efforts moyens obtenus sur une aile statique en régime permanent ne permet pas d'estimer la dépression engendrée par le tourbillon de bord d'attaque. Une approche quasi stationnaire est encore envisageable mais l'effort moyen doit être considéré sur la durée correspondant au lâcher du premier tourbillon.

Pour $St_c = 0.4$ et $St_c = 1.0$ on remarque enfin l'effet de capture de sillage. Le coefficient instantané de portance obtenu pour $0.4 \leq t/T \leq 0.8$ se révèle en effet supérieur aux estimations données par les deux modèles. Le coefficient moyen de portance obtenu par simulation numérique pour $St_c = 0.4$ est ainsi de 1.27 alors qu'il n'est que de 1.06 en considérant le deuxième modèle, soit un écart d'environ 20%. Le phénomène de capture de sillage ne peut donc pas être négligé. Malheureusement, nous ne disposons pas de modèle pour ce phénomène.

7.6 Discussion

Ce chapitre a permis de mettre en évidence les efforts engendrés par les mécanismes instationnaires caractéristiques du mouvement de pilonnement pur. On distingue ainsi trois régimes en fonction de la fréquence de battement :

- $St_c < 0.05$: les efforts sont dominés par la force circulatoire quasi stationnaire incluant le lâcher du tourbillon de bord d'attaque.
- $0.05 \leq St_c \leq 0.5$: l'amplitude de la force circulatoire et de la réaction de la masse ajoutée sont du même ordre de grandeur. La réduction de la taille du tourbillon de bord d'attaque et le phénomène de capture de sillage permettent d'optimiser la portance moyenne.
- $0.5 < St_c$: les efforts sont dominés par la réaction de la masse ajoutée engendrant des pics de grande amplitude lors des phases d'accélération et de décélération de l'aile.

Ces différents régimes peuvent être comparés avec ceux des oiseaux, des grands insectes et des petits insectes. Pour chacun de ces groupes il est alors nécessaire d'obtenir une estimation de la vitesse d'avancement, de la fréquence de battement et de la corde moyenne de l'aile afin de pouvoir déterminer la fréquence réduite St_c .

Les données collectées par [Pennycuik \[82\]](#) sur différentes espèces d'oiseaux permettent de caractériser ces derniers par une fréquence réduite de battement d'environ 0.035 (albatross : 0.032, pétrel géante : 0.034, prion : 0.036, pigeon : 0.04, pétrel : 0.04). En ce qui concerne les insectes, les données sont beaucoup plus difficiles à réunir. Les figures 7.20a et 7.20b extraites de [Dudley \[22\]](#) présentent pour plusieurs familles d'insectes la surface alaire et la fréquence de battement en fonction de la masse de l'animal. En faisant l'hypothèse que les ailes des insectes sont caractérisées par un allongement d'environ 3 puis en associant les insectes les plus légers aux plus hautes fréquences de battement et réciproquement les plus lourds aux plus faibles fréquences, on parvient à donner une estimation de la corde moyenne et de la fréquence de battement pour chaque animal. En ce qui concerne la vitesse d'avancement, les diverses études recensées par [Dudley \[22\]](#) suggèrent que les plus petits insectes (les diptères et les homoptères) ne dépassent pas 1 m/s tandis que les autres familles ont une vitesse de croisière comprise entre 1 m/s et 5 m/s. Avec toutes ces données on peut enfin fournir sur la figure 7.21 le diagramme de répartition des différences espèces en fonction de la fréquence réduite de battement. On observe que les trois régimes de

pilonnement correspondent respectivement aux oiseaux, aux grands insectes (rhopalocères et odonates) et aux petits insectes (diptères et homoptères).

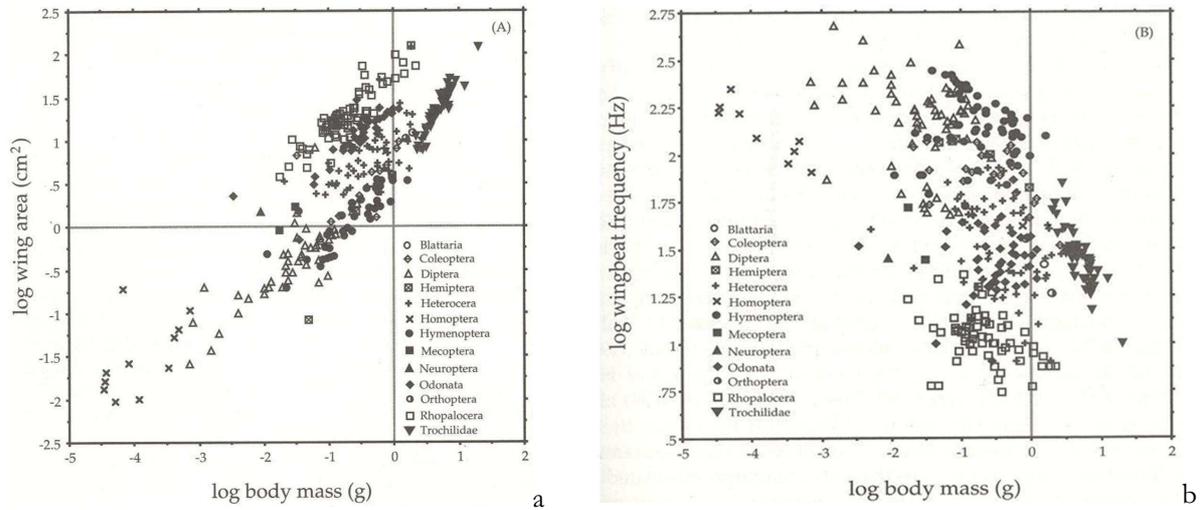


Fig 7.20 : Surface alaire et fréquence de battement en fonction de la masse de l'animal pour différentes familles d'insectes (Dudley [22])

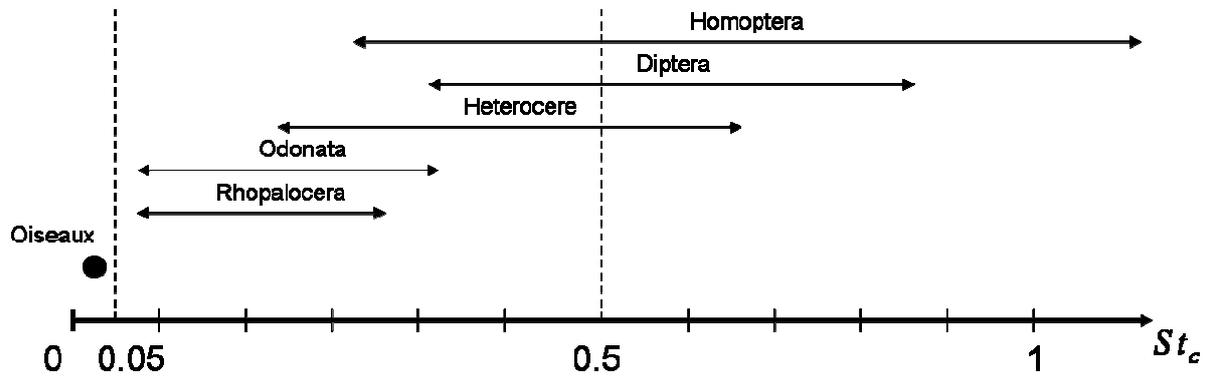


Fig 7.21 : Diagramme de répartition des différentes espèces en fonction de la fréquence réduite de battement

Le mouvement de pilonnement pur ne permet pas cependant d'assurer la propulsion à moins d'imposer une incidence de calage nulle et d'utiliser la succion du bord d'attaque comme dans les travaux de Tuncer & Platzer [108]. La portance moyenne engendrée par un profil symétrique se révèle alors nulle pour une telle configuration. L'étude de la propulsion nécessite donc un mouvement de rotation. Ceci est abordé dans le chapitre suivant avec l'étude du mouvement de tangage pur en vol d'avancement.

8 Tangage pur en vol d'avancement

8.1 Notations

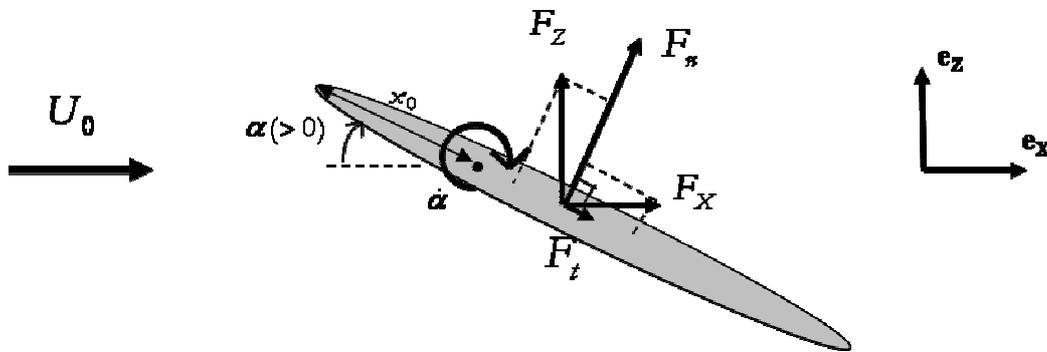


Fig 8.1 : Tangage pur : définition du mouvement et notations

On considère le mouvement de tangage pur d'un profil NACA 0012 dont l'axe de rotation est situé à une distance x_0 du bord d'attaque. On impose à ce profil une variation sinusoïdale de l'angle de tangage soit $\alpha = -\alpha_0 \cos(2\pi f t)$ (avec α_0 l'amplitude de tangage et α orienté positivement dans le sens horaire). On en déduit ainsi l'expression du taux de rotation réduit $\omega = \dot{\alpha} c / U_0$:

$$\omega = \frac{2\pi f \alpha_0 c}{U_0} \sin(2\pi f t) = \omega_0 \sin(2\pi f t) \quad (8.1)$$

Le mouvement est déterminé par la donnée de quatre nombres adimensionnés : le nombre de Reynolds $Re = U_0 c / \nu$, la fréquence réduite $St_c = f c / U_0$, l'amplitude de tangage α_0 et la position de l'axe de rotation x_0 / c . L'amplitude ω_0 du taux de rotation réduit se déduit de ces nombres adimensionnés par $\omega_0 = 2\pi St_c \alpha_0$.

Les efforts sont caractérisés par les coefficients instantanés de portance $C_Z(t)$ et de traînée $C_X(t)$ définis par:

$$C_Z(t) = \frac{F_Z(t)}{0.5 \rho c U_0^2} \quad ; \quad C_X(t) = \frac{F_X(t)}{0.5 \rho c U_0^2} \quad (8.2)$$

La poussée moyenne obtenue est ensuite caractérisée par le coefficient de poussée \bar{C}_X défini à partir de la force horizontale \bar{F}_X moyennée au cours d'un cycle (si $\bar{C}_X > 0$ le profil traîne mais si $\bar{C}_X < 0$ il y a création de poussée).

$$\bar{C}_X = \frac{\bar{F}_X}{0.5 \rho c U_0^2} \quad (8.3)$$

On considérera aussi l'effort normal $F_n(t)$ caractérisé par le coefficient instantané d'effort normal $C_n(t)$ défini par :

$$C_n(t) = \frac{F_n(t)}{0.5 \rho c U_0^2} \quad (8.4)$$

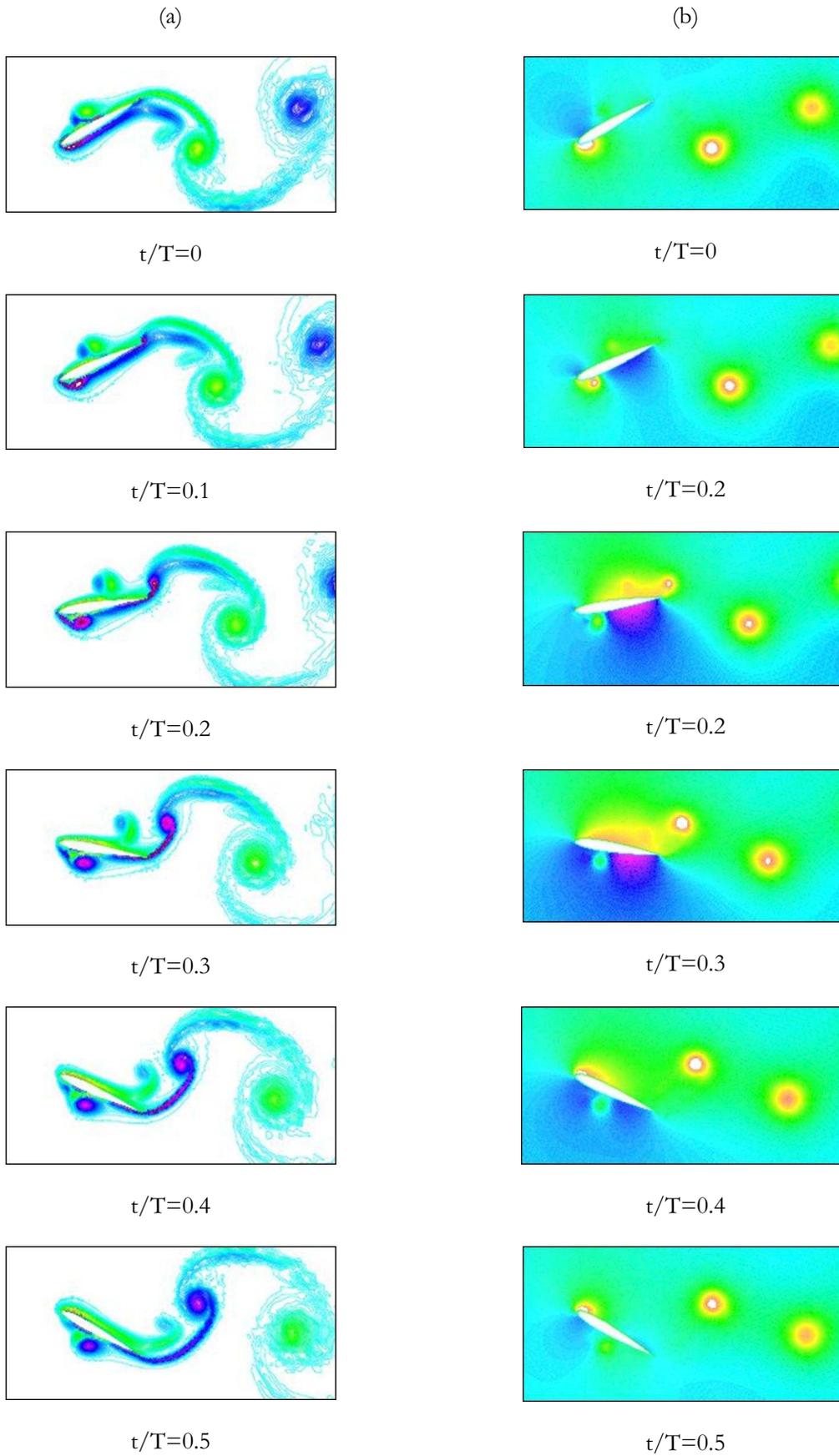
L'écoulement est quant à lui toujours caractérisé par les champs de pression K_p et de vorticité Ω :

$$K_p = \frac{p - p_\infty}{0.5 \rho U_0^2} \quad (8.5)$$

$$\Omega = \Omega' + 2\dot{\alpha} = \nabla \times \mathbf{u}_{\text{rel}} + 2\dot{\alpha}$$

8.2 Topologie de l'écoulement sur un cas type

La figure 8.2 présente les champs de vorticité et de pression obtenus au cours d'un cycle pour le cas type $Re = 1000$, $\alpha_0 = 30^\circ$, $St_c = 0.2$, $x_0/c = 0.25$. Le cycle commence au sommet de la trajectoire pour $\alpha = -\alpha_0$. La traînée quasi stationnaire est alors maximale mais cette dernière est compensée par la poussée de la réaction de la masse ajoutée lors de la mise en accélération du profil. Pour $0 \leq t/T \leq 0.25$ la force quasi stationnaire et la force de masse ajoutée diminuent progressivement. Le mouvement de rotation engendre par contre un décollement massif sur l'extrados, la formation d'un tourbillon de bord de fuite et une forte surpression sur l'intrados. Ces trois phénomènes engendrent un effort normal de grande amplitude dont le pic est atteint lorsque le taux de rotation $\dot{\alpha}$ est maximum ($t/T = 0.25$). Cet effort est désigné par la suite sous le terme de force rotationnelle. On observe également durant cette phase la formation d'un tourbillon de bord d'attaque. Pour $0.25 \leq t/T \leq 0.5$ la force rotationnelle décroît suite au ralentissement du mouvement de rotation de l'aile. La traînée quasi stationnaire, quant à elle, augmente avec l'accroissement de l'incidence mais la surpression sur l'intrados est atténuée par la capture du tourbillon de bord d'attaque crée précédemment. Pour $t/T = 0.5$ la force quasi stationnaire et la réaction de la masse ajoutée sont maximales et se compensent tandis que la force rotationnelle est nulle. Pour $0.5 \leq t/T \leq 1$ on obtient le même schéma que précédemment mais les rôles de l'extrados et de l'intrados sont inversés. Cette description qualitative met en évidence le caractère complexe de la superposition des différentes forces contribuant à l'effort total engendré sur l'aile. Deux phénomènes spécifiques au mouvement de tangage apparaissent néanmoins: la création de poussée et le pic d'effort induit par la force rotationnelle. Ce sont ces deux phénomènes que l'on se propose d'étudier plus en détail.



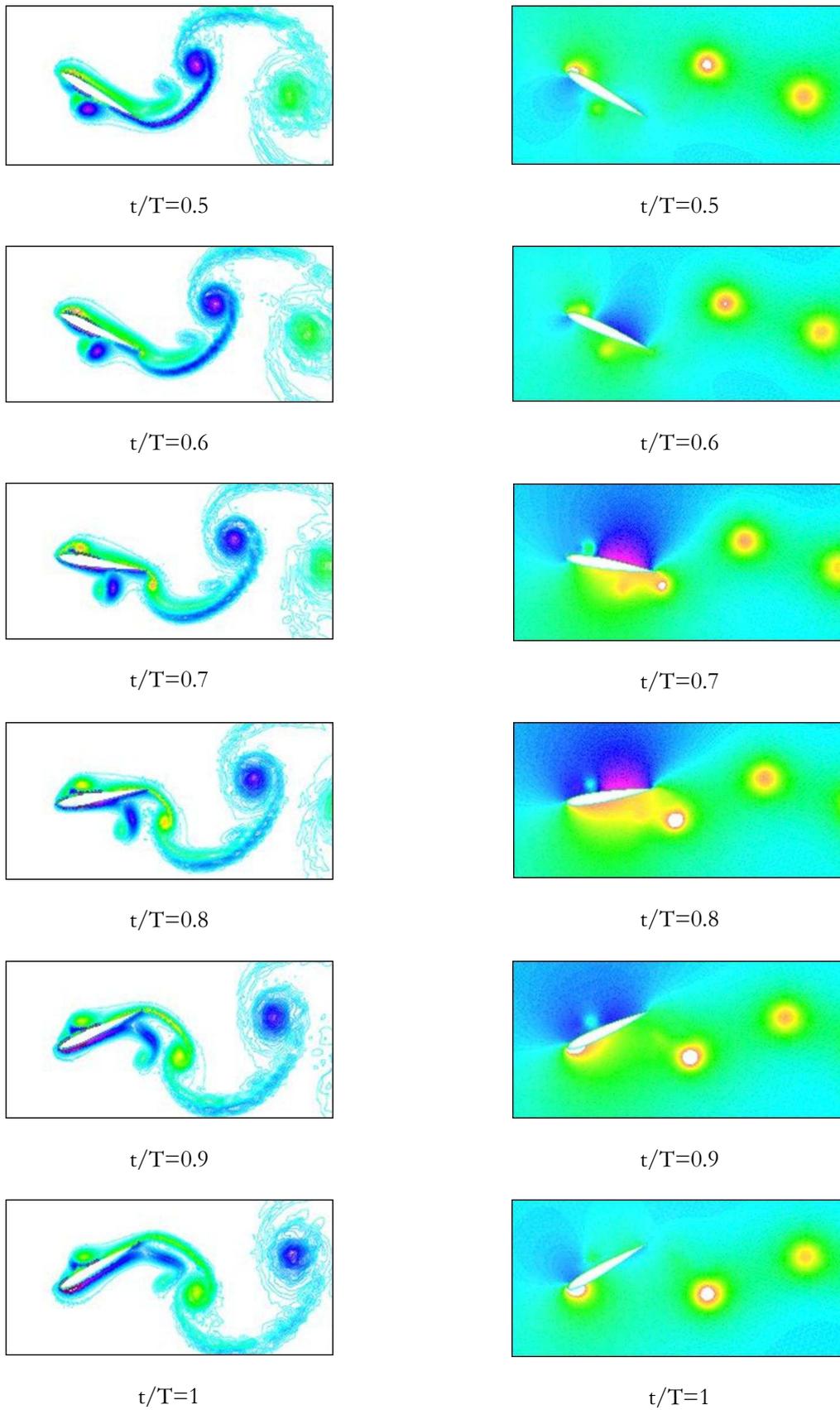


Fig 8.2 : Mouvement de tangage pur
 ($Re = 1000$, $\alpha_0 = 30^\circ$, $St_c = 0.5$, $x_0 / c = 0.25$)
 (a) Champ de vorticité (b) Champ de pression

8.3 Création de poussée

On examine la poussée engendrée à $Re = 1000$ par le mouvement de tangage d'un profil NACA 0012 dont l'axe de rotation est situé au bord d'attaque. La figure 8.3 présente ainsi l'effort longitudinal moyen obtenu en fonction de la fréquence St_c et de l'amplitude de tangage α_0 . Les résultats montrent qu'une poussée peut être engendrée par un mouvement de tangage pur à condition que la fréquence soit suffisamment élevée ($St_c \geq 0.5$). Or une telle fréquence n'est atteinte que par les plus petits insectes et la traînée du corps de l'animal n'est pas non plus ici prise en compte. Le mouvement de tangage pur n'est donc pas la cinématique utilisée par les oiseaux et la plupart des insectes pour assurer leur propulsion.

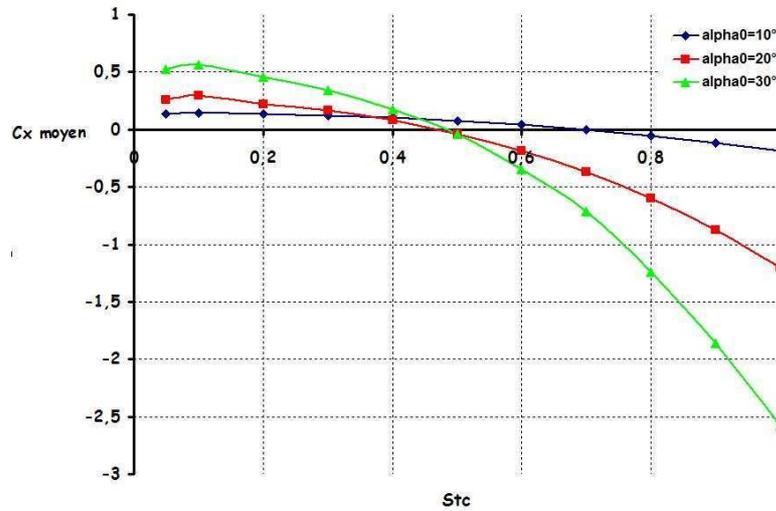


Fig 8.3 : Création de poussée par un profil NACA 0012 animé d'un mouvement de tangage pur ($Re = 1000$, $x_0/c = 0$)

On s'interroge toutefois sur le mécanisme aérodynamique engendrant cette poussée et notamment sur le rôle de la réaction de la masse ajoutée. Pour cela on considère les travaux de [Sedov \[93\]](#) appliqués à un mouvement de tangage pur 2D. Ceux-ci donnent l'estimation suivante pour la force normale de masse ajoutée $F_{n,am}(t)$ s'exerçant sur une plaque plane en mouvement de tangage :

$$F_{n,am}(t) = \rho \pi (c/2)^2 (\ddot{\alpha} (c/2 - x_0) + \dot{\alpha} U_0) \quad (8.6)$$

En adimensionnant cet effort par $0.5 \rho c U_0^2$ et en ne considérant que la composante longitudinale on obtient le coefficient instantané de poussée $C_{X,am}(t)$ engendré par la réaction de la masse ajoutée :

$$C_{X,am}(t) = 0.5 \pi \left[(\ddot{\alpha} c^2 / U_0^2) (0.5 - x_0/c) + (\dot{\alpha} c / U_0) \right] \sin \alpha \quad (8.7)$$

On réitère l'étude précédente en soustrayant cette force à la force totale pour ne conserver que les forces de nature circulatoire. Les résultats obtenus sur la figure 8.4 montrent qu'aucune poussée ne peut être obtenue dans ces conditions. La force de masse ajoutée est donc l'unique mécanisme engendrant la poussée. Comme on peut l'observer sur la figure 8.5, la création de la poussée se fait plus spécifiquement en début et fin de battement lors des phases d'accélération et décélération.

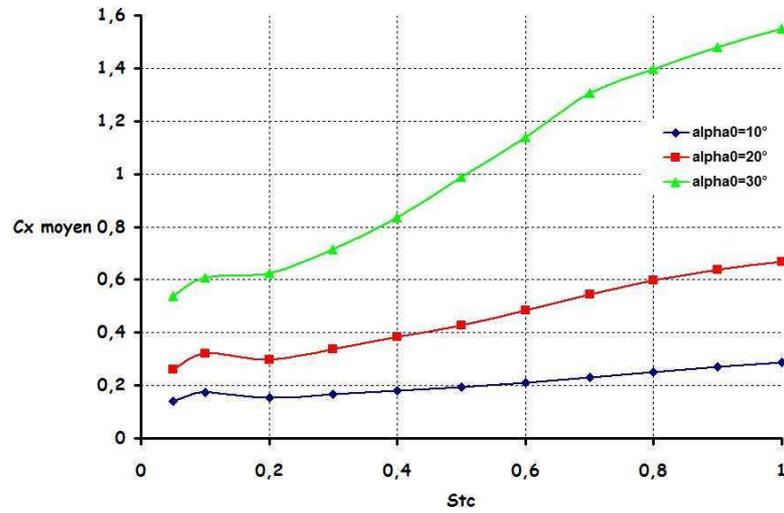


Figure 8.4 : Traînée engendrée par les forces de nature circulatoire sur un profil NACA 0012 animé d'un mouvement de tangage pur ($Re = 1000 - x_0 / c = 0$)

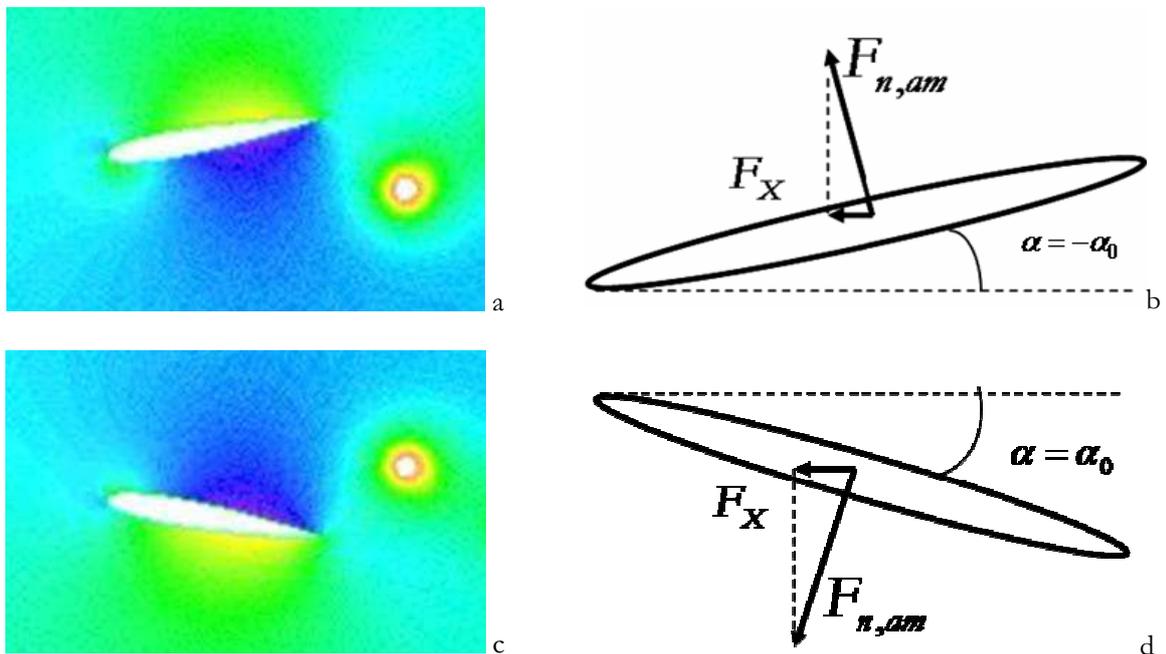


Fig 8.5 : Création de la poussée par réaction de la masse ajoutée
($Re = 1000, St_c = 1, \alpha_0 = 10^\circ, x_0 / c = 0$)

(a) et (b) Champ de pression et force de masse ajoutée au début de l'abaissement de l'aile
(c) et (d) Champ de pression et force de masse ajoutée au début de la remontée de l'aile

8.4 Force rotationnelle

a) Description physique

Les travaux expérimentaux de Dickinson, Lehman & Sane [18] sur le Robofly, ainsi que les simulations numériques 3D réalisées par Sun & Wu [101] sur le vol de la mouche, montrent que les phases de rotation engendrent des pics d'efforts de grande amplitude permettant d'optimiser le bilan de portance au cours d'un cycle de battement ou bien d'initier des manœuvres (cf figure 1.31). La réaction de la masse ajoutée, qui résulte des accélérations de l'aile, permet d'expliquer en partie la présence de ces pics mais une autre contribution de nature circuloire intervient néanmoins. Des analyses quasi stationnaires ont ainsi été menées en considérant la vitesse effective vue par l'aile au $\frac{3}{4}$ de corde mais ces dernières sous-estiment clairement l'amplitude de ces pics (Sunada & Sakaguchi [104]). La meilleure approche disponible reste ainsi basée sur le modèle de circulation rotationnelle.

La force rotationnelle a pour la première fois été mise en évidence lors des études sur le problème de flottement rencontré sur les avions évoluant à grande vitesse. Munk [70] et Kramer [48] explicitent l'établissement de cette force par le maintien de la condition de Kutta au bord de fuite. En effet, un mouvement de rotation impose un fort gradient de vitesse au bord de fuite et la viscosité du fluide résiste afin d'y maintenir une vitesse finie. Ce phénomène peut se modéliser alors par l'établissement autour de l'aile d'une circulation additionnelle Γ_{rot} engendrant un effort de portance $F_{\text{rot}} = \rho U_0 \Gamma_{\text{rot}}$ (figure 8.6). L'établissement de cette circulation s'accompagne de l'émission depuis le bord de fuite d'un tourbillon de circulation opposée. Cette force rotationnelle ne doit pas être confondue avec l'effet Magnus comme il en a été discuté par Walker [117].

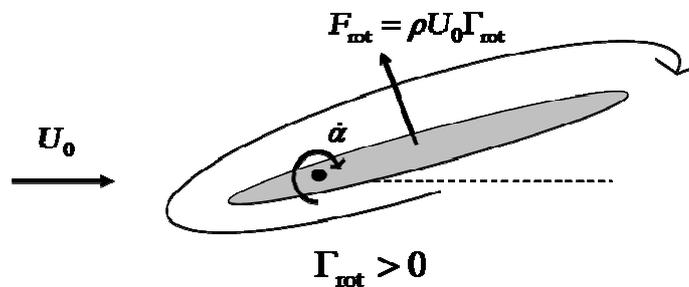


Fig 8.6 : Force rotationnelle sur un profil en mouvement de tangage

Une solution potentielle établie par Glauert [33], Theodorsen [106] et Fung [32] en considérant un fluide parfait a conduit à une estimation théorique de la force rotationnelle. En linéarisant cette solution au premier ordre et en négligeant le déphasage et l'amortissement induit par l'effet Wagner, l'expression de la force rotationnelle devient :

$$F_{\text{rot}} = \rho U_0 C_{\text{rot}} \dot{\alpha} c^2 (0.75 - x_0/c) \quad \text{avec} \quad C_{\text{rot}} = \pi \quad (8.8)$$

Cette expression a ensuite validée expérimentalement par Silverstein & Joyner [95] et Halfman [36] à grand nombre de Reynolds ($Re \approx 10^6$) et faible taux de rotation ($\omega_0 \approx 0.01$). Les deux principales caractéristiques de cette modélisation sont que la force rotationnelle est proportionnelle au taux de rotation et qu'elle devient nulle lorsque l'axe de rotation est situé au $\frac{3}{4}$ de corde.

Sane & Dickinson [90] ont ensuite cherché à adapter ce modèle dans le contexte du vol sur place des insectes caractérisé par des faibles nombres de Reynolds, des grandes amplitudes de tangage et des taux de rotation d'un ordre supérieur à ceux rencontrés dans les problèmes de flottement. A l'aide des mesures réalisées sur le Robofly, ils ont déterminé empiriquement le coefficient C_{rot} adapté à ces régimes de vol. Néanmoins, l'analyse approfondie de leurs résultats révèle que ce coefficient n'est pas indépendant du taux de rotation. De plus, les taux de rotation autorisés par le Robofly sont limités à $\omega_0 \leq 0.374$ (avec $\omega_0 = \max(\dot{\alpha})c/U_t$ et U_t la vitesse maximale de translation en bout d'aile) alors que les observations réalisées par Ellington [25] sur divers insectes permettent de déduire des taux de rotation vérifiant $0.69 \leq \omega_0 \leq 1.44$.

Aussi, bien que le modèle de circulation rotationnelle puisse donner une estimation des pics d'efforts engendrés par le mouvement de rotation de l'aile, ce dernier ne permet pas de prendre en compte l'ensemble des phénomènes visqueux caractéristiques des régimes étudiés. L'étude du champ de pression de la figure 8.7, obtenu lors de l'abaissement d'une plaque plane à $Re = 100$, montre notamment que la force rotationnelle du régime de vol des insectes résulte de trois phénomènes : (i) la succion du tourbillon de bord de fuite (ii) la dépression de l'extrados engendrée par le décollement massif sur la surface de l'aile (iii) la surpression de l'intrados résultant d'un effort de type quasi stationnaire prenant en compte la vitesse effective de l'aile au $3/4$ de corde.

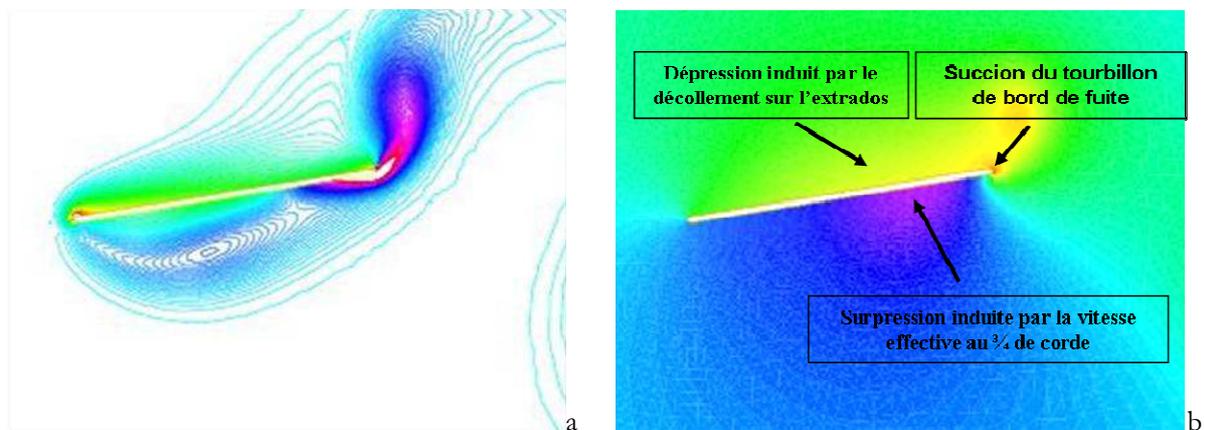


Fig 8.7 : Écoulement sur une plaque plane en mouvement de tangage lors de son abaissement ($t/T = 0.2$) ($Re = 100$, $\alpha_0 = 30^\circ$, $St_c = 0.5$, $x_0/c = 0$)
(a) Champ de vorticité (b) Champ de pression

On propose dans la suite une nouvelle modélisation de cette force prenant en compte les phénomènes spécifiques décrits ci-dessus. L'étude est menée pour des taux de rotation $\omega_0 = \max(\dot{\alpha})c/U_0$ vérifiant $0.1 \leq \omega_0 \leq 2.2$. On notera que dans notre cas le taux de rotation est adimensionné par la vitesse d'avancement U_0 au lieu de la vitesse de bout d'aile U_t utilisée par Sane & Dickinson [90] et Ellington [25] dans le cas du vol sur place. Une analogie est néanmoins permise entre les deux définitions à condition de considérer un rapport d'avancement $J = U_0/U_t = 1$ caractéristique du vol d'avancement des grands insectes (Dudley [22]).

b) Détermination numérique de la force rotationnelle sur une plaque plane

Dans toute la suite de l'étude on considère uniquement la force normale de pression engendrée par le mouvement de tangage d'une plaque plane. Un tel choix permet d'une part de s'affranchir de la force tangentielle de frottement pour laquelle on ne dispose d'aucune estimation et d'autre part d'avoir une estimation théorique de la force de masse ajoutée.

La détermination numérique de la force rotationnelle est ensuite basée sur l'hypothèse que la force totale F_n résulte de la superposition linéaire de quatre forces : la force quasi stationnaire $F_{n,qs}$, la réaction de la masse ajoutée $F_{n,am}$, la force rotationnelle $F_{n,rot}$, la capture de sillage $F_{n,wc}$:

$$F_n = F_{n,qs} + F_{n,am} + F_{n,rot} + F_{n,wc} \quad (8.9)$$

- *Capture de sillage*

L'estimation de la force $F_{n,wc}$ résultant de la convection du tourbillon de bord d'attaque pose problème. Afin de contourner cette difficulté, on considère dans un premier temps des cinématiques pour lesquelles il n'y a pas de lâcher tourbillonnaire depuis le bord d'attaque. On positionne ainsi l'axe de rotation au bord d'attaque ($x_0/c = 0$) et on mène l'étude à $Re = 100$ et $\alpha_0 < 30^\circ$ en dessous du seuil de criticité déclenchant le lâcher tourbillonnaire. Dans ces conditions l'expression de la force rotationnelle devient :

$$F_{n,rot} \approx F_{n,rot} + F_{n,wc} = F_n - F_{n,qs} - F_{n,am} \quad (8.10)$$

- *Réaction de la masse ajoutée*

L'expression de la composante de masse ajoutée est obtenue à partir des travaux de Sedov [93] appliqués à un mouvement de tangage pur :

$$C_{n,am}(t) = \frac{\rho \pi (c/2)^2 (\ddot{\alpha}(c/2 - x_0) + \dot{\alpha} U_0)}{0.5 \rho c U_0^2} \quad (8.11)$$

- *Force quasi stationnaire*

On définit la force quasi stationnaire comme la composante résultant uniquement de l'inclinaison α du profil par rapport à la vitesse d'avancement U_0 . Les efforts engendrés par le mouvement de rotation, notamment la surpression sur la partie arrière du profil, sont inclus quant à eux dans la force rotationnelle. Pour obtenir une estimation de la force quasi stationnaire on se place en régime instationnaire ($St_c \geq 0.1$) et on cherche un modèle basé sur l'étude du régime transitoire d'une plaque plane statique :

$$C_{n,qs}(\alpha) = \frac{1}{t_{qs}^*} \int_0^{t_{qs}^*} C_n(\alpha, t^*) dt^* \quad (8.12)$$

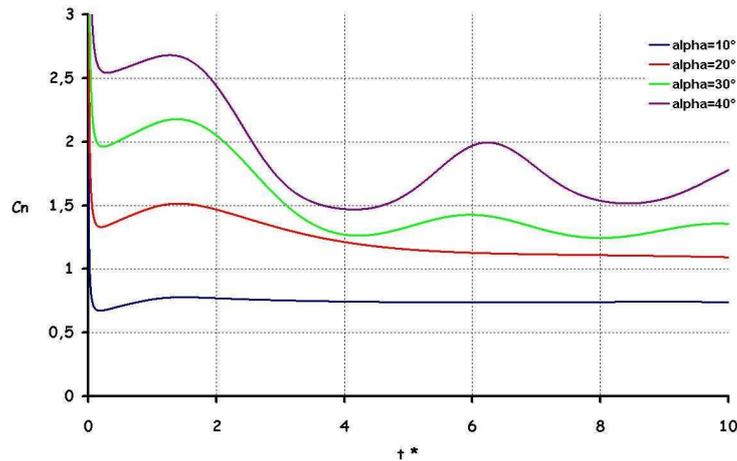


Fig 8.8 : Coefficient instantané d'effort normal pour une plaque plane en translation à diverses incidences ($Re = 100$)

La figure 8.8 présente le coefficient instantané d'effort normal obtenu sur une plaque plane en translation à diverses incidences. On observe que le lâcher du premier tourbillon s'achève pour $t^* = 4$. On choisit donc cette valeur pour le temps t_{qs}^* . La figure 8.9 présente ensuite les valeurs obtenues pour $C_{n,qs}$ en fonction de l'incidence ainsi que son approximation par la loi analytique suivante :

$$C_{n,qs}(\alpha) = 1.88 \sin(1.5 \alpha) \quad (8.13)$$

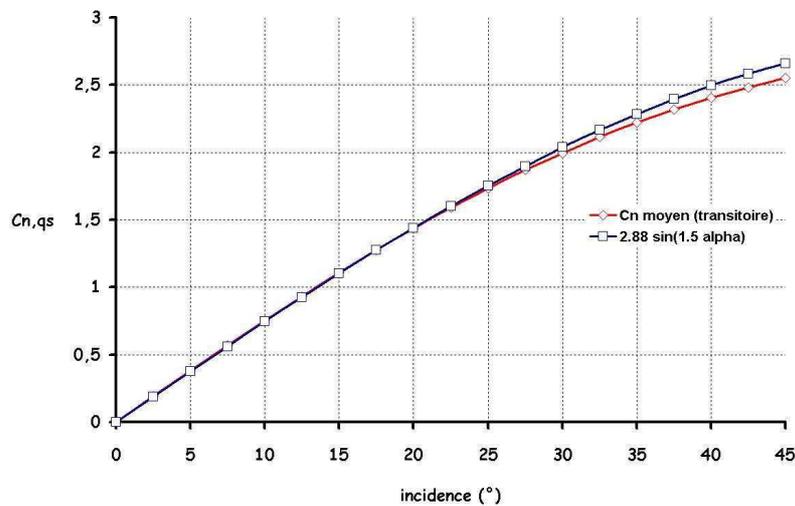


Fig 8.9 : Coefficient moyen d'effort normal sur la durée correspondant au lâcher du premier tourbillon ($Re = 100$)

- *Validation des expressions de la composante quasi stationnaire et de la composante de masse ajoutée*

On valide les expressions de la composante quasi stationnaire et de la composante de masse ajoutée en les testant sur un cas où le coefficient d'effort normal est réduit à la somme de ces deux composantes. On étudie ainsi le cas $Re = 100$, $\alpha_0 = 5^\circ$, $St_c = 0.1$, $x_0 / c = 0$ pour lequel il n'y a pas de lâcher tourbillonnaire de bord d'attaque pouvant induire un phénomène de capture de sillage. De plus,

d'après les essais expérimentaux menés par [Sane & Dickinson \[90\]](#), la force rotationnelle n'apparaît qu'à partir de $\omega_0 \approx 0.12$. Cette dernière est donc négligeable pour le cas test considéré ($\omega_0 = 0.055$). La figure 8.10 met ainsi en évidence pour ce cas une bonne correspondance entre les simulations numériques directes et la somme des deux composantes malgré une légère différence sur l'amplitude du pic d'effort total. Cet écart est cependant négligeable par rapport aux efforts qui seront mis en jeu à plus haute fréquence et plus fort taux de rotation.

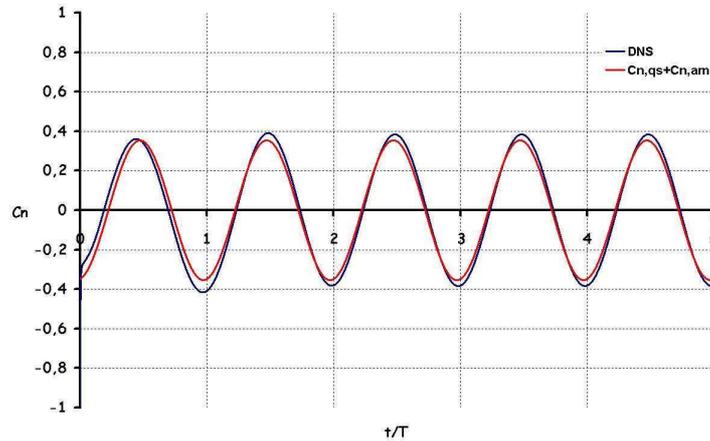


Fig 8.10 : Validation de la composante quasi stationnaire et de la composante de masse ajoutée
($Re = 100$, $\alpha_0 = 5^\circ$, $St_c = 0.1$, $x_0 / c = 0$)

- *Apparition de la force rotationnelle*

On augmente ensuite progressivement le taux de rotation du cas précédent et on présente les résultats obtenus sur la figure 8.11. Pour $\omega_0 = 0.11$ ($\alpha_0 = 5^\circ$ - $St_c = 0.2$) on observe que la somme de la composante quasi-stationnaire et de la composante de masse ajoutée est encore suffisante pour donner une bonne estimation du coefficient d'effort normal total. Par contre, pour $\omega_0 = 0.165$ ($\alpha_0 = 5^\circ$ - $St_c = 0.3$), on observe une divergence du coefficient d'effort normal par rapport à la somme des deux composantes. Cette divergence correspondant à l'apparition de la force rotationnelle.

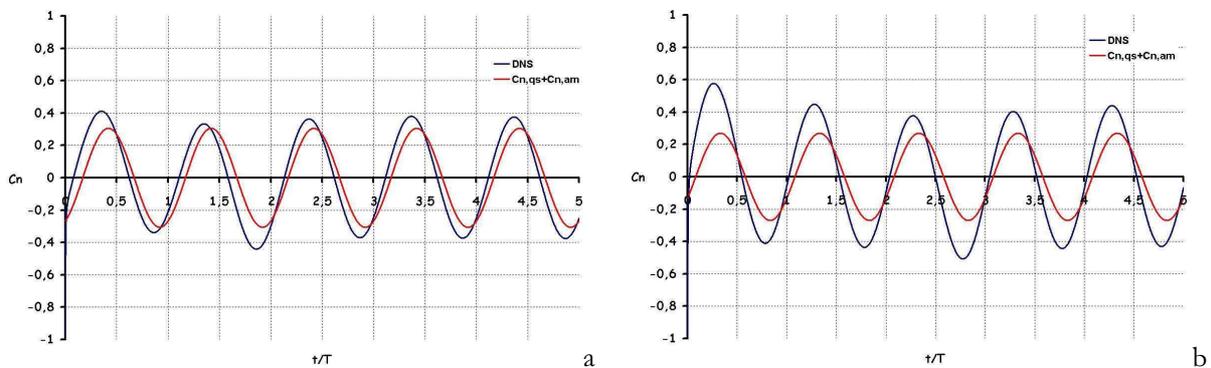


Fig 8.11 : Apparition de la force rotationnelle ($Re = 100$ - $x_0 / c = 0$)
(a) $\omega_0 = 0.11$ ($\alpha_0 = 5^\circ$ - $St_c = 0.2$) (b) $\omega_0 = 0.165$ ($\alpha_0 = 5^\circ$ - $St_c = 0.3$)

c) Modélisation de la force rotationnelle sur une plaque plane

Nous proposons dans cette partie un modèle simplifié de la force rotationnelle pour un mouvement de tangage à $Re = 100$ avec l'axe de rotation situé au bord d'attaque. Les influences respectives du nombre de Reynolds et de la position de l'axe de rotation seront traitées ensuite.

La figure 8.12 présente l'évolution du coefficient instantané de force rotationnelle au cours d'un cycle pour diverses fréquences. On observe tout d'abord que la force rotationnelle suit un comportement de type sinusoïdal comparable à celui du taux de rotation ω . Les extremums sont ainsi atteints lorsque le taux de rotation de l'aile est maximal ($t/T = 0.25$ et $t/T = 0.75$) et l'annulation de la force s'effectue en début et fin de battement lorsqu'il n'y a pas de mouvement de rotation ($t/T \approx 0$, $t/T \approx 0.5$, $t/T \approx 1$).

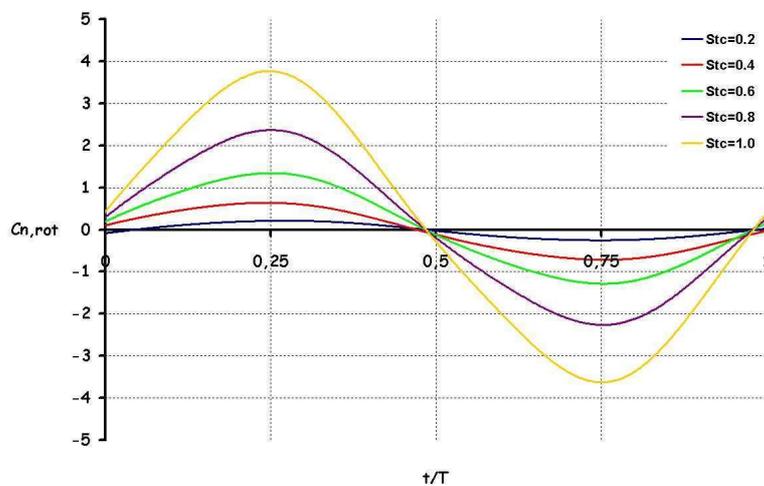


Fig 8.12 : Coefficient instantané de force rotationnelle au cours d'un cycle pour diverses fréquences de battement ($Re = 100$ - $x_0/c = 0$ - $\alpha_0 = 10^\circ$)

Une telle évolution temporelle suggère de chercher l'expression du coefficient instantané de force rotationnelle en fonction du taux de rotation sous la forme suivante :

$$C_{n,rot} = C_1 \times Sgn(\omega) \times |\omega|^n \quad (8.14)$$

Afin de déterminer la constante C_1 et le facteur exponentiel n , on trace l'amplitude du coefficient maximal de force rotationnelle en fonction du taux de rotation maximal obtenu à mi-battement ($\omega = \omega_0$). Ces résultats sont synthétisés sur la figure 8.13 et on constate que le coefficient maximal de force rotationnelle ne dépend ni de l'angle de tangage α_0 ni de la fréquence St_c mais uniquement du taux de rotation maximal $\omega_0 = 2\pi St_c \alpha_0$. La valeur du coefficient maximal de force rotationnelle est ainsi bien approximée par la loi quadratique suivante :

$$\max(C_{n,rot}) = 3.1 \omega_0^2 \quad (8.15)$$

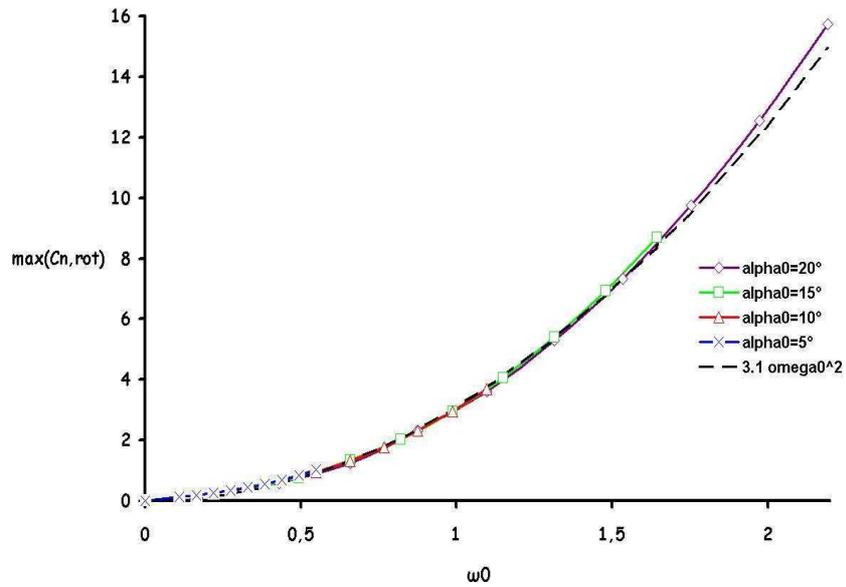


Fig 8.13 : Coefficient maximal de force rotationnelle en fonction du taux de rotation maximal ω_0 à mi battement ($Re = 100 - x_0 / c = 0$)

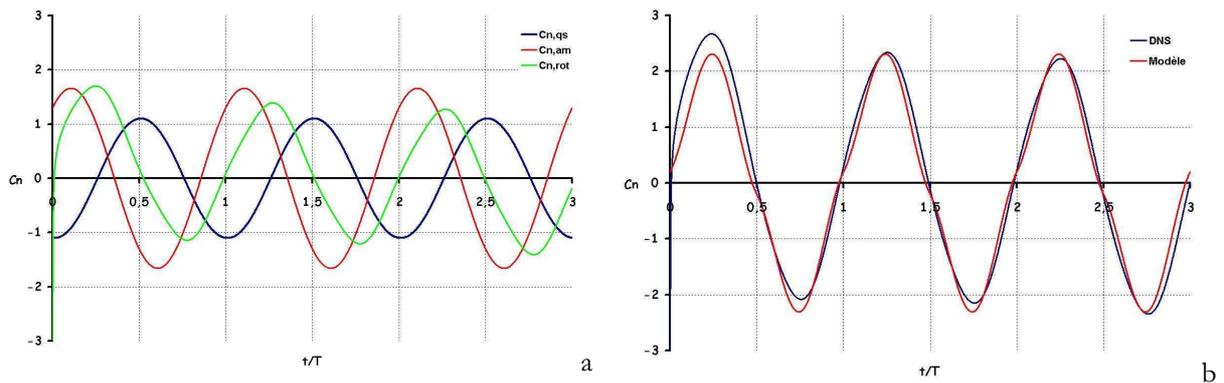


Fig 8.14 : Modélisation du coefficient d'effort normal total à taux de rotation modéré ($\omega_0 = 0.658$)
 (a) contributions des trois composantes (b) DNS vs modèle (somme des trois composantes)
 ($Re = 100 - \alpha_0 = 15^\circ - St_c = 0.4 - x_0 / c = 0$)

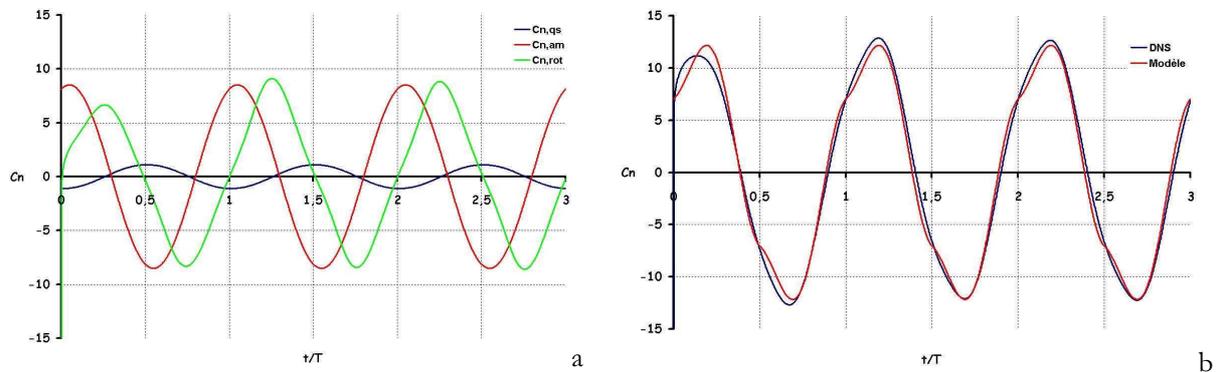


Fig 8.15 : Modélisation du coefficient d'effort normal total à fort taux de rotation ($\omega_0 = 1.645$)
 (a) contributions des trois composantes (b) DNS vs modèle (somme des trois composantes)
 ($Re = 100 - \alpha_0 = 15^\circ - St_c = 1.0 - x_0 / c = 0$)

On propose donc le modèle suivant pour l'expression du coefficient de force rotationnelle engendré par une plaque plane en mouvement de tangage à $Re = 100$ avec un axe de rotation situé au bord d'attaque :

$$C_{n,rot} = 3.1 \times \text{Sgn}(\omega) \times \omega^2 \quad (8.16)$$

Ce modèle a ensuite été testé pour deux taux de rotations différents. Le premier cas, présenté sur la figure 8.14, correspond à un taux de rotation modéré $\omega_0 = 0.658$ ($\alpha_0 = 15^\circ$ - $St_c = 0.4$) pour lequel les trois composantes de la force totale sont du même ordre de grandeur. Le deuxième cas, présenté sur la figure 8.15, correspond à un fort taux de rotation $\omega_0 = 1.645$ ($\alpha_0 = 15^\circ$ - $St_c = 1.0$) pour lequel la force quasi stationnaire est négligeable par rapport aux deux autres composantes. Dans les deux cas on obtient une bonne correspondance entre le coefficient d'effort normal total obtenu par simulation numérique et la modélisation résultant de la somme des trois composantes. Cette étude démontre ainsi que la force rotationnelle évolue de façon quadratique avec le taux de rotation et non pas de façon linéaire comme le prévoit la théorie de la circulation rotationnelle.

d) Influence de la position de l'axe de rotation

Le modèle de la circulation rotationnelle prédit également que la force rotationnelle s'annule lorsque l'axe de rotation est situé au $\frac{3}{4}$ de corde. Cette propriété est ici revisitée dans le cadre des régimes à faibles nombres de Reynolds et forts taux de rotation caractéristiques du vol des insectes. La figure 8.16 présente ainsi l'évolution du coefficient instantané de force rotationnelle au cours d'un cycle pour différentes positions de l'axe de rotation ($0.44 \leq x_0/c \leq 0.54$). Le cas considéré est $Re = 100$, $\alpha_0 = 10^\circ$, $St_c = 1.0$. Les résultats montrent que le signe de la force rotationnelle s'inverse pour $x_0/c \approx 0.5$ et non pas pour $x_0/c = 0.75$.

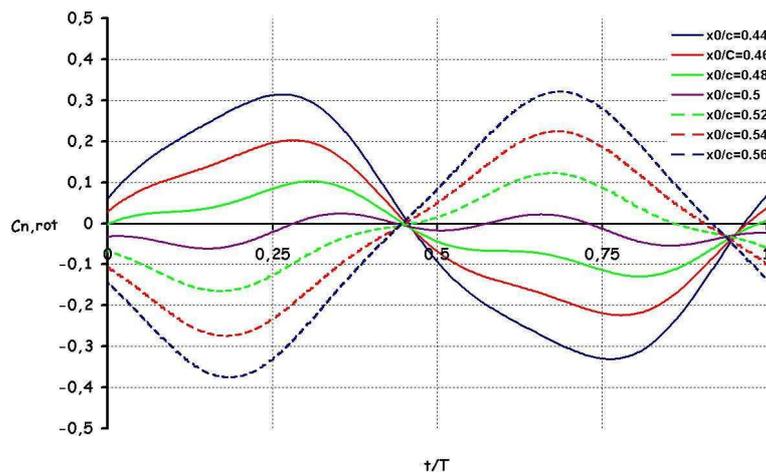


Fig 8.16 : Influence de la position de l'axe de rotation sur l'évolution du coefficient instantané de force rotationnelle au cours d'un cycle ($Re = 100$, $\alpha_0 = 10^\circ$, $St_c = 1.0$)

Un tel résultat montre que la force engendrée par le tourbillon de bord de fuite est compensée par une autre contribution lorsque l'axe de rotation est situé au milieu de la corde. On suggère que cette contribution est due au tourbillon symétrique de bord d'attaque se formant sur la face opposée. Comme cela est proposé sur la figure 8.17, la force rotationnelle totale $F_{n,rot}$ serait ainsi la somme de deux forces rotationnelles opposées : la force $F_{n,rot,TE}$ engendrée par le tourbillon de bord de fuite sur une face du profil et la force $F_{n,rot,LE}$ engendrée par le tourbillon de bord d'attaque sur l'autre face.

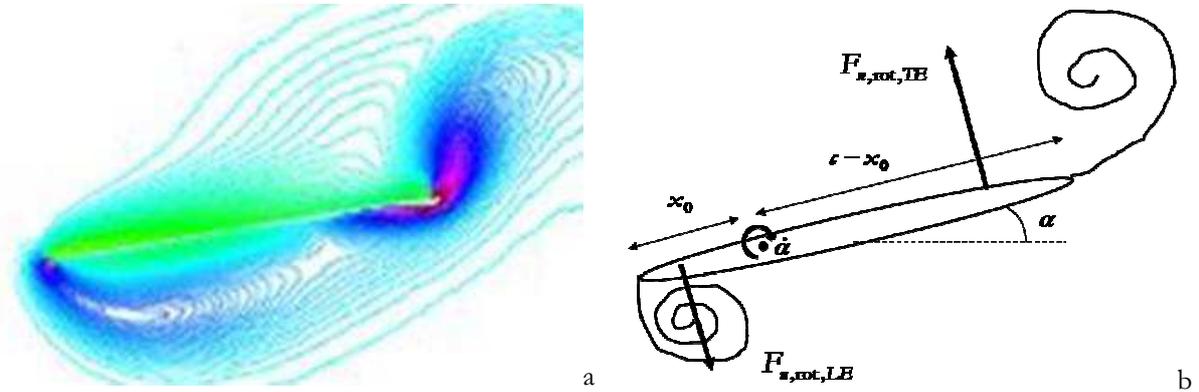


Fig 8.17 : Force rotationnelle pour une position quelconque de l'axe de rotation
 (a) Champ de vorticité du cas $Re = 100$, $\alpha_0 = 30^\circ$, $St_c = 0.5$, $x_0/c = 0.25$ lors de l'abaisse
 (b) Schéma d'établissement des deux composantes de la force rotationnelle lors de l'abaisse

En appliquant l'expression déterminée précédemment à chacune des deux composantes on obtient le modèle suivant prenant en compte la position de l'axe de rotation :

$$\begin{aligned}
 C_{n,rot} &= C_{n,rot,LE} + C_{n,rot,TE} \\
 &= 3.1 \operatorname{Sgn}(\omega) \left[(\omega \times (1 - x_0/c))^2 - (\omega \times x_0/c)^2 \right] \\
 &= 3.1 \operatorname{Sgn}(\omega) (1 - 2x_0/c) \omega^2
 \end{aligned} \tag{8.17}$$

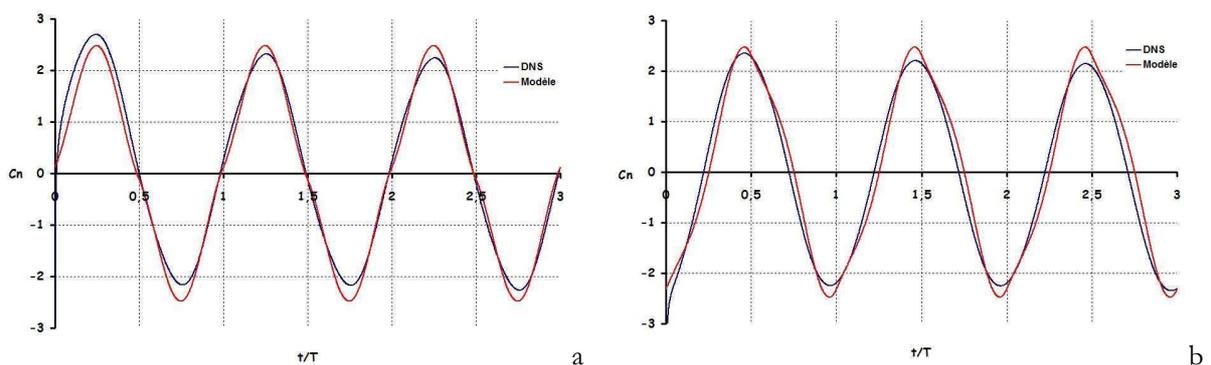


Fig 8.18 : Modélisation du coefficient d'effort normal total pour une position quelconque de l'axe de rotation ($Re = 100$, $\alpha_0 = 15^\circ$, $St_c = 0.5$):

(a) $x_0/c = 0.2$ (b) $x_0/c = 0.8$

On teste ensuite ce modèle à $Re = 100$, $\alpha_0 = 15^\circ$, $St_c = 0.5$ pour deux positions de l'axe de rotation : un premier cas avec un axe de rotation proche du bord d'attaque ($x_0/c = 0.2$) et un deuxième

cas avec un axe de rotation près du bord de fuite ($x_0 / c = 0.8$). Les deux cas tests mettent encore une fois une bonne correspondance entre les simulations numériques directes et le modèle résultant de la somme des trois composantes. On observe néanmoins quelques écarts pouvant provenir tout d'abord d'une mauvaise application de l'hypothèse consistant à superposer la force quasi stationnaire et la force rotationnelle au niveau du bord d'attaque. La seconde inconnue réside ensuite dans la capture du tourbillon de bord d'attaque une fois celui-ci formé et lâché dans le sillage.

e) Influence de l'augmentation du nombre de Reynolds

La figure 8.19 reprend l'étude de la figure 8.13 pour $Re = 1000$. Pour des amplitudes de tangage vérifiant $\alpha_0 \leq 10^\circ$, le coefficient maximal de force rotationnelle est bien approximé par la loi analytique suivante :

$$\max(C_{n,rot}) = 3.8 \omega_0^2 \quad (8.18)$$

L'augmentation du coefficient de proportionnalité peut être attribué à une moindre diffusion des tourbillons lorsque le nombre de Reynolds augmente.

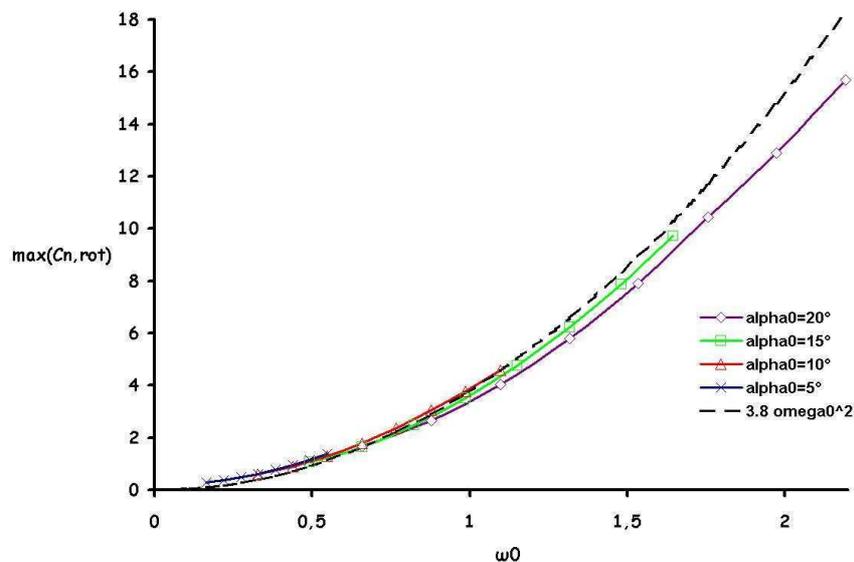


Fig 8.19 : Coefficient maximal de force rotationnelle en fonction du taux de rotation maximal ω_0 à mi battement ($Re = 1000 - x_0 / c = 0$)

Pour $\alpha_0 > 10^\circ$, on constate que la loi analytique utilisée aux petits angles de tangage surestime le coefficient maximal de force rotationnelle et que cette surestimation peut aller jusqu'à 20% pour les taux de rotation et les amplitudes de tangage les plus élevés. Un tel écart résulte de l'effet de capture de sillage inclus dans la détermination numérique de la force rotationnelle. En effet, pour $Re = 1000$ et $\alpha_0 > 10^\circ$, on se situe au-delà du seuil de criticité et il y a formation d'un tourbillon au bord d'attaque. La figure 8.20 reprend ainsi les visualisations de la figure 8.7 lors de l'abaissement de l'aile pour $Re = 1000$ et montre comment la dépression de ce tourbillon convecté le long de l'intrados compense la surpression induite par

le mouvement de rotation. On peut noter également au dessus de l'extrados la présence du complexe tourbillonnaire de bord d'attaque formé lors du battement précédent.

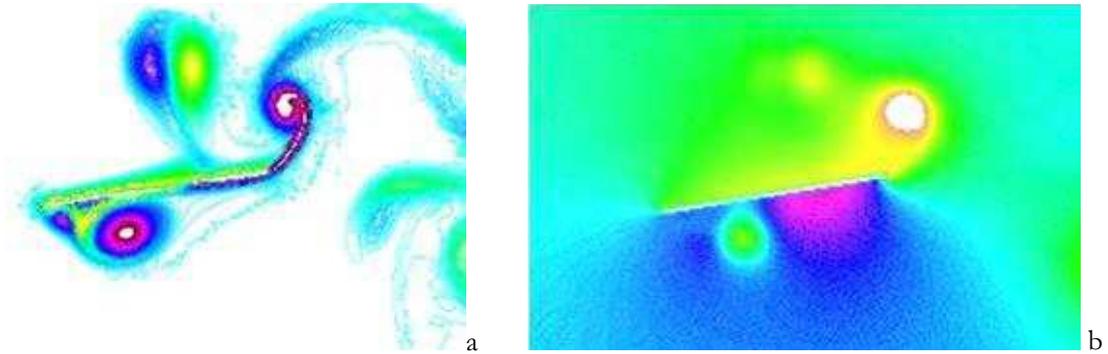


Fig 8.20 : Ecoulement sur une plaque plane en mouvement de tangage lors de son abaissée ($t/T = 0.2$)
 ($Re = 1000$, $\alpha_0 = 30^\circ$, $St_c = 0.5$, $x_0/c = 0$)
 (a) Champ de vorticité (b) Champ de pression

8.5 Discussion

Ce chapitre a mis en évidence que la poussée engendrée par un profil mince rigide en mouvement de tangage pur est due à la réaction de masse ajoutée en début et fin de battement. Cependant, la plupart des espèces vivantes n'utilisent pas cette cinématique pour se propulser car le régime de poussée correspond à des fréquences de battement élevées utilisées uniquement par les plus petits insectes. La création de poussée par un autre mécanisme que la réaction de masse ajoutée doit donc être examinée à l'aide de cinématiques plus complexes incluant une combinaison des mouvements de tangage et de pilonnement. Cette étude sera abordée dans le chapitre suivant. En ce qui concerne la propulsion des poissons, l'absence de mouvement de pilonnement suggère que la poussée est permise par la déformabilité de la nageoire caudale.

Ce chapitre a également mis en évidence que dans le cas des insectes la force rotationnelle ne correspond pas au modèle classique de circulation rotationnelle établi à haut nombre de Reynolds et faible taux de rotation. La force rotationnelle se révèle en effet suivre une loi quadratique vis à vis du taux de rotation et s'annuler lorsque l'axe de rotation est situé à la moitié de la corde. On propose ainsi le modèle suivant adapté aux faibles nombres de Reynolds et forts taux de rotation :

$$C_{n,rot} = C_1(Re) \times (1 - 2x_0/c) \times \omega^2 \quad (8.19)$$

La constante multiplicatrice C_1 augmente avec le nombre de Reynolds en raison de la moindre diffusion des tourbillons ($C_1 = 3.1$ pour $Re = 100$ et $C_1 = 3.8$ pour $Re = 1000$). Cette dépendance doit cependant se révéler faible au-delà de $Re = 1000$. En effet, les travaux de [Wu & Sun \[132\]](#) portant sur le vol sur place de la mouche montrent que les efforts varient peu en fonction du nombre de Reynolds pour $Re > 500$.

De plus, l'étude menée dans le chapitre 5 n'a pas montré non plus d'effets notables du nombre de Reynolds sur les efforts engendrés par le lâcher tourbillonnaire aux grandes incidences.

Le modèle proposé possède néanmoins plusieurs limitations. La première porte sur l'estimation approximative de la force quasi stationnaire qui ne prend pas en compte la dynamique de la formation du tourbillon de bord d'attaque. La superposition de cette force avec la force rotationnelle de bord d'attaque est également une hypothèse forte dont la validité n'est pas démontrée car on considère alors que l'unique tourbillon de bord d'attaque est générée par la forte incidence de l'aile mais aussi sa rotation. Le phénomène de capture de sillage demeure ensuite un problème dont il est difficile de s'affranchir car ce dernier est très dépendant de la cinématique utilisée. Pour le vol d'avancement 2D nous mettons en évidence que la capture de sillage atténue l'effort de force rotationnelle tandis que [Birch & Dickinson \[7\]](#) observent plutôt un effet bénéfique sur la portance engendrée lors des phases de rotation d'une cinématique 3D de vol sur place. Les simulations 3D de [Sun & Tang \[99\]](#), quant à elles, ne mettent pas évidence un tel phénomène. L'effet de capture de sillage reste donc encore mal compris et mal évalué. Enfin, notre modèle est uniquement valable pour des profils symétriques minces et rigides mais n'est pas adapté pour des profils courbés ou flexibles.

Hormis ces limitations, la dépendance quadratique de la force rotationnelle vis-à-vis du taux de rotation montre que cette force permet d'engendrer des efforts de grande amplitude. Couplée à la réaction de la masse ajoutée et bien orientée au cours d'un cycle, cette force peut être le mécanisme clé pour optimiser la portance, assurer la propulsion ou initier des manœuvres. Dans le chapitre suivant on étudie ainsi le vol battu d'avancement et on montre comment l'apparition de la force rotationnelle et de la réaction de la masse ajoutée suite à l'augmentation de la fréquence de battement permettent d'optimiser les performances du vol.

9. Vol battu d'avancement

9.1 Notations

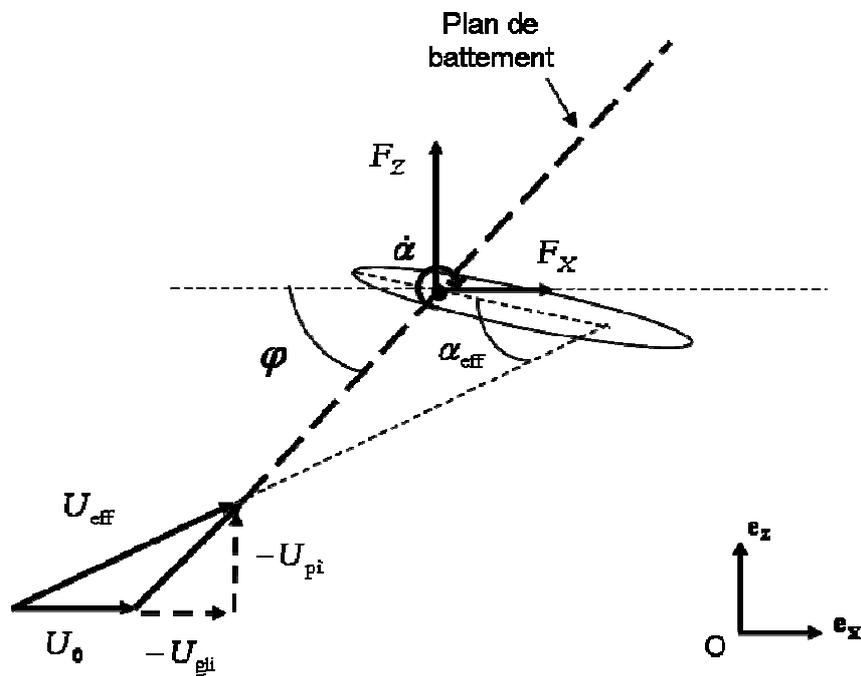


Fig 9.1 : Vol battu : définition du mouvement et notations

On considère un profil NACA 0012 animé d'un mouvement de pilonnement vertical $A = A_0 \cos(2\pi f t)$ suivant l'axe \mathbf{e}_z , d'un mouvement de glissement horizontal $B = B_0 \cos(2\pi f t)$ suivant l'axe \mathbf{e}_x et d'un mouvement de tangage $\alpha = \bar{\alpha} - \alpha_0 \cos(2\pi f t + \phi)$ autour de l'axe \mathbf{e}_y . On obtient donc les expressions suivantes pour la vitesse de pilonnement U_{pil} , la vitesse de glissement U_{gli} et le taux de rotation $\dot{\alpha}$:

$$U_{\text{pil}} = -2\pi f A_0 \sin(2\pi f t)$$

$$U_{\text{gli}} = -2\pi f B_0 \sin(2\pi f t) \quad (9.1)$$

$$\dot{\alpha} = 2\pi f \alpha_0 \sin(2\pi f t + \phi)$$

Les mouvements de pilonnement et de glissement suivent la même évolution temporelle avec des amplitudes différentes de sorte que le profil possède un mouvement de pilonnement incliné d'un angle φ par rapport à l'axe horizontal \mathbf{e}_x . Ce mouvement sera dénommé par commodité sous le terme de mouvement de battement même si cette terminologie est en fait le plus souvent employée pour désigner le mouvement complet 3D. L'angle du plan de battement s'obtient ainsi par :

$$\varphi = \tan^{-1} \left(\frac{A_0}{B_0} \right) \quad (9.2)$$

Les vitesse et incidence effectives vues par le profil se déduisent de l'angle de tangage, de la vitesse de pilonnement et de la vitesse de glissement par les relations suivantes :

$$U_{eff} = \left((U_0 - U_{gli})^2 + U_{pil}^2 \right)^{1/2} = U_0 \left[\left(1 + \frac{2\pi f B_0}{U_0} \cos(2\pi f t) \right)^2 + \left(\frac{2\pi f A_0}{U_0} \cos(2\pi f t) \right)^2 \right]^{1/2} \quad (9.3)$$

$$\alpha_{eff} = \alpha + \tan^{-1} \left(\frac{-U_{pil}}{U_0 - U_{gli}} \right) = \bar{\alpha} - \alpha_0 \cos(2\pi f t + \phi) + \tan^{-1} \left(\frac{2\pi f A_0}{U_0} \times \frac{\cos(2\pi f t)}{\left(1 + \frac{2\pi f B_0}{U_0} \right) \cos(2\pi f t)} \right)$$

Le mouvement est déterminé par la donnée de huit nombres adimensionnés : le nombre de Reynolds $Re = U_0 c / \nu$, la fréquence réduite de battement $St_c = f c / U_0$, le nombre de Strouhal $St_a = 2\pi f A_0 / U_0$, l'angle du plan de battement φ , l'angle de calage $\bar{\alpha}$, l'amplitude de tangage α_0 , le déphasage ϕ entre les mouvements de battement et de tangage et la position de l'axe de rotation x_0 / c .

Les efforts sont caractérisés par les coefficients instantanés de portance $C_Z(t)$ et de traînée $C_X(t)$ définis par :

$$C_Z(t) = \frac{F_Z(t)}{0.5 \rho c U_0^2} \quad ; \quad C_X(t) = \frac{F_X(t)}{0.5 \rho c U_0^2} \quad (9.4)$$

Les efforts moyens sont caractérisés par les coefficients moyens de portance \bar{C}_Z et de traînée \bar{C}_X définis par :

$$\bar{C}_Z(t) = \frac{\bar{F}_Z(t)}{0.5 \rho c U_0^2} \quad ; \quad \bar{C}_X(t) = \frac{\bar{F}_X(t)}{0.5 \rho c U_0^2} \quad (9.5)$$

Enfin, l'écoulement est caractérisé par les champs de pression K_p et de vorticité $\boldsymbol{\Omega}$:

$$K_p = \frac{p - p_\infty}{0.5 \rho U_0^2} \quad (9.6)$$

$$\Omega = \Omega' + 2 \dot{\alpha} = \nabla \times u_{rel} + 2 \dot{\alpha}$$

9.2 Régime quasi-stationnaire

Le but de cette étude est d'étudier la transition entre le régime quasi-stationnaire et le régime instationnaire à partir d'une cinématique typique du vol battu assurant simultanément les fonctions de sustentation et de propulsion. On débute ainsi l'étude par une faible fréquence puis on augmente ensuite progressivement celle-ci afin d'évaluer les contributions respectives de la force rotationnelle, de la masse ajoutée et de la capture de sillage sur les efforts.

La première étape consiste tout d'abord à choisir une cinématique capable de créer à la fois de la portance et de la poussée en utilisant uniquement la force quasi stationnaire. Pour cela, on fait l'hypothèse que l'effort total F_{tot} est majoritairement engendré par les efforts de pression et qu'il est donc plus ou moins orienté suivant la direction normale à la corde du profil. Dans une approche quasi-stationnaire l'effort total se met sous la forme suivante :

$$F_{tot} \approx F_n = 0.5 \rho c U_{eff}^2 C_n(\alpha_{eff}) \quad (9.7)$$

On module ainsi l'amplitude de l'effort total à partir de la vitesse effective U_{eff} et de l'incidence effective α_{eff} puis on l'oriente au cours du cycle à partir de l'angle de tangage α .

Il est aisé de créer une portance moyenne positive en utilisant un mouvement de pilonnement vertical similaire à celui étudié dans le chapitre 7. Cette méthode oblige cependant à dissymétriser l'abaissement et la remontée de l'aile en imposant un angle de calage $\bar{\alpha}$ positif induisant une forte traînée empêchant la propulsion. Une autre méthode permettant de dissymétriser l'abaissement et la remontée consiste à utiliser un plan de battement incliné. Comme montré sur la figure 9.2, cette stratégie permet d'augmenter la vitesse effective lors de l'abaissement et de la diminuer lors de remontée. La portance positive engendrée lors de l'abaissement est alors très supérieure à la portance négative engendrée lors de la remontée et on obtient ainsi une portance moyenne positive.



Fig 9.2 : Effets d'un plan de battement incliné sur l'amplitude de la vitesse effective
(a) abaissement de l'aile (b) remontée de l'aile

Contrairement au mouvement de tangage pur où la poussée s'obtient par réaction de la masse ajoutée à haute fréquence (cf chapitre 8), la rotation de l'aile est ici utilisée dans le seul but d'orienter judicieusement la force quasi-stationnaire engendrée par le mouvement de battement. Comme montré sur la figure 9.3, une poussée peut être obtenue lors de l'abaissement en inclinant le profil vers l'avant tout en gardant une incidence effective positive. Une poussée peut également être obtenue lors de la remontée si on oriente le profil de façon à obtenir une incidence effective négative permettant d'inverser les rôles de l'extrados et l'intrados.

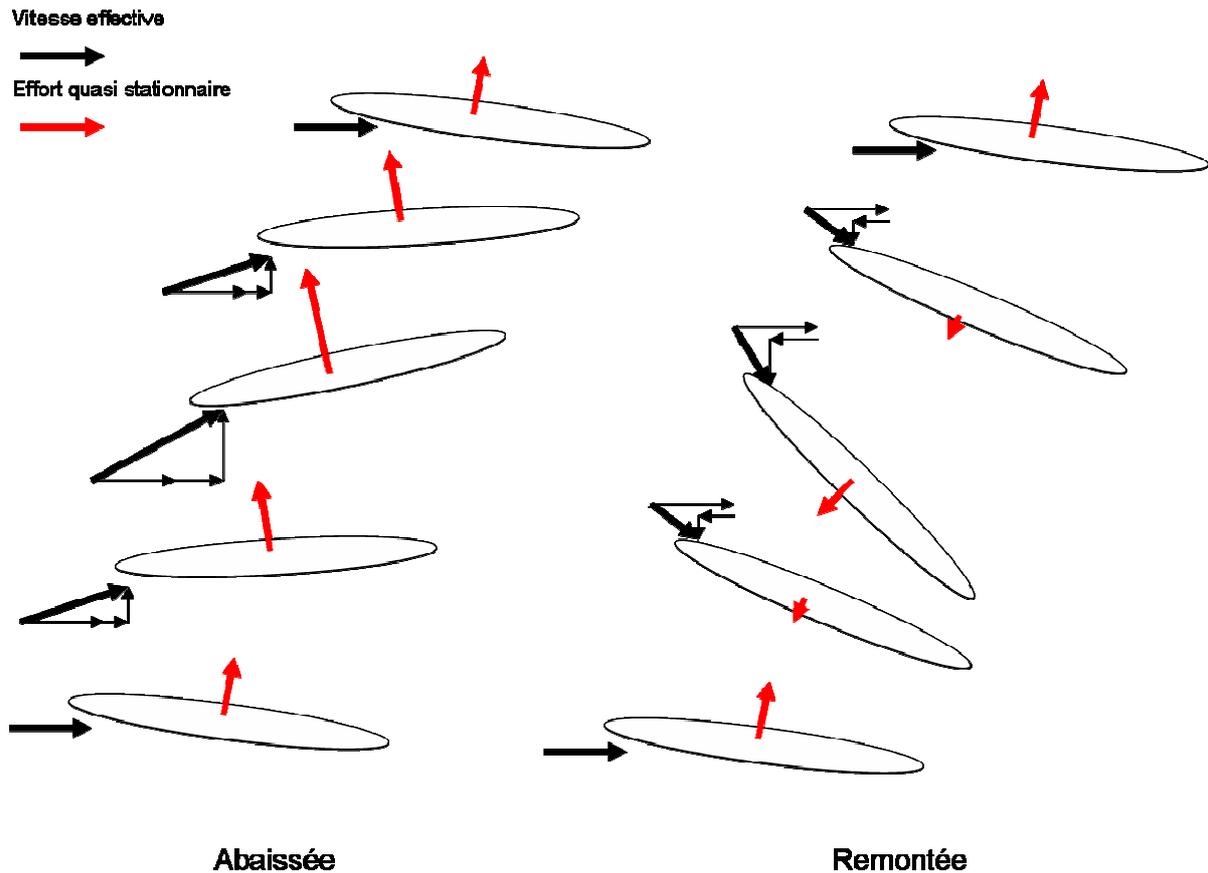


Fig 9.3 : Création de portance et de poussée par une cinématique de vol battu utilisant la force quasi stationnaire

Ces stratégies de vol sont celles utilisées majoritairement par les oiseaux, comme cela est décrit dans l'ouvrage d'Alexander [2]. Les oiseaux utilisent de plus leurs membres articulés pour replier leurs ailes lors de la remontée afin de réduire la surface alaire et diminuer ainsi les efforts engendrés lors de cette phase. La création de la portance et de la poussée se fait alors essentiellement lors de l'abaissement.

Les paramètres suivants permettent de reproduire une stratégie quasi stationnaire du type de celle décrite sur la figure 9.3 : $S_{t_a} = \tan 45^\circ$, $\varphi = 63.4^\circ$, $\bar{\alpha} = 10^\circ$, $\alpha_0 = 30^\circ$, $\phi = -\pi/2$. Le mouvement de tangage est déphasé de 90° par rapport au mouvement de battement. Dans ce cas, le taux de rotation est maximal en début et fin de battement, lors de l'inversion du mouvement. Sur la figure 9.4 on représente l'évolution temporelle de l'incidence α , de l'incidence effective α_{eff} et de la vitesse effective U_{eff} sur

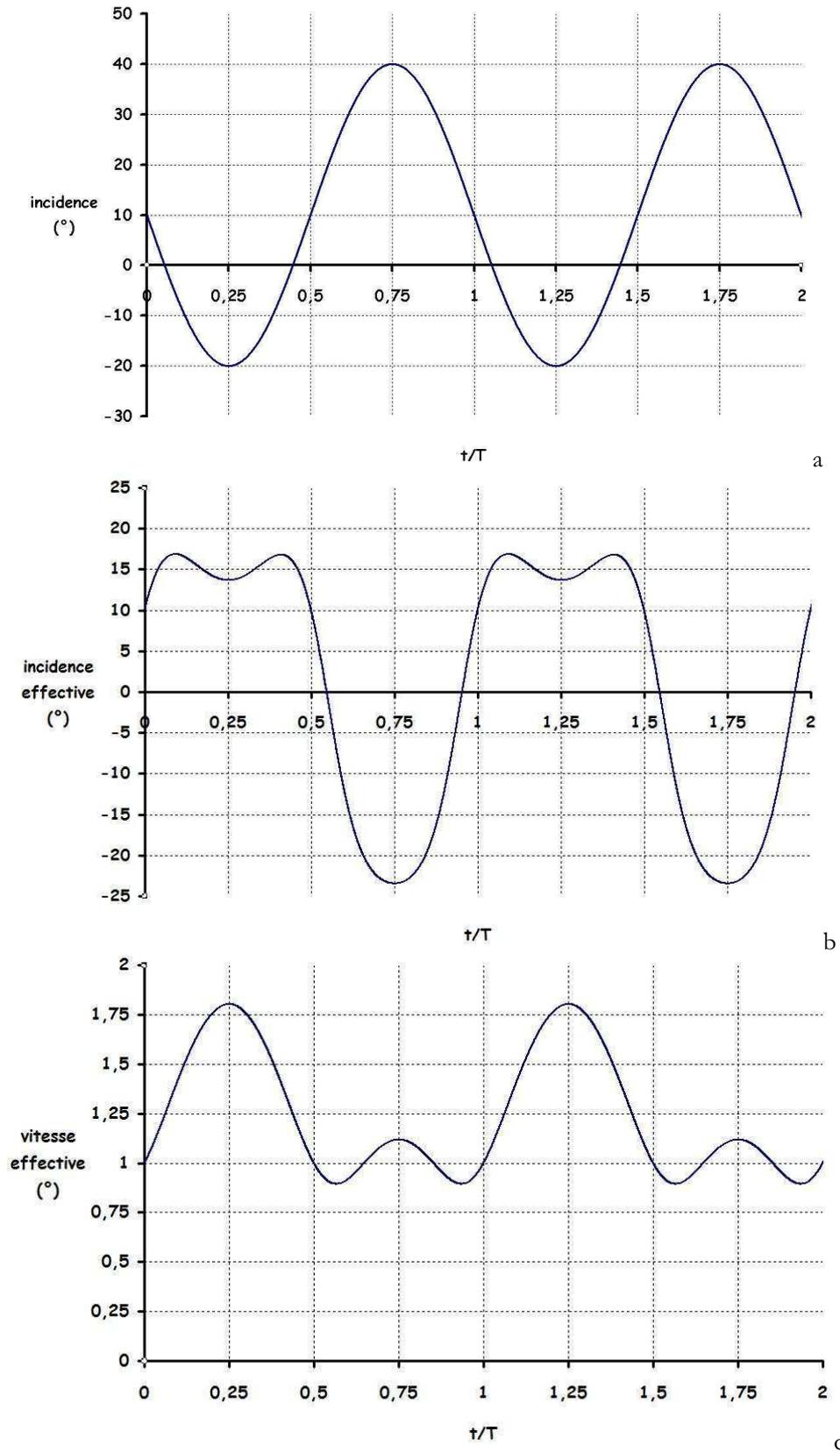


Fig 9.4 : Evolution des paramètres cinématiques pilotant la force quasi-stationnaire :
 (a) incidence α (b) incidence effective α_{eff} (c) vitesse effective U_{eff}
 ($St_a = \tan 45^{\circ}$, $\varphi = 63.4^{\circ}$, $\bar{\alpha} = 10^{\circ}$, $\alpha_0 = 30^{\circ}$, $\phi = -\pi/2$)

deux périodes de battement. On vérifie ainsi que, lors de l'abaisseée ($0 \leq t/T \leq 0.5$), le profil s'incline vers l'avant ($\alpha < 0$) tout en maintenant une incidence effective positive afin de créer de la poussée. Le mouvement de battement permet quant à lui d'augmenter la vitesse effective. Lors de la remontée ($0.5 \leq t/T \leq 1$), le profil se cabre ($\alpha > 0$) de façon à ce que le profil puisse créer de nouveau de la poussée grâce à son incidence effective négative. On vérifie également que la vitesse effective est beaucoup plus faible que lors de l'abaisseée afin de réduire la portance négative.

On considère cette cinématique à $Re = 1000$ afin que les forces de pression soient dominantes sur les forces de frottement. On place également l'axe de rotation au bord d'attaque afin de simplifier l'écoulement ($x_0/c = 0$). Sur la figure 9.5 on trace l'évolution des coefficients instantanés de portance et de traînée pour deux fréquences de battement : $St_c = 0.05$ et $St_c = 0.1$. Le nombre de Strouhal St_a et l'inclinaison φ du plan de battement ont été maintenus constants afin de conserver les mêmes variations de l'incidence effective et de la vitesse effective au cours du cycle.

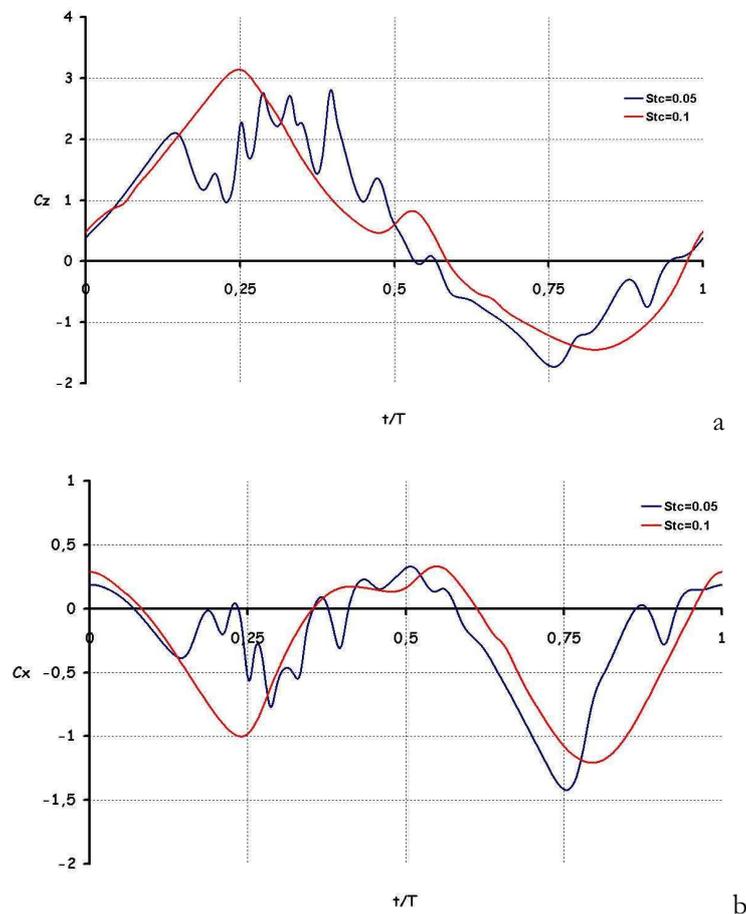
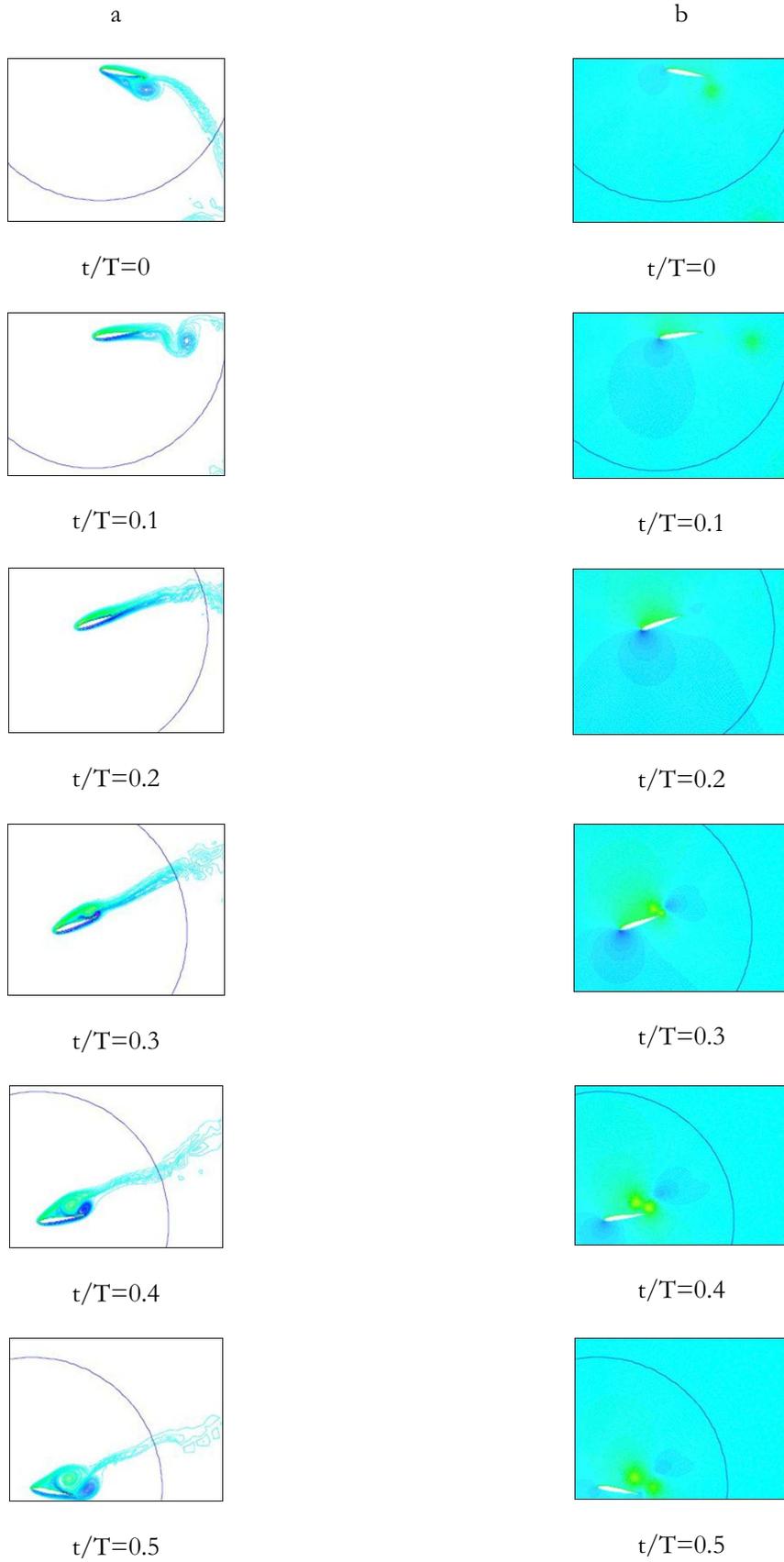


Fig 9.5 : Coefficients instantanés d'efforts au cours d'un cycle : (a) portance $C_Z(t)$ (b) traînée $C_X(t)$
 ($Re = 1000$, $St_a = \tan 45^\circ$, $\varphi = 63.4^\circ$, $\bar{\alpha} = 10^\circ$, $\alpha_0 = 30^\circ$, $\phi = -\pi/2$, $x_0/c = 0$)

Les résultats sont en concordance avec l'analyse quasi-stationnaire proposée sur la figure 9.3. Lors de l'abaisseée, on obtient un pic de portance et un pic de poussée lorsque la vitesse effective est maximale ($t/T = 0.25$). Lors de la remontée, on obtient une portance négative modérée et un pic de poussée lors-



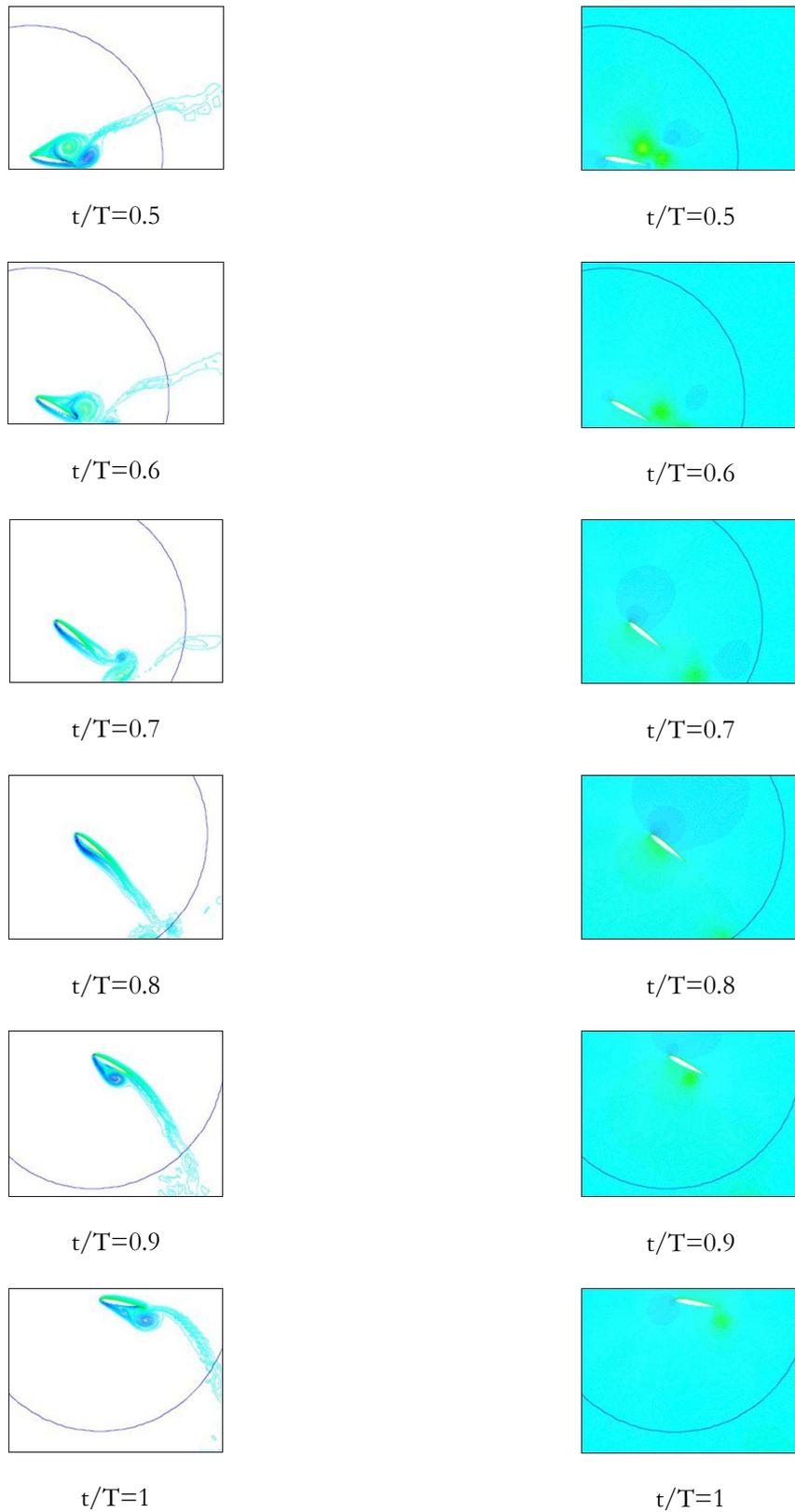


Fig 9.6 : Mouvement de vol battu
 ($Re = 1000$, $St_a = \tan 45^\circ$, $\varphi = 63.4^\circ$, $\bar{\alpha} = 10^\circ$, $\alpha_0 = 30^\circ$, $\phi = -\pi/2$, $x_0/c = 0$)
 (a) champ de vorticité (b) champ de pression

-que le profil présente son incidence de cabrage maximum ($t/T = 0.75$). On remarque également que l'évolution des efforts est très similaire pour les deux fréquences de battement considérées. Les irrégularités observés pour $St_c = 0.05$ sont dues à la présence de plusieurs lâchers tourbillonnaires lors de l'abaissement de l'aile. Pour $St_c = 0.1$ on est par contre au seuil du régime instationnaire et un seul tourbillon se forme au bord d'attaque lors de l'abaissement, ce qui explique l'évolution plus régulière de la portance.

Sur la figure 9.6 on présente les champs de vorticités et de pression obtenus au cours d'un cycle pour le cas $St_c = 0.1$. On observe la formation d'un tourbillon de bord d'attaque sur l'extrados lors de l'abaissement et d'un tourbillon de bord d'attaque sur l'intrados lors de la remontée. La fréquence est trop faible pour qu'un phénomène de capture de sillage soit observé.

9.3 Régime instationnaire

On reprend la même cinématique en augmentant progressivement la fréquence St_c . Les efforts quasi stationnaires sont conservés en maintenant constant le nombre de Strouhal St_a et l'inclinaison φ du plan de battement. La figure 9.7 présente les coefficients instantanés de portance et de traînée obtenus au cours d'un cycle en fonction de la fréquence de battement

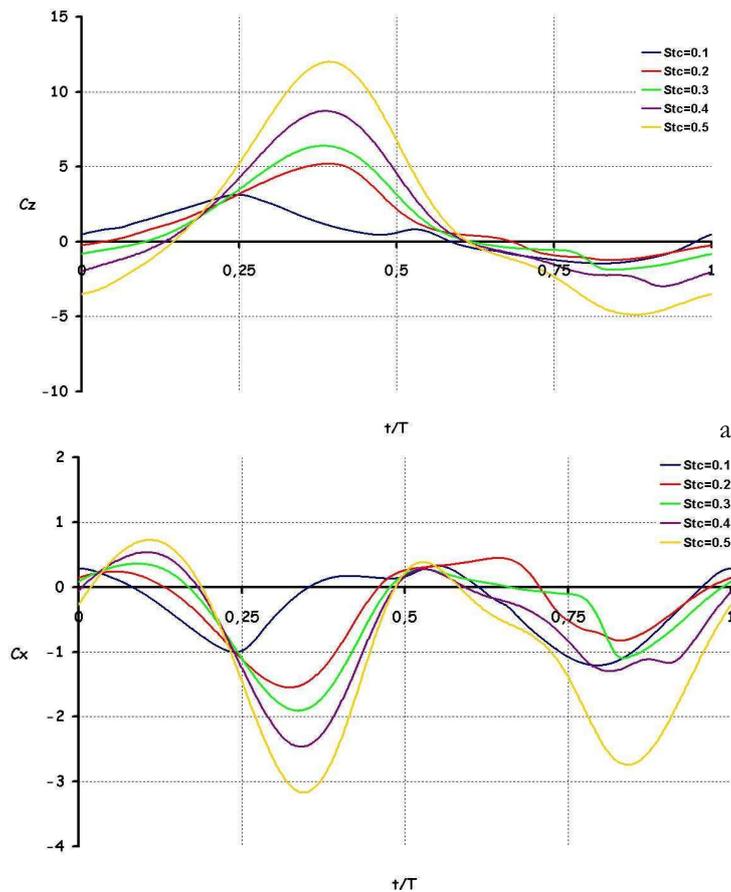


Fig 9.7 : Coefficients instantanés d'efforts au cours d'un cycle : (a) portance $C_Z(t)$ (b) traînée $C_X(t)$
 ($Re = 1000$, $St_a = \tan 45^\circ$, $\varphi = 63.4^\circ$, $\bar{\alpha} = 10^\circ$, $\alpha_0 = 30^\circ$, $\phi = -\pi/2$, $x_0/c = 0$)

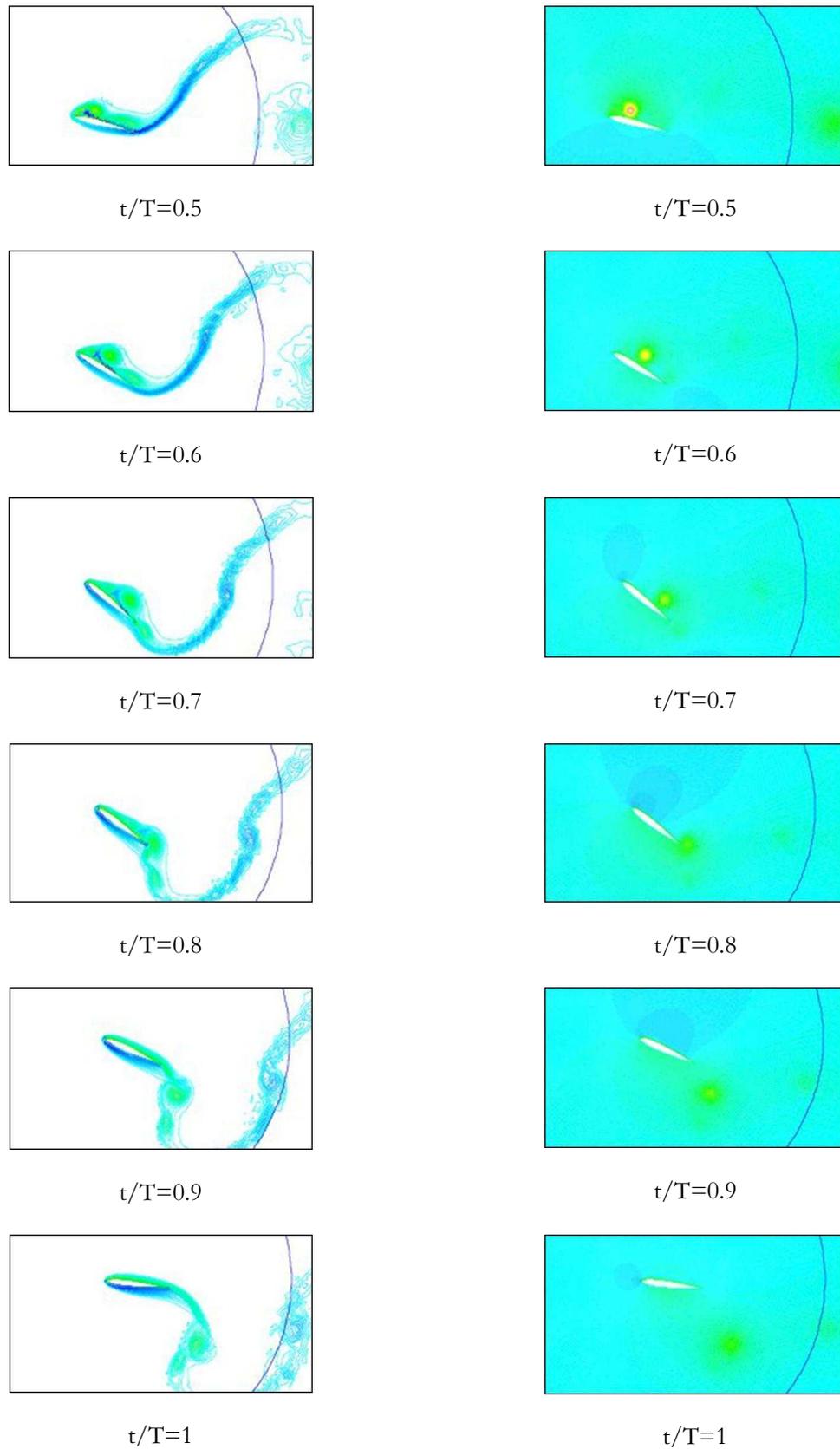


Fig 9.8 : Mouvement de vol battu
 ($Re = 1000$, $St_a = \tan 45^\circ$, $\varphi = 63.4^\circ$, $\bar{\alpha} = 10^\circ$, $\alpha_0 = 30^\circ$, $\phi = -\pi/2$, $x_0/c = 0$)
 (a) champ de vorticité (b) champ de pression

On observe que l'évolution des efforts au cours du cycle pour $St_c > 0.1$ est modifiée de façon significative par rapport au régime quasi-stationnaire ($St_c \leq 0.1$). Ainsi, lors de l'abaisseée, les pics de portance et de poussée ne sont plus obtenus pour $t/T = 0.25$ mais pour $t/T = 0.4$. L'augmentation de la fréquence se traduit également par une augmentation de l'amplitude de ces pics. Comme les efforts quasi-stationnaires ont été maintenus constants tout au long de cette étude, ce changement de régime doit être attribué à l'apparition des mécanismes instationnaires (diminution de taille du tourbillon de bord d'attaque, force rotationnelle, masse ajoutée, capture de sillage). On n'obtient pas par contre de grands écarts avec le régime quasi-stationnaire lors de la remontée. Les pics de poussée et de portance négative sont même atténués pour $St_c = 0.2$ et il faut monter jusqu'à une fréquence réduite de 0.5 pour observer le phénomène de déphasage des pics d'effort et de leur augmentation avec la fréquence.

La figure 9.8 présente les champs de vorticité et de pression obtenus pour $St_c = 0.3$. L'étude du champ de pression à $t/T = 0.4$ montre ainsi que les pics d'effort lors de l'abaisseée doivent être attribués à une forte surpression sur l'intrados. Cette surpression résulte de l'action conjuguée de la force rotationnelle et de la réaction de la masse ajoutée lors de la mise en accélération du mouvement de rotation. On observe également que la dynamique du lâcher tourbillonnaire sur l'extrados permet d'optimiser la portance. Le tourbillon se forme en effet depuis le bord d'attaque et engendre une dépression localisée de grande amplitude alors qu'en régime quasi stationnaire on obtient un lâcher tourbillonnaire se développant sur la partie arrière du profil et engendrant une dépression modérée (cf figure 9.6 – $t/T = 0.4$). Comme il l'a été montré dans le chapitre 7, ce phénomène résulte du forçage du lâcher tourbillonnaire. Enfin, la stagnation des pics d'efforts lors de la remontée de l'aile doit être attribuée pour partie à la capture du tourbillon de bord d'attaque formé lors de l'abaisseée ($0.6 \leq t/T \leq 0.8$). Cette capture induit une dépression sur l'extrados atténuant la portance négative et la poussée engendrées lors

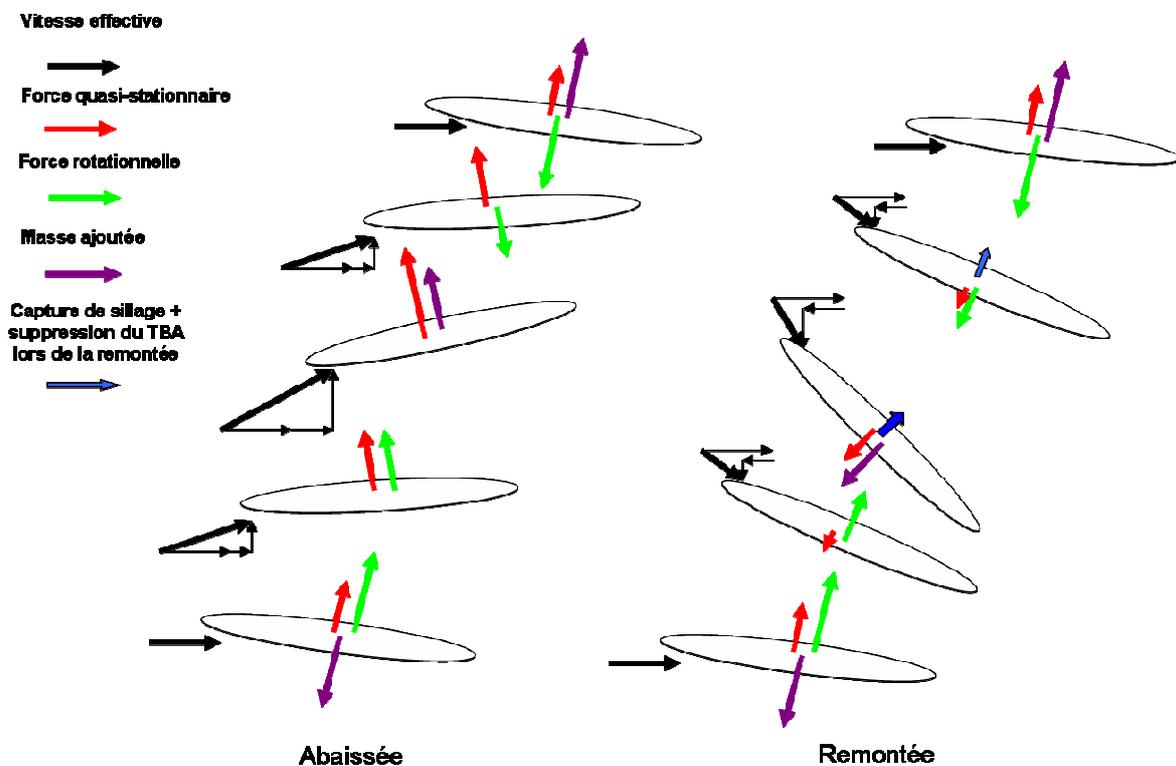


Fig 9.9 : Création d'efforts en régime de vol battu instationnaire

de cette phase. On remarque également que le tourbillon se développant sur l'intrados en régime quasi-stationnaire (cf figure 9.6 $-0.8 \leq t/T \leq 1$) ne se forme pas en régime instationnaire. Cette suppression participe également à l'atténuation de la poussée et de la portance négative lors de la remontée.

Sur la figure 9.10 on présente enfin l'évolution de la portance moyenne et de la poussée moyenne en fonction de la fréquence de battement. La transition vers le régime instationnaire s'accompagne d'une forte augmentation des performances avec notamment une portance moyenne qui est quasiment triplée lorsqu'on passe de $St_c = 0.1$ à $St_c = 0.2$.

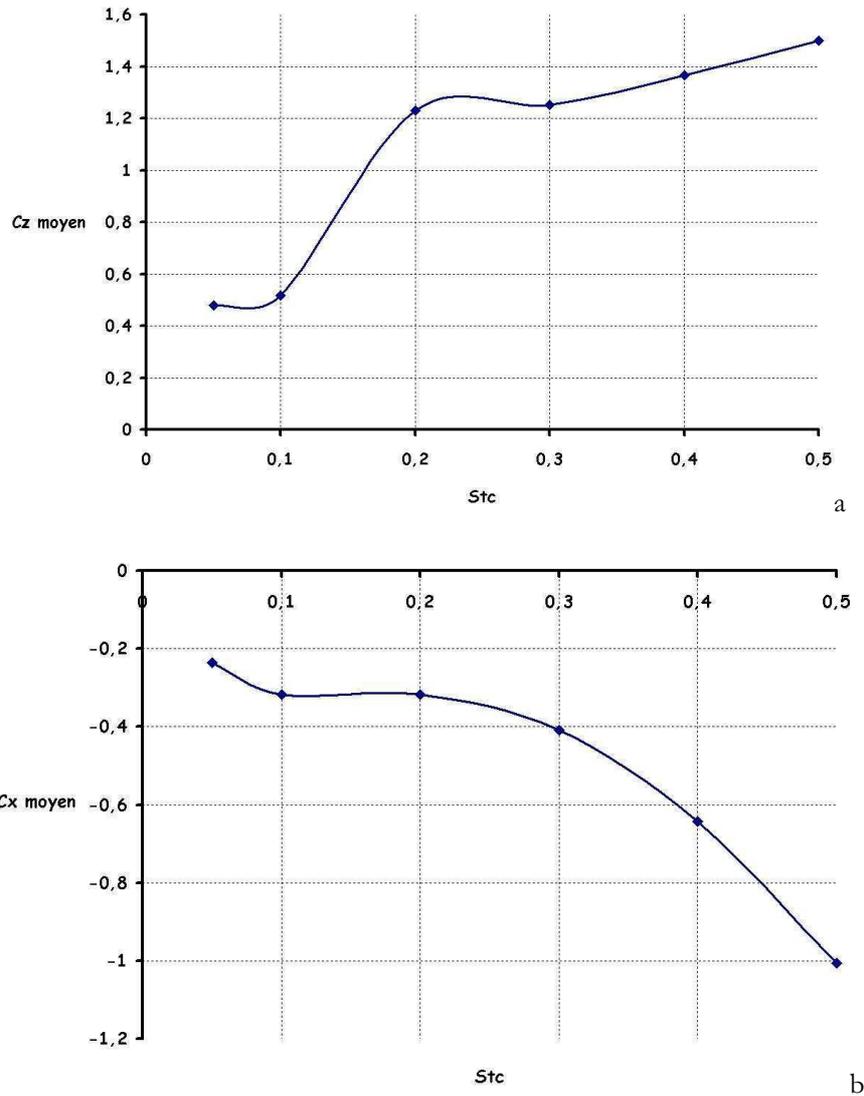


Fig 9.10 : Coefficient moyens d'efforts en fonction de la fréquence de battement : (a) $\overline{C}_Z(t)$ (b) $\overline{C}_X(t)$
 ($Re = 1000$, $St_a = \tan 45^\circ$, $\varphi = 63.4^\circ$, $\overline{\alpha} = 10^\circ$, $\alpha_0 = 30^\circ$, $\phi = -\pi/2$, $x_0/c = 0$)

9.4 Discussion

Cette étude a montré que la fréquence réduite $St_c = 0.1$, correspondant par ailleurs au forçage du lâcher tourbillonnaire, marque une rupture entre deux régimes bien distincts. Pour $St_c < 0.1$, la sustentation et la propulsion s'obtiennent par une orientation judicieuse de la force quasi-stationnaire à

l'aide du mouvement de rotation de l'aile. Pour $St_c > 0.1$, les efforts engendrés par les mécanismes instationnaires permettent d'optimiser les performances du vol. Les pics de portance et de poussée, notamment, ne sont plus engendrés par la force quasi-stationnaire mais par la force rotationnelle et la réaction de la masse ajoutée lors de la phase de supination. Une capture de sillage lors de la remontée permet d'autre part d'atténuer la portance négative engendrée lors de cette phase du mouvement

Cette étude n'est cependant qu'indicative et permet uniquement de mettre en évidence l'apparition du régime instationnaire et l'utilisation de quelques mécanismes clés permettant d'optimiser la portance et la poussée. La cinématique du mouvement possède en effet un nombre important de degrés de liberté et la cinématique présentée ici ne correspond certainement pas à un optimum. Le nombre trop important de combinaisons empêchent cependant de chercher cet optimum par simulation numérique directe et des modèles doivent être développés. Les travaux doivent donc se poursuivre en adaptant les modèles proposés dans les chapitres précédents aux cinématiques plus complexes du vol battu.

La question reste néanmoins de savoir sur quels critères la cinématique doit être optimisée : maximisation de la portance et de la poussée ? optimisation du rendement ? minimisation de la puissance fournie ? Une telle étude est rendue d'autant plus complexe qu'un insecte n'est pas soumis aux seules forces aérodynamiques. Les forces inertielles qui dépendent de la masse des ailes et les contraintes de type physiologique et métabolique doivent ainsi être prises en compte. Une telle optimisation doit donc plutôt être menée de façon globale.

Conclusion et perspectives

Le travail mené au long de ces trois années a permis d'apporter plusieurs résultats sur l'aérodynamique des ailes battantes en vue d'une application à la conception de microdrones imitant le vol des insectes.

Dans une première partie nous avons étudié en configuration statique le phénomène de lâcher tourbillonnaire caractéristique des régimes de vol rencontrés par les insectes ($50 \leq Re \leq 10\,000$). Une analyse de stabilité 2D validée expérimentalement a notamment permis de montrer que celui-ci résulte de la déstabilisation d'un mode global de l'écoulement. L'obtention de la fréquence réduite de lâcher et de la topologie du sillage à la criticité révèle aussi que la forme du profil a très peu d'influence sur la dynamique des tourbillons. Une structure d'aile plissée ou la présence de poils sur la surface de l'aile ne joueraient donc qu'un rôle mineur dans l'aérodynamique des insectes. Cette étude a également permis de déterminer l'incidence critique déclenchant le lâcher tourbillonnaire 2D. Pour les petits insectes ($50 < Re < 500$), celle-ci est fortement dépendante du nombre de Reynolds et les tourbillons ne sont lâchés qu'aux grandes incidences ($12^\circ < \alpha < 45^\circ$). Pour les grands insectes ($Re > 500$), elle est peu dépendante du nombre de Reynolds et le lâcher s'effectue dès les faibles incidences ($\alpha < 12^\circ$). Des résultats expérimentaux sur des ailes finies ont enfin montré que les effets 3D de bout d'aile restabilisent l'écoulement et qu'un tel mécanisme pouvait être une piste de réflexion pour expliquer la stabilisation du tourbillon de bord d'attaque observée chez les insectes.

Nous avons ensuite poursuivi l'étude du lâcher tourbillonnaire au-delà de l'incidence critique à l'aide de simulations numériques directes 2D. Ces simulations montrent que le lâcher tourbillonnaire engendre des pics d'efforts de grande amplitude permettant de maintenir une portance moyenne élevée aux grandes incidences. Le phénomène de décrochage n'est ainsi pas observé. L'étude du régime transitoire révèle aussi que le lâcher du premier tourbillon engendre un pic de portance d'une amplitude supérieure à ceux obtenus en régime permanent. Un tel effort peut être utilisé au cours du vol battu à condition que la fréquence réduite de battement soit suffisamment élevée c'est à dire vérifie $St_c \geq 0.1$. La comparaison des écoulements obtenus à $Re = 100$ et $Re = 1000$ permet cependant de distinguer deux régimes. A $Re = 100$, la topologie du sillage reste proche de celle du mode global primaire engendrant une allée de von Kármán. Les tourbillons sont très diffus et le coefficient moyen de portance ne dépasse pas 1.2. A $Re = 1000$, les tourbillons sont par contre concentrés et, au-delà de $\alpha = 20^\circ$, l'allée de von Kármán disparaît au profit de l'émission de dipôles déviés vers le haut. Ce « régime dipolaire » engendre des

variations d'efforts de grande amplitude permettant de doubler le coefficient maximal de portance obtenu à $Re = 100$.

Des mesures de pesée menées en bassin de traction ont enfin permis de caractériser les efforts engendrés par le lâcher tourbillonnaire pour des ailes de faible allongement et des nombre des Reynolds de plusieurs milliers voire dizaine de milliers. Nous avons observé que la réduction de l'allongement se traduit par une forte atténuation des instationnarités. Les écarts les plus notables entre les expériences 3D et les calculs se manifestent notamment à partir de $\alpha = 20^\circ$. Le nombre de Reynolds a par contre peu d'influence dans la plage considérée ($3\,000 < Re < 30\,000$), notamment sur les efforts obtenus aux grandes incidences. Néanmoins, l'utilisation d'un produit visqueux non newtonien et l'imprécision sur l'incidence du profil ne permettent pas de conclure sur les légères variations observées à faible incidence.

Dans une seconde partie, nous avons simulé numériquement les mouvements de base du vol battu d'avancement (pilonnement pur et tangage pur) pour analyser la contribution des différents mécanismes aérodynamiques qui concourent à l'établissement des efforts instationnaires : force quasi-stationnaire, lâcher tourbillonnaire de bord d'attaque, réaction de la masse ajoutée, force rotationnelle, capture de sillage. L'étude du mouvement de pilonnement pur suggère que les espèces animales se répartissent suivant trois groupes en fonction de leur fréquence réduite de battement. Dans le domaine de vol des oiseaux ($St_c < 0.05$), la force quasi-stationnaire reste dominante. Les grands insectes ($0.05 \leq St_c \leq 0.5$) exploitent quant à eux le forçage du tourbillon de bord d'attaque, la réaction de la masse ajoutée et la capture de sillage pour optimiser leur portance et pour initier des manœuvres. Chez les plus petits insectes ($St_c > 0.5$) c'est la réaction de la masse ajoutée qui prédomine et qui engendre des efforts de grande amplitude lors des phases d'accélération et de décélération.

L'étude du mouvement de tangage pur montre que celui-ci peut créer de la poussée grâce à la réaction de la masse ajoutée. Cependant, ce régime n'étant atteignable qu'à haute fréquence ($St_c > 0.5$), la plupart des espèces n'utilisent pas cette stratégie pour assurer leur propulsion. La solution réside alors dans une combinaison des mouvements de pilonnement et de tangage. Une étude de la force rotationnelle a également été menée et celle-ci débouche sur une modélisation de type semi-empirique reliant de manière quadratique la force rotationnelle au taux de rotation, modélisation mieux adaptée au régime des insectes que celles proposées dans le passé.

L'étude du vol battu d'avancement en fonction de la fréquence de battement a enfin permis de décrire la transition entre le régime quasi-stationnaire et le régime instationnaire. Cette transition apparaît aux environs de $St_c = 0.1$. Cette fréquence correspondant par ailleurs à la fréquence critique de forçage du lâcher tourbillonnaire. Pour $St_c < 0.1$, la sustentation et la propulsion sont assurées par orientation de la force quasi stationnaire à l'aide du mouvement de rotation de l'aile. Pour $St_c > 0.1$, les mécanismes instationnaires (force rotationnelle, masse ajoutée, capture de sillage) doivent par contre être pris en compte et une utilisation judicieuse de ces derniers permet d'augmenter de façon significative les performances du vol. Lors de la phase de supination, la force rotationnelle et la réaction de la masse ajoutée jouent notamment un rôle important.

A l'issue de ce travail, c'est le changement de dynamique tourbillonnaire entre les écoulements 2D et 3D qui semble le point le plus sensible. Nos résultats expérimentaux en configuration statique montrent en effet que les effets 3D sont susceptibles de restabiliser l'écoulement et de supprimer les efforts

instationnaires engendrés par le lâcher tourbillonnaire. Pour comprendre ces différences, on ne pourra probablement pas faire l'économie d'une caractérisation de la topologie de l'écoulement 3D en fonction de l'allongement de l'aile. Ces travaux sont actuellement engagés avec l'ESPCI (Ecole Supérieure de Physique et Chimie industrielle) et l'IRBI (Institut de Recherche sur la Biologie de l'Insecte) dans le cadre du projet « Entomopter » financé par l'ANR (Agence Nationale de la Recherche). Ils associeront simulations numériques directes 3D, mesures d'efforts par pesée et visualisations par colorants et PIV en tunnel hydrodynamique. Une autre approche consistera en une étude de stabilité globale 3D permettant d'apporter un cadre théorique à l'analyse du lâcher tourbillonnaire tridimensionnel.

L'un des enjeux de ces futures études sera d'explicitier les mécanismes physiques qui stabilisent le tourbillon de bord d'attaque au cours du vol battu des insectes. Un tel phénomène, qui optimise l'effort engendré par le tourbillon au bord d'attaque, remettrait par ailleurs en cause le rôle de la capture de sillage observée dans les simulations 2D. Une explication proposée à l'heure actuelle est celle d'un écoulement transverse engendré par le gradient de pression s'établissant suivant l'envergure de l'aile ([Van den Berg & Ellington \[111, 112\]](#)). Cette explication ne s'appuie cependant sur aucune base théorique et ce phénomène de stabilisation du tourbillon reste observable pour $Re = 100$ alors que l'écoulement transverse devient négligeable. Des simulations numériques 3D du vol battu et des observations sur des insectes vivants devraient permettre de statuer sur ce point.

Une autre voie de recherche porte enfin sur l'influence du nombre de Reynolds. En raison des limitations expérimentales, les essais menés dans le bassin de traction n'ont pas permis de conclure sur le comportement des efforts aux faibles incidences. Le rôle de la turbulence, qui pourrait discriminer les oiseaux des insectes, doit notamment être examinée. Pour cela, le protocole expérimental testé dans ce travail doit être revu en recherchant notamment un nouveau procédé pour la modulation du nombre de Reynolds. Le produit utilisé se révèle en effet posséder un comportement non newtonien dans la plage de vitesse considérée. Des modifications sont également à prévoir sur le dispositif expérimental afin d'avoir une plus grande précision sur l'angle d'incidence. Une fois ces améliorations apportées, des essais à faible incidence en fonction du nombre de Reynolds, de la forme du profil et de son état de surface pourraient être envisagés.

Références

- [1] Albert P.J., Zacharuk R.Y. & Wong L. (1976) Structure, innervation and distribution of sensilla on the wings of a grasshopper, *Canadian Journal of Zoology*, vol. 54, pp 1542-1553
- [2] Alexander D.E. (2002) *Nature's flyers*, Baltimore : John Hopkins University Press
- [3] Altman J.S., Anselment E. & Kutsch W. (1978) Postembryonic development of an insect sensory system: in growth of axons from hindwing sense organs in *Locusta migratoria*, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London B*, vol. 202, pp 497-516
- [4] Anderson J.M., Streitlien K., Barrett D.S. & Traintafyllou M.S. (1998) Oscillating foils of high propulsive efficiency, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 360, pp 41-72
- [5] Bataillé B., Poinot D., Tipyopas C. & Moschetta J.M. (2007) On fixed-wing micro air vehicles with hovering capabilities, *RTO/AVT-SCI Symposium on System Integration for Unmanned Air, Land and Sea Vehicles*, Florence
- [6] Bennett L. (1977) Clap and fling aerodynamics – an experimental evaluation, *Journal of Experimental Biology*, vol. 69, pp 261-272
- [7] Birch J.M. & Dickinson M.H. (2003) The influence of wing-wake interactions on the production of aerodynamic forces in flapping flight, *Journal of Experimental Biology*, vol. 206, pp 2257-2272
- [8] Birch J.M., Dickson W.B. & Dickinson M.H. (2004) Force production and flow structure of the leading edge vortex on flapping wings at high and low Reynolds numbers, *Journal of Experimental Biology*, vol. 207, pp 1063-1072
- [9] Carmichael B.H. (1981) Low Reynolds number airfoil survey vol. 1 *NASA CR 165803*
- [10] Carpentier J. (2006) Le vol animal et l'aéronautique IVème Partie: Analyse comparée du vol d'avancement des oiseaux, des chauves-souris et des insectes, *Lettre AAAF*, n°7, pp 11-16

- [11] Chapelle G. & Peck L.S. (1999) Polar gigantism dictated by oxygen availability, *Nature*, vol. 399, pp 114-115
- [12] Cloupeau M., Devilliers J.F., Devezeaux D. (1979) Direct measurements of instantaneous lift in desert locust : comparison with Jensen's experiments on detached wings, *Journal of Experimental Biology*, vol. 80, pp 1-15
- [13] Demoll R. (1918) *Derflug der insekten und der vögel*, Jena: G:Fisber
- [14] Dergham G. (2007) Etude de la stabilité du lâcher tourbillonnaire d'un profil NACA 0012, Projet de fin d'études, Université Pierre et Marie Curie, Paris
- [15] Dergham G., Sipp D. & Jacquin L. (2009) On the onset of vortex shedding behind two dimensional bluff bodies: a generic mechanism for insect flight ?, submitted to *Physics of Fluids*
- [16] Dickinson M.H. & Götz K.G. (1992) Unsteady aerodynamic performance of model wings at low Reynolds numbers, *Journal of Experimental Biology*, vol. 207, pp 1063-1072
- [17] Dickinson M.H. (1994) The effects of wing rotation on unsteady aerodynamic performance at low Reynolds numbers, *Journal of Experimental Biology*, vol. 192, pp 179-206
- [18] Dickinson M.H., Lehmann F.-O. & Sane S.P. (1999) Wing rotation and the aerodynamic basis of flight, *Science*, vol. 284, pp 1954-1960
- [19] Dudley R. & Ellington C.P. (1990) Mechanics of forward flight in bumblebees I. Kinematics and morphology, *Journal of Experimental Biology*, vol. 148, pp 19-52
- [20] Dudley R. & Ellington C.P. (1990) Mechanics of forward flight in bumblebees II. Quasi-steady lift and power requirements, *Journal of Experimental Biology*, vol. 148, pp 53-88
- [21] Dudley R. (1998) Atmospheric oxygen, giant paleozoic insects and the evolution of aerial locomotor performance, *Journal of Experimental Biology*, vol. 201, pp 1043-1050
- [22] Dudley R. (2000) *The biomechanics of insect flight: form, function, evolution*, Princeton: Princeton University Press
- [23] Eich M., Kemper M., Fatikow S. (2004) A navigation system concept for an indoor micro air vehicle, *1st European Micro Air Vehicle Conference and Flight Competition*, Braunschweig
- [24] von Ellenrieder K.D., Parker K., & Soria J., Flow structures behind a heaving and pitching finite-span wing, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 490, pp 129-138

- [25] Ellington C.P. (1984) The aerodynamics of hovering insect flight II. Kinematics, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London B*, vol. 305, pp 41-78
- [26] Ellington C.P. (1984) The aerodynamics of hovering insect flight IV. Aerodynamic mechanisms, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London B*, vol. 305, pp 79-105
- [27] Ellington C.P. (1991) Limitations on animal flight performance, *Journal of Experimental Biology*, Vol. 160, pp 71-91
- [28] Ellington C.P. (1999) The novel aerodynamics of insect flight: applications to micro-air vehicles, *Journal of Experimental Biology*, vol. 202, pp 3439-3448
- [29] Ellington C.P. (2006) Insects versus birds: the great divide, *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno
- [30] Ennos A.R. (1989) The kinematics and aerodynamics of the free flight of some Diptera, *Journal of Experimental Biology*, vol. 142, pp 49-85
- [31] Fry S.N., Sayaman R. & Dickinson M.H. (2003) The aerodynamics of free-flight maneuvers in drosophila, *Science*, vol. 300, pp 495-498
- [32] Fung Y.C. (1969) *An introduction to the theory of aeroelasticity*, New-York: Dover
- [33] Glauert H. (1929) The force and moment on an oscillating airfoil, *Rep. Memo. Res. Comm. (Great Britain) no 1561*
- [34] Godoy-Diana R., Aider J.L. & Wesfreid J.E. (2008) Transitions in the wake of a flapping foil, *Physical Review E*, vol 77
- [35] Grasmeyer J. & Keennon M. (2000) Development of the Black Widow Micro Air Vehicle, *39th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno
- [36] Halfman R. (1951) Experimental aerodynamics derivatives of a sinusoidally oscillating airfoil in two-dimensional flow, *NACA Technical Note 2465*
- [37] Hamdani H. & Sun M. (2000) Aerodynamic forces and flow structures of an airfoil in some unsteady motions at small Reynolds number, *Acta Mechanica*, vol. 145, pp 173-187
- [38] Hanff E. & al. (2006) Experimental and computational investigation in low Reynolds number aerodynamics with application to micro air vehicles, *RTO-AVT101 Report*
- [39] Ho S., Nassef H., Pornsin-Sisirak N., Tai Y.C., Ho C.M. (2003) Unsteady aerodynamics and flow control for flapping wing flyers, *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 39, pp 635-81

- [40] Huang R.F. & Lin C.L. (1995) Vortex shedding and shear layer instability of wing at low Reynolds numbers, *ALAA Journal*, vol. 33, No. 8, pp 1398-1403
- [41] Huang R.F., Wu J.Y., Jeng J.H. & Chen R.C. (2001) Surface flow and vortex shedding of an impulsively started wing, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 441, pp 265-292
- [42] Huon G. (2007) Flapping wings aerodynamics and low Reynolds aerodynamics, Projet de fin d'études, Sup Aéro, Toulouse
- [43] Isogai K., Shinmoto Y. & Watanabe Y. (1999) Effects of dynamic stall on propulsive efficiency and thrust of flapping airfoil, *ALAA Journal*, vol. 37, No 10, pp 1145-1151
- [44] Jacquin L. (2007) Aérodynamique, tourbillons et turbulence, *Mécanique & Industries*, Vol. 8, pp 81-92
- [45] Jensen M. (1956) Biology and physics of locust flight III. The aerodynamics of locust flight, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London B*, vol. 239, pp511-552
- [46] Jones K.D., Dohring C.M. & Platzer M.F. (1998) Experimental and computational investigation of the Knoller-Betz effect, *ALAA Journal*, vol. 36, No 7, pp 1240-1246
- [47] Jones K.D. & Platzer M.F. (2006) Bio-inspired design of flapping wing micro air vehicle-An engineer's perspective, *44th ALAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno
- [48] Kramer M. (1932) Die zunahme des maximalauftriebes von tragflugeln bei plotzlicher anstellwinkervergrosserung (Boeneffekt), *Z. Flugtech Motorluftschiff.*, vol. 23, pp 185-189
- [49] Kesel A. (2000) Aerodynamic characteristics of a dragonfly wing sections compared with technical aerofoils, *Journal of Experimental Biology*, vol. 203, pp 3125-3135
- [50] Knyazeva N.I. (1970) Receptors of the wing apparatus regulating the flight of the migratory locust, *Entomological Review*, vol. 49, pp 311-317
- [51] Kordes T., Buschmann M., Winkler S., Schulz H. & Vörsmann (2003) Progress in the development of the fully autonomous MAV CAROLO, *2nd ALAA Unmanned Unlimited Conference and Workshop and Exhibit*, San Diego
- [52] Kukalova-Peck J. (2005) Origin and evolution of insect wings and their relation to metamorphosis as documented by the fossil record, *Journal of Morphology*, vol. 156, pp 53-125
- [53] Kunz P.J. & Kroo I. (2001) Analysis and design of airfoils for use at ultra-low Reynolds numbers, in *Progress in Aeronautics and Astronautics: Fixed and flapping wing aerodynamics for micro air vehicles applications*, ed. AIAA, vol. 195, pp 35-60

- [54] Kurtulus D.F. (2005) *Numerical and experimental analysis of flapping motion in hover – Application to micro air vehicles*, PhD Thesis, ENSMA, Poitiers
- [55] Kurtulus D.F., David L., Farcy A., Alemdaroglu N. (2008) Aerodynamic characteristics of flapping motion in hover, *Experiments in Fluids*, vol. 44, pp 23-36
- [56] Lai J.C.S. & Platzer M.F. (1999) Jet characteristics of a plunging airfoil, *ALAA Journal*, vol. 37, No 12, pp 1529-1537
- [57] Lan S.L. & Sun M. (2001) Aerodynamic properties of a wing performing unsteady rotational motions at low Reynolds number, *Acta Mechanica*, vol. 149, pp 135-147
- [58] Lan S.L. & Sun M. (2001) Aerodynamic interactions of two airfoils in unsteady motion, *Acta Mechanica*, vol. 150, pp 39-51
- [59] Laurier (de) J. & Harris J (1993), A study of mechanical flapping wing flight, *Aeronautical Journal*, vol. 97, pp 277-286
- [60] Lewin G.C. & Haj-Hariri H. (2003) Modelling thrust generation of a two-dimensional heaving airfoil in a viscous flow, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 492, pp 339-362
- [61] Lighthill M. (1973) On the Weis-Fogh mechanism of lift generation, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 60, pp 1-17
- [62] Lissaman P.B.S. (1983) Low Reynolds number airfoils, *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 15, pp 223-239
- [63] Liu H., Ellington C.P., Kawachi K., Van den Berg C. & Willmott A. (1998) A computational fluid dynamic study of hawkmoth hovering, *Journal of Experimental Biology*, vol. 201, pp 461-477
- [64] Luc-Bouhali A. (2006) Progress on the REMANTA project on MAV with flapping wings, *2nd European Micro Air Vehicle European Conference*, Braunschweig
- [65] Magnan A. & Sainte-Laguë A. (1933) Le vol au point fixe, *Actualités Scientifiques et Industrielles*, vol 60
- [66] Maxworthy T. (1979) Experiments on the Weis-Fogh mechanism of lift generation by insects in hovering flight. Part 1. Dynamics of the ‘fling’, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 93, pp 47-63
- [67] May P. (2006) Le PRF REMANTA et le biomimétisme, Rapport interne ONERA, Ref : DPRS/N-31/06/CP

- [68] Michelson R.C. & Naqvi M.A. (2003) Beyond biologically-inspired insect flight, *RTO/AVT Lecture series on low Reynolds numbers aerodynamics on aircraft including applications in emerging UAV technology*, Brussels, von Kármán Institute for Fluid Dynamics
- [69] Miller L.A. & Peskin C.S. (2004) When vortices stick : an aerodynamic transition in tiny insect flight, *Journal of Experimental Biology*, vol. 207, pp 3073-3088
- [70] Munk M. (1925) Note on the air forces on a wing caused by pitching, *NACA Technical Note 217*
- [71] Nachtigall W. (1966) Die kinematic der schlagfügelbewegungen von dipteren. Methoddische und analytische grundlagen zur biophysik des insektenflugs, *Z. Vergl. Physiol.*, vol. 52, pp 155-211
- [72] Nachtigall W. (1977) Die aerodynamische polare des tipula-flugels und eine einrichtung zur halbautomatischen palreaufnahme, in *The Physiology of Movements: Biomechanics*, ed. W. Nachtigall, Stuttgart:Fischer, pp 347-352
- [73] Nair M.T. & Sengupta T.K. (1997) Unsteady flow past elliptic cylinders, *Journal of Fluids and Structures*, vol. 11, pp 555-595
- [74] Newmann B.G., Savage S.B. & Schouella D. (1986) Model tests on a wing section of an Aeschna dragonfly, in *Scale effects in animal locomotion*, London: Academic press, pp 445-477
- [75] Okamoto M., Yasuda K. & Azuma A. (1996), Aerodynamic characteristics of the wings and body of a dragonfly, *Journal of Experimental Biology*, vol. 199, pp 281-294
- [76] Osborne M.F.M. Aerodynamics of flapping wings with applications to insects, *Journal of Experimental Biology*, vol. 28, pp 221-245
- [77] Paquet J.B. & Bourez J.P. (2006) Aérodynamiques des ailes battantes – Oscillations couplées de piconnement-tangage, *Rapport Technique ONERA 1/09923 DAAP*
- [78] Paquet J.B. & Bourez J.P. (2007) Essais au canal d'ailes battantes asservies en battement et en tangage, *Rapport Technique ONERA 1/12415 DAAP*
- [79] Paquet J.B. & Bourez J.P. (2008) Essais bas Reynolds :solution visqueuse au canal, *Rapport technique ONERA 1/13628 DAAP*
- [80] Parker K., Soria J. & von Ellenrieder K.D. (2007) Thrust measurements from a finite-span wing, *ALAA Journal*, vol. 45, No 1, pp 58-70
- [81] Pennycuik C.J. (1990) Predicting wingbeat frequency and wavelength of birds, *Journal of Experimental Biology*, vol. 150, pp 171-185

- [82] Pennycuick C.J. (1996) Wingbeat of birds in steady cruising flight: new data and improved predictions, *Journal of Experimental Biology*, vol. 199, pp 1613-1618
- [83] Péray A. (2007) Modélisation et identification de l'aérodynamique d'un microdrone à ailes battantes, PhD Thesis, Ecole Centrale, Lille
- [84] Pornsin-Sisrak T., Tai Y.C., Ho C.M., Keenon H. (2001) Microbat: a palm sized electrically powered ornithopter, *NASA/JPL Workshop on Biomimetic Robotics*, Pasadena
- [85] Rakotomamonjy T. (2006) Modélisation et contrôle du vol d'un microdrone à ailes battantes, Université Paul-Cézanne, Aix-marseille
- [86] Ramamurti R. & Sandberg W. (2001) Simulation of flow about flapping airfoils using finite element incompressible flow solver, *ALAA Journal*, vol. 39, No 2, pp 253-260
- [87] Ramamurti R. & Sandberg W.C. (2002) A three-dimensional computational study of the aerodynamic mechanisms of insect flight, *Journal of Experimental Biology*, vol. 205, pp 1507-1518
- [88] Roshko A. (1955) On the drag and shedding frequency of two-dimensional bluff bodies, *NACA Technical Note* 3169
- [89] Sane S.P. & Dickinson M.H. (2001) The control of flight force by a flapping wing: lift and drag production, *Journal of Experimental Biology*, vol. 204, pp 2607-2626
- [90] Sane S.P. & Dickinson M.H. (2002) The aerodynamic effects of wing rotation and a revised quasi-steady model of flapping flight, *Journal of Experimental Biology*, vol. 205, pp 1087-1096
- [91] Sane S.P. (2003) The aerodynamics of insect flight, *Journal of Experimental Biology*, vol. 206, pp 4191-4208
- [92] Schlichting H. (1979) *Boundary layer theory*, 7th Edition, New York: Mc Graw Hill
- [93] Sedov L.I. (1965) *Two dimensional problems in hydrodynamics and aerodynamics* (ed. Chu C., Cohen H. and Seckler B.), New-York: Interscience publishers, pp 20-30
- [94] Shyy W., Berg M. & Ljungqvist D. (1999) Flapping and flexible wings for biological and micro air vehicles, *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 35, pp 455-505
- [95] Silverstein A. & Joyner U. (1939) Experimental verification of the theory of oscillating airfoils, *NACA report* 673
- [96] Spedding G.R. & Maxworthy T. (1986) The generation of circulation and lift in a rigid two-dimensional fling, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 165, pp 247-272

- [97] Spedding G.R., Rosen M. & Hedenström A. (2003) A family of vortex wake generated by a thrust nightingale in free flight in a wind tunnel over its entire natural range of flight speeds, *Journal of Experimental Biology*, vol. 206, pp 2313-2344
- [98] Sun M. & Hamdani H. (2001) A study on the mechanism of high-lift generation by an airfoil in unsteady motion at low Reynolds number, *Acta Mechanica Sinica (English Series)*, vol. 17, No 2, pp 97-114
- [99] Sun M. & Tang J. (2002) Unsteady aerodynamic force generation by a model fruit fly wing in flapping motion, *Journal of Experimental Biology*, vol. 205, pp 55-70
- [100] Sun M. & Tang J. (2002) Lift and power requirements of hovering flight in *Drosophila virilis*, *Journal of Experimental Biology*, vol. 205, pp 2413-2427
- [101] Sun M. & Wu J.H. (2003) Aerodynamic force generation and power requirements in forward flight in a fruit fly with modelled wing motion, *Journal of Experimental Biology*, vol. 206, pp 3065-3083
- [102] Sun M. & Lan S.L. (2004) A computational study of the aerodynamic forces and power requirements of dragonfly (*Aeschna juncea*) hovering, *Journal of Experimental Biology*, vol. 207, pp 1887-1901
- [103] Sunada S., Kawachi K., Watanabe I. & Azuma A. (1993) Fundamental analysis of 3-dimensional near fling, *Journal of Experimental Biology*, vol. 183, pp 217-248
- [104] Sunada S. & Sakaguchi A. (2001) Unsteady forces on a two dimensional wing in plunging and pitching motions, *ALAA Journal*, vol. 37, No 7, pp 1230-1239
- [105] Taira K., Dickson W.B., Colonius T. & Dickinson M.H. (2007) Unsteadiness in flow over a flat plate at angle-of-attack at low Reynolds numbers, *ALAA 45th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno
- [106] Theodorsen T. (1935) General theory of hydrodynamic instability and the mechanism of flutter, *NACA Report 496*
- [107] Thomas A.L.R., Taylor G.K., Srygley R.B., Nudds R.L. & Bomphrey R.J. (2004) Dragonfly flight; free flight and tethered flow visualizations reveal a diverse array of unsteady lift-generating mechanisms, controlled primarily *via* angle of attack, *Journal of Experimental Biology*, vol. 207, pp 4299-4323
- [108] Tuncer I.H. & Platzer M.F. (1996) Thrust generation due to airfoil flapping, *ALAA Journal*, vol. 34, No 2, pp 324-331
- [109] Tuncer I.H. & Kaya M. (2005) Optimization of flapping airfoils for maximum thrust and propulsive efficiency, *ALAA Journal*, vol. 43, No 11, pp 2329-2336
- [110] Vogel S. (1967) Flight in drosophila III. Aerodynamic characteristics of fly wings, *Journal of Experimental Biology*, vol. 46, pp 431-443

- [111] Van den Berg C. & Ellington C.P. (1997) The vortex wake of a 'hovering' model hawkmoth, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London B*, vol. 352, pp 317-328
- [112] Van den Berg C. & Ellington C.P. (1997) The three-dimensional leading-edge vortex of a 'hovering' model hawkmoth, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London B*, vol. 352, pp 329-340
- [113] Wagner H. (1925) Über die entstehung des dynamischen auftriebes von tragflügeln, *Z. Angew. Math. Mech.*, vol. 5, pp 17-35
- [114] Wakeling J. M. & Ellington (1997) Dragonfly flight I. Gliding flight and steady state aerodynamic forces, *Journal of Experimental Biology*, vol. 200, pp 543-506
- [115] Wakeling J.M. & Ellington (1997) Dragonfly flight II. Velocities, accelerations and kinematics of flapping flight, *Journal of Experimental Biology*, vol. 200, pp 557-582
- [116] Walker P.B. (1931) Experiments on the growth of circulation about a wing and an apparatus for measuring fluid motion, *Rep. Memo. Aeronaut. Res.*, No 1402
- [117] Walker J. (2002) Rotational lift: something different or more of the same ?, *Journal of Experimental Biology*, vol. 205, pp 3783-3792
- [118] Wang J.K. & Sun M. (2005) A computational study of the aerodynamics and forewing-hindwing interaction of a model dragonfly in forward flight, *Journal of Experimental Biology*, vol 208, pp 3785-3804
- [119] Wang Z.J. (2000) Vortex shedding and frequency selection in flapping flight, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 410, pp 323-341
- [120] Wang Z.J. (2000) Two dimensional mechanism for insect hovering, *Physical Review Letters*, vol. 85, No 10
- [121] Wang Z.J., Birch J.B. & Dickinson M.H. (2004) Unsteady forces in low Reynolds number hovering flight: two dimensional computations *vs* robotic wing experiments, *Journal of Experimental Biology*, vol. 297, pp 449-460
- [122] Wang Z.J. (2004) The role of drag in insect hovering, *Journal of Experimental Biology*, vol. 207, pp 4147-4155
- [123] Wang Z. J. (2005) Dissecting insect flight, *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 37, pp 183-210
- [124] Wang Z.J. & Russell D. (2007) Effect of forewing ad hindwing interactions on aerodynamic forces and power in hovering dragonfly flight, *Physical Review Letters*, vol. 99

[125] Weis-Fogh T. (1972) Energetics of hovering flight in hummingbirds and in drosophila, *Journal of Experimental Biology*, vol. 56, pp 79-104

[126] Weis-Fogh (1973) Quick estimate of flight fitness in hovering animals, including novel mechanisms for lift production, *Journal of Experimental Biology*, vol. 59, pp 169-230

[127] Wilkin P.J. & Williams M. H. (1993) Comparison of the instantaneous aerodynamic forces on a sphingid moth with those predicted by quasi-steady aerodynamic theory, *Physiological Zoology*, vol. 66, pp 1015-1044

[128] Willmott A.P. & Ellington C.P. (1997) The mechanics of flight in the hawkmoth *Manduca sexta* I. Kinematics of hovering and forward flight, *Journal of Experimental Biology*, vol. 200, pp 2705-2722

[129] Wootton R.J. (1981) Paleozoic insects, *Annual Review of Entomology*, vol. 26, pp 319-344

[130] Wootton R.J., Kukalová-Peck J., Newman D.J.S. & Muzón J. (1998) Smart Engineering in the mid-carboniferous: how well could paleozoic dragonflies fly?, *Science*, vol. 282, pp 749-751

[131] Wootton R.J., Evans K.E., Herbert R. & Smith C.W. (2000) The hind wing of the desert locust (*Schistocerca gregaria* Forskal) I. Functional morphology and mode of operation, *Journal of Experimental Biology*, vol. 203, pp 2921-2931

[132] Wu J.H. & Sun M. (2004) Unsteady aerodynamic forces of a flapping wing, *Journal of Experimental Biology*, vol. 207 pp 1137-1150

[133] Yan J., Avandhanula S., Birch J., Dickinson M.H., Menon M., Park E., Saudi T.D., Sane S., Sitti M., Su T., Wood R.J. & Fearing R.S. (2002) The Micro Mechanical Flying Insect, *Video Proceeding of IEEE International Conference on Robotics and Automation*, Washington

[134] Young J. & Lai J.C.S. (2004) Oscillation frequency and amplitude effects on the wake of a plunging airfoil, *AIJA Journal*, vol. 42, No 10, pp 2042-2052

[135] Znanack W. (1972) Flugbiophysik der wanderheuschrecke (*locusta migratoria l.*), *Journal of Comparative Physiology*, vol. 78 (4), pp 356-395

[136] Zanker J. M. (1990) The wingbeat of *Drosophila Melanogaster* I. Kinematics, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London B*, vol. 327, pp 19-44

[137] Site internet Delfly: <http://www.delfly.nl>

[138] Site internet Freefem++: <http://www.freefem.org>

[139] Site internet OVIRC (Objets Volants Insolites Radio Commandés) : <http://ovirc.free.fr>

ANNEXE

ARTICLE PARU DANS LA REVUE
AEROSPACE SCIENCE & TECHNOLOGY

Frequency effects on the aerodynamic mechanisms
of a heaving airfoil in a forward flight configuration
by Jean-Yves Andro & Laurent Jacquin

Frequency effects on the aerodynamic mechanisms of a heaving airfoil in a forward flight configuration

Jean-Yves Andro*, Laurent Jacquin

ONERA, Centre de Meudon, Département d'Aérodynamique Fondamentale et Expérimentale (DAFE), France

Received 13 September 2006; received in revised form 5 December 2007; accepted 5 May 2008

Available online 10 May 2008

Abstract

We present 2D direct numerical simulations of a heaving airfoil NACA 0012 at $Re = 1000$. We analyze the three fundamental mechanisms that govern aerodynamic efforts acting on the airfoil and which are: (i) suction by the leading edge vortex, (ii) added mass reaction and (iii) “wake capture”. We decouple these different mechanisms and compare their relative strength when we increase the frequency. We first show that the contribution of the leading edge vortex, which forms and detaches on a time scale fixed by a global hydrodynamic instability, can be described by means of a quasi steady analysis at low enough frequencies. Then we emphasize that the added mass reaction, which is the counter reaction of the fluid displaced with the wing, becomes comparable to circulatory forces at high enough frequencies. Finally, the “wake capture”, which concerns interactions between the airfoil and the depression regions related to previous stroke vortices, is shown to depend greatly on frequency and we also show that its contribution to the lift becomes large for particular frequencies. Finally, comparing the relative amplitudes and the interactions of these three mechanisms, we propose the following classification: a quasi-steady regime where lift is dominated by the leading edge vortex and which corresponds to birds, a transitional regime, with wake capture and the apparition of an added mass contribution, which corresponds to large insects, and an added mass regime where acceleration forces dominate and which corresponds to small insects.

© 2008 Elsevier Masson SAS. All rights reserved.

Keywords: Flapping wings; Unsteady aerodynamics; Vortex

1. Introduction

Flapping wings have become a challenging topic since the development of micro air vehicles (MAVs). New demands concerning great manoeuvrability and hovering flight are promoting this solution. While successful flapping wing demonstrators exist, see for instance references [14,26,48], they have not yet achieved the hovering flight. Thus, a biomimetic approach is currently being investigated by several teams in order to achieve this goal, see for instance references [21] and [47]. In two extensive reviews, Alexander [1] and Dudley [5] present the biomechanics of flight. This can be supplemented by many papers, such those of Shyy et al. [31], Ellington [8] and Ho et al. [10], who describe progresses and new challenges for flapping wings aerodynamics applied to MAVs.

Insect flight is of particular interest. This has been studied for many decades by biologists like Jensen [12], Weis-Fogh [43], Nachtigall [23], Maxworthy [22]. Interest in the subject by the aerodynamic community for the subject came more recently. Insects move with a Reynolds number comprised between nearly 10 and 10 000 which enables them to exploit momentum variations related to flow separation and vortex formation. On the other hand they are below a limit where vortices become unstable and where turbulence develops as in the wakes of bluff bodies at larger Reynolds numbers. When steady aerodynamic models are applied to insect flight, this leads to the conclusion that insects cannot fly, see Ellington [7] and Dudley and Ellington [6]. Extra contributions, due to purely unsteady effects, are needed.

The importance of unsteady mechanisms has been emphasized by the visualizations and the measurements of unsteady efforts performed by Van den Berg and Ellington [36] and by Sane and Dickinson [28]. These experiments, together with numerical simulations by Liu et al. [20], Sun and Tang [33],

* Corresponding author.

E-mail address: jean-yves.andro@onera.fr (J.-Y. Andro).

Ramamurti and Sandberg [27], among others, have led to the definition of four unsteady contributions to the global force experienced by insects: (i) the formation of a leading edge vortex during the downstroke (the dynamic stall), (ii) the added mass reaction during acceleration phases, (iii) the wing–wake interaction and (iv) the rotational force during reversal phases.

The formation of the leading edge vortex during the downstroke leads to a significant depression on the rear side of the airfoil. In the two dimensional case, the vortex is periodically shed like in the Von Kármán street observed on a cylinder. The vortex shedding only takes place for wings of large enough aspect ratio. This was shown in the simulations of the dragonfly flight by Sun and Lan [32]. For wings of smaller aspect ratio, the vortex is three-dimensional and the suppression of the vortex shedding is observed, see Van den Berg and Ellington [37], Birch et al. [3], Sun and Tang [33,34], Sun and Wu [35], Wu and Sun [46].

The second mechanism, the added mass reaction, has not been yet thoroughly studied. Sane and Dickinson [28] have introduced added mass in their modelling of the Robofly but its contribution turned out to be negligible in this case. Added mass forces will be the object of particular attention in the present paper.

The third mechanism, the wing–wake interaction, has been introduced by Birch and Dickinson [2] to explain transient forces which develop during the reversal phase of the motion. This mechanism could not be accounted for by a quasi steady model such as that developed by Sane and Dickinson [29]. Those transient forces are related to a “wake capture” mechanism which characterizes the interaction between the wing and the vortices produced during the previous strokes.

A different interpretation of these transient forces was given by Sun and Tang [33] who focused on the rotational force first introduced by Kramer [15]. This force results from an extra circulation generated during the rotation when maintaining the Kutta condition at the trailing edge. As discussed by Walker [39], this force differs from the Magnus force. Our study being restricted to a heaving motion, these rotational forces will not be considered here. Broad reviews of all the unsteady mechanisms mentioned above in the context of insect flight can be found in the work of Sane [30] and Wang [41].

Now, different regimes from those of insects should be considered for MAV’s applications. Due to technological constraints, the weight of these future vehicles will be ten times larger than that of largest current insects. Their dimensions will be typically three times larger. As a consequence, such vehicles will operate at different Reynolds numbers and they will have different reduced flapping frequencies. Note that similarities could exist between such MAVs and the giant paleozoic insects described by Wootton [44]. However, unfortunately, we do not know exactly how such animals really flew, see Wootton et al. [45] or Dudley [5]. Finally, MAVs will also not be subjected to the same limitations concerning energy capacity and wing structural properties. Thus, different aerodynamic regimes must be envisaged for these vehicles.

The unsteady mechanisms which have been identified as important mechanisms for insect flight will be now reviewed

considering different values of the reduced frequency while maintaining the variation of the effective incidence. Instead of describing the kinematics of a specific insect, this research work is aimed at providing basic results and recommendations for the modelling of the aerodynamics of MAVs. For this purpose, we consider a simple motion which is a heaving motion with a sinusoidal kinematic law. One must note that Ellington [7] and Ennos [9] have shown that for many insects, the flapping velocity is closed to a simple harmonic function. The airfoil is a NACA 0012 which has been chosen for its well known properties, at least at high Reynolds numbers. This article is based on 2D simulations of flows at $Re = 1000$, a configuration which actually allows an extensive parametric study at reasonable computational costs. Wu and Sun [46] have shown that the efforts are not Reynolds dependent for $500 \leq Re \leq 1800$, thus our conclusions are supposed to be valid at least for this range of Reynolds numbers. Moreover, 2D simulations at moderate Reynolds numbers lead to realistic evaluations of efforts measured in 3D experiments on flapping wings. For instance, Wang et al. [42] found a good agreement between their 2D simulations and the unsteady efforts measured on Dickinson’s Robofly. Thus the 2D hypothesis is supposed to be not so restrictive.

The paper is organized as follows: after a presentation of the numerical method and the different parameters, we will successively investigate mechanisms (i), (ii), (iii) paying particular attention to the influence of the frequency. This will lead us to propose a classification of the flapping wing aerodynamics into three distinct regimes regarding this parameter.

2. Numerical tools

The numerical tool used is a 2D, unstructured mesh, incompressible code which solves the Navier–Stokes equations considering the velocity relative to the airfoil in the relative frame:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{V}_{\text{relative}}}{\partial t} + \mathbf{V}_{\text{relative}} \cdot \nabla \mathbf{V}_{\text{relative}} \\ = - \frac{\nabla p}{\rho} + \nu \Delta \mathbf{V}_{\text{relative}} - \mathbf{a}_{\text{heaving}} - \mathbf{a}_{\text{coriolis}} \end{aligned} \quad (1)$$

The boundary conditions are:

$$\mathbf{V}_{\text{relative}} = U_0 \mathbf{e}_x - \mathbf{V}_{\text{heaving}} \quad \text{on the external boundary} \quad (2a)$$

$$\mathbf{V}_{\text{relative}} = \mathbf{0} \quad \text{on the airfoil} \quad (2b)$$

Our code uses a finite elements method with first order polynomial elements for pressure and second order polynomial elements for the velocity. A first order time discretization scheme is used. A second order time scheme has been also tested, but this did not affect the results. Convergence of the efforts was achieved by using a non-dimensional time step $\Delta t \times U_0/c = 0.002$. Near the external boundaries, the following formulation:

$$v(x, z) = v_0 \left(1 + \left(\frac{\sqrt{x^2 + z^2}}{6 \cdot \text{chord}} \right)^{10} \right) \quad (3)$$

was used for the viscosity to prevent development of extraneous motions. The mesh is circular, the external boundary being

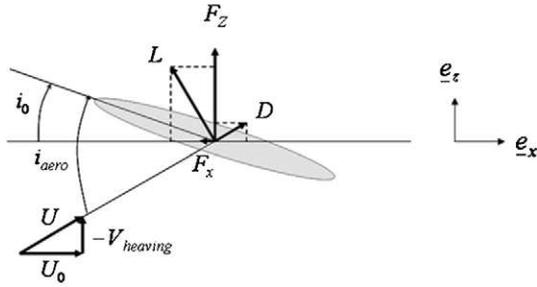


Fig. 1. Heaving motion (downstroke): definitions.

located 12 chords from the centre of the airfoil. This was sufficient to avoid parasitic effects of the boundary conditions on the flow and on the efforts. Grid convergence was achieved by using 30 000 triangles including a strong refinement close to the airfoil.

The code has been validated by computing the vortex wake of a cylinder and the experiments of Dickinson and Götz [4] on the impulsive start of a 2D flat plate. Excellent agreement has been obtained.

3. Motion and parameters

The kinematic configuration studied is a heaving airfoil of chord c and a mean incidence i_0 (see Fig. 1). The Reynolds number is fixed to $Re = 1000$, with $Re = \langle U \rangle c / \nu$.

The kinematic law is sinusoidal with an amplitude A_0 and an angular frequency $\omega = 2\pi f$:

$$\mathbf{V}_{\text{heaving}} = -A_0\omega \sin(\omega t)\mathbf{e}_z \quad (4)$$

After averaging over a period, the following mean value for the heaving velocity of the airfoil is obtained:

$$\langle V_{\text{heaving}} \rangle = (2/\pi)A_0\omega \quad (5)$$

By adding the forward velocity and the heaving velocity one obtains an aerodynamic incidence which is time dependent, see Fig. 1:

$$i_{\text{aero}} = i_0 + \text{atan}\left(\frac{A_0\omega \sin(\omega t)}{U_0}\right) \quad (6)$$

This motion is characterized by three non-dimensional parameters:

$$Re = \frac{\langle U \rangle c}{\nu} = \frac{\sqrt{U_0^2 + (\frac{2}{\pi}A_0\omega)^2}c}{\nu} \quad (7a)$$

$$St_c = \frac{fc}{U_0} \quad (7b)$$

$$St_a = \frac{\omega A_0}{U_0} = \frac{\max(V_{\text{heaving}})}{U_0} = \tan(\max\{i_{\text{aero}}\} - i_0) \quad (7c)$$

The Reynolds number Re is based on a mean velocity $\langle U \rangle$ which takes into account the mean heaving velocity (5). The Strouhal number St_c is the heaving frequency normalized by the convection time scale c/U_0 . The second Strouhal number St_a sets the maximum heaving velocity or, equivalently, the amplitude of variation in the aerodynamic incidence (6). One must

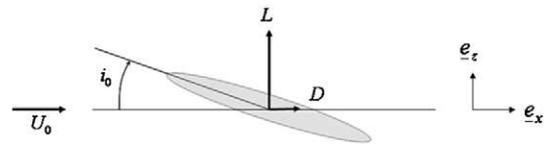


Fig. 2. Static configuration.

note that St_a is the inverse of the advance ratio J introduced by Dudley and Ellington [6] and which is used by several authors like Sun and Wu [35]. Here, following Wang [40], St_a will be kept constant while the frequency will be varied. This will allow a distinction of circulatory forces governed by the aerodynamic incidence from other unsteady forces.

The instantaneous lift is characterized by the coefficient $C_{z,\text{inst}}$ based on the instantaneous vertical force F_z and the instantaneous velocity $U(t) = \sqrt{U_0^2 + (A_0\omega \sin(\omega t))^2}$.

$$C_{z,\text{inst}}(t) = \frac{F_z(t)}{\frac{1}{2}\rho c U^2(t)} \quad (8a)$$

One also considers the mean lift coefficient C_z defined using the vertical force F_z averaged on a cycle and normalized by the mean dynamic pressure. Considering the mean velocity $\langle U \rangle = \sqrt{U_0^2 + ((2/\pi)A_0\omega)^2}$ the above mentioned coefficient reads:

$$C_z = \frac{\langle F_z \rangle}{\frac{1}{2}\rho c \langle U \rangle^2} \quad (8b)$$

For the quasi steady model discussed in Section 4.2 we also consider a static configuration of the airfoil, see Fig. 2, where lift and drag are characterized by:

$$C_L(t) = \frac{L(t)}{\frac{1}{2}\rho c U_0^2}; \quad C_D(t) = \frac{D(t)}{\frac{1}{2}\rho c U_0^2} \quad (8c)$$

The averages of those static efforts give the mean lift $\langle C_L \rangle$ and the mean drag $\langle C_D \rangle$.

Finally, the flow field around the airfoil will be characterized by the pressure coefficient $K_p = 2(p - p_\infty)/\rho \langle U \rangle^2$ and by the vorticity $\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{V}_{\text{relative}} + 2\boldsymbol{\Omega}$ with $\boldsymbol{\Omega}$ the driving rotation rate which is nil in this case.

4. First mechanism: vortex shedding

Dynamic stall occurs when an airfoil exceeds stall incidence. A value of typically 10–15° is found at high Reynolds numbers. This high incidence regime fully belongs to the flight strategy of insects whose aerodynamic incidence may exceed 40° in many cases. At these angles, separation occurs and circulation is shed from the leading edge into vortices whose circulation is opposite to that of the “starting vortex” produced at the trailing edge. Importantly, during the formation of these leading edge vortices, the front side of the wing is subjected to a depression which greatly enhances lift. If we maintain a high incidence, stall occurs due to convection of the vortex. Depending on the Reynolds number, another equivalent vortex may form, which leads to a periodic vortex shedding and periodic oscillations of the lift. This may not occur as observed when the flow is fully turbulent. In this case, the lift drops.

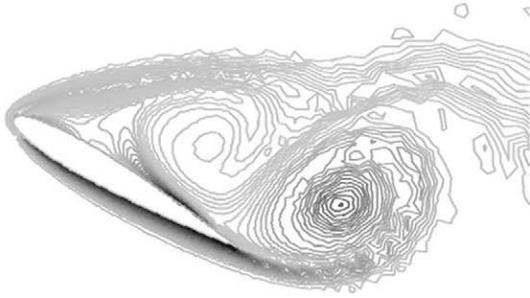


Fig. 3. Vorticity field for a static airfoil ($i_0 = 30^\circ$, $Re = 1000$).

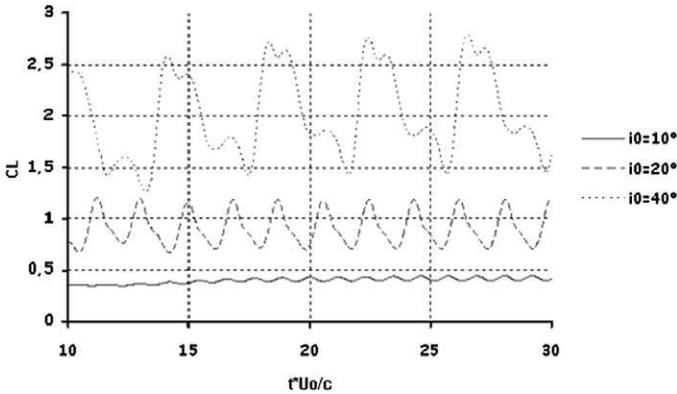


Fig. 4. $C_L(t)$ for a fixed airfoil ($Re = 1000$) at different incidences: $i_0 = 10^\circ$, $i_0 = 20^\circ$, $i_0 = 40^\circ$.

4.1. Vortex shedding on a static airfoil at small Reynolds number ($Re = 1000$)

For $100 < Re < 10000$, a fixed airfoil undergoes an unsteady interaction with the flow which takes the form of periodic separations and reattachments creating large counter-rotating vortex structures at the leading edge and the trailing edge, like in a Von Kármán street. This is illustrated in Fig. 3. Thus, at low Reynolds numbers, lift is no longer set by circulation linked to the airfoil, but by circulation of detached vortices.

Fig. 4 shows the time evolution of C_L for different incidences i_0 . At a given incidence one obtains a quasi periodic lift with variations around the time averaged value $\langle C_L \rangle$. At the onset of the vortex shedding, the frequency of this phenomenon may be associated to the pulsation of a global instability mode of the same kind that found in the wake of bluff bodies. The increase in the mean value $\langle C_L \rangle$ as i_0 increases results from two phenomena: (i) an increase in the circulation of the leading edge vortex (ii) a stay of the vortex close to the airfoil during a period sufficiently long to maintain lift before another leading edge vortex starts to form.

The evolution of $\langle C_L \rangle$ with the incidence is plotted in Fig. 5. These results emphasize different vortex shedding regimes as well as the capacity of the airfoil to maintain high lift at high incidences. Detailed results show that the flow remains fully attached for incidences $i_0 \leq 7^\circ$. At larger incidences, instabilities develop at the trailing edge (see Kunz and Kroo [16]). Then, increasing further the incidence leads to a Von Kármán street

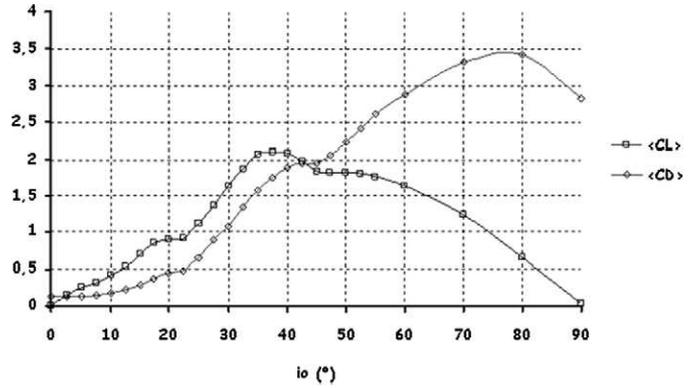


Fig. 5. $\langle C_L \rangle$ and $\langle C_D \rangle$ as a function of incidence for a fixed airfoil ($Re = 1000$).

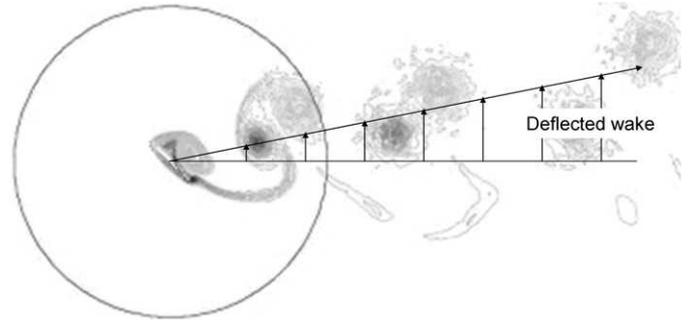


Fig. 6. Deflected wake behind a static airfoil ($Re = 1000$, $i_0 = 45^\circ$).

and to quasi sinusoidal variations of the lift like in Fig. 4. At $i_0 \approx 20^\circ$, $\langle C_L \rangle$ reaches a plateau which has already been emphasized by the measurements of Okamoto et al. [25] on rigid wings of finite aspect ratios. As already observed by Laitone [17] in experiments at higher Reynolds number ($Re = 20700$), the subsequent evolution of the mean lift strongly depends on the wing aspect ratio. At high aspect ratio, the lift coefficient increases again after the plateau regime like in Fig. 5. For $20^\circ \leq i_0 \leq 40^\circ$, our simulations show that mean lift is related to formation of vorticity dipoles. These dipoles induce high transients like in Fig. 4 but they also deflect the wake upwards as shown in Fig. 6. This phenomenon has already been emphasized numerically by Lewin and Haj-Hariri [19] and experimentally by Jones et al. [13] for a heaving airfoil reaching high aerodynamic incidences. Beyond these incidences we find a bluff body wake which creates more drag than lift.

All these vortex shedding regimes (apparition of instabilities, separated flow, vortex dipoles and bluff body wake) have been detailed in Huang et al. [11] but they only provide wake visualizations without force measurements. Our transitional incidences are consistent with their results.

4.2. Quasi-steady approach of the vortex shedding on a heaving airfoil

During a stroke, aerodynamic incidence varies from $i_0 - \text{atan}(St_a)$ to $i_0 + \text{atan}(St_a)$. Considering a static airfoil at different incidences, as above, this would correspond to $0^\circ \leq i_{\text{aero}} \leq 30^\circ$, that is a mean incidence $i_0 = 15^\circ$ and variations of $\pm 15^\circ$

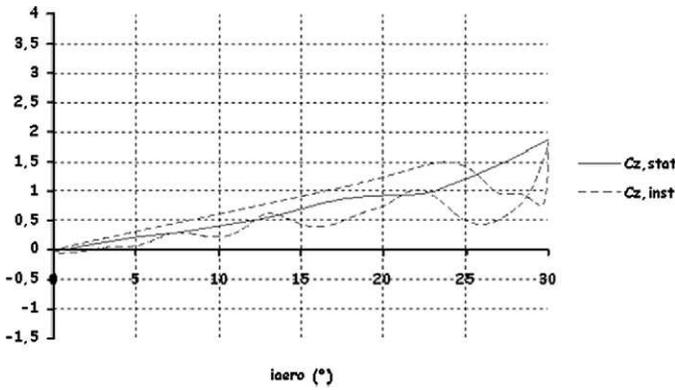


Fig. 7. Instantaneous lift and quasi steady lift during a cycle ($Re = 1000$, $i_0 = 15^\circ$, $St_a = \tan(15^\circ)$, $St_c = 0.05$).

($St_a = \tan(15^\circ)$). The same type of variations is experienced by insects. A quasi-steady modelling of efforts experienced by the flapping airfoil during a stroke amounts to assuming that the instantaneous force corresponds to the averaged steady force. In order to check this hypothesis, we have considered the following quasi steady coefficient $C_{z,stat}$ deduced from Fig. 5:

$$C_{z,stat}(i_{aero}(t)) = \langle C_L \rangle \times \cos(i_{aero}(t) - i_0) + \langle C_D \rangle \times \sin(i_{aero}(t) - i_0) \quad (9)$$

A quasi steady approach requiring low enough heaving frequencies, we consider a frequency corresponding to $St_c = 0.05$ (actually representative of the flapping frequency of birds). Fig. 7 compares the instantaneous coefficient $C_{z,inst}$ and the quasi steady coefficient $C_{z,stat}$ given by (9) during a cycle.

At this low heaving frequency, a quasi-steady regime holds where the circulatory forces are mainly fixed by the aerodynamic incidence. Here, unsteadiness due to vortex shedding has only a poor influence and the instantaneous forces remain close to the mean values of the static cases at the corresponding incidence.

Nevertheless, those conclusions should be refined with 3D studies for which vortex shedding seems to be delayed, see Sun and Wu [35]. This attachment of the leading edge vortex could potentially produce extra lift and could lead to sharper departures from the quasi static case.

4.3. Limitation of the quasi-steady approach

Fig. 7 shows that a quasi steady approach may be envisaged when the suction by the leading edge vortex is the dominant mechanism. As noted by Sane [30], “experimental evidence and computational studies over the past ten years have identified the leading edge vortex as the single most important feature of the flows created by insect wings and thus the force they create”. Fig. 8, which has been obtained for a higher frequency than Fig. 7, suggests that suction by the leading edge vortex becomes insufficient to set lift when the heaving frequency is not small, i.e. when St_c of order 1. This figure indicates that the instantaneous lift strongly departs from the lift predicted by a quasi-steady theory. Accordingly, other unsteady mechanisms dependent on the frequency must come into play. We must note

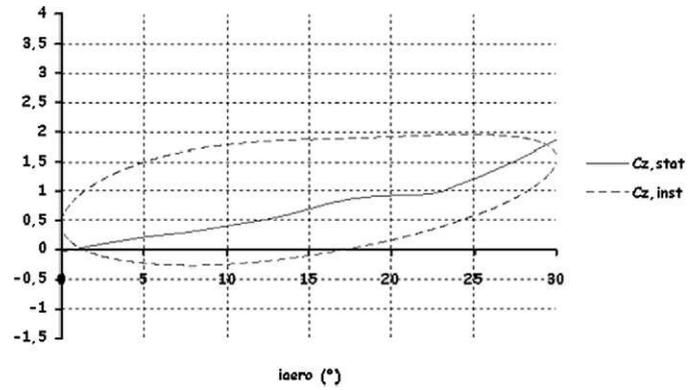


Fig. 8. Instantaneous lift and quasi steady lift during a cycle ($Re = 1000$, $i_0 = 15^\circ$, $St_a = \tan(15^\circ)$, $St_c = 0.5$).

that the value of $St_c = 0.5$ chosen for Fig. 8 is close to those of small insects. The mechanism which competes with the leading edge vortex contribution at insect frequencies is the added mass reaction.

5. Second mechanism: Added mass reaction

Added mass denotes the mass of fluid displaced with the wing. Displacement of this mass generates a reaction force on the wing. A heaving airfoil moving with an acceleration $\mathbf{a}(t)$ and which displaces a volume of fluid ϑ_{fluid} is subjected to a reaction force which reads:

$$\mathbf{F}_{am} = -\rho\vartheta_{fluid}\mathbf{a} \quad (10)$$

This corresponds to a positive (respectively negative) vertical force at the beginning (respectively at the end) of the downstroke. This is illustrated in Fig. 9 by considering the pressure field obtained in the case of a very high frequency heaving motion ($St_c = 3$) for which vortex induced forces are small.

Modelling of this force requires evaluation of the volume ϑ_{fluid} displaced. Ellington [7] defined this volume as the cylinder corresponding to the chord and the wingspan of the airfoil, a crude model but sufficient for our purpose. By applying this model on their Robofly experiment, Sane and Dickinson [28] showed that added mass reaction does not contribute greatly to the aerodynamics forces. However, the kinematic of the Robofly exhibited small translational accelerations. Insect wings usually experience higher accelerations and consequently should be more sensitive to added mass effects. In our case $\mathbf{V}_{heaving} = -A_0\omega \sin(\omega t)\mathbf{e}_z$ so that mass reaction corresponding to (10) is:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{am} &= \rho\vartheta_{fluid}A_0\omega^2 \cos(\omega t)\mathbf{e}_z \\ &= \rho\vartheta_{fluid}St_a U_0\omega \cos(\omega t)\mathbf{e}_z \end{aligned} \quad (11)$$

Importantly, one notes that the circulatory and added mass forces are out of phase: the first is maximum when the heaving velocity is at its maximum (in the middle of the stroke) while the second is maximum when acceleration reaches its maximum (at the beginning of the stroke).

Fig. 10 shows the evolution of $C_{z,inst}(i_{aero})$ during a cycle for three different frequencies. The cases $St_c = 0.05$ and $St_c = 0.5$ corresponds to Figs. 7 and 8. At low frequencies, lift

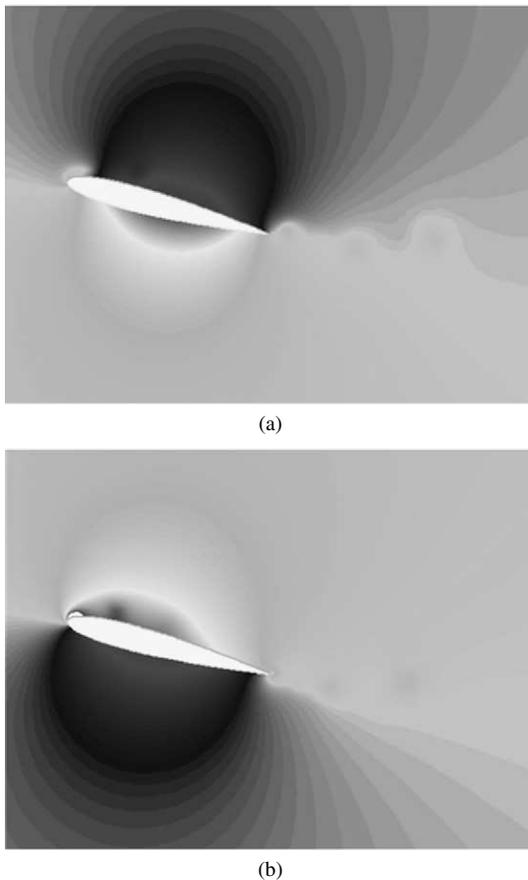


Fig. 9. Pressure field (dark: positive pressure/grey: negative pressure) for $Re = 1000$, $i_0 = 15^\circ$, $St_a = \tan(15^\circ)$, $St_c = 3.0$: (a) end of the downstroke, (b) beginning of the downstroke.

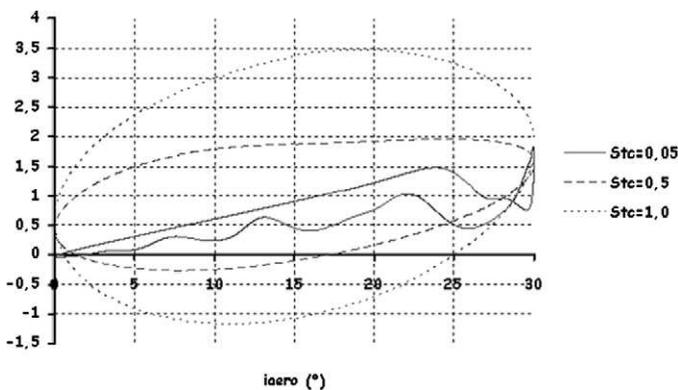


Fig. 10. Instantaneous lift $C_{z,inst}$ during a cycle for three frequencies: $St_c = 0.05$, $St_c = 0.5$, $St_c = 1$ ($Re = 1000$, $i_0 = 15^\circ$, $St_a = \tan(15^\circ)$).

remains close to a quasi steady evolution and reaches its maximum when i_{aero} is maximum, i.e. at mid-downstroke. When frequency increases, departure from a quasi steady evolution becomes obvious, high lift being produced even at small i_{aero} . For $St_c = 1$, one obtains an ellipse with a maximum located at $i_{aero} \approx i_0$ i.e. at the beginning of the downstroke. This is an indication that, there, an added mass effect is likely to be contributing to the lift. Note that variations in the lift which are two times larger compared to those for $St_c = 0.05$ are obtained for this case.

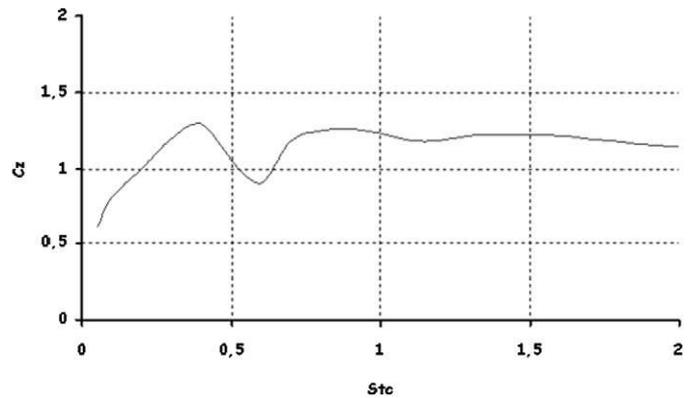


Fig. 11. Mean lift C_z as a function of frequency ($Re = 1000$, $i_0 = 15^\circ$, $St_a = \tan(15^\circ)$).

Dudley [4] noted that “. . . neither physical theory nor empirical data are available to estimate the magnitude of these [added mass] effects for flapping insect wings”. Our results show that those effects can depend considerably on the flapping frequency of the animal. Added mass reaction becomes dominant beyond a critical frequency, let's say beyond $St_c = 0.5$. Above this value, the force due to added mass becomes comparable to the circulatory forces. Most birds (except the hummingbird) undergo frequencies comparable to $St_c < 0.1$ for which added mass reaction is negligible. Large insects undergo frequencies $0.1 < St_c < 0.5$ and $St_c > 0.5$ is obtained for the smaller insects. Using data from Norberg [24] for example, $St_c \approx 0.2$ is obtained for the dragonfly. Using other data from Vogel [38], $St_c \approx 0.5$ is obtained for the fruit fly. The micro ceratopogonid fly, which flaps faster than 1000 Hz, can exceed $St_c = 0.5$.

For a heaving motion with no mean incidence i_0 , the lift due to added mass reaction averages zero because the downstroke and upstroke are symmetrical. Even for a small i_0 we can verify that averaged lift is almost nil. Thus this force is not essential for averaged lift production but it can be used to initiate manoeuvres by enabling large accelerations and as a consequence high transient lifts, see Ellington [7].

The capacity to use this force could then possibly explain the manoeuvrability of insects. Indeed, large insects (like dragonflies) would be capable of manoeuvres which are impossible for birds by making use of this type of force. On the contrary, Lehmann and Dickinson [18] have shown that the production of high forces can reduce the flight envelope and the manoeuvrability for small insects like the fruit fly. Here we suggest that added mass is a good candidate for explaining the loss of controllability and the erratic flight that affects small insects which experience high flapping frequencies.

To conclude, future modelling of insect flight thus requires special efforts regarding added mass reaction. The forces experienced by MAVs and their stability may partly depend on this mechanism.

6. Third mechanism: Wing–wake interactions

The third mechanism contributing to lift concerns the role of the leading edge vortex during its convection. Fig. 11 shows

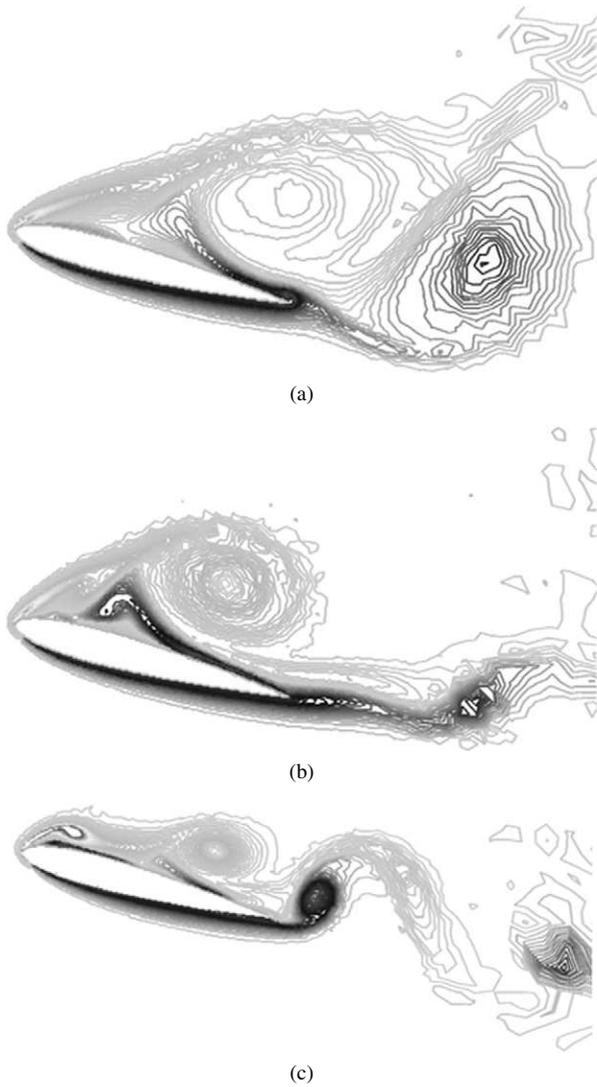


Fig. 12. Influence of the heaving frequency. Vorticity field at the end of the downstroke ($Re = 1000$, $i_0 = 15^\circ$, $St_a = \tan(15^\circ)$), (a) $St_c = 0.05$, (b) $St_c = 0.2$, (c) $St_c = 0.8$.

variation of the mean lift with the frequency (note that the incidence variation St_a remains constant and thus the heaving amplitude varies inversely to the frequency). The figure emphasizes the existence of a particular frequency $St_c \approx 0.4$ where the mean lift reaches a maximum. These variations with the frequency cannot be attributed to quasi steady phenomena because St_a is fixed. Moreover, added mass reaction does not contribute a lot to this averaged lift (mainly because its contribution during the stroke is almost symmetrical for the moderate incidence i_0 considered here). Indeed, these results point out the contribution of a third mechanism which involves the convection of the vortices.

In Fig. 12 we illustrate the influence of frequency on the vortex shedding for a fixed St_a . Since the reduced frequency is the inverse of the time left for the vortices to form, to develop and possibly to separate and travel downstream, we observe that an increase in St_c leads to formation of vortices which remain closer to the airfoil. Furthermore, the increase in frequency also increases the airfoil acceleration during the stroke and this leads

to an increase of the vortex circulation. Those two phenomena explain the increase of the mean lift observed in Fig. 11 for $0.05 < St_c < 0.4$.

Fig. 13 details the vorticity field and the pressure field at mid-downstroke and mid-upstroke for the optimal frequency $St_c = 0.4$. This particular frequency maintains the leading edge vortex on the front side of the airfoil during the downstroke and it allows its convection on the rear side during the upstroke. This unsteady mechanism is called “wake capture” because the vortex is “captured” on the rear side of the airfoil, see Birch and Dickinson [2].

Beyond this optimal frequency, vortices become small and they remain efficient only at the front side of the airfoil. This leads to a decrease of the mean lift as observed in Fig. 11 for $0.4 < St_c < 0.6$.

The plateau beyond $St_c = 0.7$ results from another phenomenon. In the previous section we emphasized that added mass forces are clearly dominant at these frequencies. Thus, if vortices were absent, due to the symmetry between the downstroke and the upstroke, mean lift should vanish. However Fig. 12c shows that small travelling vortices are captured on the rear side of the airfoil for those frequencies. Their presence compete with added mass reaction on this side during the upstroke and less negative lift is produced. This allows a large mean lift of nearly 1.2 to be maintained. Such frequencies are obviously too high for standard applications but this analysis emphasizes the importance of those small travelling vortices.

To conclude on the wake capture phenomenon, our computations show that the mean lift can be increased by more than 100% compared to the quasi steady case when vortex convection is accounted for. In their 3D computations Sun and Tang [33] found that the wing wake interaction had little influence on the mean forces. This could be due to the delay in the vortex shedding phenomenon that seems to characterize 3D effects. Also, we may note that these computations focused on biologic cases where the effects of the advance ratio and of the reduced frequency not being decoupled. We show here that such interactions play a major role in the case of a pure heaving motion.

7. Conclusion and perspectives

This work based on CFD is aimed at characterizing the respective contributions and interactions of the three mechanisms which participate in the lift of a heaving airfoil: leading edge vortex (force $\mathbf{F}_{\text{vortex}}$), added mass reaction (force \mathbf{F}_{am}) and leading edge vortex convection and interaction with the wing (wake capture force \mathbf{F}_{wc}):

$$\mathbf{F}_{\text{lift}} = \mathbf{F}_{\text{vortex}} + \mathbf{F}_{\text{am}} + \mathbf{F}_{\text{wc}} \quad (12)$$

The conclusions are the following:

- A quasi-steady modelling of the force induced by the leading edge vortex, $\mathbf{F}_{\text{vortex}}$, may be envisaged at low Reynolds numbers and at low frequencies. This consists in using averages of the force produced by a fixed airfoil at the different incidences experienced by the airfoil. Such a 2D quasi

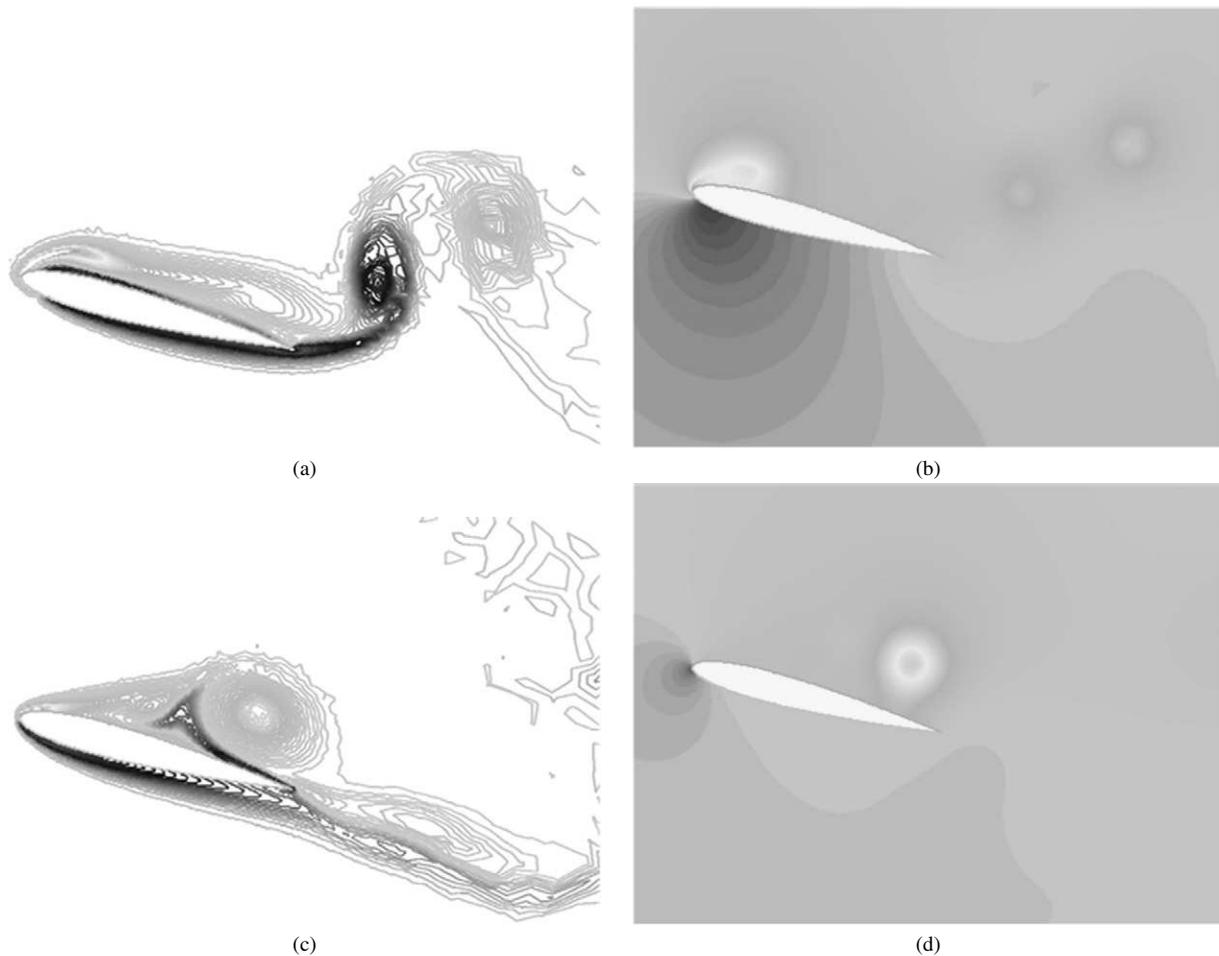


Fig. 13. Vorticity field (left) and pressure field (right) during a cycle (a)–(b): mid-downstroke, (c)–(d): mid-upstroke ($Re = 1000$, $i_0 = 15^\circ$, $St_a = \tan(15^\circ)$, $St_c = 0.4$).

steady model is acceptable for wings of large aspect ratios. The heaving velocity is the main scaling factor here because it fixes the maximum aerodynamic incidence which itself grossly determines the strength of the leading edge vortex. This velocity can be varied by modifying the amplitude of the stroke or the frequency.

- The force due to added mass reaction is an unsteady force which has no circulatory origin. It is proportional to the wing acceleration and is 90° out-of-phase compared to quasi steady circulatory forces in the case of a sinusoidal heaving velocity. This force is proportional to $A_0\omega^2$ and varies as the square of the frequency. For $St_c < 0.1$, it has a weak influence; for $0.1 < St_c < 0.5$, it competes with the quasi steady circulatory forces; for $St_c > 0.5$, it becomes dominant. Added mass contribution alters instantaneous efforts but its contribution to the mean lift of a pure heaving motion is nil due to symmetry. The three above regimes in St_c correspond respectively to birds, large insects and small insects, thus the magnitude of added mass reaction is likely to be conditioning differently flight strategy and manoeuvrability of these different categories of animals. Nevertheless, added mass reaction being proportional to acceleration, one may anticipate that it may contribute to manoeuvrability.

- Interaction between the wing and the convected leading edge vortex adds the wake capture force component \mathbf{F}_{wc} . This force strongly modifies the total averaged lift by accounting for the leading edge vortex influence during its convection along the airfoil surface in the upstroke. This additional force strongly depends on both the detailed kinematics and the heaving frequency. Some frequencies are found to promote the wake capture with a maximum mean lift for $St_c = 0.4$. At very high frequencies, the captured vortices compete with the added mass reaction during the upstroke and enable to maintain a high mean lift.

To summarize we can distinguish three different regimes:

- $St_c < 0.1$: the aerodynamic efforts result from a quasi steady circulatory force which corresponds to the contribution of the leading edge vortex. For each incidence experienced during the stroke, the vortex suction force may be represented by an average over a period, from formation to shedding. Added mass and wing–wake interaction are not significant and can be neglected. This is a regime experienced by birds.
- $0.05 < St_c < 0.5$: the added mass reaction intervenes and competes with circulatory forces; wake capture promotes

frequencies which can double the mean lift. This complex regime with many interactions concerns large insects and also, probably, future flapping MAVs.

- (iii) $St_c > 0.5$: efforts are essentially due to added mass reaction. This regime is characterized by large variations in the aerodynamic forces and allows rapid manoeuvres. Only the smallest insects can undergo this regime.

As a conclusion we have emphasized the quasi steady or unsteady nature of three important mechanisms participating to the lift of flapping wings. We have compared their relative amplitude and we have discriminated different regimes as a function of the flapping frequency. Though this basic work must now be extended to different types of kinematics, to higher Reynolds numbers and to three dimensional cases, we hope that it can already help to guide the conception and design of future MAVs with regards to parameters influencing the aerodynamic of such vehicles.

References

- [1] D.E. Alexander, *Nature's Flyers*, John Hopkins University Press, 2000.
- [2] J.M. Birch, M.H. Dickinson, The influence of wing-wake interactions on the production of aerodynamic forces in flapping flight, *J. Exp. Biol.* 206 (2003) 2257–2272.
- [3] J.M. Birch, W.B. Dickson, M.H. Dickinson, Force production and flow structure of the leading edge vortex on flapping wings at high and low Reynolds numbers, *J. Exp. Biol.* 207 (2003) 1063–1072.
- [4] M.H. Dickinson, K.G. Götz, Unsteady aerodynamic performance of model wings at low Reynolds numbers, *J. Exp. Biol.* 174 (1992) 45–64.
- [5] R. Dudley, *The Biomechanics of Insect Flight: Form, Function, Evolution*, Princeton University Press, 2000.
- [6] R. Dudley, C.P. Ellington, Mechanics of forward flight in bumblebees. II. Quasi-steady lift and power requirements, *J. Exp. Biol.* 148 (1990) 53–88.
- [7] C.P. Ellington, The aerodynamics of hovering insect flight, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. B* 305 (1984) 1–181.
- [8] C.P. Ellington, The novel aerodynamics of insect flight: Applications to micro-air vehicles, *J. Exp. Biol.* 202 (1999) 3439–3448.
- [9] A.R. Ennos, The kinematics and aerodynamics of the free flight of some Diptera, *J. Exp. Biol.* 142 (1989) 49–85.
- [10] S. Ho, H. Nassef, N. Pornsinsirak, Y.C. Tai, C.M. Ho, Unsteady aerodynamics and flow control for flapping wing flyers, *Progr. Aerospace Sci.* 39 (2003) 635–681.
- [11] R.F. Huang, J.Y. Wu, J.H. Jeng, R.C. Chen, Surface flow and vortex shedding of an impulsively started wing, *J. Fluid Mech.* 441 (2001) 265–292.
- [12] M. Jensen, Biology and physics of locust flight. III. The aerodynamics of locust flight, *Proc. R. Soc. B* 239 (1956) 511–552.
- [13] K.D. Jones, C.M. Dohring, M.F. Platzer, Experimental and computational investigation of the Knoller–Betz effect, *AIAA J.* 36 (7) (1998).
- [14] K.D. Jones, M.F. Platzer, Bio-inspired design of flapping wing micro air vehicles – An engineer's perspective, in: 44th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 2006.
- [15] M. Kramer, Die Zunahme des Maximalauftriebes von Tragflugeln bei plotzlicher Anstellwinkelvergrosserung (Boeneffekt), *Z. Flugtech. Motorluftschiff* 23 (1932) 185–189.
- [16] J. Kunz, I. Kroo, Analysis and Design of Airfoils for Use at Ultra-Low Reynolds Numbers, *Progress in Astronautics and Aeronautics*, vol. 195, 2001, Chapter 3.
- [17] E.V. Laitone, Wind Tunnel Tests of Wings and Rings at Low Reynolds Numbers, *Progress in Astronautics and Aeronautics*, vol. 195, 2001, Chapter 5.
- [18] F.O. Lehmann, M.H. Dickinson, The production of elevated flight force compromises manoeuvrability in the fruit fly *Drosophila Melanogaster*, *J. Exp. Biol.* 204 (2001) 627–635.
- [19] G.C. Lewin, H. Haj-Hariri, Modelling thrust generation of a two dimensional heaving airfoil in a viscous flow, *J. Fluid Mech.* 492 (2003) 339–362.
- [20] H. Liu, C.P. Ellington, K. Kawachi, C. Van den Berg, A.P. Willmott, A computational fluid dynamic study of hawkmoth hovering, *J. Exp. Biol.* 201 (1998) 461–477.
- [21] A. Luc-Bouhali, Progress on the REMANTA project on MAV with flapping wings, in: *Proceeding of the 2nd European Micro Air Vehicle Conference*, Braunschweig, Germany, 2006.
- [22] T. Maxworthy, The fluid dynamics of insect flight, *Annual Rev. Fluid Mech.* 13 (1981) 329–350.
- [23] W. Nachtigall, *Insects in Flight*, McGraw Hill, New-York, 1974.
- [24] R.A. Norberg, Hovering flight of the dragonfly *Aeschna juncea*, kinematics and aerodynamics, in: *Swimming and Flying in Nature*, Plenum Press, New York, 1975, pp. 763–781.
- [25] M. Okamoto, K. Yasuda, A. Azuma, Aerodynamic characteristics of the wings and body of a dragonfly, *J. Exp. Biol.* 199 (1995) 281–294.
- [26] T. Pornsin-Sisirak, Y.C. Tai, C.M. Ho, H. Keenon, Micro bat: A palm sized electrically powered ornithopter, in: *2001 NASA/JPL Workshop on Biomorphic Robotics*, Pasadena, CA, USA, 2001.
- [27] R. Ramamurti, W.C. Sandberg, A three-dimensional computational study of the aerodynamic mechanisms of insect flight, *J. Exp. Biol.* 205 (2002) 1507–1518.
- [28] S.P. Sane, M.H. Dickinson, The control of flight force by a flapping wing: Lift and drag production, *J. Exp. Biol.* 204 (2001) 2607–2626.
- [29] S.P. Sane, M.H. Dickinson, The aerodynamic effects of wing rotation and a revised quasi-steady model of flapping flight, *J. Exp. Biol.* 205 (2002) 1087–1096.
- [30] S.P. Sane, The aerodynamics of insect flight, *J. Exp. Biol.* 206 (2003) 4191–4208.
- [31] W. Shyy, M. Berg, D. Ljungqvist, Flapping and flexible wings for biological and micro air vehicles, *Progr. Aerospace Sci.* 35 (1999) 455–505.
- [32] M. Sun, S.L. Lan, A computational study of the aerodynamic forces and power requirements of dragonfly (*Aeschna juncea*) hovering, *J. Exp. Biol.* 207 (2004) 1887–1901.
- [33] M. Sun, J. Tang, Unsteady aerodynamic force generation by a model fruit fly wing in flapping motion, *J. Exp. Biol.* 205 (2001) 55–70.
- [34] M. Sun, J. Tang, Lift and power requirements of hovering flight in *Drosophila virilis*, *J. Exp. Biol.* 205 (2002) 2413–2427.
- [35] M. Sun, J.H. Wu, Aerodynamic force generation and power requirements in forward flight in a fruit fly with modelled wing motion, *J. Exp. Biol.* 206 (2003) 3065–3083.
- [36] C. Van den Berg, C.P. Ellington, The vortex wake of a hovering model hawkmoth, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. B* 352 (1997) 317–328.
- [37] C. Van den Berg, C.P. Ellington, The three dimensional leading-edge vortex of a hovering model hawkmoth, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. B* 352 (1997) 329–340.
- [38] Vogel, *Flight in Drosophila I. Variations in stroke parameters and wing contours*, *J. Exp. Biol.* 46 (1967) 383–392.
- [39] J.A. Walker, Rotational lift: Something different or more of the same? *J. Exp. Biol.* 205 (2002) 3783–3792.
- [40] Z.J. Wang, Vortex shedding and frequency selection in flapping flight, *J. Fluid Mech.* 410 (2000) 323–341.
- [41] Z.J. Wang, Dissecting insect flight, *Annual Rev. Fluid Mechanics* 37 (2005) 183–210.
- [42] Z.J. Wang, J.M. Birch, M.H. Dickinson, Unsteady forces and flows in low Reynolds number hovering flight: Two dimensional computations vs robotic wing experiments, *J. Exp. Biol.* 207 (2003) 449–460.
- [43] T. Weis-Fogh, M. Jensen, Biology and physics of locust flight. I. Basic principles in insect flight, *Proc. R. Soc. B* 239 (1956) 415–458.
- [44] R.J. Wootton, Paleozoic insects, *Annual Rev. Entomol.* 26 (1981) 319–344.

- [45] R.J. Wootton, J. Kukalova-Peck, D.J.S. Newman, J. Muzon, Smart engineering in the mid-carboniferous: How well could paleozoic dragonflies fly? *Science* 282 (1998) 749–751.
- [46] J.H. Wu, M. Sun, Unsteady aerodynamic forces of a flapping wing, *J. Exp. Biol.* 207 (2004) 1137–11501.
- [47] J. Yan, S. Avandhanula, J. Birch, M.H. Dickinson, M. Menon, E. Park, T.D. Saudi, S. Sane, M. Sitti, T. Su, R.J. Wood, R.S. Fearing, The micro-mechanical flying insect, in: *Video Proceeding of IEEE Intl. Conf. on robotics and automation*, Washington DC, 2002.
- [48] Internet site of the Delfly team: <http://www.delfly.nl>.

Aérodynamique d'un profil d'aile battante à bas nombre de Reynolds

Résumé

Les récents progrès des microtechnologies permettent le développement de microdrones d'une envergure inférieure à 15 cm devant assurer des missions d'observation ou d'intervention en milieu risqué. Une approche biomimétique utilisant un système de locomotion par ailes battantes semble notamment prometteuse car elle permettrait une capacité de vol stationnaire et une grande manoeuvrabilité en milieu confiné. Cependant, l'aérodynamique des ailes battantes à bas nombre de Reynolds diffère sensiblement de l'aérodynamique des applications classiques en raison du phénomène de lâcher tourbillonnaire et de la superposition de nombreux mécanismes instationnaires. Dans le cadre de cette thèse, nous avons dans un premier temps étudié le lâcher tourbillonnaire derrière un profil d'aile en caractérisant théoriquement et expérimentalement l'apparition de ce lâcher puis en le simulant numériquement. Des essais en bassin hydrodynamique précisent enfin l'influence des effets 3D et du nombre de Reynolds sur les efforts créés par le lâcher tourbillonnaire. Dans un deuxième temps, nous avons étudié par simulation numérique directe (DNS) les mouvements fondamentaux du vol battu, c'est-à-dire le pilonnement pur et le tangage pur, afin de mettre en évidence les mécanismes instationnaires, de différencier les stratégies du vol battu et de proposer des modèles simplifiés pouvant décrire les efforts instantanés.

Mots-clé : microdrone, ailes battantes, aérodynamique instationnaire, lâcher tourbillonnaire, simulation numérique directe (DNS), modélisation

Aerodynamics of a flapping airfoil at low Reynolds number

Abstract

Recent progress made in the domain of microtechnologies allow the design of very small sized Micro Air Vehicles (MAVs), whose wingspan is inferior than 15 cm, suitable for observation or intervention in hazardous environments. A biomimetic approach using flapping wing locomotion seems to be promising because it could allow hovering flight and great manoeuvrability in confined environments. However, flapping wings aerodynamics at low Reynolds numbers differs from classical applications aerodynamics due to the vortex shedding phenomenon and the superimposition of various unsteady mechanisms. In a first time, we have studied the vortex shedding on an airfoil by characterising theoretically and experimentally its apparition and then by simulating it numerically. Experiments in a water tank have finally specified the three dimensional effects and Reynolds number effects on the efforts generated by the vortex shedding. In a second time, thanks to direct numerical simulation (DNS), we have studied the fundamental movements of the flapping flight, i.e. pure heaving and pitching movements, so as to emphasize the various unsteady mechanisms, to differentiate the various flapping flight strategies and to propose simplified models that could describe instantaneous efforts.

Keywords: micro air vehicles, flapping wings, unsteady aerodynamics, vortex shedding, direct numerical simulation (DNS), modelization

Discipline: Mécanique des milieux fluides

Laboratoire d'accueil:

ONERA/DAFE – Centre de Meudon
8, rue des Vertugadins 92190 Meudon