

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Ecole Nationale
Polytechnique

Centre de Développement des
Energies Renouvelables



ECOLE DOCTORALE ENERGIES RENOUVELABLES

Mémoire de magistère

Spécialité : Energies Renouvelables
Option : Photo-Thermique

Sujet

**Simulation de l'écoulement autour
d'un profil d'aile en oscillations forcées
Application aux rotors éoliens**

Présenté par **BEKHTI Ahmed**

Soutenu le 07 juillet 2010 devant le jury d'examen

M Maiouf BELHAMEL
Mlle Ouahiba GUERRI
M Hamid OUALLI
M Said RECHAK
M Arezki SMAILI

Directeur de recherche, CDER
Maître de recherche A, CDER
Maître de conférences A, EMP
Professeur, ENP
Maître de conférences A, ENP

Président
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur

Année universitaire : 2009-2010

Remerciements

Je remercie avant tout Dieu d'avoir éclairé notre route et nous avoir donné la force, le courage et la volonté qui ont permis de réaliser ce travail.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude et mes respectueux remerciements à Mlle Ouahiba Guerri maître de recherche A au CDER qui a dirigé ce mémoire, merci pour ses conseils et ses orientations qui m'ont été précieux tout au long de ce travail.

*Merci également au président du jury monsieur **Maiouf BELHAMEL**, directeur de recherche CDER, d'avoir accepté d'examiner ce travail et d'avoir accepté de présider le jury de ce mémoire.*

*Je suis sensible à l'honneur que m'ont fait les membres de jury :monsieur **Hamid OUALLI** , Maître de Conférences A, EMP, monsieur **Said RECHAK**, Maître de Conférences A , ENP et monsieur **Arezki SMAILI** Maître de Conférences A, de l'ENP d'avoir accepté de faire parti du jury d'évaluation de ce mémoire, et pour leur déplacement et le temps qu'ils ont consacré à l'étude de ce document.*

*Je tiens aussi à remercier tous les enseignants qui ont assuré notre formation au cours de l'année théorique, mes reconnaissances vont également à tout le personnel de l'école Nationale Polytechnique et le Centre de Développement des Energies Renouvelables, particulièrement la division Energie Eolienne sous la direction de madame **Nachida KASBADJI-MERZOUK**.*

*Je remercie très sincèrement mon encadreur de l'ingénierat monsieur **Renan Rachid** du département d'aéronautique de l'université de Blida, qui m'a marqué par ces grandes valeurs scientifiques et humaines.*

Je tiens à exprimer mes vifs remerciements à mes collègues de la promotion 2006/2007 propulsion et à tous ceux qui, par leurs travaux, leurs idées, leurs présentations, leurs collaborations, ont participé de près ou de loin à la réalisation de ce mémoire.

De manière plus personnelle, mes pensées les plus profondes et intimes vont vers ma famille.

ملخص

يتمثل هذا العمل في محاكاة رقمية لتدفق الهواء حول جناح بغرض التنبؤ لظاهرة المماثلة الديناميكية. الهدف من هذه الدراسة هو فهم معمق للسلوك الفيزيائي للتدفق حول الجناح و من ثم حول التربينات الهوائية.

تركز المحاكاة أساسا على حل معادلات Navier-Stokes ذات القيمة الوسطية ل Reynolds مكتوبة بصيغة ALE للحساب في حالة الجرواات المنحركة.

النتائج المحققة تمت مقارنتها بالمعطيات التجريبية حيث أثبتت مدى جودة نموذج الاضطراب SST k- ω في حالة جناح مزود بحركة اهتزازية قسرية حول محور دوران معين, تقوم بالمحاكاة عند قيم مختلفة للسعة الاهتزازية, الزاوية المتوسطة و التردد. النتائج المحصل عليها أثبتت وجود حلقة التباطؤ خلال المماثلة الحركية و بينت مدى تأثير مختلف العوامل المرتبطة بالحركة الاهتزازية على تغير القوى الايروديناميكية المطبقة على الجناح.
الكلمات المفتاحية: تربين هوائية, الايروديناميك, تدفق متغير, المماثلة الحركية, محاكاة رقمية, RANS, ALE.

Résumé

Ce travail consiste à simuler l'écoulement de l'air autour d'un profil d'aile pour prédire le phénomène de décrochage dynamique. L'objectif de cette étude est de bien comprendre le comportement physique de l'écoulement autour des pales et donc à travers un rotor d'éolienne.

Les simulations sont basées sur la résolution des équations moyennées de Navier-Stokes (modèles RANS ou Reynolds Averaged Navier Stokes) formulées en ALE (Lagrangien-Eulérien arbitraire ALE ou Arbitrary Lagrangian-Eulerien) pour les calculs avec maillage mobile.

Les résultats obtenus sont comparés avec des données expérimentales, ils ont confirmé l'efficacité du modèle de turbulence SST k- ω . Pour le profil en oscillations forcées autour d'un axe de rotation, différentes valeurs de l'amplitude maximale d'oscillation, de l'angle d'incidence moyen et de la fréquence réduite sont considérées. Les résultats obtenus mettent en évidence le cycle d'hystérésis du décrochage dynamique et montrent l'influence des différents paramètres qui caractérisent le mouvement oscillatoire sur la variation des charges aérodynamiques sur le profil.

Mots clés : Éolienne, Aérodynamique, Écoulement instationnaire, Décrochage dynamique, Simulation numérique, RANS, ALE.

Abstract

The aim of this work is to simulate the airflow around an airfoil to predict the phenomenon of dynamic stall. The objective of this study is to understand the physical behaviour of the flow around the blades and then through a turbine rotor.

Simulations are based on solving the averaged equations of Navier-Stokes (RANS models or Reynolds Averaged Navier Stokes) formulated in ALE (Arbitrary Lagrangian-Eulerien) for the computations with a dynamic mesh.

Results are compared with experimental data, it confirm the effectiveness of the SST k- ω turbulence model. For the pattern in forced oscillations around an axis of rotation, different values of maximum oscillation amplitude, average angle of incidence and the reduced frequency are considered. The results highlight the hysteresis loop of dynamic stall and show the influence of different parameters that characterize the oscillatory motion on the change of aerodynamic loads on the profile.

Key words: Wind turbine, Aerodynamic, Unsteady flow, Dynamic stall, Numerical simulation, RANS, ALE.

AVANT-PROPOS

Les travaux ont été effectués au Centre de Développement des Energies Renouvelables (Alger). Les simulations numériques à l'aide du code FLUENT ont été exécutées au niveau de l'Ecole Militaire Polytechnique d'Alger.

Table des matières

Nomenclature	vii
Introduction générale	ix
1 Généralités sur les éoliennes	1
1.1 Description et classification des éoliennes	2
1.1.1 Classification des éoliennes	4
1.1.2 Les éoliennes à axe horizontal	8
1.2 Aérodynamique des éoliennes	9
1.2.1 Théorie du moment axial	9
1.2.2 Théorie de l'élément de pale	11
1.2.3 Théorie <i>élément de pale-quantité de mouvement</i>	14
2 Introduction au phénomène de décrochage dynamique	16
2.1 Description du décrochage dynamique	17
2.2 Revue bibliographique	21
2.2.1 Etudes expérimentales	21
2.2.2 Méthodes analytiques	22
2.2.3 Modèles semi empiriques	23
2.2.4 Approches semi-numériques	24
2.2.5 Méthodes numériques	26

3	Méthodologie	29
3.1	Modèle mathématique	29
3.1.1	Equations résolues en stationnaire	29
3.1.2	Equations résolues en instationnaires	32
3.2	Modèle numérique	34
3.2.1	Domaine de calcul et maillage	34
3.2.2	Techniques de déplacement de maillage	39
4	Résultats	43
4.1	Calculs stationnaires	43
4.2	Simulation du décrochage dynamique	44
4.2.1	Influence de l'angle moyen	52
4.2.2	Influence de l'amplitude du mouvement	52
4.2.3	Influence de la fréquence réduite	52
4.2.4	Commentaires généraux	56
5	Conclusion générale	59
	Bibliographie	61
	Annexes	68
A	Le profil S809	69
B	UDF utilisée	71
C	Algorithmes de résolution	74
C.1	Algorithme SIMPLE	74
C.2	Algorithme PISO	76

D Schémas de discrétisation	78
D.1 Schéma décentré (UPWIND)	79
D.2 Le schéma QUICK	79
E Autres résultats du calcul instationnaire	82

Table des figures

1.1	Evolution de la taille des éoliennes (www.wind-energy-the-facts.org) .	2
1.2	Croissance de la capacité énergétique des éoliennes (www.wwea.com)	3
1.3	Principe de fonctionnement des éoliennes	3
1.4	Composants principaux d'une éolienne (ec.europa.eu)	4
1.5	Schéma d'une éolienne de pompage mécanique (www.eolien-solaire.fr)	5
1.6	Distribution de pression autour d'un profil d'aile	6
1.7	Le savonius (www.reuk.co.uk)	6
1.8	Eoliennes à axe vertical (domsweb.org)	7
1.9	Eoliennes à axe horizontal	8
1.10	Evolution de la vitesse et la pression à travers une éolienne	9
1.11	Disque en rotation	11
1.12	Modèle de l'élément de pale	12
1.13	Triangle de vitesse sur un profil de pale	12
1.14	Forces agissantes sur un profil de pale	13
2.1	Les étapes du décrochage dynamique	18
2.2	Tourbillons générés suite à l'écoulement autour d'une plaque plane (www.efluids.com)	19
2.3	Description du mouvement imposé au profil	26
2.4	Champs de vorticité.	28
3.1	Centre de rotation du profil	34

3.2	Conditions aux limites	35
3.3	Maillage près du profil	36
3.4	Maillage triangulaire de la surface S_2	36
3.5	Maillage de la surface S_3	37
3.6	Maillage quadratique de la région loin du profil	37
3.7	Variation des y^+	38
3.8	Déplacement du maillage	41
4.1	L'évolution des résidus pendant le calcul	45
4.2	Variation du coefficient de portance avec l'angle d'incidence	46
4.3	Variation du coefficient de moment avec l'angle d'incidence	46
4.4	Variation du coefficient de traînée avec l'angle d'incidence	47
4.5	Contours de vitesse pour différents angles d'incidence en calculs stationnaires	47
4.6	Résultats obtenus avec les algorithmes SIMPLE et PISO	49
4.7	Modification du maillage de la zone mobile	50
4.8	Résultats obtenus avec les deux maillages	51
4.9	Influence de l'angle d'incidence moyen	53
4.10	Influence de l'amplitude du mouvement	54
4.11	Influence de la fréquence réduite, k	55
4.12	Contours de vorticité pour différentes incidences en calculs instationnaires	57
4.13	Variation des paramètres de l'écoulement avec le temps adimensionnel	58
A.1	Profil S809	70
C.1	Dicrétisation de l'espace 2D	75
D.1	Volume de contrôle autour du point P	79
D.2	UPWIND premier cas	80

D.3	UPWIND deuxième cas	80
D.4	QUICK premier cas	81
D.5	QUICK deuxième cas	81
E.1	Variation du coefficient de portance avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.026$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 5,5^\circ$	83
E.2	Variation du coefficient de moment avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.026$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 5,5^\circ$	84
E.3	Variation du coefficient de traînée avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.026$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 5,5^\circ$	85
E.4	Variation du coefficient de portance avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.05$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 5,5^\circ$	86
E.5	Variation du coefficient de moment avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.05$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 5,5^\circ$	87
E.6	Variation du coefficient de traînée avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.05$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 5,5^\circ$	88
E.7	Variation du coefficient de portance avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.077$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 5,5^\circ$	89
E.8	Variation du coefficient de moment avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.077$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 5,5^\circ$	90
E.9	Variation du coefficient de traînée avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.077$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 5,5^\circ$	91
E.10	Variation du C_L , C_M , et C_D avec l'angle d'incidence pour une fré- quence réduite $k=0.026$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 10^\circ$	92
E.11	Variation du coefficient de portance avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.077$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 10^\circ$	93
E.12	Variation du coefficient de moment avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.077$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 10^\circ$	94
E.13	Variation du coefficient de traînée avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.077$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 10^\circ$	95

Nomenclature

A	Surface du rotor (m^2).
A_1	Surface de contrôle à l'infini, amont (m^2).
A_2	Surface de contrôle à l'infini, aval (m^2).
a	Facteur d'induction axial.
a'	Facteur d'induction tangentiel.
B	Nombre de pales dans un rotor.
c	Corde du profil (m).
\bar{C}	Vitesse convective (m/s).
C_D	Coefficient de traînée.
C_L	Coefficient de portance.
C_M	Coefficient de moment.
C_P	Coefficient de puissance.
c_r	Centre de rotation du profil.
C_μ	Constante empirique ($= 0.09$).
D	traînée (N).
E_c	Energie cinétique (j).
F_N	Force normale (N).
F_R	Force résultante de L et D (N).
F_T	Force tangentielle (N).
k	Fréquence réduite.
k_{ij}	Constante de raideur (N/m).
L	Portance (N).
P	Puissance (W).
p	Pression (Pa).
Q	Couple aérodynamique (N.m).
R, r	Rayon du rotor (m).

Re	Nombre de Reynolds.
T	Force de poussée (N).
t	Temps (s).
t^*	Temps adimensionnel.
Tu	Intensité de turbulence.
U_1	Vitesse de l'écoulement amont (m/s).
u	Vitesse de l'écoulement suivant x (m/s).
u_2	Vitesse de l'écoulement en aval (m/s).
U_T	Vitesse tangentielle (m/s).
\bar{u}	Vitesse moyenne de l'écoulement turbulent (m/s).
u'	Fluctuation de vitesse (m/s).
v	Vitesse de l'écoulement suivant y (m/s).
V_r	Vitesse relative de l'air (m/s).
x, y	Coordonnées spatiales (m).

Symboles grecques

α	Angle d'incidence (rad).
α_{amp}	Amplitude du mouvement (rad).
α_{mean}	Angle d'incidence moyen (rad).
β	Angle de calage (rad).
Δp	Différence de pression (Pa).
ϵ	Taux de dissipation de turbulence (m^2/s^3).
Φ	Angle de l'écoulement (rad).
λ	Vitesse spécifique.
μ	Coefficient de viscosité dynamique ($kg/m.s$).
μ_t	Coefficient de viscosité dynamique turbulente ($kg/m.s$).
ν	Coefficient de viscosité cinématique (m^2/s).
π	Constante (≈ 3.14).
ϑ	Volume (m^3).
ρ	Masse volumique (kg/m^3).
σ	Solidité locale.
Ω_1	Vitesse angulaire an amont (rad/s).
Ω_2	Vitesse angulaire an aval (rad/s).
ω	Pulsation (s^{-1}).

Introduction générale

Les éoliennes figurent parmi les techniques utilisées pour la production d'une énergie propre. De nombreuses études et recherches sont effectuées pour le développement des éoliennes et pour l'amélioration de leur rendement.

Les éoliennes fonctionnent selon le principe de transformation de l'énergie cinétique du vent en énergie mécanique qui va servir soit à la production de l'électricité, soit au pompage de l'eau. Et comme le vent est irrégulier les éoliennes, notamment les pales du rotor, subissent des charges importantes qui proviennent d'un environnement aérodynamique instable [1]. Le phénomène de décrochage dynamique est l'une des conséquences de cet environnement. C'est le résultat des oscillations des pales ; il se traduit par des hystérésis des forces de portance, traînée et du moment [2].

Le décrochage dynamique est un phénomène de dynamique des fluides complexe qui a une grande importance pratique [3]. Dans la plupart des cas c'est le premier facteur à considérer pour déterminer les performances des structures exposées aux écoulements [4]. Il apparaît aussi dans les applications aéronautiques (rotor d'hélicoptère et la manœuvrabilité brusque des avions), les turbomachines et les insectes [2], [5]. Vu son importance, on trouve dans la littérature de nombreux travaux concernant l'étude de décrochage dynamique et ce aussi bien avec l'utilisation des méthodes expérimentales qu'avec l'application de modèles semi-empiriques ou des techniques numériques.

L'expérience est un moyen indispensable et efficace pour prédire les caractéristiques d'un écoulement car elle a l'avantage de donner la solution la plus réaliste. Mais cette approche nécessite un coût très élevé du point de vue temps et moyens matériels.

La simulation numérique des écoulements est un excellent outil pour prédire et

étudier les phénomènes physiques régis par les équations de Navier Stokes. Cette technique est très utile dans les étapes préliminaires de conception [6]. Avec l'approche numérique, on a pu modéliser et identifier rapidement les formes et les configurations pour des cas d'écoulement assez complexes notamment les écoulements décollés. Ce qui a rendu possible ces calculs est d'une part le développement des méthodes numériques de résolution des équations de la mécanique des fluides et d'autre part la croissance des capacités de calcul des ordinateurs.

L'objectif de ce travail est la mise en place d'un modèle numérique pour étudier le phénomène de décrochage dynamique et avoir des idées globales sur ces phénomènes aérodynamiques sans utiliser l'expérimental. Cette étude est appliquée à un profil S809 spécialement développé pour les pales d'éoliennes. La simulation numérique est basée sur la résolution des équations moyennées de Navier Stokes pour un écoulement de fluide incompressible autour du profil S809 en oscillations forcées. Des simulations préliminaires sont au préalable effectuées pour un profil immobile placé sous différentes valeurs de l'angle d'incidence.

La méthodologie adoptée ainsi que les résultats obtenus sont présentés dans ce qui suit avec, dans le premier chapitre, une introduction aux éoliennes. On y décrit les différents types d'éoliennes selon différents critères ainsi qu'une méthode appliquée pour l'étude aérodynamique des éoliennes à axe horizontal basée sur la théorie de l'élément de pale (BEM ou Blade Element Momentum theory).

Dans le deuxième chapitre, on décrit le phénomène de décrochage dynamique avec une revue bibliographique de quelques méthodes utilisées pour étudier ce phénomène : méthodes expérimentales, semi empiriques et numériques.

Dans le chapitre qui suit nous décrivons la méthodologie adoptée pour la simulation numérique de l'écoulement de l'air autour du profil S809. Les formulations des équations caractéristiques de l'écoulement dans un repère Arbitraire Lagrangien-Eulérien (ALE) et de l'équation de mouvement du profil sont données. Les techniques de déplacement de maillage utilisées sont présentées. Une description du domaine d'étude (géométrie et maillage) et des conditions aux limites et initiales appliquées est également effectuée.

Les résultats des calculs obtenus sont présentés et discutés dans le chapitre 4. La première partie de ce chapitre concerne les résultats obtenus en calcul stationnaire où le profil est à incidence fixe, ils ont été comparés avec des données expérimentales

obtenues par OSU et DUT [7]. La seconde partie concerne les résultats obtenus par la simulation numérique de décrochage dynamique où le profil est en oscillations forcées ,on a comparé nos résultats avec les résultats expérimentaux de OSU [8] .

Et finalement, on termine avec une conclusion générale et des perspectives sont proposées pour des futures recherches.

Chapitre 1

Généralités sur les éoliennes

Après la découverte du feu avec le bois comme combustible qui fournissait à nos lointains ancêtres une chaleur nécessaire à la cuisson de leurs aliments, l'énergie éolienne fut sans doute la seconde énergie naturelle utilisée par l'homme [9].

Au quatrième siècle avant J.C. c'était l'apparition des moulins à axe horizontal en Egypte. Les moulins font leur entrée en Europe seulement au septième siècle après J.C. Ces appareils remplacent l'énergie de l'homme pour différents travaux : mouture du grain, drainage des terres, pompage de l'eau, sciage du bois, pétrissage du pain, etc. [10]. Les éoliennes étaient alors utilisées pour la conversion de l'énergie du vent en énergie mécanique : le vent était utilisé pour faire avancer un navire à voile, pour pomper de l'eau ou pour faire tourner la meule d'un moulin.

La transformation en énergie électrique où l'éolienne est couplée à un générateur électrique pour produire du courant continu ou alternatif est apparue la première fois en 1888 par Charles F. Brush. Ce dernier a construit une petite éolienne pour alimenter sa maison en électricité avec un stockage par batterie d'accumulateurs, puis le Danois Paul La Cour a construit une première éolienne industrielle génératrice d'électricité en 1891. Après quelques inventions, la technologie a été un peu délaissée par la suite à cause du coût et de la disponibilité de l'énergie fossile. Le développement des éoliennes a été repris au Danemark en 1973, après la première crise du pétrole [11].

Comme le montre la figure 1.1, la taille des éoliennes est de plus en plus grande. Et de nos jours, les rotors éoliens sont les plus grandes machines rotatives sur terre. Le plus grand avion de ligne des passagers du monde, l'Airbus A-380, a une envergure

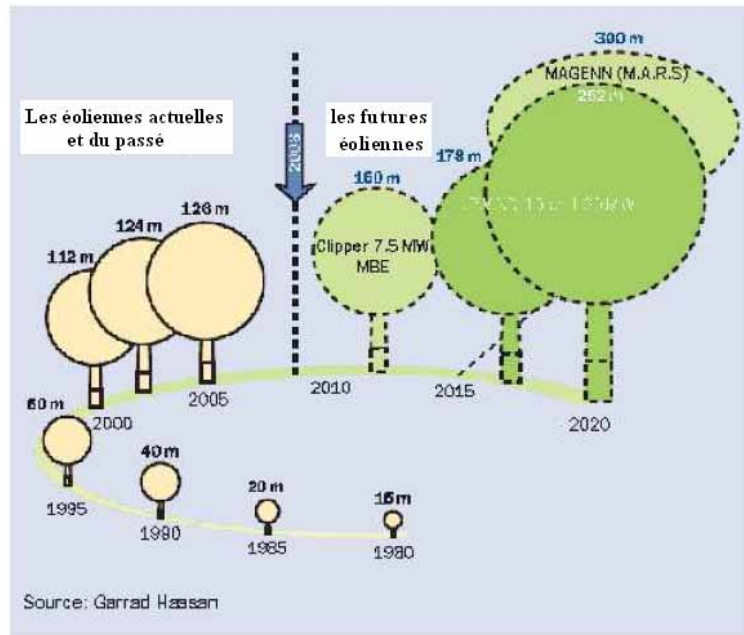


FIGURE 1.1 – Evolution de la taille des éoliennes (www.wind-energy-the-facts.org)

d'aile d'environ 80 m, alors que l'éolienne Enercon $E - 126/6MW$ (l'éolienne la plus puissante du monde *actuellement*) a un rotor de 126 m de diamètre avec une tour de 138 m de hauteur. Cette machine atteint 200 m de hauteur hors-tout, de la base du mât au bout de la pale [12]. Ainsi, la puissance installée a augmenté avec la taille des éoliennes comme le montre la figure 1.2 et a poursuivi son essor en 2008 avec une croissance de 29%.

1.1 Description et classification des éoliennes

Les éoliennes ont pour principe de fonctionnement d'extraire de l'énergie cinétique du vent pour la transformer en énergie mécanique de rotation [13] (figure 1.3). Les éléments principaux composant une éolienne sont le mât, le rotor et la nacelle (figure 1.4) :

Le mât. Le mât permet de placer le rotor à une hauteur suffisante pour qu'il soit entraîné par un vent plus fort et plus régulier qu'au niveau du sol. Le mât contient généralement une partie des composants électriques et électroniques.



FIGURE 1.2 – Croissance de la capacité énergétique des éoliennes (www.wwea.com)

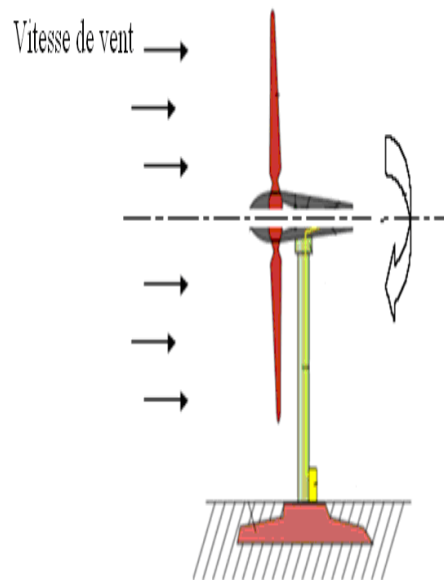


FIGURE 1.3 – Principe de fonctionnement des éoliennes

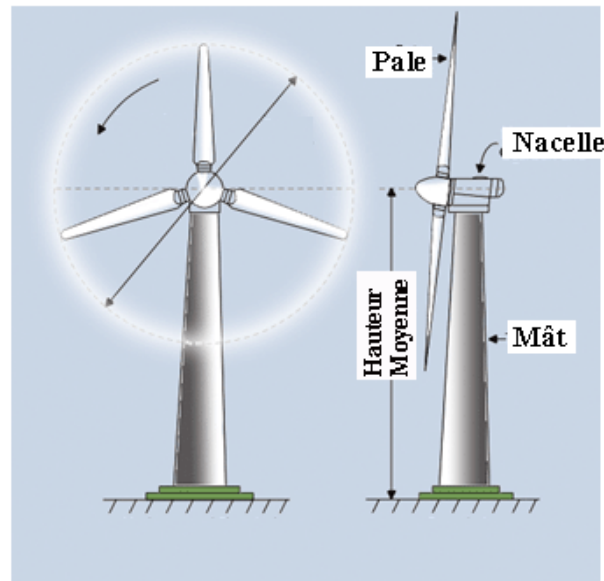


FIGURE 1.4 – Composants principaux d’une éolienne (ec.europa.eu)

Le rotor. Le rotor est composé des pales et d’un disque (ou moyeu) qui porte les pales. Le rotor est entraîné par l’énergie du vent. Il peut être relié directement ou indirectement à une pompe (cas des éoliennes de pompage) ou plus généralement à un générateur électrique.

La nacelle. La nacelle est montée au sommet du mât. Elle abrite les composants mécaniques, pneumatiques et certains composants électriques et électroniques, nécessaires au fonctionnement de la machine.

1.1.1 Classification des éoliennes

On peut classer les éoliennes selon leur utilisation, selon l’orientation de l’axe de rotation ou selon le principe de fonctionnement.

(i) **Selon l’utilisation,** on distingue les éoliennes qui fournissent de l’énergie électrique et les éoliennes qui fournissent de l’énergie mécanique.

Les éoliennes qui fournissent de l’énergie électrique. On les appelle aussi aérogénérateurs. L’objectif est de produire du courant électrique continu (installa-

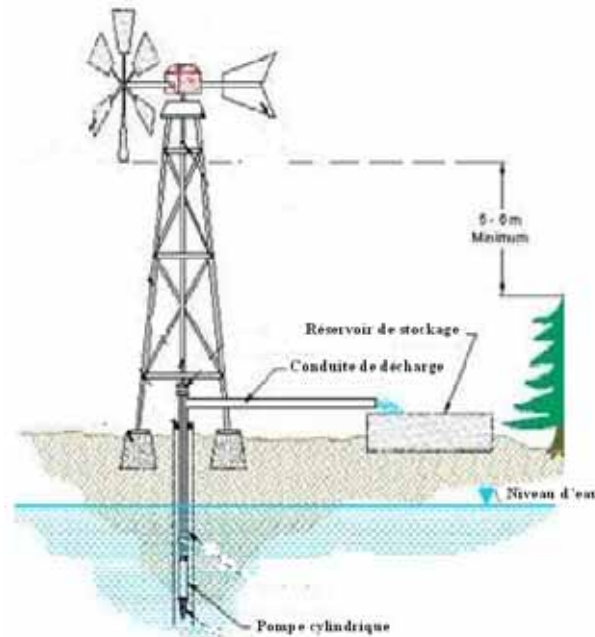


FIGURE 1.5 – Schéma d'une éolienne de pompage mécanique (www.eolien-solaire.fr)

tion reliée à des batteries) ou alternatif (installation reliée au secteur) ; pour cela, l'éolienne est couplée à un générateur électrique.

Les éoliennes qui fournissent de l'énergie mécanique. Celles-ci sont des éoliennes utilisées pour le pompage de l'eau (figure 1.5) ou, auparavant, pour faire tourner une meule, moudre du grain, presser de l'huile, battre le fer, le cuivre, le feutre ou les fibres du papier... Elles sont de petites tailles et se trouvent principalement dans les zones arides (Afrique, États-Unis, Australie, ...).

(ii) **Selon le principe de fonctionnement** on distingue aussi deux types, les machines à portance et les machines à traînée.

Machines à portance. C'est la force de portance qui fait tourner le rotor de l'éolienne. Comme le principe de la sustentation pour les avions, la pale subit une dépression sur l'extrados et une surpression sur l'intrados (figure 1.6). Cette dépression génère une force aérodynamique de portance importante qui dépend du profil de pale et de l'angle d'incidence.

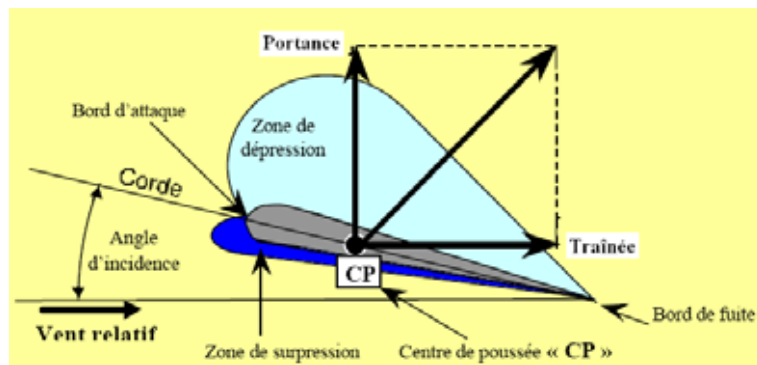
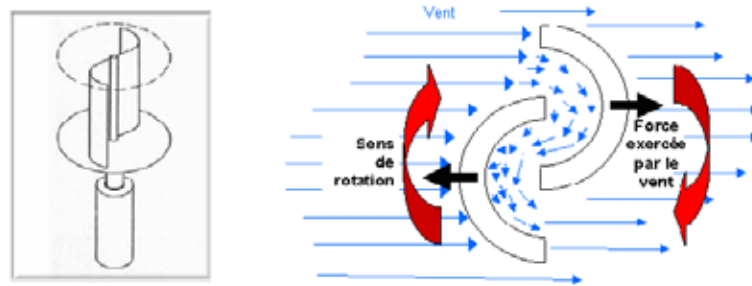


FIGURE 1.6 – Distribution de pression autour d'un profil d'aile

FIGURE 1.7 – Le savonius (www.reuk.co.uk)

Machines à traînée. C'est la force de traînée qui provoque le mouvement de rotation. Exemple : le savonius (figure 1.7).

(iii) **Selon l'orientation de l'axe de rotation,** on distingue les éoliennes à axe vertical et les éoliennes à axe horizontal : Dans les éoliennes à axe vertical, l'axe de rotation est perpendiculaire à la direction de la vitesse de vent (figure 1.8). Dans les éoliennes à axe horizontal, l'axe de rotation est parallèle à la direction de la vitesse de vent (figure 1.3).

Les éoliennes à axe vertical ont été très utilisées dans les années 80 et au début des années 90 ; mais depuis, ce type d'éoliennes est presque abandonné à cause de leur faible rendement aérodynamique, comparé à celui des éoliennes à axe horizontal et de leur fiabilité mécanique. Actuellement, presque toutes les éoliennes sont à axe horizontal, et environ 80% de ces éoliennes sont tripales car elles ont une meilleure stabilité.

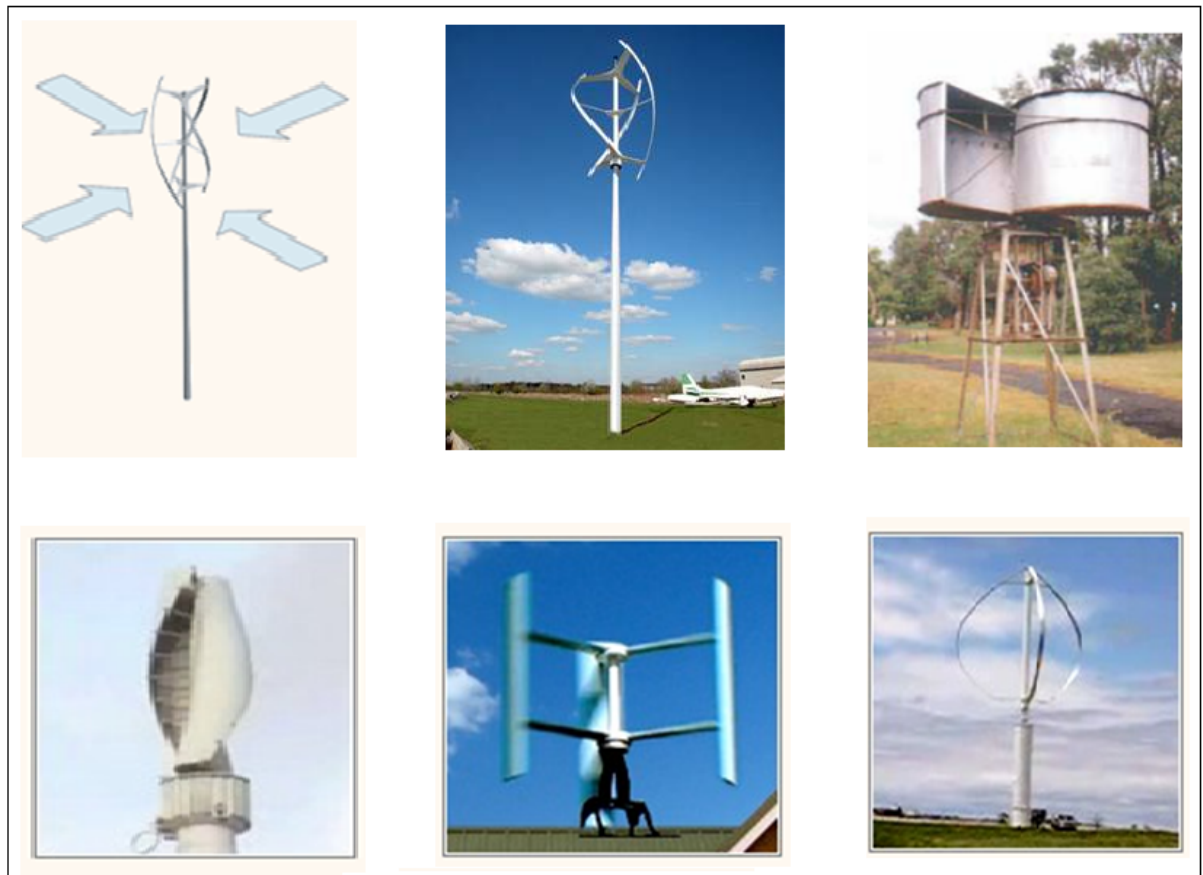


FIGURE 1.8 – Eoliennes à axe vertical (domsweb.org)



(a) Petite éolienne



(b) Eolienne de taille intermédiaire



(c) Grande éolienne

FIGURE 1.9 – Eoliennes à axe horizontal

1.1.2 Les éoliennes à axe horizontal

Les applications des éoliennes à axe horizontal sont différentes selon leur taille [14]

1. Les petites éoliennes de puissances inférieures à 10 KW sont utilisées pour l'électrification des :maisons, camping, bateaux, et autres applications isolées (pompage de l'eau et télécommunications).
2. Les éoliennes de taille intermédiaire dont la puissance est comprise entre 10 et 500 KW sont utilisées pour l'alimentation en énergie électrique de villages isolés (micro réseau) et systèmes hybrides.
3. Les grandes éoliennes dont la puissance varie de 500 KW à 6 MW sont installées en fermes d'éoliennes (Onshore et Offshore) et sont connectées au réseau.

L'énergie éolienne figure donc parmi les plus anciennes sources d'énergie. Cette énergie propre et renouvelable existe depuis toujours, mais jusqu'à présent son exploitation reste difficile.

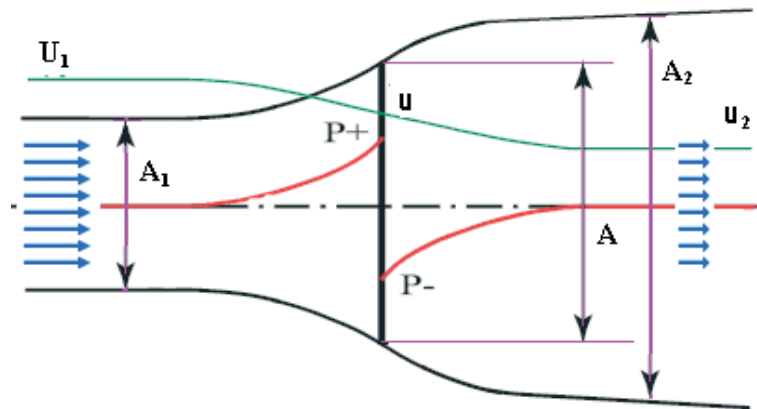


FIGURE 1.10 – Evolution de la vitesse et la pression à travers une éolienne

1.2 Aérodynamique des éoliennes

Différentes théories aérodynamiques sont utilisées pour la détermination des performances des éoliennes. La méthode la plus utilisée est la théorie BEM (ou *Blade Element Momentum theory*) qui consiste à combiner la théorie du moment axial avec la théorie de l'élément de pale.

1.2.1 Théorie du moment axial

Dans cette théorie, le volume de contrôle de l'éolienne est tel que schématisé sur la figure 1.10, le rotor est assimilé à un disque. Les vitesses de l'écoulement à l'infini amont et en aval du rotor sont notées respectivement U_1 et u_2 et la vitesse au plan rotor est u . Soit p la pression atmosphérique et p^+ et p^- les pressions juste avant et après le plan de rotor. On établit des relations simples entre ces différents paramètres [15], [16], [17]. On suppose que l'écoulement est stationnaire et que le fluide est incompressible et parfait. L'équation de Bernoulli est alors appliquée au volume de contrôle de l'éolienne et on écrit :

- pour le volume de l'infini amont à la face frontale du rotor :

$$p + \frac{1}{2}\rho U_1^2 = p^+ + \frac{1}{2}\rho u^2 \quad (1.1)$$

- pour le volume de la face arrière du rotor à l'infini aval :

$$p^- + \frac{1}{2}\rho u^2 = p + \frac{1}{2}\rho u_2^2 \quad (1.2)$$

La somme de ces deux équations (1.1) et (1.2) nous donne la variation de pression à travers le rotor :

$$\Delta p = \frac{1}{2}\rho(U_1^2 - u_2^2) \quad (1.3)$$

On en déduit l'expression de la poussée T exercée sur le rotor :

$$T = \Delta p A = \frac{1}{2}\rho A(U_1^2 - u_2^2) \quad (1.4)$$

A étant la surface du rotor

$$A = \pi R^2$$

La poussée peut être également représentée par la variation de quantité de mouvement à travers le rotor :

$$T = \rho A_1 U_1^2 - \rho A_2 u_2^2 \quad (1.5)$$

Et comme il y a conservation de débit dans le volume de contrôle de l'éolienne, nous pouvons écrire pour les sections A_1 , A_2 et A :

$$\rho A_1 U_1 = \rho A u = \rho A_2 u_2 \quad (1.6)$$

L'expression (1.5) de la poussée devient :

$$T = \rho A u (U_1 - u_2) \quad (1.7)$$

L'identification des relations 1.4 et 1.7 donne :

$$u = \frac{1}{2}(U_1 + u_2) \quad (1.8)$$

Un facteur d'induction axiale a (qui indique le degré de ralentissement de la vitesse de vent par l'éolienne [11]) est alors introduit :

$$a = \frac{U_1 - u}{U_1}$$

d'où :

$$u = (1 - a)U_1$$

et

$$u_2 = (1 - 2a)U_1$$

Pour un élément annulaire dr de surface dA ($dA = 2\pi r dr$), la poussée élémentaire sera :

$$dT = 4a(1 - a)\frac{1}{2}\rho U_1^2 2\pi r dr \quad (1.9)$$

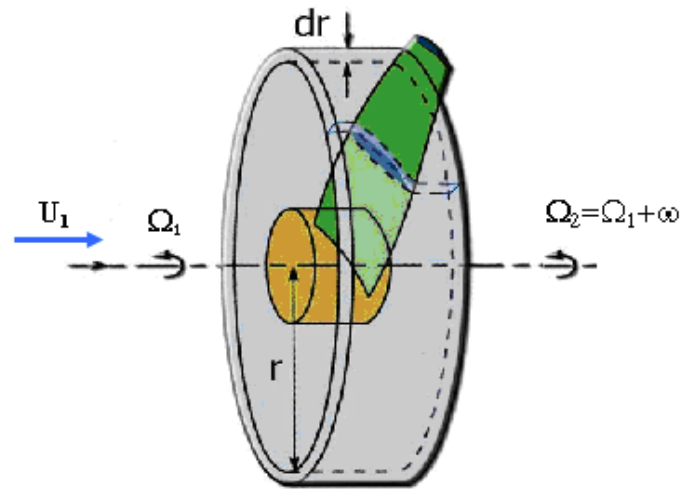


FIGURE 1.11 – Disque en rotation

Si maintenant on prend en considération l'effet de la rotation : Soit Ω_1 la vitesse de rotation du fluide en amont du rotor, et $\Omega_2 = \Omega_1 + \omega$ celle du fluide en aval (figure 1.11). De la même manière que précédemment, a' un facteur d'induction tangentielle est introduit :

$$a' = \frac{\frac{1}{2}\omega}{\Omega_1}$$

Du fait de la rotation du rotor, il en résulte un couple Q qui représente la variation de quantité de mouvement pour un élément d'épaisseur dr positionné au rayon r [18] :

$$dQ = d(\rho u A)(\omega r)r \quad (1.10)$$

En utilisant les facteurs a et a' , l'expression du couple devient :

$$dQ = 4a'(1-a)\frac{1}{2}\rho U_1 \Omega_1 r^2 2\pi r dr \quad (1.11)$$

Cette dernière équation qui comprend deux inconnues ne nous permet pas d'évaluer directement les performances des éoliennes. Cette théorie du disque actif est alors combinée à la théorie de l'élément de pale qui est basée sur les caractéristiques aérodynamiques du profil de pale.

1.2.2 Théorie de l'élément de pale

Cette théorie a été introduite pour la première fois par Froude et Taylor [11]. Dans cette théorie, la pale est subdivisée en plusieurs éléments de petite épaisseur (figure

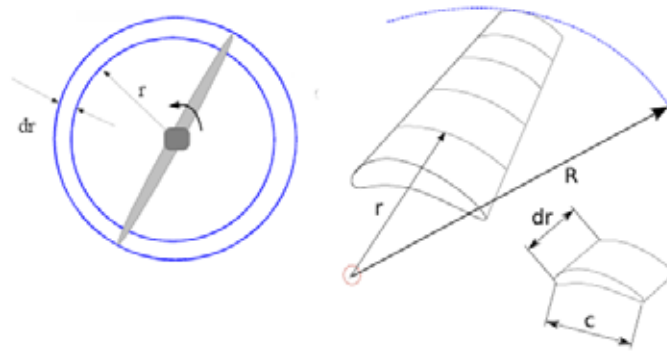


FIGURE 1.12 – Modèle de l'élément de pale

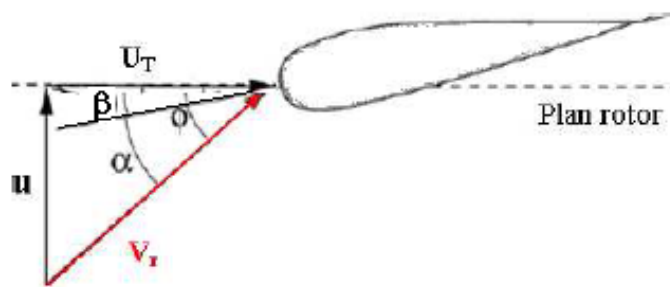


FIGURE 1.13 – Triangle de vitesse sur un profil de pale

1.12 [16]). Lorsque les forces aérodynamiques (portance et traînée) élémentaires sont estimées, on les intègre le long de la pale pour obtenir le couple et la puissance générée par chaque pale. On peut estimer la puissance totale de l'éolienne en multipliant les valeurs ainsi obtenues par le nombre de pales de l'éolienne étudiée. Cette théorie nous permet de mieux comprendre les relations entre les propriétés du profil, la poussée générée par le rotor et la puissance produite.

Vitesses agissantes. Lorsque le plan du rotor est normal à la vitesse du vent, deux vitesses agissent sur les pales :

- Une vitesse axiale $u = (1 - a)U_1$
- Une vitesse tangentielle $U_T = (1 + a')\Omega_1 r$

La résultante de ces deux vitesses nous donne la vitesse relative de l'écoulement V_r , qui fait un angle Φ avec le plan de rotation (figure 1.13). A partir du triangle des vitesses on a :

$$V_r = \frac{(1 - a)U_1}{\sin\Phi} = \frac{(1 + a')\Omega_1 r}{\cos\Phi} \quad (1.12)$$

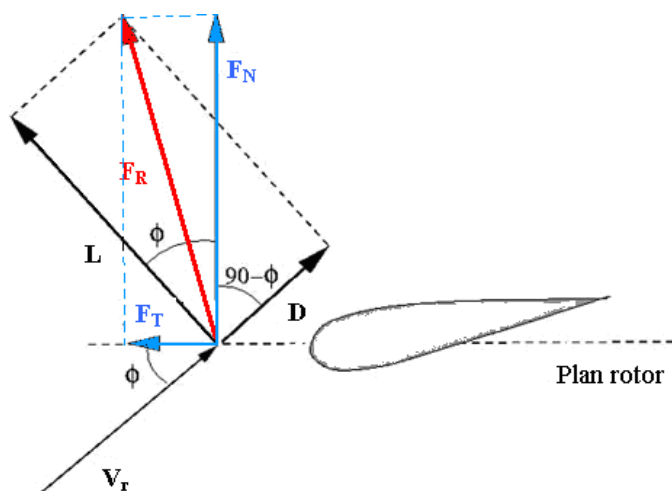


FIGURE 1.14 – Forces agissantes sur un profil de pale

et l'expression de Φ :

$$\Phi = \arctan \frac{1-a}{(1+a')\lambda} \quad (1.13)$$

Forces agissantes. La force dF qui agit sur chaque élément de pale est décomposée en une force de traînée dD qui aura la même direction que V_r (figure 1.14) et une force de portance dL perpendiculaire à dD . Par définition,

$$dL = \frac{1}{2} \rho C_L c V_r^2 dr \quad (1.14)$$

et

$$dD = \frac{1}{2} \rho C_D c V_r^2 dr \quad (1.15)$$

C_L et C_D étant les coefficients de portance et de traînée respectivement. La force dF est également décomposée suivant la composante normale F_N (projection de dF sur un axe normal au plan de rotation) et la composante tangentielle F_T (projection de dF sur un axe tangentiel au plan de rotation). D'après la figure 1.14 on a :

$$dF_N = dL \cos \Phi + dD \sin \Phi \quad (1.16)$$

$$dF_T = dL \sin \Phi - dD \cos \Phi \quad (1.17)$$

La force tangentielle est la poussée qui, multipliée par le rayon r nous donne le couple. Si B est le nombre de pales et c la corde du profil de pale, la poussée exercée sur un élément annulaire dr du rotor est :

$$dT = B \frac{1}{2} \rho V_r^2 (C_L \cos \Phi + C_D \sin \Phi) c dr \quad (1.18)$$

L'expression du couple est alors :

$$dQ = B \frac{1}{2} \rho V_r^2 (C_L \sin \Phi - C_D \cos \Phi) c r dr \quad (1.19)$$

Ces dernières relations sont exprimées en fonction de paramètres adimensionnels tels que la solidité σ et la vitesse spécifique λ définis par les relations suivantes :

– La solidité locale σ :

$$\sigma = \frac{cB}{2\pi r} \quad (1.20)$$

– La vitesse spécifique λ :

$$\lambda = \frac{\Omega_1 r}{U_1} \quad (1.21)$$

On remplace V_r par son expression 1.12 et, en introduisant la solidité et la vitesse spécifique, les équations 1.18 et 1.19 deviennent :

$$dT = (1 - a)^2 \frac{\sigma C_L \cos \Phi}{\sin^2 \Phi} \left(1 + \frac{C_D}{C_L} \tan \Phi \right) \frac{1}{2} \rho U_1^2 2\pi r dr \quad (1.22)$$

$$dQ = (1 + a')^2 \frac{\sigma C_L \sin \Phi}{\cos^2 \Phi} \left(1 - \frac{C_D}{C_L} \frac{1}{\tan \Phi} \right) \frac{1}{2} \rho \Omega_1^2 r^2 2\pi r dr \quad (1.23)$$

Cette dernière expression comprend également plusieurs inconnues et ne peut être résolue directement. Pour la résoudre, les relations obtenues avec cette théorie de l'élément de pale sont combinées à celles de la théorie du disque actif.

1.2.3 Théorie élément de pale–quantité de mouvement

Cette théorie plus connue sous l'acronyme BEM (ou *Blade Element Momentum theory*) est une combinaison de la théorie du disque actif et la théorie de l'élément de pale [19].

L'identification des équations 1.9 et 1.22 donne :

$$a = \left(\frac{4 \sin^2 \Phi}{\sigma (C_L \cos \Phi + C_D \sin \Phi)} + 1 \right)^{-1} \quad (1.24)$$

De même, l'identification des relations 1.11 et 1.23 donne :

$$a' = \left(\frac{4 \sin \Phi \cos \Phi}{\sigma (C_L \sin \Phi - C_D \cos \Phi)} - 1 \right)^{-1} \quad (1.25)$$

Pour calculer le couple et la poussée il faut avoir les valeurs de a , a' , C_L , C_D , le rayon du rotor, la corde du profil et l'angle du calage β . Les coefficients C_L et C_D sont donnés en fonction de l'angle d'incidence α . Le calcul de a et a' se fait itérativement suivant les étapes suivantes :

1. Donner la valeur de U_1 , une valeur de précision ϵ et choisir des valeurs arbitraires de a et a' .
2. On se fixe une valeur de la vitesse de rotation Ω
3. Calculer λ pour une position donnée r .
4. Calculer α avec $\alpha = \Phi - \beta$ (figure 1.13)
5. En déduire les valeurs des coefficients C_L et C_D qui correspondent à α avec les données caractéristiques du profil.
6. Calculer a et a' avec les relations (1.24) et (1.25). On obtient a_{calc} et a'_{calc}
7. Calculer les différences $a - a_{calc}$ et $a' - a'_{calc}$ et comparer à ϵ
 - Si la différence en a ou en a' est supérieure à ϵ , on revient au point 4 et on refait les étapes qui suivent avec les nouvelles valeurs de a et a' .
 - Si la différence est inférieure ou égale à ϵ , on remplace a et a' dans la relation 1.23 pour calculer le couple élémentaire dQ . On intègre ensuite le long de R pour avoir le couple total Q et on calcule la puissance P :

$$P = Q \Omega \quad (1.26)$$

et le coefficient de puissance C_P :

$$C_P = \frac{P}{\frac{1}{2} \rho U_1^3} \quad (1.27)$$

8. Reprendre les calculs à partir du point 2 pour une autre valeur de Ω

La théorie de l'élément de pale-quantité de mouvement est très sensible aux caractéristiques C_L et C_D du profil de la pale, d'autant plus que les éoliennes fonctionnent dans un environnement atmosphérique très instable. Ce qui conduit à une aérodynamique instationnaire et au phénomène de décrochage dynamique. Ce dernier phénomène est l'un des plus importants qui agit sur les éoliennes. Comme la taille des éoliennes continue à devenir de plus en plus grande, aussi les problèmes associés aux charges aérodynamiques vont s'accroître d'une façon plus critique [20].

Chapitre 2

Introduction au phénomène de décrochage dynamique

Au-dessus d'un certain angle d'attaque critique, l'écoulement autour d'une surface portante se décolle massivement et la force de portance diminue brusquement. Ce phénomène est appelé décrochage statique.

Le phénomène de décrochage dynamique est provoqué par les fluctuations temporelles de l'angle local d'incidence du fluide sur un profil d'aile. L'intensité de ce phénomène impose aux structures des éoliennes (mais également à d'autres types de rotors tels que ceux des hélicoptères) des contraintes qui sont importantes pour leur dimensionnement.

D'une manière générale, il est possible de définir le décrochage dynamique tel que le décrochage d'un profil d'aile soumis à des phénomènes instationnaires dus à son propre mouvement ou bien à une variation de l'écoulement amont en direction ou en vitesse. Ce phénomène apparaît fréquemment dans le cas d'un profil d'aile animé d'un mouvement d'oscillation en tangage notamment lorsque l'angle d'incidence maximum excède l'angle de décrochage statique du profil. Dans ces conditions, on observe le développement d'un cycle d'hystérésis sur les coefficients de traînée, de portance et sur le moment de tangage [21].

Sur une surface portante dont l'incidence augmente rapidement, le début du décrochage peut être retardé à des incidences considérablement au-dessus de l'angle critique du décrochage statique. Une fois que le décrochage dynamique se produit, les conséquences sont habituellement plus graves et plus persistantes que le décro-

chage statique. Les forces aérodynamiques et les moments forment graphiquement des cycles d'hystérésis en fonction de l'incidence instantanée, $\alpha(t)$. Particulièrement, le phénomène est plus important si α oscille autour d'une certaine valeur moyenne α_{mean} qui est voisine de l'angle de décrochage statique α_s . Le décrochage et ses conséquences sont fondamentalement importants pour la conception et le fonctionnement des avions. Un certain degré d'instationnarité accompagne toujours l'écoulement au-dessus d'une surface portante ou tout autre fuselage profilé à un angle d'attaque assez élevé. Mais le décrochage d'une surface portante subissant le mouvement instable est bien plus complexe que le décrochage statique. Bien que beaucoup de progrès ont été accomplis ces dernières années, le décrochage dynamique demeure un problème irrésolu important avec une série d'applications courantes dans l'aéronautique, l'hydrodynamique, et la technologie du vent [22]. Les expériences ont prouvé que le décrochage dynamique est caractérisé par la formation et le déplacement de tourbillons au-dessus de l'extrados de la surface portante. Cette perturbation visqueuse induit un champ de fluctuation fortement non linéaire de pression. Si la fréquence, l'amplitude et l'incidence maximale sont suffisamment élevées, le phénomène de décollement de tourbillons est bien dispensé.

2.1 Description du décrochage dynamique

La figure 2.1 présente les différentes étapes du phénomène de décrochage dynamique [23] [24]. Cette représentation est faite par des courbes de variation de la portance et le moment en fonction de l'angle d'incidence qui correspondent à un écoulement autour d'un profil et ce qui correspond à cet écoulement par les schémas simplifiés (a) à (f) :

- (a) C'est le début de décollement de la couche limite (initialement laminaire et attachée) qui se produit lorsque l'incidence du profil est plus grande que l'angle de décrochage statique. Il y a apparition des premières recirculations près du bord de fuite du profil sur l'extrados.
- (b) Cette étape correspond au début du décrochage dynamique qui se produit à une incidence plus grande (environ $23,4^\circ$ pour le profil NACA0012). La partie non décollée de l'extrados, estimée à environ un tiers de la corde, subit un décollement brusque de la couche limite accompagné d'une dépression près du bord d'attaque à cause de la présence d'une structure tourbillonnaire massive.

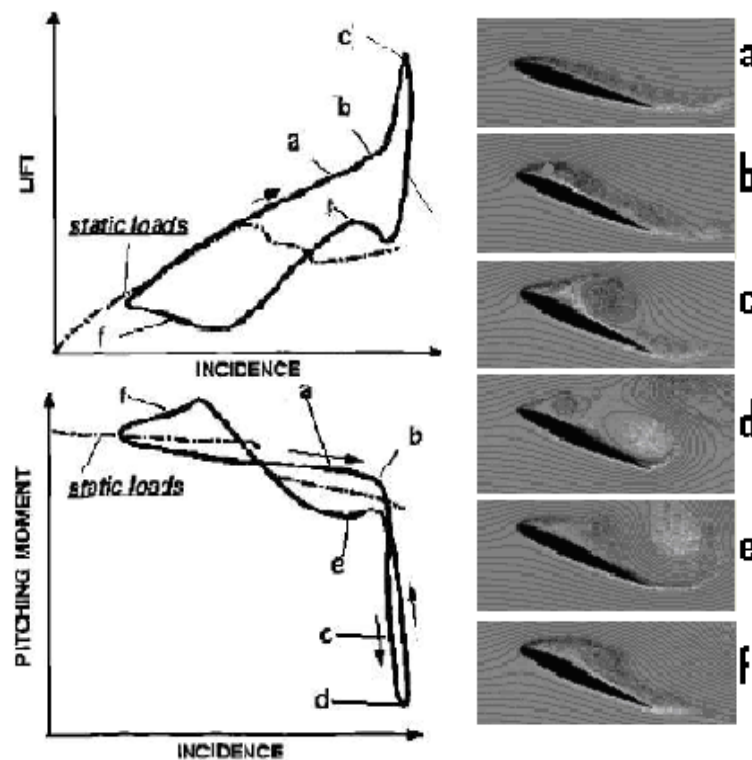


FIGURE 2.1 – Les étapes du décrochage dynamique

Un tourbillon apparaît au bord d'attaque et se déplace vers le bord de fuite, ce qui provoque un désordre de la distribution de pression sur l'extrados et conduit au décrochage en moment.

- (c) C'est le début du décrochage en portance : le tourbillon généré en (b) passe par le milieu du profil. On obtient ici des valeurs maximales de dépression sur l'extrados et de la portance suivie d'une chute brutale de C_L .
- (d) Juste avant que le tourbillon arrive au bord de fuite, le moment de tangage atteint sa valeur négative la plus forte juste avant l'incidence maximale. Soudain le moment de tangage connaît une brutale remontée tandis que la portance continue à chuter.
- (e) Le tourbillon dépasse le bord de fuite, donc quitte totalement le profil. L'écoulement est alors similaire à un écoulement décollé autour d'un profil immobile. A cette étape l'hypothèse des tourbillons secondaires est justifiée par l'apparition de pics de pression : les expériences montrent que l'écoulement décolle et recolte successivement près du bord d'attaque.
- (f) Avec la décroissance de l'angle d'incidence, la couche limite recolte progressivement sur l'extrados du bord d'attaque vers le bord de fuite (à une vitesse



FIGURE 2.2 – Tourbillons générés suite à l'écoulement autour d'une plaque plane (www.effluids.com)

de l'ordre de $0,25$ à $0,35 U_\infty$). Les valeurs des charges aérodynamiques se rapprochent vers leurs valeurs en état stationnaire et l'écoulement reste attaché jusqu'au point a où un nouveau cycle commence. Malgré le recollement total de la couche limite à la surface du profil, l'écoulement potentiel extérieur reste un peu perturbé [25],[26],[27].

Avantages du décrochage dynamique. Sur la courbe de variation de C_L en fonction de l'angle d'incidence (figure 2.1), on voit la représentation des deux cas : l'écoulement autour d'un profil en incidence fixe et l'écoulement autour d'un profil en oscillations. Donc on s'aperçoit que le phénomène de décrochage dynamique comporte deux avantages : une portance plus élevée et un retard au décrochage (incidence de décrochage plus élevée) par rapport au cas stationnaire. Cette description a fait l'objet de plusieurs chercheurs vu son importance et sa complexité. On cite par exemple l'article de Mc. Croskey [28].

Le détachement tourbillonnaire. L'existence d'un détachement, ou d'un lâcher de tourbillons (figure 2.2) à l'aval d'un obstacle placé dans un écoulement, a été étudiée au début du siècle par Henri Bénard en France et par Theodor Von Kármán en Allemagne. Ces écoulements tourbillonnaires ont été très étudiés pour le cylindre circulaire.

Ce phénomène est plus fréquent pour les obstacles non profilés. Il dépend du nombre de Reynolds car il prend naissance au sein de la couche limite ou dans la couche de cisaillement pour les formes anguleuses. Sur des surfaces de forme anguleuses ou courbes, ce phénomène est dû à des instabilités. Pour un cylindre circulaire, il existe une instabilité spatio-temporelle du point de décollement de la couche limite de part et d'autre du cylindre. Lorsque les formes sont anguleuses, le point de décollement est fixé sur l'arrête mais la couche de cisaillement subit également des instabilités qui induisent le déclenchement des tourbillons [29].

Influence des principaux paramètres sur le décrochage dynamique. Le processus de décrochage dynamique pour un profil peut être influencé par de nombreux paramètres. On peut les classer en trois types :

- des paramètres liés à l'écoulement comme la vitesse de l'écoulement amont et le taux de turbulence. Ainsi, une turbulence très développée aura tendance à stabiliser la couche limite et à retarder le processus de développement du décrochage [30].
- des paramètres liés au profil : sa géométrie, ses dimensions (corde, envergure) et son état de surface. Les courbes représentant les variations des coefficients aérodynamiques sont différentes d'un profil à l'autre. Les résultats, obtenus par Ramsay et al. [8] montrent que pour un même profil, les cycles des C_L , C_M et C_D d'un profil à surface lisse sont différents des cycles pour une surface rugueuse où les valeurs de C_L sont moins importantes, et les valeurs de C_D sont plus importantes.
- des paramètres liés au mouvement de profil : l'équation de l'angle d'incidence en fonction de temps, la fréquence du mouvement, son amplitude et l'incidence moyenne. L'expérience montre que l'hystérésis augmente avec l'augmentation de l'angle d'incidence moyen [31].

Ces paramètres sont pris en compte par la fréquence réduite définie par la relation

$$k = \frac{c \omega}{2 U_\infty} \quad (2.1)$$

où c est la corde du profil, $\omega = 2\pi f$, f étant la fréquence du mouvement. Ce paramètre k correspond typiquement au rapport entre l'échelle de temps caractéristique de convection de l'écoulement $c/2U$ et l'échelle de temps caractéristique du mouvement du profil (la période du mouvement oscillatoire). Les faibles valeurs de la

fréquence réduite correspondent à un écoulement quasi-stationnaire et les valeurs élevées à un écoulement instationnaire [26] [29].

2.2 Revue bibliographique

Le décrochage dynamique a fait l'objet de nombreuses études qui ont permis une meilleure compréhension de ce phénomène et de ses conséquences. Différentes approches ont été appliquées : expérimentales, analytiques, semi empiriques et numériques.

2.2.1 Etudes expérimentales

Parmi les moyens expérimentaux utilisés pour l'étude du décrochage dynamique on a la technique de vélocimétrie par image de particule (PIV). Cette technique est utilisée depuis une vingtaine d'années pour mesurer la vitesse d'un fluide et déterminer le champ de vorticité instantané. Elle permet de mesurer la vitesse de particules entraînées par l'écoulement à partir de deux photos successives prises à un très court intervalle de temps

$$V = \frac{\Delta x}{t_2 - t_1} \quad (2.2)$$

Δx étant la distance parcourue par la particule entre deux images successives qui correspondent aux instants t_1 et t_2 .

Une étude expérimentale a été effectuée pour examiner les caractéristiques de décrochage dynamique d'un profil NACA 23012 sous un nombre de Reynolds de $1.5 \cdot 10^6$. Les expériences ont été faites à l'université de Glasgow (Grande Bretagne), dans une soufflerie subsonique, avec une section d'essai de $2,13 \text{ m} \times 1,61 \text{ m}$, la turbulence étant mesurée par un anémomètre à fil chaud. Il a été nécessaire d'utiliser 30 capteurs positionnés sur la surface du profil. Ces expériences ont montré que sous les conditions dynamiques, le décrochage se produisait avec l'apparition d'une intense onde d'aspiration se déplaçant sur le profil. Cette onde était caractérisée par des tourbillons mobiles et fortement perturbés [32].

Les mesures de la vitesse instantanée de l'écoulement effectuées par Raffel et al. [33] dans une soufflerie à basse vitesse ont montré les caractéristiques du processus

du décrochage dynamique : la formation et le développement des tourbillons en augmentant l'angle d'incidence et la séparation résultante. Des structures de petite taille dans le champ d'écoulement séparé et même dans les tourbillons de décrochage dynamique ont été observés.

Lee et Basu [34] ont utilisé des capteurs à multiple film chaud pour étudier et mesurer la progression spatiale et temporelle de la stagnation du bord d'attaque, les points de séparation et de rattachement et l'état de la couche limite développée sur l'extrados d'un profil NACA 00102 en mouvement oscillatoire autour de l'angle de décrochage statique. Les résultats obtenus montraient que le point de séparation était retardé pour le cas du profil ascendant.

Sicot [35] a examiné les fluctuations du point de séparation pour un profil soumis à un écoulement à haut degré de turbulence pour l'étude des caractéristiques instationnaires du décrochage statique, utilisant des mesures de pressions et des visualisations d'écoulement. Il a proposé une méthode basée sur la déviation de la pression standard pour l'étude de la longueur de la zone tourbillonnaire. Il a conclu que le degré de turbulence n'a aucun effet sur la fréquence de génération des allées de Von Karman. Le même résultat a été obtenu par des analyses spectrales.

Dans le but d'évaluer expérimentalement l'effet de la rotation et de la turbulence sur l'aérodynamique des pales d'éoliennes à axe horizontal et l'étude de décrochage, Sicot et al. [36] ont fait des tests dans une soufflerie qui consistent à mesurer la pression et à déterminer la position du point de séparation sur la pale exposée à un écoulement libre avec des taux de turbulence variant de 4.5% à 12%. Les résultats obtenus montraient que l'augmentation de la force de portance semble être reliée à la basse pression évaluée dans la surface de séparation.

Dans le but de bien comprendre le phénomène de décrochage dynamique, Ferreira et al.[37] ont analysé le comportement aérodynamique d'une éolienne à axe vertical au moyen de la PIV en 2D. Cette analyse a permis de décrire l'écoulement autour du profil et sur la surface du rotor. Les résultats obtenus sont utiles pour la validation des modèles numériques.

2.2.2 Méthodes analytiques

Jusqu'aux années 60, la majorité des études concernant le phénomène de décrochage dynamique ont été basées sur des méthodes analytiques. On trouve parmi ces

études [26] [27] celle de Wagner (1925) qui a calculé les efforts aérodynamiques pour un profil en incidence variable. En 1935, Theodorson a utilisé la méthode des transformations conformes. Dix ans après, Issac a analysé l'écoulement à vitesse variable autour d'un profil à incidence fixe. En 1947, la théorie de Theodorsen a été améliorée et réétudiée par Greenberg pour des vitesses d'écoulements harmoniques.

2.2.3 Modèles semi empiriques

Plusieurs modèles semi empiriques de décrochage dynamique ont été développés, on cite par exemple le modèle de Beddoes-Leishman [38], le modèle de Gormont [39] et le modèle de ONERA développé par Petot [40]. Ces modèles sont basés principalement sur des données aérodynamiques stationnaires [41].

Parmi les travaux utilisant des modèles semi empiriques on trouve ceux de McAlister et al. [42] qui ont utilisé un modèle semi-empirique développé par l'office national d'études et des recherches aérospatiales (ONERA) pour l'étude du décrochage dynamique et des charges instationnaires sur un profil. Cette étude décrit le modèle mathématique d'un point de vue technique et compare les charges prédites par le modèle avec des résultats expérimentaux. L'auteur a conclu que la précision du modèle diminue quand la fréquence réduite et l'amplitude du mouvement augmentent.

Gupta et al. [43] ont utilisé le modèle semi empirique de Leishman Beddoes [38] pour une analyse de décrochage dynamique du profil S809 oscillant appliqué aux éoliennes. L'étude a été faite pour un profil en oscillation avec différentes valeurs de l'angle moyen d'incidence, de l'amplitude d'oscillation angulaire et de la fréquence réduite. Les résultats obtenus ont été comparés avec des résultats expérimentaux mesurés tels que les cycles d'hystérésis et les coefficients des forces aérodynamiques.

Dans le cadre de l'étude des écoulements autour des éoliennes sous l'effet de décrochage dynamique, un modèle aérodynamique a été présenté par Larsen et al. [44]. Ce modèle est basé sur une courbe qui représente l'évolution de la force de portance statique en fonction de l'angle d'incidence en décrivant la portance par deux paramètres : portance avec écoulement complètement attaché et le degré d'attachement. Considérant les paramètres à connaître sous les conditions statiques, des effets non stationnaires sont inclus par différents mécanismes. Le modèle proposé est validé en appliquant deux cas de charges : (i) dans les conditions d'un écoulement complètement attaché et (ii) dans les conditions de décrochage dynamique. Ainsi, il

a été comparé avec 5 autres modèles appliqués pour le profil VERTAL23010-158.

Gonzalez et Munduat [45] ont implémenté le modèle semi empirique de décrochage dynamique Beddoes-Leishman pour la modélisation de l'aérodynamique instationnaire d'un profil d'aile oscillant. Les paramètres du modèle ont été ajustés au profil S809 en utilisant une optimisation basée sur l'algorithme génétique. les résultats obtenus ont montré une bonne corrélation avec les calculs numériques et les données expérimentales.

Application aux éoliennes. Ces modèles ont été exploités pour l'évaluation des performances des éoliennes basée sur la méthode combinée *théorie du disque actif – théorie de l'élément de pale*. Parmi ces travaux on trouve :

Haans et al.[46] qui ont couplé la théorie de l'élément de pale avec le modèle semi empirique de Gormont. Les résultats obtenus ont été comparés à des résultats expérimentaux. Ils ont montré que ce modèle est capable à prédire le phénomène de décrochage dynamique.

Masson et al.[47] ont utilisé le modèle semi empirique de Gormont modifié pour modéliser le phénomène de décrochage dynamique sur un profil NLF. L'étude est appliquée aux éoliennes à axe vertical dont les performances sont déterminées à l'aide de la méthode des tubes de courant (double multiple stream tube theory).

Masson et al.[48] ont présenté une méthode hybride qui consiste à coupler un code de résolution des équations instationnaires de Navier-Stokes avec un programme basé sur la théorie de l'aile portante. Cette méthode hybride a été appliquée pour calculer les forces exercées par le rotor et le mat sur le fluide, le phénomène de décrochage dynamique étant représenté par les modèles de Gormont ou de Beddoes-Leishman. Ils ont conclu que l'exactitude des résultats dépend du modèle de décrochage dynamique et du modèle de turbulence utilisé.

2.2.4 Approches semi-numériques

De nombreuses méthodes de résolution numérique ont été appliquées au phénomène de décrochage dynamique comme par exemple :

- La théorie instationnaire de l'écoulement potentiel, mise au point dans les années 1930 et 1940 ;

- Les méthodes globales basées sur le couplage *visqueux – non-visqueux*. Cette approche consiste en la séparation de l'écoulement autour du profil en deux zones, une zone où l'écoulement est caractérisé par les effets de viscosité et une zone où l'écoulement est potentiel.

Cette dernière approche a été appliquée par Jones et Platzler [49] pour la prédiction du décrochage dynamique provoqué par le changement rapide de l'angle d'incidence. Pour cela ils ont combiné un code basé sur la méthode des panneaux instationnaires avec un code de calcul de la couche limite. Les calculs ont été exécutés en 2D pour les régimes laminaire, transitoire et turbulent. Le mouvement du profil était décrit par l'équation :

$$\alpha(\tau) = \alpha_0 + \Delta\alpha \left[10 \left(\frac{\tau}{\tau_c} \right)^3 - 15 \left(\frac{\tau}{\tau_c} \right)^4 + 6 \left(\frac{\tau}{\tau_c} \right)^5 \right] \quad (2.3)$$

où τ représentait le temps adimensionnel

$$\tau = \frac{U_\infty t}{c} \quad (2.4)$$

τ_c étant défini par la relation

$$\tau_c = \frac{2\pi}{k} \quad (2.5)$$

et α_0 étant l'angle d'incidence moyen, $\Delta\alpha$ l'amplitude du mouvement, t le temps, c la corde du profil, U_∞ la vitesse de l'écoulement à l'infinie amont et k la fréquence réduite. Les résultats obtenus ont montré que les effets de retard de pression retardaient la séparation de l'écoulement pour les faibles fréquences. Le début exact de décrochage dynamique s'est produit lorsqu'il y a eu une distribution critique du gradient de pression.

Korotkov et Shumskii [25] ont utilisé un modèle mathématique basé sur cette même approche du couplage *visqueux-non visqueux*. Les points de séparation et l'intensité des tourbillons déplacés dans l'écoulement externe ont été déterminés à l'aide des équations de la couche limite écrites sous une forme intégrale et la méthode des panneaux.

L'étude du phénomène de décrochage dynamique effectuée par Mantia et Dabnichki [50] était basée sur la méthode instationnaire des panneaux. Cette étude a été appliquée à un profil rigide et symétrique NACA 0012 animé d'un mouvement oscillatoire (figure 2.3). Les résultats obtenus étaient en bon accord avec les données expérimentales.

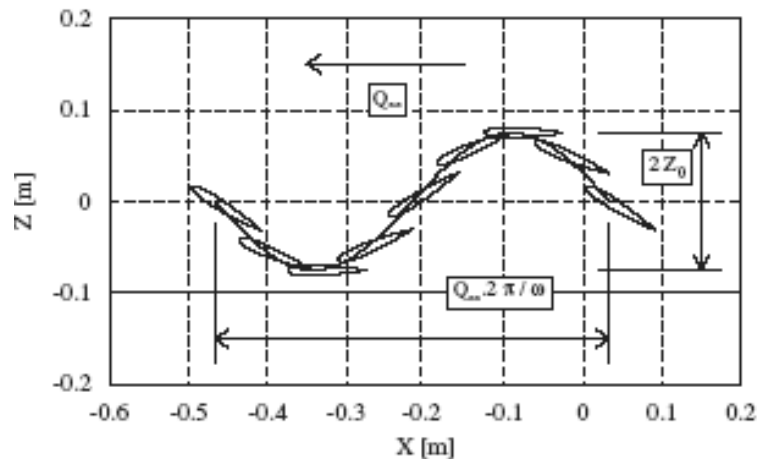


FIGURE 2.3 – Description du mouvement imposé au profil

2.2.5 Méthodes numériques

Avec le développement des solutions numériques pour les différents types d'écoulement (stationnaires ou instationnaires, visqueux ou non visqueux...), il est maintenant possible de visualiser tous les détails d'un écoulement et avec précision [27].

Pour une analyse de la propulsion produite par une aile oscillante, Windte et al. [51] ont étudié l'écoulement laminaire autour d'un profil NACA 4402 pour un nombre de Reynolds $Re = 6000$. Le code FLOWER, basé sur la résolution des équations moyennées de Navier Stokes (méthodes RANS) a été utilisé. Cette étude numérique a été effectuée avec un maillage mobile et déformable, le profil étant animé d'un mouvement de rotation oscillatoire combiné à un mouvement rectiligne oscillatoire haut-bas. Le mouvement du profil était décrit par les deux équations suivantes :

$$z(t) = z_1 \cos(2\pi ft) \quad (2.6)$$

qui décrivait le mouvement rectiligne suivant l'axe Z et,

$$\alpha(t) = \arctan\left(\frac{2\pi f z_1}{U_\infty}\right) \sin(2\pi ft) \quad (2.7)$$

qui décrivait le mouvement de rotation, f étant la fréquence du mouvement. Les auteurs ont conclu que l'efficacité propulsive diminuait avec l'augmentation de la fréquence réduite k .

Geissler et al. [52] ont étudié l'influence des différents modèles de turbulences (Baldwin-Lomax, Spalart-Allmaras, $k - \omega$, $SSTk - \omega$) sur la simulation numérique

des écoulements instationnaires séparés (décrochage dynamique). Après comparaison de leurs résultats avec d'autres travaux publiés et avec des données expérimentales, ils ont conclu que les différents modèles de turbulence donnaient des résultats très différents.

Une méthode de simulation numérique proposée par Dubcová [53] basée sur la résolution des équations RANS par la méthode des éléments finis a été appliquée pour simuler l'interaction entre un écoulement 2D d'un fluide visqueux et un profil d'aile en oscillations. L'auteur a utilisé un maillage mobile et les équations de Navier Stokes ont été formulées dans un repère arbitraire Eulérien-Lagrangien (ALE). Les résultats obtenus étaient en bonne concordance avec les données expérimentales.

Dans la thèse de Martinat [21] les écoulements turbulents instationnaires autour de corps en rotation, ont été simulés avec la résolution des équations moyennées de Navier-Stokes. L'analyse du décollement sur un cylindre tournant a été effectuée en 2D, pour des nombres de Reynolds modérés et ceci pour une application à des turbines éoliennes.

Guerri et al. [54], [55] ont simulé l'écoulement laminaire d'un fluide visqueux incompressible autour d'un profil d'aile en oscillations forcées. Les équations de Navier Stokes ont été formulées dans un repère ALE et résolues avec maillage mobile. Le cycle d'hystérésis du phénomène de décrochage dynamique a été mis en évidence, comme il a été montré que l'évolution de la portance et la trainée varie avec la fréquence réduite imposée au profil.

Suite au développement des méthodes numériques et l'existence de différents modèles de turbulence, Martinat et al.[56] ont fait une comparaison entre trois modèles pour étudier le phénomène de décrochage dynamique autour du profil NACA0012 au nombre de Reynolds 10^6 . Une étude bidimensionnelle a été effectuée en comparant les modèles de turbulences URANS, URANS SST $k - \omega$ et $k - \varepsilon$ OES. Aussi un calcul 3D a été exécuté en utilisant la modélisation DES de Spalart. Les auteurs ont noté que le modèle URANS $k - \omega$ SST fournissait les meilleurs résultats pour les calculs 2D. Les champs de vorticités obtenus avec un calcul 3D DES-SPALART et avec une modélisation 2D par le modèle Chien $k - \varepsilon$ sont représentés sur la figure 2.4, l'incidence du profil étant de 23.5° .

Baxevanou et al [57] ont décrit un nouveau modèle numérique aéroélastique qui combinait un modèle CFD avec un modèle élastique et deux schémas couplés pour

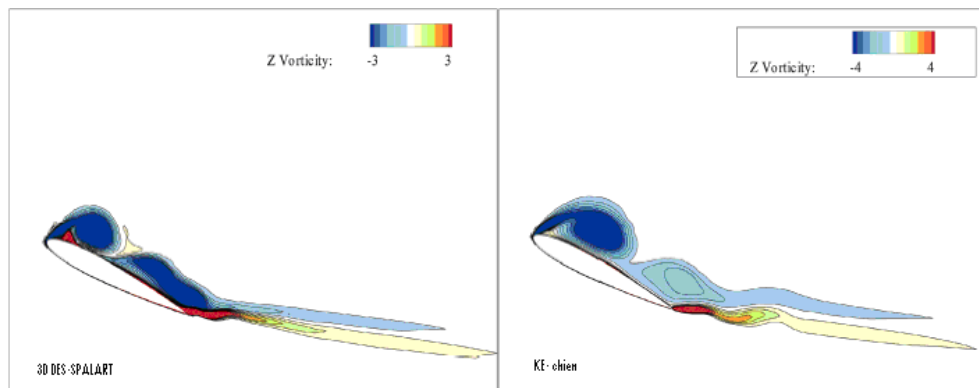


FIGURE 2.4 – Champs de vorticité.

l'étude du comportement aéroélastique des pales d'éoliennes subissant des battements classiques. Cette étude a montré que les pr dictionns étaient peu affectées par les sch emas de discr etisation spatiale, mais qu'elles étaient principalement influencées par les modèles de turbulence utilisés.

Toutes les études décrites précédemment ainsi que beaucoup d'autres que l'on peut trouver dans la littérature ont permis de bien comprendre le phénomène de décrochage dynamique et de le simuler pour un meilleur design des pales d'éoliennes. Pour notre étude, nous avons appliqué une méthode numérique. Nous avons utilisé un code CFD basé sur la modélisation RANS pour l'étude de l'écoulement 2D, turbulent et instationnaire, autour d'un profil S809 en oscillations forcées.

Chapitre 3

Méthodologie

Dans ce chapitre on présente la méthode appliquée pour la simulation numérique autour du profil S809. Cette simulation se fait en deux parties :

- Dans la première partie on s'intéresse à un écoulement en régime stationnaire autour d'un profil fixe pour différentes valeurs de l'angle d'incidence.
- Dans la deuxième partie on s'intéresse à un écoulement en régime instationnaire autour d'un profil en mouvement de rotation périodique.

La méthode appliquée est basée sur la résolution des équations moyennées de Navier Stokes. Le même maillage est utilisé pour les deux régimes de l'écoulement et pour les différents angles d'incidence. Les simulations pour le profil en oscillations forcées sont effectuées avec maillage mobile. Les équations de Navier Stokes sont donc formulées en ALE.

3.1 Modèle mathématique

3.1.1 Equations résolues en stationnaire

Dans ce cas, le profil est à un angle d'incidence fixe. L'étude est faite pour un fluide newtonien incompressible (l'air) pour un écoulement turbulent en calcul stationnaire. Considérons un domaine fluide Ω dans un système de coordonnées cartésiennes $O(x, y)$ et soit $\vec{U}(x, y) = (u, v)$ le vecteur vitesse. Les équations de

Navier-Stoks s'écrivent en 2D :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3.1)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (3.2)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (3.3)$$

Equations moyennées de Navier Stokes. Pour simuler l'écoulement turbulent, on utilise la décomposition de Reynolds (la moyenne de Reynolds utilisée pour les écoulements incompressibles [58] [59]) qui est la première approche de traitement approximatif des écoulements turbulents [60]. Les équations de bilan sont moyennées soit sur le temps pour les problèmes pseudo-permanents, soit sur un grand nombre de configurations et seules les valeurs moyennes sont explicitées. Mais comme dans de nombreux cas on ne s'intéresse qu'à ces moyennes, ce traitement est suffisant pour la plupart des problèmes industriels [61]. En introduisant la moyenne de Reynolds, les équations de Navier-Stokes pour un écoulement stationnaire vont s'écrire comme suit :

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \right) + \left(-\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} \right) \quad (3.4)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} \right) + \left(-\frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} \right) \quad (3.5)$$

La non-linéarité des équations entraîne, dans ce mode de traitement, l'apparition d'inconnues supplémentaires qui rendent ouvert le système classique d'équations (nombre d'inconnues supérieur au nombre d'équations). Il convient donc de formuler des équations complémentaires dites équations de fermeture afin de résoudre le problème. C'est cette formulation qui correspond à une phase de modélisation : modèles de turbulence [62].

Equations de turbulence. Les modèles de turbulence sont appliqués pour compléter le système d'équations à résoudre. Pour nos simulations, nous utilisons le modèle SST $k - \omega$ de Menter [63]. Ce choix a été guidé par son efficacité et sa précision pour la simulation des écoulements avec forts gradients de pression et les applications complexes comparé à d'autres modèles [64], [65], [66]. Le modèle SST

$k - \omega$ combine le modèle $k - \omega$ de Wilcox avec le modèle $k - \epsilon$ (formulé pour les grands nombres de Reynolds). Ce modèle tend à regrouper les avantages de ces deux modèles où le modèle $k - \omega$ est utilisé dans la zone proche de la paroi (sous couches de la couche limite), tandis que le modèle $k - \epsilon$ est appliqué dans les zones loin du profil [60].

Le modèle SST $k - \omega$ de Menter [63] est un modèle à deux équations. Pour les formuler on définit les paramètres suivants :

1. L'énergie cinétique du mouvement turbulent k :

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (3.6)$$

i : indice de dimension égale à 1 pour x et 2 pour y .

2. Le taux de dissipation de turbulence ϵ :

$$\epsilon = \nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} \quad (3.7)$$

3. Le taux de dissipation spécifique de l'énergie cinétique turbulente ω :

$$\omega = \frac{\epsilon}{k} \quad (3.8)$$

Les équations pour k et ω s'écrivent :

$$\rho u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = P - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.9)$$

$$\rho u_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\gamma}{\nu_t} P - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_\omega 2}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3.10)$$

avec :

$$P = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (3.11)$$

et

$$\tau_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (3.12)$$

La viscosité turbulente est définie par la relation :

$$\mu_t = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)} \quad (3.13)$$

Les fonctions additionnelles sont définies par les relations :

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (3.14)$$

et

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (3.15)$$

avec :

$$\arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho\sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \quad (3.16)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right) \quad (3.17)$$

$$\arg_2 = \max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \quad (3.18)$$

Les valeurs des constantes sont :

$$\beta^* = 0,09 \quad \kappa = 0,41 \quad a_1 = 0,31$$

Pour les autres constantes, on applique la relation générale suivante :

$$\Psi = F_1 \Psi_1 + [1 - F_1] \Psi_2 \quad (3.19)$$

avec

$$\gamma_1 = \frac{\beta_1}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega 1} \kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} \quad \gamma_2 = \frac{\beta_2}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega 2} \kappa^2}{\sqrt{\beta^*}}$$

$$\sigma_{k1} = 0,850 \quad \sigma_{\omega 1} = 0,5$$

$$\sigma_{k2} = 1,0 \quad \sigma_{\omega 2} = 0,856$$

$$\beta_1 = 0,075 \quad \beta_2 = 0,0828$$

3.1.2 Equations résolues en instationnaires

Les simulations de l'écoulement autour du profil en oscillations forcées sont effectuées en calculs instationnaires avec maillage mobile. Les équations résolues sont donc les équations moyennées de Navier Stokes formulées dans un repère Lagrangien-Eulérien (ALE ou Arbitrary Lagrangian Eulerian).

Formulation ALE des équations moyennées de Navier Stokes

Les équations moyennées de Navier Stokes (RANS) formulées dans un repère ALE s'écrivent [67], [68] :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{C}_x \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{C}_y \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \right) + \left(-\frac{\partial \bar{u}'^2}{\partial x} - \frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial y} \right) \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{C}_x \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{C}_y \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} \right) + \left(-\frac{\partial \bar{v}'^2}{\partial y} - \frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial x} \right) \quad (3.21)$$

$\bar{C} = (\bar{C}_x, \bar{C}_y)$ étant la vitesse convective, c'est la différence entre la vitesse de déplacement d'une particule fluide et la vitesse du maillage [69], [70]. La méthode ALE est utilisée pour créer un nouveau maillage non détérioré [71].

Loi GCL. Pour garantir la conservation discrète de la formulation ALE, la loi de conservation géométrique doit être satisfaite [72]. Cette loi correspond à l'état où l'écoulement ne sera pas perturbé par le mouvement de la paroi (profil) [73].

Considérons la forme intégrale de l'équation de conservation de la masse pour un volume ϑ de l'espace entouré par la surface S :

$$\frac{d}{dt} \int_{\vartheta} \rho d\vartheta + \int_S \rho(U - W) dS = 0 \quad (3.22)$$

où W est la vitesse locale de la surface S . La méthode des volumes finis consiste à décomposer le volume ϑ en plusieurs volumes élémentaires $\delta\vartheta_i$ de surface S_{ij} (maillage). Donc pour chaque cellule on aura :

$$\frac{d}{dt} \int_{\Delta\vartheta_i} \rho d\vartheta + \sum_j \int_{S_{ij}} \rho(U - W) dS = 0 \quad (3.23)$$

Le processus de construction géométrique des volumes $\Delta\vartheta_i$ et des surfaces S_{ij} équivaut à résoudre l'équation qui suit en considérant la loi de conservation de la masse :

$$\frac{d}{dt} \int_{\Delta\vartheta_i} d\vartheta = \sum_j \int_{S_{ij}} W dS = 0 \quad (3.24)$$

qui détermine la variation temporelle des volumes des cellules en fonction de la surface S et de sa vitesse W . Pour le volume globale ϑ on aura :

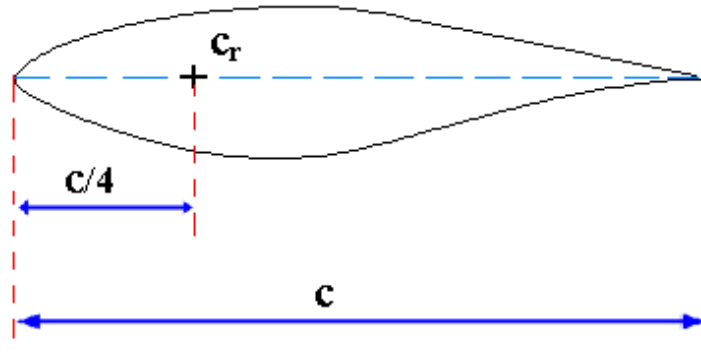


FIGURE 3.1 – Centre de rotation du profil

$$\frac{d}{dt} \int_{\vartheta} d\vartheta = \int_S W dS = 0 \quad (3.25)$$

Cette relation représente la forme intégrale de la loi de la conservation géométrique [74], [75].

Equation de mouvement du profil

Le profil est animé d'un mouvement de rotation autour du centre c_r (figure 3.1). Les variations des différents paramètres sont en fonction de l'espace (angle d'incidence) et de temps. Pour que le profil suive le mouvement que l'on impose, on utilise une subroutine en langage *C* (Annexe B). Cette subroutine contient l'instruction qui définit le mouvement du profil.

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_m \cos(\omega t) \quad (3.26)$$

avec

- α_0 : angle d'incidence moyen
- α_m : amplitude maximale des oscillations
- ω : pulsation ($\omega = 2\pi f$, f étant la fréquence d'oscillation)

3.2 Modèle numérique

3.2.1 Domaine de calcul et maillage

Domaine d'étude. Tous les calculs sont exécutés en 2D dans un domaine rectangulaire qui contient le profil. Le domaine d'étude est dimensionné de tel sorte

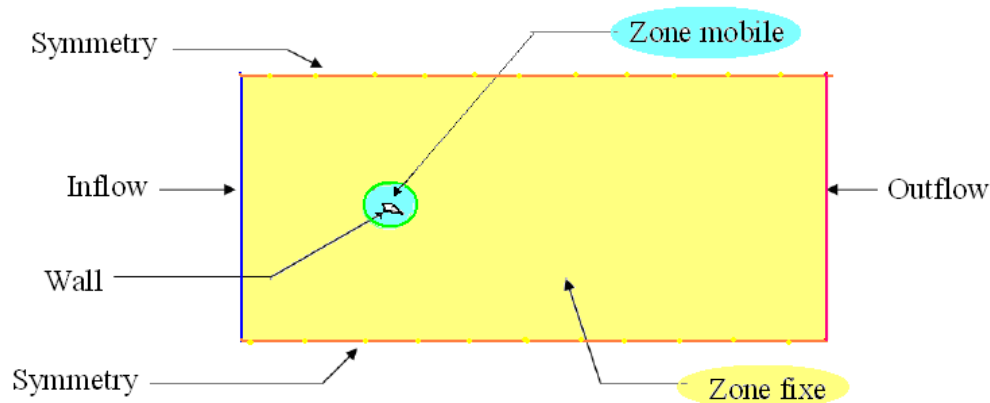


FIGURE 3.2 – Conditions aux limites

que l'écoulement de l'air retrouve son état libre (non perturbé) loin du profil. Donc on a choisi un domaine rectangulaire de longueur $12c$ et de largeur $24c$ (figure 3.2). L'origine des coordonnées et le centre de rotation du profil c_r sont localisés à $0.25c$ du bord d'attaque, sur la corde du profil.

Maillage. Vue la géométrie du profil étudié, il a été nécessaire de partager le domaine d'étude en plusieurs blocs et de construire un maillage hybride constitué de mailles quadratiques et triangulaires. Ainsi, les mailles sont réparties convenablement en type et en taille. Le maillage est généré avec le code GAMBIT.

Le profil est placé dans un sous domaine circulaire S_1 , de rayon R_1 . Ce sous domaine S_1 est entouré par un deuxième sous domaine annulaire S_2 de rayon externe R_2 ; le sous domaine S_2 est entouré par un autre sous domaine annulaire S_3 et un dernier sous domaine rectangulaire S_4 .

La zone S_1 est maillée en quadratique (figure 3.3). Le nombre de mailles sur le profil est de 270. Dans la zone S_2 , le maillage est du type non structuré (triangulaire) (figure 3.4). Les surfaces S_3 et S_4 sont maillées en quadratique (fig. 3.5 et 3.6). Il a été nécessaire d'employer un maillage triangulaire dans S_2 pour diminuer le nombre de mailles en s'éloignant du profil et ceci pour les raisons suivantes :

- si on maille S_2 en quadratique, on est amené à garder un même nombre d'éléments aux périphéries des sous domaines S_1 , S_2 et S_3 . Ce qui résulterait en un très grand nombre de mailles et par conséquent, en un temps de calcul très important.
- par contre avec un maillage triangulaire de S_2 , on peut réduire le nombre

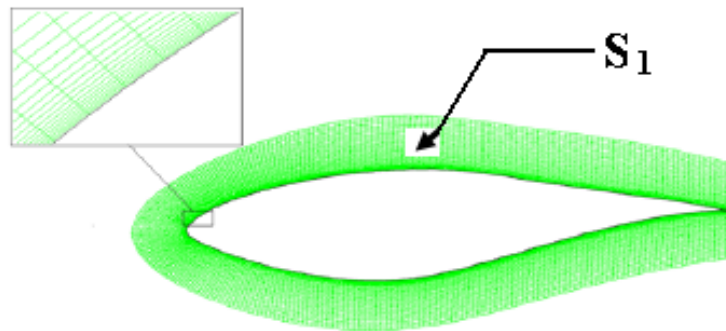
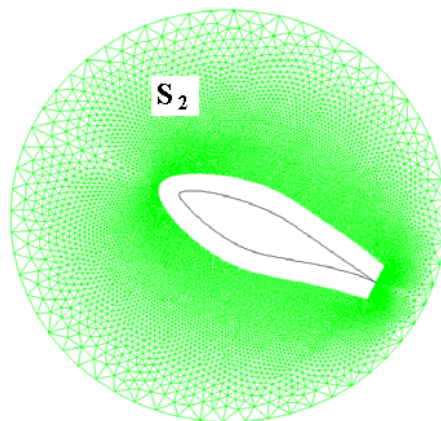


FIGURE 3.3 – Maillage près du profil

FIGURE 3.4 – Maillage triangulaire de la surface S_2

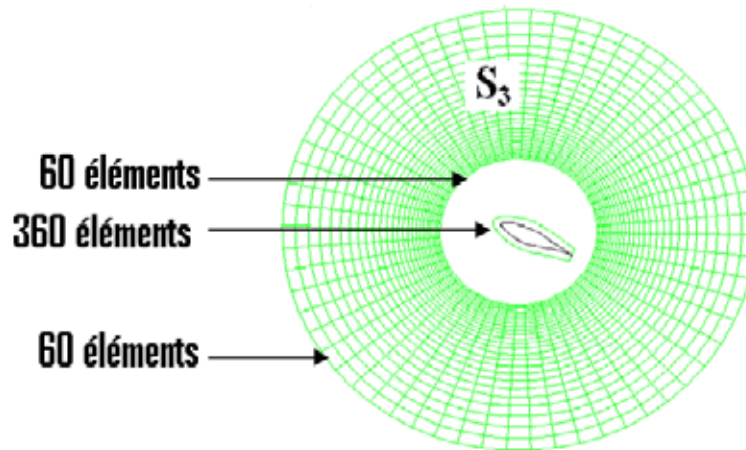
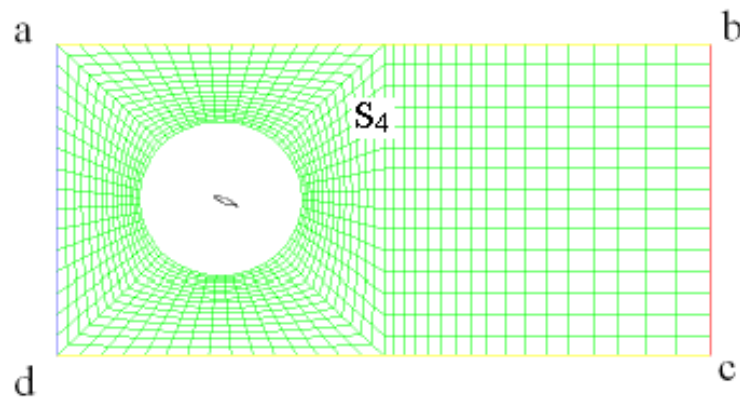
FIGURE 3.5 – Maillage de la surface S_3 

FIGURE 3.6 – Maillage quadratique de la région loin du profil

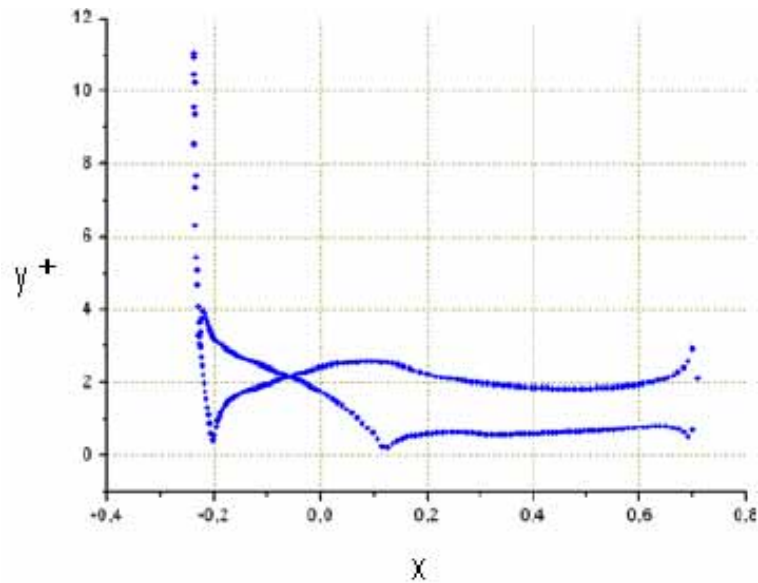
d'éléments à sa périphérie.

On peut minimiser le nombre de mailles dans les zones S_2 et S_3 étant donné que l'écoulement est peu perturbé loin du profil et que ce qui nous intéresse c'est l'action du fluide sur le profil.

Le nombre total de mailles est de 38 693. La qualité du maillage est estimée avec le paramètre y^+ qui exprime la hauteur adimensionnelle de la première rangée de cellules autour du profil. Ce paramètre est défini par la relation suivante :

$$y^+ = \frac{\rho C_\mu^{0.25} k^{0.5} \Delta y}{\mu} \quad (3.27)$$

où $C_\mu = 0.09$ est une constante empirique, μ représente le coefficient de viscosité dynamique et k est l'Énergie cinétique du mouvement turbulent.

FIGURE 3.7 – Variation des y^+

La hauteur Δy de la première rangée de cellules autour du profil est de 10^{-4} , ce qui conduit à des valeurs de y^+ comprises entre 0 et 5 (figure 3.7) pour une vitesse de l'écoulement à l'entrée de 15 m/s .

Pour les simulations de l'écoulement autour du profil en mouvement de rotation périodique autour de c_r , le domaine de calcul est partagé en deux parties telles que schématisées sur la figure 3.2 :

1. Zone mobile : Ceux sont les sous domaines S_1 et S_2 . Dans S_1 , le maillage suit le profil dans son mouvement ; une technique de remaillage est appliquée pour le sous domaine S_2 .
2. Zone fixe : c'est la partie qui reste. Le maillage reste fixe et ne subit aucun déplacement.

Conditions aux limites. Les conditions aux limites sont définies comme suit :

- Sur la frontière Ouest [ad] : condition INFLOW
- Sur les frontières Sud et Nord ([ab] et [cd]) : condition de SYMMETRIE
- A la frontière Est [bc] : condition OUTFLOW
- A la surface du profil : condition WALL

Les conditions de l'écoulement définies à l'entrée sont : vitesse du fluide égal à 15m/s, normale à [ad] ; k_∞ et ϵ_∞ sont définis avec les relations suivantes :

$$k_\infty = \frac{3}{2} U_\infty^2 Tu^2 \quad (3.28)$$

$$\epsilon_\infty = \rho C_\mu \frac{k_\infty^2}{\mu} \left(\frac{\mu_t}{\mu} \right)^{-1} \quad (3.29)$$

où Tu est l'intensité de turbulence et μ_t est le coefficient de viscosité dynamique turbulente. Nous avons retenu : $Tu = 2\%$ et $\mu_t/\mu = 10$. La vitesse du fluide à la paroi est égale à la vitesse du profil.

3.2.2 Techniques de déplacement de maillage

Lorsque l'on étudie des phénomènes causés par des corps en mouvement par méthode numérique (technique CFD), on est face au problème de maillage : comment garder la qualité du maillage, la taille optimale des mailles durant les mouvements des obstacles ? Dans le code CFD utilisé pour les calculs (FLUENT 6.3), il existe différentes techniques qui permettent l'actualisation du maillage suivant les différentes positions qu'occupera une frontière solide, rigide ou déformable. Parmi les différentes méthodes implémentées dans le code, les techniques appliquées ici sont la méthode basée sur les ressorts et la technique de remaillage local.

Méthode de lissage à base ressort. C'est une méthode qui permet la mise à jour des mailles sans changer leurs connectivités. Le principe est d'ajuster les emplacements des nœuds internes des cellules triangulaires (2D) ou tétraédriques (3D) suivant le déplacement des nœuds frontières. Les arêtes liant deux nœuds sont assimilées à des ressorts. Donc selon le mouvement de la frontière solide, les ressorts qui sont liés aux nœuds sur cette frontière vont être étirés ou comprimés, et par suite, le mouvement sera transmis à tous les autres ressorts qui constituent le maillage. À l'équilibre, la force nette sur un nœud due à tous les ressorts reliés à ce nœud doit être égale à zéro, donc on aura :

$$\Delta \vec{X}_i^{m+1} = \frac{\sum_j^{n_i} k_{ij} \Delta \vec{x}_j^m}{\sum_j^{n_i} k_{ij}} \quad (3.30)$$

où :

- x_i est le déplacement du nœud i ,

- n_i est le nombre de noeuds voisins reliés au noeud i ,
- k_{ij} est la constante de raideur du ressort entre le noeud i et un noeud voisin j . La constante de raideur pour un ressort reliant les noeuds i et j est défini comme :

$$k_{ij} = \frac{1}{\sqrt{|\vec{x}_i - \vec{x}_j|}} \quad (3.31)$$

Puisque des déplacements sont connus aux frontières (après que les positions des noeuds de frontière ont été mises à jour), l'équation 3.30 est résolue. À la convergence, les positions sont mises à jour telles que

$$\vec{x}_i^{n+1} = \vec{x}_i^n + \Delta \vec{x}_i^{k,converge} \quad (3.32)$$

où n représente l'étape actuelle et $n + 1$ représente la prochaine étape. Cas d'application de la méthode de lissage à base ressort :

Cette méthode est applicable pour tous les cas de maillage dynamique et quel que soit le mouvement ; mais pour les mailles quadratiques on risque d'avoir des problèmes de distorsion des mailles élevée si les conditions suivantes ne sont pas satisfaites :

- le mouvement est unidirectionnel ou
- si le mouvement est principalement normal à la frontière mobile

Méthode de remaillage local. Quand le déplacement de frontière est grand comparé aux tailles des mailles locales, la qualité du maillage peut être détérioré. Ceci mènera aux problèmes de divergence quand la solution est mise à jour au pas de temps suivant. Pour éviter ces problème, le code agglomère les cellules de mauvaise qualité (cellules qui sont trop grandes, trop petites ou excessivement étirées) et remaille localement l'ensemble. Le code FLUENT évalue chaque cellule et remaille s'il rencontre un ou plus des critères suivants :

- La taille de la maille est inférieure à une taille minimale spécifique.
- Elle est plus grande que la taille maximale spécifique.
- Elle a une obliquité plus grande que l'obliquité maximale spécifique

En appliquant les deux méthodes décrites dans 3.2.2 pour notre étude, un teste est présenté pour le cas d'une fréquence réduite $k = 0,077$ dans la figure 3.8, on remarque que la taille des mailles et leurs formes sont préservées durant le mouvement du profil.

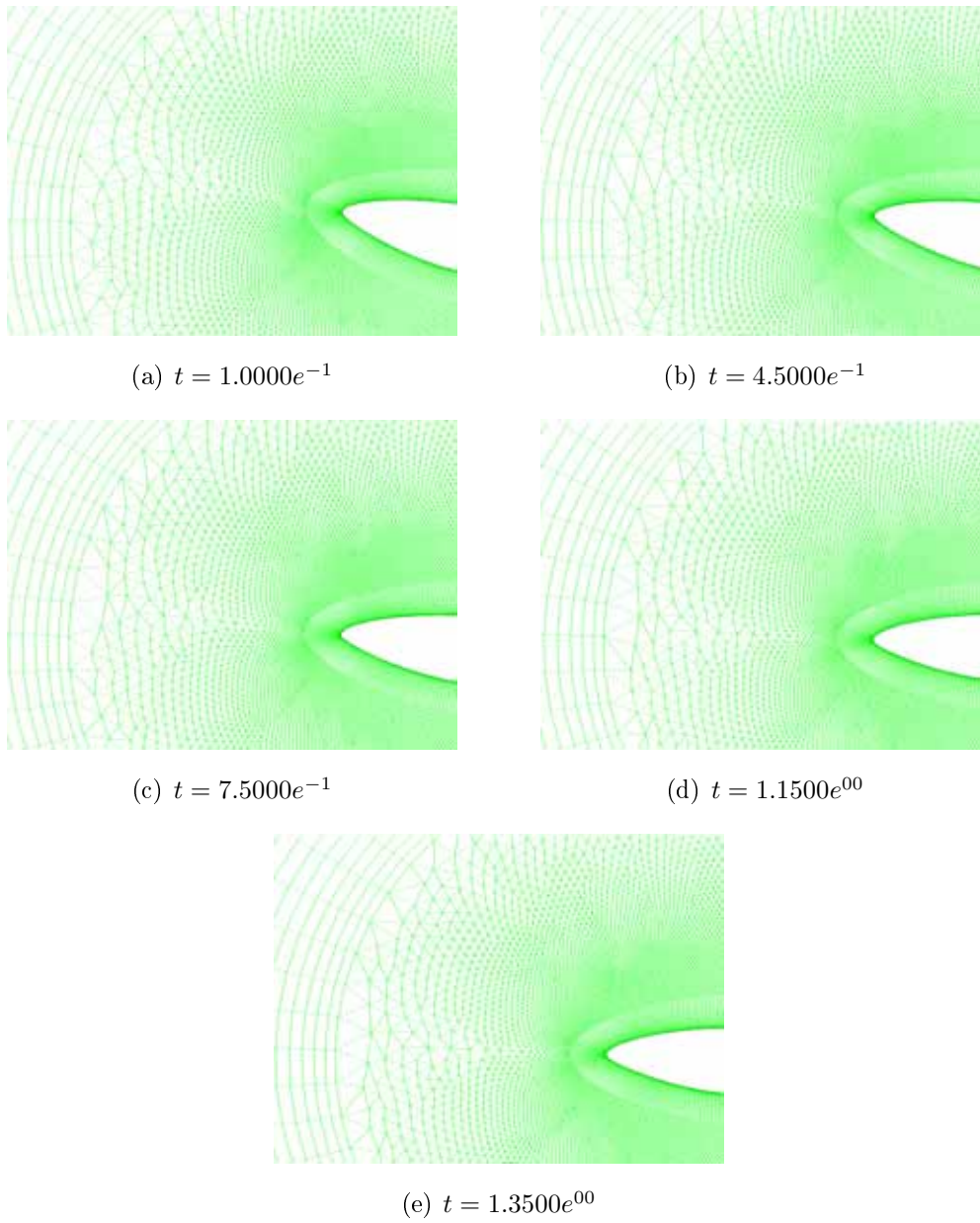


FIGURE 3.8 – Déplacement du maillage

Les résultats obtenus sont présentés, discutés et comparés aux résultats expérimentaux obtenus par OSU [7] (Ohio State University Aeronautical and Astronautical Research Laboratory) et par DUT (Delft University of Technology) [7] pour le cas stationnaire et par OSU pour le cas de décrochage dynamique [8] [43], dans le chapitre qui suit.

Chapitre 4

Résultats

L'étude est appliquée à un profil d'aile S809 spécialement conçu par NREL (National Renewable Energy Laboratory, USA) pour les pales d'éoliennes. Les simulations sont effectuées pour un fluide incompressible, avec un nombre de Reynolds $Re = 10^6$.

Définition et géométrie du profil. Le profil aérodynamique S809 est destiné à l'application éolienne. Sa géométrie complexe le rend difficile à étudier. Elle n'est pas définie par une formule analytique mais par un certain nombre de points (voir coordonnées dans l'annexe A) [76]. Ce profil a fait l'objet d'expérimentations dans la soufflerie à faible turbulence de l'université de Delft (Hollande), pour différents nombres de Reynolds. Ses caractéristiques ont été comparées à celles des profils NACA 4421 et NACA 23021 qui ont été testés dans les mêmes conditions. Parmi les résultats obtenus : le profil S809 présente un coefficient de portance maximum $C_{L,max}$ et un coefficient de traînée inférieur à ceux des profils NACA. En comparant les coefficients de moments, on trouve que le S809 a un coefficient inférieur à celui du NACA 4421 et supérieur à celui du NACA 23021 [77].

4.1 Calculs stationnaires

Le maillage utilisé nous a permis d'assurer la convergence des calculs comme le montre la figure 4.1 qui représente l'évolution des résidus avec le nombre d'itérations. La convergence est assurée à partir d'un certain nombre d'itérations qui est plus

important pour les grandes incidences du profil. L'instabilité dans l'évolution des résidus pour les grandes incidences s'explique par l'effet de turbulence et les lâchers tourbillonnaires propre à ces incidences. Il est à noter que la condition de convergence a été fixée à $\epsilon = 10^{-8}$ pour tous les résidus et que tous les calculs sont exécutés en double précision.

Les figures 4.2 à 4.4 représentent, respectivement, les variations des coefficients de portance, de moment et de traînée avec l'angle d'incidence, obtenues en calcul stationnaire. Sur la figure 4.2 on remarque l'existence d'un premier décrochage pour un angle d'incidence voisin de 10° . Ce décrochage n'est pas profond car la courbe des C_L nous montre que le coefficient de portance reprend son augmentation juste après ce décrochage jusqu'à environ une incidence $\alpha \approx 15^\circ$ où un second décrochage se produit : c'est le décrochage statique. Ce décrochage est profond et plus important que le premier : le coefficient de portance diminue brusquement et après une incidence d'environ 20° il croit lentement avec α .

Les courbes de C_m (figure 4.3) et C_D (figure 4.4) nous montrent aussi qu'il y a décrochage pour α proche de 15° . L'évolution du coefficient de moment subit une diminution brusque au-delà de cet angle tandis que le coefficient de traînée augmente brutalement. Pour des grandes incidences la surface du profil exposée à l'écoulement normal est plus importante. Donc le *choc* entre le fluide et le profil est important aussi et comme l'écoulement est horizontal, on aura une augmentation de la traînée.

La figure 4.5 représente la distribution des vitesses autour du profil. Elle nous montre l'état de l'écoulement pour différentes incidences. On peut voir que le décrochage statique est traduit par le décollement total de l'écoulement pour des incidences supérieures à l'incidence du décrochage statique sur l'extrados du profil. Donc les forces de dépression qui assurent la sustentation sont moins importantes que pour un écoulement attaché.

4.2 Simulation du décrochage dynamique

Le phénomène de décrochage dynamique est simulé pour le profil en oscillations forcées. Nous avons fait varier les valeurs de certains paramètres qui influent sur ce phénomène à savoir, la fréquence réduite, l'angle d'incidence moyen et l'amplitude maximale d'oscillation. Les valeurs considérées sont :

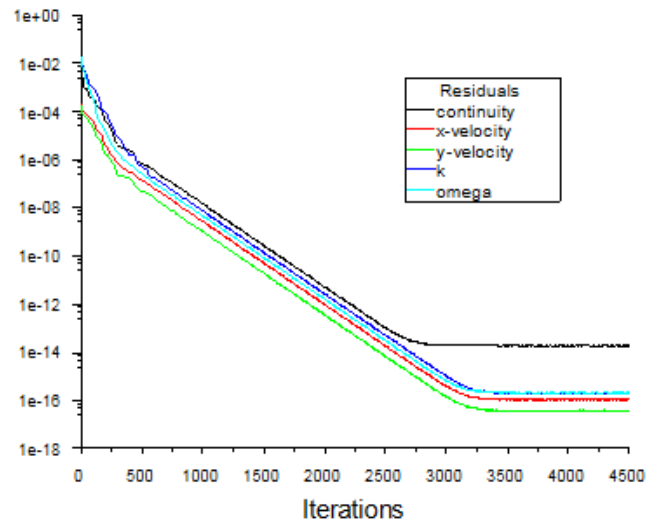
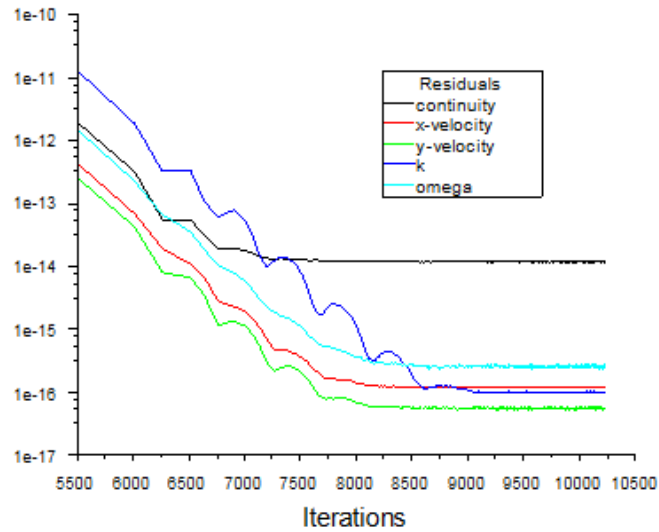
(a) $\alpha = 0^\circ$ (b) $\alpha = 15^\circ$

FIGURE 4.1 – L'évolution des résidus pendant le calcul

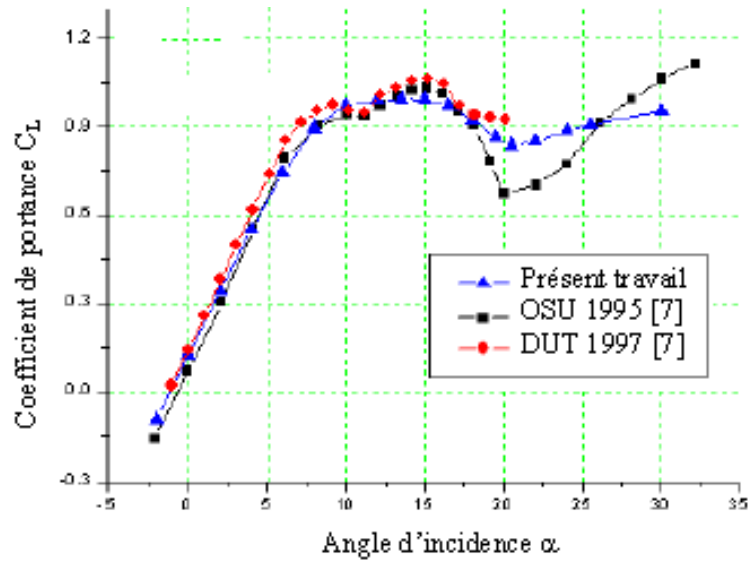


FIGURE 4.2 – Variation du coefficient de portance avec l'angle d'incidence

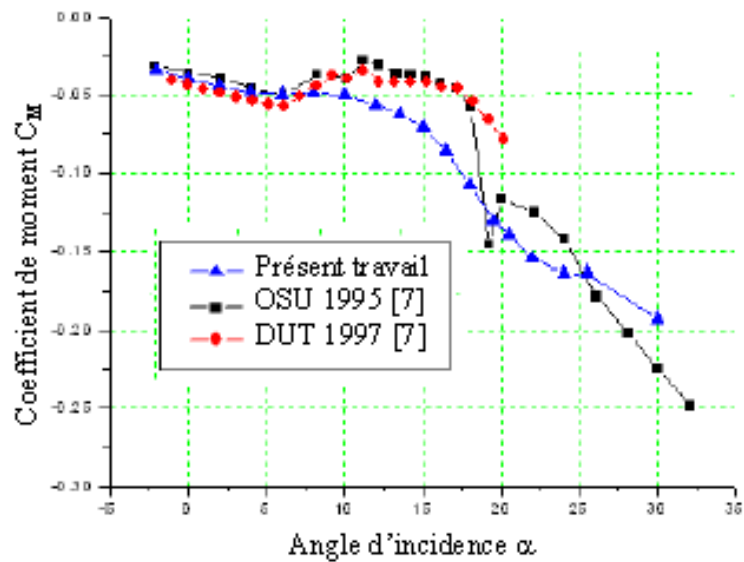


FIGURE 4.3 – Variation du coefficient de moment avec l'angle d'incidence

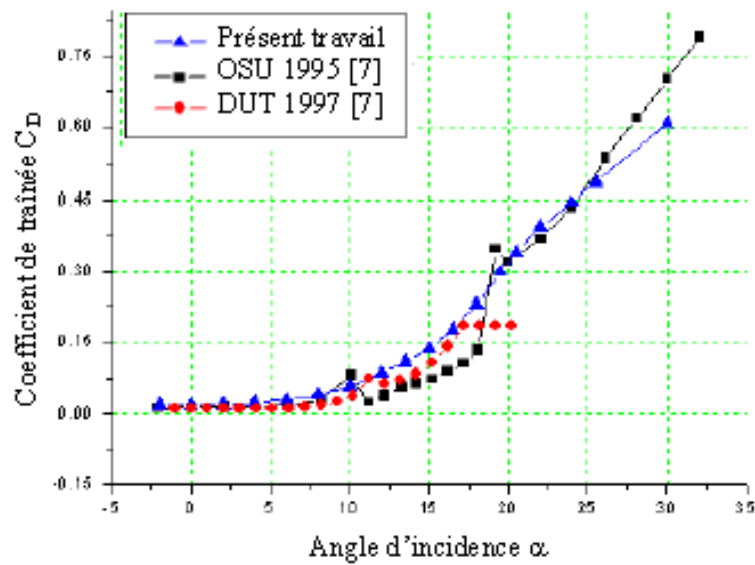


FIGURE 4.4 – Variation du coefficient de traînée avec l'angle d'incidence

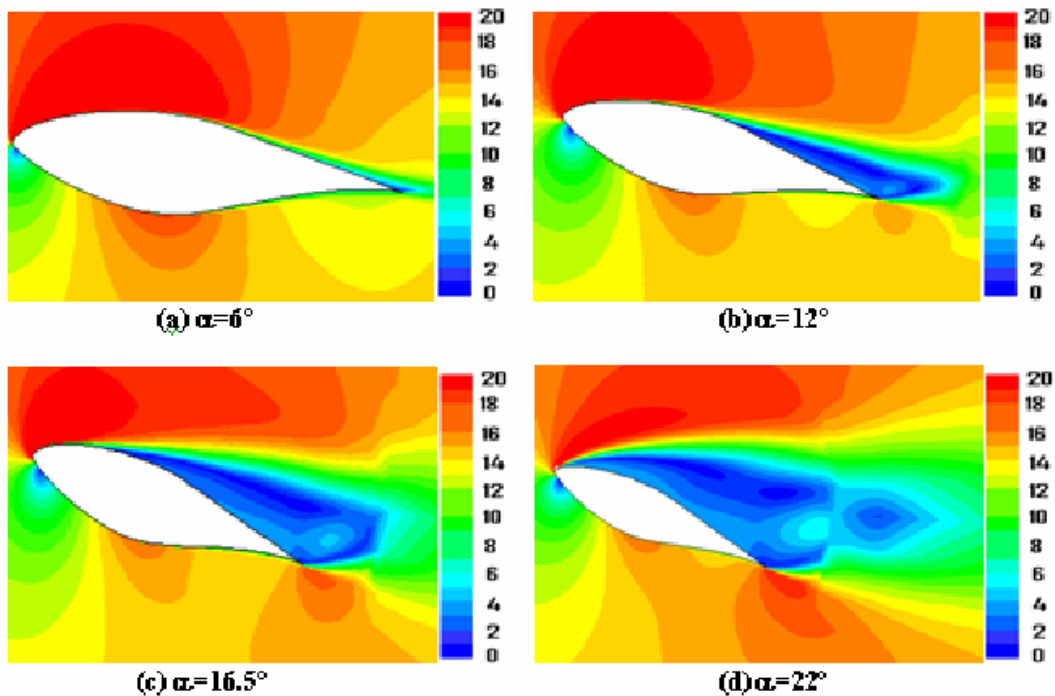


FIGURE 4.5 – Contours de vitesse pour différents angles d'incidence en calculs stationnaires

- pour la fréquence réduite $k = 0.026, 0.05$ et 0.077
- pour l'angle d'incidence moyen $\alpha_{mean} = 8^\circ, 14^\circ$ et 20°
- pour l'amplitude maximale $\alpha_{amp} = 5.5^\circ$ et $\alpha_{amp} = 10^\circ$.

Au préalable, nous avons étudié l'influence, sur les résultats, de certains paramètres de calcul tels que le maillage, l'algorithme de résolution et le schéma de discrétisation spatiale. Toutes les simulations sont effectuées avec un pas de temps fixe $\Delta t = 10^{-3}$ s. Les calculs ont été exécutés avec un PC Core 2 Duo. Le temps CPU moyen est de 2 jours environ.

Influence des paramètres de calcul. Ces simulations ont été effectuées pour un profil en oscillation autour de l'angle moyen $\alpha_{mean} = 14^\circ$ avec une amplitude $\alpha_{amp} = 5.5^\circ$ et une fréquence réduite $k = 0.077$.

Algorithme et schémas de discrétisation On a comparé les résultats obtenus avec les algorithmes SIMPLE et PISO et les schémas de discrétisation spatiale UPWIND d'ordre 2 et QUICK. Les résultats obtenus étaient tous similaires (figure 4.6). Les simulations ont été poursuivies avec l'algorithme PISO et le schéma UPWIND d'ordre 2.

Influence de la taille de la zone mobile : Le maillage a été modifié comme montré sur la figure 4.7. Dans le nouveau maillage le profil est entouré par une seule zone circulaire maillée en triangulaire, i.e. les zones S_1 , S_2 et S_3 sont toutes maillées en triangulaire. De plus, la zone S_3 est plus grande. On obtient ainsi 81 413 mailles ce qui implique que le nombre total des mailles s'est élevé de 42 878 mailles (plus que le double).

Remarque. Il est à noter que dans ce nouveau maillage la zone fixe définie dans la section 3.2.1 du chapitre 3 est moins importante.

Les résultats obtenus avec ce deuxième maillage sont présentés sur la figure 4.8. On remarque qu'il y a une légère amélioration des résultats obtenus pour le coefficient de portance. Cette amélioration est de l'ordre de 5% mais le temps de calcul a doublé.

Les simulations sont alors poursuivies avec le premier maillage. Les résultats obtenus pour les paramètres qui influent sur le phénomène étudié sont présentés dans ce qui suit.

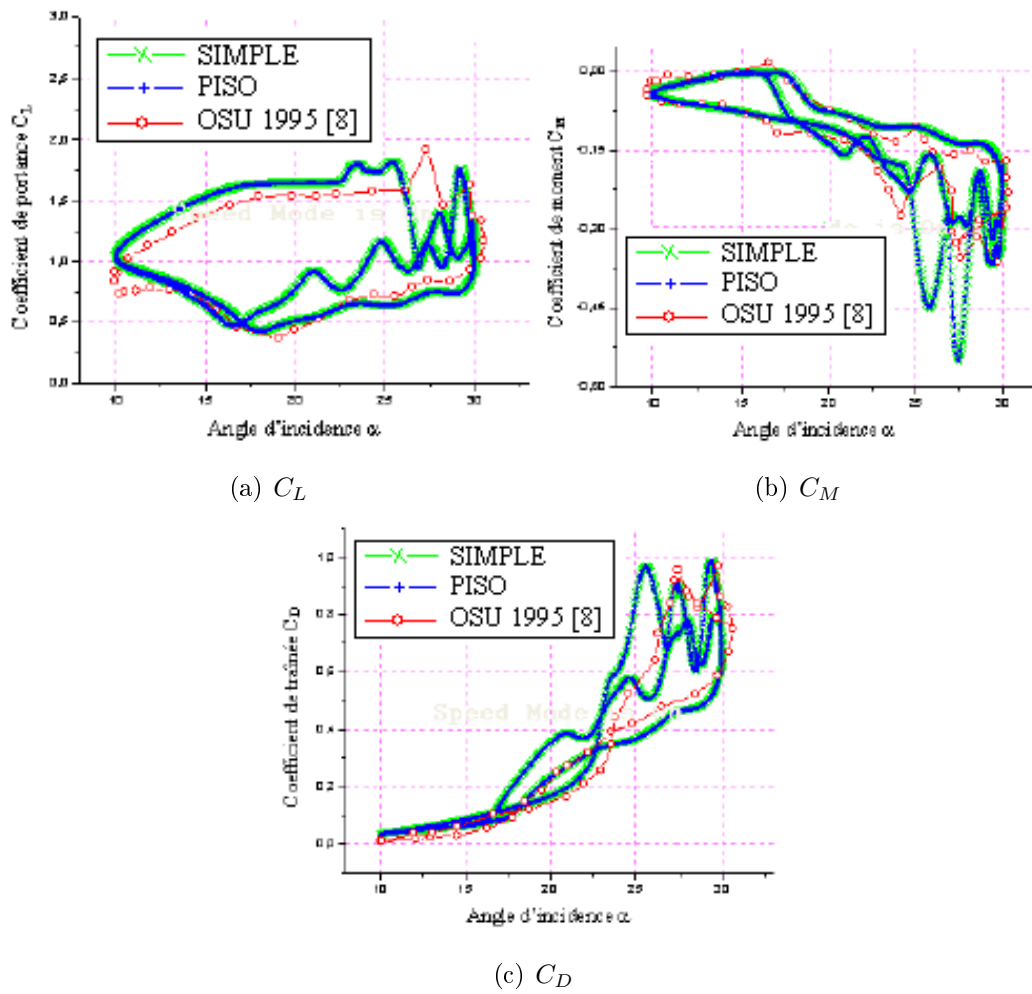
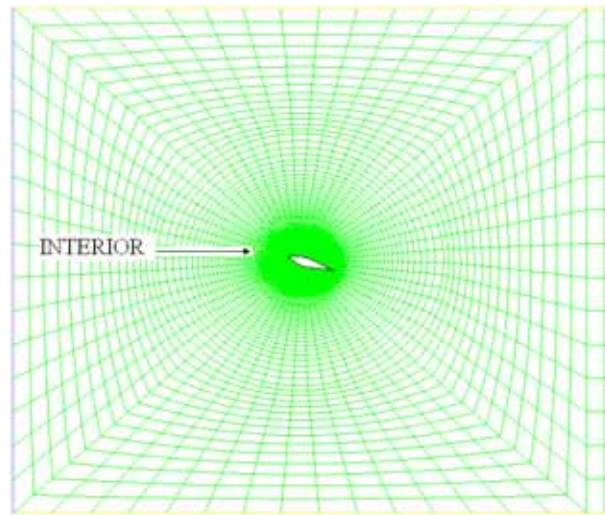
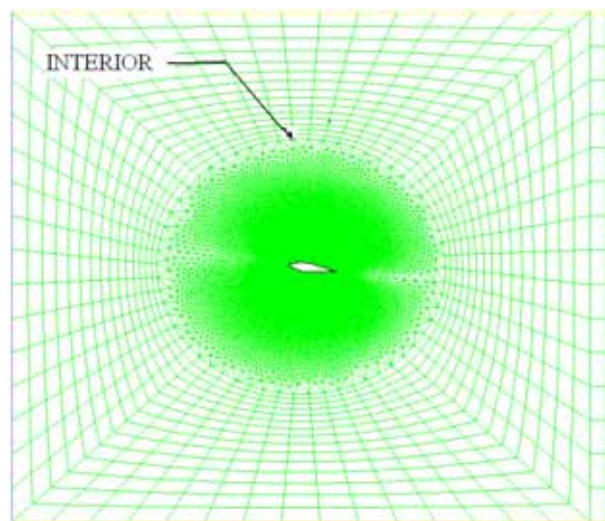


FIGURE 4.6 – Résultats obtenus avec les algorithmes SIMPLE et PISO



(a) *Ancien maillage*



(b) *Nouveau maillage*

FIGURE 4.7 – Modification du maillage de la zone mobile

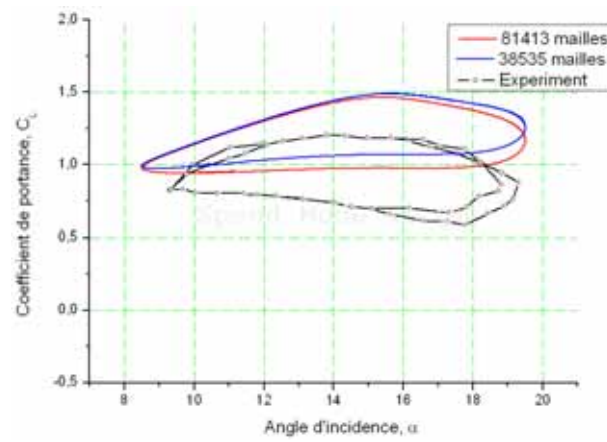
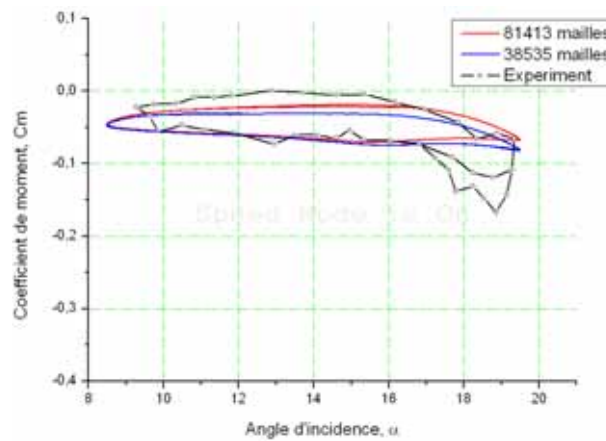
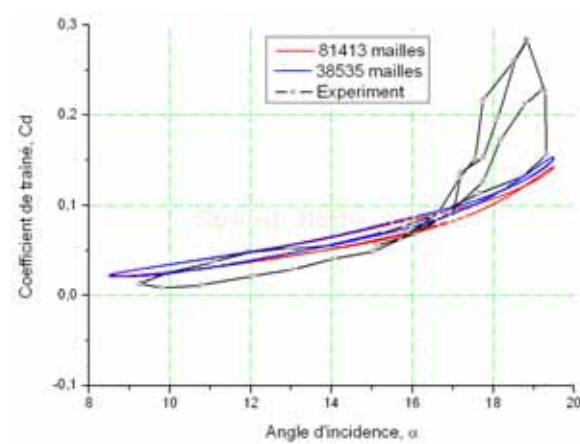
(a) C_L (b) C_M (c) C_D

FIGURE 4.8 – Résultats obtenus avec les deux maillages

4.2.1 Influence de l'angle moyen

Les courbes caractéristiques de C_L obtenues pour une fréquence réduite $k = 0.077$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 5.5^\circ$, et $\alpha_{amp} = 10^\circ$ avec $\alpha_{mean} = 8^\circ$ à 20° sont représentées sur la figure 4.9. Comme pour le décrochage statique, on rencontre des instabilités de l'écoulement lorsque l'angle moyen α_{mean} augmente. On remarque aussi que les cycles d'hystérésis obtenus pour les faibles valeurs de α_{mean} sont moins importants que pour les grandes incidences moyennes. Pour les grandes valeurs de α_{mean} , le profil oscille dans une plage d'angles où il y a une génération de tourbillons dans l'état descendant du profil. L'écoulement a, dans cette phase, tendance à se détacher [78], ce qui rend la génération des tourbillons plus fréquente et donc une plus grande instabilité de l'écoulement. Ceci explique le grand écart entre les valeurs de C_L pour le profil ascendant et descendant.

4.2.2 Influence de l'amplitude du mouvement

Les courbes représentant C_L , C_M ou C_D pour une amplitude de 10° ont la même forme que la courbe représentant le même paramètre pour une amplitude de $5,5^\circ$ (voir figure 4.10(a)). Et comme mentionné dans le paragraphe 4.2.1, les instabilités de l'écoulement apparaissent pour les grandes valeurs de α et ce aussi bien avec le calcul numérique que lors des mesures expérimentales reportées dans la littérature.

4.2.3 Influence de la fréquence réduite

La figure 4.11 montre les résultats obtenus pour différentes fréquences réduites pour le cas où l'angle moyen $\alpha_{mean} = 20^\circ$ et l'amplitude maximale $\alpha_{amp} = 5.5^\circ$. On peut voir que le cycle d'hystérésis devient plus important lorsque la fréquence réduite augmente.

Pour les petites fréquences, le mouvement du profil est relativement lent, donc l'écoulement est moins perturbé que pour les plus grandes fréquences (mouvements plus rapides). La figure 4.12 montre que cette perturbation apparaît surtout dans le cas descendant : le bord d'attaque du profil descendant a une vitesse V_{profil} et l'écoulement a une vitesse V_{fluide} . Ces deux vitesses sont de sens opposé ; donc la vitesse relative du fluide par rapport au bord d'attaque sera $V = V_{fluide} + V_{profil}$

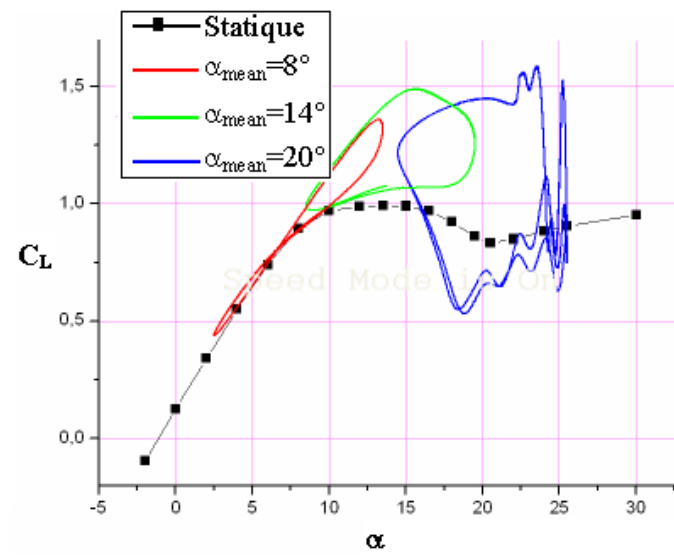
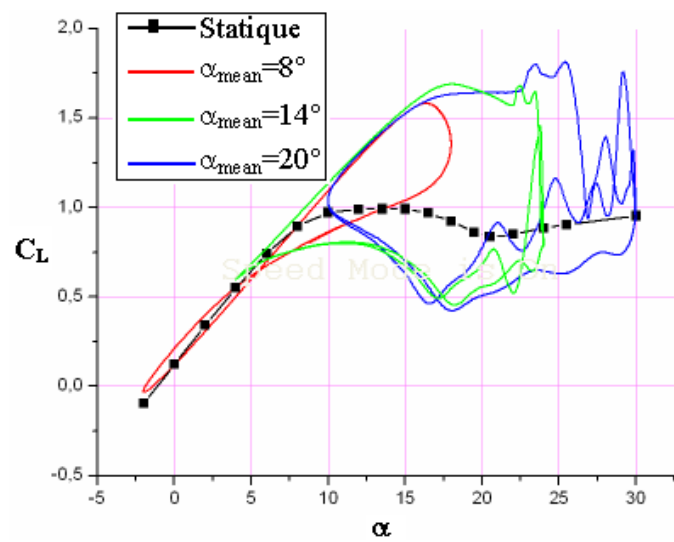
(a) $\alpha_{amp} = 5.5^\circ$ (b) $\alpha_{amp} = 10^\circ$

FIGURE 4.9 – Influence de l'angle d'incidence moyen

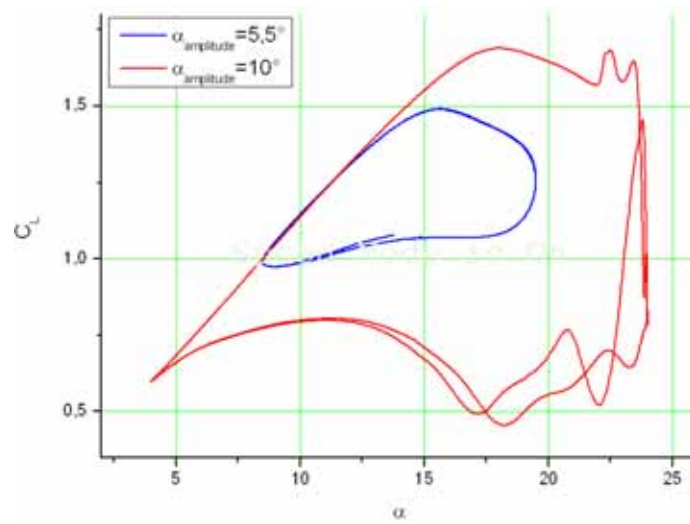
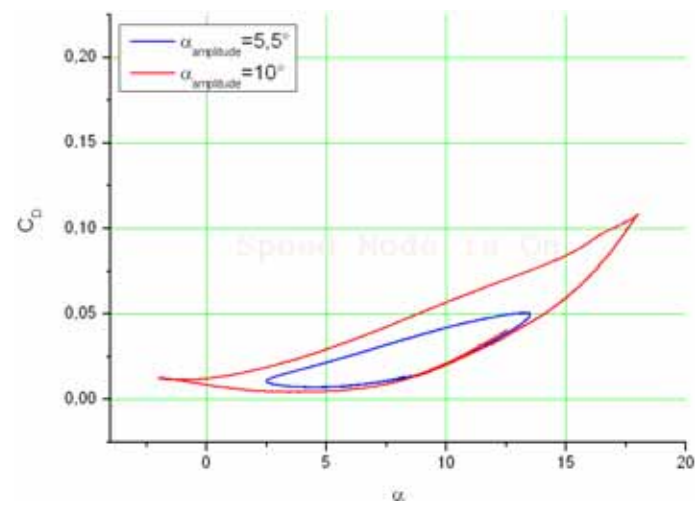
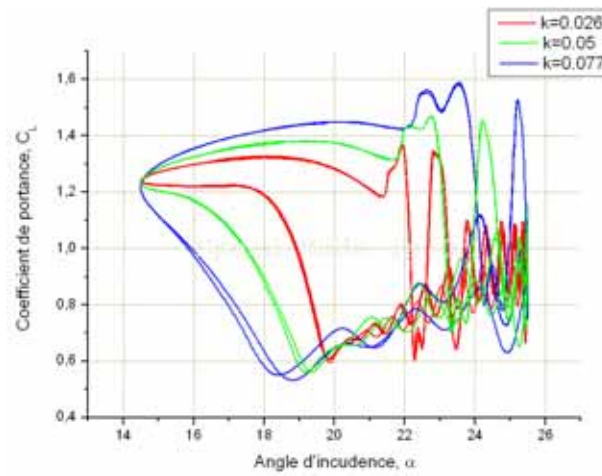
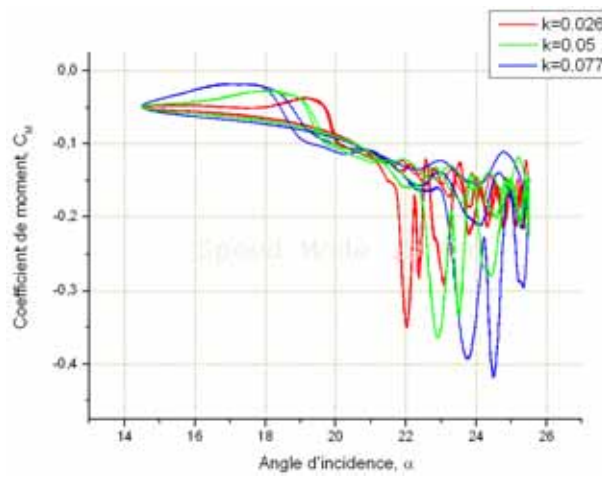
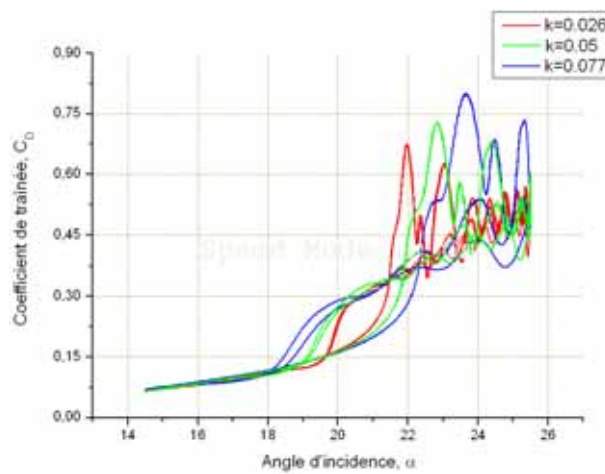
(a) C_L (b) C_D

FIGURE 4.10 – Influence de l'amplitude du mouvement

(a) C_L (b) C_M (c) C_D FIGURE 4.11 – Influence de la fréquence réduite, k

ce qui rend l'interaction fluide-profil plus intense quand V_{profil} sera grande. Cette intensité favorise le décollement et le lâcher tourbillonnaire.

4.2.4 Commentaires généraux

$C_{L,max}$. Les courbes de variation du coefficient de portance avec l'incidence montrent que la valeur maximale de C_L , est supérieure à celle qui a été obtenue en calculs stationnaires pour un profil statique. La valeur de $C_{L,max}$ est atteinte pour des incidences plus grandes que $\alpha \approx 15^\circ$ qui correspond au décrochage statique. Donc le décrochage est retardé par le mouvement du profil.

Déphase. L'évolution des coefficients caractéristiques C_L , C_D et C_m et de l'angle d'incidence α avec le temps adimensionnel t^* montre l'existence d'un petit déphasage entre α et C_L . Le coefficient de portance atteint sa valeur maximale avant α (figure 4.13). Donc le profil décroche juste avant le début de la phase descendante car dans cet état on est déjà arrivé à des incidences assez importantes où la couche limite commence à se décoller. Notons que le temps adimensionnel est défini par :

$$t^* = \frac{U_\infty t}{c}$$

Autres résultats. Les résultats obtenus avec les paramètres suivants :

- Angle d'incidence moyen : $\alpha_{mean} = 8^\circ, \alpha_{mean} = 14^\circ, \alpha_{mean} = 20^\circ$.
- Amplitude maximale : $\alpha_{amp} = 5.5^\circ, \alpha_{amp} = 10^\circ$.
- Fréquence réduite : $k = 0.026, k = 0.055, k = 0.077$.

sont présentés dans l'annexe E.

Dans la plupart des cas on a un bon accord entre les résultats obtenus et les données expérimentales pour les simulations lorsque l'angle d'incidence moyen $\alpha_{mean} = 8^\circ$ et notamment pour la phase ascendante du profil. Dans certains cas, notamment pour les grandes incidences, les résultats obtenus sont un peu différents des résultats expérimentaux. Ces différences sont expliquées par l'effet de turbulence qui est très difficile à prédire par modélisation numérique et aussi par le fait que les résultats expérimentaux peuvent comporter des erreurs d'incertitudes et des corrections. En effet, comme indiqué dans [79] les résultats expérimentaux forment un nuage de cycles et généralement le cycle considéré comporte des valeurs approchées.

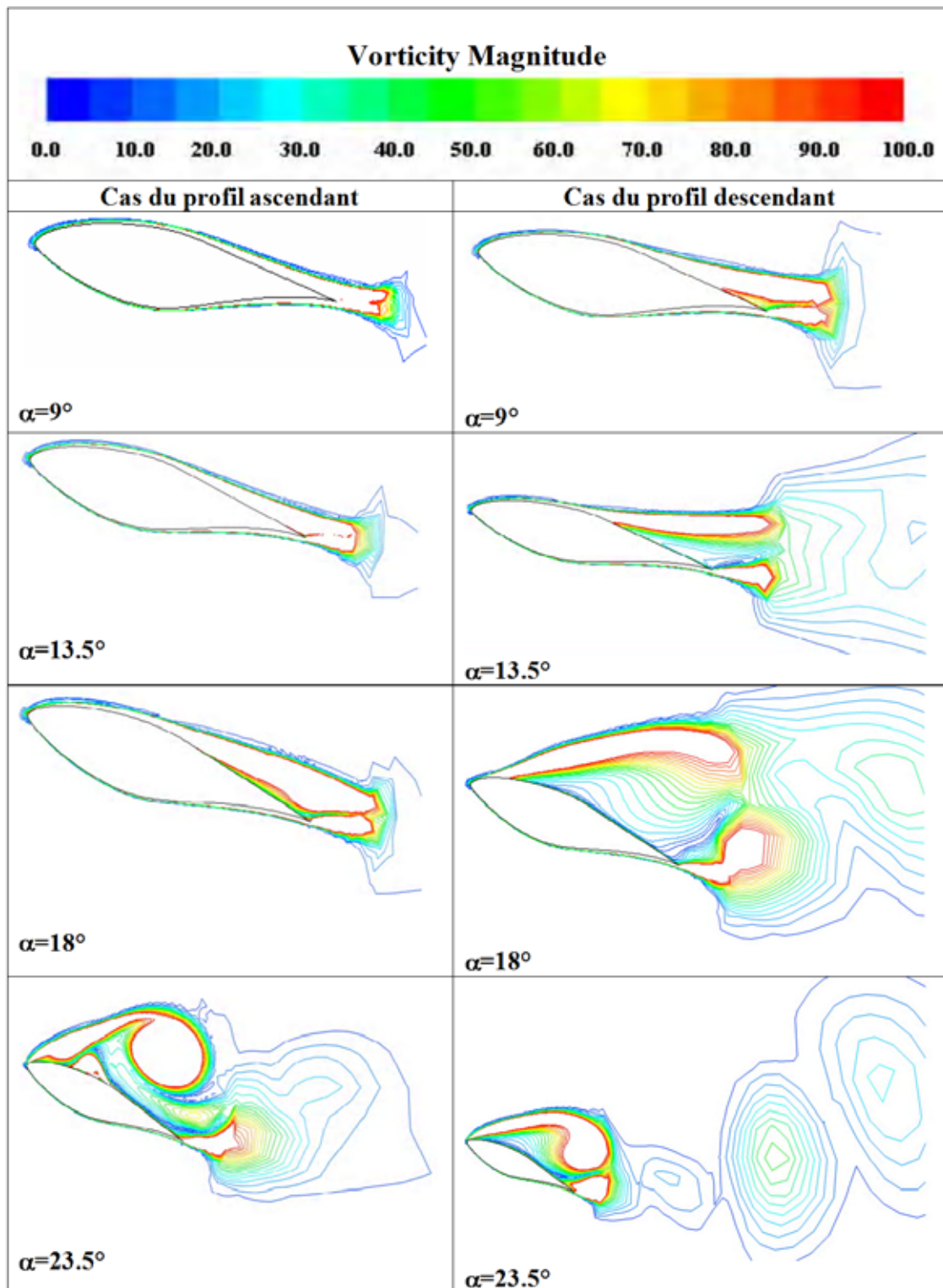


FIGURE 4.12 – Contours de vorticité pour différentes incidences en calculs instationnaires

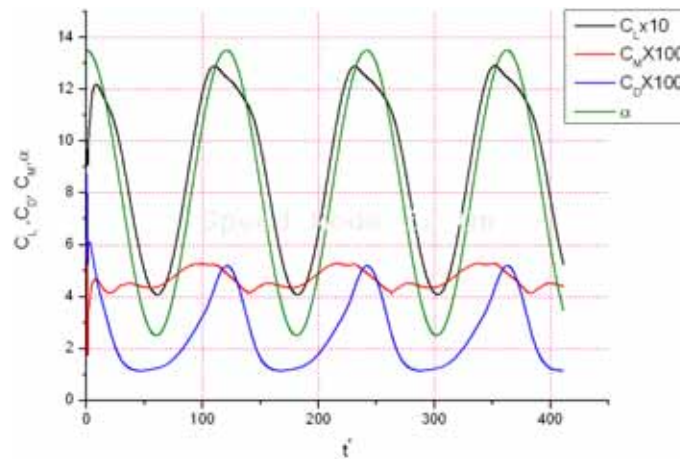
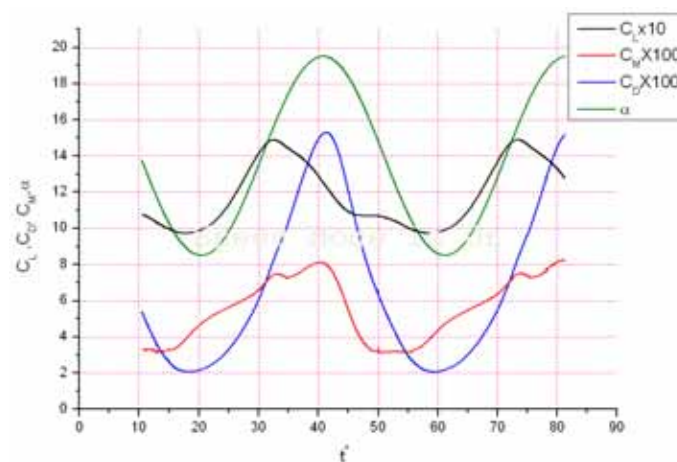
(a) $\alpha_{mean} = 8^\circ$ (b) $\alpha_{mean} = 14^\circ$

FIGURE 4.13 – Variation des paramètres de l'écoulement avec le temps adimensionnel

Chapitre 5

Conclusion générale

La compréhension des écoulements autour des éoliennes et l'étude des charges aérodynamiques sous les conditions instationnaires ont une grande importance pour le design des éoliennes et particulièrement le phénomène de décrochage dynamique qui se présente souvent suite à des instabilités aérodynamiques.

Dans cette étude on a abordé une simulation numérique de l'écoulement autour du profil S809 en oscillations forcées par un solveur RANS basé sur la méthode des volumes finis. L'écoulement est perpendiculaire à l'entrée de notre domaine d'étude avec un nombre de Reynolds de 10^6 .

Dans une étape préliminaire, le phénomène de décrochage statique a été étudié. Pour cela on a testé plusieurs types de maillage. On a du raffiner le maillage sur la zone proche du bord d'attaque pour bien simuler l'écoulement près du point d'arrêt lorsque l'épaisseur la couche limite sera faible et aussi pour pouvoir identifier les faibles vitesses du fluide. Le maillage choisi a permis d'assurer la convergence des calculs pour tous les angles considérés. Il est à noter que la construction du maillage nous a pris une partie de temps importante, d'où l'importance de cette phase de pré-processing. Ces simulations ont été effectuées en calculs stationnaires. Les résultats obtenus ont été utilisés comme conditions initiales pour la simulation du décrochage dynamique.

Dans la majorité des cas, on a pu montrer que l'instabilité de l'écoulement est due aux grandes incidences et aux phases descendantes du profil. Ces instabilités sont moins importantes pour les profils animés d'un mouvement lent (avec une faible fréquence réduite). Les contours des vitesses obtenus ont donné un aperçu sur la

dispersion spatiale des tourbillons générés et sur l'intervalle spatial et temporel de la nature de l'écoulement.

Dans l'ensemble, les résultats sont en bon accord avec les données expérimentales puisque le décrochage est prédit pour tous les cas. Le pas de temps retenu pour les calculs ($\Delta t = 10^{-3}$ s) nous permet d'avoir dans les cas extrêmes un nombre de *snapshots* par cycle d'oscillations d'environ 2720 pour une fréquence réduite de 0.077 et de 8000 pour une fréquence réduite égale à 0.026. Ce nombre relativement important de snapshots permet de nous rapprocher de la solution réelle.

Cette étude nous a permis de bien comprendre le phénomène de décrochage dynamique et ses conséquences, de prédire son apparence et d'identifier les étapes de ce processus physique. L'étude a été effectuée en 2D pour un profil rigide. Parmi les perspectives futures il est envisagé de poursuivre ces simulations avec l'étude de l'écoulement autour d'une pale d'éolienne en 3D (trois dimensions) en oscillations libres. Il est donc proposé d'étudier une pale en Interaction Fluide Structure.

Bibliographie

- [1] O. Guerri. Etude de l'interaction fluide structure sur des profils d'ailes. Technical report, Université de La Rochelle, 2007.
- [2] Y.Y. Niu and M.S. Liu. Numerical simulation of dynamic stall using an improved advection upwind splitting method. *AIAA Journal*, 37 :1386, 1999.
- [3] T. Ahn, C. Kim, and O.H. Rho. Dynamic-stall control based on an optimal approach. *Journal Of Aircraft*, 41 :1106, 2004.
- [4] X. Munduate. *The Prediction of Unsteady Three-Dimensional Aerodynamics on Wind Turbine Blades*. PhD thesis, Université de Glasgow, 2002.
- [5] L.W. Carr. Progress in analysis and prediction of dynamic stall. *Journal Of Aircraft*, 25 :6, 1987.
- [6] R. Renane. Simulation numérique d'écoulements transsoniques compressibles non visqueux autour des géométries externes. Master's thesis, Université Saad Dahleb de BLIDA., 2002.
- [7] J.G. Schepers, A.J. Brand, A. Bruining, J.M.R. Graham, M.M. hand, D.G. Infield, H.A. Madsen, T. Maeda, G.H. Paynter, R. van Rooij, Y. Shimizu, D.A. Simms, and N. Stefanatos. Final report of iea annex xviii : 'enhanced field rotor aerodynamics database'. Technical report, Netherlands Energy Research Foundation, 2002.
- [8] R. Reuss Ramsay, M.J. Hoffman, and G.M. Gregorek. Effect of grit roughness and pitch oscillations on the s809 airfoil. Technical report, Ohio State University, 1995.
- [9] M. Islam, D.S.K. Tinga, and A. Fartaja. Aerodynamic models for darrieus-type straight-bladed vertical axis wind turbines. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 12 :1087–1109, 2006.

- [10] F. Renaud. Calcul des coefficients aérodynamiques d'un profil d'aile naca avec accumulation de glace par la méthode des équations intégrales aux limites. Master's thesis, Université du Québec à Chicouttmi.
- [11] S. Mathew. *Wind Energy Fundamentals, Resource Analysis and Economics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
- [12] C.E. Carcangiu. *CFD-RANS Study of Horizontal Axis Wind Turbines*. PhD thesis, Università degli Studi di Cagliari, 2008.
- [13] I. Vechiu. *Modélisation et analyse de l'intégration des énergies renouvelables dans un réseau autonome*. PhD thesis, Université de Havre, 2005.
- [14] B. Thresher. Wind energy research and development. Technical report, Stanford University, 2004.
- [15] V. Rogez. *Modélisation simplifiée de sources de production décentralisée pour des études de dynamique des réseaux. Application à l'intégration d'une production éolienne dans un réseau de distribution insulaire*. PhD thesis, université d'ARTOIS, 2004.
- [16] G. Ingram. Wind turbine blade analysis using the blade element momentum method. Technical report, Université de Durham, 2005.
- [17] S. Gupta. *Development of a time-accurate viscous Lagrangian vortex wake model for wind turbine applications*. PhD thesis, Université de Maryland, 2006.
- [18] J.F. Manwell, J.G. McGowan, and A.L. Rogers. *Wind Energy Explained : Theory, Design and Application*. 2002.
- [19] E.H. Lysen. *Introduction to wind energy*. 1983.
- [20] S. Schreck and M. Robinson. Wind turbine blade flow fields and prospects for active aerodynamic control. Technical report, NREL, 2007.
- [21] G. Martinat. *Analyse physique et modélisation d'écoulements instationnaires turbulents autour de profils oscillants et d'éoliennes*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse (France), 2007.
- [22] W.J. Mc Croskey. the phenomenon of dynamic stall. Technical report, ames research center ,USA, 1981.
- [23] W. Sheng, R.A.McD. Galbraith, and F.N. Coton. A new stall onset criterion for low speed dynamic stall. *Journal of Solar Energy Engineering*, 4 :461–471, 2006.

- [24] K. Gee Pierce. Wind turbine load prediction using the beddoes-leishman model for unsteady aerodynamics and dynamic stall. Master's thesis, University of Utah, 1996.
- [25] O. Y. Korotkov and G. M. Shumskii. Calculation of dynamic stall on an oscillating airfoil. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 41 :452 – 455, 2000.
- [26] J. Szidlowsky. *Simulation numérique de l'écoulement autour d'un profil en configuration de décrochage dynamique*. PhD thesis, Université d'Orléans, 2006.
- [27] T. Cebeci and Smith J. *Analysis of low-speed unsteady airfoil flows*. Springer and Horizons Publishing, 2008.
- [28] W.J. McCroskey. Unsteady airfoils. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 14 :285 – 311, 1982.
- [29] P. Hémon. Vibrations couplées avec le vent. Technical report, Ecole polytechnique, Palaiseau, 2004.
- [30] J. Bossard, J.-P. Franc, T. Maître, L. Vignal, and P. Baele. Mesures piv du champ de vitesse dans une hydrolienne tripale de type darrieus – comparaison avec les simulations numériques. In *Congrès Francophone de Techniques Laser*, 2010.
- [31] J.T. Patersen, H.A. Madsen, A. Bjorck, P. Enevoldsen, S. Oye, H. Ganander, and D. Winkelaar. Prediction of dynamic loads and induced vibrations in stall. Technical report, Risoe National Laboratory, 1998.
- [32] J. G. Leishman. Dynamic stall experiments on the naca 23012 aerofoil. *Experiments in Fluids* 9, 49 58 (1990), 9 :49 – 58, 1990.
- [33] M. Raffel, J. Kompenhans, and P. Wernertal. Investigation of the unsteady flow velocity field above an airfoil pitching under deep dynamic stall conditions. *Experiments in Fluids*, 19 :103 – 111, 1995.
- [34] T. Lee and S. Basu. Measurement of unsteady boundary layer developed on an oscillating airfoil using multiple hot-film sensors. *Experiments in Fluids*, 25 :108–117, 1998.
- [35] C. Sicot. Unsteady characteristics of the static stall of an airfoil subjected to freestream turbulence level up to 16 *Exp Fluids*, 41 :641–648, 2006.
- [36] C. Sicot, P. Devinant, S. Loyer, and J. Hureau. Rotational and turbulence effects on a wind turbine blade. investigation of the stall mechanisms. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 96 :1320– 1331, 2008.

- [37] C.S. Ferreira, J. van Kuik, G. van Bussel, and F. Scarano. Visualization by piv of dynamic stall on a vertical axis wind turbine. *Experiments in Fluids*, 46 :97–108, 2009.
- [38] J.G. Leishman and T.S. Beddoes. A semi-empirical model for dynamic stall. *Journal of the American Helicopter Society*, 34 :1–15, 1989.
- [39] R.E. Gormont. A mathematical model of unsteady aerodynamics and radial flow for application to helicopter rotors. Technical report, U.S. Army AMRDL-Eustis Directorate, 1973.
- [40] D. Petot. Differential equation modelling of dynamic stall. *La Recherche Aérospatiale*, 5 :59–72, 1989.
- [41] A. Bjorck, S.E. Thor, A.J. Brand, S.P. Fiddes, and F. Rasmussen. Dynamic stall and 3d effects. In *Contributions from the Department of Meteorology and Wind Energy to the EWEC'94 Conference in Thessaloniki, Greece*, 1995.
- [42] K. W. Mc Alister, O. Lambert, and D. Petot. Application of the onera model of dynamic stall. Technical report, National Aeronautics and Space Administration NAZA, 1984.
- [43] S. Gupta and J.G. Leishman. Dynamic stall modelling. *Wind Energy*, 9 :521 – 547, 2006.
- [44] J.W. Larsen, S.R.K. Nielsen, and S. Krenk. Dynamic stall model for wind turbine airfoils. *Journal of Fluids and Structures*, 23 :959 – 982, 2007.
- [45] A. Gonzalez and X. Munduate. Unsteady modelling of the oscillating s809 aerofoil and nrel phase vi parked blade using the beddoes-leishman dynamic stall model. *Journal of Physics*, 75 :1–8, 2007.
- [46] w. Haans, T. Sant, G. van Kuik, and G. van Bussel. Stall in yawed flow conditions : a correlation of blade element momentum predictions with experiments. *AIAA*, 42 :1–16, 2006.
- [47] C. Masson, C. Leclerc, and I. Paraschivoiu. Appropriate dynamic-stall models for performance predictions of vawts with nlf blades. *International Journal of Rotating Machinery*, 4 :129–134, 1998.
- [48] C. Masson, A. Smaili, and C. Leclerc. Aerodynamic analysis of hawts operating in unsteady conditions. *Wind Energy*, 4 :1–22, 2001.
- [49] K.D. Jones and M.F. Platzer. On the prediction of dynamic stall onset on airfoil in low speed flow. *AA/Jo*, pages 1–16, 1999.

- [50] M. La Mantia and P. Dabnichki. Unsteady panel method for flapping foil. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 33 :572 – 580, 2009.
- [51] J. Windte, R. Radespiel, and M. Neef. Aerodynamic analysis of flapping airfoil propulsion at low reynolds numbers. Technical report, Institut de mécanique des fluides, université technique Braunschweig Bienroder Weg , Allemagne.
- [52] W. Geissler and L.P. Ruiz-Calavera. Transition and turbulence modelling for dynamic stall and buffet. *Engineering Turbulence Modelling and Experiments*, 4 :679–688, 1999.
- [53] L. Dubcová. Numerical simulation of interaction between turbulent flow and a vibrating airfoil. *Comput Visual Sci*, 91 :1–19, 2007.
- [54] O. Guerri, A. Hamdouni, and A. Sakout. Numerical simulation of the flow around oscillating wind turbine airfoils part 1 : Forced oscillating airfoil. *International Journal of Multiphysics*, 2 :367–385, 2008.
- [55] O. Guerri. Fluid structure interaction of wind turbine airfoils. *Wind engineering*, 32 :539—557, 2008.
- [56] G. Martinat, Y. Hoarau, M. Braza, J. Vos, and G. Harran. *Adv. in Hybrid RANS-LES Modelling, NNFM 97*, chapter Numerical Simulation of the Dynamic Stall of a NACA 0012 Airfoil Using DES and Advanced OES/URANS Modelling, pages 271 – 278. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008.
- [57] C.A. Baxevanou, P.K. Chaviropoulos, S.G. Voutsinas, and N.S. Vlachos. Evaluation study of a navier– stokes cfd aeroelastic model of wind turbine airfoils in classical flutter. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 96 :1425–1443, 2008.
- [58] D.C. Wilcox. *Turbulence modeling for CFD*. DCW Industries, 1998.
- [59] J. Tu, G. H. Yeoh, and C. Liu. *Computational Fluid Dynamics A Practical Approach*. Elsevier, 2008.
- [60] J. Blazek. *Computational Fluid Dynamics : Principles and Applications*. Engineering and Technology Elsevier Science Ltd, 2001.
- [61] S. Hirsch. *Numerical computation of internal and external flows*. JohnWiley & Sons, Ltd, 2007.
- [62] A. Lallemand. Dynamique des fluides réels. In *Écoulement des fluides*. Techniques de l’Ingénieur, 1981.

- [63] F. R. Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32 :1598–1605, 1994.
- [64] O. Guerri, k. Bouhadeif, and A. Harhad. Turbulent flow simulation of the nrel s809 airfoil. *WIND ENGINEERING*, 30 :287–302, 2006.
- [65] P. Catalano and M. Amato. An evaluation of rans turbulence modelling for aerodynamic applications. *Aerospace Science and Technology*, 7 :493–509, 2003.
- [66] E.G. Tulapurkara. Turbulence models for computation of flow past airplanes. *Progress in Aerospace Sciences*, 33 :71–165, 1997.
- [67] L. Ait Moudid. *Couplage Fluide-Structure pour la simulation numérique des écoulements fluides dans une conduite à parois rigides ou élastiques, en présence d’obstacles ou non*. PhD thesis, Université d’Artois, 2007.
- [68] S. Philippe. *Développement d’une formulation arbitrairement lagrangienne eulérienne pour la simulation tridimensionnelle du laminage de produits plats*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2009.
- [69] A. Huerta and W.K. Liu. Ale formulation for large boundary motion. Technical report, Université polytechnique de Catalauni, Espagne, 1988.
- [70] I. Temizer. Ale formulation of fluid-rigid solid. Technical report, 2004.
- [71] N. Aquelet and M. Souli. A new ale formulation for sloshing analysis. *Structural Engineering and Mechanics*, 16 :1–18, 2003.
- [72] D.J. Mavriplis and C.R. Nastase. On the geometric conservation law for high-order discontinuous galerkin discretizations on dynamically deforming meshes. Technical report, Département de mécanique engineering, Université de Wyoming, 2008.
- [73] C. Farhat, P. Geuzaine, and C. Grandmont. The discrete geometric conservation law and the nonlinear stability of ale schemes for the solution of flow problems on moving grids. *Journal of Computational Physics*, 174 :669—694, 2001.
- [74] P. D. Thomas and C. K. Lombard. Geometric conservation law and its application to flow computations on moving grids. *AIAA Journal*, 17 :1030, 1978.
- [75] H. Zhang, M. Reggio, J. Y. Trepanier, and R. Camarero. Discrete form of the gcl for moving meshes and its implementation in cfd schemes. *Computers Fluids*, 22 :9–23, 1993.

-
- [76] T.T. D'Hamonville and A. Ilinca. Modélisation de l'écoulement d'air autour d'un profil de pale d'éolienne. Technical report, Laboratoire de Recherche en Énergie Éolienne(LREE), 2008.
- [77] D. Somers. Design and experimental results for the s809 airfoil. Technical report, NREL, 1997.
- [78] Z. Yang, H. Igarashi, M. Martin, and H. Hu. An experimental investigation on aerodynamic hysteresis of a low-reynolds number airfoil. Technical report, Iowa State University, 2008.
- [79] F. Bertagnolio. Numerical study of the static and pitching risØ-b1-18 airfoil. Technical report, Risø National Laboratory, Roskilde, Denmark, 2004.
- [80] S. V. Patankar. *Numerical heat transfer and fluid flow*. Hemisphere Publishing, 1980.
- [81] H. K. Versteeg and W. Malalasekera. *An introduction to computational fluid dynamics .The finite volume method*. John Wiley & Sons Inc., 1995.

Annexes

Annexe A

Le profil S809

Les coordonnées (x,y) du profil S809 sont indiquées dans le tableau suivant [7],[76] :

EXTRADOS		INTRADOS	
X	Y	X	Y
0	0	0	-0.0001
0.00037	0.00275	0.0014	-0.00498
0.00575	0.01166	0.00933	-0.01272
0.01626	0.02133	0.02321	-0.02162
0.03158	0.03136	0.04223	-0.03144
0.05147	0.04143	0.06579	-0.04199
0.07568	0.05132	0.09325	-0.05301
0.1039	0.06082	0.12397	-0.06408
0.1358	0.06972	0.15752	-0.07467
0.17103	0.07786	0.19362	-0.08447
0.2092	0.08505	0.23175	-0.09326
0.24987	0.09113	0.27129	-0.1006
0.29259	0.09594	0.31188	-0.10589
0.33689	0.09933	0.35328	-0.10866
0.38223	0.10109	0.39541	-0.10842
0.42809	0.10101	0.43832	-0.10484
0.47384	0.09843	0.48234	-0.09756
0.52005	0.09237	0.52837	-0.08697
0.56801	0.08356	0.57663	-0.07442
0.61747	0.07379	0.62649	-0.06112
0.66718	0.06403	0.6771	-0.04792
0.71606	0.05462	0.72752	-0.03558
0.76314	0.04578	0.77668	-0.02466
0.80756	0.03761	0.82348	-0.01559
0.84854	0.03017	0.86677	-0.00859
0.88537	0.02335	0.90545	-0.0037
0.91763	0.01694	0.93852	-0.00075
0.94523	0.01101	0.96509	0.00054
0.96799	0.006	0.98446	0.00065
0.98528	0.00245	0.99612	0.00024
0.99623	0.00054	1	0
1	0		

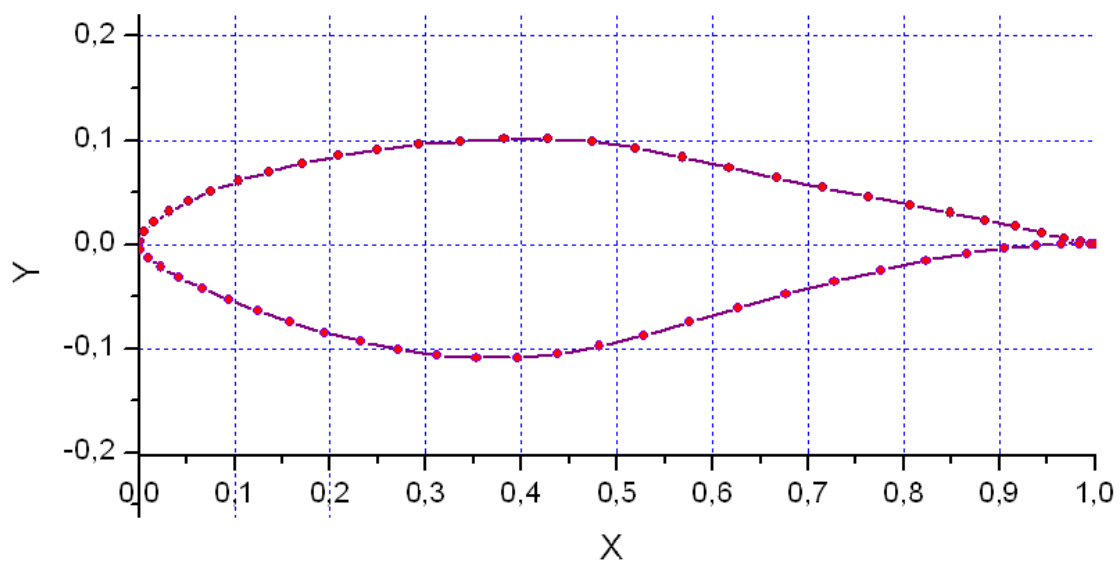


FIGURE A.1 – Profil S809

Annexe B

UDF utilisée

La subroutine qui suit est une UDF (User Defined Function) relative au cas où l'amplitude de mouvement est $\alpha_{amp} = 5.5^\circ$, l'angle d'incidence moyen est $\alpha_{mean} = 14^\circ$ et la fréquence réduite est $k = 0.077$.

```
#include "udf.h"

#include "dynamesh_tools.h" /*definition des librairie*/

static real time;

static real NV_VEC(cg_omega);

DEFINE_CG_MOTION(osc_profil, dt, cg_vel, cg_omega, time, dtime)
{
  Thread *t;

  NV_S(cg_vel, =, 0.0);
  NV_S(cg_omega, =, 0.0); /*initialisation des vitesses*/
  if (!Data_Valid_P())
  {
    Message("Pas bon du tout!\n");
    return;
  } /*message d'erreur*/
  t=DT_THREAD((Dynamic_Thread *)dt);
```

```
cg_vel[1]=0;
cg_omega[2]=5.5*3.14*2.31*sin(2.31*time)/180; /*definition de la vitesse du centre de gravité
et de la vitesse de rotation*/
/*Message0("time:%f vx_cg:%f vy_cg:%f omegaz:%f \n",time,
cg_vel[0],cg_vel[1],cg_omega[2]); */ /*affichage des valeurs de vitesse au cours du calcul*/
}
static void write_data(FILE *fp)
{
    fprintf(fp, "%e ", cg_omega[2]);
        fprintf(fp, "\n");
    fprintf(fp, "%e ", time);
}
static void read_data(FILE * fp)
{
    #if RP_DOUBLE
        fscanf(fp, "%le", cg_omega[2]);
    #else
        fscanf(fp, "%e", cg_omega[2]);
    #endif
    #if RP_DOUBLE
        fscanf(fp, "%le", time);
    #else
        fscanf(fp, "%e", time);
    #endif
}
```

```
DEFINE_RW_FILE(writer, fp)
{
    Message0("Writing UDF data to data file...\n");
}
DEFINE_RW_FILE(reader, fp)
{
    Message0("Reading UDF data from data file...\n");
}
```


Annexe C

Algorithmes de résolution

C.1 Algorithme SIMPLE

Cet algorithme a été développé par Patankar [80]. Soit u et v les composantes du vecteur vitesse et soit p la pression (figure C.1). L'équation aux volumes finis pour u et v est écrite sous la forme suivante :

$$a_{i,J}u_{i,J} = \sum a_{nb}u_{nb} + (p_{I-1,j} - p_{I,J})A_{i,J} + b_{i,J} \quad (\text{C.1})$$

$$a_{I,j}v_{I,j} = \sum a_{nb}v_{nb} + (p_{I,J-1} - p_{I,J})A_{I,j} + b_{I,j} \quad (\text{C.2})$$

Pour débiter les calculs selon l'algorithme SIMPLE on se donne un champ de pression initial p^* . Avec cette pression on calcule les deux composantes u^* et v^* à l'aide des formules suivantes :

$$a_{i,J}u_{i,J}^* = \sum a_{nb}u_{nb}^* + (p_{I-1,j}^* - p_{I,J}^*)A_{i,J} + b_{i,J} \quad (\text{C.3})$$

$$a_{I,j}v_{I,j}^* = \sum a_{nb}v_{nb}^* + (p_{I,J-1}^* - p_{I,J}^*)A_{I,j} + b_{I,j} \quad (\text{C.4})$$

Soit p' la différence entre la valeur exacte de la pression p et la valeur initiale p^* :

$$p = p^* + p' \quad (\text{C.5})$$

Ainsi on définit les vitesses de correction u' et v' :

$$u = u^* + u' \quad (\text{C.6})$$

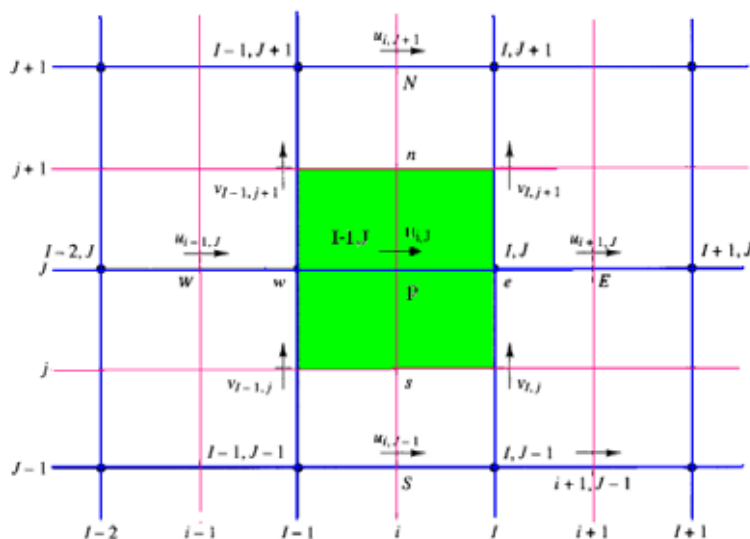


FIGURE C.1 – Dicitérisation de l'espace 2D

$$v = v^* + v' \quad (\text{C.7})$$

L'équation C.3 soustraite de l'équation C.1 donne :

$$a_{i,J}u'_{i,J} = \sum a_{nb}u'_{nb} + (p'_{I-1,j} - p'_{I,J})A_{i,J} \quad (\text{C.8})$$

Et l'équation C.4 soustraite de l'équation C.2 donne

$$a_{I,j}v'_{I,j} = \sum a_{nb}v'_{nb} + (p'_{I,J-1} - p'_{I,J})A_{I,j} \quad (\text{C.9})$$

En négligeant les termes $\sum a_{nb}u'_{nb}$ et $\sum a_{nb}v'_{nb}$, on aura deux équations pour u' et v' :

$$u'_{i,J} = (p'_{I-1,j} - p'_{I,J})d_{i,J} \quad (\text{C.10})$$

$$v'_{I,j} = (p'_{I,J-1} - p'_{I,J})d_{I,j} \quad (\text{C.11})$$

avec $d_{k,l} = \frac{A_{k,l}}{a_{k,l}}$. Et par suite on aura les équations de u et v :

$$u_{i,J} = u_{i,J}^* + (p'_{I-1,j} - p'_{I,J})d_{i,J} \quad (\text{C.12})$$

$$v_{I,j} = v_{I,j}^* + (p'_{I,J-1} - p'_{I,J})d_{I,j} \quad (\text{C.13})$$

L'équation de continuité discrétisée donne :

$$\left[(\rho u A)_{i+1,J} - (\rho u A)_{i,J} \right] + \left[(\rho v A)_{I,j+1} - (\rho v A)_{I,j} \right] = 0 \quad (\text{C.14})$$

En remplaçant les vitesse u et v par leurs formules obtenues C.12 et C.13 pour chaque point dans l'équation de continuité on aura :

$$\begin{aligned} & \left[(\rho dA)_{i+1,J} + (\rho dA)_{i,J} + (\rho dA)_{I,j+1} + (\rho dA)_{I,j} \right] p'_{I,J} = \\ & (\rho dA)_{i+1,J} p'_{I+1,J} + (\rho dA)_{i,J} p'_{I-1,J} + (\rho dA)_{I,j+1} p'_{I,J+1} + (\rho dA)_{I,j} p'_{I,J-1} \\ & + \left[(\rho u^* A)_{i,J} (\rho u^* A)_{i+1,J} + (\rho v^* A)_{I,j} - (\rho v^* A)_{I,j+1} \right] \end{aligned} \quad (C.15)$$

Par cette équation on peut obtenir le p' . En remplaçant dans l'équation C.5 on obtient la pression $p = p^{now}$ et aussi les vitesse u et v avec les équations C.12 et C.13.

Après cette étape, on réinitialise la pression $p^* = p^{now}$ et on reprends tout les étapes précédentes jusqu'à la convergence [81].

C.2 Algorithme PISO

Cet algorithme est une procédure de calcul pression-vitesse "Pressure Implicit with Splitting of Operators", développé par Issa en 1986 [81]. Il comporte une étape de prévision et deux étapes de correction.

L'étape de prédiction : C'est exactement la même étape primaire que l'algorithme SIMPLE, on pose un champ de pression initial p^* , avec cette pression on calcule les deux composantes u^* et v^* (voir C.1).

Première étape de correction : On introduit dans cette première correction la pression p^{**} et les vitesses u^{**} et v^{**} , on aura :

$$\begin{aligned} p^{**} &= p^* + p' \\ u^{**} &= u^* + u' \\ v^{**} &= v^* + v' \end{aligned}$$

Pour cela et de la même façon que pour l'algorithme SIMPLE (pour l'obtention des équations C.12 et C.13) on aura :

$$u_{i,J}^{**} = u_{i,J}^* + (p'_{I-1,j} - p'_{I,J}) d_{i,J} \quad (C.16)$$

$$v_{I,j}^{**} = v_{I,j}^* + (p'_{I,J-1} - p'_{I,J})d_{I,j} \quad (C.17)$$

On remarque que u^{**} et v^{**} correspondent à u et v de l'algorithme SIMPLE. On les remplace dans l'équation de continuité pour obtenir une première correction de pression p' , et par suite on peut calculer u^{**} et v^{**} .

Deuxième étape de correction : Les équations de moment discrétisées pour u^{**} et v^{**} s'écrivent :

$$a_{i,J}u_{i,J}^{**} = \sum a_{nb}u_{nb}^* + (p_{I-1,j}^{**} - p_{I,J}^{**})A_{i,J} + b_{i,J} \quad (C.18)$$

$$a_{I,j}v_{I,j}^{**} = \sum a_{nb}v_{nb}^* + (p_{I,J-1}^{**} - p_{I,J}^{**})A_{I,j} + b_{I,j} \quad (C.19)$$

Par la suite, on introduit la pression p^{***} et la vitesse u^{***} et v^{***} :

$$a_{i,J}u_{i,J}^{***} = \sum a_{nb}u_{nb}^{**} + (p_{I-1,j}^{***} - p_{I,J}^{***})A_{i,J} + b_{i,J} \quad (C.20)$$

$$a_{I,j}v_{I,j}^{***} = \sum a_{nb}v_{nb}^{**} + (p_{I,J-1}^{***} - p_{I,J}^{***})A_{I,j} + b_{I,j} \quad (C.21)$$

On introduit une seconde correction de pression p'' :

$$p^{***} = p^{**} + p'' \quad (C.22)$$

différence entre les équations C.20 et C.18 et entre C.21 et C.19 donne :

$$u_{i,J}^{***} = u_{i,J}^{**} + \frac{\sum a_{nb}(u_{nb}^{**} - u_{nb}^*)}{a_{i,J}} + (p''_{I,J-1} - p''_{I,J})d_{i,J} \quad (C.23)$$

$$v_{I,j}^{***} = v_{I,j}^{**} + \frac{\sum a_{nb}(v_{nb}^{**} - v_{nb}^*)}{a_{I,j}} + (p''_{I,J-1} - p''_{I,J})d_{I,j} \quad (C.24)$$

De même on remplacer u^{***} et v^{***} dans l'équation de continuité et on résout cette équation pour avoir le p'' , une fois p'' est obtenu, on remplace dans l'équation C.22 et on aura donc $p^{***} = p^{now}$. On réinitialise $p^* = p^{now}$, et on refait les calcul jusqu'à la convergence [81].

La différence entre ces deux algorithmes est que PISO est basé sur une relation plus fine entre la vitesse et la pression que SIMPLE.

Annexe D

Schémas de discrétisation

Soit la variable Φ qui satisfait l'équation de transport :

$$\frac{d}{dx}(\rho u \Phi) = \frac{d}{dx} \left(\Gamma \frac{d\Phi}{dx} \right) \quad (\text{D.1})$$

On définit les deux variables F et D qui correspondent au terme convectif et diffusif respectivement :

$$F = \rho u$$

et

$$D = \frac{\Gamma}{\delta x}$$

L'intégration de l'équation de transport dans un volume de contrôle représenté sur la figure D.1 donne :

$$F_e \Phi_e - F_w \Phi_w = D_e (\Phi_E - \Phi_P) - D_w (\Phi_P - \Phi_W) \quad (\text{D.2})$$

avec :

$$F_w = (\rho u)_w$$
$$D_w = \frac{\Gamma_w}{\delta x_{WP}}$$

et

$$F_e = (\rho u)_e$$
$$D_e = \frac{\Gamma_e}{\delta x_{PE}}$$

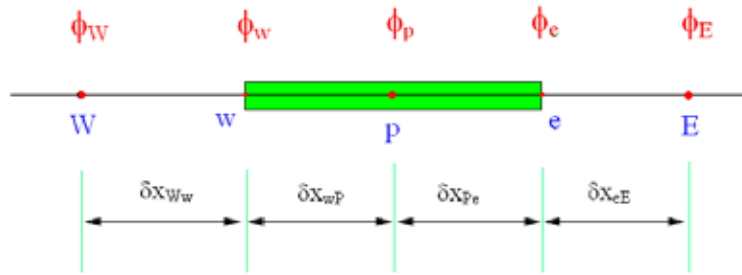


FIGURE D.1 – Volume de contrôle autour du point P

D.1 Schéma décentré (UPWIND)

Ce schéma prend en considération la direction de la vitesse, pour le cas représenté sur la figure D.2 on a :

$$\Phi_w = \Phi_W$$

et

$$\Phi_e = \Phi_P$$

ce qui donne :

$$(D_w + D_e + F_e) \Phi_P = (D_w + F_w) \Phi_W + D_e \Phi_E \quad (\text{D.3})$$

Pour le cas représenté sur la figure D.3, on a :

$$\Phi_w = \Phi_P$$

et

$$\Phi_e = \Phi_E$$

ce qui donne :

$$(D_w + D_e - F_w) \Phi_P = D_w \Phi_W + (D_e - F_e) \Phi_E \quad (\text{D.4})$$

D.2 Le schéma QUICK

C'est l'interpolation quadratique en amont de la cinétique convective, la valeur de Φ est obtenu pour un nœud par une fonction quadratique et une interpolation entre les deux nœuds qui se situent avant l'entourent (en 2D) et le nœud qui est vient après en tenant compte de la direction de la vitesse [81].

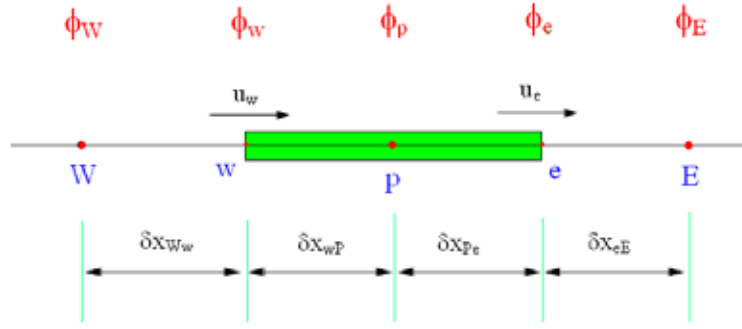


FIGURE D.2 – UPWIND premier cas

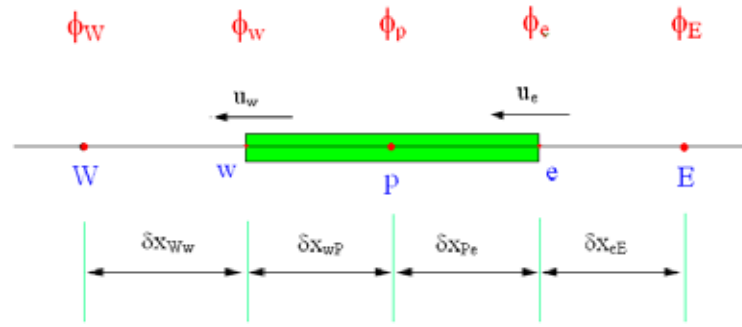


FIGURE D.3 – UPWIND deuxième cas

Pour le cas représenté sur la figure D.4 on a :

$$\Phi_w = \frac{6}{8}\Phi_W + \frac{3}{8}\Phi_P - \frac{1}{8}\Phi_{WW} \quad (\text{D.5})$$

$$\Phi_e = \frac{6}{8}\Phi_P + \frac{3}{8}\Phi_E - \frac{1}{8}\Phi_W \quad (\text{D.6})$$

Ce qui donne :

$$\left[D_w - \frac{3}{8}F_w + D_e + \frac{6}{8}F_e \right] \Phi_P = \left[D_w + \frac{6}{8}F_w + \frac{1}{8}F_e \right] \Phi_W + \left[D_e - \frac{3}{8}F_e \right] \Phi_E - \frac{1}{8}F_w \Phi_{WW} \quad (\text{D.7})$$

Pour le cas représenté sur la figure D.5 on a :

$$\Phi_w = \frac{6}{8}\Phi_P + \frac{3}{8}\Phi_W - \frac{1}{8}\Phi_E \quad (\text{D.8})$$

$$\Phi_e = \frac{6}{8}\Phi_E + \frac{3}{8}\Phi_P - \frac{1}{8}\Phi_{EE} \quad (\text{D.9})$$

Ce qui donne :

$$\left[D_w - \frac{6}{8}F_w + D_e + \frac{3}{8}F_e \right] \Phi_P = \left[D_w + \frac{3}{8}F_w \right] \Phi_W + \left[D_e - \frac{6}{8}F_e - \frac{1}{8}F_w \right] \Phi_E + \frac{1}{8}F_E \Phi_{EE} \quad (\text{D.10})$$

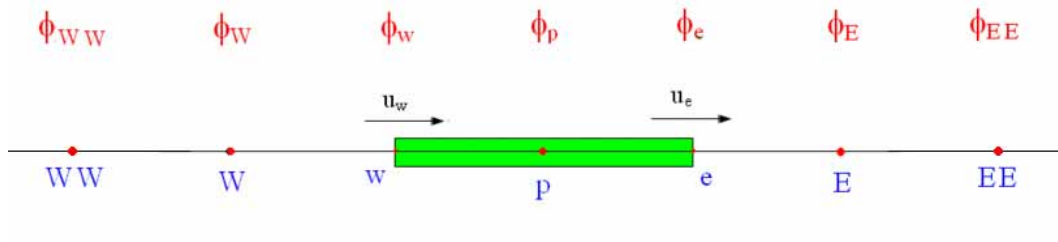


FIGURE D.4 – QUICK premier cas

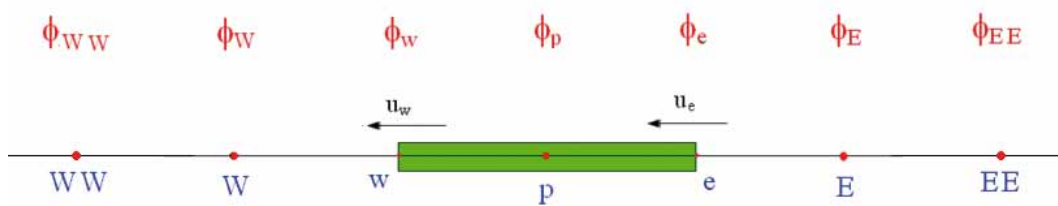


FIGURE D.5 – QUICK deuxième cas

Annexe E

Autres résultats du calcul instationnaire

Les graphes qui suivent présentent d'autres résultats obtenus dans le cadre du présent travail comparés aux données expérimentales de OSU (Ohio State University, USA) publiées par NREL [8]. Nos résultats sont référencés $SST\ k - \omega$.

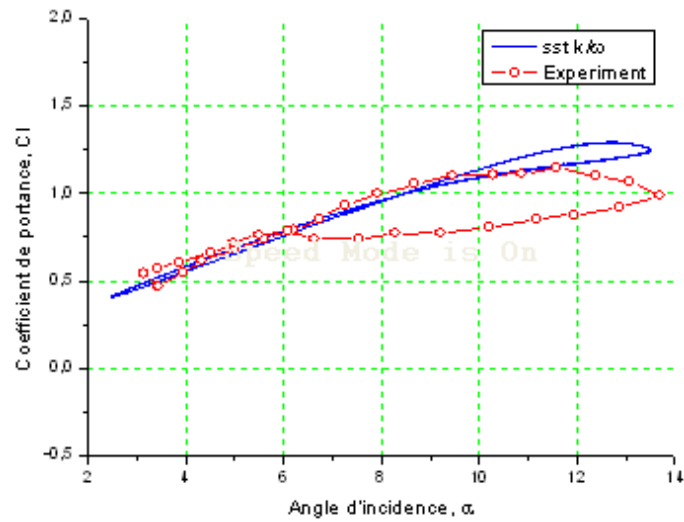
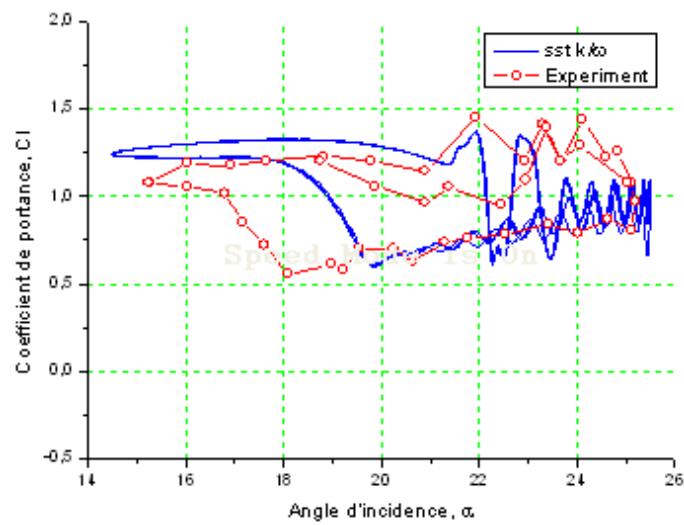
(a) $\alpha_{mean} = 8^\circ$ (b) $\alpha_{mean} = 20^\circ$

FIGURE E.1 – Variation du coefficient de portance avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.026$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 5, 5^\circ$

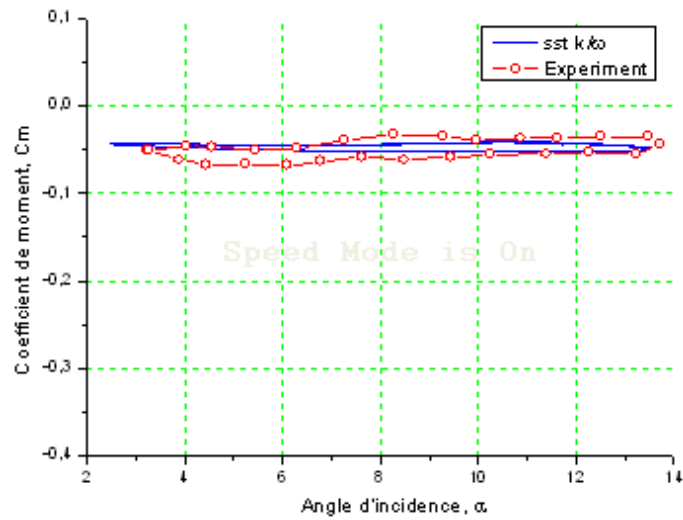
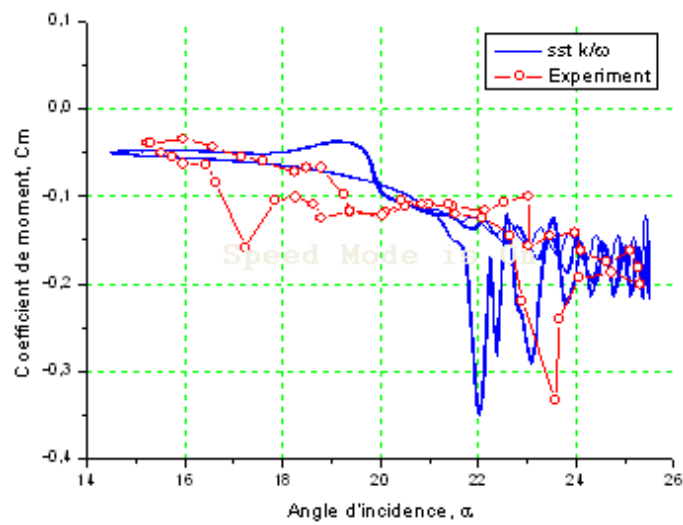
(a) $\alpha_{mean} = 8^\circ$ (b) $\alpha_{mean} = 20^\circ$

FIGURE E.2 – Variation du coefficient de moment avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.026$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 5, 5^\circ$

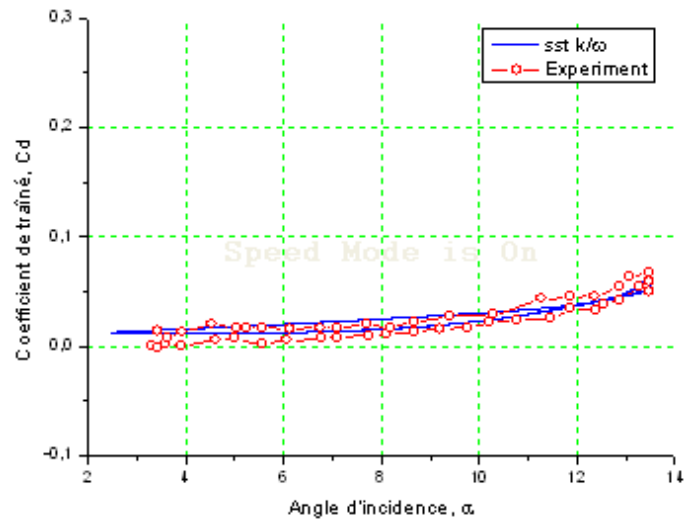
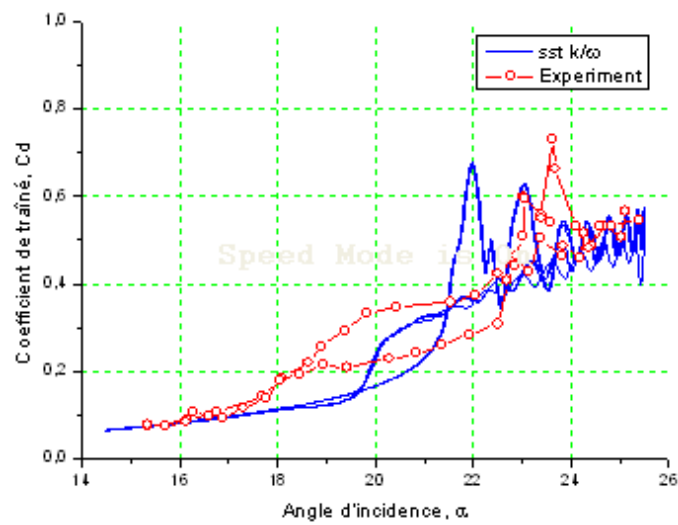
(a) $\alpha_{mean} = 8^\circ$ (b) $\alpha_{mean} = 20^\circ$

FIGURE E.3 – Variation du coefficient de traînée avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.026$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 5, 5^\circ$

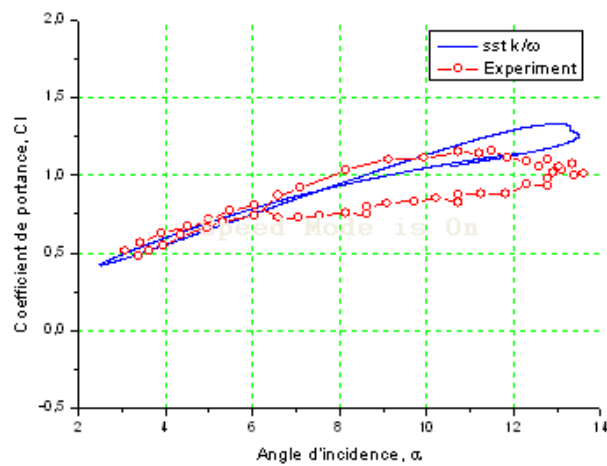
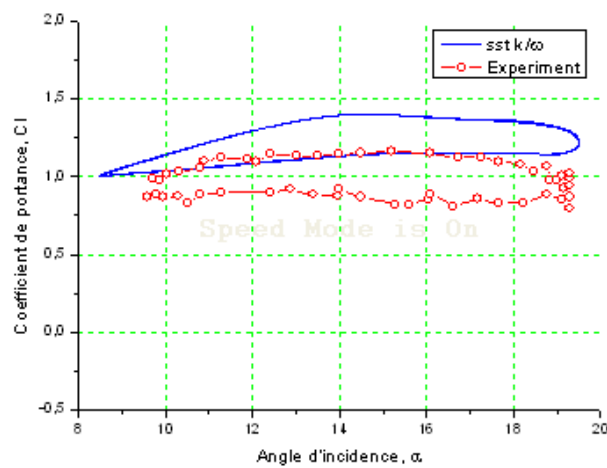
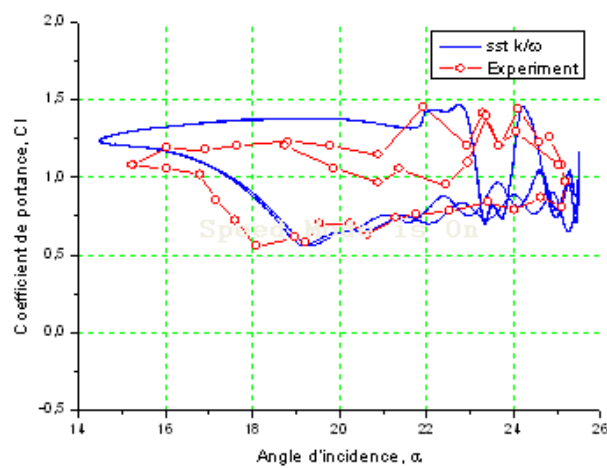
(a) $\alpha_{mean} = 8^\circ$ (b) $\alpha_{mean} = 14^\circ$ (c) $\alpha_{mean} = 20^\circ$

FIGURE E.4 – Variation du coefficient de portance avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.05$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 5, 5^\circ$

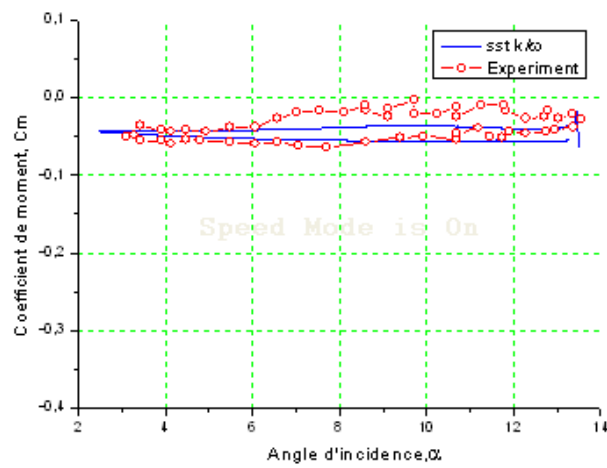
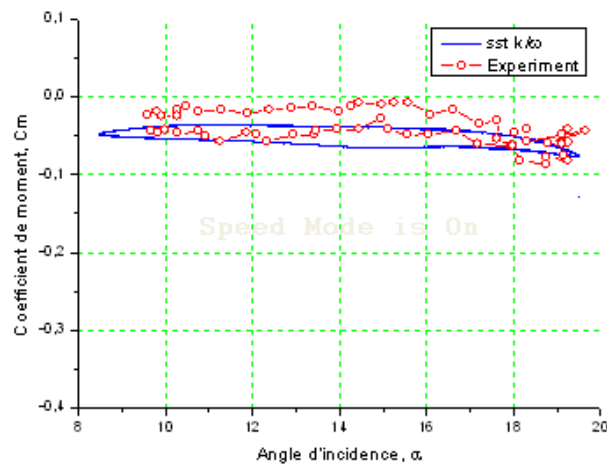
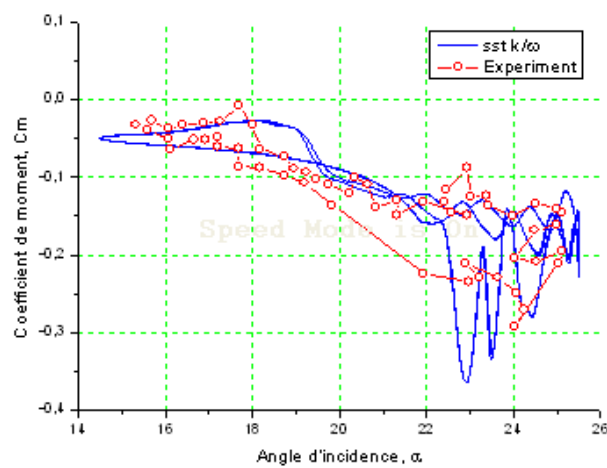
(a) $\alpha_{mean} = 8^\circ$ (b) $\alpha_{mean} = 14^\circ$ (c) $\alpha_{mean} = 20^\circ$

FIGURE E.5 – Variation du coefficient de moment avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.05$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 5, 5^\circ$

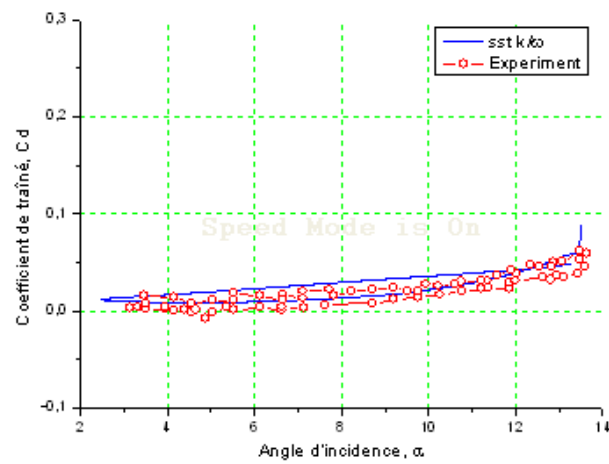
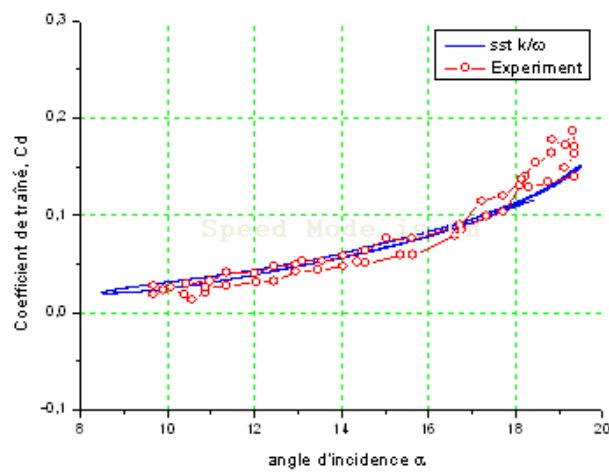
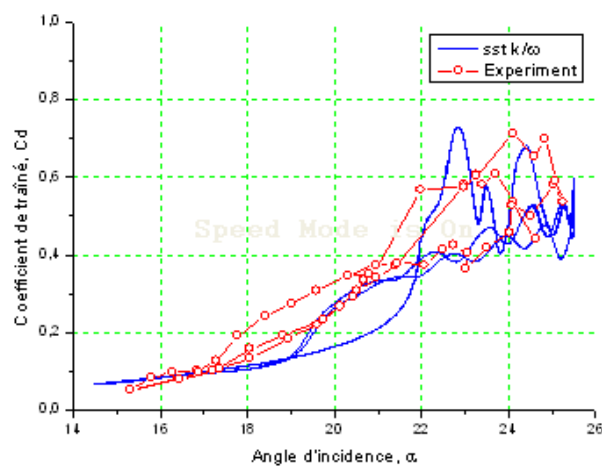
(a) $\alpha_{mean} = 8^\circ$ (b) $\alpha_{mean} = 14^\circ$ (c) $\alpha_{mean} = 20^\circ$

FIGURE E.6 – Variation du coefficient de traînée avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.05$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 5, 5^\circ$

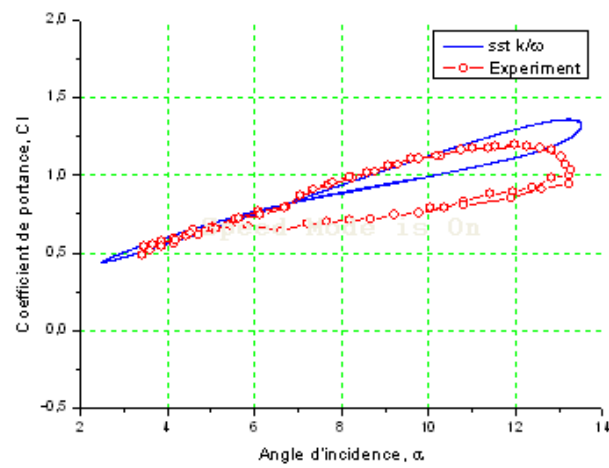
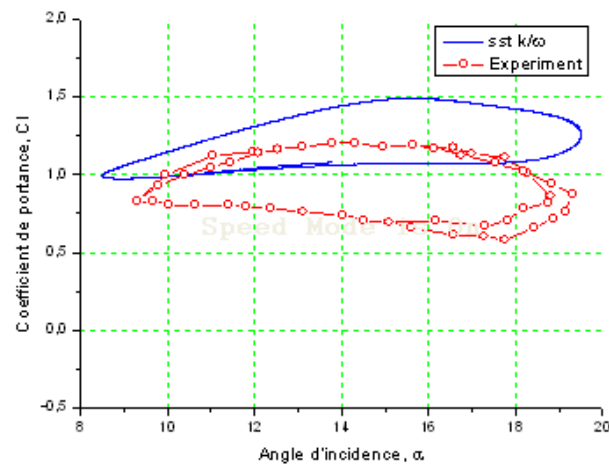
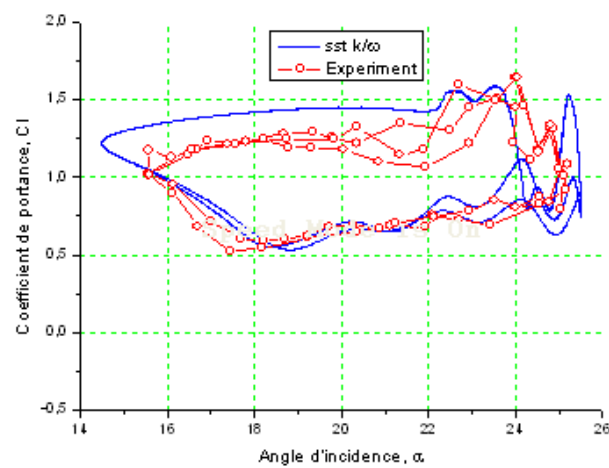
(a) $\alpha_{mean} = 8^\circ$ (b) $\alpha_{mean} = 14^\circ$ (c) $\alpha_{mean} = 20^\circ$

FIGURE E.7 – Variation du coefficient de portance avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.077$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 5,5^\circ$

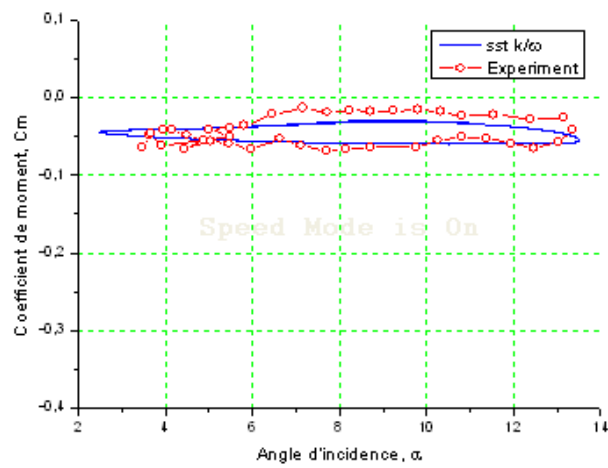
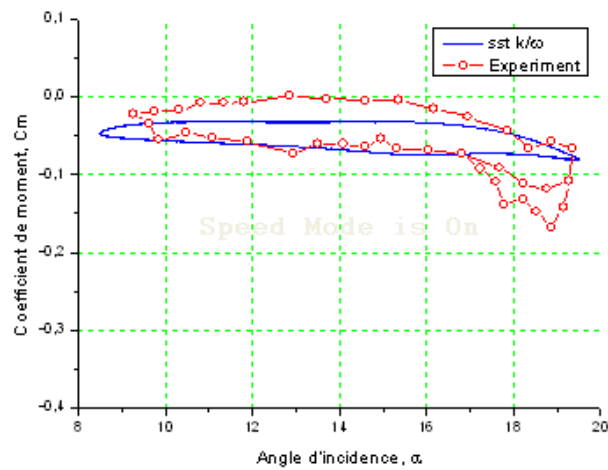
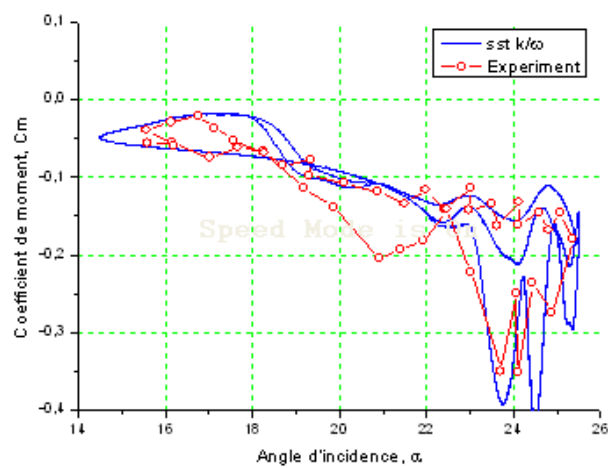
(a) $\alpha_{mean} = 8^\circ$ (b) $\alpha_{mean} = 14^\circ$ (c) $\alpha_{mean} = 20^\circ$

FIGURE E.8 – Variation du coefficient de moment avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.077$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 5, 5^\circ$

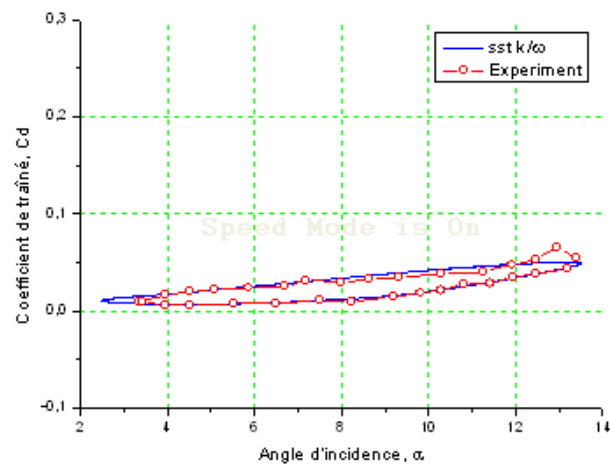
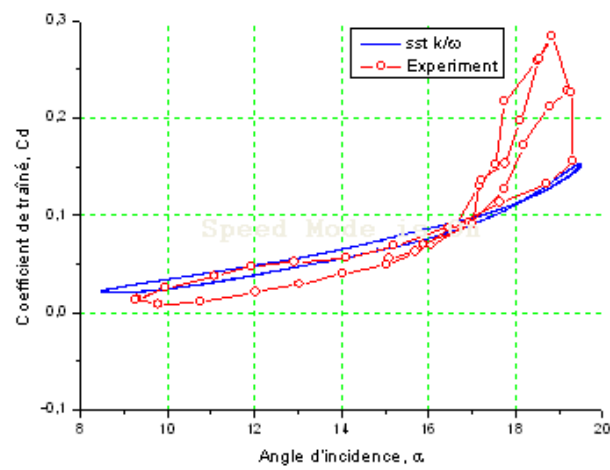
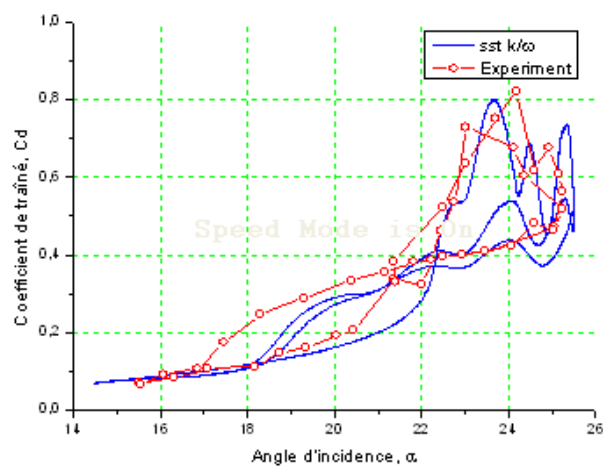
(a) $\alpha_{mean} = 8^\circ$ (b) $\alpha_{mean} = 14^\circ$ (c) $\alpha_{mean} = 20^\circ$

FIGURE E.9 – Variation du coefficient de traînée avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.077$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 5,5^\circ$

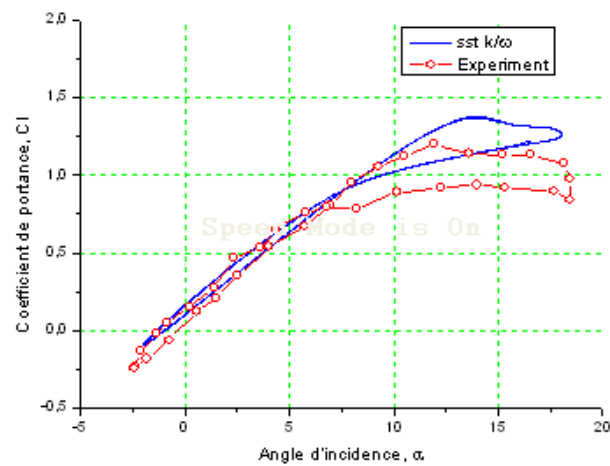
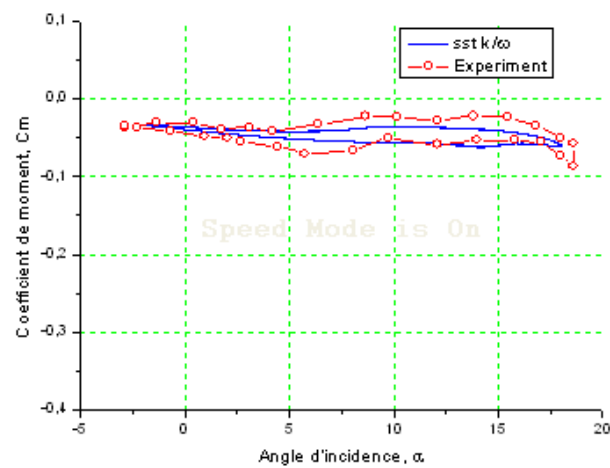
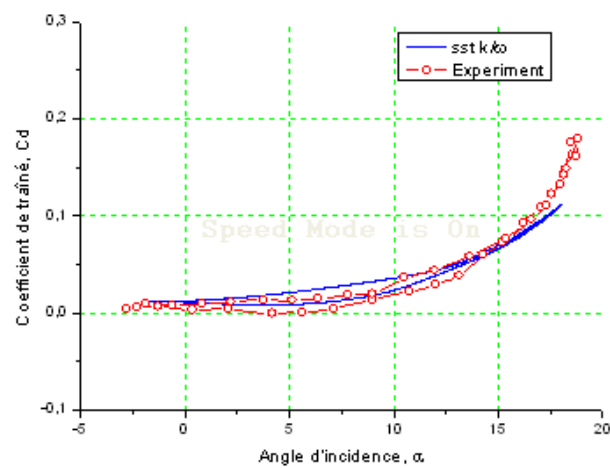
(a) $\alpha_{mean} = 8^\circ$ (b) $\alpha_{mean} = 8^\circ$ (c) $\alpha_{mean} = 8^\circ$

FIGURE E.10 – Variation du C_L , C_M , et C_D avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.026$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 10^\circ$

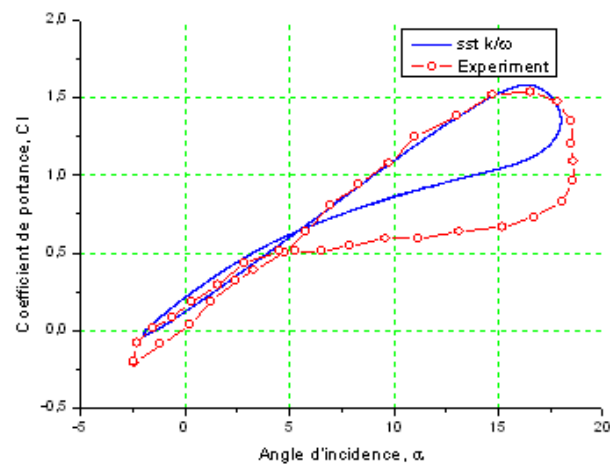
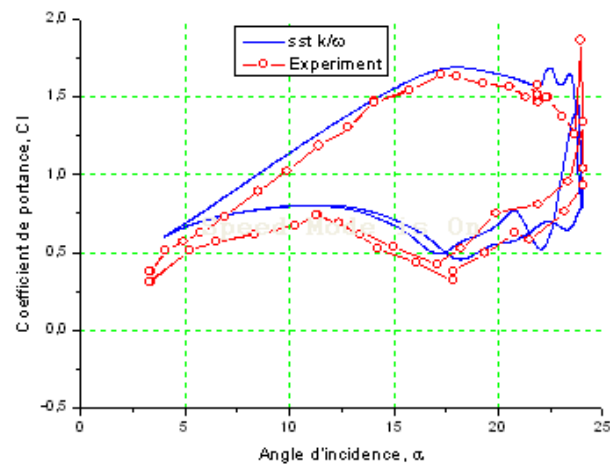
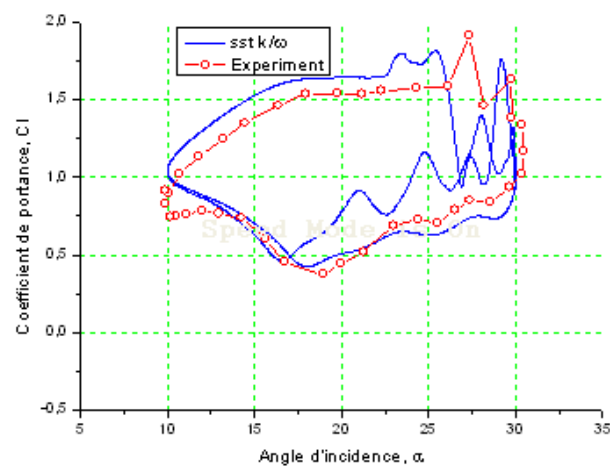
(a) $\alpha_{mean} = 8^\circ$ (b) $\alpha_{mean} = 14^\circ$ (c) $\alpha_{mean} = 20^\circ$

FIGURE E.11 – Variation du coefficient de portance avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.077$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 10^\circ$

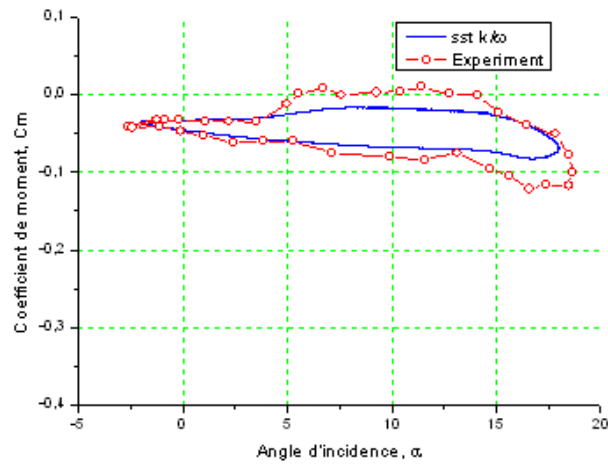
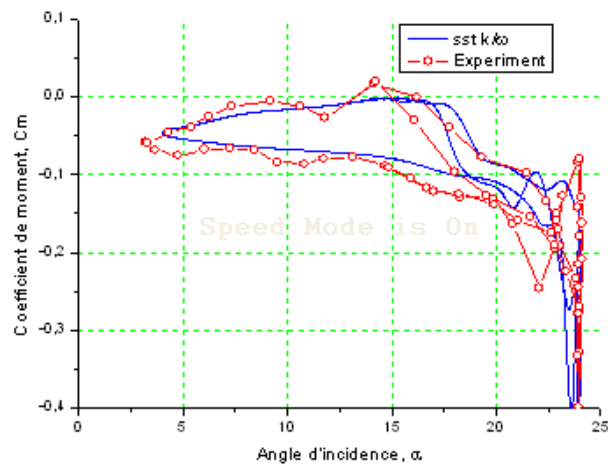
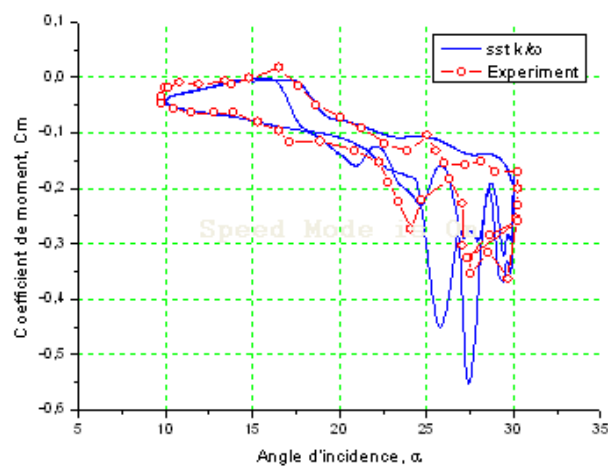
(a) $\alpha_{mean} = 8^\circ$ (b) $\alpha_{mean} = 14^\circ$ (c) $\alpha_{mean} = 20^\circ$

FIGURE E.12 – Variation du coefficient de moment avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.077$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 10^\circ$

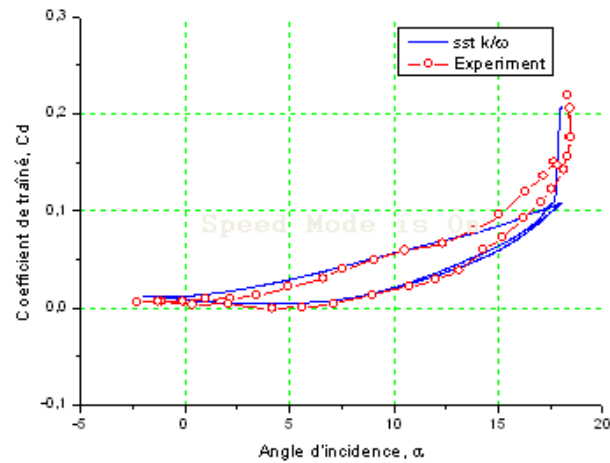
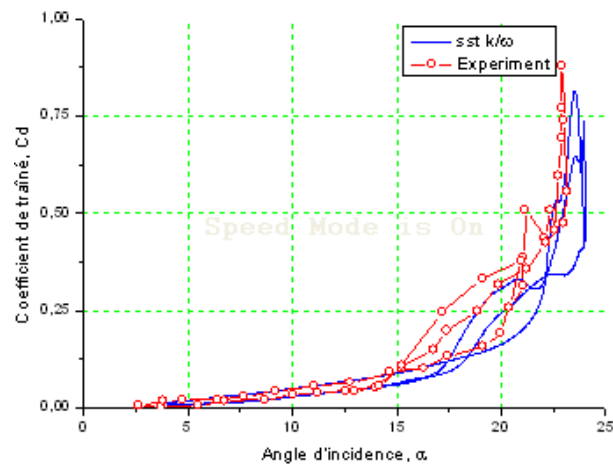
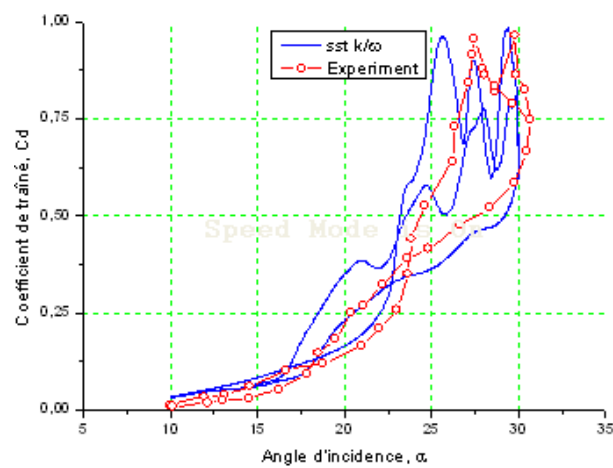
(a) $\alpha_{mean} = 8^\circ$ (b) $\alpha_{mean} = 14^\circ$ (c) $\alpha_{mean} = 20^\circ$

FIGURE E.13 – Variation du coefficient de traînée avec l'angle d'incidence pour une fréquence réduite $k=0.077$ et une amplitude $\alpha_{amp} = 10^\circ$