

Visa du chef de département des
Sciences et de la Technologie
Signature:.....
Date:.....

Simulation numérique de l'écoulement instationnaire Sur un profil d'aile avec des tubercules

Mémoire de fin d'études pour l'obtention du diplôme
de Master académique en
« **Installations Energétiques et Turbomachine** »

Encadreur : **Dr. BAGHDAD M., MCB**

Membres du jury
KAHIL Y. MCB (*Président*)
BENLEFKI A. MCB (*Examineur*)
BAGHDAD M. MCB (*Encadreur*)

Réalisé par : **GUETTAF Naima**
Signature :
Date :

Visa du chef de département des
Sciences et de la Technologie
Signature:.....
Date:.....

Simulation numérique de l'écoulement instationnaire Sur un profil d'aile avec des tubercules

Mémoire de fin d'études pour l'obtention du diplôme
de Master académique en
« **Installations Energétiques et Turbomachine** »

Encadreur : **Dr. BAGHDAD M., MCB**

Membres du jury
KAHIL Y. MCB (*Président*)
BENLEFKI A. MCB (*Examinateur*)
BAGHDAD M. MCB (*Encadreur*)

Réalisé par : **GUETTAF Naima**
Signature :.....
Date :.....

Dédicace

Je dédie ce travail à :

Ma chère mère et mon honorable père pour leur soutien, leur aide,

Leur patience et leur amour.

Mes frères

Mes sœurs

A tous mes enseignants chacun par son nom

Toute ma famille

Tous mes amis

A tous mes collègues chacun par son nom

A chaque personne qui m'a aidée

GUETTAF Naima

Remerciements

Je remercie dieu de ses bienfaits et pour le tout puissant de m'avoir donné la foi et de m'avoir permis d'en arriver là.

J'adresse de chaleureux remerciements à mon encadrant **Dr. M. BAGHDAD**, pour son attention de tout instant sur mes travaux, pour ses conseils avisés et son écoute qui ont été prépondérants pour la bonne réussite de ce mémoire.

Son énergie et sa confiance. J'ai pris un grand plaisir à travailler avec lui.

Je désire aussi remercier les enseignants, qui m'ont fourni les outils nécessaires à la réussite de mes études universitaires. Je tiens également à remercier Monsieur BENLEKKAM M. Pour ses conseils qui ont été très appréciés.

Je voudrais exprimer ma reconnaissance envers les amis et collègues qui m'ont apporté leur support moral et intellectuel tout au long de ma démarche. J'adresse mes sincères remerciements à toutes les personnes qui par leurs paroles, leurs conseils et critiques ont guidé mes réflexions et ont accepté à me rencontrer et répondre à mes questions durant mes recherches.

Résumé

Ce travail présente une simulation numériques instationnaire des caractéristiques de l'écoulement sur une aile d'avion de profil NACA0021 modifié en incorporant des tubercules sinusoïdales au bord d'attaque pour $Re=225000$. La *CFD* (La mécanique des fluides numérique) tridimensionnelle sur l'aile a été effectuée avec sur des angles d'attaque de 10, 15 et 20° en utilisant le code de calcul commercial Fluent 6.3. Les équations de turbulences ont fermé par le modèles $k-\omega$ SST. En plus de comparaison de coefficient de trainée et le coefficient de portance, une présentation des lignes de courant généré par les deux ailes pour visualiser l'écoulement et l'évacuation des tourbillons pour les angles d'attaque testées. Les résultats montrent des résultats de URANS plus fiable que les modèle RANS avec une amélioration de la production de poussée par rapport à des ailes classiques.

Abstract

Unsteady numerical simulation of flow characteristics on a modified NACA0021 profile aircraft wing incorporating sinusoidal tubers at the leading edge for $Re=225000$ are presented in this work. Three-dimensional *CFD* (Computational Fluid Dynamics) on the wing was made with angles of attack of 20° using Fluent 6.3 commercial code. The turbulence equations closed by the $k-\omega$ SST models. In addition to drag coefficient comparison and lift coefficient, a presentation of the current lines generated by the two wings to visualize the flow and evacuation of vorticity for the angles of attack tested. The results show URANS more reliable than RANS models with improved thrust production compared to conventional wings.

ملخص

معدلة تتضمن درنات جيبية عند الحافة NACA0021 يقدم هذا العمل محاكاة عددية لخصائص التدفق على جناح طائرة 15, 10, 20 ثلاثي الأبعاد على الجناح مع زوايا الهجوم *CFD* (ديناميك الموائع الحسابية). تم تنفيذ $Re = 225000$ الأمامية لـ بالإضافة إلى $K-\omega, SST$ معادلات الاضطراب مغلقة من قبل النماذج. Fluent 6.3 درجة باستخدام برنامج الحساب التجاري تم عرض الخطوط التيار الناتجة عن الجناحين لإظهار التدفق وإخلاء الدوامات لزوايا مقارنة معامل السحب ومعامل الرفع مع تحسين في إنتاج الدفع مقارنة RANS احسن من نماذج URANS الهجوم المدروسة. النتائج المتحصل عليها تظهر ان نتائج بالأجنحة التقليدية

Nomenclature

Notations latines

C	Corde du profil.
C_f	Coefficient de frottement.
CFD	Computational Fluid Dynamics
C_p	Coefficient de pression
C_x	Coefficient de traînée.
C_z	Coefficient de portance.
J	Jacobien
K	énergie cinétique de la turbulence.
P	Pression.
Re	nombre de Reynolds
U, V	Composantes de la vitesse dans le plan (x, y) .
U^C, V^C	Composantes de la vitesse dans le plan (ξ, η) .
U_∞	La vitesse de l'écoulement à l'infini.
(x, y)	Coordonnées cartésiennes
A	Allongement = b^2/S
b	envergure de l'aile
A_m, A_n	les angles de stations de cordes arbitraires

Notation Grecque

ε	Taux de dissipation de la turbulence.
ν_t	viscosité cinématique turbulente.
ρ	Masse volumique.
α	Angle d'incidence
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	Nombres de Prandtl turbulents

List des figures

Figure 1.1:	Image des tubercules sur sa nageoire d'une baleine et l'aile d'oiseau.....	1
Figure 1.2:	Profil aérodynamique NACA0012 avec des tubercules sphériques et maillage du calcul.....	4
Figure 1.3 :	NACA 4415 maille avec des tubercules sphériques.....	6
Figure 1.4 :	.Profils aérodynamiques NACA63 ₄ -421 inspiré des baleines ; <i>a.</i> lisse, <i>b.</i> sphérique, <i>c.</i> ondulé.....	8
Figure 2.1 :	Paramètres géométriques du profil aérodynamique.....	11
Figure 2.2 :	Paramètres des ailes de formes planes.....	12
Figure 2.3 :	distribution de pression sur un profil.....	13
Figure 2.4:	décomposition de \vec{R}	13
Figure 2.5 :	winglet.....	15
Figure 2.6 :	La dérive.....	16
Figure 2.7 :	Les volets.....	16
Figure 2.8 :	Les becs de bord d'attaque.....	16
Figure 2.9 :	Les déperditeurs statiques.....	17
Figure 2.10 :	Volet d'intrados.....	18
Figure 2.11 :	Volet d'intrados avec déplacement vers l'arrière.....	18
Figure 2.12 :	Volet de courbure.....	19
Figure 2.13 :	Volet de courbure à fente.....	19
Figure 2.14 :	Volet Fowler.....	20
Figure 2.15 :	Volet Fowler à volets multiples.....	20
Figure 2.16 :	Bec fixe.....	20
Figure 2.17 :	Becs automatiques.....	21
Figure 2.18 :	Becs basculant commandé.....	21
Figure 3.1 :	Géométrie des ailes testés : a. aile lisse ; b. aile à tubercule.....	23
Figure 3.2 :	Exemple de champ de vitesse instantanée U_i^* en fonction du temps.....	25
Figure 3.3 :	Champ de vitesse filtré U_i et moyen U_i en fonction du temps.....	25
Figure 3.4 :	domaine de calcul.....	30
Figure 3.5 :	Maillage généré pour le calcul par <i>Gambit</i>	31
Figure 4.1 :	Sensibilité de C_D et C_L aux maillages.....	33

Figure 4.2 :	Signaux instationnaires de C_D et C_L à $\alpha = 20^\circ$ et $Re = 225000$	35
Figure 4.3 :	Lignes de courants colorés par la vitesse de l'écoulement à $\alpha = 20^\circ$	36
Figure 4.4 :	Contours de vitesse à $\alpha = 20^\circ$: <i>a.</i> $z = 1/4$, <i>b.</i> $1/2$, <i>c.</i> $3/4$ de la hauteur du profil.....	37
Figure 4.5 :	Contours de vitesse à $\alpha = 20^\circ$: <i>a.</i> $x = 0.8$, <i>b.</i> 1.6 , <i>c.</i> 2.4 , <i>d.</i> 3.2 de la corde moyenne.....	38
Figure 4.6 :	Figure 4.6. Contours de l'énergie cinétique turbulente k à $\alpha = 20^\circ$: <i>a.</i> $x = 0.8$, <i>b.</i> 1.6 , <i>c.</i> 2.4 , <i>d.</i> 3.2 de la corde moyenne.....	39
Figure 4.7 :	Contours de vorticité sur les deux côtés de l'aile � $\alpha = 20^\circ$	40

List des tableaux

Tableau 3.1:	Constantes du modèle $k-\omega$ SST compressible.....	29
Tableau 4.1:	Comparaison de C_D et C_L avec les mesures expérimentales.....	34

Sommaire

Nomenclature.....	i
List des figures.....	ii
List des tableaux	iv
Sommaire.....	v

Chapitre 1 Revue Bibliographie

1.1	Introduction.....	1
1.2	Travaux numériques antérieurs.....	2
1.3	Objective de mémoire.....	9

Chapitre 2 Généralité sur les ailes

2.1	Introduction.....	11
2.2	Conception d'une aile.....	11
2.3	Forces aérodynamiques actionnés sur une aile.....	12
2.4	Lames d'aile et plaques d'extrémité.....	15
2.4.1	Les winglets.....	15
2.4.2	La dérive.....	16
2.4.3	Les volets.....	16
2.4.4	Les becs de bord d'attaque.....	16
2.4.5	Les déperditeurs statiques.....	17
2.5	Dispositifs de haute portance.....	17
2.5.1	Volets arrière.....	17
a.	Volet d'intrados.....	17
b.	Volet d'intrados avec déplacement vers l'arrière.....	18
c.	Volet de courbure.....	18
d.	Volet de courbure à fente.....	19
e.	Volet Fowler.....	19
f.	Volet Fowler à volets multiples.....	20
2.5.2	Volets d'avant-garde (becs).....	20
2.5.2.1	Bec fixe	20
2.5.2.2	Becs automatiques	21
2.5.2.3	Becs basculant commandé	21

Chapitre 3 Mise en Equation

3.1	Introduction.....	22
3.2	Description de problème.....	23

3.3	Equations de base.....	23
3.3.1	Définition de l'URANS.....	23
3.3.2	Équations du mouvement en URANS.....	26
3.4	Modèle SST $k-\omega$ Standard.....	27
3.5.	Domaine du calcul et maillage.....	30
3.6	Résolution Numérique.....	30

Chapitre 4 Résultats et discussion

4.1	Introduction.....	32
4.2	Etude de maillage	32
4.3	Validation.....	33
4.4	Historique de C_D et C_L	34
4.5	Lignes de courants.....	35
4.6	Contours de vitesse.....	36
4.7	Energie cinétique turbulente.....	39
4.8	Vorticité.....	39
	Conclusion.....	41
	Référence.....	42

Chapitre 1

Revue Bibliographique

1.1 Introduction

Malgré sa taille massive, la baleine à bosse est remarquablement agile. Ils sont capables d'effectuer des acrobaties sous-marines, y compris des sauterelles (Jurasz et Jurasz 1979). En outre, ils sont uniques parmi les baleines à fanons, car ils ont des protubérances de pointe, appelées tubercules, sur leurs nageoires pectorales. Cette géométrie unique a été suggérée, en partie, pour être responsable de l'agilité de la baleine (Fish and Battle, 1995).



Fig. 1.1- Image des tubercules sur sa nageoire d'une baleine et l'aile d'oiseau

Des études récentes sur les effets des tubercules sur le rendement des ailes ont révélé que chaque tubercule produit une paire de tourbillons à contre-rotation, qui aboutissent à un déversement commun sur les pics des tubercules et à un remous commun dans les auges.

Les principaux effets des tubercules sont de ramollir et de retarder le décrochage (Miklosovic et al. [1]).

1.2 Travaux numériques antérieurs

Les phénomènes des écoulements complexes, et on choisit dans la plupart du temps les méthodes numériques pour développer ces problèmes et tirer les cas optimal, semblable à tous les sujets, les effets des tubercules aux bords d'attaque des ailes fait une grande tension pour les numériciens .Favier et al. [2] ont été évalué par une étude numérique les effets du bord d'attaque ondulé sur un profil d'aile NACA0020 et bas nombre de Reynolds $Re=800$. L'angle d'attaque est de 20° avec des ondulations sinusoïdales de différente longueur d'onde λ et amplitude A . Une étude paramétrique sur l'effet de la longueur d'onde et de l'amplitude de l'onde de front a été effectuée. L'influence de ces structures en continu sur la séparation de la couche limite a été étudiée et un mécanisme physique identifié pour expliquer le local observé en aval des profils. Swanson et Isaak [3] ont développé à grands nombres de Reynolds l'efficacité des ailes avec bord d'attaque à tubercules. La simulation numérique est utilisée pour évaluer les forces agissant sur l'aile. Une comparaison entre une aile avec des tubercules par rapport à la même aile sans tubercules à un angle d'attaque de 10° . Une augmentation de 4,8% de la portance, une réduction de 10,9% de la traînée, induite et une augmentation de 17,6% du rapport de portance/traînée. Les tubercules améliorent la performance des ailes à des angles d'attaque modestes tout en n'offrant aucun effet nuisible à l'angle d'attaque zéro. Ils évaluent les forces visqueuses de traînée agissant sur l'aile et montrent que les tubercules peuvent augmenter de 11% à un angle d'attaque de 10° . Les tubercules peuvent également retarder l'apparition et la gravité du décrochage.

La performance aérodynamique d'une pale d'éolienne de type nouveau avec une forme de pointe sinusoïdale a été étudiée en détail sur la base d'une simulation RANS tridimensionnelle par Zhang et al. [4]. Les résultats montrent qu'en comparaison avec une pale de bord d'attaque droite classique, les valeurs de couple au l'arbre d'éolienne à pales avec d'ondulation présentent une amélioration significative dans des conditions de fonctionnement à vitesse de vent élevée. Un diagnostic dynamique révèle que les vortex émis par les tubercules sont améliorés les performances aérodynamiques, où un pic beaucoup plus grand de pression d'aspiration est généré par ces vortex. Les résultats numériques actuels montrent également que la forme de bord d'attaque ondulée est défavorable pour une pale d'éolienne dans les conditions de conception. Dans ces

conditions, une séparation précoce de la couche limite due aux tubercules entraînera une réduction visible du couple arbre-pale dans la lame ondulée. L'influence d'ondulations géométriques le long du bord d'attaque d'un profil d'aile est étudiée numériquement à faible nombre de Reynolds par Favier et al. [5], dans une optique de contrôle passif du décollement et en se focalisant sur les mécanismes physiques mis en jeu. Inspiré des tubercules présents sur les ailerons des baleines à bosse, ce bord d'attaque ondulé est modélisé par une sinusoïde le long de l'envergure, dont la longueur d'onde et l'amplitude constituent les paramètres de contrôle. Une simulation numérique directe est effectuée sur un profil NACA0020 dans une configuration d'écoulement décroché ($\alpha=20^\circ$), avec et sans ondulation de bord d'attaque. Les frontières solides complexes engendrées par la variation des paramètres de l'ondulation géométrique sont traitées par la méthode des frontières immergées. Une étude paramétrique permet d'extraire un jeu de paramètres d'ondulation qui amène à une modification significative de la topologie de l'écoulement décollé, qui se retrouve dominé par des tourbillons orientés vers l'aval et générés sur les côtés des protubérances de bord d'attaque. Une analyse physique est menée pour expliquer le mécanisme de formation de ces structures cohérentes tourbillonnaires. Le rôle qu'elles jouent dans le contrôle du décollement de couche limite est étudié également, sous l'éclairage des modifications de performances hydrodynamiques.

Basant sur la simulation numérique, l'effet des tubercules sphériques sur les caractéristiques d'écoulement autour du profil aérodynamique est étudié par Abdel Gawad [6]. Le diamètre de chaque tubercule est $0.1C$. L'envergure la distance entre les axes de deux tubercules adjacents est $0.2C$. Le profil NACA0012, est couramment utilisé dans de nombreuses applications aérodynamiques et hydrodynamiques, a été utilisé dans ce travail. Une large gamme d'angle d'attaque a été testée; de 0° à 25° . Le nombre de Reynolds variant de 65,000 et 1, 000,000. Le modèle k- ϵ standard a été utilisé et le schéma numérique était validé. Les résultats couvrent distributions de pression, vitesse, et les coefficients. Eleni et al. [7], Kim et al. [9] et Lohry et al. [9] ont étudié la performance hydrodynamique du profil NACA0020 aérodynamique tridimensionnel à tubercule. L'écoulement est turbulent avec un modèle k- ϵ . Ils sont balayé un maximum d'angle d'inclinaison de profil. Les résultats montrent une augmente de 11,92% pour C_L par rapport au profil lisse.

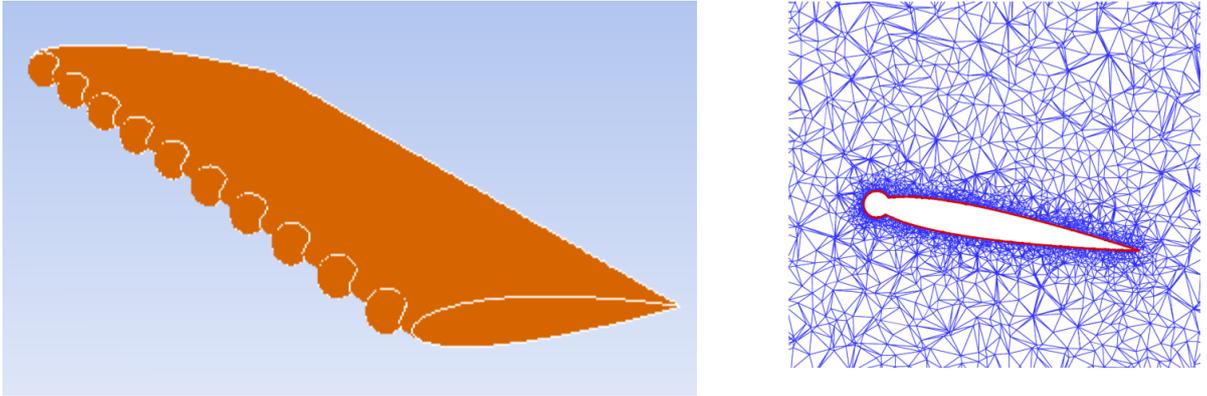


Fig. 1.2- Profil aérodynamique NACA0012 avec des tubercules sphériques et maillage du calcul [6]

Basé sur la méthode RANS et pour un nombre de Reynolds $1,35 \times 10^5$, Feng et al. [10] ont étudié l'effet de tubercule sur un profil aérodynamique NACA0020. En comparaison, les résultats de calcul numérique entre l'aile avec et sans tubercules, l'angle de décrochage de profil avec tubercules retarde de 3° et le coefficient de portance augmente de 11,92% que le profil normal. Komarov et al. [11] ont été comparé trois modèles de turbulence pour l'écoulement autour des profils aérodynamiques.

Les résultats ont été comparés à des mesures déterminés expérimentalement. Les modèles de turbulence de Spalart-Allmaras et $k-\omega$ SST avoir des possibilités limitées pour capter la recirculation de la région d'écoulement sur la surface supérieure du profil aérodynamique. Le modèle Transition SST a donné des bons résultats. Câmara [12] a été effectués de la simulation pour des ailes infinies et finies en utilisant un bord d'attaque sinusoïdal pour un contrôle passif de décrochage à un nombre de Reynolds de 160 000. Les caractéristiques géométriques de l'onde sinusoïdale ont été maintenues constantes avec une amplitude et une longueur d'onde de $0.12c$ et $0.5c$, respectivement. L'effet global de cette modification géométrique a été initialement évalué en termes de caractéristiques aérodynamiques, à savoir la portance et la traînée. Les simulations numériques ont démontré la capacité d'attraper le modèle d'écoulement bi-périodique rapporté dans les expériences publiées pour les ailes infinies.

une étude numérique tridimensionnelle sur l'impact des bords d'attaque sinusoïdaux sur les profils aérodynamiques cambrés a été étudié par Corsini et al. [13]. L'étude numérique a été réalisée avec code FOAM en utilisant le modèle $k-\varepsilon$. La performance de

portance et de traînée ont été évalués. L'évaluation de la modification géométrie sur un profil aérodynamique cambré a entraîné la comparaison de performance aérodynamique contre la même géométrie aérodynamique sans une sinusoïdale, ainsi qu'avec un profil aérodynamique non-cambré. Les résultats montrent un gain de 30% en portance après décrochage pour le Profil aérodynamique WHALE4415. Lau et al. [14], Skillen et al. [15], Sharmila et Rajakumar[16] et Benaissa et al. [17] sont utilisés différents codes de calcul (Fluent, CFX et code source) avec les modèles de turbulences Spalart-Allmaras, $k-\omega$ SST et IDDES pour la simulation numérique de l'écoulement sur un profil aéronautique à tubercule. Les flux derrière le profil ont été analysés en détail. Dans la région de décrochage, le flux de sortie détaché sur l'aile lisse a été effectivement affaibli par les vortex supérieurs générés par les tubercules en raison du transport de quantité de mouvement renforcé efficacement aux sections de pointe et de résistance, ce qui a entraîné des performances améliorées.

Une amplitude d'ondulation de 1.5% de corde et une longueur d'onde de 21% d'accord est considérée par Skillen et al. [18]. Une augmentation de 36% de la portance moyenne et une diminution de 25% de la traînée moyenne observées. Il est montré que les ondulations induisent un fort gradient de pression dans le sens de l'envergure en raison du fait que la majeure partie du flux venant en sens inverse est redirigée derrière les minima d'accords. Ce gradient de pression dans le sens de l'envergure induit un flux secondaire; le fluide de couche limite à faible inertie par derrière la corde de crête est transportée dans le sens de l'envergure vers le pic d'aspiration. Une approche de CFD a été menée pour analyser l'écoulement autour des profils aérodynamiques sinusoïdaux protubérants à un nombre de Reynolds de 10^4 par Xingwei et al. [19]. Les équations de Navier-Stokes incompressibles dépendant du temps tridimensionnelles sont résolues numériquement par en utilisant la méthode des volumes finis, un maillage multi grille. Les simulations sont effectuées pour la longueur d'onde de $0.25c$ et $0.5c$. Pour chaque longueur d'onde, deux hauteurs des tubercules 5% et 10% sont employées. Les forces aérodynamiques et la structure d'écoulement autour des profils aérodynamiques sont présentées et comparées en détail. Aftab et Ahmed [20] ont étudié l'effet du tubercule sur l'aile NACA445. Le bord d'attaque de l'aile a été modifié en utilisant des tubercules sphériques similaires aux bosses sur la baleine à bosse. Les résultats ont montré une amélioration significative de l'aérodynamique par rapport à l'utilisation de générateurs de vortex. Une amélioration de

portance d'environ 13,6% a été obtenue contrairement dans le cas de générateurs de vortex seulement 6,3% sous le même Reynolds nombre.

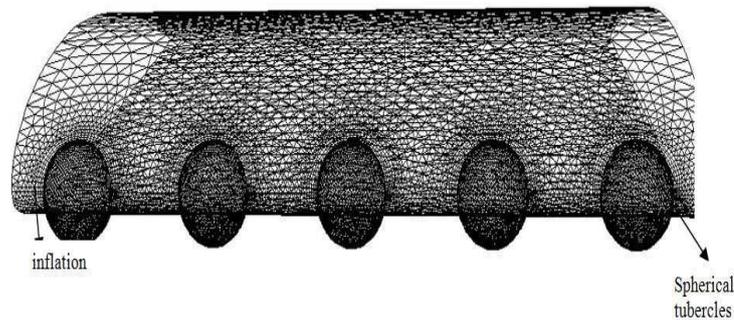


Fig. 1.3- NACA 4415 maille avec des tubercules sphériques [21]

Čarija et al. [21] ont étudié les effets aérodynamiques de bosses ondulants inspirés par la nageoire de baleine à bosse sur le bord d'attaque d'une pale de turbine. Une comparaison a été faite entre les performances de deux profils lisse et avec des tubercules de profil NACA0012. Les simulations ont utilisé un nombre de Reynolds de 1.8×10^5 pour angles d'attaque de 0° à 30° . Les résultats ont montré un gain substantiel de caractéristiques aérodynamiques, une augmentation de la portance (3-9,5%) et diminution de la traînée. Le bord d'attaque sinusoïdal également retardé la crise de décrochage. Le comportement d'écoulement sur le profil des pales d'éolienne avec des formes sinusoïdales et les phénomènes pertinents comme le décrochage a été étudiée sur S809 comme un profil aérodynamique épais par Asli et al. [22]. Le profil aérodynamique a été numériquement analysé par la méthode CFD en nombre de Reynolds de 10^6 et les coefficients aérodynamiques en angle attaques ont été validés avec les données expérimentales. Les résultats ont révélé que, sous de faibles angles d'attaque avant la zone de décrochage, le coefficient diminue légèrement plutôt que le modèle de base. Cependant, le profil aérodynamique modifié a une tendance de décrochage lisse, le coefficient de portance du profil aérodynamique diminue fortement en raison de la séparation qui s'est produite du côté de l'aspiration. Les performances hydrodynamiques d'un profil NACA 63₄-021 lisse et deux profils modifiées avec des protubérances ont été étudiée numériquement en utilisant le modèle de turbulence Spalart-Allmaras par Cai et al. [23]. Les visualisations de flux près du mur ont montré que le bord d'attaque les protubérances travaillaient par paires à des angles d'attaque élevés, produisant différentes formes de tourbillons dans le sens de la longueur. Un attaché l'écoulement le long de certaines sections de vallée a été observé, conduisant à

un coefficient de portance local plus élevé aux angles post-décrochage. Gageik et al. [24] ont utilisé la simulation numérique directe (DNS) pour un écoulement autour de profil NACA0012 et $Re=5 \times 10^5$. Les équations de Navier-Stokes en trois dimensions pour un fluide compressible instationnaire sont discrétisés dans un système de coordonnées curviligne. Pour la présente étude, un maillage de 67 millions de points maillés a été suffisant pour résoudre les principales caractéristiques d'écoulement et les phénomènes d'écoulement causés par la pression vagues au voisinage du profil aérodynamique. D'autre part les intensités turbulentes sont comparées, qui sont influencés par les plus petites échelles turbulentes. L'analyse des unités murales montrent que même les espacements les plus fins des mailles sont légèrement trop grands pour répondre aux exigences de un DNS entièrement résolu. Le spectre d'énergie de l'énergie cinétique turbulente est utile pour évaluer la qualité de la couche limite turbulente.

L'écoulement autour des ailes avec l'ondulé au bord d'attaque a été étudié numériquement pour $Re=1000$. Plusieurs combinaisons de longueur d'onde et d'amplitude ont été considérées par Sersona et Meneghinia [25]. Pour la plus courte longueur d'onde $\lambda/c = 0.25$, les modifications n'ont eu aucun effet significatif sur les résultats. Pour $\lambda/c = 0,5$ et 1, il y a une réduction de rapport portance/traînée. Les visualisations de flux ont montré que le comportement est causé par un régime d'écoulement à rester attaché derrière les pics d'ondulation, ce qui conduit à formation de régions de séparation distinctes derrière les profils. Cai et al. [26] a été étudié effet d'une seule protubérance sur la performance du NACA 63₄-021. Aux angles d'attaque postérieurs au décrochage, l'écoulement attaché le long de la crête de la protubérance réduirait la séparation locale, améliorant ainsi légèrement la performance totale du profil aérodynamique. La condition d'écoulement asymétrique est observée à la fois par simulation numérique et par visualisation de flux de fumée.

Pour simplifier la géométrie complexe de la nageoire de baleine, et pour avoir un moyen plus facile de modéliser, José et Rica [27] ont placé des sphères sous forme de tubercules le long du bord d'attaque sur un profil aérodynamique NACA63₄-421. Les ailes construites sur les dimensions de 3, 8 mètres de corde et 10 mètres, un code commercial a été utilisé pour différents angles d'attaque, (0° à 20°) avec un nombre de Reynolds constant de 3.8×10^6 . Différents diamètres ont été utilisés dans cette étude pour voir l'effet de ces tubercules sur l'aérodynamique de l'aérodynamique. La taille plus grande de sphère

provoque un décrochage plus précoce. Le coefficient de traînée est également légèrement réduit. Le rapport portance/traînée a augmenté jusqu'à 2%.



Fig. 1.4- Profils aérodynamiques NACA63₄-421 inspiré des baleines ; *a.* lisse, *b.* sphérique, *c.* ondulé [27]

Kim et al. [28] ont étudié les mécanismes par lesquels capables de réduire le bruit produit par un profil avec tubercules. Les simulations numériques sont effectuées pour un angle d'attaque droite avec des turbulences générées en amont et nombre de Mach 0.24. Diverses méthodes d'analyses statistiques sont mises en œuvre pour faciliter la compréhension de mécanismes de réduction du bruit. Ils ont constaté qu'il existe un effet d'interférence de particulièrement répandue entre le pic et le centre du sommet de la géométrie, ce qui contribue à la réduction du bruit dans la gamme moyenne à haute fréquence.

Une étude approfondie de la littérature sur le concept ailette ondulée est faite et suivie par des calculs *CFD* de deux géométries de pales ondulées et une comparaison avec leur profil de base S809 à des conditions plus pertinentes pour les éoliennes modernes a été présentée par Kobæk et Hansen [29]. Les résultats de calculs *CFD* utilisant un profil aérodynamique plus épais et un nombre de Reynolds supérieur à celui de la baleine indiquent que les résultats peuvent très bien dépendre de la géométrie aérodynamique réelle et peut-être aussi du nombre de Reynolds, et des études futures sont nécessaires. Les effets aéro-élastiques dynamiques sur les ailes modifiées avec des tubercules sont étudiés par Ng et al. [30]. L'amplitude et la longueur d'onde des tubercules ont des influences sur la variation des vitesses de battement, et de telles modifications auraient un effet minime sur les marges de stabilité lorsque concentrées à l'intérieur de l'aile. Rostamzadeh et al. [31] ont étudié les effets des nombres de Reynolds sur le mécanisme d'écoulement induit par une aile tuberculée de profil NACA0021 dans les régimes de transition et de quasi-

turbulence. L'analyse du champ d'écoulement suggère que, à l'exception de quelques caractéristiques d'écoulement différentes, le même mécanisme d'écoulement sous-jacent, impliquant la présence de tourbillon transversal. En ce qui concerne les caractéristiques de la portance, les résultats indiquent que contraste avec le régime d'écoulement transitoire, où le NACA-0021 non modifié subit une perte soudaine de dans le régime turbulent, le profil de base subit un décrochage progressif et produit plus d'élévation que la feuille tuberculée.

Une implémentation dans code open source en langage C++, pour la simulation de l'écoulement sur profil NACA0015 a été réalisé Kekina et Suvanjumrat [32]. Trois différents modèles de turbulence ont été sélectionné qui comprend le modèle Spalart-Allmaras, RNG $k-\varepsilon$ et SST $k-\omega$. L'Algorithme SIMPLE et a été utilisé pour résoudre l'équation régissant pour atteindre des solutions d'écoulement. La simulation d'écoulement a obtenu le coefficient de portance et le coefficient de traînée pour comparer avec les données de l'expérience en soufflerie au nombre de Reynolds de 160 000 et 360 000 avec d'angles d'attaque de 0 à 20°. Le modèle SST $k-\omega$ a obtenu une erreur moyenne de C_L et C_D inférieure à 10,96% et 22,21%, respectivement. Pérez-Torró et Kim [33] ont étudié numériquement l'écoulement sur un profil NACA0021 avec un bord d'attaque ondulé et nombre de Reynolds de 1.2×10^5 et angle d'attaque 20°. Les résultats de la simulation montrent la création d'un pair tourbillon et confirment qu'une portance accrue et une traînée réduite. Zhao et al. [34] ont trouvé que la séparation du flux aux creux était l'incitation principale de la dégradation aérodynamique dans le régime de pré-décrochage et le modèle d'écoulement où les tourbillons divergeaient étaient prédominants.

C'était a également constaté que les variations dans les modèles d'écoulement ont conduit au processus de décrochage en douceur.

1.3 Objectif du mémoire

L'objectif global de ce travail est de simuler les caractéristiques numériques du flux sur l'aile de l'avion de profil NACA0021, en utilisant le logiciel CFD commercial Fluent 6.3, qui a été modifié en incorporant des tubercules sinusoïdaux au bord d'attaque Pour $Re=225000$. En utilisant dans ce travail une large gamme d'angle d'attaque a été testée de 0° à 20°, et le modèle le plus approprié pour la turbulence dans cette simulation était le modèle $k-\omega$ SST. En plus de comparer le coefficient de traînée et le coefficient de portance.

Le mémoire contient quatre chapitres clôturé par une conclusion :

Chapitre 1 : Revue Bibliographique : c'est une introduction sur le thème et présentation une large gamme des travaux numériques depuis l'année 2011 jusqu'à 2017.

Chapitre 2 : Généralité sur les ailes : touche la conception d'une aile, les forces aérodynamiques actionnés sur une aile et déférentes modification pour améliorer ces performances ;

Chapitre 3 : Mise en équation : illustre le problème étudié, les Équations de base, Modèle de turbulence le détail de la simulation numérique ;

Chapitre 4 : Résultats et discussion : Etude de maillage et la Validation, présentation de quelques résultats en terme de contours.

Chapitre 2

Généralité sur les ailes

2.1 Introduction

L'aile d'un avion est l'ensemble des surfaces, un avion vole grâce à l'écoulement de l'air autour de l'aile produisant des forces aérodynamiques :

- la portance, perpendiculaire au vent relatif, vers le haut. Cette force est engendrée par la différence de pression entre le dessus et le dessous de l'aile.
- la traînée, parallèle au vent relatif, vers l'arrière.

2.2 Conception d'une aile

On définit un profil aérodynamique comme le contour géométrique qu'on obtient par la coupe verticale d'une aile d'avion. La forme du profil est une caractéristique essentielle d'une aile et influe grandement sur les caractéristiques aérodynamiques et les performances de l'avion.

L'air aborde le profil par le bord d'attaque et le quitte par le bord de fuite. La partie supérieure du profil est appelée extradados et la partie inférieure intrados. Le segment qui joint le bord d'attaque et le bord de fuite est appelé corde du profil. La distance entre l'intrados et l'extrados est l'épaisseur.

La ligne qui joint le bord d'attaque au bord de fuite en passant à égale distance de l'intrados et de l'extrados est appelée corde moyenne. La distance maximale entre la corde et la corde moyenne est appelée flèche du profil. Le rapport entre la flèche et la longueur de la corde est appelé courbure (ou cambrure) relative.

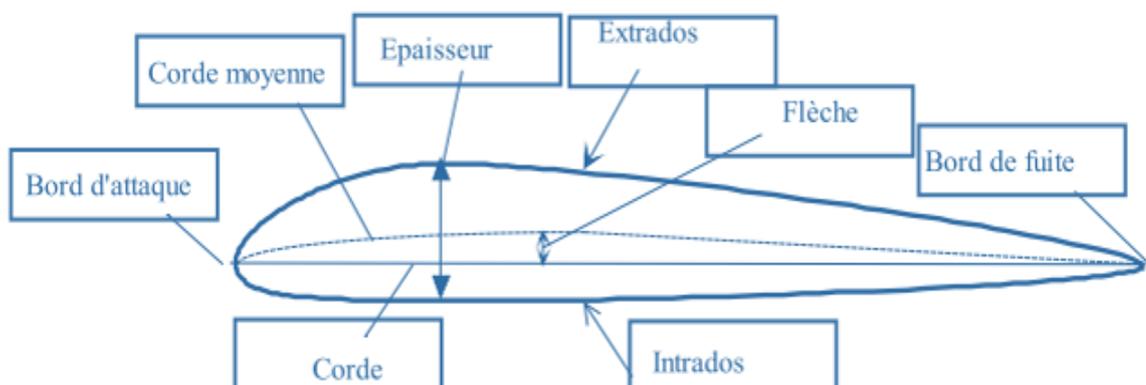


Fig. 2.1- Paramètres géométriques du profil aérodynamique [35]

Un nombre de caractéristiques de la forme plane qui sont d'une importance particulière, sont résumées par la Figure 2.2.

$$S = \frac{b\sigma r}{2}(1 + \lambda) \quad (2.1)$$

$$\lambda = \frac{C_t}{C_r} \quad (2.2)$$

b : envergure de l'aile

C : corde de l'aile

C_r : corde en racine (à l'emplanture)

C_t : corde à l'extrémité de l'aile

A_m, A_n : les angles de stations de cordes arbitraires

A : Allongement = b^2/S

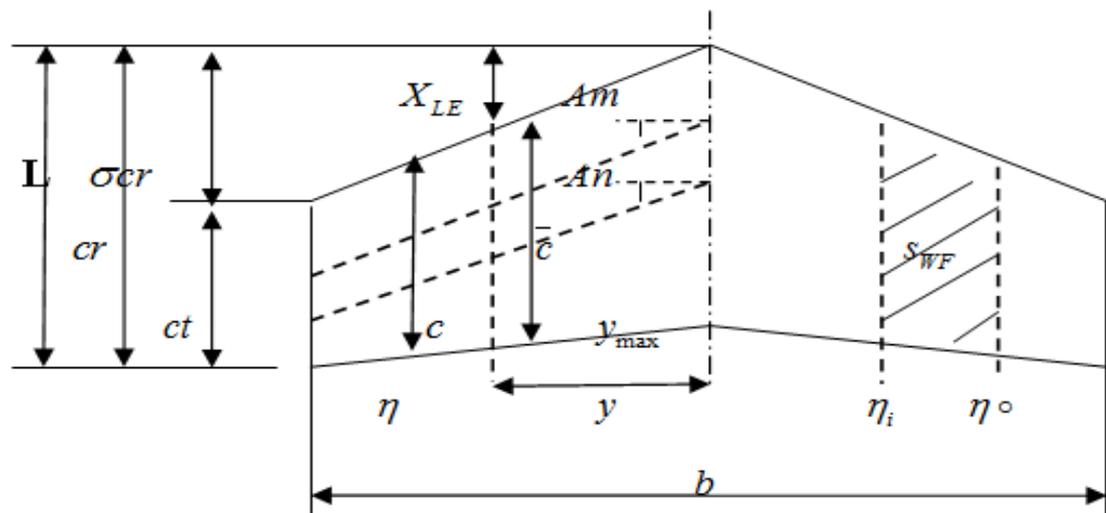


Fig. 2.2- Paramètres des ailes de formes planes

2.3 Forces aérodynamiques actionnés sur une aile

La façon dont un objet génère de la portance est très complexe et ne se prête pas à la simplification. L'aile produit une circulation d'air en fonction de son angle d'attaque et sa vitesse. Cette circulation de l'air au-dessus de l'aile se déplace plus vite que l'air ambiant. Ce qui provoque une faible pression (dépression) au-dessus de l'aile en conformité avec le principe de Bernoulli. Cette faible pression tire vers le haut sur l'aile et tire vers le bas le

flux d'air, conformément à toutes les lois de Newton. Il y a donc une déflexion vers le haut à l'avant de l'aile et une déflexion vers le bas en arrière de l'aile.

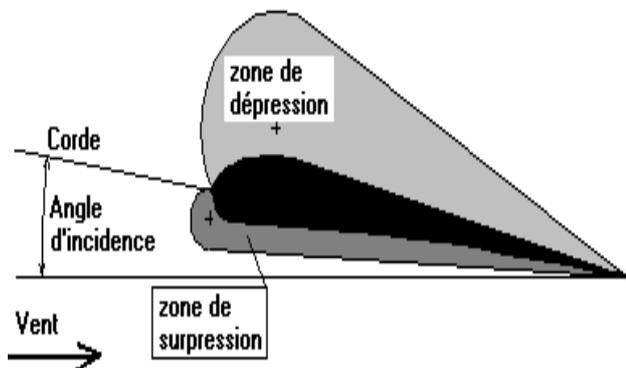


Fig. 2.3- distribution de pression sur un profil [36]

La résultante aérodynamique \vec{R} est donc générée par l'ensemble des surpressions à l'intrados et dépressions à l'extrados, elle augmente avec la finesse et se déplace suivant l'angle d'incidence, le point d'application de la résultante aérodynamique s'appelle le centre de poussée.

Cette résultante aérodynamique \vec{R} peut se décomposer en :

- une force perpendiculaire à la vitesse, appelée portance $\vec{C}_z = \frac{1}{2} \rho V^2 S C_z$
- une force parallèle à la vitesse appelée traînée $\vec{C}_x = \frac{1}{2} \rho V^2 S C_x$

C_z est le coefficient de portance et C_x est le coefficient de traînée, ces coefficients aérodynamiques varient en fonction de l'incidence.

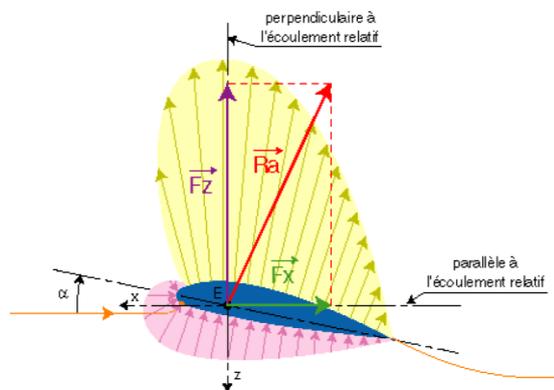


Fig. 2.4- décomposition de \vec{R} [37]

Les forces aérodynamiques résultent de la distribution de la pression sur la surface. La façon d'évaluer les forces aérodynamiques est de mesurer la répartition de la pression de surface et de l'intégrer à la surface de l'aile. La pression agit normalement à la surface, de sorte que la courbure doit être connue à l'emplacement de mesure. La force totale exercée par la distribution de pression sur l'aile est :

$$\vec{F} = \int -(P^* \vec{n}) dA \quad (2.3)$$

On prend que le vent se déplace dans la direction x . La force résultante en composants horizontaux et verticaux pour récupérer les forces aérodynamiques de portance et de traînée :

$$L = F_y = \int -P(\cos(\alpha + \phi)) dA \quad (2.4)$$

$$D = F_x = \int -P(\sin(\alpha + \phi)) dA \quad (2.5)$$

Pour gérer différentes conditions de vent, les représentations non dimensionnelles (sans unité) sont utilisées en fonction du coefficient de pression :

$$C_{P_z} = \frac{P_x - P_\infty}{\frac{1}{2} P_{air} U_\infty^2} = \frac{P_x - P_\infty}{q_\infty} \quad (2.6)$$

$$q_\infty = \frac{1}{2} P_{air} U_\infty^2 \quad (2.7)$$

C_p est la différence entre la pression statique locale et la pression statique à flux libre, par la pression dynamique de flux libre. L'élévation est généralement exprimée en termes de coefficient de portance. Il s'agit d'un paramètre non dimensionnel, similaire au facteur de frottement dans le laboratoire. Le coefficient de portance est défini comme suit :

$$c_z = \frac{l}{\frac{1}{2} \rho U^2 A} \quad (2.8)$$

L est la force de portance totale, ρ est la masse volumique, U est la vitesse libre, c la longueur de l'accord.

En plus de la force de portance qui est souvent la raison pour laquelle on utilise un profil aérodynamique, on doit inquiéter de la force de traînée. La traînée sur un profil aérodynamique peut être décomposée en deux sources principales : cisaillement et pression visqueux. La traînée visqueuse provient du frottement fluide entre le fluide et les surfaces en raison de l'effet de la viscosité. Cette friction est associée au développement de couches limites, et dépend du nombre de Reynolds. La traction ou la pression entraînent des résultats de la différence de pression entre les zones orientées vers l'avant et vers l'arrière du profil aérodynamique. Cette traînée est responsable de l'augmentation significative de la traînée autour de l'étalement lorsque le flux se sépare du profil aérodynamique, ce qui entraîne une répartition de pression déséquilibrée.

Similaire au coefficient de portance, la traînée peut être exprimé en termes de coefficient de traînée par :

$$c_x = \frac{l}{\frac{1}{2} \rho U^2 A} \quad (2.9)$$

2.4 Lames d'aile et plaques d'extrémité

Il ya plusieurs dispositifs pour réduire la traînée. On traite quelques éléments extérieurs de base d'un avion de ligne, ainsi que leur rôle

2.4.1 Les winglets

Les winglets sont des petites ailettes situées en bout d'ailes des avions. Ils permettent de réduire les tourbillons d'air qui se forment en bout d'ailes, ainsi que de réduire la consommation, par diminution de la traînée. C'est un des éléments souvent utilisé pour reconnaître des appareils. Ils peuvent se trouver sous différentes formes selon les appareils.

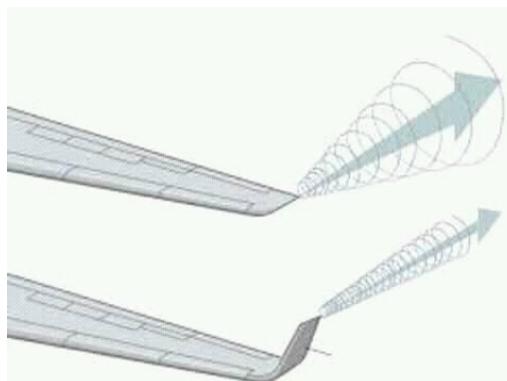


Fig. 2.5- Le winglet [38]

2.4.2 La dérive

La dérive est la grande partie verticale située sur la queue d'un avion. On y retrouve dessus une gouverne de direction.



Fig. 2.6- La dérive

2.4.3 Les volets

Les volets sont des parties mobiles situées à l'arrière des ailes. Ils permettent d'augmenter la surface portante des ailes, et sont ainsi déployés durant les décollages et les atterrissages.

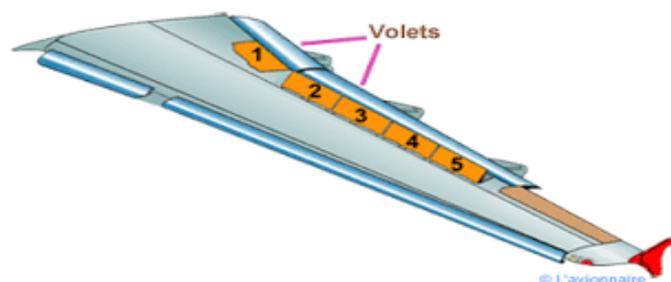


Fig. 2.7- Les volets

2.4.4 Les becs de bord d'attaque

Ils utilisent à peu près le même principe que les volets, mais sont situés à l'avant de l'aile

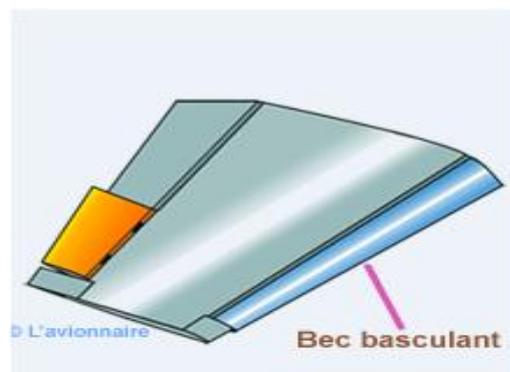


Fig. 2.8- Les becs de bord d'attaque [38]

2.4.5 Les déperditeurs statiques

Les déperditeurs statiques permettent de réduire le courant statique extérieur, qui se forme lors du frottement de l'air sur le fuselage en vol. On les voit bien lorsque l'on se situe à l'intérieur de l'appareil, avec vue sur l'aile.



Fig. 2.9- Les déperditeurs statiques

2.5 Dispositifs de haute portance

Le degré de sécurité d'un avion se mesure généralement par son aptitude à voler à basse vitesse (atterrissage et décollage court). Le principe d'abaissement de la vitesse de décrochage est relativement simple, il suffit d'augmenter la surface de l'aile ou sa courbure.

En agrandissant la surface de l'aile on accroît la portance de manière évidente, par contre en cambrant l'aile par des dispositifs hypersustentateurs, on modifie l'écoulement du flux d'air en le déportant vers le bas et ainsi on accroît C_z et également le C_x . [39]

2.5.1 Volets arrière

a. Volet d'intrados

Dans cette option, l'extrados de l'aile est inchangée, le volet déforme seulement l'intrados. Ce type de volet a été utilisé pendant plusieurs années, notamment sur les avions de combats. Sa structure est simple et ses performances sont très bonnes pour la portance. L'augmentation de traînée en relation avec l'espace mort derrière le volet est tolérable, voire même désirable pour la phase d'atterrissage. Le braquage du volet retarde le décollement par effet de courbure. En revanche, le sillage de ce type de volet est susceptible d'engendrer des vibrations sur les empennages de l'avion.

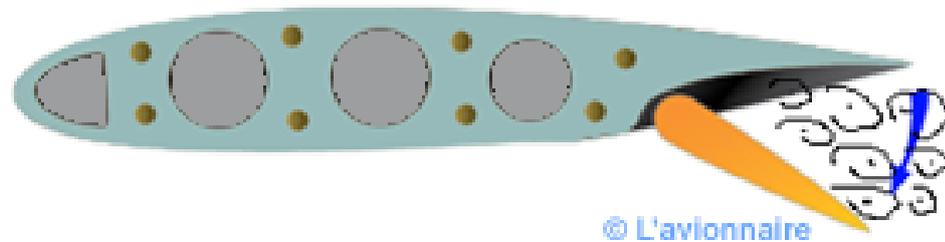


Fig. 2.10- Volet d'intrados [39]

b. Volet d'intrados avec déplacement vers l'arrière

Ce type de volume combine un déplacement vers l'arrière pour augmenter la surface avec un frein vers le bas pour augmenter la courbure. Ce type de volet s'appelle *volet Zap*, du nom de son inventeur E.F. Zap.

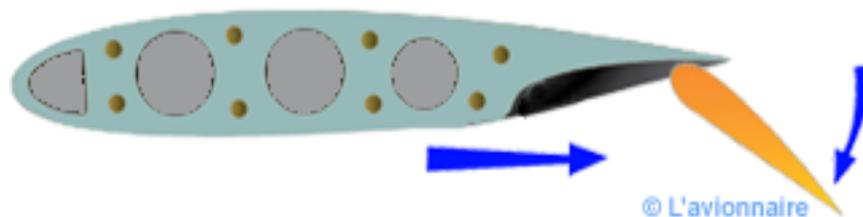


Fig. 2.11- Volet d'intrados avec déplacement vers l'arrière

c. Volet de courbure

Comme son nom l'indique ce type de volet permet de faire varier la courbure de l'aile, donc la portance et la traînée. Ce type de volet est une simple articulation au bord de fuite et occupe une fraction de la profondeur de l'aile de 20 à 30%. Le braquage crée une dépression sur l'extrados du volet, qui accroît les dépressions sur l'extrados de l'aile; les surpressions sur l'intrados sont aussi augmentées, principalement sur la seconde moitié du profil. La portée maximale atteinte par ce type de volet n'est pas spectaculaire, la traînée est élevée à la cause de la séparation et le sillage n'est pas forcément stable. Le volet de courbure simple n'est donc plus utilisé.

Sur certains types de planeurs il est possible de braquer les volets négativement (vers le haut). En effet, la courbure, la traînée est réduite mais la portance aussi. Ce qui permet d'augmenter la vitesse pour passer une zone délicate ou diminuer le temps de transit entre deux ascendances sans trop pénaliser la finesse.

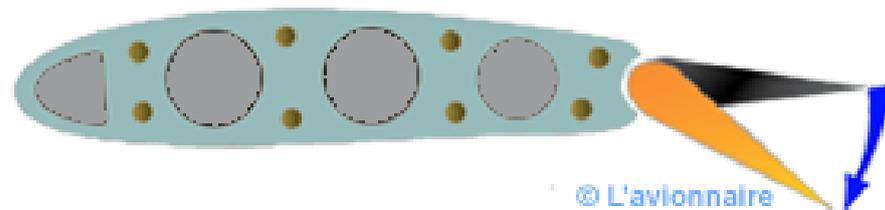


Fig. 2.12- Volet de courbure

d. Volet de courbure à fente

Une fente est ménagée entre le profil et le volet, d'après le braque celui-ci (figure 3.10). La fente doit être très bien tracée. Elle doit être convergente pour accélérer le flux et avoir une direction telle que l'écoulement ne décolle pas sur le volet. L'absence de décollement est liée à la dépression sur le volet et aussi à la vitesse à la sortie de la fente. Une fente trop étroite freine l'écoulement de la viscosité, une fente trop grande peut contribuer à la dépression d'extrados du volet. Il existe donc une largeur optimale. Pour obtenir le meilleur fonctionnement à n'importe quel braquage, il est nécessaire d'adjoindre un dispositif cinématique tel que le volet doit être translaté et pivoté à la fois. Cette solution est maintenant sur presque tous les avions modernes. Le volet à peine développé par Handley. Il permet de retarder la séparation jusqu'à un angle de déflexion de 45° . La portance est acquise et la traînée réduite.

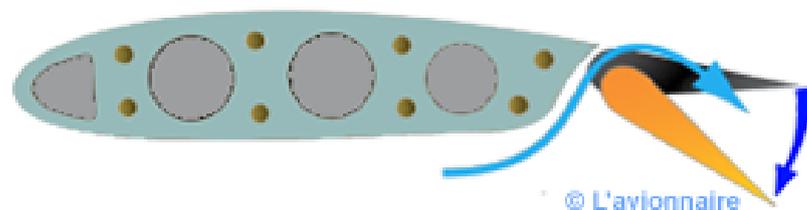


Fig. 2.13- Volet de courbure à fente

e. Volet Fowler

Le volet Fowler (H.D. Fowler) consiste en une aile qui se loge sous l'extrados de l'aile principale. Cette pseudo aile est reculée dans le temps même qu'elle est braquée. On combine ainsi les effets de courbure, de fente et de variation de surface.

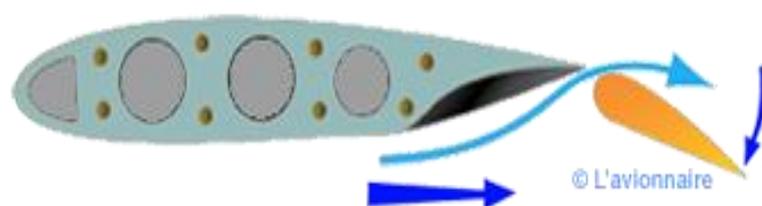


Fig. 2.14- Volet Fowler

f. Volet Fowler à volets multiples

Sur certains volets à la hauteur, le décollement sur le produit plutôt que sur l'aile. Pour éviter ce phénomène, nuisible à l'obtention d'un coefficient de port élevé, les dispositifs hypersustentateurs à volets multiples ont été introduits. Dans ce type de système, le volet est lui même hypersustenté. Ce type de volet peut être en deux parties, avec deux ou trois fentes.

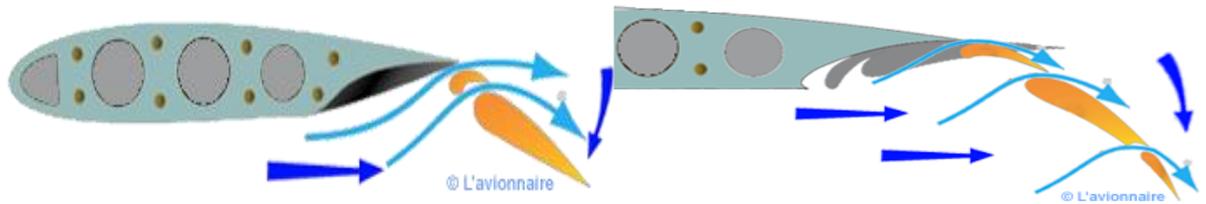


Fig. 2.15- Volet Fowler à volets multiples

2.5.2 Volets d'avant-garde (becs)

Bien que plus récents que les dispositifs de bords de fuite, les dispositifs de bord d'attaque initialement montés sur les gros porteurs.

Consiste à ménager dans la partie avant du profil une fente mettant en communication l'extrados et l'intrados.

a. Bec fixe

Bec de sécurité utile à basse vitesse mais présentant une forte traînée à grande vitesse.

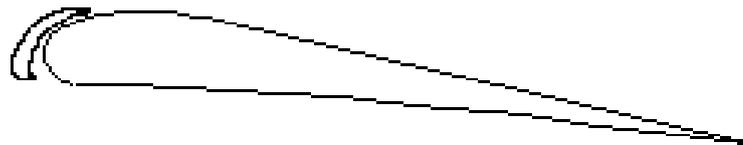


Fig. 2.16- Bec fixe [36]

b. Becs automatiques

A grande vitesse ils sont maintenus en configuration lisse (fermé) par la pression dynamique. Ils sortent par gravité à basse vitesse.



Fig. 2.17- Becs automatiques

c. Becs basculant commandé

Fig. 2.18- Becs basculant commandé

Chapitre 3

Mise en Equations

3.1 Introduction

La CFD, « Computational Fluid Dynamics » est un ensemble de méthodes numériques permettant d'obtenir une solution approximative d'un problème de dynamique des fluides et/ou de transfert thermique. Les équations qui interviennent sont celles de la mécanique des fluides, résolues par des méthodes numériques.

La solution est approximative et non pas exacte pour plusieurs raisons. D'abord, parce qu'on résout les équations de Navier-Stokes numériquement en les discrétisant. Deuxièmement, et comme on le verra un peu plus loin, pour des raisons de limitation de la puissance de calcul et de la mémoire, certains termes des équations à résoudre sont remplacés par des modèles empiriques qui ne sont pas exacts ; c'est en particulier le cas lorsque les écoulements à modéliser sont en régimes turbulents.

Cependant, grâce au développement des méthodes numériques et à des calculateurs de plus en plus puissants avec une grande capacité de mémoire, la CFD permet d'avoir des solutions très satisfaisantes. Ceci est encore plus vrai dans la plupart des domaines de l'industrie où très souvent une prédiction de l'ordre de grandeurs de valeurs moyennes est amplement suffisante.

La résolution par simulation numérique d'un problème de mécanique des fluides ("Computational Fluid Dynamics", CFD) passe par trois étapes :

- La définition d'un maillage et de conditions aux frontières. La qualité du maillage est très importante.
- La résolution des équations, par un *Solveur*. On a le choix entre différentes méthodes de discrétisation, d'ordre plus ou moins élevé, et entre divers modèles, notamment pour la modélisation des écoulements turbulents.
- Le post-traitement.

3.2 Description de problème

La figure 3.1 est illustrée la géométrie des deux ailes à bord d'attaque droit et un bord d'attaque ondulé de forme tubercule. Les ailes de profil NACA 0021 avaient une portée de 330 mm, et une corde aérodynamique moyenne de 130 mm, la corde de racine de 175 mm et une corde d'aile de 70 mm en haut. Ils avaient un quart de la corde à un angle de balayage de 35° et un taux de conicité de 0,4. L'aile à tubercule a six sommets et cinq creux avec une amplitude constante de 10.5 mm et une longueur d'onde de 60 mm. Cette configuration fait l'objet d'une étude expérimentale publiée par Bolzon et *al*, 2016.

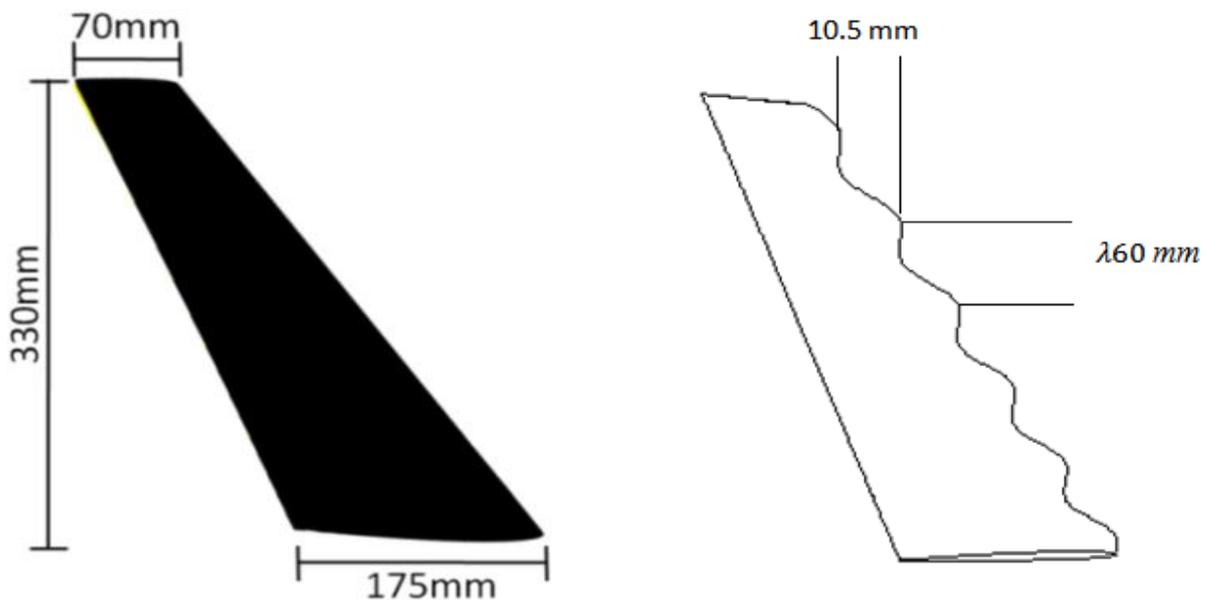


Fig. 3.1- Géométrie des ailes testées : a. aile lisse ; b. aile à tubercule

3.3 Équations de base

3.3.1 Définition de URANS

Dans une simulation RANS, la variable instantanée générique A est décomposée en une moyenne d'ensemble \bar{A} et une fluctuation $a = A - \bar{A}$ selon

$$A(x, t) = \underbrace{\bar{A}(x, t)}_{\text{Moyen d'ensemble}} + \underbrace{a(x, t)}_{\text{fluctuation}} \quad (3.1)$$

Cette décomposition est la décomposition classique de Reynolds. Pour une expérience qui peut se répéter N fois de façon identique, la moyenne d'ensemble est définie par :

$$\bar{A}(x, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N A^{(n)}(x, t) \quad (3.2)$$

Où $A^{(n)}$ est la mesure de A à la $n^{\text{ème}}$ réalisation. Dans un premier temps, l'URANS peut se définir par la continuité d'un calcul RANS dans un écoulement statistiquement périodique, dans lequel les instationnarités sont imposées par les conditions aux limites. Un exemple d'un tel écoulement est le jet pulsé à une fréquence donnée. Dans ce cas, la moyenne d'ensemble est exactement équivalente à une moyenne de phase, définie par

$$\langle A^* \rangle(x, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N+1} \sum_{n=0}^N A^*(x, t + nT_1) \quad (3.3)$$

Où T_1 est la période du phénomène. La moyenne de phase, notée $\langle \cdot \rangle$, peut être considérée comme un filtre de convolution temporel, dont le noyau est un peigne de Dirac. Le champ instantané filtré par la moyenne de phase dépend du temps, et il est donc nécessaire de garder le terme à la dérivée partielle temporelle $\frac{\partial}{\partial t}$ dans les équations moyennées. Toute

variable instantanée A est décomposée selon

$$A^*(x, t) = A(x, t) + a''(x, t) \quad (3.4)$$

Avec par définition

$$A = \langle A^* \rangle \quad \text{La variable filtrée (résolue)}$$

$$a'' = A^* - \langle A^* \rangle \quad \text{La fluctuation résiduelle}$$

La décomposition (3.4) est dénommée *décomposition double*, et elle est exactement équivalente à la décomposition (3.1) de Reynolds, A n'est autre que la moyenne d'ensemble, équivalente à une moyenne de phase dans un écoulement statistiquement périodique. La variable filtrée est elle-même décomposée en une moyenne temporelle A et une fluctuation a' par rapport à cette moyenne

$$A(x, t) = \underbrace{A(x)}_{\text{Moyen temporel}} + \underbrace{a'(x, t)}_{\text{fluctuation cohérente}} \quad (3.5)$$

La fluctuation a' est qualifiée de *cohérente* car elle possède un caractère périodique. La moyenne temporelle $A = T\{A^*\}$ peut se définir par

$$T\{A^*\} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t-T}^t A^*(x, t') dt' \quad (3.6)$$

On obtient ainsi une *décomposition triple* de la variable instantanée

$$\underbrace{A^*(x, t)}_{A(x, t)} = A(x) + a'(x, t) + a''(x, t) \quad (3.7)$$

On décompose donc la vitesse et la pression instantanée selon

$$\underbrace{U_i^*}_{U_i} = U_i + u_i' + u_i'' \quad (3.8)$$

$$\underbrace{P}_{P} = P + p' + p'' \quad (3.9)$$

La moyenne de phase est un filtre de convolution linéaire, préservant les constantes et commutant avec les dérivées spatiales et temporelles. Pour illustrer la décomposition (3.7), la figure (3.1) montre un exemple de champ instantané de vitesse, et la figure (3.2), les divers champs issus de la décomposition double et triple.

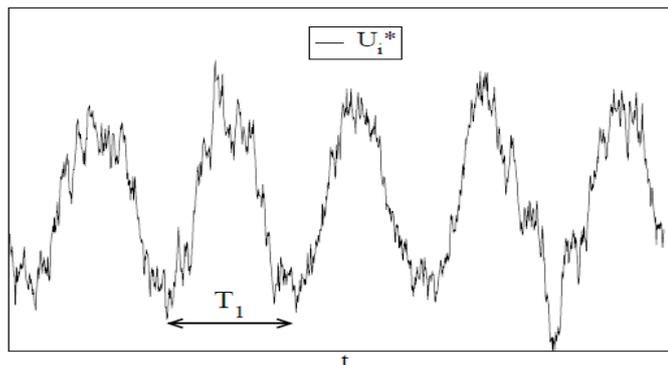


Fig3.2.- Exemple de champ de vitesse instantanée U_i^* en fonction du temps.

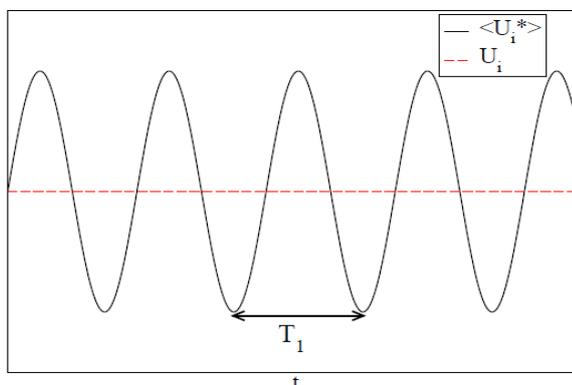


Fig3.3- Champ de vitesse filtré U_i et moyen U_i en fonction du temps.

Montrent que la solution URANS peut donner une vitesse résolue qui dépend du temps, signifiant que ce n'est plus la décomposition (3.1) de Reynolds qui est utilisée dans la décomposition des variables instantanées, la décomposition URANS peut s'interpréter comme l'application d'un filtre spatio-temporel implicite aux variables instantanées, ce filtre étant impliqué par l'introduction d'un modèle de turbulence dans les équations.

Pour des raisons de clarté, on utilisera dorénavant le vocabulaire suivant :

– un calcul RANS est un calcul où la moyenne d'ensemble correspond à une moyenne temporelle, et utilisant des modèles classiques dans un contexte stationnaire, c'est-à-dire sans le terme instationnaire $\frac{\partial}{\partial t}$ dans les équations moyennées ;

– un calcul URANS est un calcul instationnaire, c'est-à-dire avec une prise en compte du terme $\frac{\partial}{\partial t}$ dans les équations.

3.3.2 Équations du mouvement en URANS

L'application du filtre implicite, discuté à la section précédente, aux équations de Navier-Stokes et l'introduction de la décomposition (3.4) pour la vitesse et la pression instantanée, permettent d'obtenir les équations du mouvement, qui s'écrivent pour un écoulement incompressible

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \langle u_i'' u_j'' \rangle}{\partial x_j} \quad (3.11)$$

Pour obtenir ces équations, on suppose que le filtre implicite commute avec les dérivées spatiales et temporelle, et qu'il est idempotent, dont la conséquence est la propriété (3.8).

Ces équations sont formellement identiques aux équations RANS pour un écoulement statistiquement instationnaire. Le terme $\langle u_i'' u_j'' \rangle$ est appelé *tenseur de Reynolds incohérent* et il représente l'influence de la turbulence de fond (modélisée) sur le champ filtré (résolu).

La résolution du champ filtré nécessite un modèle de fermeture pour le tenseur de Reynolds incohérent. Son équation de transport s'écrit [42]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle u_i'' u_j'' \rangle}{\partial t} + \underbrace{U_k \frac{\partial \langle u_i'' u_j'' \rangle}{\partial x_k}}_{C_{ij}} &= \underbrace{\nu \frac{\partial^2 \langle u_i'' u_j'' \rangle}{\partial x_k \partial x_k}}_{D_{ij}^v} - \underbrace{\frac{\partial \langle u_i'' u_j'' u_k'' \rangle}{\partial x_k}}_{D_{ij}^T} - \underbrace{2\nu \left\langle \frac{\partial u_i''}{\partial x_k} \frac{\partial u_j''}{\partial x_k} \right\rangle}_{\varepsilon_{ij}} \\ &- \underbrace{\frac{1}{\rho} \left\langle u_i'' \frac{\partial p''}{\partial x_j} \right\rangle - \frac{1}{\rho} \left\langle u_j'' \frac{\partial p''}{\partial x_i} \right\rangle}_{\phi_{ij}^*} - \underbrace{\langle u_i'' u_k'' \rangle \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \langle u_i'' u_k'' \rangle \frac{\partial U_j}{\partial x_k}}_{p_{ij}} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Cette équation est formellement identique à l'équation des tensions de Reynolds dans la méthodologie RANS. Les termes C_{ij} , D_{ij}^v , D_{ij}^T , ε_{ij} , ϕ_{ij}^* et p_{ij} sont respectivement la convection

par le champ filtré, la diffusion moléculaire, le transport par la turbulence de fond, le terme de pression, la production de la turbulence de fond par le champ filtré, et la dissipation visqueuse. En pratique, on utilise par extension un modèle RSM issu de la méthodologie RANS, sans modifications particulières, pour modéliser les corrélations inconnues que sont les termes $\sim D_{ij}^T, \varepsilon_{ij}, \phi_{ij}^*$.

L'énergie cinétique fluctuante totale s'écrit par définition :

$$K = \frac{1}{2} \overline{(u_i' + u_i'')(u_i' + u_i'')} \quad (3.13)$$

En utilisant la propriété (3.8), on voit qu'une partie de l'énergie cinétique fluctuante totale est résolue et une autre modélisée :

$$K = \underbrace{K_r}_{\text{énergie, résolue}} + \underbrace{K_m}_{\text{énergie, modélisée}} \quad (3.14)$$

Avec

$$K_r = \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'} = \frac{1}{2} \overline{(U_i - U_i)(U_i - U_i)} \quad (3.15)$$

$$K_m = \overline{K''} = \frac{1}{2} \overline{u_i'' u_i''} \quad (3.16)$$

Où $K'' = \frac{1}{2} \langle u_i'' u_i'' \rangle$. Une écriture plus pratique pour calculer K_r est donnée par :

$$K_r = \frac{1}{2} \overline{U_i U_i} - \frac{1}{2} U_i U_i \quad (3.17)$$

3.4 Modèle SST $k-\omega$

C'est un modèle qui combine les avantages de $k-\omega$ près de la paroi et ceux de $k-\omega$ loin du corps mais qui n'a pas la même notoriété que $k-\omega$. Il comporte également un terme supplémentaire de diffusion dans l'équation de transport de la dissipation pour que la prédiction dans les zones transitoires soit bonne.

La formulation de l'énergie cinétique et sa dissipation du modèle de SST est a une forme semblable au modèle $k-\omega$ (*Fluent*, 2003):

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \omega u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega \quad (3.19)$$

Les diffusivités effectives du modèle $k - \omega$ sont données par :

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega}$$

Où σ_k et σ_ω dénotent, respectivement, les nombres turbulents de Prandtl pour k et ω . La viscosité turbulente μ_t est calculée par une combinaison de k et ω comme suit :

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max\left[\frac{1}{\alpha^*}, \frac{S \cdot F}{a_1 \omega}\right]} \quad (3.20)$$

Où S est la grandeur de vitesse de déformation.

Et

$$\sigma_k = \frac{1}{F_1/\sigma_{k,1} + (1-F_1)/\sigma_{k,2}} \quad \sigma_\omega = \frac{1}{F_1/\sigma_{\omega,1} + (1-F_1)/\sigma_{\omega,2}}$$

Le coefficient α^* amortit la viscosité turbulente à cause de la correction du bas nombre de Reynolds. Il est donné par:

$$\alpha^* = \alpha_\infty \left(\frac{\alpha_0^* + \text{Re}_t/R_k}{1 + \text{Re}_t/R_k} \right) \quad (3.21)$$

Où

$$\text{Re}_t = \frac{\rho k}{\mu \omega}, \quad R_k = 6, \quad \alpha_0^* = \frac{\beta_i}{3}, \quad \beta_i = 0.072$$

Pour un haut nombre de Reynolds : $\alpha^* = \alpha_\infty = 1$.

Les fonctions de mélange, F_1 et F_2 s'expriment par :

$$F_1 = \tanh(\Phi_1^4) \quad (3.22)$$

$$F_2 = \tanh(\Phi_2^2) \quad (3.23)$$

Avec,

$$\Phi_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega y}, \frac{500}{\rho y^2 \omega} \right), \frac{4 \rho k}{\sigma_{\omega,2} D_\omega^+ y^2} \right] \text{ et } D_\omega^+ = \max \left[2 \rho \frac{1}{\sigma_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j}, 10^{-10} \right]$$

$$\Phi_2 = \max \left[2 \frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega y}, \frac{500 \mu}{\rho y^2 \omega} \right]$$

Où y est la distance à la prochaine surface et D_ω est la partie positive du terme de diffusion.

Le terme \tilde{G}_k représente la production de l'énergie cinétique de turbulence, défini comme:

$$\tilde{G}_k = \min(G_k, 10\rho\beta^*k\omega) \quad (3.24)$$

Le terme G_ω représente la production de ω donné par :

$$G_\omega = \frac{\alpha}{V_t} G_k \quad (3.25)$$

A noter que cette formulation diffère de la norme du modèle $k - \omega$. La différence entre les deux modèles existe également dans la manière par laquelle le terme α_∞ est évalué. Dans le modèle $k - \omega$, α_∞ est défini comme une constante (0.52). Pour le modèle $k - \omega SST$, α_∞ est donné par :

$$\alpha_\infty = F_1\alpha_{\infty,1} + (1 - F_1)\alpha_{\infty,2}$$

Avec,

$$\alpha_{\infty,1} = \frac{\beta_{i,1}}{\beta_\infty^*} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{\omega,1}\sqrt{\beta_\infty^*}} ; \quad \alpha_{\infty,2} = \frac{\beta_{i,2}}{\beta_\infty^*} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{\omega,2}\sqrt{\beta_\infty^*}} ; \quad \kappa = 0.41$$

Le terme Y_k représente la dissipation de l'énergie cinétique de turbulence. Il est défini d'une façon semblable comme dans le modèle $k - \omega$. La différence est dans la manière avec laquelle le terme f_{β^*} est évalué. Pour le modèle $k - \omega SST$, f_{β^*} est égal à 1.

Le terme Y_ω représente la dissipation de ω et il est défini d'une façon semblable au modèle $k - \omega$. La différence est dans la manière avec laquelle les termes β_i et f_β sont calculés. Pour le modèle $k - \omega SST$, f_β est égal à 1 et β_i se calcule par :

$$\beta_i = F_1\beta_{i,1} + (1 - F_1)\beta_{i,2}$$

Les constantes du modèle $k - \omega SST$ compressible sont résumées dans le Tableau 4.2.

Tableau 3.1. Constantes du modèle $k - \omega SST$ compressible

$\sigma_{k,1}$	$\sigma_{\omega,1}$	$\sigma_{k,2}$	$\sigma_{\omega,2}$	a_1	$\beta_{i,1}$	$\beta_{i,2}$
1.176	2.0	1.0	1.168	0.31	0.075	0.0828

3.5. Domaine du calcul et maillage

Les dimensions du domaine de calcul et la position de l'aile étudiée à l'intérieur sont illustrées à la figure 3.4. La section à l'entrée était de forme demi-cercle de $R = 5 \times c$ pour faciliter le maillage, La conduite à une longueur de $20c$ et l'aile placée de $5c$ loin de l'entrée.

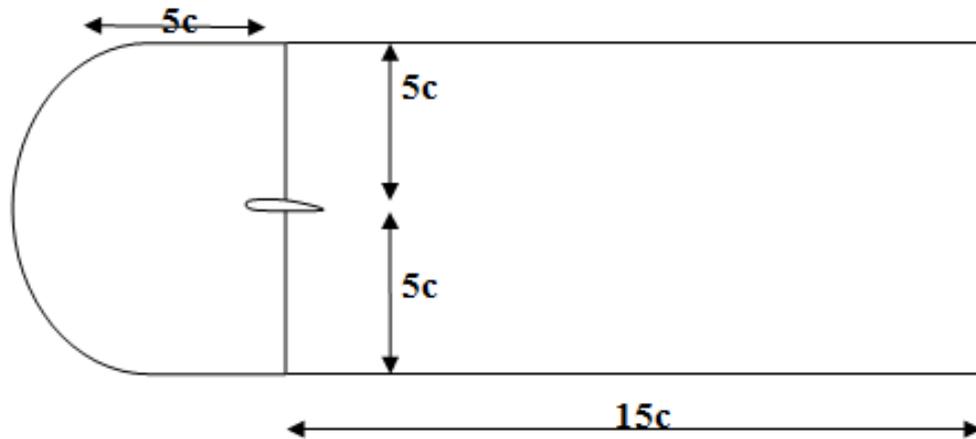


Fig 3.4- domaine de calcul

La génération du maillage est une phase très importante dans une analyse *CFD*, vu l'influence de ses paramètres sur la solution calculée. Le maillage est réalisé par plusieurs blocs. Le maillage utilisé a été réalisé sur *Gambit*, en utilisant un maillage structuré. Proche des parois, le maillage a été resserré et la couche visqueuse est décrite par 10 mailles. Un aperçu de ces maillages est présenté dans la figure 3.5.

3.6 Résolution Numérique

L'air est considéré comme un fluide incompressible avec des propriétés fixe. Le système d'équation est résolu à l'aide du code de calcul *Fluent 6.3*. La vitesse à l'entrée assure un nombre de Reynolds est égal à 225000 avec la pression atmosphérique. Le problème a été résolu la 1^{ère} fois stationnaire, puis on prend l'effet d'instationnarité avec un pas du temps égal 10^{-3} s, en utilisant un solveur «*pressure based*». L'équation est discrétisées par des schémas de deuxièmes ordres. La solution est considérée comme convergente quand le résidu des équations algébriques est inférieur à 10^{-6} .

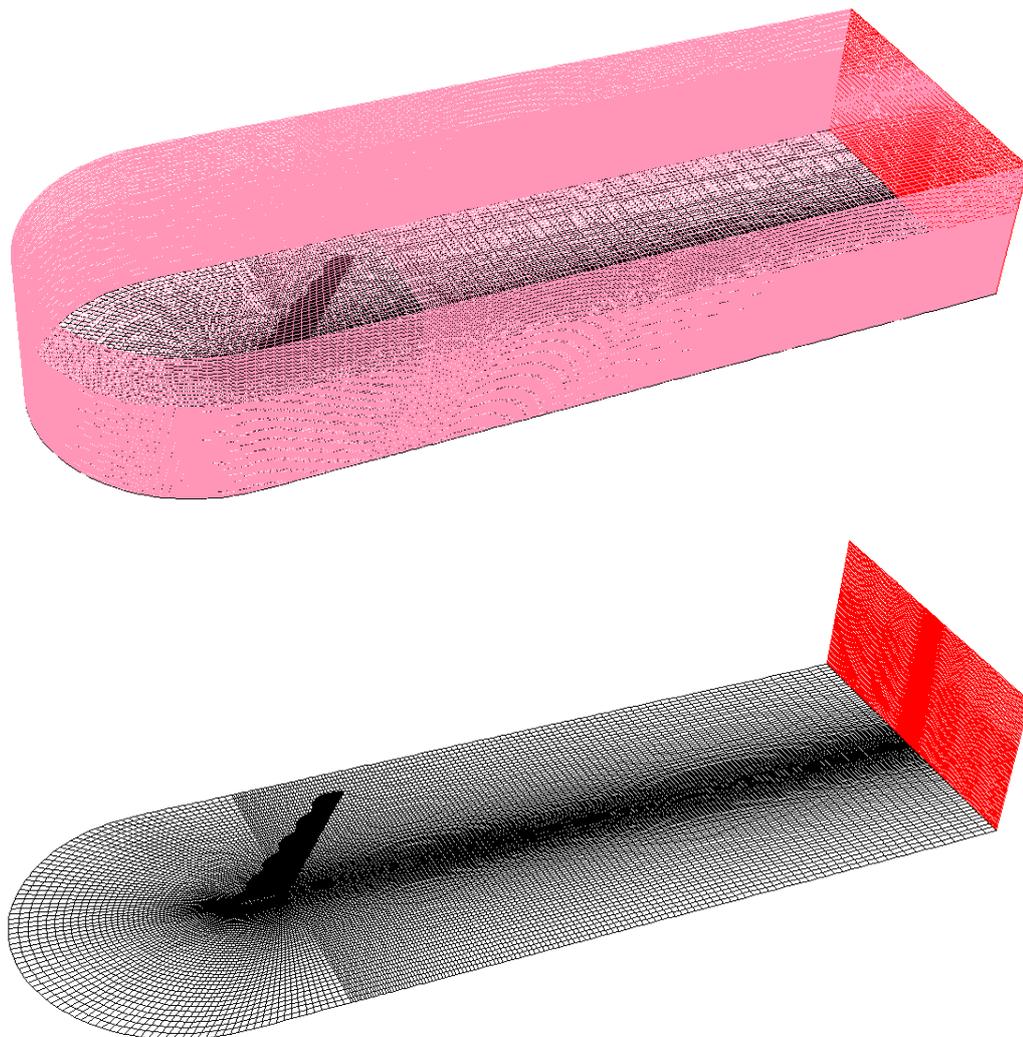


Fig 3.5- Maillage généré pour le calcul par *Gambit*

Chapitre 4

Résultats et discussion

4.1 Introduction

Dans ce chapitre, les résultats de la simulation numérique 3D instationnaires ont été présenté pour profils aérodynamiques sans et avec des tubercules. Les simulations d'écoulement à une vitesse d'entrée constante pour $Re = 225000$ pour un angle d'attaque 10, 15 et 20°. Les données de performance des profils aérodynamiques ont été comparées aux résultats expérimentaux de la portance et de la traînée. En outre, les performances des ailes étudiées seront discutées et le détail sur les écoulements en termes des contours et des profils sera fourni.

4.2 Etude de maillage

Les études de sensibilité des mailles constituent un élément essentiel du processus de simulation numérique. Les études de sensibilité des maillages fournissent la confirmation qu'un maillage donné fournit une solution convergente indépendante du maillage. Ce processus permet l'utilisation la plus efficace du nombre de cellules grâce à la sélection d'un maillage qui fournit des résultats identiques tout en utilisant moins de cellules que des configurations plus détaillées au sein de l'étude.

Aux fins du présent les résultats, deux études distinctes sur la sensibilité des mailles ont été réalisées pour satisfaire aux exigences de la validation de profil aérodynamique de bord d'attaque lisse non modifiée ainsi que de l'étude de comparaison pour un profil modifiée avec des tubercules sinusoïdales. Pour chaque étude, les coefficients de portance et de traînée seront comparés aux résultats de référence à un angle d'incidence spécifié.

L'étude de sensibilité au maillage comporte trois maillage (10^6 , 2×10^6 et 4×10^6 cellules) seront testés avec des angles d'incidence de 0 à 20 avec un pas de 5 et un nombre de Reynolds 225 000 utilisant la simulation numérique stationnaire RANS avec le modèle de turbulence $k-\omega$ SST.

La figure 4.1 montre la variation du coefficient de portance et coefficient de trainée pour l'aile lisse avec le nombre de cellules augmenté. On a observé que le deuxième maillage

(2×10^6) fournissait des résultats similaires à ceux du maillage avec un nombre de cellules beaucoup raffinés de 4×10^6 Mailles. Cependant, le second maillage a fourni une solution la plus maillée indépendante. Il a été décidé que le maillage 2 devait être choisi comme le maillage pour une analyse plus approfondie.

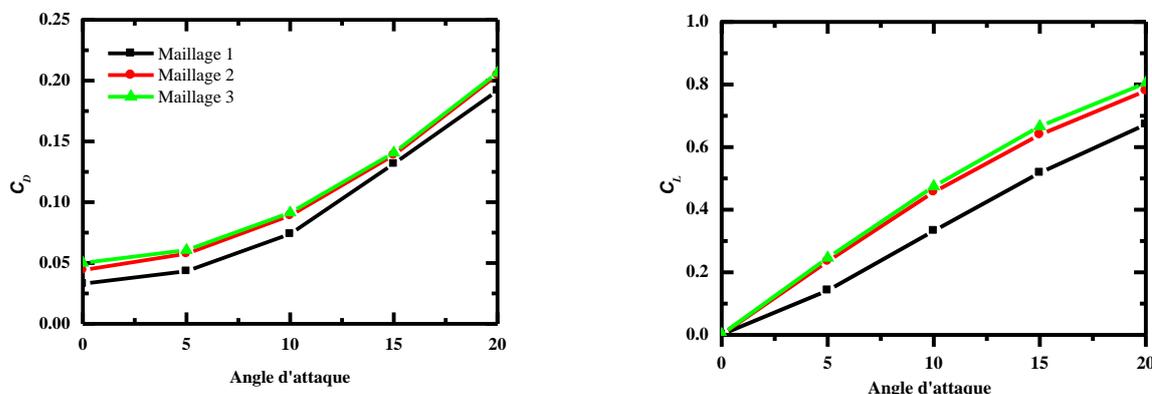


Fig 4.1-Sensibilité de C_D et C_L aux maillages

4.3 Validation

Avant qu'une analyse du comportement de flux pour les modèles URANS être examinée, une étude de validation du calcul CFD était requise. Un angle d'incidence de 20° a été choisi car que cet angle d'attaque était le plus grand testé en expérimentales. Il a également été noté que les modèles fonctionnaient bien à des angles d'attaque plus élevés sont valable a des angles moins, en utilisant le même maillage que ce qui était convergé à une simulation RANS.

Pour valider les techniques de modélisation mises en œuvre dans le code, les coefficients de portance et de traînée ont été analysés conjointement avec des résultats publiés par Bolzan et *al.*, [xx]. Toutes les simulations ont été complétées avec un nombre de Reynolds égal à 225 000 à des angles d'incidence de 20° .

Les coefficients de portance et de traînée moyennés dans le temps pour URANS dans tableau 4.1 et les valeurs des erreurs relatives sont calculé par rapport aux mesures expérimentales.

Le tableau 4.1 montre une comparaison des coefficients de trainée et de portance de l'aile avec des tubercules au bord d'attaque pour un angle d'attaque 20° et un régime

turbulent $Re = 225000$. Ces performances sont calculés pour une simulation RANS et URANS. A première vue, les résultats de la simulation numérique URANS montrent une bonne concordance avec les données expérimentales surtout C_D . Un écart remarquable pour les coefficients de portances d'ordre 20% dans la simulation RANS, cet écart est diminué quand on utilise URANS. Pour les coefficients de trainée, l'écart diminue jusqu'à 2.45% avec URANS.

Tableau 4.1 : Comparaison de C_x et C_z avec les mesures expérimentales

	Exp. [41]	Num. [présent travail]			
		RANS	$Err_{RANS} \%$	URANS	$Err_{URANS} \%$
C_D	0.301086	0.25184822	16.35	0,29369911	2.45
C_L	0.891185	1.07308468	20.41	1,03414853	16.04

4.4 Historique de C_x et C_z

Lors des simulations numériques, le C_x ainsi que le coefficient de portance C_z ont été enregistrés. Il faut remarquer que on a obtenu la convergence des itérations à chaque pas de temps pour tous les simulations, les résidus des solutions sont descendus en dessous de la valeur de tolérance de 10^{-5} en moins de 500 itérations. Cela signifie que la valeur de Max itérations/Time steps qu'on a mis était suffisante.

La figure 4.2 montre l'histoire du coefficient trainée pour les plusieurs courses (période) presque identiques, le coefficient de trainée pendant une course complète un motif symétrique entre la course ascendante et descendante.

Le pic maximal du coefficient C_L varie entre 1.115 et 1.133, le coefficient de trainée varie entre 0.29 et 0.296.

Le nombre de *Strouhal* St est un paramètre fondamental car il représente le rapport de la longueur de référence avec la longueur parcourue par une particule fluide à la vitesse de référence pendant une durée de référence de l'écoulement. Le nombre de *Strouhal* pour les modèles est calculé sur la base de la longueur projetée du profil aérodynamique perpendiculaire au courant libre, de la période de délestage T et de la vitesse du courant libre U_∞ :

$$St = \frac{c \sin \alpha}{TU_\infty} \quad (4.1)$$

Le phénomène traité est très différent bien que l'expression algébrique de la fréquence réduite soit la même que pour le nombre de Strouhal, en remplaçant la durée T_{ref} liée à l'écoulement par la période des oscillations T de la structure. La période du C_x et C_z est d'environ 0,05 seconde.

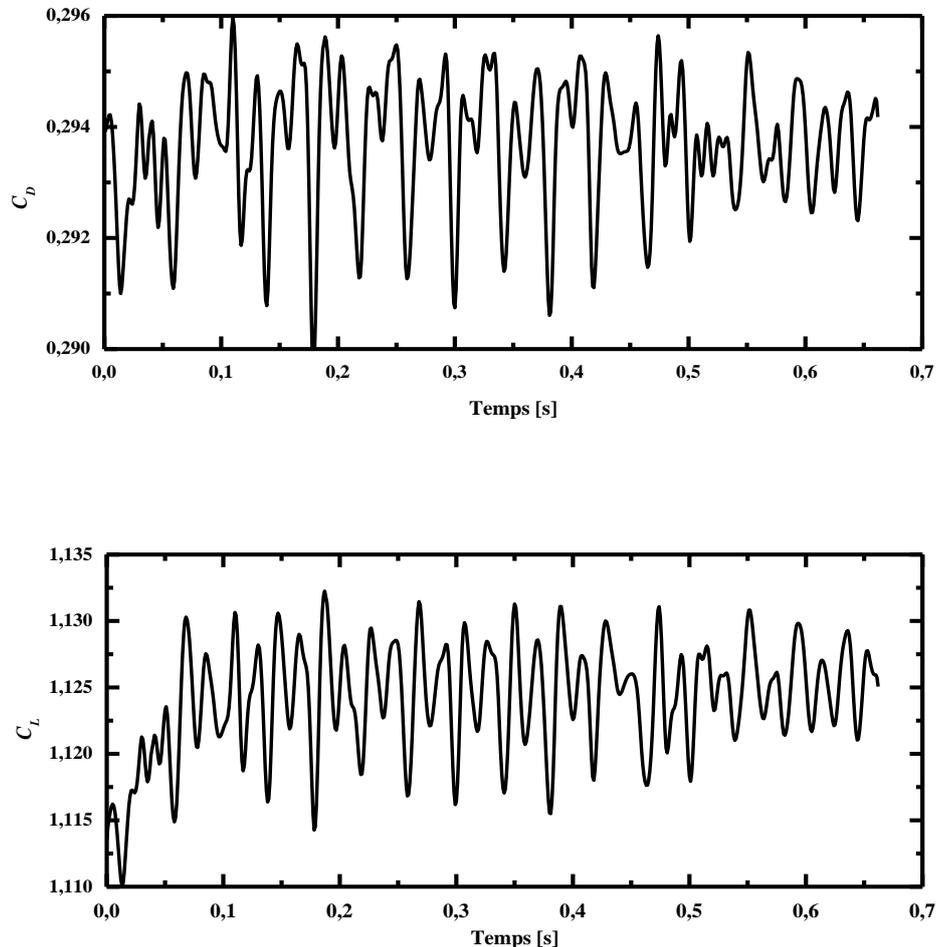


Fig 4.2- Signaux instationnaires de C_D et C_L à $\alpha = 20^\circ$ et $Re = 225000$.

4.5 Lignes de courants

Afin de donner un aperçu détaillé sur les mécanismes qui se produisent sur les ailes avec des tubercules, ce dernier est analysé pour les cas d'angles d'attaque de 20° . La figure 4.3 montre les lignes en aval du extradados et l'intradados, les lignes de courants forment des vortex lors du contactent le bord d'attaque au-dessus du profil (extradados) et reste quasi-parallèle au-dessous (intradados).

Extrados



Intrados

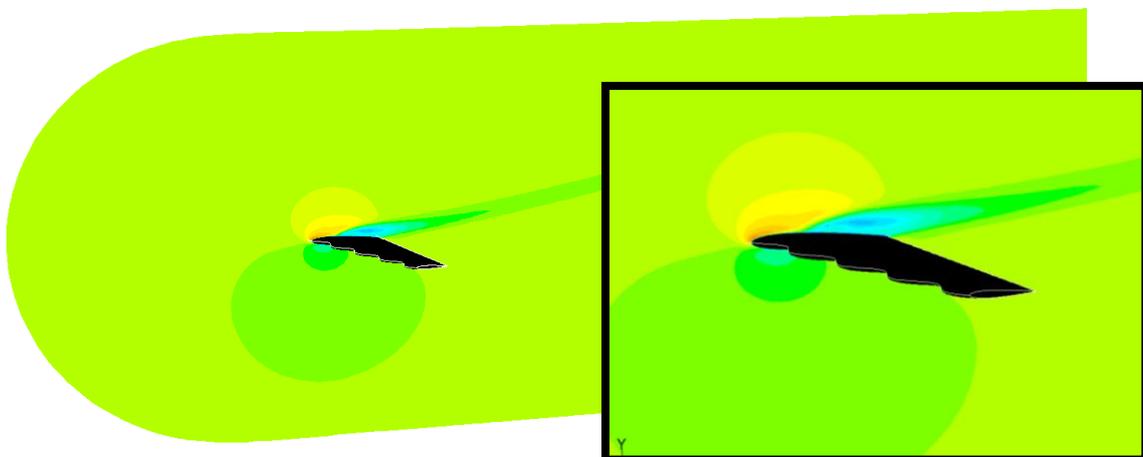


Fig 4.3- Lignes de courants colorés par la vitesse de l'écoulement à $\alpha = 20^\circ$.

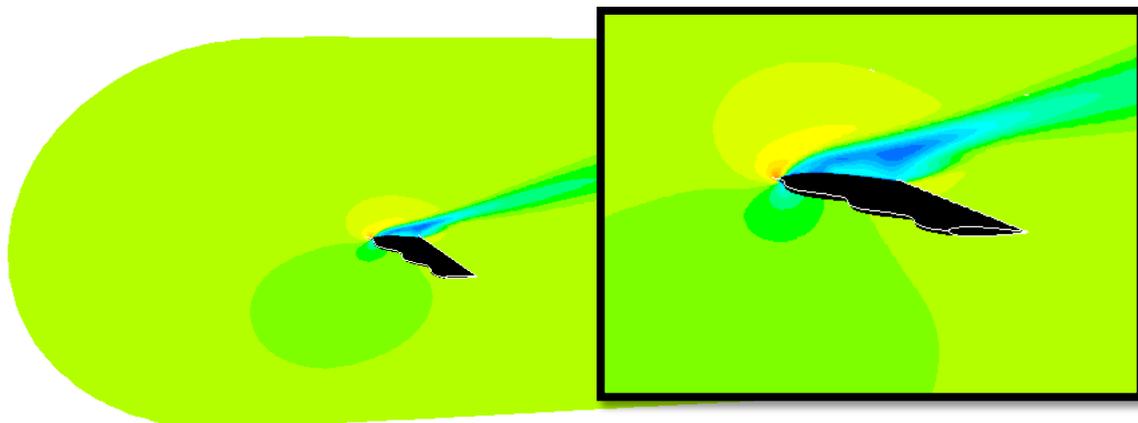
4.6 Contours de vitesse

La figure 4.4 montre qu'il existe une grande surface pour la propagation et l'expansion de la vitesse de friction dans l'aile. Il y a une zone étroite pour l'expansion et la propagation de la vitesse de friction dans l'aile tubercule. L'aile avec tubercule est sur le même champ et la vitesse de la friction d'air a augmenté en dépit de l'augmentation de la vitesse et de la modification de la surface de contact de l'air, elle a maintenu la même surface de propagation malgré le changement de son contact avec l'air.

a.



b.



c.

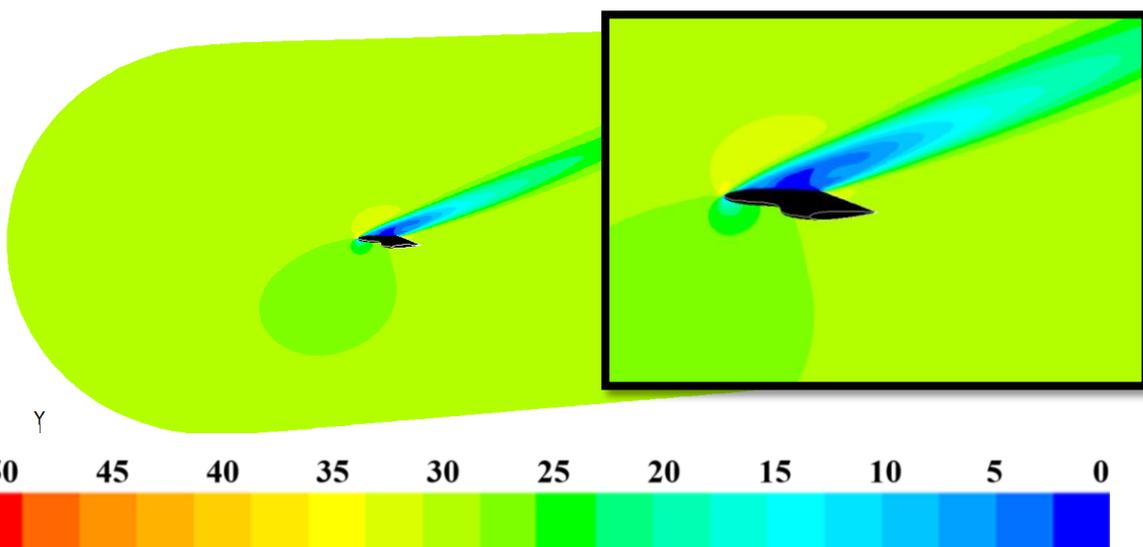


Fig 4.4- Contours de vitesse à $\alpha = 20^\circ$: a. $z = 1/4$, b. $1/2$, c. $3/4$ de la hauteur du profil.

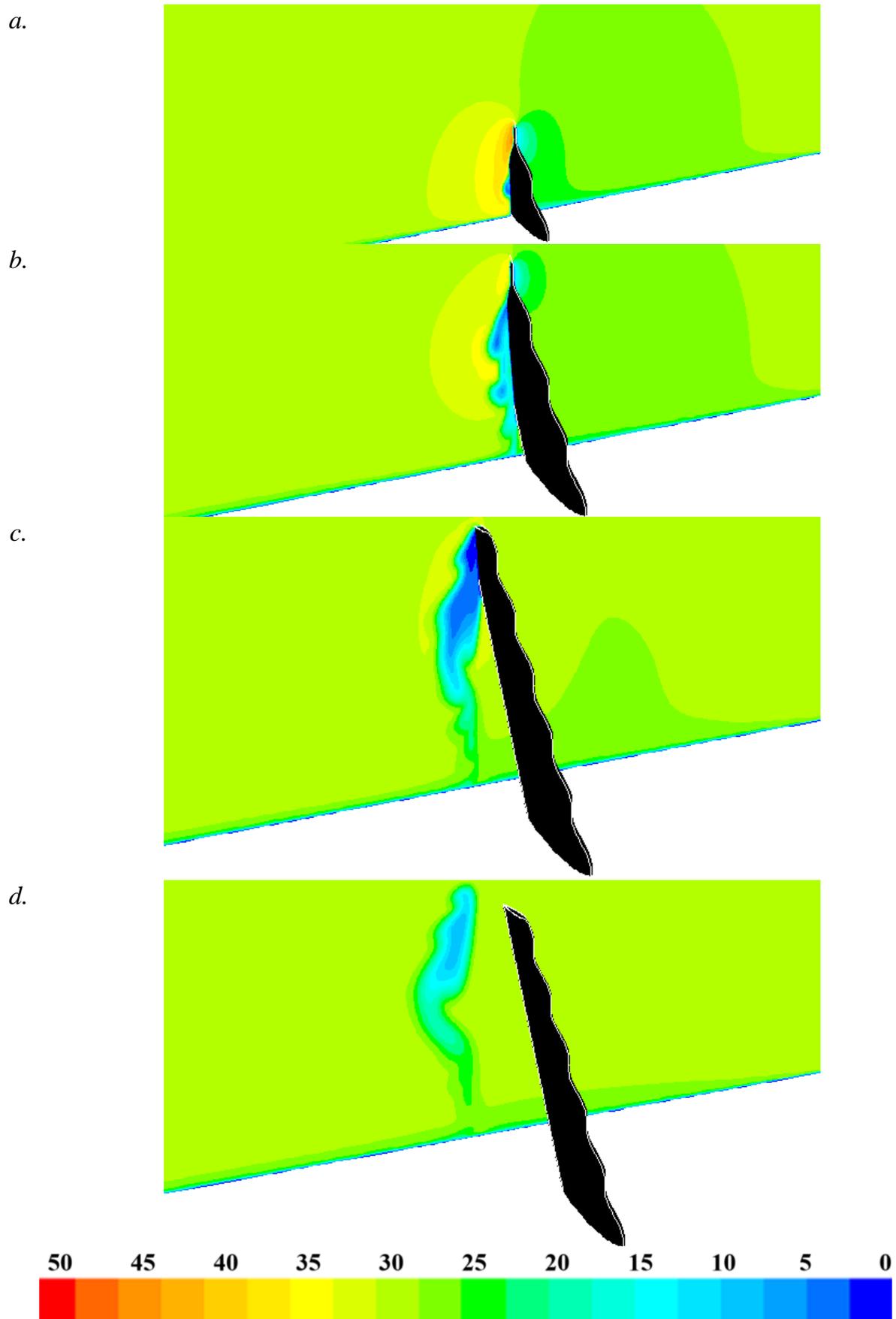


Fig 4.5- Contours de vitesse à $\alpha = 20^\circ$: *a.* $x = 0.8$, *b.* 1.6 , *c.* 2.4 , *d.* 3.2 de la corde moyenne.

4.7 Energie cinétique turbulente

Les contours d'énergie cinétique turbulente sont présentés à la Figure 4.5. Une forte concentration de l'énergie turbulente au-dessus de l'extrados du profil due au zone de recirculation de fluide. La différence majeure observée entre ce dernier cas et tous les autres est le fait que la couche limite est partiellement attachée à l'endroit d'envergure correspondant à l'extrémité des bosses (un comportement qui ne se produit pas pour d'autres longueurs d'onde). Cette réattachement partiel a également été observé par Weber et al. [xx]. Inversement, la taille globale de la zone de recirculation est fortement augmentée au mi-hauteur de l'aile. Dans ce régime particulier, le sillage est complètement dominé par la présence de deux forts rouleaux dans le sens de la longueur, comme indiqué sur la figure 4.4.

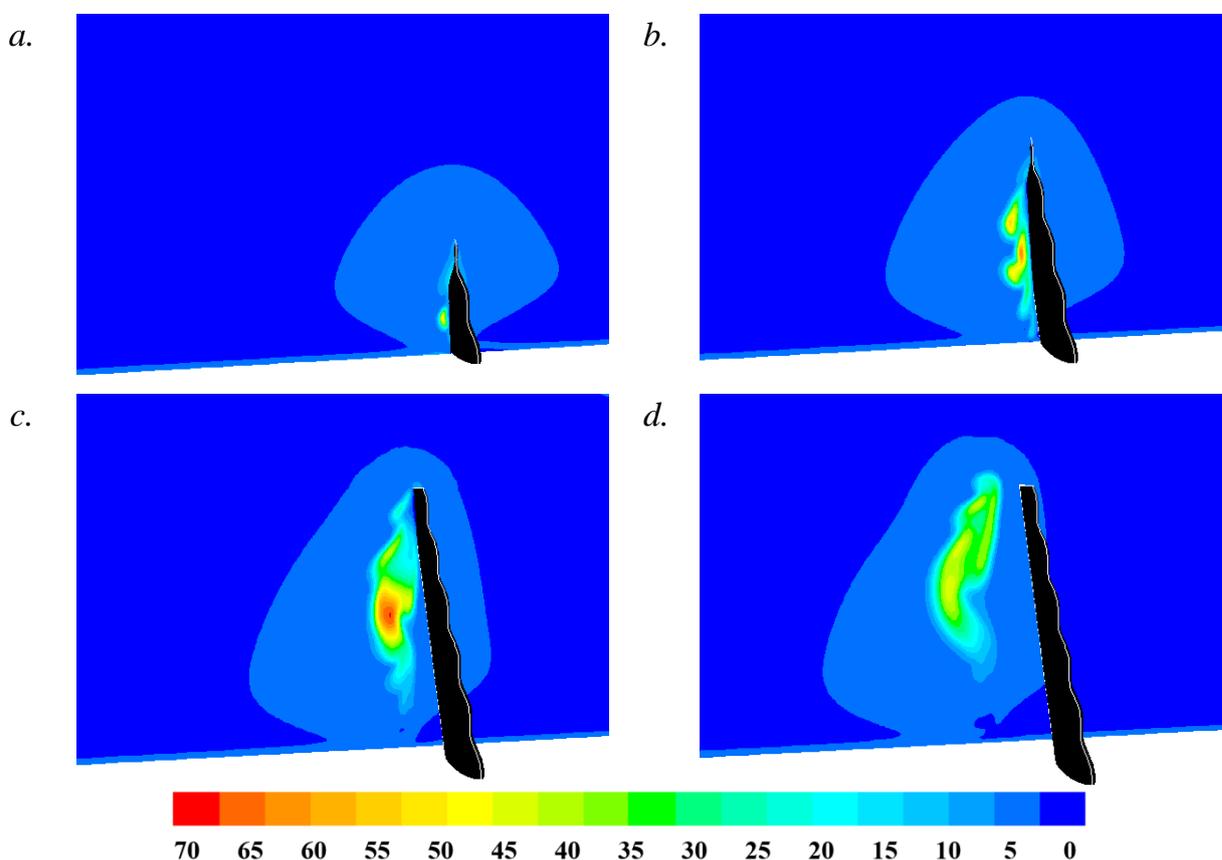


Fig 4.6- Contours de l'énergie cinétique turbulente k à $\alpha = 20^\circ$: *a.* $x = 0.8$, *b.* 1.6 , *c.* 2.4 , *d.* 3.2 de la corde moyenne.

4.8 Vorticité

La vorticité interviendra chaque fois que l'écoulement n'est pas potentiel et, par suite, dans les fluides visqueux. Elle joue un rôle particulièrement important dans les écoulements turbulents qu'on peut souvent considérer comme superposition d'une translation moyenne et de mouvements de rotation locale d'échelles de taille très variable. Dans certains cas,

l'écoulement est potentiel en dehors d'une ligne de diamètre faible par rapport à la taille globale de l'écoulement : la rotation du fluide s'effectue alors autour de ce cœur à l'intérieur duquel est localisée la vorticité. La vorticité est définie comme le rotationnel de la vitesse :

$$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u} \quad (4.2)$$

C'est une mesure de rotation microscopique (vecteur) à un point donné du fluide, ce qui peut être envisagé en plaçant une roue à aubes dans le flux. S'il tourne autour de son axe à un taux Ω , alors $\omega = |\vec{\omega}| = 2\Omega$.

Les tourbillons enroulent dans l'extrados basculer immédiatement dans le sens de l'écoulement, provoque une grande concentration de vorticité sur ce côté. Ce phénomène qui ne crée pas au côté de l'intrados, qu'explique la forte densité de la vorticité sur l'extrados montré par la figure 4.7.

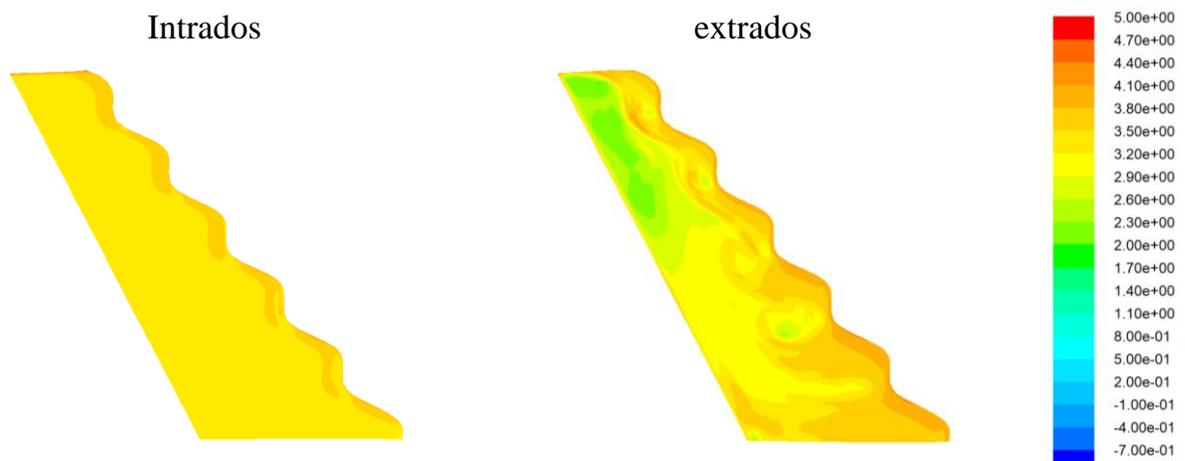


Fig 4.7- Contours de vorticité sur les deux côtés de l'aile à $\alpha = 20^\circ$

Conclusion

Des simulations d'écoulement turbulent sur une aile aérodynamique avec des tubercules au bord d'attaque et de profil NACA0021 à $Re = 225000$ et $\alpha = 10, 15$ et 20° ont été effectuées en mettant l'accent sur l'évaluation de la performance en simulation instationnaire.

Les performances de deux ailes, lisse et avec de tubercules, en première étape ont été calculées à travers la simulation numérique RANS, en suite, on a choisi un angle de 20° pour une simulation URANS. Un écart moins a été remarqué entre les résultats de la simulation numérique URANS par rapport au RAN au mesures des essais expérimentales de la littérature, peut t'expliquer l'effet de instationnaire du problème.

Des structures d'écoulement considérablement plus riches sont obtenues en aval de l'aile, produit des signaux de traînée périodiques et des modèles de flux transitoires complexes avec des tourbillons multiples. Les modèles d'écoulement prédits et la dynamique de la vorticité sont particulièrement encourageants étant donné que la séparation massive des flux est un phénomène intrinsèquement tridimensionnel avec des interactions et des structures importantes dans le sens de l'envergure.

La prochaine phase de ce travail se concentrera sur l'étude des interactions flux-structure couplées impliquant des écoulements séparés.

Références

- [1].D. S. Miklosovic, M. M. Murray , L. E. Howlea, F. E. Fish, Leading-edge tubercles delay stall on humpback whale. *Megaptera novaeangliae. flippers*, 16, 5, 2 February 2004.
- [2].J. Favier, A. Pinelli, U. Piomelli, Control of the separated flow around an airfoil using a wavy leading edge inspired by humpback whale flippers, *Comptes Rendus Mécanique*, 2012, 340 (1-2), pp.107-114.
- [3].T. Swanson , K. M. Isaac, Biologically Inspired Wing Leading Edge for Enhanced Wind Turbine and Aircraft Performance, 6th AIAA Theoretical Fluid Mechanics Conference 27 - 30 June 2011, Honolulu, Hawaii.
- [4].R. Zhang, J-Z. Wu, Aerodynamic characteristics of wind turbine blades with a sinusoidal leading edge, *WIND ENERGY Wind Energ.* 2012; 15:407–424 Published online 31 July 2011 in Wiley Online Library (wileyonlinelibrary.com). DOI: 10.1002/we.479.
- [5].J. Favier, A. Pinelli, U. Piomelli, *Comptes Rendus Mécanique*, 340, 1–2, 2012, pp.107- 114
- [6].A.F.A. Gawad, Numerical simulation of the effect of leading-edge tubercles on the flow characteristics around an airfoil, *Proceedings of the ASME 2012 International Mechanical Engineering Congress & Exposition IMECE2012 November 9-15, 2012, Houston, Texas, USA.*
- [7].C. D Eleni, I T. Athanasios, M P. Dionissios, Evaluation of the turbulence models for the simulation of the flow over a National Advisory Committee for Aeronautics NACA 0012 airfoil, *Journal of Mechanical Engineering Research.* 4(3), pp. 100-111, 2012.
- [8].M.J. Kim, H.S. Yoon, J.H. Jung, H.H. Chun, D.W. Park, Hydrodynamic characteristics forvflow around wavy wings with different wave lengths, *Inter J Nav Archit Oc Engng* (2012) 4, pp. 447-459.
- [9].M.W. Lohry, D. Clifton, L. Martinelli, Characterization and Design of Tubercle Leading-Edge Wings, *Seventh International Conference on Computational Fluid Dynamics (ICCFD7)*, Big Island, Hawaii, July 9-13, 2012.
- [10]. F. Feng, X. Cheng, X. Qi, X. Chang, Hydrodynamic Performance of Leading-Edge Tubercle-Dimensional Airfoil, *Applied Mechanics and Materials.* 152-154, 2012, pp. 1509-1515.
- [11]. D. Komarov, J. Svorcan, S. Stupar, A. Simonović, M. Stanojević, Computational study of flow around low-reynolds airfoils, *Intenational scientific conferonce on defensive technologies*, 18-19 September 2012.
- [12]. J. F. D. Câmara1, N. Study on the Use of a Sinusoidal Leading Edge for Passive Stall Control at Low Reynolds Number, *51st AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 7-10 January 2013.

- [13]. Corsini, G. Delibra, A.G. Sheard, On the Role of Leading-Edge in the Control of Stall Onset in Axial Fan Blades, *Journal of Fluids Engineering*, august 2013.
- [14]. A.S.H. Lau, S. Haeri, J.W. Kim, The effect of wavy leading edges on aerofoil– gust interaction noise, *Journal of Sound and Vibration*, 18 February 2013.
- [15]. Skillen, A. Revell, A. Pinelli, U. Piomelli, J. Favier, Flow over a Wing with Leading- Edge Undulations, , *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 2014, 53 (2), pp. 464-472.
- [16]. P. Sharmila, S. Rajakumar, P.G. Scholar, Effect of Tubercle Leading Edge Control Surface on the Performance of the Double Delta Wing Fighter Aircraft, *International Journal for Research in Applied Science & Engineering Technology (IJRASET)*, 3 Issue VI, June 2015.
- [17]. M. Benaissa, I.H. Ibrahim, T.H. New, W.H. Ho, effect of leading edge protuberance on thrust production of a dynamically pitching aerofoil, Prague, February 15-17, 2017
- [18]. Skillen, J. Favier, A. Pinell, U. Piomelli, A. Revell, investigation of wing stall delay effect due to an undulating leading edge: an les study, international symposium on turbulence and shear flow phenomena (TSFP-8) August 28 - 30, 2013.
- [19]. Z. Xingwei, Z. Chaoying, Z. Tao, J. Wenying, Numerical study on effect of leading-edge tubercles, *Aircraft Engineering and Aerospace Technology : An International Journal* 85/4, 2013, 247–257.
- [20]. S. M. A. Aftab, K. A. Ahmad, NACA 4415 Wing Modification using Tubercles- A Numerical Analysis, *Applied Mechanics and Materials*, 629 ,2014, pp. 30-35.
- [21]. Z. Čarija, E. Marušić, Z. Novak, S.Fučak, Numerical analysis of aerodynamic characteristics of a bumped leading edge turbine blade, *Engineering Review*. 34, 2, 2014, pp. 93-101.
- [22]. M. Asli, B. Gholamali, A. Mesgarpour Tousi, Numerical Analysis of Wind Turbine Airfoil Aerodynamic Performance with Leading Edge Bump, *Hindawi Publishing Corporation Mathematical Problems in Engineering Volume* 2015.
- [23]. C. Cai, Z. Zuo, S. Liu, Y. Wu, Numerical investigations of hydrodynamic performance of hydrofoils with leading-edge protuberances, *Advances in Mechanical Engineering* 2015.
- [24]. M. Gageika, I. Klioutchnikova, H. Oliviera, Comprehensive mesh study for a Direct Numerical Simulation of the transonic flow at $Re_c=500,000$ around a NACA0012 airfoil, 31 August 2015.
- [25]. D. Sersona, b, J. R. Meneghinia, Numerical study of wings with wavy leading and trailing edges, *Procedia IUTAM* 14, 2015.

- [26]. C. Cai¹, Z. Zuo¹, S. Liu, Yulin Wu, Effect of a single leading edge protuberance on NACA 634-021 airfoil performance, International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery Hawaii, Honolulu, April 10-15, 2016.
- [27]. S. José, C. Rica, Lift and Drag Comparison of flat Airfoil vs. Whale Inspired Airfoil For Wind turbine Applications, 14th IACEL International Multi-conference for Engineering, Education, and Technology, 20-22 July 2016.
- [28]. J.W. Kim, SINA HAERI AND PHILLIP F. JOSEPH, On the reduction of aerofoil turbulence interaction noise associated with wavy leading edges, Accepted for publication in J. Fluid Mech. 792 (2016).
- [29]. Kobæk C.M.¹ and Hansen M.O.L.², Numerical study of Wavy Blade Section for Wind Turbines, Journal of Physics: Conference Series 753 (2016) 022039, 2016.
- [30]. BF Ng, T.H. New, R. Palacios, Effects of leading-edge tubercles on wing flutter speeds, 21 March 2016.
- [31]. N. Rostamzadeh, R.M. Kelso, B. Dally, A numerical investigation into the effects of Reynolds number on the flow mechanism induced by a tubercled leading edge, School of Mechanical Engineering, The University of Adelaide, 14 April 2016.
- [32]. P. Kekina, C. Suvanjumrat, A Comparative Study on Turbulence Models for Simulation of Flow Past NACA 0015 Airfoil Using OpenFOAM, MATEC Web of Conferences 95, 12005 (2017).
- [33]. R. Pérez-Torró, J. W. Kim, A large-eddy simulation on a deep-stalled aerofoil with a wavy leading edge, J. Fluid Mech, 813, 2017, pp. 23-52.
- [34]. M. Zhao, M. Zhang, J. Xu, Numerical simulation of flow characteristics behind the aerodynamic performances on an airfoil with leading edge protuberances, Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics, 12 Jan 2017.
- [35]. [https://www.google.com/search?q=Conception+d%E2%80%99une+aile&source=lnms&tbm=isch&sa=X&ved=0ahUKEwjZ4PvlpeDbAhUL7RQKHZUHAXMQ_AUICigB&biw=1366&bih=634#imgrc=7XF2iRoN2LNYRM:](https://www.google.com/search?q=Conception+d%E2%80%99une+aile&source=lnms&tbm=isch&sa=X&ved=0ahUKEwjZ4PvlpeDbAhUL7RQKHZUHAXMQ_AUICigB&biw=1366&bih=634#imgrc=7XF2iRoN2LNYRM)
- [36]. <https://www.lavionnaire.fr/CelluleHyperBeCs.pdf>
- [37]. http://cache.media.education.gouv.fr/file/Docs_DAF/32/9/Mecavol_526329.pdf
- [38]. [https://www.google.com/search?q=Les+becs+de+bord+d%E2%80%99attaque&source=lnms&tbm=isch&sa=X&ved=0ahUKEwjHrfwqODbAhXGVxQKHVByBGEQ_AUICigB&biw=1366&bih=634#imgrc=P_CeumiTyHQArM:](https://www.google.com/search?q=Les+becs+de+bord+d%E2%80%99attaque&source=lnms&tbm=isch&sa=X&ved=0ahUKEwjHrfwqODbAhXGVxQKHVByBGEQ_AUICigB&biw=1366&bih=634#imgrc=P_CeumiTyHQArM)
- [39]. <file:///C:/Users/mourad/Downloads/httpswww.lavionnaire.fr/CelluleHyperVolets.php.html>

- [40]. T. B. Gatski, C. L. Rumsey, and R. Manceau. Current trends in modelling research for turbulent aerodynamic flows. *Philosophical Transactions of the Royal Society : Mathematical, Physical and Engineering Sciences (Series A)*, 2007, pp. 1-30.
- [41]. R. Schiestel. Sur le concept d'échelles multiples en modélisation des écoulements turbulents (partie II). *J. Mech. Théorique et Appliquée*, 2(4), 1983, pp. 601-628.
- [42]. M. D. Bolzon, R. M. Kelso, M. Arjomandi, Force Measurements and Wake Surveys of a Swept Tubercled Wing, *Journal of Aerospace Engineering*, June 29, 2016
- [43]. P.W. Weber, L.E. Howle, M.M. Murray, D.S. Miklosovic, Computational evaluation of the performance of lifting surfaces with leading edge protuberances, *J. Aircraft*, 48, 2011, pp. 591-600.