

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE ABDERRAHMANE MIRA BEJAIA
FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE



Mémoire

En vue de l'obtention du diplôme master en Génie Mécanique

Option : Energétique

Présenté par :

BENAZOUZ Koceila

ICHALAL Nacer

Thème

Simulation d'un écoulement autour d'un profil
aérodynamique

Soutenu le : 29/06/2016

Devant le jury composé de :

Mr. F. NAIT BOUDA : Président ; Université de Bejaia

Mr. A. BENSLIMANE : Rapporteur ; Université de Bejaia

Mr. H. ALI AGHA : Examineur ; Université de Bejaia

Mr. N. BOUTALBI : Examineur ; Université de Bejaia

Session juin 2016

ANNEE UNIVERSITAIRE 2015-2016

Remerciement

*Nos remerciements à Mr H BENSILIMANE, pour son soutien et d'avoir
accepté de rapporter ce travail*

*Nous tenons à remercier nos deux camarades et amis, Mr S. MOULOUD,
et Mr R. CHERFI pour leurs conseils et leur disponibilité toute au
long de ce mémoire.*

*Un merci au Mr F. NAITBOUDA pour avoir accepté de présider le
jury*

*Nous remercions également Mr H. ALI AGHA et Mr N. BOUTALBI
pour avoir accepté de juger ce travail.*

*Nous remercions enfin toutes les personnes, qui, de près ou de loin, ont
contribué à l'aboutissement de ce travail.*

DEDICACE

Je dédie ce travail

À mes parents pour leur soutien et leur affection ;

À mon frère aîné SAMIR et à mes deux petits frères

Faheme et Ghiles

À Mes deux sœurs

À mon binôme

À mes amis

Said, Ibra, Malek, Loucif, Sddik, Yanis, Mimih,...

Et tous les autres

BENAZOUZ Koceila

DEDICACE

Je dédie ce travail

*À mes parents pour leur soutien et leur affection;
À mon frère Samir et à mes deux sœurs Ysmina et Kahina;
À mon grand père et ma grande mère;
À tous mes amis.*

ICHALAL Nacer

Sommaire

Nomenclature

Liste des figures

Liste des tableaux

Introduction générale..... 1

Chapitre I:

Généralités et Références bibliographiques

I.1 Introduction..... 3

I.2 Généralité 3

I.2.1 L'aérodynamique 3

I.2.2 Résistance de l'air 3

I.2.3 Influence de la forme 3

I.2.4 Définition du profil 4

I.2.5 Désignation de quelques séries de profils NACA..... 5

I.3 Caractéristiques des profils aérodynamiques 8

I.3.1 Portance..... 8

I.3.2 La traînée 9

I.3.3 Coefficient de moment..... 10

I.3.4 Finesse aérodynamique 10

I.3.5 Centre de poussée..... 10

I.4 Couche limite..... 11

I.4.1 Définition 11

I.4.2 Contexte physique du décollement de la couche limite 11

I.5 État de l'art..... 12

I.6 Conclusion 27

Chapitre II:

Formulations mathématiques et positionnement du problème

II.1 Introduction 28

II.2 Description du problème..... 28

II.3 Equations qui régissent le phénomène 29

II.3.1 Equations de mouvements en régime laminaire 29

II.4 Décomposition de Reynolds 30

II.5 Equations moyennées 30

II.5.1 Equations de quantités de mouvement..... 30

II.5.2 Equation de continuité	30
II.6 Adimensionnalisation des équations de Navier- stocks.....	30
II.7 Concept de viscosité turbulente	32
II.8 Conditions aux limites	33
II.9 Modèles de fermeture au premier ordre à deux équations de transport.....	34
II.9.1 Modèles $k - \omega$ Baseline et $k - \omega$ Baseline SST.....	34
II.9.2 Formulation Baseline.....	34
II.9.3 Formulation Baseline-SST.....	36
II.10 Conclusion	38

Chapitre III:

Simulation Numérique

I.1 Introduction.....	39
III.2 Principe de la méthode des volumes finis	39
III.3 Discrétisation des équations	40
III.3.1 Discrétisation de l'équation de continuité.....	40
III.3.2 Discrétisation de l'équation d'une variable Φ	41
III.3.3 Schéma Upwind (UPS).....	43
III.4 Métrise du code de calcul (CFD).....	45
III.4.1 Construction de la géométrie.....	45
III.4.2 Logiciel ICEM.....	45
III.4.3 Maillage.....	45
III.4.4 Solveur Fluent	48

Chapitre IV:

Résultats et discussions

IV.1 INTRODUCTION.....	49
IV.2 Validation du maillage	49
IV.3 Coefficient de pression.....	50
IV.3.1 Validation du coefficient de pression.....	50
IV.3.2 Effet de l'angle d'attaque sur le coefficient de pression	50
IV.3.3 Effet du nombre de Reynolds sur le coefficient de pression	51
IV.3.4 Effet de l'épaisseur relative du profil sur le coefficient de pression	52
IV.3 Coefficient de portance	54
IV.3.1 Validation du coefficient de portance	54
IV.3.2 Effet du nombre de Reynolds sur le coefficient de portance	54

IV.3.3 Effet de l'épaisseur relative sur le coefficient de portance	55
IV.4 Coefficient de trainée	56
IV.4.1 Validation du coefficient de trainée	56
IV.4.2 Effet de nombre de Reynolds sur le coefficient de trainée.....	57
IV.4.3 Effet de l'épaisseur relative sur la variation du coefficient de trainée	59
IV.6 Distribution de la vitesse	59
IV.6.1 Evolution du profil de vitesse sur le profil NACA0012.....	59
IV.6.2 Effet du nombre de Reynolds sur la distribution de la vitesse	60
IV.6.3 Effet de l'angle d'attaque sur la distribution de la vitesse	61
IV.7 Finesse aérodynamique	64
IV.7.1 Effet du nombre de Reynolds sur l'évolution de la finesse	64
IV.7.2 Effet de l'épaisseur relative sur l'évolution de la finesse	65
IV.8 Lignes de courant	66
IV.9 Conclusion	67
Conclusion générale.....	68
Références bibliographiques.....	69

Nomenclature

Symboles	Signification	Unités (SI)
a	Vitesse du son	m.s^{-1}
C	Corde	m
C_d	Coefficient de trainée	—
C_l	Coefficient de portance	—
C_m	Coefficient de pression	—
C_r	Coefficient de la résultante	—
$\overline{C_E}$	Energie transféré	J
D_e, D_w, D_n, D_s	Flux diffusifs aux interfaces e, w, n, s de l'équation de transport discrétisée	—
e	Epaisseur	m
f	Fréquence d'oscillation	Hz
F_2	Fonction du mélange	—
F_e, F_w, F_n, F_s	Flux convectifs aux interfaces e, w, n, s de l'équation de transport discrétisée	—
F_x	Trainée	kg.m.s^{-2}
F_z	Portance	kg.m.s^{-2}
g	Accélération de la pesanteur	m.s^{-2}
k	Energie cinétique de turbulence	$\text{m}^2.\text{s}^{-2}$
K	Fréquence réduite	—
L	Longueur caractéristique	m
M	Moment aérodynamique	N.m
P	Pression	$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$
\tilde{p}	Pression adimensionnelle	—

Nomenclature

\bar{P}_i	Pression locale moyenne du fluide en régime turbulent	$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$
S	Surface portante	m^2
S_{ij}	Tenseur de déformation	$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$
t	Temps	s
T	Température	K
\tilde{t}	Le temps adimensionnel	—
u_τ	Vitesse de frottement	m.s^{-1}
\bar{u}_i	Composantes des vitesses moyennes régime turbulent	m.s^{-1}
u, v	Composantes de la vitesse suivant l'axe x et y	m.s^{-1}
\tilde{u}, \tilde{v}	Composantes adimensionnelles de vecteur vitesse	—
$-\overline{u'_i v'_j}$	Contrainte de Reynolds	$\text{m}^2.\text{s}^{-2}$
V	Vitesse caractéristique	m/s
x_j	Cordonnés cartésiennes sous forme indicielle	—
x_p	Centre de poussée	m
x'	valeur fluctuante	—
\bar{x}	Valeur moyenne	m
x, y	Cordonnées dans l'espace	m
\tilde{x} et \tilde{y}	Cordonnées cartésiennes adimensionnelles	—

Nomenclature

Symboles grecs

α	Angle d'incidence	deg
α_m	Angle d'incidence moyen	deg
δ	Epaisseur de la couche limite	m
$\Delta \alpha$	Amplitude	deg
δ_{ij}	Symbole de Kronecker	–
ε	taux de dissipation de l'énergie cinétique	$\text{m}^2.\text{s}^{-3}$
τ_{ij}	Contrainte visqueuse	$\text{kg}.\text{m}^{-1}.\text{s}^{-2}$
μ	Viscosité dynamique	$\text{kg}.\text{m}^{-1}.\text{s}^{-1}$
μ_t	Viscosité dynamique turbulente	$\text{kg}.\text{m}^{-1}.\text{s}^{-1}$
ν	Viscosité cinématique	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
ρ	Masse volumique	$\text{kg}.\text{m}^{-3}$
Φ_1	Constante du modèle k- ε	–
Φ_2	Constante du modèle k- ω	–
ω	Taux spécifique de dissipation	$\text{m}^2.\text{s}^{-3}$

Nomenclature

Nombres adimensionnel

M_a Nombre de Mach.

R_e Nombre de Reynolds.

Abréviations :

CFD Computational fluid dynamics

NACA National Advisory Committee for Aeronautics

k- ω Modèles de turbulence à premier ordre

SST shear-stress turbulent

k- ϵ Modèles de turbulence de deuxième ordre

TFC Tourbillon fer à cheval

RANS Reynolds Averaged Navier-Stokes (Moyennisation des équations de Navier-Stokes par décomposition de Reynolds)

DNS Direct Numerical Simulation (Simulation Numérique Directe)

LES Large Eddy Simulation (Simulation à Grandes Echelles)

RSM Reynolds Stress model

PIV Particle Image Velocimetry, PIV (la vélocimétrie par images de particules)

POD Modes Propres Orthogonaux

AOA angle of attack

EDP Equations aux dérivées partielles.

ALE Arbitrary- Lagrangien-Eulerien.

Liste des figures

Figure I.1 : Évolution de la résistance de l'air en fonction de la forme du profil [1].	4
Figure I.2 : géométrie d'un profil aérodynamique [5].	4
Figure I.3 : Représentation des efforts aérodynamiques et la distribution de la pression [1].	8
Figure I.4 : Variation de la pression en fonction de la section de passage selon le théorème de Bernoulli [1].	9
Figure I.5 : Schémas de la couche limite sur une plaque [12].	11
Figure I.6 : Profil de vitesse lors de décollement de la couche limite sur un corps profilé [12].	12
Figure I.7 : Protocole expérimental [14].	13
Figure I.8 : Contours de champs de vitesse moyenne dans la zone proche du bord d'attaque pour $Re = 0,46 \times 10^6$ et $\alpha = 16^\circ$. (a) sans contrôle. (b) Avec contrôle [14].	13
Figure I.9 : Schéma de la surface portante de NACA 0012 [15].	14
Figure I.10 : Position du corps au-dessus du profil [16].	14
Figure I.11 : Variation du coefficient de portance en fonction de l'épaisseur relative de la corde pour différentes valeurs de rotation [17].	16
Figure I.12 : Champs de turbulence pour différents angles d'attaques [18].	17
Figure I.13 : Champs de vecteurs vitesse pour un même angle d'incidence $\alpha = 25^\circ$ (croissant) et $K = 0.30$ [19].	18
Figure I.14 : Champs de vecteurs vitesse pour un même angle d'incidence $\alpha = 20$ (décroissant) et $K = 0.30$ [19].	18
Figure I.15 : Variation du coefficient de traînée en fonction du nombre de Mach [20].	19
Figure I.16 : Variation du coefficient de portance en fonction du nombre de Mach [20].	19
Figure I.17 : Coefficient de portance en fonction de l'angle α pour les profils NACA 0012, 0025 et 0035 [21].	20
Figure I.18 : Coefficient de traînée en fonction de l'angle α pour les profils NACA 0012, 0025, 0035 [21].	20
Figure I.19 : Représentation vectorielle du champ de vitesse sur les profils NACA 0012, NACA0025, NACA0035 [21].	21
Figure I.20 : Comparaison du coefficient de portance retrouvé expérimentalement et les trois modèles de turbulences [22].	22
Figure I.21 : Comparaison du coefficient de traînée retrouvé expérimentalement et trois modèles de turbulences [22].	22
Figure I.22 : Configuration expérimentale [23].	23
Figure I.23 : Coefficients de portance et de traînée en fonction de l'incidence avec et sans tourbillon dans le sillage en état décollée à 25° [23].	23

Figure I.24 : Configuration expérimentale [26].	24
Figure I.25 : Epaisseur minimale de l'écoulement séparé en fonction de l'angle d'attaque avec et sans oscillation de cambrure [26].	25
Figure I.26 : Variation des coefficients aérodynamiques en fonction de β pour $\sigma = 10^{-10} \text{ m}^2$. [30].	27
Figure II.1 : représentation de la géométrie sur un plan de coordonnées (x,y).	28
Figure II.2 : Domaine d'écoulement autour du profil NACA0012.	29
Figure III.1 : volume de contrôle en deux dimensions.	40
Figure III.2 - à gauche : $F_w > 0$ et $F_e > 0$, à droite : $F_w < 0$ et $F_e < 0$.	45
Figure III.3 : Allure d'un maillage non structuré (a) et un maillage structuré (b) avec ICEM.	46
Figure III.4 : Différents blocs qui composent le maillage.	46
Figure III.5 : Raffinement de la zone proche parois.	47
Figure III.6 : Maillage final du champ d'écoulement.	47
Figure IV.1 : Courbe du coefficient de portance en fonction du nombre de nœuds pour $Re=3.10^6$ et $\alpha=16^\circ$.	49
Figure IV.2 : Comparaison entre les données expérimentales et les résultats numériques de présent travail.	50
Figure IV.3 : Distribution de coefficient de pression sur le profil NACA 0012 à $Re=3.10^6$ pour différentes valeurs de l'angle d'attaque α .	51
Figure IV.4 : Distribution du coefficient de pression sur le profil NACA0012 pour différentes valeurs du nombre de Re , à $\alpha=12^\circ$.	51
Figure IV.5 : Distribution du coefficient de pression sur les profils NACA 0009, NACA0012 et NACA0015. $Re = 3.10^6$ et $\alpha=0^\circ$.	52
Figure IV.6 : Contours de pression sur le profil NACA0012 à $Re=3.10^6$ pour différents angles d'attaque.	53
Figure IV.7 : Comparaison du coefficient de portance entre les données expérimentales et les résultats numériques obtenus dans la présente étude.	54
Figure IV.8 : L'évolution du coefficient de portance en fonction de l'angle d'attaque pour différents nombres de Reynolds.	55
Figure IV.9 : Variation du coefficient de portance en fonction de l'angle d'attaque pour différentes épaisseurs relatives.	56
Figure IV.10 : Comparaison du coefficient de trainée entre les données expérimentales et les résultats numériques obtenus dans le présent travail.	57
Figure IV.11 : Coefficient de trainée en fonction de l'angle d'incidence pour différents nombres de Reynolds.	58
Figure IV.12 : Variation du coefficient de trainée en fonction de nombre de Reynolds.	58
Figure IV.13 : Évolution du coefficient de trainée en fonction de l'angle d'incidence pour les différentes épaisseurs relatives.	59
Figure IV.14 : La distribution de la vitesse sur le profil NACA0012. $Re = 3.10^6$, $\alpha = 0^\circ$.	60
Figure IV.15 : La distribution de la vitesse sur le profil NACA0012. $x/c = 0.3$, $\alpha = 0^\circ$.	61

Figure IV.16: La distribution de la vitesse autour du profil NACA0012 pour différents angles d'attaque. $Re=3.10^6$	62
Figure IV.17 : Contour de vitesse sur le profil NACA0012 à $Re=3.10^6$ pour différents angles d'attaques.	63
Figure IV.18: Le champ de vitesse développé sur le profil NACA0012 avant et après le décrochage. $Re=3.10^6$	64
Figure IV.19: L'évolution de finesse pour les différents nombres de Reynolds.	65
Figure IV.20: L'évolution de la finesse pour différentes épaisseurs relatives. $Re=3.10^6$	66
Figure IV.21 : Lignes de courants avant et après le décrochage.	67

Liste des tableaux

Tab I.1 Désignation du profil à 4 chiffres NACA2415.	5
Tab I.2 Désignation du profil à 4 chiffres NACA0012.	5
Tab I.3 Désignation du profil à 5 chiffres NACA23015.	6
Tab I.4 Désignation du profil à 6 chiffres NACA661012.	7
Tab I.5 Désignation du profil laminaire NACA64, 1-215.	8
Tab II.1 Constantes 1 (Wilcox).	35
Tab II.2 Constantes 2 ($k - \varepsilon$ classique).	36
Tab II.3 Constantes 1 (SST-inner).	37
Tab II.4 Constantes 2 ($k - \varepsilon$ classique).	38
Tab III.1 Termes de l'équation de transport	42

Introduction générale

Introduction générale

Les profils aérodynamiques portants sont un cas d'étude assez intéressant, vu qu'ils constituent les éléments principaux de plusieurs machines tournantes (éolienne, compresseur, turbine, hélice de bateau, rotor d'hélicoptère...). Ils sont également utilisés dans l'aviation (ail d'avion), dans l'automobile (aileron arrière), ainsi que dans les installations domestiques (ventilation).

Les travaux de recherche actuels se basent essentiellement sur la détermination des caractéristiques aérodynamique des profils, et l'amélioration de leurs rendements ce qui veut dire augmentation de leurs portances et diminution de leurs trainées, et cela constitue un défi majeur pour les aérodynamiciens, car elles impliquent une diminution de la consommation du combustible pour les machines axiales : une diminution à la fois des rejets chimiques dans l'atmosphère (intérêt écologique) une réduction du cout (intérêt économique), mais aussi l'amélioration du confort (réduction des nuisances sonores), pour ce faire d'importants efforts ont été fournis aussi bien morale que matérielle ; les progrès réalisés ces dernières décades dans le domaine informatique et technique ont permis la validation de modèle mathématique permettant une approche fiable pour des cas plus compliqués (profil cambré symétrique et asymétrique, mince ou épais) par le billé de code de calcul de plus en plus performant tel que : FLUENT, XFOIL, ANSYS, STARCCM+ etc.

Les profils aérodynamiques existent sous plusieurs formes et ont plusieurs normalisations parmi lesquelles nous pouvons énumérer NACA, Joukovski, FX, Göttingen, Clark Y. dans le présent travail nous utiliserons un profil de type NACA0012, nous avons choisi un profil symétrique d'épaisseur relative de 12% et de longueur de corde C, qui est assez utilisé dans l'industrie, notamment pour les pales du rotor des hélicoptères ainsi que pour les éoliennes.

Ce travail s'inscrit dans le cadre d'une étude d'un écoulement autour d'un profil aérodynamique portant, et cela passe par une approche phénoménologique suivie d'un récapitulatif des travaux antécédents réalisés sur le sujet, puis une approche théorique, suivie d'une expérience numérique dans un code de calcul CFD à volumes finis, en vue d'une meilleure compréhension, et une mise en évidence des différents paramètres régissant cet écoulement (vitesse, pression, couche limite, zone de décollement ...) ainsi que les caractéristiques aérodynamiques, pour différentes configurations (variation de l'angle d'attaque, du nombre de Reynolds, et de l'épaisseur relative....)

Ce travail est décomposé en 4 chapitres:

Le premier chapitre est consacré à une étude bibliographique afin de passer en revue les différents travaux antérieurs réalisés dans le domaine des écoulements autour d'obstacles solides.

Le second chapitre est consacré au positionnement de notre problématique d'étude, il s'agit donc de l'établissement des équations de Navier Stocks moyennées à base de la décomposition de Reynolds. Ces équations seront complétées par les conditions initiales et aux limites appropriées au problème.

Dans le chapitre trois nous avons passé en revue la méthode des volumes finis utilisée pour la résolution numérique de notre problématique.

Finalement, les résultats sont présentés dans le chapitre quatre avec les différentes discussions et conclusions qui se sont suivies.

Chapitre I

Généralités et Synthèse bibliographique

I.1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons présenter la phénoménologie des écoulements autour des profils aérodynamiques portants, ainsi que quelques notions relatives à l'aérodynamiques, les couches limites, suivi d'un état de l'art des différents travaux qui ont été faits sur ce sujet.

I.2 Généralité

I.2.1 L'aérodynamique

L'aérodynamique est une branche de la dynamique des fluides qui porte principalement sur la compréhension et l'analyse des écoulements d'air et leurs effets. Ces effets peuvent naturellement être provoqués par un corps immobile soumis à un flux d'air animé d'une vitesse ou par un corps se déplaçant dans l'atmosphère ou encore par la combinaison des deux propositions précédentes [1].

Le champ d'étude peut se subdiviser en :

- ✓ Aérodynamique incompressible subsonique ($Ma < 0,4$; $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$).
- ✓ Aérodynamique compressible subsonique (pour un nombre de Mach compris entre 0,4 et 1).
- ✓ Aérodynamique compressible supersonique (pour des nombres de Mach compris entre 1 à 5)
- ✓ Aérodynamique compressible hypersonique (au-delà de Mach 5).

I.2.2 Résistance de l'air

Tout corps immergé dans l'air en écoulement est soumis à une résistance qui tend à s'opposer à son mouvement. Cette résistance a son origine dans les propriétés de l'air, mais aussi des caractéristiques du corps concerné (surface, forme ...).

Cette action de l'air se traduit en chaque point de la surface du corps par :

- ✓ Une force élémentaire de pression perpendiculaire à la surface.
- ✓ Une force élémentaire de frottement tangente à la surface [1].

I.2.3 Influence de la forme

Afin de mettre en évidence l'effet de la géométrie sur la résistance de l'air on peut tester les formes suivantes : la plaque, la sphère puis des formes fuselées. L'amélioration, ou plus exactement la diminution de la résistance exercée par l'air sur la forme est notable (division par

20 de la résistance) lorsqu'on atteint les formes les plus efficaces et ce pour les mêmes conditions.

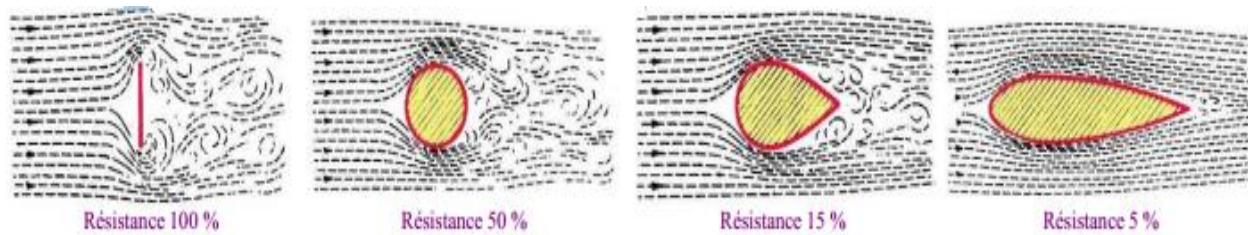


Figure I.1 : Évolution de la résistance de l'air en fonction de la forme du profil [1].

I.2.4 Définition du profil

La ligne de squelette des profils est dans la plupart des cas un arc de cercle ou une parabole. Il existe différents types de profils développés dans divers laboratoires de recherche (Göttingen, Clarc, NACA) [2, 3].

La majorité des profils expérimentés sont sous forme de séries : NACA, Joukovski, FX, Göttingen, Clark, etc. ils sont issus d'une ou plusieurs transformations conformes successives. La première permet de transformer le cercle de référence en un pseudocercle présentant par rapport au cercle parfait quelques écarts. On applique ensuite, à cette forme, la transformation de Joukovski. [4].

Les profils les plus répandus sont les ceux de la série NACA. Ils furent développés pour des ailes d'avions à partir de calculs avec la méthode de la transformation conforme et d'essais systématiques dans le but d'obtenir une distribution optimale de la vitesse et de la pression.

Dans le système NACA, les profils sont caractérisés par leurs données géométriques et par leur coefficient de portance pour la condition nominale d'utilisation.

La définition géométrique des profils aérodynamiques est représentée sur la figure (I.2).

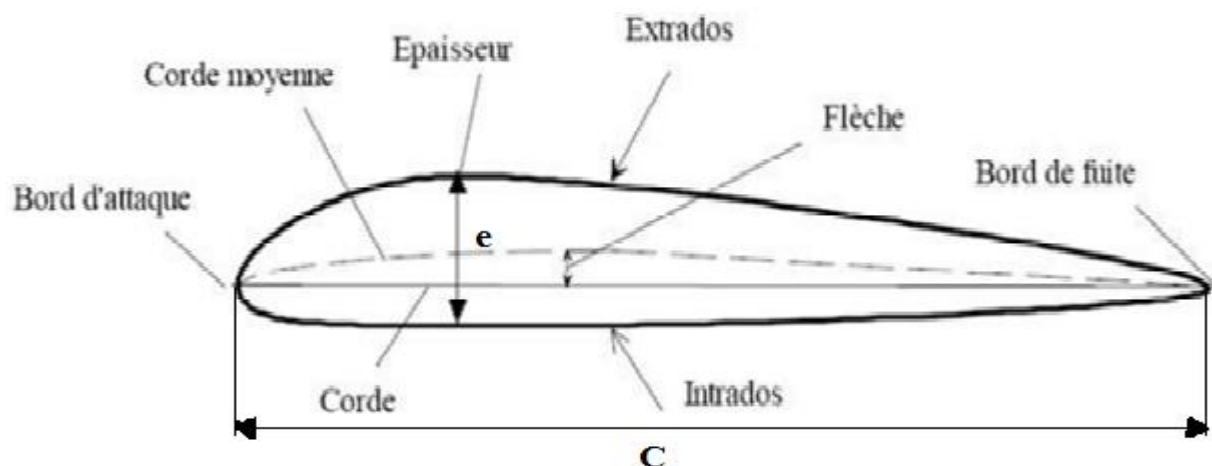


Figure I.2 : Géométrie d'un profil aérodynamique [5].

Corde : la distance géométrique qui relie le bord d'attaque au bord de fuite.

Épaisseur: est la distance séparant l'extrados de l'intrados.

Flèche : distance maximale entre la ligne moyenne et la corde.

Corde moyenne : est la courbe située à égale distance de l'extrados à l'intrados.

I.2.5 Désignation de quelques séries de profils NACA

Les profils NACA sont des formes aérodynamiques mis en point par le Comité consultatif national pour l'aéronautique (USA), cet organisme a étudié différentes familles de profils répondant à diverses applications (ail d'avion, machines axiales, éoliennes...). Parmi ces familles, on peut distinguer la famille de profils à quatre chiffres, cinq chiffres, six chiffres et les profils laminaires [2 et 5-8] :

a) Série NACA 4 chiffres

Dans cette série, on identifie un profil par quatre chiffres.

- ✓ Le premier spécifiant la cambrure relative maximale en pourcentage de la corde.
- ✓ Le deuxième indiquant la position de cette cambrure en pourcentage de la corde.
- ✓ Les deux derniers chiffres l'épaisseur relative maximale, en pourcentage de la corde.

Exemple:

Tab I.1 Désignation du profil à 4 chiffres NACA2415

NACA2415		
2	4	15
La cambrure relative maximale (2%).	La position de cambrure maximale (4%).	L'épaisseur relative maximale (15%).

Tab I.2 Désignation du profil à 4 chiffres NACA0012

NACA0012	
00	12
Indiquant que le profil n'a pas de cambrure (profil symétrique).	Épaisseur relative maximale (15%).

Remarque

Le profil type qui nous sert d'étude est le profil symétrique NACA0012. Ce profil a l'épaisseur relative maximale $e/C=0,12$, très commode par leur définition géométrique et

analytique, ils ont été très utilisés sur les avions jusqu'à nos jours. Le NACA0012 est encore le profil étalon pour les calculs numériques et expérimentaux dans les souffleries subsoniques.

Dans le cas des profils symétriques de cette famille, on se sert de l'expression suivante pour le calcul de la forme géométrique [5] :

$$Y = \pm 0,6 \left[0,2969\sqrt{x} - 0,1260x - 0,3516x^2 + 0,2843x^3 - 0,1015x^4 \right] \quad (\text{I.1})$$

b) Série NACA 5 chiffres

Dans cette série, cinq chiffres caractérisent chaque profil.

- ✓ Le premier chiffre définit la cambrure.
- ✓ Les deuxième et troisième chiffres indiquent le double de l'abscisse de la flèche.
- ✓ Les deux derniers chiffres indiquent l'épaisseur relative maximale, en pourcentage de la corde.

Exemple

Tab I.3 Désignation du profil à 5 chiffres NACA23015

NACA23015		
2	30	15
La cambrure relative (2%)	La position de la cambrure maximale (30.1/2=15)	L'épaisseur relative maximale (15%).

Remarque : Ces profils cambrés ont été utilisés à cause de leur définition analytique. Par contre, ils décrochent brutalement.

c) Série NACA 6 chiffre

- ✓ Le premier chiffre désigne les profils laminaires.
- ✓ Le deuxième chiffre indique la position du minimum de pression.
- ✓ Le troisième chiffre indique le maximum du coefficient de portance qu'on peut atteindre dans les conditions d'un gradient de pression favorable (C_L).
- ✓ Le quatrième chiffre indique le coefficient de portance pour un écoulement à un angle d'incidence $\alpha = 0$ degré.

Exemple**Tab I.4** Désignation du profil à 6 chiffres NACA661012

NACA661012				
6	6	1	0	12
Désigne les profils laminaires	La position du minimum de pression à 60% de la corde.	Le maximum du coefficient de portance qu'on peut atteindre dans les conditions d'un gradient de pression favorable ($C_L = 0.1$).	le coefficient de portance pour un écoulement à un angle d'incidence $\alpha = 0$ degré ($C_L = 0$)	L'épaisseur relative maximale (12%)

Remarque

La série NACA à six chiffres est recommandée pour la conception des ailes d'avions subsoniques.

d) Famille des profils laminaires

Le NACA a également étudié une série de profils pour maintenir une couche limite laminaire sur une partie importante de sa corde, de manière à optimiser la traînée de frottement. Dans cette plage optimale, l'absence de pic de dépression et de survitesse recule l'apparition des vitesses supersoniques (recul du Mach critique), par contre au-delà du Mach critique, le choc est très brutal. Le NACA les a désignés par un nombre de chiffres significatifs.

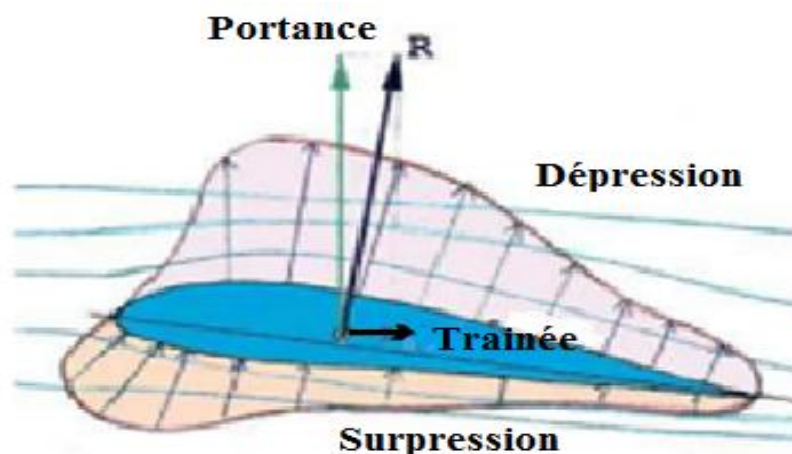
- ✓ Le premier chiffre représente la désignation de la série des profils laminaires.
- ✓ Le deuxième représente la position de la pression minimale.
- ✓ L'indice est la marge au-dessus et au-dessous du coefficient de portance.
- ✓ Le quatrième représente le coefficient de portance caractéristique.
- ✓ Le deux derniers représentent l'épaisseur relative maximale.

Exemple**Tab I.5** Désignation du profil laminaire NACA64, 1-215

NACA 64, 1-215				
6	4	1	2	15
la désignation de la série profil (profil laminaire).	la position de la pression minimale.	L'indice 1 est la marge au-dessus et au-dessous du coefficient de portance.	Le coefficient de portance caractéristique (0,2).	l'épaisseur relative maximale 15%.

I.3 Caractéristiques des profils aérodynamiques

Tout profil aérodynamique émergé dans un fluide en mouvement engendre une force dite résultante R comme montré sur la figure suivante :

**Figure I.3 :** Représentation des efforts aérodynamiques et la distribution de la pression [1].

- ✓ Une composante horizontale (parallèle au sens de l'écoulement) qui constitue la trainée.
- ✓ Une composante verticale perpendiculaire à cette dernière, qu'on appelle la portance.

I.3.1 Portance

Cette force est caractérisée par :

- ✓ Le point d'application : (centre de poussée).
- ✓ La direction : (perpendiculaire au sens de l'écoulement).
- ✓ Le sens : de l'intrados vers l'extrados).

$$\checkmark \text{ L'intensité : } F_z = \frac{1}{2} \rho S V^2 C_L \quad (\text{I.2})$$

Avec :

C_L : Coefficient de portance, qui dépend de la forme du profil, l'état de surface, de l'angle d'attaque et de la vitesse à l'infini. Il existe plusieurs hypothèses sur l'origine de la portance :

a) Selon l'effet Coanda et la loi de Newton

Du fait de sa viscosité, une masse d'air en mouvement qui rencontre un profil bombé suit la surface de ce profil, la masse d'air est dérivée, de telle manière qu'elle reste « collée » à la surface de l'aile (effet Coanda), la loi de Newton. En réaction à la quantité de mouvement de la masse d'air déviée dans un sens (vers le bas pour un profil porteur), l'aile est tirée dans l'autre sens (vers le haut), en vertu de la troisième loi de Newton. Tout corps **A** (Profil) exerçant une force sur un corps **B** (Air) subit une force d'intensité égale, de même direction, mais de sens opposés, exercée par le corps **B** [9].

b) Selon le théorème de Kutta-Jukowski

En subsonique la portance d'une aile de grand allongement est proportionnelle à la circulation de l'air autour de celle-ci (théorème de Kutta-Jukowski). C'est la condition de Kutta qui impose la valeur de la circulation telle qu'il n'y ait pas de vitesse infinie au bord de fuite [10, 11].

c) Selon le théorème de Bernoulli

Pour une incidence positive (bord d'attaque au-dessus du bord de fuite), la dissymétrie du profil crée des vitesses plus élevées sur l'extrados et plus faibles sur l'intrados. Selon le théorème de Bernoulli, cela se traduit par des pressions plus fortes sur l'intrados que sur l'extrados, donc une portance dirigée vers le haut. Cette explication s'applique mal à la portance des profils minces et des plaques planes sans épaisseur ou les profils symétriques [11].

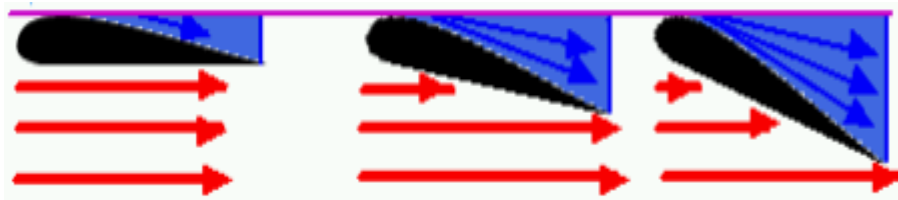


Figure I.4 : Variation de la pression en fonction de la section de passage selon le théorème de Bernoulli [1].

I.3.2 La traînée

C'est la force qui s'oppose au sens de l'écoulement, elle est caractérisée par :

- ✓ Le point d'application : centre de poussée.

- ✓ La direction : parallèle à l'écoulement de l'air.
- ✓ Le sens : du bord d'attaque vers le bord de fuite.
- ✓ L'intensité : $F_x = \frac{1}{2} \rho S V^2 C_d$ (I.3)

Avec :

C_d : coefficient de traînée qui dépend de la forme du profil, l'état de surface du profil, l'angle d'attaque et de la vitesse à l'infini.

On peut distinguer trois catégories de traînée:

- a) **La traînée de forme:** qui est liée à la forme du profil. En effet, l'écoulement est différent selon la forme de profil, la différence de pression entre l'extrados et l'intrados varie.
- b) **La traînée de sillage:** qui est influencée par le décollement de l'écoulement laminaire (filets d'air). Elle dépend de l'angle d'attaque (incidence) et de la vitesse de l'écoulement.
- c) **La traînée induite:** (due à la portance), qui est lié à la différence de pressions entre l'extrados et l'intrados (équation de Bernoulli).

I.3.3 Coefficient de pression

La pression est rendue adimensionnelle grâce à la formule suivante [10]:

$$C_p = \frac{P - P_{ref}}{\frac{1}{2} \rho V_{ref}^2} \quad (I.4)$$

La pression de référence choisie en pratique est souvent la pression statique en amont (prélevé à l'aide du tube de Prandtl), et la vitesse de référence choisie est celle de l'écoulement hors couche limite.

I.3.4 Finesse aérodynamique

C'est le rapport entre la force de portance et la force de traînée (F_z/F_x). L'objectif principal de l'aérodynamique, c'est d'avoir une finesse maximale, et pour se faire, soit on augmentant la portance ou on minimisant la traînée [10].

I.3.5 Centre de poussée

Est le point d'application des résultantes aérodynamiques et a pour particularité qu'il se déplace en fonction de l'incidence. Le centre de poussée est en général placé sur la corde de profil entre 30% et 50% de la partie avant du profil pour les angles d'incidence courants, et se calcule d'une manière simplifiée comme suite [10] :

$$\frac{x_p}{l} = 0.25 - \frac{C_m}{C_L} \quad (\text{I.5})$$

I.4 Couche limite

I.4.1 Définition

Lorsqu'un corps matériel est placé dans un écoulement visqueux, il se développe autour du corps une couche limite qui est la zone d'influence de la viscosité réalisant la transition entre la condition d'adhérence à la paroi ($\vec{V} = \vec{0}$) et l'écoulement extérieur ($\vec{V} = \vec{U}_e$). Elle est caractérisée par l'épaisseur de la couche limite (δ) qui est l'étendue de cette zone transversalement à l'écoulement. Cette zone est généralement de faible dimension et dépend de l'abscisse (x) [8].

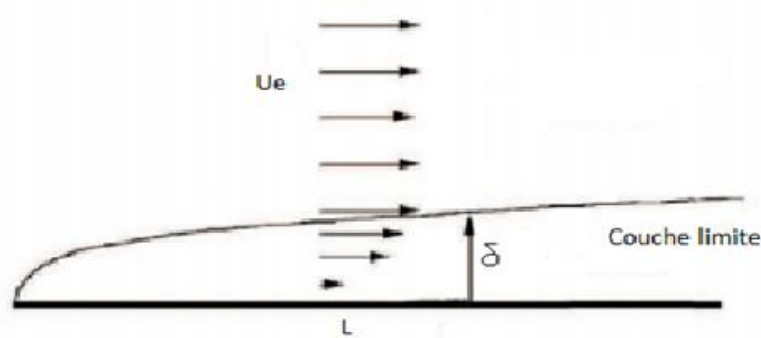


Figure I.5 : Schémas de la couche limite sur une plaque [12].

I.4.2 Contexte physique du décollement de la couche limite

Dans le cas d'un écoulement autour d'un profil, les particules sont soumises à un mouvement dû aux forces d'inertie et sont ralenties par les forces de viscosité (frottement pariétal) et par l'augmentation de pression. Ces deux effets se combinent et tendent à ralentir les particules du fluide jusqu'à annuler sa vitesse et inverser son sens sous l'effet de la pression, il apparaît alors une zone d'écoulement de retour ou de recirculation dans laquelle l'écoulement est décollé. Le point de séparation ou de décollement de l'écoulement correspond au point d'inflexion du profil de vitesse. La zone située en amont de ce point de décollement est à l'opposé une zone d'écoulement attaché [13].

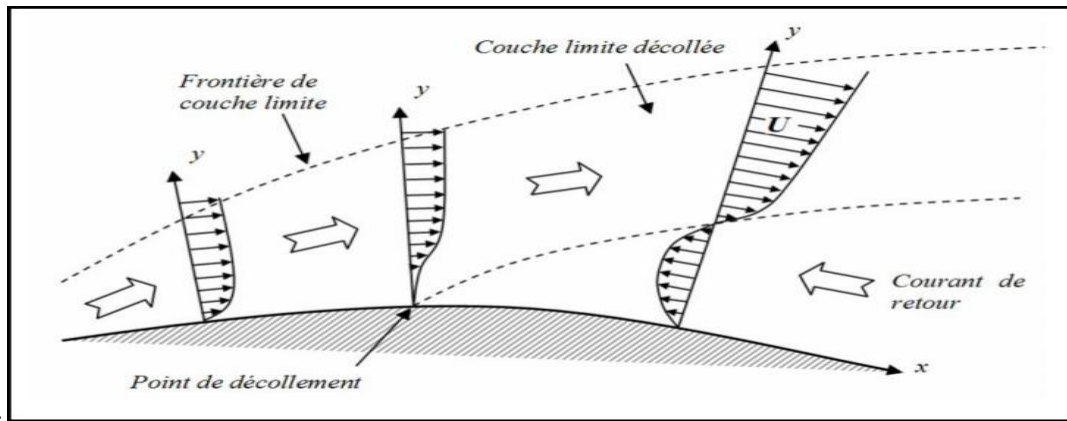


Figure I.6 : Profil de vitesse lors de décollement de la couche limite sur un corps profilé [12].

I.5 État de l'art

L'analyse bibliographique développée dans ce chapitre regroupe des résultats d'expérience et des travaux de modélisation relative à des travaux de recherches menées sur des écoulements autour des profils aérodynamiques :

J. Favier et A. Kourta [14] ont proposé une étude du contrôle de décollement de la couche limite autour d'un profil (ONERA), à l'aide des micro jets à soufflage continu (figure I.7) ils ont utilisé la vélocimétrie laser par image de particules (PIV) pour mesurer les champs de vitesse bidimensionnels de la demi-envergure du profil pour différentes valeurs de nombre de Reynolds et d'incidence, avec et sans contrôle (figure I.8) . un post-traitement par décomposition en modes propres orthogonaux (POD) est développé pour mettre en évidence les caractéristiques énergétiques principales de l'écoulement. Grâce à cette décomposition en modes (POD), le mécanisme de recollement de la couche limite par distribution de l'énergie est mis en évidence, la base (POD) obtenue ici empiriquement va permettre de construire un système dynamique par projection de Galerkin des équations de Navier-Stokes sur les modes (POD). En ne retenant qu'un nombre réduit de modes, le modèle d'ordre réduit ainsi rend possible l'application de méthodes.

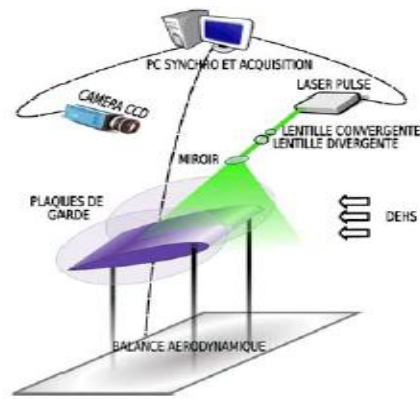


Figure I.7 : Protocole expérimental [14].

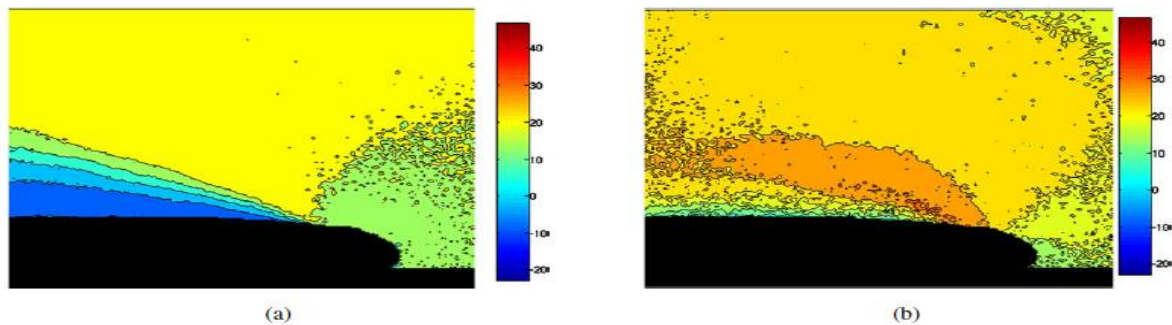


Figure I.8 : Contours de champs de vitesse moyenne dans la zone proche du bord d'attaque pour $Re = 0,46 \times 10^6$ et $\alpha = 16^\circ$. (a) sans contrôle. (b) Avec contrôle [15].

S. Bhat *et al.* [15] ont étudié l'effet des oscillations sur un profil NACA0012, isolé, qui oscille sinusoïdalement autour du point du quart de la longueur (C), sous faible valeur de Reynolds ($Re = 3.10^4$), les paramètres principaux de cette expérience est l'angle moyen (α_m) que fait le profil avec l'horizontal, l'amplitude ($\Delta\alpha$) et la fréquence correspondant aux oscillations du profil, la fréquence étant représentée par la fréquence réduite $\left(K = \frac{\pi \cdot f \cdot C}{u}\right)$ (figure I.9). Ils varient systématiquement ces paramètres et à partir des données recueillies ils ont déterminé l'énergie transférée ($\overline{C_E}$) au profil. Ils ont aussi utilisé la méthode (PIV) afin d'étudier le champ d'écoulement pour différentes phases du mouvement de profil (α croissant ou décroissant).

Ces mesures montrent que la couche limite se sépare à partir du bord d'attaque et forme un vortex, cependant, cela n'est pas totalement clair à cause des petites amplitudes d'oscillations, d'autre part, les couches limites formées après séparation oscillent clairement hors et vers la zone de portance (zone à pression négative) avec une phase de retard par rapport aux oscillations du profil.

La figure (I.9) montre le profil NACA0012 maintenu dans un flux uniforme et oscillé sinusoïdalement au sujet du point quart de la corde, avec l'amplitude ($\Delta\alpha$) et la fréquence (f) au sujet d'une incidence moyenne (α_m).

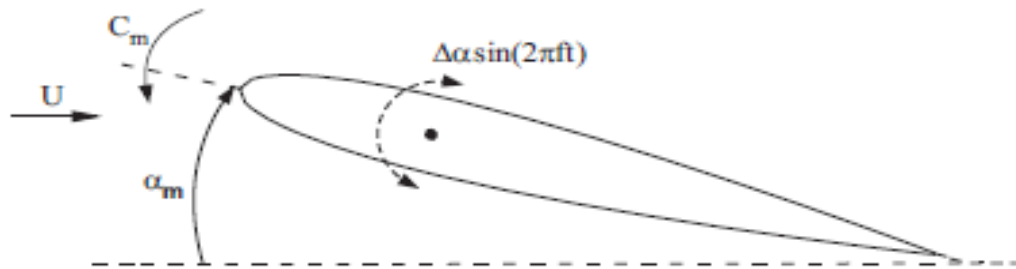


Figure I.9 : Schéma de la surface portante de NACA 0012 [15].

R. Azima *et al.* [16] Ont présenté une étude numérique sur le délai de la séparation de la couche limite par aspiration pour un profil NACA 4412 en 2D, ils ont étudié un écoulement au-dessus d'un profil portant à incidence plus élevée qui montre beaucoup de phénomènes instables tels que les régions de séparations, le passage de la couche limite, la turbulence..., ces phénomènes sont appelés les pertes aérodynamiques. Pour contrôler le délai de séparation, ils ont introduit des dispositifs de levages sophistiqués qui peuvent atténuer les pertes aérodynamiques. Ils ont sélectionné une bonne aspiration pour augmenter les performances aérodynamiques, ainsi un corps d'épaisseur de 2 % de la corde au-dessus du profil est mis en 5 emplacements différents à partir de 48 % à 70 % de la longueur de la corde pour décaler le décrochage de la couche limite qui est engendrée par la création de bulles de séparations figure (I.10).

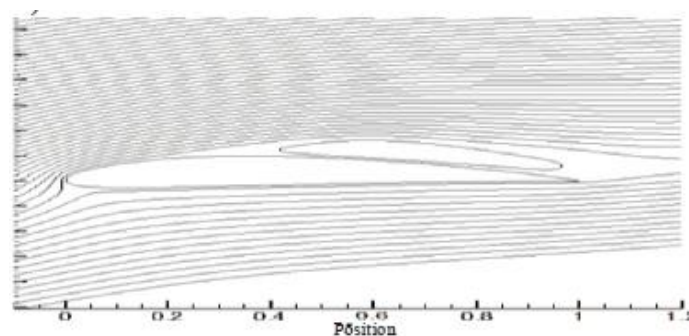


Figure I.10 : Position du corps au-dessus du profil [16].

Ils ont conclu que :

- Le corps au voisinage de bord de fuite retarde fortement le décrochage.

- Pour un angle d'attaque (AOA) de 12° et un nombre de Mach $Ma = 0.6$, l'aspiration au corps de 0.68C de la surface de portance avec une pression $P = 65\text{kPa}$, démenage la formation des bulles de séparation de 0.7C à 0.96C de la surface d'aspiration.
- L'aspiration dont l'effet de la séparation turbulente n'est pas dominant pour des bas angles d'attaques (AOA), augmente le coefficient de portance d'une manière significative et réduit légèrement le frottement.
- Pour angles d'attaques plus grands, l'aspiration augmente les performances aérodynamiques et retarde le calage.
- L'aspiration avec des faibles valeurs de pression retarde le décrochage vers l'aval contrairement aux pressions relativement élevées.
- Pour une position du corps de 0.8C la couche limite n'a pas été retardée par ailleurs pour une position de 0.68C on a constaté que le décrochage a été retardé et que le sillage a été réduit ce qui signifie moins de perte.

N. Ahmed *et al.* [17] ont fait une simulation d'un écoulement autour d'un profil aérodynamique avec et sans rotation du bord d'attaque. Les écoulements attachés et décollés ont tous les deux été modélisé par le modèle ($K-\varepsilon$), la portance, la trainée et le coefficient de pression ont été déterminé, et ont fait les conclusions suivantes :

Pour l'écoulement :

- Les angles d'attaque importants engendrent un avancement du point de décrochage du bord de fuite vers le bord d'attaque, ce qui induit l'effet de pression négative.
- L'épaisseur de la couche limite augmente au fur et à mesure que l'angle d'incidence augmente
- pour des angles d'incidences importants, on constate, pour des rotations du bord d'attaque un recul du point vers le bord de fuit, et une diminution pour des rotations du profile entier.

Pour la pression, la portance ... :

- Le coefficient de pression dans la zone d'aspiration (extrados) augmente légèrement on augmentant l'angle de rotation figure (I.11).
- Le coefficient de portance est notablement réduit lors du grand décrochage, cela n'a pas été prédit par le calcul, et cela est peut être due aux régimes permanents utiliser durant le calcul.

- On constate également que lors de la rotation du bord d'attaque, la portance augmente légèrement, mais la trainée diminue considérablement, d'autre part lors d'une rotation du profil on note une importante augmentation de la portance et une importante diminution de la trainée.

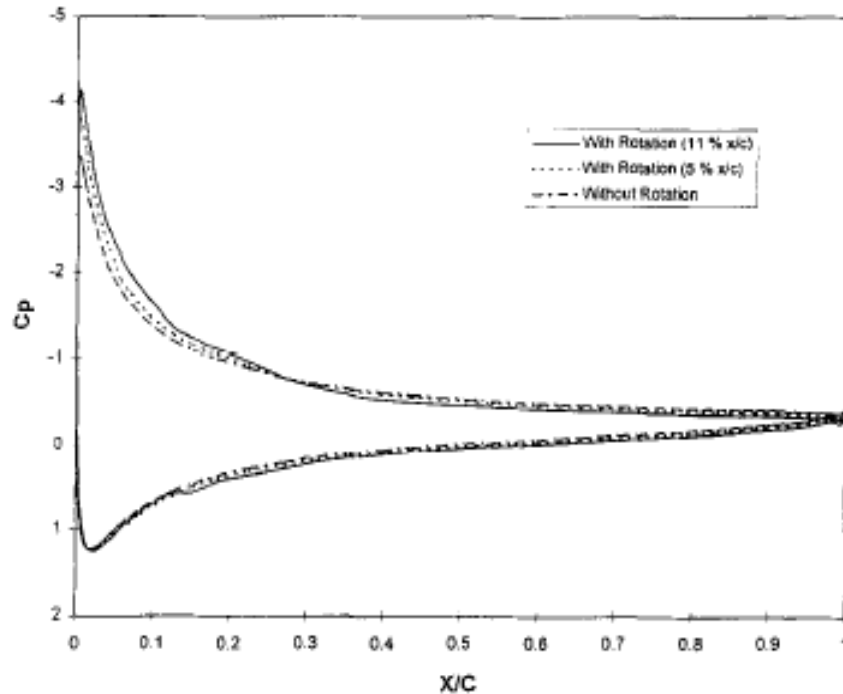


Figure I.11 : Variation du coefficient de pression en fonction de l'épaisseur relative de la corde pour différentes valeurs de rotation [17].

S. Mettal *et al.* [18] ont étudié le phénomène d'hystérésis due au décrochage statique lors d'un écoulement autour d'un profil NACA0012, dans un état stationnaire (pas d'oscillation), ils ont effectué une simulation avec le modèle RANS, et conjointement BLADWIN-LOMAX pour la fermeture du système, une méthode de résolution par élément fini a été utilisée pour la résolution de l'équation moyennée et pour le cas incompressible de Navier-Stokes.

Des simulations ont été réalisées pour les angles d'incidences croissants et décroissants, le phénomène d'hystérésis a été observé près de la zone de décrochage, et on a constaté que, le décrochage apparaît, pour un angle d'attaque de 19° pour des angles croissants, et 17° pour des angles d'attaque décroissant.

Le mouvement du point de décrochage est relativement long avec des angles croissants et brutaux pour des angles décroissants.

Lors d'une observation d'hystérésis et pour des mêmes angles d'attaques, l'écoulement obtenu avec des angles décroissants s'accompagne plus de turbulence et un amoindrissement de

la portance et un accroissement de la trainée, par ailleurs pour des angles d'attaques croissants, résulte plus de portance et moins de trainée.

la figure (I.12) présente le champ de turbulences correspondant au coefficient de portance maximal, la colonne de gauche montre la solution pour des angles croissants et celle de droite pour des angles décroissants.

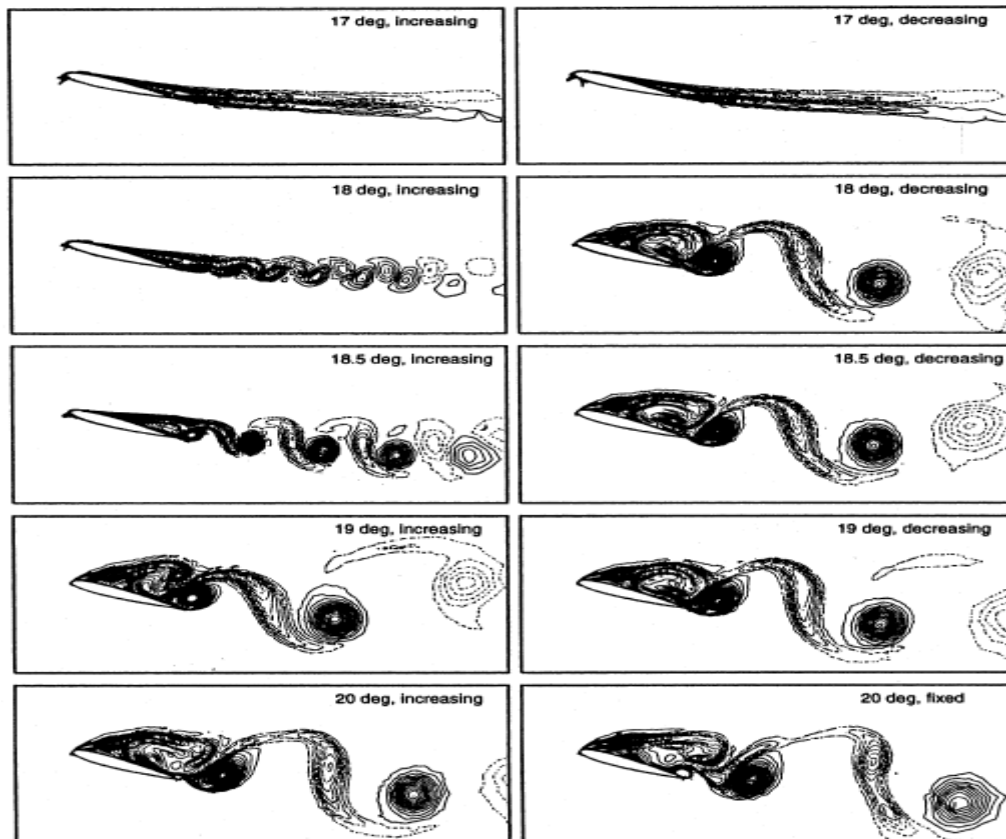


Figure I.12 : Champs de turbulence pour différents angles d'attaques [18].

P. Wernert *et al.* [19] ont présenté une démonstration par (PIV) de la non-reproductibilité du champ d'écoulement autour d'un profil portant en mouvement de tangage en phase de décrochage dynamique profond, l'expérience a été faite dans une soufflerie à basse vitesse autour d'un profil NACA 0012 dont l'écoulement est instationnaire figure (I.13) et (I.14).

La présente recherche est destinée à acquérir des meilleures connaissances de l'aérodynamique des hélices d'hélicoptères, expliquer le caractère apériodique pour mesurer le phénomène de vortex qui est produit par un profil portant en mouvement de tangage, ou l'écoulement extérieur du fluide reste constant.

La comparaison du champs de vitesse obtenue pour la même incidence a permis de mettre en évidence le caractère de non-reproductibilité du phénomène lorsque l'écoulement décolle complètement au voisinage de l'incidence maximale

Ils ont conclu que :

- L'apériodicité dépend de la taille de la zone de décrochage au-dessus du profil.
- Varie fortement avec la fréquence réduite K .

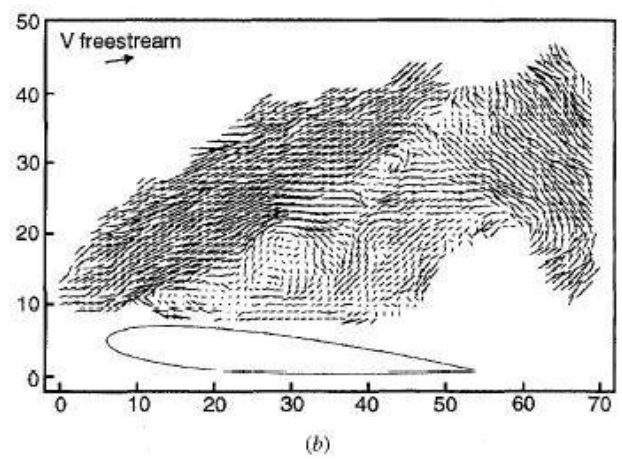
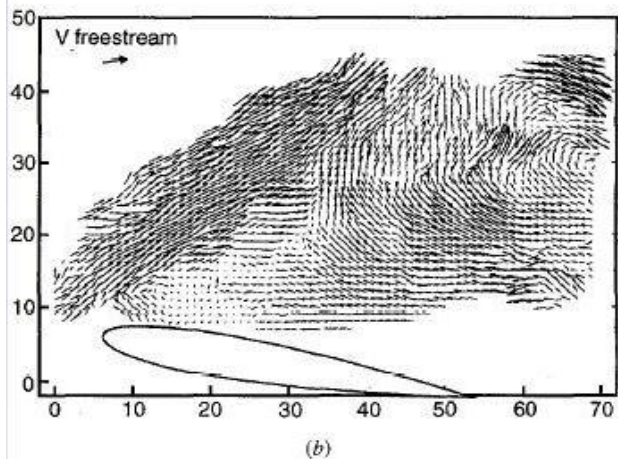
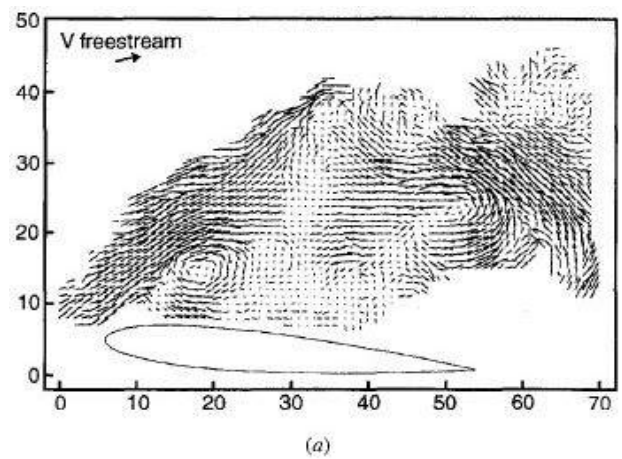
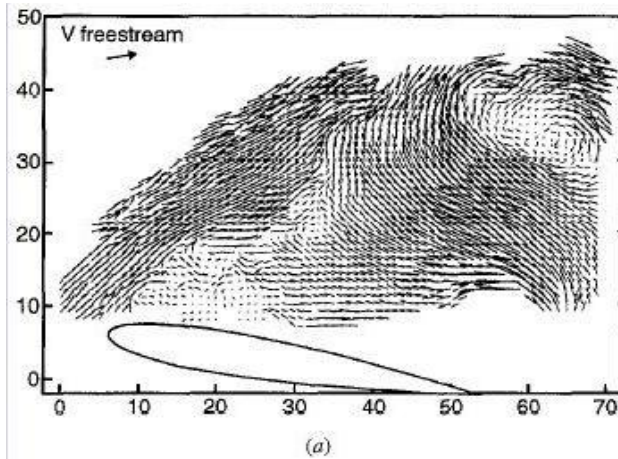


Figure I.13 : Champs de vecteurs vitesse pour un même angle d'incidence $\alpha=25^\circ$ (croissant) et $K=0.30$ [19].

Figure I.14 : Champs de vecteurs vitesse pour un même angle d'incidence $\alpha = 20$ (décroissant) et $K= 0.30$ [19].

N. K. Sahu *et al.* [20]: ont fait une étude comparative d'un écoulement pour des angles d'attaques et des nombres de Mach différents autour d'un profil NACA0012, cette simulation a été réalisée en utilisant les modèles Spalarat-Almaras et $k-\omega$ et ont conclus que :

- Pour un nombre de Mach donné, le coefficient de portance augmente en augmentant l'angle d'attaque jusqu'à une valeur critique au-delà de laquelle le coefficient de portance diminue.
- L'augmentation du nombre de Mach diminue la portance et augmente la trainée (figure I.15, I.16).
- On augmentant le nombre de Mach on constate l'apparition des ondes de choc dans le champ d'écoulement, et devient plus intense en augmentons la vitesse, et elles s'accompagnent d'une brusque augmentation de la trainée.
- Tout p rofil aérodynamique symétrique requiert un angle d'attaque positif pour créer de la portance, contrairement à ceux cambrés qui quant à eux peuvent générer de la portance à un angle d'attaque nul.

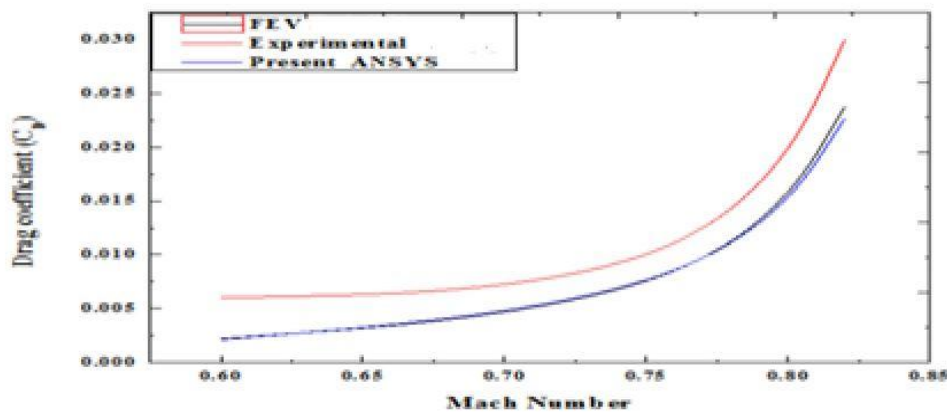


Figure I.15 : Variation du coefficient de trainée en fonction du nombre de Mach[20].

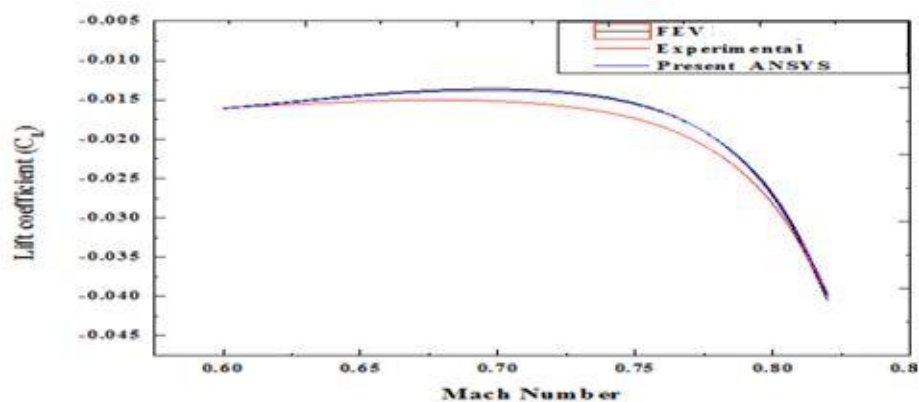


Figure I.16 : Variation du coefficient de portance en fonction du nombre de Mach[20].

C. Sarraf *et al.* [21] ont étudié l'effet de l'épaisseur relative des profils NACA symétriques sur leur performance et l'état de la couche limite turbulente par l'intermédiaire de mesure de vitesse réalisée dans la couche limite, le comportement a grande incidence du profil et les conditions de décrochage a grande incidence du profil et les conditions de décrochage et ont conclu que :

- Contrairement aux profils minces, les performances aérodynamiques des profils NACA0015, 0025 et 0035 se dégradent lorsque l'épaisseur augmente (figure I.17 et I.18). Le phénomène d'hystérésis, observé au décrochage du profil, est retardé par les effets d'épaisseur. Ce phénomène est associé à une variation de l'état d'écoulement intimement lié à la position du point de décollement qui peut lui-même être forcé par l'établissement des instabilités de Von Karman.

- Les couches limites et le champ de vitesse qui se développent sur les 3 profils (figure I.19) sont de natures turbulentes et n'ont pas atteint leurs états d'équilibre en autosimilarité. La prise en compte des effets de gradient de pression adverse sur les profils de couche limite se traduit par deux lois (paroi et sillage) pouvant être réunies dans la loi de raccordement. L'effet d'épaisseur se traduit par une mise en défaut de cette loi de raccordement pour les profils de vitesse les plus proches du point de décollement de la couche limite.

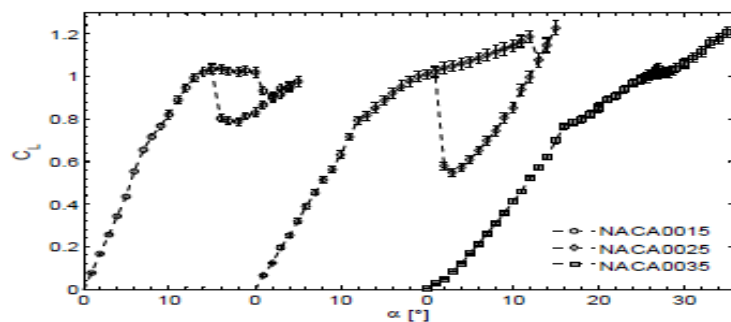


Figure I.17 : Coefficient de portance en fonction de l'angle α pour les profils NACA 0012, 0025 et 0035[21].

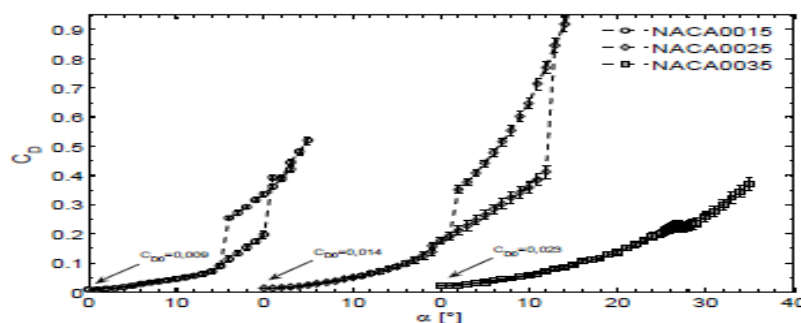


Figure I.18 : Coefficient de trainée en fonction de l'angle α pour les profils NACA 0012, 0025, 0035[21].

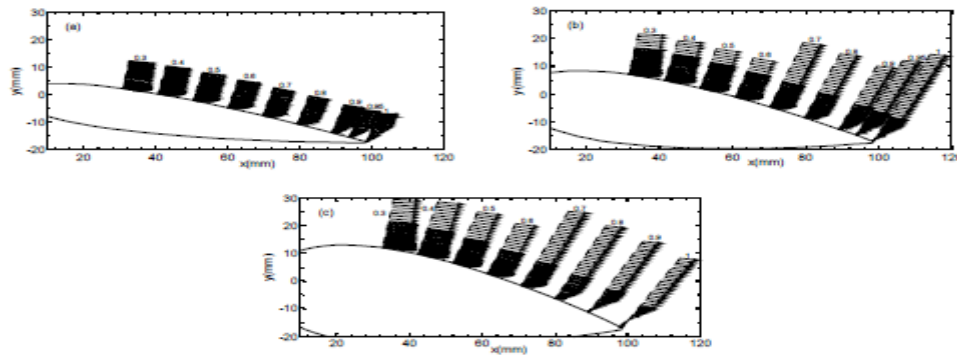


Figure I.19: Représentation vectorielle du champ de vitesse sur les profils NACA 0012, NACA0025, NACA0035 [21].

C. Eleni *et al.* [22] ont fait l'analyse d'un écoulement bidimensionnel à travers le profil symétrique NACA0012 pour différents angles d'attaques et pour un nombre de Reynolds de 3.10^6 et ont résolues l'équation de continuité et les équations de Navier Stocks avec l'un des modèles de turbulence (Spalart-Almaras, réalisable $k-\varepsilon$ et $k-\omega$ SST).

Dans le but de la validation de ces modèles on compare les prédictions faites par le biais de simulation avec des données expérimentales faites sur les profils NACA 0012 les domaines de calcul est composé de 80 000 nœuds correctement repartis. Et ont conclus que :

- Le modèle le plus approprié pour cette simulation est le modèle $k-\omega$ SST a deux équations qui en bonne concordance avec les données expérimentales utilisées.
- Le coefficient de trainée est plus important que celui trouvé expérimentalement. Ce qui était prévisible du moment où l'écoulement est laminaire dans la partie avancée du profil (bord d'attaque) (figure I.21).
- Les résultats numériques des trois modèles numériques ont été comparés avec les données expérimentales ou les couches limites formées autour du profil étaient totalement turbulentes, et on a trouvé une bonne correspondance entre eux (figure I.20 et I.21).
- Le point de transition du régime laminaire au turbulent a été prédit, le maillage de calcul se divise en deux parties laminaires et turbulentes.

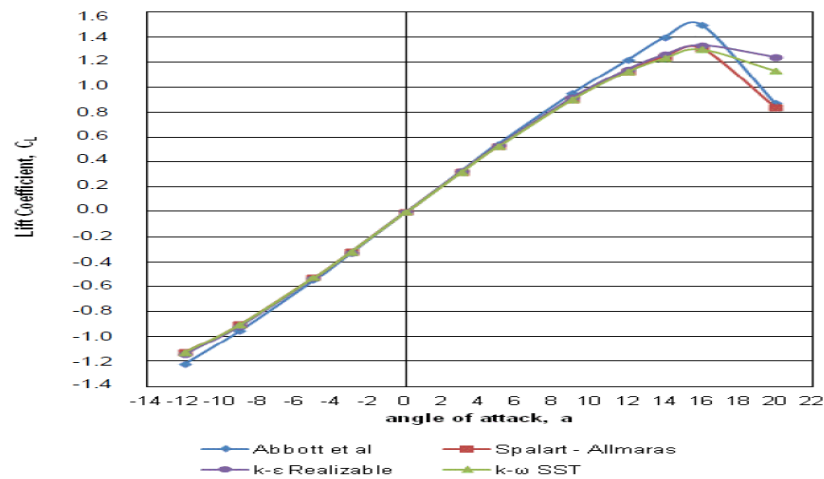


Figure I.20 : Comparaison du coefficient de portance retrouvé expérimentalement et les trois modèles de turbulences [22].

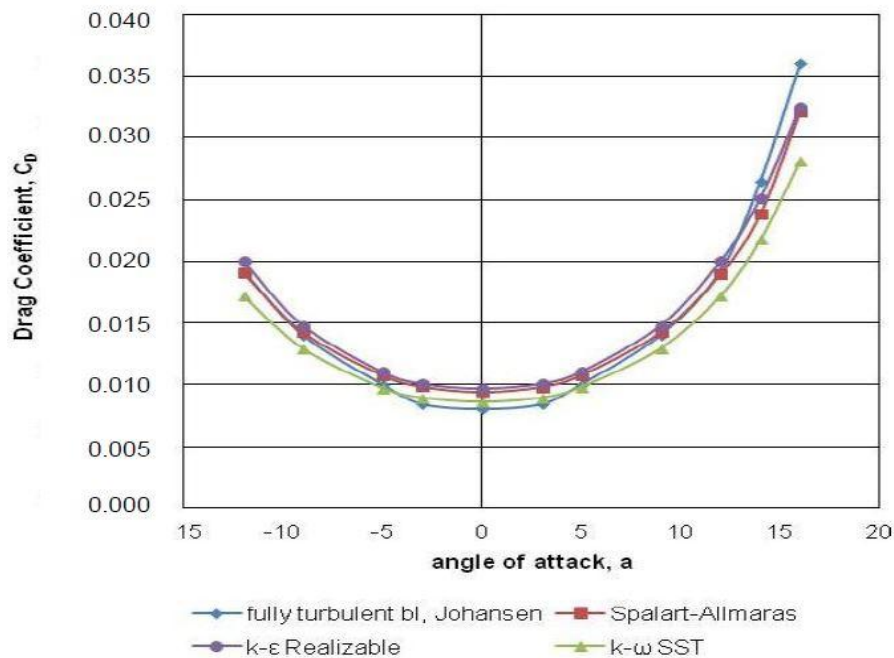


Figure I.21 : Comparaison du coefficient de trainée retrouvé expérimentalement et les différents modèles de turbulences [22].

S. Prothin *et al.* [23] ont présenté une étude expérimentale qui consiste l'effet d'un vortex sur le décollement d'une couche limite turbulente pour un profil symétrique NACA0015 en 2D, dont l'objectif est d'analyser expérimentalement l'interaction entre un tourbillon longitudinal isolé et une couche limite se développant sur le profil pour les incidences faibles et autour d'un décrochage statique. Le travail a été fait en tunnel hydrodynamique avec un nombre de Reynolds $Re = 5 \cdot 10^5$, le tourbillon est généré en amont par un profil NACA 0020 (figure I.22), le champ de vitesse est mesuré par LDV et PIV, et les efforts globaux par une balance hydrodynamique.

D'après les résultats ils ont conclu que :

- La présence du tourbillon hors couche limite a supprimé le phénomène d'hystérésis au décrochage statique engendrant une augmentation de la portance et de la trainée (figure I.23).
- Pour les faibles incidences (avant le décrochage) le tourbillon modifie de manière préférentielle les distributions turbulentes en diminuant leurs amplitudes sans modifier l'équilibre de la couche limite.
- A 15° d'incidence, le tourbillon la couche et lui redonne une structure autosimilaire (dans la zone amont correspondant à un apport de fluide rapide à la paroi).
- A plus forte incidence, la dynamique tourbillonnaire altérée.
- A 25° la couche limite recolle partiellement sans retrouver son équilibre classique, de manière générale le tourbillon tend inhiber l'agitation turbulente dans la zone amont.

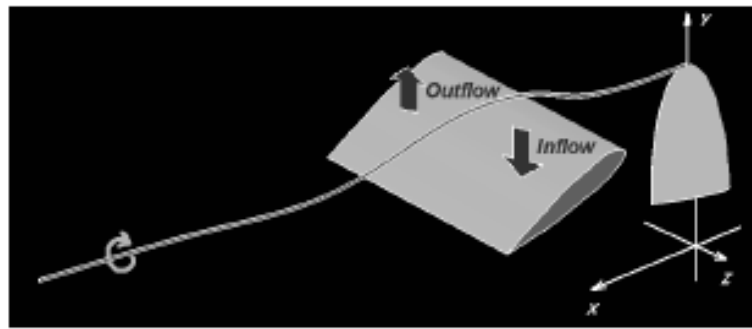


Figure I.22 : Configuration expérimentale [23].

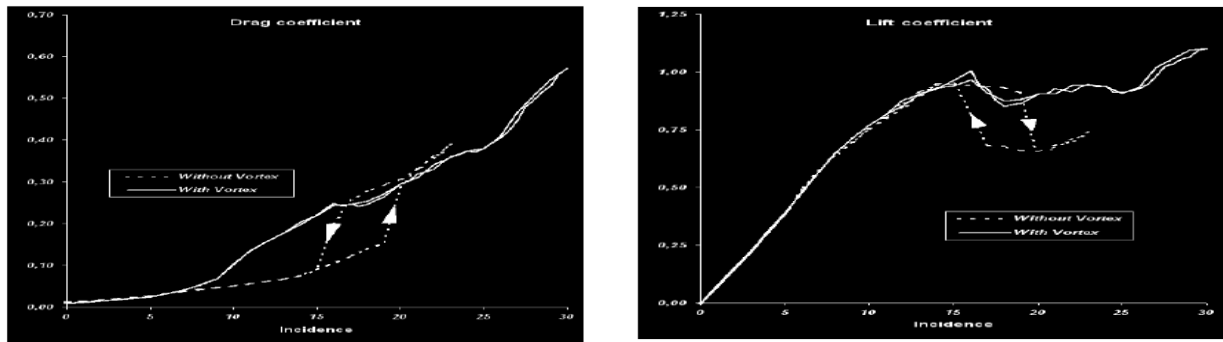


Figure I.23 : Coefficients de portance et de trainée en fonction de l'incidence avec et sans tourbillon dans le sillage en état décollée à 25° [23].

H. Safayet *et al.* [24] ont simulé avec succès on se basant sur des données expérimentales de deux profils aérodynamiques d'épaisseur différente, un profil mince (NACA 4412) et un autre épais (NACA 6409) :

- Après observation de la distribution de la pression statique autour de ces deux profils on a constaté que le profil mince avait moins de pression négative dans la surface supérieure par rapport au profil épais.
- La génération du sillage est moins importante dans le profil mince par rapport au profil épais.
- Et finalement, après comparaison du rapport (portance/trainé) on a constaté que les performances du profil NACA 4412 sont meilleures que celle du profil NACA 6409.

F. R. Menter *et al.* [25] ont décrit la formulation actuelle du modèle de turbulence $k-\omega$ SST, ainsi que les différentes améliorations apportées à ce modèle, ces améliorations ont été réalisées au niveau des équations régissant les écoulements dans différent domaine (proches parois, hors couche limite...).

Le modèle standard $k-\omega$ a été élargie pour des écoulements zonaux (bord d'attaque et de fuite).

D. Munday *et al.* [26] ont réalisé une étude expérimentale sur un profil portant a base NACA 4415 à faible valeur de Re (forces visqueuses prédominantes), et cela pour mettre en évidence l'effet des oscillations de la cambrure supérieure (premier tiers de l'extrados) (figure I.24) sur le phénomène de décollement statique et ont conclu que :

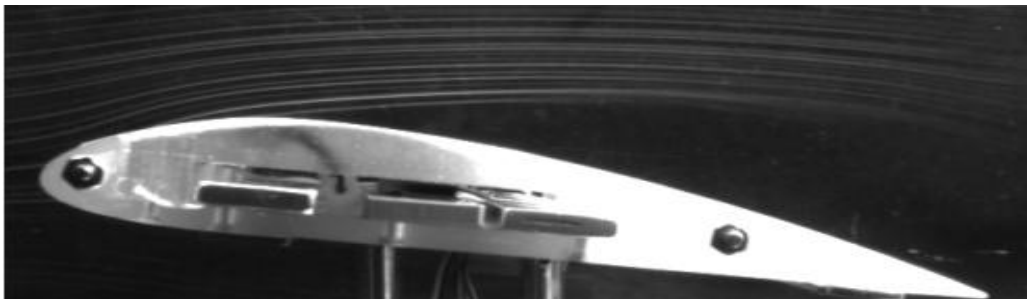


Figure I.24: Configuration expérimentale [26].

Pour des valeurs de Reynolds égale à $2.5 \cdot 10^4$ et $5 \cdot 10^4$ les séparations mesurées a une position de 70% de C (longueur de la corde) sous un angle d'attaque de 9° et pour un profil oscillant des amplitudes de $0.002C$ et une fréquence réduite f^+ de 0 à 11, sont de 0.04 à 0.06C ce qui représente une réduction de 30 à 60% comparer à des écoulements autour d'un profil similaire sans oscillations de cambrure (figure I.25).

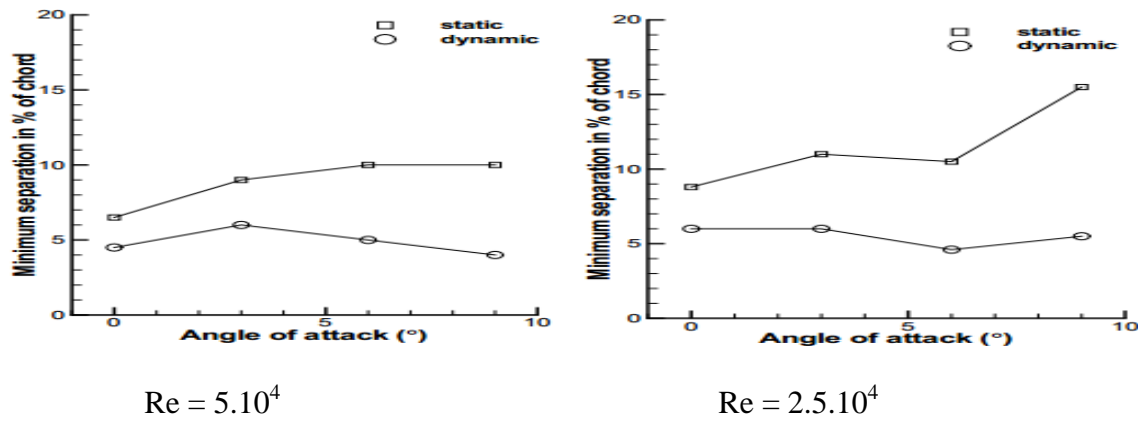


Figure I.25 : Epaisseur minimale de l'écoulement séparé en fonction de l'angle d'attaque avec et sans oscillation de cambrure [26].

M. Castillo *et al.* [27] ont réalisé des expériences numériques à l'aide du code de calcul SRARCCM + en utilisant le modèle de fermeture $k-\omega$ SST sur l'effet du contrôle actif par jet synthétique sur le phénomène de décollement de couche limite sur un profil NACA 0015, ils ont pris pour base de simulation les conditions initiales de l'expérience menée au sein du GDR2502. La vitesse à l'infini est 40 m/s, environ $Mach=0.12$ et ils ont considéré les conditions atmosphériques pour la pression et la température, l'air est considéré comme un gaz parfait.

D'après les résultats ils ont conclu qu'il y avait une bonne concordance avec les données expérimentales.

S. Prothin *et al.* [28] ont présenté un travail qui concerne la caractérisation par mesure PIV des effets d'épaisseur sur le phénomène d'hystérésis au décrochage statique des profils NACA symétriques en deux dimensions, d'épaisseur relative 15, 25 et 35% et à 100 mm de corde à un nombre de $Re = 5.10^5$, les essais ont été réalisés dans un tunnel hydrodynamique de section carrée, la vitesse de l'écoulement a été fixée à 5m/s.

Les efforts des trois profils ont été mesurés grâce à une balance hydrodynamique, et les mesures de vitesse ont été réalisées par LDV en proche paroi dans la zone de cisaillement et par PIV dans le sillage à l'aide d'un laser pulsé.

Durant la phase d'hystérésis, l'augmentation des fluctuations d'effort est intimement liée à l'augmentation de l'agitation turbulente au passage à l'état II. Cette agitation est associée à un saut de Strouhal qui passe de la valeur 0.25 à 0.2 classiquement obtenue pour cette instabilité, mais également à un transport vertical et longitudinal du tourbillon de bord de fuite engendrant des structures plus bruitées. Les effets d'épaisseur engendrent une diminution de la longueur de recirculation dans le sillage des profils plus intenses pour l'état II.

Le transport du tourbillon est associé à un basculement de l'axe du tourbillon tendant à symétriser le sillage quand l'épaisseur augmente. La reconstruction du champ fluctuant montre, l'augmentation de production turbulente est due, au mouvement moyen de diffusion de tourbillon de bord de fuite provoquant son réalignement et une augmentation des zones cisillées.

Y. Liu *et al.* [29] ont présenté une analyse numérique de bifurcation de décrochage statique et dynamique autour d'un profil NACA 0012 sous la perturbation instable, ils ont utilisé la méthode des éléments finis combinés avec (ALE) (Arbitrary-Lagrangien-Eulerien) pour étudier le flux autour de la surface portante pour un écoulement stationnaire et le profil est mis en mouvement de tangage. Ils ont introduit une carte avec un multiplicateur de Floquet qui est construit dans la simulation numérique du champ d'écoulement et qui est lié au coefficient de portance de profil. D'après les résultats ils ont conclu que :

- L'excitation peut être considérée comme stratégie pour le contrôle de décrochage.
- Les résultats montrent que l'excitation ou la perturbation externe peut augmenter le coefficient de portance et retarder le décrochage.

C. Hafien *et al.* [30] ont fait une simulation numérique d'un écoulement autour d'un profil d'aile de type NACA 4415 muni d'un volet poreux placé en différentes positions sur l'extrados varie entre 0.5C et 0.75C et braqué à différents angles compris entre 30° et 65°, le profil est fixé à une incidence de 15° et sa porosité varie entre 10^{-6} et 10^{-12} m^2 .

Le contrôle passif de l'écoulement est étudié par un code de calcul Fluent en deux dimensions, en considérant l'écoulement en régime laminaire pour un nombre de $Re = 3.33.10^5$ et ils ont comparé les résultats avec un cas sans contrôle.

D'après les résultats représenté sur la figure (I.26) ils ont conclu que :

- L'augmentation de C_z par rapport au cas sans contrôle est assurée dans tous les cas de figure. Le C_z est d'autant plus important que la position du volet d'extrados s'approche du bord de fuite et que le braquage est important.
- La présence du volet entraîne une chute brutale de pression sur l'extrados du profil ce qui induit une amélioration des efforts aérodynamiques dans le bon sens et une augmentation de la finesse.

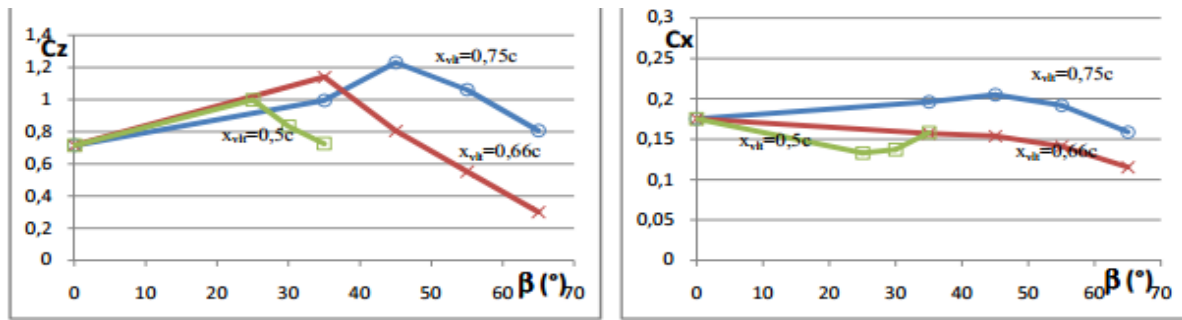


Figure I.26 : Variation des coefficients aérodynamiques en fonction de β pour $\sigma = 10^{-10} \text{ m}^2$ [29].

P. Y. Passaggia *et al.* [31] ont présenté une étude de l'optimisation et contrôle d'une couche limite décollée à l'aide d'un dispositif de type soufflage-aspiration. Ils ont utilisé une approche Lagrangienne dans le but de calculer les lois de contrôle capables d'atténuer la dynamique instable associée au décollement.

Les résultats concernant la perturbation optimale montrent que la région de sensibilité de l'écoulement s'accroît avec le degré des non-linéarités. Par conséquent, l'utilisation d'un seul actionneur localisé près du point de décollement n'est pas suffisante pour permettre un retour à l'état de base. Cependant, il atténue notablement le battement de l'instabilité basse fréquence de la bulle de recirculation.

I.6 Conclusion

Dans ce premier chapitre nous avons mis en évidence l'effet de l'air sur les corps non profilés évoluant jusqu'à un corps profilé, puis nous avons énuméré les différentes caractéristiques des profils portants, particulièrement ceux du type NACA à savoir : leurs géométries, leurs domaines d'utilisations, ainsi que leurs caractéristiques aérodynamiques (portance et trainée), nous avons également cité les hypothèses expliquant l'apparition de la portance. Nous avons par la suite cité les différents travaux réalisés sur ce thème en général, tout en portant une attention particulière au profil NACA 0012.

Chapitre II

Formulations mathématiques
et positionnement du problème

II.1 Introduction

Au cours de ce chapitre nous allons, en premier lieu présenter une géométrie décrivant le profil NACA0012, puis les modèles physiques régissant les écoulements des fluides incompressibles autour d'un profil aérodynamique (équations de mouvements), les hypothèses simplificatrices, et enfin le modèle de fermeture adéquat.

II.2 Description du problème

Le phénomène étudié dans ce travail, s'agit d'un écoulement autour d'un profil aérodynamique symétrique de type NACA, présenté sur la figure (II.1), avec une longueur unitaire ($C=1$) et une épaisseur relative 12% de la corde ($e=0,12.C$). Le profil est placé dans un champ d'écoulement qui est composé d'un demi-cercle en amont jumelé avec un rectangle suffisamment large en aval, avec une longueur et une hauteur de 20 fois la longueur de la corde, représentée sur la figure (II.2).

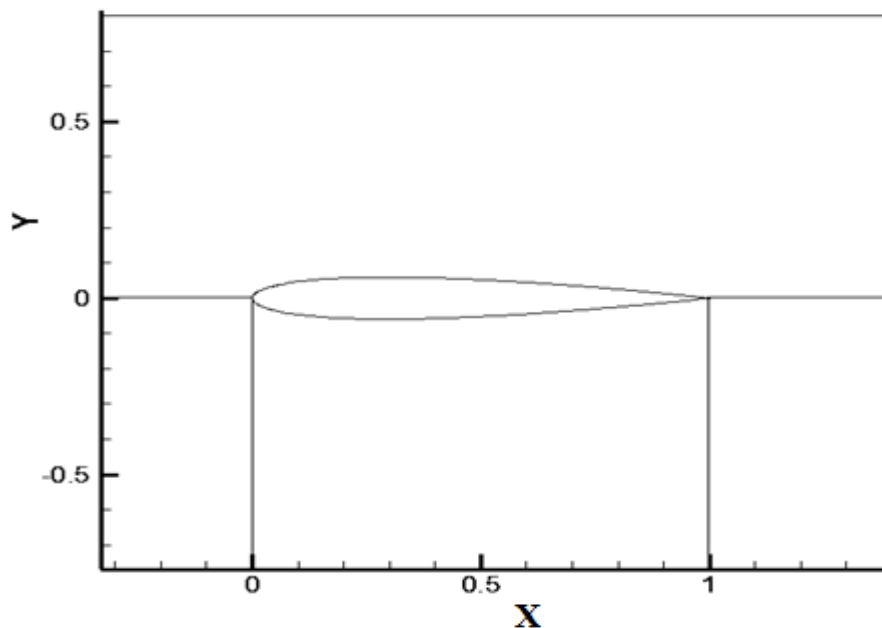


Figure II.1 Représentation de la géométrie sur un plan de coordonnées (x,y).

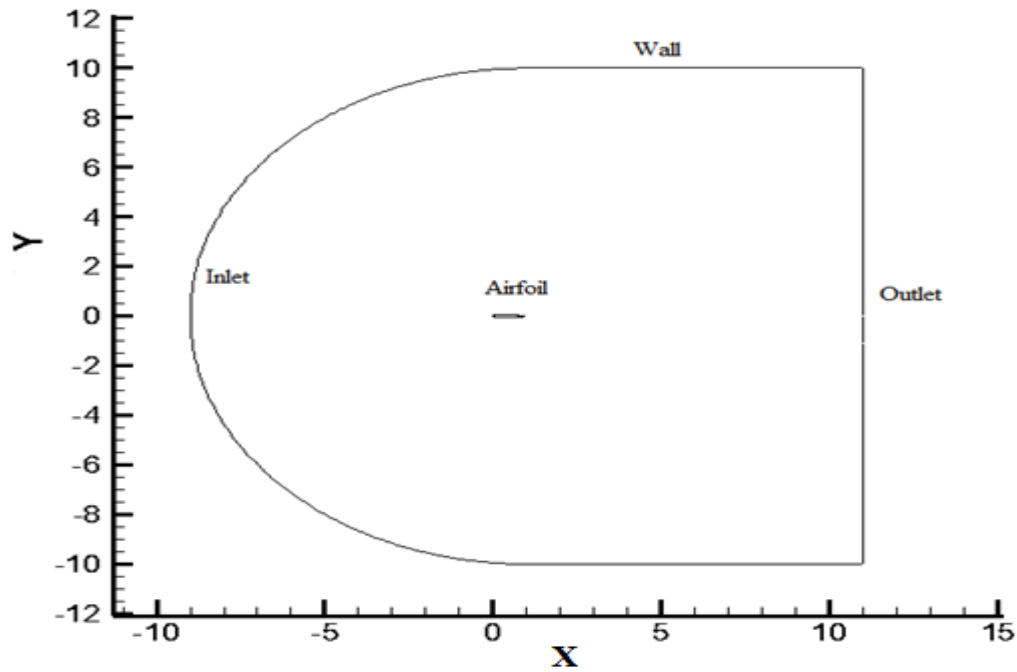


Figure II.2 Domaine d'écoulement autour du profil NACA0012.

II.3 Equations qui régissent le phénomène

Les équations régissant le phénomène sont les équations de base de Navier-Stokes et l'équation de continuité.

Equation de mouvement généralisé

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_i (u_i \cdot \nabla) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \nabla^2 u_i + g_i \quad (\text{II.1})$$

$$(\nabla \cdot u_i) = 0 \quad (\text{II.2})$$

Dans l'équation de quantité de mouvement, le membre de gauche constitue la dérivée particulaire de la vitesse représentant l'accélération d'une particule de fluide qui se déplace. Le membre de droite traduit l'effet des contraintes internes et se décompose en un terme de pression hydrostatique, un terme de viscosité dû au frottement interne et un terme d'accélération dû aux forces de volume et de surface. Le terme visqueux constitue un élément important de l'aérodynamique, car on ne peut pas le négliger dans un écoulement à proximité d'une paroi solide à cause de la couche limite qui s'y développe.

Ce système non linéaire reste très difficile à résoudre numériquement pour les écoulements complexes rencontrés dans la pratique. On peut même le considérer impossible à résoudre sans simplifications importantes sur la géométrie ou sur les phénomènes mécaniques traités.

Et c'est pour cela qu'on propose les hypothèses suivantes:

- ✓ L'écoulement est turbulent.
- ✓ L'écoulement est stationnaire $\left(\frac{\partial}{\partial t} = 0\right)$.
- ✓ L'écoulement est bidimensionnel.
- ✓ L'écoulement est bidimensionnel. Sans transfert de chaleur.
- ✓ Forces de volume sont négligeables devant les forces de surface.
- ✓ Fluide incompressible $\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0\right)$ pour des nombres de Mach :

$$\text{Ma} = \frac{V}{a} < 0.4 \quad (\text{II.3})$$

Avec :

V : la vitesse de l'écoulement du fluide en amont.

a : vitesse du son.

II.3.1 Equations de mouvements en régime laminaire

Equations de Navier- Stocks

La loi de conservation de quantité de mouvement traduite par les équations de Navier-Stokes, pour un écoulement stationnaire exprime la loi fondamentale de la dynamique des fluides. Après projection de l'équation (II.) selon x et y on aura:

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \quad (\text{II.4})$$

Equation de continuité

L'équation de continuité exprimant la loi de conservations de la masse pour un volume de contrôle matériel, s'écrit dans la base cartésienne sous la forme :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.5})$$

II.4 Décomposition de Reynolds

Il est possible de modéliser les écoulements turbulents par une approche statistique. Cette approche consiste à l'aide d'un système d'équations approprié à filtrer les irrégularités de la turbulence pour n'en retenir qu'une valeur moyenne [32,33].

La décomposition de Reynolds permet de transformer les équations de Navier-Stokes en équation moyennées, en exprimant chaque variable instantanée $X(x_i, t)$ (tel que la vitesse ou la pression) en la somme de la valeur moyenne $\bar{X}(x_i)$ et d'une fluctuation $X'(x_i, t)$, comme suit :

$$X(x_i, t) = \bar{X}(x_i) + X'(x_i, t) \quad (\text{II.6})$$

II.5 Equations moyennées

II.5.1 Equations de quantités de mouvement

Après moyennisation et simplification des équations de Navier-stocks:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \overline{u'u'} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \overline{u'v'} \right) \right] \\ \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} - \overline{u'v'} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \overline{v'v'} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{II.7})$$

II.5.2 Equation de continuité

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.8})$$

II.6 Adimensionnalisation des équations de Navier- stocks

Désignons par C la dimension caractéristique qui est la longueur de la corde du profil NACA0012, on aura les longueurs adimensionnelles suivantes :

$$\tilde{x} = \frac{x}{C} \quad \tilde{y} = \frac{y}{C}$$

Désignons par V la vitesse caractéristique qui est la vitesse extérieure (hors couche limite),

On aura les vitesses adimensionnelles suivantes :

$$\tilde{u} = \frac{u}{V} \quad \tilde{v} = \frac{v}{V}$$

La pression adimensionnelle :

$$\tilde{p} = \frac{p}{(\rho V^2)}.$$

Rq. : Les termes avec les tildes indiquent des grandeurs sans dimension.

Considérant l'équation de Navier-stokes dans le cas stationnaire et projeté sur l'axe des abscisses :

$$\underbrace{u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y}}_I = - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}}_{II} + \underbrace{\nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)}_{III} \quad (\text{II.9})$$

D'après le développement des termes *I*, *II* et *III* on aura l'équation adimensionnelle suivante :

$$\left[\tilde{u} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{x}} + \tilde{v} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{y}} \right] = - \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{x}} + \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial \tilde{y}^2} \right] \quad (\text{II.10})$$

Et de là on aura le nombre adimensionnel de Reynolds :

$$\text{Re} = \frac{\rho V C}{\mu} = \frac{V C}{\nu} \quad (\text{II.11})$$

II.7 Concept de viscosité turbulente

À cause des termes $\overline{u'_i u'_j}$ six inconnus supplémentaires, le système n'est pas fermé. Ces termes sont de mêmes natures que les contraintes visqueuses, d'où leur appellation : contraintes turbulentes ou contraintes de Reynolds [32,33].

À partir de là, le concept de viscosité turbulente a été introduit permettant la modélisation des contraintes turbulentes :

$$-\rho \overline{u'_i v'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{II.12})$$

μ_t Est la viscosité turbulente.

Les contraintes de Reynolds peuvent être modélisées par la relation de Boussinesq suivante :

$$-\rho \overline{u'_i v'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (\text{II.13})$$

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 0 & i \neq j \\ 1 & i = j \end{cases}$$

Le terme $\frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}$ est rajouté à l'expression du tenseur de Reynolds **(II.12)** pour éviter d'avoir une trace nulle ($\overline{u'_i u'_i} = 0$), ce qui est physiquement incorrect puisque la $\text{Tr}(\mathbf{R}_{ij})$ est égal à deux fois l'énergie cinétique de turbulence k .

k : énergie cinétique de turbulence.

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (\text{II.14})$$

$$\mu_t = \rho V L \quad (\text{II.15})$$

Où : V est l'échelle caractéristique de la vitesse.

L est l'échelle caractéristique de la longueur.

II.8 Conditions aux limites

Les conditions aux limites du système sont très proches de celles vues pour le cas laminaire :

$$\text{À la paroi : } \quad \bar{u}(x,0) = \bar{v}(x,0) = 0 \quad (\text{II.16})$$

$$\text{À la frontière extérieure : } \quad \bar{u}(x,\delta) = \bar{u}_e \quad (\text{II.17})$$

Le gradient de pression se déduit du champ de vitesse extérieure :

$$\frac{d\bar{p}}{dx} = -\rho \bar{u}_e \frac{d\bar{u}_e}{dx} \quad (\text{II.18})$$

Les tensions de Reynolds sont également nulles aux limites de la couche limite. En particulier, à la frontière externe de la couche limite, l'écoulement extérieur est considéré comme idéal (l'effet de la viscosité est négligeable) :

$$\text{À la paroi : } \quad \overline{u'v'}(x,0) = 0 \quad (\text{II.19})$$

$$\text{À la frontière extérieure : } \quad \overline{u'v'}(x,\delta) = 0 \quad (\text{II.20})$$

II.9 Modèles de fermeture au premier ordre à deux équations de transport

Les modèles de fermeture du premier ordre sont basés sur l'hypothèse de Boussinesq reliant linéairement le tenseur de Reynolds au champ moyen des vitesses, hypothèse par la suite formulée par Prandtl sous la forme suivante [36] :

$$\tau_{ij} = -\overline{u'_i v'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (\text{II.21})$$

Où ν_t représente la viscosité de turbulence. Les modèles à deux équations reposent sur le transport de l'énergie cinétique de turbulence k et sur le transport de la dissipation de la turbulence ε ou d'une grandeur contenant la dissipation de la turbulence. En ce qui concerne les écoulements pariétaux, il est très important de modéliser correctement l'atténuation de la turbulence (dumping) lorsqu'on s'approche de la paroi solide. Les approches d'amortissement de la turbulence sont basées sur des développements asymptotiques des grandeurs turbulentes dans la région proche paroi.

II.9.1 Modèles $k - \omega$ Baseline et $k - \omega$ Baseline SST

Ces deux modèles dérivent du modèle $k - \omega$ de Wilcox qui transporte $\omega = \frac{\varepsilon}{\beta^* k}$ et est homogène à la fréquence caractéristique de la turbulence, de manière à pallier le manque de robustesse des modèles $k - \varepsilon$ en présence d'une paroi solide.

$$\frac{\partial}{\partial t}(k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(k u_j) = \nu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \beta_1^* \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_{k1} \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (\text{II.22})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\omega u_j) = \gamma_1 \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \beta^* \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_{\omega 1} \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (\text{II.23})$$

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \quad (\text{II.24})$$

II.9.2 Formulation Baseline

Le principal défaut de ce modèle est une très grande sensibilité aux conditions "écoulement extérieur". De fait, Menter [25] se propose d'utiliser le modèle $k - \varepsilon$ classique qui a prouvé dans de nombreuses études son indépendance à ces conditions "écoulement extérieur"

dans les zones extérieures aux couches limites et d'utiliser le modèle $k - \omega$ Wilcox en zone proche paroi de manière à bénéficier de sa robustesse.

Le modèle $k - \varepsilon$ est alors réécrit en formulation $k - \omega$ comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(ku_j) = \nu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \beta_2^* \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_{k2} \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (\text{II.25})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\omega u_j) = \gamma \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \beta_2^* \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_{\omega2} \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\sigma_{\omega2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (\text{II.26})$$

Il convient de noter que cette modification consiste essentiellement en un ajout d'un terme de diffusion croisée et une modification des constantes du modèle. Le modèle original est alors multiplié par une fonction $F1$ et le modèle transformé par une fonction $(1 - F1)$ et les deux modèles sont additionnés l'un à l'autre donnant le modèle $k - \omega$ Baseline :

$$\frac{\partial}{\partial t}(k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(ku_j) = \nu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \beta^* \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_k \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (\text{II.27})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\omega u_j) &= \gamma \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \beta_2^* \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_{\omega2} \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \\ &+ 2(1 - F1)\sigma_{\omega2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (\text{II.28})$$

Chaque constante ϕ du modèle est calculée telle que :

$$\phi = F1 \phi_1 + (1 - F1) \phi_2 \quad (\text{II.29})$$

Où ϕ_1 est une constante du modèle $k - \omega$ et ϕ_2 une constante du modèle $k - \varepsilon$ modifié. Les constantes des deux modèles sont décrites ci-dessous :

Tab II.1 Constantes 1 (Wilcox)

σ_{k1}	$\sigma_{\omega1}$	β_1	β^*	k	γ_1
0.5	0.5	0.075	0.09	0.41	$\beta_1 / \beta^* - \sigma_{\omega1} k^2 / \sqrt{\beta^*}$

Tab II.2 Constantes 2 ($k-\varepsilon$ classique)

σ_{k2}	$\sigma_{\omega 2}$	β_2	β^*	k	γ_2
1.0	0.856	0.0828	0.09	0.41	$\beta_2/\beta^* - \sigma_{\omega 2}k^2/\sqrt{\beta^*}$

La fonction F_1 est définie telle que :

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (\text{II.30})$$

Où la fonction \arg_1 est définie telle que $\left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho\sigma_{\omega 2}k}{CD_{k\omega}y^2} \right] \right\}$ où $CD_{k\omega}$ est un limiteur inférieur sur le terme de diffusion croisée introduit dans le modèle $k-\varepsilon$ modifié.

II.7.3 Formulation Baseline-SST

Comme cela sera évoqué dans la section suivante sur l'approche O.E.S, en présence d'une couche limite avec gradient de pression adverse, l'hypothèse d'égalité entre la production et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente n'est plus valide et cette hypothèse conduit à une surestimation de la viscosité de turbulence de la part des modèles classiques.

Menter [25] se propose de remédier à ce problème en introduisant des limiteurs de viscosité de turbulence en présence d'un gradient de pression adverse. L'hypothèse de Bradshaw suppose que dans une couche limite, les tensions de Reynolds sont proportionnelles à k :

$$\overline{u'_i u'_j} = \rho a_1 k \quad (\text{II.31})$$

Où a_1 est une constante. Par ailleurs, dans les modèles de turbulence du premier ordre, l'hypothèse de Boussinesq nous donne :

$$\overline{u'_i u'_j} = \nu_t S_{ij} \quad (\text{II.32})$$

Cette hypothèse peut être réécrite comme montré par Menter :

$$\overline{u'_i u'_j} = \sqrt{\frac{production_k}{dissipation_k}} a_1 k \quad (\text{II.33})$$

En présence d'un gradient de pression adverse dans une couche limite, la production peut devenir bien supérieure à la dissipation comme montrée par (Driver,91) et le tenseur de Reynolds est alors surestimé. Dans ce cas de figure, il conviendrait de redéfinir la viscosité de turbulence telle que :

$$\nu_t = \frac{a_1}{\max(a_1 \omega, S_{ij})}$$

(II.34)

Qui garantit la sélection de l'expression appropriée pour la viscosité de turbulence. De manière à limiter les modifications SST aux écoulements proches paroi et garantir des résultats corrects sur une zone de mélange, une fonction de mélange F_2 est introduite dans l'expression précédente qui ainsi devient :

$$\nu_t = \frac{a_1}{\max(a_1 \omega, S_{ij} F_2)} \quad (\text{II.35})$$

Où F_2 est définie telle que :

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

(II.36)

$$\text{Où } \arg_2 = \max\left(2 \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega}\right) \quad (\text{II.37})$$

Les constantes du modèle SST sont définies telles que :

Tab II.3 Constantes 1 (SST-inner)

σ_{k1}	$\sigma_{\omega 1}$	β_1	a_1	β^*	K
0.85	0.5	0.075	0.31	0.09	0.41

Tab II.4 Constantes 2 ($k - \varepsilon$ classique)

σ_{k2}	$\sigma_{\omega 2}$	β_2	β^*	k	γ_2
1.0	0.856	0.0828	0.09	0.41	$\beta_2/\beta^* - \sigma_{\omega 2}k^2/\sqrt{\beta^*}$

On note enfin que par rapport à la version Baseline, les constantes 2 reste inchangé, les modifications du SST ne s'effectuant qu'en proche paroi.

II.10 Conclusion

Dans ce deuxième chapitre, nous avons présenté les équations régissant les écoulements autour d'un profil aérodynamique à savoir : l'équation de conservation de la masse et les équations de quantité de mouvement, puis leurs équations adimensionnées et moyennées. Vu que cette dernière fait apparaître un terme supplémentaire (tension de Reynolds), ce qui a nécessité un modèle de fermeture adéquat liant les écoulements proches parois et ceux loin de la paroi.

Chapitre III

Simulation Numérique

III.1 Introduction

Les écoulements turbulents se prêtant à une solution analytique exacte sont extrêmement rares et constituent une idéalisation très poussée de l'écoulement. Généralement, la résolution des équations différentielles non linéaires gouvernant des problèmes physiques fait appel aux méthodes numériques. Il existe quatre types de méthodes numériques pour résoudre les problèmes physiques :

- Méthode des différences finies.
- Méthode des éléments finis.
- Méthode des volumes finis.
- Méthode spectrale.

Les quatre méthodes rendent les équations différentielles non linéaires, des équations algébriques, accessibles à la résolution, mais les unes présentent des avantages par rapport aux autres, selon le cas étudié. En effet, la précision, la convergence et le temps de calcul sont les principaux paramètres de choix des méthodes suscitées. Pour notre étude, nous avons choisi la méthode des volumes finis pour discrétiser les équations du modèle mathématique.

III.2 Principe de la méthode des volumes finis:

La méthode des volumes finis est une technique de discrétisation qui convertit les équations de conservation aux dérivées partielles en équations algébriques qui peuvent être résolus, numériquement, elle consiste à intégrer les EDP sur chaque volume de contrôle pour obtenir les équations discrétisées qui conservent toutes les grandeurs physiques sur un volume de contrôle V_c .

Pour un nœud principal P, les points E, W, N, S sont les centres des volumes de contrôles adjacents, situés respectivement à l'Est, à l'Ouest, au Nord et au sud du point p.

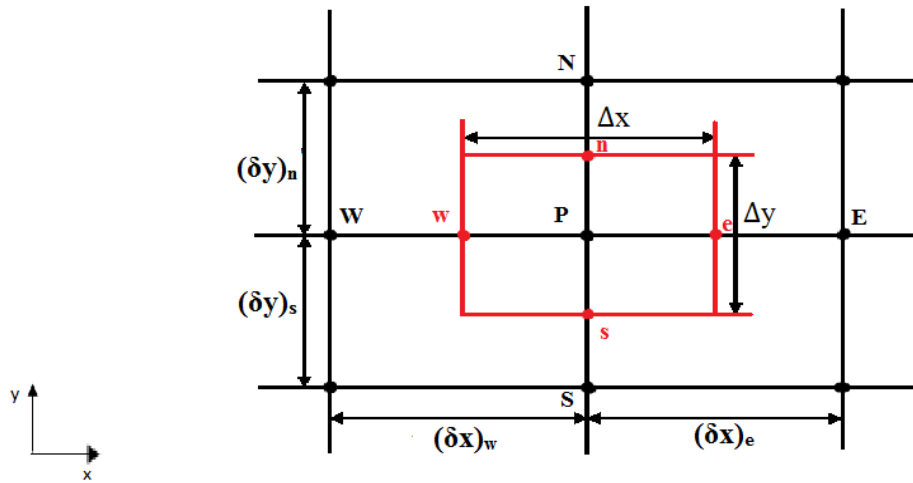


Figure III.1 Volume de contrôle en deux dimensions.

Étapes :

- Le domaine de calcul est discrétisé en un ensemble fini de points (nœud du maillage) autour desquels on définit des volumes élémentaires appelés volume de contrôle.
- Les équations modèles sous forme conservative sont intégrées sur chaque volume de contrôle.
- Les intégrales sur un volume de contrôle en un nœud donné sont évaluées en approchant la variation de ϕ par des profils ou des lois d'interpolation entre les nœuds voisins du point considéré.
- Écriture des équations algébriques en fonction des valeurs de ϕ aux nœuds du maillage.
- Résolution du système algébrique linéaire obtenue.

III.3 Discrétisation des équations

La discrétisation consiste à transformer des équations différentielles à des équations algébriques approchées. L'équation de discrétisation d'une variable Φ est obtenue par l'intégration de son équation de conservation dans un volume finie.

III.3.1 Discrétisation de l'équation de continuité

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{III.1})$$

$$\int_w^e \int_s^n \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right] dx dy = 0$$

$$\int_w^e \int_s^n \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) dx dy + \int_w^e \int_s^n \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right) dx dy = 0$$

$$\left[\frac{\partial u}{\partial x} \right]_w^e \Delta y + \left[\frac{\partial v}{\partial y} \right]_s^n \Delta x = 0$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_e \Delta y - \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_w \Delta y + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)_n \Delta x - \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)_s \Delta x = 0$$

$$\frac{\Delta y}{\delta x_e} (u_E - u_P) - \frac{\Delta y}{\delta x_w} (u_P - u_W) + \frac{\Delta x}{\delta y_n} (v_N - v_P) - \frac{\Delta x}{\delta y_s} (v_P - v_S) = 0$$

$$\text{On a : } \delta x_e = \delta x_w = \Delta x \quad \text{et} \quad \delta y_n = \delta y_s = \Delta y$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta y}{\Delta x} (u_E + u_W - 2u_P) + \frac{\Delta x}{\Delta y} (v_N + v_S - 2v_P) = 0$$

$$\text{On pose: } \frac{\Delta y}{\Delta x} = a$$

$$\Rightarrow a(u_E + u_W - 2u_P) + \frac{1}{a}(v_N + v_S - 2v_P) = 0 \quad (\text{III.2})$$

III.3.2 Discrétisation de l'équation d'une variable Φ

La méthode des volumes finis est employée pour résoudre numériquement les équations de transports qui peuvent être écrites en coordonnées cartésiennes selon (x et y) comme suit:

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u \Phi) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v \Phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) + S_\Phi \quad (\text{III.3})$$

L'équation peut être écrite sous la forme suivante:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho u \Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho v \Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) = S_\Phi \quad (\text{III.4})$$

Le tableau ci-dessous représente les valeurs qui prennent les variables Φ , Γ_Φ et S_Φ dans le cas de notre étude.

Tab III.1 Termes de l'équation de transport

Équation	Φ	Γ	$S_\Phi = S_c + S_p \Phi_p$	
			S_c	S_p
Continuité	1	0	0	0
Quantité de mouvement suivant X	U	$\frac{1}{\text{Re}}(1 + \nu_t^*)$	$-\frac{\partial}{\partial x}\left(P + \frac{2}{3}K^*\right)$	0
Quantité de mouvement suivant y	V	$\frac{1}{\text{Re}}(1 + \nu_t^*)$	$-\frac{\partial}{\partial y}\left(P + \frac{2}{3}K^*\right)$	0
Énergie cinétique turbulente	K^*	$\frac{1}{\text{Re}}\left(1 + \frac{\nu_t^*}{\sigma_k}\right)$	$\frac{1}{\text{Re}}[P_k + G_k - \omega^*]$	0
Taux de dissipation ω	ω^*	$\frac{1}{\text{Re}}\left(1 + \frac{\nu_t^*}{\sigma_k}\right)$	0	$\frac{1}{\text{Re} K^*}[C_{\varepsilon 1}(P_k^* + C_{\varepsilon 3}G_k) - C_{\varepsilon 2}\omega^*]$

On intègre l'équation de Φ sur un volume de contrôle comme suit:

$$\int_s^e \int_w^e \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho u \Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho v \Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) \right] dx dy = \int_s^e \int_w^e S_\Phi dx dy \quad (\text{III.5})$$

Pour pouvoir approximer l'équation sous forme algébrique, on considère les hypothèses suivantes:

- La variable généralisée varie linéairement entre les nœuds principaux dans les deux directions.
- Les termes convectifs et diffusifs sont uniformes à travers les faces correspondantes.
- Le terme source est uniforme sur le volume de contrôle.

Ce qui donne:

$$\left[\rho u \Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right]_s^n \Delta y + \left[\rho v \Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right]_w^e \Delta x = \overline{S_\Phi} \Delta x \Delta y \quad (\text{III.6})$$

$\overline{S_\Phi}$: la valeur moyenne du terme source sur le volume de contrôle.

$$\overline{S_\Phi} = S_c + S_p \Phi_p \quad (\text{III.7})$$

Ou S_c est la partie constante qui ne dépend pas explicitement de S_p , ou S_p est la pente de Φ_p , il est nécessaire que le coefficient S_p soit inférieur à zéro pour que la solution soit numériquement stable et que la convergence soit plus rapide.

D'ou:

$$\begin{aligned} \rho u_e \Phi_e \Delta y - \rho u_w \Phi_w \Delta y + \Gamma_w \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_w \Delta y - \Gamma_e \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_e \Delta y + \rho v_n \Phi_n \Delta x - \rho v_s \Phi_s \Delta x + \Gamma_s \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_s \Delta x - \\ \Gamma_n \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_n \Delta x = (S_c + S_p \Phi_p) \Delta x \Delta y \end{aligned} \quad (\text{III.8})$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \rho u_e \Phi_e \Delta y - \rho u_w \Phi_w \Delta y + \frac{\Gamma_w}{\delta x_w} (\Phi_p - \Phi_w) \Delta y - \frac{\Gamma_e}{\delta x_e} (\Phi_e - \Phi_p) \Delta y + \rho v_n \Phi_n \Delta x - \rho v_s \Phi_s \Delta x + \\ \frac{\Gamma_s}{\delta y_s} (\Phi_p - \Phi_s) \Delta y - \frac{\Gamma_n}{\delta y_n} (\Phi_n - \Phi_p) \Delta y = (S_c + S_p \Phi_p) \Delta x \Delta y \end{aligned} \quad (\text{III.9})$$

Finalement:

$$(F_e \Phi_e - F_w \Phi_w) + (F_n \Phi_n - F_s \Phi_s) = D_e (\Phi_e - \Phi_p) - D_w (\Phi_p - \Phi_w) + D_n (\Phi_n - \Phi_p) - D_s (\Phi_p - \Phi_s) + (S_c + S_p \Phi_p) \Delta x \Delta y \quad (\text{III.10})$$

Avec:

$$\begin{aligned} D_e = \frac{\Gamma_e}{\delta x_e} \Delta y, \quad D_w = \frac{\Gamma_w}{\delta x_w} \Delta y, \quad D_n = \frac{\Gamma_n}{\delta y_n} \Delta x, \quad D_s = \frac{\Gamma_s}{\delta y_s} \Delta x \\ F_e = \rho u_e \Delta y, \quad F_w = \rho u_w \Delta y, \quad F_n = \rho v_n \Delta x, \quad F_s = \rho v_s \Delta x \end{aligned}$$

F_i : représentent les flux convectifs à travers les faces respectives du volume de contrôle. ils peuvent prendre des valeurs positives ou négatives.

D_i : représentent les conductances de diffusion, et ne prennent que des valeurs positives.

Pour évaluer la variable Φ_i à l'interface du volume de contrôle, on utilisera l'un des schémas de discrétisation.

III.3.3 Schéma Upwind (UPS)

Ce schéma tient compte du sens de l'écoulement, Φ_p prenant la valeur de ϕ au nœud situé en amont. Si on note F_e le produit $(\rho u)_e$ et F_w le produit $(\rho u)_w$, alors on aura :

Dans le cas ou le flux est dans la direction positive :

$$\begin{cases} F_w > 0 (u_w > 0) \\ F_e > 0 (u_e > 0) \\ F_n > 0 (u_n > 0) \\ F_s > 0 (u_s > 0) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \Phi_w = \Phi_w \\ \Phi_e = \Phi_p \\ \Phi_n = \Phi_p \\ \Phi_s = \Phi_s \end{cases} \quad (\text{III.9})$$

Dans le cas où le flux est dans la direction négative :

$$\begin{cases} F_w < 0 (u_w > 0) \\ F_e < 0 (u_e > 0) \\ F_n < 0 (u_n > 0) \\ F_s < 0 (u_s > 0) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \Phi_w = \Phi_P \\ \Phi_e = \Phi_E \\ \Phi_n = \Phi_N \\ \Phi_s = \Phi_P \end{cases} \quad (\text{III.10})$$

Cette expression peut être exprimée par l'opérateur:

$$\|A, B\| = \max(A, B)$$

Le schéma upwind s'écrit:

$$\begin{cases} F_e \Phi_e = \Phi_P \|F_e, 0\| - \Phi_E \| - F_e, 0\| \\ F_w \Phi_w = \Phi_W \|F_w, 0\| - \Phi_P \| - F_w, 0\| \\ F_n \Phi_n = \Phi_P \|F_n, 0\| - \Phi_N \| - F_n, 0\| \\ F_s \Phi_s = \Phi_S \|F_s, 0\| - \Phi_P \| - F_s, 0\| \end{cases} \quad (\text{III.11})$$

En substituant les expressions (III.9) et (III.10) dans l'équation (III.11), l'équation de discrétisation devient:

$$a_P \Phi_P = a_E \Phi_P + a_W \Phi_W + a_N \Phi_N + a_S \Phi_S + b$$

$$a_P = D_e + D_w + D_n + D_s + \|F_e, 0\| + \| - F_w, 0\| + \|F_n, 0\| + \| - F_s, 0\| - S_p \Delta x \Delta y$$

$$b = S_p \Delta x \Delta y$$

$$\text{Avec: } \begin{cases} a_E = D_e + \| - F_e, 0\| \\ a_W = D_w + \|F_w, 0\| \\ a_N = D_n + \| - F_n, 0\| \\ a_S = D_s + \|F_s, 0\| \end{cases} \quad (\text{III.12})$$

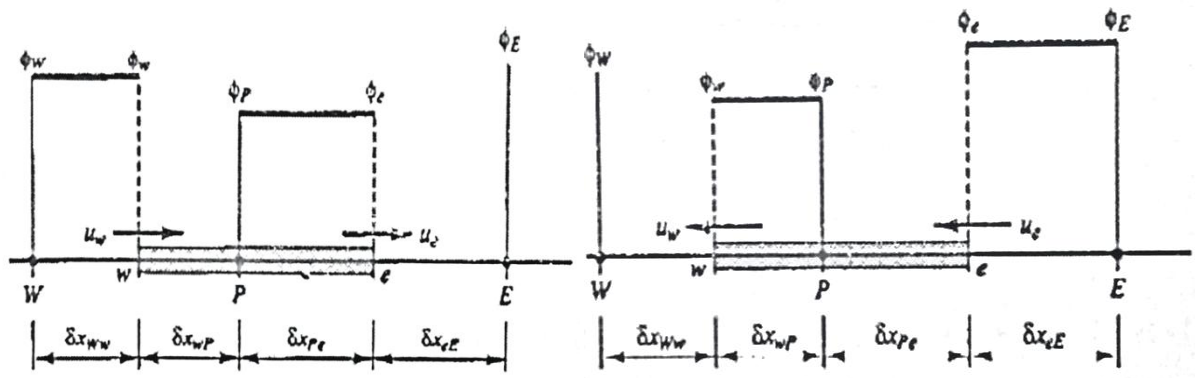


Figure III.2 - à gauche : $F_w > 0$ et $F_e > 0$, à droite : $F_w < 0$ et $F_e < 0$.

III.4 Maîtrise du code de calcul (CFD)

III.4.1 Construction de la géométrie

La finalité de la construction de la géométrie est de définir le domaine de calcul qui sera des faces dans un problème en deux dimensions représentées dans la figure (III.1) et (III.2).

III.4.2 Logiciel ICEM

Est un logiciel de génération de maillage, dédié à la mécanique des fluides, mais également aux applications de mécanique des structures. Ce dernier s'est imposé comme le module de préprocesseur le plus utilisé, que se soit dans l'industrie automobile, aéronautique, aérospatiale, turbomachines, il représente un pont efficace entre la construction et le calcul. Le système est ouvert, permettant de lire aussi bien des points et de créer un maillage destiné à la plupart des codes CFD, ce qui a permis d'avoir un maillage adéquat figure (III.3).

III.4.3 Maillage

Le maillage est la subdivision du domaine d'étude en grilles longitudinales et transversales dont l'intersection représente un nœud.

La discrétisation du domaine est obtenue par un maillage constitué d'un réseau de points (nœuds). Ainsi un élément de volume (volume de contrôle) est défini autour de chaque nœud.

Les grandeurs scalaires sont stockées dans le nœud (P) du maillage, tandis que les grandeurs vectorielles sont stockées au milieu des segments reliant les nœuds. L'équation générale de transport est intégrée sur le volume de contrôle associé aux variables scalaires et les équations de quantité de mouvement sont intégrées sur le volume de contrôle associé aux composantes de la vitesse.

Vue les surfaces gauches qui constituent notre géométrie le maillage est déformé dans certaine région figure III.1-a, et cela s'accompagne d'erreurs de calcul et fait parfois diverger le calcul, d'où la nécessité de faire appel à un logiciel de maillage plus performant.

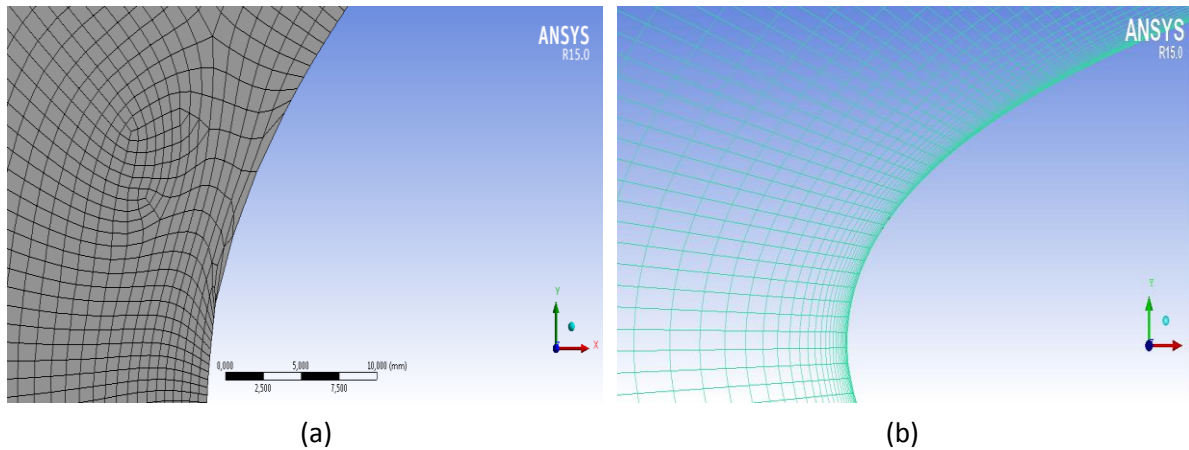


Figure III.3 : Allure d'un maillage non structuré (a) et un maillage structuré (b) avec ICEM.

Nous avons exporté notre géométrie dans le logiciel ICEM. Par La suite la géométrie a été divisée en plusieurs blocs figure (III.4) afin de générer un maillage structuré.

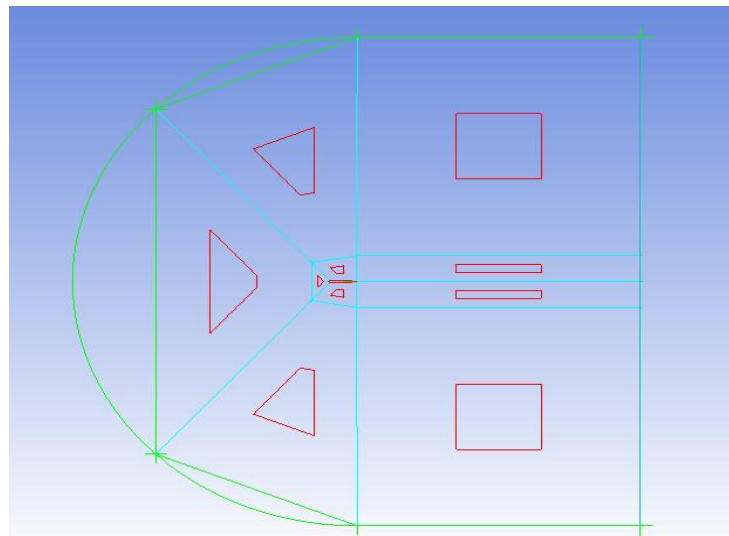


Figure III.4 : Différents blocs qui composent le maillage.

La taille des éléments près de la paroi doit satisfaire certaines conditions dépendant du modèle de turbulence utilisé afin de simuler correctement le comportement de la couche limite. Ces conditions se traduisent par un critère sur la taille de la première maille exprimée en Y^+ .

Cette distance adimensionnelle est définie comme : $Y^+ = \frac{U_\tau Y}{\nu}$

Ou : $U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}}$ est la vitesse de frottement.

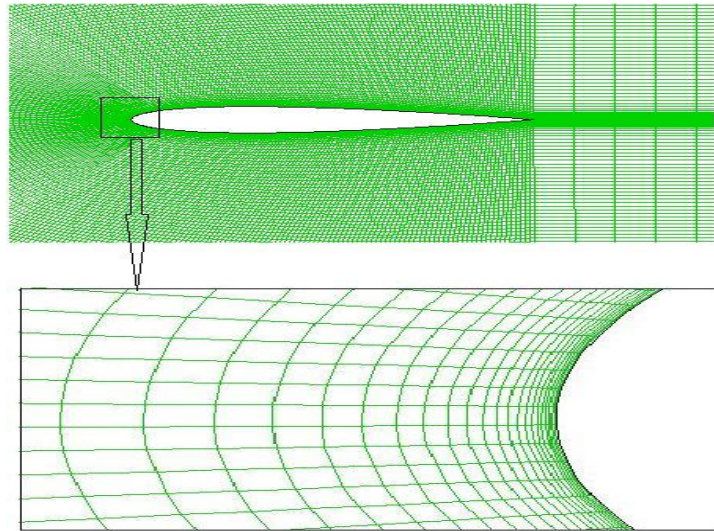


Figure III.5 : Raffinement de la zone proche parois.

Après imposition des conditions aux limites et génération du maillage, nous obtenons le maillage suivant.

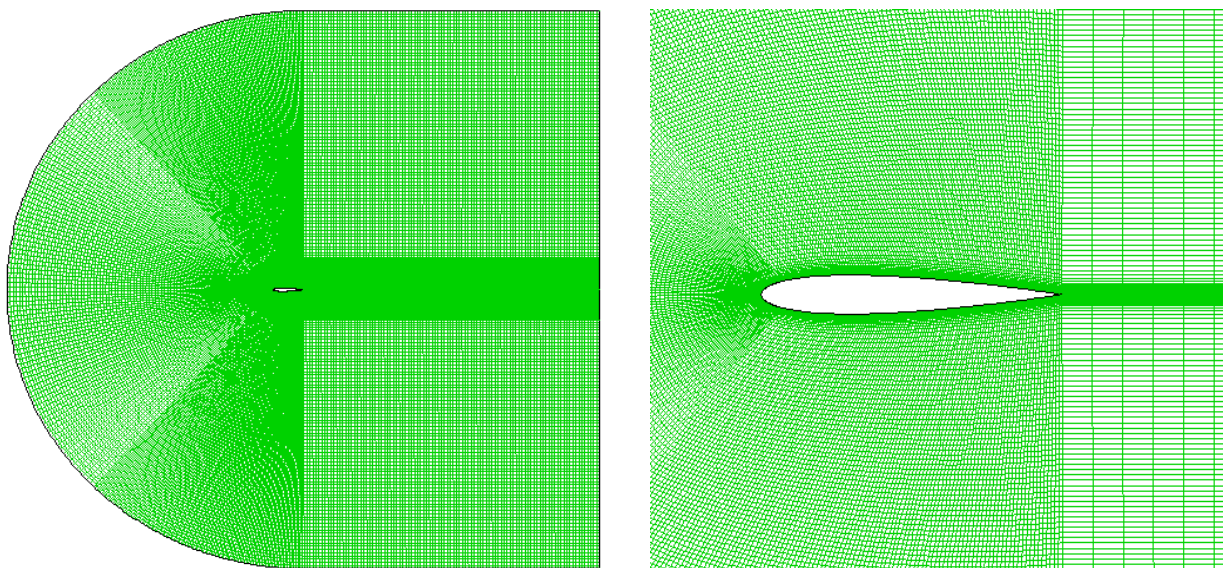


Figure III.6 : Maillage final du champ d'écoulement.

III.4.4 Solveur Fluent

Une fois le maillage de notre problème est terminé, il faut passer à la résolution des équations régissant le phénomène par le solveur Fluent. Le calcul passe par les étapes suivantes:

1. Démarrer la version 2D de Fluent.
2. Charger le maillage par Fluent.
3. Choisir le modèle de turbulence. models \longrightarrow viscous-SST k-omega.
4. Définir la matière. Materials.
5. Définir les conditions aux limites. Boundary Conditions \longrightarrow inlet \longrightarrow Edit
6. Vérifier les résidus des calculs. Monitors \longrightarrow Residuals-Print, Plot \longrightarrow Edit.
 \searrow Statistic-Off \longrightarrow Create
7. Initialiser le calcul. Solution initialization \longrightarrow Standard initialization \longrightarrow Initialize.
8. Choisir les nombres des itérations et lancer les calculs. Run Calculate \longrightarrow Number of Iterations.

La simulation sur Fluent se fait sous les conditions suivantes:

$$P_0 = 101325 \text{ Pa}$$

$$T = 300\text{K}$$

$$V = 43.82 \text{ m.s}^{-1}$$

Et les propriétés de l'air sont les suivantes:

$$\gamma = 1.4$$

$$\mu = 1.7894 \cdot 10^{-5} \text{ Kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}.$$

III.1 Introduction

Les écoulements turbulents se prêtant à une solution analytique exacte sont extrêmement rares et constituent une idéalisation très poussée de l'écoulement. Généralement, la résolution des équations différentielles non linéaires gouvernant des problèmes physiques fait appel aux méthodes numériques. Il existe quatre types de méthodes numériques pour résoudre les problèmes physiques :

- Méthode des différences finies.
- Méthode des éléments finis.
- Méthode des volumes finis.
- Méthode spectrale.

Les quatre méthodes rendent les équations différentielles non linéaires, des équations algébriques, accessibles à la résolution, mais les unes présentent des avantages par rapport aux autres, selon le cas étudié. En effet, la précision, la convergence et le temps de calcul sont les principaux paramètres de choix des méthodes suscitées. Pour notre étude, nous avons choisi la méthode des volumes finis pour discrétiser les équations du modèle mathématique.

III.2 Principe de la méthode des volumes finis:

La méthode des volumes finis est une technique de discrétisation qui convertit les équations de conservation aux dérivées partielles en équations algébriques qui peuvent être résolus, numériquement, elle consiste à intégrer les EDP sur chaque volume de contrôle pour obtenir les équations discrétisées qui conservent toutes les grandeurs physiques sur un volume de contrôle V_c .

Pour un nœud principal P, les points E, W, N, S sont les centres des volumes de contrôles adjacents, situés respectivement à l'Est, à l'Ouest, au Nord et au sud du point p.

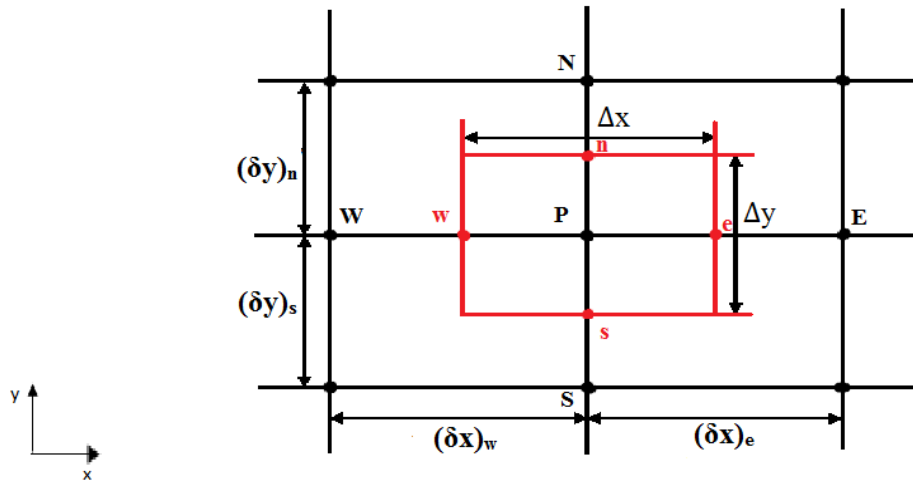


Figure III.1 Volume de contrôle en deux dimensions.

Étapes :

- Le domaine de calcul est discrétisé en un ensemble fini de points (nœud du maillage) autour desquels on définit des volumes élémentaires appelés volume de contrôle.
- Les équations modèles sous forme conservative sont intégrées sur chaque volume de contrôle.
- Les intégrales sur un volume de contrôle en un nœud donné sont évaluées en approchant la variation de ϕ par des profils ou des lois d'interpolation entre les nœuds voisins du point considéré.
- Écriture des équations algébriques en fonction des valeurs de ϕ aux nœuds du maillage.
- Résolution du système algébrique linéaire obtenue.

III.3 Discrétisation des équations

La discrétisation consiste à transformer des équations différentielles à des équations algébriques approchées. L'équation de discrétisation d'une variable Φ est obtenue par l'intégration de son équation de conservation dans un volume finie.

III.3.1 Discrétisation de l'équation de continuité

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{III.1})$$

$$\int_w^e \int_s^n \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right] dx dy = 0$$

$$\int_w^e \int_s^n \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) dx dy + \int_w^e \int_s^n \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right) dx dy = 0$$

$$\left[\frac{\partial u}{\partial x} \right]_w^e \Delta y + \left[\frac{\partial v}{\partial y} \right]_s^n \Delta x = 0$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_e \Delta y - \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_w \Delta y + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)_n \Delta x - \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)_s \Delta x = 0$$

$$\frac{\Delta y}{\delta x_e} (u_E - u_P) - \frac{\Delta y}{\delta x_w} (u_P - u_W) + \frac{\Delta x}{\delta y_n} (v_N - v_P) - \frac{\Delta x}{\delta y_s} (v_P - v_S) = 0$$

$$\text{On a : } \delta x_e = \delta x_w = \Delta x \quad \text{et} \quad \delta y_n = \delta y_s = \Delta y$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta y}{\Delta x} (u_E + u_W - 2u_P) + \frac{\Delta x}{\Delta y} (v_N + v_S - 2v_P) = 0$$

$$\text{On pose: } \frac{\Delta y}{\Delta x} = a$$

$$\Rightarrow a(u_E + u_W - 2u_P) + \frac{1}{a}(v_N + v_S - 2v_P) = 0 \quad (\text{III.2})$$

III.3.2 Discrétisation de l'équation d'une variable Φ

La méthode des volumes finis est employée pour résoudre numériquement les équations de transports qui peuvent être écrites en coordonnées cartésiennes selon (x et y) comme suit:

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u \Phi) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v \Phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) + S_\Phi \quad (\text{III.3})$$

L'équation peut être écrite sous la forme suivante:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho u \Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho v \Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) = S_\Phi \quad (\text{III.4})$$

Le tableau ci-dessous représente les valeurs qui prennent les variables Φ , Γ_Φ et S_Φ dans le cas de notre étude.

Tab III.1 Termes de l'équation de transport

Équation	Φ	Γ	$S_\Phi = S_c + S_p \Phi_p$	
			S_c	S_p
Continuité	1	0	0	0
Quantité de mouvement suivant X	U	$\frac{1}{\text{Re}}(1 + \nu_t^*)$	$-\frac{\partial}{\partial x}\left(P + \frac{2}{3}K^*\right)$	0
Quantité de mouvement suivant y	V	$\frac{1}{\text{Re}}(1 + \nu_t^*)$	$-\frac{\partial}{\partial y}\left(P + \frac{2}{3}K^*\right)$	0
Énergie cinétique turbulente	K^*	$\frac{1}{\text{Re}}\left(1 + \frac{\nu_t^*}{\sigma_k}\right)$	$\frac{1}{\text{Re}}[P_k + G_K - \omega^*]$	0
Taux de dissipation ω	ω^*	$\frac{1}{\text{Re}}\left(1 + \frac{\nu_t^*}{\sigma_k}\right)$	0	$\frac{1}{\text{Re} K^*}[C_{\varepsilon 1}(P_k^* + C_{\varepsilon 3}G_K) - C_{\varepsilon 2}\omega^*]$

On intègre l'équation de Φ sur un volume de contrôle comme suit:

$$\int_s^e \int_w^e \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho u \Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho v \Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) \right] dx dy = \int_s^e \int_w^e S_\Phi dx dy \quad (\text{III.5})$$

Pour pouvoir approximer l'équation sous forme algébrique, on considère les hypothèses suivantes:

- La variable généralisée varie linéairement entre les nœuds principaux dans les deux directions.
- Les termes convectifs et diffusifs sont uniformes à travers les faces correspondantes.
- Le terme source est uniforme sur le volume de contrôle.

Ce qui donne:

$$\left[\rho u \Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right]_s^n \Delta y + \left[\rho v \Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right]_w^e \Delta x = \overline{S_\Phi} \Delta x \Delta y \quad (\text{III.6})$$

$\overline{S_\Phi}$: la valeur moyenne du terme source sur le volume de contrôle.

$$\overline{S_\Phi} = S_c + S_p \Phi_p \quad (\text{III.7})$$

Ou S_c est la partie constante qui ne dépend pas explicitement de S_p , ou S_p est la pente de Φ_p , il est nécessaire que le coefficient S_p soit inférieur à zéro pour que la solution soit numériquement stable et que la convergence soit plus rapide.

D'ou:

$$\begin{aligned} \rho u_e \Phi_e \Delta y - \rho u_w \Phi_w \Delta y + \Gamma_w \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_w \Delta y - \Gamma_e \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_e \Delta y + \rho v_n \Phi_n \Delta x - \rho v_s \Phi_s \Delta x + \Gamma_s \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_s \Delta x - \\ \Gamma_n \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_n \Delta x = (S_c + S_p \Phi_p) \Delta x \Delta y \end{aligned} \quad (\text{III.8})$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \rho u_e \Phi_e \Delta y - \rho u_w \Phi_w \Delta y + \frac{\Gamma_w}{\delta x_w} (\Phi_p - \Phi_w) \Delta y - \frac{\Gamma_e}{\delta x_e} (\Phi_e - \Phi_p) \Delta y + \rho v_n \Phi_n \Delta x - \rho v_s \Phi_s \Delta x + \\ \frac{\Gamma_s}{\delta y_s} (\Phi_p - \Phi_s) \Delta y - \frac{\Gamma_n}{\delta y_n} (\Phi_n - \Phi_p) \Delta y = (S_c + S_p \Phi_p) \Delta x \Delta y \end{aligned} \quad (\text{III.9})$$

Finalement:

$$(F_e \Phi_e - F_w \Phi_w) + (F_n \Phi_n - F_s \Phi_s) = D_e (\Phi_e - \Phi_p) - D_w (\Phi_p - \Phi_w) + D_n (\Phi_n - \Phi_p) - D_s (\Phi_p - \Phi_s) + (S_c + S_p \Phi_p) \Delta x \Delta y \quad (\text{III.10})$$

Avec:

$$\begin{aligned} D_e = \frac{\Gamma_e}{\delta x_e} \Delta y, \quad D_w = \frac{\Gamma_w}{\delta x_w} \Delta y, \quad D_n = \frac{\Gamma_n}{\delta y_n} \Delta x, \quad D_s = \frac{\Gamma_s}{\delta y_s} \Delta x \\ F_e = \rho u_e \Delta y, \quad F_w = \rho u_w \Delta y, \quad F_n = \rho v_n \Delta x, \quad F_s = \rho v_s \Delta x \end{aligned}$$

F_i : représentent les flux convectifs à travers les faces respectives du volume de contrôle. ils peuvent prendre des valeurs positives ou négatives.

D_i : représentent les conductances de diffusion, et ne prennent que des valeurs positives.

Pour évaluer la variable Φ_i à l'interface du volume de contrôle, on utilisera l'un des schémas de discrétisation.

III.3.3 Schéma Upwind (UPS)

Ce schéma tient compte du sens de l'écoulement, Φ_p prenant la valeur de ϕ au nœud situé en amont. Si on note F_e le produit $(\rho u)_e$ et F_w le produit $(\rho u)_w$, alors on aura :

Dans le cas ou le flux est dans la direction positive :

$$\begin{cases} F_w > 0 (u_w > 0) \\ F_e > 0 (u_e > 0) \\ F_n > 0 (u_n > 0) \\ F_s > 0 (u_s > 0) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \Phi_w = \Phi_w \\ \Phi_e = \Phi_p \\ \Phi_n = \Phi_p \\ \Phi_s = \Phi_s \end{cases} \quad (\text{III.9})$$

Dans le cas où le flux est dans la direction négative :

$$\begin{cases} F_w < 0 (u_w > 0) \\ F_e < 0 (u_e > 0) \\ F_n < 0 (u_n > 0) \\ F_s < 0 (u_s > 0) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \Phi_w = \Phi_P \\ \Phi_e = \Phi_E \\ \Phi_n = \Phi_N \\ \Phi_s = \Phi_P \end{cases} \quad (\text{III.10})$$

Cette expression peut être exprimée par l'opérateur:

$$\|A, B\| = \max(A, B)$$

Le schéma upwind s'écrit:

$$\begin{cases} F_e \Phi_e = \Phi_P \|F_e, 0\| - \Phi_E \| - F_e, 0\| \\ F_w \Phi_w = \Phi_W \|F_w, 0\| - \Phi_P \| - F_w, 0\| \\ F_n \Phi_n = \Phi_P \|F_n, 0\| - \Phi_N \| - F_n, 0\| \\ F_s \Phi_s = \Phi_S \|F_s, 0\| - \Phi_P \| - F_s, 0\| \end{cases} \quad (\text{III.11})$$

En substituant les expressions (III.9) et (III.10) dans l'équation (III.11), l'équation de discrétisation devient:

$$a_P \Phi_P = a_E \Phi_P + a_W \Phi_W + a_N \Phi_N + a_S \Phi_S + b$$

$$a_P = D_e + D_w + D_n + D_s + \|F_e, 0\| + \| - F_w, 0\| + \|F_n, 0\| + \| - F_s, 0\| - S_p \Delta x \Delta y$$

$$b = S_p \Delta x \Delta y$$

$$\text{Avec: } \begin{cases} a_E = D_e + \| - F_e, 0\| \\ a_W = D_w + \|F_w, 0\| \\ a_N = D_n + \| - F_n, 0\| \\ a_S = D_s + \|F_s, 0\| \end{cases} \quad (\text{III.12})$$

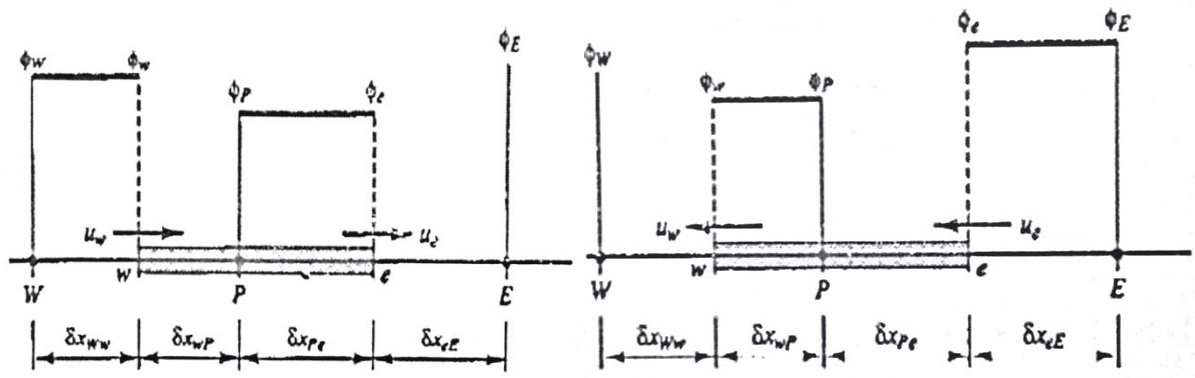


Figure III.2 - à gauche : $F_w > 0$ et $F_e > 0$, à droite : $F_w < 0$ et $F_e < 0$.

III.4 Maîtrise du code de calcul (CFD)

III.4.1 Construction de la géométrie

La finalité de la construction de la géométrie est de définir le domaine de calcul qui sera des faces dans un problème en deux dimensions représentées dans la figure (III.1) et (III.2).

III.4.2 Logiciel ICEM

Est un logiciel de génération de maillage, dédié à la mécanique des fluides, mais également aux applications de mécanique des structures. Ce dernier s'est imposé comme le module de préprocesseur le plus utilisé, que se soit dans l'industrie automobile, aéronautique, aérospatiale, turbomachines, il représente un pont efficace entre la construction et le calcul. Le système est ouvert, permettant de lire aussi bien des points et de créer un maillage destiné à la plupart des codes CFD, ce qui a permis d'avoir un maillage adéquat figure (III.3).

III.4.3 Maillage

Le maillage est la subdivision du domaine d'étude en grilles longitudinales et transversales dont l'intersection représente un nœud.

La discrétisation du domaine est obtenue par un maillage constitué d'un réseau de points (nœuds). Ainsi un élément de volume (volume de contrôle) est défini autour de chaque nœud.

Les grandeurs scalaires sont stockées dans le nœud (P) du maillage, tandis que les grandeurs vectorielles sont stockées au milieu des segments reliant les nœuds. L'équation générale de transport est intégrée sur le volume de contrôle associé aux variables scalaires et les équations de quantité de mouvement sont intégrées sur le volume de contrôle associé aux composantes de la vitesse.

Vue les surfaces gauches qui constituent notre géométrie le maillage est déformé dans certaine région figure III.1-a, et cela s'accompagne d'erreurs de calcul et fait parfois diverger le calcul, d'où la nécessité de faire appel à un logiciel de maillage plus performant.

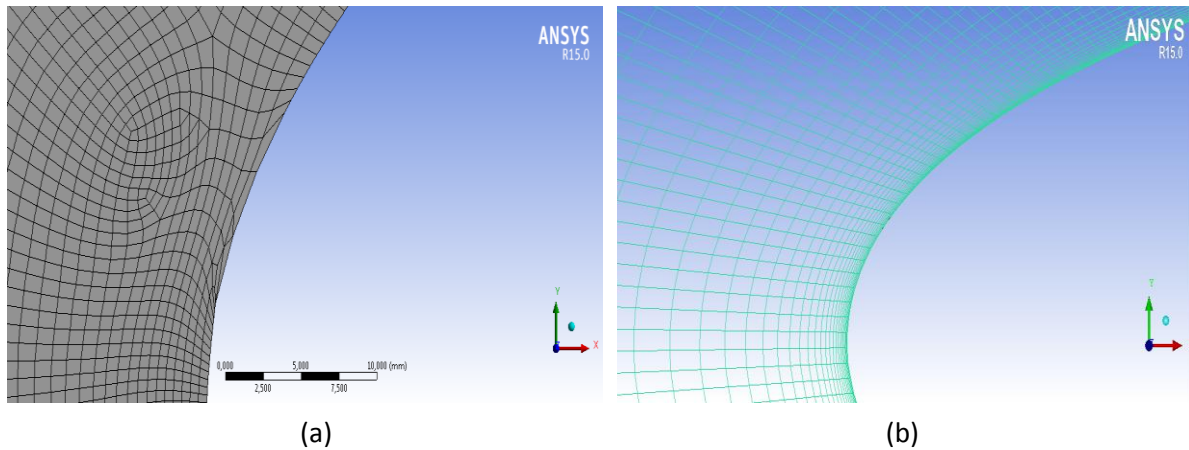


Figure III.3 : Allure d'un maillage non structuré (a) et un maillage structuré (b) avec ICEM.

Nous avons exporté notre géométrie dans le logiciel ICEM. Par La suite la géométrie a été divisée en plusieurs blocs figure (III.4) afin de générer un maillage structuré.

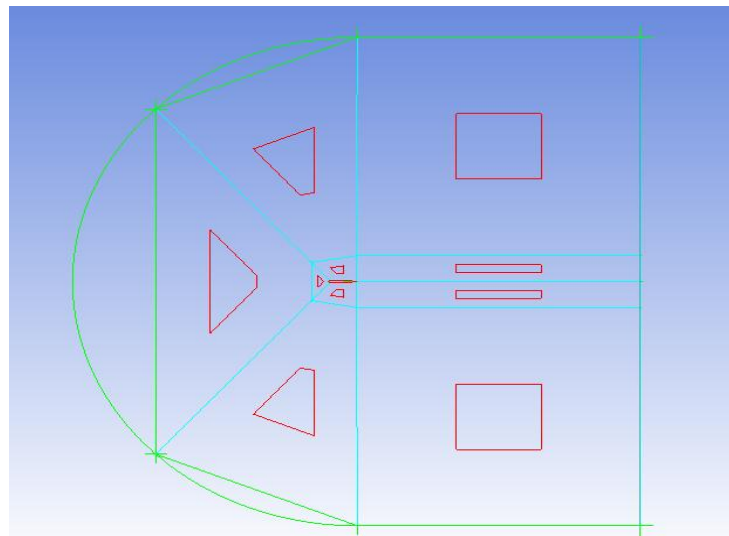


Figure III.4 : Différents blocs qui composent le maillage.

La taille des éléments près de la paroi doit satisfaire certaines conditions dépendant du modèle de turbulence utilisé afin de simuler correctement le comportement de la couche limite. Ces conditions se traduisent par un critère sur la taille de la première maille exprimée en Y^+ .

Cette distance adimensionnelle est définie comme : $Y^+ = \frac{U_\tau Y}{\nu}$

Ou : $U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}}$ est la vitesse de frottement.

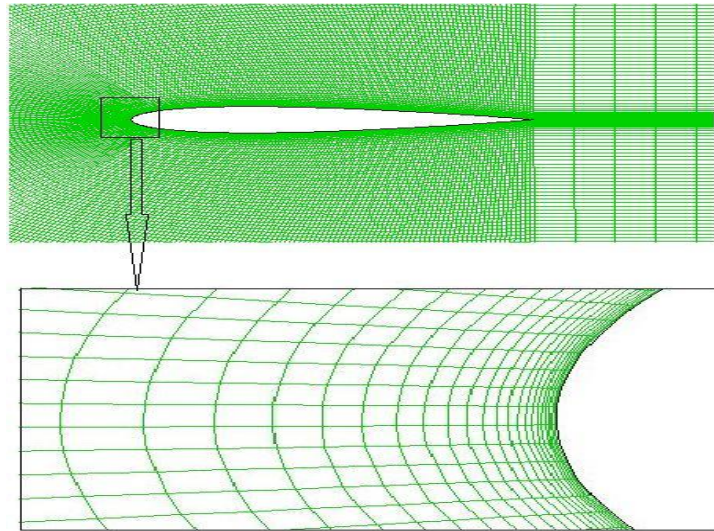


Figure III.5 : Raffinement de la zone proche parois.

Après imposition des conditions aux limites et génération du maillage, nous obtenons le maillage suivant.

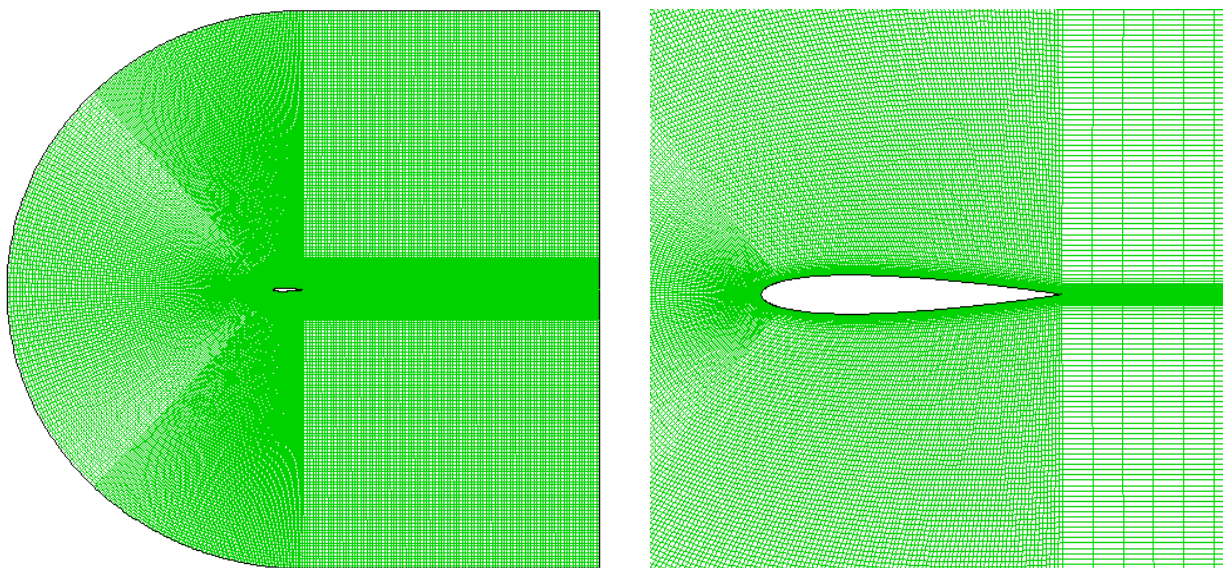


Figure III.6 : Maillage final du champ d'écoulement.

III.4.4 Solveur Fluent

Une fois le maillage de notre problème est terminé, il faut passer à la résolution des équations régissant le phénomène par le solveur Fluent. Le calcul passe par les étapes suivantes:

1. Démarrer la version 2D de Fluent.
2. Charger le maillage par Fluent.
3. Choisir le modèle de turbulence. models \longrightarrow viscous-SST k-omega.
4. Définir la matière. Materials.
5. Définir les conditions aux limites. Boundary Conditions \longrightarrow inlet \longrightarrow Edit
6. Vérifier les résidus des calculs. Monitors \longrightarrow Residuals-Print, Plot \longrightarrow Edit.
 \searrow Statistic-Off \longrightarrow Create
7. Initialiser le calcul. Solution initialization \longrightarrow Standard initialization \longrightarrow Initialize.
8. Choisir les nombres des itérations et lancer les calculs. Run Calculate \longrightarrow Number of Iterations.

La simulation sur Fluent se fait sous les conditions suivantes:

$$P_0 = 101325 \text{ Pa}$$

$$T = 300\text{K}$$

$$V = 43.82 \text{ m.s}^{-1}$$

Et les propriétés de l'air sont les suivantes:

$$\gamma = 1.4$$

$$\mu = 1.7894 \cdot 10^{-5} \text{ Kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}.$$

Chapitre IV

Résultats et discussions

IV.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous allons présenter l'approche numérique qui a été réalisée par un code de calcul à volume fini, la validation du maillage a été obtenue par une série de raffinement jusqu'à la stabilisation des résultats. Le maillage est réalisé par le logiciel ICEM suivi d'une validation du code de calcul par une comparaison entre des résultats retrouvés numériquement avec des résultats expérimentaux. Par la suite nous allons présenter les résultats obtenus, nous nous sommes intéressés aux caractéristiques aérodynamiques du profil à savoir le coefficient de pression de traîne et de portance, ainsi que la finesse aérodynamique et la répartition de la pression et la vitesse autour du profil.

IV.2 Validation du maillage

Nous avons calculé le coefficient de portance pour un angle d'attaque de 16° et une vitesse de 43.82 m/s, et pour différents nombres de nœuds ($3,81 \cdot 10^4$; $5,61 \cdot 10^4$; $6,33 \cdot 10^4$; $1,06 \cdot 10^5$), on a constaté que le raffinement du maillage n'avait plus d'effet à partir de 85 000 nœuds figure (IV.1).

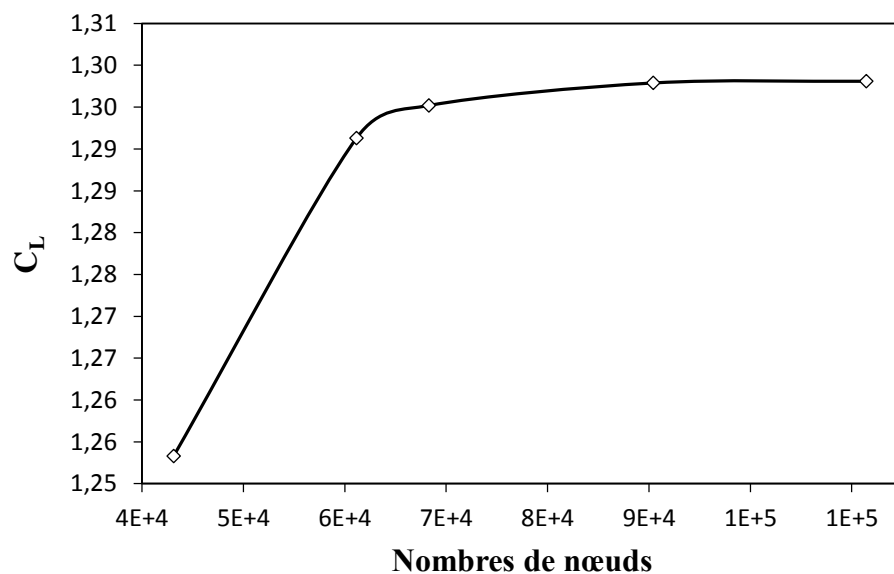


Figure IV.1 : Courbe du coefficient de portance en fonction du nombre de nœuds pour $Re=3 \cdot 10^6$ et $\alpha=16^\circ$.

IV.3 Coefficient de pression

IV.3.1 Validation du coefficient de pression

La figure (IV.2) montre la distribution du coefficient de pression C_p autour du profil NACA0012 à un nombre de Reynolds ($Re = 3.10^6$) comparée aux résultats expérimentales de Gregory et *al.* [36]. La pression qui s'exerce sur l'extrados et l'intrados sont identiques, vu que le profil est symétrique et que l'écoulement se fait à l'incidence nulle. La figure montre une bonne concordance entre les deux résultats.

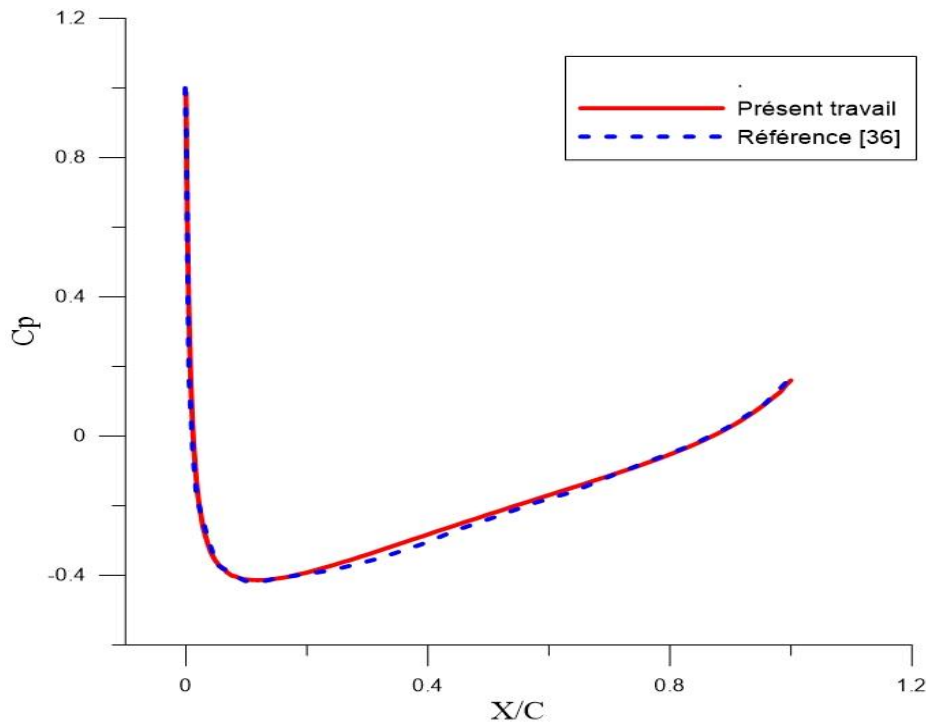


Figure IV.2 : Comparaison entre les données expérimentales et les résultats numériques.

IV.3.2 Effet de l'angle d'attaque sur le coefficient de pression

Sur la figure (IV.3) on représente l'évolution du coefficient de pression C_p du profil NACA0012 pour différentes valeurs de l'angle d'attaque ($\alpha = 0^\circ, 5^\circ, 12^\circ$ et 15°). Dans un premier temps, on constate qu'une variation de l'angle d'attaque entraîne un accroissement en surface de la courbe représentant le coefficient de pression. La portance est résultat de la distribution de la pression sur l'extrados et l'intrados du profil. Donc, la portance par unité de surface est l'intégration de la distribution de la pression le long du profil et par conséquent elle est représentée par la surface comprise entre les deux courbes de C_p sur l'extrados et l'intrados. D'où on peut lire sur la figure que lorsque l'angle d'attaque augmente, la portance augmente.

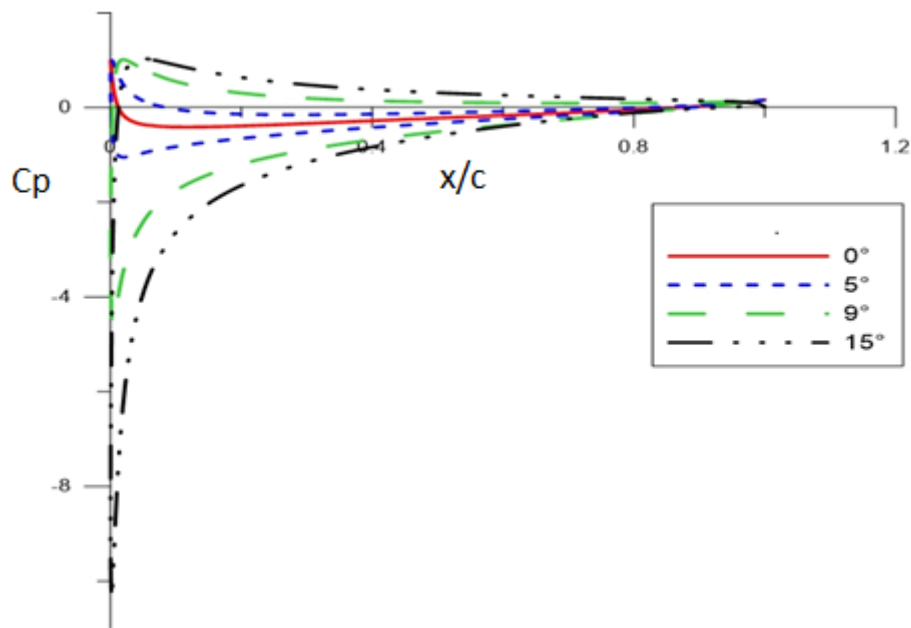


Figure IV.3 : Distribution de coefficient de pression sur le profil NACA 0012 à $Re=3.10^6$ pour différentes valeurs de l'angle d'attaque α .

IV.3.3 Effet du nombre de Reynolds sur le coefficient de pression

La figure (IV.4) ci-dessus montre la distribution de coefficient de pression en fonction de la distance relative autour du profil NACA0012 à des nombres de Reynolds différents ($Re = 10^6$, 3.10^6 , 5.10^6 et 8.10^6) pour un angle d'attaque précis ($\alpha=12^\circ$). Nous pouvons remarquer que le nombre de Reynolds n'a aucun effet sur la distribution de la pression statique.

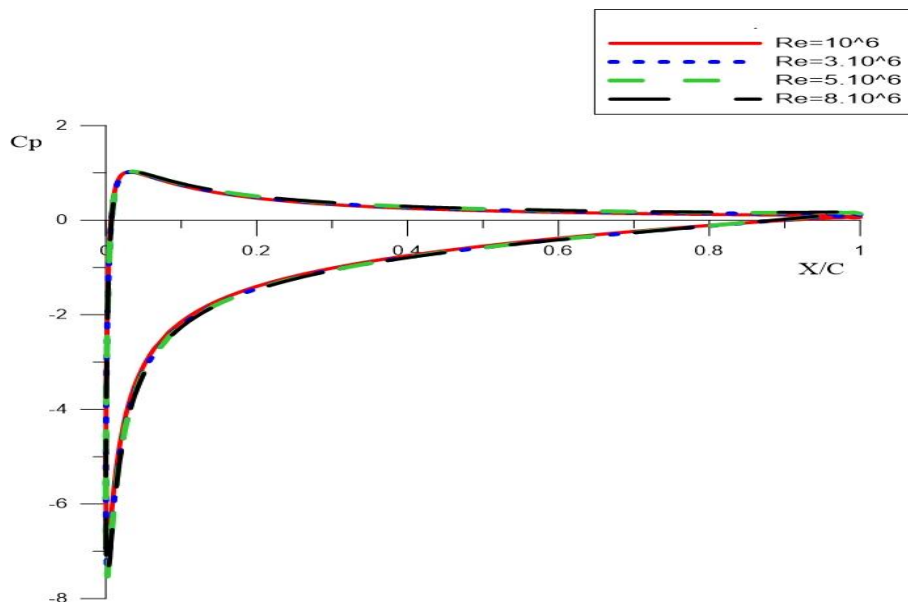


Figure IV.4 : Distribution du coefficient de pression sur le profil NACA0012 pour différentes valeurs du nombre de Re , à $\alpha=12^\circ$.

IV.3.4 Effet de l'épaisseur relative du profil sur le coefficient de pression :

Sur la figure (IV.5), on présente le coefficient de pression pour les profils NACA0009, NACA0012 et NACA0015 pour un angle d'attaque défini ($\alpha = 0^\circ$) et pour un nombre de Reynolds ($Re=3.10^6$). On remarque que le coefficient de pression ne change pas d'allure, mais change de valeur suite au changement de l'épaisseur relative, ce qui diminue par conséquent le coefficient de pression du bord d'attaque jusqu'à la position de l'épaisseur maximale, et à partir de là, commence à augmenter jusqu'au bord de fuite. L'épaisseur relative la plus élevée donne le coefficient de pression le plus bas.

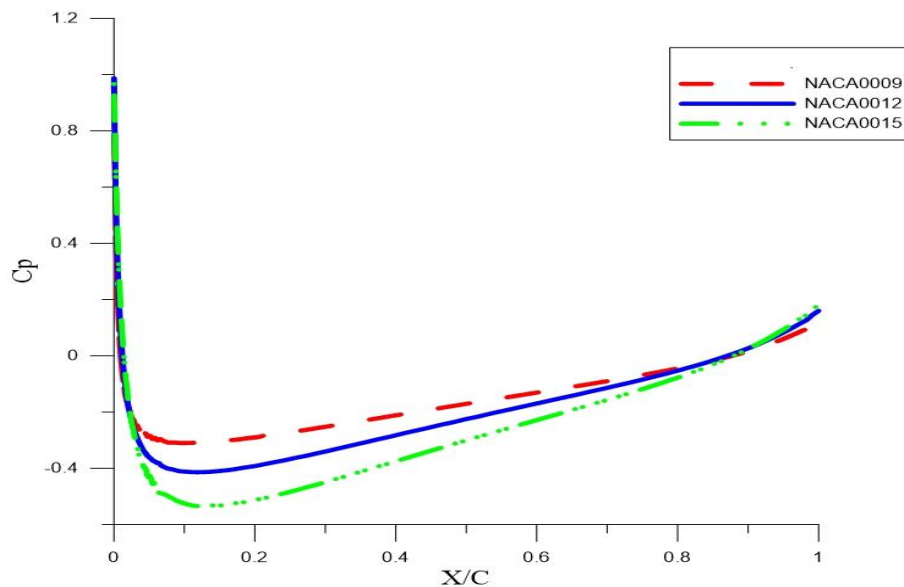


Figure IV.5 Distribution du coefficient de pression sur les profils NACA 0009, NACA0012 et NACA0015. $Re = 3.10^6$ et $\alpha = 0^\circ$.

La Figure (IV.6) représente les contours de la pression statique pour différents angles d'attaque. On constate que

- ✓ Pour une incidence nulle, la distribution de la pression est la même sur l'extrados et l'intrados car l'écoulement est symétrique au dessus et au dessous du profil.
- ✓ la pression sur l'intrados est supérieure a la pression a l'infini, et tend a pousser le profil dans la direction normal au ligne de courant extérieur. la pression sur l'extrados est inferieur a la pression a l'infini, et tend a tirer le profil vers la haut.
- ✓ la zone maximale augmente et se déplace vers l'avant (bord de fuite) au fur et a mesure que l'angle d'attaque augmente.

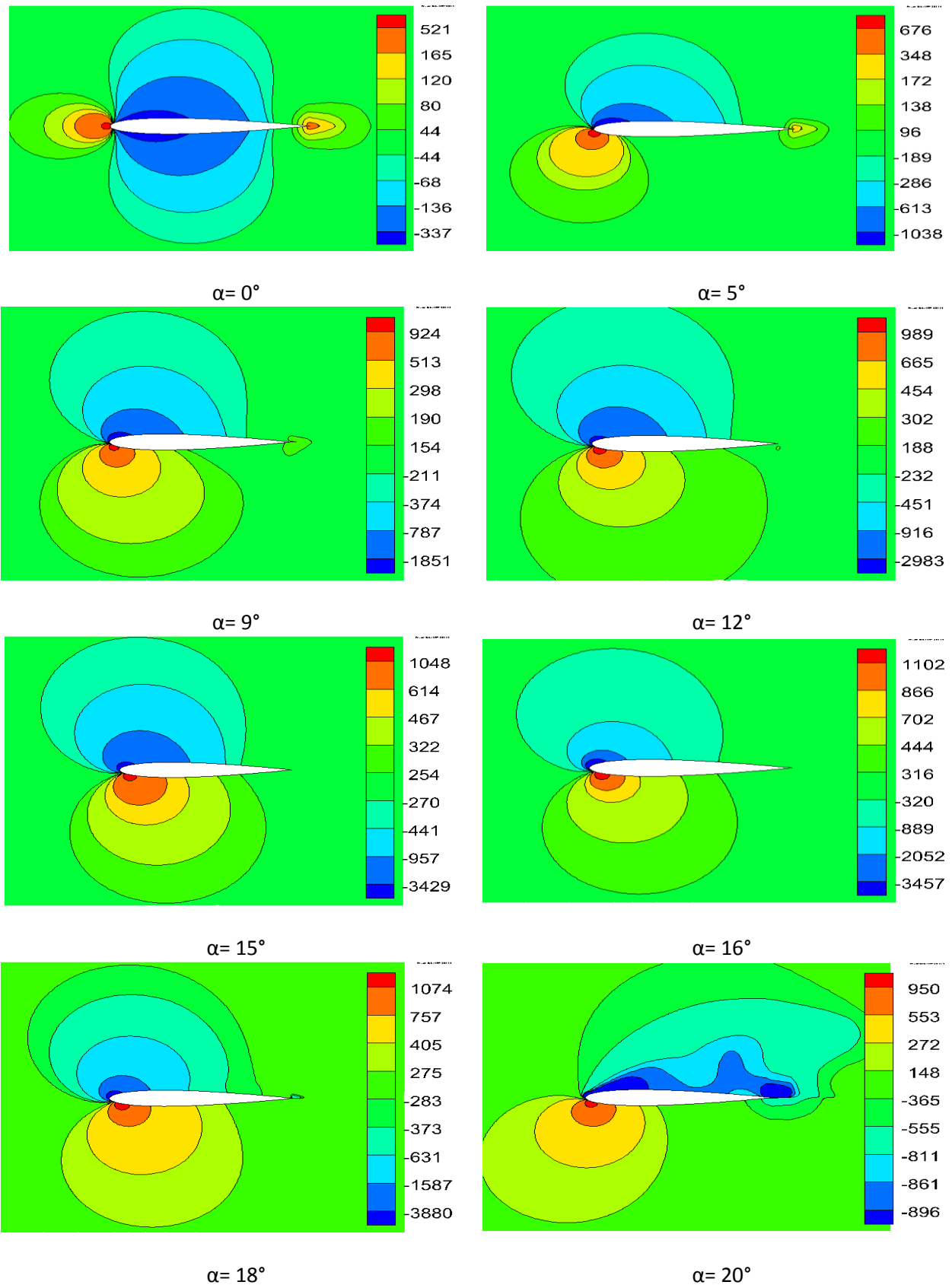


Figure IV.6 : Contours de pression sur le profil NACA0012 à $Re=3.10^6$ pour différents angles d'attaque.

IV.3 Coefficient de portance

IV.3.1 Validation du coefficient de portance

La figure Ci-dessous montre les résultats retrouvés lors des simulations numériques sous le code de calcul a volume fini comparées avec des résultats retrouvés expérimentalement [22], avec une erreur négligeable avant le décrochage et qui va jusqu'à 10% à l'angle de décrochage (16°). La comparaison est faite pour le cas d'un profil NACA0012 à un nombre de Reynolds ($Re=3.10^6$) et nous pouvons constater que :

- ✓ pour le cas étudié nos résultats sont très proches de celles obtenues expérimentalement.
- ✓ Le coefficient de portance varie linéairement avec l'angle d'attaque, jusqu'à une valeur critique de α (15°). Au-delà de cette valeur, la portance diminue brusquement, c'est ce qu'on appelle l'angle de décrochage.

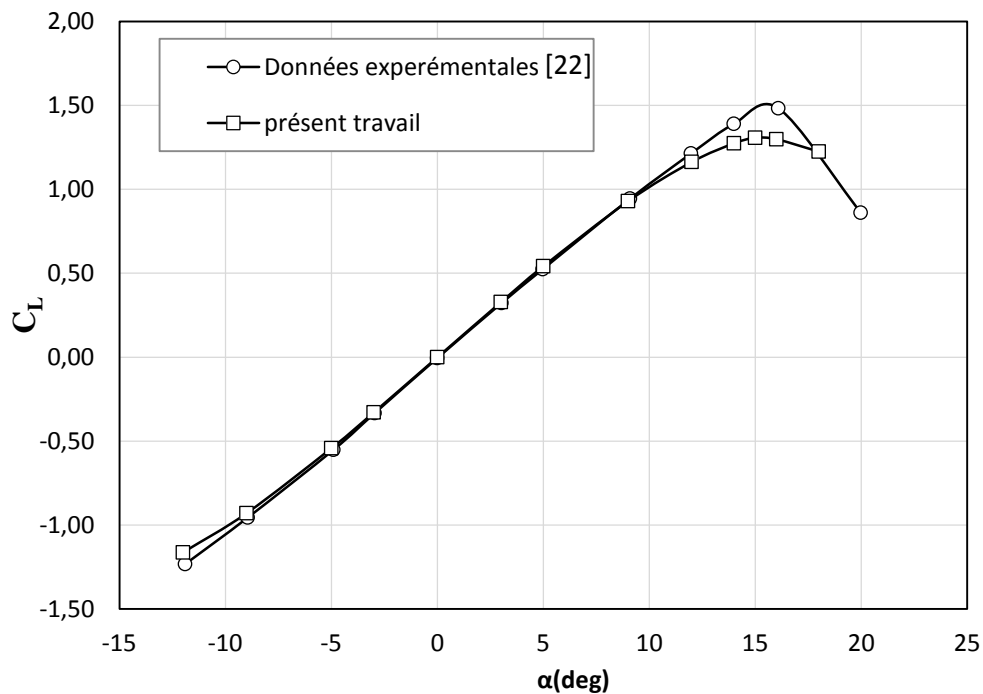


Figure IV.7: Comparaison du coefficient de portance entre les données expérimentales et les résultats numériques obtenus dans la présente étude.

IV.3.2 Effet du nombre de Reynolds sur le coefficient de portance

On a représenté sur la figure (IV.8) la variation du coefficient de portance en fonction de l'angle d'attaque pour des nombres de Reynolds différents ($Re = 10^6$, 3.10^6 , 5.10^6 et 8.10^6).

Il a été observé que :

- ✓ Pour les nombres de Reynolds étudié, les coefficients de portance augmentent linéairement avec l'angle d'attaque et leurs graphes présentent la même allure.

- ✓ L'augmentation du nombre de Reynolds, retarde le décrochage ce qui est expliqué par le déménagement du point de décrochage vers l'aval (bord de fuite).
- ✓ Pour un faible nombre de Reynolds ($Re = 10^6$), le coefficient de portance chute brusquement.

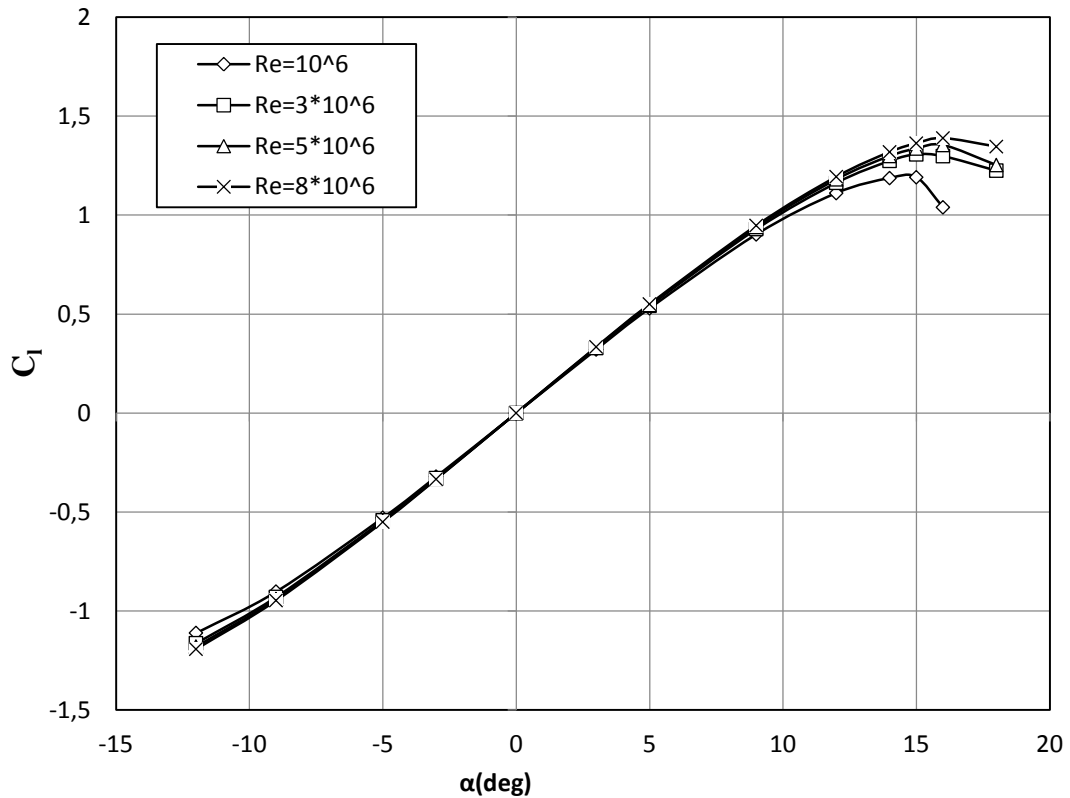


Figure IV.8: Evolution du coefficient de portance en fonction de l'angle d'attaque pour différents nombres de Reynolds.

IV.3.3 Effet de l'épaisseur relative sur le coefficient de portance

La figure (IV.9) présente la variation du coefficient de portance en fonction de l'angle d'attaque, pour une même valeur du nombre de Reynolds et pour différentes épaisseurs relatives.

Nous pouvons remarquer que :

- ✓ Les profils NACA0009, NACA0015 et NACA0012 décrochent respectivement pour des valeurs de $\alpha = 14^\circ$, 15° , 16° .
- ✓ Le profil NACA0012 montre des valeurs de portance légèrement supérieure à celle du profil NACA0015.
- ✓ pour les cas étudiés, l'épaisseur optimale du profil est 12% de la corde.

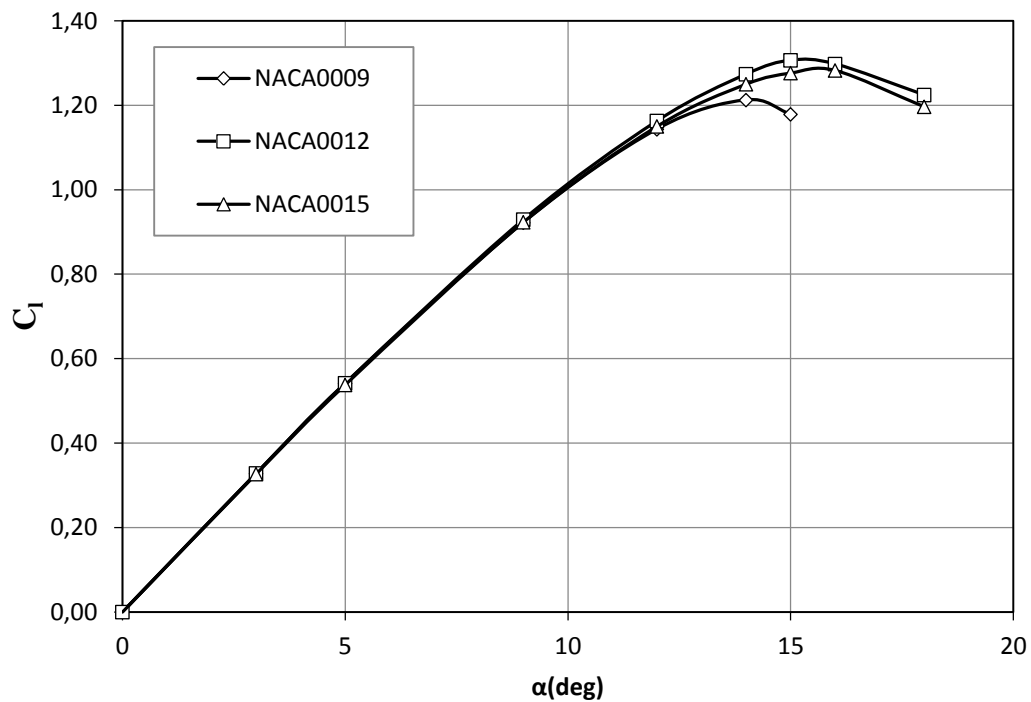


Figure IV.9: Variation du coefficient de portance en fonction de l'angle d'attaque pour différentes épaisseurs relatives.

IV.4 Coefficient de trainée

IV.4.1 Validation du coefficient de trainée

La figure (IV.10) ci-dessous montre les résultats obtenus lors des simulations numériques, comparées avec des données expérimentales [22], elle montre la variation du coefficient de trainée en fonction de l'angle d'incidence pour un profil NACA0012 et pour un nombre de Reynolds ($Re=3.10^6$).

On remarque que :

- ✓ La trainée varie corrélativement avec l'angle d'attaque.
- ✓ La courbe des trainées est symétrique par rapport à l'axe des ordonnées et passe par l'origine.
- ✓ La pente de la courbe des trainées s'accroît pour des valeurs relativement élevées de l'angle d'attaque ($\alpha \geq 15$) ce qui correspond à l'angle d'attaque.

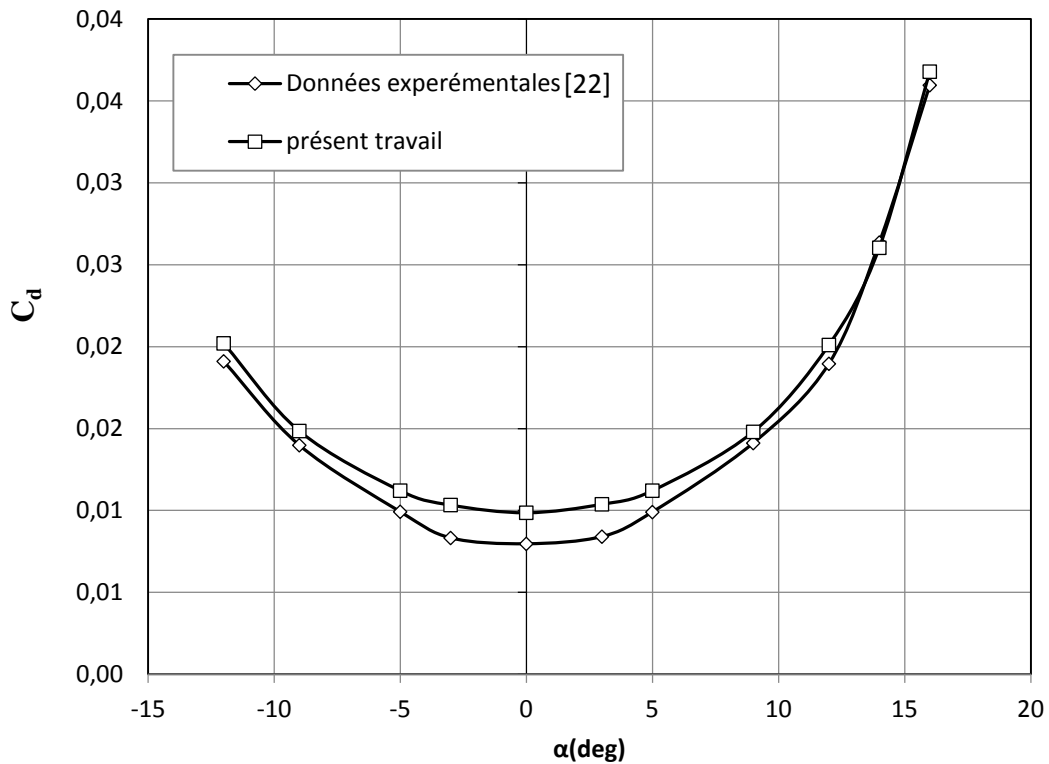


Figure IV.10: Comparaison du coefficient de trainée entre les données expérimentales et les résultats numériques obtenus dans le présent travail.

IV.4.2 Effet de nombre de Reynolds sur le coefficient de trainée

Sur la figure (IV.11) est représentée la variation du coefficient de trainée en fonction de l'angle d'attaque pour des nombres de Reynolds différents ($Re = 10^6$, $3 \cdot 10^6$, $5 \cdot 10^6$ et $8 \cdot 10^6$).

On remarque que :

- ✓ La trainée augmente avec l'augmentation de l'angle d'attaque.
- ✓ Les courbes des trainées sont symétriques par rapport à l'axe des ordonnées et ne s'annule pas pour des écoulements à incidence nulle.
- ✓ La pente de la courbe s'accroît au fur et à mesure que α augmente, puis s'accroît après le décrochage.

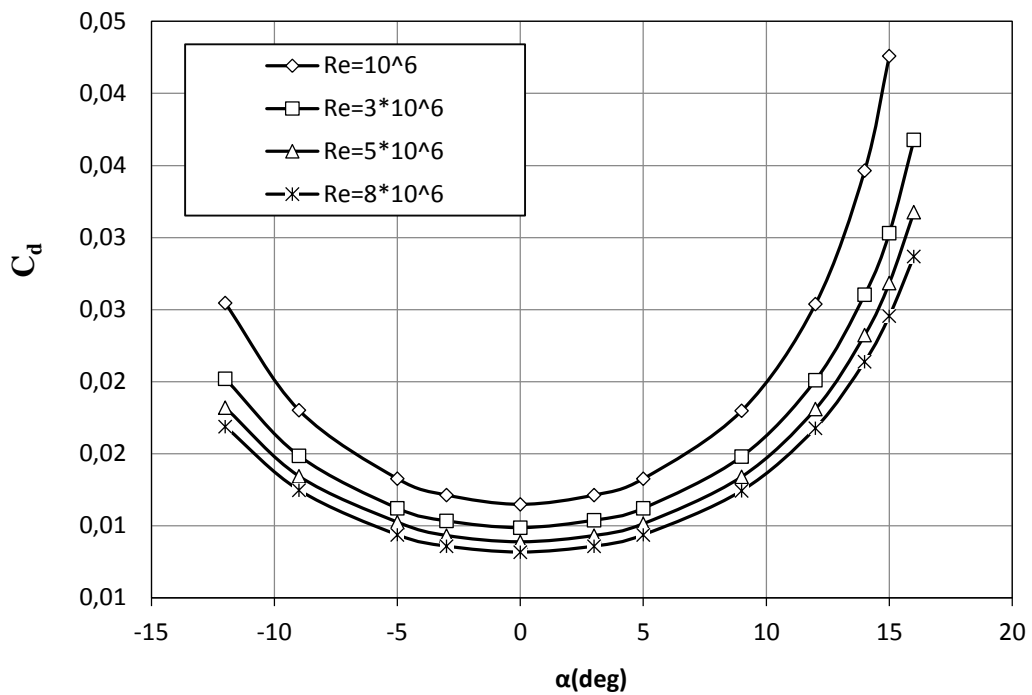


Figure IV.11 Coefficient de trainée en fonction de l'angle d'incidence pour différents nombres de Reynolds.

La figure (IV.12) montre la variation du coefficient de trainée en fonction du nombre de Reynolds pour un profil NACA0012 à un angle d'incidence ($\alpha=12^\circ$). Il a été constaté que le coefficient de trainée diminue corrélativement avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

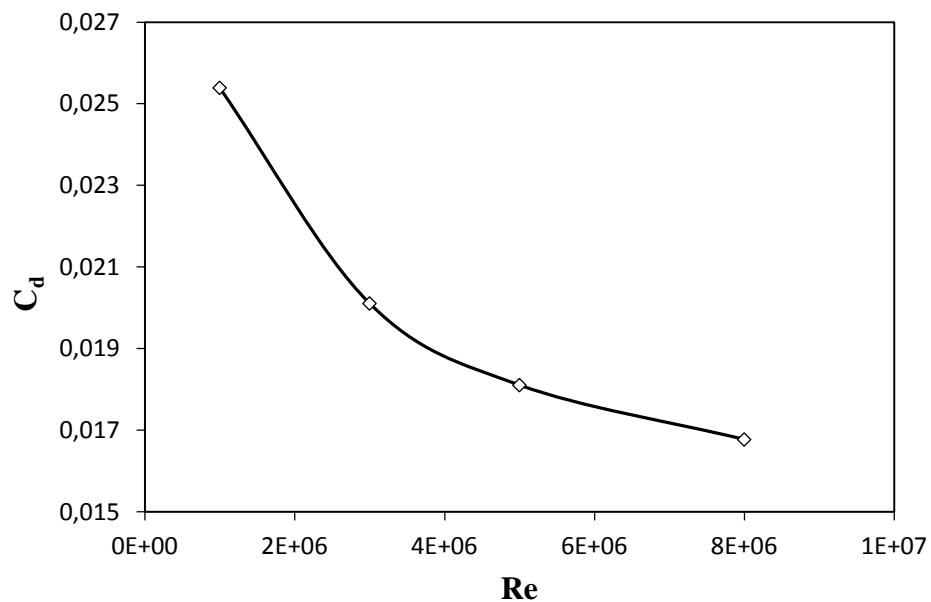


Figure IV.12 Variation du coefficient de trainée en fonction de nombre de Reynolds.

IV.4.3 Effet de l'épaisseur relative sur la variation du coefficient de trainée

La figure (IV.13) représente l'évolution du coefficient de trainée en fonction de l'angle d'incidence pour les profils NACA0009, NACA0012 et NACA0015 à un nombre de Reynolds ($Re=3.10^6$) et nous pouvons remarquer ce qui suit :

La traîne des trois profils varie parallèlement jusqu'à un angle donné (11°), au-delà duquel la traîne du profil 0009 augmente fortement par rapport au trainé des deux autres profils (0012 et 0015).

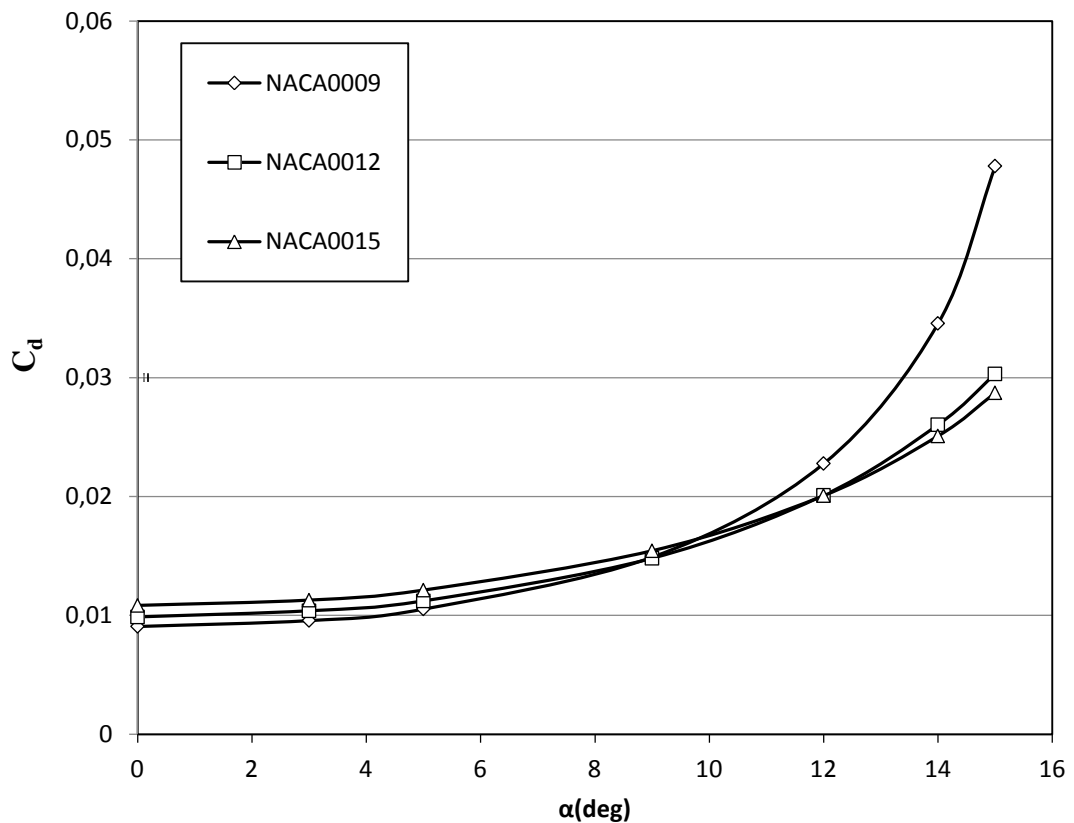


Figure IV.13 Evolution du coefficient de trainée en fonction de l'angle d'incidence pour les différentes épaisseurs relatives.

IV.6 Distribution de la vitesse

IV.6.1 Evolution du profil de vitesse sur le profil NACA0012

En premier lieu, la vitesse moyenne est nulle à la paroi à cause de la condition de non-glissement. Ensuite la vitesse augmente au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la paroi du profil jusqu'à atteindre la couche externe. Ce gradient de vitesse détermine l'épaisseur de la couche limite. Sur la figure (IV.14) suivante sont représentés les profils de vitesse, pour plusieurs stations, obtenus pour un nombre de Reynolds ($Re= 3.10^6$) et une incidence nulle. On remarque

que sur la figure (IV.14), l'épaisseur de la couche limite augmente le long du profil c'est-à-dire que l'épaisseur augmente en allant vers le bord de fuite. À une station $x/c = 0.3$, elle est de $Y=0.0055$ m , à la station $x/c=0.6$ elle est de $Y= 0.01$ m et à $x/c=0.9$, $Y= 0.017$ m.

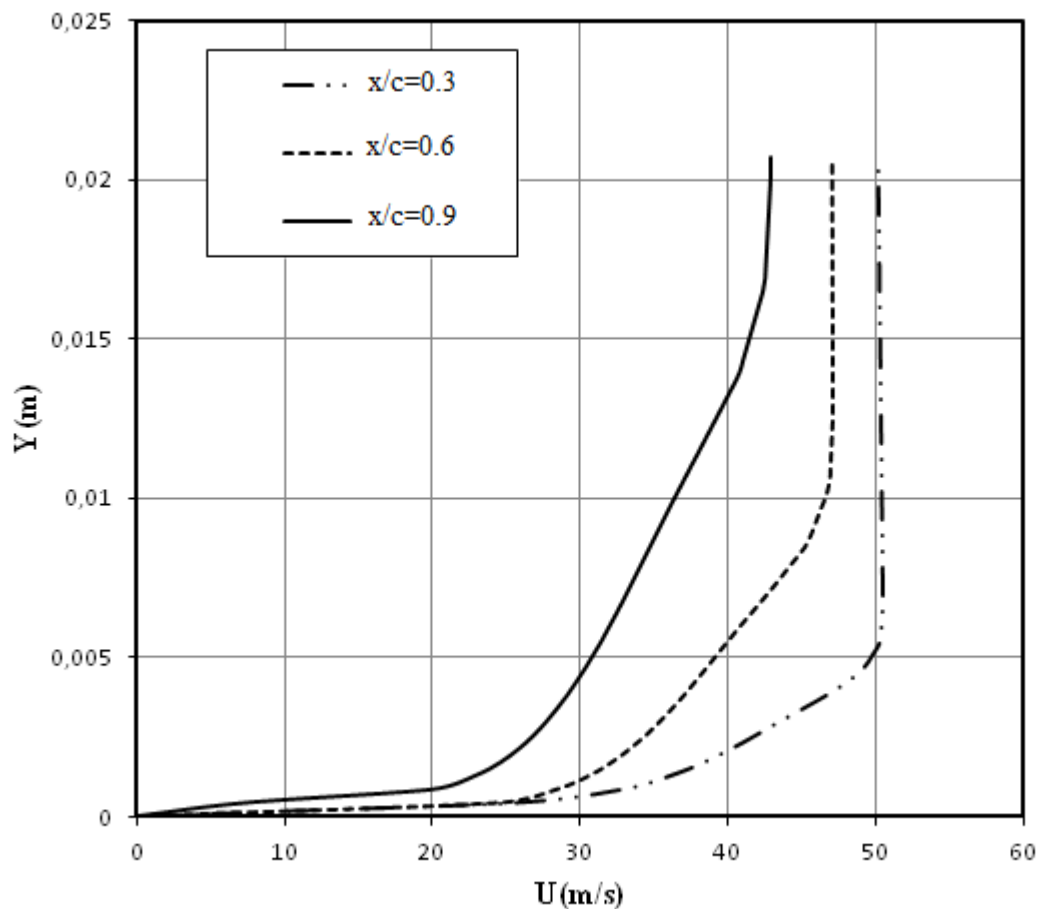


Figure IV.14 Distribution de la vitesse sur le profil NACA0012. $Re = 3.10^6$, $\alpha = 0^\circ$.

IV.6.2 Effet du nombre de Reynolds sur la distribution de la vitesse

La figure (IV.15) représente la distribution des profils de vitesse sur le profil NACA0012 à la même station $x/c=0.3$ pour différents nombres de Reynolds. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, l'épaisseur de la couche limite diminue ; augmenter Re revient à augmenter la vitesse c'est-à-dire accélérer les particules décélérées en proche paroi ce qui entraîne une diminution de la couche limite.

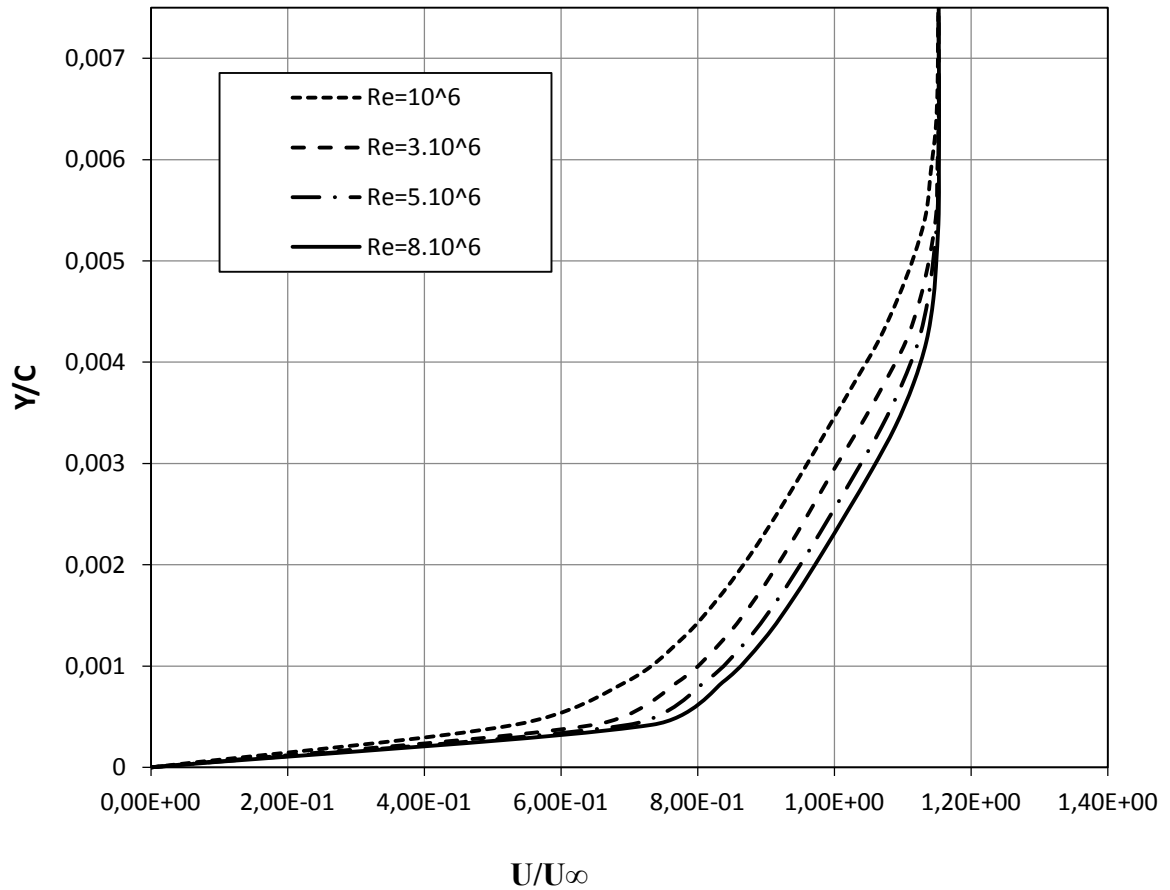


Figure IV.15: Distribution de la vitesse sur le profil NACA0012. $x/c = 0.3$, $\alpha = 0^\circ$.

IV.6.3 Effet de l'angle d'attaque sur la distribution de la vitesse

La figure (IV.16) représente les profils de vitesse sur le profil NACA 0012 à la station $x/c=0.5$ pour différents angles d'attaque ($\alpha = 3^\circ$, 5° et 9°). Lorsque l'angle d'attaque augmente, l'épaisseur de la couche limite augmente.

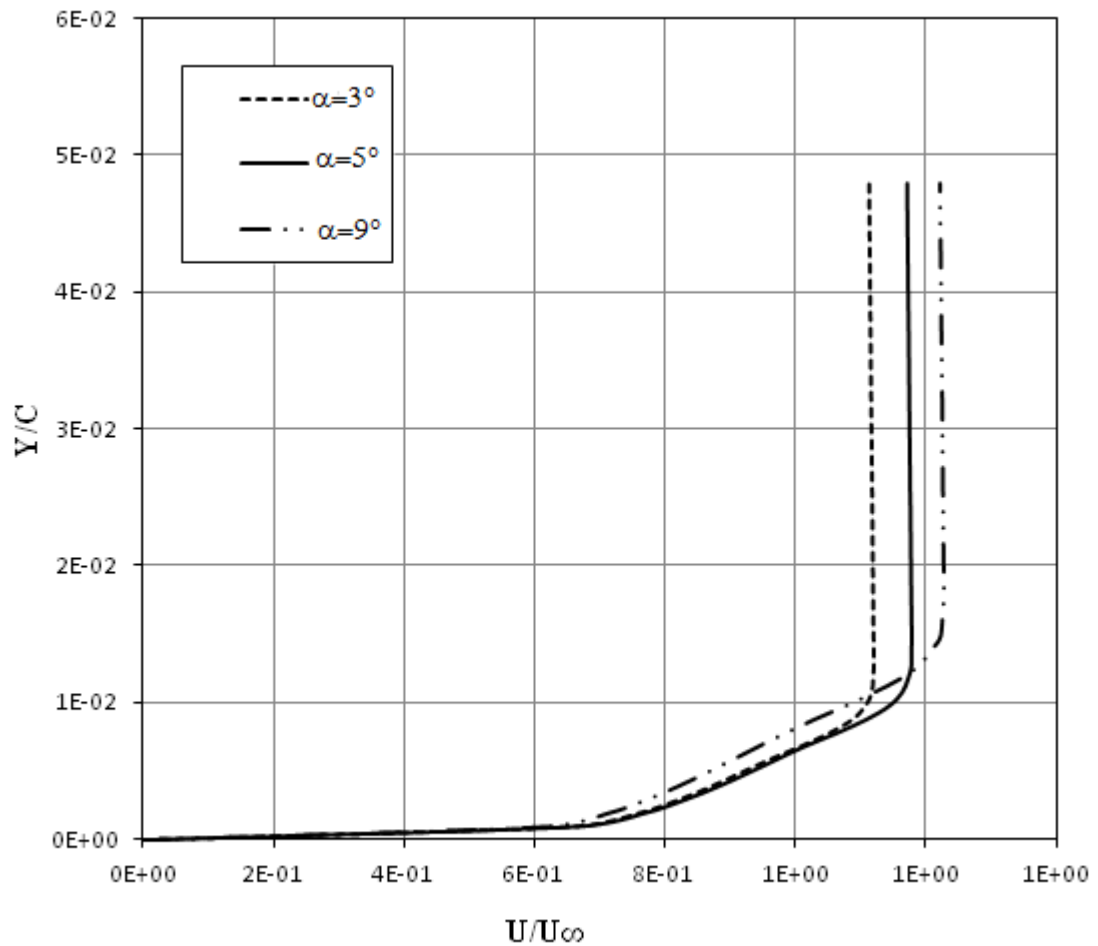


Figure IV.16: Distribution de la vitesse autour du profil NACA0012 pour différents angles d'attaque. $Re=3.10^6$.

La Figure (IV.17) représente les contours de vitesses pour différents angles d'attaques. On constate que contrairement à la distribution de la pression :

L'augmentation de l'angle d'attaque fait apparaître des vitesses élevées sur la surface supérieure du profil.

Le point de stagnation démeuble légèrement vers le bord de fuite pour de faibles angles d'attaques, puis se déplace rapidement au décrochage.

La vitesse au sillage diminue au fur et à mesure que l'angle d'attaque augmente jusqu'à atteindre le décrochage, puis elle diminue progressivement.

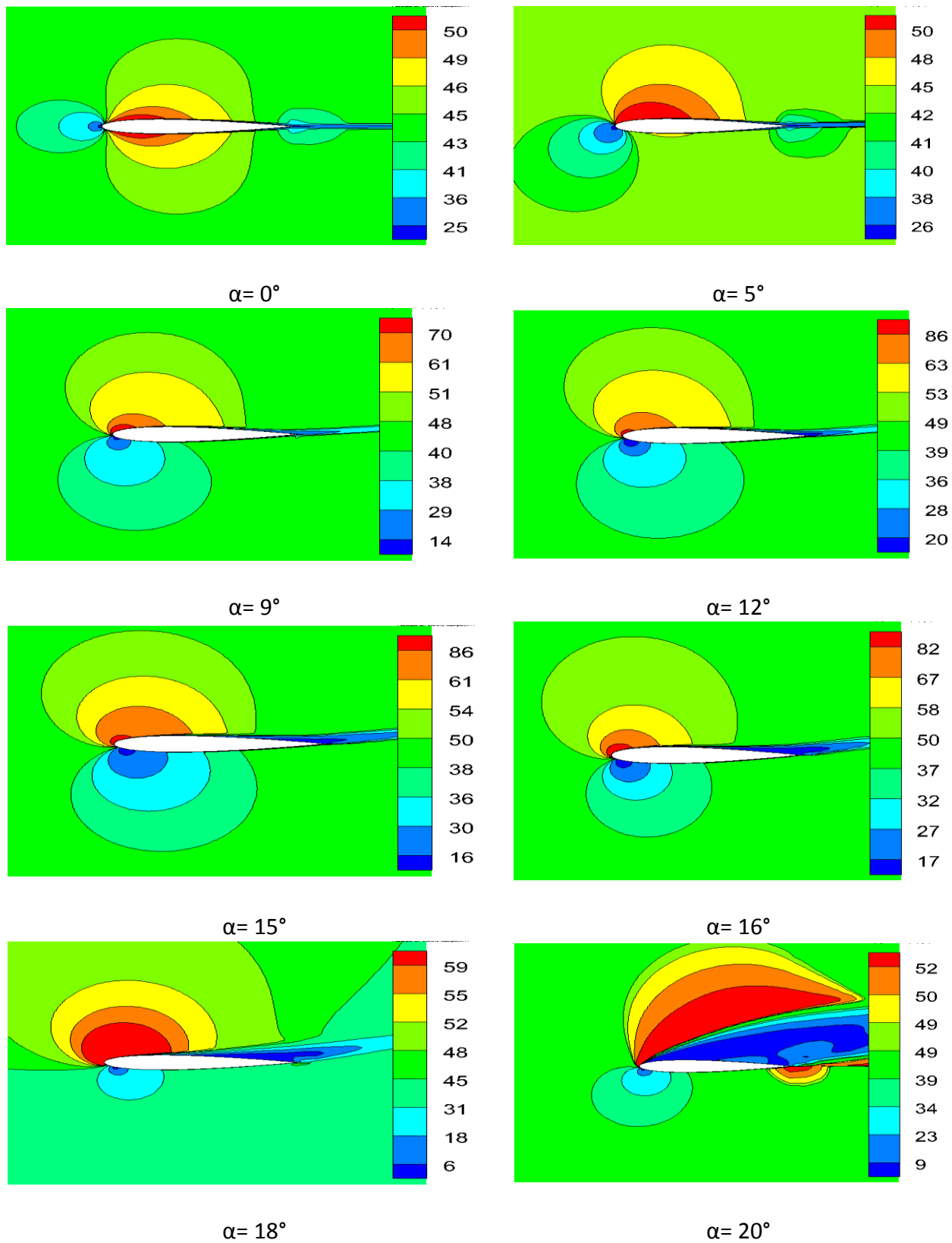


Figure IV.17 :Contour de vitesse sur le profil NACA0012 à $Re=3.10^6$ pour différents angles d'attaques.

La figure (IV.18) présente le champ du vecteur vitesse développé sur l'extrados pour deux cas, avant et après le décrochage. Sur la figure (a) on voit que la couche limite reste attachée le long du profil, les particules fluides sont soumises aux forces de viscosité qui sont prépondérante devant les forces d'inertie et à cause du frottement pariétal, la vitesse diminue pour s'annuler en aval et avec la dépression qui est due à l'augmentation de l'angle d'attaque la couche limite ne reste plus attachée, par suite le décollement se produit suivi par courant de retour figure (b).

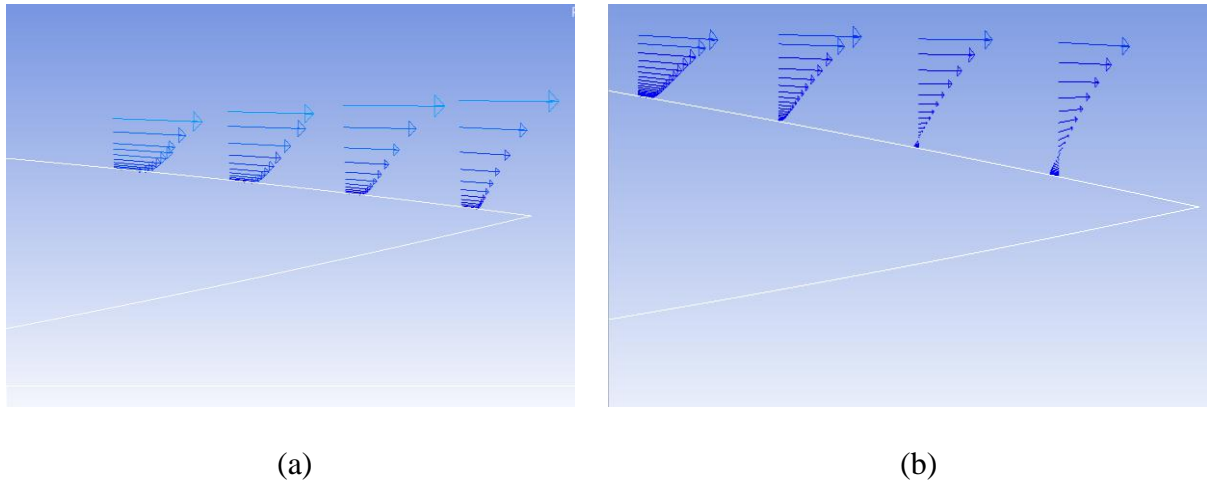


Figure IV.18: Champ de vitesse développé sur le profil NACA0012 avant et après le décrochage. $Re=3.10^6$.

IV.7 Finesse aérodynamique

IV.7.1 Effet du nombre de Reynolds sur l'évolution de la finesse

La figure (IV.19) représente l'évolution de la finesse en fonction de l'angle d'incidence pour des nombres de Reynolds différents ($Re=10^6$, 3.10^6 , 5.10^6 et 8.10^6). On remarque que les courbes de finesse augmentent on augmentant l'angle d'incidence jusqu'à atteindre le seuil ce qu'on appelle la finesse maximale à un angle d'incidence compris entre 9° et 10° , puis elles diminuent.

On peut aussi constater que les valeurs de la finesse augmentent avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

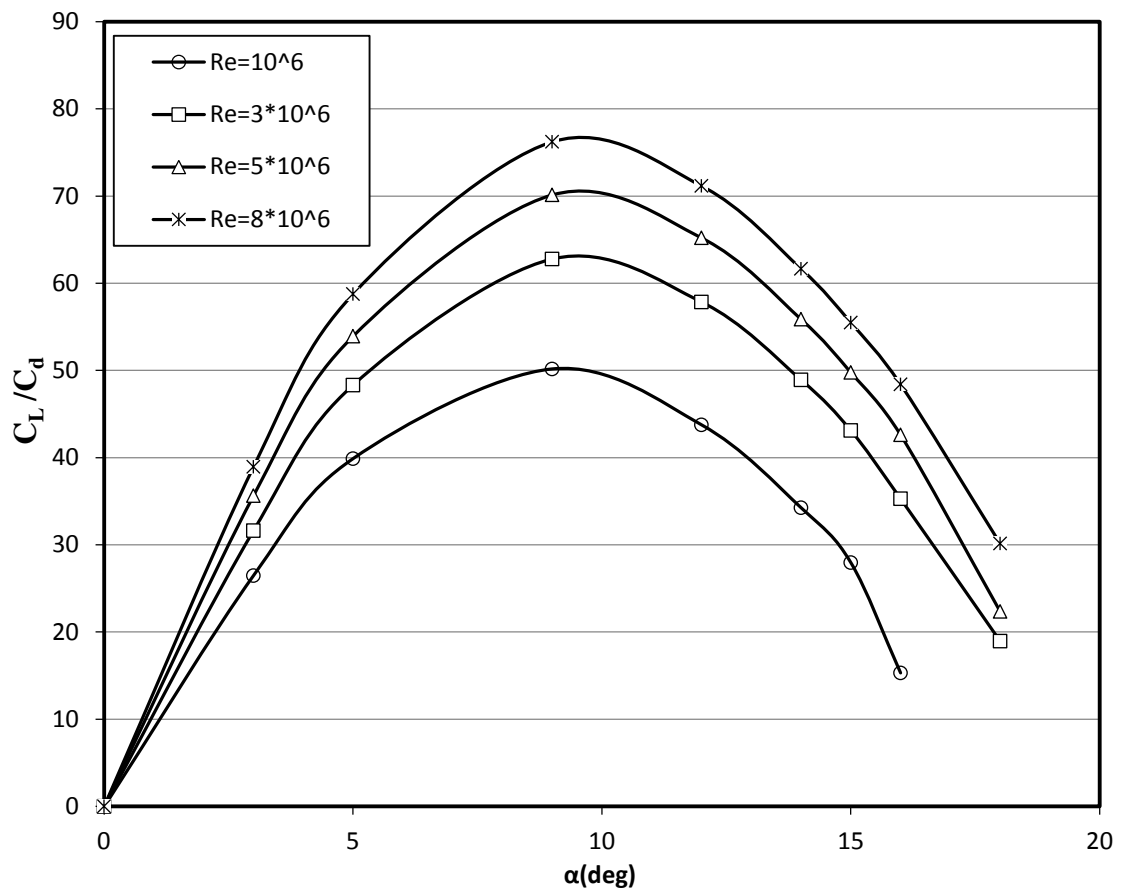


Figure IV.19 Evolution de finesse pour les différents nombres de Reynolds.

IV.7.2 Effet de l'épaisseur relative sur l'évolution de la finesse

La figure (IV.20) montre l'évolution de la finesse aérodynamique (C_L/C_d) en fonction de l'angle d'attaque, pour des épaisseurs relatives différentes (0009, 0012 et 0015), nous pouvons constater que :

L'angle optimal des trois profils est compris entre 9° et 11° , et que le profil a 12% d'épaisseur relative montre une finesse maximale supérieure aux deux autres.

Pour les angles d'attaques inférieurs à 8° la meilleure finesse est celle du profil NACA0009, au-delà de 8° est le plus mauvais vu que leur finesse diminue progressivement.

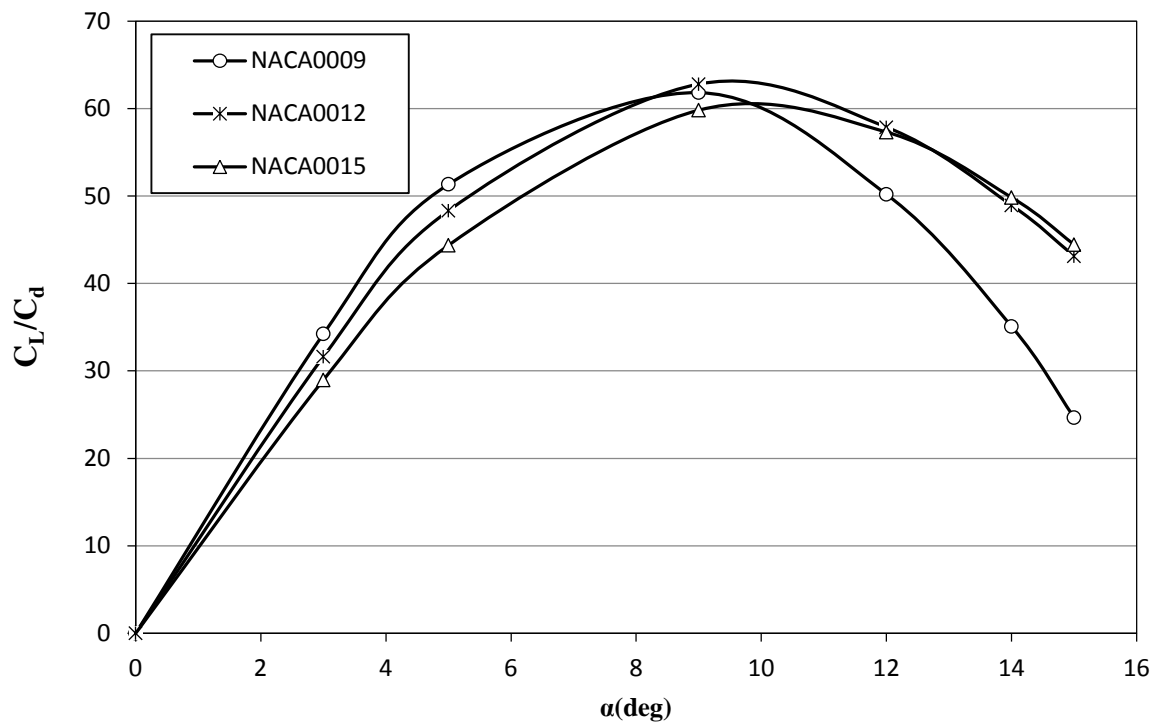


Figure IV.20 Evolution de la finesse pour différentes épaisseurs relatives. $Re=3.10^6$.

IV.8 Lignes de courant

La figure (IV.21) montre les lignes de courant autour du profil NACA0012 avant et après le décrochage. Nous pouvons constater que avant le décrochage les lignes de courants sont collées au profil et parallèles entre elles ($\alpha=14$), au début du décrochage la ligne adjacente au profil commence à se décoller ($\alpha=16$), puis le point de décrochage déménage vers l'extrados pour donner naissance à une zone de recirculation ($\alpha=18$), ensuite le point de décrochage arrive au bord d'attaque et la zone de recirculation enveloppe tout l'extrados.

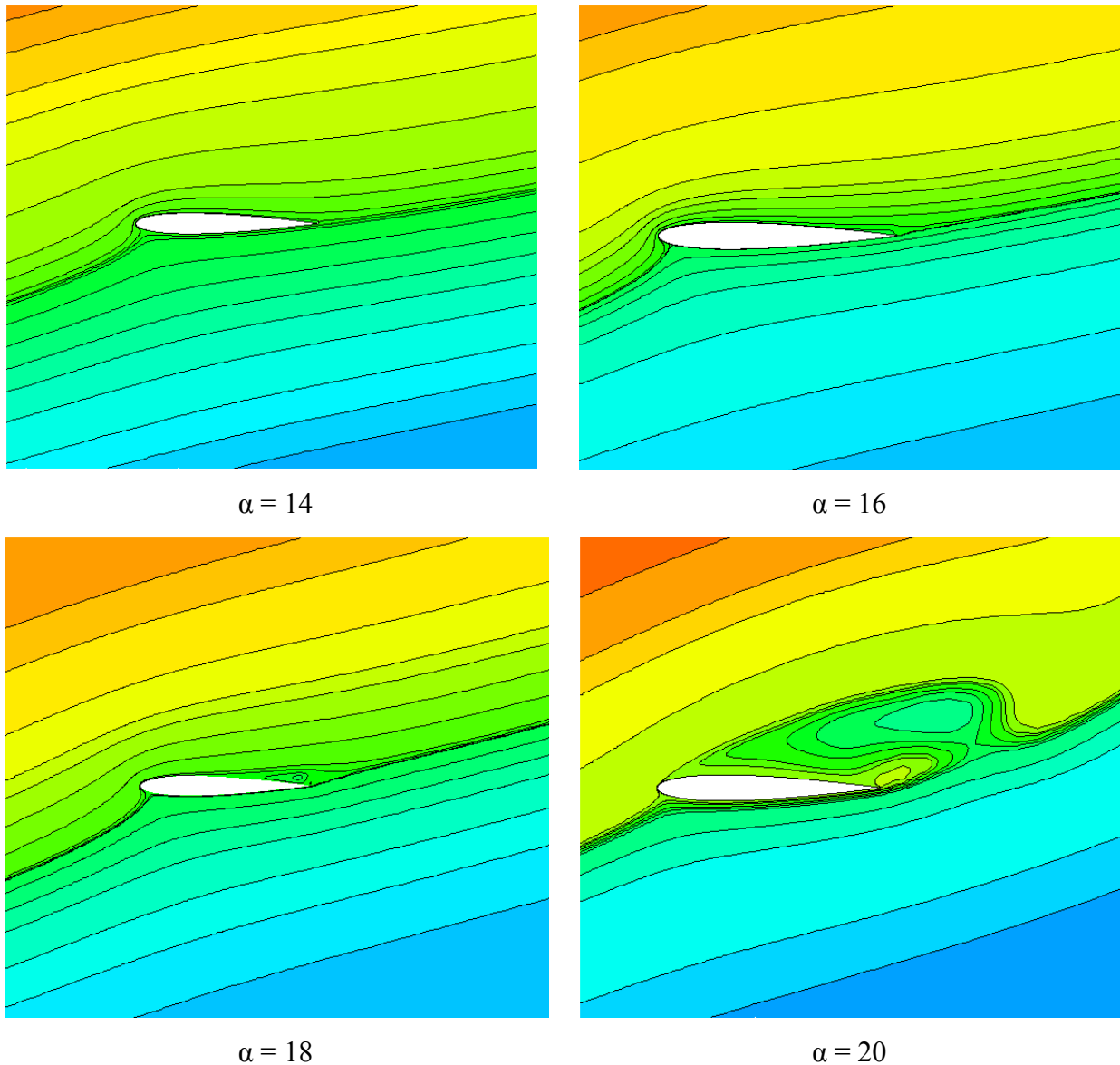


Figure IV.21 Lignes de courant pour avant et après le décrochage.

IV.9 Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons présenté les résultats de simulations numériques pour un écoulement autour de profils aérodynamiques avec un code de calcul à volumes finis, nous avons fait une étude comparative entre nos résultats et les résultats retrouvés expérimentalement, puis nous avons étudié le comportement des caractéristiques aérodynamiques des profils pour différentes configurations de Reynolds et d'épaisseurs.

Conclusion générale

Conclusion générale

Les écoulements autour des profils aérodynamiques portant sont un domaine de recherche à la fois vaste et complexe, dans lequel nous nous sommes choisi de traité un cas stationnaire incompressible et isotherme autour d'un profil bidimensionnel, biconvexe, symétrique, qui est un cas académique relativement simple.

L'écoulement est turbulent, gouverné par les équations de Navier Stokes moyennées. Le modèle de fermeture utilisé est le **k- ω sst** qui est parmi les modèles de fermeture les mieux adaptés pour les écoulements regroupant les zones proche et loin de la paroi. Les simulations ont été réalisées dans un code de calcul a volume fini, cette approche a déjà été validée par un bon nombre de travaux. Le schéma numérique utilisé est le schéma UPWIND de second ordre,

Le choix du maillage revenait à faire un compromis entre le temps de calcul et la précision, les logiciels de maillage traditionnel été peut adapter aux surfaces gauches et celles avec des pressions négatives, ce qui a nécessitait un logiciel de préprocesseur adapté, pour aussi faciliter l'application des conditions aux limites. Pour ce faire nous avons choisi ICEM, ceci a été un outil efficace permettant le passage du domaine physique à un domaine de calcul régulier.

Au cours du présent travail nous nous sommes axés sur l'étude des contours de vitesses et de pressions des caractéristiques aérodynamiques (C_l et C_d), d'un profil aérodynamique NACA0012 et nous concluons ce qui suit :

- Pour un même nombre de Reynolds (3.10^6), le coefficient de portance augmente linéairement avec l'angle d'attaque jusqu'à une valeur maximale, correspondant a l'angle critique ($\alpha=16^\circ$) au-delà du quelle le coefficient diminue brusquement, tandis que le coefficient de trainé augmente légèrement pour de faibles angles d'attaque, et augmente d'une manière exponentielle pour des angles au-delà de l'angle critique.
- Les profils de vitesse et de pression sont inversement proportionnels vu que l'augmentation de la vitesse entraine une diminution de la pression et vice-versa, et ce phénomène est très bien expliqué par le théorème de Bernoulli.
- Le nombre de Reynolds a peu d'effet sur la distribution de la pression autour du profil tandis que l'épaisseur amplifie le gardian de pression entre l'intrados et l'extrados.
- La finesse aérodynamique d'un profil est sensible à la variation du nombre de Reynolds, contrairement a l'épaisseur qui fait varier légèrement la finesse.

Références bibliographiques

- [01] Cours aérodynamique et mécanique du vol (TOME II). Equipe aéronautique France. 2003.
- [02] Turbomachines thermiques. ALBIN BOLCS. STOCKHOLM / LAUSANNE. 2006/1993 .
- [03] Exercices pour turbomachines thermiques. ALBIN BOLCS. STOCKHOLM / LAUSANNE. 2006/1993.
- [04] Profils, Grilles d'aubes et machines axiales (TOME II). R.REY et R. NOGUERA. Arts et métiers Paristech. 2008.
- [05] Merabet Amel. "Analyse des caractéristiques aérodynamiques d'une aile d'avion de différents profils sous l'effet des vitesses subsoniques". Thèse de Doctorat en Génie Mécanique université Mentouri de Constantine. 2012
- [06] Nahoui Azzedine. Contrôle de la couche limite laminaire incompressible bidimensionnelle autour d'un profil. Thèse magister en physique énergétique université Mentouri Constantine.2014.
- [07] Cherrad Adel-Eddine. "Etude de l'écoulement transsonique autour d'un obstacle". Thèse magister en physique énergétique université Mentouri Constantine. 2012.
- [08] Klaa Eftikhar. "Conception d'une aube de turbine à gaz en matériaux composites". Thèse du magister en Génie Mécanique université de Batna. 2015.
- [09] Thierry Faure . "Dynamique des fluides appliquée (application a l'aérodynamique)" Université Paris 6-Piere-et-Marie-Curie. Maison dunod.2007.
- [10] Raymond Comolet. "Mécanique expérimentale des fluides (dynamique des fluides réels, turbomachines)". Université Paris 6-Piere-et-Marie-Curie. Maison dunod.1999.
- [11] Franck Richcoeur. "Mécaniques des fluides (aérodynamique). Équation générale, écoulement laminaire et turbulent autour d'un profil, couche limite".2002.
- [12] Saadi Mohamed chérif. "Etude de la séparation de la couche limite sur un profil". Thèse magister en physique énergétique université Mentouri Constantine. 2012.
- [13] Sébastien Bourgois. "Etude expérimentale du décollement sur profils d'aile: analyse et contrôle". Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Poitiers, 2006. Français.
- [14] Julien Favier, Azddine Kurta. "Etude du contrôle du décollement sur un profil d'aile par mesure PIV et analyse POD". 2006.

- [15] Shantanu S. Bhat, Raghuraman N. Govardhan. "Stall flutter of NACA 0012 airfoil at low Reynolds numbers". 2013.
- [16] R. Azima, M. M. Hasan and Mohammad Ali. "Numerical investigation on the delay of boundary layer separation by suction for NACA 4412". 2014.
- [17] N. Ahmed, B.S. Yilbas, M.O. Budair. . "Computational study into the flow field developed around a cascade of NACA 0012 airfoils". Revised 26 January 1998
- [18] Sanjay Mittal , Priyank Saxena. "Hysteresis in flow past a NACA 0012 airfoil". Received 20 February 2001.
- [19] P. Wernert, G. Koerber, F. Wietrich, M. Raffel, J. Kompenhans. "Demonstration by PIV of the Non-Reproducibility of the Flow Field Around an Airfoil Pitching Under Deep Dynamic Stall Conditions and Consequences Thereof". Accepted June 14, 1996.
- [20] Novel Kumar Sahu, Mr.Shadab Imam. "Analysis of Transonic Flow over an Airfoil NACA0012 using CFD". Issue 4, April 2015.
- [21] Christophe Sarraf, Henda Djeridi & Jean-Yves Billard. "Effets d'épaisseur et couche limite sur profil portant". 05 Octobre 2011.
- [22] Douvi C. Eleni, Tsavalos I. Athanasios and Margaris P. Dionissios. "Evaluation of the turbulence models for the simulation of the flow over a National Advisory Committee for Aeronautics (NACA) 0012 airfoil". 14 February, 2012.
- [23] Prothin, Sebastien et Djeridi, Henda et Billard, Jean-Yves. "Effet d'un vortex sur le décollement d'une couche limite turbulente sur profil NACA0015 2D". 14 September 2010 - 17 September 2010.
- [24] MD. Safayet Hossain, Muhammad Ferdous Raiyan, Mohammed Nasir Uddin Akanda, Nahed Hassan Jony. "A comparative flow analysis of NACA6409 and NACA4412 aerofoil". 2014.
- [25] F. R. Menter, M. Kuntz and R. Langtry. "Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model". 2003.
- [26] David Munday, and Jamey Jacob. "Active Control of Separation on a Wing With Oscillating Camber". 2002

- [27] Gabriel Beaugendre - Mario Castillo - Matthieu logeais. Contrôle actif du décollement de la couche limite sur un profil subsonique. Bureau d'étude industriel. Toulouse. 2007.
- [28] Prothin, Sebastien and Djeridi, Henda and Billard, Jean-Yves. "Caractérisation par POD, issue des champs PIV non résolus en temps, des effets d'épaisseur sur le phénomène d'hystérésis au décrochage statique des profils NACA". 2009.
- [29] Yan Liu, Kailun Li, Jiazhong Zhang, Hang Wang, Liguang Liu. "Numerical bifurcation analysis of static stall of airfoil and dynamic stall under unsteady perturbation". Accepted 16 December 2011.
- [30] C. Hafien, A. Bourehla, T. Lili. "Simulation numérique d'un écoulement autour d'un profil d'aile muni d'un volet poreux". Bordeaux, 2013.
- [31] P-Y. Passaggia a et U. Ehrenstein. "Optimisation et contrôle d'une couche limite décollée". Besançon, 2011.
- [32] Cours de dynamique des fluides de M^r Nait Bouda. Université A.Mira de Béjaïa, 2015/2016.
- [33] Véronique Penin. "Interactions rotor-stator en turbine : étude de l'effet potentiel remontant". Thèse de Doctorat en Génie mécanique. Ecole doctorale MEGA. 2011.
- [34] Vincent Métivier. "Etude des oscillations auto-excitées d'un profil d'aile NACA0012 à des nombres de Reynolds transitionnels". Thèse doctorat. Faculté des sciences et de génie, université Laval Québec. 2012.
- [35] Cours de méthode numérique de Mr Hamouche. Université A.Mira de Béjaïa. 2015/2016.
- [36] Tousif Ahmed, Md. Tanjin Amin, S.M. Rafiul Islam et Shabir Ahmed. "Computational Study of Flow Around a NACA 0012 Wing Flapped at Different Flap Angles with Varying Mach Numbers". Volume 13 Issue 4 Version 1.0 Year 2013.

Résumé

Ce travail s'inscrit dans le contexte d'une analyse de l'écoulement subsonique incompressible autour d'un profil bidimensionnel NACA0012, Pour des angles d'attaques et des nombres de Reynolds et des épaisseurs relatives différentes. L'écoulement est obtenue en résolvant les équations stationnaires, de continuité et de quantité de mouvement combinées avec le modèle de fermeture $k-\omega$ SST, nous avons par la suite validé ce modèle par une comparaison entre nos résultats et les données expérimentales. Le but de ce présent travail est d'étudier le comportement des caractéristiques aérodynamiques pour différentes configurations. Le domaine de calcul est composé de 80 000 mailles correctement répartie.

Mots clés : NACA0012, écoulement subsonique, profil, angle d'attaque, nombre de Reynolds, épaisseur relative, caractéristiques aérodynamiques, couche limite.

Abstract

The analysis of the two dimensional subsonic flow over a NACA0012 (National Advisory Committee for Aeronautics) airfoil at various angles of attack and operating at a various Reynolds number and for various thickness of the airfoil. The flow was obtained by solving the steady-state governing equations of continuity and momentum conservation combined with turbulence models $k-\omega$ shear stress transport (SST) aiming to the validation of this model through the comparison of the predictions and the free field experimental measurements for the selected airfoil. The aim of the work was to show the behavior of the airfoil at these conditions. The computational domain was composed of 80 000 cells emerged in a structured way.

Key words: NACA0012, airfoil, aerodynamic coefficients, subsonic flow, angle of attack, Reynolds number, thickness, turbulence model, boundary layer.

ملخص

تحليل تدفق دون سرعة الصوت على الجنيح NACA0012, في زوايا مختلفة من الهجوم و تعمل في مختلف رقم رينولدز و سمك مختلف. تم الحصول على التدفق من خلال حل المعادلة الحفاظ على استمرارية والزخم جنباً إلى جنب مع نماذج الاضطراب $k-\omega$ SST. تهدف إلى التحقق من صحة هذا النموذج من خلال المقارنة بين التنبؤات و الساحة خالية القياسات التجريبية لجنيح المحدد. وكان الهدف من العمل لإظهار سلوك الجنيح في هذه الظروف وتألفت المجال الحسابي 80000 الخلايا ظهرت بطريقة منظمة ، مع الحرص على صقل الشبكة بالقرب من الجنيح من أجل إحاطة نهج الطبقة الحدية .

الكلمات الرئيسية : NACA0012 ، الجنيح ، معاملات الهوائية ، تدفق دون سرعة الصوت ، زاوية الهجوم، عدد رينولدز ، سمك ، نموذج الاضطراب، و الطبقة الحدودية .