

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

**UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES EXACTES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE**

**N° d'ordre :
Série:**

**MEMOIRE
PRESENTE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE MAGISTER EN PHYSIQUE
SPECIALITE : PHYSIQUE ENERGETIQUE
OPTION : PHOTOTHERMIQUE**

THEME

**ETUDE D'UN ECOULEMENT INCOMPRESSIBLE
AUTOUR D'UN PROFIL TOURNANT**

Par

LAZHAR BOUCHAOUR

SOUTENU LE : 25 / 05 /2011

Devant le jury :

| | | |
|--------------------|--------------------|---|
| Président: | N.ATTAF | Prof. Univ. Mentouri Constantine |
| Rapporteur: | L.BAHI | Prof. Univ. Mentouri Constantine |
| Examineurs: | A.MOKHNACHE | M.C. Univ. Mentouri Constantine |
| | T.BOUFENDI | M.C. Univ. Mentouri Constantine |

Remerciements

Le présent travail a été effectué dans le cadre du Magister au laboratoire physique énergétique sous la direction du Professeur L.BAHLI., à qui je tiens à adresser mes plus vifs remerciements pour avoir dirigé cette étude. Je lui exprime également ma sincère gratitude pour la confiance qu'il m'a témoignée tout au long de ce travail.

Je remercie aussi Monsieur N.ATTAF, Professeur à l'université Mentouri de Constantine qui a bien voulu présider mon jury de thèse.

Je remercie les membres du jury qui me font l'honneur d'examiner ce mémoire et de participer à mon jury de thèse, Messieurs A.MOKHNACHE et T.BOUFENDI Maîtres de conférences à l'Université Mentouri Constantine.

Je tiens à remercier également Monsieur A.BOUNCER pour l'aide qu'il m'a apportée. Enfin, je tiens à remercier tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

SOMMAIRE

page

Introduction

CHAPITRE 1 : Caractéristiques géométriques et aérodynamiques des profils

| | | |
|-------|---|----|
| 1.1 | Historique du développement du profil d'aile de type NACA | 3 |
| 1.2 | Génération des profils NACA..... | 4 |
| 1.2.1 | Famille des profils à quatre chiffres | 5 |
| 1.2.2 | Famille des profils à cinq chiffres | 6 |
| 1.2.3 | Famille de profils à six chiffres | 6 |
| 1.3 | Estimation de la traînée | 6 |
| 1.4 | Choix d'un profil | 7 |
| 1.5 | Caractéristiques géométriques d'un profil..... | 9 |
| 1.7 | Conclusion..... | 11 |
| 1.8 | Remarque..... | 11 |
| 1.9 | Coefficients aérodynamiques de portance et de traînée | 12 |

CHAPITRE 2 : Modélisation mathématique

| | | |
|-------|---|----|
| 2.1 | Equations de base..... | 14 |
| 2.2 | Changement de référentiel..... | 15 |
| 2.3 | Equation de Navier Stokes dans un référentiel tournant..... | 16 |
| 2.4 | Description du problème..... | 18 |
| 2.4.1 | Hypothèses | 18 |
| 2.5 | Adimensionalisation des équations..... | 21 |

CHAPITRE 3 : Résolution Numérique

| | | |
|-----|-------------------------|----|
| 3.1 | Introduction..... | 23 |
| 3.2 | Méthodes numérique..... | 23 |

| | | |
|-------|--|----|
| 3.3 | Le Maillage..... | 24 |
| 3.3.1 | Topologie du maillage | 25 |
| 3.4. | Génération du maillage..... | 26 |
| 3.5 | Transformation des équations..... | 28 |
| 3.6 | Discrétisation des équations..... | 30 |
| 3.6.1 | Volume élémentaire d'intégration | |
| 3.6.2 | Discrétisation de l'équation de continuité | |
| 3.6.3 | Discrétisation des équations du mouvement | |

CHAPITRE 4 : Analyse et discussion des résultats

| | | |
|-----|---|----|
| 4.1 | La simulation par le logiciel fluent..... | 34 |
| 4.2 | Effet de la vitesse de l'écoulement..... | 34 |
| 4.3 | Effet de la vitesse de rotation..... | 35 |
| 4.4 | Effet de la variation de l'épaisseur relative du profil | 35 |
| 4.5 | Effet de l'angle d'attaque..... | 36 |
| 4.6 | Distribution de vitesse sur un profil..... | 56 |

| | |
|------------------------|-----------|
| Conclusion..... | 65 |
|------------------------|-----------|

| | |
|---|-----------|
| Références bibliographiques..... | 67 |
|---|-----------|

NOMENCLATURE

| | |
|--------------------------------------|---|
| C : | longueur de la corde |
| C_p : | coefficient de pression = $\frac{p - p_{\infty}}{\frac{1}{2}\rho U_{\infty}^2}$ |
| C_d : | coefficient de traînée |
| C_l : | coefficient de portance |
| Re : | nombre de reynolds |
| u,v,w : | composantes de la vitesse suivant x,y,z |
| x,y,z : | coordonnées cartésiennes |
| U_∞ : | vitesse de l'écoulement infini |
| Φ₁ : | le potentiel pour un écoulement plan stationnaire autour d'un cylindre |
| Ω : | vitesse de rotation |
| ξ,η : | coordonnées curvilignes |
| J : | le jacobien |
| ξ_x,ξ_z : | les paramètres métriques |
| η_x,η_z : | les paramètres métriques |
| P : | pression statique |
| U^c : | vitesse contravariante suivant ξ |
| V^c : | vitesse contravariante suivant η |
| ν : | Coefficient de viscosité cinématique de l'air |
| δ : | épaisseur de la couche limite |
| α : | angle d'attaque |

INTRODUCTION

Introduction

L'étude des écoulements bidimensionnels autour des profils tournants est d'une grande importance compte tenu des diverses applications scientifiques et industrielles qu'on peut leur associer tels que l'aérodynamique dans le domaine de l'avion civil ou dans les turbomachines. Ces écoulements sont modélisés par des équations de Navier Stokes, en général, Les calculs et les simulations numériques sont essentiels et permettent d'avoir les prédictions des résultats ce qui est d'une grande utilité devant la complexité de la réalisation des expérimentations. Il y a là deux problèmes de fond: la technologique concernant la réalisation de ces profils et la physique s'occupant d'étudier l'influence de ces profils sur les paramètres de l'écoulement. Physiquement, le plus intéressant de ces paramètres est le phénomène de décollement de la couche limite sur une paroi d'un profil immergé dans le fluide en écoulement.

Le contrôle du décollement de la couche limite, autour d'un profil, trouve des applications nombreuses et variées dans diverses configurations aéronautiques. Celui-ci a l'aptitude à retarder ou à supprimer le phénomène de décollement et conduit par conséquent à améliorer le niveau de portance, et à réduire la traînée générée sur les engins aéronautiques. Ce qui représente des enjeux économique et technologique évidents. De nombreuses études ont jusqu'ici été menées sur le plan expérimental pour tester l'efficacité des différents actionneurs capables de contrôler le décollement [1].

D'autres études sont menées dans le but de réduire la force de traînée. Ceci mène simultanément à une diminution du coefficient de frottement C_f et à la variation de la distribution de pression le long de la surface de corps, Sous l'influence de ces forces, le point de décollement se décale vers l'aval du point de stagnation, et par conséquent la zone de la partie décollée se réduit et tend à disparaître, et les coefficients de traînée et de pression se réduisent aussi.

il est évident qu'à de petits nombres de Reynolds, le frottement domine la force de traînée, mais pour les grands nombres de Reynolds ce rapport devient plus petit, et la réduction de C_p peut mener à une réduction de toute la force de traînée.

Les écoulements turbulents autour d'obstacles sont rencontrés dans de nombreuses applications industrielles. Les simulations numériques présentées dans cette étude concernent le contrôle de l'écoulement laminaire incompressible autour d'un profil tournant. Cet écoulement représente un problème classique en mécanique des fluides

et a été abondamment étudié expérimentalement et numériquement depuis 60 ans[2]. La plupart des régimes de l'écoulement, qui dépendent du nombre de Reynolds, sont connus. Le régime pleinement turbulent (décollement turbulent et disparition des allées tourbillonnaires) est atteint pour de très hauts nombres de Reynolds de l'ordre de 5×10^5 . Le décollement de couche limite étant générateur de perte de portance et d'augmentation de traînée, il faut chercher à la réduire. Différentes solutions ont été apportées à ce problème, en particulier en aéronautique.

Dans ce travail on envisage la solution qui peut agir sur le fluide d'une manière à modifier son écoulement. On se propose de traiter numériquement l'étude de la couche limite se développant sur la paroi d'un profil symétrique de type NACA. Pour se démarquer de la singularité existante à l'origine de la naissance de la couche limite et de normaliser les coordonnées perpendiculaires à la paroi dans un domaine d'intégration rectangulaire, la simulation numérique de l'écoulement sera menée, en effectuant un changement de variables approprié [3].

Ce travail est intéressé à l'analyse d'une couche limite laminaire, incompressible, stationnaire autour d'un profil symétrique de type NACA en rotation, pour la résolution de ce problème on a fait une simulation numérique basé sur la méthode des volumes finis on utilisant le code commercial Fluent 6.1.

L'objectif reste toujours la réduction de la traînée et par conséquent l'amélioration des performances ou un gain énergétique.

La thèse est repartie en quatre chapitres. Dans le premier chapitre, on présente l'historique de développement du profil d'aile de type NACA, génération des profils NACA, estimation de la traînée, le choix d'un profil ainsi que leurs caractéristiques géométriques et aérodynamiques.

Au deuxième chapitre, la modélisation mathématique du problème est présentée. Cette modélisation est basée sur les équations de la couche limite sur un profil tournant.

Au troisième chapitre, on présente la méthode numérique pour résoudre le problème, la technique de génération de maillage, ainsi la transformation des équations du mouvement en coordonnées curvilignes ensuite leur discrétisation.

Dans le quatrième chapitre, on présente l'analyse et discussion des résultats obtenus.

CHAPITRE 1

Caractéristiques géométriques et aérodynamiques des profils

1.1 – Historique du développement du profil d'aile de type NACA

En 1915, un comité a été formé aux états unis d'Amérique, afin d'accélérer la technologie en aviation, connu sous le nom de comité consultatif national de l'aéronautique (NACA) et dont l'actuelle appellation est NASA (National Administration of Space and Aeronautics). Les membres du comité, ont reconnu entre autre, la nécessité de développer efficacement les ailes d'avion.

Les scientifiques de la NASA ont permis par des changements apportés à la géométrie de l'aile, des améliorations dans les performances aérodynamiques qui n'ont pas pu être obtenues auparavant. après avoir fait des recherches intensives sur les ailes, ce comité a publié son numéro avec une série d'ailes à quatre chiffres. Dans cette série, on retrouve quatre chiffres qui définissent la forme générale de l'aile. Le premier chiffre indique la courbure maximale en pourcentage de la corde, le deuxième chiffre précise la position de la courbure maximale en dixièmes de la corde et les 3, 4 derniers chiffres indiquent l'épaisseur maximale en pourcentage de la corde. Par exemple, un profil NACA 2314 a une courbure maximale de 2 pour cent de la longueur de la corde indiquée par le premier chiffre. Le maximum de courbure est situé à une distance de 3/10 de la corde à partir du bord d'attaque, représenté par le deuxième chiffre et l'épaisseur maximale de l'aile est de 14 pour cent de la corde de l'aile, indiqué par les deux derniers chiffres.

NACA en outre, a étudié l'effet de la forme aérodynamique sur les caractéristiques aérodynamiques du profil afin d'accroître la portance et réduire la traînée. Ceci a abouti à des profils NACA à cinq chiffres comme par exemple NACA 23012. De même que dans les séries à quatre chiffres, le premier chiffre et les deux derniers chiffres indiquent respectivement la courbure et l'épaisseur maximales. Cependant, le second et le troisième chiffres indiquent le double de l'abscisse de la courbure maximale, 15 pour cent de la corde [4].

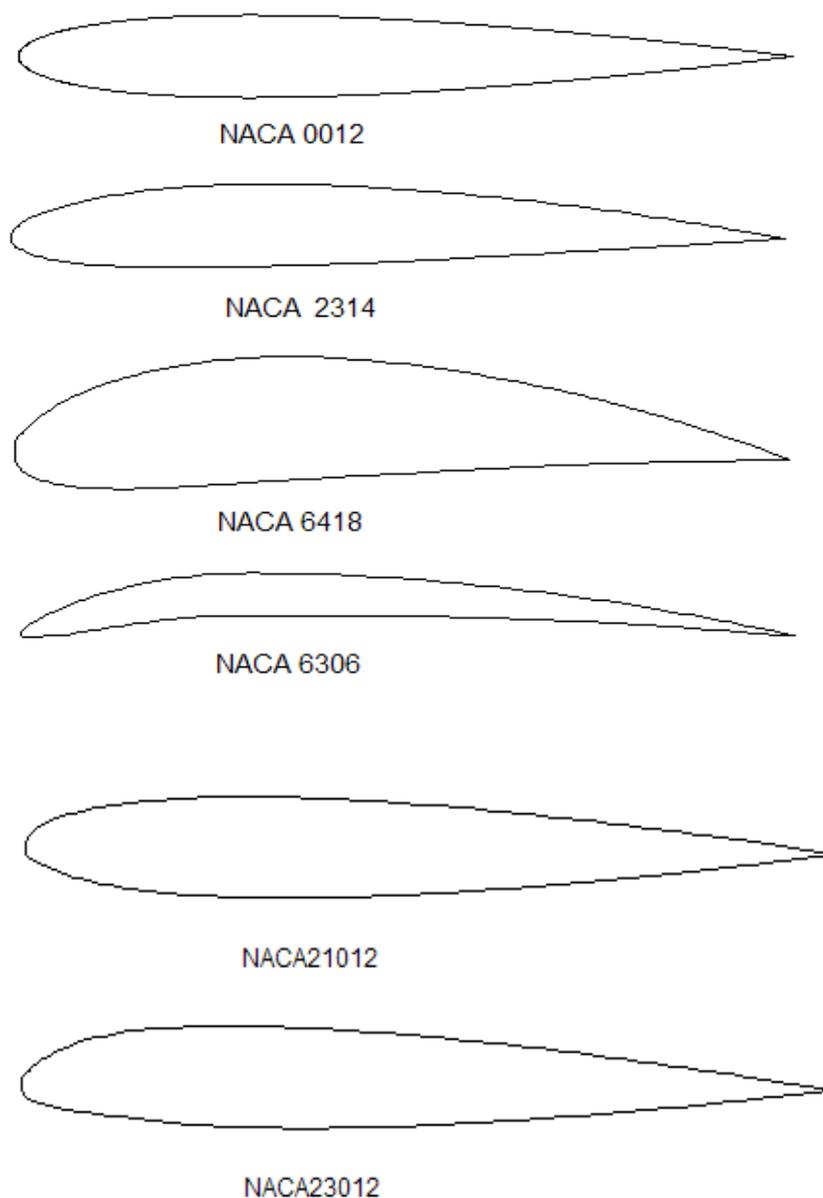


Figure 1-1 : différents types de profils NACA

1.2 – Génération des profils NACA

Le comité NACA (National Advisory Committee for Aeronautics), prédécesseur de la NASA, a étudié différentes familles de profils répondant à diverses applications. Parmi celles-ci, on peut distinguer la famille des profils à quatre chiffres, celle à cinq chiffres et les profils laminaires portant la désignation NLF. Dans notre étude, on s'intéressera principalement aux profils à quatre chiffres [5].

1.2.1– Famille des profils à quatre chiffres

Dans cette famille, un profil est représenté par quatre chiffres. Le premier indique la cambrure ou courbure relative maximale en pourcentage de la corde ; le deuxième représente la position de cette cambrure en pourcentage de la corde et les deux derniers spécifient l'épaisseur relative maximale en pourcentage de la corde. Par exemple, dans le cas du profil 4412 :

- Le 4 indique la cambrure maximale (4%)
- Le deuxième 4 indique la position de la cambrure maximale (40%)
- Le 12 indique l'épaisseur relative maximale (12%)

Remarquons qu'un profil symétrique sera du type 00xx.

Nous allons maintenant voir les formules permettant de calculer les coordonnées des points d'un profil. Dans le cas des profils symétriques de cette famille, on se sert de l'expression suivante [5] :

$$\pm y = \frac{t}{0.2} (0.2969\sqrt{x} - 0.1260x - 0.3537x^2 + 0.243x^3 - 0.1015x^4)$$

Où t est l'épaisseur relative maximale du profil

Et le rayon de courbure du bord d'attaque est donné par $r = 1,1019 t^2$

Pour le cas des profils cambrés, la forme géométrique de la cambrure moyenne est représentée par deux paraboles :

$$y_c = \frac{y_A}{x_A^2} x(2x_A - x) \quad 0 \leq x \leq x_A$$

$$y_c = \frac{y_A}{(c - x_A)^2} (c - x)(c + x - 2x_A) \quad x_A \leq x \leq c$$

Où le point A (x_A, y_A) situé à la distance où la flèche est maximale, représente le point commun des deux paraboles. remarquons que y_A représente la cambrure maximale et que x_A donne sa position.

L'équation de la forme géométrique d'un profil cambré est donc :

- Pour l'extrados :

$$x_e = x - y_t \sin q$$

$$y_e = y_c + y_t \cos q$$

- Pour l'intrados :

$$x_i = x + y_t \sin q$$

$$y_i = y_c - y_t \cos q$$

Avec, y_t identique à celui des profils symétriques et $q = \frac{dy_c}{dx}$

1.2.2– Famille des profils à cinq chiffres

Dans cette famille, cinq chiffres caractérisent les profils. Le premier représente la courbure relative maximale, les deux suivants indiquent le double de sa position relative du bord d'attaque et les deux derniers spécifient l'épaisseur relative maximale.

1.2.3– Famille des profils à six chiffres

On prendra un exemple d'un profil à six chiffres le NACA66₂-215 :

- Le premier 6 désigne la série des profils laminaires.
- Le deuxième 6 représente la position relative de la pression minimale (60%)
- L'indice 2 indique le maximum du coefficient de portance pour laquelle il existe un gradient de pression favorable ($C_l=0,2$)
- Le 2 représente le coefficient de portance à l'incidence nulle ($C_l=0,2$)
- Le 15 représente l'épaisseur relative maximale (15%)

La série des profils laminaires est souvent recommandée dans la conception des ailes d'avions subsoniques modernes [6].

Dans notre étude, on s'intéressera principalement aux profils à quatre chiffres en particulier à des profils symétriques tels que NACA0012 et NACA009.

1.3 – Estimation de la traînée

Il a toujours été un objectif théorique de l'aérodynamique en conjonction avec la dynamique des fluides, de prévoir les valeurs des coefficients de portance et de traînée à partir des équations de base et des notions de sciences physiques. Toutefois, les hypothèses de simplification sont généralement nécessaires. Par conséquent, lorsque les résultats théoriques sont obtenus, ils ne sont généralement pas exactes. L'emploi des outils CFD de haute fidélité

sur ordinateur de haute performance de nos jours, nous rapproche beaucoup plus de la précision des calculs de ces caractéristiques aérodynamiques, mais il y a encore des limitations imposées par les méthodes numériques elles-mêmes, le stockage et la vitesse actuelle des ordinateurs qui ne sont pas toujours suffisantes pour résoudre les nombreux problèmes complexes en aérodynamique, surtout pour des angles d'attaque et des nombres de Mach élevés.

Aujourd'hui, les concepteurs n'ont pas besoin de résoudre les équations de l'écoulement à partir de zéro, vu la disponibilité de logiciels commerciaux CFD.

Ces logiciels peuvent simuler des écoulements autour d'aile et de produire des résultats fiables sous différentes conditions. Parmi les codes CFD commerciaux existants, on citera le code Fluent développé par Fluent Incorporation.

Beaucoup d'outils de maillage, sont également disponibles pour compléter ces codes, y compris le solveur Gambit par Fluent Inc. [4].

1.4 – Choix d'un profil

Bien que la NASA a développé une large gamme de profils NACA modernes, les ailes sont conçues en fonction de leur application. Parfois, les contraintes de conception peuvent conduire à des formes d'ailes non conventionnelles. Dû à une large gamme de conditions d'exploitation et des contraintes, la conception de l'aile et son optimisation sont nécessaires.

Ainsi le progrès majeur dans les performances de l'avion, peut être obtenu avec une combinaison des concepts qui combinent des technologies avancées.

Les surfaces portantes planes employées au début de l'aviation pour la réalisation des ailes d'avion sont apparues rapidement moins efficaces que les surfaces courbes. Des expériences aérodynamiques effectuées en soufflerie ont montré qu'une surface courbe est plus porteuse à superficie égale qu'une surface plane.

De plus la construction exige que les ailes aient une certaine épaisseur et l'on a été conduit à rechercher des volumes (et non plus des surfaces sans épaisseur) réunissant les meilleures Conditions de portance et de pénétration. C'est ainsi que l'on est arrivé à adapter un profil aérodynamique.

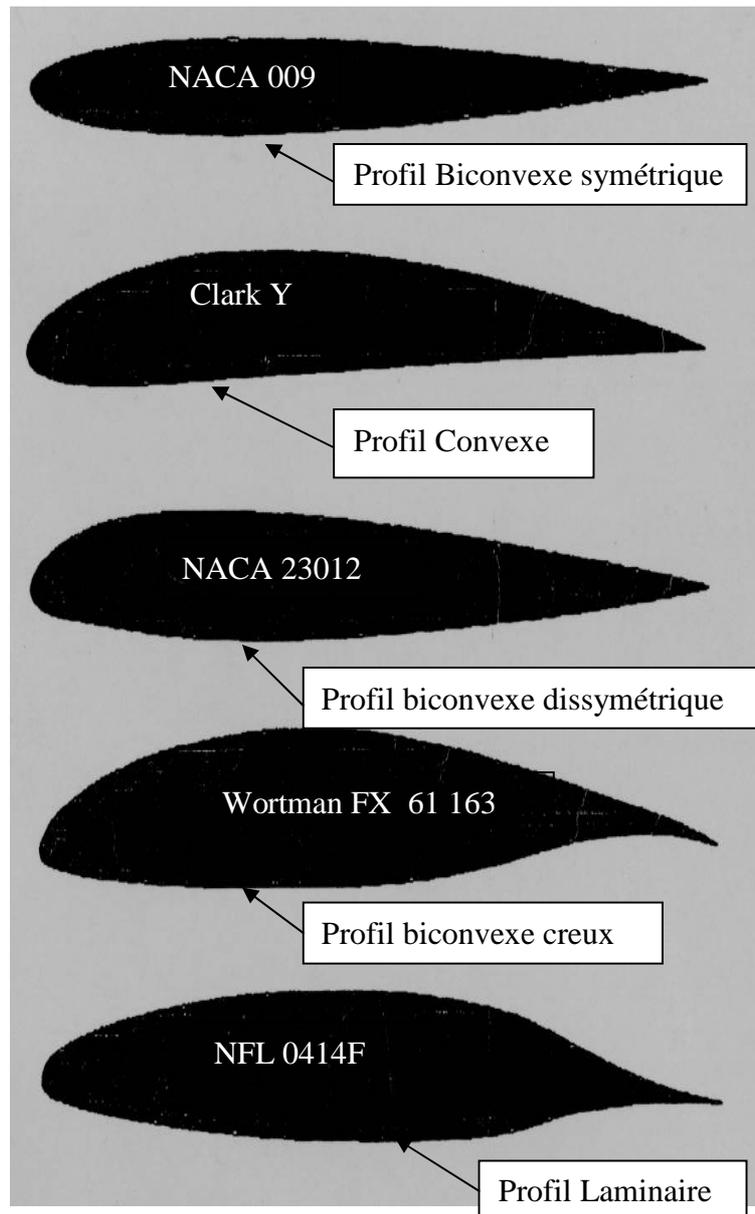


Figure1-2 : types de profils

* N.A.C.A National advisory committee for aeronautic.

On peut également les classer par épaisseur.

- Profil mince jusqu'à 8%
- Profil semi-épais 8 à 15%
- Profil épais > à 15%

1.5 – Caractéristiques géométriques d'un profil

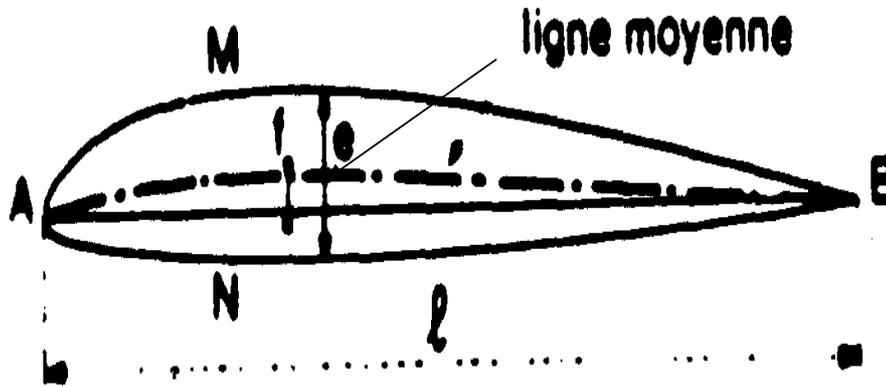


Figure1-3 : Caractéristiques géométriques du profil

A: bord d'attaque.

B: bord de fuite.

AB: corde de l'aile de longueur l .

e : épaisseur maximale.

Le profil est caractérisé principalement par :

- son épaisseur relative e/l
- sa cambrure ou courbure relative f/l
- la position de l'épaisseur maximale par rapport au bord d'attaque
- le rayon du bord d'attaque
- la position de la flèche maximale par rapport au bord d'attaque
- la surface supérieure : l'extrados
- la surface inférieure : l'intrados

Les profils utilisés en général ont une épaisseur relative de 10 % à 15 % pour les avions subsoniques, et voisines de 3 % pour ceux supersoniques. La position de l'épaisseur maximale est de 30 % du bord d'attaque sur des profils classiques, et de 40 % à 60 % sur des profils

laminaires. La cambrure est inférieure à 6 %, et la position de la flèche maximale est comprise entre 15 et 50%.

La résultante F des forces aérodynamiques qui agissent sur une aile peut être décomposée en deux composantes :

- La portance F_z perpendiculaire à la vitesse U_∞ de l'air libre, qui est due surtout aux forces de pression.
- La traînée F_x , parallèle à la vitesse U_∞ .

Pour permettre de choisir un profil en fonction de ses caractéristiques et de ses performances de vol, on doit faire aussi intervenir d'autres paramètres [7].

- Les difficultés de construction : il est beaucoup plus facile de construire une aile munie d'un profil dont l'intrados est plat qu'une aile adoptant un profil à l'intrados légèrement courbe qui aurait pourtant de meilleures performances (C'est pourquoi on trouve beaucoup de Clark Y sur les avions au début). D'autre part, il n'est pas toujours facile de respecter exactement un profil dont le bord de fuite est très effilé ou présentant d'autres difficultés de construction.
 - Les problèmes de résistance : ils sont surtout liés à l'épaisseur relative. Il est plus facile d'obtenir une aile résistante avec un profil d'épaisseur relative 15% qu'avec un profil d'épaisseur relative 8%
 - Si on désire équiper l'aile de dispositifs hypersustentateurs (volets de courbure par exemple), il faut un profil qui soit conçu pour pouvoir en supporter.
 - La taille du planeur et son poids, influent sur le choix du profil : on ne mettra pas un profil épais sur un petit planeur car le rendement sera beaucoup moins bon qu'avec un profil de plus faible épaisseur relative.
 - La courbe de déplacement du centre de poussée en fonction de l'incidence peut aider à choisir un profil; en général, le centre de poussée se déplace en direction du bord d'attaque lorsqu'on augmente l'incidence. Pour certains profils, il recule avec l'incidence, ce sont les profils autostables.
- Si le centre de poussée varie de façon sensible avec l'incidence, ce n'est pas bon pour la stabilité (profil plat); par contre, un profil biconvexe symétrique est très stable, son centre de poussée varie peu.
- Il faut savoir que les profils très minces induisent un décrochage brutal.

1.6 – Conclusion

Nous venons d'énoncer toute une série de critères, il convient donc dans chaque cas particulier de sélectionner ceux qui semblent avoir le meilleur rapport avec l'étude entreprise et essayer de choisir un profil de manière à les satisfaire au mieux.

1.7– Remarques

-Les profils sont des compromis adaptés à chaque cas particulier : il n'existe pas de profil miracle, intégralement laminaire donnant une portance élevée, n'ayant qu'une faible traînée et décrochant en douceur. Si un tel profil existait, il serait universellement utilisé.

-La NACA (National Advisory Committee for Aeronautics) a fait un nombre d'essais considérable sur les profils. Ces essais ont été pour la plupart réalisés à de très grands nombres de Reynolds et les résultats ne sont pas tous acceptables et utilisables pour des modèles réduits et à faibles vitesses. Ils permettent toutefois d'établir une liste de règles simples :

- La courbe de C_z d'un profil dépend principalement de la courbure de la ligne moyenne du profil:

Si elle est nulle (biconvexes symétriques), la portance est nulle à $\alpha = 0^\circ$. D'autre part, ces profils sont incapables d'assurer une portance élevée car ils décrochent avant d'arriver à des C_z importants ($C_z \text{ maxi} = 0,7 \text{ à } 0,8$).

La valeur maximale de C_z est d'autant plus élevée que la courbure est prononcée ; c'est pourquoi les profils très épais et les profils creux permettent d'atteindre une portance importante. La courbure de l'extrados est cependant limitée sous peine de décrochage et ceci limite la portance maximale de ces profils à des valeurs de l'ordre de 1,3.

- La traînée dépend principalement de l'épaisseur du profil et de la courbure de la ligne moyenne.

- Si le rayon du bord d'attaque est important, le décrochage est sans brutalité.

- Le C_x est plus fort pour un profil creux que pour un biconvexe de même épaisseur.

Au vu de ces conclusions, nous avons dressé un tableau de caractéristiques de quelques profils

Ces caractéristiques sont celles des profils considérés à $Re = 100\,000$. [7]

| profil | Epaisseur Relative(en %) | Flèche Relative(en %) | C_z de finesse maxi | finesse maxi | C_x de finesse maxi | C_z maxi |
|--------------|--------------------------|-----------------------|-----------------------|--------------|-----------------------|------------|
| NACA 0009 | 9 | 0 | 0.3 | 28 | 0.011 | 0.7 |
| NACA 0012 | 12 | 0 | 0.6 | 30 | 0.02 | 0.84 |
| NACA 4409 | 9 | 4.4 | 0.98 | 52 | 0.019 | 1.15 |
| NACA 2415K24 | 15 | 2 | 0.95 | 36 | 0.026 | 1.06 |
| NACA 2412 | 12 | 2 | 0.8 | 43 | 0.019 | 1.05 |
| Clark Y | 11.5 | 3.75 | 1 | 47 | 0.021 | 1.13 |

1.8 – Coefficients aérodynamiques de portance et de traînée

Pour pouvoir comparer et tester les capacités, l'efficacité et la qualité aérodynamique du profil d'aile, les scientifiques ont retenu deux forces principales dont la résultante est appelée la force aérodynamique.

Ces deux forces sont fonctions de coefficients appelés coefficients aérodynamiques. et dénommés par coefficient de portance et coefficient de traînée

Le coefficient de la portance, qui se note C_z , et qui dépend de l'angle d'attaque et de la forme de l'aile, est donné par la formule suivante :

$$\text{Portance : } F_z = C_z q S$$

$$\text{Donc } C_z = 2F_z / \rho V^2 S$$

Le coefficient de traînée dépend de la répartition de la pression (la traînée due à la forme) et du frottement contre la surface (la traînée de frottement). Ce coefficient noté C_x est donné par la relation suivante :

$$\text{Traînée : } F_x = C_x q S$$

$$\text{Donc } C_x = 2F_x / \rho V^2 S$$

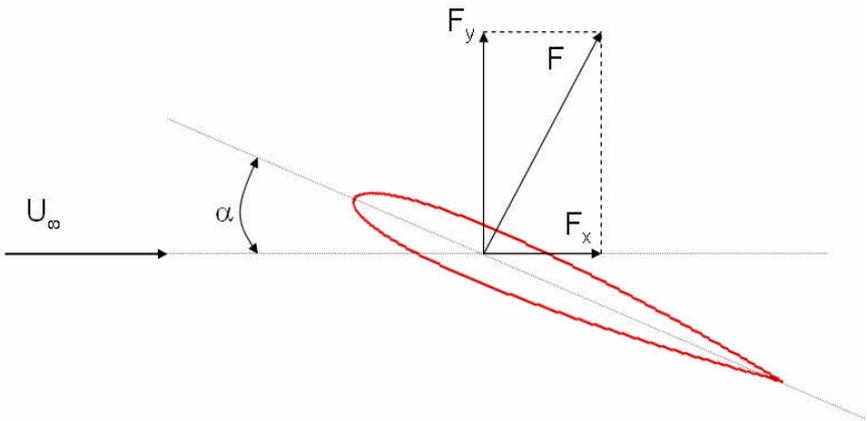


Figure1-4 : Forces aérodynamiques sur un profil

CHAPITRE 2

Modélisation mathématique

2.1. Equations de base

Les relations nécessaires pour prédire l'évolution d'un écoulement bidimensionnel autour d'un profil tournant sont les équations de Navier-Stokes. Ces équations sont déduites, des principes fondamentaux de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement. Les variables qui en découlent dans le cas le plus général sont :

les trois composantes de la vitesse U_i , la pression P . Ces variables sont toutes fonctions des coordonnées de l'espace, Nous présenterons ensuite l'ensemble des équations générales de la mécanique des fluides sur lesquelles sont basées les équations régissant l'écoulement.

Nous choisissons d'exposer les équations une fois les principes de conservation sont appliqués. Les formes différentielles de l'équation de continuité et l'équation de conservation des quantités de mouvement peuvent être obtenues à partir des relations intégrales sur un volume de contrôle et par l'application du théorème de la divergence. Si le fluide considéré est newtonien et la pesanteur est la seule force de volume agissant sur le domaine considéré (Schlichting, 1979 [8]; White, 1991 [9]), les équations régissant l'écoulement peuvent être exprimées ainsi:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (2.1)$$

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = \rho \left[\underbrace{(\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{V}}_{(2)} + \underbrace{\frac{\partial \vec{V}}{\partial t}}_{(3)} \right] = \underbrace{-\vec{\nabla} p}_{(4)} + \underbrace{\rho g}_{(5)} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left\{ \frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right\} \right]}_{(6)} + \underbrace{\delta_{ij} \lambda \operatorname{div} \vec{V}}_{(7)} \quad (2.2)$$

Les termes 1, 2, et 3 de l'équation (2.2) représentent l'accélération totale, convective, et locale. Le terme 4 représente la force de pression, le terme 5 la force de la pesanteur, les termes 6 et 7 les effets visqueux, où normalement la viscosité de dilatation est considérée comme nulle.

(c'est-à-dire $\lambda = -\frac{2}{3}\mu$ d'après l'hypothèse de Stokes). Une discussion détaillée des termes visqueux peut être trouvée dans les travaux de White.

Pour les écoulements laminaires incompressibles, la densité et la viscosité sont supposées constantes dans les équations (2.1) et (2.2).

Ces équations représentent un ensemble complet de quatre équations pour quatre inconnues, à savoir, la pression et les trois composantes de la vitesse. Pour des écoulements non visqueux, les deux derniers termes dans l'équation (2.2) sont nuls. Dans la plupart des écoulements internes, le cinquième terme de l'équation (2.2), ρg , est négligé.

On se retrouve assez souvent avec des mouvements lents vis-à-vis d'une rotation d'ensemble par exemple pour les écoulements atmosphériques, océaniques ou certains écoulements industriels. Il est alors commode d'écrire l'équation du mouvement dans le référentiel tournant (non galiléen) à la vitesse angulaire constante Ω .

2.2. Changement de référentiel

Soit un vecteur \vec{A} . En prenant par exemple un système de coordonnées cylindriques centré en O et lié au référentiel tournant (référentiel relatif) on a [10] :

$$\vec{A}(M) = A_r \vec{e}_r + A_\theta \vec{e}_\theta + A_z \vec{e}_z$$

En dérivant par rapport au temps ce vecteur dans le référentiel absolu on obtient :

$$\left(\frac{d\vec{A}}{dt}\right)_a = \left(\frac{d\vec{A}}{dt}\right)_r + \vec{\Omega} \wedge \vec{A} \tag{2.3}$$

Applications :

Si $\vec{A} = \vec{OM} = \vec{r}$ c'est le vecteur position d'un point M. la relation (2.3) nous donne la relation entre vitesse absolue et vitesse relative :

$$\vec{V}_a = \vec{V}_r + \vec{\Omega} \wedge \vec{r}$$

si $\vec{A} = \vec{V}_a$ on obtient :

$$\vec{a}_a = \left[\frac{d}{dt} (\vec{V}_r + \vec{\Omega} \wedge \vec{OM}) \right]_r + \vec{\Omega} \wedge (\vec{V}_r + \vec{\Omega} \wedge \vec{OM})$$

$$\vec{a}_a = \vec{a}_r + 2\vec{\Omega} \wedge \vec{V}_r + \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) + \frac{d\vec{\Omega}}{dt} \wedge \vec{r}$$

Soit pour un référentiel relatif tournant a vitesse angulaire constante :

$$\vec{a}_a = \vec{a}_r + 2\vec{\Omega} \wedge \vec{V}_r + \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r})$$

le terme $2\vec{\Omega} \wedge \vec{V}_r$ est l'accélération de coriolis est $\vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) = -\Omega^2 r_{\perp} \vec{e}_r$ le terme d'accélération centrifuge (r_{\perp} est la distance de M a l'axe de rotation)

2.3. Équation de navier-stokes dans un référentiel tournant

l'équation du mouvement du fluide dans un repère fixe :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \vec{g} + \nu \vec{\nabla}^2 (\vec{v}) \quad (2.4)$$

Si nous appliquons ces relations pour exprimer l'équation de Navier-Stokes :

$$\vec{a}_a = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \vec{g} + \nu \vec{\nabla}^2 \vec{v}_a$$

soit :

$$\vec{a}_r = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \vec{g} + \nu \vec{\nabla}^2 (\vec{V}_r + \vec{\Omega} \wedge \vec{r}) - 2\vec{\Omega} \wedge \vec{V}_r - \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r})$$

or $\vec{\nabla}^2 (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) = 0$ donc dans un référentiel tournant, si nous omettons l'indice r [10] :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \vec{g} - 2\vec{\Omega} \wedge \vec{v} - \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) + \nu \vec{\nabla}^2 (\vec{v}) \quad (2.5)$$

or :

$$-\vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) = \frac{1}{2} \vec{\nabla} (\vec{\Omega} \wedge \vec{r})^2 = \Omega^2 r_{\perp} \vec{e}_r$$

On voit donc que la force centrifuge dérive d'un potentiel. Si les forces de volume dérive aussi d'un potentiel ($\vec{g} = -\vec{\nabla}(\Phi)$) et si $\rho = cste$, on peut introduire une quantité

$$p' = p + \rho\Phi - \frac{1}{2} \rho (\vec{\Omega} \wedge \vec{r})^2 \text{ homogène a une pression telle que :}$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla(p) - 2\vec{\Omega} \wedge \vec{v} + \vec{v} \cdot \nabla^2 \vec{v} \quad (2.6)$$

C'est l'équation de Navier-Stokes exprimée dans un référentiel tournant. Le seul nouveau terme est la force de Coriolis, $-2\vec{\Omega} \wedge \vec{v}$ qui est à angle droit de \vec{v} . Cette force n'existe que s'il y a un mouvement relatif dans le référentiel tournant et elle est dirigée à droite du vecteur vitesse si $\Omega > 0$

Cette force est indépendante de la distance à l'axe de rotation contrairement à la force centrifuge. La force centrifuge a disparu dans le nouveau terme de pression, en réalité il se construit un gradient de pression p , centripète, qui compense la force centrifuge. C'est exactement comme en hydrostatique où un gradient de pression vertical compense la force de gravité pour un fluide incompressible.

En comparant l'équation (2.4) (repère fixe) et l'équation (2.5) (repère relatif) l'équation du mouvement du fluide dans un repère relatif est identique à l'équation en repère fixe en

ajoutant les deux termes (force de Coriolis et force centrifuges) $-2\vec{\Omega} \wedge \vec{v} - \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r})$ qui agissent sur le fluide en plus des forces de surface et de volume.

Les avantages du repère relatif sont nombreux :

- 1.- L'écoulement relatif est stationnaire dans la plupart des cas.
- 2.- Les conditions aux limites peuvent être appliquées plus facilement.
- 3.- Les profils de vitesse ainsi que les couches limites sont semblables à ceux que l'on observait avec un repère fixe.

2.4. Description du problème

Les équations régissant la couche limite sur un profil tournant, sont les équations de base de Navier-Stokes écrites dans un repère de coordonnées liées au profil, comme indiqué sur la figure 2.1 [11].

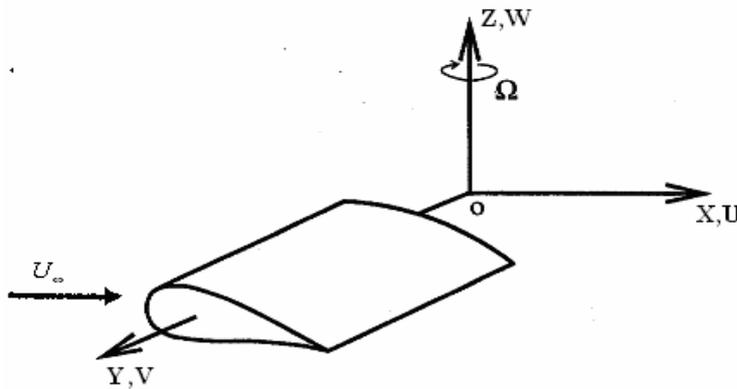


figure2.1 coordonnées d'un profil tournant

2.4.1. Hypothèses

En considérant l'écoulement autour d'un cylindre infini de section transversale arbitraire. Régulièrement, il a été démontré par Sears (1950) que si $\Phi_1(x,z)$ est le potentiel pour un écoulement plan stationnaire autour d'un cylindre arrivant à une vitesse parallèle unitaire, le potentiel Φ de l'écoulement autour du cylindre en rotation à une vitesse angulaire Ω est :

$$\Phi = \Omega y \left[\Phi_1(x, z) - x \right]$$

Où $\Phi_1(x, z)$ est donnée par :

$$\Phi_1(x, z) = U_\infty x \left(1 + \frac{a^2}{x^2 + z^2} \right)$$

Ainsi les composantes de vitesse relatives au profil peuvent être écrites en tant que [11]:

$$U_1 = \Omega y \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} \quad (2.7)$$

$$V_1 = \Omega [\Phi_1(x, z) - 2x] \quad (2.8)$$

$$W_1 = \Omega y \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} \quad (2.9)$$

Les composantes de vitesse U_1 et W_1 dans le plan du cylindre, sont les mêmes que celles d'un écoulement plan stationnaire de vitesse Ωy autour d'un cylindre. la composante azimutale V_1 indépendante de la vitesse radiale, peut être déterminée directement à partir du potentiel de vitesse Φ_1 de l'écoulement plan.

Ces relations représentent les conditions aux limites de la couche limite.

Dans une analyse ultérieure de Fogarty et Sears (1950), il est montré que les expressions des composantes de la vitesse peut s'écrire comme suit [11]:

$$U_1 = f(x, z)y \quad (2.10)$$

$$V_1 = h(x, z) \quad (2.11)$$

$$W_1 = g(x, z)y \quad (2.12)$$

Ces expressions sont ensuite conduire à l'hypothèse de base :

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{u}{y} \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial w}{\partial y} = \frac{w}{y} \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.15)$$

Le mouvement d'un écoulement incompressible visqueux dans un système de référence en rotation est régi par les équations de Navier-Stokes. Dans ces équations on utilise l'équation (2.13), (2.14), (2.15) et on obtient :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{u}{y} \right) = \frac{y \frac{\partial u}{\partial y} - u}{y^2} = \frac{yu/y - u}{y^2} = 0 \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{w}{y} \right) = \frac{y \partial w / \partial y - w}{y^2} = \frac{yw/y - w}{y^2} = 0 \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} = 0 \quad (2.18)$$

Si on utilise les approximations de la couche limite précédente, et en négligeant certains termes dus au rapport d'aspect élevé du profil, on obtient les équations de la couche limite suivantes [12]:

L'équation de continuité :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.19)$$

Les équations de la couche limite :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \Omega^2 x = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (2.20)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + w \frac{\partial v}{\partial z} + 2\Omega u - \Omega^2 y = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (2.22)$$

Les gradients de pression $\frac{\partial p}{\partial x}$ et $\frac{\partial p}{\partial y}$ sont calculés à partir de l'équation de Bernoulli régissant

l'écoulement potentiel externe donnée par :

$$\frac{p}{\rho} + \frac{1}{2}(u_1^2 + v_1^2) = \frac{1}{2}\Omega^2(x^2 + y^2) + \text{constante} \quad (2.23)$$

Ainsi, en négligeant les petits termes $v_1 \frac{\partial v_1}{\partial x}$ et $v_1 \frac{\partial v_1}{\partial y}$ on obtient approximativement :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \Omega^2 x - u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} \quad (2.24)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = \Omega^2 y - u_1 \frac{\partial u_1}{\partial y} \quad (2.25)$$

En substituant les gradients de pression, les équations de la couche limite deviennent :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + v \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (2.26)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + w \frac{\partial v}{\partial z} + 2\Omega u = u_1 \frac{\partial u_1}{\partial y} + v \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.28)$$

Avec les conditions au limites suivantes :

$$u = v = w = 0 \quad \text{pour } z = 0 \quad (2.29)$$

$$u \rightarrow u_1 = \Omega y \frac{\partial \Phi_1}{\partial x}, \quad v \rightarrow v_1 = \Omega [\Phi_1(x, z) - 2x]$$

$$w \rightarrow w_1 = \Omega y \frac{\partial \Phi_1}{\partial z}, \quad \text{pour } z \rightarrow \infty \quad (2.30)$$

2.5. Adimensionalisation des équations

L'adimensionalisation a pour avantage de faciliter la simplification des équations et de généraliser les résultats.

Toutes les équations sont résolues sous leur forme adimensionnelle. Les principales variables adimensionnelles sont présentées ci-après :

$$x^+ = \frac{x}{c}, \quad y^+ = \frac{y}{c},$$

$$z^+ = \frac{z}{c}$$

$$u^+ = \frac{u}{U_\infty}, \quad v^+ = \frac{v}{U_\infty}, \quad w^+ = \frac{w}{U_\infty}, \quad u_1^+ = \frac{u_1}{U_\infty}$$

$$\Omega^+ = \frac{\Omega}{U_\infty / c}$$

la forme adimensionnelle des équations du mouvement sont [13] :

$$\frac{\partial u^+}{\partial x^+} + \frac{\partial w^+}{\partial z^+} = 0 \quad (2.31)$$

$$u^+ \frac{\partial u^+}{\partial x^+} + w^+ \frac{\partial u^+}{\partial z^+} = u_1^+ \frac{\partial u_1^+}{\partial x^+} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 u^+}{\partial z^{+2}} \quad (2.32)$$

$$u^+ \frac{\partial v^+}{\partial x^+} + w^+ \frac{\partial v^+}{\partial z^+} + 2\Omega^+ u^+ = u_1^+ \frac{\partial u_1^+}{\partial y^+} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 v^+}{\partial z^{+2}} \quad (2.33)$$

Avec les conditions au limites sans dimensions suivantes :

$$u^+ = v^+ = w^+ = 0 \quad \text{pour } z^+ = 0 \quad (2.34)$$

$$u \rightarrow u_1^+ = \Omega^+ y^+ \frac{\partial \Phi_1}{\partial x^+}, v \rightarrow v_1^+ = \Omega^+ (\Phi_1 - 2x^+)$$

$$w \rightarrow w_1^+ = \Omega^+ y^+ \frac{\partial \Phi_1}{\partial z^+} \quad \text{pour } z^+ \rightarrow \infty \quad (2.35)$$

CHAPITRE 3

Résolution Numérique

3.1. Introduction

On considère un écoulement d'air incompressible, bidimensionnel, laminaire, stationnaire et visqueux autour d'un profil bidimensionnel. L'expérience a montré que l'écoulement peut être divisé en deux zones différentes et adjacentes. La première est celle tout près de la paroi solide de profil où l'effet de la viscosité est important et ne peut être négligé. Cette zone s'appelle la couche limite. Elle est généralement très mince par rapport à la longueur caractéristique du profil considéré. La deuxième est la zone de l'écoulement en dehors de la couche limite. Dans cette deuxième zone, il est établi en mécanique des fluides que l'écoulement peut être considéré potentiel : c'est-à-dire qu'il est irrotationnel (sans aucun effet visqueux).

L'analyse de l'écoulement potentiel est relativement simple. On utilise des méthodes analytiques ou numériques pour obtenir les champs de vitesse et de pression. Le but de l'étude de cet écoulement potentiel est souvent la détermination de la distribution de coefficient de pression autour du profil considéré.

Notons qu'il est connu que le champ de pression de l'écoulement potentiel est valable jusqu'à la face du solide du profil. Cependant, le champ de vitesse de l'écoulement potentiel n'est pas valable dans la zone de la couche limite. Dans cette zone, l'écoulement est toujours rotationnel et on ne peut pas négliger l'effet de la viscosité. A priori, Il faut donc considérer un modèle mathématique complet : impliquant l'équation de continuité plus les équations complètes de Navier-Stokes [14].

3.2. Méthodes numérique

Dans ce chapitre, nous utiliserons la méthode des volumes finis pour résoudre un problème aux limites bidimensionnelles et déterminer les paramètres caractéristiques de la couche limite autour d'un profil tournant, ce chapitre décrit un modèle pour produire des grilles curvilignes orthogonales basé sur une solution itérative d'un ensemble d'équations de Laplace

Ou de poisson des coordonnées physique de la grille. Il contient une revue littéraire des plus importantes Techniques disponibles pour la génération de grilles, qui a formé la base du présent schéma de génération.

En analyse numérique, la méthode des volumes finis est utilisée pour résoudre numériquement des équations aux dérivées partielles, comme la méthode des différences finies et la méthode des éléments finis. Mais, contrairement à la méthode de différences finies qui utilise des approximations de dérivées, la méthode de volumes finis utilise des approximations d'intégrales. Toutefois, On résout l'équation aux dérivées partielles de manière approchées sur un maillage. Ce maillage est constitué de volumes finis. Les volumes finis sont des petits volumes (en 3D, des surfaces en 2D, des segments en 1D) dont la réunion forme le domaine d'étude.

Les méthodes de volumes finis ont été mises au point initialement pour des lois de conservation, mais des développements récents permettent à présent de les utiliser pour des équations elliptiques et paraboliques. Ces équations aux dérivées partielles contiennent des termes de divergence [15].

3.3. Le Maillage

Le premier pas de la chaîne de la simulation numérique du problème est le développement et l'adaptation du maillage autour du profil. Un maillage de bonne qualité est indispensable pour la procédure du calcul afin que les résultats soient acceptables et utilisables et ainsi recueillir des conclusions.

Les méthodes numériques de génération de maillages 2D, consistent à trouver une transformation ϕ permettant de faire correspondre le domaine physique (x, y) à un domaine de calcul (ξ, η) , afin de retrouver les qualités de régularité et de conformité aux frontières de ce dernier [16]. (Figure 3.1).

Un nombre considérable de méthodes numérique utilisées actuellement dans le domaine d'aérodynamique pour générer des maillages, est basé sur l'équation de Poisson. En utilisant cette approche les lignes du maillage sont générées comme des lignes équipotentiels et des lignes de courant. L'avantage de cette méthode est la simplicité des équations de Poisson transformées qui peuvent être facilement résolues numériquement. Par contre son désavantage majeure est qu'elle présente des difficultés numériques pendant la résolution des problèmes qui ont besoin de conditions limites suivant la direction normale à la frontière du domaine de calcul.

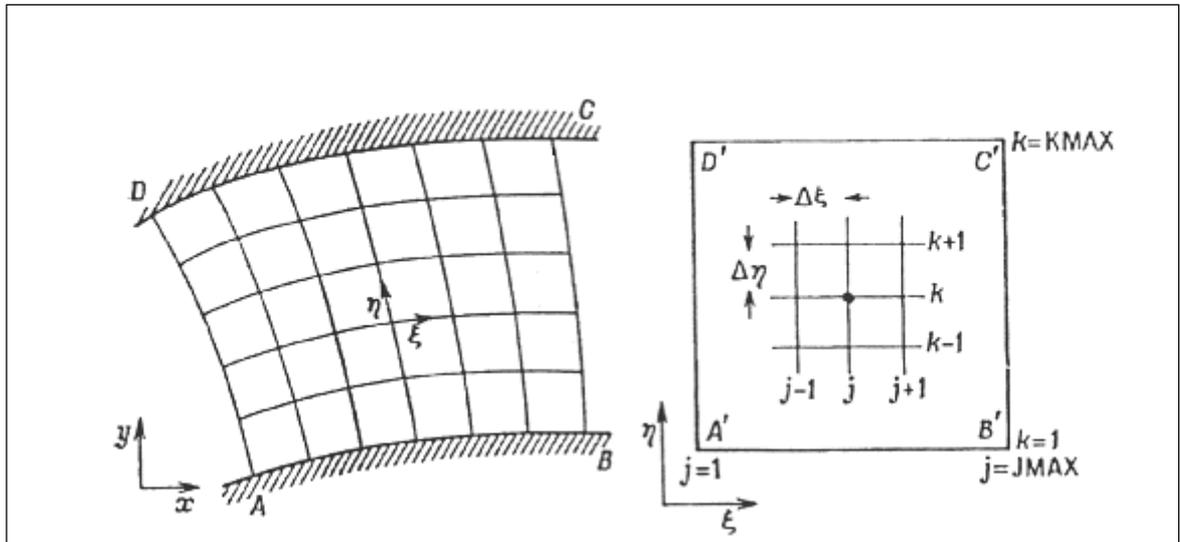


Figure 3.1: Transformation du domaine physique (a) au domaine de calcul (b).

3.3.1 Topologie du maillage

Les maillages structurés se caractérisent par une répartition géométrique des noeuds dans le domaine de calcul.

Dans le cas de notre problème la géométrie d'un profil d'aile nous permet d'utiliser soit une topologie en C ou en O ou une topologie en H voir les figures 3.2, 3.3, 3.4 [16]. Le maillage en O est plus naturel pour un profil d'aile et évite la ligne de coupure au niveau du bord de fuite du maillage en C, de plus à la topologie en O, l'orthogonalité des lignes de maillage est plus naturelle, donc plus facile à imposer. Enfin, le cisaillement des mailles est réduit si la correspondance des noeuds de la frontière extérieure est correctement effectuée.

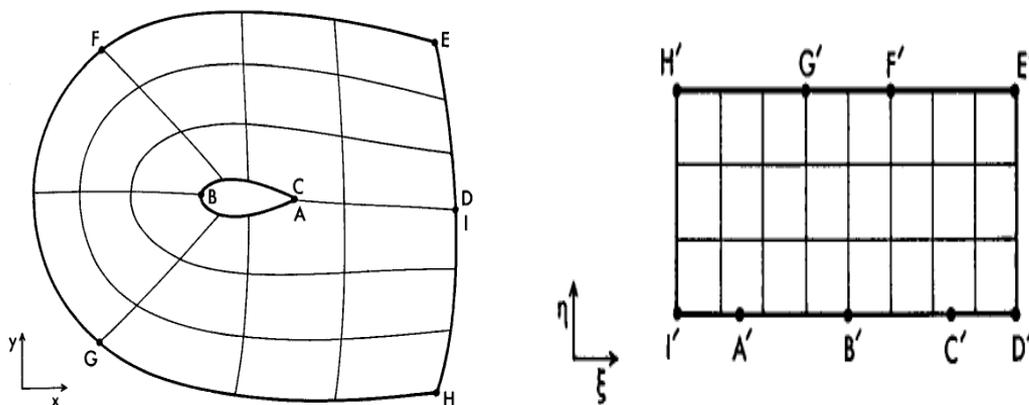


Figure 3.2: Maillage en C

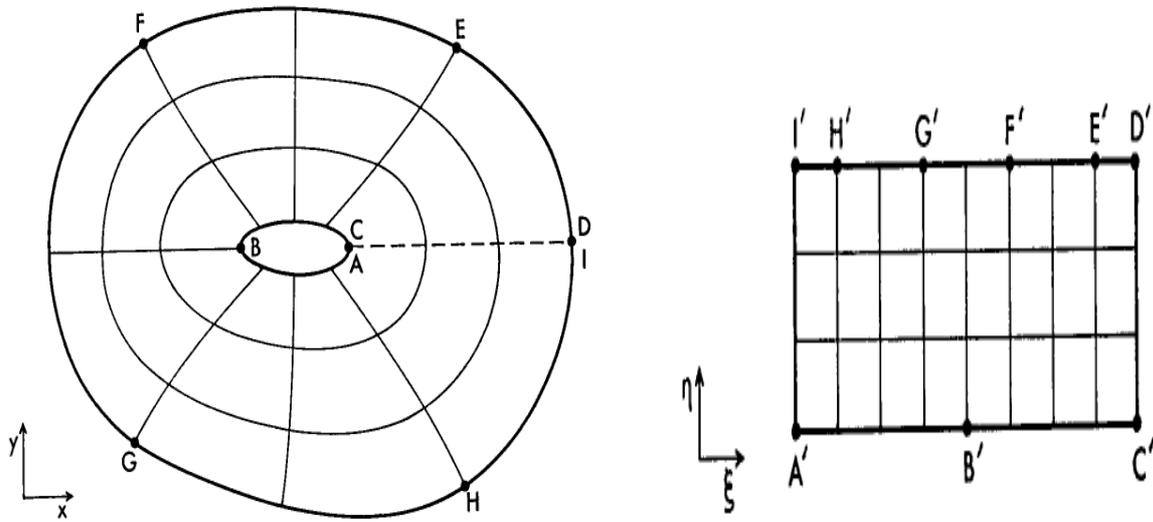


Figure 3.3: Maillage en O

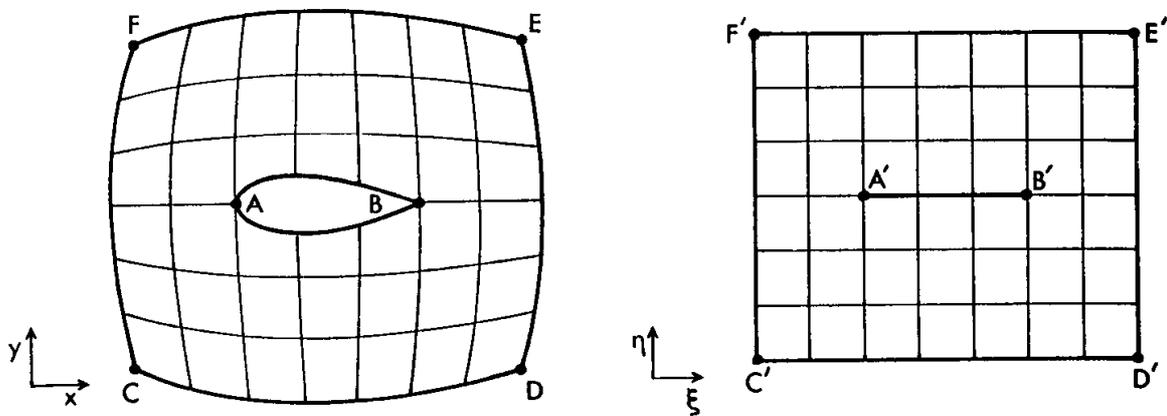


Figure 3.4: Maillage en H

3.4. Génération du maillage

Un travail considérable sur la génération des systèmes des coordonnées curvilignes était rapporté dans les dernières années. La plupart de ce travail est devenu comme un résultat du besoin pour la flexibilité géométrique et une représentation numérique précise des conditions aux limites dans le calcul de base des schémas des différences-finies / volumes finis

employées pour déterminer le domaine d'écoulement dans des situations d'engineering Complexes. la première étape consiste à transformer le domaine physique (x, z) en un plan rectangulaire Domaine de calcul(ξ, η) .cette transformation est gouvernée par les équations elliptiques suivantes[16] :

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = P(\xi, \eta)$$

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} = Q(\xi, \eta)$$

Dans lesquelles, P (ξ, η), Q (ξ, η) sont des fonctions de contrôles spécifiques qui permettent un contrôle additionnel sur l'espace et le rétrécissement de la maille.

En interchangeant les variables dépendantes et indépendantes dans les équations précédentes, les deux équations elliptiques peuvent être transformées en deux équations suivantes:

$$\alpha \frac{\partial^2 x}{\partial \xi^2} - 2\beta \frac{\partial^2 x}{\partial \xi \partial \eta} + \gamma \frac{\partial^2 x}{\partial \eta^2} = -J^2 \left(\frac{\partial x}{\partial \xi} P + \frac{\partial x}{\partial \eta} Q \right) \quad (3. 1)$$

$$\alpha \frac{\partial^2 z}{\partial \xi^2} - 2\beta \frac{\partial^2 z}{\partial \xi \partial \eta} + \gamma \frac{\partial^2 z}{\partial \eta^2} = -J^2 \left(\frac{\partial z}{\partial \xi} P + \frac{\partial z}{\partial \eta} Q \right) \quad (3. 2)$$

Ces deux équations gouvernant la distribution des coordonnées cartésiennes x et z respectivement dans le domaine ξ -η, sont résolues au lieu des équations précédentes beaucoup plus facilement, principalement , parce que l'incorporation des conditions aux limites est beaucoup plus facile dans le plan transformé que dans le plan physique

Dans laquelle:

$$J = \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial z}{\partial \eta} - \frac{\partial z}{\partial \xi} \frac{\partial x}{\partial \eta} \quad (3. 3)$$

Où J est appelée le Jacobien de la transformation représente le rapport entre la surface d'un élément infinitésimal entourant le nœud (i,j) dans le plan (ξ ,η) a la surface de son image dans le plan (x,y)

α , β et γ sont les coefficients métriques dont les expressions sont données par :

$$\alpha = \left(\frac{\partial x}{\partial \eta}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \eta}\right)^2 \quad (3. 4)$$

$$\beta = \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial x}{\partial \eta} + \frac{\partial z}{\partial \xi} \frac{\partial z}{\partial \eta} \quad (3. 5)$$

$$\gamma = \left(\frac{\partial x}{\partial \xi}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \xi}\right)^2 \quad (3. 6)$$

La discrétisation du système d'équations (3. 1) et (3. 2) sans fonctions de contrôle est effectuée par différence centrée, avec $\Delta \xi = \Delta \eta = 1$, nous obtenons les équations algébriques non-linéaire suivantes [16] :

$$\alpha(x_{i-1,j} - 2x_{i,j} + x_{i+1,j}) + 0.5\beta(x_{i+1,j-1} + x_{i-1,j+1} - x_{i+1,j+1} - x_{i-1,j-1}) + \gamma(x_{i,j+1} - 2x_{i,j} + x_{i,j-1}) = 0 \quad (3. 7)$$

$$\alpha(z_{i-1,j} - 2z_{i,j} + z_{i+1,j}) + 0.5\beta(z_{i+1,j-1} + z_{i-1,j+1} - z_{i+1,j+1} - z_{i-1,j-1}) + \gamma(z_{i,j+1} - 2z_{i,j} + z_{i,j-1}) = 0 \quad (3. 8)$$

Où α, β et γ sont exprimées par :

$$\alpha = 0.25[(x_{i,j+1} - x_{i,j-1})^2 + (z_{i,j+1} - z_{i,j-1})^2]$$

$$\beta = 0.25[(x_{i+1,j} - x_{i-1,j})(x_{i,j+1} - x_{i,j-1}) + (z_{i+1,j} - z_{i-1,j})(z_{i,j+1} - z_{i,j-1})]$$

$$\gamma = 0.25[(x_{i+1,j} - x_{i-1,j})^2 + (z_{i+1,j} - z_{i-1,j})^2]$$

3.5 Transformation des équations

la géométrie du système étudié (profil NACA) impose l'utilisation d'un système de coordonnées Curvilignes (ξ, η) qui permettent une mise en œuvre adéquate des conditions aux limites sur les parois du profil. L'adoption d'une formulation des équations de conservation en coordonnées curvilignes, fait intervenir les vitesses contravariantes et les paramètres métriques dans laquelle les vitesses contravariantes sont données par [16] :

$$U^C = \xi_x u + \xi_z w \quad (3.9)$$

$$V^C = \eta_x u + \eta_z w$$

ξ_x, η_x, ξ_z et η_z Sont connues par : les paramètres métriques.

Ces quantités métriques doivent être calculées numériquement, car on n'a pas de relation analytique entre les deux domaines (x,z) et (ξ,η)

$$\xi_x = Jz_\eta \quad , \quad \xi_z = -Jx_\eta$$

$$\eta_z = Jx_\xi \quad , \quad \eta_x = -Jz_\xi$$

Transformation de l'équation de continuité

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.10)$$

En introduit les relation de transformations dans chaque termes du systèmes d'équations, et on obtient :

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} = \xi_x \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_x \frac{\partial u}{\partial \eta}$$

$$\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial w}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial z} = \xi_z \frac{\partial w}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial w}{\partial \eta}$$

En remplaçant $\frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial w}{\partial z}$ dans l'équation (3.10)

On obtient :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial \xi} (\xi_x u + \xi_z w) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\eta_x u + \eta_z w) = \frac{\partial U^C}{\partial \xi} + \frac{\partial V^C}{\partial \eta} = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{U^C}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{V^C}{J} \right) = 0 \quad (3.11)$$

Réécrivant les équations de mouvement suivant ξ et η on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{uU^C}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{uV^C}{J} \right) &= \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{1}{J \text{Re}} (\xi_z^2 \frac{\partial u}{\partial \xi}) \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{1}{J \text{Re}} (\eta_z^2 \frac{\partial u}{\partial \eta}) \right] + \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{1}{J \text{Re}} (\xi_z \eta_z \frac{\partial u}{\partial \eta}) \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{1}{J \text{Re}} (\xi_z \eta_x \frac{\partial u}{\partial \xi}) \right] + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\xi_x u_1^2}{2J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\eta_x u_1^2}{2J} \right) \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{vU^c}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{vV^c}{J} \right) = & \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{1}{J \text{Re}} \left(\xi_z^2 \frac{\partial v}{\partial \xi} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{1}{J \text{Re}} \left(\eta_z^2 \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{1}{J \text{Re}} \left(\xi_z \eta_z \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{1}{J \text{Re}} \left(\xi_z \eta_z \frac{\partial v}{\partial \xi} \right) \right] - \frac{1}{J} \left(2\Omega u - \frac{1}{2} \frac{\partial u_1^2}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (3.13)$$

3.6 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 typique (pour les Φ scalaires) ou un volume fini Décalé (pour les Φ égales aux composantes de la vitesse) La discrétisation des équations régissant transformé est similaire à celle de plan physique.

3.6.1 Volume élémentaire d'intégration

On découpe l'espace annulaire selon les directions ξ et η en un ensemble de volumes élémentaires ou « volume de contrôle » égaux à « $J \cdot \Delta\xi \cdot \Delta\eta \cdot 1$ ». (Le problème étant bidimensionnel, on prend l'unité dans la direction y comme épaisseur).

Le centre d'un volume fini typique est un point P et ses faces latérales « est », « ouest », « nord » et « sud », sont désignées respectivement, par les lettres e, w, n et s. Chacun des volumes finis intérieurs est entouré de quatre volumes finis. Les centres de ces volumes sont Les points E, W, N et S. Les nœuds E et N sont pris dans les directions des coordonnées positives de θ et η respectivement et les nœuds W et S dans les sens contraires.

On a donc la configuration représentée sur la figure 3.3

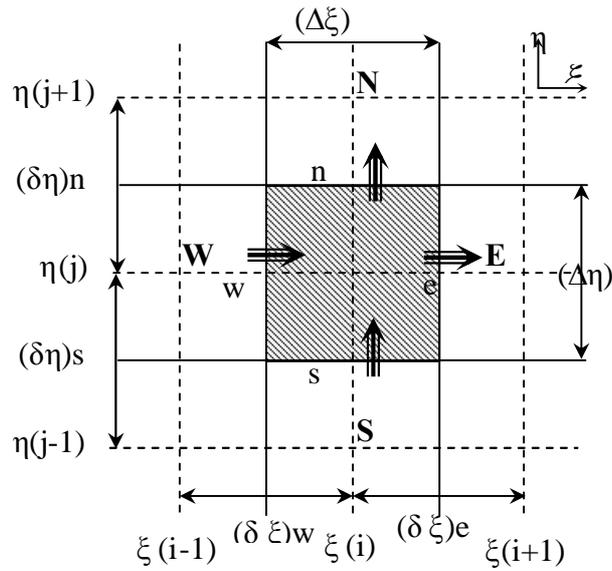


Figure (3.5): le volume de contrôle typique

3.6.2 discrétisation de l'équations de continuité

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{U^c}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{V^c}{J} \right) = 0$$

$$\iint_{w_s}^{e_n} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{U^c}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{V^c}{J} \right) \right] J d\xi d\eta = 0$$

$$(U^c_e - U^c_w) \Delta \eta_p + (V^c_n - V^c_s) \Delta \xi_p = 0$$

$$\left[\left(\frac{U^c_E + U^c_P}{2} \right) - \left(\frac{U^c_P + U^c_W}{2} \right) \right] \Delta \eta_p + \left[\left(\frac{V^c_N + V^c_P}{2} \right) - \left(\frac{V^c_P + V^c_S}{2} \right) \right] \Delta \xi_p = 0$$

$$\left[\left(\frac{U^c_E - U^c_W}{2} \right) \right] \Delta \eta_p + \left[\left(\frac{V^c_N - V^c_S}{2} \right) \right] \Delta \xi_p = 0 \tag{3.14}$$

3.6.3 Discrétisation des équations du mouvement

La méthode des volume finie est employée pour résoudre numériquement les équations régissantes (3.12),(3.13) qui peuvent être écrites sous forme générale comme suit [17]:

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(u_i \Phi) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right) + S$$

Ou u_i représentent les vitesses u et w

Φ est la variable dépendante, et S est le terme de source de Φ

La forme générale des équations régissant est essentiellement transformée du domaine physique (x,y) en domaine de calcul (ξ, η) comme équation suivante :

$$\frac{\partial}{\partial \xi}(U^C \Phi) + \frac{\partial}{\partial \eta}(V^C \Phi) = \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{J \text{Re}} (q_{11} \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} + q_{12} \frac{\partial \Phi}{\partial \eta}) \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{J \text{Re}} (q_{21} \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} + q_{22} \frac{\partial \Phi}{\partial \xi}) \right) + JS$$

$$q_{11} = \alpha \quad q_{12} = q_{21} = \beta \quad q_{22} = \gamma$$

En utilisant la méthode des volumes finis, le domaine de calcul est divisé en un certain nombre de volumes. Les équations transformées peuvent être intégrées comme suit :

$$[(U^C \Delta \eta) \Phi]_w^e + [(V^C \Delta \xi) \Phi]_s^n = \left[\frac{\Delta \eta}{J \text{Re}} (\alpha \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} + \beta \frac{\partial \Phi}{\partial \eta}) \right]_w^e + \left[\frac{\Delta \xi}{J \text{Re}} (\gamma \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} + \beta \frac{\partial \Phi}{\partial \xi}) \right]_s^n + (J \Delta \xi \Delta \eta) S$$

S est le terme de source au centre P de chaque volume de control, et (e, w, n, s) sont les faces est,ouest ,nord et sud de chaque volume de control. Les termes de convection sont rapprochés par le schéma des différences avancées (upwind) de premier ordre et les termes de diffusion sont approximés par le schéma de différences centrées de second ordre.

Par conséquent, le format standard de l'équation de volume finie peut être obtenue comme suit :

$$A_P \Phi_P = A_E \Phi_E + A_W \Phi_W + A_N \Phi_N + A_S \Phi_S + b \tag{3.15}$$

Où

$$A_E = \left[\frac{1}{J \text{Re}} \alpha \frac{\Delta \eta}{\Delta \xi} \right]_e + \max[0, -(U^C \Delta \eta)_e]$$

$$A_W = \left[\frac{1}{J \text{Re}} \alpha \frac{\Delta \eta}{\Delta \xi} \right]_w + \max[0, (U^C \Delta \eta)_w]$$

$$A_N = \left[\frac{1}{J \text{Re}} \gamma \frac{\Delta \xi}{\Delta \eta} \right]_n + \max[0, -(V^C \Delta \xi)_n]$$

$$A_S = \left[\frac{1}{JRe} \gamma \frac{\Delta \xi}{\Delta \eta} \right]_s + \max[0, (V^C \Delta \xi)_s]$$

$$A_P = A_E + A_W + A_N + A_S$$

$$b = (J \Delta \xi \Delta \eta) S_p + \left[\frac{\Delta \eta}{JRe} \left(\beta \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \right) \right]_w^e + \left[\frac{\Delta \xi}{JRe} \left(\beta \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \right) \right]_s^n$$

$$(U_C)_w = \frac{1}{2} [(U^C)_{i-1,j} + (U^C)_{i,j}]$$

$$(U_C)_e = \frac{1}{2} [(U^C)_{i+1,j} + (U^C)_{i,j}]$$

$$(V_C)_s = \frac{1}{2} [(V^C)_{i,j-1} + (V^C)_{i,j}]$$

$$(U_C)_n = \frac{1}{2} [(V^C)_{i,j+1} + (V^C)_{i,j}]$$

CHAPITRE 4

Analyse et discussion des résultats

Dans ce chapitre, nous allons utiliser un code de volume finis pour étudier le problème de la couche limite laminaire bidimensionnel, autour d'un profil tournant, Tout d'abord, on s'est intéressé au maillage qui est la partie essentielle à toute résolution de problèmes numériques, et on a apprécié l'importance de la technique de génération de maillage dans le cas de surfaces complexes, telle que les ailes d'avion, l'analyse du comportement de la couche limite en fonction de la vitesse de l'écoulement à l'infini est présentée. De même on a étudié l'influence des paramètres géométriques tels que l'angle d'attaque, l'épaisseur et la forme du profil sur l'épaisseur de la couche limite et la position de son point de transition, on a considéré la couche limite sur les profils symétriques NACA 0012, NACA 0009.

4.1. La simulation par le logiciel FLUENT

Le maillage du domaine physique est effectué à l'aide de logiciel Gambit, nous avons adopté un maillage très fin au voisinage du profil NACA, pour capter toutes les informations sur la couche limite.

Les figures montrent les répartitions du coefficient de pression qui donne des informations plus précises

On remarque que la valeur maximale du coefficient de pression est localisée au point d'arrêt où la vitesse est nulle.

4.2. Effet de la vitesse de l'écoulement

Cet effet est étudié dans le cas d'une couche limite qui se développe sur les profils NACA0012 et NACA 0009 à un angle d'incidence $\alpha = 0^\circ$ Avec une vitesse angulaire constante. Nous varions à chaque fois la vitesse de l'écoulement à l'infini U_∞ et nous comparons les caractéristiques des couches limites obtenues.

La distribution du coefficient de pression sur les figures (4.1), (4.31), (4.35), (4.37) pour le profil NACA 0012 montre que la région d'écoulement laminaire devient plus grande, lorsqu'on augmente la vitesse d'écoulement. donc l'augmentation de la vitesse de l'écoulement, pousse la transition vers le bord de fuite.

Pour un angle d'incidence nul, la vitesse de rotation n'a pas d'effet lorsqu'on augmente la vitesse infinie

Au-delà de cette certaine valeur, cet effet devient apparent

En fixant la vitesse de rotation $\Omega = 5 \text{ rad/s}$, cette effet devient négligeable au delà de

$U_\infty = 5 \text{ m/s}$, pour un profil NACA 0009

Par contre pour un profil NACA 0012 cette effet devient négligeable au delà de $U_\infty = 20 \text{ m/s}$,

Le rapport $\frac{U_\infty}{\Omega R} \leq 4$ pour un profil donné.

4.3. Effet de la vitesse de rotation

Nous varions à chaque fois la vitesse de rotation Ω Avec une vitesse de l'écoulement U_∞ constante

D'après les figures (4-1),(4-3),(4-5),(4-7) On remarque que l'augmentation de la vitesse de rotation permet d'avancer le point de transition vers le bord d'attaque ce qui correspond à une région plus petite.

En conclusion, pour garder la couche limite laminaire en incidence nul c'est-à-dire repousser le point de transition vers le bord de fuite, il faut utiliser des vitesses de rotation faible.

4.4 Effet de l'épaisseur relative du profil

Dans cette partie, on étudie l'effet de l'épaisseur relative du profil sur le comportement de la couche limite, d'après les figures qui représente la distribution du coefficient de pression pour les profils NACA 0012 et NACA 0009 pour une angle d'attaque $\alpha = 0^\circ$ nous remarquons que si on augmente l'épaisseur relative du profil le point de transition se déplace vers le bord d'attaque et le minimum de la pression le long de la surface du profil diminue. Cas où l'angle d'attaque est nul

Pour le profil NACA 0012 : on a un minimum de pression $C_{p_{\min}} = -0.4$

Pour le profil NACA 0009 : on a un minimum de pression $C_{p_{\min}} = -0.3$

Ces résultats montrent que le profil le plus mince (NACA 0009) retarde le décollement.

4.5 Effet de l'angle d'attaque

Dans cette étude, on va comparer les couches limites qui se développent sur le profil

Les figures (4-4), (4-14) représentent la distribution du coefficient de pression sur le profil NACA0009 pour $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 5^\circ$ on remarque que lorsqu'on augmente l'angle d'attaque le point de transition se déplace vers le bord d'attaque et la valeur de minimum de pression diminue.

$$Cp_{\min} = -0.3 \text{ pour } \alpha = 0^\circ$$

$$Cp_{\min} = -0.9 \text{ pour } \alpha = 5^\circ$$

En conclusion, pour maximiser la zone de la couche limite laminaire c'est à dire repousser le point de transition vers le bord de fuite, il faut utiliser des angles d'attaques faibles.

D'après les figures (4-15), (4-17), (4-19) on remarque que le coefficient de pression de l'écoulement laminaire devient fluctuant, indiquant la fin de la région laminaire. Cela permet de mettre en évidence qu'à $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ ($Re = 6.858 \cdot 10^5$) l'hypothèse du modèle laminaire n'est plus valable sur toute la surface du profil.

L'effet concret de chacun de ces facteurs est d'avancer la transition, autrement dit de favoriser le développement plus tôt de la couche limite laminaire.

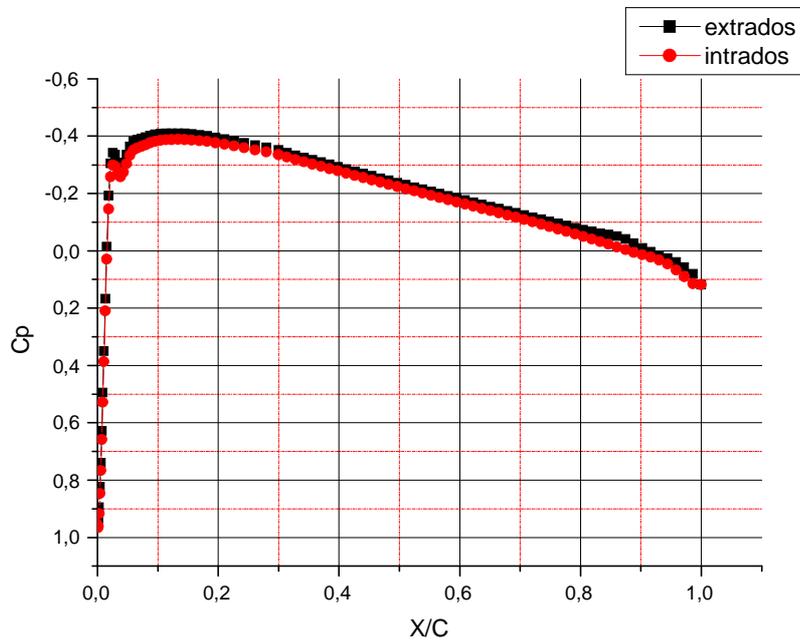


Figure (4.1) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0012
 $\Omega = 5 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 0^\circ$

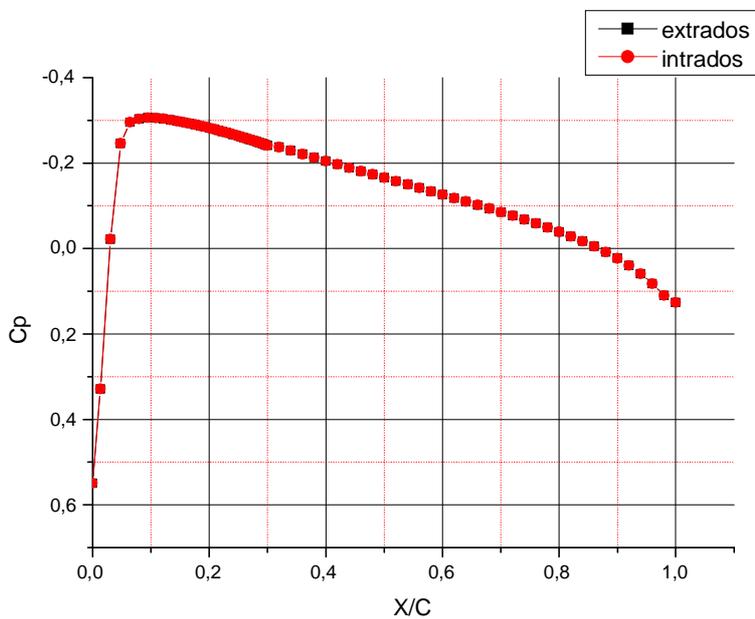


Figure (4.2) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0009
 $\Omega = 5 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 0^\circ$

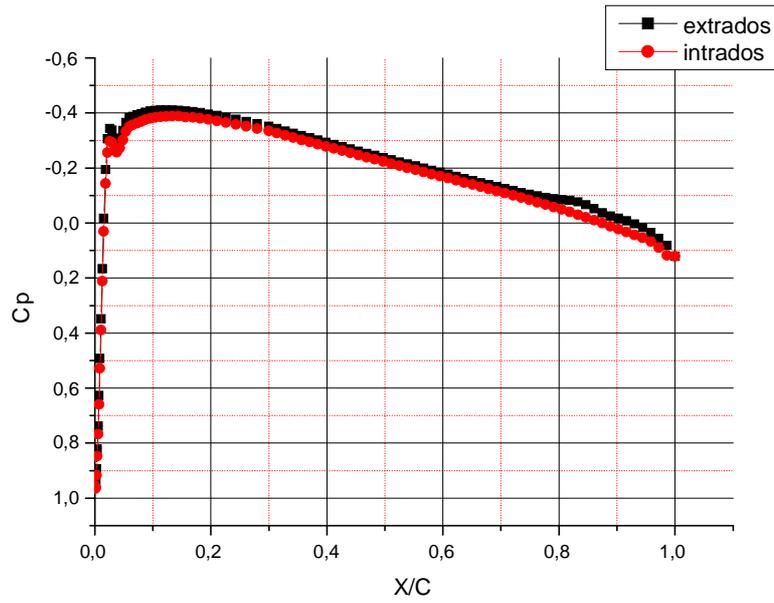


Figure (4.3) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0012
 $\Omega = 10 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 0^\circ$

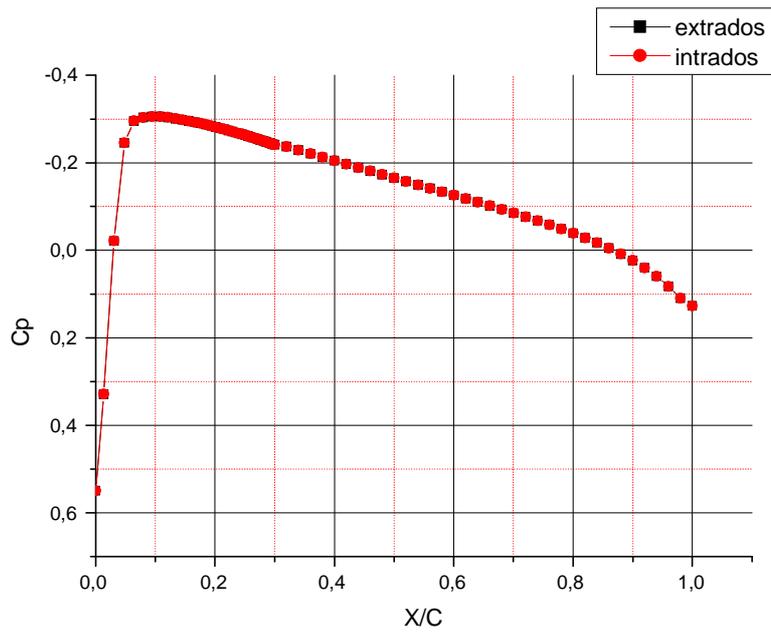


Figure (4.4) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0009
 $\Omega = 10 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 0^\circ$

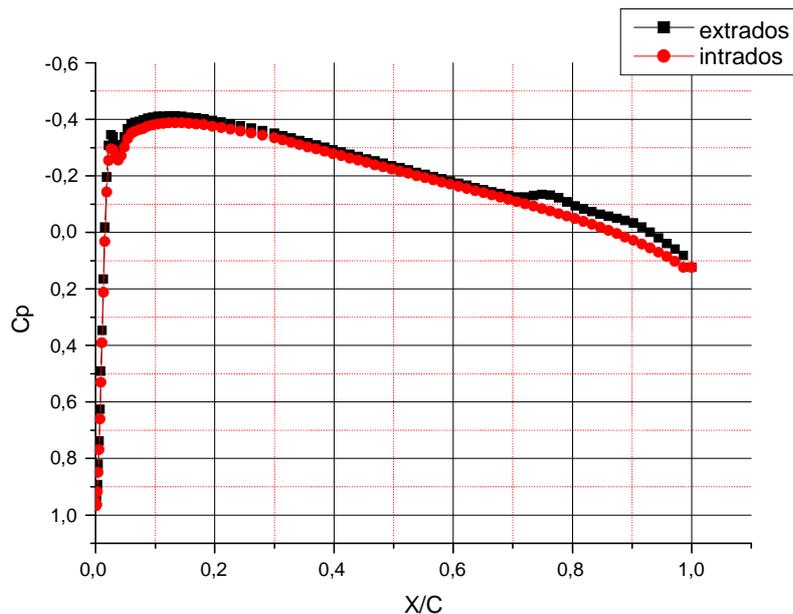


Figure (4.5) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0012
 $\Omega = 20 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 0^\circ$

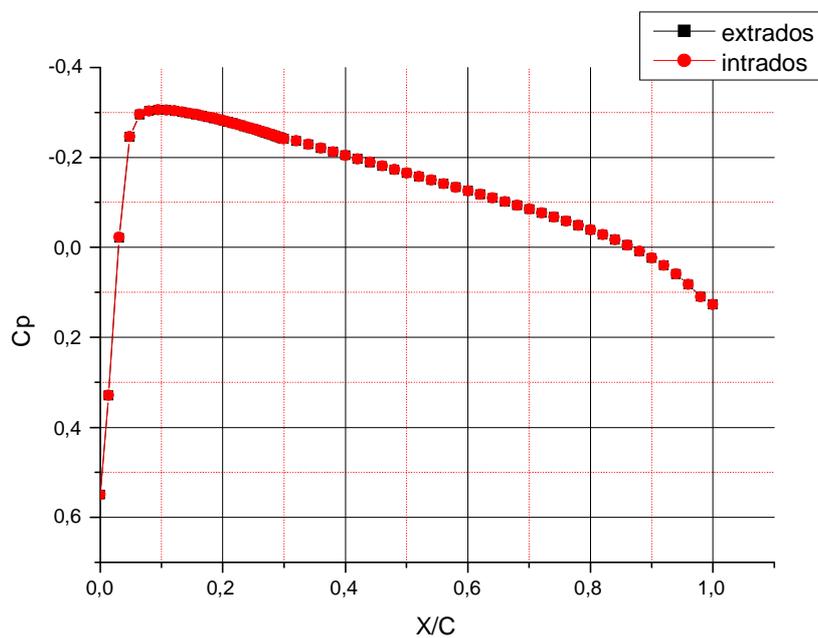


Figure (4.6) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0009
 $\Omega = 20 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 0^\circ$

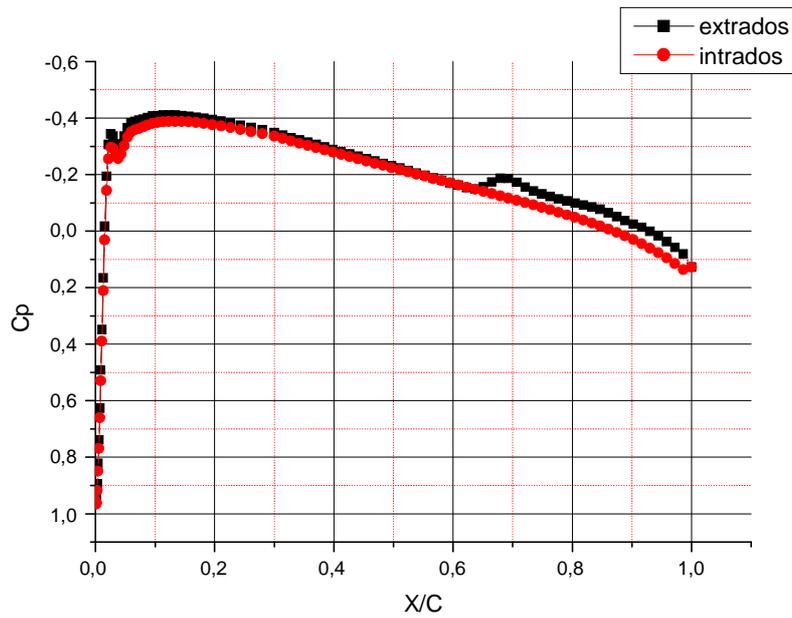


Figure (4.7) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0012
 $\Omega = 30 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 0^\circ$

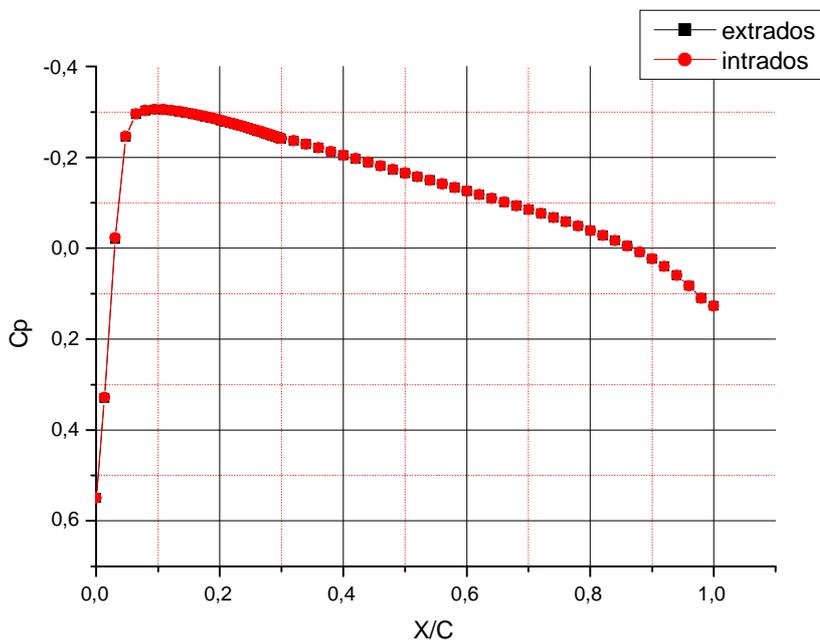


Figure (4.8) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0009
 $\Omega = 30 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 0^\circ$

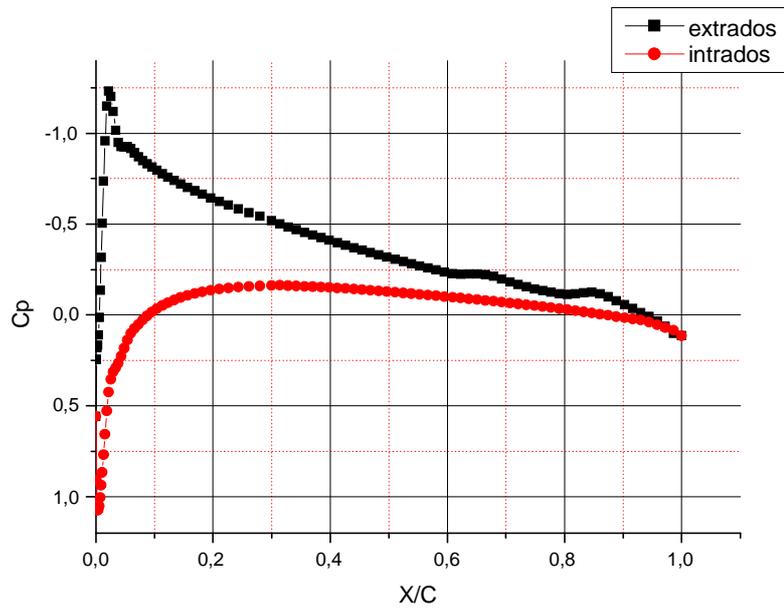


Figure (4.9) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0012
 $\Omega = 0 \text{ rad/s}$ $U_{\infty} = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 5^{\circ}$

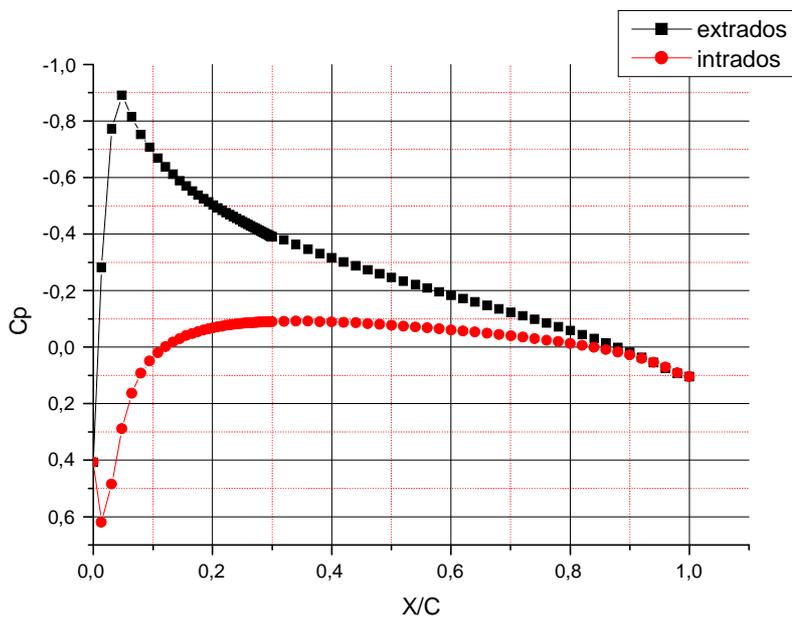


Figure (4.10) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0009
 $\Omega = 0 \text{ rad/s}$ $U_{\infty} = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 5^{\circ}$

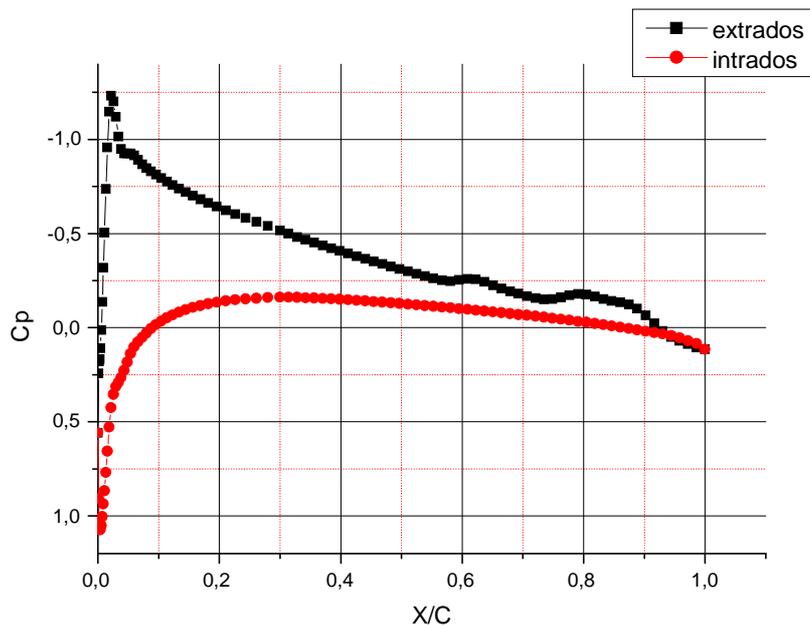


Figure (4.11) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0012
 $\Omega = 5 \text{ rad/s}$ $U_{\infty} = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 5^{\circ}$

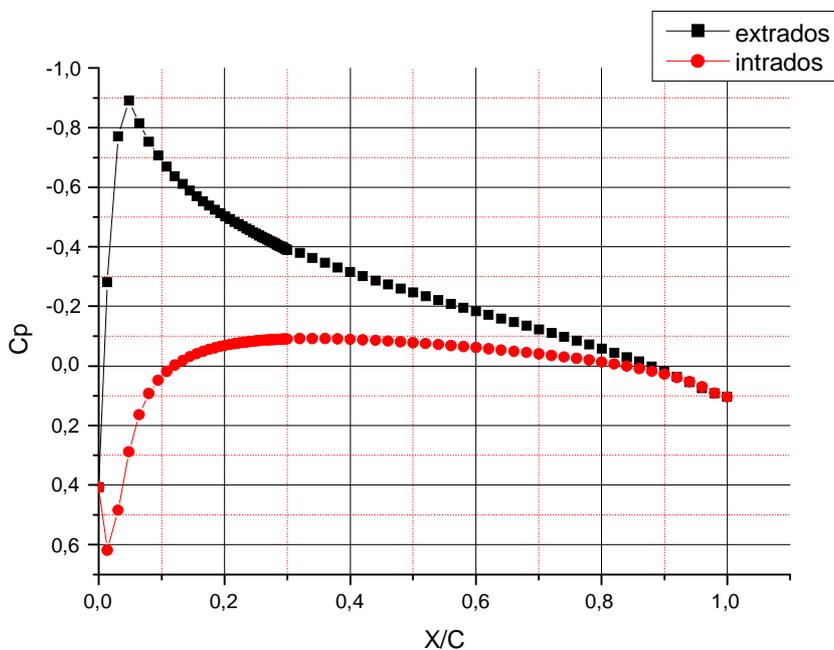


Figure (4.12) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0009
 $\Omega = 5 \text{ rad/s}$ $U_{\infty} = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 5^{\circ}$

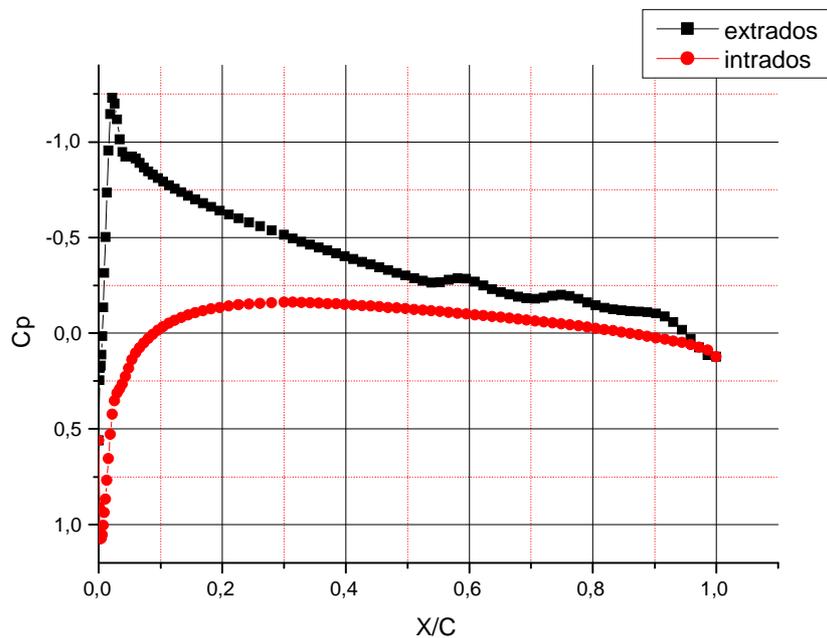


Figure (4.13) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0012
 $\Omega = 10 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 5^\circ$

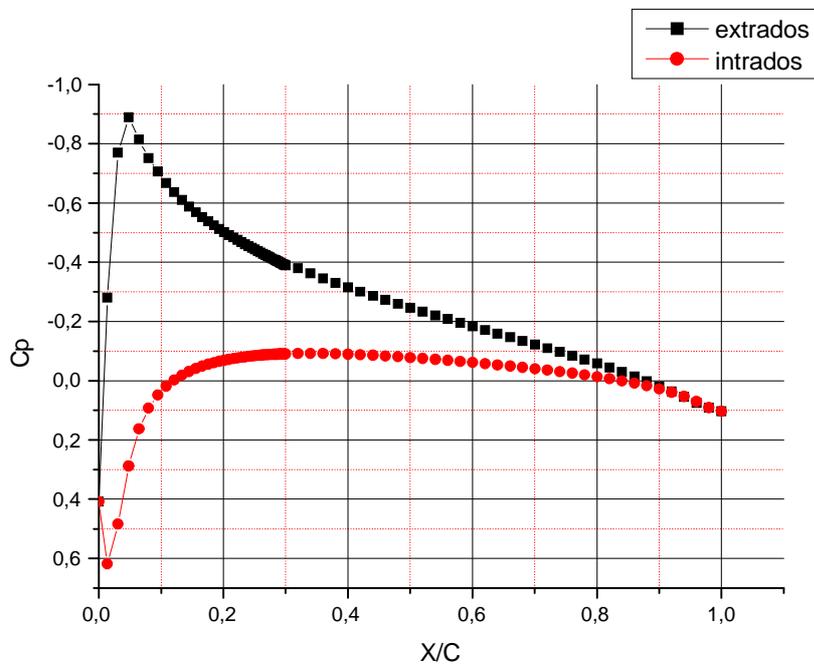


Figure (4.14) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0009
 $\Omega = 10 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 5^\circ$

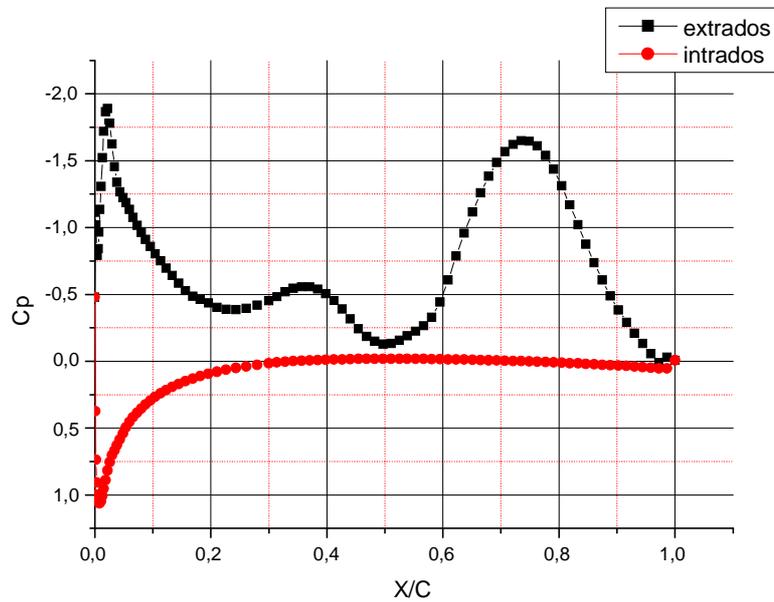


Figure (4.15) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0012
 $\Omega = 0 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 10^\circ$

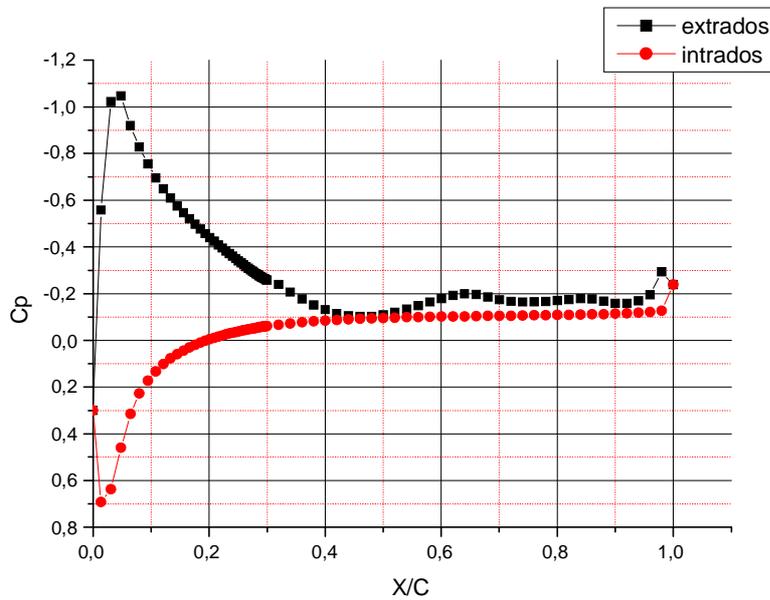


Figure (4.16) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0009
 $\Omega = 0 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 10^\circ$

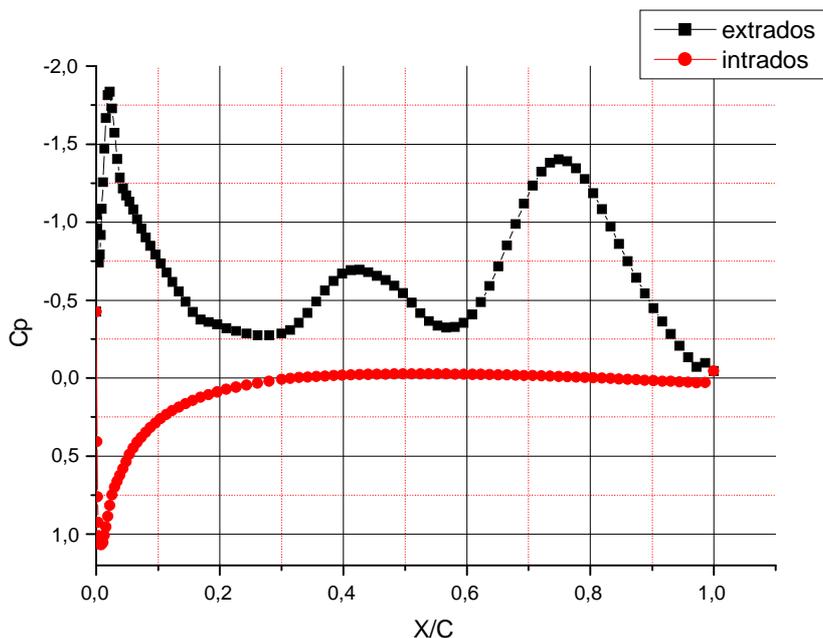


Figure (4.17) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0012
 $\Omega = 5 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 10^0$

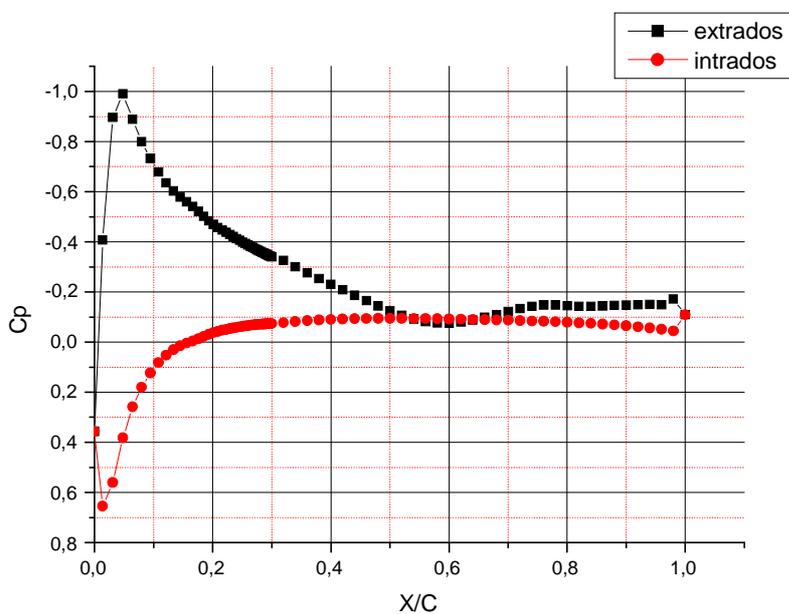


Figure (4.18) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0009
 $\Omega = 5 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 10^0$

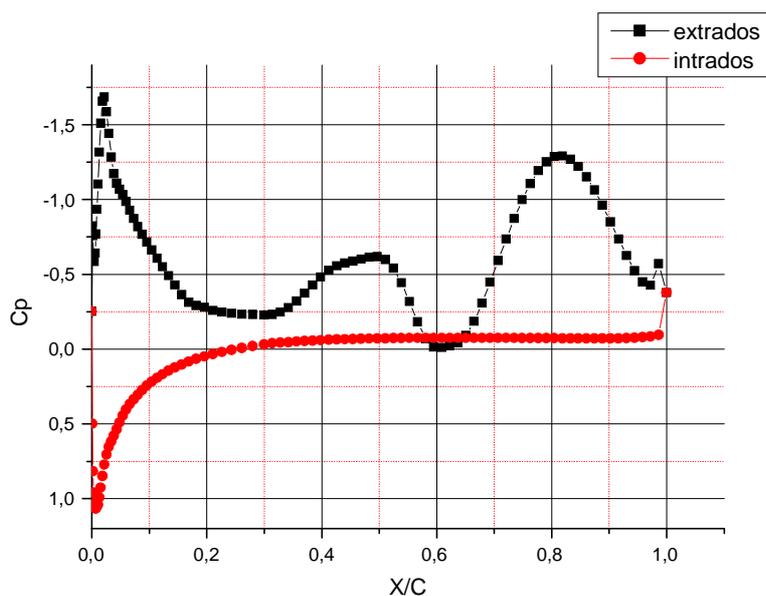


Figure (4.19) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0012
 $\Omega = 10 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 10^0$

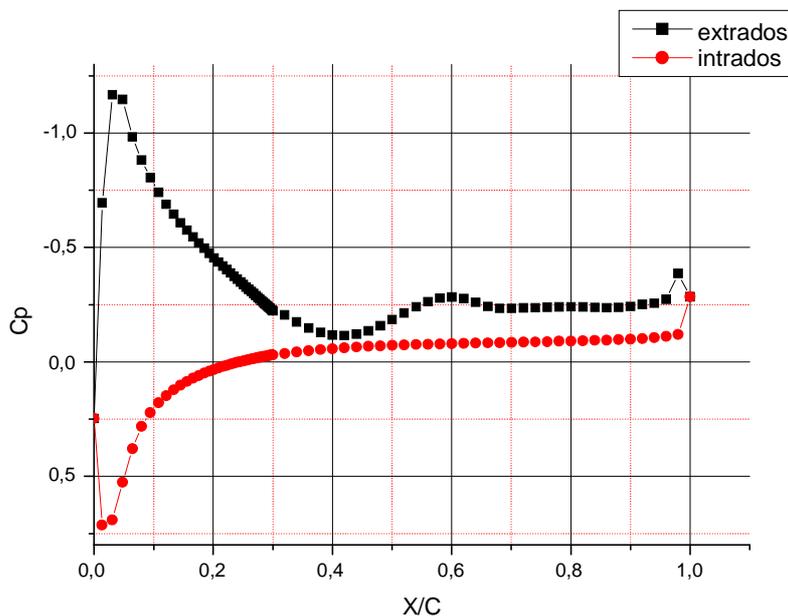


Figure (4.20) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0009
 $\Omega = 10 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 10^0$

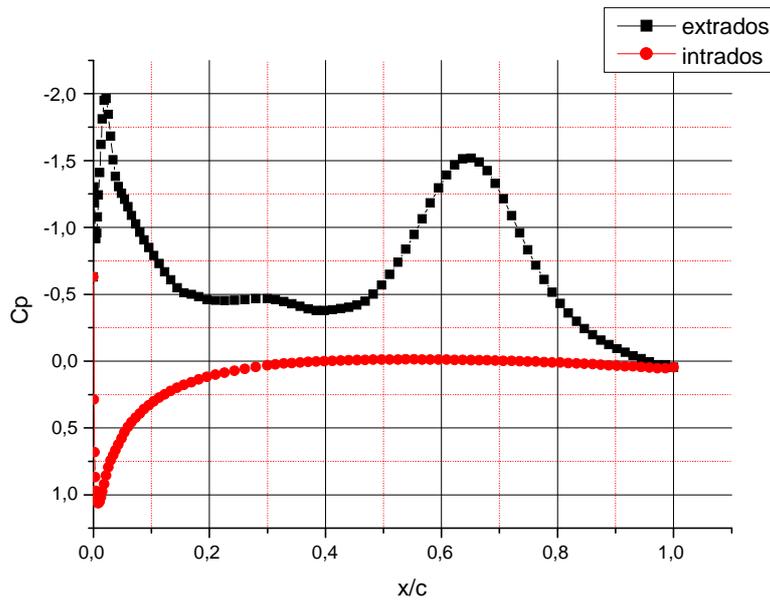


Figure (4.21) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0012
 $\Omega = 5 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 12^\circ$

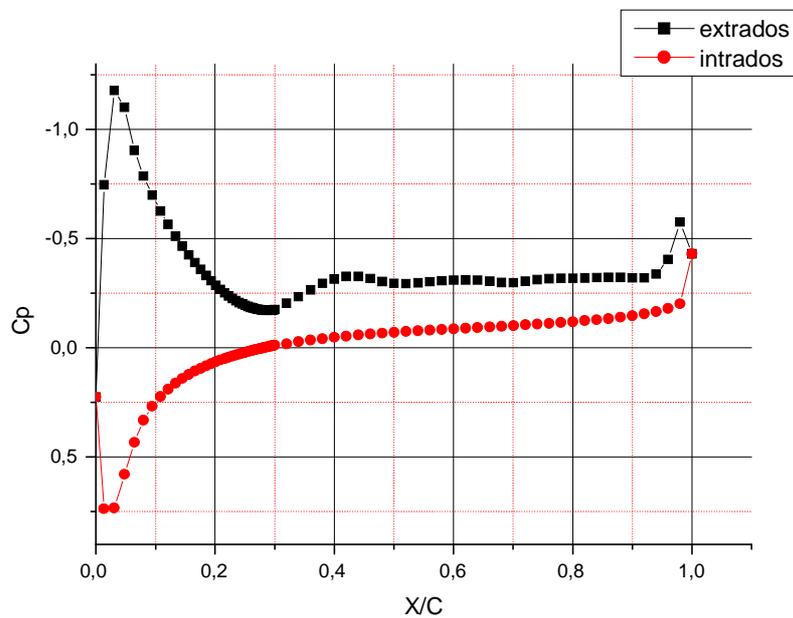


Figure (4.22) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0009
 $\Omega = 5 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 12^\circ$

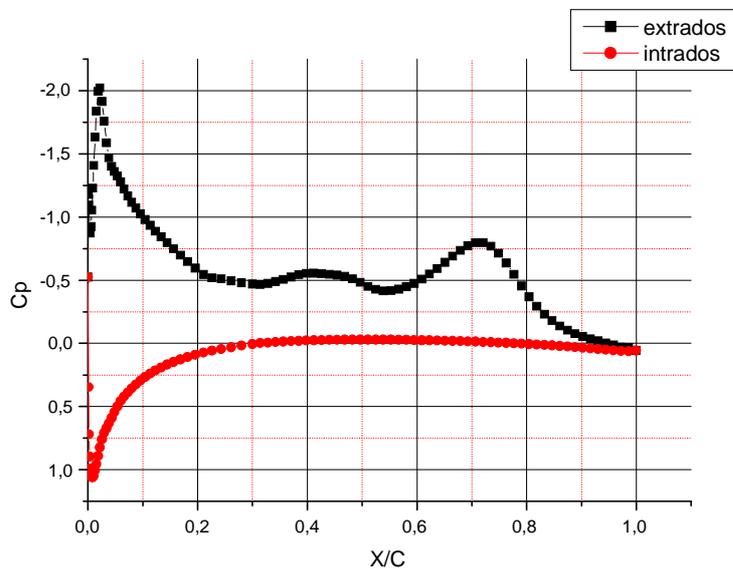


Figure (4.23) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0012
 $\Omega = 10 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 12^\circ$

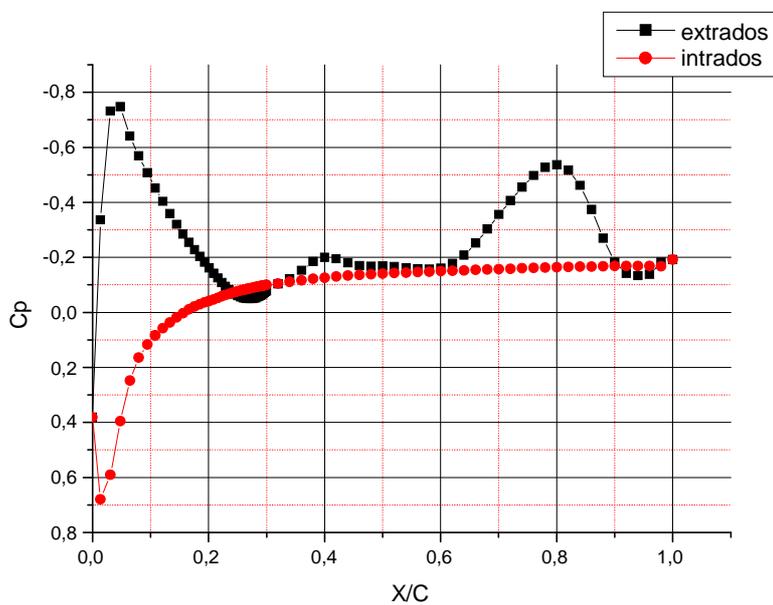


Figure (4.24) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0009
 $\Omega = 10 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 12^\circ$

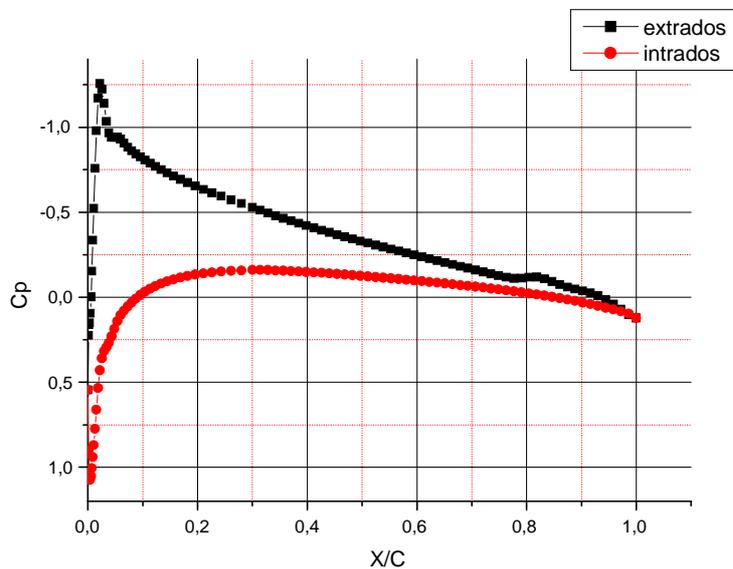


Figure (4.25) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0012
 $\Omega = 0 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 20 \text{ m/s}$ $\alpha = 5^\circ$

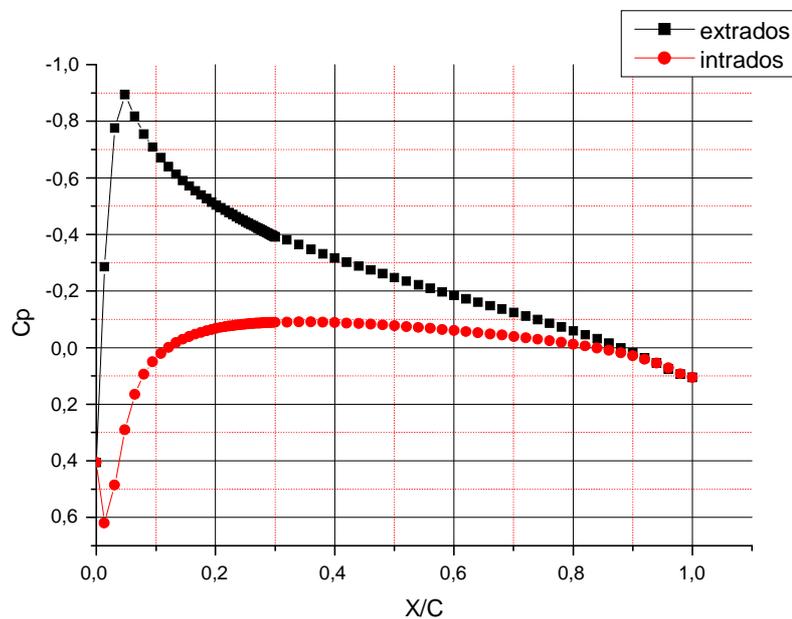


Figure (4.26) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0009
 $\Omega = 0 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 20 \text{ m/s}$ $\alpha = 5^\circ$

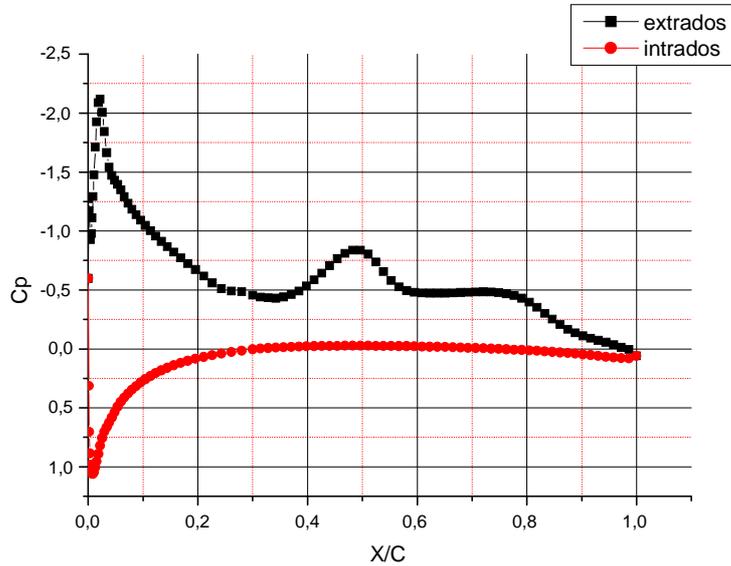


Figure (4.27) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0012
 $\Omega = 0 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 20 \text{ m/s}$ $\alpha = 10^0$

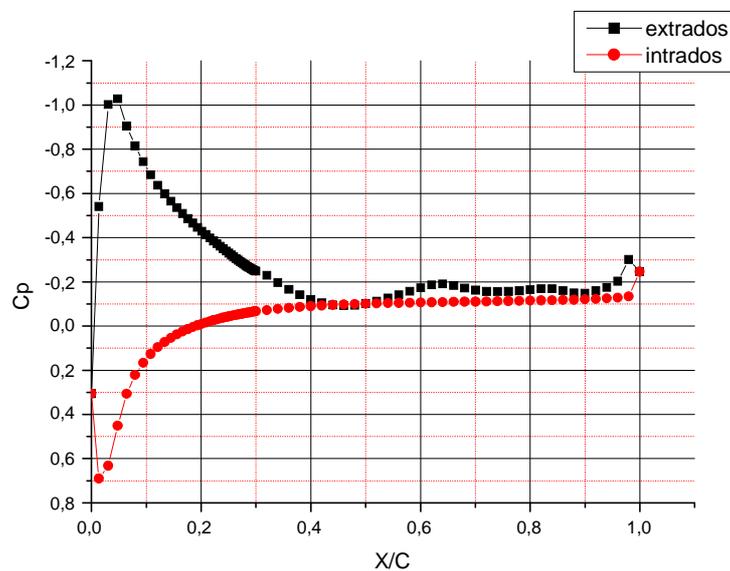


Figure (4.28) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0009
 $\Omega = 0 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 20 \text{ m/s}$ $\alpha = 10^0$

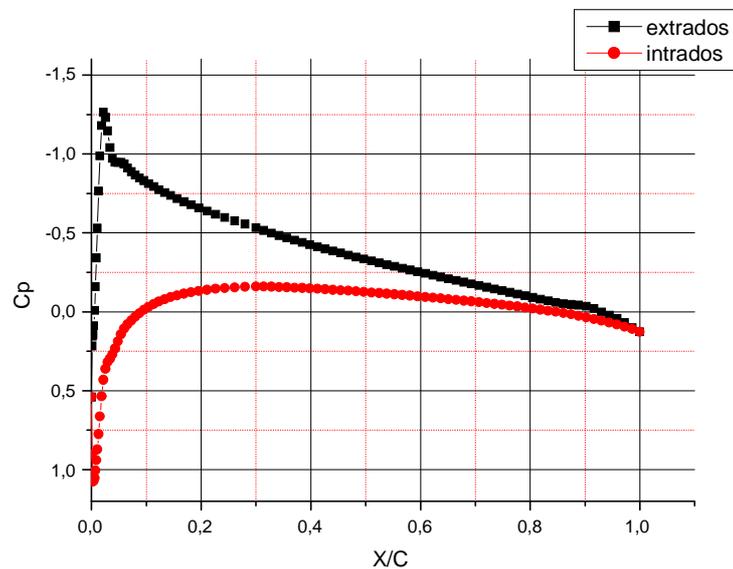


Figure (4.29) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0012
 $\Omega = 0 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 30 \text{ m/s}$ $\alpha = 5^\circ$

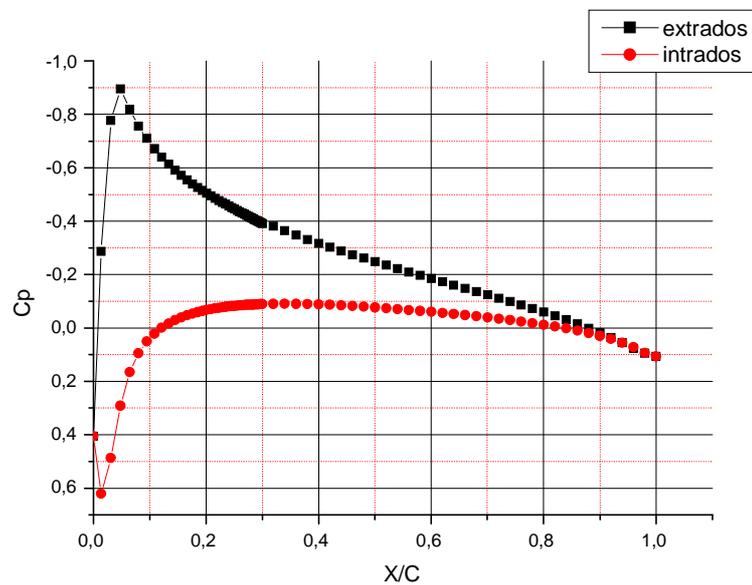


Figure (4.30) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0009
 $\Omega = 0 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 30 \text{ m/s}$ $\alpha = 5^\circ$

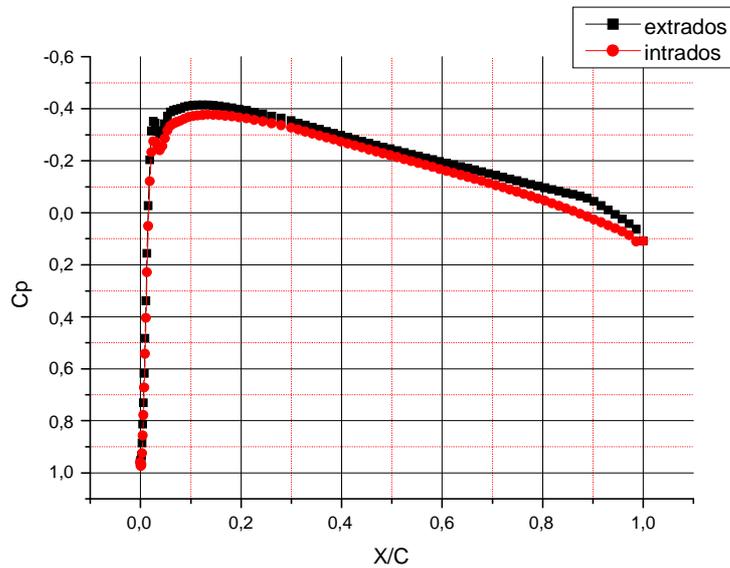


Figure (4.31) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0012
 $\Omega = 5 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 5 \text{ m/s}$ $\alpha = 0^\circ$

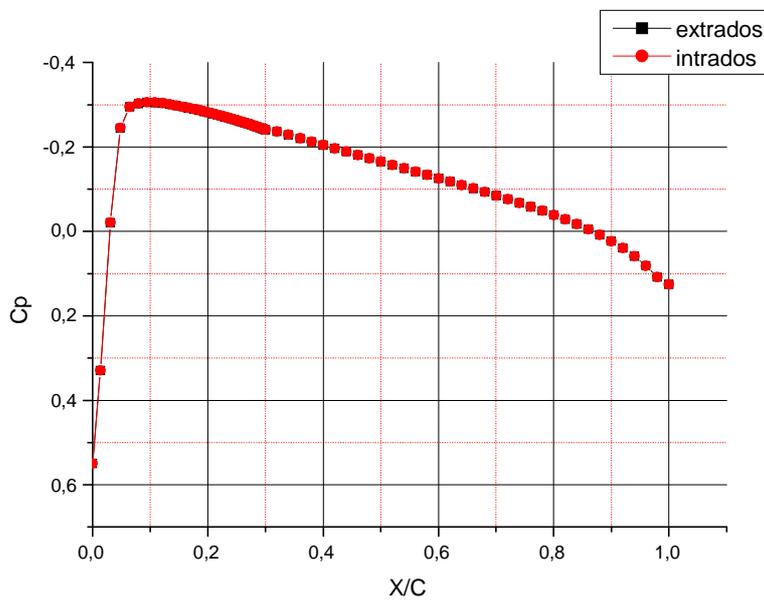


Figure (4.32) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0009
 $\Omega = 5 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 5 \text{ m/s}$ $\alpha = 0^\circ$

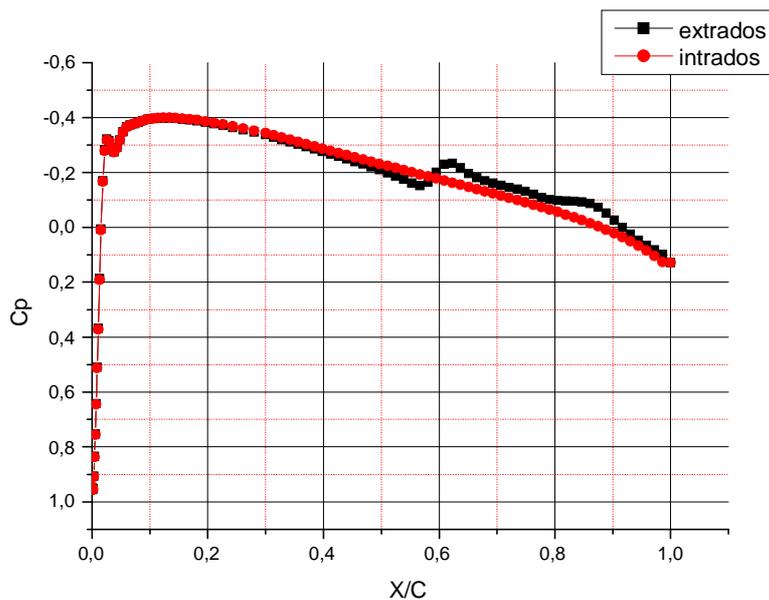


Figure (4.33) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0012
 $\Omega = 40 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 0^\circ$

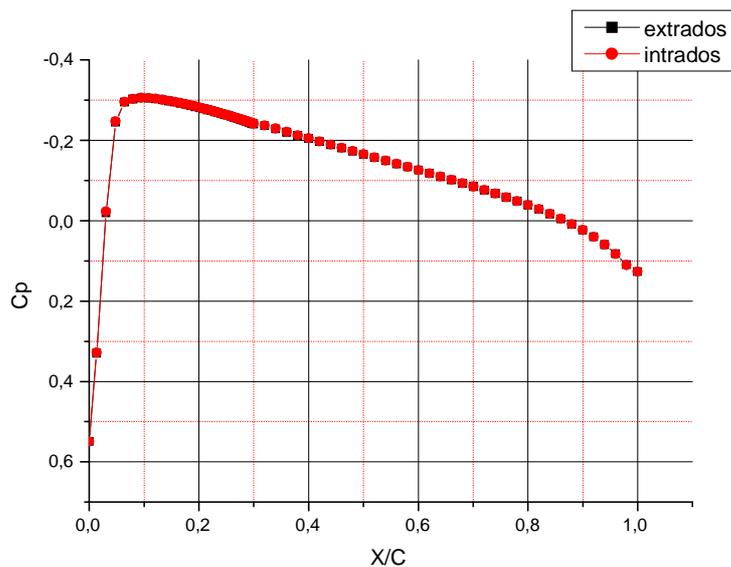


Figure (4.34) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0009
 $\Omega = 40 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ $\alpha = 0^\circ$

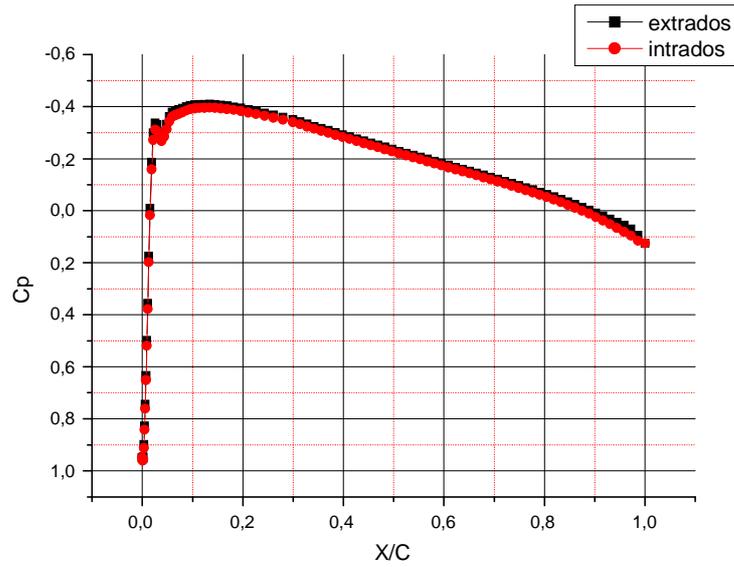


Figure (4.35) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0012
 $\Omega = 5 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 20 \text{ m/s}$ $\alpha = 0^\circ$

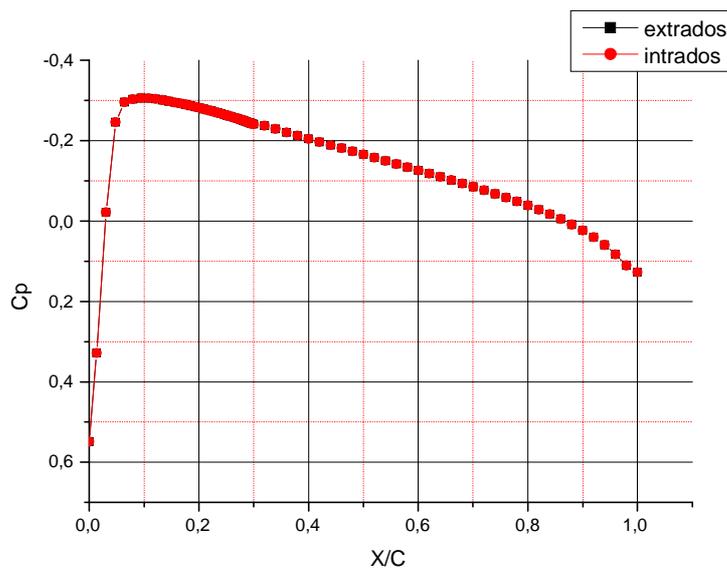


Figure (4.36) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0009
 $\Omega = 5 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 20 \text{ m/s}$ $\alpha = 0^\circ$

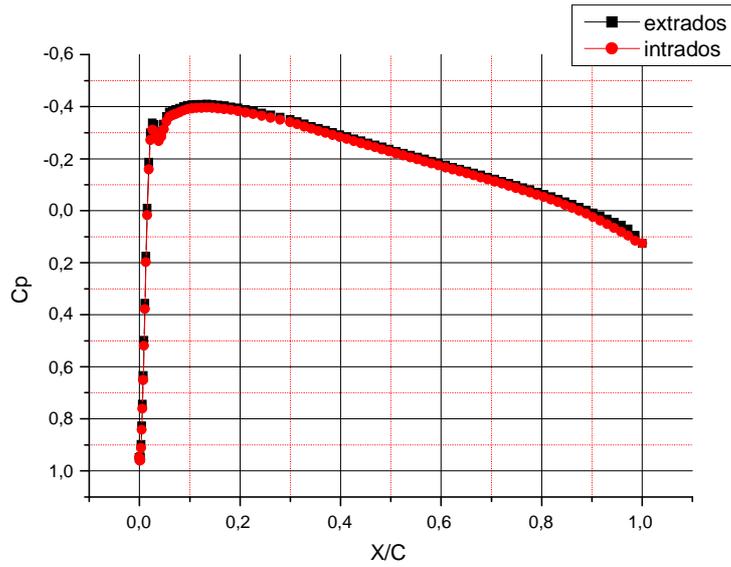


Figure (4.37) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0012
 $\Omega = 5 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 40 \text{ m/s}$ $\alpha = 0^\circ$

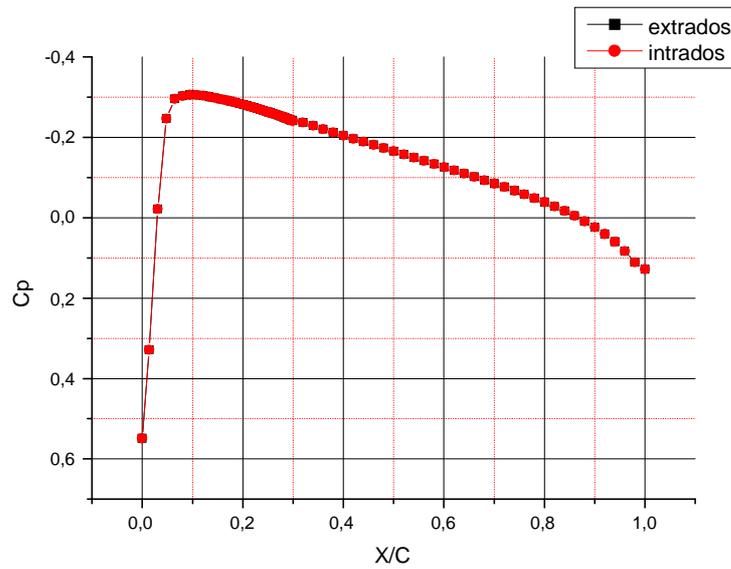


Figure (4.38) Distribution du coefficient de pression sur la surface du profil NACA0009
 $\Omega = 5 \text{ rad/s}$ $U_\infty = 40 \text{ m/s}$ $\alpha = 0^\circ$

4.6 Distribution de vitesse sur un profil

L'étude a été réalisée pour des incidences $\alpha = 5^\circ, 10^\circ, 12^\circ$ et pour des stations $x/c = 0.25, 0.5, 0.75$. L'analyse de l'influence du traitement de surface d'un profil d'aile a porté essentiellement sur les vitesses tangentielles u dont les profils sont caractéristiques de l'évolution de la couche limite.

Les figures représentant les distributions de vitesse sur les profils NACA 0012 et NACA 0009 et détaillant plus précisément ce qui se passe successivement le long de sa courbure, comme par exemple les figures (4.39), (4.40), (4.41) mettent en évidence plusieurs choses :

on y distingue d'abord une couche limite qui va en s'épaississant dans le sens de l'écoulement. On voit bien que pour la station $x/c = 0.25$ l'épaisseur de la couche limite δ varie entre 0.01 et 0.06 alors que pour la station $x/c = 0.5$ δ varie entre 0.025 et 0.16. Mais pour $x/c = 0.75$ δ varie entre 0.2 et 0.3

La figure (4.49) représente la distribution de vitesse sur les profils NACA 0009 à la station $x/c = 0.25$, montre une faible influence de l'épaisseur du profil sur le profil de vitesse. A ce niveau, on est dans une phase de démarrage de la couche limite.

Par contre à la même station $x/c = 0.25$ l'effet de l'épaisseur est plus évident figure (4.39).

On enregistre une diminution du gradient de vitesse avec l'augmentation de l'épaisseur relative du profil.

Ainsi le profil NACA 0012 le plus épais, entraîne un décollement plus précoce.

D'où l'intérêt d'utiliser le profil le plus mince afin de retarder le point de décollement.

la vitesse de rotation n'a pas d'effet sur la couche limite pour une incidence nulle (figure 4.45) sur la figure (4.39) on peut noter une survitesse adimensionnelle de $u/U_\infty = 1.2$ qui apparaît à une distance $y/c = 0.01$. Cette survitesse correspond à l'accélération de l'écoulement à une distance de $x/c = 0.25$ du bord d'attaque du profil

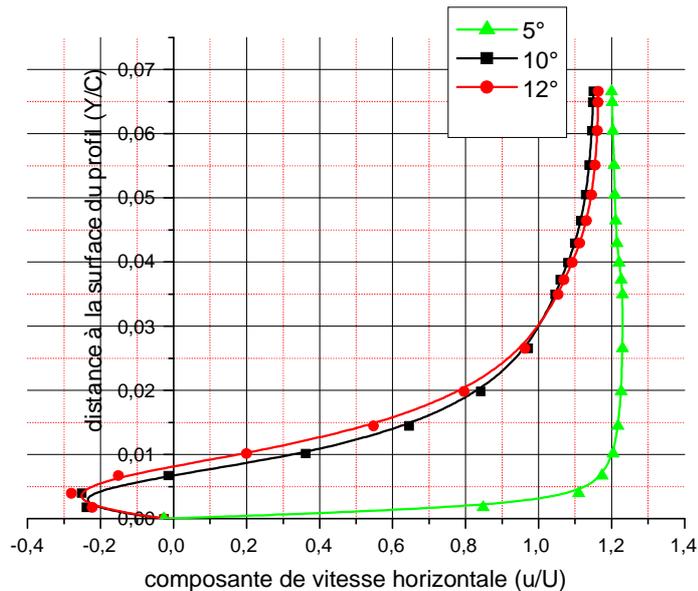
d'après les figures (4.39), (4.40), (4.41), (4.42), (4.43), (4.44), (4.46), (4.47), (4.48) des valeurs négatives de vitesses sont observées pour des incidences $\alpha = 10^\circ, 12^\circ$ traduisant ainsi une inversion de l'écoulement. L'épaisseur de la couche limite augmente. Ces phénomènes d'inversion et d'augmentation de l'épaisseur de la zone d'écoulement sont révélateurs du décollement de la couche limite pour ces incidences. Ce qui entraîne dans le cas du profil d'aile NACA 0012 une augmentation de la force de traînée et une diminution de la portance.

Donc le décollement de la couche limite est observé, par contre dans le cas du profil

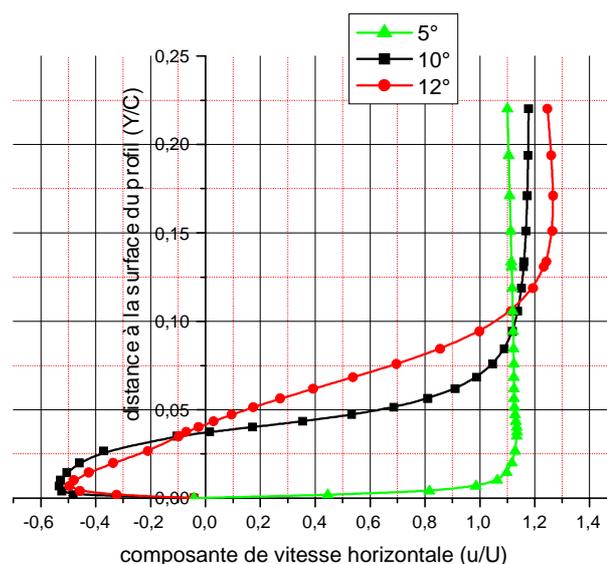
NACA 0009 et sur toutes les stations présentées, les figures (4.49), (4.50), (4.51)

Nous montre l'inversion d'écoulement pour $\alpha = 12^\circ$ donc le profil NACA 0009 repousse ce décollement tout au moins au-delà de $x/c=0.5$ pour une incidence $\alpha = 12^\circ$ par contre lorsque on augmente la vitesse de rotation le décollement de la couche limite est observé pour l'incidence $\alpha = 10^\circ$ (voir figure (4.54))

En conclusion pour garder la couche limite laminaire c'est à dire retarder le décollement il faut réduire l'épaisseur du profil, le profil le plus mince NACA 0009 est le meilleur.



**Figure (4.39) Comparaison des profils des vitesses sur la station $x/c = 0.25$
Pour $V=10$ m/s $\Omega = 5$ rad/s profil NACA0012**



**Figure (4.40) Comparaison des profils des vitesses sur la station $x/c = 0.5$
Pour $V=10$ m/s $\Omega = 5$ rad/s profil NACA0012**

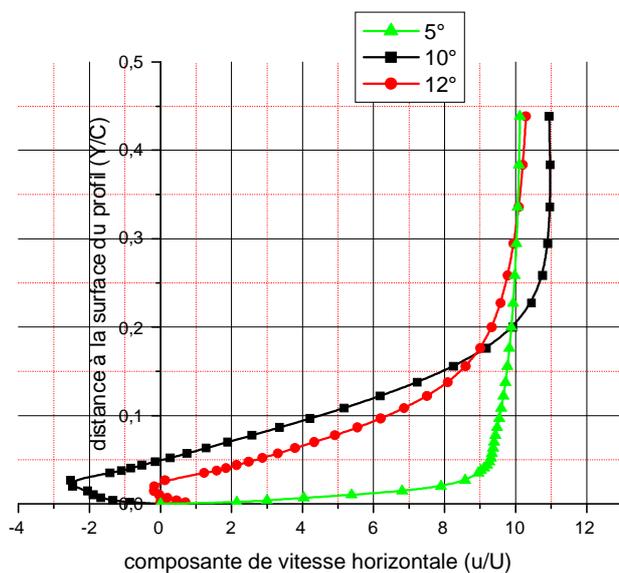


Figure (4.41) Comparaison des profils des vitesses sur la station $x/c = 0.75$
Pour $V=10$ m/s $\Omega=5$ rad/s profil NACA0012

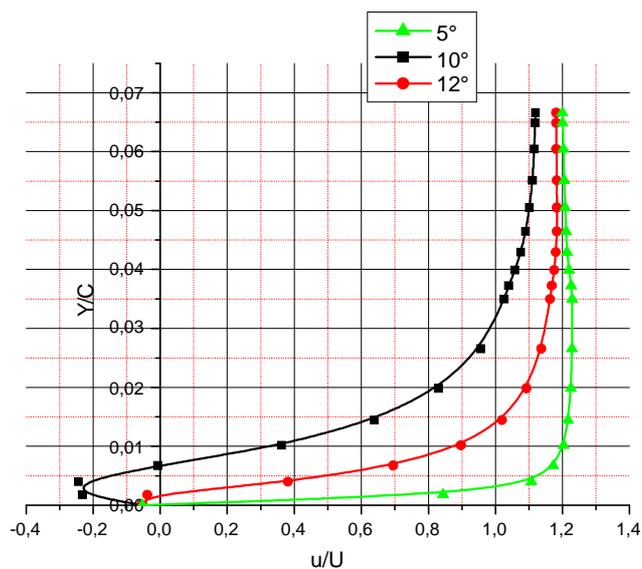


Figure (4.42) Comparaison des profils des vitesses sur la station $x/c = 0.25$
Pour $V=10$ m/s $\Omega=10$ rad/s profil NACA0012

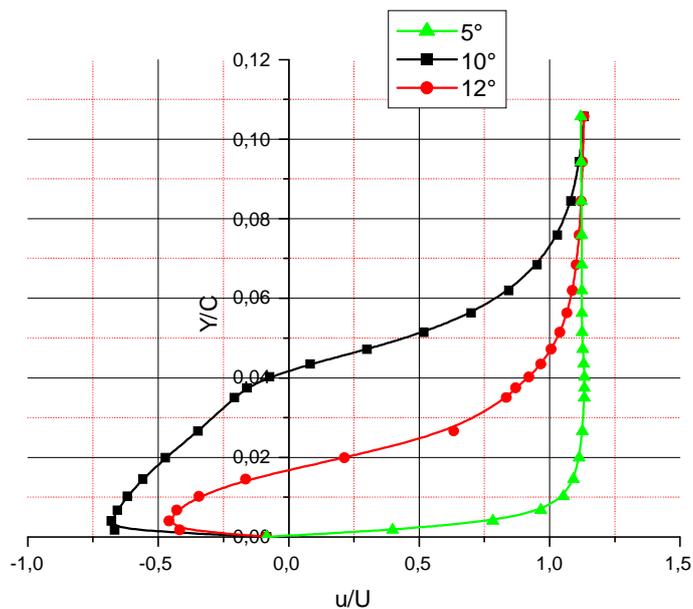


Figure (4.43) Comparaison des profils des vitesses sur la station $x/c = 0.5$
Pour $V=10$ m/s $\Omega=10$ rad/s profil NACA0012

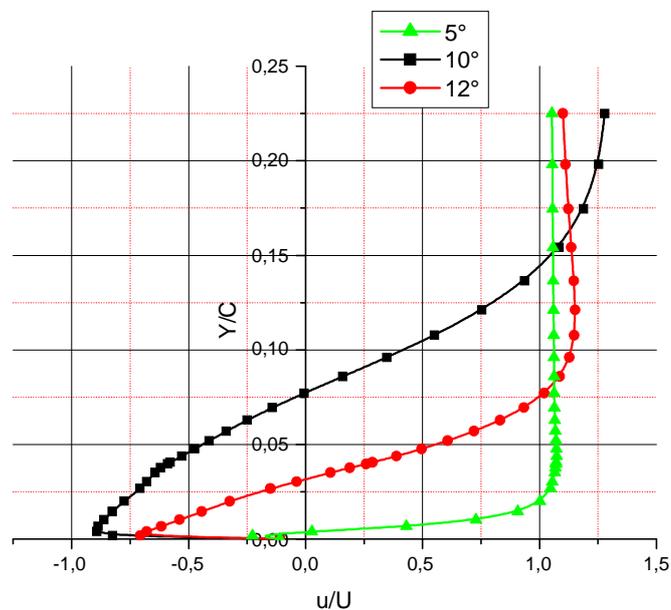


Figure (4.44) Comparaison des profils des vitesses sur la station $x/c = 0.75$
Pour $V=10$ m/s $\Omega=10$ rad/s profil NACA0012

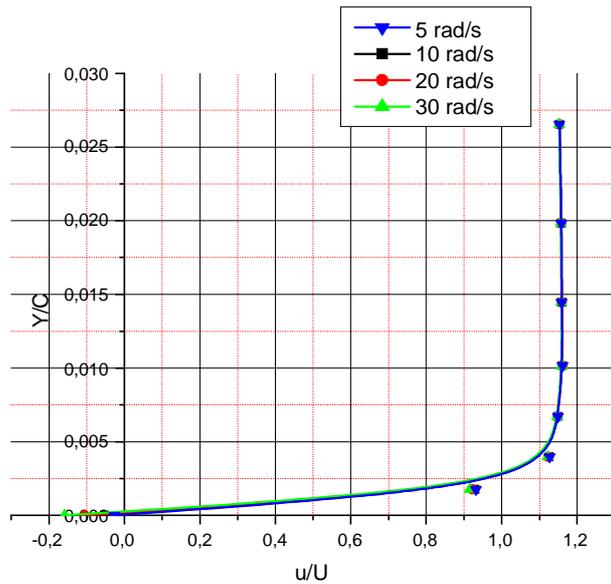


Figure (4.45) Comparaison des profils des vitesses sur la station $x/c = 0.25$
Pour $V=10 \text{ m/s}$ $\alpha = 0^\circ$ profil NACA0012

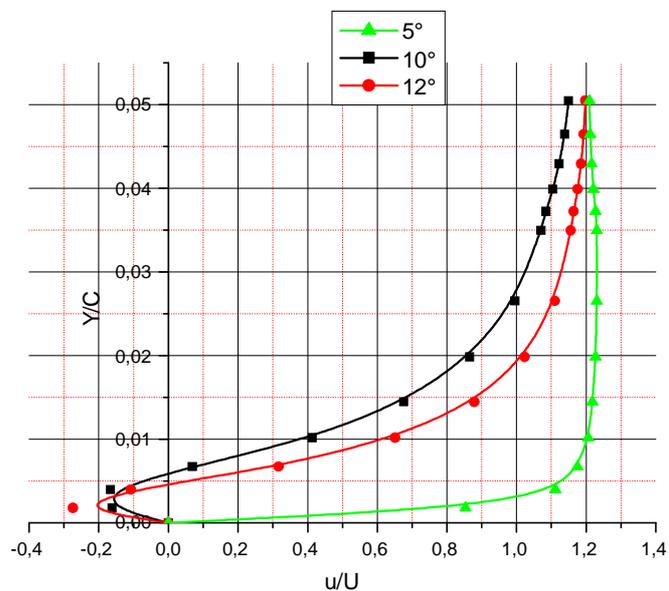


Figure (4.46) Comparaison des profils des vitesses sur la station $x/c = 0.25$
Pour $V=10 \text{ m/s}$ $\Omega = 0 \text{ rad/s}$ profil NACA0012

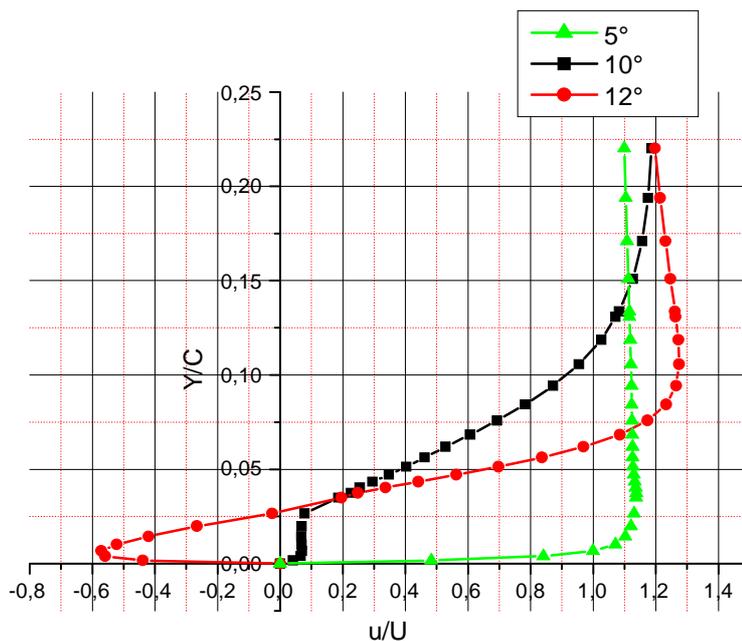


Figure (4.47) Comparaison des profils des vitesses sur la station $x/c = 0.5$
 Pour $V=10$ m/s $\Omega = 0$ rad/s profil NACA0012

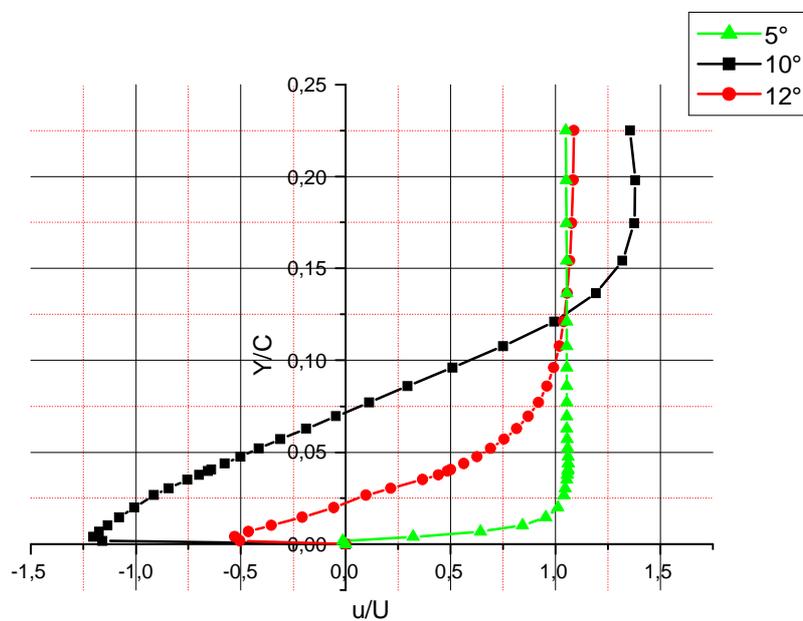


Figure (4.48) Comparaison des profils des vitesses sur la station $x/c = 0.75$
 Pour $V=10$ m/s $\Omega = 0$ rad/s profil NACA0012

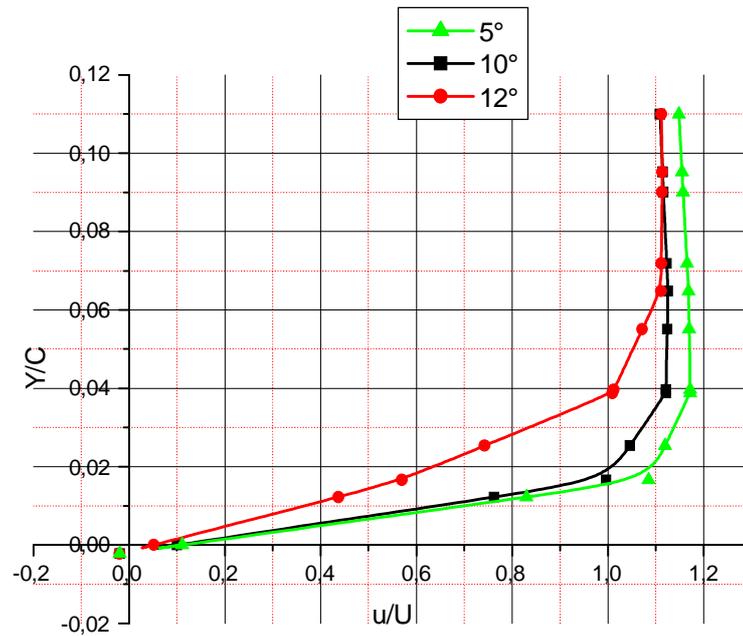


Figure (4.49) Comparaison des profils des vitesses sur la station $x/c = 0.25$
 Pour $V=10 \text{ m/s}$ $\Omega = 5\text{rad/s}$ profil NACA0009

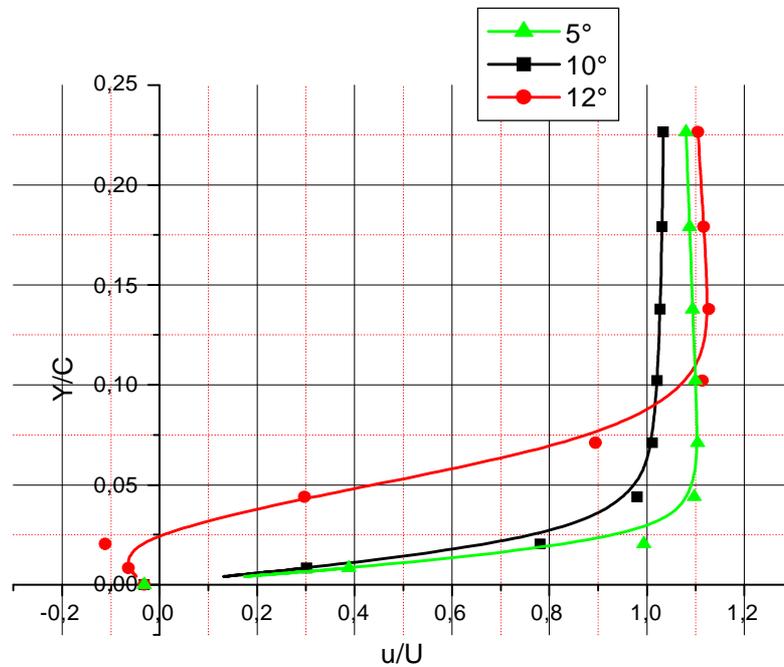


Figure (4.50) Comparaison des profils des vitesses sur la station $x/c = 0.5$
 Pour $V=10 \text{ m/s}$ $\Omega = 5\text{rad/s}$ profil NACA0009

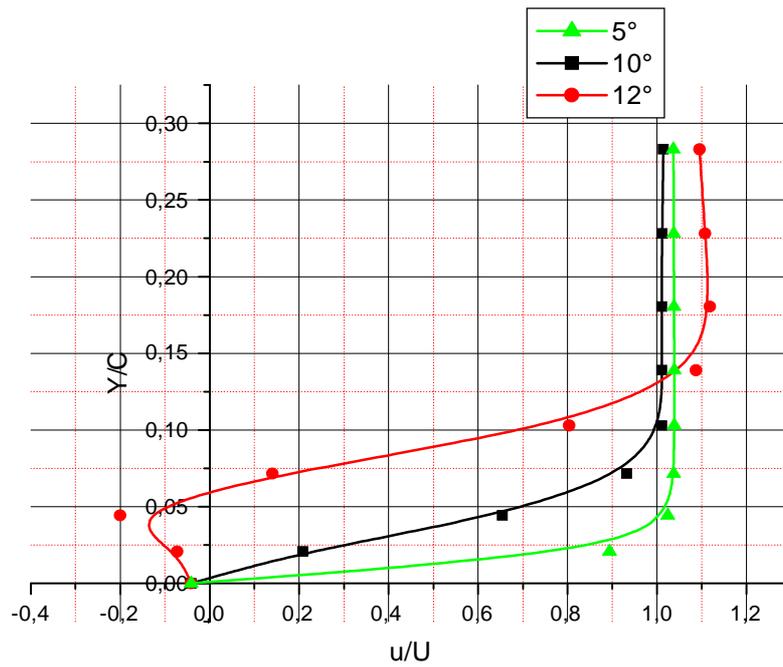


Figure (4.51) Comparaison des profils des vitesses sur la station $x/c = 0.75$
 Pour $V=10$ m/s $\Omega = 5$ rad/s profil NACA0009

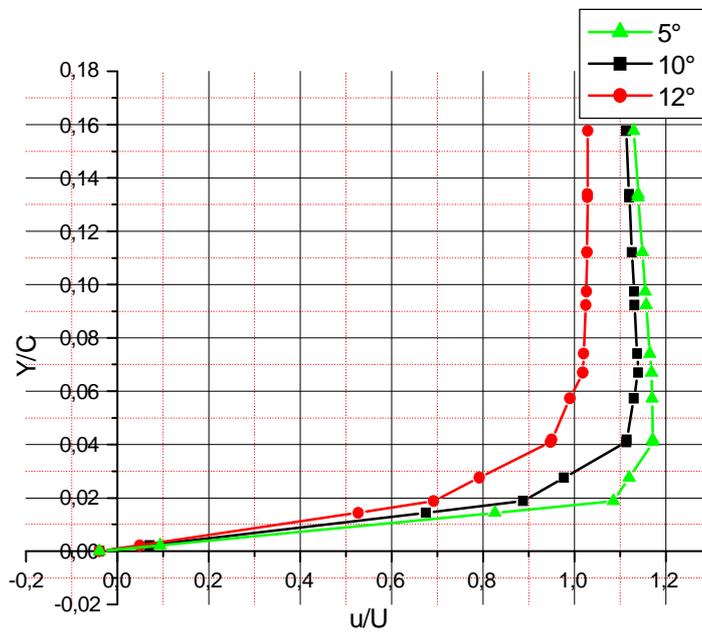


Figure (4.52) Comparaison des profils des vitesses sur la station $x/c = 0.25$
 Pour $V=10$ m/s $\Omega = 10$ rad/s profil NACA0009

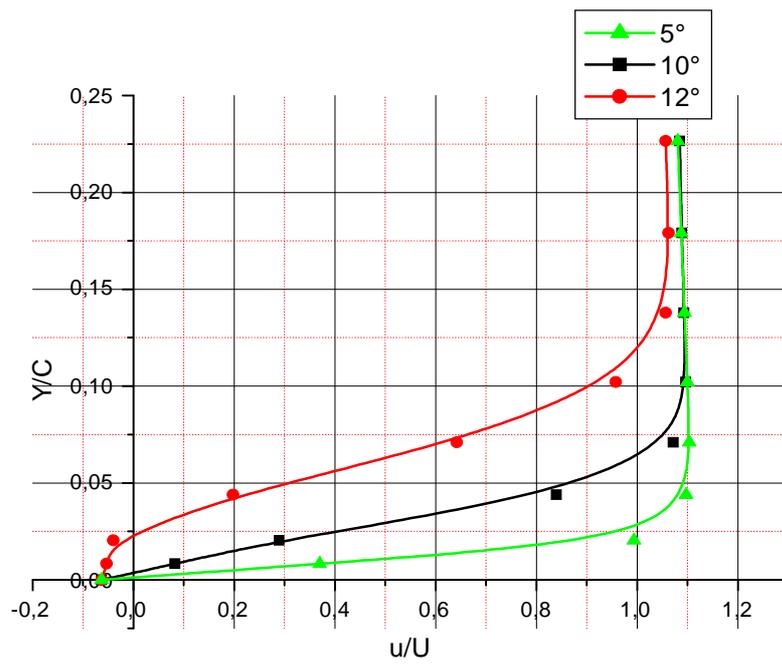


Figure (4.53) Comparaison des profils des vitesses sur la station $x/c = 0.5$
 Pour $V=10$ m/s $\Omega = 10$ rad/s profil NACA0009

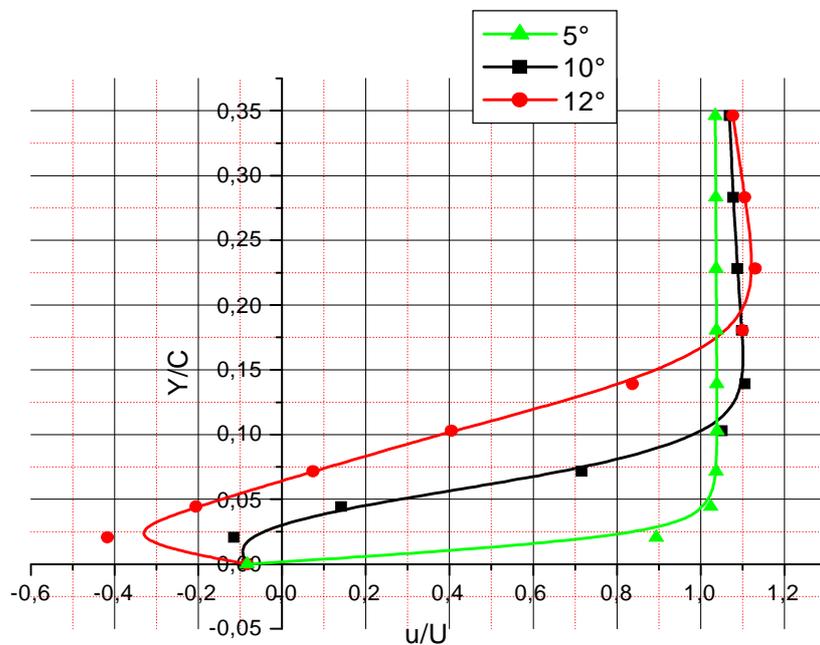


Figure (4.54) Comparaison des profils des vitesses sur la station $x/c = 0.75$
 Pour $V=10$ m/s $\Omega = 10$ rad/s profil NACA0009

Conclusion

Le présent travail a porté essentiellement sur la simulation numérique d'un écoulement incompressible autour d'un profil symétrique de type NACA, utilisant comme outil de calcul le code en volumes finis Fluent.

Les principaux objectifs de ce travail sont atteints, notamment une maîtrise avancée du logiciel de calcul «Fluent » ainsi que celui du maillage « Gambit ». Les différents résultats ont porté a travers l'analyse du champ dynamique.

L'étape d'apprentissage du code de calcul nous avait pris un temps considérable vu la multitude des réglages disponibles sous le logiciel, ainsi que la base théorique elle-même des différents paramètres à ajuster. Entre temps, nous avons fait plusieurs "fausses routes" sur la géométrie, le maillage, les conditions aux limites et les valeurs de référence de "Fluent".

A travers les résultats obtenus dans ce mémoire on peut étudier l'influence de la vitesse de l'écoulement, la vitesse de rotation, l'angle d'attaque, l'épaisseur du profil sur la position du point de la transition

On remarque que la diminution de l'épaisseur du profil symétrique fait augmenter la zone de la couche limite laminaire c'est à dire retarder le décollement.

On peut conclure aussi que la diminution de l'angle d'attaque et la vitesse de rotation et l'augmentation de la vitesse de l'écoulement fait augmenter la zone de la couche limite laminaire.

Les recherches consacrées à l'étude de la laminarité effectuées ces dernières années montrent que des gains significatifs peuvent être obtenus par le contrôle et le maintien d'une couche limite laminaire sur les surfaces portantes des avions de transport.

La maîtrise de la laminarité nécessite de nombreuses études théoriques et expérimentales pour la prévision de la position de la transition.

Enfin, nous dirons que ce travail nous a permis de maîtriser, surtout pour les écoulements a géométrie complexe, un code de calcul plus qu'utile et d'entrevoir les immenses possibilités qu'il offre aux ingénieurs et aux industriels pour faire des recherches à moindres coûts.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] **V.J.Modi, F. Mokhtarian, T. Yokozimo**

Moving surface boundary layer control as applied to 2d airfoils,AIAA paper, 1989, pp. 89-0296.

[2] **Carlo E Carcangiu,Jens N Sorensen,Franco Cambuli and Natalino Mandas**

CFD –RANS analysis of the rotational effect on the boundary layer of wind turbine blades,
Journal of physics: conference series 75 (2007) 012031

[3] **Gortler. H**

A new series for the calculation of steady laminar boundary layer flows. J. Math.Mech.6,1-66
(1957).

[4] **Sachin.Goel.**

Development of a Computational Design System for the Multi-Objective Aerodynamic Design
Optimization of 2D Airfoils- Integration ». School of Engineering , Cranfield University

[5] **Olivier.Marsden**

Calcul direct du rayonnement acoustique de profils par une approche Curviligne d'ordre élevé
these de doctorat , école centrale de lyon, 2005

[6] **R.W.Fox and A.T. McDonald**

An introduction to fluid mechanics, Ed.John Willey and Sons,1985

[7] <http://www.chez.com/aerodynamique>

[8] **H .Schlichting**

Boundary Layer Theory, 7th ed., McGraw-Hill, New York,1979

[9] **F.White**

Viscous Fluid Flow, McGraw-Hill, New York. (1974)

[10] **Marc Rabaud**

Ecoulement Aux Grandes Echelles ».Master2 Recherche Université Paris-sud Note de cours
2006/2007

[11] **Wen Zhong Shen and Jen Norkaer Sorensen**

quazi-3d navier stokes model for rotating Airfoil » department of energy engineering,
denmark,1998

[12] **A. R. S. Bramwell, George Done and David Balmford**

Bramwell's Helicopter Dynamics Second edition. Butterworth-Heinemann 2001

[13] **John D. Anderson, Jr**

Computational Fluid Dynamics The Basics with Application, McGraw-Hill Inc 1995

[14] **Nadia Brahmia**

Etude numérique d'une couche limite laminaire incompressible autour d'un profil
bidimensionnel, thèse de magister ,Constantine, 2001

[15] **Leridi Nadia**

Contrôle de l'onde de choc sur un profil dans un écoulement transsonique, thèse de magister
Constantine, 2008

[16] **C.A.J Fletcher**

Computational Techniques for fluid dynamics-volume 2, Springer –Verlag, Berlin
Heidelberg,1988

[17] **Hamrelaine Salim**

Etude numérique d'une couche limite laminaire autour d'une aube, thèse de magister
Skikda 2006

دراسة جريان غير منضغط حول جناح في حالة دوران

ملخص

إن هذه الأطروحة تحتوي على دراسة جريان غير منضغط حول جناح متناظر في حالة دوران من نوع NACA و كذلك تحديد نقط التحويل من جريان صفحي إلى جريان مضطرب.

الدراسة مبنية على معادلات Prandtl، حيث نبحث على توزيع معامل الضغط حول الجناح.

الحال العددي للمعادلات تم باستعمال برنامج Fluent الذي يستعمل طريقة الحجم المنتهية.

النتائج المحصل عليها سمحت لنا بدراسة تأثير سرعة الجريان و سرعة الدوران، وزاوية ورود الهواء و سمك

الجناح على نقطة التحويل.

الكلمات الدالة : ديناميكا الهواء ، الجريان غير المنضغط اللزج، جناح دوراني، معامل الضغط

Numerical study of incompressible flow around a rotating profile

Abstract

This work concerns the study of an incompressible flow around a rotating symmetrical NACA airfoil, and the determination of the transition point location.

The study is based on the Prandtl boundary layer equations. The distribution of pressure coefficient around this profile is calculated.

The numerical solution of the equations is done using the FLUENT CFD software, which is based on the Finite Volume Method. The results have shown the effects of the flow velocity, the angular velocity, the angle of attack and the thickness profile on the transition position.

Key words: Aerodynamics, incompressible viscous flow, rotating profile, pressure coefficient.

Etude d'un écoulement incompressible autour d'un profil tournant

Résumé

Dans ce travail nous avons étudié l'écoulement incompressible autour d'un profil symétrique en rotation de type NACA, ainsi que la détermination de la position du point de transition.

L'étude est basée sur le modèle mathématique de Prandtl, en recherchant la répartition du Coefficient de pression autour de ce profil. La résolution numérique des équations est effectuée en utilisant le code de calcul FLUENT, qui est basé sur la méthode des volumes finis

Les résultats obtenus ont permis d'étudier l'influence de la vitesse de l'écoulement, la vitesse de rotation, l'angle d'attaque, l'épaisseur du profil sur la position du point de transition.

Mots clés : aérodynamique, écoulement incompressible visqueux, profil tournant, coefficient de pression.