

**UNIVERSITE SAAD DAHLEB BLIDA1**

**Institut d'Aéronautique et des Etudes Spatiales Blida**

**Mémoire de fin d'études**  
**En vue de l'obtention du Diplôme de Master**  
**Aéronautique**

Spécialité : Structure Avions

**ETUDE DE LA COUCHE LIMITE TURBULENTE**  
**AUTOURS DE PROFILS NACA**

Par  
**SEBTI SABER SAAD**  
**KHEDIMELLAH IMED EDDINE**

Devant le jury composé de :

M.ADDA  
S. LAAZAB

Professeur, USDBlida1  
MAA, USDBlida1  
MAA, USDBlida1  
MAA, USDBlida1

Président  
Examineur  
Promoteur  
Co-Promoteur

Blida, 2022

## ملخص

أصبحت دراسة الطبقة الحدودية المضطربة موضع اهتمام في السنوات الأخيرة في البحث العلمي وخاصة في الديناميكا الهوائية حيث تتدخل بشكل خاص في تصميم أجنحة الطائرات والآلة التوربينية لتحسين أدائها. يساهم هذا العمل في الدراسة العددية للطبقة الحدودية المضطربة التي تم تطويرها على ملامح ثنائية الأبعاد من نوع ناكّا. تعتمد نمذجة التدفق على المعادلات المتوسطة نافياي ستوكس، ويستخدم نموذج  $k\omega$ -SST, لنمذجة لاضطرابات يتم إجراء المحاكاة العددية بواسطة ANSYS FLUENT .

الهدف الرئيسي من هذا العمل هو دراسة تأثير التغيير في زاوية الاضطدام وسمك الصورة على سلوك الطبقة الحدودية. في هذه الوثيقة، سندرس أيضًا تأثير هذين المعلمين الأخيرين (زاوية الحدوث وسمك الملف الشخصي) على الضوضاء الناتجة عن التدفق عن طريق قياس SPL

## Résumé

L'étude de la couche limite turbulente est devenue un sujet d'intérêt ces dernières années dans la recherche scientifique en particulier dans l'aérodynamique où elle intervient notamment dans la conception des ailes d'avion et les turbomachines pour améliorer leurs performances. Le présent travail contribue à l'étude numérique de la couche limite turbulente développée sur des profils bidimensionnels de type NACA. La modélisation de l'écoulement est basée sur les équations de Navier-stokes moyennées, le modèle  $k\omega$  SST est utilisé pour modéliser la turbulence. La simulation numérique est effectuée par Ansys-Fluent. L'objectif principal de ce travail est d'examiner l'effet du changement d'angle d'incidence ainsi que l'épaisseur du profil sur le comportement de la couche limite. Dans ce document, on étudiera également l'influence de ces deux derniers paramètres (angle d'incidence, épaisseur du profil) sur le bruit généré par l'écoulement en mesurant le SPL.

## Abstract

The study of the turbulent boundary layer has become a subject of interest in recent years in scientific research especially in aerodynamics where it intervenes in particular in the design of aircraft wings and turbomachinery to improve their performance. This work contributes to the numerical study of the turbulent boundary layer developed on two-dimensional profiles of the NACA type. Flow modelling is based on the Navier-stokes averaged equations, the  $k\omega$  SST model is used to model turbulence. The numerical simulation is performed by Ansys-Fluent. The main objective of this work is to examine the effect of the change in angle of incidence and the thickness of the airfoil on the behaviour of the boundary layer. In this document, we will also study the influence of these last two parameters (angle of incidence, thickness of the airfoil) on the noise generated by the flow by measuring the SPL

# REMERCIEMENTS

La direction de notre mémoire a été assurée par monsieur MOURAD ADDA, enseignant à l'institut d'aéronautique et des études spatiales. On tient à le remercier vivement d'avoir dirigé ce travail, on exprime notre très profonde reconnaissance pour son appui scientifique et ses précieux conseils.

Je remercie également Monsieur SEBAA, enseignant à l'institut d'aéronautique et des études spatiales pour son aide concernant le logiciel de simulation ANSYS. Ses connaissances scientifiques et sa capacité à les partager avec nous.

On remercie nos collègues à l'institut d'aéronautique et d'étude spatiale.

On souhaiterait ensuite remercier tous qui ont participé, de plus ou moins près à cette étude.

En fin, On adresse un grand merci à nos familles qui nous ont toujours soutenues encouragés durant nos études. Une pensée particulière à nos pères et mères, sans eux rien ne serait possible.

# DEDICACES

J'ai le grand plaisir de dédier ce modeste travail :

A la source d'amour, ma très chère mère qui me donne toujours l'espoir de vivre et qui n'a  
Jamais cessé prier pour moi

A La plus belle que Dieu m'a donnée ma deuxième mère AMINA, pour ses encouragements,  
son soutien, surtout pour son amour afin que rien n'entrave le déroulement de mes études

A mon frère, BILLEL AKREM, que je félicite à l'occasion de l'obtention de son diplôme  
« intelligence artificielle » et lui souhaiter de plus grand succès.

A mes proches, Didine et les gentilles, belles dames Karima, Kakou

A Mes meilleurs amis, chacun en son nom

Et mes collègues, la famille structure

Je remercie mon binôme STIKOU  
Qui a contribué pour la réalisation de ce modeste travail

En fin, Je dédie ce travail à la mémoire de mon défunt frère **SEBTI MOHAMED AMINE**

Je vous aime

SABER

# DEDICACES

C'est avec grand plaisir que je dédie ce modeste travail accompagné d'un très profond amour :

A celle qui m'a arrosé de tendresse et d'espairs, à la source d'amour éternel incessible, à la mère des sentiments fragiles qui ne cesse jamais et ne m'oubliera jamais de la faveur de ses prières, ma mère chérie.

A celui qui a fait de moi un homme, mon précieux offre du dieu qui doit ma vie, ma réussite et tout mon respect, mon cher père

Loin de vous, votre soutien et votre encouragement m'ont toujours donné de la force pour préserver et pour prospérer dans la vie

Chaque ligne de cette thèse chaque mot et chaque lettre vous exprime la reconnaissance, le respect, l'estime et le merci d'être mes parents

A mes chères sœurs AMINA et FADILA qui n'ont pas cessé de me conseiller, encourager et soutenir tout au long de mes études. Que Dieu les protège et leurs offre la chance et le bonheur

A mon grand frère ILYES, Qui me facilite toujours les choses et qui me soutient toujours, me propose des solutions et me guide dans la vie. Je vous souhaite succès et bonheur pour vous et votre famille.

A mes proches amis de Constantine chacun en son nom

Et à mes tout amis ceux que j'ai rencontrés et aimés durant ces années d'étude

Et à mes collègues, tout la promo 2017 en particulièrement la famille structure

Mon binôme et mon frère SABER qui a contribué pour la réalisation de ce travail

finally, i wanna thank me for believing in me, i wanna thank me for doing all this hard work, i wanna thank me for having no days off, i wanna thank me for never quitting, i wanna thank me for always being a giver and trying to give more than recieve, i wanna thank me for trying do more right than wrong, i wanna thank me for just being me of all times

*STIKOU*

## Table des matières

ملخص

**Résumé**

**Abstract**

**DEDICACES**

**Table des matières**

**Liste des figures**

**Liste des tableaux**

<b>INTRODUCTION GENERALE</b> .....	1
<b>CHAPITRE I</b> .....	4
<b>NOTIONS FONDAMENTALES</b> .....	4
I.1. Introduction .....	4
I.2. Notion de Compressibilité.....	4
I.2.1. Écoulement incompressible .....	6
I.2.2. Écoulement compressible .....	7
I.3. Notion de viscosité .....	7
I.4. Notion de Couche limite .....	8
I.4.1. Décollement de la Couche Limite .....	10
I.5. Modèle de turbulence .....	13
a) Modèle k- $\omega$ .....	13
b) Modèle SST .....	14
I.6. CARACTERISTIQUES GEOMETRIQUES DES PROFILS .....	15
I.7. Notions de Bruit .....	16
1.7.1 Définitions et Notions Générales.....	16
1.7.2. Une Onde Acoustique.....	18
1.7.3. Propagation de l'onde acoustique .....	18
1.7.4. Le Bruit de Profil d'aile .....	20
I.8. Conclusion.....	22
<b>CHAPITRE II</b> .....	23
<b>MISE EN EQUATION</b> .....	23
II.1 Introduction.....	23
II.2 Mise en équations .....	23
II.2.1. Equations fondamentales de conservation .....	23

II.3 Modélisation de la turbulence .....	25
II.3.1 Propriétés des moyennes .....	26
II.3.2 Equations moyennée (Equations de Reynolds).....	26
II.3.3 Equation de continuité .....	27
II.3.4 Viscosité turbulente (Hypothèse de Boussinesq) .....	28
II.3.5 Energie cinétique moyenne du mouvement d'agitation .....	29
II.4 L'analogie de Lighthill : .....	30
II.5. Analogie de Ffowcs Williams et Hawkings [14] .....	32
II.6 Conclusion .....	35
<b>CHAPITRE III</b> .....	36
<b>DEFINITION DES OUTILS</b> .....	36
III.1 Introduction .....	36
III.2 Schémas de discrétisation spatial.....	36
III.3 Discrétisation des domaines de calcul – le maillage .....	38
III. 4 Caractérisation d'un maillage.....	39
III. 5 Les conditions aux limites .....	40
III. 5.1. Condition de pression à l'entrée .....	40
III. 5.2. Condition de vitesse à l'entrée.....	41
III. 5.3. Condition de débit massique à l'entrée.....	41
III. 5.4. Condition de pression à la sortie.....	41
III. 5.5. Condition de parois.....	41
III. 6. ANSYS-Fluent.....	42
III. 6.1.Présentation : .....	42
III. 6.2. Maillage : .....	43
III. 6. 3. Prétraitement du CFD .....	43
III. 6. 4. ANSYS-Solver .....	44
III. 6. 5. ANSYS-Post : .....	44
III. 6. 6. Le Solveur Fluent : .....	45
III.7 Conclusion .....	46
<b>CHAPITRE IV</b> .....	47
<b>RESULTATS ET INTERPRETATIONS</b> .....	47
IV.1.Introduction .....	47
IV.2 Etude Et validation pour le NACA 0015.....	47
IV.2.1. Construction de la géométrie et maillage : .....	47
IV.2.2. Définition du problème : .....	52

IV.2.3. Résultats et Discussions .....	53
IV.3 Simulation numérique pour les profils NACA0012, NACA0018 : .....	61
IV.3.1 Effet de l'épaisseur sur les performances aérodynamiques : .....	61
IV.3.2 Influence de l'épaisseur sur le comportement de la couche limite .....	63
IV.4. Niveau de pression sonore SPL : .....	66
IV.5 Conclusion : .....	70
<b>CONCLUSION ET PERSPECTIVES</b> .....	71
NOMENCLATURE .....	73
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES .....	77

# LISTE DES FIGURES

## CHAPITRE I notion de couche limite

<b>Figure (I.1)</b> Forme de la couche limite sur une plaque.....	8
<b>Figure (I.2)</b> Epaisseur de la couche limite.....	10
<b>Figure (I.3)</b> Décollement de la couche limite.....	11
<b>Figure (I.4)</b> Ecoulement avec gradient longitudinal de pression positif (D est le point de décollement de la couche limite).....	12
<b>Figure (I.5)</b> Conceptions simples du décollement.....	13
<b>Figure(I.6)</b> caractéristiques géométriques d'un profile.....	15
<b>Figure (I.7)</b> profil soumis à un écoulement.....	19
<b>Figure(I.8)</b> les mécanismes de profile d'aile.....	20
<b>Figure (I.9) :</b> les mécanismes de profile d'aile.....	22

## CHAPITRE II Mise en équation

<b>Figure (II.1)</b> Théorie de Lighthill.....	30
<b>Figure (II.2)</b> Représentation des domaines sources et observateurs dans le formalisme de Ffowcs Williams et Hawkins. Le volume $V_0$ est le volume source et il peut être extérieur à la surface de contrôle $\Sigma$ .....	33

## CHAPITRE III Définition des outils

<b>Figure (III.1)</b> Indexation des mailles 2D.....	37
<b>Figure (III.2)</b> Résolution du maillage.....	38
<b>Figure (III.3)</b> Types de maillage généré par ANSYS.....	43
<b>Figure (III.4)</b> Schéma de l'ensemble des modules d'ANSYS.....	45

## CHAPITRE IV Résultats et Interprétations

<b>Figure (IV.1)</b> Construction de la géométrie sous Ansys (Profil + Domaine).....	48
<b>Figure (IV.2)</b> Dimensionnement des arrêtes.....	49
<b>Figure (IV.3)</b> Raffinage du maillage au niveau de proche paroi.....	49
<b>Figure (IV.4)</b> Evolution de $Y^+$ .....	50
<b>Figure (IV.5)</b> Adaptation du maillage proche de profil.....	50
<b>Figure (IV.6)</b> Evaluation de la qualité du maillage.....	51
<b>Figure (IV.7)</b> Décomposition de la géométrie.....	51

<b>Figure (IV.8)</b> Coefficient de portance pour le NACA0015.....	53
<b>Figure (IV.9)</b> Coefficient de trainée pour le NACA0015.....	54
<b>Figure (IV.10)</b> Représentation des stations x/c.....	54
<b>Figure (IV.11)</b> Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0015, Re = $5 \cdot 10^5$ , $\alpha = 10^\circ$ Expérimentalement [1].....	55
<b>Figure (IV.12)</b> Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0015, Re = $5 \cdot 10^5$ , $\alpha = 10^\circ$ par simulation.....	55
<b>Figure (IV.13)</b> Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0015, Re = $5 \cdot 10^5$ , $\alpha = 16^\circ$ Expérimentalement [1].....	56
<b>Figure (IV.14)</b> Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0015, Re = $5 \cdot 10^5$ , $\alpha = 16^\circ$ par simulation.....	56
<b>Figure (IV.15)</b> Contours de pression pour $\alpha = 10^\circ$ .....	57
<b>Figure (IV.16)</b> Contours de pression pour $\alpha = 10^\circ$ .....	57
<b>Figure (IV.17)</b> Contours de vitesse pour $\alpha = 10^\circ$ .....	58
<b>Figure (IV.18)</b> Contours de vitesse pour $\alpha = 10^\circ$ .....	58
<b>Figure (IV.19)</b> Contours de pression pour $\alpha = 16^\circ$ .....	58
<b>Figure (IV.20)</b> Contours de pression pour $\alpha = 16^\circ$ .....	59
<b>Figure (IV.21)</b> Contours de vitesse pour $\alpha = 16^\circ$ .....	59
<b>Figure (IV.22)</b> Contours de vitesse pour $\alpha = 16^\circ$ .....	59
<b>Figure (IV.23)</b> Distribution du coefficient de pression pour différents valeur d'angles D'incidence.....	60
<b>Figure (IV.24)</b> Distribution du coefficient de portance pour différents valeurs d'angles D'incidences. ....	61
<b>Figure (IV.25)</b> Distribution du coefficient de trainée pour différents valeurs d'angles D'incidences.....	62
<b>Figure (IV.26)</b> Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0012, Re = $5 \cdot 10^5$ , $\alpha = 5^\circ$ par simulation.....	63
<b>Figure (IV.27)</b> Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0012, Re = $5 \cdot 10^5$ , $\alpha = 10^\circ$ par simulation.....	63
<b>Figure (IV.28)</b> Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0012 Re $5 \cdot 10^5$ , $\alpha = 15^\circ$ par simulation.....	64

<b>Figure (IV.29)</b> Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0018, Re = $5.10^5$ , $\alpha = 5^\circ$ par simulation.....	64
<b>Figure (IV.30)</b> Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0018, Re= $5.10^5$ , $\alpha = 10^\circ$ par simulation.....	65
<b>Figure (IV.31)</b> Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0018, Re= $5.10^5$ , $\alpha = 15^\circ$ par simulation.....	65
<b>Figure (IV.32)</b> Comparaison entre SPL pour les angles d'incidences $\alpha=5^\circ$ , $\alpha=10^\circ$ , et $\alpha=15^\circ$ de même microphone, pour le NACA0012.....	66
<b>Figure (IV.33)</b> Comparaison entre SPL pour les angles d'incidences $\alpha=5^\circ$ , $\alpha=10^\circ$ , et $\alpha=15^\circ$ de même microphone, pour le NACA0018.....	67
<b>Figure (IV.34)</b> Comparaison entre SPL pour les angles d'incidences $\alpha=5^\circ$ , $\alpha=10^\circ$ , et $\alpha=15^\circ$ de même microphone, pour le NACA0015.....	67
<b>Figure (IV.35)</b> Comparaison entre SPL pour les profils NACA0012, NACA0015, et NACA0018, de même microphone, pour $\alpha=5^\circ$ .....	68
<b>Figure (IV.36)</b> Comparaison entre SPL pour les profils NACA0012, NACA0015, et NACA0018, de même microphone, pour $\alpha=10^\circ$ .....	69

## Listes des tableaux

Tableau (IV.1) : Conditions aux limites.....	52
--	----

# INTRODUCTION GENERALE

La dynamique des fluides est l'investigation du mouvement interactif d'un large nombre de particules. Cela veut dire qu'on suppose que la densité du fluide est suffisamment importante pour approximer le fluide à un milieu continu même si on prend un élément infinitésimal (dans le sens du calcul différentiel) il contiendra suffisamment de particules pour lesquelles on peut définir une vitesse, pression, température, densité et autres quantités importantes en chaque point du fluide. Loin d'un obstacle, l'écoulement est étudié avec les simplifications du fluide parfait mais, près de la paroi, ces approximations tombent en défaut. Car les effets des forces de viscosité cessent d'être négligeables devant ceux des forces d'inertie et de pression. En restant dans le cadre de l'aérodynamique classique. On verra que les effets de la viscosité sont confinés dans une région d'épaisseur faible devant la corde du profile, cette zone est appelée la couche limite. En aval du profil, les couches limites se développant à l'extrados et à l'intrados se fondent pour former le sillage dans lequel il importe également de prendre en compte les effets visqueux [1].

L'aspect "laminaire-turbulent" peut être observé dans une large gamme de régimes, ce qui va nous intéresser dans ce travail et l'un des régimes les plus utilisés dans la simulation numérique des écoulements qui est le régime subsonique. Bien que la turbulence soit un phénomène omniprésent dans la nature, il est difficile d'en donner une définition précise. On dit d'un écoulement qu'il est turbulent lorsqu'il suit un mouvement irrégulier et chaotique [2]. Il est caractérisé par des variations rapides irrégulières et aléatoires des différentes grandeurs physiques. Aussi, les mélanges y sont importants et bien plus rapides que pour un écoulement laminaire.

Un écoulement turbulent présente des structures 3D, il est rotationnel, et son nombre de Reynolds est grand. La turbulence n'est donc pas une propriété du fluide mais seulement un régime particulier. La plus célèbre théorie concernant la turbulence est sans doute celle de Kolmogorov. Il a émis l'hypothèse que l'énergie cinétique des structures turbulentes devait se transférer du plus gros tourbillon vers le plus petit, jusqu'à arriver à une échelle de taille tellement petite que la turbulence cesse et que l'énergie est évacuée sous forme de chaleur. C'est ce qu'on appelle la cascade turbulente. L'étude de la couche limite turbulente est devenue un sujet d'intérêt ces dernières années dans la recherche scientifique en particulier dans l'aérodynamique ou elle intervient notamment dans la conception des ailes d'avion et les turbomachines pour améliorer leurs performances [3] [4].

Vue leurs intérêts pratiques, plusieurs travaux concernant les profils NACA ont été conduits dans ces dernières années. L'impact de l'épaisseur sur la portance du profil conduisant à un effet assez surprenant d'augmentation du coefficient de portance avec l'épaisseur relative du profil a été étudié par Thwaites [5]. Cette amélioration des performances n'est observable que pour des valeurs faibles de l'épaisseur relative sans pour autant que l'épaisseur limite au-delà de laquelle les améliorations de performances ne sont plus observables soit précisée.

De nombreuses études ont été consacrées aux effets d'épaisseur sur les paramètres globaux mais peu de travaux se sont intéressés au détail de l'écoulement dans la couche limite en présence d'un gradient de pression adverse. C'est pour mieux comprendre ces effets de l'épaisseur des profils que le présent travail a été initié. Si de nombreux travaux relatifs aux états de couche limite avec ou sans gradient sur plaque plane peuvent être trouvés dans la littérature il en existe très peu sur profil et en particulier le lien entre les performances, le décrochage et l'état de couche limite n'a pas été, à notre connaissance, investigué. C'est pourquoi, dans le but de comprendre et d'interpréter physiquement les effets globaux observés, nous avons analysé ces effets sur 3 profils bi dimensionnels de la famille NACA00xx de 12, 15 et 18% d'épaisseur relative pour un nombre de Reynolds égal à  $5 \cdot 10^5$ .

L'objet de premières théories du bruit d'origine aérodynamique pendant la deuxième moitié de *XX*ème siècle a été de pouvoir extraire les fluctuations acoustiques de la connaissance de l'écoulement. Il s'agit donc d'un raisonnement en deux étapes ou l'on détermine d'abord la partie aérodynamique puis l'on modélise les sources de bruit afin de les propager. Pour certaines configurations il est en effet possible de profiter des particularités des ondes acoustiques pour traiter séparément le problème de la mécanique des fluides et la propagation acoustique, mais cette séparation n'est souvent qu'une approximation ou une hypothèse et les forts couplages entre l'acoustique et la mécanique des fluides sont difficile à exprimer analytiquement. Dans beaucoup de situation, on est condamné à considérer les équations générales de la mécanique des fluides, les équations de Navier-Stokes. L'Aéroacoustique moderne voit le jour avec la publication en 1952 et 1954 des deux papiers fondateurs de Sir James Lighthill (1924-1998) sur la théorie du bruit d'origine Aérodynamique [6].

Le principe est basé sur la distinction entre, d'un côté, la génération de bruit dans les zones de turbulence ou les effets non linéaires sont très importants, et la propagation linéaire des ondes acoustiques dans un milieu au repos jusqu'en champ lointain d'un autre côté. Afin d'identifier les sources de bruit, il est donc nécessaire d'avoir une bonne connaissance des

écoulements turbulents, ce qui explique pourquoi les progrès de l'aéroacoustique ont souvent été liés à ceux de la mécanique des fluides, aussi bien au niveau expérimental que numérique. Mais, pour prendre en compte les caractéristiques physiques des fluctuations acoustiques, des techniques innovantes ont dû être mises en place. C'est ainsi que Lighthill a proposé une analogie basée sur les équations de la mécanique des fluides, permettant de remplacer la résolution d'équations non linéaires de Navier Stokes par la solution d'une équation d'onde inhomogène. Cette analogie constitue une des premières formulations simples du couplage entre la génération et la propagation du bruit [7], [8].

Le présent travail contribue à l'étude numérique de la couche limite turbulente développée sur des profils bidimensionnels de type NACA. On étudiera le régime subsonique à travers trois configurations : profil NACA0012, profil NACA0015, et le profil NACA0018.

Le premier chapitre consiste en une étude bibliographique permettant une compréhension des différents types d'écoulements, ainsi que les phénomènes associés à ces types d'écoulements. La compréhension de la notion de couche limite turbulente est la clef pour cette étude, le deuxième chapitre traite les modèles mathématiques et la mise en équations utilisé dans l'étude de la phénoménologie.

Dans le troisième chapitre on traite les différents outils utilisés dans la plupart des simulations numériques, afin d'améliorer la compréhension de l'étude. Dans le quatrième chapitre on traitera le régime subsonique, en faisant notre étude sur plusieurs configurations de profils NACA, les résultats et discussions seront également présentés.

# CHAPITRE I

## NOTIONS FONDAMENTALES

### I.1. Introduction

Lorsqu'un fluide réel s'écoule le long d'une paroi supposée fixe, les vitesses sur la paroi sont nulles alors qu'à l'infini (c'est-à-dire loin de l'obstacle) elles sont égales à la vitesse de l'écoulement non perturbé. Sur une normale à la paroi, la vitesse doit donc dans tous les cas varier entre 0 et un maximum. La loi de variation dépend de la viscosité du fluide qui induit un frottement entre les couches voisines : la couche la plus lente tend à freiner la couche la plus rapide qui, en retour, tend à l'accélérer. Dans ces conditions, une forte viscosité égalise au maximum les vitesses. Au contraire, si le fluide est peu visqueux, les différentes couches sont beaucoup plus indépendantes : la vitesse à l'infini se maintient jusqu'à une courte distance de l'obstacle et il y a une variation plus forte des vitesses dans la petite épaisseur de la couche limite. Dans le premier cas, il faut utiliser les équations générales du fluide visqueux. Dans le second, on peut utiliser dans la couche limite des équations simplifiées complétées par des résultats expérimentaux. Les équations, également plus simples, du fluide parfait appliquées au-delà de la paroi « engraisée » par la couche limite fournissent les conditions aux limites pour le calcul.

En fait, ce n'est pas la viscosité elle-même qui intervient. Comme toujours en mécanique des fluides, c'est un nombre sans dimension qui caractérise le phénomène : le nombre de Reynolds. Celui-ci décrit le rapport des forces liées à la vitesse aux forces de frottement. Ainsi, au lieu d'augmenter la viscosité, on peut obtenir un phénomène semblable en diminuant la vitesse ou les dimensions de l'obstacle.

### I.2. Notion de Compressibilité

La compressibilité est une caractéristique d'un corps, définissant sa variation relative de volume sous l'effet d'une pression appliquée. C'est une valeur très grande pour les gaz, faible pour les liquides et très faible pour les solides usuels.

Elle se définit comme :

$$\mathbf{X} = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dP} \quad (\mathbf{I.1})$$

Où V est le volume du corps et P la pression appliquée. Il s'exprime donc en Pa<sup>-1</sup>

La variation de volume avec la pression étant le plus souvent négative, cette définition rend la compressibilité  $\chi$  positive.

Cette définition est le plus souvent insuffisante : sous l'effet d'une compression, les corps ont tendance à s'échauffer, et donc on définit une compressibilité isotherme pour un corps restant à température constante :

$$\chi_T = -\frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial p} \right) \quad (\text{I.2})$$

Le **T** en indice de la dérivée indiquant que la dérivée est prise à température constante.

On remarquera que le coefficient de compressibilité est l'inverse du module d'élasticité isostatique du milieu, généralement noté **K**, aussi appelé module de compressibilité. C'est une variable intensive toujours positive, le volume du corps ne pouvant diminuer que lorsqu'on augmente la pression.

Un fluide est appelé compressible si les changements de la densité du fluide ont des effets significatifs sur l'ensemble de la solution. Dans le cas contraire, il s'agit d'un fluide incompressible et les changements de densité sont ignorés. Afin de savoir si le fluide est compressible ou incompressible, on calcule le nombre de Mach. Approximativement, les effets de la compression peuvent être ignorés pour les nombres de Mach en dessous de 0,3.

Presque tous les problèmes impliquant des liquides se trouvent dans cette catégorie, à commencer l'eau, et sont définis comme incompressibles.

Les équations de Navier-Stokes incompressible sont des simplifications des équations de Navier-Stokes dans lesquelles la densité est considérée comme constante. Elles peuvent être utilisées pour résoudre les problèmes impliquant des fluides incompressibles de manière prépondérante, ce qui peut être assez restrictif.

Par exemple, en acoustique, la vitesse du son dans l'air étant finie, le fluide « air » doit être traité comme compressible. En effet, supposons que l'air soit un fluide incompressible : il se déplacerait alors en bloc et propagerait toute modification de pression locale à une vitesse infinie. La vitesse du son **C** dans un fluide compressible s'écrit d'ailleurs comme fonction de sa compressibilité **X** :

$$C^2 = (\rho_0 X)^{-1} \quad (\text{I.3})$$

### I.2.1. Écoulement incompressible

L'écoulement incompressible est défini et introduit lorsque l'on a une constance de la densité

de chaque particule de fluide le long de sa trajectoire; d'où : 
$$\frac{d\rho}{dt} = 0 \quad (\text{I.4})$$

Où les particules fluides n'ont nécessairement pas la même densité, voulant dire seulement que la densité de chaque particule ne change pas durant son mouvement, d'où l'exemple concret du mélange d'eau et d'huile bien que cela représente un mélange hétérogène mais qui peut être traité comme incompressible et que la densité n'est pas constante dans l'espace.

Par conséquent, si à un instant initial (I.4) est vérifiée, alors la densité de la particule considérée reste invariable au cours du temps de déplacement de celle-ci. De ce fait, que si le fluide est homogène (respectivement hétérogène) à un instant initial, il restera homogène (respectivement hétérogène). Ainsi, pour le fluide incompressible et homogène, on admet que la densité  $\rho$  est constante.

L'équation de continuité définie par:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot (\rho \mathcal{G}) = 0 \\ \rho \mathcal{G} = \rho_0 \nabla \times A \end{array} \right. \quad (\text{I.5})$$

A : Vecteur potentiel

$$\Rightarrow \frac{d\rho}{dt} + (\mathcal{G} \cdot \nabla) \rho + \rho (\nabla \cdot \mathcal{G}) = \frac{d\rho}{dt} + \rho (\nabla \cdot \mathcal{G}) = 0 \quad (\text{I.6})$$

Peut, être considérablement simplifiée pour un écoulement incompressible; à partir de

$$\nabla \cdot v = 0 \quad (\text{I.7})$$

Un champ de vitesse incompressible est donc, sans divergence et de ce fait il est dit Solénoïdal. L'équation (I.7) peut être utilisée pour couvrir les écoulements incompressibles stationnaire de même pour l'instationnaire, pour ce dernier, il n'y a pas de dérivée par rapport au temps dans l'équation de continuité, quoique dépende du temps  $\mathcal{G} = \mathcal{G}(r, t)$ .

## I.2.2. Écoulement compressible

Dans ce cas d'écoulement, l'équation de continuité s'écrit :

$$\nabla(\rho v) = 0 \quad (1.8)$$

Où  $\rho$  n'est nullement considéré constant. Le vecteur du flux massique ' $\rho \mathfrak{v}$ ' est seulement fonction de  $r$  mais pas de  $t$ .

L'équation au potentiel des vitesses, en supposant que les perturbations de vitesse dues à la présence du profil sont petites devant la vitesse à l'infini, peut être mise sous la forme linéaire.

$$(1 - M_0^2) \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0 \quad (1.9)$$

Pour de faibles valeurs du Mach  $M_0^2 \ll 1$ , on aura, ainsi, l'équation du potentiel de vitesse pour l'incompressibilité.

Les évolutions de  $C_x$ ,  $C_z$  et puis  $C_m$ , traduisent l'effet de compressibilité qui apparaît à des valeurs de  $M_0$  d'autant plus petites que le profil est plus épais et que l'indice est plus grand.

La notion de compressibilité apparaît bien nettement pour des régimes transsoniques et supersoniques au moment où une onde de choc naît faisant une différence remarquable et notable de pression, de température statique et de masse volumique de part et d'autre de cette onde, cela s'explique par les relations de SAINT-VENANT.

## I.3. Notion de viscosité

Les problèmes dus à la viscosité sont ceux dans lesquels les frottements du fluide ont des effets significatifs sur la solution. Dans le cas où les frottements peuvent être négligés, le fluide est appelé non-visqueux.

Le nombre de Reynolds peut être employé pour estimer quel type d'équation est approprié pour résoudre un problème donné. Un nombre de Reynolds élevé indique que les forces d'inertie sont plus importantes que les forces de frottement.

Cependant, même lorsque le nombre de Reynolds est élevé, certains problèmes nécessitent de prendre en compte les effets de la viscosité. En particulier, dans les problèmes où l'on calcule les forces exercées sur un corps (comme les ailes d'un avion), il faut prendre en compte la viscosité.

Comme illustré par le Paradoxe de D'Alembert, un corps immergé dans un fluide non visqueux n'est soumis à aucune force.

Les équations normalement utilisées pour l'écoulement d'un fluide non visqueux sont les équations d'Euler. Dans la dynamique des fluides numérique, on emploie les équations d'Euler lorsqu'on est loin du corps et équations tenant compte de la couche limite lorsqu'on est à proximité du corps.

Les équations d'Euler peuvent être intégrées le long d'une ligne de flux pour aboutir à l'équation de Bernoulli. Quand l'écoulement est partout irrotationnel et non visqueux, l'équation de Bernoulli peut être employée pour résoudre le problème.

#### I.4 Notion de Couche limite

Si le fluide était parfait, la seule force créée par le positionnement d'un profil dans un écoulement est une force de portance perpendiculaire à la vitesse. Mais l'air n'est pas un fluide parfait. Il est visqueux, ce qui engendre un frottement le long du profil de l'aile.

La partie du fluide qui est infiniment proche de la paroi d'un profil possède donc une vitesse nulle. Il en résulte un accroissement progressif de la vitesse au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la paroi. La zone dans laquelle l'écoulement est freiné de par sa proximité avec la paroi est appelée couche limite. Il s'agit de la zone dans laquelle la vitesse de l'écoulement est comprise entre 0 et 99% de la vitesse à l'infini sur la normale à la paroi. Cette couche limite est également dépendante de l'état de surface du profil, donc on peut dire que: La couche limite est la mince pellicule entourant un corps en mouvement dans un fluide (air). Dans cette mince pellicule les forces de viscosité sont importantes.

La couche limite conditionne directement la résistance de frottement du corps en mouvement dans le fluide.

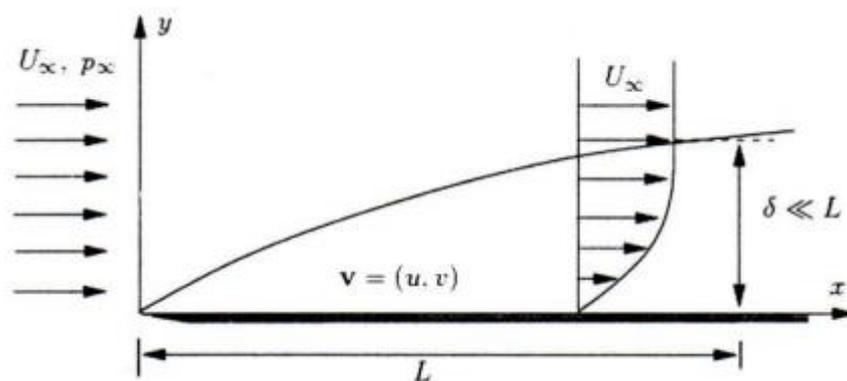


Figure (I.1) : Forme de la couche limite sur une plaque.

On définit généralement la couche limite comme une région de faible épaisseur produite par l'écoulement d'un fluide visqueux en présence d'un obstacle. Une couche limite est qualifiée de laminaire, quand la valeur du nombre de Reynolds  $Re_x$  (ordre de grandeur du rapport des forces

d'inertie sur les forces visqueuses) est inférieur à une valeur critique, d'environ  $3 \times 10^5$  ; dans le cas contraire elle est qualifiée de turbulente.

Les premières mesures effectuées dans la couche limite turbulente (Townsend 1951; Klebanoff 1954; Laufer 1954; Kovaszney 1967) ont permis de distinguer différentes régions, décrites par des grandeurs cinématiques caractéristiques différentes. Dans la région de proche paroi, les grandeurs cinématiques sont généralement reliées aux paramètres internes de la couche limite, à savoir  $\mu_\tau$ , la vitesse de frottement à la paroi et  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide. On définit ainsi les grandeurs adimensionnelles telles que la vitesse moyenne  $\bar{U}^+$  et la distance  $y^+$  par:  $\bar{U}^+ = \bar{U} / \mu_\tau$  et  $y^+ = y \mu_\tau / \nu$ . Dans la région externe, d'autres paramètres peuvent intervenir comme  $\delta$  l'épaisseur de la couche limite et  $U$  la vitesse de l'écoulement à l'extérieur. Ainsi le profil de vitesse moyenne dans la couche limite turbulente permet de distinguer trois régions :

- La sous couche visqueuse, valable pour  $0 \leq y^+ \leq 5$  où la contrainte visqueuse est supérieure à la contrainte turbulente. Dans cette région le profil de vitesse moyenne est linéaire  $\bar{U}^+ = y^+$ .
- Une deuxième région, où la production et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente sont dominantes. Elle se compose d'une "zone tampon" appelée aussi "buffer layer" valable pour  $5 \leq y^+ \leq 30$ , et d'une zone logarithmique définie par :

$$\bar{U}^+ = \frac{1}{k} \ln y^+ + B \quad (\text{I.10})$$

Valable pour  $30 \leq y^+ \leq 200$ .  $K$  étant la constante universelle de Von Karman et  $B$  une constante voisine de 5. La sous couche visqueuse et cette deuxième région constituent la région interne de la couche limite turbulente et qui correspond à la zone  $y \leq 0.2\delta$ .

- Une région externe où la structure de l'écoulement est entièrement contrôlée par la turbulence. Elle est valable pour  $y/\delta \geq 0.2$ .
- Dans cette région, on parle de loi de vitesse déficitaire qui est donnée par :

$$\frac{U_\infty - \bar{U}}{U_\tau} = \phi\left(\frac{y}{\delta}\right) \quad (\text{I.11})$$

Où  $U_\infty - \bar{U}$  représente le déficit de vitesse par rapport à la vitesse extérieure. a fonction, n'est pas universelle car elle peut être influencée par de nombreux paramètres comme le gradient de pression, le nombre de Reynolds ou les conditions de développement de la couche limite en amont de l'abscisse  $x$ .

Notons que la transition entre ces différentes régions nécessite un recouvrement des profils de vitesse valables dans deux régions voisines.

- Epaisseur de la Couche Limite :

L'épaisseur de la couche limite croît de l'amont (quelques mm) vers l'aval (quelques Cm). Conventionnellement l'épaisseur de la couche limite est la distance à la paroi à partir de laquelle  $U = 0,99 U_0$

- Epaisseur de déplacement  $\delta^*$  :

Les lignes de courants en écoulement visqueux sont déplacées par rapport à leurs positions en fluide non-visqueux.

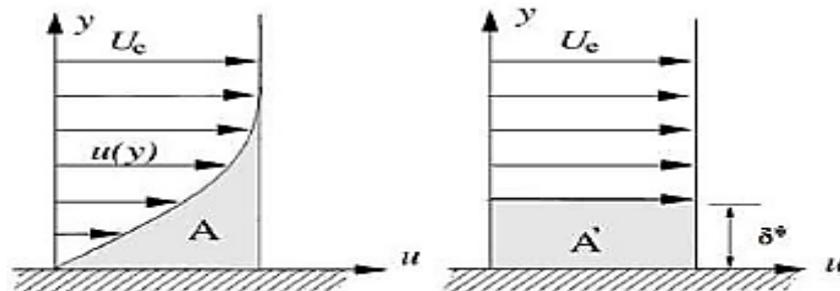


Figure (I.2) : Epaisseur de la couche limite

Ce déplacement est exploité pour définir une épaisseur tel que les aires A et A' soient égales:

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{U}{U_e}\right) dy \quad (\text{I.12})$$

- Epaisseur de quantité de mouvement  $\Theta$ :

Correspond à la perte de quantité de mouvement dans la CL par rapport à un écoulement de fluide parfait (à débit masse équivalent)

$$\theta = \int_0^{\delta} \frac{U}{U_e} \left(1 - \frac{U}{U_e}\right) dy \quad (\text{I.13})$$

Facteur de forme H :

$$H = \frac{\delta^*}{\theta} \quad (\text{I.14})$$

### I.4.1. Décollement de la Couche Limite

La théorie de la couche limite laminaire montre que le profil des vitesses se modifie sous l'effet d'un gradient longitudinal de pression positif.

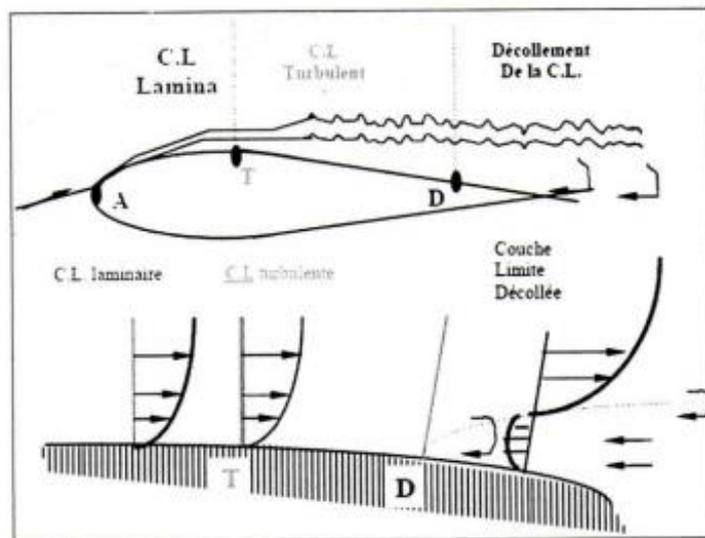
La pente à l'origine peut devenir nulle, caractérisant le point de décollement. Il est en est de même pour une couche limite turbulente.

- De A à T les vecteurs vitesses restent parallèles entre eux sur une normale à la paroi :

La couche limite est laminaire.

- A partir de T, les vecteurs vitesses ne sont plus parallèles entre eux, mais les vecteurs vitesses moyenne restent parallèles entre eux. La couche limite est turbulente. T est le point de transition, sa position dépend essentiellement du nombre de Reynolds, de l'état de surface et du nombre de Mach. La couche limite turbulente est d'autant plus importante que  $R_e$  est grand.

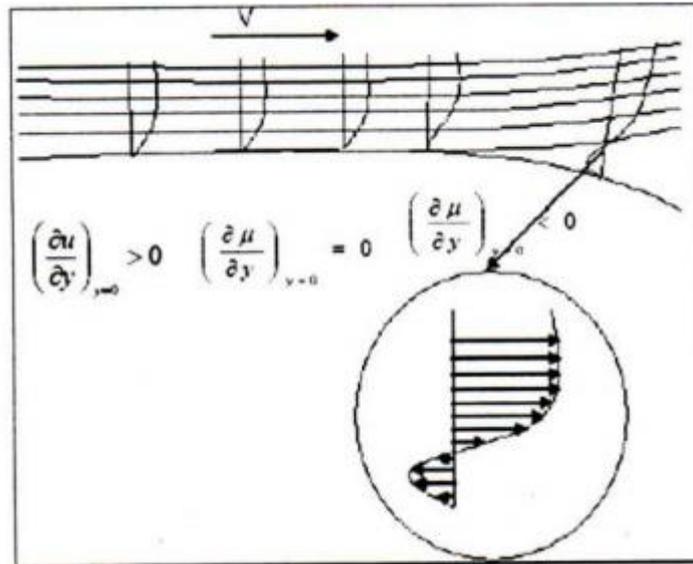
- A partir de D, la couche limite se décolle, les particules près de la paroi voient leur mouvement s'inverser et entraînent la formation de tourbillons (d'où forte augmentation de la traînée). D est le point de décollement.



**Figure (I.3) :** Décollement de la couche limite.

La figure (I.3) montre l'évolution progressive du profil des vitesses d'amont en aval: lorsque la vitesse s'annule dans les couches inférieures, le fluide sous l'effet de la pression plus grande en aval qu'en amont prend une vitesse de sens opposé à celui de la vitesse de l'écoulement extérieur, créant un courant de retour.

L'expérience met en évidence le phénomène très important dit « décollement libre» dont la position peut être prévue lorsqu'on étudie le développement d'une couche limite et en particulier l'évolution du coefficient local de frottement puisque celui-ci s'annule au point de décollement.



**Figure (I.4)** : Ecoulement avec gradient longitudinal de pression positif (D est le point de décollement de la couche limite)

Pour les applications, il est très important de noter qu'une couche limite turbulente décolle moins facilement qu'une couche limite laminaire, étant donné l'échange intense d'énergie à l'échelle macroscopique qui existe entre les couches inférieures dans une couche limite turbulente.

Les écoulements décollés tridimensionnels sont caractérisés par la présence de structures tourbillonnaires définies comme des concentrations spatiales de vorticité resulting du décollement de la couche limite figure (I.4).

Une fois que le décollement a eu lieu, la vorticité tend à se concentrer au voisinage de surfaces dont l'enroulement forme les tourbillons. Dans la réalité, de telles surfaces définies comme support de discontinuités (ou singularités) n'existent pas. Ces concepts appartiennent aux modèles de fluide parfait. Dans le monde réel, la vorticité est répartie dans l'espace et occupe un certain volume dans le voisinage de ce que l'on appelle une surface de décollement.

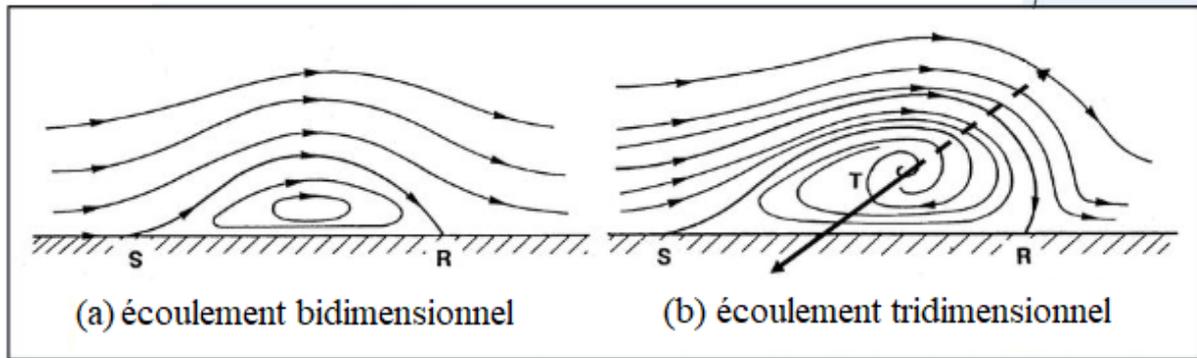


Figure (I.5) : Conceptions simples du décollement.

## I.5. Modèle de turbulence

### a) Modèle k- $\omega$

Le modèle k- $\omega$  est également un modèle à deux équations. Un de ces avantages est l'analyse de l'écoulement près de la paroi. Ce modèle se base sur l'énergie cinétique turbulente k et sur la fréquence turbulente  $\omega$ . [36]

Il était le premier travail sur les modèles à deux équations par Kolmogorov (1942). L'équation de taux de dissipation spécifique  $\omega$  a été donnée et la dissipation  $\varepsilon$  est modelée à travers cette quantité.

Le modèle k- $\omega$  standard est comme suite : [33]

Viscosité turbulente :

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \quad (\text{I.15})$$

Dissipation :

$$\varepsilon = C_\mu \omega k \quad (\text{I.16})$$

Alors l'équation d'énergie cinétique de turbulence devient :

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \rho C_\mu \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (\text{I.17})$$

Taux de dissipation spécifique ou fréquence turbulente :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = 2\alpha S_{ij} S_{ij} - \beta \omega^2 + \frac{d}{dx_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (\text{I.18})$$

Les valeurs des coefficients sont :

$$C_\mu=0.09, \sigma_k=2, \sigma_\omega=2, \alpha=5/9\approx 0.56, \beta=3/40=0.075$$

Après plusieurs années de perfectionnement, ce modèle offre à présent un avantage pour la prédiction des écoulements cisailés libres. Il prend aussi en compte les effets des faibles nombres de Reynolds, de la compressibilité, des jets de différentes configurations (plan, radial, ...etc.). Pour ces raisons, il convient particulièrement aux écoulements internes. [35]

## b) Modèle SST

Le modèle SST (Shear Stress Transport) ou transport des contraintes de cisaillement turbulentes, est dérivé du modèle Standard k- $\omega$ . Ce modèle combine la robustesse et la précision de la formulation du modèle k- $\omega$  dans la région proche de la paroi avec le modèle k- $\varepsilon$  et tous ses types pour les écoulements libres loin de la paroi. La définition de la viscosité turbulente est modifiée pour prendre en compte le transport des contraintes de cisaillement turbulentes[35]

La formulation de ce modèle à deux équations est : [35]

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tilde{p}_k - \rho C_\mu \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \mu_t / \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (\text{I.19})$$

Taux de dissipation spécifique :

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = 2\alpha \rho S_{ij} S_{ij} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu_t + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (\text{I.20})$$

La fonction de mélange F1 est définie par :

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{C_\mu \omega L}, \frac{500\nu}{L^2 \omega} \right), \frac{4\rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} L^2} \right] \right\}^4 \right\} \quad (\text{I.21})$$

$$CD_{k\omega} = \max \left( 2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right) \quad (\text{I.22})$$

La viscosité turbulente est donnée par :

$$\nu_t = \frac{\alpha_1 k}{\max(\alpha_1 \omega, \sqrt{2} S_{ij} F_2)} \quad (\text{I.23})$$

La deuxième fonction de mélange est définie par :

$$F_2 = \tanh \left[ \left[ \max \left( \frac{2\sqrt{k}}{C_\mu \omega L}, \frac{500\nu}{L\omega^2} \right) \right]^2 \right] \quad (\text{I.24})$$

Pour éviter l'accumulation de la turbulence des régions de stagnation une production limitée est utilisée :

$$\tilde{P}_K = \min(P_k, 10.C_\mu \rho k \omega) \quad (\text{I.25})$$

$$P_k = \mu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{I.26})$$

Les constantes de modèle sont calculées en utilisant la fonction de mélange  $F_1$  :

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (\text{I.27})$$

Les valeurs des constantes de modèles sont :

$$C_\mu = 0.09, \alpha_1 = 5/9, \alpha_2 = 0.44, \beta_1 = 3/40, \beta_2 = 0.0828, \sigma_{k1} = 0.85, \sigma_{k2} = 1.0, \sigma_{\omega 1} = 0.5, \sigma_{\omega 2} = 0.856$$

Ce modèle est principalement conseillé dans le cas d'applications telles que les fluides subissant des changements soudains de contrainte, s'écoulant dans des surfaces courbées ou dans les cas de séparation de la couche limite. [36]

## I.6. CARACTERISTIQUES GEOMETRIQUES DES PROFILS

On désigne par un profil d'aile la section de l'aile par un plan parallèle au plan de symétrie de l'avion.

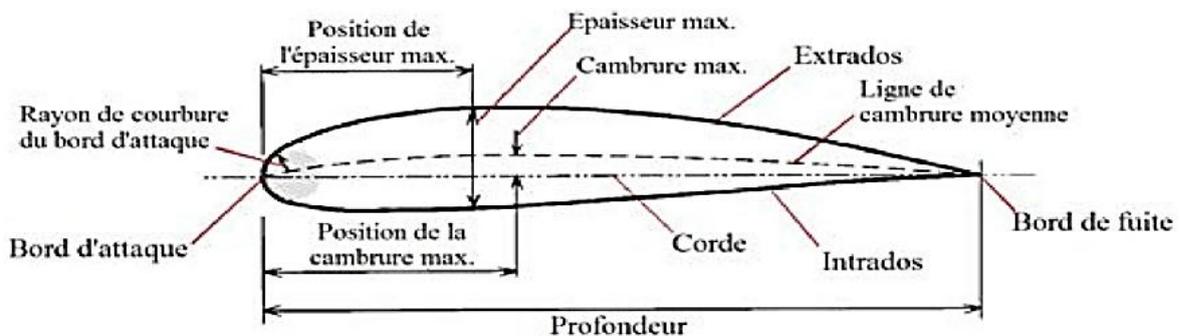


Figure (I.6) : Caractéristiques géométriques d'un profil

- **Extrados** : Partie supérieure du profil.
- **Intrados** : Partie inférieure du profil.
- **Bord d'attaque** : Point amont du profil.
- **Bord de fuite** : Point aval du profil.

- **La corde de profil** : C'est la droite qui lie le bord d'attaque au bord de fuite notée  $c$ .
- **Ligne moyenne** : Lieu des points milieu entre l'extrados et l'intrados. Si le profil est symétrique la ligne moyenne et la corde sont confondues.
- **Angle d'incidence** : C'est l'angle formé par la corde du profil et le vecteur vitesse relative.
- **L'épaisseur maximale** : c'est le plus grand segment perpendiculaire à la corde et qui est noté par la lettre  $e_{\max}$ .
- **L'épaisseur relative** : c'est le rapport de l'épaisseur maximale et la corde du profil et elle est notée par la lettre  $h$ .

**L'épaisseur relative est comptée en pour-cent de la corde, il permet aussi de classer les profils :**

- Si  $h \leq 6\%$  le profil est dit mince
- Si  $6\% < h < 12\%$  le profil est dit semi-épais
- Si  $h > 12\%$  le profil est dit épais.

## **I.7. Notions de Bruit**

### **1.7.1 Définitions et Notions Générales**

- **L'acoustique** physique est le domaine de la physique qui étudie les phénomènes sonore. C'est l'étude des ondes et leurs propagations au sein des gaz, liquides, et solides
- **Le son et le bruit** Nous vivons dans un monde sonore, les sons et les bruits font partie de notre vie quotidienne, ils composent notre « tonde sonore » mais sont également des vecteurs d'information et de moyens de communications.
- **Le son** correspondant à une vibration d'un milieu mécanique (fluide, solide) qui se propage dans le temps et dans l'espace avec une célérité  $c$  dépendant du milieu de propagation, il est produit par une source sonore, sa propagation nécessite un milieu matériel, ce phénomène crée une onde acoustique.
- **Le bruit** est un phénomène vibratoire acoustique erratique intermittent ou statiquement aléatoire qui obéit à des lois de physique classique.
- **Une source sonore** est une surface vibrante mettant en mouvement le milieu environnant.
- **Une onde** est une perturbation d'un milieu, qui se propage dans le milieu éventuellement en se déformant avec une vitesse mesurable. Une onde ne transporte pas de matière mais transporte de l'énergie. Ses grandeurs physiques sont la période, la fréquence et la longueur d'onde.

On peut distinguer deux grandes familles d'ondes:

- les ondes mécaniques (ou élastiques) qui nécessitent un milieu élastique pour se propager. L'onde acoustique fait partie de cette catégorie

- les ondes électromagnétiques qui peuvent se propager dans le vide. La lumière (onde lumineuse) en constitue un bon exemple.

- **Un milieu est dit élastique** lorsqu'il est capable de se déformer pour laisser passer une onde, puis de reprendre son état initial. Dans l'air par exemple, un mouvement de va et vient est effectué par les molécules d'air. Ce mouvement provoque des variations de pressions.

- **La célérité du son** ; une onde acoustique se propage avec une certaine vitesse de propagation, cette vitesse est appelé célérité du son.

La pression acoustique correspond à une petite variation localisé de la pression atmosphérique , autrement dit partons du principe que la pression atmosphérique est stable dans le temps , dans le cas d'un ébranlement sonore la pression atmosphérique varie en plus et en moins autour de sa pression initiale, si pendant la durée de T'ébranlement sonore nous mesurons la pression a un instant t nous pouvons déterminé la pression acoustique à cet instant t qui est égale à la pression total moins la pression atmosphérique [13].

$$P_{ac} = P_{tot} - P_{atm} \quad \text{(I.28)}$$

**L'énergie acoustique** est la fraction de l'énergie totale du fluide associée à la présence de l'onde.

**Niveau de pression acoustique:** Lorsqu' on veut mesurer le niveau d'une onde sonore en termes de pression, on utilise le niveau de pression acoustique (Sound Pressure Level en anglais) qui s'exprime en décibel.

$$SPL = 20 \log \left( \frac{P_{eff}}{P_r} \right) \quad \text{(I. 29)}$$

Avec :

$$P_{eff} = p / \sqrt{2} \quad \text{(I.30)}$$

$$p(x,t) = A \cos(\omega t - kx) \quad \text{(I.31)}$$

La pression de référence dépend du milieu de propagation.

$$P_r = \begin{cases} 2 * 10^{-5} \text{ Pa} & \text{dans l'air} \\ 0.1 \text{ pa} & \text{dans l'eau} \end{cases}$$

En plus de ce qui a été dit précédemment, Au cours de ce chapitre, les équations du mouvement d'un fluide parfait seront présentées, ainsi que les ondes acoustiques et leurs propagations, l'équation de l'onde et sa solution sera exposée.

### **1.7.2. Une Onde Acoustique**

Un événement sonore résulte de la mise en vibration des molécules d'air autour d'une position initiale, afin de mettre en vibration les molécules d'air il est nécessaire qu'une structure entre en contact avec ces molécules, se mette en vibration et transmette ses vibrations, la molécule au contact de la structure se met alors en vibration puis transmet ses vibrations aux molécules voisins et ainsi de processus est appelé onde acoustiques.

### **1.7.3. Propagation de l'onde acoustique**

Lors de la génération d'un son quelconque, les ondes sonores se propagent dans l'air de la même manière que se propagent les ondes à la surface de l'eau lorsque nous jetons un caillou.

Des cercles concentriques et séparés par des distances égales s'éloignent à une vitesse constante du point d'impact. En aucun cas, il n'y a déplacement de l'eau. Il suffit pour s'en convaincre de faire flotter un bouchon à proximité du point d'impact pour constater que le bouchon oscille à chaque passage d'une vague (onde), mais qu'en aucun cas, il ne suit le déplacement de celle-ci.

Il en est de même en ce qui concerne la propagation des ondes sonores dans l'air, avec cependant une différence notable: si au niveau de l'eau, nous ne pouvons constater



**Figure (I.7) :** propagation d'une onde dans l'eau.

Cette propagation que selon un plan (la surface de l'eau) (figure (1.7)), nous devons imaginer que dans l'air, cette ; propagation s'effectue dans les trois dimensions, telles des sphères concentriques dont le rayon de chacune d'elles augmenterait régulièrement à la vitesse de 340 m/s.

Dans de l'air calme (pas de courant d'air), chaque molécule est stable. Dans le cas d'un ébranlement sonore, les molécules d'air ébranlées vont osciller sur une distance infinitésimale, rappelées par la viscosité de l'air que l'on peut assimiler à des "ressorts" invisibles reliant les molécules d'air entre elles.

Chaque molécule dans son mouvement va pousser la molécule suivante qui elle-même poussera la suivante, et ainsi de suite. Chaque " ressort " contribue à modifier la place dans l'air de la molécule suivante, puis à ramener la molécule à sa position initiale.

Mais en même temps, il absorbe une fraction de l'énergie engendré par l'ébranlement . Ce phénomène oscillatoire aura donc lieu jusqu'à épuisement total de l'énergie engendrée par l'ébranlement. Le calme revenu, chaque molécule aura rejoint son point de repos, chacune ayant été ramener par le petit « ressort » à son point de départ. Il y'a bien eu propagation de l'ébranlement dans l'air, et une vitesse de 340 m/s eu aucune cas il y'a eu de déplacement de l'air ambiant.

#### 1.7.4. Le Bruit de Profil d'aile

Le bruit de profil inclut le bruit généré tant au niveau du bord d'attaque qu'au niveau du bord de fuite. Le bruit de bord d'attaque est assez bien appréhendé aujourd'hui, contrairement au bruit de bord de fuite, pour lequel des lacunes en termes de données et de compréhension des phénomènes sont constatées.

Un profil placé dans un écoulement amont uniforme engendre uniquement du bruit de bord de fuite. Par contre, lorsqu'il est placé dans un écoulement turbulent, du bruit de bord d'attaque est généré aussi.

Il devient donc nécessaire de procéder à une étude plus précise sur le bruit de profil, en essayant de valider les méthodes numériques à disposition par rapport aux essais expérimentaux, lorsque les conditions et les capacités de calcul le permettent; le but final étant d'arriver à simuler le bruit. Mais avant d'atteindre cet objectif, les cas les plus simples doivent être traités, et les méthodes de simulations aéroacoustique développées et validées. Au cours de cette partie, les mécanismes de bruit de bord d'attaque et de fuite seront expliqués, afin de mieux comprendre les phénomènes physiques mis en jeu au Cours De notre étude.

#### 1.7.5. Les mécanismes de bruit de bord d'attaque et de fuite:

Un corps solide dans un écoulement peut éventuellement vibrer, d'où un mécanisme d'interaction entre le fluide et le corps solide, dans notre cas on considère un profil d'aile au sein d'un écoulement, comme représenté dans la figure (I.8).

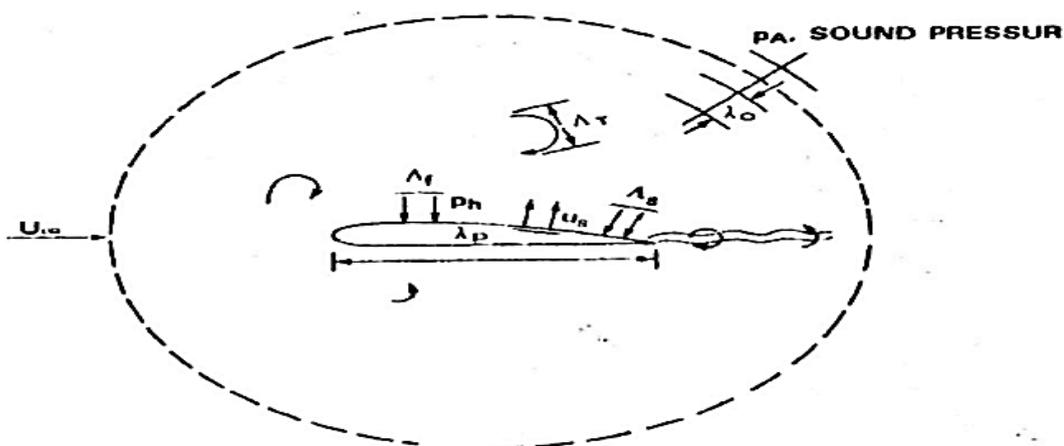


Figure (I.8) : profil soumis à un écoulement

Plusieurs mécanismes aéroacoustique peuvent être distingués figure (I.8):

- impact de la turbulence libre de l'écoulement sur le bord d'attaque du profil. Ce phénomène revient à la conversion de la turbulence libre (d'échelle moyenne des tourbillons AT) par le profil d'aile, conversion transformant une partie de l'énergie hydrodynamique en énergie acoustique. Le bruit ainsi généré est en général négligeable, excepté dans les cas où l'écoulement extérieur amont au profil est fortement perturbé, comme par exemple pour les ventilateurs ou le Sillage d'une pale engendre, pour la pale suivante, une perturbation turbulente au sein de l'écoulement « extérieur »
- les mécanismes propres à la turbulence de couche limite sur le profil. L'écoulement sur un corps solide engendre bien souvent le développement d'une couche limite turbulente d'échelle Ar qui est génératrice de bruit comme toute zone turbulente au sein d'un écoulement. Le bruit génère est directement réfléchi par la paroi solide à proximité et se comporte de ce fait comme un dipôle dans les cas d'obstacles compacts, contrairement à une zone turbulente en écoulement libre qui est génératrice d'un bruit de type quadripolaire. Ces mécanismes de couche limite sont [22.23]:
  - Diffraction des structures turbulentes contenues dans les couches limites par le bord de fuite (surtout pour des nombres de Reynolds élevés).
  - Existence d'un décollement de la couche limite au niveau du bord de fuite, qui s'accompagne d'un détachement de structures tourbillonnaires.
  - Décollement de la couche limite avec des structures tourbillonnaires a grandes échelles (le Deep Stall) lorsque l'incidence est très importante.
- Génération d'une allée tourbillonnaire pour un bord de fuite tronqué (Vortex Shedding).
- Présence d'une allée tourbillonnaire dans le sillage (même en laminaire).
- Interaction entre le vortex tridimensionnel formé au niveau du bord de fuite, avec la surface du bout d'aile (Tip Vortex en anglais).
- L'ensemble de ces phénomènes est générateur des pressions en paroi ph et de l'éventuelle vibration du corps solide de longueur d'onde  $\lambda_p$ .
- Ces mécanismes aéroacoustique entrent simultanément en jeu dans la génération de bruit, et il est nécessaire, dans l'objectif de l'analyse d'un mécanisme particulier, de limiter l'importance des différents phénomènes aéroacoustique étudiés.

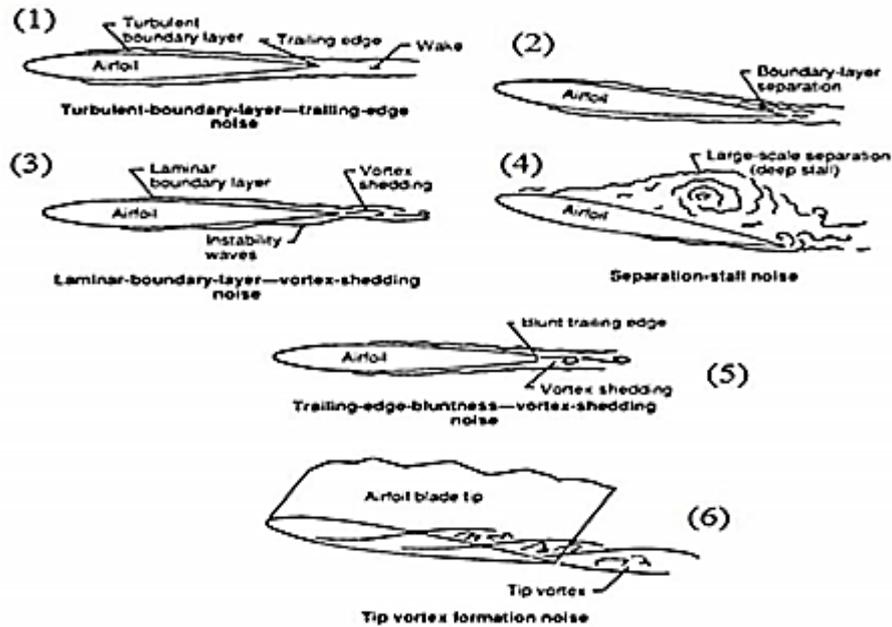


Figure (I.9) : les mécanismes de profile d'aile

## I.8. Conclusion

La couche limite est la zone de l'écoulement où la vitesse passe de la vitesse extérieure à une vitesse nulle. Dans la couche limite, les vitesses tangentielles à la paroi sont supposées grandes devant les vitesses normales. Cette zone peut se détacher de la paroi. Le point de décollement de couche limite est défini comme le point où le frottement s'annule. L'apparition du gradient de pression adverse fait apparaître un point d'inflexion dans la couche limite, ce qui déstabilise la couche limite qui se décolle. Cela met en évidence l'importance de l'étude de la couche limite. Deux cas se distinguent :

- La couche limite ne se décolle pas, le gradient de pression adverse n'est pas assez puissant.
- La couche limite se décolle avec un gradient de pression adverse assez puissant.

Le modèle SST (Shear Stress Transport) ou transport des contraintes de cisaillement turbulentes, est dérivé du modèle Standard  $k-\omega$ . Ce modèle combine la robustesse et la précision de la formulation du modèle  $k-\omega$  dans la région proche de la paroi avec le modèle  $k-\varepsilon$  et tous ses types pour les écoulements libres loin de la paroi. La définition de la viscosité turbulente est modifiée pour prendre en compte le transport des contraintes de cisaillement turbulentes.

# CHAPITRE II

## MISE EN EQUATION

### II.1 Introduction

Dans ce chapitre on s'intéresse à la présentation des équations mise en jeu lors du calcul des paramètres de la simulation, en effet chaque phénoménologie des écoulements fait appel à différents systèmes d'équations qu'on essayera de présenter.

### II.2 Mise en équations

L'écoulement du fluide à modéliser se caractérise par les spécifications suivantes :

- ✓ Ecoulement incompressible : la masse volumique du fluide est considérée constante le long de toute la longueur de circulation de l'écoulement à modéliser.
- ✓ Ecoulement permanent (stationnaire).

#### II.2.1. Equations fondamentales de conservation

Les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie d'un écoulement laminaire de fluide s'écrivent :

##### a) Equation de conservation de la masse

L'équation de conservation de la masse s'écrit:

$$\frac{d\rho}{dt} = \text{div}(\rho U) = 0 \quad (\text{II.1})$$

Ou bien :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \quad (\text{II.2})$$

Sous forme indicielle :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + U_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} + \rho \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II.3})$$

Pour un écoulement permanent  $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$  et incompressible  $\frac{\partial \rho}{\partial x_i} = 0$ , donc l'équation de conservation de la masse se réduit à :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II.4})$$

##### b) Equations de conservation de quantité de mouvement

L'équation de conservation de quantité de mouvement, sous forme vectorielle, sans forces de volume est :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + u \frac{\partial \vec{v}}{\partial x} + v \frac{\partial \vec{v}}{\partial y} + w \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \overrightarrow{\text{grad}} P + \nu \Delta \vec{v} \quad (\text{II.5})$$

La projection de cette équation suivant les différents axes donne :

Suivant x :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\delta P}{\delta x} + V \left( \frac{\delta^2 u}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 u}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 u}{\delta z^2} \right) \quad (\text{II.5 .a})$$

Suivant y :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\delta P}{\delta y} + V \left( \frac{\delta^2 v}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 v}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 v}{\delta z^2} \right) \quad (\text{II.5 .b})$$

Suivant z :

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\delta P}{\delta z} + V \left( \frac{\delta^2 w}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 w}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 w}{\delta z^2} \right) \quad (\text{II.5 .c})$$

Ou bien sous forme indicielle:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\delta U_i}{\delta x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\text{II.6})$$

Pour un écoulement permanent  $\frac{\partial U_i}{\partial t}$ , alors l'équation (II.6) devient :

$$U_j \frac{\delta U_i}{\delta x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\text{II.7})$$

### c) Equation de conservation d'énergie

L'équation de conservation d'énergie d'un écoulement incompressible, sous forme vectorielle, est donnée par l'expression suivante :

$$\frac{\partial(\rho \bar{T})}{\partial t} + \text{div}(\rho \bar{U} \bar{T}) = \frac{1}{\rho c_p} + ((\lambda_t \cdot \text{div}[\overrightarrow{\text{grad}} T] + \Phi)) \quad (\text{II.8})$$

Ou bien :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{\rho c_p} \left[ \lambda_t \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \Phi \right] \quad (\text{II.9})$$

T [K]: est la température

Soit sous forme indicielle :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho c_p} \left( \lambda_t \frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j} + \Phi \right) \quad (\text{II.10})$$

Pour un écoulement permanent  $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ , l'équation (II.10) devient :

$$U_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho c_p} \left( \lambda_t \frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j} + \Phi \right) \quad (\text{II.11})$$

$\Phi$  est la dissipation visqueuse (par frottement) à l'intérieur de fluide, donnée par :

$$\Phi = \sigma_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (\text{II. 12})$$

Où  $\sigma_{ij}$  est le tenseur des contraintes visqueuses du fluide, ayant par expression:

$$\sigma_{ij} = \mu \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial U_K}{\partial x_K} \quad (\text{II. 13})$$

$\delta_{ij}$  est le symbole de Kronecker :

$$\delta_{ij} = 1 \text{ si } i=j$$

$$\delta_{ij} = 0 \text{ si } i \neq j$$

Alors :

$$\Phi = 2\mu \left( \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right)^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \right)^2 \right) - \frac{2}{3} \sigma_{ij} \left( \frac{\partial U_K}{\partial x_K} \right) \left( \frac{\partial U_K}{\partial x_K} \right) \quad (\text{II. 14})$$

$\lambda_t$  [W/m.K]: diffusivité thermique du fluide

$C_p$  [J/Kg.K] : capacité spécifique de chaleur.

$\rho$  [Kg/m<sup>3</sup>] : masse volumique du fluide.

### II.3 Modélisation de la turbulence

La turbulence d'un écoulement se caractérise principalement par une imprévisibilité du détail des fluctuations des variables aérothermochimiques du fluide et par l'existence d'un rotationnel de vitesse, ou, autrement dit, de tourbillons qui sont étroitement liés les uns aux autres. C'est pourquoi, elle est aussi le siège d'un transfert énergétique permanent ; il est en effet possible d'observer un flux d'énergie entre les grandes structures générées par les gradients de vitesse du mouvement moyen vers des structures de tailles inférieures. Au cours de ce transfert, la dissipation de l'énergie due à la viscosité du fluide est de plus en plus importante et s'effectue de manière inversement proportionnelle à la taille des structures turbulentes.

L'intensité de la turbulence peut être traduite, entre autre, par le nombre de Reynolds qui représente le rapport entre le temps nécessaire à une perturbation pour être amortie par la viscosité du fluide et le temps mis par une particule pour traverser une distance caractéristique de l'écoulement sous l'effet de son inertie.

Pour de faibles nombres de Reynolds, l'écoulement demeure laminaire de manière permanente, toute éventuelle instabilité étant immédiatement corrigée. Par contre, dès que ce nombre devient important, l'écoulement est le siège d'un régime turbulent élevé.

La turbulence permet donc de caractériser l'instabilité des écoulements. Un écoulement turbulent est défini comme totalement instationnaire et dont le vecteur vitesse en chaque point varie de manière aléatoire en direction et en norme.

Par ailleurs, il contient un grand nombre de tourbillons de tailles variées. Une visualisation des structures turbulentes autorise une analyse qualitative de l'écoulement, telle que l'étude de la position et de la taille d'une zone de recirculation ou de la formation de tourbillons dans une couche de mélange.

### II.3.1 Propriétés des moyennes

Toute grandeur  $f$  peut être décomposée en  $f = \bar{f} + f'$  avec, par construction,  $\bar{f}' = 0$ . Il est important de noter que la partie moyenne représente ce qui est raisonnablement calculable, ou bien encore la partie déterministe, au contraire des fluctuations aléatoires ou incohérentes qui seront modélisées ou mesurées. Pour deux variables aléatoires  $f = f(x, t)$  et  $g = g(x, t)$  et une constante  $\alpha$ , on a les propriétés suivantes, souvent appelées règles de Reynolds: [9]

$$\begin{aligned} \overline{f + g} &= \bar{f} + \bar{g} \\ \overline{\alpha f} &= \alpha \bar{f} \\ \overline{f g} &= \bar{f} \bar{g} \\ \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_i} &= \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_i} \\ \frac{\partial \bar{f}}{\partial t} &= \frac{\partial \bar{f}}{\partial t} \end{aligned} \tag{II.15}$$

On en déduit ainsi une règle pratique importante, et qui sera souvent utilisée dans la suite, concernant le produit de deux variables  $f$  et  $g$ :

$$\overline{f \cdot g} = \bar{f} \cdot \bar{g} + \overline{f' \cdot g'} \tag{II.16}$$

### II.3.2 Equations moyennée (Equations de Reynolds)

Pour un écoulement turbulent la vitesse et la pression ainsi que la température sont traitées comme des fonctions aléatoires de l'espace et du temps. On exprime ces paramètres par la somme d'une partie moyenne et une partie fluctuante, si bien que : [33] [34] [33]

$$U_i(x, t) = \bar{U}_i(x) + u'_i(x, t) \tag{II.17}$$

$$P(x, t) = \bar{P}(x) + P'(x, t) \tag{II.18}$$

$$T(x, t) = \bar{T}(x) + T'(x, t) \tag{II.19}$$

On introduit la décomposition de Reynolds en grandeur moyenne et grandeur fluctuante pour la vitesse  $U_i = \overline{U}_i + u'_i$ , la pression  $P = \overline{P} + P'$  et la température  $T = \overline{T} + T'$ . Compte tenu de cette décomposition qui permet de distinguer l'écoulement moyen de l'écoulement fluctuant, ce formalisme conduit, en prenant la moyenne de chaque équation, aux équations de Reynolds:

### II.3.3 Equation de continuité

$$\overline{\frac{\partial(U_i + u'_i)}{\partial x_i}} \quad (\text{II.20})$$

Et par application de l'opérateur moyenne à l'équation précédente, on a:

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II.21})$$

Soit encore par soustraction,  $\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0$

Equations de mouvement : Pour les équations de Navier-Stokes, nous avons:

$$\overline{\frac{\partial(U_i + u'_i)}{\partial t} + (\overline{U}_j + u'_j) + \frac{\partial \overline{U}_i + u'_i}{\partial x_j}} = -\frac{1}{\rho} \overline{\frac{\partial(\overline{P} + P')}{\partial x_i}} + \nu \overline{\frac{\partial^2(\overline{U}_i + u'_i)}{\partial x_j \partial x_j}} \quad (\text{II.22})$$

En simplifiant l'équation (II.27), on obtient :

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial t} + \overline{U}_j \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (\text{II.23})$$

Ou bien

$$\rho \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial t} + \rho \overline{U}_j \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (\text{II.24})$$

Les équations (II.21) et (II.24) sont les équations de Reynolds et le terme  $\tau_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j}$  s'appelle le tenseur des contraintes de Reynolds. Pour tenir compte de la turbulence dans l'étude du mouvement moyen, il faut ajouter aux contraintes associées aux vitesses moyennes, les contraintes  $\tau_{ij}$  liées à l'agitation turbulente, contraintes de Reynolds (1895).

Les équations de mouvement moyen ne sont plus fermées et pour caractériser le tenseur des contraintes turbulentes  $\tau_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j}$ , il faudrait connaître en chaque point et à chaque instant les propriétés du mouvement d'agitation. C'est l'objet de nombreux travaux fondés sur des considérations statistiques, où  $u'_i(\vec{x}, t)$  est considérée comme une fonction aléatoire de la position  $x$  et du temps  $t$ . [35]

### . II.3.4 Viscosité turbulente (Hypothèse de Boussinesq)

Si l'opérateur moyen est appliqué aux équations de transports, des termes de corrélation entre les fluctuations de vitesse apparaissent ; il s'agit du tenseur de Reynolds  $\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j}$  qui traduit le lien entre le mouvement moyen et le mouvement fluctuant. Il ne peut être calculé directement car seules les valeurs moyennes des variables du système sont connues. La fermeture du système d'équations nécessite la modélisation du terme  $\tau_{ij}$ . De nombreuses méthodes introduisant un terme de viscosité turbulente vt proposé par Boussinesq en 1877 qui permet la conservation de la structure du tenseur de cisaillement dans la modélisation de la turbulence.

Les modèles à base de viscosité turbulente s'expriment sous la forme : [36]

$$\overline{u'_i u'_j} = -2\nu_t \overline{S_{ij}} + \frac{2}{3} K \delta_{ij} \quad (\text{II.25})$$

Ou bien :

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left( \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} K \delta_{ij} \quad (\text{II.26})$$

Où :  $\nu_t$  la viscosité turbulente

$\delta_{ij}$  le symbole de Kronecker :  $\delta_{ij}=1$  si  $i=j$

$$\delta_{ij}=0 \text{ si } i \neq j$$

$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$  tenseur gradient de vitesse en partie

$$\overline{S_{ij}} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i} \right) \text{ et } S'_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U'_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{II.27})$$

Application sur l'équation d'énergie :

$$\frac{\partial \overline{(\overline{T} + T')}}{\partial t} + (\overline{U_j} + u'_j) \frac{\partial \overline{(\overline{T} + T')}}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho C_p} \left( \lambda \frac{\partial^2 \overline{(\overline{T} + T')}}{\partial x_j \partial x_j} + \Phi \right) \quad (\text{II.28})$$

On simplifie l'équation (II.33), qui devient :

$$\frac{\partial \overline{T}}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{\rho C_p} \Phi \quad (\text{II.29})$$

$Pr_t$  et  $\mu_t$  sont respectivement le nombre de Prandtl turbulent et la viscosité dynamique turbulente.

Les équations moyennées deviennent finalement :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu_e \left( \frac{\partial^2 \overline{U_i}}{\partial x_j \partial x_j} \right) \\ \frac{\partial \overline{T}}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{\rho C_p} \Phi \end{array} \right. \quad (\text{II.30})$$

Avec :

$\nu_e$  : la viscosité cinématique effective :  $\nu_e = \nu + \nu_t$

$P^\circ = \bar{P} + \frac{1}{3}\rho K$  : la pression modifiée

Pour un écoulement permanent  $\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = 0$

On note que la pression résolue n'est pas la vraie pression moyenne mais la pression modifiée  $P^\circ$ . On soustrait ensuite à posteriori l'énergie cinétique turbulente moyenne à la pression obtenue par le calcul pour retrouver la pression moyenne. Le premier point important est le fait que  $\nu_t$ , contrairement à la viscosité laminaire, n'est pas une caractéristique du fluide mais de l'écoulement lui-même, ce qui implique un calcul adapté pour chaque situation envisagée où la viscosité turbulente doit être modélisée.

### II.3.5 Energie cinétique moyenne du mouvement d'agitation

L'équation de Reynolds s'écrit : [9]

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\delta \bar{P}}{\delta x_i} + \frac{\delta}{\delta x_j} (2\mu \bar{S}_{ij} - \rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (\text{II.31})$$

En faisant la soustraction de l'équation de Reynolds (II.36) de l'équation de Navier-Stocks (II.6), on obtient l'équation de la partie fluctuante de vitesse :

$$\frac{D u'_i}{D t} = -u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{p'}{\rho} \delta_{ij} + 2\nu S'_{ij} - u'_i u'_j + \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (\text{II.32})$$

En multipliant l'équation (II.37) par  $U_i$ , et en moyennant on obtient l'équation de bilan moyen de l'énergie cinétique du mouvement d'agitation  $e_c = \frac{1}{2} \rho \overline{u'_i u'_i}$  : [35]

$$\frac{D e_c}{D t} = \frac{\partial e_c}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial e_c}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x} (\overline{P' u'_j}) - \frac{\partial}{\partial x} (\overline{e_c u'_j}) + \frac{\partial (2\mu \bar{S}_{ij} \overline{u'_i u'_j})}{\partial x_j} - 2\mu \overline{S'_{ij} S'_{ij}} - \rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (\text{II.33})$$

Ou bien pour  $k = e_c / \rho$  : [10]

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i u'_j} - \frac{1}{\rho} \overline{u'_j P'} \right) + \frac{\partial^2 k}{\partial x_j \partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \bar{S}_{ij} - \varepsilon \quad (\text{II.34})$$

Le terme  $\varepsilon$  est la dissipation par unité de masse et définie par la corrélation suivante :

$$\varepsilon = \nu \frac{\partial \overline{u'_i u'_i}}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\text{II.35})$$

Les résultats récents de DNS (Direct numerical simulation) (e.g. Mansour, Kim et Moin (1988) indiquent que le terme de diffusion de pression et de transport turbulent est assez petit, on suppose alors :

$$\frac{1}{2} \overline{\rho u'_i u'_i u'_j} + \overline{P' u'_j} = -\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (\text{II.36})$$

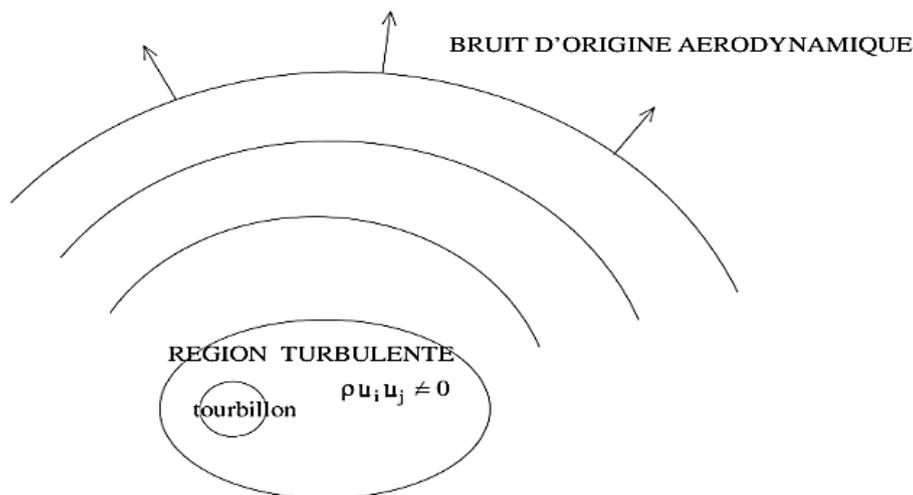
Où :  $\mu_t = \rho \nu_t$  Et  $\sigma_k$  est un coefficient de fermeture.

En combinant les équations (II.34) et (II.36) on peut écrire la version modélisée de l'équation de l'énergie cinétique de turbulence qui est utilisée pratiquement dans tous les modèles de turbulence :

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \mu_t / \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (\text{II.37})$$

## II.4 L'analogie de Lighthill :

La théorie du bruit d'origine aérodynamique de Lighthill consiste à établir une analogie entre un problème régi par les équations générales de la mécanique des fluides et la théorie classique de l'acoustique. Afin d'expliciter quelques fondements de cette théorie, on considère une zone de turbulence comprise dans un champ infini à écoulement homogène, dont la masse volumique  $\rho_\infty$  et la vitesse du son  $c_\infty$  sont constantes comme schématisé dans la figure (II.1) On essaie d'exprimer la propagation des ondes sonores de la zone turbulente vers le milieu homogène.



**Figure (II.1) :** Théorie de Lighthill

Les équations de conservation de masse et de quantité de mouvement de Navier-Stokes s'écrivent [18] :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad \text{(II.38)}$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad \text{(II.39)}$$

$$\frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{\partial p \delta_{ij}}{\partial x_j} \quad \text{(II.40)}$$

L'équation d'Euler devient :

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial(p \delta_{ij} - \tau_{ij})}{\partial x_j} \quad \text{(II.41)}$$

Où :

- $\rho$  la masse volumique de fluide
- $u_i$  la  $i^{\text{ème}}$  composante de vitesse
- $P$  la pression
- $\tau_{ij}$  le tenseur des contraintes visqueuses
- $\delta_{ij}$  le tenseur de Kronecker

On ajoute le terme :  $C_\infty^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i}$  dans chaque partie de l'équation (II.41).

En dérivant par rapport au temps l'équation (II.38) dont on soustrait la divergence de (II.41) après avoir ajouté le terme précède. On obtient l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_\infty^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad \text{L'équation de Lighthill} \quad \text{(II.42)}$$

Avec :

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + (p - \rho c_\infty^2) \delta_{ij} - \tau_{ij} \quad \text{Le tenseur de Lighthill.} \quad \text{(II.43)}$$

La masse volumique du milieu ambiant étant constante, l'équation d'onde de Lighthill peut aussi s'écrire :

$$\frac{\partial^2(\rho - \rho_\infty)}{\partial t^2} - c_\infty^2 \nabla^2(\rho - \rho_\infty) = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad \frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_\infty^2 \nabla^2 \rho' = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad \text{(II.44)}$$

Avec :  $\rho' = \rho - \rho_\infty$  la fluctuation de la masse volumique dans le milieu.

Donc :

$$\frac{\partial^2(\rho - \rho_\infty)}{\partial t^2} - c_\infty^2 \nabla^2(\rho - \rho_\infty) = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad \text{(II.45)}$$

## II.5. Analogie de Ffowcs Williams et Hawkings [14]

La démarche de Ffowcs Williams et Hawkings (FW–H) originellement publiée en 1969 est une analogie et suit donc la voie ouverte par Lighthill. C'est une réécriture des équations de la mécanique des fluides pour former une équation d'onde. Mais l'analogie de FW–H est une extension de l'analogie de Lighthill par la prise en compte d'une surface, matérielle ou non, via l'utilisation des fonctions généralisées.

La surface peut être animée d'un mouvement uniforme par exemple en considérant que c'est le milieu observateur qui est animé de ce mouvement et que l'on se place dans le repère de la surface. La prise en compte d'un milieu en mouvement uniforme nécessite des transformations en amont.

Une réécriture des équations de la mécanique des fluides en description lagrangienne est ici employée dans le but d'écrire une équation d'onde convectée. L'objet de la formulation de FW–H est justement de déduire de la réécriture des équations, la nature et la répartition de la source acoustique en termes aérodynamiques.

Il faut écrire les lois de conservation en coordonnées lagrangiennes pour un écoulement compressible et y intégrer le discours sur les fonctions généralisées. Pour prendre en compte la présence de surfaces matérielles ou non et formellement séparer le domaine source et le domaine observateur. Afin de préserver la simplicité de la lecture, la démonstration complète n'est pas reprise ici mais cette information est très bien exposée dans les références [14]

On définit alors une fonction  $f$  qui s'annule sur la surface  $\Sigma$  qui borne le volume de contrôle, est positive à l'intérieur et négative à l'extérieur. Les notations sont reprises sur la figure (II.2).

On définit la fonction de Heaviside dont l'argument est la fonction  $f$  telle que :

$$H(f) = \begin{cases} 0 & \text{pour } f < 0 \\ 1 & \text{pour } f \geq 0 \end{cases} \quad (\text{II.46})$$

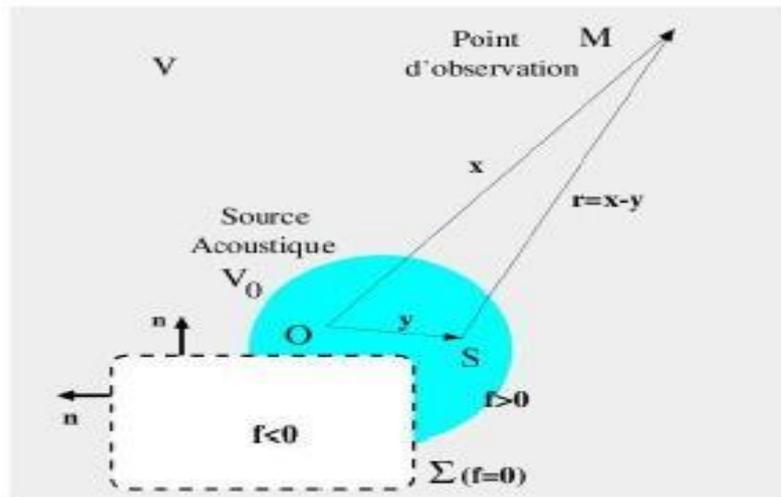
L'opérateur généralisé est appliqué aux lois de conservation linéarisées :

$$\begin{aligned}
 H(f) \times \frac{Dp'}{Dt} &= -H(f) \times \frac{D\rho u_i}{Dx_i} \\
 H(f) \times \frac{D\rho u_i}{Dt} + H(f) \times c^2 \frac{D\rho}{Dx_i} &= -H(f) \times \frac{DT_{ij}}{Dx_j}
 \end{aligned}
 \tag{II.47}$$

Avec la dérivée particulaire  $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U_i \frac{\partial}{\partial x_j}$ . La vitesse  $u_i$  est relative et prise dans

repère de la surface.  $T_{ij}$  est le tenseur de Lighthill exprimé par rapport aux vitesses  $u_i$ . On fait apparaître la fonction Heaviside dans les dérivées après quelques manipulations. À ce stade, les équations vont faire intervenir le gradient

De la fonction Heaviside. Comme elle est définie sur la surface pour l'argument  $f$ .



**Figure (II.2)** – Représentation des domaines sources et observateurs dans le formalisme de Ffowkes Williams et Hawkins. Le volume  $V_0$  est le volume sourceet il peut être extérieur à la surface de contrôle  $\Sigma$

On note que  $\frac{\partial H(f)}{\partial x_j} = \frac{\delta(f) \partial f}{\partial x_j}$  physiquement, la fonction de Dirac associée à la surface

( $f$ ) peut être vue comme un commutateur s'annulant dans la surface et prenant la valeur unité dans le domaine de propagation.

Le gradient  $\frac{\partial f}{\partial x_j}$  caractérise quant à lui le vecteur normal unitaire dirigé vers l'extérieur de la surface.

Il faut ensuite combiner les lois de conservation pour obtenir une équation d'onde en

prenant la dérivée particulaire de la loi de conservation de la masse à laquelle on soustrait le divergent de la loi de conservation de la quantité de mouvement. Après quelques manipulations, on obtient l'équation d'onde regroupée par termes :

$$\frac{\partial^2 \rho' H(f)}{Dt^2} - c^2 \frac{\partial^2 \rho' H(f)}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} [T_{ij} H(f)] + \frac{\partial}{\partial x_i} [F_i \delta(f)] + \frac{\partial}{\partial t} [Q \delta(f)] \quad (\text{II.48})$$

Ou :

$$\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} [T_{ij} H(f)] \rightarrow \text{Thermes quadripôle}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} [F_i \delta(f)] \rightarrow \text{Thermes dipôle}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} [Q \delta(f)] \rightarrow \text{Thermes monopole}$$

Avec :

$$T_{ij} = \rho(u_i - U_i)(u_j - U_j) + (p - \rho c^2) \delta_{ij} - \tau_{ij}$$

$$F_i = -[\rho(u_i - 2U_i)u_j + p\delta_{ij} - \tau_{ij}] \frac{\partial f}{\partial x_j}$$

$$Q = [\rho u_i] \frac{\partial f}{\partial x_j}$$

L'équation de Ffowcs Williams et Hawkins (2.16) peut s'écrire de la façon suivante :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = \frac{\partial}{\partial t} [\rho_0 v_n + \rho(u_n - v_n)] \delta(f) - \frac{\partial}{\partial x_i} [P_{ij} n_j + \rho u_i (u_n - v_n)] \delta(f) + \frac{\partial}{\partial x_i \partial x_j} [T_{ij} H(f)] \quad (\text{II.49})$$

Ou :

$u_i$  : Vitesse du fluide dans la direction  $x_i$

$u_n$  : Composante de la vitesse du fluide normale à la surface  $f = 0$

$v_i$  : Vitesse de la surface dans la direction  $x_i$

$v_n$  : Composante de la vitesse de la surface normale à la surface  $f = 0$

$(f)$  : Fonction de Dirac

$H(f)$  : Fonction de Heaviside

$p'$  représente la pression acoustique calculé en champ lointain  $f = 0$  définit la surface d'intégration.

$c$  : Vitesse du son en champ lointain

$T_{ij}$  Et  $P_{ij}$  : Tenseur de Lighthill et tenseur des contraintes respectivement et sont donnés par :

$$T_{ij} = \rho u_i u_j - c^2(\rho - \rho_0)\delta_{ij} + P_{ij} \quad P_{ij} = p\delta_{ij} - \mu \left[ \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + 3 \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] \quad (\text{II.50})$$

$$P_{ij} = p\delta_{ij} - \mu \left[ \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + 3 \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] \quad (\text{II.51})$$

Finalement l'analogie de Ffowks Williams & Hawkings constitue donc une généralisation des théories précédentes, permettant d'utiliser des résolutions d'équations analytiques afin de prédire la propagation sonore sur tout problème physique incluant une surface quelconque, en mouvement ou immobile

## II.6 Conclusion

Le traitement de la couche limite turbulente est rendu difficile par la dépendance de l'écoulement à la variable temps. Une des techniques les plus courantes, quand l'écoulement est considéré comme turbulent, est d'appliquer la décomposition de Reynolds. Dans ce cas, les propriétés instantanées de l'écoulement sont décomposées entre la moyenne et les fluctuations à la moyenne. En appliquant cette technique, les équations de la couche limite donnent une couche limite pleinement turbulente.

# CHAPITRE III

## DEFINITION DES OUTILS

### III.1 Introduction

Historiquement, les problèmes de mécanique (dynamique) des fluides ont été résolus en utilisant des méthodes analytiques (AFD : Analytical Fluid Dynamics) ou des techniques expérimentales (EFD : Experimental Fluid Dynamics). De nos jours, avec l'arrivée des calculateurs numériques, une nouvelle technique de résolution des problèmes de l'aérodynamisme est née. Elle s'appelle CFD et est de plus en plus populaire dans tous les domaines qui font appel à l'aérodynamique.

La compréhension du comportement des fluides est bien souvent un facteur important dans le développement du produit et du procès. Grâce à la capacité de calcul disponible toujours plus grande, l'analyse des écoulements a de plus en plus tendance à quitter le laboratoire pour entrer dans le monde de la simulation numérique. Des interfaces conviviales et intuitives ainsi que son intégration dans le processus de développement élargissent continuellement la palette d'utilisateurs de calcul fluide. Le rôle central pour ce type de calcul est détenu comme auparavant par l'ingénieur calcul spécialiste en CFD (Computational Fluid Dynamics), mais les environnements de nouvelle génération comme ANSYS FLUENT donnent un accès à certaines applications aux ingénieurs de mécanique des fluides avec l'importance croissante des calculs couplés comme par exemple l'interaction fluide/structure.

Dans ce chapitre on se propose de présenter les outils de simulation qu'on a utilisé pour effectuer nos calculs numériques, la compréhension du cheminement entre interfaces est nécessaire pour décrire les résultats finaux.

### III.2 Schémas de discrétisation spatial

Afin de discrétiser spatialement les équations aux dérivées partielles, plusieurs méthodes ont été élaborées, avec leurs avantages et leurs inconvénients, selon les cas d'application. Les trois grandes classes de schémas de discrétisation correspondent aux Différences Finies (DF), Eléments Finis (EF) et Volumes Finis (VF).

Très brièvement, la méthode des Différences Finies est basée sur une discrétisation des opérateurs différentiels sur une grille de pas d'espace fixe, et ce à l'aide de développements de Taylor tronqués à un certain ordre.

La méthode des Eléments Finis s'appuie elle sur une formulation variationnelle de l'équation

aux dérivées partielles. L'inconvénient réside dans le fait qu'il n'existe pas de formulation variationnelle pour toutes les équations aux dérivées partielles; cette méthode n'est notamment pas adaptée aux équations non linéaires de Navier-Stokes.

La méthode des Volumes Finis constitue la méthode pour la discrétisation des équations conservatives non linéaires. Afin de mieux expliciter les fondements de cette méthode, considérons par souci de simplicité le modèle de convection linéaire en 1D suivant :

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

Avec :  $a > 0$ . La discrétisation spatiale VF est définie par :

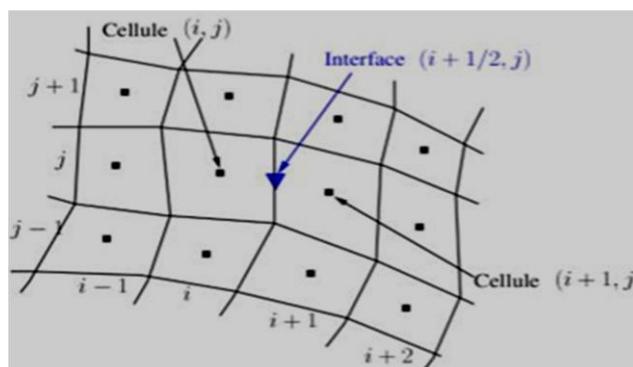
$$x_{i+1/2} = \frac{x_i + x_{i+1}}{2} \quad (\text{III. 2})$$

En intégrant l'équation (III.1) sur l'intervalle  $[x_{i-1/2}, x_{i+1/2}]$  autour de  $x_i$  et en divisant par  $h$  la longueur de l'intervalle, on obtient :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{u(x_{i+1/2}) - u(x_{i-1/2})}{h} = 0 \quad (\text{III. 3})$$

Où  $U_i$  représente la valeur moyenne de  $u_i$  sur l'intervalle  $[x_{i-1/2}, x_{i+1/2}]$ . Cet intervalle est appelé cellule ou volume de contrôle. Les points  $x_{i+1/2}$  sont appelés interfaces ou faces des volumes de contrôle.

Afin de définir ces éléments de contrôle, un maillage spatial doit être choisi; au cours de notre étude. Un maillage est constitué d'éléments géométriques (intervalles en 1D, surfaces en 2D, volumes en 3D) pouvant être indexés par un entier  $i$  en 1D, un couplet  $(i, j)$  en 2D (figure III.1), ou un triplé  $(i, j, k)$  en 3D. L'un de ces éléments va être considéré comme cellule ou volume de contrôle.

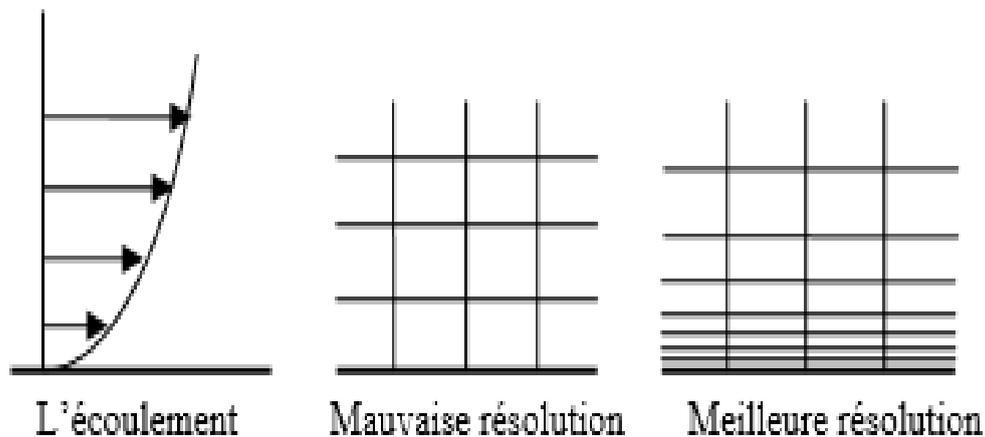


**Figure (III.1) :** Indexation des mailles 2D

L'approche VF cherche donc une approximation de la valeur moyenne  $U$  sur les cellules de contrôle.

### III.3 Discrétisation des domaines de calcul – le maillage

L'opération de maillage consiste à discrétiser les domaines de calcul. La résolution de la grille de maillage concerne plus particulièrement les zones qui présentent un fort gradient. Ainsi, une bonne résolution permet de mieux décrire les phénomènes physiques qui existent dans ces zones telles que les ondes de choc ou les phénomènes liés à la couche limite. Dans beaucoup de cas, la faible résolution du maillage dans des zones critiques du domaine de calcul affecte sérieusement la solution et modifie nettement les caractéristiques calculées de l'écoulement.



**Figure (III.2) : Résolution du maillage**

En raison de la forte interaction qui existe entre la turbulence et les grandeurs moyennes de l'écoulement, les résultats numériques issus de la modélisation des écoulements turbulents sont plus susceptibles d'être influencés par la résolution de la grille de maillage que ceux issus de la modélisation des écoulements laminaires. En proche paroi, la résolution du maillage exigée dépend du modèle physique dit « proche paroi » utilisé. Dans les régions à forts gradients tels que les décollements de couche limite, la grille de maillage doit être assez raffinée pour réduire les changements de variables de l'écoulement d'une cellule à une autre. Malheureusement, il est difficile, voire impossible dans certains cas de déterminer ces zones à l'avance. Sans oublier la contrainte liée au temps de calcul et aux ressources informatiques imposée par une forte résolution du maillage

La précision des calculs numériques des écoulements 3D augmente en utilisant un maillage très fin, mais le besoin en ressources informatiques pour la réalisation de ces calculs et de leur post-traitement augmente aussi. Le recours à l'adaptation du maillage au cas à traiter peut constituer une alternative intéressante pour parer à ce genre de contraintes liées à la résolution de la grille de maillage. En effet, il existe des algorithmes d'adaptation du maillage à la

morphologie de l'écoulement étudié à partir du champ d'écoulement issu d'une solution préalable. Ils permettent ainsi de réduire ou d'augmenter la résolution du maillage dans des régions spécifiques du domaine de calcul, ce qui constitue un usage plus économique des cellules de la grille de maillage.

L'erreur de troncature caractérise l'écart entre la valeur des dérivées partielles par rapport à celles données par la discrétisation. Un changement brusque de la taille de deux éléments de maillage adjacents se traduit par une grande erreur de troncature. Le changement dans la taille des éléments d'une zone maillée à une autre, doit être graduel. La variation de taille des éléments de deux zones adjacentes ne doit pas dépasser 20%.

### **III. 4 Caractérisation d'un maillage**

Un maillage est défini par :

- 1) son repère.
- 2) les points le constituant, caractérisés par leurs coordonnées.
- 3) les cellules, constituant des polytopes reliant  $n$  de ces points.
- 4) sa dimension : typiquement 2D ou 3D.
- 5) son volume (dimension totale couverte).
- 6) sa finesse : surface ou volume moyen des cellules composant le maillage.
- 7) la géométrie des cellules : triangles, quadrilatères (parallélogrammes, rectangles, carrés), ..., polygones, en 2D ; tétraèdres, prismes, hexaèdres (parallélépipèdes, cubes), ..., polyèdres en 3D.
- 8) le degré de l'élément : c'est le degré du polynôme servant à décrire les côtés ou arêtes des éléments, un élément de degré 1 a des côtés ou arêtes rectilignes ; dans le cas des éléments finis, c'est également le degré des polynômes d'interpolation.

Les maillages les plus « efficaces » sont les maillages dits « réguliers » ou « structurés » : ils sont constitués de parallélogrammes en 2D, et de parallélépipèdes en 3D. Efficace signifie que ces maillages permettent d'économiser les ressources informatiques (mémoire, temps de calcul) :

- 1) dans le cas d'un maillage quelconque, il faut définir la position de chaque nœud, et la composition de chaque polygone ou polyèdre ; la définition est dite explicite.
- 2) dans le cas d'un maillage régulier, la composition des polygones/polyèdres, peut être déduite d'une règle de construction, on a une définition dite implicite.

Le cas le plus simple d'un maillage régulier est un empilement de parallélépipède des rectangles tous identiques ; il suffit de définir :

1. Un nœud du maillage, appelé « origine ».
2. L'orientation des axes des arêtes.
3. La taille des arêtes selon les trois axes.
4. Le nombre d'éléments selon les trois axes.

Par contre, ceci n'est possible que pour des formes ayant des contours simples. On peut, si nécessaire, diviser un domaine en sous-domaines ayant des formes simples, et donc avoir plusieurs maillages réguliers, ou bien avoir un maillage régulier au cœur du volume, et avoir une « couche » composée de prismes et tétraèdres à proximité de la surface.

### III. 5 Les conditions aux limites

En fonction du problème physique traité, les conditions aux limites sont différentes et leur compatibilité avec les modèles numériques associés à un impact direct sur la convergence et le réalisme des résultats des simulations numériques. Plusieurs types de conditions aux limites sont proposés en CFD.

#### III. 5.1. Condition de pression à l'entrée

Ce type de condition aux limites est employé lorsqu'on veut imposer une pression à l'entrée du volume de contrôle à étudier. Cette condition est valable aussi bien en écoulement compressible qu'en écoulement incompressible, elle est utilisable lorsqu'on connaît la pression à l'entrée et qu'on recherche la vitesse de l'écoulement correspondante. La pression totale imposée s'exprime, en écoulement incompressible, par la relation suivante:

$$P_t = P_s + \frac{1}{2}\rho V^2 \quad (\text{III. 4})$$

En écoulement compressible cette expression devient :

$$P_t = P_s \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (\text{III. 5})$$

Avec :

$P_t$  : Pression totale

$P_s$  : Pression statique

$\gamma$  : Rapport des chaleurs spécifiques ( $C_p/C_v$ )

M : Nombre de Mach

### III. 5.2. Condition de vitesse à l'entrée

Cette condition aux limites sert à imposer une vitesse d'entrée au volume de contrôle. Une fois la vitesse fixée, on remonte aux autres grandeurs de l'écoulement. Cette condition aux limites est utilisable en général dans les écoulements supposés incompressibles. Pour des raisons d'instabilités numériques il est déconseillé d'appliquer la condition de vitesse à l'entrée dans le cas des écoulements compressibles.

### III. 5.3. Condition de débit massique à l'entrée

A l'inverse de la condition de pression à l'entrée, cette condition aux limites consiste à fixer le débit de l'écoulement à l'entrée pendant que la pression totale de l'écoulement varie. Dans plusieurs applications, la condition de pression à l'entrée rend la convergence des calculs plus lente, il est conseillé dans ces cas d'appliquer la condition de débit massique à l'entrée. Pour les calculs des écoulements incompressibles, il n'est pas nécessaire d'imposer le débit massique à l'entrée. La vitesse de l'écoulement impose la valeur du débit massique du fait que la masse volumique du fluide est constante

### III. 5.4. Condition de pression à la sortie

Permet d'imposer une valeur de la pression statique à la sortie du volume de contrôle. La valeur de la pression statique ne peut être imposée que lorsque l'écoulement est subsonique. Le processus de convergence devient plus rapide lorsque la valeur de la pression à la sortie imposée est proche de la réalité

### III. 5.5. Condition de parois

Cette condition aux frontières permet de spécifier les parois du volume de contrôle. Les parois peuvent être déclarées fixes ou en mouvement relatif à l'exemple des rotors des machines roto dynamiques. Pour des écoulements visqueux, la condition de non glissement est associée à cette condition aux limites. La contrainte de cisaillement associée à la présence des parois dans le domaine de calcul en régime d'écoulement laminaire est donnée par la relation suivante :

$$\tau_w = \mu \frac{\partial v}{\partial y} \quad \text{(III. 6)}$$

Avec :

$\tau_w$  : La contrainte de cisaillement

$\mu$  : La viscosité dynamique

$v$  : La vitesse du fluide à une hauteur  $y$

$y$  : La coordonnée d'espace repérant la position du fluide

## **III. 6. ANSYS-Fluent**

### **III. 6.1.Présentation :**

#### **a) ANSYS et Fluent :**

Ces deux logiciels permettent d'effectuer des simulations en matière de mécanique des fluides. Ils portent le nom des compagnies qui les ont développés, rachetées par ANSYS. In respectivement en février 2003 et En février 20062. Fluent est un solveur : il ne comporte pas de mailleur (le maillage doit être réalisé avec un logiciel de maillage, Gambit par exemple, qui est également édité par ANSYS). Fluent est un solveur très utilisé dans l'industrie et la R&D à travers le monde.

Il est souvent considéré comme une référence dans le domaine de la modélisation fluide. Le paramétrage du modèle se fait par une interface graphique. Il dispose d'une interface de scripts pour automatiser les processus de calcul. L'un des intérêts de ce logiciel de simulation généraliste, est qu'il dispose d'un nombre relativement important de modèles, pouvant faire face à divers aspects de la mécanique des fluides : écoulements diphasiques (miscible, non miscible, cavitation, solidification), turbulence (LES, KE, Kw, SA, Reynolds stress...), combustion (pré-mélangé et non pré-mélangé), transport de particules, écoulements en milieux poreux, maillages mobiles et dynamiques avec reconstruction du maillage, entre autres. Les schémas numériques temporels et spatiaux peuvent être modifiés pour améliorer la convergence. Fluent est parallélisé et permet de tirer parti de systèmes multiprocesseurs aussi bien au sein d'une seule machine qu'en réseau (cluster, dualcore, plateforme multi-CPU).

La création de la géométrie, le maillage, la définition physique, la solution et le poste traitement pour le CFD sont disponibles dans un environnement simple de simulation. Le CFD avec la solution de Ansys fournit une interface à l'utilisateur et une structure de dossier communes, permettant l'exécution facile de la simulation à partir de la géométrie jusqu'au post-traitement.

#### **b) Design Modeler :**

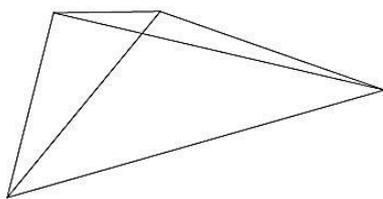
Le Design Modeler du logiciel ANSYS est un outil spécialement conçu pour la création et la modification de la géométrie à analyser. En utilisant un système avancé d'interfaces, le Design Modeler donne un lien direct et bidirectionnel aux modèles de géométrie créés dans une large variété. Le Design Modeler fournit une source simple de géométrie pour une gamme complète des outils de simulation d'ingénierie.

Le Design Modeler aide à créer la géométrie détaillée exigée pour la simulation d'ingénierie, à

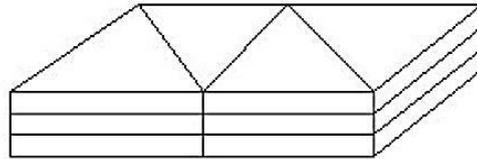
réduire au minimum la reprise de la géométrie et à simplifier les analyses interdisciplinaires

### III. 6.2. Maillage :

Ce module permet de générer un maillage s'appuyant sur la géométrie créée à travers le Design Modeler. L'utilisateur fixe alors les paramètres de maille qu'il souhaite obtenir sur les surfaces et dans les volumes. Ce module permet de générer des mailles tétraédriques et prismatiques (Figure 3.3). Une fois le maillage effectué, ANSYS-Mesh crée un fichier portant l'extension «.gtm», qui regroupe les informations relatives au maillage.



Maille



Couches de mailles prismatiques

**Figure (III.3) :** Types de maillage généré par ANSYS

### III. 6. 3. Prétraitement du CFD

Le module ANSYS est une interface moderne de la définition physique exigée pour l'analyse du CFD. En outre, cet outil lit un ou plusieurs maillages d'une variété de sources et fournit à l'utilisateur des options pour assigner des différents milieux. La fidélité de la simulation est liée directement au choix des modèles physiques disponibles.

Le logiciel ANSYS contient un grand nombre de modèles physique pour avoir une simulation précise d'une grande variété d'applications industrielles. Le module ANSYS-prepermet quant à lui de définir les conditions aux limites et initiales du système, ainsi que les équations à résoudre, le type de résolution (régime permanent ou non permanent), les paramètres du solver, à savoir : le pas de temps, le nombre d'itérations, le critère de convergence ainsi que la nature des fluides (ou solides) en présence.

Les conditions aux limites sont de 5 types : inlet, outlet, opening, wall et symmetry.

Les conditions de type (Entrée) sont utilisées dans le cas d'un écoulement entrant à l'intérieur du domaine.

Les conditions de type (Sortie) sont quant à elles utilisées dans le cas d'un écoulement sortant à l'extérieur du domaine.

La condition (Ouverture) est utilisée dans le cas d'une méconnaissance de la nature entrante ou sortante de l'écoulement.

La condition aux limites de type (Paroi) est attribuée aux parois imperméables à l'écoulement.

Enfin, si l'écoulement présente un plan de symétrie, il est possible d'attribuer la condition (Symétrie) à ce plan.

Une fois tous les paramètres définis, ANSYS-pre génère un fichier « .def » qui contient toute les informations relatives au maillage, aux conditions aux limites et initiales, ainsi que tous les autres paramètres introduits dans ANSYS-pre. C'est ce fichier qui va être la base de travail du solveur.

### **III. 6. 4. ANSYS-Solver**

Le cœur du CFD avancé dans l'interface d'ANSYS est le solutionneur algébrique couplé avec ANSYS. Il réalise une convergence fiable et rapide pendant la résolution des équations.

ANSYS-solver est le module qui effectue les calculs. Il est basé sur l'intégration des équations de Navier Stokes dans chaque maille et dispose de modèles additionnels pour prendre en compte la turbulence, et le rayonnement thermique.

Dans le cas d'une résolution en régime permanent, le calcul se poursuit jusqu'à ce que, soit le nombre maximal d'itération demandé par l'utilisateur est atteint, soit la solution satisfait au critère de convergence.

Dans le cas d'une résolution en régime non permanent, le calcul prend fin lorsque la durée de résolution du phénomène étudiée est atteinte.

En fin de calcul, ANSYS-solver génère deux types de fichiers :

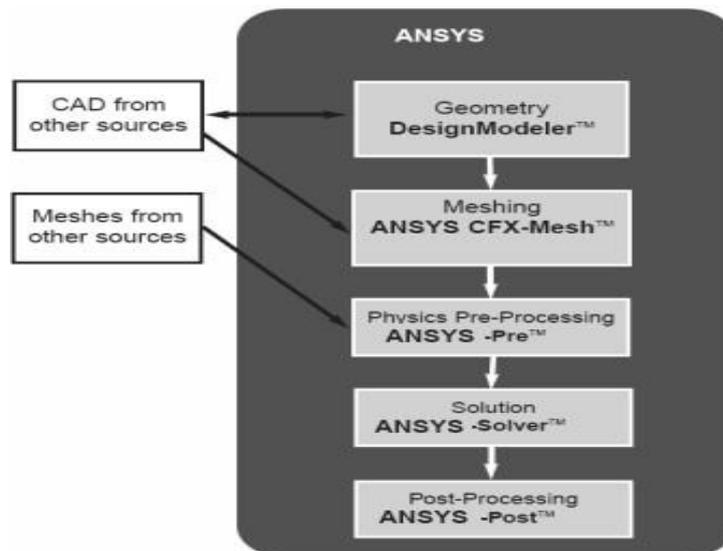
- Un fichier « .out » lisible par un éditeur de texte. Ce fichier résume le déroulement du calcul. Il contient, entre autres, les informations de « .def », ainsi que le bilan masse du système
- Un fichier « .res » qui contient l'ensemble des résultats. Ce fichier est directement exploitable par ANSYS-post.

### **III. 6. 5. ANSYS-Post :**

Le module ANSYS-post est un outil graphique permettant le traitement et la visualisation des résultats. Il permet d'appliquer des textures sur la géométrie, de visualiser des contours, des iso-surfaces, des lignes de courant, des champs de vitesses.... Il permet également

l'exportation des résultats sous forme numérique, comme par exemple la valeur des différentes variables sur chaque nœud, sous forme photographique et même sous forme d'animation.

Le post traitement ANSYS est l'interface utilisateur qui représente les résultats graphiques et quantitatifs. La possibilité de visualisation par ANSYS-Post fournit une perspicacité dans le comportement de champ d'écoulement. La possibilité de quantifier le phénomène étudié permet aussi à l'utilisateur d'extraire facilement des valeurs d'intérêt au concepteur et à l'analyste qui peut être utilisée pour obtenir une meilleure compréhension et améliorer la performance.



**Figure (III.4) :** Schéma de l'ensemble des modules d'ANSYS.

### **III. 6. 6. Le Solveur Fluent :**

Fluent est un solveur qui utilise des maillages non-structurés 2D ou 3D (avec la méthode des volumes finis). Ces maillages sont : soit des maillages triangulaires (tétraédriques en 3D), soit des maillages structurés interprétés en format non-structurés comme des rectangles (hexaèdres), pour une simulation de tous les écoulements fluides, compressibles ou incompressibles, impliquant des phénomènes physiques complexes tels que la turbulence, le transfert thermique, les réactions chimiques, les écoulements multiphasiques...

Et ce sur les géométries complexes industrielles. Ce produit inclut également un véritable environnement CAO et un mailleur paramétrique de dernière génération, permettant de mettre en place rapidement les modèles numériques ou de s'intégrer aux outils de conception déjà existants.

### **III.7 Conclusion**

Pour toute simulation numérique, on doit suivre les étapes suivantes : élaboration de la géométrie, génération du maillage, définir les paramètres physiques, lancer le solveur. La qualité de la simulation dépend de plusieurs facteurs : la qualité du maillage, l'élaboration de la géométrie, les schémas numériques, les conditions initiales, et les conditions aux limites. Pour des géométries simples le maillage structuré présente un meilleur choix, par contre pour des géométries complexes on optera pour un maillage non structuré

# CHAPITRE IV

## RESULTATS ET INTERPRETATIONS

### IV.1.Introduction

Dans ce chapitre on se propose de faire l'étude de la couche limite pour 3 profils différents NACA0012, NACA0015, et NACA0018. D'abord, on se propose de valider notre approche de simulation en comparant nos résultats en termes de performances aérodynamiques (coefficient de portance, coefficient de traînée) ainsi que les profils de vitesse avec ceux issue de l'expérience [31]. Afin de mettre en évidence l'influence des conditions amont de l'écoulement sur la formation de la couche limite et son comportement vis-à-vis à la proche paroi, on se propose de faire varier l'angle d'attaque de l'écoulement et observer l'impact de ce changement sur la formation de la couche limite. L'initialisation d'une méthode itérative, nécessite une initialisation du champ de l'écoulement, le principe de base pour la procédure et d'imposer un champ aérodynamique initial décrivant un écoulement simplifié et aussi physique.

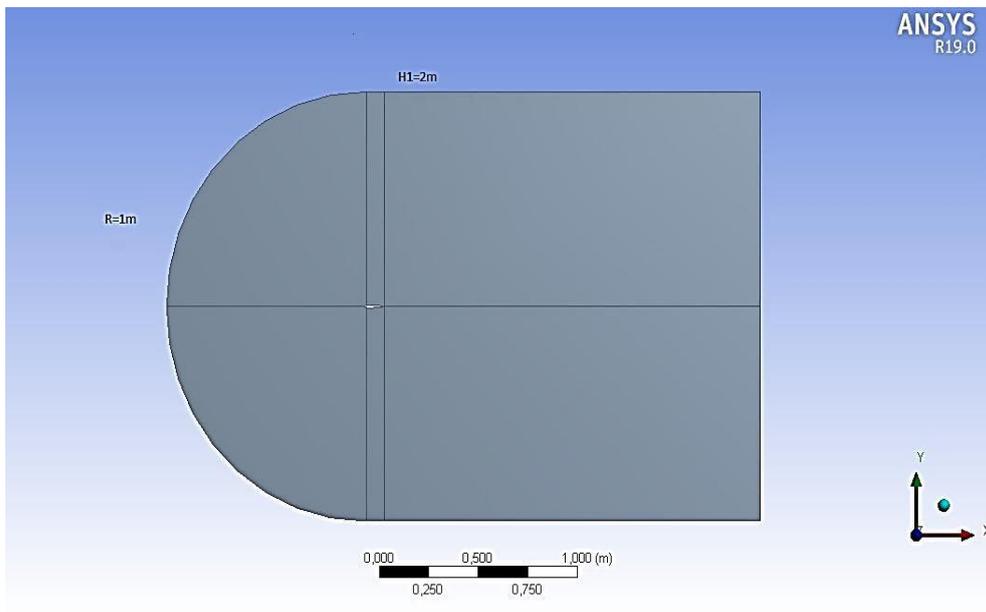
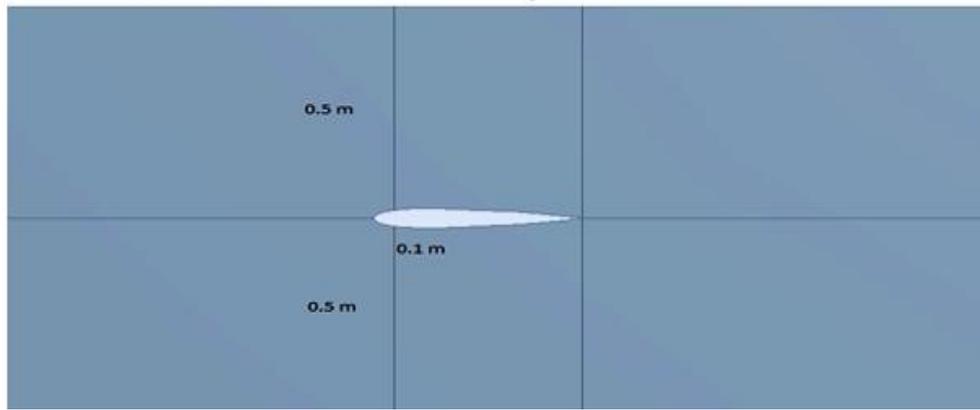
Les données initiales imposées à l'infini amont, sont le nombre de Mach (vitesse initiale), la température, la pression, et l'angle d'incidence. En dernière partie on mettra en évidence l'influence de l'épaisseur sur les performances aérodynamiques (coefficient de portance, coefficient de traînée), ainsi que sur l'apparition du décollement de la couche limite.

### IV.2 Etude Et validation pour le NACA 0015

#### IV.2.1. Construction de la géométrie et maillage :

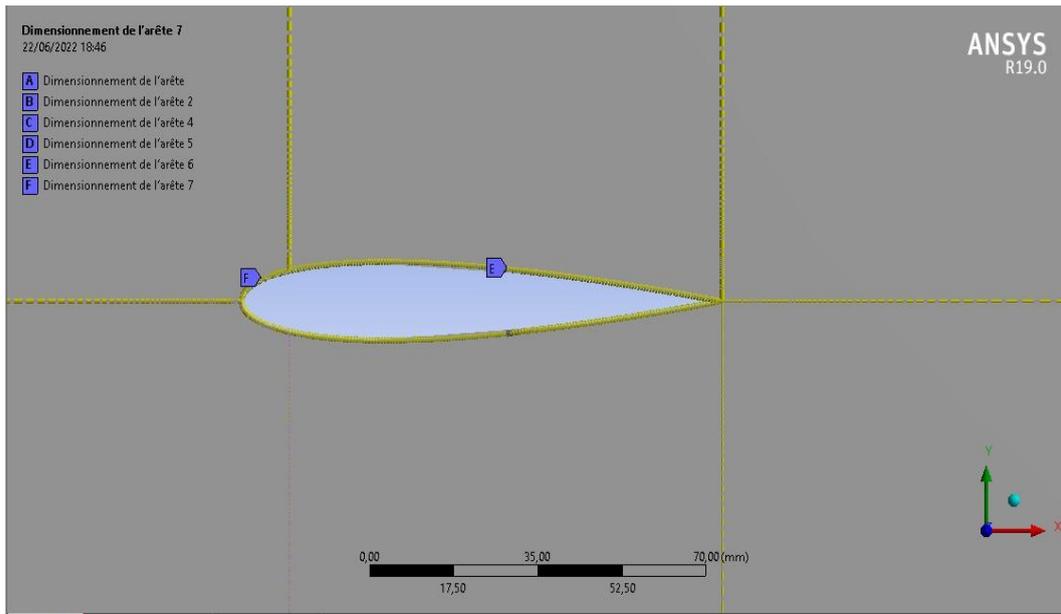
En premier lieu on étudiera un profil NACA 0015 qu'on va utiliser afin de valider l'approche adopter dans notre simulation. L'écoulement est incompressible, subsonique, on maintiendra l'hypothèse de fluide visqueux notre étude se fera en utilisant ANSYS Fluent 19.0, la création de la géométrie, le maillage, la définition physique, la solution et le poste traitement pour le CFD sont disponibles dans un environnement simple de simulation.

La CFD avec la solution de ANSYS fournit une interface à l'utilisateur et une structure de dossier communes, permettant l'exécution facile de la simulation à partir de la géométrie jusqu'au post-traitement.

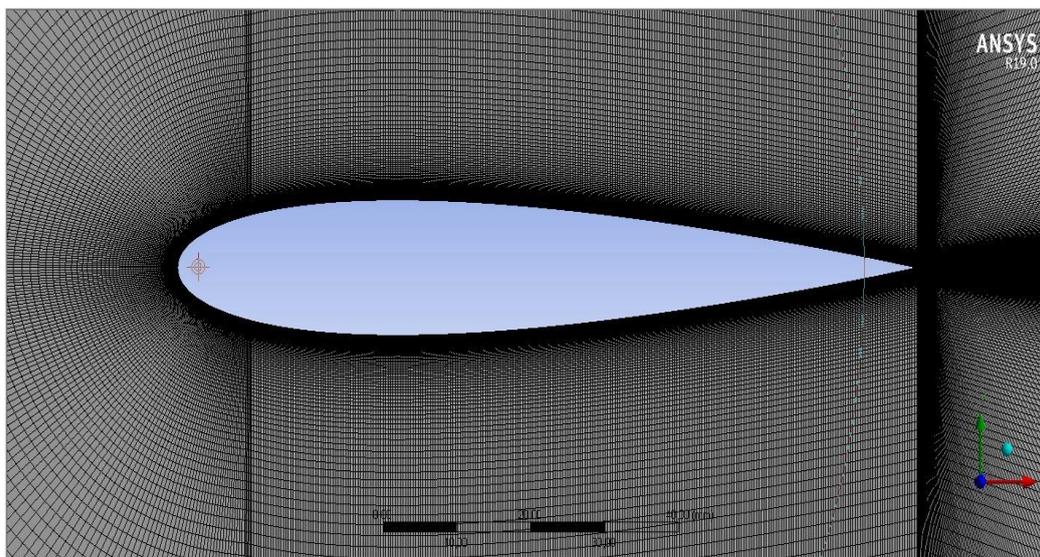


**Figure (IV.1) :** Construction de la géométrie sous Ansys (Profil + Domaine)

Afin de faire un choix judicieux du type du maillage, plusieurs essais ont été effectués, ce qui nous a emmenés à choisir un maillage structuré, d'abord vue l'aspect uniforme, simple de la géométrie. En effet ce choix va nous permettre d'économiser le nombre d'éléments, ce dernier présente un nombre inférieur de maille par rapport à un maillage non structuré équivalent. Egalement va nous permettre de réduire les risques d'erreurs numériques car l'écoulement est aligné avec le maillage.

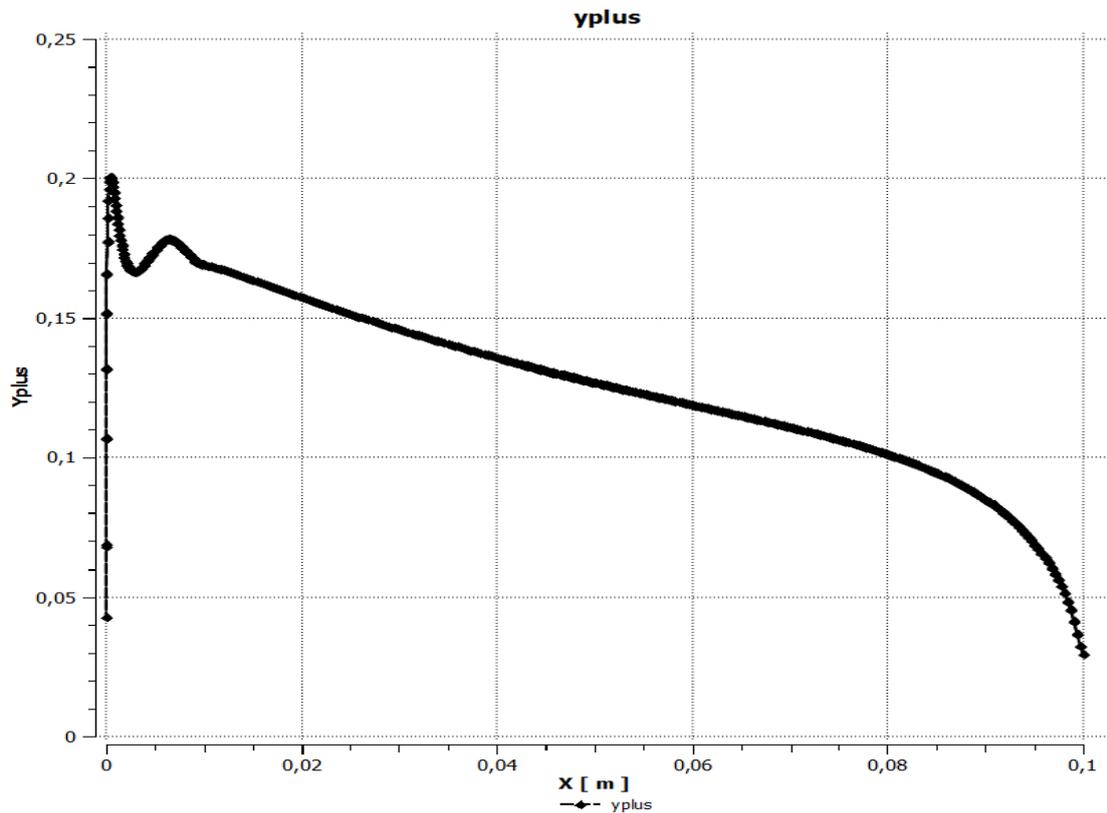


**Figure (IV.2) : Dimensionnement des arrêtes**



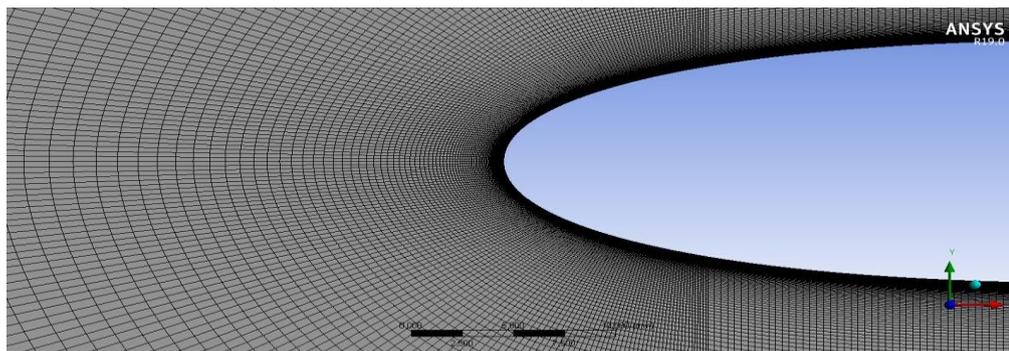
**Figure (IV.3) : Raffinage du maillage au niveau de proche paroi**

On génère un maillage surfacique pour voir la distribution des mailles, en prenant soin d'assurer le raffinement du maillage au niveau de l'obstacle et de la paroi. On définit la valeur minimale de  $y^+$  afin de pouvoir raffiner convenablement le maillage au niveau de la couche limite de sorte à s'adapter au comportement du fluide dans la couche limite. Le nombre total d'éléments : 226000 éléments.



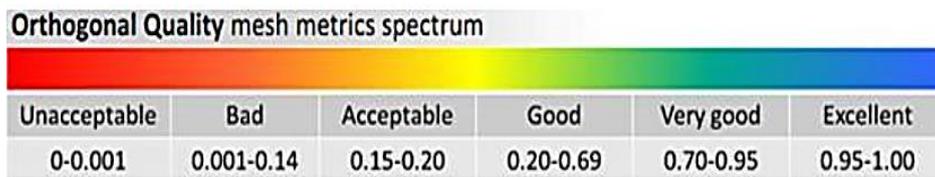
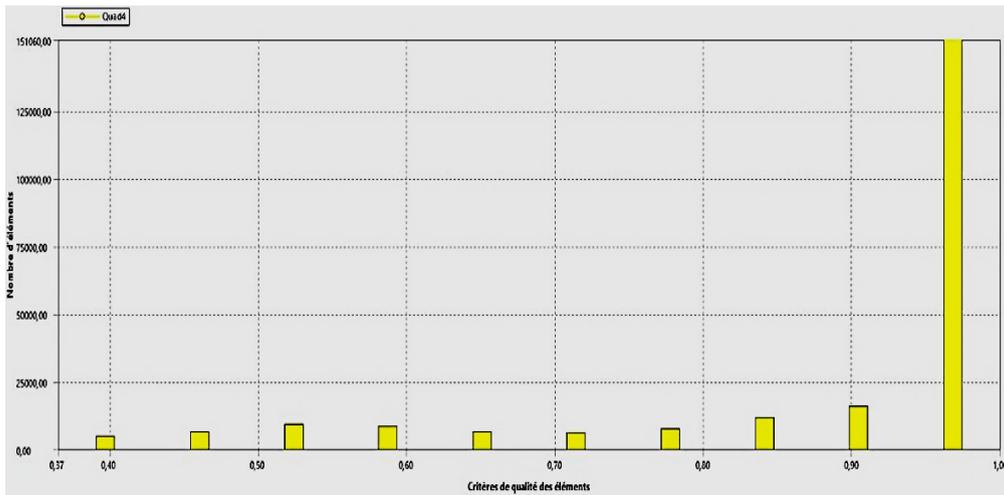
**Figure (IV.4) :** Evolution de  $Y^+$

Notre choix s'est porté sur le modèle de turbulence  $k\omega$ -SST, pour la résolution du système d'équations. La zone de validation du paramètre  $y^+$  devrait se situer entre  $0 < y^+ < 5$ . Pour le modèle SST, figure (IV.4), la plage de variation se trouve entre  $0.04 < y^+ < 0.2$ , qui est une zone de sous couche visqueuse laminaire tout à fait acceptable pour ce paramètre.



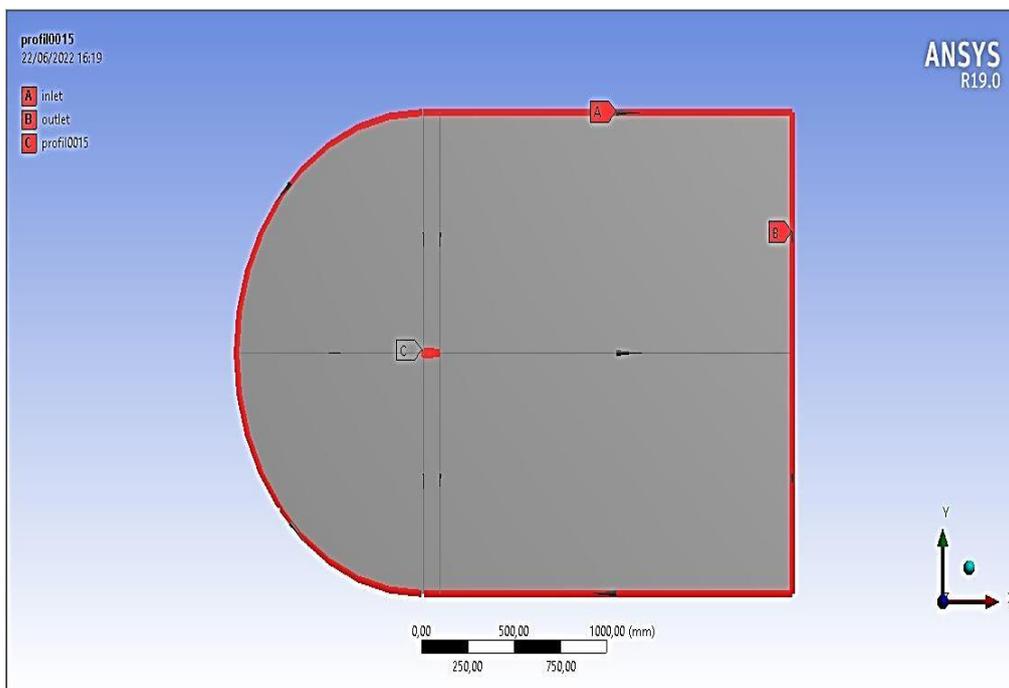
**Figure (IV.5) :** Adaptation du maillage proche de profil

Afin de vérifier la qualité du maillage, une interface dans ANSYS nous permet d'analyser le maillage, la figure (IV.6) montre une comparaison entre notre maillage et les critères d'évaluation de maillage effectué par ANSYS.



**Figure (IV.6):** Evaluation de la qualité du maillage

D'après la figure (IV.6) on remarque que la quasi-totalité des éléments sont situés dans un intervalle entre [0.95-1.00], de plus l'adaptation de notre maillage proche paroi nous permet de conclure que notre maillage est adapté pour capter les variations physiques du phénomène recherché.



**Figure (IV.7) :** Décomposition de la géométrie

## IV.2.2. Définition du problème :

### Hypothèses :

- ✓ Ecoulement incompressible.
- ✓ Fluide visqueux.
- ✓ Ecoulement stationnaire.

### Conditions initiales :

- Nombre de Mach :  $M = 0.21$
- Nombre de Reynolds :  $Re = 5.10^5$
- Température :  $T = 300 \text{ °K}$
- Vitesse initiale :  $V = 73.036734694 \text{ m/s}$

zones	Conditions aux limites
inlet	Velocity inlet $v = 73.03 \text{ m/s}$
outlet	Pressure outlet
profil	wall

Tableau (IV.1) : Conditions aux limites

### Modèle de turbulence

Le modèle de turbulence choisis pour notre simulation est le modèle  $k-\omega$  SST, le modèle  $k-\omega$  est un modèle à deux équations. Un de ces avantages est l'analyse de l'écoulement près de la paroi. Ce modèle se base sur l'énergie cinétique turbulente  $k$  et sur la fréquence turbulente  $\omega$ . Le modèle SST (Shear Stress Transport) ou transport des contraintes de cisaillement turbulentes, est dérivé du modèle Standard  $k-\omega$ . Ce modèle combine la robustesse et la précision de la formulation du modèle  $k-\omega$  dans la région proche de la paroi avec le modèle  $k-\varepsilon$  et tous ses types pour les écoulements libres loin de la paroi. La définition de la viscosité turbulente est modifiée pour prendre en compte le transport des contraintes de cisaillement turbulentes.

### IV.2.3. Résultats et Discussions

- . Erreur de convergence :  $10^{-4}$
- . Méthode numérique : Volumes finis
- . Schéma de méthode numérique : Schéma de grande puissance

#### • Coefficient de portance

Dans cette partie on se propose de faire une étude comparative entre nos résultats et ceux trouvés par C.SARRAF, H.DJERIDI, J-Y. BILLARD [31], en termes d'étude de performances globaux (portance, trainée). Le coefficient de portance du profil NACA0015 est reporté sur la figure (IV.8) en fonction de l'angle d'incidence. Pour des faibles incidences le coefficient de portance varie linéairement avec les angles d'incidence, on remarque également un effet d'hystérésis se caractérisant, lors de l'augmentation progressive de l'incidence, par une brutale chute de portance liée à un décrochage du profil. Il est ensuite nécessaire de diminuer de façon importante l'incidence pour retrouver le niveau de portance initial. La chute de portance a lieu vers  $17^\circ$ , la figure (IV.8) montre une concordance acceptable entre nos résultats et ceux de C.SARRAF, H.DJERIDI, J-Y. BILLARD [31].

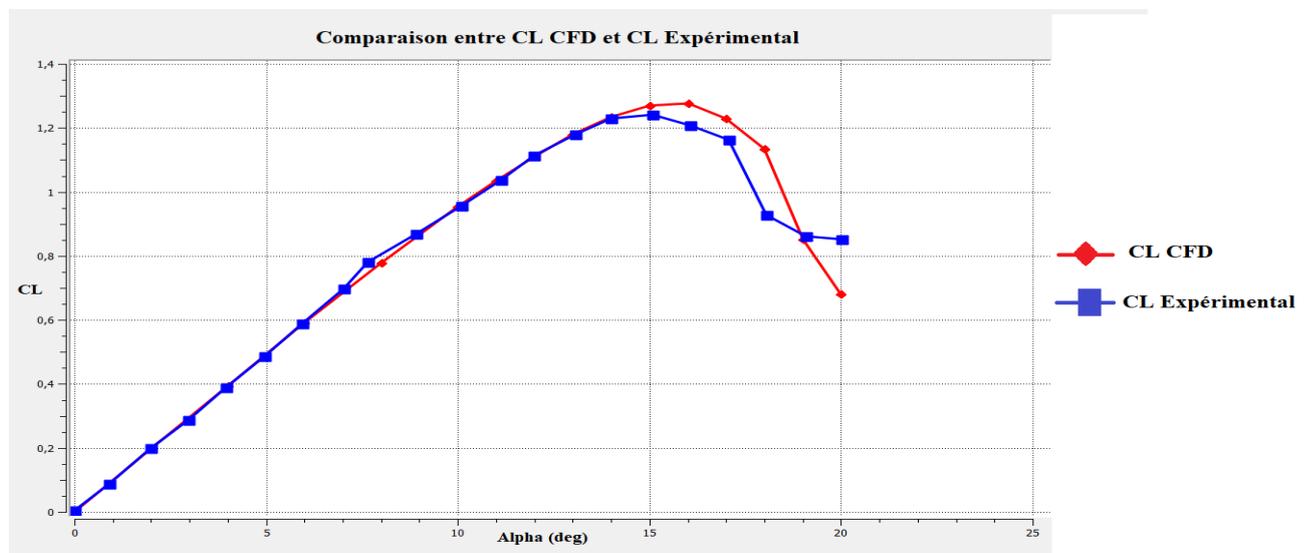
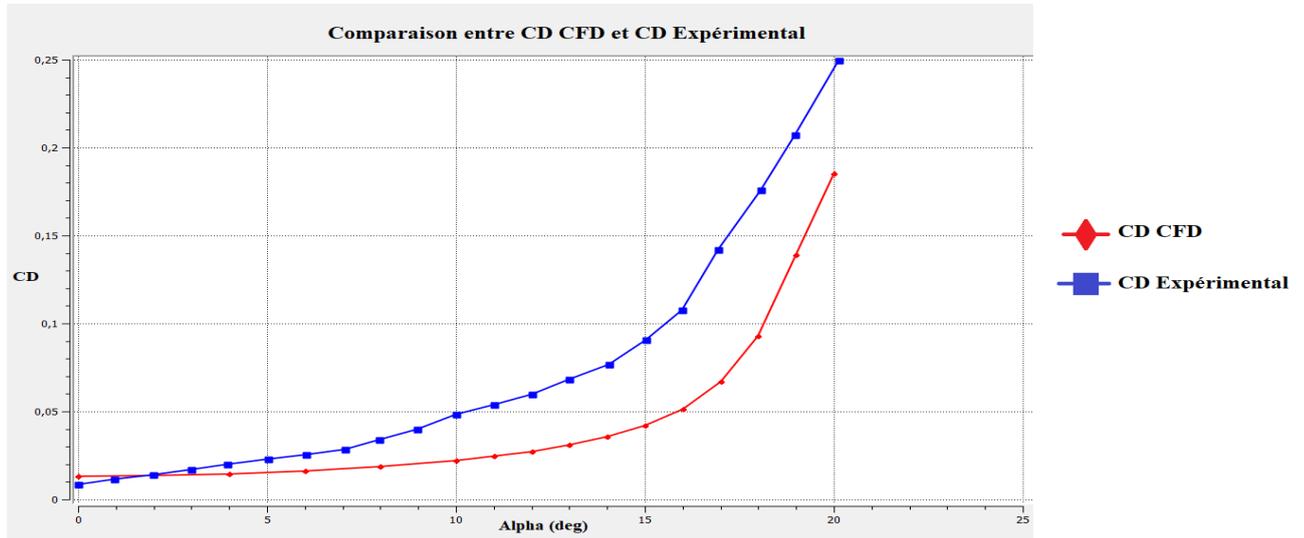


Figure (IV.8) : Coefficient de portance pour le NACA0015  CL CFD  
 CL Expérimental [1].

#### • Coefficient de trainée :

Le coefficient de trainée présenté dans la figure (IV.9), montre que pour les incidences les plus faibles, le  $C_D$  augmente faiblement jusqu'à l'angle de décrochage puis la pente de la courbe augmente fortement.

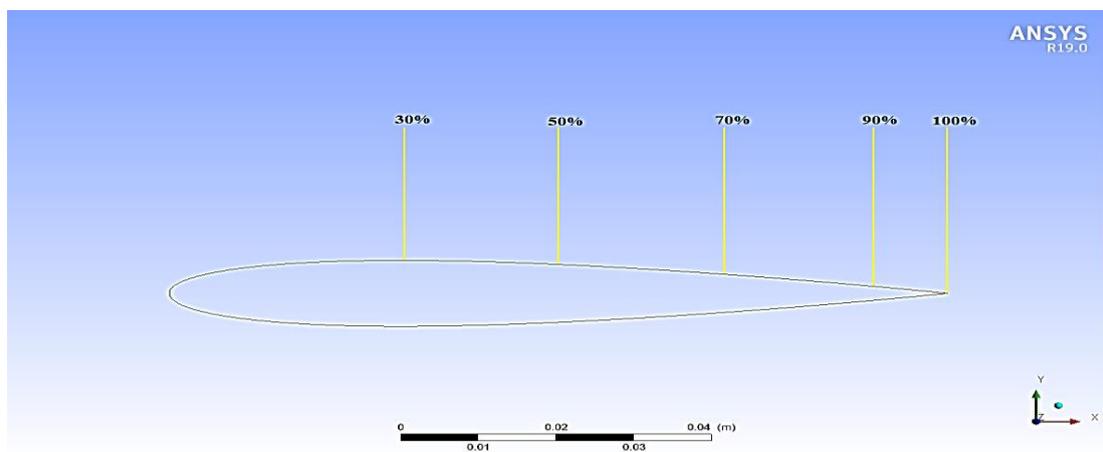
Par ailleurs, il est intéressant de comparer nos résultats en terme de coefficient de portance avec les résultats obtenus par C.SARRAF, H.DJERIDI, J-Y. BILLARD [31], on peut voir que nos valeurs de  $C_D$  sont très proches des valeurs obtenus par C.SARRAF, H.DJERIDI, J-Y. BILLARD [1], nos conditions aux limites étant basées sur leurs expériences on peut considérer cela comme une validation de notre modèle de simulation.



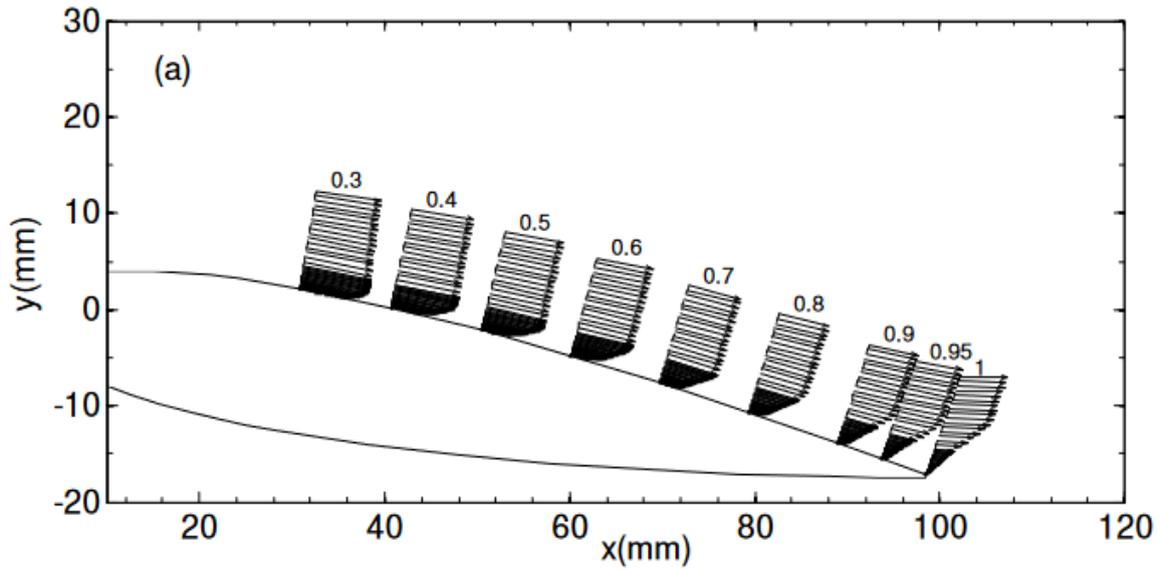
**Figure (IV.9) :** Coefficient de trainée pour le NACA0015  $C_D$  CFD  
 $C_D$  Expérimental [1].

• **Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA 0015 :**

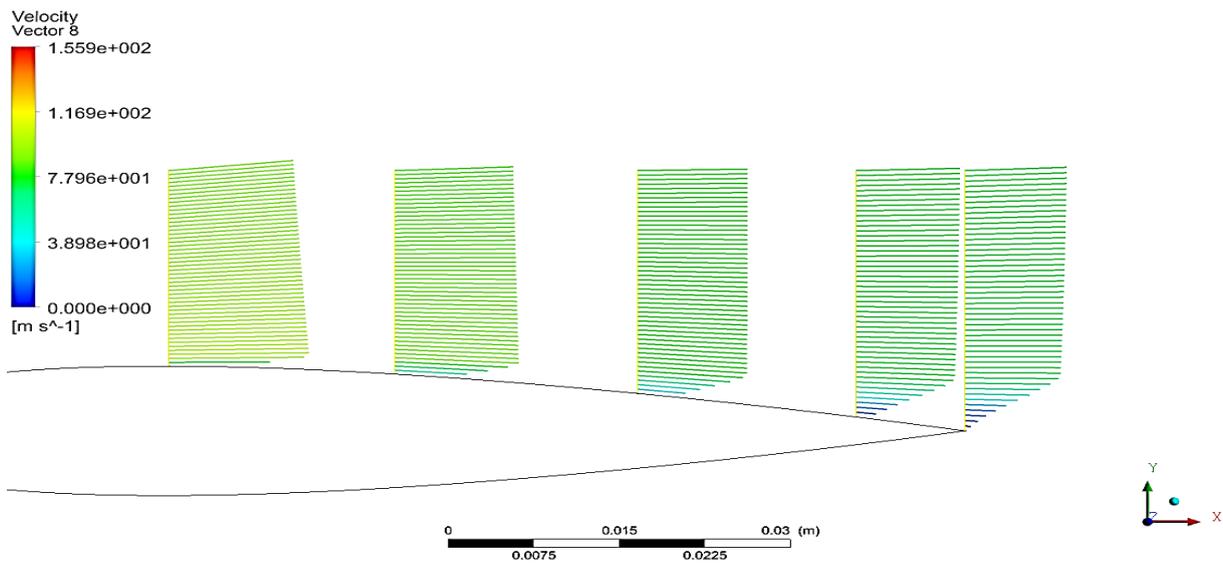
Pour un nombre de Reynolds de  $5 \cdot 10^5$  et une incidence  $10^\circ$  les vitesses ont été représenté sous forme vectorielle pour le NACA 0015, on a choisis 5 stations  $\frac{x}{c} = 0.3, 0.5, 0.7, 0.9, 1$ . Afin de valider les résultats obtenus, on se propose de faire une étude comparative entre nos résultats et ceux obtenus par l'expérience [31].



**Figure (IV.10) :** Représentation des stations  $x/c$

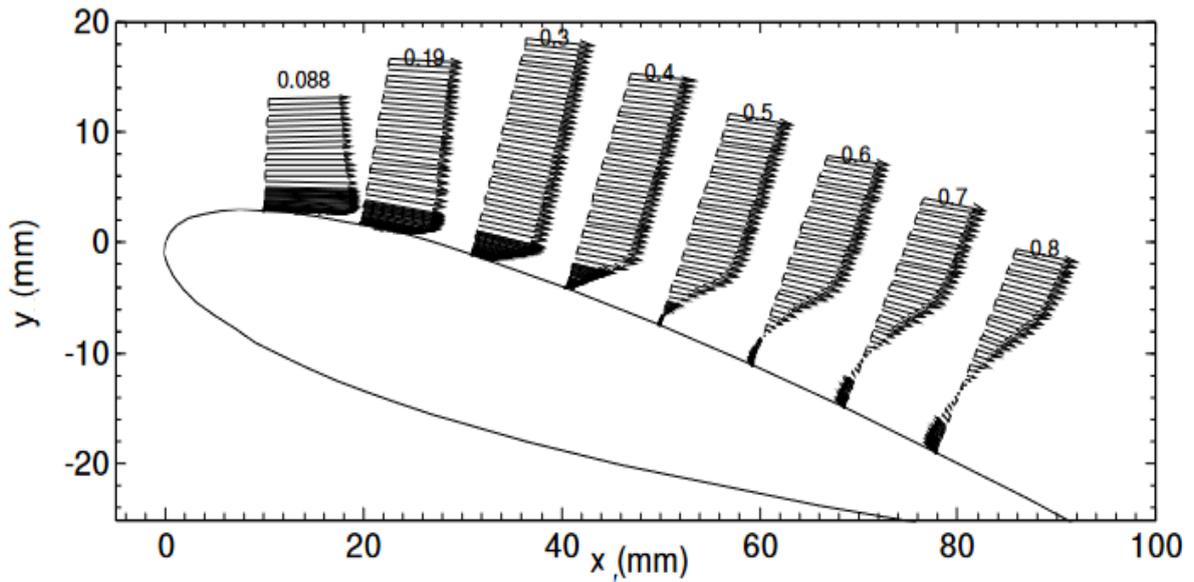


**Figure (IV.11) :** Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0015,  $Re = 5.10^5$ ,  $\alpha = 10^\circ$  Expérimentalement [31].

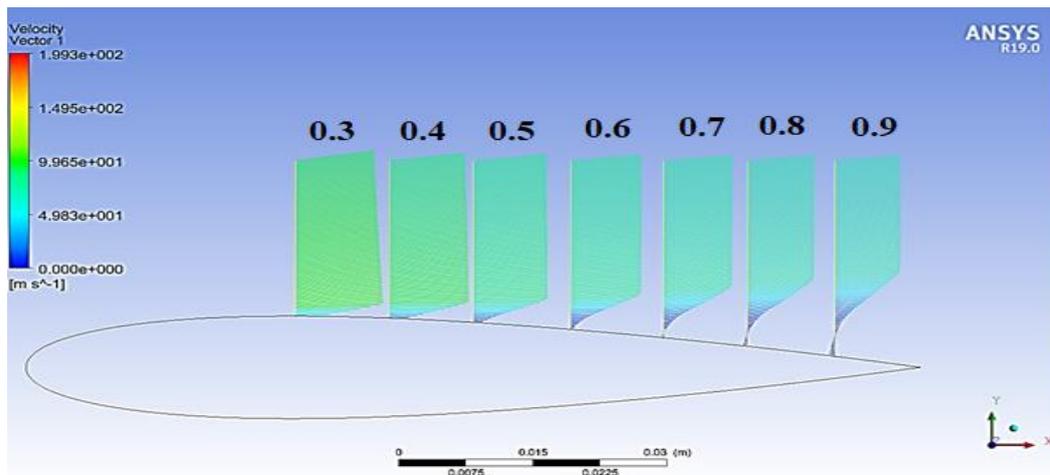


**Figure (IV.12) :** Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0015,  $Re = 5.10^5$ ,  $\alpha = 10^\circ$  par simulation.

D'après les figures (IV.11) et (IV.12), on constate une significative concordance entre les résultats obtenus par l'expérimental et ceux obtenus par la simulation. On remarque qu'à l'incidence  $10^\circ$  sur le NACA 0015, le décollement de la couche limite n'est observable qu'au voisinage du bord de fuite et que les valeurs de la vitesse au voisinage de la paroi restent voisines de zéro.



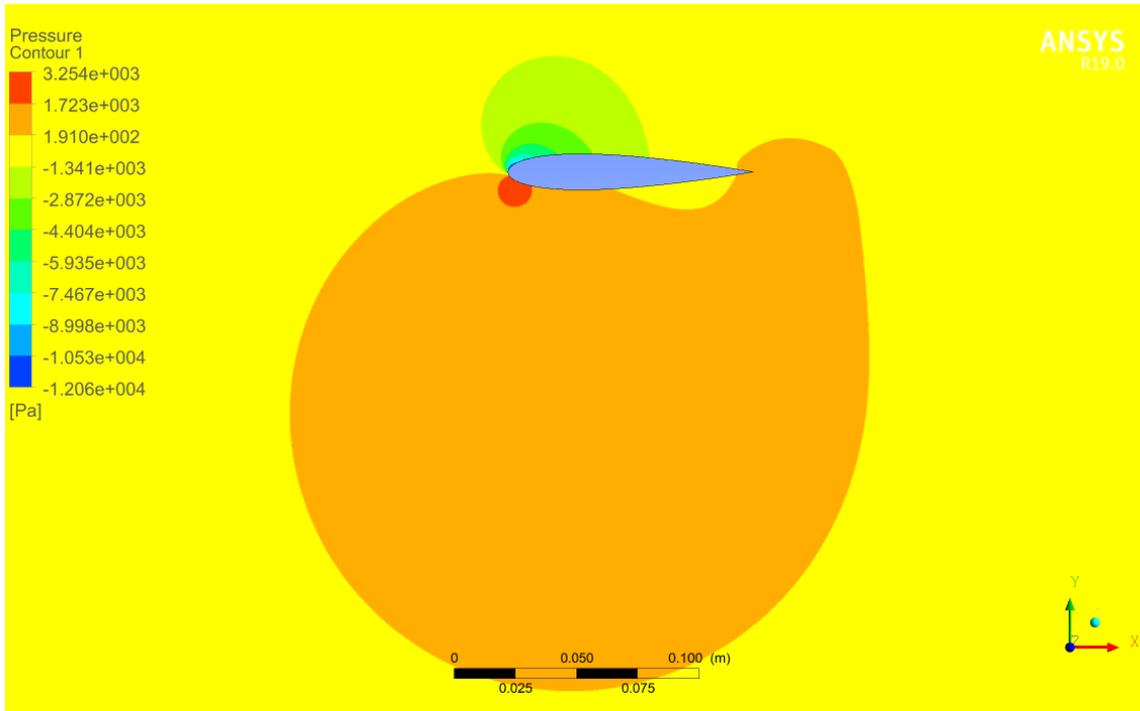
**Figure (IV.13) :** Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0015,  $Re = 5.10^5$ ,  $\alpha = 16^\circ$  Expérimentalement [31].



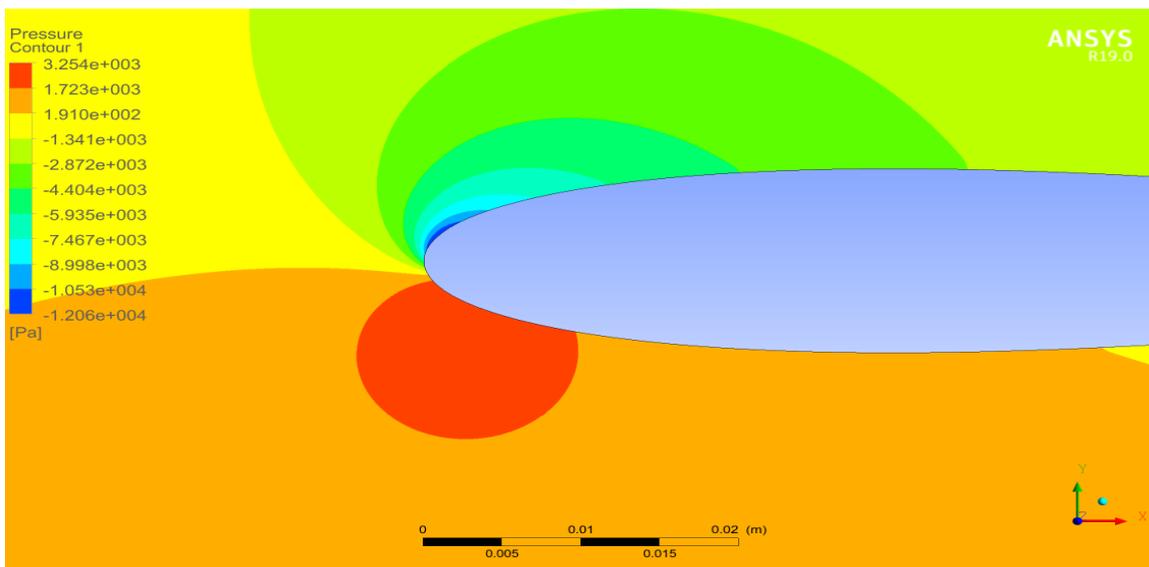
**Figure (IV.14) :** Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0015,  $Re = 5.10^5$ ,  $\alpha = 16^\circ$  par simulation.

D'après les figures (IV.13) et (IV.14), on constate une significative concordance entre les résultats obtenus par l'expérimental [1] et ceux obtenus par la simulation. En premier lieu, la vitesse moyenne est nulle à la paroi à cause de la condition de non glissement. Ensuite la vitesse augmente au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la paroi jusqu'à atteindre la couche externe. Ce gradient de vitesse détermine l'épaisseur de la couche limite.

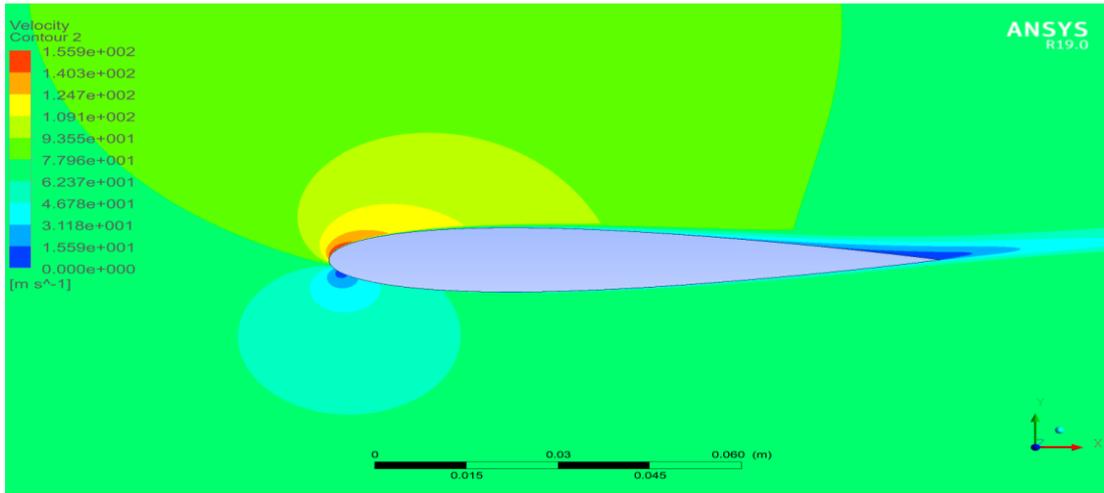
Pour ( $x/c = 0.4$  de la corde) la couche limite commence à se décoller pour  $\alpha=16^\circ$ , également au fur et à mesure qu'on avance sur la corde la couche limite est déjà décollée, ou on a un retour d'écoulement traduit par un inversement de l'écoulement. En superposant les résultats obtenus par les figures (IV.12), (IV.14) on remarque l'influence significative de l'angle d'incidence sur l'apparition précoce du point de décollement de la couche limite.



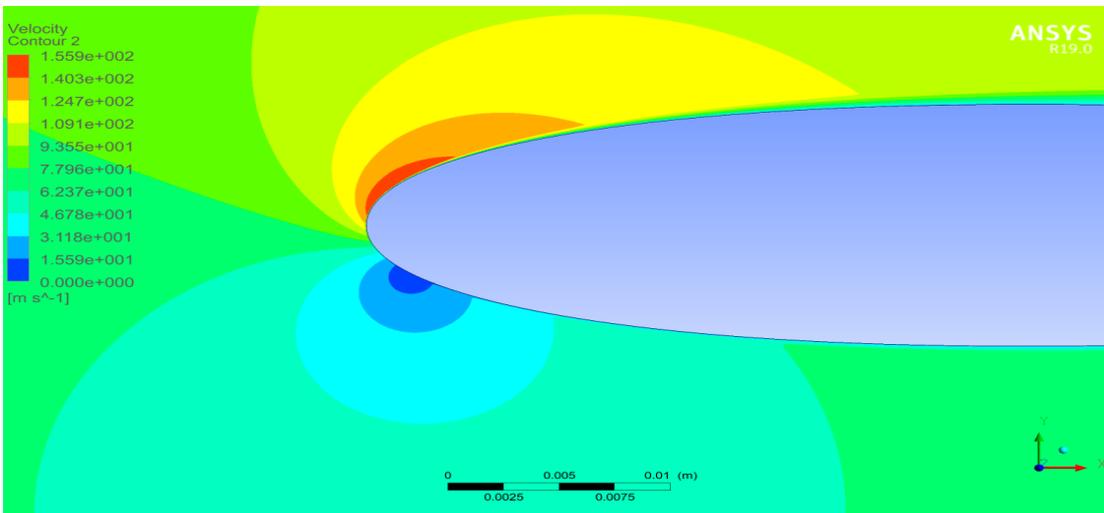
**Figure (IV.15) :** Contours de pression pour  $\alpha = 10^\circ$



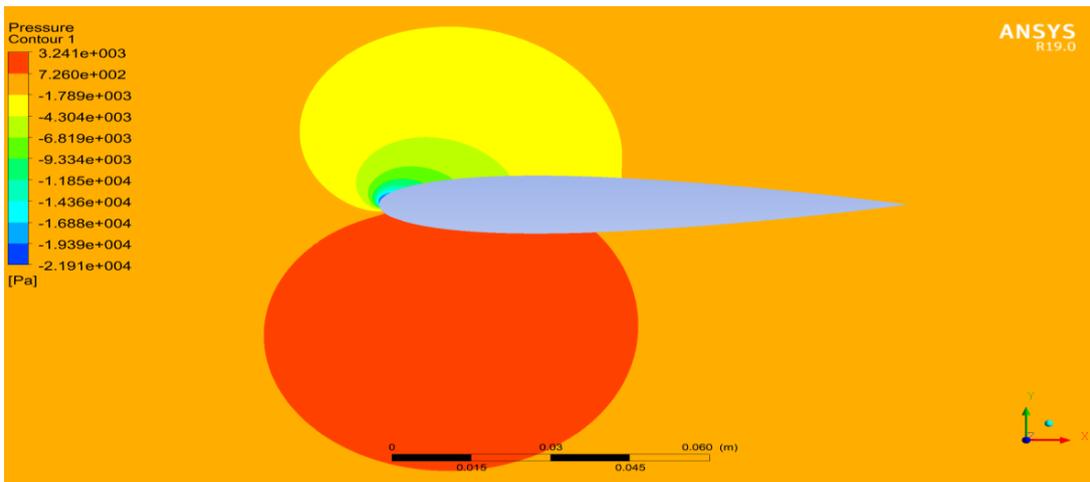
**Figure (IV.16) :** Contours de pression pour  $\alpha = 10^\circ$



**Figure (IV.17) :** Contours de vitesse pour  $\alpha = 10^\circ$



**Figure (IV.18) :** Contours de vitesse pour  $\alpha = 10^\circ$



**Figure (IV.19) :** Contours de pression pour  $\alpha = 16^\circ$

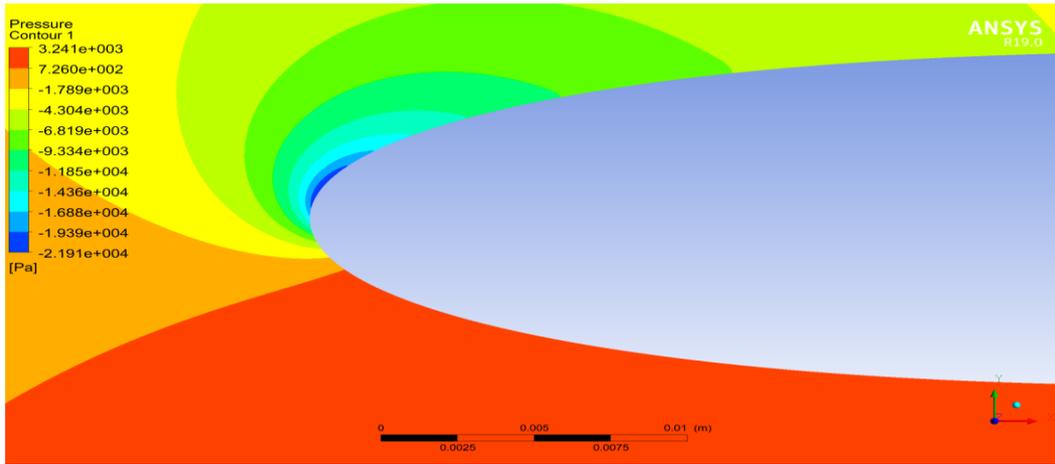


Figure (IV.20) : Contours de pression pour  $\alpha = 16^\circ$

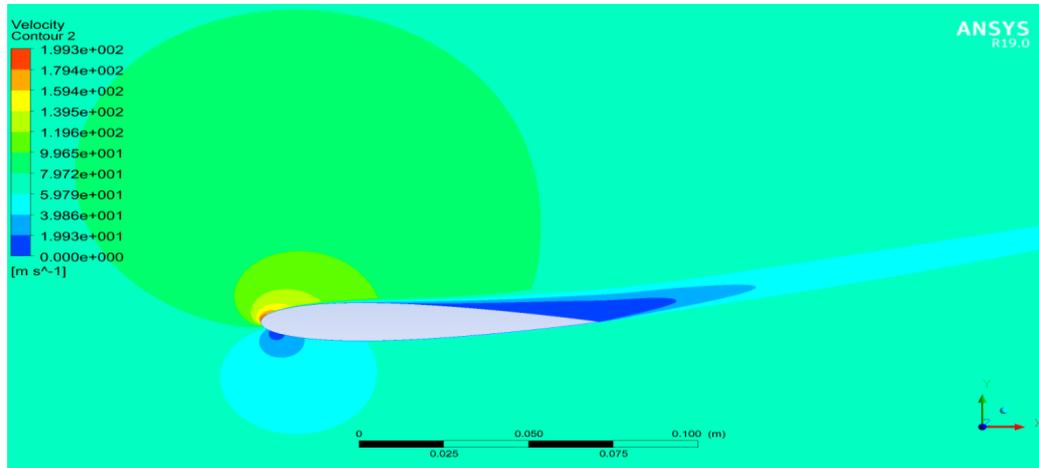


Figure (IV.21) : Contours de vitesse pour  $\alpha = 16^\circ$

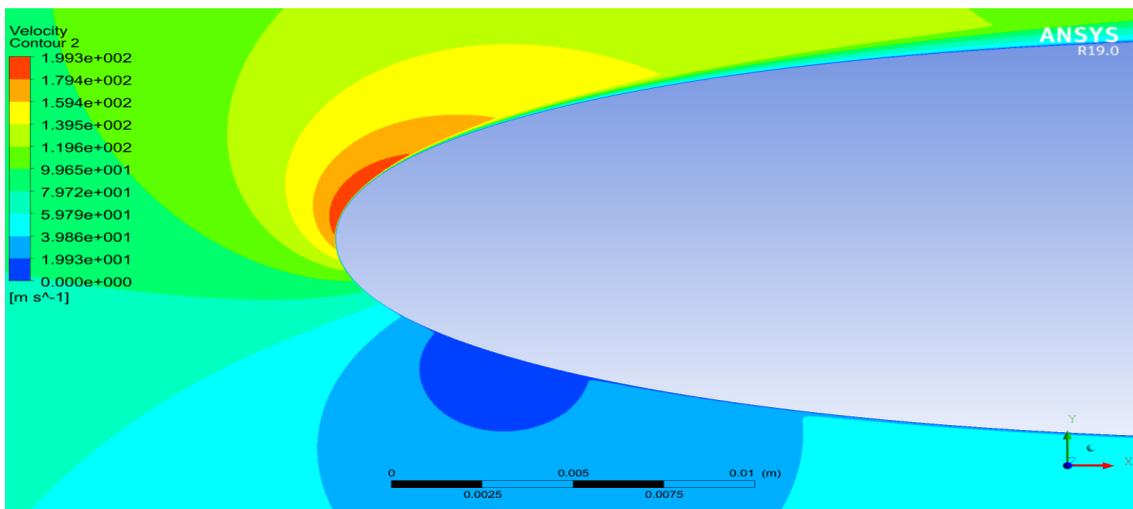
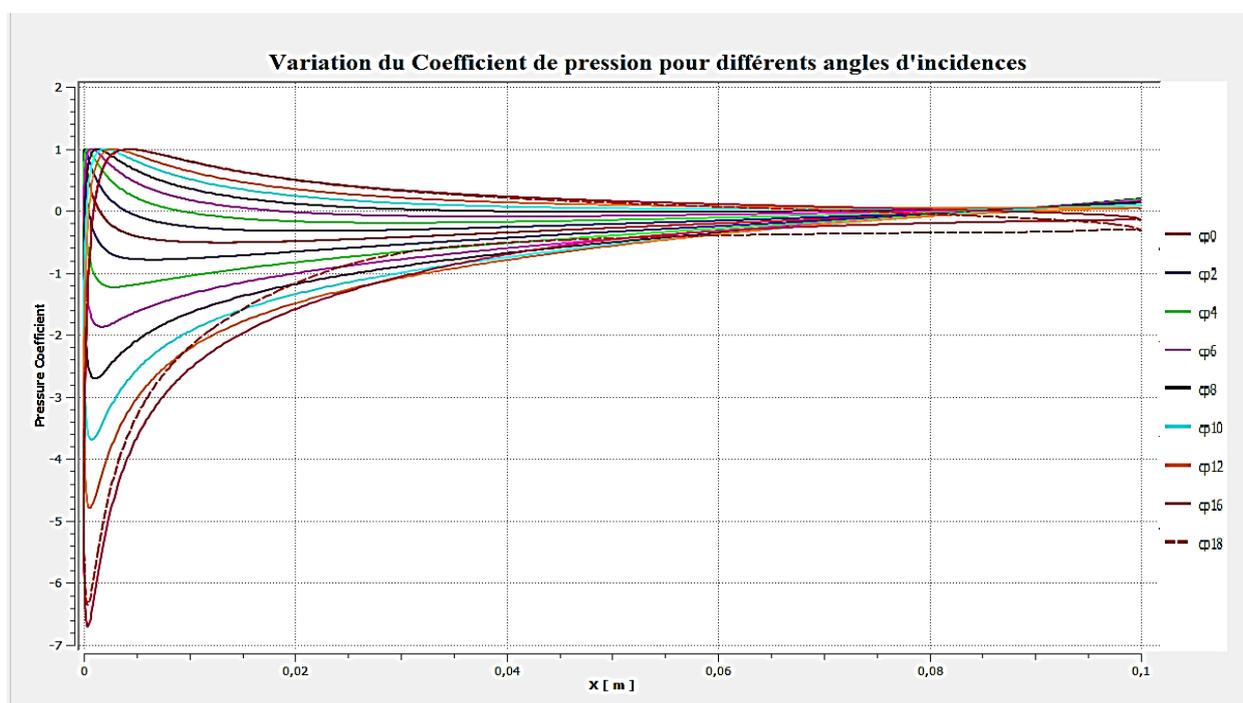


Figure (IV.22) : Contours de vitesse pour  $\alpha = 16^\circ$

Les figures (IV.15), (IV.16), (IV.19), (IV.20) montrent la distribution de pression à travers le profil NACA 0015, pour des angles d'incidences  $\alpha=10^\circ$  et  $\alpha=16^\circ$  respectivement. On remarque que la pression sur l'intrados est nettement plus élevée que l'extrados, pour les figures (IV.17), (IV.18), (IV.21), (IV.22) montrent le contour de vitesse à travers le profil NACA 0015, pour des angles d'incidences  $\alpha=10^\circ$  et  $\alpha=16^\circ$  respectivement, on observe un détachement du fluide qui se produise à la partie extrados en créant un tourbillon évoluant. On remarque également que la vitesse augmente avec l'augmentation de l'angle d'incidence. En plus on peut constater que la vitesse est supérieure à celle de l'intrados, aussi on voit clairement une recirculation sur l'extrados près de bords de fuite.

• **Coefficient de pression :**



**Figure (IV.23) :** Distribution du coefficient de pression pour différents valeur d'angles d'incidence.

La figure (IV.23) représente l'évolution du coefficient de pression à travers la corde du profil NACA0015, à angle d'incidences  $[0^\circ \dots 18^\circ]$ , l'intérêt de suivre l'évolution du coefficient de pression est la caractérisation des coefficients de portance et de traînée, ainsi que pour déterminer la zone où le gradient de pression sera soit favorable ou défavorable pour l'écoulement. On remarque que le coefficient de pression ne change pas d'allure, mais change de valeurs suite au changement de l'angle d'incidence. Au fur et à mesure que l'angle d'incidence augmente, de la valeur  $0^\circ$  à la valeur  $18^\circ$ , l'écart entre les valeurs du coefficient de pression intrados/extrados augmente.

Sur le graphe obtenu et plus précisément à la valeur de l'angle d'incidence  $\alpha = 18^\circ$ , on remarque que le coefficient de pression atteint des valeurs minimales en commençant par  $x/c = 0.05$ , puis croit plus fortement que dans le cas à incidence nulle, ce gradient de pression défavorable conduit au décollement de la couche limite. En effet le phénomène de décollement se produit lorsqu'une couche limite se développe en présence d'un gradient de pression dit adverse ( $dp/dx > 0$ ). C'est-à-dire un gradient de pression tel que la pression croit dans le sens de l'écoulement. On sait que l'effet de la viscosité est de ralentir l'écoulement (en transportant par diffusion de la quantité de mouvement des régions de vitesses élevées vers les régions de vitesses faibles) et que cet effet est d'autant plus important qu'on soit près de la paroi. D'après les résultats obtenus on remarque qu'en augmentant la valeur de l'angle d'incidence de l'écoulement amont, le gradient de pression positif à l'extrados du profil tend à augmenter, jusqu'à atteindre le décollement.

### IV.3 Simulation numérique pour les profils NACA0012, NACA0018 :

#### IV.3.1 Effet de l'épaisseur sur les performances aérodynamiques :

Pour mettre en évidence l'effet de l'épaisseur sur les performances aérodynamiques, une étude comparative entre les 3 profils NACA0012, NACA0015, NACA0018 est proposée afin de voir l'influence de l'épaisseur sur les coefficients de portance et de traînée.

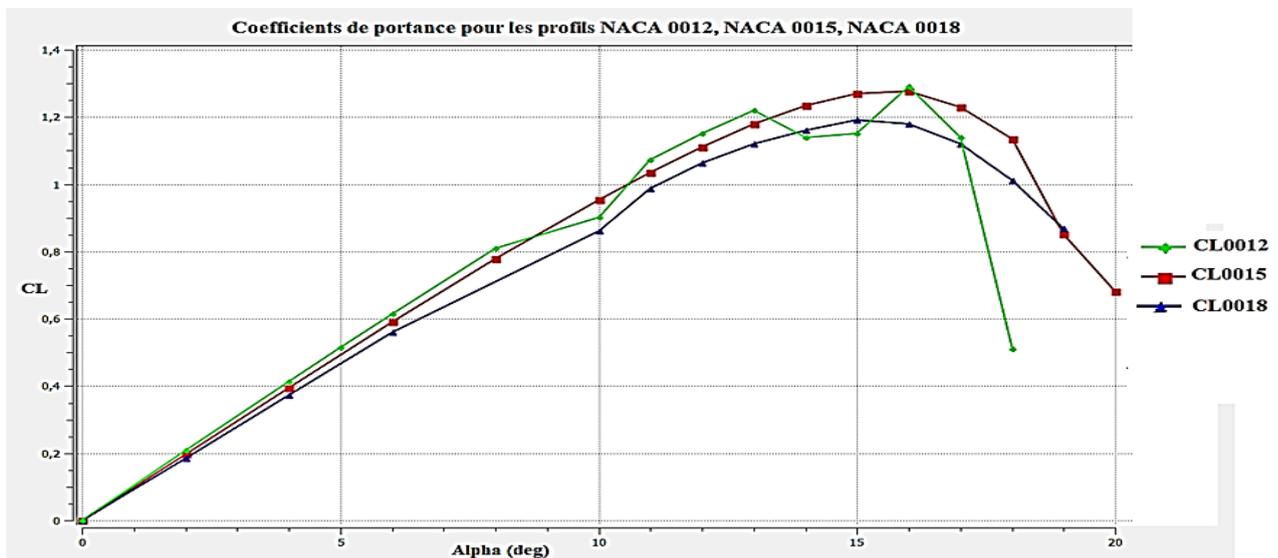
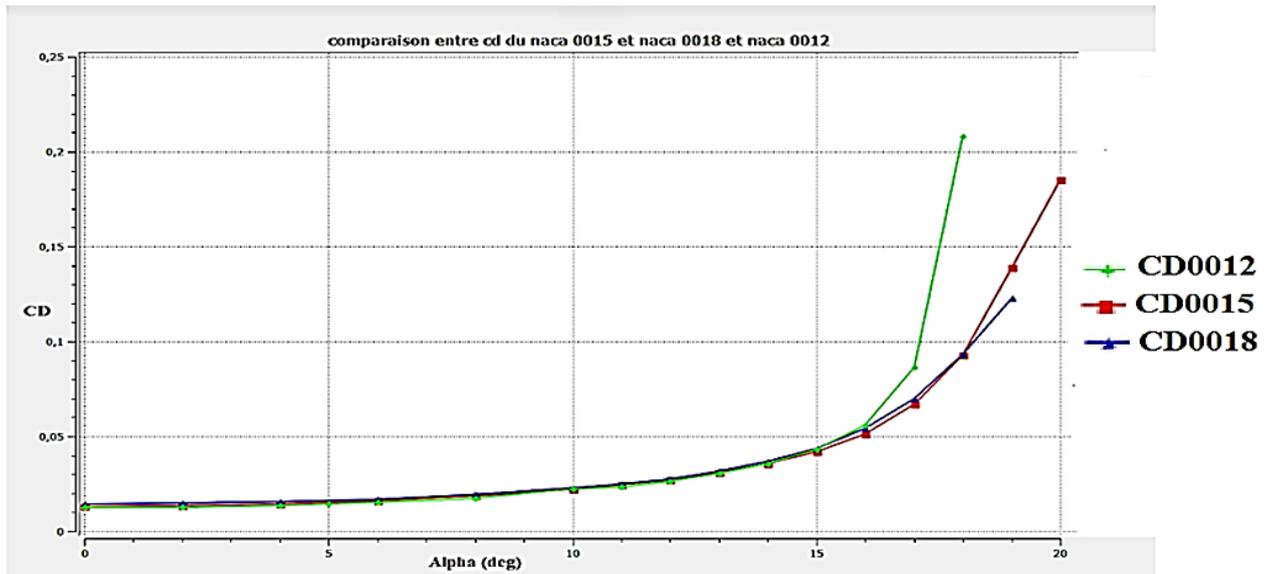


Figure (IV.24) : Distribution du coefficient de portance pour différents valeurs d'angles d'incidences.



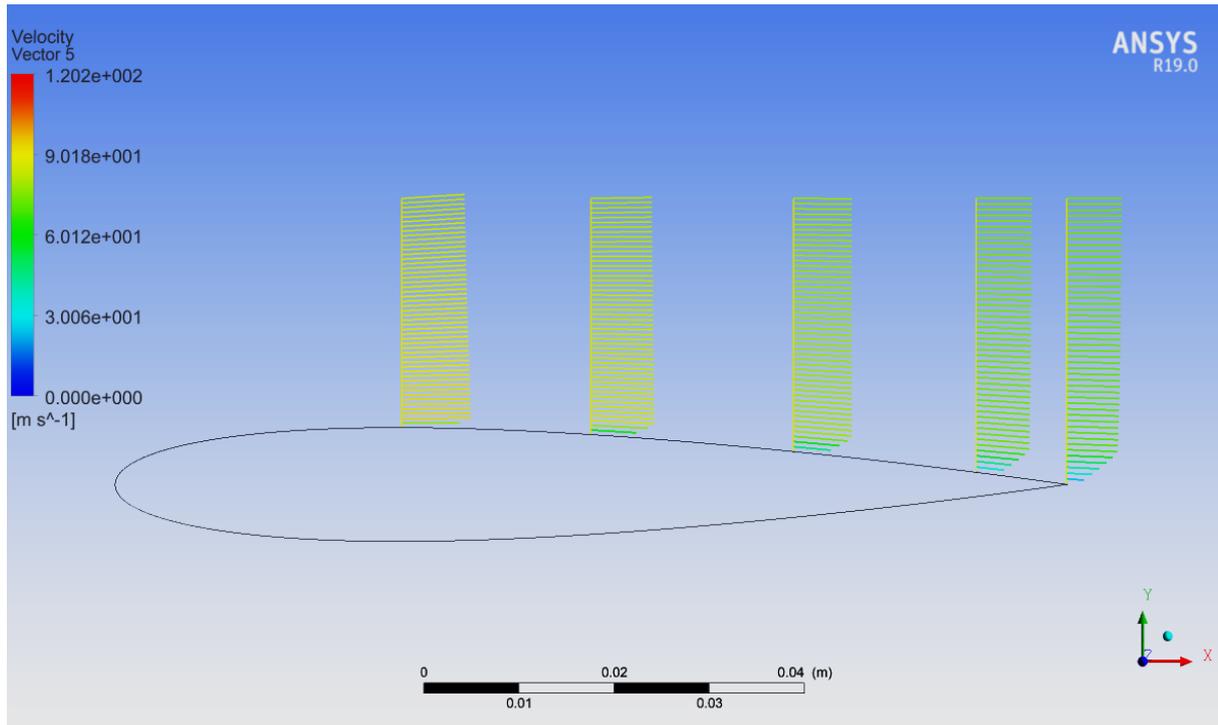
**Figure (IV.25) :** Distribution du coefficient de traînée pour différents valeurs d'angles d'incidences.

Les coefficients de portance pour les 3 profils sont reportés sur la figure (IV.24) en fonction de l'angle d'incidence. On remarque que les 3 profils ont un comportement linéaire aux faibles incidences. Par ailleurs les positions relatives des 3 courbes montrent qu'à incidence identique le coefficient de portance décroît avec l'épaisseur relative.

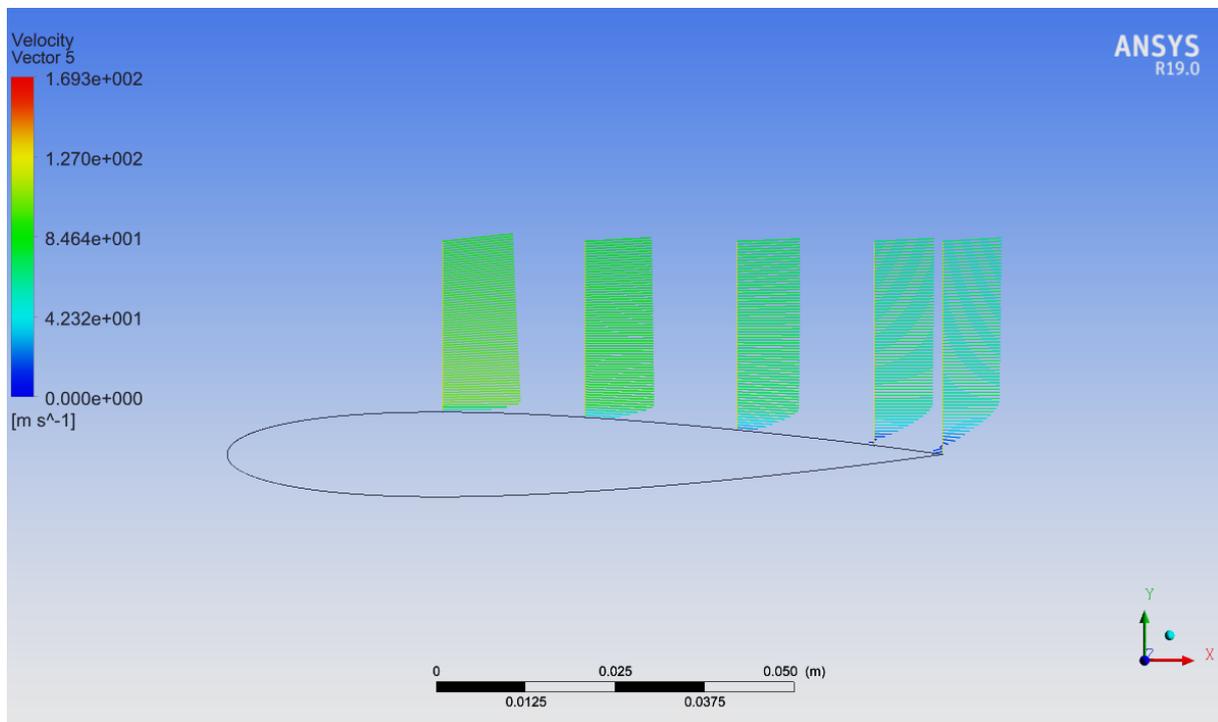
On remarque également sur les courbes associées aux trois profils un effet d'hystérésis se caractérisant, lors de l'augmentation progressive de l'incidence, par une brutale chute de portance liée à un décrochage du profil. Il est ensuite nécessaire de diminuer de façon importante l'incidence pour retrouver le niveau de portance initial. Pour le profil NACA0012 la chute de portance a lieu vers  $13^\circ$ , pour le NACA 0015 la chute de portance a lieu vers  $15^\circ$ , et pour le NACA0018 la chute de portance a lieu vers  $16^\circ$ .

Cet essai montre que l'augmentation de l'épaisseur relative retarde l'apparition du décrochage et permet d'obtenir un effort plus important au prix d'une perte de finesse. Les coefficients de traînée présentés sur la figure (IV.25) montrent que, pour les incidences les plus faibles, la traînée du profil varie comme son épaisseur relative. Cet effet relève une augmentation de la traînée de pression du profil pour lequel les survitesses augmentent avec l'épaisseur. Les effets d'hystérésis s'y trouvent également mis en évidence avec une brutale augmentation de la traînée lors du décrochage et une boucle d'hystérésis pouvant être décrite de façon identique à ce qui vient d'être fait concernant les coefficients de portance.

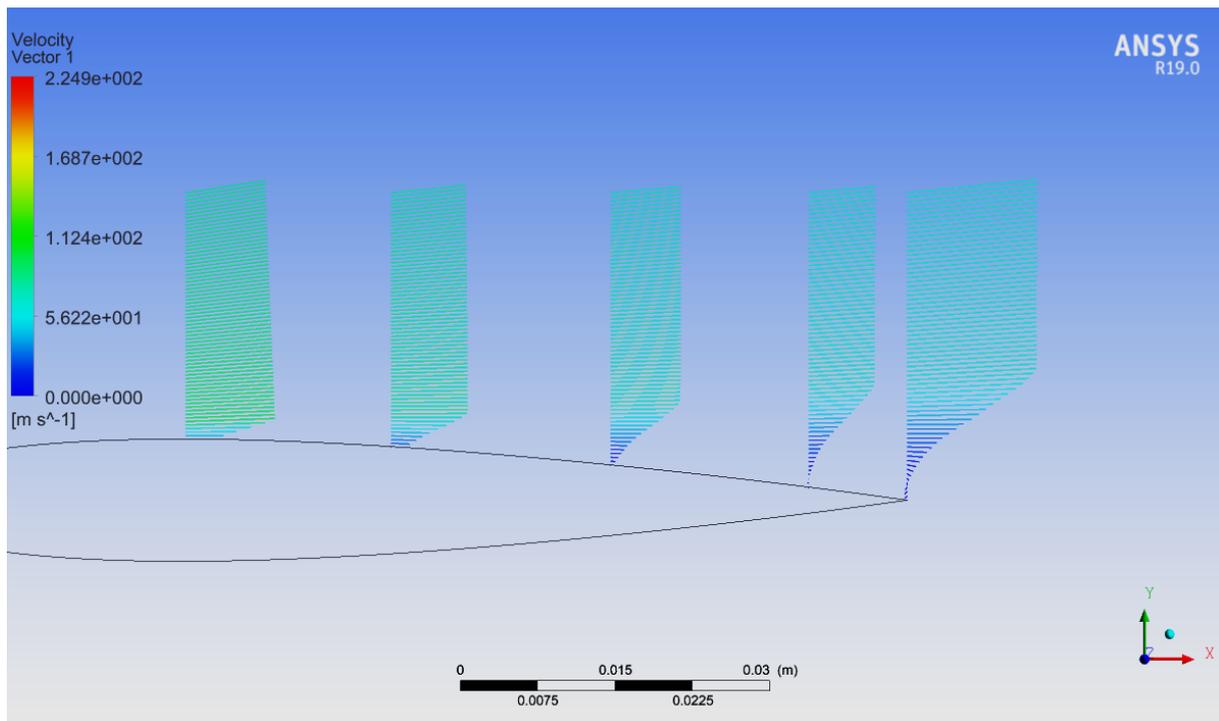
### IV.3.2 Influence de l'épaisseur sur le comportement de la couche limite :



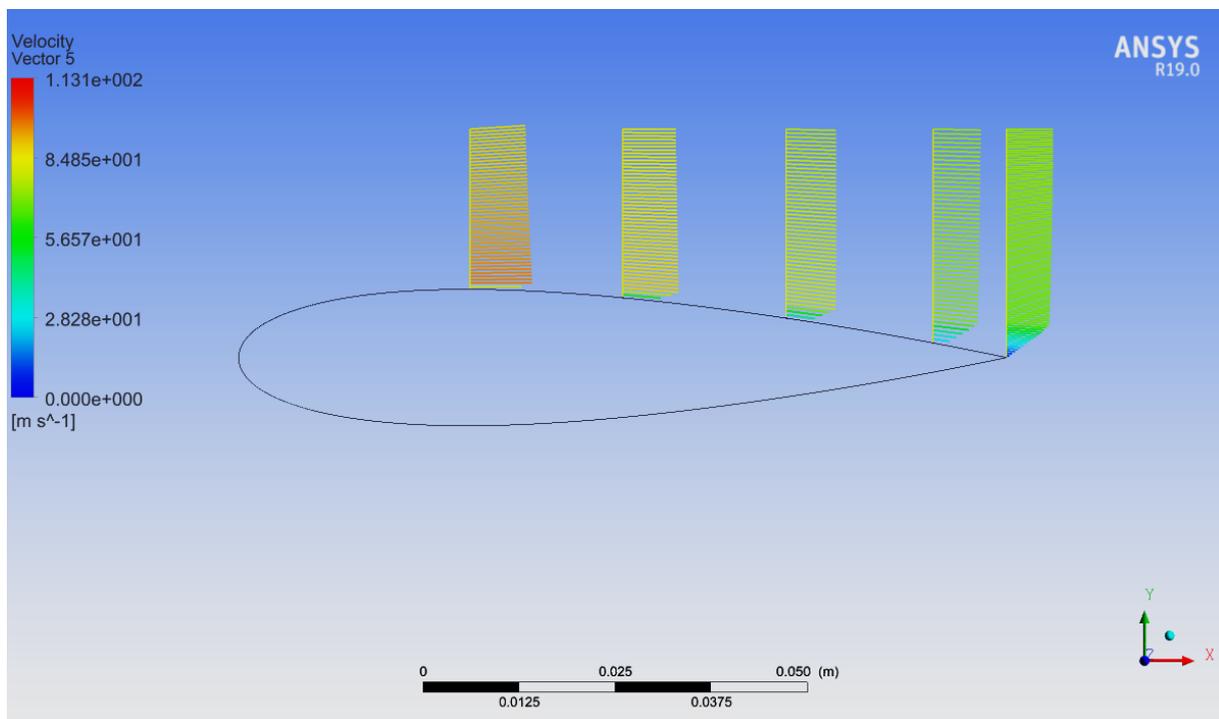
**Figure (IV.26) :** Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0012,  $Re = 5.10^5$ ,  $\alpha = 5^\circ$  par simulation.



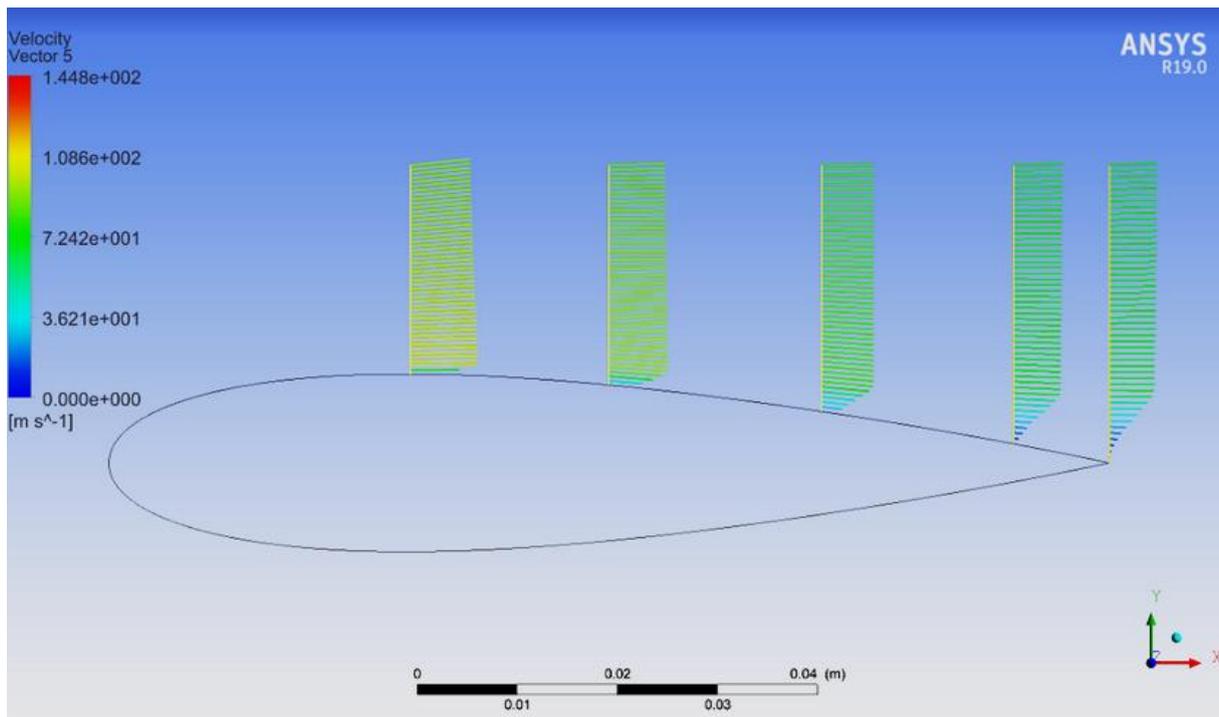
**Figure (IV.27) :** Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0012,  $Re = 5.10^5$ ,  $\alpha = 10^\circ$  par simulation.



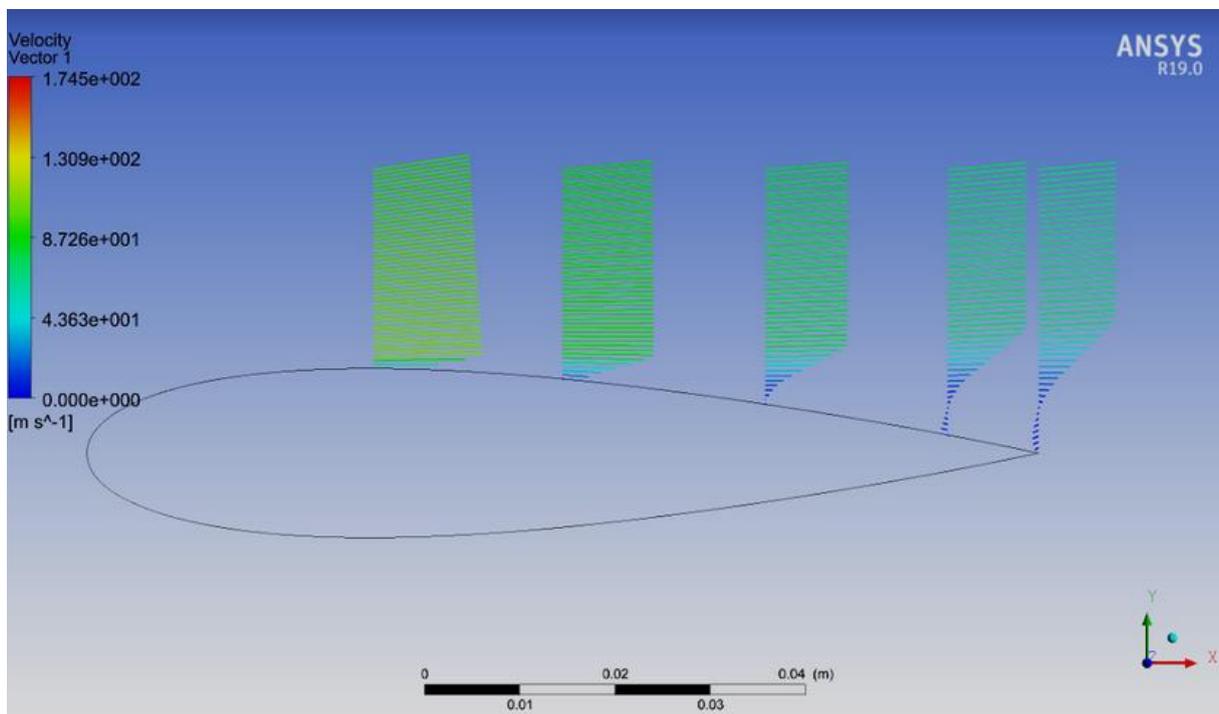
**Figure (IV.28)** : Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0012,  $Re = 5.10^5$ ,  $\alpha = 15^\circ$  par simulation.



**Figure (IV.29)** : Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0018,  $Re = 5.10^5$ ,  $\alpha = 5^\circ$  par simulation.



**Figure (IV.30) :** Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0018,  $Re = 5.10^5$ ,  $\alpha = 10^\circ$  par simulation.

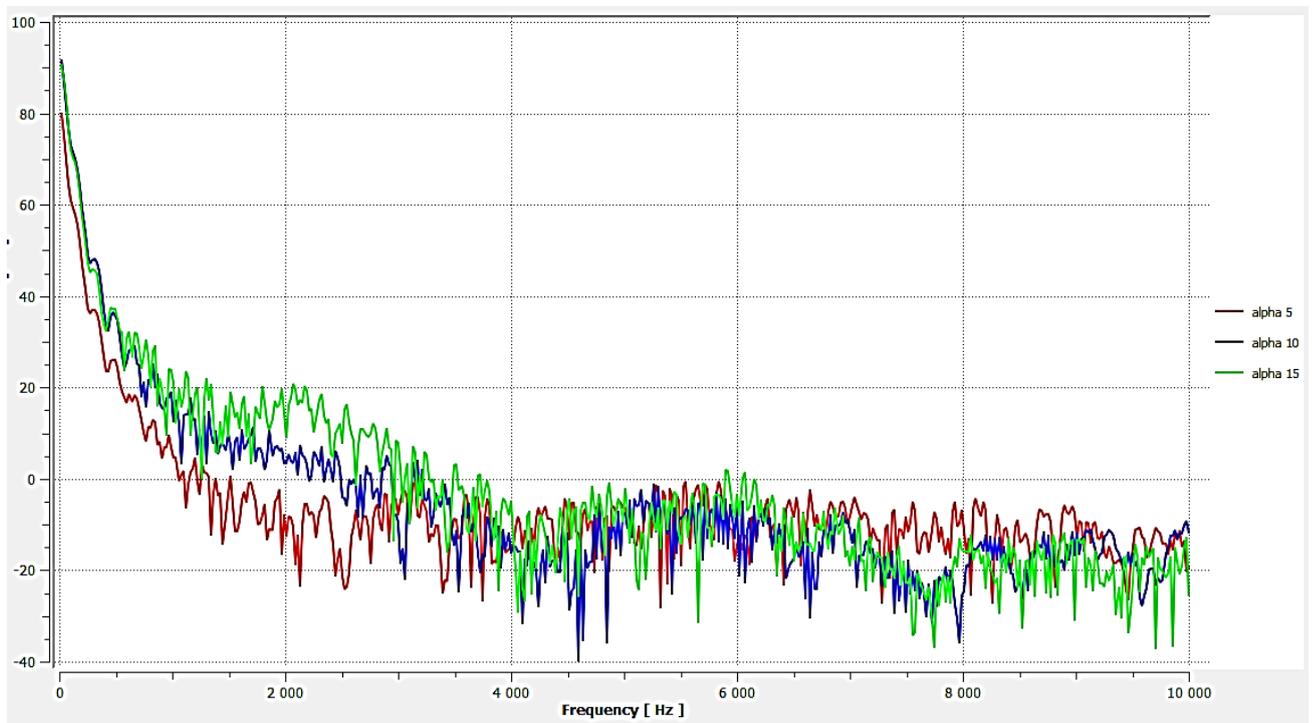


**Figure (IV.31) :** Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0018,  $Re = 5.10^5$ ,  $\alpha = 15^\circ$  par simulation.

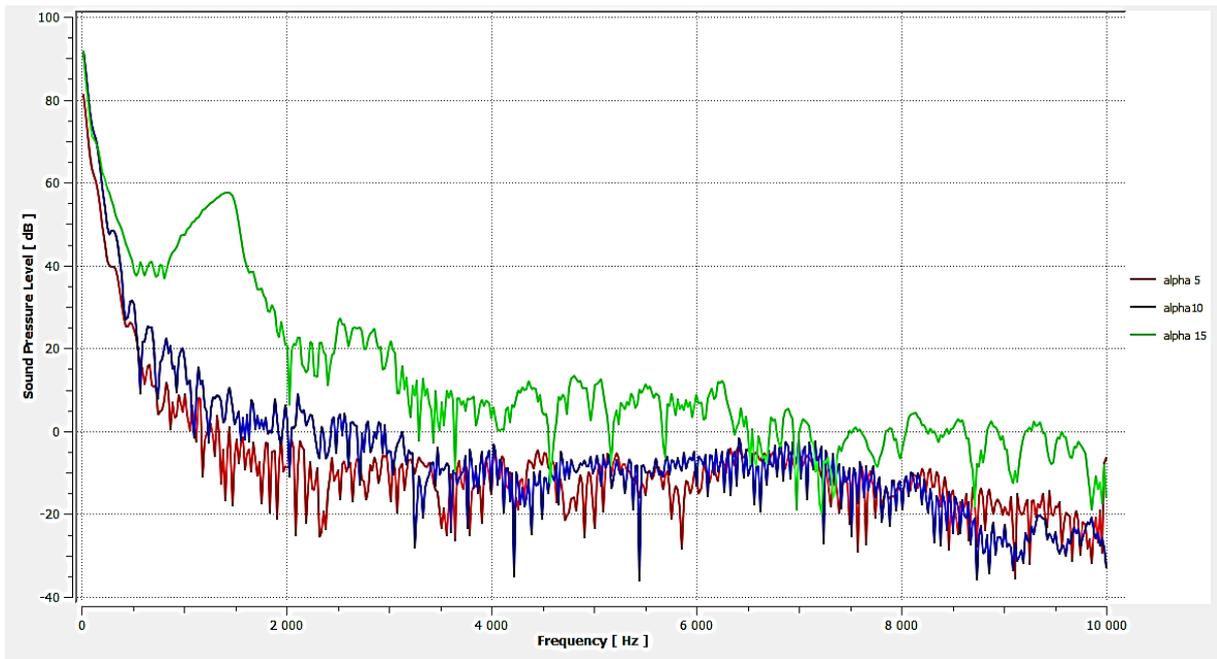
Pour un Nombre de Reynolds de  $5 \cdot 10^5$  et des incidences de  $5^\circ$ ,  $10^\circ$  et  $15^\circ$  respectivement, les vitesses ont été représentées sous forme vectorielle, figures (IV.26), (IV.27) (IV.28) (IV.29) (IV.30) (IV.31), pour les 2 profils étudiés. On remarque que pour le profil NACA0012 et à incidence  $5^\circ$  la couche limite reste attachée à la paroi et à la forme classique de la couche limite, pour une incidence  $10^\circ$  la couche limite commence à se détacher à la 4<sup>ème</sup> et 5<sup>ème</sup> stations, pour l'incidence  $15^\circ$  dès la 2<sup>ème</sup> station la couche limite commence à se détacher. Pour le profil NACA0018 et à incidence  $5^\circ$  la couche limite commence à se détacher au bord de fuite et à la 5<sup>ème</sup> station plus précisément, pour une incidence  $10^\circ$  la couche limite commence à se détacher à la 4<sup>ème</sup> et 5<sup>ème</sup> stations, pour l'incidence  $15^\circ$  dès la 2<sup>ème</sup> station la couche limite commence à se détacher.

#### IV.4. Niveau de pression sonore SPL :

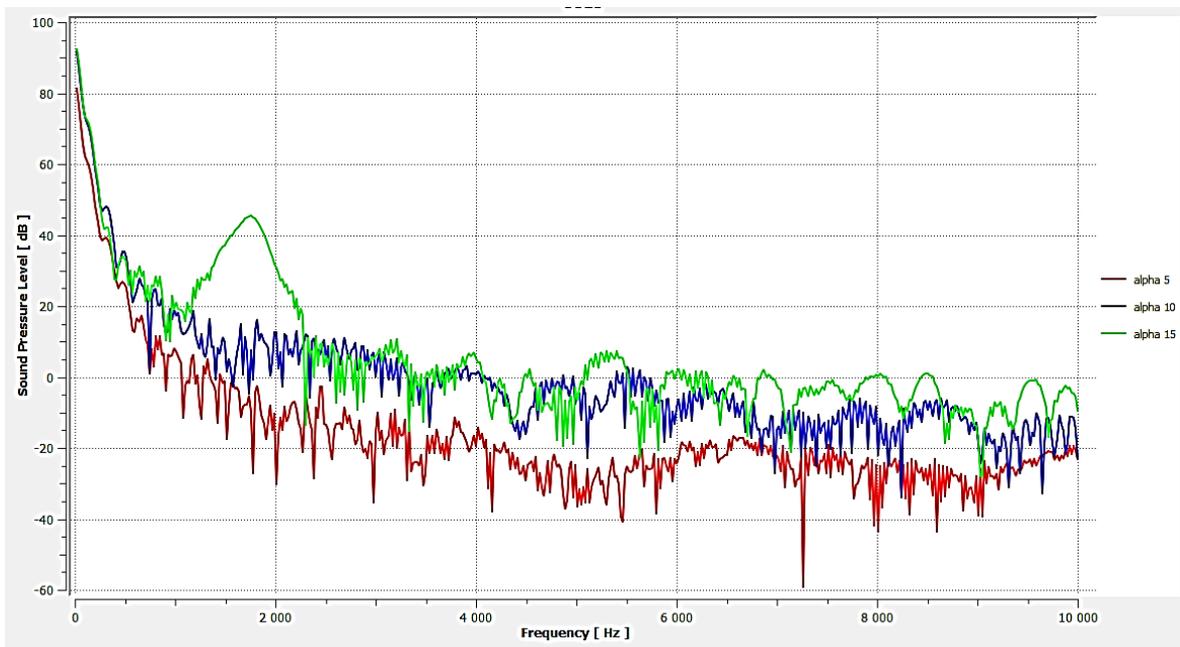
Afin de mettre en évidence l'influence de l'angle d'incidence sur la génération de bruit, on se propose de déterminer le niveau de puissance sonore SPL pour trois angles d'incidences  $\alpha=5^\circ$ ,  $\alpha=10^\circ$ , et  $\alpha=15^\circ$ , pour trois profils NACA qui sont le NACA0012, NACA0015 et le NACA0018. Les résultats obtenus sont présentés sur les figures (IV.32), (IV.33), (IV.34). Le microphone est situé à une position de 0.12 m.



**Figure (IV.32) :** Comparaison entre SPL pour les angles d'incidences  $\alpha=5^\circ$ ,  $\alpha=10^\circ$ , et  $\alpha=15^\circ$  de même microphone, pour le NACA0012

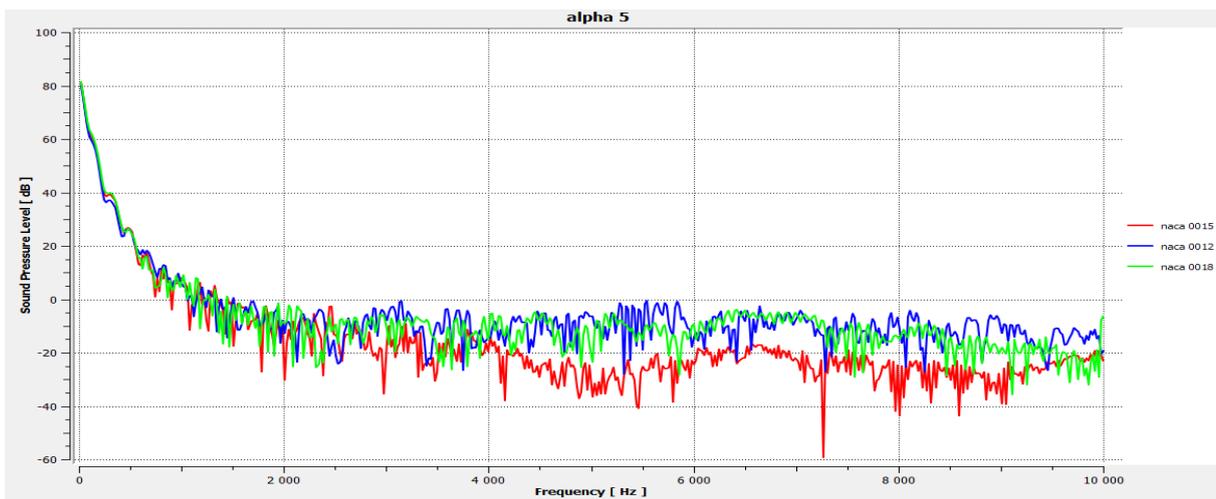


**Figure (IV.33) :** Comparaison entre SPL pour les angles d'incidences  $\alpha=5^\circ$ ,  $\alpha=10^\circ$ , et  $\alpha=15^\circ$  de même microphone, pour le NACA0018

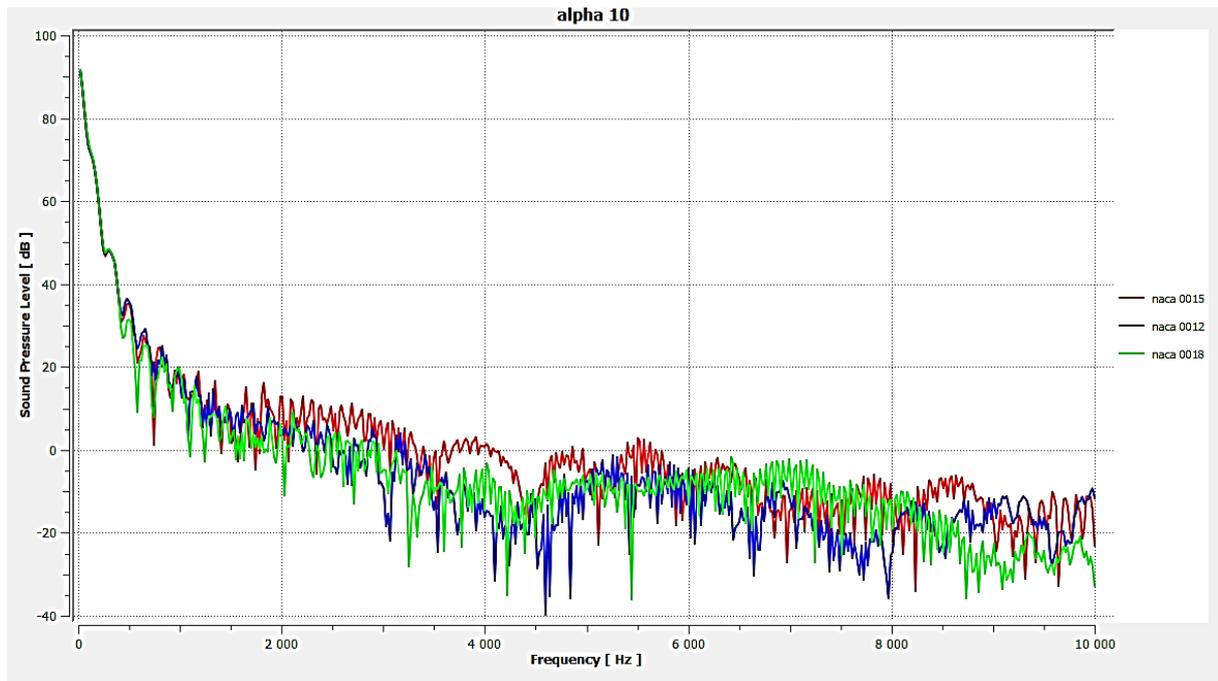


**Figure (IV.34) :** Comparaison entre SPL pour les angles d'incidences  $\alpha=5^\circ$ ,  $\alpha=10^\circ$ , et  $\alpha=15^\circ$  de même microphone, pour le NACA0015

D'après les figures (IV.32), (IV.33), (IV.34), on remarque que Le bruit généré par les profils NACA0012, NACA0015, et NACA0018 à Mach 0.21 sont calculés pour 3 angles d'incidences  $\alpha=5^\circ$ ,  $\alpha=10^\circ$ , et  $\alpha=15^\circ$ , pour le NACA0012 le bruit pour un angle d'incidence égale à  $10^\circ$  augmente avec 11 dB par rapport à l'incidence  $5^\circ$  et pour un angle d'incidence égale à  $15^\circ$  augmente avec 18 dB par rapport à l'incidence  $5^\circ$ . Pour le NACA0015 le bruit pour un angle d'incidence égale à  $10^\circ$  augmente avec 12 dB par rapport à l'incidence  $5^\circ$  et pour un angle d'incidence égale à  $15^\circ$  augmente avec 19 dB par rapport à l'incidence  $5^\circ$ . Pour le NACA0018 le bruit pour un angle d'incidence égale à  $10^\circ$  augmente avec 2 dB par rapport à l'incidence  $5^\circ$  et pour un angle d'incidence égale à  $15^\circ$  augmente avec 8 dB par rapport à l'incidence  $5^\circ$ , donc Plus l'angle d'attaque augmente, plus les niveaux acoustiques augmentent La variation de l'angle d'incidence  $\alpha$  du profil en écoulement uniforme engendre des régimes d'écoulement dont la physique est différente. Pour les différents angles d'incidences ( $\alpha = 5^\circ$ ,  $\alpha = 10^\circ$ ,  $\alpha = 15^\circ$ ), l'écoulement est dissymétrique, la couche limite décolle et le point de décollement se rapproche du bord d'attaque lorsque  $\alpha = 5^\circ$ ,  $10^\circ$  et  $15^\circ$ , on observe un décollement massif au niveau du bord d'attaque, décollement qui s'accompagne d'un enroulement rapide de la couche cisailée, va impacter le profil avant le bord de fuite et augmenter les variations de pression à la paroi, et par conséquent l'intensité et la longueur d'onde acoustique du champ rayonné. La comparaison de l'évolution des coefficients de pression dans les cas  $\alpha = 5^\circ$ ,  $\alpha = 10^\circ$  et  $\alpha = 15^\circ$  confirme que les variations de pression sur le profil sont plus importantes dans le cas  $\alpha = 15^\circ$  que dans les cas  $\alpha = 5^\circ$  et  $\alpha = 10^\circ$ .



**Figure (IV.35) :** Comparaison entre SPL pour les profils NACA0012, NACA0015, et NACA0018, de même microphone, pour  $\alpha=5^\circ$



**Figure (IV.36) :** Comparaison entre SPL pour les profils NACA0012, NACA0015, et NACA0018, de même microphone, pour  $\alpha=10^\circ$

Les figures (IV.35) et (IV.36) illustrent l'influence de l'épaisseur du profil sur le niveau de puissance sonore, on remarque que pour des basses fréquences le bruit produit pour les trois profils est plus ou moins voisin, ce qui démontre que l'épaisseur du profil n'influence par le niveau de bruit pour de basses fréquences. Pour des hautes fréquences plus l'épaisseur diminue plus le niveau du bruit augmente.

## IV.5 Conclusion :

D'après l'étude des performances aérodynamiques des profils NACA0012, NACA0015, et NACA0018 on a pu décrire l'évolution des coefficients de portance et de trainée, en effet le coefficient de trainée varie linéairement avec l'angle d'incidence jusqu'à atteindre une valeur critique au-delà de laquelle on a une chute brutale de la portance c'est le décrochage. Le coefficient de trainée est caractérisé par une faible augmentation pour des angles d'incidences inférieurs à  $10^\circ$ , ensuite en arrivant au point du décrochage la courbe augmente fortement, d'où la cratérisation du décrochage. En traçant les vecteurs vitesses, on a pu valider les résultats obtenus par la description des performances aérodynamiques, en effet la couche limite est attachée au profil de l'aile ce qui favorise la portance, celle-ci étant intimement liée à l'angle d'incidence, à une certaine valeur de l'angle d'incidence de l'ordre de  $10$  à  $16^\circ$ , selon le profil NACA il se produit un décollement de l'écoulement aérodynamique à l'extrados de l'aile entraînant une chute de portance plus ou moins brusque. L'évolution du coefficient de pression à travers la corde des profils NACA, nous a permis de déterminer la zone où le gradient de pression est favorable ou défavorable pour l'écoulement, en effet le décollement de la couche limite a été observé là où le gradient de pression est défavorable.

L'analyse des phénomènes des champs acoustiques sont représentés par le SPL. On conclut que plus l'angle d'attaque augmente les variations de pression sur le profil sont plus importantes. Le résultat du SPL confirme que le bruit généré par le profil est plus important dans le cas  $\alpha = 15^\circ$  donc plus l'angle d'attaque augmente plus le bruit augmente aussi.

## CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Cette étude réalisée sur des profils NACA symétriques de différentes épaisseurs a montré que :

Pour des faibles incidences le coefficient de portance varie linéairement avec les angles d'incidence, on remarque également un effet d'hystérésis se caractérisant, lors de l'augmentation progressive de l'incidence, par une brutale chute de portance liée à un décrochage du profil. Il est ensuite nécessaire de diminuer de façon importante l'incidence pour retrouver le niveau de portance initial.

Pour les incidences les plus faibles, le coefficient de traînée augmente faiblement jusqu'à l'angle de décrochage puis la pente de la courbe augmente fortement.

L'évolution du coefficient de pression à travers la corde des profils NACA, à pour intérêt la caractérisation des coefficients de portance et de traînée, ainsi que pour déterminer la zone où le gradient de pression sera soit favorable ou défavorable pour l'écoulement. Ce gradient de pression défavorable conduit au décollement de la couche limite. En effet le phénomène de décollement se produit lorsqu'une couche limite se développe en présence d'un gradient de pression dit adverse ( $dp/dx > 0$ ).

C'est-à-dire un gradient de pression tel que la pression croît dans le sens de l'écoulement. On sait que l'effet de la viscosité est de ralentir l'écoulement (en transportant par diffusion de la quantité de mouvement des régions de vitesses élevées vers les régions de vitesses faibles) et que cet effet est d'autant plus important qu'on soit près de la paroi. D'après les résultats obtenus on remarque qu'en augmentant la valeur de l'angle d'incidence de l'écoulement amont, le gradient de pression positif à l'extrados du profil tend à augmenter, jusqu'à atteindre le décollement.

L'augmentation de l'épaisseur relative retarde l'apparition du décrochage et permet d'obtenir un effort plus important au prix d'une perte de finesse.

L'analyse des phénomènes des champs acoustiques sont représentés par le SPL. On conclut que plus l'angle d'attaque augmente les variations de pression sur le profil sont plus importantes. Le résultat du SPL confirme que le bruit généré par le profil est plus importante dans le cas  $\alpha = 15^\circ$  donc plus l'angle d'attaque augmente plus le bruit augmente aussi.

En mettant en évidence l'influence de l'épaisseur sur la génération du bruit on remarque que pour des basses fréquences le bruit produit pour les trois profils est plus ou moins voisin, ce qui démontre que l'épaisseur du profil n'influence pas le niveau de bruit pour de basses fréquences. Pour des hautes fréquences plus l'épaisseur diminue plus le niveau du bruit augmente.

On propose comme perspectives de :

- Etudier le comportement de la couche limite turbulente dans le régime supersonique, et décrire l'interaction onde de choc couche limite.
- Etudier le comportement de la couche limite turbulente pour des profils NACA non symétriques, Et déterminer l'influence de la non symétrie sur la performance aérodynamique
- Étendre l'étude sur une aile d'avion, géométrie 3D.
- Déterminer la progression du bruit à travers toute la corde du profil, revient à placer plusieurs microphones afin de déterminer l'influence de l'angle d'incidence ainsi que l'épaisseur du profil sur la génération du bruit.

## NOMENCLATURE

Symbols	Grandeurs	Unités
<b>a</b>	Célérité du son.	$m s^{-1}$
<b>c</b>	Corde de l'aile.	m
<b>c</b>	Vitesse du son.	$m s^{-1}$
<b>C<sub>L</sub></b>	Coefficient de portance.	---
<b>C<sub>D</sub></b>	Coefficient de traînée.	---
<b>C<sub>x</sub></b>	Coefficient de trainée.	---
<b>C<sub>x0</sub></b>	Coefficient de trainée minimale.	---
<b>C<sub>z</sub></b>	Coefficient de portance.	---
<b>E, e</b>	L'énergie totale.	$kg m^2 s^{-2}$
<b>E</b>	Effilement.	---
<b>e<sub>max</sub></b>	Épaisseur maximum.	m
<b>F</b>	Force.	N
<b>F<sub>x</sub>, F<sub>y</sub>, F<sub>z</sub></b>	composantes cartésiennes de F.	$m s^{-2}$
<b>F<sub>D</sub></b>	Force de traînée.	N
<b>F<sub>L</sub></b>	Force de portance.	N
<b>f</b>	Résultante des forces massiques.	$N kg^{-1}$
<b>h</b>	Hauteur.	m
<b><math>\bar{I}</math></b>	Tenseur unité.	---
<b>K</b>	Coefficient de diffusion.	---
<b>k</b>	Energie cinétique turbulence	$m^2/s^2$
<b>L</b>	Longueur.	m
<b>L</b>	Largeur.	m
<b>L<sub>o</sub></b>	corde du profil losangique.	m
<b>M</b>	Masse molaire du fluide.	$Kg mol^{-1}$
<b>M</b>	nombre de Mach.	---
<b>M</b>	nombre de Mach à l'infini.	---
<b>M<sub>0</sub></b>	Nombre de Mach initial.	---
<b>M<sub>c</sub></b>	Nombre de Mach critique.	---
<b>M<sub>L</sub></b>	Nombre de Mach limite.	---

<b>m</b>	Masse d'une particule de fluide.	kg
<b>n</b>	Vecteur normal.	---
<b>P</b>	Pression.	Pa
<b>P<sub>∞</sub></b>	pression à l'infini.	Pa
<b>Pr</b>	Nombre de Prandtl	
<b><math>\overline{Q}</math></b>	force correspondant au terme source de surface.	N
<b>q</b>	flux de chaleur.	$J m^{-2} s^{-1}$
<b>R</b>	constante des gaz parfaits.	$J kg^{-1} K^{-1}$
<b>r</b>	Perte de chaleur volumique.	$J m^{-3} s^{-1}$
<b>Re</b>	Nombre de Reynolds.	---
<b>S</b>	surface d'un corps	m <sup>2</sup>
<b>T</b>	Température	K
<b>T<sub>∞</sub></b>	température à l'infini	K
<b>t</b>	temps	s
<b>u, U, V</b>	Composante cartésienne selon x du vecteur vitesse	m s <sup>-1</sup>
<b>v</b>	Volume	m <sup>3</sup>
<b>v</b>	Vitesse eulérienne d'une particule fluide	m s <sup>-1</sup>
<b>u, v, w</b>	Composantes cartésiennes de v	m s <sup>-1</sup>
<b>u<sup>+</sup></b>	Fonction de loi de paroi	
<b>X</b>	Compressibilité	Pa <sup>-1</sup>
<b>X<sub>T</sub></b>	Compressibilité isotherme	Pa <sup>-1</sup>
<b>x, y, z</b>	Coordonnées cartésiennes	m
<b>α</b>	Angle d'attaque	rad
<b>δ</b>	Epaisseur de la couche limite	m
<b>y</b>	Accélération	m s <sup>-2</sup>
<b>η</b>	Viscosité de volume du fluide	Po
<b>λ</b>	Allongement	---
<b>λ</b>	Conductivité thermique	$W K^{-1} m^{-1}$
<b>μ</b>	Viscosité dynamique du fluide	Po
<b>ρ</b>	La masse volumique de fluide	kg/m <sup>3</sup>
<b>u<sub>i</sub></b>	La <i>i</i> ème composante de vitesse	

$\tau_{ij}$	Le tenseur des contraintes visqueuses	
$\delta_{ij}$	Le tenseur de Kronecker	
$\varepsilon$	Dissipation turbulente	$\text{m}^4/\text{s}^3$
$\rho$	Densité (masse volumique)	$\text{kg m}^{-3}$
$\rho_0$	Masse volumique du fluide non perturbé.	$\text{kg m}^{-3}$
$\Phi$	La flèche	rad
$\sigma_{ij}$	Tenseur des contraintes visqueuses	
$\sigma_k$	Coefficient de fermeture, constante	
$\tau$	Tenseur des contraintes visqueuses	$\text{N m}^{-2}$
$\Omega$	Volume de control	$\text{m}^3$
$\nabla$	Gradient (vecteur).	$\text{m}^{-1}$
$\nabla$	Divergence (scalaire).	$\text{m}^{-1}$
$\varphi$	Potentiel de vitesse.	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
$\zeta$	Angle d'incidence de l'écoulement	rad
$\mu/\rho$	Viscosité cinématique.	$\text{M}^2\text{s}^{-1}$
$C_p / C_v$	Coefficient adimensionnel de rapport des chaleurs spécifiques.	
$\nu$	Viscosité cinématique	$\text{m}^2/\text{s}$
$\nu_e$	Viscosité cinématique effective	$\text{m}^2/\text{s}$
$\nu_t$	Viscosité cinématique turbulente	$\text{m}^2/\text{s}$
$y^+$	Distance adimensionnelle à la paroi	
$\sigma / \sigma_t$	Dérivée locale.	$\text{s}^{-1}$ $\text{s}^{-1}$

## Liste des abréviations

<i>SPL</i> :	Sound Pressure Level
CAA :	Computational Aéro -acoustics
FW–H :	Analogie de Ffowcs Williams et Hawkings
CFD :	Computational Fluid Dynamic
DNC :	Direct Noise Computation
DNS :	Direct Numerical Simulation
LES :	Large Eddy Simulation
NDLE :	Non Linear Disturbance Equations
DES :	Detached Eddy Simulation
RANS:	Reynolds Averaged Navier-Stokes
LEE :	Equations d'Euler Linéarisées
FFT :	Transformée de Fourier Rapide
DF :	Différences Finies
EF :	Eléments Finis
VF :	Volumes Finis

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] J. J. Bertin, R. M. Cummings. Progress in Aerospace Sciences 39, 2003.
- [2] John D. Anderson Jr, Fundamentals of Aerodynamics, Edition 1985.
- [3] L. Taurel. Aérodynamique expérimentale (T1), Aérodynamique des profils et des ailes, Edition 1981.
- [4] L. Taurel. Aérodynamique expérimentale (T2), Aérodynamique des profils et des ailes, Edition 1981.
- [5] Thwaites B., "Incompressible Aerodynamics, An Account of the Theory and Observation of the Steady Flow of incompressible Fluid past Aerofoils, Wings, and Other Bodies", Dover Publication, Inc. 1987.
- [6] S. Gonzalez. Résolution numérique de l'équation de Lighthill par éléments finis et Équations intégrales pour l'estimation du bruit rayonné par des écoulements en conduite, Thèse de doctorat, Université de Technologie de Compiègne, 2013.
- [7] J.C Robinet, Aérodynamique Fondamentale (tome 1), 2009/2010.
- [8] J.C Robinet, Aérodynamique Fondamentale tome 2, 2009/2010.
- [9] BAILLY CHRISTOPHE ET COMTE-BELLOT GENEVIEVE, « Turbulence »; Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique ; Ecole Centrale de Lyon & UMR CNRS 5509 ; Septembre 2003.
- [10] CHASSAING PATRICK, « Turbulence en mécanique des fluides », ENSEEIHT, Collection POLYTECH de l'I.N.P de Toulouse, CEPADUES-EDITIONS ; 111, TOULOUSE-France, 2000.
- [11] DAVID WILCOX C., « Turbulence Modeling for CFD »; DCW Industries, Inc. ; La Cafiada, California 91011 ; November 1994.
- [12] PATARIN CHRISTOPHE, « Simulation numérique du détachement et de l'écoulement d'un jet en sortie d'un injecteur de turbine Pelton », Projet de fin d'études, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2003.
- [13] T.Rezoug, cours de l'Aéroacoustique, institut d'aéronautique et des études spatiales M2 propulsion, 2016-2017.
- [14] X. Gloerfelt, cours Acoustique dans les fluides ,2012-2013.
- [15] E.Guibert et A.Boudier, cours d'Acoustique 2006-2007.
- [16] F.Coulouvrat et R. Marchiano, propagation atmosphérique, Université Pierre et Marie Curie – Paris ,2009-2010.

- [17] S. Gonzalez. Résolution numérique de l'équation de Lighthill par éléments finis et Équations intégrales pour l'estimation du bruit rayonné par des écoulements en conduite, Thèse de doctorat, Université de Technologie de Compiègne, 2013.
- [18] V. Fortuné, Aéroacoustique, université Poitiers, ENSMA – 2014.
- [19] X.Gloerfelt, X. Bruit rayonné par un écoulement affleurant une cavité, Simulation aéroacoustique directe et applications de méthodes intégrales. Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon. (2001).
- [20] X .Gloerfelt et C. Bailly et D. Juvé Direct computation of the noise radiated by a subsonic cavity flow and application of integral methods. Journal of Sound and Vibration, (2003).
- [21] C. Bonamy. Analyse expérimentale de l'aérodynamique proche paroi et modélisation du bruit de bord de fuite d'un profil d'aile en écoulement subsonique. Dynamique des Fluides, Ecole Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers - ESIP, 2007.
- [22] F.Thomas Brooks, D. Stuart Pope, and A.Michael Marcolini. "Airfoil Self-Noise and Prediction". NASA reference publication, 1989.
- [23] T. F. Brooks and T. H. Hodgson. "Trailing Edge Noise Prediction from Measured Surface Pressures". Journal of Sound and Vibration, 1981.
- [24] C. Bogey, calcul direct du bruit aérodynamique et validation des modèles acoustiques hybrides, l'école centrale de LYON ,2000.
- [25] G. AbdouMansour, simulation aux grandes échelles du bruit de bord de fuite de profil d'aile, institut supérieur d'aéronautique et d'espace, 2003
- [26] M. Younsi. Aéroacoustique et aérodynamique instationnaires, numérique et expérimentale des ventilateurs centrifuges à action. Sciences de l'ingénieur .2007
- [27] Perry A. E., Marusic I, "A wall-wake model for the turbulence structure of boundary layers. Part 1. Extension of the attached eddy hypothesis", Journal of Fluid Mechanics, vol. 298, pp 361-388, 1995.
- [28] Marusic I., Perry A. E., "A wall-wake model for the turbulence structure of boundary layers. Part 2. Further experimental support", Journal of Fluid Mechanics, vol. 298, pp 389-407. 1995.
- [29] Sarraf C., Ait Bouziad Y., Djeridi H., Farhat M., Deniset F., and Billard J.-Y., "Effect of cavitation on the structure of the boundary layer in the wake of a partial cavity". In Sixth International Symposium on Cavitation, 2006.
- [30] Schlichting H., Kestin J., "Boundary layer theory", 7th edition, McGraw-Hill Science/Engineering/Math, 1979.
- [31] C.SARRAF, H.DJERIDI, J-Y.BILLARD, "THICKNESS EFFECTS OF A NACA SYMMETRIC AIRFOIL ON ITS PERFORMANCES AND TURBULENT BOUNDARY LAYER", IRE Nav, 2010.
- [32] SCHIESTEL ROLAND, « Les écoulements turbulents, modélisation et simulation »; Editions HERMES 8, Paris, 1993.
- [33] SIMO MÄKI HARJU, WILLIAM POLASHENSKI, JR., AZARDOCHT HAJILOO, PIROZ ZAMANKHAN, MARJA VILJANEN, AND RAIJA LANKINEN, «Augmented heat transfer in counterflow heat exchangers with helical turbulators », The 6th ASME- JSME Thermal Engineering Joint Conference, JSME, TED-AJ03-257,

2003.

[34] LEVEQUE EMMANUEL, « De la turbulence universelle aux modèles de fermeture »; Laboratoire de physique, CNRS UMR 5672 ; École normale supérieure de Lyon, 2010.

[35] REVEILLON JULIEN, « Ecoulements turbulents ; Simulations - Modélisations - Etudes analytiques » ; CORIA/LMFN - UMR 6614 - Université de ROUEN ; Version 1.2, Novembre 2000

[36] PATARIN CHRISTOPHE, « Simulation numérique du détachement et de l'écoulement d'un jet en sortie d'un injecteur de turbine Pelton », Projet de fin d'études, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2003.