

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة أبي بكر بلقايد- تلمسان

Université Aboubakr Belkaïd- Tlemcen –

Faculté de Technologie



Mémoire de fin d'études

Présenté pour l'obtention du **diplôme de MASTER**

En : génie Mécanique

Spécialité : Génie Energétique

Par : ALLALOU Abdelghani

Sujet

**Influence du nombre de Mach sur l'écoulement autour de l'aube
d'une turbine axiale**

Soutenu, le 12 / 09 / 2021, devant le jury composé de :

Mr. ALLIANE.K

Président

Mr. ALLIANE.A

Examineur

Mr. ROUSTANE.B

Encadreur

Mr. BENMANSOUR.A

Co-Encadreur

Année universitaire 2020/2021

DÉDICACE

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

Mes chers parents,

Qui m'ont toujours soutenu dans mes études.

Mes frère et mes sœurs chacun avec son nom,

Tous mes enseignants chacun avec son nom,

Tous mes collègues chacun avec son nom,

Chaque personne qui m'a aidé.

Remerciements

Je tiens à remercier dieu le tout puissant qui m'a donné la force et la patience d'accomplir ce modeste travail.

Je tiens à remercier vivement mes promoteurs M. ROSTANE Brahim et M. BENMANSOUR Abdelkrim pour leur conseils précieux et pour leur disponibilité, leur patience et surtout toutes les connaissances qui m'ont apportées durant l'étude de ce projet.

Mes vifs remerciements vont également aux membres du jury.

M. ALIANE Abdenour et M. ALIANE Khaled pour l'intérêt qu'ils ont portés à mon travail en acceptant de l'examiner.

Enfin je tiens à remercier toutes les personnes qui ont participé de près ou de loin à la réalisation de ce modeste travail.

Résumé

L'objectif de ce travail est l'étude d'analyse des performances d'une géométrie d'une aube pour différents de la pression autour de l'aube et la variation nombre de Mach., nous avons réalisé une simulation numérique d'un écoulement compressible en régime stationnaire dans une aube d'une turbine, d'un écoulement au tour d'une aube de la turbine axial et voir le comportement dynamique et thermique sur la variation nombre de Mach, ondes de chocs se forme par les deux branches des ondes de chocs à la sortie ces deux branches sont plus imposantes dans le cas $M=1.4$ ainsi que l'angle entre ces deux branches est plus étroite en comparaison avec le cas $M=1$.

Cette étude en utilisant un maillage hybride plus fin qui dépend essentiellement des moyens utilisés d'une modèle de la turbulence SST- kw.

Des simulations démarche de type direct est basée sur la CFD (tridimensionnel 3D), qui se présente comme une procédure robuste pour la prédiction des phénomènes associés. Les résultats obtenus sont en bonne concordance avec la pratique.

Mot clés : Turbine à gaz ; CFD ; Onde de choc ; Simulation ; Turbulence ; nombre de Mach.

Abstract

The objective of this work is the analysis study of the performances of a surveyor of a vane for different of the pressure around the vane and the variation of Mach number., We carried out a numerical simulation of a compressible flow in a steady state in a blade of a turbine, a flow around an axial turbine blade and see the dynamic and thermal behavior on the variation of Mach number, shockwaves are formed by the two branches of the shockwave at the exit these two branches are more imposing in the case $M = 1.4$ as well as the angle between these two branches is narrower in comparison with the case $M = 1$.

This study using a finer hybrid meshes which essentially depends on the means used of a model of SST-kw turbulence.

Direct type gait simulations are based on CFD (three-dimensional 3D), which is presented as a robust procedure for the prediction of associated phenomena.

The results obtained are in good agreement with practice.

Key words: Gas turbine; CFD; Wave shock; Simulation; Turbulence; Mach number.

ملخص

الهدف من هذا العمل هو دراسة تحليلية لأداء مساح ريشة لمختلف الضغط حول الريشة وتغير رقم ماخ، أجرينا محاكاة عددية لتدفق مضغوط في حالة ثابتة في شفرة من التربينات، وتدفق حول شفرة التربينات

المحورية، وترى السلوك الديناميكي والحراري على تباين عدد الماخ، وتتشكل موجات الصدمة من قبل فرعي موجات الصدمة عند مخرج هذين الفرعين أكثر فرضاً في الحالة $M = 1.4$ وكذلك المسمار بين هذين الفرعين أضيق مقارنة بالحالة $M = 1$.

تستخدم هذه الدراسة شبكة هجينة دقيقة تعتمد بشكل أساسي على الوسائل المستخدمة لنموذج اضطراب SST-kw.

تعتمد محاكاة المشي من النوع المباشر على CFD (ثلاثي الأبعاد ثلاثي الأبعاد)، والذي يتم تقديمه كإجراء قوي للتنبؤ بالظواهر المرتبطة. النتائج التي تم الحصول عليها في اتفاق جيد مع الممارسة.

كلمات مفتاحية: توربينات غازية، موجة الصدمة، محاكاة، اضطراب، عدد ماخ.

Table des matières

| | |
|--|-----|
| DÉDICACE | i |
| Remerciements | ii |
| Résumé | iii |
| NOMENCLATURE | xi |
| Introduction générale | 1 |
| I. Chapitre I Généralités sur la turbomachine, turbine à gaz et turbo réacteur..... | 3 |
| I.1 Définition sur les turbomachines : | 4 |
| I.2 Grilles d'aubes..... | 4 |
| I.3 Classifications des turbomachines : | 4 |
| I.4 Constitution des turbomachines : | 6 |
| I.4 .1 Le distributeur : | 6 |
| I.4 .1 Rotor (Roue) : | 7 |
| I.1.1 Diffuseur : | 7 |
| I.2 Définition sur la turbine à gaz axiale : | 7 |
| I.2.1 Principe de fonctionnement : | 8 |
| I.2.2 Caractéristiques de la turbine à gaz axial : | 9 |
| I.2.3 Rotor du compresseur : | 10 |
| I.2.4 Stator du compresseur : | 10 |
| I.2.5 Admission du compresseur : | 11 |
| I.2.6 Corps du compresseur : | 11 |
| I.2.7 Corps de refoulement du compresseur : | 12 |
| I.2.8 Section combustion : | 12 |
| I.2.9 L'enveloppe de combustion : | 13 |
| I.2.10 Chambres de combustion : | 13 |

| | | |
|--------|--|----|
| I.2.11 | Tuyère de carburant : | 15 |
| I.2.12 | Pièces de transition : | 16 |
| I.2.13 | Section turbine : | 16 |
| I.2.14 | Corps de turbine : | 16 |
| I.2.15 | Tuyère 1ère étage : | 16 |
| I.2.16 | Tuyère 2ème étage : | 16 |
| I.2.17 | Roue de la turbine : | 17 |
| I.2.18 | Paliers : | 18 |
| I.3 | Les cycles thermodynamique de la TAG : | 19 |
| I.3.1 | Le rendement de la turbine à gaz : | 19 |
| I.4 | Conclusion : | 20 |
| I.5 | Turboréacteurs : | 20 |
| I.6 | Principe de fonctionnement : | 21 |
| I.7 | Le cycle thermodynamique du turboréacteur : | 22 |
| I.8 | Composants principaux d'un turboréacteur et fonctionnement de chaque composant : | |
| | 23 | |
| I.8.1 | Le diffuseur : | 23 |
| I.8.2 | La soufflante : | 23 |
| I.8.3 | Les compresseurs : | 24 |
| I.8.4 | La chambre de combustion : | 24 |
| I.8.5 | Les turbines : | 25 |
| I.8.6 | La tuyère d'éjection : | 25 |
| I.9 | Paramètres de performances d'un turboréacteur : | 26 |
| II. | Chapitre II Caractéristique l'écoulement autour de l'aube. | 29 |
| II.1 | Définition d'une L'aube de turbine : | 30 |
| II.2 | Caractéristiques géométriques de l'aube : | 30 |
| II.3 | La grille d'aubes : | 31 |

| | | |
|---------|--|----|
| II.4 | Écoulement interne dans les turbomachines :..... | 31 |
| II.5 | Phénomène de transfert de chaleur dans les turbines : | 33 |
| II.6 | Les matériaux et procédés des ailes :..... | 35 |
| II.7 | Caractéristique de l'écoulement autour de l'aube : | 36 |
| II.7.1 | Écoulement isentropique :..... | 36 |
| II.7.2 | Vitesse du son : | 36 |
| II.7.3 | Le nombre de Mach :..... | 38 |
| II.7.4 | Conditions génératrice (d'arrêt) ou de stagnation :..... | 39 |
| III. | Chapitre III Modélisation de turbulence. | 40 |
| III.1 | Introduction : | 41 |
| III.2 | Description de la turbulence : | 41 |
| III.3 | Cascade d'énergie : | 42 |
| III.4 | Equations fondamentales de conservation pour un écoulement laminaire (équations de Navier-Stokes) :..... | 43 |
| III.5 | Equation de conservation de la masse :..... | 43 |
| III.6 | Equations de conservation de quantité de mouvement (équations de Navier-Stokes) : | 43 |
| III.7 | Equation de conservation d'énergie : | 44 |
| III.8 | Equations de la turbulence :..... | 45 |
| III.8.1 | Théorie de Reynolds : | 45 |
| III.8.2 | Equations moyennée (Equations de Reynolds) :..... | 46 |
| III.9 | Viscosité turbulente (Hypothèse de Boussinesq) : | 48 |
| III.10 | Energie cinétique moyenne du mouvement d'agitation : | 49 |
| III.11 | Couches limites..... | 50 |
| III.12 | Décollement de la couche limite turbulente | 53 |
| III.13 | Modèles de turbulence :..... | 54 |
| III.14 | Modèle à zéro équation (modèle de longueur de mélange) :..... | 54 |

| | | |
|-----------|--|----|
| III.15 | Modèle à une équation : | 55 |
| III.15 .1 | Modèle de Prandtl : | 55 |
| III.15.2 | Modèle de Bradshaw, Ferriss et Atwell (1967) : | 55 |
| III.16 | Modèle à deux équations : | 56 |
| III.17 | Modèle k- ϵ : | 56 |
| III.17.1 | Modèle k- ω : | 57 |
| III.17.2 | Modèle <i>SST</i> k- ω : | 58 |
| IV. | Chapitre IV simulation numérique..... | 60 |
| IV.1 | Définition : | 61 |
| IV.2 | Méthodes numériques de résolution : | 61 |
| IV.3 | Maillage : | 62 |
| IV.4 | Géométrie avec ANSYS ICEM CFD : | 62 |
| IV.5 | CFX-pre | 64 |
| IV.6 | CFX- solve | 65 |
| IV.7 | CFX-post..... | 66 |
| IV.8 | Présentation du problème : | 66 |
| IV.9 | Domaine de calcul : | 67 |
| V. | Chapitre V interprétation des résultats..... | 68 |
| V.1 | Résultats et interprétations : | 69 |
| V.2 | Validation des résultats : | 69 |
| V.3 | Influence nombre de Mach sur les contours de pression : | 69 |
| V.4 | Nombre de mach : | 71 |
| V.5 | Influence nombre de Mach sur les lignes de courant (onde de choc)..... | 72 |
| V.6 | Influence nombre de Mach sur les contours de la température : | 73 |
| V.7 | Influence nombre de Mach sur les contours de pression : | 75 |
| | Conclusion générale | 77 |
| | REFERENDES BIBLIOGRAPHIQUES | 78 |

Liste des figures

| | |
|--|----|
| Figure I-1: Grille d'aubes. | 4 |
| Figure I-2: Classification des machines à fluides. | 5 |
| Figure I-3: Roue d'une turbomachine radiale. | 5 |
| Figure I-4: Roue d'une turbomachine axiale. | 6 |
| Figure I-5: Roue d'une machine semi-axiale [1]. | 6 |
| Figure I-6: Composantes d'une pompe centrifuge [1]. | 7 |
| Figure I-7: La variation de pression et température dans une turbine à gaz [2]. | 9 |
| Figure I-8: Rotor du compresseur avec la roue HP [3]. | 10 |
| Figure I-9: Ailette IGV turbine MS5002B [3]. | 11 |
| Figure I-10: Partie statorique de compresseur [3]. | 12 |
| Figure I-11: Aubes 1er étage (Directrice 1 er étage) les EGV. | 12 |
| Figure I-12: Le revêtement externe de la chambre combustion. | 13 |
| Figure I-13: Enveloppe de combustion. | 13 |
| Figure I-14: Chambres de combustion [3]. | 14 |
| Figure I-15: La bougie d'allumage [3]. | 14 |
| Figure I-16: Les tubes de raccordement [3]. | 14 |
| Figure I-17: Détecteur de flamme (Détecteur ultraviolet) [3]. | 15 |
| Figure I-18: Les injecteurs de carburant [3]. | 15 |
| Figure I-19: Les pièces de transition [3]. | 16 |
| Figure I-20: La roue HP [3]. | 17 |
| Figure I-21: La roue BP [3]. | 18 |
| Figure I-22: le palier no 01 du rotor [3]. | 18 |
| Figure I-23: cycle idéal de Baryton [3]. | 19 |
| Figure I-24: Réacteur de l'A380 [4]. | 21 |
| Figure I-25: Principe de fonctionnement d'un turboréacteur [4]. | 22 |
| Figure I-26: Diagramme (T-S) du cycle réel d'un turboréacteur simple flux en vol [4]. | 22 |
| Figure I-27: Coupe longitudinal d'un réacteur double flux double corps [4]. | 23 |
| Figure I-28: La soufflante du GE90. | 24 |
| Figure I-29: Une partie d'un compresseur axial [4]. | 24 |
| Figure I-30: Chambre de combustion [4]. | 25 |
| Figure I-31: Un étage d'une turbine axiale [4]. | 25 |
| Figure I-32: Coupe d'une tuyère d'éjection [4]. | 26 |
| Figure II-1: Aube complète. | 30 |
| Figure II-2: forme vrillée une aube de compresseur. | 30 |
| Figure II-3: Section droite d'une aube compressible. | 31 |
| Figure II-4 : Caractéristiques de l'aube compressibles [5]. | 31 |
| Figure II-5 : La portance mais aussi la traînée d'un profil augmente avec sa cambrure et son épaisseur. | 31 |
| Figure II-6: Détails du transfert de chaleur autour d'une aube de turbine [5]. | 34 |
| Figure II-7: Propagation des ondes [6]. | 36 |
| Figure II-8: Différents régimes d'écoulement en fonction du nombre de Mach [6]. | 38 |
| Figure III-1: cascade d'énergie. | 42 |
| Figure III-2 | 45 |

| | |
|--|----|
| Figure III-3:écoulement moyen et fluctuations | 45 |
| Figure III-4: écoulement moyen et fluctuations..... | 45 |
| Figure III-5: Ecoulement autour d'une plaque plane [7]..... | 51 |
| Figure III-6: profile des vitesses dans la couche limite [7]. | 51 |
| Figure IV-1: maillage avec ANSYS ICEM CFD..... | 63 |
| FigureIV-2: Maillage raffiné maille type tétraédrale + pyramidale..... | 63 |
| Figure IV-3: raffinement près de la paroi de l'aube. | 63 |
| Figure IV-4: condition au limite sont définies dans le CFX-Pre..... | 64 |
| Figure IV-5: Lancement d'analyse du problème, calculs et contrôle de convergence par le Solveur. .. | 66 |
| Figure V-1: variation de la pression autour long de l'aube entre $P = [155000 - 289500]$ Pa pour un nombre de Mach $M = 0.7$ | 69 |
| Figure V-2: la variation de la pression autour long de l'aube $P = [85000 - 289500]$ Pa pour un nombre de Mach $M = 1$ | 70 |
| Figure V-3: cette figure représente la variation de la pression autour long de l'aube $P = [25000 - 289500]$ Pa pour un nombre de Mach $M = 1.4$ | 70 |
| Figure V-4: variation du nombre de Mack autour de l'aube $M = 0.7$ | 71 |
| Figure V-5: variation du nombre de Mack autour de l'aube $M = 1$ | 71 |
| Figure V-6: variation du nombre de Mack autour de l'aube $M = 1.4$ | 71 |
| Figure V-7: lignes de courant autour de l'aube ($M=1$). | 72 |
| Figure V-8: l'onde de choc à la sortie de l'aube ($M=1$). | 72 |
| Figure V-9: lignes de courant autour de l'aube ($M=1.4$). | 73 |
| Figure V-10: l'onde de choc à la sortie de l'aube ($M=1.4$). | 73 |
| Figure V-11: variation de la température autour d'aube pour nombre de Mach $M = 0.7$ | 74 |
| Figure V-12: variation de la température autour d'aube pour nombre de Mach $M = 1$ | 74 |
| Figure V-13: Variation de la température autour d'aube pour nombre de Mach $M = 1,4$ | 74 |
| Figure V-14: variation de la température au niveau d'aube pour nombre de Mach $M = 0.7$ | 74 |
| Figure V-15: Variation de la température au niveau d'aube pour nombre de Mach $M = 1$ | 75 |
| Figure V-16: variation de la température au niveau d'aube pour nombre de Mach $M = 1,4$ | 75 |
| Figure V-17: variation de la pression autour de l'aube e pour nombre de Mach $M = 0.7$ | 75 |
| Figure V-18: variation de la pression autour de l'aube e pour nombre de Mach $M = 1$ | 76 |
| Figure V-19: variation de la pression autour de l'aube e pour nombre de Mach $M = 1.4$ | 76 |

NOMENCLATURE

| | | |
|------------------|--|--------------------------------------|
| V_{son} | Vitesse de son | [m/s] |
| M | Nombre de Mach | |
| P | Pression | [Pa] |
| T | Température | [K] |
| ρ | Masse volumique de fluide | [Kg/m ³] |
| λ | Conductivité thermique | [W/m.K] |
| ε | Fonction de dissipation | [W.m ⁻³] |
| K | Constante de Von KARMAN | |
| t | temps | [s] |
| τ | Contraintes turbulentes | [Kg/m ² .s ²] |
| ε | taux de dissipation de l'énergie cinétique | [W/Kg] |
| k | énergie cinétique turbulente | [J.kg ⁻¹] |
| m | masse | [kg] |
| Δt | intervalle de temps | [s] |
| \dot{p} | indice d'intégration | |
| Q_m | Débit réduit | [m.s.K ^{1/2}] |
| α | L'angle d'incidence | [°] |
| L | Longueurs caractéristique | [m] |
| S_φ | Terme source | [m] |
| Re | Nombre de Reynolds (Re = $\rho.U.x/\mu$) | |
| Q | Débit volumétrique | [kg/m ³] |

Introduction générale

Les problèmes de la dynamique des fluides sont généralement difficiles à résoudre car les équations de base sont non linéaires. Il est donc impossible de trouver des solutions exactes, sauf dans quelques cas très simple, pourtant l'évolution de la science de la dynamique des fluides à portée ses fruits.

Ceci est démontré par l'avancement spectaculaire des secteurs technologique dans lesquels la qualité et l'originalité des solutions des problèmes d'écoulement ont joué un rôle primordial, par exemple dans le secteur du transport (avions, bateau, voiture etc....) et des productions d'énergies (turbine, compresseur, réacteur etc....) .dans une grande mesure, ces réussites sont due et échanges étroits entre la théorie, la simulation numérique et expérience en dynamique de fluides.

D'une part, l'expérience est indispensable pour vérifier les hypothèses et les résultats qui ressortent de la théorie, et d'autre part, la théorie est nécessaire pour expliquer les résultats obtenus par l'expérience et pour faciliter le travail à l'avenir, la simulation numérique est née pour ce faire, mais elle reste indépendante de l'expérience pour la validation des résultats obtenus. Les bases de la science de la dynamique des fluides ont pu être fondées et développées sur des observations expérimentales.

L'étude scientifique d'un tel écoulement passe toujours par la formulation d'un ou plusieurs lois décrites par des équations mathématiques (équation de continuité, équation de Navier Stokes, et équation énergie).

Au cours des dernier années , les scientifique , s'orientant vers les moyenne numériques qui permettant la résolution des équation de Navier Stokes , à l'aide des méthodes telles que les volumes finis , les différence finies ou les éléments finis ou les éléments finis avec des code de calcul tenant compte du caractère tridimensionnel , in stationnaire et turbulent de l'écoulement.

A l'heure actuelle, il existe plusieurs code CFD (Computational-Fluide dynamique) .A titre d'exemple on peut citer (FLUENT, STAR-CD, CFX13,...ECT).

Du point de vue numérique, la méthode CFD permettent de mieux connaître la structure fine des écoulements en mécanique des fluides et en turbomachines, d'approcher de façon plus approfondie les processus physiques qui gouvernent leurs fonctionnement, Aujourd'hui, la simulation numérique occupe une place importante en mécanique des fluides et en turbomachines. Un nombre d'articles scientifiques très importants existe actuellement dans le littérature, dont une grande partie est orientée vers les turbomachines.

Le travail présenté dans ce mémoire est relatif à l'analyse des performances d'une géométrie d'une l'aube pour différents de la pression autour de l'aube et la variation nombre de Mach.

Par la simulation numérique des écoulements internes complexes qui s'y développent.

La première tâche à accomplir consiste à définir le domaine de calcul, suivi par la génération du maillage pour le domaine retenu. Cette étape a été réalisée avec le logiciel ICEM CFD, spécialisée dans la création du maillage et la géométrie, couple avec le code de calcul ANSYS CFX 13, qui se base sur la méthode des volumes finis et qui propose de nombreux modèles physique et schémas numériques.

Le mémoire contient cinq chapitres comme suite :

- ✓ Chapitre I Généralités sur la turbomachine, turbine à gaz et turbo réacteur.
- ✓ Chapitre II Caractéristique l'écoulement autour de l'aube.
- ✓ Chapitre III Modélisation de turbulence.
- ✓ Chapitre IV simulation numérique.
- ✓ Chapitre V interprétation des résultats.

Chapitre I Généralités sur la turbomachine, turbine à gaz et turbo réacteur.

I.1 Définition sur les turbomachines :

Les turbomachines sont des machines dans lesquelles un fluide (liquide ou gaz) échange de l'énergie à l'aide d'un ou plusieurs impulseurs (appelés aussi rotors ou roues). Ces derniers sont munis d'aubes (pompes et compresseurs), d'ailettes (turbines à gaz ou à vapeur) ou augets (turbine hydraulique Pelton).

Pour une pompe par exemple, les aubes sont des obstacles profilés, plongés dans un écoulement de fluide. Elles constituent entre elles des canaux courbés dans lesquels fluide s'écoule [1]

I.2 Grilles d'aubes

On appelle grille d'aubes, un ensemble fixe ou mobiles d'obstacles (aubes) déduites les unes des autres par un déplacement géométrique périodique utilisé pour guider l'écoulement du fluide et pour échanger avec lui un effort mécanique. L'effort mécanique résulte de la différence de pression entre les deux faces d'une aube. Sur l'Intrados d'une aube, la pression est plus élevée que sur l'extrados [1].

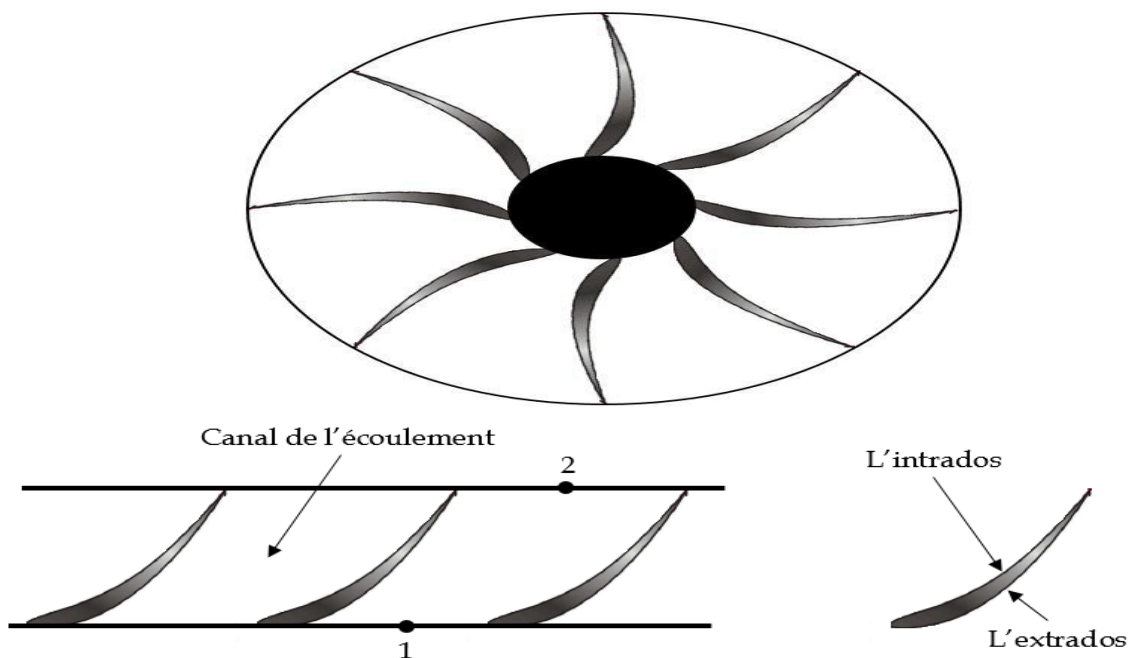


Figure I-1: Grille d'aubes.

I.3 Classifications des turbomachines :

- a) **Selon la nature du fluide :** Les turbomachines constituent une grande famille de dispositifs/appareils utilisés dans l'industrie. On peut les situer par rapport aux autres machines à fluide à l'aide du schéma présenté ci-dessous. Selon la nature du fluide,

elles sont divisées en deux parties : à fluide compressible et à fluide incompressible [1].

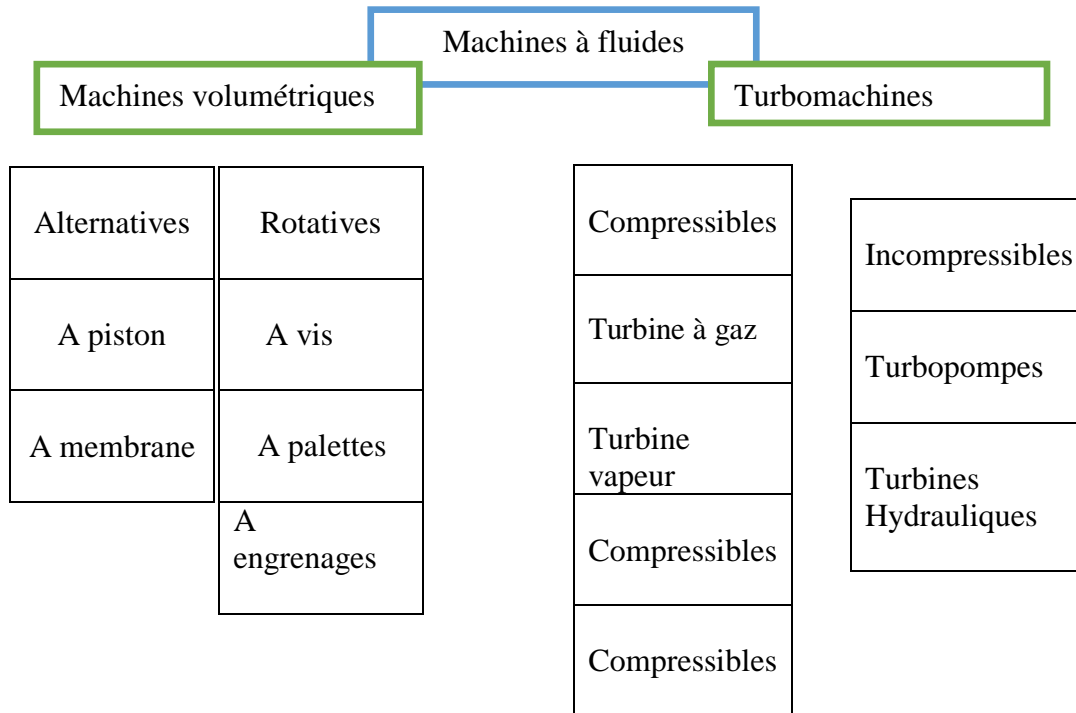


Figure I-2: Classification des machines à fluides.

b) Selon la trajectoire du fluide :

La forme de trajectoire du fluide dans la roue d’une turbomachine fournit également une base de classification des types de turbomachines. En générale, on distingue :

➤ **Turbomachines radiales :**

Dans ce type de turbomachine, le fluide traverse la roue (rotor) perpendiculairement à l’axe de l’arbre de la machine. Pour les machines radiales, on distingue les machines centrifuges (écoulement s’éloigne de l’axe) et les machines centripètes (l’écoulement se rapproche de l’axe) [1].

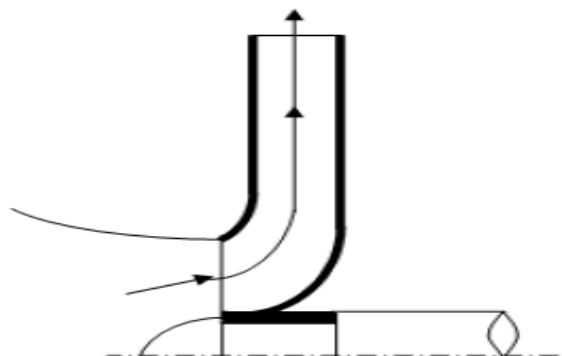


Figure I-3: Roue d’une turbomachine radiale.

➤ **Turbomachines axiales :**

Ici, le fluide traverse la roue de la machine parallèlement

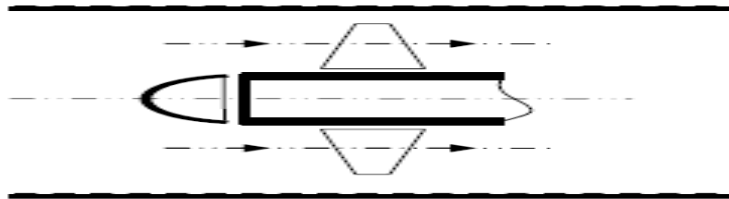


Figure I-4: Roue d'une turbomachine axiale.

➤ **Turbomachines semi-axiales :**

Ce sont des machines où le fluide traverse la roue de façon diagonale (fig.3). Elles sont aussi appelées machines hélico-centrifuges ou hélicoïdale [1].

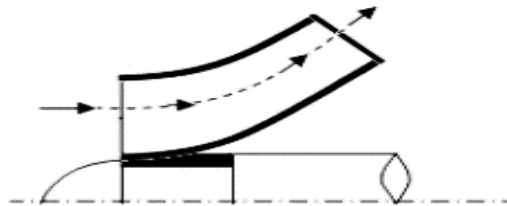


Figure I-5: Roue d'une machine semi-axiale [1].

c) **Selon la fonction de la machine :**

Le sens de transfert de l'énergie entre la machine et le fluide peut aussi définir un type de classification de turbomachines.

Dans le cas où la machine transmet de l'énergie au fluide (transfert d'énergie mécanique en énergie hydraulique), la machine est motrice (pompes, compresseurs). Dans le cas inverse (transfert de l'énergie hydraulique en énergie mécanique), la machine devient réceptrice (Turbines) [1].

I.4 Constitution des turbomachines :

Suivant qu'une turbomachine comporte un ou plusieurs rotors, elle est dite monocellulaire ou multicellulaire. Une turbomachine monocellulaire complète se compose de trois organes distincts que le fluide traverse successivement, soit depuis l'entrée jusqu'à la sortie de la machine.

I.4.1 Le distributeur :

Il est le premier organe que le fluide rencontre sur sa trajectoire. Son rôle est de conduire le fluide depuis la section d'entrée de la machine « point 0 » jusqu'à l'entrée du rotor « point 1 », en lui assurant une vitesse et une direction convenables.

I.4.1 Rotor (Roue) :

Dans une turbomachine, la roue est l'élément le plus important dans lequel s'effectue l'échange des énergies ; dans une machine réceptrice, l'énergie fournie par le moteur d'entraînement y est communiquée au fluide tandis qu'inversement, dans une machine motrice, le rotor reçoit sous forme de travail mécanique l'énergie libérée par le fluide. Les indices « 1 » et « 2 » caractériseront respectivement les grandeurs relatives à l'entrée du rotor et à sa sortie, celle-ci constituant aussi l'entrée du diffuseur.

I.1.1 Diffuseur :

Le diffuseur ou l'amortisseur a le rôle de collecter le fluide à la sortie du rotor et de l'amener dans la section de sortie de la machine à la vitesse désirée. C'est aussi l'organe qui est destiné à transformer l'énergie cinétique en pression. Les indices « 2 » et « 3 » caractérisent respectivement les sections d'entrée et de sortie du diffuseur, cette dernière pouvant être aussi la section de sortie de la machine.

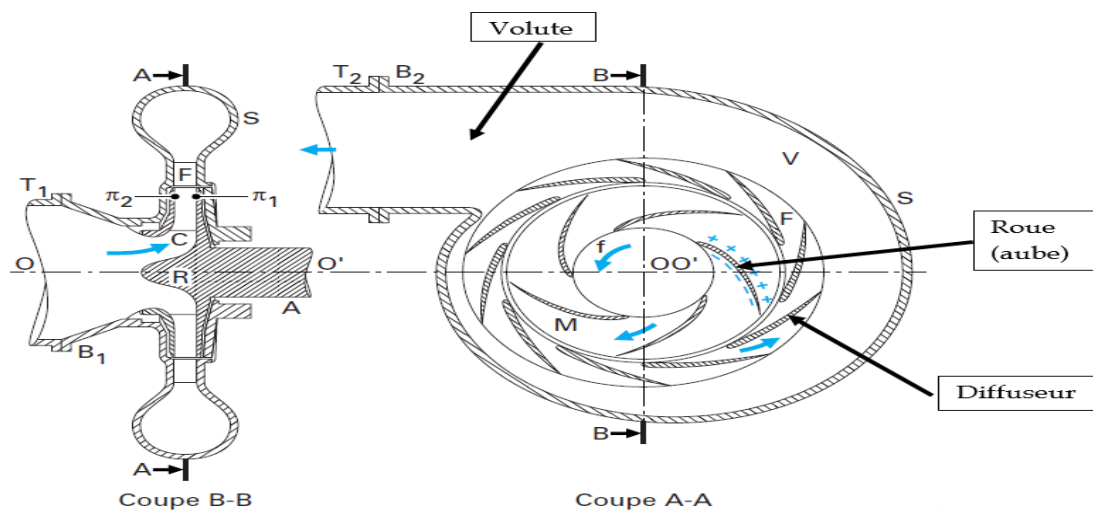


Figure I-6: Composantes d'une pompe centrifuge [1].

I.2 Définition sur la turbine à gaz axiale :

C'est une machine thermique à combustion interne dite aussi turbine à combustion TAG, elle a comme rôle de produire l'énergie mécanique grâce à un arbre en rotation doté d'aubages sous forme d'ailettes, ces fameuses ailettes sont mises en fonction grâce au mouvement des gaz générés par la combustion [2].



I.2.1 Principe de fonctionnement :

Une turbine à gaz fonctionne de la façon suivante :

Elle extrait de l'air du milieu environnant.

Elle le comprime à une pression plus élevée.

Elle augmente le niveau d'énergie de l'air comprimé en ajoutant et en brûlant le Combustible dans une chambre de combustion.

Elle achemine l'air à pression et à température élevées vers la section de la turbine, qui convertit l'énergie thermique en énergie mécanique pour faire tourner l'arbre ; ceci sert, d'un côté, à fournir l'énergie utile à la machine conduite, couplée avec la machine au moyen d'un accouplement et, de l'autre côté à fournir l'énergie nécessaire pour la compression de l'air, qui a lieu dans un compresseur relié directement à la section turbine.

Elle décharge à l'atmosphère les gaz d'échappement à basse pression et température résultant de la transformation mentionnée ci-dessus.

La figure 7, montre les variations de pression et de température dans les différentes sections de la machine correspondant aux phases de fonctionnement mentionnées ci-dessus.

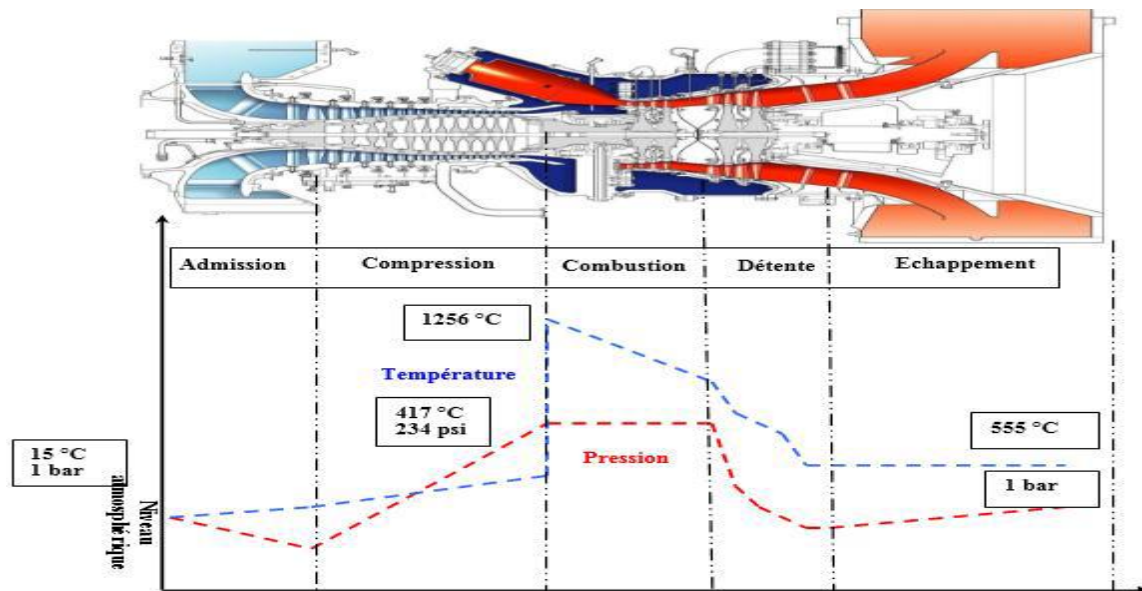


Figure I-7: La variation de pression et température dans une turbine à gaz [2].

I.2.2 Caractéristiques de la turbine à gaz axial :

a) Vue d'ensemble :

- Deux-arbre, industrielle.
- Transmission mécanique : 13.40 MW.
- Rendement de l'arbre : 36,2%.
- Le taux de chaleur : 9,943 kJ / kWh (7028 Btu / bhph).
- Pleine charge vitesse de la turbine de puissance : 8000 -10 000 tr/min.
- Taux de compression du compresseur : 16,8: 1.
- Débit de gaz d'échappement : 39,4 kg / s (86,8 lb / s).
- La température d'échappement : 555 ° C (1031 ° F).
- Les émissions typiques : NOx : <15 ppmVet CO : <10 ppm de volume (corrigé15% O2 Sec).
- La capacité des carburants de valeur à moyen calorifique (> 25 MJ / Nm3 Wobbe index).

b) Axial Compresseur :

- Flux axiale conception du compresseur transsonique 11 Étages.
- Aube de guidage d'entrée variables ET stators.
- Rapport de pression : (ISO) 16,7: 1.
- Débit d'air : (ISO) 38,9 kg / s.
- Vitesse nominale : 14 100 tr / min.

c) Combustion :

- 6 chambres inverses de tubulaires de combustion d'Écoulement.
- Dry Low Emissions (DLE) Combustion System.
- unique allumeur haute énergie Dans chaque chambre.
- Possibilité d'injection de vapeur verser Le Pouvoir augmentation.

d) Système de carburant :

- Gaz naturel - liquide carburant - à double carburant.
- Combustibles Autres Capacité sur demande.

e) Principaux composants de la turbine :

Les principaux composants d'une turbine axiale sont :

- Section admission.
- Section compression.
- Section combustion (ensemble des chambres de combustion).
- Section turbine (HP et BP).
- Section échappement.
- La partie auxiliaire [2].

I.2.3 Rotor du compresseur :

Le rotor du compresseur est assemblage composé de 16 roues, d'un arbre fusé de boulons et de l'aubage. Chaque roue comporte des rainures brochées dans lesquelles s'insèrent les aubes et son maintenues en place dans le sens axial par des entretoises, elles-mêmes bloquées à chaque extrémité des rainures [3].



Figure I-8: Rotor du compresseur avec la roue HP [3].

I.2.4 Stator du compresseur :

Le stator du compresseur est composé de trois sections principales :

- corps d'admission
- corps de compression
- corps de refoulement du compresseur.

I.2.5 Admission du compresseur :

Le corps d'admission a pour fonction de diriger l'air de manière uniforme dans le compresseur et il soutient l'ensemble du palier N° 1. Le corps d'admission comporte les aubes directrices variables (IGV : Inlet Guide Vanes) qui sont actionnées par le système d'huile hydraulique. Les IGV permettent à la turbine d'accélérer rapidement et uniformément évitant les chocs ainsi que le pompage du compresseur. Au démarrage les IGV sont complètement fermées. Ensuite elles commencent à s'ouvrir pour réguler le débit d'air selon les besoins de la turbine [3].



Figure I-9: Ailette IGV turbine MS5002B [3].

I.2.6 Corps du compresseur :

Le corps avant du compresseur contient les dix premiers étages du stator du compresseur. Le corps avant du compresseur est équipé de deux gros tourillons, fondus dans la masse, utilisés pour le lavage de la turbine à gaz de son socle.

Les aubes du stator situées dans le corps du compresseur sont montées dans des segments demi-circulaires rainurés. L'ensemble aubes et segment du stator sont alors montés dans des rainures usinées dans la paroi du corps d'admission [3].

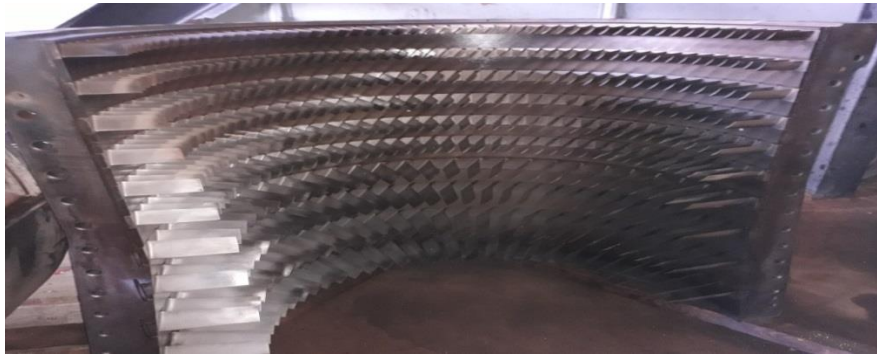


Figure I-10: Partie statorique de compresseur [3].

I.2.7 Corps de refoulement du compresseur :

Le corps de refoulement du compresseur est la partie arrière du compresseur axial, c'est le corps le plus long, son fonction est d'enfermer l'équilibrage des chocs de compresseur, de former les parois interne et externe du diffuseur, de lier le compresseur aux stators de la turbine et d'être un support à l'injecteur de la turbine de premier étage.

Le corps de refoulement du compresseur contient le reste de six étages. Et il contient aussi la structure de soutien du palier N°2. A la sortie du compresseur on trouve les deux rangés d'aubes directrices EGV (Exit Guide Vanes) pour diriger le flux d'air vers les chambres de combustion [3].



Figure I-11: Aubes 1er étage (Directrice 1er étage) les EGV.

I.2.8 Section combustion :

Toutes les douze brides arrière de la carter de combustion sont fixées sur la surface verticale avant du revêtement externe de la chambre de combustion, ayant chaque carter interconnecté par des tubes de raccord.

Les tuyères de carburant, montées sur les revêtements de carter de combustion, s'allongent dans les chambres et fournissent de combustible pour la combustion.

Les carter de combustion sont numérotés d'un à douze et peuvent être identifiés en regardant en bas de l'entrée de la turbine et en comptant dans le sens inverse d'horloge d'une position douze heure [3].



Figure I-12: Le revêtement externe de la chambre combustion.

I.2.9 L'enveloppe de combustion :

L'enveloppe de combustion recouvre les chambres de combustion et les pièces de transition. Elle reçoit l'air à partir du compresseur axial et le transmet aux chambres de combustion [3].



Figure I-13: Enveloppe de combustion.

I.2.10 Chambres de combustion :

La turbine à gaz contient 12 chambres de combustion annulaires à débit inversé disposé symétriquement le long d'une circonférence. Pour chaque chambre de combustion on trouve un brûleur où l'air principal de combustion est mélangé au combustible et injecté dans les chambres. La combustion de mélange combustible-air est initiée par des bougies d'allumage aux électrodes rétractant. Deux bougies d'allumage sont installées dans deux chambres de combustion (no9 et no10) ayant de courant reçu des transformateurs d'allumage [3].



Figure I.13 : La chambre de combustion

Figure I-14: Chambres de combustion [3].



Figure I-15: La bougie d'allumage [3].

Une fois déclenchée, la combustion continue sans intervention si les conditions d'alimentation d'air combustible sont maintenues.

Les douze chambres de combustion sont interconnectées par les tubes de raccord, ces tubes font que la flamme des chambres allumées contenant les bougies d'allumage, s'entend aux chambres pas allumées [3].



Figure I-16: Les tubes de raccordement [3].

Les courants d'air rapides traversant les brûleurs peuvent éteindre la flamme ; les brûleurs sont donc protégés par une enveloppe sous forme de cylindre perforé.

Pendant la séquence de démarrage il est essentiel de détecter la présence ou l'absence de la flamme. A cette fin, un système de surveillance de flamme consiste de quatre détecteurs ultraviolet est employé. Les détecteurs de flamme sont installés au niveau de deux chambres de combustion adjacentes. Chaque capteur contient un détecteur rempli de gaz sensible à la présence des radiations ultraviolettes émises par la flamme [3].



Figure I-17: Détecteur de flamme (Détecteur ultraviolet) [3].

I.2.11 Tuyère de carburant :

Chaque chambre de combustion est équipée d'une tuyère de carburant qui émet une quantité mesuré de combustible, le combustible gazeux est introduit directement dans chaque chambre par des trous de mesurage placé au bord extérieur de la tôle de turbulence, lorsqu'on utilise de combustible liquide, il est atomisé dans la buse à chambre de turbulence par l'air haute pression.

Le mélange atomisé combustible/air est répandu après dans la zone de combustion, l'action de la buse répand un tourbillon longitudinal à l'air de combustion ayant comme résultat une combustion complète et surtout un fonctionnement sans fumée de la turbine [3].



Figure I-18: Les injecteurs de carburant [3].

I.2.12 Pièces de transition :

Les pièces de transition relient les chambres de combustion à l'ensemble de tuyère de premier étage. Les gaz chauds qui résultent de la combustion sont dirigés vers l'ensemble de tuyère de premier étage via les pièces de transition [3].



Figure I-19: Les pièces de transition [3].

I.2.13 Section turbine :

Section turbine est la zone de transfert de l'énergie obtenue (par augmentation de température et de pression) dans la section de combustion en énergie mécanique. Cette section comprend les éléments suivant [3].

I.2.14 Corps de turbine :

Il contient tous les organes qui constituent la voie d'écoulement des gaz depuis les chambres de combustion à travers les roues jusqu'à l'échappement.

I.2.15 Tuyère 1ère étage :

Les gaz chauds à haute pression quittant les chambres de combustion passent par une pièce de transition vers les aubes de la roue HP via la tuyère 1^{ère} étage. La tuyère comprend les segments d'aube directrice montés dans une bague de retenue, soutenue dans la veine des gaz chauds par un dispositif de fixation. Les tuyères sont refroidies avec de l'air de combustion.

I.2.16 Tuyère 2ème étage :

La tuyère 2^{ème} étage se compose d'aubes formant une directrice à angle variables dans l'espace circulaire de la veine des gaz chauds.



Figure I.19 : Aubes variable de la directrice 2^{ème} étage [3].

Elle est insérée juste avant la roue BP. Ces aubes peuvent être variées en même temps grâce à un mécanisme qui comporte une bague de commande qui tourne sous l'action d'un cylindre hydraulique [3].

I.2.17 Roue de la turbine :

La turbine comprend 2 roues :

La roue de turbine HP qui entraîne le compresseur axial et qui est directement boulonnée sur le demi-arbre arrière du rotor du compresseur de manière à former un rotor haute pression. Ce rotor HP est soutenu par deux paliers [3].



Figure I-20: La roue HP [3].

La roue de turbine BP qui entraîne la charge (compresseur centrifuge) et qui est directement boulonnées sur un arbre pour former le rotor de turbine basse pression [3].



Figure I-21: La roue BP [3].

Les deux roue sont positionnées en ligne dans la turbine, mais sont mécaniquement indépendantes l'une de l'autre. Le volume de gaz augmente quand sa pression diminue en traversant la roue de turbine HP. Pour cela les ailettes de la roue BP sont plus grandes que celle de la roue HP.

I.2.18 Paliers :

La turbine à gaz possède 4 paliers portants principaux de type a patins oscillants qui supportent le rotor du compresseur axial et celui de la turbine ainsi qu'un palier de butée prévu pour supporter les charges de poussées engendrées sur les surfaces rétorques de la turbine à gaz :

- palier N°1 : se trouve dans le corps d'admission du compresseur axial
- palier N°2 : se trouve dans le corps de refroidissement du compresseur axial
- palier N°3 : supportent le rotor du turbine BP [3].



Figure I-22: le palier no 01 du rotor [3].

I.3 Les cycles thermodynamique de la TAG :

✓ Cycle idéal de Baryton :

C'est un cycle thermodynamique continu qui décrit la façon dans laquelle une turbine convertit de l'énergie du carburant en énergie mécanique utile [3].

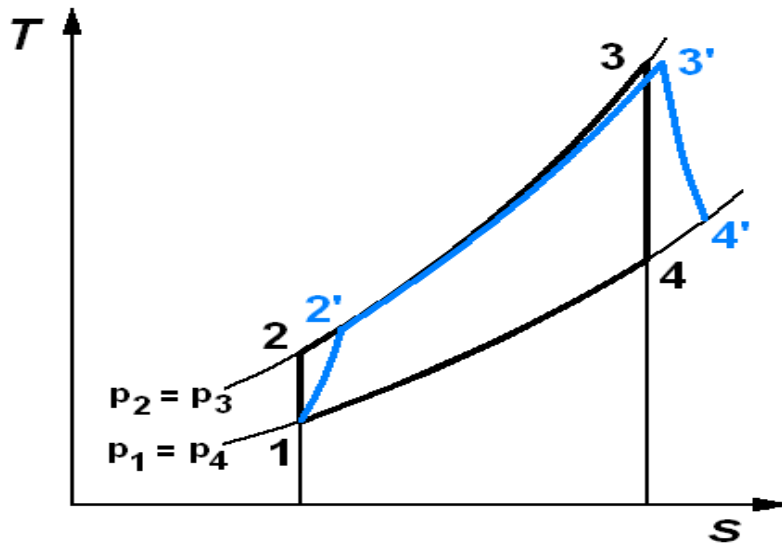


Figure I-23: cycle idéal de Baryton [3].

I.3.1 Le rendement de la turbine à gaz :

Le rendement thermique de la turbine à gaz est défini par :

$$\eta_{th} = \frac{W_u}{Q_{in}} \quad [I.1]$$

Où :

$$W_u = W_t - W_c \quad [I.2]$$

$$W_t = C_p (T_3 - T_4) \text{ et } W_c = C_p (T_2 - T_1) \quad [I.3]$$

$$Q_{in} = C_p (T_3 - T_2) \quad [I.4]$$

On définit aussi le rendement de la turbine comme étant :

$$\eta_t = \frac{W_{réel}}{W_{théo}} \quad [I.5]$$

Où :

$$W_{théo} = C_p (T_3 - T_4) \quad [I.6]$$

$$W_{réel} = C_p (T_3 - T_4') \quad [I.7]$$

Et le rendement de compresseur :

$$\eta_c = \frac{W_{théo}}{W_{réel}} \quad [I.8]$$

Où :

$$W_{réel} = C_p (T_2' - T_1) \quad [I.9]$$

$$W_{théo} = C_p (T_2 - T_1) \quad [I.10]$$

Le rendement de la turbine à gaz est de l'ordre de 25-35%, il est pratiquement faible par ce que comme tous les moteurs à piston une partie de l'énergie dégagée par la combustion est utilisée pour entraîner le compresseur et une autre perdue sous forme des gaz d'échappement, alors pour augmenter ce rendement on joue sur la température dans la chambre de combustion (on l'augmente plus que 1200°C) en tenant compte la résistance de la turbine et le matériau utilisé [3].

Si on combine ce cycle avec celui de turbine à vapeur on peut atteindre un rendement qui dépasse les 50% ce qui est le principe de toutes les centrales à cycle combiné gaz.

I.4 Conclusion :

La turbine à gaz type axial est une machine motrice très compliquée du point de vue technique, comme exposé précédemment dans ce chapitre elle comporte différentes sections mécaniques indispensables dans le processus de conversion d'énergie.

Chaque ensemble mécanique doit satisfaire des exigences de précision de fiabilité et de sécurité pour accomplir à bien sa fonction requise. Pour cela plusieurs disciplines sont mises en jeu pour la conception et le bon fonctionnement de cette machine, tel que la thermodynamique et la structure des matériaux

Enfin la puissance contrôlable de la turbine, son rendement élevé et sa fiabilité ont fait de cette machine un équipement indispensable dans l'industrie pétrolière [3].

I.5 Turboréacteurs :

Le turboréacteur ou bien ce qu'on appelle souvent le moteur d'avion est une machine de propulsion qui transforme le potentiel d'énergie chimique contenu dans un carburant qui est généralement du kérosène associé à l'air ambiant qui représente le comburant, en énergie cinétique permettant de générer une force de réaction dans un milieu élastique opposée au sens d'éjection. La poussée générée résulte de l'accélération d'une certaine quantité d'air entre l'entrée (diffuseur) et la sortie (tuyère d'éjection).

Afin d'injecter une quantité d'air suffisante en masse, un accroissement de la pression à vitesse à peu près constante est assuré par le compresseur d'entrée. Le contact de l'air chaud avec le carburant injecté au niveau de la chambre de combustion provoque la combustion qui génère

une quantité importante d'énergie sous forme des gaz chauds. Une partie de cette énergie produite est récupérée par une turbine située juste après la chambre de combustion pour entraîner certains accessoires, dont le compresseur fait partie. L'autre partie du flux chaud produit la poussée ou une partie de cette poussée (selon le type de réacteur) par détente dans la tuyère d'éjection [4].



Figure I-24: Réacteur de l'A380 [4].

I.6 Principe de fonctionnement :

Le fonctionnement des turboréacteurs s'appuie sur le principe d'action-réaction : il s'agit d'accélérer une masse d'air pour créer une force de poussée, qui par réaction va propulser l'avion. Toutes les architectures des turboréacteurs reposent sur les quatre mêmes étapes, à savoir : Admission - Compression - Combustion - Détente. Au démarrage, grâce à un système appelé l'APU (pour le cas d'un démarreur électrique) ou grâce à un groupe pneumatique (pour le cas d'un démarreur pneumatique), le compresseur est mis en rotation ce qui permet d'aspirer et de comprimer l'air ambiant pour l'envoyer vers une ou plusieurs chambres de combustion. Simultanément une pompe entraînée par l'intermédiaire d'un boîtier d'accessoire injecte du carburant (kérosène). Le mélange air comprimé/carburant est enflammé dans la chambre de combustion par une ou plusieurs bougies (allumeurs), ce qui permet de dilater fortement les gaz. Ces gaz traversent une ou plusieurs turbines qui entraînent à l'aide d'un arbre rotatif le compresseur et les accessoires indispensables au fonctionnement du moteur (pompe, lenteur, ...), ce qui permet d'assurer la continuité du mouvement. Les gaz s'échappent ensuite dans une tuyère de section convergente afin de les accélérer en sortie. Après quelques secondes, lorsque le régime de rotation est suffisant, le démarreur est désaccouplé et la bougie éteinte, le turboréacteur peut alors fonctionner de façon autonome [4].

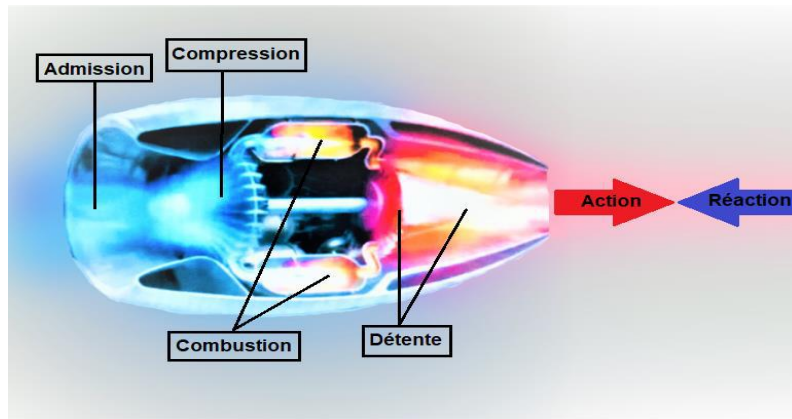


Figure I-25: Principe de fonctionnement d'un turboréacteur [4].

I.7 Le cycle thermodynamique du turboréacteur :

Le cycle Thermodynamique du Turboréacteur comprend quatre stades où l'air subit des modifications physiques ou chimiques :

- 1- L'admission ;
- 2- La compression ;
- 3- La combustion ;
- 4- La détente.

On distingue de T_0 à T_1 : la compression dynamique au niveau du diffuseur, de T_1 à T_2 : la compression mécanique au niveau du compresseur, de T_2 à T_3 : la combustion (l'apport calorifique) au niveau de la chambre de combustion, de T_3 à T_4 : la détente dans la turbine actionnant le compresseur et de T_4 à T_5 : la détente dans la tuyère propulsive [4].

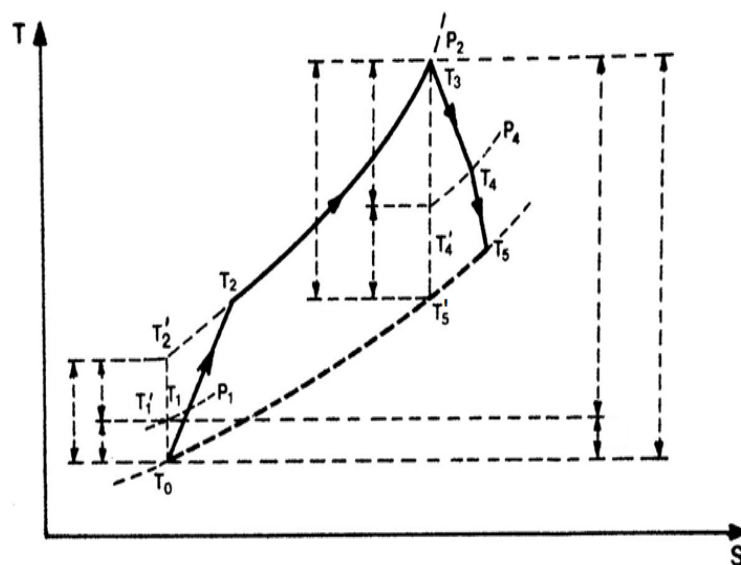


Figure I-26: Diagramme (T-S) du cycle réel d'un turboréacteur simple flux en vol [4].

I.8 Composants principaux d'un turboréacteur et fonctionnement de chaque composant :

La conception d'un turboréacteur est fortement complexe à travers plusieurs étapes qui se terminent par l'assemblage de différents éléments dont on distingue essentiellement : le diffuseur ; la soufflante (Fan) ; les compresseurs ; la chambre de combustion ; les turbines ; la tuyère d'éjection ; les paliers et les enceintes ; les boîtiers d'accessoires ; le système de régulation [4].

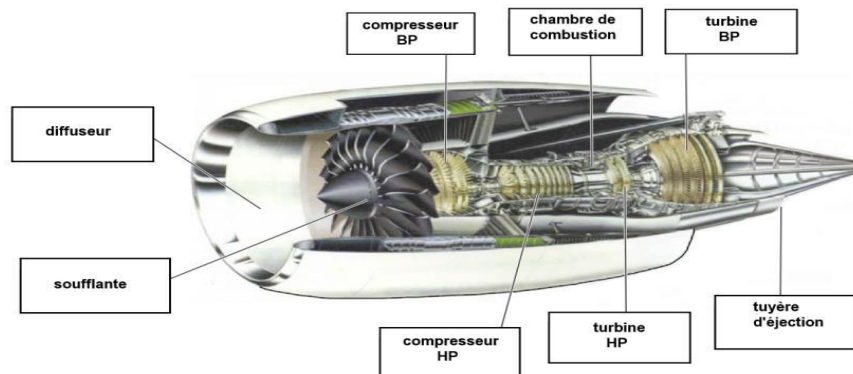


Figure I-27: Coupe longitudinale d'un réacteur double flux double corps [4].

I.8.1 Le diffuseur :

Appelé également « manche d'entrée d'air », construit généralement de matériaux qui absorbent le bruit, le diffuseur représente alors le premier composant qui se connecte directement au flux d'air. Son rôle est d'alimenter la soufflante ou les compresseurs en air à des vitesses convenables (environ la moitié de la célérité du son locale) et de façon homogène.

I.8.2 La soufflante :

Dans la plupart des turboréacteurs, une soufflante est toujours placée avant le compresseur. Elle est constituée de plusieurs pales de grandes dimensions dont l'incidence varie le long de pale. Dans un turboréacteur à double flux, la soufflante permet d'accélérer l'air admis par le diffuseur qui se divise après en deux parties : un flux secondaire (flux froid), et un flux primaire (flux chaud). Le flux secondaire représente la plus grande partie qui passe par le redresseur secondaire, et permet à l'éjection de créer 75% jusqu'à 80% de la poussée totale, tandis que le flux primaire passe par le redresseur primaire, ce qui augmente légèrement sa pression avant d'être comprimé à nouveau en passant par les deux compresseurs (BP et HP). Pour le cas d'un turboréacteur mono flux, la totalité d'air aspiré par la soufflante suivra le même chemin que celle du flux primaire pour un turboréacteur double flux (voir le principe

de fonctionnement). Une soufflante peut être considérée comme un étage de compression dont le rapport de pression est faible par rapport aux compresseurs [4].



Figure I-28: La soufflante du GE90.

I.8.3 Les compresseurs :

Le rôle du compresseur est d'aspirer et de comprimer l'air pour l'amener à des, pression, température et vitesse optimales à l'entrée de la chambre de combustion.

Il existe deux sortes principales de compresseurs : - les compresseurs axiaux - les compresseurs centrifuges.

Il y a également un autre type mixte : le compresseur « axialo-centrifuge » [4].

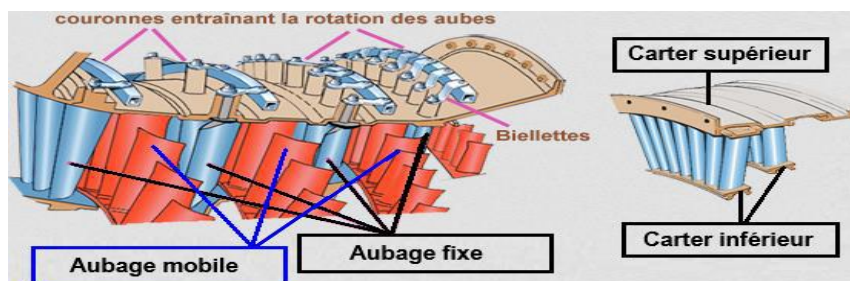


Figure I-29: Une partie d'un compresseur axial [4].

I.8.4 La chambre de combustion :

Située entre le compresseur HP et la turbine HP, la chambre de combustion est destinée alors à chauffer l'air qui sort du dernier étage de compresseur HP afin de lui apporter l'énergie nécessaire à faire mouvoir la ou les turbines et à donner suffisamment de poussée à l'éjection. Il est bien évident que le fonctionnement d'une chambre de combustion varie d'un constructeur à un autre, mais le fonctionnement général reste relativement identique. L'air qui pénètre dans la chambre de combustion se répartit en plusieurs circuits. Une grande partie passe par la tête du foyer pour alimenter les systèmes d'injection et donc contribuer à la combustion, tandis que l'autre partie la contourne. L'air de contournement sert à la fois au refroidissement des parois, à diluer et à bien mélanger l'écoulement dans le foyer (voir le schéma ci-dessous). La chambre de combustion peut être partagée en trois zones thermiques : une zone primaire, une zone secondaire et une zone de dilution. La température varie aux

alentours de 2000°C entre la zone primaire et la zone secondaire pour arriver à la sortie de la chambre avec une valeur d'environ de 1200°C [4].

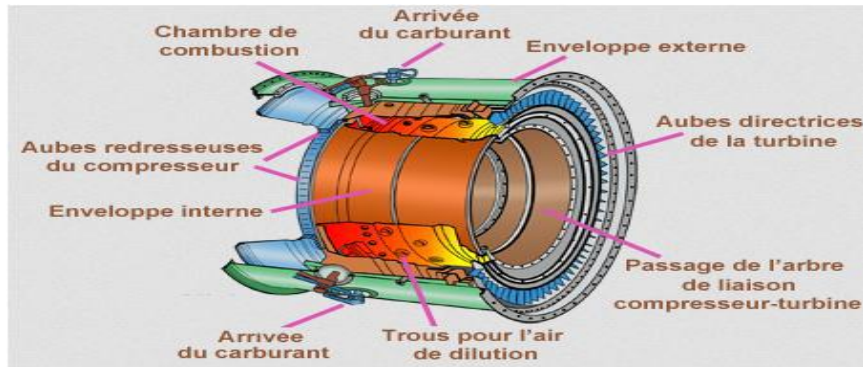


Figure I-30: Chambre de combustion [4].

I.8.5 Les turbines :

Sur un turboréacteur, la turbine a pour rôle de récupérer une partie de l'énergie issue de la combustion des gaz pour faire entraîner le compresseur, la soufflante et autres accessoires, à l'aide d'un arbre de transmission (arbre de liaison). Comme pour les compresseurs il existe deux sortes de turbines :

- les turbines axiales, solution utilisée sur la majorité des turboréacteurs et des turbopropulseurs ;
- les turbines centrifuges, très peu utilisées et uniquement pour les réacteurs de faibles puissances.

Dans un turboréacteur double corps la turbine HP entraîne le compresseur HP tandis que la turbine BP entraîne le compresseur BP et la soufflante [4].

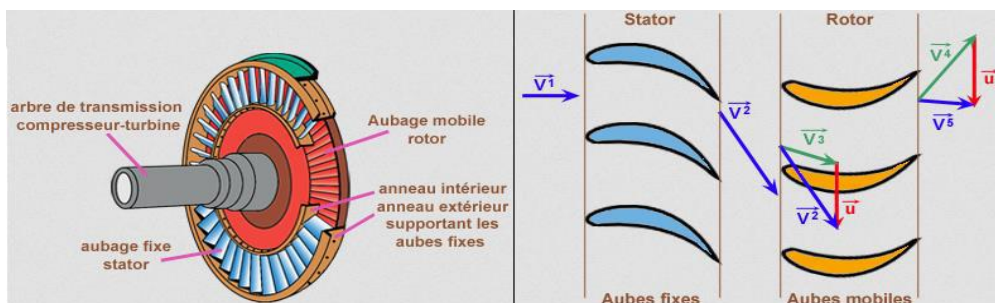


Figure I-31: Un étage d'une turbine axiale [4].

I.8.6 La tuyère d'éjection :

Dans le cas le plus simple (turboréacteur simple-flux subsonique), la tuyère ressemble à un gros tuyau d'une section généralement convergente qui accélère l'air en sortie de la turbine et l'amène à la vitesse d'éjection optimale (pour obtenir le maximum de poussée). Si le turboréacteur possède une réchauffe (une postcombustion), la tuyère est à section variable

(convergente puis divergente ou simplement convergente) pour s'adapter à diverses conditions de fonctionnement. La variation de section se fait généralement en fermant plus ou moins, grâce à des volets montés à la périphérie de la tuyère [4].

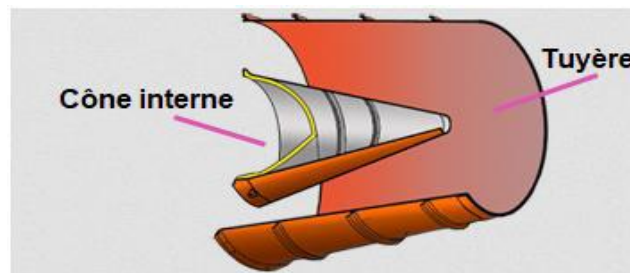


Figure I-32: Coupe d'une tuyère d'éjection [4].

I.9 Paramètres de performances d'un turboréacteur :

Les paramètres de performances varient relativement d'un turboréacteur à un autre selon le type (simple flux, simple flux avec postcombustion, double flux s p r s...), pour el on hoisit le s d'un turboréacteur simple flux. Pour un turboréacteur simple flux, on distingue les paramètres de performance suivants :

- La poussée ;
- La poussée spécifique ;
- La consommation spécifique ;
- Le rendement thermodynamique ou thermique ;
- Le rendement interne ;
- Le rendement de propulsion ;
- Le rendement global.

➤ La poussée :

La poussée est la force de réaction à l'action des gaz chauds accélérés et éjectés sur l'air ambiant.

$$F = m_a \times (V_s - V_0) + m_c \times V_s + (P_s - P_0) \times S_s \quad [I.11]$$

Si la tuyère est adaptée ($P_s = P_0$), donc l'équation de poussée devient :

➤ La poussée spécifique :

C'est le rapport entre la poussée et le débit massique total (débit massique d'air + débit massique du carburant) :

➤ La consommation spécifique :

C'est le rapport entre la consommation massique horaire et la poussée

Or Et donc :

➤ **Le rendement thermodynamique (thermique) théorique :**

C'est le rapport entre la puissance thermique théorique (mécanique) et la puissance calorifique
Or Et.

➤ **Le rendement thermique (thermodynamique) réel :**

C'est le rapport entre la puissance thermique réelle (cinétique) et la puissance calorifique :

➤ **Le rendement interne :**

C'est le rapport entre la puissance thermique réelle (cinétique) et la puissance thermique théorique (mécanique) :

$$F = m_a \times (V_s - V_0) + m_c \times V_s \quad [I.12]$$

$$F_{sp} = F / (m_a + m_c) \quad [I.13]$$

$$C_{sp} = C_H / F \quad [I.14]$$

$$C_H = 3600 \times m_c \quad [I.15]$$

$$C_{sp} = (3600 \times m_c) / F \quad [I.16]$$

$$\eta_{th} = P_{th-t} / P_{cal} \quad [I.17]$$

$$P_{cal} = m_c \times P_{CI} \quad [I.18]$$

$$P_{th-t} = P_{cal} - m \times C_{pg} \times (T_s - T_0) \quad [I.19]$$

$$\eta_{tr} = P_{th-r} / P_{cal} \quad [I.20]$$

$$P_{th-r} = 1/2 \times m_a \times (V_{s2} - V_{02}) + 1/2 \times m_c \times V_{s2} \quad [I.21]$$

$$\eta_j = P_{th-r} / P_{th-t} \quad [I.22]$$

➤ **Le rendement de propulsion :**

C'est le rapport entre la puissance de propulsion et la puissance thermique réelle :

Or :

➤ **Le rendement global :**

C'est le rapport entre la puissance de propulsion et la puissance calorifique :

➤ **Croisière et point fixe :**

La croisière représente la phase du vol située entre le décollage et l'atterrissage. Lors de cette phase, l'aéronef atteint une vitesse, dite vitesse de croisière, correspondant au régime des moteurs prévu pour la partie courante d'un vol, c'est-à-dire sans la phase de montée et d'approche en vue de l'atterrissage. Durant cette phase l'aéronef suit un trajet dans une configuration optimale du point de vue de sa consommation en carburant, appelée "croisière économique».

Le point fixe représente les situations où le turboréacteur peut fonctionner à son régime maximal sans être propulser, elles sont souvent sur terre à l'image des bancs des essais [4].

$$\eta_p = P_p / P_{th-r} \quad [I.24]$$

$$P_p = F \times V_0 = [m_a \times (V_s - V_0) + m_c \times V_s] \times V_0 \quad [I.25]$$

$$\eta_g = P_p / P_{cal} \quad [I.26]$$

**Chapitre II Caractéristique
l'écoulement autour de l'aube.**

II.1 Définition d'une L'aube de turbine :

C'est l'organe utilisable pour réaliser la compression dans la compresseur et la détente dans la turbine par une géométrie bien déterminée et n'est pas systématique car l'écoulement accéléré pose moins de problèmes que l'écoulement décéléré dans le compresseur [5].



Figure II-1: Aube complète.

II.2 Caractéristiques géométriques de l'aube :

Une aube est une succession de sections droites empilées le long d'une génératrice de sorte à générer un profil aérodynamique. La génératrice de l'aube est le lieu des centres de gravité des sections droites. On désignera par calage l'orientation de la section par rapport à un repère fixe sur la génératrice :

- Si le calage est constant, l'aube est dite cylindrique.
- Si le calage est évolutif, l'aube est dite conique ou vrillée [5].

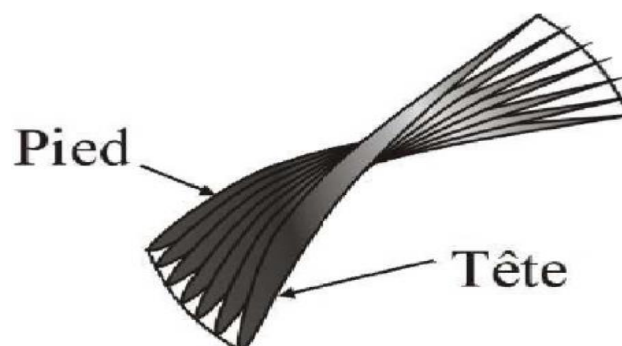


Figure II-2: forme vrillée une aube de compresseur.

Pour que l'incidence sur l'aubage soit bien adaptée sur toute son envergure, il faut modifier l'angle de calage des aubages en fonction du rayon, d'où leur forme vrillée.

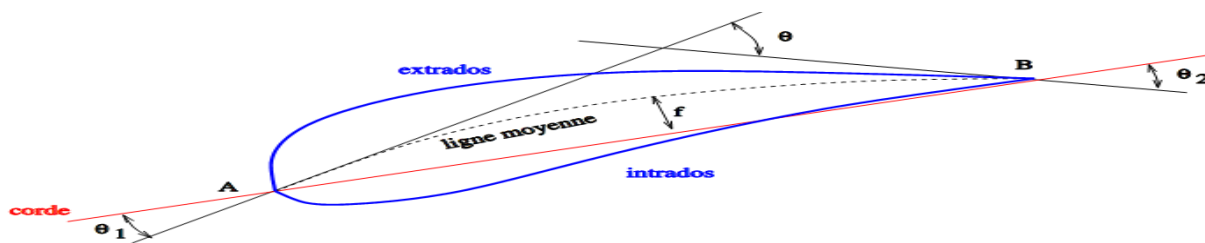


Figure II-3: Section droite d'une aube compressible.

| désignation | Définition | désignation | Définition |
|--------------------------------|------------|-------------|----------------------|
| A | | | bord d'attaque |
| B | | | bord de fuite |
| F | | | flèche maximale |
| $\theta = \theta_1 + \theta_2$ | | | déviati on angulaire |

FigureII-4 : Caractéristiques de l'aube compressibles [5].

II.3 La grille d'aubes :

Une grille d'aubes est formée d'une succession d'aubes déduites les unes des autres par une opération géométrique donnée. On a alors :

- Les grilles planes parallèles : translation des aubes de la valeur p (pas).
- Les grilles cylindriques : rotation des aubes de $2 \pi/z$ (z est le nombre d'aubes).

La génératrice est parallèle à l'axe de la grille.

- Les grilles planes radiantes : rotation de $2 \pi/z$. Génératrice perpendiculaire à l'axe de la grille.
- Les grilles toriques : les aubes sont imbriquées les unes aux autres et ne sont pas identiques [5].

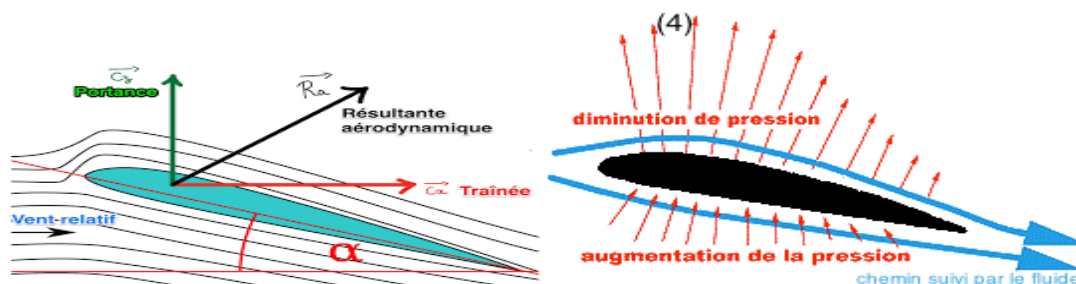


Figure II-5 : La portance mais aussi la trainée d'un profil augmente avec sa cambrure et son épaisseur.

II.4 Écoulement interne dans les turbomachines :

L'écoulement dans les grilles d'aubes consiste à réaliser la déviation demandée avec un minimum de perte, il est exigé en plus que l'aubage fonctionne sans décollement dans un large domaine en dehors du point nominal de fonctionnement de la machine.

Les aubages de turbomachines sont obtenus par différentes méthodes de calcul et d'essai sur modèle. L'étude théorique et expérimentale, a pour but de déterminer l'influence de la géométrie de la grille (profil, pas, angle de calage....) sur les propriétés de déviation et sur les pertes dans l'aubage.

L'écoulement dans les turbomachines est généralement tridimensionnel, instationnaire, visqueux et turbulent. Les équations applicables dans une roue, un redresseur, sont déjà établies, il s'agit de l'équation de continuité et de l'équation dynamique (Navier-Stokes). En fluide compressible, on rajoute à ce système l'équation de l'énergie et l'équation d'état du fluide.

La complexité du système d'équations obtenu exige un certain nombre de simplifications pour résoudre celles-ci dans un temps raisonnable.

Dans le cadre du problème direct, on sépare généralement l'écoulement en deux zones :

- les zones visqueuses situées au voisinage immédiat des parois ; aubages,

Enveloppes, moyeu et carter extérieur.

- la zone saine où l'écoulement peut être considéré comme proche d'un écoulement en fluide parfait.

Ainsi, le calcul en mouvement relatif est effectué en plusieurs étapes :

- une première étape traite le problème en fluide parfait : rotationnel dans les zones traversant les aubages de la roue mobile, rotationnel pour le reste de

L'écoulement.

- La seconde étape utilise les résultats de la première pour définir la géométrie des couches limites de parois et introduire les modèles de pertes : les frottements à la surface des aubages et des enveloppes, les pertes de désadaptation d'incidence et, éventuellement, les pertes secondaires liées aux jeux de fonctionnement.

Suivant la précision attendue, le calcul est soit arrêté à ce stade, soit recommencé à la première étape en écrivant les conditions aux frontières non plus à la surface des aubages et des enveloppes, mais à la surface de déplacement des couches limites.

Pour simplifier encore, on imposera un certain nombre d'hypothèses en supposant notamment l'écoulement permanent en moyenne et généralement axisymétrique.

Cette dernière simplification permet de considérer des surfaces de courant à symétrie de révolution, ce qui n'est réellement justifié que dans certaines machines axiales.

Malgré ces simplifications, l'aspect tridimensionnel de l'écoulement ne permet pas d'envisager de solution rapide du système d'équations sans avoir recours aux

Méthodes numériques s'appuyant sur les moyens de calcul les plus puissants [5].

II.5 Phénomène de transfert de chaleur dans les turbines :

L'échange de chaleur dans un étage de turbine est influencé par plusieurs paramètres ce qui nécessite la collecte d'informations détaillées sur le champ d'écoulement.

L'écoulement est caractérisé par des régions à gradients de pression variables. Causant d'importantes accélérations et décélération, sous certaines conditions des régions de séparation peuvent apparaître. Certaines turbines opèrent sous des conditions transsoniques où les interactions ondes de chocs-couches limites peuvent influencer considérablement le flux de chaleur. D'autres parts, la masse des gaz venant de la chambre de combustion à grande vitesse tend à provoquer une transition rapide qui à son tour modifie considérablement les échanges de chaleur dans les deux zones laminaire et turbulente. Dans les conditions de fonctionnement réelles, le caractère 3D de l'écoulement engendre d'autres modifications au champ de températures et par conséquent au flux de chaleur. Le refroidissement des aubes quant à lui modifie complètement les mécanismes.

D'échanges de chaleur dans les étages de turbines. En résumé, il est possible d'isoler un certain nombre d'effets différents qui sont importants et à prendre en considération lors de l'étude d'un problème thermique en turbomachines [5].

- In stationnarité due au caractère multi étage de la turbine
- Gradients de pression
- Cambrure
- Intensité de la turbulence
- Chocs- compressibilité
- Ecoulement secondaire et effets 3D

D'autre part, il est possible, du point de vue écoulement, de diviser le champ

D'écoulement en plusieurs zones à savoir :

- Région d'arrêt
- Région laminaire
- Région de transition
- Région turbulente
- Région de séparation et de ré attachement

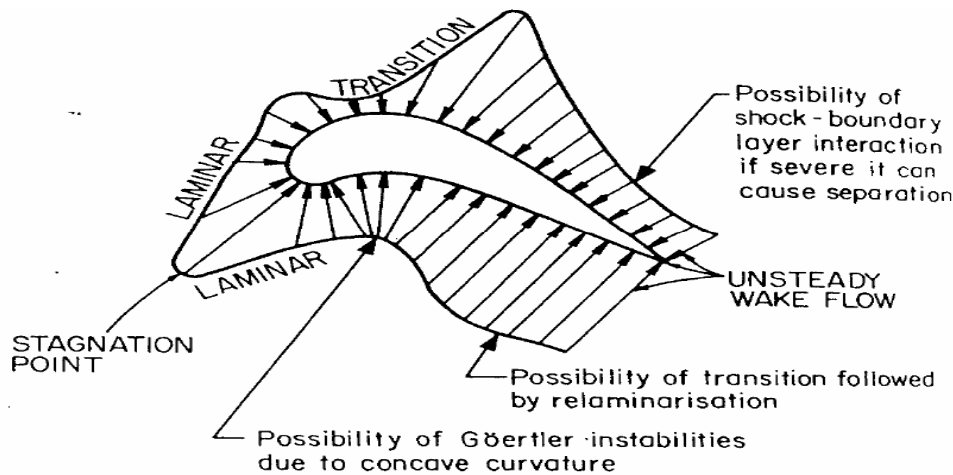


Figure II-6: Détails du transfert de chaleur autour d'une aube de turbine [5].

D'autre part, il est possible, du point de vue écoulement, de diviser le champ d'écoulement en plusieurs zones à savoir [5] :

➤ **Région de stagnation :**

La région de stagnation est une région très critique du point de vue transfert de chaleur, c'est la région où la couche limite commence à se développer et influence l'échange de chaleur sur l'aube. Le transfert de chaleur dans cette zone peut devenir très important et elle est souvent la région où le flux de chaleur est maximal. Le transfert de la chaleur dans cette région dépend beaucoup de la turbulence d'entrée. Pratiquement un haut niveau de turbulence de l'écoulement libre (plus que 10%) peut augmenter le transfert de la chaleur dans la région de stagnation par 50% comparé au cas laminaire.

➤ **Région laminaire :**

Le flux de chaleur dans la couche limite laminaire est inférieur par rapport à celle turbulente. L'état le plus critique dans la partie laminaire de la couche limite est certainement quand elle devient turbulente. Dans la couche limite laminaire, il y a une relation directe entre le frottement et le profil de vitesse et le profil de la température et le transfert de la chaleur. Ça veut dire, que dans le cas laminaire simple, l'accouplement entre température et vitesse à travers une variation de la densité peut être négligé, le problème de la maîtrise du transfert de chaleur dépend essentiellement du phénomène de frottement.

➤ **Région transitionnelle :**

Quand on parle au sujet de la région transitionnelle pour le transfert de la chaleur dans l'aube de la turbine, on fait habituellement référence à la transition qui se produit sur l'extrados. Il y a bien sûr aussi une transition qui se produit sur l'intrados, mais elle a, habituellement, un

effet moins dramatique sur le transfert de la chaleur, car l'accélération près du bord de fuite a tendance à cacher la transition sur l'intrados.

➤ **Région turbulente :**

La région turbulente sur le côté de l'extrados n'est pas influencée habituellement beaucoup par l'écoulement libre. La courbure de l'aube peut être importante quelquefois, notamment pour les aubes avec courbure très concave, cela mène à un transfert de la chaleur diminué. Par exemple, l'expérience montre que le transfert de la chaleur peut être réduit de 15% à 20% sur une surface concave comparée au même cas de la plaque plane.

➤ **Région séparée avec ré-attachement :**

Les régions séparées affectent le transfert de chaleur naturellement. La séparation considérable peut être réalisée par un gradient de pression adverse trop fort, qui se présente sous certaines conditions. Elle se produit souvent près de la pointe sur le côté de l'intrados ou près du bord de fuite sur le côté de l'extrados.

II.6 Les matériaux et procédés des ailes :

Les matériaux aéronautiques, notamment ceux situés dans les parties les plus chaudes des moteurs, sont soumis en service à des conditions extrêmes. C'est le cas en particulier de ceux constituant les aubes de turbine, qui sont exposés en sortie de la chambre de combustion à des gaz oxydants à très haute température (pouvant atteindre plus de 1500°C en entrée de turbine), et qui sont soumis à des cycles thermiques de forte amplitude. Constituées **de superalliage à base de nickel**, les aubes peuvent être protégées de l'oxydation soit par un simple revêtement alumina formeur (qui forme de l'alumine par oxydation sélective), à base d'Aluminure de nickel, soit par un système barrière thermique complet, qui en plus de les protéger contre l'oxydation, maintient la surface du métal à une température de l'ordre de 1100°C. Le système barrière thermique complet est utilisé notamment pour les aubes mobiles du moteur Snecma M88 équipant l'avion de combat Rafale ; il est constitué du superalliage monocristallin à base de nickel AM1, d'une couche de liaison alumina formeuse en aluminure de **nickel modifié par du platine**, et d'une barrière thermique en **zircone** partiellement stabilisée à l'ytterbine déposée par évaporation sous faisceau d'électrons. Néanmoins, les conditions fortement oxydantes qui règnent au sein de ces turbines et le cumul des cycles thermiques qui leur sont imposés provoquent toujours, à plus ou moins long terme, des détériorations de l'interface entre le métal (revêtement ou couche de liaison) et l'oxyde, qui croît en service. Les décohésions de la couche d'oxyde protectrice, qui dans un premier temps

n'affaiblissent que localement l'interface métal/céramique, provoquent in fine son écaillage sur des zones centimétriques, ce qui altère la résistance en oxydation cyclique de la pièce. L'adhérence de la couche d'oxyde développée sur l'aluminure de nickel est donc un point clé de la durée de vie des aubes de turbine [5].

II.7 Caractéristique de l'écoulement autour de l'aube :

II.7.1 Ecoulement isentropique :

Un processus isentropique est un processus adiabatique et réversible à la fois d'où :

$$P \cdot v^\gamma = cste \quad [II-1]$$

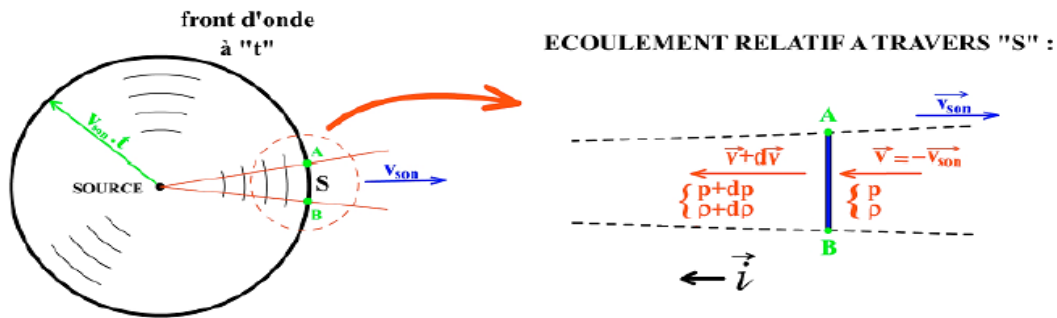
L'écoulement isentropique obéit aux relations suivantes :

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{\gamma-1} \quad [II-2]$$

II.7.2 Vitesse du son :

Une perturbation est générée depuis une source qui va se propager depuis ce point.

Célérité du son. On désigne dans le milieu non perturbé, la pression par p et la masse volumique par (ρ) et dans le milieu perturbé en amont, $(p+dp)$ et $(\rho +d\rho)$ [6].



FigureII-7: Propagation des ondes [6].

Raisonnons sur l'écoulement relatif du milieu non perturbé. On prend pour repère la Petite surface S, et on analyse l'écoulement du milieu non perturbé au travers de cette Surface.

La conservation du débit sous sa forme différentielle s'exprime :

$$D\rho/\rho + dV/V + dS/S = 0 \quad [II-3]$$

Qui peut se simplifier ici, puisque la section S ne varie pas sous l'action de la perturbation

$$d\rho/\rho + dV_{\text{son}}/V_{\text{son}} = 0 \quad [\text{II-4}]$$

La variation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\dot{m} \Delta \vec{V} = \Sigma F_{\text{ext}} \vec{} \quad [\text{II-5}]$$

Qui s'exprime par la projection sur \vec{i} par :

$$\dot{m} [v - (v + dv)] \cdot \vec{i} = P S \cdot \vec{i} - (\rho + d\rho) S \cdot \vec{i} \quad [\text{II-6}]$$

$$\dot{m} (V_{\text{son}} - V_{\text{son}} + dV_{\text{son}}) \cdot \vec{i} = dP S \cdot \vec{i} \quad [\text{II-7}]$$

$$\dot{m} dV_{\text{son}} \cdot \vec{i} + dP S \cdot \vec{i} = 0 \quad [\text{II-9}]$$

En divisant par S on obtient :

$$\rho V_{\text{son}} dV_{\text{son}} \cdot \vec{i} + dP \cdot \vec{i} = 0 \quad [\text{II-10}]$$

En module:

$$\rho V_{\text{son}} dV_{\text{son}} + V_{\text{son}} dP = 0 \quad [\text{II-11}]$$

En se servant de l'équation on aura :

$$-d \rho V_{\text{son}}^2 + dP = 0 \quad [\text{II-12}]$$

La célérité devient alors :

$$C = V_{\text{son}} = \sqrt{dP/d\rho} \quad [\text{II-13}]$$

Pour les gaz parfaits, l'évolution est très rapide, si bien que la propagation peut être considérée comme adiabatique. De plus, les frottements étant négligeables, on pourra Considérer la transformation comme isentropique.

$$P/\rho^\gamma = \text{Cte} \quad [\text{II-14}]$$

On différenciant l'équation on aboutit à :

$$dP/d\rho = \gamma P/\rho \quad [\text{II-15}]$$

Ainsi :

$$c = \sqrt{\gamma P / \rho} = \sqrt{\gamma r T} \quad [\text{II-16}]$$

II.7.3 Le nombre de Mach :

On définit le nombre de Mach par :

$$Ma = \frac{\text{Vitesse de l'écoulement}}{\text{Vitesse du son}} = \frac{V}{V_{\text{son}}} \quad [\text{II-17}]$$

$M < 0.3$ écoulement incompressible ou les effets de la densité sont négligeables

$0.3 < M < 0.8$ écoulement subsonique

$M = 1$ (vitesse de l'écoulement = vitesse du son) écoulement dit sonique ou critique.

$0.8 < M < 1.2$ écoulement transsonique

$1.2 < M < 5$ écoulement supersonique (notre cas)

$M > 5$ écoulement hypersonique

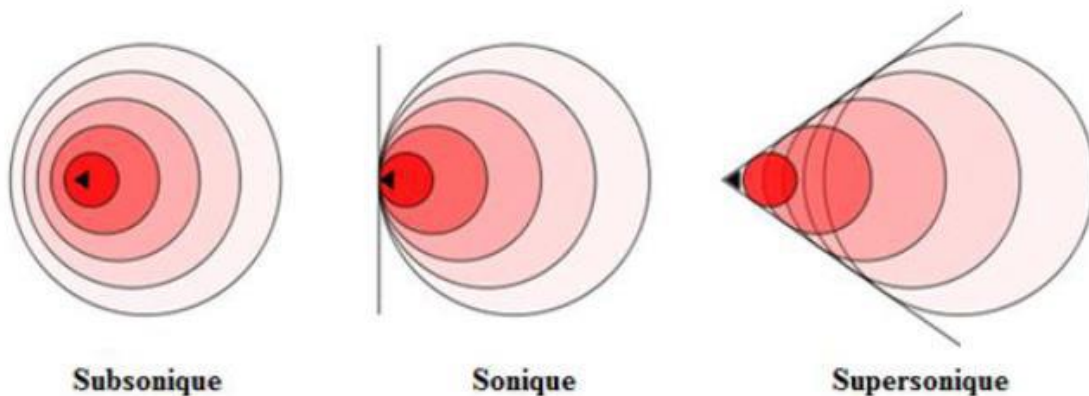
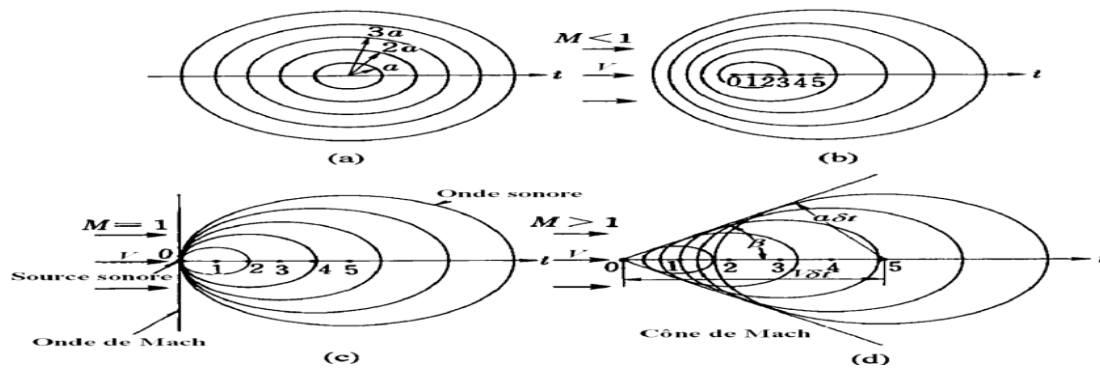


Figure II-8: Différents régimes d'écoulement en fonction du nombre de Mach [6].

Le nombre de Mach varie d'un point à l'autre de l'écoulement, non seulement parce que la vitesse varie, mais aussi parce que l'état du fluide varie.

Notion d'onde de choc :



II.7.4 Conditions génératrice (d'arrêt) ou de stagnation :

Dans un écoulement isentropique ($\frac{P}{\rho^\gamma} = cste$) les conditions sont associées au point où la vitesse est nulle. les rapports de pression, de densité et de température pour un gaz parfait ($P = \rho \cdot R \cdot T$) sont calculés par :

$$\frac{P_0}{P} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \cdot Ma^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \tag{II-18}$$

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \cdot Ma^2\right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} \tag{II-19}$$

$$\frac{T_0}{T} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \cdot Ma^2\right) \tag{II-20}$$

Où P_0 , ρ_0 et T_0 dénotent respectivement la pression, la densité et la température isentropique de stagnation.

Ces formules sont applicables dans les écoulements des fluides compressibles entre le point de stagnation et un point quelconque au sein du fluide [6].

Chapitre III Modélisation de turbulence.

III.1 Introduction :

L'étude de la turbulence est une science interdisciplinaire à large domaine d'application. On peut citer à titre d'exemple : le comportement de l'aile d'un avion ou d'une aube de turbomachine, la pulvérisation d'un combustible dans une chambre de combustion ou le jet d'un réacteur d'avion ainsi que les différents types de jets aussi bien naturels qu'industriels. Du côté des applications relatives à l'étude de l'environnement on peut citer : la fumée sortant d'une cheminée d'usine, les gaz d'échappement d'une voiture, le développement d'un feu de forêt sous l'influence du vent, le vent dans une « rue canyon », l'écoulement de l'eau dans une rivière et bien d'autres exemples. D'un autre côté les mouvements des océans, les écoulements biologiques sont aussi des applications où l'étude de la turbulence est nécessaire à la compréhension des divers mécanismes d'influence et de contrôles. Cette branche de la mécanique des fluides est très complexe et reste méconnue ou du moins par quelques aspects, même après un siècle de recherche, depuis les premiers travaux de Reynolds(1895) [7].

III.2 Description de la turbulence :

Un écoulement turbulent est composé de « filets fluides » qui, au lieu de conserver leur individualité en glissant uniquement les uns sur les autres comme dans un écoulement laminaire, échangent entre eux des particules fluides. Ainsi, le fluide zigzague, s'enroule sur lui-même et semble se déplacer au hasard autour de la direction principale de l'écoulement. Cet état désordonné survient en réalité lorsque la vitesse du fluide devient supérieure à une limite au-delà de laquelle la viscosité ne suffit plus à régulariser les mouvements.

Cette transition du régime d'écoulement a été observé par le savant anglais *Osborne Reynolds*, il introduisit un nombre, appelé depuis nombre de Reynolds, qui représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces de frottement qui s'exerce sur le fluide, de telle sorte que [7].

$$Re = \frac{UL}{\nu} \quad \text{(III-1)}$$

Avec U vitesse de l'écoulement

L : longueur caractéristique de l'écoulement moyen

ν : viscosité cinématique

La turbulence, se développe aux nombres de Reynolds relativement élevés ($Re > 2300$ pour le cas d'écoulement confiné et $Re > 5 \cdot 10^5$ pour les écoulements externes), et est une

propriété de l'écoulement et non pas du fluide, comme l'est la viscosité par exemple. On constate que la turbulence augmente la capacité de transport, à l'intérieur du fluide, par augmentation des termes de diffusion (diffusion de quantité de mouvement, diffusion de chaleur...etc.) et augmente également, la dissipation d'énergie mécanique en énergie thermique [7].

III.3 Cascade d'énergie :

Dans un écoulement turbulent, des tourbillons de différentes tailles apparaissent, formant ce qui est communément appelé un spectre. Les grands tourbillons sont associés aux basses fréquences et les petits tourbillons aux hautes fréquences. Plus le nombre de Reynolds est important, plus l'écoulement est turbulent et plus la largeur du spectre est importante. Bien qu'ils soient bien différenciés les uns des autres, les tourbillons sont liés par un processus de transmission de l'énergie appelé couramment « cascade d'énergie » [7].

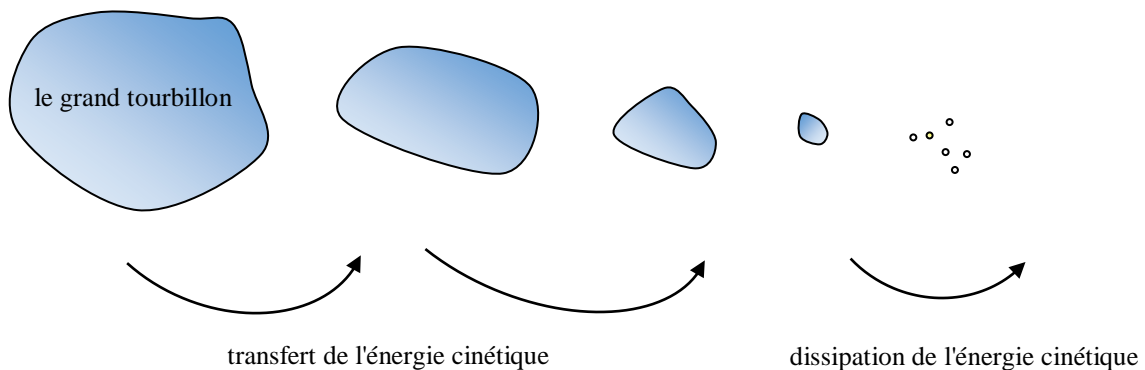


Figure III-1: cascade d'énergie.

Les grands tourbillons interagissent dans un premier temps avec l'écoulement moyen, leurs échelles de longueur étant similaires. La présence de gradients de vitesse moyenne dans l'écoulement provoque la distorsion de ces tourbillons. Lors de ce processus d'étirement, l'énergie cinétique est extraite de l'écoulement moyen pour alimenter les mouvements turbulents de grande échelle. La plus grande part de l'énergie cinétique étant contenue dans les tourbillons de plus grande taille, cela permet de maintenir la turbulence. A force d'être étirés, les gros tourbillons sont scindés en tourbillons de plus en plus petits. L'énergie cinétique est alors transmise des tourbillons de grande taille vers ceux de petite taille jusqu'à ce que les forces visqueuses deviennent actives, dissipent cette énergie en détruisant les petits tourbillons et la convertissent en énergie thermique interne [7].

III.4 Equations fondamentales de conservation pour un écoulement laminaire (équations de Navier-Stokes) :

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

III.5 Equation de conservation de la masse :

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

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{III-2})$$

$$\text{Ou} \quad \frac{d\rho}{dt} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \quad (\text{III-3})$$

III.6 Equations de conservation de quantité de mouvement (équations de Navier-Stokes) :

L'équation de conservation de quantité de mouvement sans forces de volume est :

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + u \frac{\partial \vec{V}}{\partial x} + v \frac{\partial \vec{V}}{\partial y} + w \frac{\partial \vec{V}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \vec{\text{grad}} P + \nu \nabla^2 \vec{V} \quad (\text{III-4})$$

La projection de cette équation suivant les différents axes donne :

Suivant x :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (\text{III-4a})$$

Suivant y :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (\text{III-4b})$$

Suivant z :

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (\text{III-4c})$$

Ou bien sous forme indicielle :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\text{III-5})$$

III.7 Equation de conservation d'énergie :

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

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{\rho C_P} \left[\lambda_t \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \Phi \right] \quad (\text{III-6})$$

T [K] : est la température

Soit sous forme indicielle :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho C_P} \left(\lambda_t \frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j} + \Phi \right) \quad (\text{III-7})$$

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

$$\Phi = \sigma_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (\text{III-8})$$

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

$$\sigma_{ij} = \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \quad (\text{III-9})$$

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

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

λ_t [W/m K]: Diffusivité thermique du fluide.

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

ρ [Kg/m³] : masse volumique du fluide.

Les équations de continuité, de conservation de quantité de mouvement et de l'énergie avec l'équation d'état qui fait l'accouplement entre la pression P , la masse volumique, et la température T : $P = \rho r T$ forme un système d'équations exactes. Ces équations peuvent être résolues dans le cas des écoulements laminaires et des solutions exactes peuvent être obtenues [7].

III.8 Equations de la turbulence :

III.8.1 Théorie de Reynolds :

La théorie de Reynolds nous permet de décomposer chaque propriété de l'écoulement en une valeur moyenne \bar{f} et une valeur fluctuante f' de telle sorte que :

$$f(t) = \bar{f} + f'(t) \quad (\text{III-10})$$

$$\bar{f} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} f(t) dt \quad (\text{III-11})$$

Δt est un intervalle de temps suffisamment grand pour donner une valeur moyenne correcte de \bar{f} .

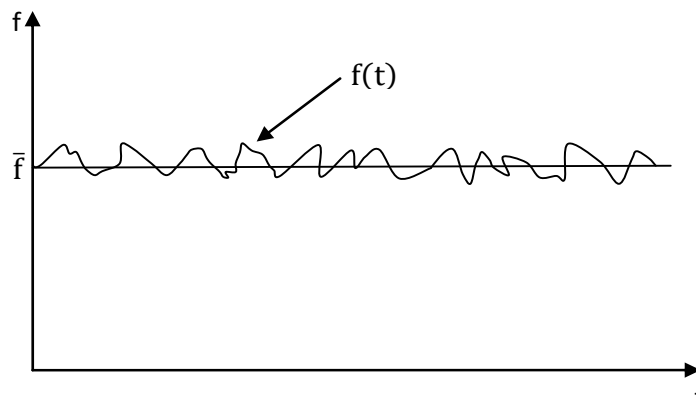


Figure III-4: écoulement moyen et fluctuations.

Pour deux variables aléatoires $f = f(x, t)$ et $g = g(x, t)$ et une constante α , on a les propriétés suivantes, souvent appelées règles de Reynolds :

$$\begin{aligned} \overline{f + g} &= \bar{f} + \bar{g} \\ \overline{f'} &= \bar{g'} = 0 \\ \overline{\alpha f} &= \alpha \bar{f} \\ \overline{fg} &= \bar{f} \bar{g} \\ \overline{\frac{\partial f}{\partial x_i}} &= \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_i} \\ \overline{\frac{\partial f}{\partial t}} &= \frac{\partial \bar{f}}{\partial t} \end{aligned} \quad (\text{III-12})$$

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 :

$$\overline{f \cdot g} = \bar{f} \cdot \bar{g} + \overline{f' \cdot g'} \quad (\text{III-13})$$

L'introduction de cette décomposition (équation) sur l'équation de Navier Stokes et en appliquant les règles de Reynolds, on aboutit aux équations de Navier Stokes moyennées appelées RANS (Reynolds average Navier Stokes Equations) [7].

III.8 .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 :

$$U_i(x,t) = \bar{U}_i(x) + u'_i(x,t) \quad (\text{III-14})$$

$$P(x,t) = \bar{P}(x) + P'(x,t) \quad (\text{III-15})$$

$$T(x,t) = \bar{T}(x) + T'(x,t) \quad (\text{III-16})$$

On introduit la décomposition de Reynolds en grandeur moyenne et grandeur fluctuante pour la vitesse $U_i = \bar{U}_i + u'_i$, la pression $P = \bar{P} + P'$ et la température $T = \bar{T} + T'$. 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 :

✓ **Equation de continuité :**

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{U_i + u'_i}) = 0 \quad (\text{III-17})$$

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

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{III-18})$$

$$\text{Soit encore par soustraction, } \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{III-19})$$

✓ **Equations de mouvement :**

Pour les équations de Navier-Stokes, nous avons :

$$\frac{\partial (\overline{U_i + u'_i})}{\partial t} + (\overline{U_j + u'_j}) \frac{\partial (\overline{U_i + u'_i})}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial (\overline{P + P'})}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 (\overline{U_i + u'_i})}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\text{III-20})$$

En simplifiant l'équation (III -20), on obtient :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (\text{III-21})$$

Ou bien :

$$\rho \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (\text{III-22})$$

✓ **Equation d'énergie :**

$$\frac{\partial (\overline{T + T'})}{\partial t} + (\overline{U_j + u'_j}) \frac{\partial (\overline{T + T'})}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho C_P} \left(\frac{\lambda_t \partial^2 (\overline{T + T'})}{\partial x_j \partial x_j} + \Phi \right) \quad (\text{III-23})$$

On simplifie l'équation (III-24), qui devient :

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\mu}{\text{Pr}} + \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \right) \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{\rho C_P} \Phi \quad (\text{III-24})$$

Pr et μ_t sont respectivement le nombre de Prandtl turbulent et la viscosité turbulente.

Les équations (III-19) et (III-22) sont les équations de Reynolds et le terme $\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j}$ 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 τ_{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 $\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j}$, 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 \vec{x} et du temps t [7].

III.9 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 τ_{ij} . De nombreuses méthodes introduisant un terme de viscosité turbulente ν_t proposé par Boussinesq en 1877 qui permet la conservation de la structure du tenseur de cisaillement dans la modélisation de la turbulence [7].

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

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

Ou bien :

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3}k \delta_{ij} \quad (\text{III-26})$$

Où : ν_t la viscosité turbulente

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

$\delta_{ij} = 0$ 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 symétrique

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

Les équations moyennées deviennent finalement :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P^\circ}{\partial x_i} + \nu_e \left(\frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} \right) \\ \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\mu}{\text{Pr}} + \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \right) \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{\rho C_P} \Phi \end{array} \right. \quad (\text{III-28})$$

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

Avec :

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

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

On note que la pression résolue n'est pas la vraie pression moyenne mais la pression modifiée P° . On soustrait ensuite a 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 ν_t contrairement à la viscosité laminaire, n'est pas une caractéristique du fluide mais de l'écoulement en lui-même, ce qui implique un calcul adapté pour chaque situation envisagée où la viscosité turbulente doit être modélisée.

III.10 Energie cinétique moyenne du mouvement d'agitation :

L'équation de Reynolds s'écrit :

$$\rho \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(2\mu \bar{S}_{ij} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (\text{III-29})$$

En faisant la soustraction de l'équation de Reynolds (II-30) de l'équation de Navier-Stocks (II-5), on obtient l'équation de la partie fluctuante de vitesse :

$$\frac{Du'_i}{Dt} = -u'_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{P'}{\rho} \delta_{ij} + 2\nu S'_{ij} - u'_i u'_j + \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (\text{III-30})$$

En multipliant l'équation (II-31) par U_i , et en moyennant on obtient l'équation de bilan moyen de l'énergie cinétique du mouvement d'agitation $e_c = \frac{1}{2} \overline{\rho u'_i u'_i}$:

$$\begin{aligned} \frac{D e_c}{D t} = \frac{\partial e_c}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial e_c}{\partial x_j} = - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{P' u' j}) - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{e_c u' j}) + \frac{\partial (2 \mu \overline{S'_{ij} u' i})}{\partial x_j} \\ - 2 \mu \overline{S'_{ij} S'_{ij}} - \rho \overline{u' i u' j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (\text{III-31})$$

Ou bien pour $k = e_c / \rho$:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{2} \overline{u' i u' i u' j} + \frac{1}{\rho} \overline{u' j P'} \right) + \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_j \partial x_j} - \overline{u' i u' j S_{ij}} - \varepsilon \quad (\text{III-32})$$

Le terme ε est la dissipation par unité de masse et définie par la corrélation suivante :

$$\varepsilon = \nu \frac{\overline{\partial u' i \partial u' i}}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\text{III-33})$$

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

$$\frac{1}{2} \overline{\rho u' i u' i u' j} + \overline{P' u' j} = - \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (\text{III-34})$$

Ou $\mu_t = \rho \nu_t$

Et σ_k est un coefficient de fermeture

En combinant les équations (II-33) et (II-34) 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 :

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \mu_t / \sigma_k \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (\text{III-35})$$

III.11 Couches limites

Les termes de viscosité dans les équations de Navier-Stokes dépendent de la viscosité du fluide et du gradient des vitesses. Ces termes donnent lieu à des forces de viscosité qui sont importantes lorsque les gradients des vitesses sont très grands. Ces gradients de vitesse ne peuvent exister que dans une région du fluide où les vitesses sont très faibles. Ceci ne se produit que dans une couche adjacente dans laquelle les contraintes de frottement sont importantes est appelée « couche limite » [7].

La Figure (III-3) donne un exemple de l'évolution de la répartition du champ de vitesse autour d'une plaque infinie [7].

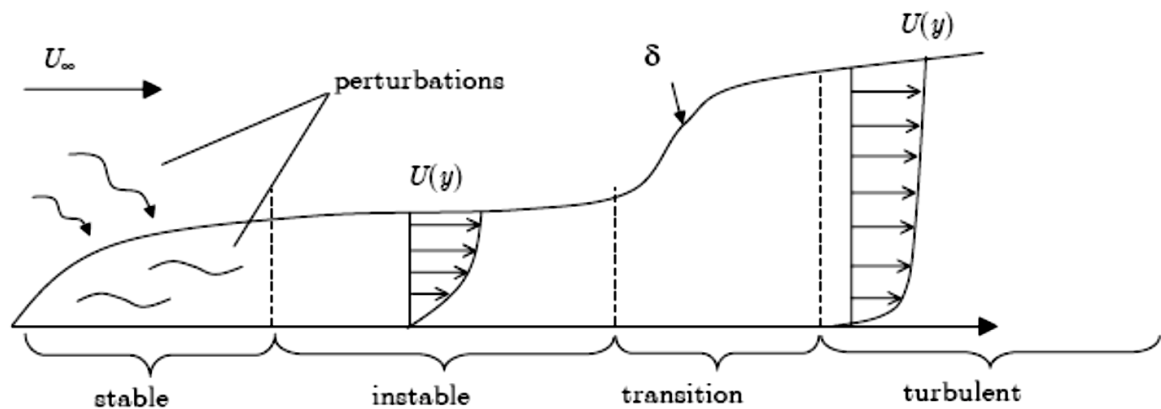


Figure III-5: Ecoulement autour d'une plaque plane [7].

Pour illustrer les différentes régions interne et externe du profil de vitesse dans la couche limite ainsi que les différentes sous couches linéaires et visqueuses et la région logarithmique, nous donnons la Figure (III-6) qui présente la vitesse adimensionnelle U/U_∞ en fonction de la coordonnée y/δ [7].

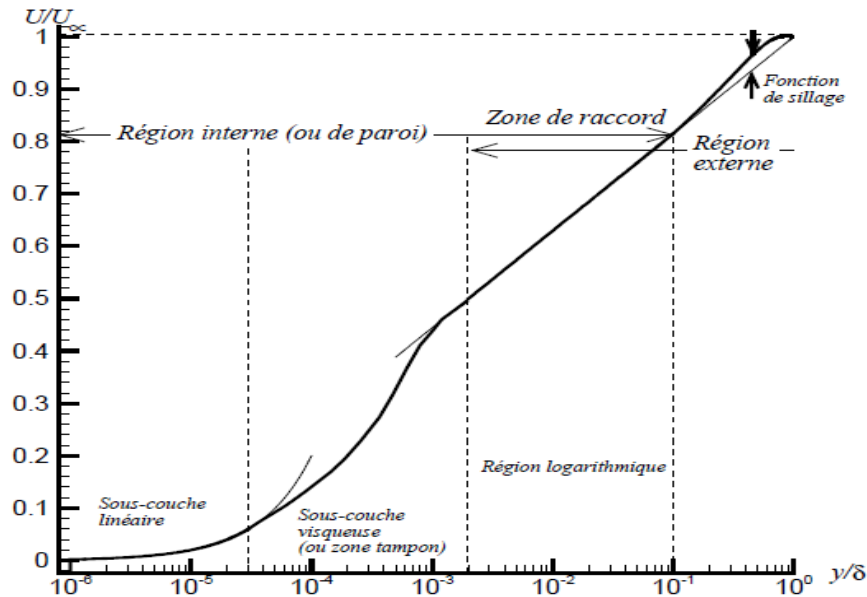


Figure III-6: profil des vitesses dans la couche limite [7].

La couche limite est divisée au moins en deux régions :

- région interne.
- région externe.

a) **Région interne (ou de paroi) :**

La zone de proche paroi peut être décomposée en trois parties selon l'influence de la viscosité moléculaire. Cette décomposition est relativement universelle pour tous les écoulements pariétaux.

➤ **La sous-couche linéaire :**

Très près de la paroi, il existe une zone où les effets de la turbulence sont négligeables et les effets de viscosité moléculaire prépondérants. Les conditions d'adhérence à la paroi donnent $U(y=0) = 0 = u$, le frottement total s'écrit :

$$\tau_p \approx \mu \frac{\partial U}{\partial y} \Big|_{y=0} \quad (\text{III-36})$$

Comme le frottement total est constant, on peut écrire la vitesse moyenne sous la forme :

$$U(y) = y \frac{\tau_p}{\mu} \quad (\text{III-37})$$

Le profil est donc linéaire en fonction de la distance à la paroi. Par analyse dimensionnelle, on peut définir la vitesse de frottement à partir du frottement pariétal τ_p par :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (\text{III-38})$$

Ce qui permet d'introduire une vitesse adimensionnelle :

$$U^+ = \frac{U}{u_\tau} \quad (\text{III-39})$$

et une distance adimensionnelle $y^+ = y \frac{u_\tau}{\nu}$ (III-40)

La loi linéaire s'écrit simplement : $U^+ = y^+$ (III-41)

Les expériences montrent que cette loi linéaire est valable tant que $y^+ \leq 5$

➤ **La zone tampon :**

Dans cette zone les effets visqueux diminuent devant le frottement turbulent mais ne sont pas complètement négligeables.

➤ **La zone logarithmique :**

Au-delà de la zone tampon, le frottement est essentiellement due à la viscosité moléculaire disparaît devant la contrainte.

Donc :

$$\tau_p \approx -\rho \overline{u'_i u'_j} \quad (\text{III-42})$$

En utilisant la vitesse de frottement définie précédemment, on obtient pour la contrainte de Reynolds ;

$$-\overline{u'_i u'_j} = u_\tau^2 \quad (\text{III-43})$$

Cette vitesse de frottement apparaît donc comme une échelle caractéristique des fluctuations de vitesse.

Comme la viscosité moléculaire n'intervient plus dans cette zone, il faut construire par analyse dimensionnelle, une expression pour $\frac{\partial U}{\partial y}$ avec les échelles déjà définies :

$$\frac{\partial U}{\partial y} = \frac{u_\tau}{ky} \quad (\text{III-44})$$

en intégrant on obtient :

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \log(y^+) + C \quad (\text{III -45})$$

où $\kappa = 0.41$ est la constante Von Karman, et $C \approx 5$ pour une paroi lisse. la région de validité de cette loi s'étend entre $40 \leq y^+ \leq 300$

b) Région externe :

Cette région est spécifique à chaque écoulement. Pour décrire le profil de vitesse, la variable $\frac{y}{\delta}$ est plus adéquate. On peut montrer que la vitesse dans la couche limite externe est de la

Forme :

$$\frac{U - U_\infty}{u_\tau} = \frac{1}{k} \left(\log\left(\frac{y}{\delta}\right) + D \right) \quad (\text{III -46})$$

Cette région est localisé entre $0.15 \leq \frac{y}{\delta} \leq 1$

III.12 Décollement de la couche limite turbulente

La plupart des écoulements réels, comme par exemple l'écoulement autour d'un profil d'aile, sont le siège de gradients de pression. Ceux-ci peuvent être négatifs ("favorables") par rapport au sens de l'écoulement, la couche limite reste alors attachée et le coefficient de frottement pariétal augmente. Dans le cas de gradients de pression positifs ("défavorables" ou adverses),

la couche limite s'épaissit et le coefficient de frottement diminue. Lorsqu'une valeur critique du gradient de pression positif est atteinte, un décollement de la couche limite peut apparaître et par exemple conduire à la formation d'un bulbe de décollement laminaire.

D'une manière générale, la couche limite turbulente est moins sensible aux effets du gradient de pression que la couche limite laminaire. En effet, l'agitation turbulente apporte de l'énergie à la couche limite en favorisant le mélange entre l'écoulement visqueux et non-visqueux. Un gradient de pression (positif) plus intense est alors nécessaire pour détruire cette énergie et provoquer un décollement de la couche limite. Ce phénomène justifie en particulier le déplacement vers l'aval du point de décollement de la couche limite turbulente dans l'écoulement autour d'un cylindre circulaire en régime supercritique. Dans le cas du décollement d'une couche limite turbulente, le point de décollement correspond au lieu d'annulation du frottement pariétal moyen et de vitesse tangentielle négative. Néanmoins, en raison du caractère instationnaire de la couche limite soumise à l'agitation turbulente, Simpson (1989) propose de définir plusieurs secteurs dans la zone de décollement selon la fraction du temps durant lequel l'écoulement est dirigé vers l'aval sur le temps total d'observation, le décollement étant effectif lorsque cette fraction est nulle [7].

III.13 Modèles de turbulence :

Les équations ainsi obtenues ne permettent pas d'être résolues à cause de l'inconnu supplémentaire « viscosité turbulente ». Les modèles de turbulence consistent à fermer cette inconnue par diverses méthodes.

Il y a plusieurs modèles de turbulence, on en cite quelques-uns :

III.14 Modèle à zéro équation (modèle de longueur de mélange) :

v_t est obtenu directement par une expression algébrique en fonction d'une vitesse caractéristique et d'une longueur caractéristique appelée la longueur "de mélange" :

$$v_t = \kappa u_\tau l_m \quad (\text{III-47})$$

Avec u_τ la vitesse de frottement :

$$u_\tau^2 = \nu \left. \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (\text{III-48})$$

Et l_m la longueur de mélange donnée par la loi de Van Driest :

$$l_m = \kappa y \left(1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right) \right) \quad (\text{III-49})$$

Avec $\kappa = 0,41$ la constante de Von Karman, $A^+ = 26$ une constante.

Ce modèle est très utile car il permet de produire des résultats approximatifs très rapidement, ces derniers pouvant être repris comme conditions initiales pour d'autres modèles plus compliqués.

III.15 Modèle à une équation :

III.15.1 Modèle de Prandtl :

Pour compléter la fermeture de l'équation de l'énergie cinétique, Prandtl a posé une forme pour la dissipation ε en introduisant un coefficient de fermeture C_D , la dissipation devient alors :

$$\varepsilon = \frac{C_D k^{3/2}}{l} \quad (\text{III-50})$$

l est l'échelle de longueur de turbulence et qui est doit être spécifiée dans chaque cas particulier de l'écoulement. Il est en générale choisi proportionnel à l'épaisseur de l'écoulement, mais la constante de proportionnalité varie d'un écoulement à un autre.

On écrit alors une équation supplémentaire pour obtenir k , l'équation (III-35) devient :

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - C_D \rho \frac{k^{3/2}}{l} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t / \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (\text{III-51})$$

$$\text{Ou : } \mu_t = \rho k^{1/2} l \quad (\text{III-52})$$

III.15.2 Modèle de Bradshaw, Ferriss et Atwell (1967) :

Dans le modèle de Bradshaw et al, c'est la contrainte de cisaillement turbulent $\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j}$ elle-même qui fait l'objet de l'équation de transport supplémentaire. La modélisation tire profit du fait que, sur une large section d'une couche limite, le rapport $|\overline{u'_i u'_j}|/k$ est sensiblement constant et égal à 0,3. Cette relation permet de se passer du schéma gradient avec viscosité de turbulence, et d'obtenir comme équation de fermeture de τ : [42]

$$\bar{U} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\tau}{\alpha \rho} \right) + \bar{V} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\tau}{\alpha \rho} \right) = \frac{\tau}{\rho} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} - \left(\frac{\tau_{\max}}{\rho} \right)^{1/2} \frac{\left(G \frac{\tau}{\rho} \right)}{\partial y} - \frac{(\tau/\rho)^{3/2}}{l} \quad (\text{III-53})$$

Avec $a=0,3$. L'échelle de longueur l , de même que le paramètre adimensionnel $\left(\frac{\tau_{\max}}{\rho}\right)^{1/2} G$, sont deux fonctions empiriques de la distance transversale y/δ , où δ est l'épaisseur conventionnel de couche limite. Ce modèle donne de très bons résultats pour des couches limites.

III.16 Modèle à deux équations :

Dans les modèles à une équation, l reste une inconnue importante. Il s'avère souvent nécessaire d'utiliser une seconde équation pour déterminer l ou ε . Il y a de nombreuses possibilités, en voici quelques exemples :

- Kolmogorov 1942

$$\nu_t \approx k / \omega, \quad l \approx k^{1/2} / \omega \text{ et } \varepsilon \approx \omega k + \text{équation pour } \omega$$

-Chou 1945

$$\nu_t \approx k^2 / \varepsilon \text{ et } l \approx k^{3/2} / \varepsilon + \text{équation pour } \varepsilon$$

- Rotta 1951

$$\nu_t \approx k^{1/2} / l \text{ et } \varepsilon \approx k^{3/2} / l + \text{équation pour } l \text{ ou une équation pour } kl$$

III.17 Modèle k-ε :

Ce modèle propose deux équations pour déterminer la viscosité turbulente, ce dernier fait donc partie des modèles dits à deux équations. Ce modèle est le plus connu et le plus utilisé dans l'industrie jusqu'à présent. Il se base sur les équations de l'énergie cinétique k et de la dissipation turbulente ε .

Dans l'histoire du modèle k - ε beaucoup de développement qui a été fait, mais la première trace se réfère à Chou (1945).

Le modèle k-ε standard est comme suite :

Viscosité turbulente :

$$\mu_t = \rho C_\mu k^{1/2} / \varepsilon \quad (\text{III-56})$$

L'équation (l'équation (II-36)) d'énergie cinétique de turbulence est :

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \mu_t / \sigma_k \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (\text{III-57})$$

Taux de dissipation :

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t / \sigma_\varepsilon) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (\text{III-58})$$

Coefficients de fermeture :

$$C_{\varepsilon 1} = 1.44, C_{\varepsilon 2} = 1.92, C_\mu = 0.09, \sigma_k = 1.0, \sigma_\varepsilon = 1.3$$

Le modèle k - ε a une prédiction des écoulements cisailés simples mais peu adapté aux écoulements complexes (recirculation, anisotropie forte,...).

III.17.1 Modèle k - ω :

Le modèle k - ω 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 ω .

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

Le modèle k - ω standard est comme suite :

Viscosité turbulente :

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \quad (\text{III-63})$$

Dissipation :

$$\varepsilon = C_\mu \omega k \quad (\text{III-64})$$

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

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \rho C_\mu \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t / \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (\text{III-65})$$

Taux de dissipation spécifique ou fréquence turbulente :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = 2\alpha S_{ij} S_{ij} - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (\text{III-66})$$

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.

III.17.2 Modèle SST $k-\omega$:

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.

La formulation de ce modèle à deux équations est :

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tilde{P}_k - \rho C_\mu \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t / \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (\text{III-67})$$

Taux de dissipation spécifique :

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

(III-68)

La fonction de mélange F_1 est définie par :

$$F_1 = \tanh \left\{ \left[\min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{C_\mu \omega L}, \frac{500\nu}{L^2 \omega} \right), \frac{4\rho\sigma_\omega 2^k}{CD_{k\omega} L^2} \right] \right]^4 \right\} \quad (\text{III-69})$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right) \quad (\text{III-70})$$

La viscosité turbulente est donnée par :

$$\nu_t = \frac{\alpha_1 k}{\max(\alpha_1 \omega, \sqrt{2} S_{ij} F_2)} \quad (\text{III-71})$$

La deuxième fonction de mélange est définie par :

$$F_2 = \tanh \left[\left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{C_\mu \omega L}, \frac{500\nu}{L\omega^2} \right) \right]^2 \right] \quad (\text{III-72})$$

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

$$\tilde{P}_k = \min(P_k, 10 \cdot C_\mu \rho k \omega) \quad (\text{III-73})$$

$$P_k = \mu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{III-74})$$

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

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (\text{III-75})$$

Les valeurs des constantes de modèles sont :

$$C_\mu = 0.09, \alpha_1 = 5/9, \alpha_2 = 0.44, \beta_2 = 0.0828, \sigma_{k_1} = 0.85, \sigma_{k_2} = 1.0, \sigma_{\omega_1} = 0.5, \sigma_{\omega_2} = 0.856$$

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.

Chapitre IV simulation numérique.

IV.1 Définition :

La compréhension du comportement des fluides est bien souvent un facteur important dans le développement de produit et de procédés. Grâce à la capacité de calcul disponible toujours de plus en plus grande, l'analyse des écoulements a de plus en plus tendance à quitter les laboratoires pour entrer dans le monde de la simulation numérique. L'obtention d'informations qualitatives et quantitatives sur des processus tels que l'écoulement d'un fluide ou le transfert de chaleur est le but primordiale de la simulation numérique, et pour cela on utilise d'un côté des calculateurs électroniques (PC's, stations de calcul ou super computer vectoriel) et d'un autre coté des disciplines tels que les mathématiques, l'informatique, la physique du problème étudié. La qualité des résultats obtenus dépend essentiellement du niveau de complexité du problème étudié, des logiciels utilisés (pre-processing, simulation et post-processing), de la machine de calcul disponible (capacité de stockage, mémoire vive) et du savoir-faire de l'utilisateur (maîtrise et spécialisation dans le domaine étudié et expérience dans le domaine de la simulation numérique).

IV.2 Méthodes numériques de résolution :

Les équations de conservation de quantité de mouvement régissant le phénomène de conservation-diffusion sont des équations différentielles aux dérivées partielles non linéaires. En raison de leur complexité, ces équations sont résolues à l'aide des techniques numériques. Ces méthodes consistent à remplacer ce système continu par un autre système algébrique discret, il s'agit donc de minimiser ou maximiser un critère (coût, prix, distance, temps, masse, rendement, etc. ...) Il existe actuellement trois grandes méthodes de discrétisation.

- La méthode aux différences finis
- La méthode aux éléments finis.
- La méthode aux volumes finis

Notre choix s'est porté sur la méthode des volumes finis (à travers le code de simulation choisi), cette méthode s'adapte bien en général aux équations aux dérivées partielles, ainsi que pour sa simplicité et surtout pour son approche des problèmes physiques. L'avantage de la résolution par la méthode des volumes finis réside dans le caractère conservatif des équations, ainsi que dans la simplicité de la discrétisation du domaine d'écoulement, cette méthode a prouvé son efficacité dans la résolution des problèmes de mécanique des fluides et de transfert de chaleur. La méthode des volumes finis a été introduite dans le domaine du calcul numérique des écoulements par **McDonald (1971)**, **Mac-Cormack** et **Pauly (1972)**, pour la résolution des écoulements bidimensionnels, et par **Rizzi et Inouye (1973)** pour la résolution

des écoulements tridimensionnels. La première étape de cette méthode est de diviser le domaine de calcul en un nombre fini et discret de volume de contrôle, on dit qu'on génère un maillage. L'opération consiste à définir un certain nombre de nœuds, ensuite les frontières des volumes de contrôle ou sont placées exactement deux nœuds consécutifs.

IV.3 Maillage :

Le maillage est une discrétisation de l'espace à étudier, support des calculs CFD, il est constitué d'un ensemble de mailles (ou cellules) dans lesquelles les équations du problème seront résolues. Le pas d'espace est défini comme étant la taille caractéristique d'une maille. Aussi, faut-il veiller à ce que deux mailles adjacentes n'aient pas de dimensions trop différentes sans qu'il y ait recouvrement d'une maille sur l'autre. Il est souhaitable pour cela que la variation de tailles entre deux cellules adjacentes n'excède pas 20%. Le maillage doit être réalisé de sorte à minimiser la diffusion de l'erreur numérique. Dans une approche de CFD, il faut aussi définir des directives de création de maillage, d'autant que le maillage est la pièce maitresse en termes de gain de temps de calcul. Différents type de cellules existent : tétraèdre, hexaèdre, pentaèdre,...la façon dont les cellules sont assemblées donne lieu à des maillages conformes ou non conforme, structurés ou non, orthogonaux ou non. Lors d'une étude CFD, l'étape de création du maillage est cruciale pour assurer la cohérence des résultats et prendre en compte les considérations, physiques du cas à étudier, numériques du code utilisé (convergence) et pratiques du contexte de l'étude effectuée (délais, puissance des ordinateurs, volume de données à traiter). En plus la notion de raffinement de maillage est liée à la taille du pas d'espace aux endroits a fort gradients : il faut mailler petit dans une zone déport gradient.

IV.4 Géométrie avec ANSYS ICEM CFD :

Le module ICEM CFD (utilisé dans notre étude) permet d'établir la géométrie du système étudié. Ce module est très performant quand il s'agit d'une géométrie complexe. Il est utilisé comme un logiciel de CAO traditionnel : la géométrie est construite à partir de points, de courbes, de surfaces et de volumes. C'est également ce module qui permet de générer un maillage s'appuyant sur la géométrie. Nous fixons alors les paramètres de maille que nous souhaitons obtenir sur les courbes, les surfaces et dans les volumes. Le module permet de générer des mailles tétraédriques, hexaédriques et prismatiques. Une fois le maillage effectué, ICEM crée un fichier portant l'extension « .CFX », qui regroupe les informations relatives au maillage, exploitable par CFX-pre.

Le maillage utilisé dans notre étude est maillage hybride type tétraédrale + pyramidale raffiné près de la paroi solide nombre de maille utilisé est 555789.

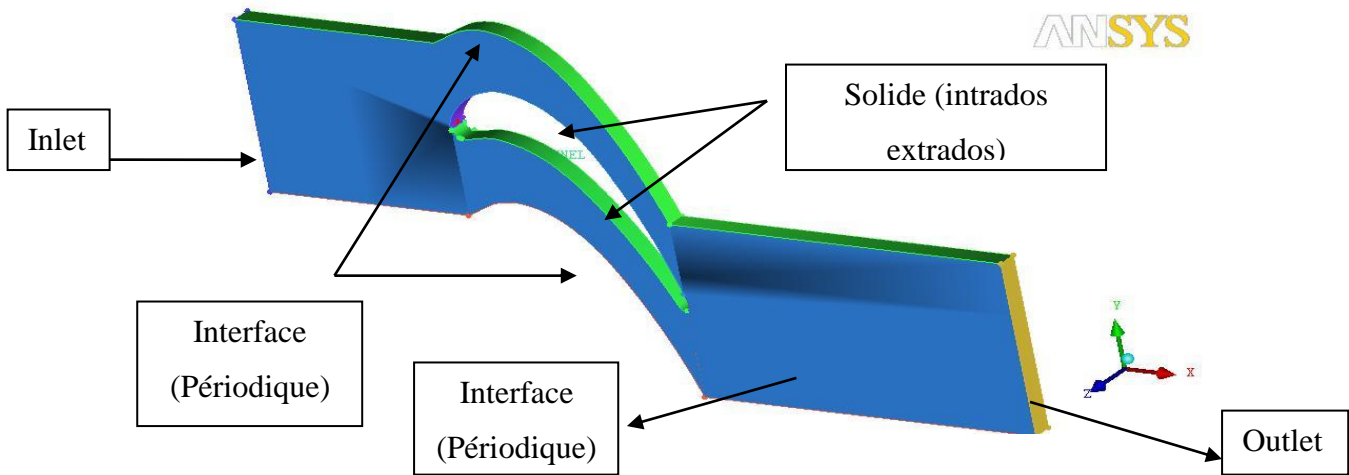


Figure IV-1: maillage avec ANSYS ICEM CFD.

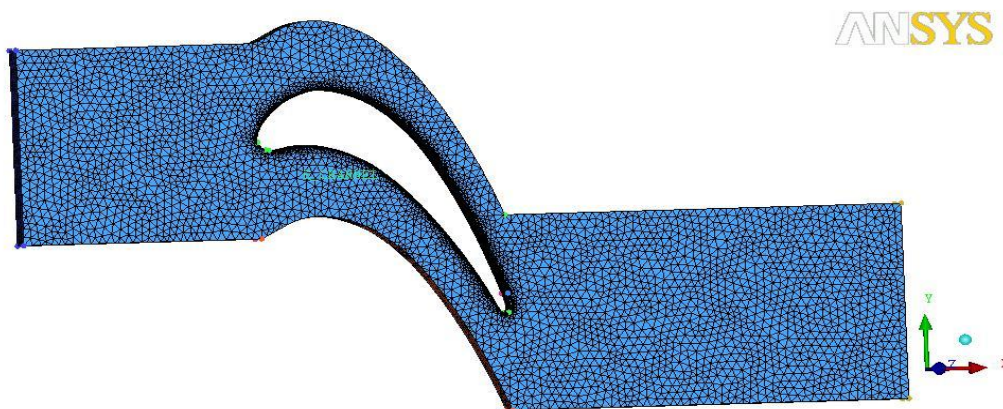


Figure IV-2: Maillage raffiné maille type tétraédrale + pyramidale.

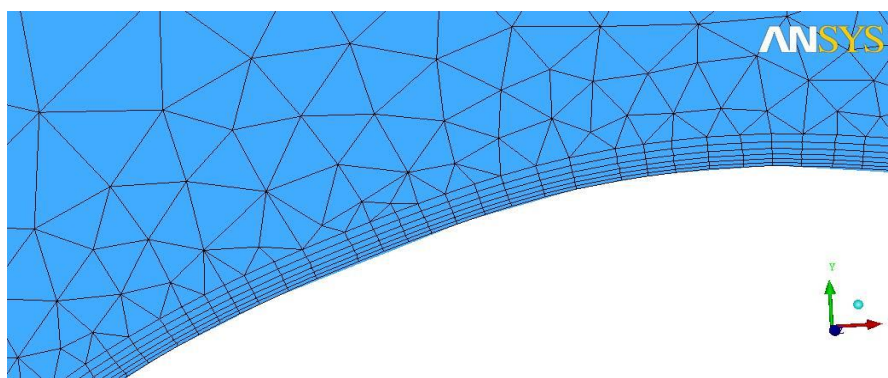


Figure IV-3: raffinement près de la paroi de l'aube.

IV.5 CFX-pre

Le module CFX-pre permet de définir les conditions aux limites et initiales du système, ainsi que les équations à résoudre, le type de résolution (régime permanent ou transitoire), les paramètres du solveur, parmi lesquels : le pas de temps, le nombre d'itération, le critère de convergence ainsi que la nature des fluides (ou solides).

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

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

Entrée : température du fluide =409.5 [K]

La pression totale =2.895e+5[Pa]= P0in (entrée)

L'intensité de turbulence =5%.

Le model de turbulence Kw-SST

Les conditions de type outlet sont utilisées dans le cas d'un écoulement sortant à l'extérieur du domaine. À la sortie $P_{out} = P_{0in} / (1 + ((\gamma - 1) / 2) * (M_{isout}^2))^{\gamma - 1 / \gamma}$.

Misout : nombre de Mach à la sortie

La condition aux limites de type wall est attribuée aux parois imperméables à l'écoulement.

On prend température de la paroi adiabatique et la condition No-Slip.

Une fois tous les paramètres définis, CFX-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 introduit dans CFX-pre. C'est ce fichier qui va être la base de travail du solveur.

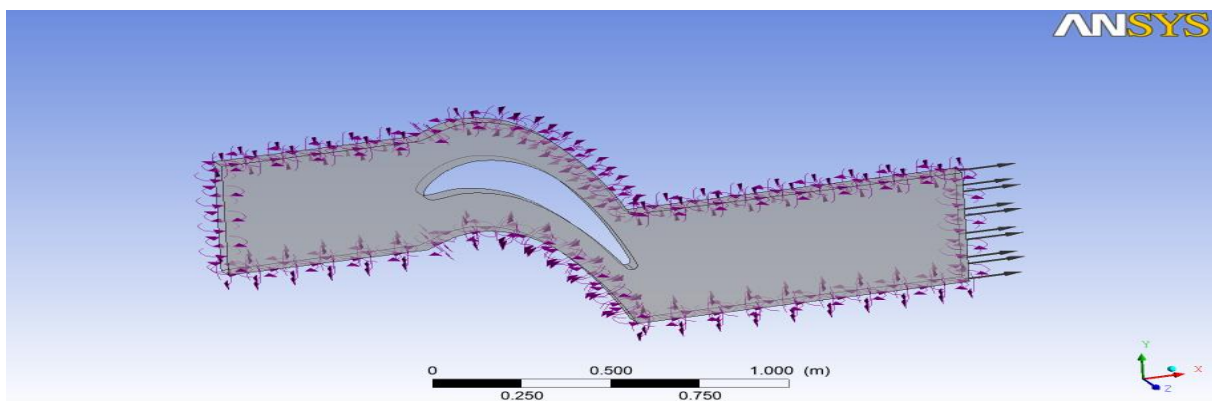


Figure IV-4: condition au limite sont définies dans le CFX-Pre.

IV.6 CFX- solve

Le module CFX-solve 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, le rayonnement thermique.

Dans le cas d'une résolution en régime permanent, le calcul se poursuit jusqu'à ce que le nombre maximal d'itération demandé par l'utilisateur est atteint et soit la solution satisfait au critère de convergence. Dans le cas d'une résolution en régime transitoire, le calcul prend fin lorsque la durée de résolution du phénomène étudiée est atteinte.

Le CFX-solve génère deux types de fichiers à la fin de son calcul :

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

On définit un schéma de discrétisation de haute résolution avec un résidu moyen de 10^{-5} . La méthode des volumes finis combinée à un algorithme de couplage pression vitesse, est utilisée comme méthode numérique pour la résolution des équations moyennées de Reynolds.

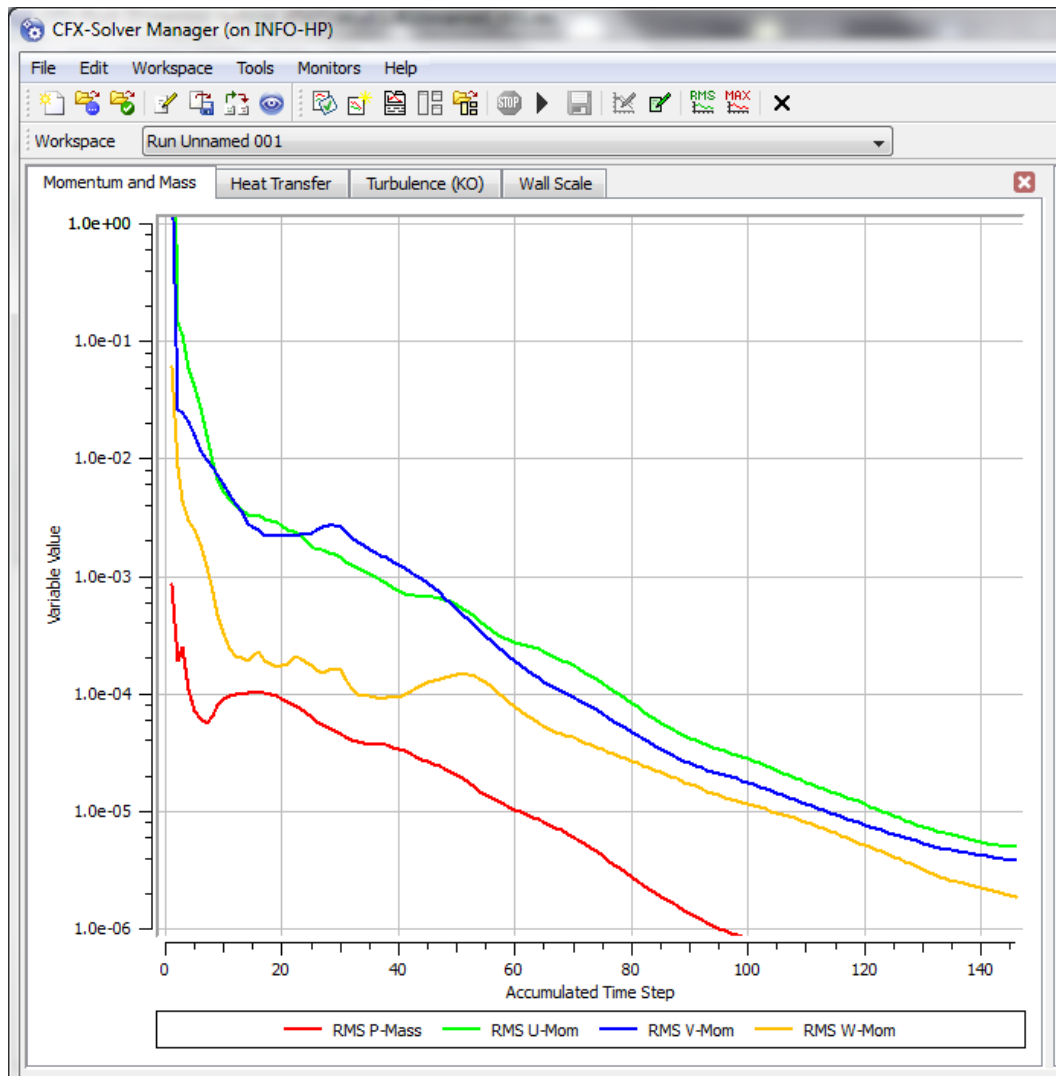


Figure IV-5: Lancement d'analyse du problème, calculs et contrôle de convergence par le Solveur.

IV.7 CFX-post

Le module CFX-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.

IV.8 Présentation du problème :

Ce travail est un traitement numérique de l'écoulement transsonique autour d'une aube de turbine axiale. La configuration étudiée dans ce travail est l'aube, le choix de cette dernière, est motivé essentiellement par la disponibilité des résultats expérimentaux obtenus au VKI.

Elle représente un cas test de choix et a fait l'objet de plusieurs essais de validations des résultats de simulations à travers de nombreux laboratoires de recherche.

IV.9 Domaine de calcul :

En envisageant une réduction des coûts, en termes de puissance de calcul et de temps d'exécution de chaque simulation, la considération d'éléments symétriques et l'application des conditions de périodicité constituent une pratique très courante pour l'étude des écoulements en turbomachines.

Le domaine de calcul est limité par un plan périodique suivant une surface méridienne périodique suivant l'axe y dont la première est située au-dessus de l'extrados et le deuxième est situé au-dessous de l'intrados. Une Prolongation du champ d'écoulement de 1C en amont et de 1Cax en aval du canal permet d'assurer des conditions uniformes dans la section d'entrée ainsi que dans la section de sortie du domaine.

Chapitre V interprétation des résultats.

V.1 Résultats et interprétations :

Dans ce chapitre, nous faisons apparaître les résultats obtenus par notre application qui consiste à une simulation numérique de l'écoulement autour de l'aube d'une turbine placée dans le stator de la turbine pour différents angles d'incidences pour voir leurs effets sur l'écoulement à travers les différentes géométries étudiées. Les résultats sont présentés sous forme de figures et de graphes avec une interprétation afin d'expliquer les phénomènes qui décrivent l'écoulement.

Tout d'abord on considère la nature du fluide qui est un gaz parfait (Air Ideal Gas), compressible et visqueux. Le régime est stationnaire, le modèle de turbulence utilisé est celui de SST présenté dans le chapitre IV. La vitesse d'entrée de l'écoulement dans cette étude est considérée variations de nombre de Mach.

V.2 Validation des résultats :

Les différents résultats obtenus à travers une étude de simulation numérique.

V.3 Influence nombre de Mach sur les contours de pression :

Pour commencer notre représentation, on a préféré tracer la répartition du champ de pression autour de notre profil qui varie entre [155000 - 289500] Pa, [85000- 289500] Pa et [25000- 289500] Pa , pour un nombre de Mach $M = 0.7, 1$ et 1.4 .

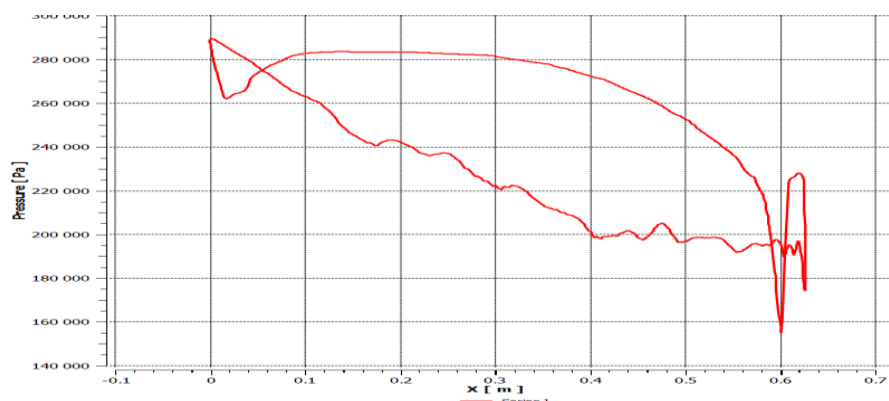


Figure V-1: variation de la pression autour long de l'aube entre $P = [155000 - 289500]$ Pa pour un nombre de Mach $M = 0.7$.

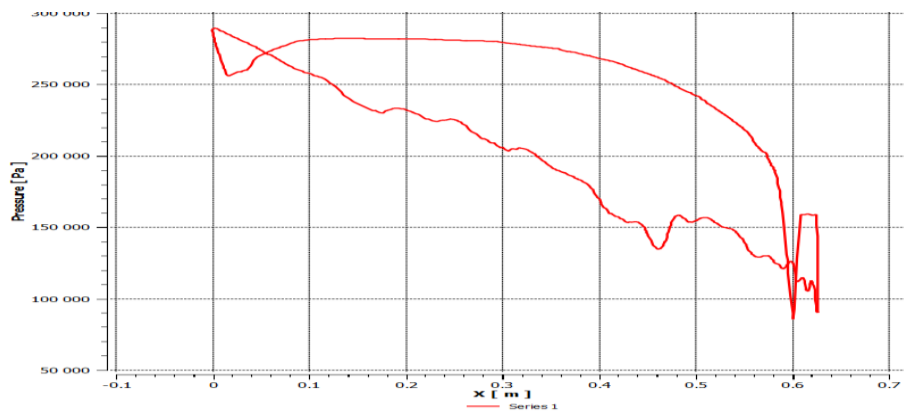


Figure V-2: la variation de la pression autour long de l'aube $P = [85000 - 289500]$ Pa pour un nombre de Mach $M = 1$.

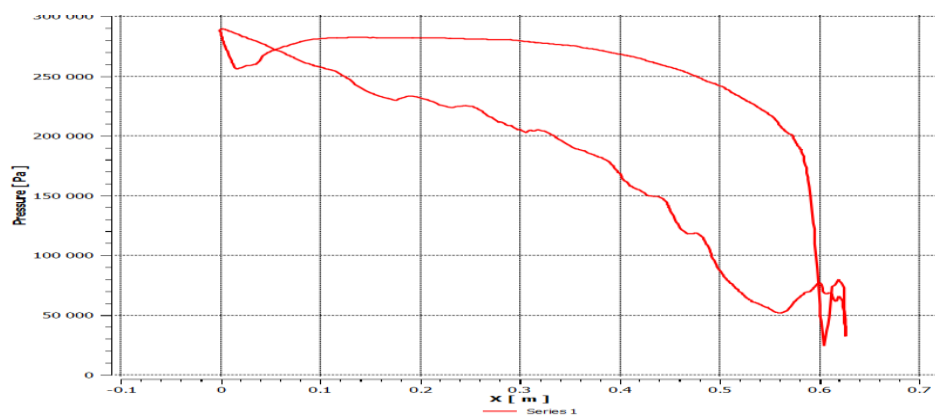


Figure V-3: cette figure représente la variation de la pression autour long de l'aube $P = [25000 - 289500]$ Pa pour un nombre de Mach $M = 1.4$.

Les figures [V-1, V-2, et V-3] qu'illustrent respectivement la distribution de pression le long de l'aube pour nombre de Mach.

Notre interprétation sera faite sur une répartition du profil d'aube en trois parties distinctes, qui sont le bord d'attaque, borde de fuite et milieu de l'aube (extrados, intrados).

Dans le cas général les pressions sont plus importantes au niveau de l'intrados.

Au niveau du bord de fuite, on remarque la pression est minimal de l'ordre de 1 55000 Pa pour un nombre de Mach = 0.7.

Cette pression diminue à la valeur $P = 85000$ Pa, pour nombre de Mach = 1 et $P = 25000$ Pa pour le nombre de Mach $M = 1,4$, on remarque que la répartition de la pression est conforme à ce que ai répondu pour un écoulement dans une turbine, à savoir que la détente qui est bien visible tout au long autour de l'aube.

V.4 Nombre de mach :

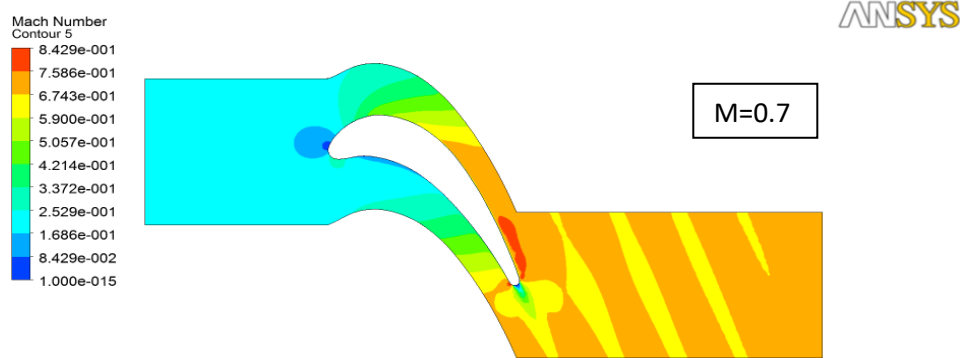


Figure V-4: variation du nombre de Mack autour de l'aube $M = 0.7$.

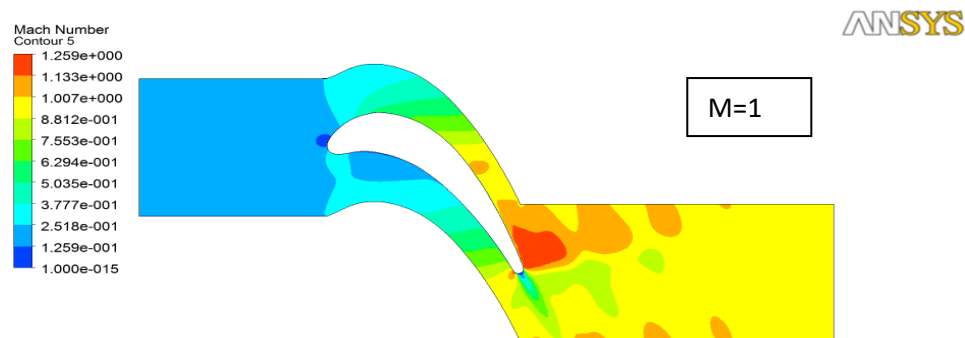


Figure V-5: variation du nombre de Mack autour de l'aube $M = 1$.

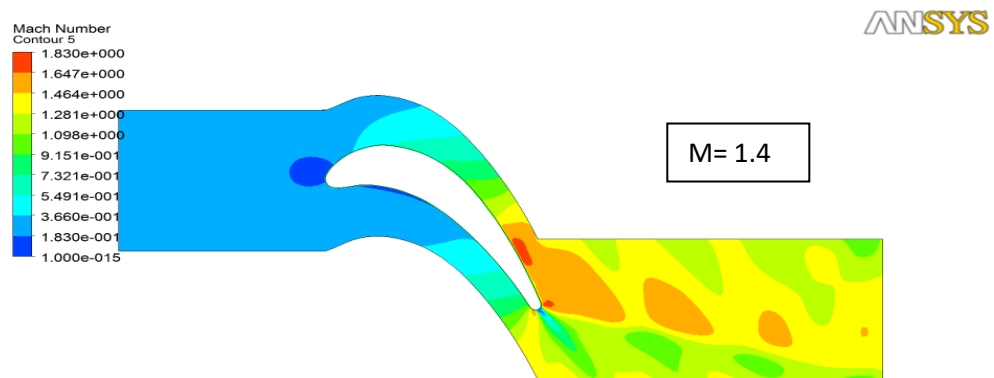


Figure V-6: variation du nombre de Mack autour de l'aube $M = 1.4$.

Les figures (V-4 jusqu' à V-6) montrent des contours de répartition de nombre de mach au niveau de l'aube. La répartition de nombre de mach dans le passage inter-aubes, va progressivement augmenter dans l'extrados et en aval de l'aube, le nombre de Mach atteint une valeur maximal à la proche du bord de fuite dans la partie "extrados". L'écoulement garde des valeurs élevées à la sortie et au- dessus de la branche de l'onde de choc. L'écoulement du fluide se ralenti au voisinage du bord d'attaque, puis il accélère dans l'espace sorti du domaine. Il devient de plus en plus grand avec l'augmentation de la vitesse en aval. Cette

augmentation considérable est due d'une part à la courbure des aubes qui oriente l'écoulement dans le sens désiré.

V.5 Influence nombre de Mach sur les lignes de courant (onde de choc)

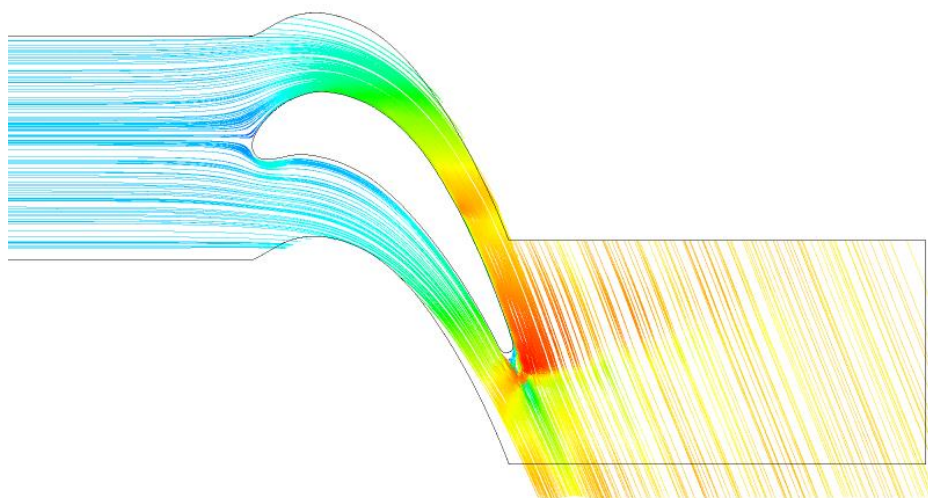


Figure V-7: lignes de courant autour de l'aube ($M=1$).

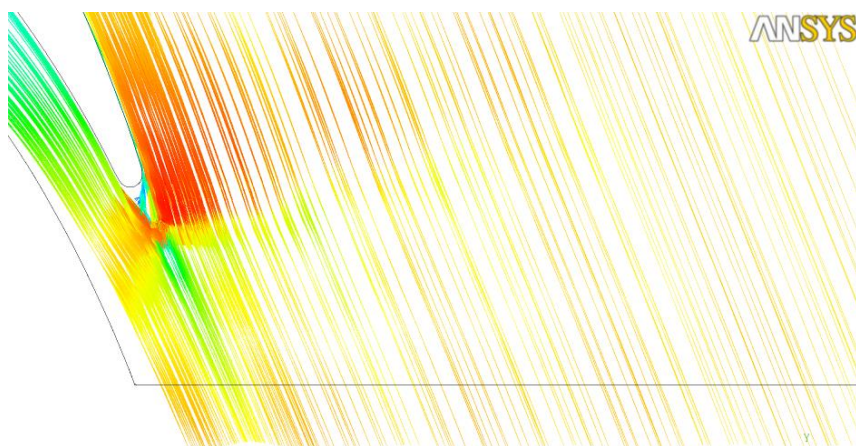


Figure V-8: l'onde de choc à la sortie de l'aube ($M=1$).

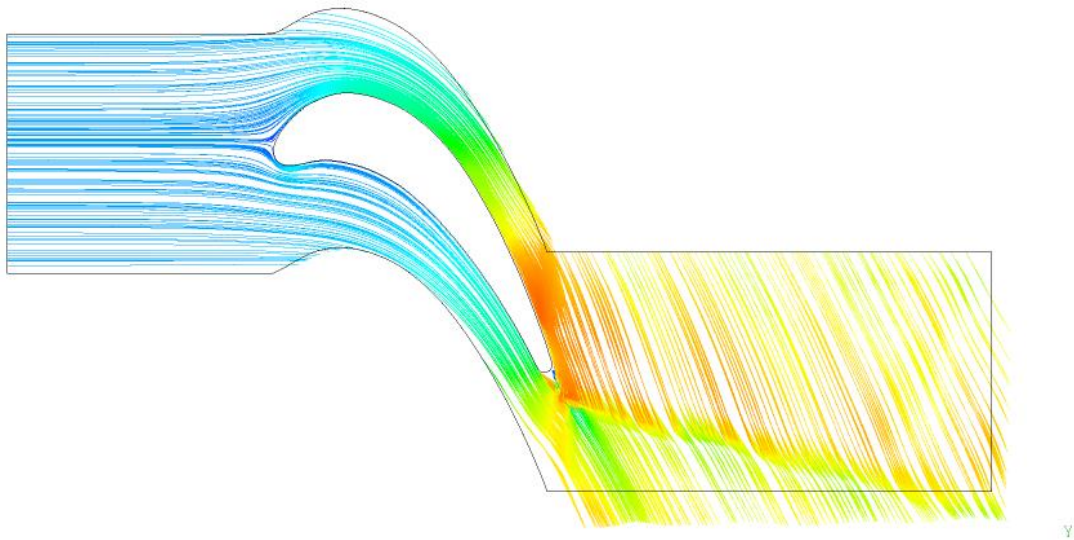


Figure V-9: lignes de courant autour de l'aube ($M=1.4$).

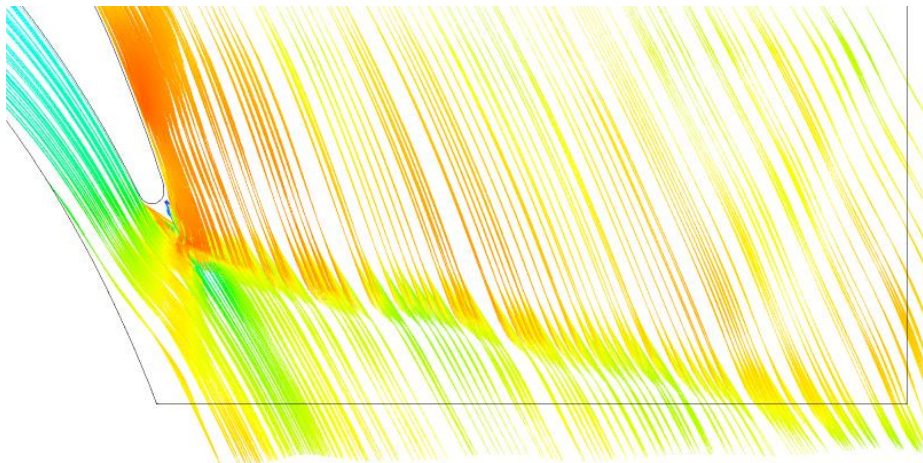


Figure V-10: l'onde de choc à la sortie de l'aube ($M=1.4$).

En aval du bord de fuite, le système des ondes de chocs se forme par les deux branches des ondes de chocs à la sortie. Ces deux branches sont plus imposantes dans le cas $M=1.4$ ainsi que l'angle entre ces deux branches est plus étroite en comparaison avec le cas $M=1$. (V-7.a jusqu' à V-10).

V.6 Influence nombre de Mach sur les contours de la température :

Dans cette partie, on a voulu faire une représentation de la distribution du température autour de notre profil pour un nombre de Mach $M = 0.7, 1$ et 1.4 .

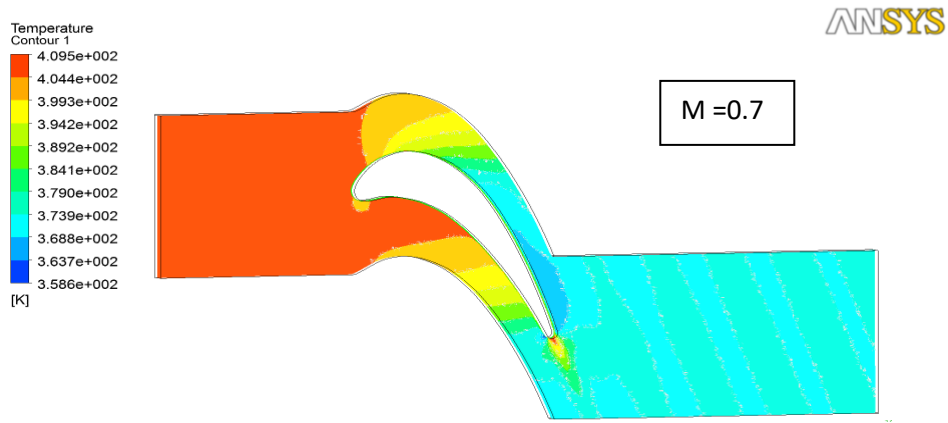


Figure V-11: variation de la température autour d'aube pour nombre de Mach $M = 0.7$.

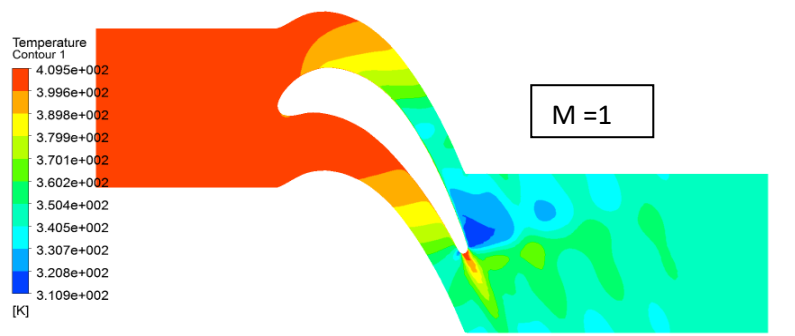


Figure V-12: variation de la température autour d'aube pour nombre de Mach $M = 1$.

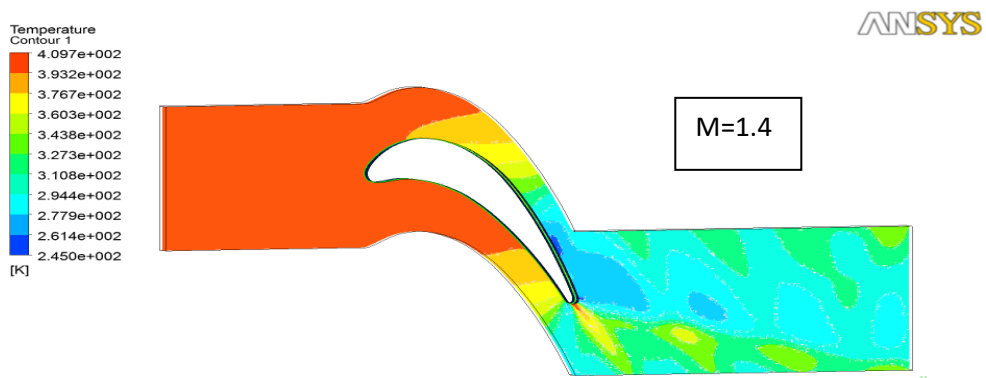


Figure V-13: Variation de la température autour d'aube pour nombre de Mach $M = 1,4$.

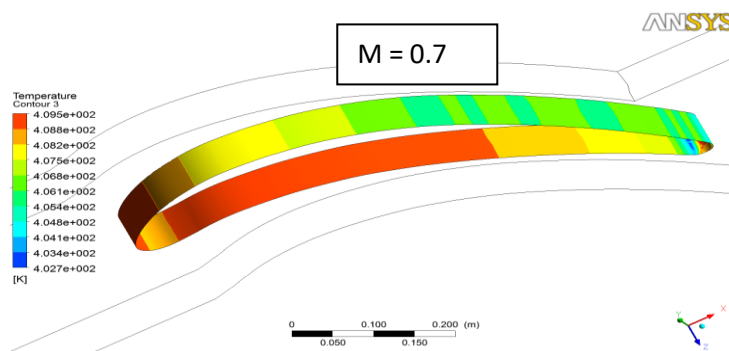


Figure V-14: variation de la température au niveau d'aube pour nombre de Mach $M = 0.7$.

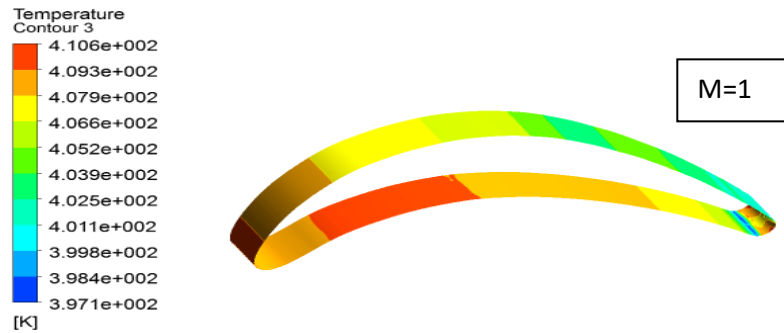


Figure V-15: Variation de la température au niveau d’aube pour nombre de Mach $M = 1$.

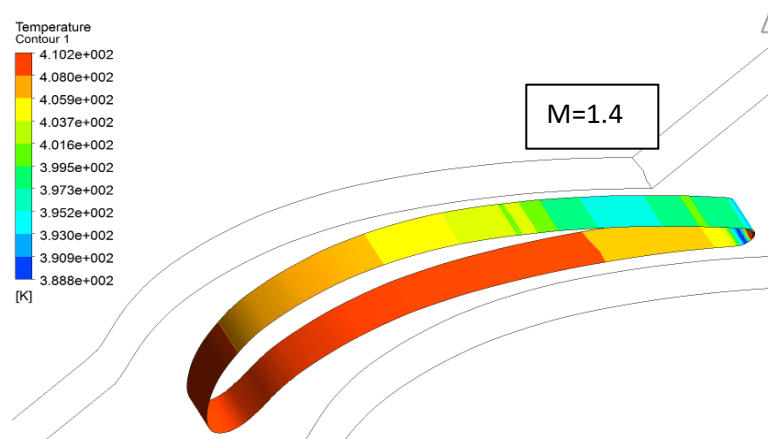


Figure V-16: variation de la température au niveau d’aube pour nombre de Mach $M = 1,4$.

Les figures [V-11 jusqu’à V-16] représentent variation de température au niveau de le long de l’aube pour différent nombre de Mach.

Pour les trois configurations, la chute de température est plus importante au niveau de l'extrados et pour le nombre de Mack=1.4, cette chute atteint le maximum au niveau de la vitesse critique (proche de bord de fuite), et cela à cause de la diminution de la pression.

V.7 Influence nombre de Mach sur les contours de pression :

Pour commencer notre représentation, on a préféré tracer la répartition du champ de pression autour de l’aube pour un nombre de mach varie entre 0.7 à 1 avec un pas de 1.4.

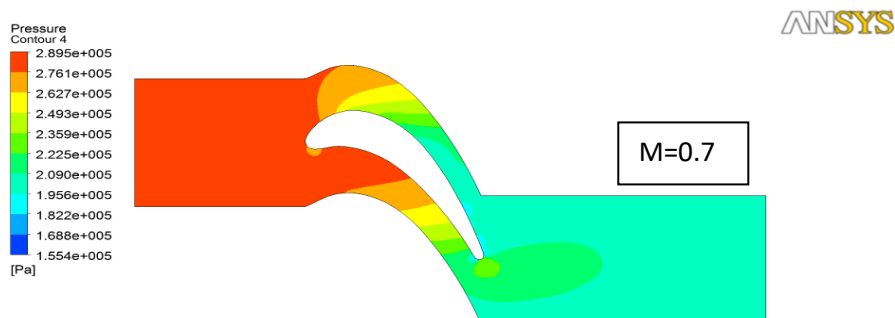


Figure V-17: variation de la pression autour de l’aube e pour nombre de Mach $M = 0.7$.

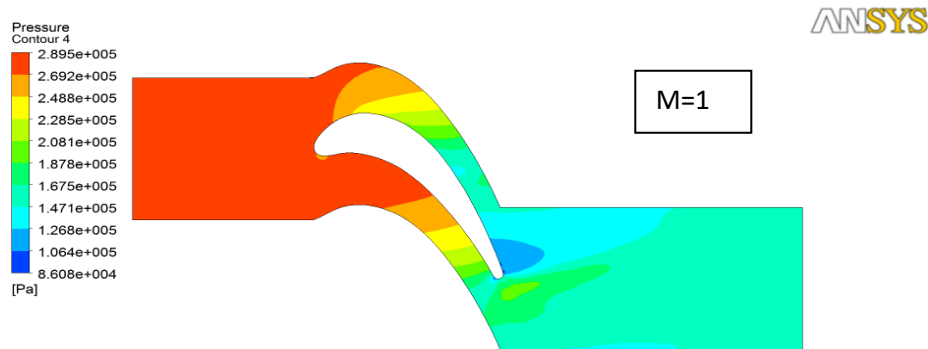


Figure V-18: variation de la pression autour de l'aube e pour nombre de Mach $M = 1$.

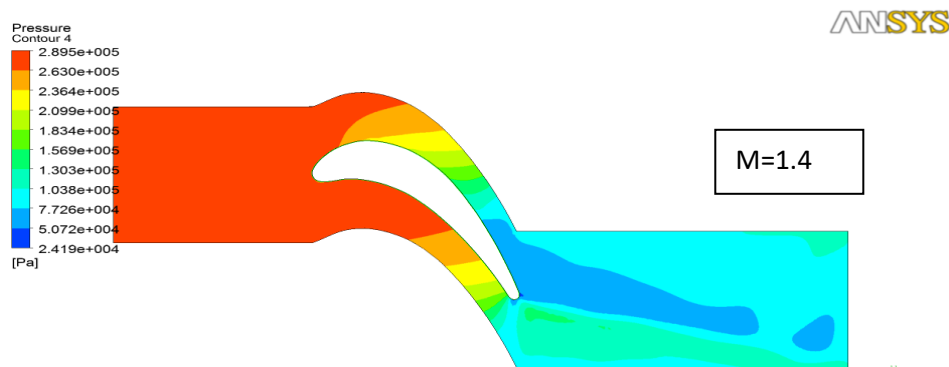


Figure V-19: variation de la pression autour de l'aube e pour nombre de Mach $M = 1.4$.

Les figures [V-17 jusqu'à V-19] qu'illustrent respectivement la distribution de pression le autour de l'aube pour différents nombre de Mach.

Notre interprétation sera faite sur une répartition autour d'aube en trois parties distinctes, qui sont le bord d'attaque, le bord de fuite et au milieu de l'aube (extrados, intrados).

Pour le nombre de Mach =1.4 au niveau de l'extrados et l'intrados on trouve que la pression est maximum dans une partie qui est plus grande à celle de $M=1$ et $M=7$ et surtout dans la partie bord d'attaque et l'intrados, et à la sortie on remarque le contraire ou la pression diminue considérablement à partir de bord de fuite et au-dessus de la branche de l'onde de choc cette diminution est moins importante avec la diminution du nombre de Mach.

Conclusion générale

Au cours de cette étude d'analyse des performances, nous avons réalisé une simulation numérique d'un écoulement compressible en régime stationnaire dans une aube d'une turbine, concernant l'effet de la variation de nombre de Mach sur le comportement de l'écoulement.

Cette démarche de type direct est basée sur la CFD (tridimensionnel 3D), qui se présente comme une procédure robuste pour la prédiction des phénomènes associés.

Une comparaison détaillée de tous ces cas (différents nombres de Mach) a été largement discutée :

- La pression à l'entrée du domaine est très élevée, un point d'arrêt au niveau du bord d'attaque où la pression est maximale commence à diminuer par le frottement dans les couches de l'aube long de l'intrados du profil jusqu'à la sortie.
- Dans le cas de l'aube qui a des nombres de Mach $M = 0.7$ la pression élevée du côté du côté intrados et diminue du côté extrados tandis que l'effet inverse pour long de l'aube pour nombre de Mach.
- Pour nombre de Mach $M = 1$, la pression diminue, et vu l'importance des vitesses sur l'extrados par rapport à l'intrados, En aval du bord de fuite le système des ondes de chocs se forme par les deux branches des ondes de chocs à la sortie.
- Pour grand nombre de Mach $M = 1.4$, les deux branches de l'onde de choc sont plus imposantes, ainsi que l'angle entre ces deux branches est plus étroite en comparaison avec le cas $M=1$
- L'augmentation de la pression et de la température peuvent conduire à un écoulement instable et un certain danger peut être pressant à tout moment, car l'aube de grande inclinaison résiste moins aux efforts, qui risquent de fissurer.

La concordance des résultats numériques, en utilisant un maillage hybride plus fin qui dépend essentiellement des moyens utilisés d'un modèle de la turbulence SST-kw.

Enfin, de nombreux travaux de recherche sont en cours concernant la compréhension des phénomènes liés aux écoulements, pour la compréhension du comportement du fluide autour des aubes peut permettre une meilleure conception et donc un rendement amélioré des turbomachines, comme perspective, il serait très intéressant de passer à d'autres modèles de turbulence plus performants, comme le RSM, dans le but de capturer éventuellement les écoulements secondaires caractérisant l'écoulement à travers les aubes des turbomachines.

REFERENDES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] BENTATA O. Département de Génie Mécanique Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Turbomachines 1a Fluides incompressibles Cours et Exercices.

[2] **BARIKI Mohammed, BENAOUN belgacem**, Département de Forage et Mécanique des Chantiers Pétroliers, université kasdi merbah – Ouargla, Etude Thermodynamique et Maintenance de la Turbine à gaz.

[3] **TOUIL Amel et BENLAZAR Fatima**, Université Aboubakr Belkaïd– Tlemcen – Faculté de Technologie, Simulation numérique d'un écoulement autour d'une aube de la Turbine à gaz.

[4] **Karim BAKRETI, Hamza Bendehiba GUETARNI**, Université Abdel Hamid Ben Badis – Mostaganem, Faculté des Sciences et de la Technologie, Département Génie Mécanique, analyse des performances énergétiques d'un turboréacteur double-flux double-corps.

[5] **MESSAOUDI Brahim, BEN AMOR Ahmed**, Université Larbi Ben M'hidi, Oum El Bouaghi Faculté des Sciences et Technologie, Ain Beida, Etude numérique de l'écoulement transsonique autour d'une aube de turbine axiale.

[6] **SALHI KHAWLA**, Université Larbi Ben M'hidi, Oum El Bouaghi Faculté des Sciences et Technologie, modélisations des écoulements turbulente de milieux preux, applications dans les turbomachines.

[7] **NOUIOUMOHAMED**, Université D'Oran, Faculté des Sciences et de la Technologie, simulation numérique de l'écoulement autour d'une aube d'une turbine a gaze axial placé dans le stator de la turbine sur CFX.