

République Algérienne Démocratique et Populaire

**MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITÉ MOULOUD MAMMÈRI DE TIZI-OUZOU
FACULTÉ DU GÉNIE DE LA CONSTRUCTION
DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE**



MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

**EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLÔME DE
MASTER ACADEMIQUE EN GENIE MECANIQUE
OPTION : ENERGETIQUE**

**THEME : Simulation numérique de l'écoulement
dans l'espace interaubes d'un canal de compresseur
axial : Mise en évidence des différents tourbillons.**

Proposé et dirigé par :

M. BOUSSAFEUR

Présenté et soutenu par :

M. AIT SLIMANE Kocella

**PROMOTION
2015/2016**

Dédicaces

À mes parents

À ma famille,

À toutes les personnes qui ont permis la réalisation de ce travail.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à exprimer ma profonde gratitude envers mon encadreur, M. Boussafeur, pour m'avoir proposé un projet sur un sujet d'actualité. Je le remercie également pour ses conseils judicieux, sa disponibilité et surtout la confiance qu'il a suscité en moi pour de la réalisation de ce projet.

Mes pensées vont également à ma famille, et plus particulièrement à mes parents, qui sans leur soutien, ce projet n'aurait pas été viable. L'humilité, la probité, le sens des responsabilités etc. sont autant de valeurs qu'ils m'ont inculqués. Ces valeurs ont été pour moi une source d'inspiration et une lumière qui éclaire la voie sur laquelle j'avance avec sérénité. La langue française aurait pu s'inventer un vocable pour exprimer cette infinie reconnaissance et bonheur que je leurs dois.

Résumé

Le présent travail constitue une investigation numérique d'un écoulement en trois dimensions dans un compresseur axial, l'étude porte sur l'écoulement autour d'un élément (aubage) de rotor du compresseur CEM2, Le but de ce projet est la mise en évidence des phénomènes tourbillonnaire au sein d'un canal de rotor ainsi que la compréhension des mécanismes de leurs apparitions.

Mots clef : Compresseur axial, turbocompresseurs, aérodynamique, modélisation numérique, turbulence, tourbillons.

Abstract:

This work is a numerical investigation in three dimensions of an axial compressor, the study focuses on the flow around an element (blading) of rotor of CEM2 compressor, the goal of this project is the highlighting of turbulent phenomena in a rotor channel and the understanding of the mechanisms of their appearances.

Key words: Axial compressor, turbochargers, aerodynamics, turbulence, numerical modelisation, vortex.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	III
REMERCIEMENTS	IV
RÉSUMÉ	V
ABSTRACT	VI
TABLE DES MATIÈRES	VII
Liste des figures.....	X
Liste des tableaux.....	XIII
NOMENCLATURE	XIV

Introduction générale	1
-----------------------------	---

CHAPITRE I: NOTION D DE MECANIQUE DES FLUIDES.

I.1- Introduction	3
I.2- Définitions	3
I.2.1- Compressibilité et incompressibilité.....	3
I.2.2- Fluide parfait.....	4
I.2.3-Fluide visqueux.....	4
I.2.3.1- Viscosité dynamique.....	5
I.2.3.2- Viscosité cinématique	6
I.3-Description Lagrangienne.....	6
I.4-Description Eulérienne	7
I.5- Equation de continuité.....	9
I.6- Equation de conservation de la quantité de mouvement.....	13
I.7- Equation de conservation de l'énergie.....	15
I.8- Equation de Navier-Stokes.....	18
I.9- Les diverses méthodes de simulation pour la résolution des équations de Navier-Stoke..	20
I.9.1- LES (Large Eddy Simulation) ou simulation a grandes échelles.....	22
I.9.2- Simulation numérique directe	23
I.9.3- RANS (Reynolds Average Navier-Stokes Equations).....	24

CHAPITRE II : NOTIONS DE DYNAMIQUE DES GAZ ET D'AERODYNAMIQUE.

II.1- Rappels thermodynamique.....	27
II.1.1-Premier principe de la thermodynamique.....	27
II.1.2-Loi des gaz parfait.....	28

Table des matière

II.2- Définitions.....	29
II.2.1- Vitesse du son.....	29
II.2.2- Nombre de Mach.....	31
II.2.3- Etat générateur	31
II.4- Equation de Barré de Saint-Venant.....	33
II.5- Equation de Rankine-Hugoniot.....	34
II.6- La couche limite.....	34
II.7- Décollement de la couche limite.....	38

CHAPITRE III : THEORIE GENERALE DES TURBOMACHINES

III.1- Généralités sur les turbomachines	42
III.2- Classification des turbomachines.....	43
III.2.1- Selon la nature du fluide.....	43
III.2.2- Selon la fonction de la machine.....	43
III.3- Fonctions et domaines d'utilisation des turbomachines	45
III.4- Constitution des turbomachines	47
III.5- Les compresseur.....	49
III.5.1- Compresseur centrifuge	49
III.5.2-Compresseur axial.....	50
III.6- Définition des paramètres géométriques.....	51
III.7- Triangle des vitesses	53
III.8-Profils d'aubages.....	55

CHAPITRE IV : SIMULATOIN NUMERIQUE.

IV .1- Présentation du projet de simulation.....	59
IV.2- Présentation du logiciel GAMBIT et FLUENT	60
IV.3- Créations de la géométrie sur GAMBIT	62
IV.4- Conditions aux limites	66
IV.5-Maillage de la géométrie.....	69
IV.6-Définition des conditions de simulation sous FLUENT.....	71

Table des matière

CHAPITRE V : Résultats et discussion.

V .1-Introduction.....	79
V.2- Courbes itératives	80
V.3-Mise en évidence des phénomènes tourbillonnaires.....	81
V.4-Tourbillon de passage.....	82
V.5-Tourbillon de jeu.....	85
V.6-Tourbillon de coin (décollement de coin)	88
V.7-Conclusion.....	90
Conclusion générale.....	91
Bibliographie.....	93

LISTE DES FIGURES

Figure I.1: Ecoulement entre deux plaques planes.....	4
Figure I.2: Trajectoire de la particule P.....	7
Figure I.3: La trajectoire de la particule	8
Figure I.4: Ligne de courant	9
Figure I.5: Passage d'un fluide à travers un volume de contrôle	9
Figure I.6: Ecoulement de volume.....	10
Figure I.7: Ecoulement a l'intérieur d'un tuyau.....	15
Figure I.8 : Validité du calcul numérique par rapport a l'analytique.....	20
Figure I.9 : Résolution des équations de Navier-Stokes.....	21
Figure II.1 Mise en évidence de la notion de célérité du son.....	30
Figure II.2 Représentation de l'état générateur.....	32
Figure II.3 Profil de vitesse au travers d'une couche limite au-dessus d'une plaque.....	35
Figure II.4 Représentation d'écoulements autour de diverse géometries.....	35
Figure II.5 Décollement de la couche limite autour d'une aile.....	38
Figure II.6 représentation de la vitesse longitudinale dans le cas de l'écoulement décollé autour du profil NACA012, $Re=5000$ et $\alpha = 16^\circ$	39
Figure III.1 Roue motrice radiale.....	44
Figure III.2 Roue motrice axiale.....	44
Figure III.3 Roue motrice hélicoïdale.....	45
Figure III.4 Représentation des différents éléments d'un compresseur.....	48

Liste des figures

Figure III.5 Diffuseur radial d'un compresseur centrifuge.....	48
Figure III.6 Différentes formes de la roue du compresseur centrifuge.....	49
Figure III.7 Compresseur axial et centrifuge d'un turbomoteur.....	50
Figure III.8 Vue du compresseur axial CME2.....	50
Figure III.9 Compresseur axial multiétagés.....	51
Figure III.10 Profil cambré.....	51
Figure III.11 Triangle des vitesses à l'entrée et à la sortie de la roue du compresseur	53
Figure III.12 Ecoulement dans une grille tridimensionnelle.....	54
Figure III.13 Triangle des vitesses pour une machine axial.....	55
Figure IV.1 Turbo volume contenant l'aubage étudié.....	59
Figure IV.2 Interface Gambit.....	61
Figure IV.3 Ligne du moyeu.....	62
Figure IV.4 Menu Ligne.....	62
Figure IV.5 Représentation des deux faces supérieures et inférieure de l'aube.....	63
Figure IV.6 Commande Turbomachine.....	64
Figure IV.7 Turbo volume.....	64
Figure IV.8 Les Turbo zones.....	65
Figure IV.9 Commande Define turbo zones.....	65
Figure IV.10 Géométrie finale du projet de simulation.....	66
Figure IV.11 Command Specify Boundary Condition.....	67
Figure IV.12 Conditions aux limites du volume d'entrée.....	68
Figure IV.13 Conditions aux limites du turbo volume.....	68
Figure IV.14 Conditions aux limites du volume de sortie.....	68
Figure IV.15 Commande Specify continuum types.....	69
Figure IV.16 Maillage de la géométrie étudié.....	70
Figure IV.17 Menu de maillage du volume.....	70
Figure IV.18 Menu export.....	71

Liste des figures

Figure IV.19 Interface définition des différents aspects du problème.....	72
Figure IV.20 Interface définition du régime d'écoulement.....	73
Figure IV.21 Interface Boundary Conditions.....	74
Figure IV.22 Interface initialisation des calculs.....	75
Figure IV.22 Interface pour la commande Itérate.....	76
Figure V.1 Courbes itératives	80
Figure V.2 Schématisation des écoulements au sein d'un compresseur axial.....	81
Figure V.3 Ecoulement instationnaires autour de l'aube.....	82
Figure V.4 Schématisation de l'apparition du tourbillon de passage	82
Figure V.5 Tourbillon de passage	83
Figure V.6 Agrandissement de la zone d'apparition du tourbillon de passage.....	84
Figure V.7 Mise en évidence du tourbillon de passage par la vitesse relative selon l'axe des Z.....	84
Figure V.8 Agrandissement de la région d'apparition du tourbillon de passage.....	85
Figure V.9 Formation du tourbillon de jeu.....	85
Figure V.10 Schématisation de la fuite de jeu par la pression totale.....	86
Figure V.11 Fuite de jeu par la vitesse relative selon l'axe des X.....	86
Figure V.12 Mise en évidence du tourbillon de jeu par la vitesse relative.....	87
Figure V.13 Mise en évidence du tourbillon de jeu par la vitesse relative en forme de cône...87	
Figure V.14 Décollement de la couche limite.....	88
Figure V.15 Vue d'ensemble sur la zone d'apparition du tourbillon de coin.....	89
Figure V.16 Agrandissement de la zone du tourbillon de coin.....	89

Liste des tableaux

Tableau I-1 : Quelques valeurs de viscosités.....6

Nomenclature

A	Bord d'attaque	[-]
A	Section de passage	[m^2]
a	Vitesse du son	[m/s]
C_v	Capacité calorifique à volume constant	[$m^2 / s^2 \cdot K^\circ$]
C_p	Capacité calorifique à pression constant	[$m^2 / s^2 \cdot K^\circ$]
E_c	Énergie cinétique	[$kg \cdot m^2 / s^2$]
E_p	Énergie potentiel	[$kg \cdot m^2 / s^2$]
E_i	Énergie interne	[$kg \cdot m^2 / s^2$]
e	Épaisseur maximale	[m]
F	Force de frottement	[$kg \cdot m / s^2$]
F	Force	[$kg \cdot m / s^2$]
g	Constante de gravitation	[m / s^2]
H	Enthalpie totale	[m^2 / s^2]
h	Enthalpie	[m^2 / s^2]
i	Angle d'incidence	[°]
M	Nombre de mach	[-]
m	Masse	[kg]

Nomenclature

P	Pression	[$kg/m \cdot s$]
q_v	Débit volumique	[m^3 / s]
R	Constante des gaz parfait	[$kg \cdot m^2 / s \cdot mol \cdot K^\circ$]
r	Constante massique du gaz parfait	[$m^2 / s^2 \cdot K^\circ$]
r	Rayon	[m]
S	Section	[m]
T	Température	[K°]
\vec{U}	Vitesse d'entraînement	[m / s]
u	Composante de la vitesse suivant x	[m / s]
\vec{V}	Vitesse absolu	[m / s]
V	Vitesse	[m / s]
v	Composante de la vitesse suivant y	[m / s]
α_A	Angle d'attaque	[$^\circ$]
α_F	Angle de fuite	[$^\circ$]
W_{pr}	Travail des force de pressions	[$kg \cdot m^2 / s^2$]
W_g	Travail de la gravité	[$kg \cdot m^2 / s^2$]
W_{fr}	Travail de frottement	[$kg \cdot m^2 / s^2$]
W_{tec}	Travail technique	[$kg \cdot m^2 / s^2$]

Nomenclature

\vec{W}	Vitesse relative	[m/ s]
w	Composante de la vitesse suivant z	[m/ s]
X	Position de la particule	[m]
γ	Constante adiabatique	[-]
η	Viscosité dynamique	[kg/m. s]
λ	Allongement du profile	[-]
ν	Viscosité cinématique	[m ² / s]
ρ	Masse volumique	[kg/m ³]
$\bar{\phi}_i$	Valeur moyenne	[-]
ϕ_i	Partie fluctuante	[-]
w	Vitesse angulaire	[rad/ s]

INTRODUCTION

Les compresseurs constituent une gamme importante des turbomachines. Leur découverte remonte au début du 20^{ème} siècle lorsque Râteau mit en évidence leur existence. Alors que le compresseur centrifuge connut un succès immédiat du fait que la compression est assurée en partie par l'effet centrifuge, le compresseur axial, lui est abandonné malgré quelques prototypes faits en 1905 par Parsons, qui s'avéreront sans succès. Il a fallu attendre le développement de l'aérodynamique pour que l'idée de conception de ce compresseur soit relancée. En 1924 Darrieus mit au point le premier compresseur axial et c'est le début d'une aventure auréolée de réussite, qui dure jusqu'à présent.

Le compresseur axial possède un taux de compression par étage très faible en comparaison avec son équivalent centrifuge, mais l'association de plusieurs étages, généralement périodiques, c'est-à-dire dont les aubes ont le même profil, le même triangle des vitesses et donc la même énergie absorbée par le fluide dans l'étage, permet d'augmenter sensiblement ce taux. A présent il est largement utilisé notamment en aéronautique, domaine où la notion d'espace et de poids est déterminante dans l'efficacité de fonctionnement de ces machines.

La maîtrise de l'écoulement à l'intérieur de ces machines ouvre des perspectives nouvelles quant à l'augmentation de leur efficacité, mais aussi à l'amélioration de la longévité des matériaux en contact avec ces écoulements. L'interaction fluide structure est un champ vaste actuellement en exploration. Des recherches se font au quotidien pour prédire l'effet de l'écoulement, particulièrement la turbulence, sur la structure de ces matériaux, qui est en partie responsable des vibrations constatées sur les turbomachines.

La conception d'un compresseur passe par plusieurs étapes importantes les unes des autres. Il y a avant tout la collecte des données, qui permettront le démarrage des premiers calculs. On en obtient une partie par le biais du cahier des charges, ce sont les grandeurs globales telles que le débit, le taux de compression, l'encombrement, le rendement global, les paramètres liés au fluide etc. L'autre est obtenue au fur et à mesure qu'on avance dans le dimensionnement du compresseur à partir des bases de données, comme le choix du profil des aubes, l'évaluation des pertes de charges... Les paramètres globaux de l'écoulement en différents endroits du compresseur sont déterminés sur un tube de courant moyen en utilisant

l'approche monodimensionnel par la résolution de la relation d'Euler en turbomachine combinée avec les lois de l'équilibre radial simplifié. On conçoit la première géométrie du compresseur, qui comprend le canal d'admission la roue avec tous ses éléments, le diffuseur etc ... , L'étape suivante, évoluée, consiste à résoudre le problème en quasi-trois dimensions. Wu en 1952 propose une méthode devenue célèbre, qui consiste à décomposer l'écoulement tridimensionnel en deux bidimensionnels couplés : L'écoulement aube à aube et l'écoulement méridien. Dans ce cas, on tient compte de l'effet de couche limite, de l'effet de jeu. L'étape la plus évoluée est sans aucun nul doute la méthode tridimensionnelle. Des codes très élaborées permettent de scanner l'écoulement dans la turbomachine en résolvant les équations de Navier-Stokes qui le décrivent. La dernière étape et non des moindres, consiste à calculer et à contrôler ses caractéristiques structurelles et thermiques.

Le compresseur axial objet du présent travail a franchi les étapes liées à son dimensionnement. Il a été dessiné par la SNECMA et réalisé par LEMFI. Il a fait le bonheur de plusieurs chercheurs à l'école nationale supérieur des arts et métiers (ENSAM) de Paris jusqu'en 2010, date de son transfèrement à l'ENSAM de Lille. Depuis, installé au laboratoire de l'école, il continue à constituer de support pour plusieurs essais.

Dans le présent travail, il est question d'explicitier les phénomènes inhérents à l'aérodynamique interne des compresseurs et d'analyser les performances en utilisant l'approche thermodynamique mais aussi une approche par simulation numérique de type RANS. En raison de l'axisymétrie que présente l'écoulement, on se limite à en simuler l'écoulement dans un seul canal.

Notre mémoire s'articule autour de cinq chapitres. Dans le premier, on rappelle les éléments basiques de la mécanique des fluides. On rappelle les équations de Navier-stokes et on montre leur caractère non linéaire qui complique leur intégration. Le Premier principe permet aussi d'exprimer l'équation différentielle de l'énergie. Le second chapitre fait l'objet de rappels de dynamique des gaz. Dans le cadre d'un certain nombre d'hypothèses on montre que la somme de l'énergie cinétique avec l'enthalpie se conserve tout le long de l'écoulement; c'est l'équation de Zeuner. Le chapitre trois est consacré à la théorie générale des turbomachines ; On établit la relation d'Euler, mais aussi les triangles des vitesses. La présentation des logiciels Gambit et Fluent fait partie du chapitre quatre. Le dernier chapitre est réservé à l'interprétation des résultats. On termine avec une conclusion globale.

Chapitre I : Notions de mécanique des fluides

I.1.Introduction :

La mécanique des fluides est la science des lois de l'écoulement des fluides. Elle est la base du dimensionnement des conduites de fluides et des mécanismes de leur transfert. C'est une branche de la physique qui étudie les écoulements de fluides, liquides et gaz, lorsqu'ils subissent des forces ou des contraintes. Elle comprend deux grandes branches :

- 1- la statique des fluides qui étudie les fluides au repos. Historiquement, elle constitue la branche la plus ancienne de la mécanique des fluides, notamment avec la poussée d'Archimède et son corollaire la pression.
- 2- la dynamique des fluides qui étudie les fluides en mouvement

On distingue également d'autres sous branches liées à la mécanique des fluides telles que l'hydraulique, l'hydrodynamique, l'aérodynamique etc[1].

La plupart des écoulements sont régis par les équations de Navier-Stokes, qui sont connues depuis le début du 19ème siècle. Elles demeurent jusqu'au jour d'aujourd'hui difficilement intégrable malgré leur caractère déterministe car elles comportent des termes non linéaires. Plusieurs approches ont été adoptées pour leur trouver des solutions. La plus récente, depuis les années 80, est la mécanique des fluides numérique, CFD en anglais (Computational Fluid Dynamics), qui simule l'écoulement des fluides en résolvant les équations qui les régissent à l'aide d'ordinateurs de plus en plus puissants : les supercalculateurs.

La mécanique des fluides possède de nombreuses applications dans divers domaines comme l'ingénierie navale, l'aéronautique, mais aussi la météorologie, la climatologie ou encore l'océanographie.

I.2.Définitions :**I.2.1.Compressibilité et incompressibilité:**

Un fluide est dit incompressible lorsque le volume occupé par une masse donnée ne varie pas en fonction de la pression extérieure. Sa masse volumique ρ (kg/m^3), dans ce cas, est constante. Les liquides satisfont cette condition, en revanche, pour les gaz pas toujours.

La compressibilité dans ce dernier cas est tributaire d'un autre paramètre adimensionnel, qu'on appelle le nombre de Mach-Sarrau, appelé communément nombre de Mach M . Il est défini par le rapport de la vitesse de l'écoulement en un point à la vitesse du son au même point. La compressibilité intervient lorsque M dépasse la valeur de 0,3.

I.2.2. Fluide parfait :

En mécanique des fluides, un fluide est dit parfait s'il est possible de décrire son mouvement sans prendre en compte les effets de viscosité et de la conductivité thermique. Autrement dit, l'écoulement d'un fluide est parfait si les forces de viscosité sont nulles. Les forces de contact se réduisent, dans ce cas, aux forces de pression et il n'y a pas de déperdition d'énergie dans le fluide en mouvement. Cette situation est bien sur un cas limite de l'écoulement réel. Au contact d'un solide, même un fluide de très faible viscosité a une vitesse nulle. L'écoulement du fluide parfait est généralement isentropique.

I.2.3. Fluide visqueux :

La viscosité d'un fluide caractérise la résistance qu'il oppose à la déformation (mouvement) engendrée par l'application d'une contrainte (Force/surface). L'agitation des molécules est responsable d'un transfert microscopique de quantité de mouvement d'une particule à sa voisine s'il existe entre elles une différence de vitesse. Ce transfert est traduit par la propriété appelée viscosité, La viscosité caractérise l'aptitude d'un fluide à s'écouler. Tout fluide réel présente une viscosité qui se manifeste par une résistance à la mise en mouvement du fluide.

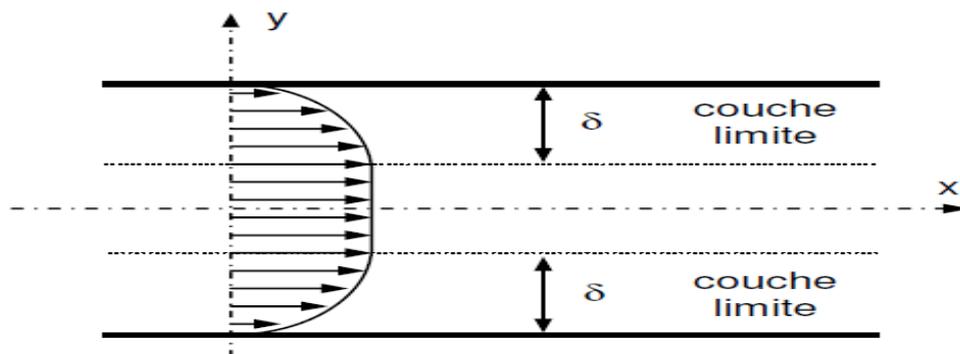


Figure I-1 : Ecoulement entre deux plaques planes.

Lorsque la viscosité augmente, la capacité du fluide à s'écouler diminue. En pratique tous les fluides sont visqueux, c'est-à-dire que le mouvement d'une couche fluide par rapport à une autre est toujours freiné par un phénomène de frottement.

La figure I-1 représente un fluide en écoulement entre deux plaques parallèles immobiles. On distingue deux zones : une zone centrale libre où l'écoulement garde les mêmes caractéristiques que celles qu'il aurait eu en l'absence des parois et une zone interne, appelée couche limite, sous influence directe de celles-ci où la vitesse v va en crescendo que y . On définit l'épaisseur δ de cette couche la distance y entre la paroi et le point où $v=0,99$ de v_0 ; v_0 est la vitesse du fluide dans la zone libre. δ est variable, elle dépend de x , de la vitesse du fluide mais aussi de sa viscosité, de sa masse volumique et des dimensions caractéristiques de la conduite. Lorsque le fluide est parfait, la couche limite s'efface pour laisser place à un écoulement qui glisse sur les parois [2].

I.2. 3.1 Viscosité dynamique

Considérons deux couches de fluide contiguës distantes de Δz . La force de frottement F qui s'exerce à la surface de séparation de ces deux couches s'oppose au glissement d'une couche sur l'autre. Elle est proportionnelle à la différence de vitesse des couches soit Δv , à leur surface S et inversement proportionnelle à Δz .

$$F = S\eta \frac{\Delta v}{\Delta z} \quad (\text{I.1})$$

$$[\eta] = \text{M} \cdot \text{L}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$$

Dans le système international (SI), l'unité de viscosité dynamique est le Pascal seconde (Pa·s) ou Poiseuille (Pl) : $1 \text{ Pa} \cdot \text{s} = 1 \text{ Pl} = 1 \text{ kg/m} \cdot \text{s}$.

I.2.3.2- Viscosité cinématique :

La viscosité cinématique est le quotient de la viscosité dynamique par la masse volumique du fluide. Elle représente la capacité de rétention des particules du fluide et quantifie sa capacité à s'épancher. Ce rapport apparaît dans de nombreuses formules.

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (\text{I.2})$$

$$[\nu] = L^{-2} \cdot T^{-1}$$

Certains préfèrent utiliser le stokes (St), mais dans la pratique, c'est le centistokes (Cts) qui est le plus souvent utilisé.

Le stokes est défini en fonction de l'unité légale par : $1 \text{ St} = 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$.

Eau			
T (°C)	ρ (kg /m ³)	$\mu \times 10^6$ (m pas)	$\nu \times 10^6$ (m ² /s)
10	1001	1,3	1,3
20	1000	1,007	1,007
40	994.6	0,645	0,658
60	985.5	0,471	0,478

Air			
T (k)	ρ (kg /m ³)	$\mu \times 10^5$ (pa.s)	$\nu \times 10^5$ (m ² /s)
100	3,6	0,69	0,19
200	1,77	1,33	0,75
300	1,77	1,98	1,57
400	0,882	2,28	2,59

Tableau I-1 : Quelques valeurs de viscosités.

I.3 Description Lagrangienne :

La description de l'écoulement par cette approche consiste à suivre chaque particule du fluide dans son mouvement. La figure I-2 donne la trajectoire d'une particule au cours de son évolution dans le fluide.

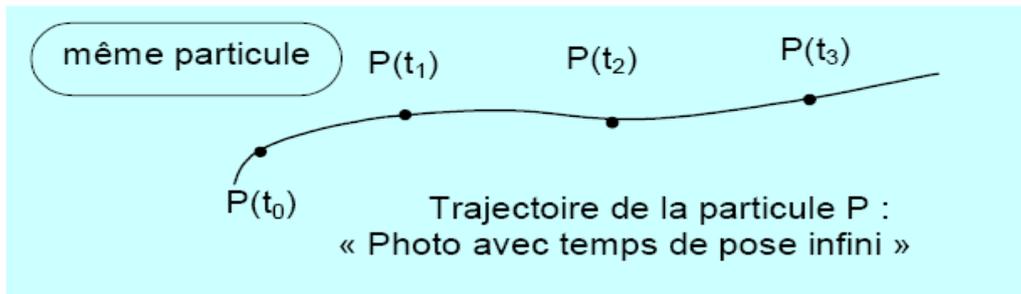


Figure I-2 : trajectoire de la particule P.

A chaque instant, la particule P occupe une position déterminée. Ses coordonnées $X_i(t)$, par rapport à un référentiel donné, sont appelées variable de Lagrange. Le vecteur vitesse instantanée de la particule P est :

$$\vec{V} = \frac{d\vec{op}}{dt} = \frac{d\vec{X}_1}{dt} \vec{e}_1 + \frac{d\vec{X}_2}{dt} \vec{e}_2 + \frac{d\vec{X}_3}{dt} \vec{e}_3 \quad (\text{I.3})$$

Où les \vec{e}_i sont les vecteurs unitaires des axes du système de référence.

Le lieu géométrique des positions successives occupées par une particule, lorsque t varie, constitue, donc la trajectoire de cette particule qu'on peut visualiser en injectant par exemple un colorant en un point de l'écoulement. A l'instant t_0 , on marque le point $P(t_0)$ et en suivant l'évolution du colorant en fonction du temps, on détermine les autres positions $P(t)$.

Cette méthode n'est pas utilisée car elle conduit à des calculs longs et fastidieux.

I.4. Description Eulérienne :

Dans la pratique, il est difficile d'identifier, et donc de suivre, une particule fluide en mouvement. Il apparaît donc judicieux d'introduire une description alternative pour un écoulement. La connaissance de la vitesse de la particule fluide qui, à un instant t , occupe la position x est une donnée pertinente pour décrire le mouvement d'un fluide. Considérons la vitesse :

$$\vec{U} = \frac{\partial \vec{f}}{\partial t}(x_0, t_0, t) \quad (\text{I.4})$$

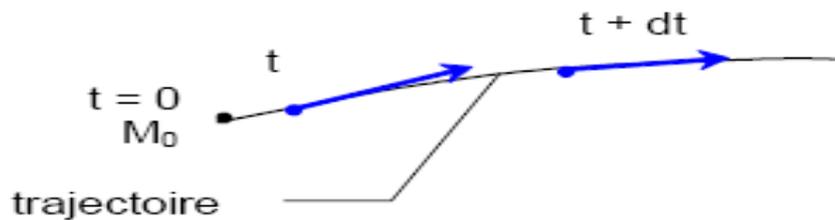


Figure I-3 : La trajectoire de la particule.

Cette description de l'écoulement consiste à établir à un instant t l'ensemble des vitesses associées à chaque point de l'espace occupé par le fluide. À chaque instant t , l'écoulement du fluide est décrit au moyen d'un champ de vecteurs vitesses. Les composantes v_i ($i = 1, 3$) de la vitesse dans le référentiel choisi sont des fonctions de quatre variables indépendantes x_i ($i = 1, 3$) et t , appelées variables d'Euler.

x_i représentent les coordonnées d'un point fixe dans le référentiel, autrement dit ne dépendent pas explicitement du temps. Nous noterons u, v, w , les composantes du vecteur vitesse x, y, z , les composantes du point M considéré [3].

On utilise de préférence ce mode de description. En chaque point $M(x_i)$ de l'espace, repéré par rapport à un système fixe, on observe le passage des particules au cours du temps.

Dans cette approche, on appelle ligne de courant la courbe qui, en chacun de ses points, est tangente au vecteur vitesse local du champ de l'écoulement. Sur la figure I-3 est représentée une ligne de courant, dont l'équation différentielle s'écrit :

$$\frac{dx}{u(x,y,z,t)} = \frac{dy}{v(x,y,z,t)} = \frac{dz}{w(x,y,z,t)} \quad (\text{I.5})$$

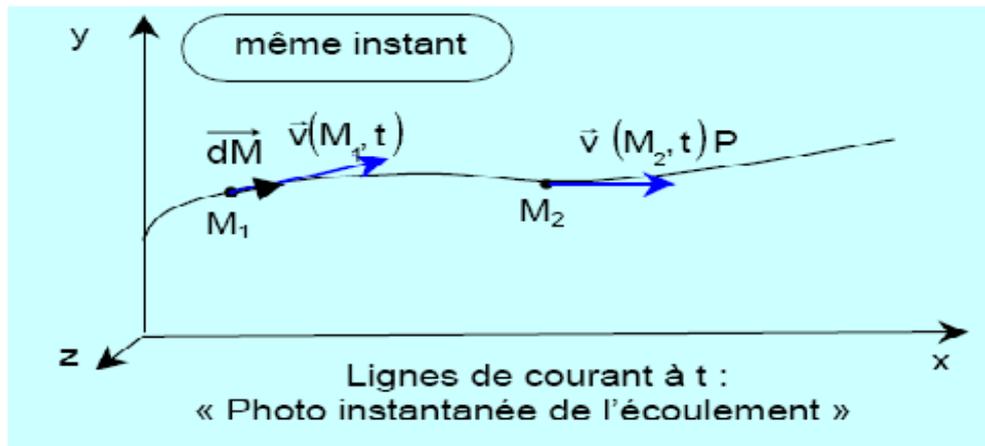


Figure I-4 : Lignes de courant.

I.5. Equation de continuité:

L'équation de continuité, traduit le principe de la conservation de masse. Au cours du temps, la masse du fluide contenue dans un volume donné évolue. Cette évolution est due à l'échange de masse à travers la surface limitant ce volume, ainsi qu'à l'éventuelle présence de source et/ou de puits en son sein [1].

On considère un fluide représenté par des lignes de courant figure(III.05), pour un volume fermé qui entoure une portion de fluide, il est défini par le volume de contrôle D , la surface de contrôle S est définie par la surface fermée qui délimite le volume de contrôle.

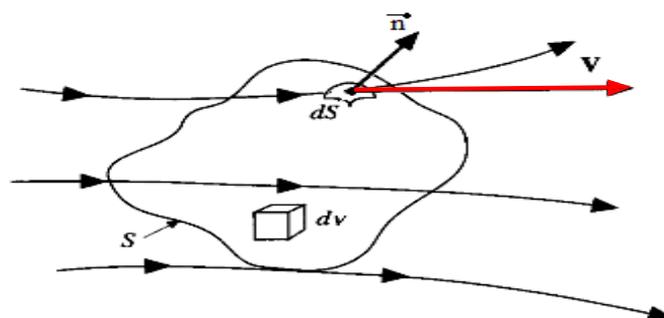


Figure I.5: Passage d'un fluide à travers un volume de contrôle.

On considère un élément de volume fixe de fluide :

$$dV = dx dy dz. \quad (\text{I.6})$$

Sa masse peut s'exprimer comme : ρdV

La variation de cette masse pendant dt s'écrit :

$$dm = \frac{\partial(\rho dV)}{\partial t} dt = \frac{\partial \rho}{\partial t} dV dt \quad (\text{I.7})$$

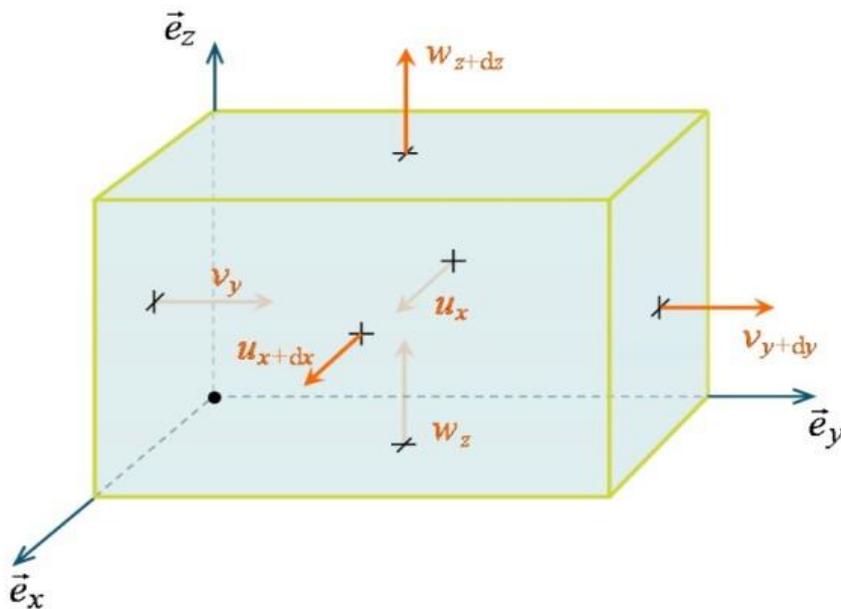


Figure I.6 : Élément de volume

Considérons dans un premier temps l'ensemble des débits traversant les 6 faces du parallélépipède, et raisonnons à partir du schéma de la figure I-5. Le vecteur vitesse présente 3 composantes étant chacune perpendiculaire à 2 des 6 faces. Le débit massique à travers une surface correspond dans ce cas au produit de la masse volumique par la composante de la vitesse multiplié par la surface traversée.

A travers les deux faces perpendiculaires à l'axe y , le bilan de masse pendant le temps dt s'exprime :

$$dm_y = \underbrace{+[\rho v]_y dx dy dt}_{\text{masse entrante}} - \underbrace{[\rho v]_{y+dy} dx dz dt}_{\text{masse sortante}} \quad (\text{I.8})$$

Un développement limité au premier ordre conduit à :

$$[\rho v]_{y+dy} = [\rho v]_y + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} dy \Rightarrow dm_y = -\frac{\partial(\rho v)}{\partial y} dx dy dz dt \quad (\text{I.9})$$

Par analogie, selon les deux autres directions on trouve :

$$dm_x = -\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} dx dy dz dt \quad \text{et} \quad dm_z = -\frac{\partial(\rho w)}{\partial z} dx dy dz dt \quad (\text{I.10})$$

Par conséquent, la variation de masse due aux débits massiques à travers les 6 faces se formule :

$$dm_x + dm_y + dm_z = -\left(\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} \right) dV dt = -\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) dV dt \quad (\text{I.11})$$

S'il existe, au sein de l'élément de volume, des puits et des sources, ils sont caractérisés chacun par un débit volumique par unité de volume (bien que ponctuels, ils génèrent un débit volumique à l'intérieur de dv). On les notera q_v et on pourra leur affecter des valeurs positives (sources) ou négatives (puits). Ainsi, le débit en masse pendant le temps dt créé ou détruit à l'intérieur du volume dv s'exprime :

$$\sum_i \rho q_{v_i} dV dt \quad (\text{I.12})$$

Il résulte de la prise en compte de ces différents termes la formulation suivante de la variation de masse du volume dv pendant le temps dt :

$$dm = \frac{\partial \rho}{\partial t} dV dt = -\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) dV dt + \sum_i \rho q_{v_i} dV dt \quad (\text{I.13})$$

Qui, après simplification par dV et dt , est ramenée à une équation locale connue sous l'appellation d'équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = \sum_i \rho q_{v_i} \quad (\text{I.14})$$

Il convient alors d'envisager quelques cas particuliers :

si l'écoulement est stationnaire (aucune variation dans le temps des différentes grandeurs caractérisant l'écoulement et le fluide), alors on a :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \Rightarrow \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = \sum_i \rho q_{v_i} \quad (\text{I.15})$$

si l'écoulement est dépourvu de puits et sources, on dit qu'il est conservatif, et dans ce cas :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (\text{I.16})$$

si le fluide est incompressible, alors sa masse volumique est une constante (ne dépendant ni du temps, ni des coordonnées de l'espace) ; dans ce cas :

$$\left. \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \\ \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \end{array} \right\} \Rightarrow \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = \sum_i q_{v_i} \quad (\text{I.17})$$

Si l'écoulement est conservatif et que le fluide est incompressible (il s'agit de la double hypothèse que l'on retiendra pour la plupart des écoulements étudiés dans ce cours), alors on a tout simplement :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \quad (\text{I.18})$$

I.6. Equation de la conservation de mouvement :

La loi fondamentale de la dynamique: la variation de la quantité de mouvement dans l'élément $dx dy dz$ est égale à la somme des efforts appliqués

$$\frac{\Delta \rho \vec{U}}{\Delta t} = \sum \vec{F} \quad (\text{I.19})$$

Les efforts extérieurs appliqués sur l'élément sont:

Des forces volumiques: la gravité g , ainsi que les forces surfaciques c'est à dire l'interaction des autres particules fluides sur l'élément [4].

Pour un fluide ces forces surfaciques sont:

Avec ces approximations, la somme des forces de pression s'écrit :

$$\sum \vec{F} = \left(p(x - \frac{dx}{2}, y, t) - p(x + \frac{dx}{2}, y, t) \right) dy dz \vec{e}_x + \left(p(x, y - \frac{dy}{2}, t) - p(x, y + \frac{dy}{2}, t) \right) dx dz \vec{e}_y \quad (\text{I.20})$$

En effectuant un développement limité à l'ordre 1, on obtient:

$$\sum \vec{F} = -\frac{\partial p}{\partial x} dx dy dz \vec{e}_x - \frac{\partial p}{\partial y} dx dy dz \vec{e}_y \quad (\text{I.21})$$

ce qui conduit à l'équation de bilan de quantité de mouvement:

$$\frac{\Delta \rho \vec{U}}{\Delta t} = \frac{\partial \rho \vec{U}}{\partial t} dx dy dz + \text{div}(\rho \vec{U} \otimes \vec{U}) dx dy dz = \sum \vec{F} = -\overrightarrow{\text{grad}} p dx dy dz \quad (\text{I.22})$$

soit sous forme vectorielle (forme conservative) on aura :

$$\frac{\partial \rho \vec{U}}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{U} \otimes \vec{U}) = -\overrightarrow{\text{grad}} p \quad (\text{I.23})$$

Qui correspond aux 3 équations scalaires en coordonnées cartésiennes:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \text{div}(\rho u \vec{U}) &= -\frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \text{div}(\rho v \vec{U}) &= -\frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{\partial \rho w}{\partial t} + \text{div}(\rho w \vec{U}) &= -\frac{\partial p}{\partial z} \end{aligned}$$

La forme non conservative (ou convective) s'obtient en développant le terme en divergence et en utilisant l'équation de bilan de masse:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \text{div}(\rho u \vec{U}) &= \rho \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \text{div}(\rho \vec{U}) + \rho \vec{U} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} u \\ &= \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + \vec{U} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} u \right) + u \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{U}) \right) \\ &= \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + \vec{U} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} u \right) \\ &= \rho \frac{Du}{Dt} \end{aligned}$$

L'équation sous forme non conservative correspond donc à l'écriture classique de la loi fondamentale de la dynamique:

$$\rho \frac{D\vec{U}}{Dt} = \rho \left(\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \vec{U} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \vec{U} \right) = -\overrightarrow{\text{grad}} p \quad (\text{I.24})$$

De cette équation, on peut en déduire une équation de bilan sur l'énergie cinétique en effectuant le produit scalaire avec le vecteur vitesse U :

$$\rho \frac{D\vec{U}}{Dt} \cdot \vec{U} = \underbrace{\rho \frac{D(\frac{U^2}{2})}{Dt}}_{\text{variation énergie cinétique}} = \underbrace{-\vec{U} \cdot \text{grad } p}_{\text{travail des forces de pression}} \quad (\text{I.25})$$

I.7. Equation de conservation de l'énergie :

Lorsqu'un fluide se déplace à l'intérieur d'un tuyau de section et d'altitude variable, la pression varie d'un point à un autre de tuyau.

Le suisse Daniel Bernoulli (1700-1782) formula une expression fondamentale qui établit un lien entre la pression, la vitesse et la hauteur d'un fluide. C'est une conséquence de la conservation de l'énergie appliquée au cas d'un fluide parfait.

Considérons l'écoulement permanent au cours de l'intervalle Δt :

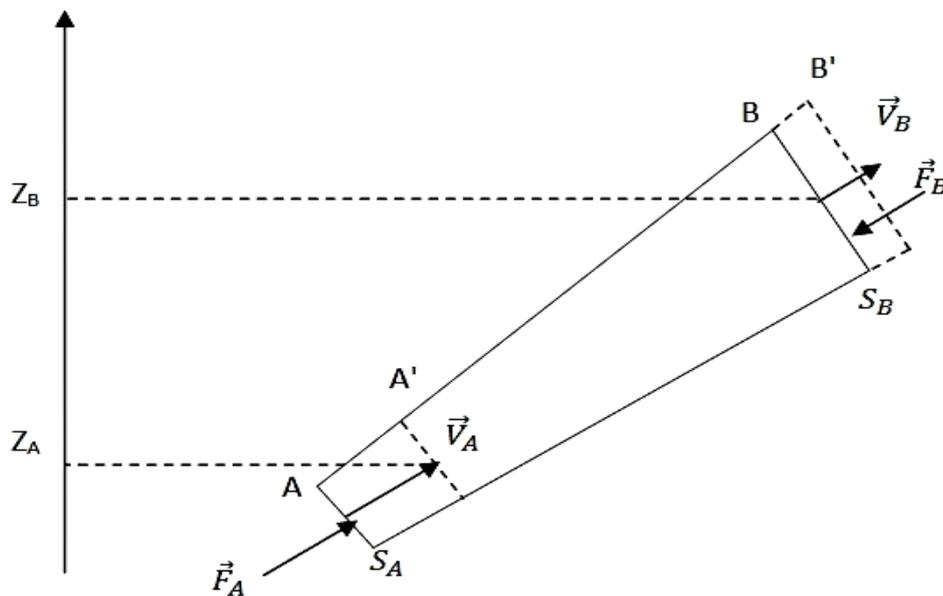


Figure I.7 Ecoulement à l'intérieur d'un tuyau.

On a:

$$AA' = \Delta X_A = V_A \Delta t \quad BB' = \Delta X_B = V_B \Delta t$$

Conservation de la masse (ou débit) ou équation de continuité :

$$S_A V_A = S_B V_B = cte$$

Calcul de la variation d'énergie cinétique E_c :

$$\Delta E_c = E_c(A'B') - E_c(AB)$$

D'après la relation de Chasles:

$$\Delta E_c = [E_c(A'B) + E_c(BB')] - [E_c(A'A') + E_c(A'B)]$$

$$\Delta E_c = E_c(BB') - E_c(AA')$$

$$\Delta E_c = \frac{1}{2} m(BB') V_B^2 - \frac{1}{2} m(AA') V_A^2$$

$$\Delta E_c = \frac{1}{2} \rho S_B \Delta x_B V_B^2 - \frac{1}{2} \rho S_A \Delta x_A V_A^2 \quad (I.26)$$

Comme $\Delta x = V \Delta t$, On peut écrire:

$$\Delta E_c = \frac{1}{2} \rho S_B \Delta t V_B V_B^2 - \frac{1}{2} \rho S_A \Delta t V_A V_A^2 \quad (I.27)$$

Le travail des forces de pression le long de la paroi latérale est nul (F perpendiculaire au déplacement). En A et B les forces sont perpendiculaires aux sections S_A et S_B et dirigées vers l'intérieur de tube de courant:

le travail est moteur en A et résistant en B

$$W_{pr} = P_A S_A \Delta x_A - P_B S_B \Delta x_B$$

$$W_{pr} = P_A S_A \Delta t V_A - P_B S_B \Delta t V_B \quad (\text{I.28})$$

Cette force est dérive d'un potentiel de poids:

$$W_g = E_p(\text{initiale}) - E_p(\text{finale})$$

$$W_g = E_p(AB) - E_p(A'B')$$

$$W_g = [E_p(AA') + E_p(A'B)] - [E_p(A'B) - E_p(BB')]$$

$$W_g = E_p(AA') - E_p(BB')$$

$$W_g = \rho S_A V_A \Delta t g z_A - \rho S_B V_B \Delta t g z_B$$

(I.29)

On applique maintenant le théorème de l'énergie cinétique [5].

$$\Delta E_c = W_{pr} + W_g \quad (\text{I.30})$$

On trouve:

$$\frac{1}{2} \rho S_B \Delta t V_B V_B^2 - \frac{1}{2} \rho S_A \Delta t V_A V_A^2 = P_A S_A \Delta t V_A - P_B S_B \Delta t V_B + \rho S_A V_A \Delta t g z_A - \rho S_B V_B \Delta t g z_B$$

On a :

$$S_A V_A = S_B V_B = cte$$

Alors tout le terme SV va s'éliminer:

$$\frac{1}{2}\rho V_B^2 - \frac{1}{2}\rho V_A^2 = P_A - P_B + \rho g z_A - \rho g z_B$$

C'est-à-dire:

$$P_B + \rho g z_B + \frac{1}{2}\rho V_B^2 = P_A + \rho g z_A + \frac{1}{2}\rho V_A^2 = cte \quad (\text{I.40})$$

I.8. Equation de Navier Stokes :

L'évolution d'un fluide incompressible de masse volumique constante au cours du temps est dit newtonien si la déformation est proportionnelle aux gradients de vitesse ces déformations sont gouvernée par l'équation de Navier-Stokes qui correspond à la conservation de la quantité de mouvement d'une particule fluide et s'écrit [1] ;

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = - \frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \nabla^2 \vec{v} + \vec{F} \quad (\text{I.41})$$

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (\text{I.42})$$

- avec \vec{v} vitesse.

- P pression.

- ρ masse volumique.

- \vec{F} résultante des forces extérieures par unité de masse.

- ν viscosité cinématique.

Équations aux dérivées partielles auxquelles s'ajoutent des conditions initiales et des conditions aux limites. Les deux premiers termes de l'équation (I.41) correspondent au transport des particules fluides par l'écoulement, tandis-que le premier terme du membre de droite correspond à la diffusion, c'est-à-dire à la conversion de l'énergie cinétique en énergie thermique par frottement visqueux.

Ainsi le nombre de Reynolds, caractérisant le taux de turbulence de l'écoulement, est-il obtenu en faisant le rapport entre le terme non linéaire de transport $(\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V}$ et le terme Linéaire de diffusion de quantité de mouvement $\nu \nabla^2 \vec{V}$ dans la première équation; il mesure donc, de façon adimensionnelle, le taux de non linéarité de l'écoulement. La seconde équation correspond à la condition d'incompressibilité du fluide.

Dans le cas des écoulements compressibles, il faut remplacer celle-ci par une équation d'état qui décrit la variation de la masse volumique au cours du temps.

Il faut remarquer que la difficulté mathématique de l'équation de Navier-Stokes provient du fait que le petit paramètre ν , qui tend vers zéro dans la limite des grands nombres de Reynolds, c'est-à-dire des écoulements très turbulents, se trouve devant le terme d'ordre de dérivation le plus élevé qui est le terme de diffusion $\nu \nabla^2 \vec{V}$, Ainsi le caractère de l'équation, qui est donné par le terme d'ordre de dérivation le plus élevé, change-t-il quand ν tend vers zéro, car dans cette limite c'est le terme de transport $(\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V}$ qui domine [6].

Dans le cas où la viscosité du fluide est nulle, ce qui correspond à la limite asymptotique où le nombre de Reynolds est infini, l'équation de Navier-Stokes s'appelle alors équation d'Euler et le terme non linéaire de transport n'est plus contrôlé par le terme linéaire de diffusion.

De plus l'équation d'Euler conserve l'énergie cinétique tandis-que l'équation de Navier-Stokes dissipe celle-ci, la première est donc réversible en temps tandis-que la seconde est irréversible.

I.9. Les diverses méthodes de simulation pour la résolution des équations de Navier-Stokes :

De nos jours, l'énorme nécessité de l'information sur le fonctionnement d'un système dépasse l'échelle ordinaire où le calcul d'un paramètre intrinsèque est relativement délicat voir inaccessible et moins informant, qu'il soit expérimental ou analytique. à ce stade, à défaut d'expérience le calcul numérique domine dans toutes les situations même les plus compliquées car les solutions analytiques sont impossibles dans la majorité des cas [4].

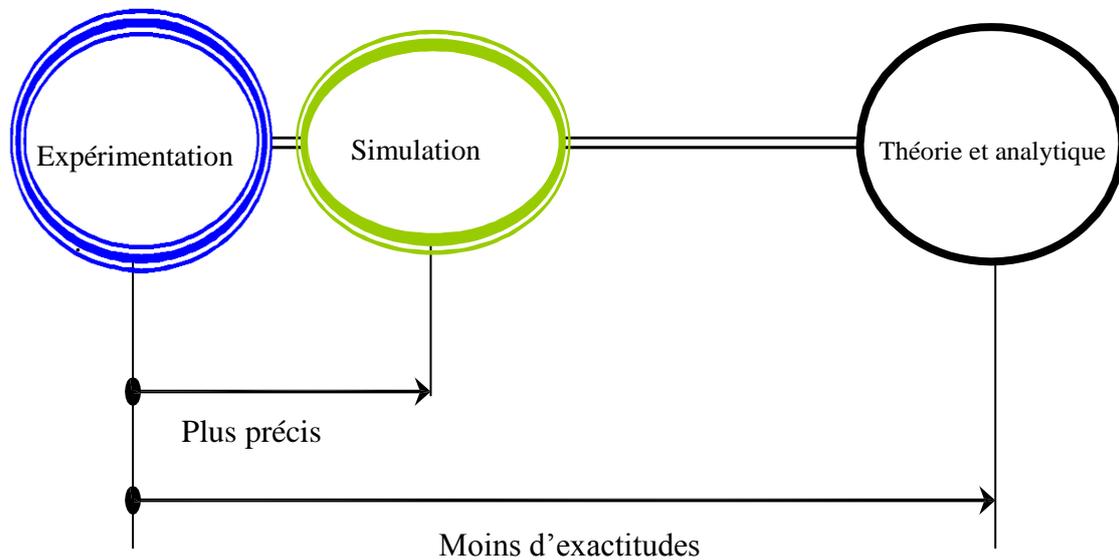


Figure I.8: Validité du calcul numérique par rapport à l'analytique.

La résolution des équations de Navier-Stokes représente la dernière marche de l'échelle dans les problèmes liés à la dynamique des fluides. Pour arriver à ce niveau, des progrès très importants ont été réalisés dans le développement des techniques numériques, la génération de maillages, la modélisation de la turbulence, la rigueur de l'application des conditions aux limites, le pré et le post-traitement des données ainsi que dans les ressources informatiques.

La simulation des écoulements turbulents, internes ou externes, est un problème difficile à résoudre, surtout pour les applications en machines tournantes. La figure I-9 montre les différentes méthodes numériques utilisées ou à utiliser plus tard lorsque les conditions seront réunies [4].

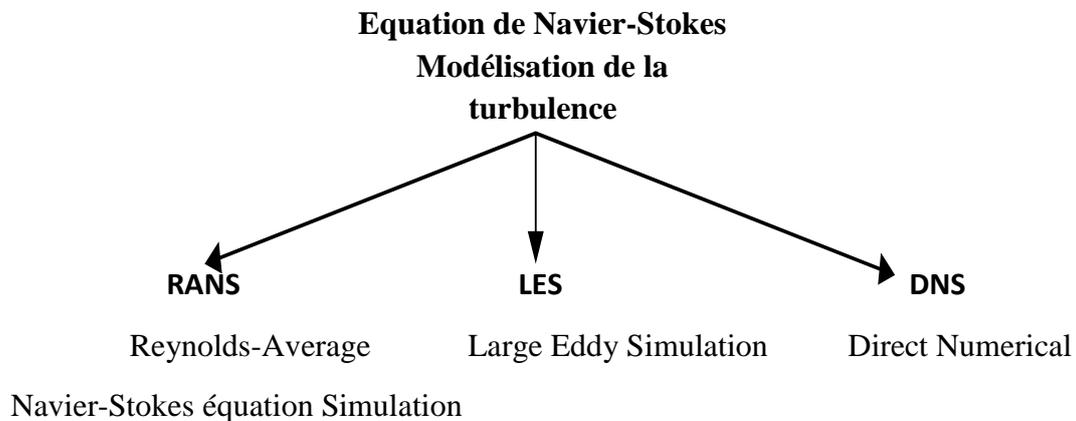


Figure I.9 Résolution des équations de Navier-Stokes.

I.9.1 LES (Large Eddy Simulation) où Simulation des grandes échelles :

Actuellement, la puissance des ordinateurs ne permet pas de simuler toutes les échelles des mouvements mis en jeu par la turbulence. Cependant, la simulation des grandes échelles permet de simuler numériquement la plupart des écoulements réels en prenant en compte les grandes structures turbulentes, qui sont les plus importantes pour les quantités de transport.

Dans la LES, on choisit une maille de calcul beaucoup plus grande que l'échelle de Kolmogorov. On rappelle que, numériquement, on est incapable de représenter les tourbillons de taille inférieure au pas de temps. On va donc filtrer la turbulence pour éliminer ces petites échelles (dites sous-maille), par un filtre passe-bas qui coupe les hautes fréquences. L'action de ce filtre génère un écoulement fictif qui est presque identique à l'écoulement réel mais qui ne possède pas de fluctuations dans les petites échelles.

Le problème posé est que les champs filtrés ne satisfont plus exactement l'équation de Navier-Stokes. De plus, leur évolution est partiellement influencée par les fluctuations de sous-maille.

L'idée majeure de cette méthode est de considérer que l'intégralité de l'agitation turbulente cesse d'être aléatoire. Ainsi les contributions aux grandes échelles sont-elles explicitement calculées, la modélisation étant réservée aux structures dont la taille est inférieure à une dimension caractéristique de la « maille » de calcul.

Cette méthode a été appliquée de manière satisfaisante pour les écoulements homogènes, de nombre de Reynolds relativement élevé, dans des configurations géométriques plus réelles que celles utilisées dans la DNS. Un tel concept peut apparaître comme extrêmement prometteur dans la mesure où il ouvre sur un compromis idéal susceptible de réduire les défauts, à savoir :

- a) d'empirisme des fermetures en un point pour les méthodes RANS,
- b) l'exigence en puissance de calcul de la simulation directe.

Malheureusement, après plus de trente années de développement, il semble qu'elles n'aient pas tenu toutes leurs promesses, on peut conclure pour les fermetures en simulation des grandes échelles (LES) :

- a) elles présentent une inadaptation à répondre à un changement local de l'état de la turbulence avec des modèles de sous-maille simples.
- b) elles fournissent des résultats en accord très moyen avec les données de simulation directe, à faible nombre de Reynolds.
- c) elles laissent, à grand nombre de Reynolds, une fraction non négligeable de l'énergie cinétique dans les échelles non résolues et retrouvent de ce fait un degré d'empirisme analogue aux fermetures statistique en un point [4].

I.9.2 Simulation numérique directe :

De peu postérieurs aux méthodes précédentes, la DNS peut en être considérée comme le prolongement logique dans la mesure où elle exclut toute modélisation de l'agitation turbulente.

Elle consiste à résoudre numériquement les équations tridimensionnelles instationnaires de Navier-Stokes en prenant en compte toutes les plus petites échelles de turbulence sans avoir besoin d'aucune relation de fermeture additionnelle. Ainsi, l'obtention de données statistiques sur l'écoulement se trouve-t-elle reportée après la résolution.

Ces méthodes exigent encore plus d'espace mémoire et de temps de calcul que les

méthodes de simulation des grandes échelles et sont donc les plus coûteuses. Elles appartiennent encore au domaine de la recherche et permettent notamment d'analyser les phénomènes associés aux petites échelles et en particulier les schémas de sous-maille.

On peut dire qu'elles permettent d'effectuer de véritables « expériences numériques » dont les résultats peuvent tout à la fois venir compléter la connaissance tirée d'expérimentations physiques classiques ou servir de support à l'élaboration de modèles d'autres catégories.

Il est à noter que :

- a) la grande finesse de détails de la structure de la turbulence exige la prescription de données initiales et aux limites à un niveau comparables, ce qui n'est pas sans poser parfois de sérieuses difficultés.
- b) les configurations d'écoulements actuellement accessibles à ce type d'approche sont encore en petit nombre [4].

I.9.3 RANS (Reynolds Average Navier-Stokes équations) ou

approximation statistique :

Connues aussi comme méthodes statistiques, les modèles RANS représentent l'approche la plus répandue pour la résolution des équations de Navier-Stokes. Elles procèdent directement au moyennage des équations de Navier-Stokes en redéfinissant les variables comme la sommation de deux valeurs : une valeur moyenne et une valeur fluctuante. Ainsi, pour une variable arbitraire quelconque (la pression P , la vitesse C , etc...), on écrit :

$$\phi_i = \bar{\phi}_i(\vec{x}, t) + \phi'_i(\vec{x}, t)$$

Où $\bar{\phi}_i$, représente la valeur moyenne, et ϕ'_i la partie fluctuante.

Provenant de la non-linéarité des équations de N-S, ce traitement des équations induit une perte d'information mise en évidence par l'apparition des contraintes de Reynolds traduisant l'interaction entre le mouvement moyen et le mouvement fluctuant. L'apparition de ces nouvelles variables fait du système d'équations à résoudre un système ouvert. Ainsi, la part d'information perdue au regard de la finesse de la description statistique doit être reconstruite

puis réinjectée à l'aide de schémas de fermeture judicieusement élaborés à cet effet. De plus, l'introduction d'hypothèses de fermeture qui traduisent le comportement du milieu turbulent permet d'obtenir un nombre d'équations égal à celui des inconnues.

Pour la fermeture du problème, le calcul des contraintes de Reynolds peut être envisagé de plusieurs manières. L'approche la plus ancienne consiste à calculer les termes des contraintes de Reynolds en faisant appel au concept de viscosité turbulente. Ce concept qui se traduit par l'hypothèse de Boussinesq permet d'exprimer les contraintes de Reynolds en fonction des gradients de vitesse moyenne de l'écoulement.

Les équations moyennées, complétées de modèles de fermeture convenables, fournissent ainsi un système qui conserve la caractéristique fondamentale du modèle de Navier-Stokes, tout en ayant recouvert un déterminisme mathématique statistique.

Néanmoins, si l'intérêt de ces méthodes réside dans le fait qu'elles donnent accès aux champs locaux des paramètres statistiques dans toute configuration géométrique, elles restent cependant tributaires de deux contraintes principales :

- la résolution numérique qui peut parfois devenir complexe.
- la maîtrise de la procédure de «modélisation» qui, actuellement au moins, reste antinomique de tout usage en «boîte noire».

Chapitre II : Notions de dynamique des gaz et d'aérodynamique.

II.1 Rappels thermodynamiques

II.1.1 Premier principe de la thermodynamique :

Soit un système matériel fermé dans le quel ne s'effectue que des échanges de travail et de chaleur. Si W et Q désignent le travail et la chaleur reçus par le système dans une transformation qui l'amène de l'état 1 à l'état 2, le premier principe de la thermodynamique s'écrit :

$$\Delta E_{i12} = E_{i2} - E_{i1} = Q_{12} + W_{12} \quad (\text{II.1})$$

E_{i2}, E_{i1} sont les énergies internes correspondant aux états du fluide 1 et 2.

Lorsque le système est ouvert, d'autres énergies apparaissent et on a, dans ce cas, l'énergie totale du système qui se compose de l'énergie Interne E_i , de l'énergie cinétique E_c et de l'énergie potentielle E_p . E_p peut être associée aux forces de pesanteur, aux forces électrostatiques, aux forces électromagnétiques.

$$\Delta E_{i12} + \Delta E_{c12} + \Delta E_{p12} = Q_{12} + W_{12}$$

Le travail W se compose :

- Du travail de transvasement $W_{tr} = \frac{P_1}{\rho_1} - \frac{P_2}{\rho_2}$
- Du travail technique W_{tec} dû à l'éventuelle présence de la machine qui échange de l'énergie avec le fluide.
- Du travail du au frottement W_{fr} qui s'annule dans le bilan avec la chaleur dégagée par ces mêmes frottements.
- Le bilan global, par unité de masse, peut donc s'exprimer de la manière suivante

$$u_2 - u_1 + \frac{V_2^2}{2} - \frac{V_1^2}{2} + gz_2 - gz_1 = Q + W_{tec} + \frac{P_1}{\rho_1} - \frac{P_2}{\rho_2} \quad (\text{II.2})$$

Q étant la quantité de chaleur échangée entre le système et son environnement extérieur.

Généralement, les gaz sont non pesants, aussi le terme $gz_2 - gz_1$ est négligeable. Par ailleurs lorsque il n'y a pas de présence de machine et en introduisant l'enthalpie $H = u + P/\rho$, on

obtient :

$$H_2 - H_1 + \frac{V_2^2}{2} - \frac{V_1^2}{2} = Q \quad (\text{II.3})$$

Si en plus l'écoulement est adiabatique, alors : $H_1 + \frac{V^2}{2} = Cte$

Cette relation est dite de Zeuner. Elle est valable quel que soit le type d'écoulement laminaire ou turbulent, parfait ou réel.

II.1.2 Loi des gaz parfaits :

L'équation d'état d'un gaz parfait (gaz idéal) est de la forme :

$$P = \rho r T \quad (\text{II.4})$$

P , ρ et T sont respectivement la pression, la masse volumique et la température du gaz. r est la constante du gaz parfait, définie par le rapport R/M , entre la constante universelle des gaz parfaits $R = 8,3143 \text{ J/mol/K}$ et la masse molaire M du gaz étudié. Pour l'air, Par exemple, $M = 28,964 \text{ g/mol}$ d'où $r = 287,06 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$. Par ailleurs, r peut s'exprimer également en fonction des chaleurs massiques à pression C_p et volume c_v constants, $r = C_p - C_v$ (relation de Mayer). On note le rapport des chaleurs spécifiques $\gamma = C_p/C_v$, On obtient ainsi :

$$C_p = \frac{\gamma r}{\gamma - 1} \quad \text{et} \quad C_v = \frac{r}{\gamma - 1}$$

Pour un gaz parfait on peut établir les relations suivantes :

$$du = C_v dT \quad \text{et} \quad dh = C_p dT$$

Si la chaleur massique c_v est constante, on a après intégration :

$$S = C_v \ln(P/\rho^\gamma) + \text{cte} \quad (\text{II.5})$$

L'évolution isentropique d'un gaz parfait s'effectue donc a $P/\rho = \gamma = \text{Cte}$.

On peut retrouver facilement cette loi de Laplace en partant de la loi d'état des gaz parfaits en Ecriture différentielle :

$$\frac{dP}{P} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T} \quad (\text{II.6})$$

La variation d'enthalpie vaut : $dh = C_p dT = dP/\rho$. Ces deux relations donnent alors :

$$\frac{dP}{P} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{r dP}{c_p \rho r T} \quad (\text{II.7})$$

Or $P = \rho r T$ et $r = c_p - c_v$ ainsi que $\gamma = c_p/c_v$, d'ou :

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{1}{\gamma} \frac{dP}{P} \quad (\text{II.8})$$

On retrouve ainsi :

$$\frac{P}{\rho^\gamma} = \text{Cte} \quad (\text{II.9})$$

I.2 Définitions

II.2.1 Vitesse du son

Ce qui différencie un écoulement compressible d'un écoulement incompressible, c'est le fait que les petites variations de masse volumique, de pression et de vitesse se propagent à l'intérieur du liquide à une vitesse qui est la célérité du son dans le milieu considéré [7].

Pour caractériser cette célérité, il faut considérer une petite perturbation adiabatique réversible (isentropique) qui se déplace dans le liquide initialement au repos contenu dans un tube de section A constante (Fig.II.1).

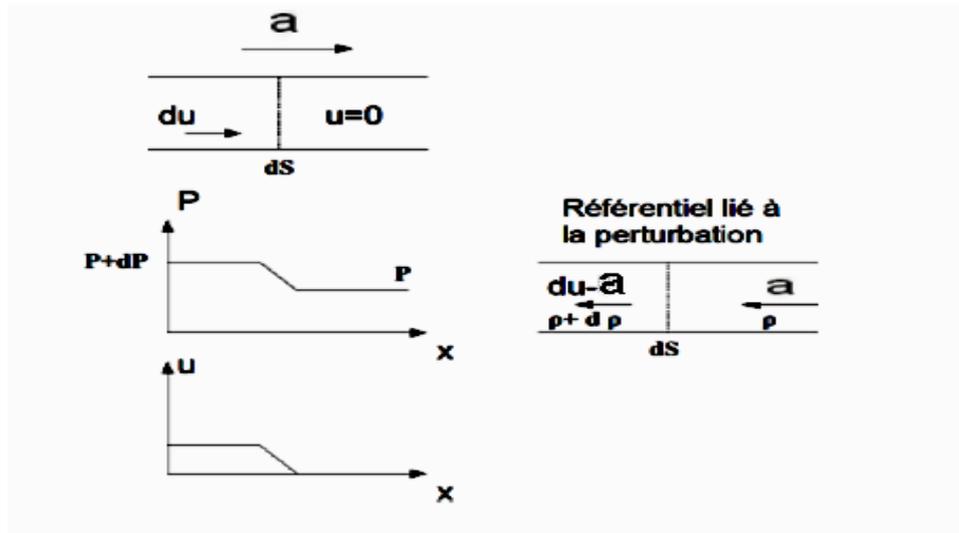


Fig. II.1 Mise en évidence de la notion de célérité du son.

Dans un référentiel lié à la perturbation, l'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$\rho a dS = (\rho + d\rho)(du - a)dS$$

$$\Rightarrow \rho a = (\rho + d\rho)(a - du) \quad (II.10)$$

Au premier ordre, cette équation donne $\rho du = cd\rho$ de la même façon, le principe fondamental de la dynamique s'écrit :

$$(P + dP)dS - PdS = \rho a dS(a - (adu)) = \rho a dS du$$

$$\Rightarrow dP = \rho a du \quad (II.11)$$

Pour une évolution isentropique d'un gaz parfait, on a $\frac{P}{\rho^\gamma} = \text{Cte}$ et $P = \rho r T$ d'ou

$$a = \sqrt{\frac{P}{\rho} \gamma} \quad \text{ou} \quad a = \sqrt{\gamma r T} \quad (\text{II.12})$$

II.2.2 Nombre de Mach

On définit le nombre de Mach par :

$$M = \frac{V}{a} \quad (\text{II.13})$$

C'est le rapport de la vitesse du fluide au point considéré à la vitesse locale du son.

v : vitesse du fluide au point considéré

a: vitesse locale du son

1. Ecoulement subsonique : $M < 1$
2. Ecoulement transsonique : $0,8 < M < 1,2$
3. Ecoulement sonique : $M = 1$
4. Ecoulement supersonique : $M > 1$
5. Ecoulement hypersonique : $M > 5$

II.2.3 Etat générateur

En supposant que le fluide compressible se décharge d'un réservoir de très grandes dimensions; les conditions dans cet état (générateur) seront appelées les conditions initiales, ce qui entraîne $V = V_0 \approx 0$ (avec l'indice 0 marquant les propriétés au réservoir), et si on

considère un gaz parfait : $C_p = \left. \frac{\partial h}{\partial T} \right|_p$ et $C_p = Cste$.

On aura :

$$C_p T_t = C_p T_0 = C_p T + \frac{1}{2} V^2 \quad (\text{II.14})$$

Sachant que : $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ et que $C_p - C_v = R$

Il en découle que $C_p = \frac{\gamma R}{\gamma - 1}$

Ce qui donne : $\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P_0}{\rho_0} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho} + \frac{1}{2} V^2$ (II.15)

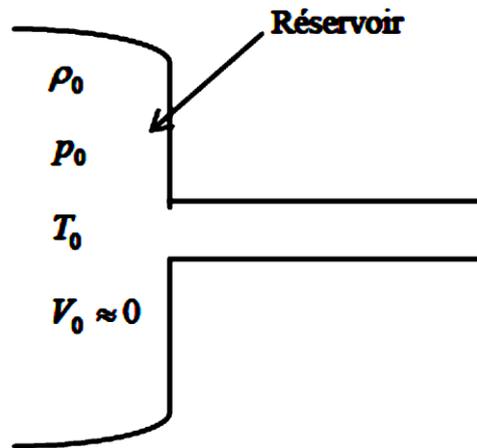


Figure II.2 Représentation de l'état générateur

Et puisque la vitesse du son pour un gaz parfait est donnée par :

$$a^2 = \gamma RT = \gamma \frac{P}{\rho}$$

On obtient ainsi $\frac{a_0^2}{\gamma - 1} = \frac{a^2}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} V^2$ (II.16)

où a_0 et a dénotent respectivement les vitesses du son aux conditions initiales (au réservoir) et statique.

En introduisant le nombre de Mach comme paramètre ($M=V/a$), on aura :

$$\frac{a_0^2}{a^2} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \quad (\text{II.17})$$

Et avec $a = \gamma RT$ le rapport des températures totale et statique est :

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \quad (\text{II.18})$$

Où : T_0 : la température totale

T : la température statique.

M : le nombre de Mach.

II.3 Equation de Barré de Saint-Venant

L'équation de Barre de Saint-venant, qui s'applique aux processus réversibles, s'obtient par la combinaison de la relation de Zeuner pour un écoulement isentropique, tenant compte de $H = cpT$ [1].

$$\frac{u^2}{2} + CpT = Hr = CpTr = Cte \quad (\text{II.19})$$

En utilisant $Cp = \gamma r / (\gamma - 1)$ et $a^2 = \gamma r T$ on obtient la deuxième formulation de l'équation de Barré de Saint-Venant :

$$\frac{u^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P}{\rho} = Cte \quad (\text{II.20})$$

II.4 Equation de Rankine-Hugoniot

Partant de l'équation de continuité et de la conservation de quantité de mouvement exprimée en termes différentiels : $\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dS}{S} + \frac{dV}{V} = 0$, $\frac{dP}{\rho} + VdV = 0$

Et tenant compte de la vitesse du son :

$$a^2 = \frac{dP}{d\rho} \quad \text{soit} \quad dP = a^2 \cdot d\rho \quad (\text{II.21})$$

$$VdV = -a^2 \cdot \frac{d\rho}{\rho}$$

$$\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{V}{a^2} dV = -\frac{V^2}{a^2} \cdot \frac{dV}{V} = -a^2 \cdot \frac{dV}{V}$$

On obtient :

$$\frac{dS}{S} = \frac{dV}{V} (M^2 - 1) \quad (\text{II.22})$$

Cette relation montre :

- Ecoulement subsonique ($M < 1$) : Le couple vitesse-section évolue dans des directions opposées.
- Ecoulement supersonique ($M > 1$) : Ce couple évolue dans les mêmes directions.
- L'écoulement ne peut apparaître qu'au niveau de la section la plus faible.

II.5 Couche limite

La couche limite est cette pellicule du fluide sous influence directe d'un corps solide sur lequel il s'écoule. Lors du mouvement du fluide sur, par exemple, une paroi supposée

fixe, les vitesses au contact de celle-ci sont nulles, alors qu'au loin, elles sont égales à la vitesse de l'écoulement non perturbé. Sur une normale à la paroi, la vitesse doit donc dans tous les cas varier de 0 et un maximum.

La loi de variation dépend de la viscosité du fluide qui induit un frottement entre les couches voisines : la couche la plus lente tend à freiner la couche la plus rapide qui, en retour, tend à l'accélérer.

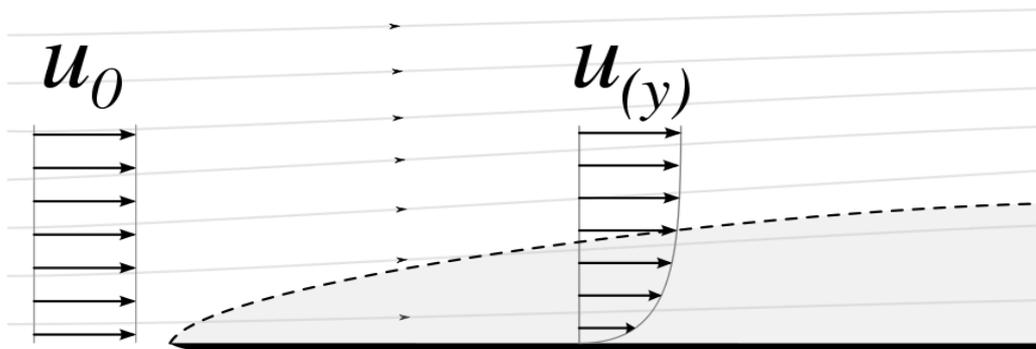


Figure II.3 Profil de vitesse au travers d'une couche limite au-dessus d'une plaque.

Dans ces conditions, une forte viscosité égalise au maximum les vitesses. Au contraire, si le fluide est peu visqueux, les différentes couches sont beaucoup plus indépendantes : la vitesse à l'infini se maintient jusqu'à une courte distance de l'obstacle et il y a une variation plus forte des vitesses dans la petite épaisseur de la couche limite.

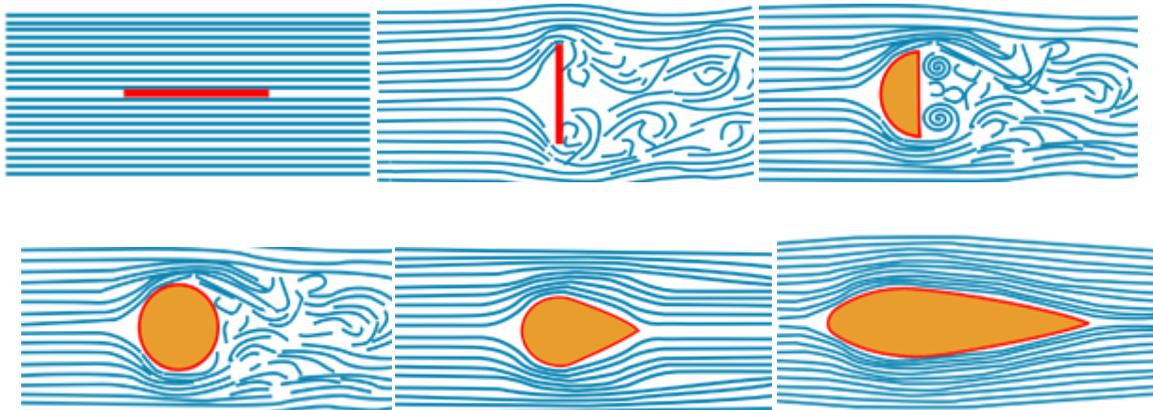


Figure II.4 Représentation d'écoulements autour de diverses géometries.

Dans le premier cas, il faut utiliser les équations générales du fluide visqueux. Dans le second, on peut utiliser dans la couche limite des équations simplifiées complétées par des résultats expérimentaux. Les équations, également plus simples, du fluide parfait appliquées au-delà de la paroi « engraisée » par la couche limite fournissent les conditions aux limites pour le calcul.

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

La compréhension et la modélisation des équations de la couche limite sont peut-être une des plus importantes avancées de la dynamique des fluides. En utilisant l'analyse d'échelle, les équations de Navier-Stokes peuvent être écrites sous forme simplifiée. En effet, les équations de Navier-Stokes originales sont elliptiques alors que les équations simplifiées sont paraboliques. Cela simplifie grandement la résolution des équations. La simplification repose sur la division en deux de l'espace dans le quel s'écoule le fluide : la couche limite et le reste de l'espace (le reste étant facile à résoudre par de nombreuses méthodes).

La couche limite est alors gouvernée par des équations différentielles partielles faciles à résoudre. Les équations de Navier-Stokes et de continuité, pour un écoulement bidimensionnel incompressible en coordonnées cartésiennes, sont :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.23})$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.24})$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.25})$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.26})$$

Où u et v sont les composantes de la vitesse, ρ est la masse volumique, P la pression, et ν est la viscosité cinématique du fluide en un point.

Un écoulement qui a un nombre de Reynolds élevé peut être simplifié. La simplification consiste à diviser l'espace en deux régions. Le premier est la région où l'écoulement du fluide n'est pas affecté par la viscosité, la majorité de l'espace, l'autre région proche des surfaces du domaine est la région où la viscosité joue un rôle important (couche limite).

Alors u et v sont respectivement la vitesse sur la ligne de courant et la vitesse normale à la ligne de courant à l'intérieur de la couche limite. En utilisant l'analyse d'échelle, les équations de mouvement pour la couche limite se simplifient et deviennent :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (\text{II.27})$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.28})$$

Une analyse asymptotique montre que v , la vitesse normale, est petite comparée à u , la vitesse sur une ligne de courant, et que les propriétés de ses variations dans la direction de la ligne de courant sont généralement moins importantes que dans la direction normale.

La pression statique P est indépendante de y , alors la pression au bord de la couche limite est la pression de la ligne de courant. La pression externe peut être calculée en appliquant le théorème de Bernoulli. Alors u_0 est la vitesse du fluide en dehors de la couche limite, où u et u_0 sont parallèles. En remplaçant P , les équations deviennent :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = u_0 \frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (\text{II.29})$$

Avec les conditions limites on aura :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.30})$$

Pour un fluide dans lequel la pression statique ne dépend pas de la direction d'écoulement du fluide :

$$\frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad (\text{II.31})$$

Donc u_0 reste constant :

Les équations du mouvement simplifiées sont :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = v \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (\text{II.32})$$

II.6 Décollement de la couche limite :

La couche limite est la zone de l'écoulement où la vitesse passe de la vitesse maximale à une vitesse nulle. Dans la couche limite, les vitesses tangentielles à la paroi sont supposées grandes devant les vitesses normales.

Cette zone peut se détacher de la paroi. Le point de décollement de couche limite est défini comme le point où le frottement s'annule. En effet en amont du point de décollement le frottement est positif et en aval il est négatif.



Source : Photo ONERA, H.Werlé

Figure II.5 Décollement de la couche limite autour d'une aile.

Dans le cas de notre figure le décollement est dû à deux phénomènes :

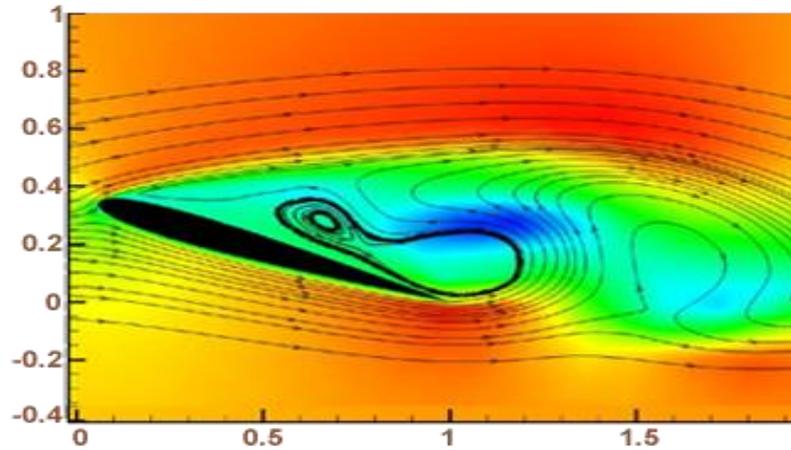
- La géométrie, du profil convexe à l'extrados (décollement inertiel).
- Le gradient de pression adverse.

L'apparition du gradient de pression adverse fait apparaître deux points d'inflexion dans la couche limite, ce qui déstabilise la couche limite qui se décolle. Cela met en évidence l'importance de l'interaction entre le choc et la couche limite. Deux cas se distinguent :

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

Dans le cas sans décollement, l'écoulement est accéléré par la forme convexe de l'extrados jusqu'à arriver à une vitesse sonique au col puis supersonique après le col. Lorsque la géométrie du profil ne permet plus d'accélérer l'écoulement, il y a formation d'un choc droit à l'extrados. Le choc baisse graduellement en intensité dans la couche limite.

La couche limite s'épaissit à cause du gradient de pression adverse mais ne décolle pas. Cela crée un convergent virtuel pour l'écoulement supersonique, ainsi il y a création d'ondes de choc obliques qui convergent vers le choc droit hors de la couche limite.



II.6 Figure représentant la vitesse longitudinale dans le cas de l'écoulement décollé autour du profil NACA012, $Re=5000$ et $\alpha = 16^\circ$. [<http://hmf.enseciht.fr/>].

Il est important de noter l'existence d'un type particulier de décollement appelé bulbe de décollement laminaire qui fait chuter notablement la finesse aérodynamique d'un profil. Ce phénomène apparaît lorsqu'une couche limite laminaire décolle en présence d'un léger gradient de pression défavorable en raison de sa nature laminaire qui la rend relativement sensible au décollement. La transition à la turbulence se fait alors dans la zone décollée et elle recolle au profil en régime turbulent lorsqu'elle gagne l'énergie cinétique nécessaire pour compenser l'effet du gradient de pression. Il se forme alors la zone de décollement local généralement située dans la région du bord d'attaque du profil appelée bulbe laminaire, perturbant l'aérodynamique du profil.

Chapitre III : Théorie générale des turbomachines.

III.1 Généralités sur les turbomachines

On appelle généralement turbomachine un appareil dont le rôle est d'assurer un échange d'énergie mécanique entre un débit permanent de fluide et un rotor muni d'aubes ou d'ailettes tournant autour d'un axe, les aubes ménagent entre elles des canaux par lesquels le fluide s'écoule.

Le rôle des turbomachines consiste à convertir une énergie mécanique en énergie de fluide ou réciproquement. L'énergie mécanique est celle qu'on associe aux parties mobiles des machines, qui sont ordinairement utilisées pour la transmission de puissance. L'énergie du fluide est celle qui se trouve en possession du fluide. Elle pourrait être sous forme cinétique, potentielle, de pression ou thermique.

Dans les machines rotodynamiques, le fluide trouve un passage libre entre l'entrée et la sortie de la machine. Toutes les machines rotodynamiques possèdent un organe tournant, appelé roue, impulseur ou rotor, capable de tourner librement et de façon continue au sein de fluide et permettant en même temps au fluide de le traverser de manière régulière. Ainsi, le transfert d'énergie entre le rotor et le fluide, transfert directement lié au taux de variation de moment cinétique, a lieu lui aussi de manière continue.

Toutes les machines qui reçoivent une énergie de fluide et la convertissent en énergie mécanique produisant la rotation d'un arbre ou un mouvement quelconque d'une partie de la machine, sont dénommées turbines ou moteurs. Dans l'autre catégorie, les machines reçoivent une énergie mécanique et la convertissent en énergie du fluide emmagasinée dans un fluide en écoulement, qui peut être parfois comprimé et à haute température. Ces machines sont dénommées pompes, ventilateurs et compresseurs.

Dans les machines volumétriques, un certain volume du fluide est, dans une première étape, forcé dans un espace fini où il est enfermé sous pression par un moyen mécanique. Il est ensuite, dans une seconde étape, relâché ou forcé en dehors de cet espace, et le cycle reprend de nouveau. Donc, dans ce type de machine, l'écoulement du fluide est intermittent et le débit dépend des dimensions de l'espace qui reçoit le fluide et de la

fréquence avec laquelle il est rempli et vidé. L'exemple le plus emblématique et le plus répandu est celui des dispositifs à cylindres et pistons, mais il en existe d'autres. Ce genre de machines sont appelées volumétriques [4].

III.2 Classification des turbomachines

De nombreux critères servent à classer les turbomachines, les plus importants sont les suivants :

- la nature du fluide.
- la fonction de la machine.
- le trajet du fluide par rapport à l'axe de la machine.

III.2.1 Selon la nature du fluide

Le fluide peut être compressible ou incompressible; Le fluide compressible subit des variations dans sa masse volumique ρ dont il faut tenir compte surtout lorsqu'elles sont importantes. Le fluide incompressible ne subit presque aucune variation dans sa masse volumique ρ .

III.2.3 Selon la fonction de la machine

Il s'agit de transformer l'énergie d'un fluide en énergie mécanique ou réciproquement. Si la transformation se fait de l'énergie mécanique en énergie absorbée par le fluide (énergie fluide), la machine est dite motrice. Une pompe, un ventilateur, un compresseur, ..., font partie de ce type de machine. la transformation se fait de l'énergie hydraulique en énergie mécanique, la machine est dite réceptrice. Une turbine hydraulique, éolienne, ...sont des exemples de ce type de machine réceptrice. Dans le cas d'une double transformation d'énergie, une machine motrice et une réceptrice sont couplées

par le fluide circulant, telles que les transmissions hydraulique (coupleur hydraulique, transformateur hydraulique de couple).

Selon le trajet du fluide par rapport à l'axe de la machine, en général, on distingue:

-Les machines radiales (centrifuges):

Le filet de courant traversant la machine est perpendiculaire à l'axe.

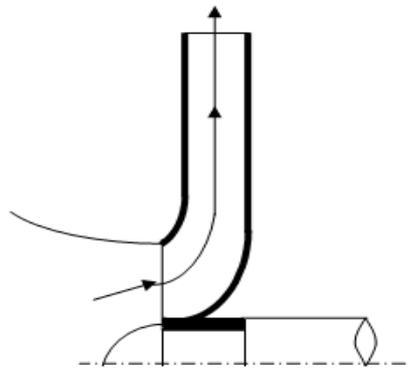


Figure III.1: Roue motrice radiale.

-Les machines axiales :

Le filet de courant traversant la machine est parallèle à l'axe de la machine.

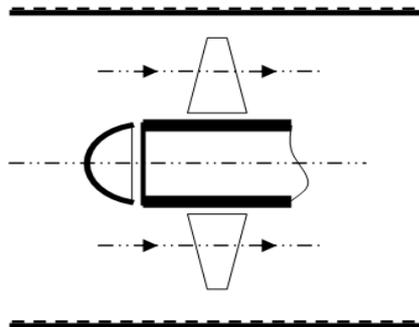


Figure II.2: Roue motrice axiale.

-Les machines hélicocentrifuge hélicoïdales :

Les filets de courant sont situés sur des surfaces de révolution dont la méridienne est inclinée par rapport à l'axe.

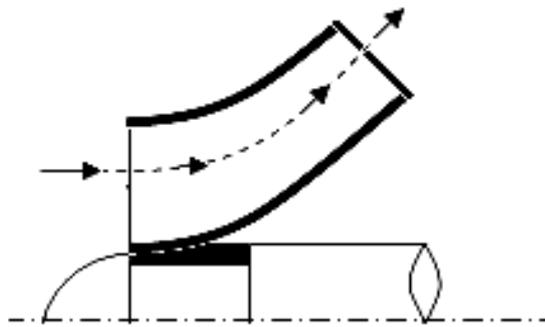


Figure III.3 Roue motrice hélicoïdale.

Une turbomachine est constituée essentiellement :

- D'une roue qui permet l'échange d'énergie mécanique entre le fluide et l'arbre.
- D'un stator qui comprend les brides d'aspiration et de refoulement; il englobe la roue de paliers qui supportent l'arbre de transmission.
- De butées contrebutées assurant le positionnement du rotor dans le stator et encaissent les forces axiales.
- Des dispositifs d'étanchéité qui limitent les fuites du fluide pendant le travail.

III.3 Fonctions et domaines d'utilisation des turbomachines

Récupération de l'énergie d'un fluide (turbines) :

Liquide : récupération d'énergie potentielle hydraulique (barrage).

Gaz : turbines de dentiste, turbocompresseur, turbopompes, Turbines associées à d'autres éléments (compresseur chambre de combustion,...) pour la production d'énergie mécanique, où pour la propulsion en aéronautique.

Compression de gaz (compresseur) :

Fonction qui se présente dans des domaines très diversifiés : industrie chimique (pression de réaction), industrie pétrolière (extraction du pétrole), ou simplement création d'air comprimé.

Compresseurs associés à d'autres éléments (turbines, chambre de combustion,...) pour la production d'énergie mécanique, ou pour la propulsion en aéronautique.

Transport de fluide :

Élévation : fourniture d'une énergie pour vaincre le Champ gravitationnel (pompes).

Transport horizontal : apport périodique d'énergie au fluide pour vaincre les pertes de charges.

Ventilation :

Appareil destiné à produire de l'air frais ou à activer le renouvellement de l'air pour le refroidissement.

Production d'énergie mécanique à partir d'une source de chaleur :

Production réalisée par des turbines à gaz ou des turbines à vapeur. ces machines associent dans un cycle thermodynamique turbines, compresseur, source de chaleur, refroidisseurs, La puissance variant de quelques KW a plusieurs dizaines de MW

Production d'énergie électrique (avions, chars, réseau nationale,...). Turbines à vapeur essentiellement destinées à la production de forte puissance d'énergie électrique dans les centrales thermiques.

Production d'énergie mécanique : entraînement d'hélice de bateau, d'avion (turbopropulseur), de rotor d'hélicoptère...

Propulsion par réaction :

Ces machines associent dans un cycle thermodynamique turbins, compresseurs, chambres de combustions, tuyères.

III.4 Constitution des turbomachines

Une turbomachine ne comportant qu'un seul rotor est dite à simple étage ou encore monocellulaire. Les machines comportant plusieurs étages sont appelées multicellulaires. Une machine monocellulaire complète se compose de trois organes distincts que le fluide traverse successivement :

Le distributeur :

Son rôle est de conduire le fluide depuis la section d'entrée de la machine à la section d'entrée du rotor en lui donnant une vitesse et une direction appropriées. Le distributeur peut être une simple canalisation ou comprendre une couronne d'aubes fixes (stator, indispensable s'il faut dévier l'écoulement tangentiellement), appelées en anglais « Inlet Guide Vanes (IGV) ». Ces aubes sont parfois orientables afin de régler le débit.

Le rotor :

C'est une partie de la machine au sein duquel s'effectue l'échange d'énergie par travail des forces aérodynamiques sur les aubes en rotation (fig. III-4).

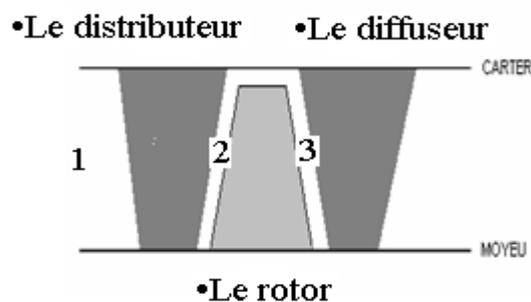


Figure III.4 Représentation des différents éléments d'un compresseur.

Le diffuseur :

Le diffuseur a pour rôle de collecter le fluide à la sortie du rotor et de l'amener à la section de sortie de la machine. Comme pour le distributeur, le diffuseur peut inclure une couronne d'aubes fixes. Ces aubes fixes sont notamment utiles lorsque l'écoulement a une composante tangentielle de vitesse à la sortie du rotor et servent à ramener l'écoulement dans la direction principale du tube de courant (axiale ou radiale), raison pour laquelle on utilise parfois le terme redresseur.

Le distributeur et le diffuseur ne sont pas toujours présents, ou sont parfois réduits à un tronçon de canalisation [8].

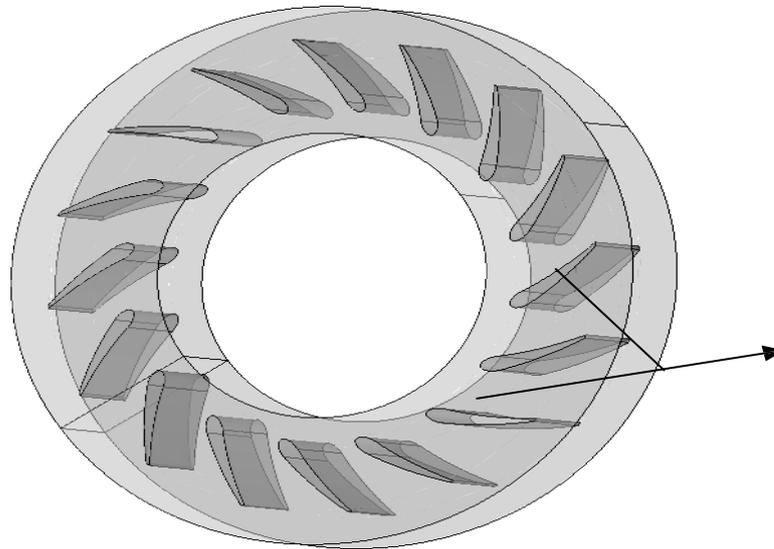


Figure III.5 Diffuseur radial d'un compresseur centrifuge

C'est notamment le cas pour les hélices et éoliennes. Dans les machines multicellulaires, chaque étage ne comprend généralement que deux éléments, à savoir un distributeur et un rotor pour les turbines, un rotor et un diffuseur pour les pompes et compresseurs, pour des raisons qui apparaîtront clairement par la suite.

III.5 Les Compresseurs

III.5.1 Compresseur centrifuge

Caractérisés par une grande vitesse de rotation et un rendement plus faible par rapport aux compresseurs axiaux (écoulement radial puis axial) les compresseurs centrifuges ont par contre un taux d'augmentation de pression par étage plus élevé.

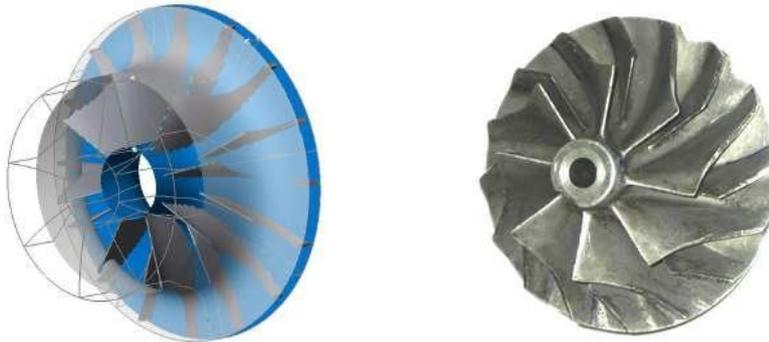


Figure II.6: Différentes formes de la roue du compresseur centrifuge.

L'organisation générale d'un compresseur centrifuge est semblable à celle d'un ventilateur centrifuge ou d'une pompe centrifuge. Il se compose d'une roue, d'un diffuseur et d'une volute ; la vitesse de rotation est élevée (15000 tr/mn) et un multiplicateur est souvent installé entre la turbine libre et le compresseur centrifuge.

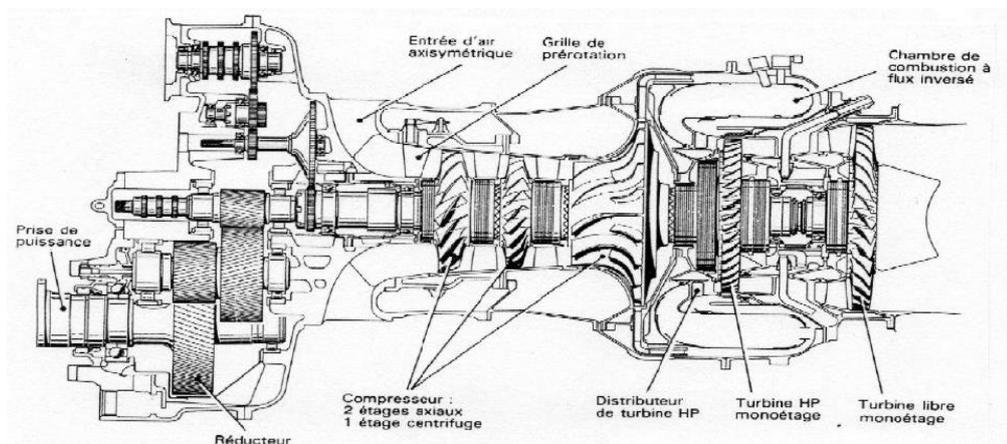


Figure III.7 : Compresseur axial et centrifuge d'un turbomoteur.

III.5.2 Compresseur Axial

Le compresseur axial est une turbomachine qui produit de l'air comprimé sous l'action des forces de compression produites par les aubages sur le fluide. L'écoulement de l'air s'effectue dans la direction axiale. Dans cette configuration de compresseur, il est possible d'accroître le taux de compression en jouant sur le nombre d'étages. Actuellement avec des compresseurs multi étages on peut dépasser largement le taux de compression de 30.

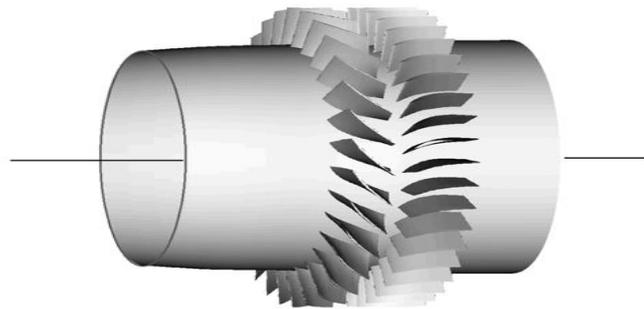


Figure III.8 Vue du compresseur axial CME2

La construction de ces machines à écoulement axial dérive de celle des turbines à vapeur.

Si les turbines à vapeur et à gaz permettent de transformer l'énergie contenue dans le fluide en énergie mécanique de rotation, le compresseur absorbe de l'énergie mécanique pour la transformer en énergie de vitesse et de pression du fluide (enthalpie) [8].

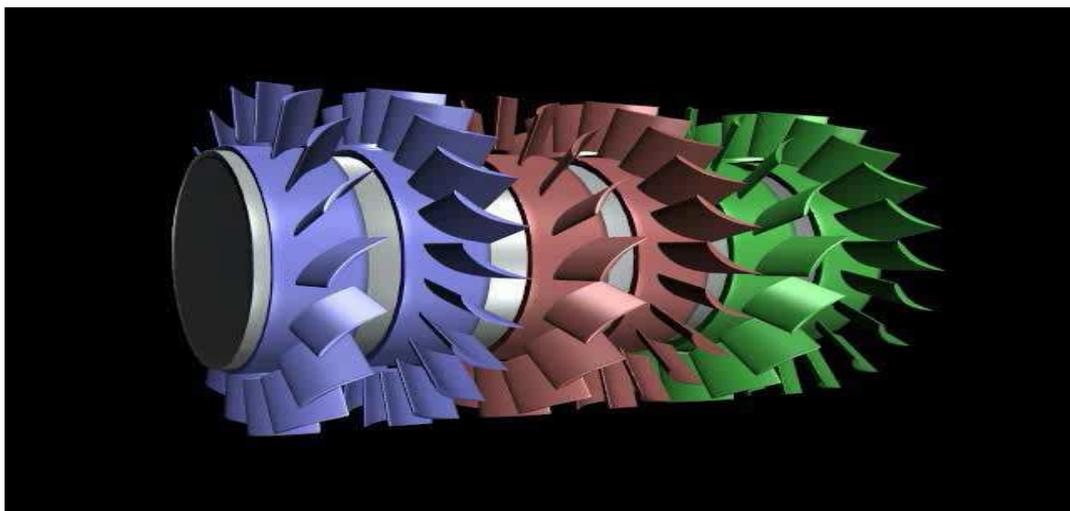


Figure III.9 Compresseur axial multi étagés

III.6 Définition des paramètres géométriques

Pour une meilleure compréhension, il est bon de définir quelques termes techniques ayant trait au profil de l'aile et qui sont souvent utilisés.

Un profil d'aile se caractérise en général par :

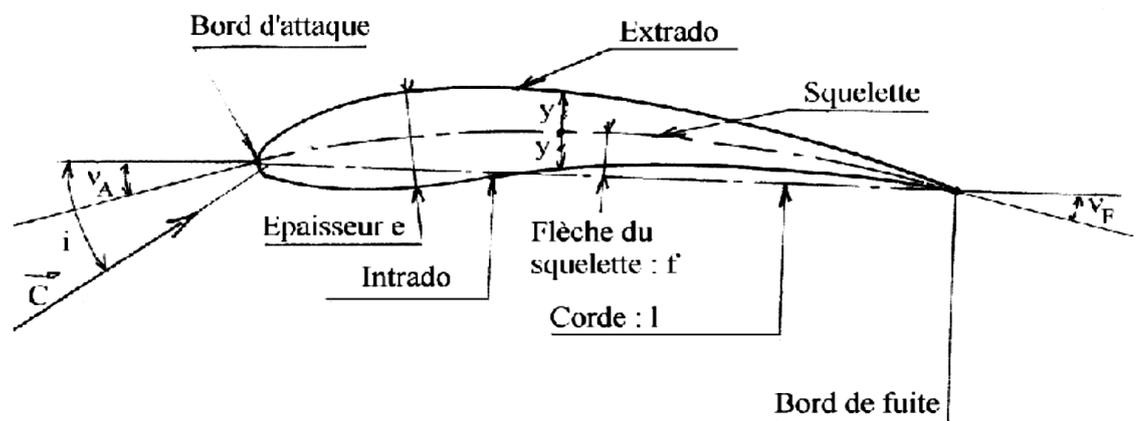


Figure III.10 : profil cambré

i : angle d'incidence, **VA**: angle d'attaque, **VF**: angle de fuite

A : Bord d'attaque

B : Bord de fuite.

AB : Corde de référence (c'est le segment joignant le bord de fuite au bord d'attaque).

L = AB : Longueurs de la corde ou profondeur du profil.

e: épaisseur maximale.

d : la distance 1/3 de l'envergure du profil.

Lorsque le profil est soumis à un écoulement de vitesse V_0 à l'infini amont, on appelle incidence l'angle formé par la direction de V_0 avec la corde.

e/L : épaisseur relative, c'est le rapport de l'épaisseur maximale et la corde.

f : flèche maximale qui caractérise la plus grande ordonnée de la ligne moyenne du profil par rapport à la corde AB.

Squelette : c'est le lieu géométrique des points équidistants de l'intrados et de l'extrados.

d/L : représente la position de la flèche.

f/L : cambrure relative ; c'est le rapport de la flèche maximale sur la longueur de la corde.

$\lambda = b/L$: rapport de l'envergure sur la longueur de la corde.

-Selon la cambrure on peut distinguer quatre profils :

-Profil biconvexe (extrados et intrados convexe).

-Profil plan convexe (extrados convexe, intrados plan).

-Profil simple cambrure (squelette à simple cambrure).

-Profil à double cambrure (un point d'inflexion dans la ligne moyenne).

III.7 Triangle des vitesses

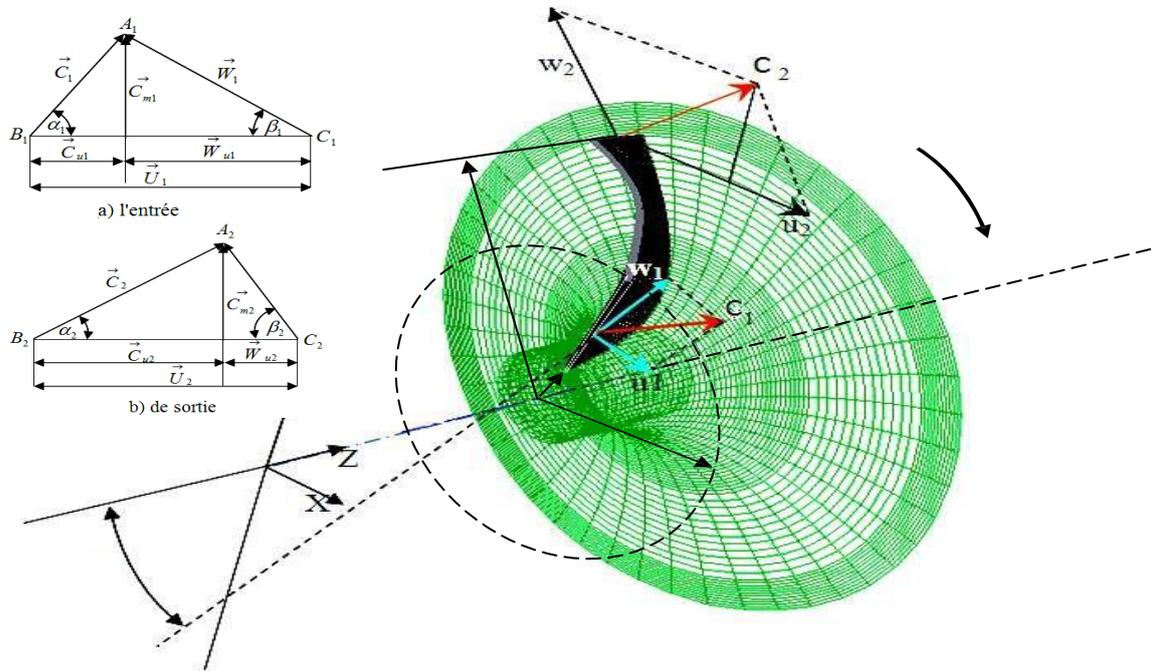


Figure III.11: Triangle des vitesses à l'entrée et à la sortie de la roue du compresseur.

En présence d'aubages animés d'un mouvement de rotation, la composition vectorielle des vitesses à l'intérieur d'une machine tournante est la suivante :

$$\vec{V} = \vec{U} + \vec{W} \tag{III.1}$$

La vitesse absolue \vec{V} correspond à la vitesse d'une particule de fluide mesurée dans le repère fixe. La vitesse d'entraînement \vec{U} , correspondant à la mise en mouvement du rotor, est exprimée par [8] ;

$$U = \Omega \wedge r \tag{III.2}$$

Dans le repère mobile lié au rotor, la même particule présente une vitesse relative \vec{W} .

L'introduction de la vitesse relative permet de ramener l'étude de l'écoulement autour des aubages mobiles à celle de l'écoulement autour des mêmes aubages immobilisés artificiellement.

Le repère relatif ou système de coordonnées tournant est le plus indiqué pour l'étude d'une roue mobile. Pour les roues fixes les équations seront identiques avec la condition de vitesse de rotation nulle. Les avantages du repère relatif sont nombreux :

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

En considérant l'écoulement dans l'espace inter-aubages d'une grille d'aubes tridimensionnelle, on peut faire apparaître, dans un repère cylindrique, les composantes des vitesses absolues V , relative W et d'entraînement U .

La figure III.10 définit la vue méridienne et la vue de face de la grille d'aubes retenue, sur la quelle on détaille les différentes composantes de la vitesse absolue [9].

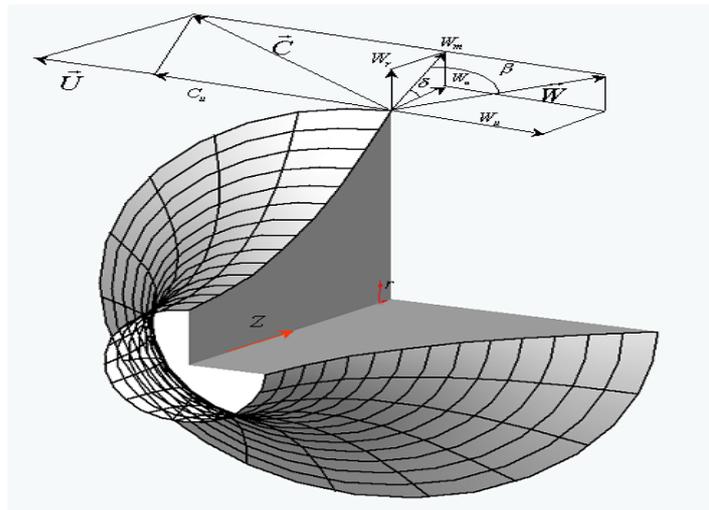


Figure III.12 Ecoulement dans une grille tridimensionnelle

Pour une machine axiale le triangle des vitesses s'exprime ainsi :

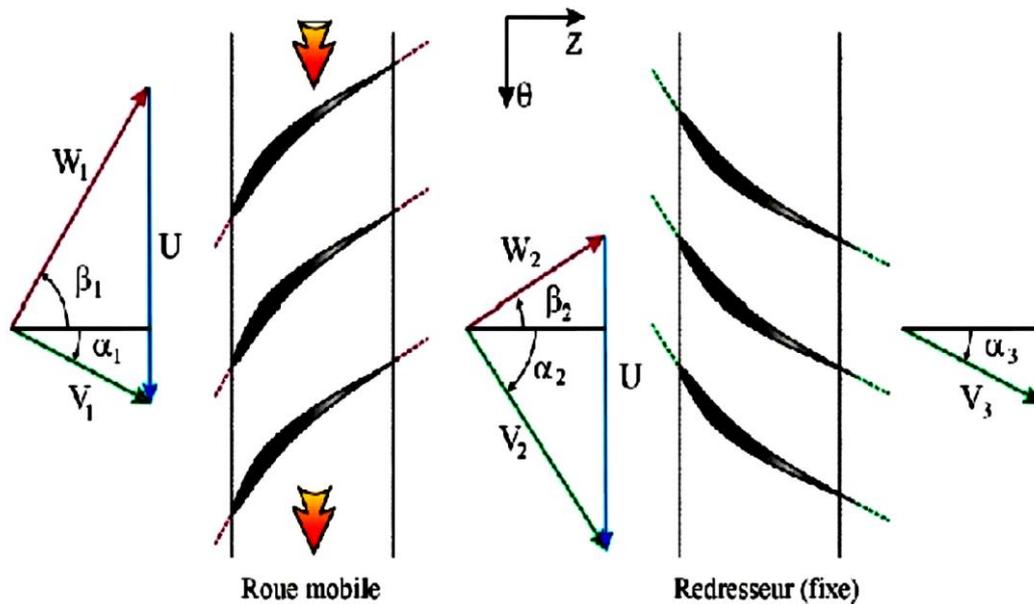


Figure III.13 Triangle des vitesses pour une machine axiale.

III.8 Profils d'aubages

Il existe trois familles différentes de profil NACA de norme Américaine qui sont utilisées en Algérie, elles sont réparties selon l'ordre croissant du nombre des chiffres qu'ils comportent.

a) Profils empiriques : ils sont repérés par quatre chiffres : exemple NACA2415. les deux premiers chiffres indiquent respectivement les valeurs de f/L et d/e . les deux derniers chiffres représentent l'épaisseur relative maximale e/L en pourcentage de la corde.

b) Profil semi-laminaires : ils sont réels et utilisables dans l'aviation et sont repérés par cinq chiffres : exemple NACA 23012. Dans cette famille, le premier chiffre représente la valeur de la flèche, les deux chiffres suivants représentent la valeur de d , et les derniers indiquent la valeur de l'épaisseur relative [10].

c) Profils laminaires : ils se composent de six chiffres : exemple NACA 6511212. Le premier chiffre est le repère de la série et suivi par le chiffre indiquant la position du point de dépression maximale en dixième de la corde. Le troisième chiffre indique la valeur de ΔC_z de la plage d'adaptation. Le quatrième chiffre représente la valeur du coefficient C_z d'adaptation tandis que les deux derniers donnent l'épaisseur relative [11].

On peut aussi classer les profils selon leur épaisseur :

Profil mince : $e/l < 6\%$.

Profil semi-épais $6\% < e/l < 12\%$.

Profil épais : $e/l > 12\%$.

Profil concorde : $e/l = 3\%$ a l'encastrement et 1.82% a l'extrémité.

Chapitre IV : Simulation numérique.

VI.1 Présentation du projet de simulation

Dans ce chapitre, nous allons simuler l'écoulement d'un fluide compressible autour d'une aube à travers un canal de compresseur axial CME2 de profil NACA65A012. On modifie l'angle de calage des aubages en fonction du rayon. Pour la tête de l'aube l'incidence de profil est de 53.9681° et pour le pied l'incidence de même profil est de 41.4096° , d'où leur forme vrillée (Figure IV.1).

Pour des raisons liées aux capacités de calcul informatique, la simulation ne portera que sur un seul élément du rotor, autrement dit un seul aubage, Figure IV.1. On s'intéressera ensuite, à l'évolution de la vitesse dans différentes directions en particulier, au champ de pression autour de l'aube, ainsi qu'au coefficient de pression etc.

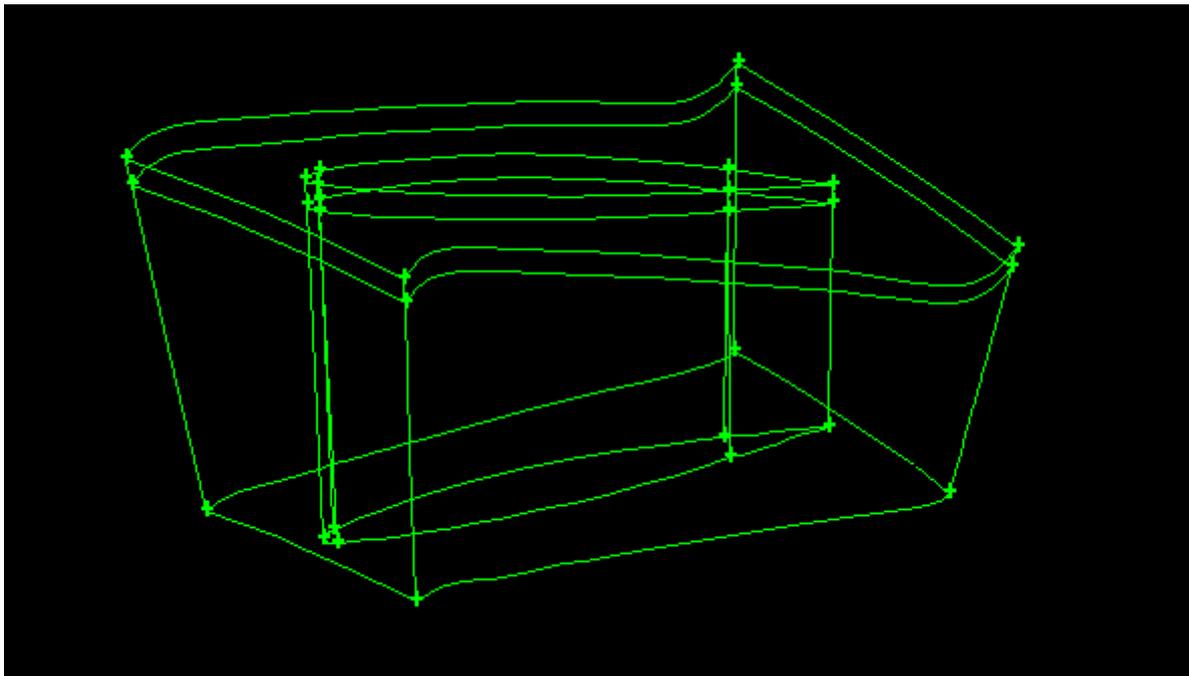


Figure IV-1: Turbo volume contenant l'aubage étudié.

La figure V-2 donne un schéma simplifié du canal du compresseur axial CME2 (Figure IV-2). Le rayon de son carter est de 0.275 m, la longueur de son étage 0.180 m, la hauteur de son aube 6 mm, son épaisseur du jeu 5 mm. La vitesse de rotation du rotor est de 6500 tour/min.

L'utilisation de logiciels pour la résolution de problèmes physiques est de nos jours très fréquents. En effet, dans la plus part de ces problèmes, surtout la résolution de phénomènes (écoulement de fluide, transfert de chaleur, rayonnement, changement de phase...) couplés à la mécanique des fluides n'est possible que sous certaines hypothèses simplificatrices qui ne permettent pas de faire une étude plus réelle des phénomènes physiques observés expérimentalement.

L'objectif de ce projet est de faire une étude de l'écoulement dans un canal de compresseur (CME2) axial mono-étagé avec FLUENT, puis faire une investigation pour observer les limites du logiciel.

FLUENT est un logiciel de calcul d'écoulement, un logiciel de CFD (computational Fluid Dynamics) qui se base sur la méthode des volumes finis pour discrétiser le domaine d'étude et résoudre les équations différentielles régissant l'écoulement.

Le mailleur Gambit et le code de calcul Fluent sont des logiciels permettant de réaliser des simulations 2D ou 3D en mécanique des fluides allant de la construction du maillage avec Gambit à la résolution des équations de Navier Stokes et au post-traitement avec Fluent [12].

VI.2 Présentation du logiciel GAMBIT et FLUENT

Le logiciel Gambit sert dans un premier temps à créer une géométrie utilisée pour définir et créer le modèle d'étude (surface ou volume) et de le mailler après suivant le bon gré de l'utilisateur. Les différentes étapes d'utilisation de GAMBIT sont résumées comme suit :

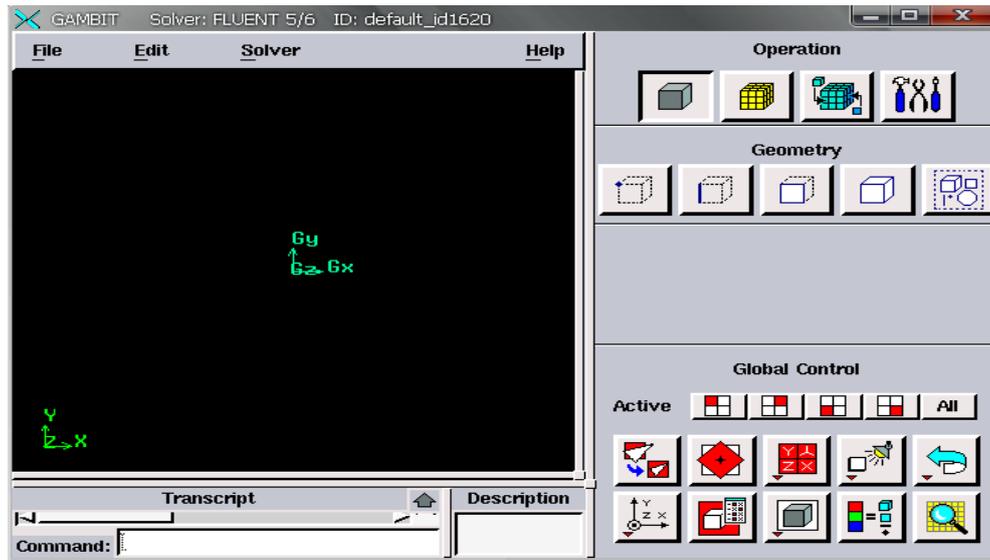


Figure IV-1 : Interface Gambit

La première chose à faire quand on entre sur Gambit est de nommer le système qu'on va construire de telle manière à ne pas le perdre.

L'utilisation de Gambit est simple : principalement, il faut prendre les menus en haut à droite et effectuer les tâches en partant du menu de gauche pour aller jusqu'à celui de droite. Si on désire ouvrir un projet déjà existant, utiliser le menu file Figure IV-2, open ou import dans le cas d'un maillage. Il se peut que cette combinaison ne marche pas alors il faudra lire le journal ce qui refera pas à pas tout ce qui était fait dans la géométrie sauvegardée.

Fluent est un code CFD (Computational Fluid Dynamics) commercial très utilisé dans l'industrie car il est assez simple à utiliser. Il permet de résoudre les écoulements fluides (champs de vitesses, de températures...) mais aussi de faire de la combustion. Il ne sera présenté que les fonctionnalités de base de fluent dans cette présentation. La première chose à faire quand on entre sous fluent est de choisir le type de résolution que Fluent va avoir à faire : résolution 2D ou 3D puis d'ouvrir ou d'importer un maillage (fichier.msh), et ce en suivant la procédure appropriée.

VI.3 Création de la géométrie sur GAMBIT

Dans un premier temps on rentre une succession de points qui représente le moyeu, les points définissant cette ligne sont tirés des plans du compresseur CME2, ces lignes sont représentées dans la Figure VI.2.

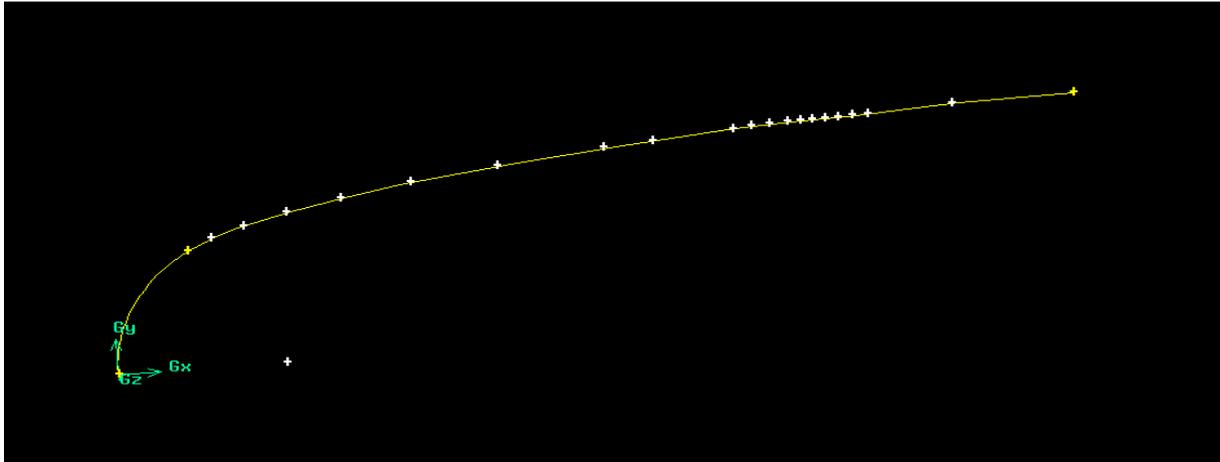


Figure VI.2 Ligne du moyeu.

Afin de créer cette ligne on a dû faire appel au menu ligne de GAMBIT qui est représenté sur la figure VI.3

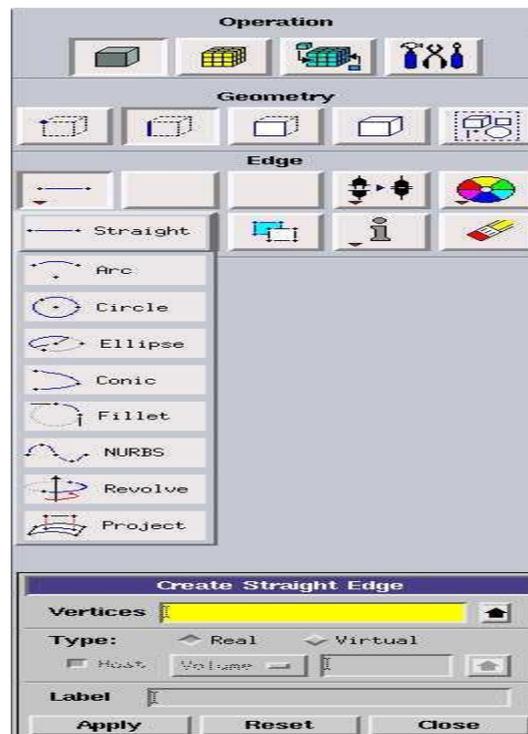


Figure VI.3 Menu Ligne.

Dans une seconde étape on doit porter les coordonnées de face représentant des ailettes, qui ne sont autres que la face inférieure et supérieure de l'aube étudiée, ces deux faces sont représentées par la figure VI.4.

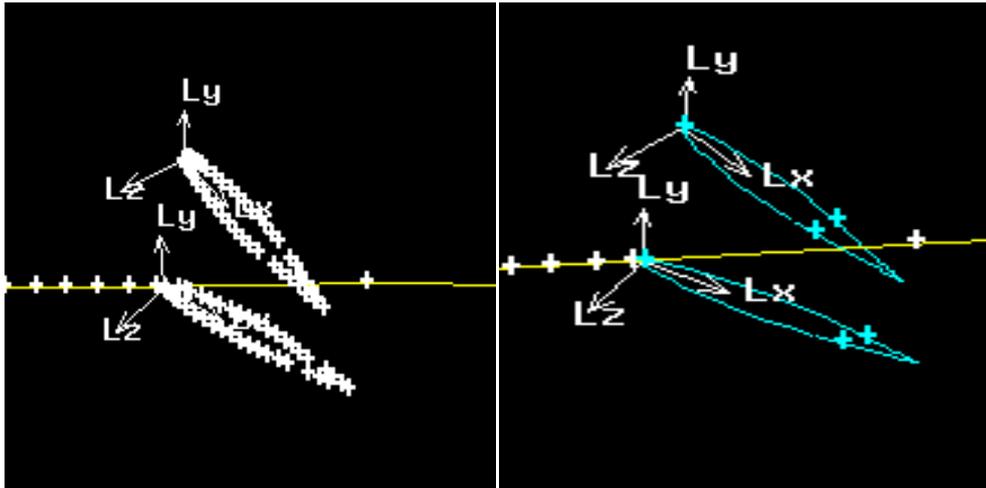


Figure VI.4 Représentation des deux faces supérieures et inférieures de l'aube.

Afin de dessiner ces deux faces on doit procéder à la création de deux nouveaux repères qui serviront à entrer les coordonnées de chacune des faces. La création de ces deux nouveaux repères ne peut se faire de manière fortuite, la déduction de ces nouvelles coordonnées se fait à partir des plans détaillés du compresseur.

La prochaine étape consiste à créer le turbo volume qui comprendra l'aube en son sein, pour cela on doit suivre un certain nombre d'étapes expliquées en détail dans le mode d'emploi de GAMBIT section turbo machine.

Le menu Turbo machine est représenté sur la figure suivante :

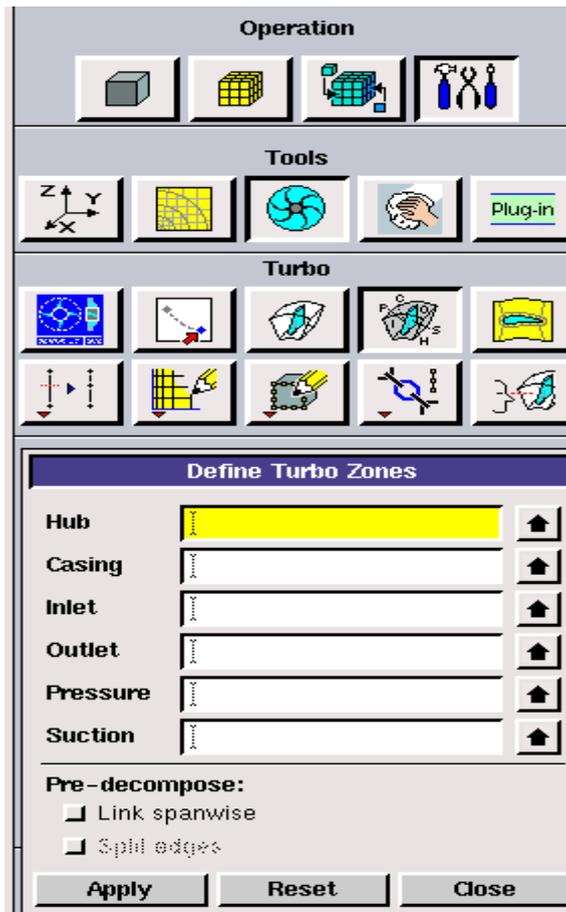


Figure VI.5 Commande Turbomachine.

A la fin de ces étapes on obtient un turbo volume représenté par la figure suivante.

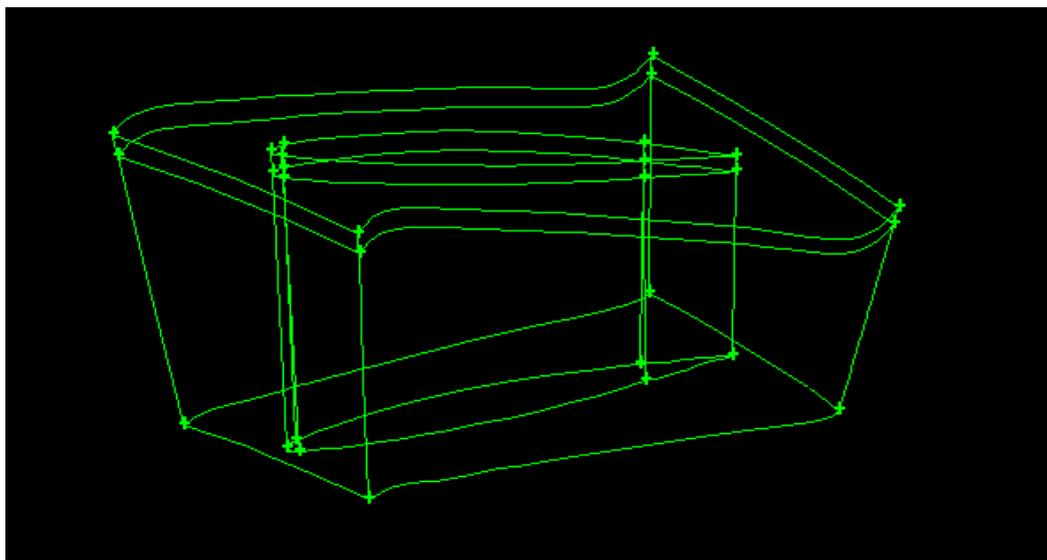


Figure VI.6 Turbo volume.

L'étape suivante sur GAMBIT consiste à définir les turbo zones tel qu'expliqué dans le mode d'emploi, et représenté dans la figure VI-7 :

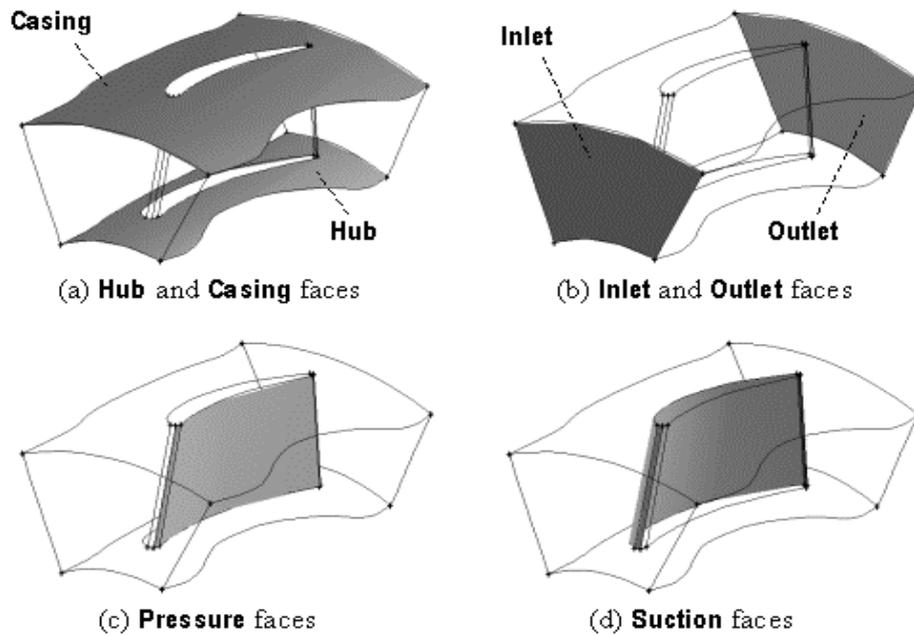


Figure VI.7 Les Turbo zones.

La définition des turbo-zones est une étape cruciale pour la suite du projet de simulation, cette étape s'effectue à partir de la commande Define turbo zones qui est représentée dans la figure suivante [13] :

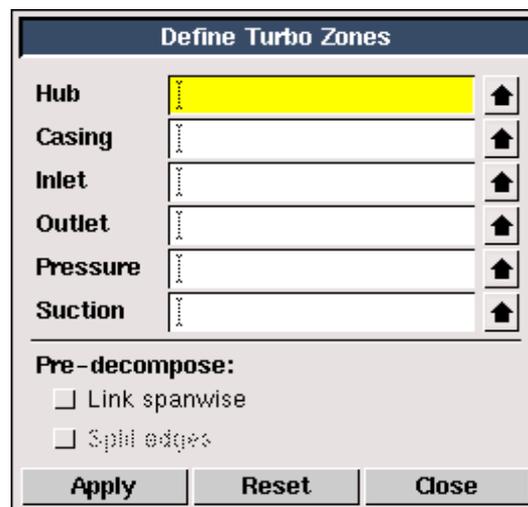


Figure VI.8 Commande Define turbo zones.

L'étape suivante consiste à créer le volume d'entrée et de sortie qu'on définit comme étant 4 fois supérieur au diamètre de moyeu, cette valeur étant une recommandation par le mode d'emploi de GAMBIT. La figure VI.9 représente la géométrie finale composée de trois volumes principaux qui sont le volume d'entrée, sortie et turbo volume.

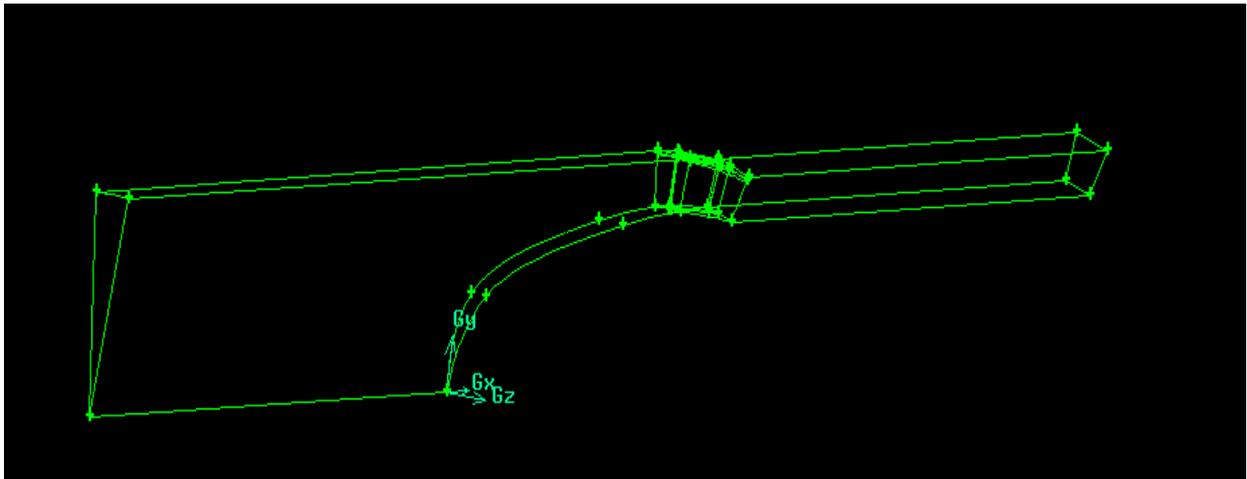


Figure VI.9 Géométrie finale du projet de simulation.

VI.4 Conditions aux limites

La définition des conditions aux limites est la dernière étape sur GAMBIT avant le maillage et le transfert de la géométrie sur FLUENT, cette étape consiste à définir les conditions d'entrée et de sortie du fluide ainsi les parois limitant l'écoulement et les parties périodiques. Pour notre géométrie, on a 4 conditions à définir, qui sont pressure-inlet représentant la condition à l'entrée du canal, la deuxième est pressure-outlet qui représente la condition, à la sortie, du fluide. L'autre condition est Wall, mure en français, qui définit les faces qui représentent des parois, et pour finir la dernière condition est Periodic.

Pour définir ces conditions on fait appel au Specify Boundary Types qui est représenté dans la figure VI.10 :

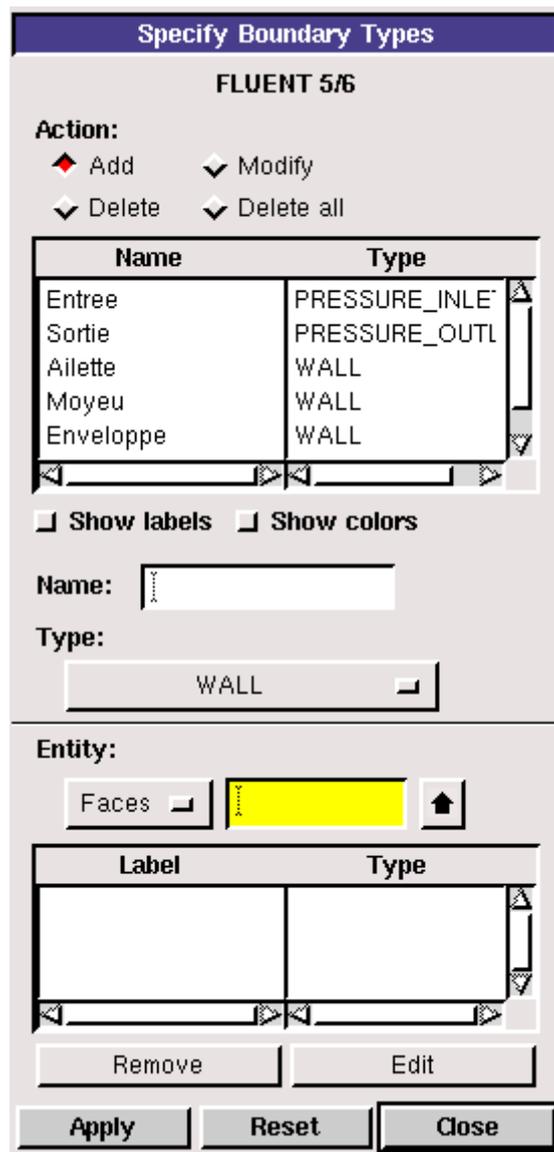


Figure VI.10 Command Specify Boundary Condition.

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 turbomachines, l'hypothèse d'écoulement axisymétrique permet la simplification du domaine de calcul à un seul canal inter aubages.

Les différentes frontières pour la modélisation d'un canal du compresseur axial CME2 sont schématisées sur les figures suivantes.

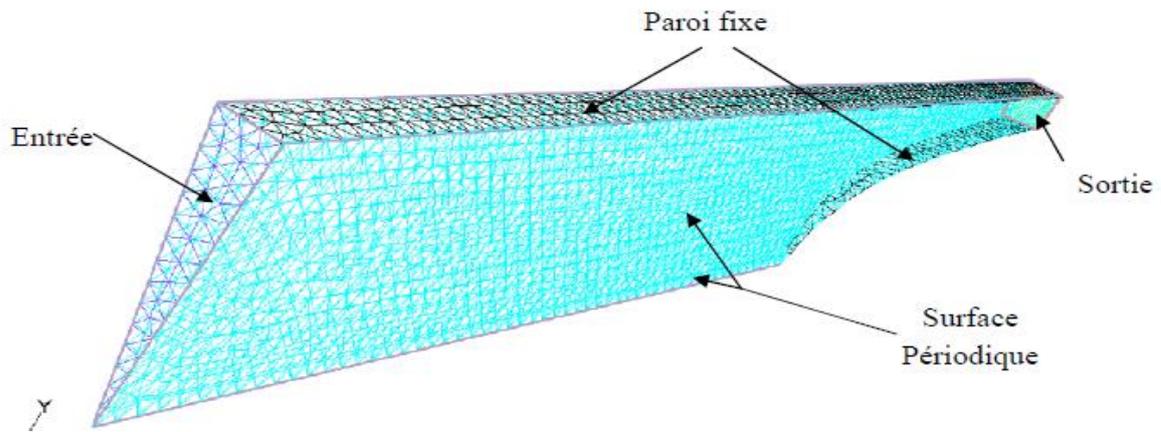


Figure IV.11 Conditions aux limites du volume d'entrée.

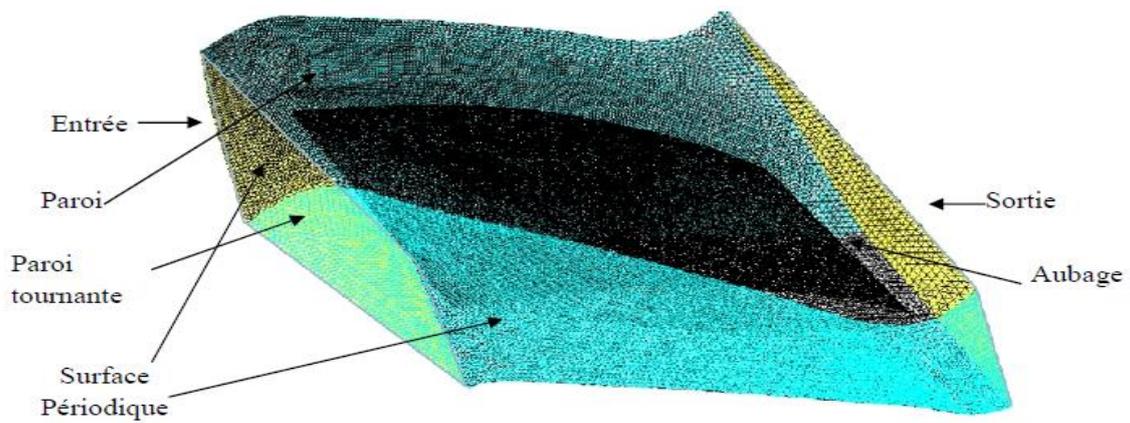


Figure IV.12 Conditions aux limites du turbo volume.

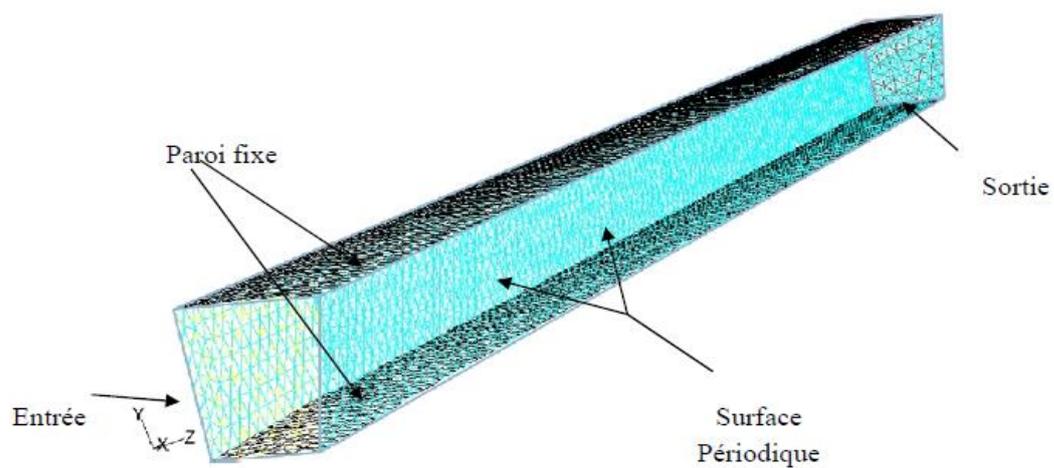


Figure IV.13 Conditions aux limites du volume de sortie.

L'ultime étape sur GAMBIT consiste à définir la nature du milieu dans lequel la simulation va s'effectuer, c'est à dire si c'est un solide ou un fluide, pour cela on fait appel au menu Specify Continuum Types qui est représenté dans la figure VI.15 [16].

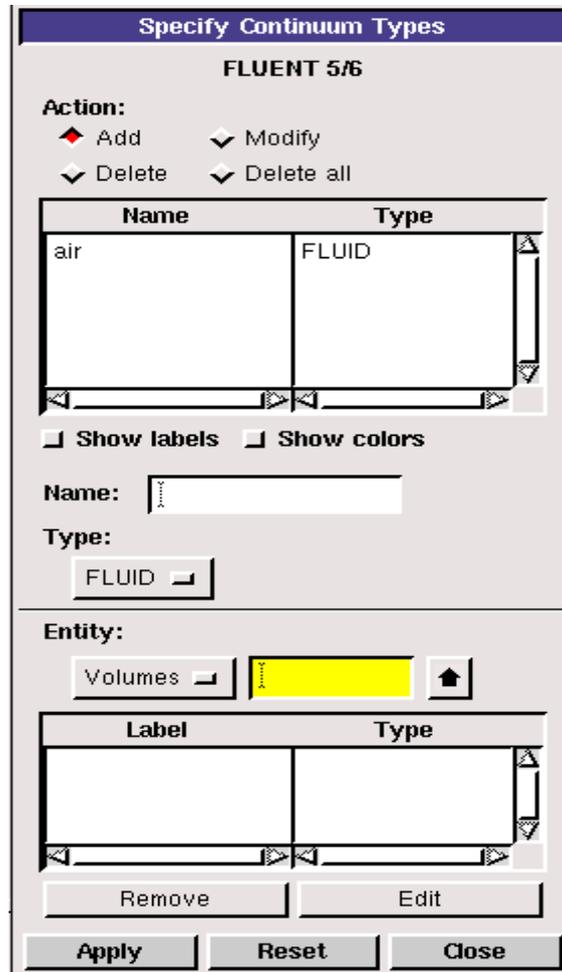


Figure IV.15 Commande Specify continuum types.

VI.5 Maillage de la géométrie :

Avoir une meilleure précision des résultats par le solveur FLUENT nécessite un maillage suffisamment raffiné de sorte que les résultats soient exploitables pour notre géométrie.

On a choisit un maillage triangulaire de pas 5cm pour le distributeur et le diffuseur dans le but de diminuer le temps de calcul, un maillage très affiné au niveau de rotor de pas 1cm dans le but d'obtenir des résultats précis.

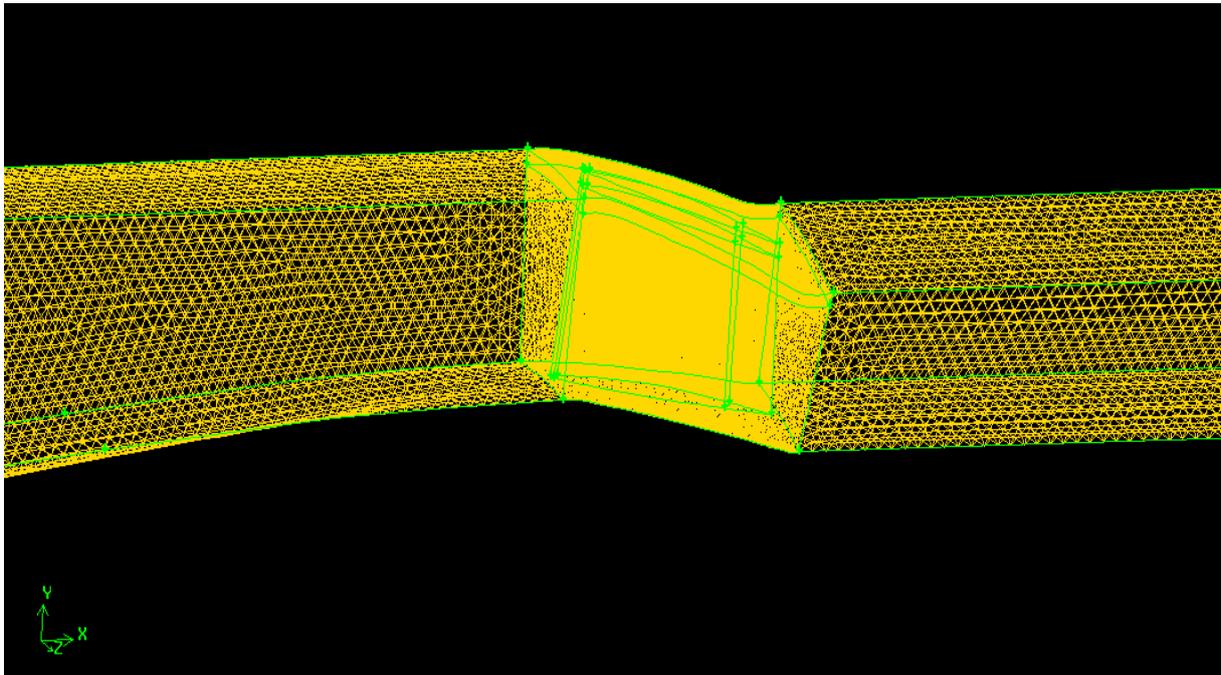


Figure IV.16 Maillage de la géométrie étudiée.

L'étape de la conception de la géométrie se fera en faisant appel au menu Mesh volumes qui est représenté dans la figure VI.17

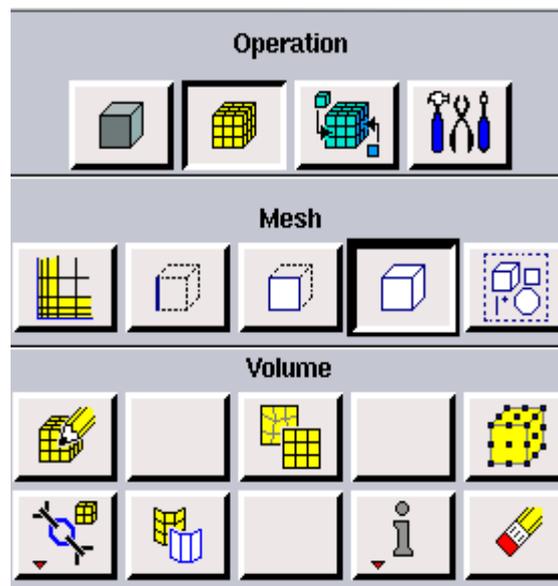


Figure VI.17 Menu de maillage du volume.

Une fois le maillage terminé la géométrie est prête à être transportée vers le logiciel FLUENT, cela étant dit on doit préciser que la géométrie doit être exportée sous format mesh (MSH), le menu menant vers l'exportation de la géométrie est représenté sur la figure IV.18.

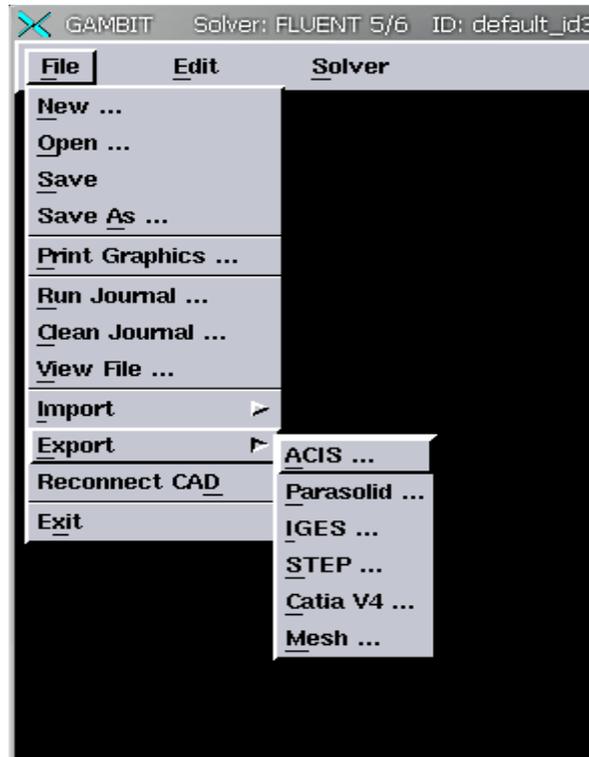


Figure IV.18 Menu export

VI.6 Définition des conditions de simulation sous FLUENT

La simulation sur FLUENT commence par le transport du fichier MESH, cela s'effectue par le menu File puis Import et enfin Case. L'étape suivante consiste à analyser le fichier et vérifier si tous les paramètres sont correctes, afin de suivre le processus, cette étape s'effectue par le menu Grid puis Check, puis on passe au changement d'unités par le menu Grid puis Scale, l'unité considérée pour la géométrie est le mm conformément aux plans du compresseur.

Le menu Define est celui qu'on va utiliser dans les étapes à suivre pour plusieurs paramètres tels que la composition du compresseur, le modèle de turbulence, les conditions aux limites, la vitesse de rotation du rotor et autres. Ces étapes sont présentées dans les figures qui suivent :

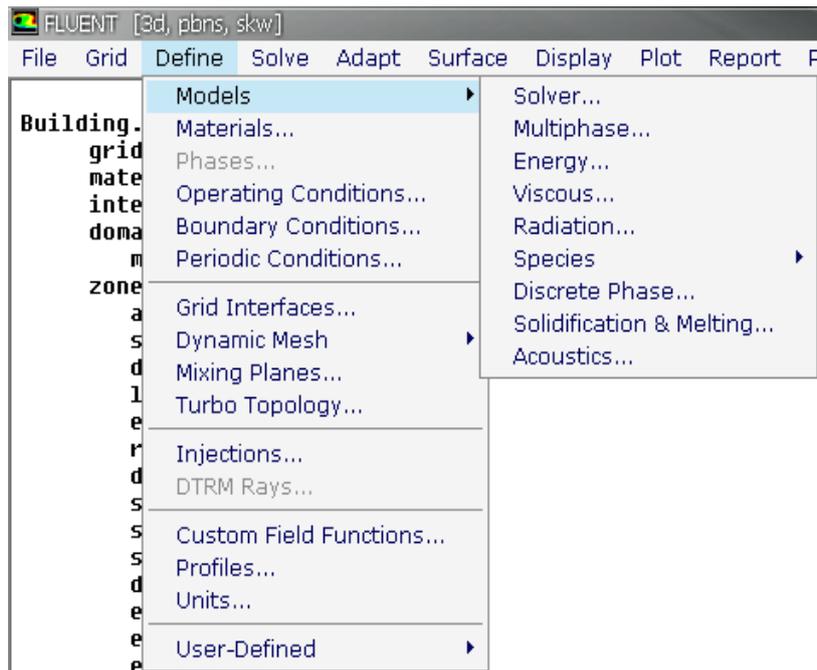


Figure IV-19: Interface de définition des différents aspects du problème.

L'option Models permet de régler un certain nombre de paramètres qu'on retrouve dans des sous menu : solver permet de choisir le type de solver que l'on souhaite utiliser (implicite, explicite, stationnaire, 2D ou 3D...).

- Viscous permet de choisir le modèle de turbulence que l'on va prendre pour résoudre le problème (laminaire, $k-\epsilon$, $k-\omega$, LES...).
- Energy permet de choisir si oui ou non, on doit faire intervenir l'équation de l'énergie dans la résolution du système (dès qu'un gradient de température intervient dans les phénomènes il faut utiliser cette équation pour d'une part observer une solution réaliste mais aussi souvent pour faciliter la convergence).

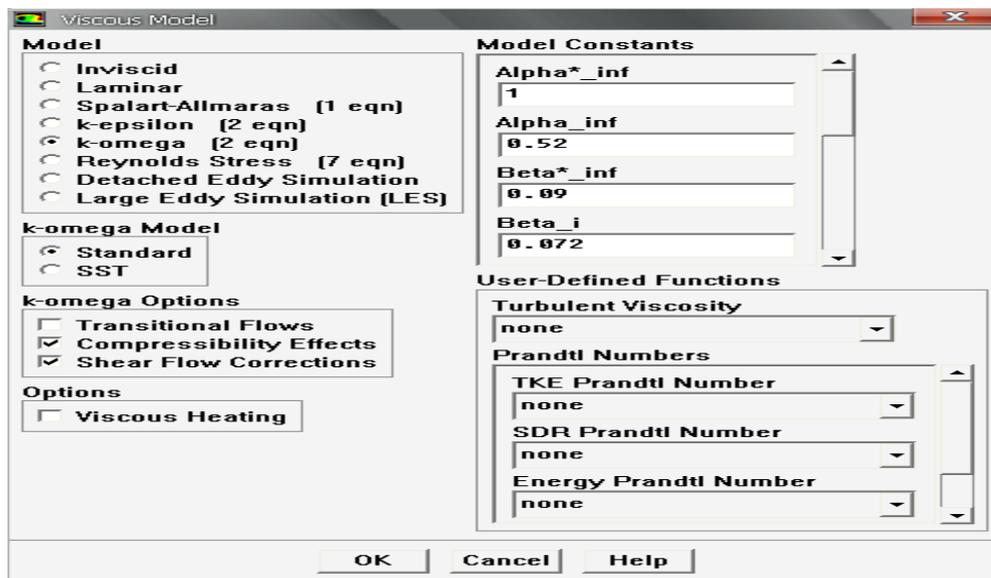


Figure IV-20: Interface définition du régime d'écoulement.

Dans le menu Models, se trouvent d'autres options telles que radiation qui est à utiliser en fonction de l'énoncé du problème. Vient ensuite le sous menu Materials qui permet de choisir le fluide qui va faire l'objet de l'étude, pour notre simulation on optera pour un gaz parfait incompressible.

Le sous-menu suivant est Operating Conditions qui permet de fixer les conditions de fonctionnement (gravite, pression de référence...).

Le dernier sous-menu utile est Boundary Conditions qui sert à fixer les conditions aux limites du problème. On a précédemment vu que les limites physiques sont déjà rentrées sous Gambit, cependant on doit les expliciter et leur donner une valeur sous Fluent (ceci montre que même si l'on a fait une erreur de condition sous Gambit, on peut encore tout modifier sous Fluent).

Pour une entrée de fluide, on fixe la vitesse ainsi que le niveau de turbulence. Pour un mur, on peut fixer soit un flux constant, soit une température constante et bien d'autres possibilités (telles que la rugosité du mur par exemple).

Le sous-menu utile est Boundary Conditions est représenté dans la figure suivante :

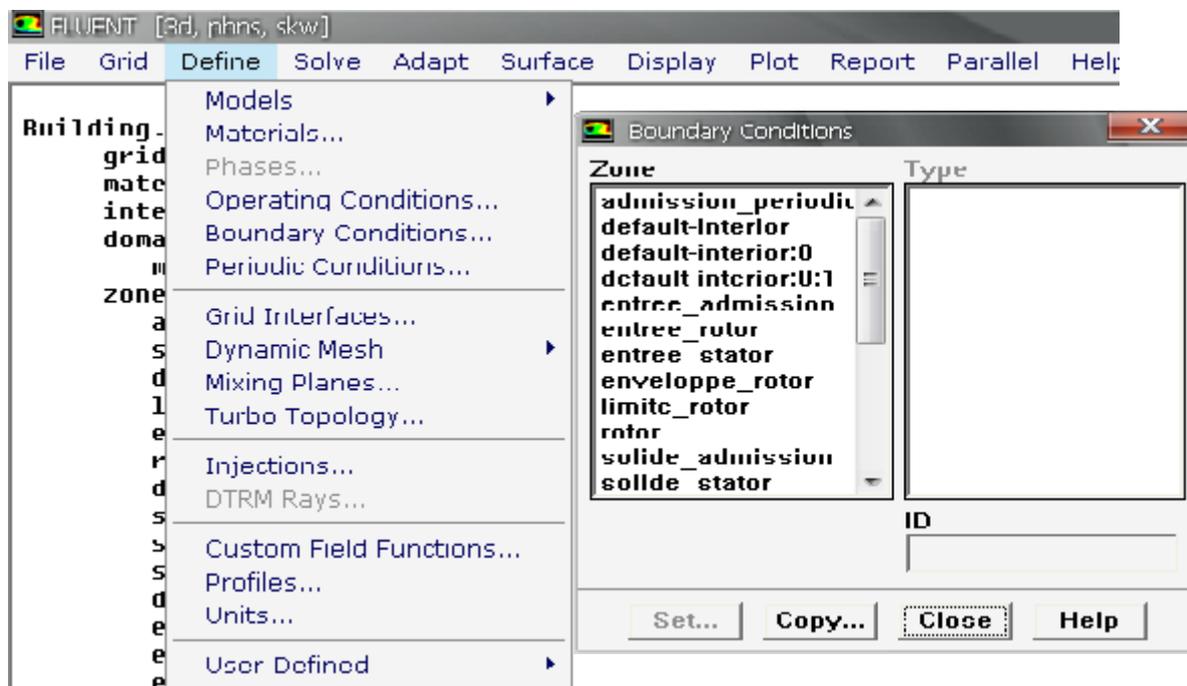


Figure IV.21 Interface Boundary Conditions

Maintenant que la géométrie est en place, nous pouvons paramétrer et initialiser le solveur de Fluent dans le menu suivant : le menu Solve.

Le premier sous-menu est le menu Control qui comprend tout d'abord l'option solution. C'est grâce à cette option que l'on va pouvoir entrer les différents facteurs de sous-relaxation du système : pression, température etc.... Ces facteurs peuvent être modifiés au cours de la résolution.

Leur principal intérêt est de forcer la solution à converger : en les abaissant, on diminue la vitesse de convergence mais on l'améliore (encore que ces constatations soient valables en général, mais pas nécessairement dans tous les cas). L'autre sous-menu de Solve est Initialise.

Ce menu permet de fixer les conditions initiales du système telles que les vitesses initiales suivant x, y et z par exemple, ainsi que la température du fluide (si l'équation de la chaleur est résolue). tel que représenté sur la figure VI.22.

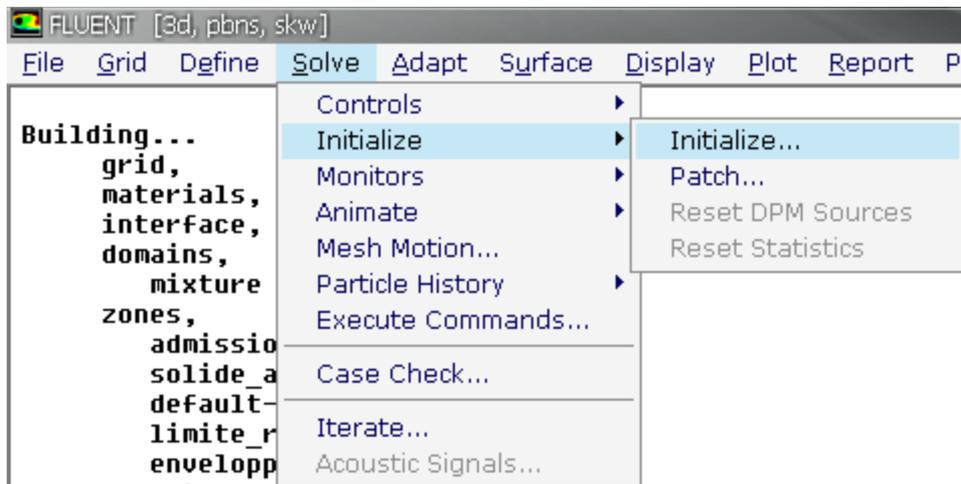


Figure IV.22 Interface initialisation des calculs.

Monitors est le sous-menu suivant. L'option qu'il contient et qu'il faut bien utiliser est l'option Residual ; dans cette option, il faut d'abord cocher plot afin d'afficher graphiquement l'évolution des résidus en fonction des itérations successives (cela permet d'avoir une vue global de l'évolution de la convergence).

Cette option permet aussi de choisir le nombre d'itérations que l'on veut faire pour résoudre le système et aussi la valeur limite des résidus que l'on veut se fixer. Cela marche exactement comme un critère de convergence.

La valeur de ces critères est au choix de l'utilisateur, mais il est conseillé (si la convergence n'est pas trop longue) de diminuer ces critères au maximum (10^{-5} ou 10^{-6} de préférence). Une fois que tout cela a été fait, il ne reste plus qu'à lancer les calculs en choisissant le sous-menu Iterate et de choisir encore une fois le nombre d'itérations maximum que l'on se fixe pour souhaiter que les résultats convergent.

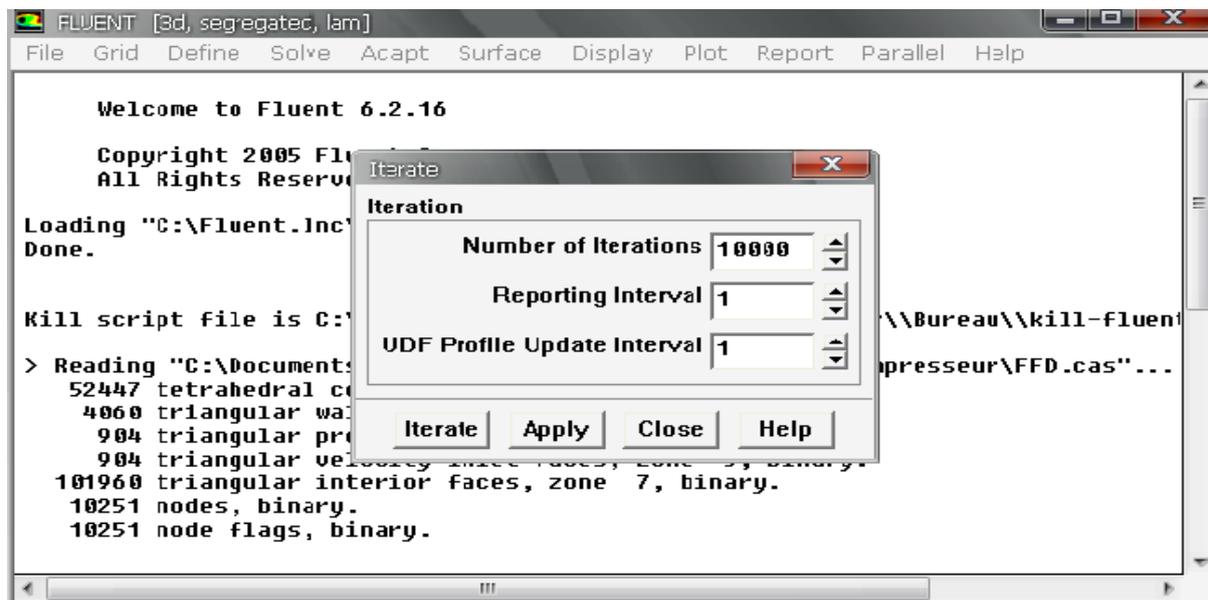


Figure IV.23 : Interface pour la commande Itérate.

Une fois que l'on estime que la convergence est atteinte, on peut visualiser les résultats grâce au post-traitement de Fluent. Principalement, on utilise le menu Display et les sous-menus contours et velocity vectors. Dans le premier, on observe les variations des variables (vitesse, température...) avec les iso-surfaces. Dans le second, les valeurs sont traduites par des vecteurs ; ceci est surtout utile pour la visualisation des vecteurs vitesse.

Il est également possible dans ces menus d'observer les résultats sur les faces de la géométrie et pour les vecteurs de faire des projections. Pour visualiser des zones précises du maillage (lignes, plans...), le menu Surface permet de créer des lignes ou de plans dans les géométries à partir de points. Ensuite on peut pour les plans, les choisir pour visualiser les contours ou les vecteurs et pour les lignes, on utilise les variables sur les lignes créées par l'utilisateur.

Pour exporter des images, on peut, soit faire une copie d'écran (de loin le plus simple), soit cliquer dans File, hardcopy et choisir Tiff pour créer une image Tiff de la fenêtre actuellement affichée (l'utilisateur peut choisir diverses options comme couleur ou noir et blanc...).

Menu Plot offre la possibilité de faire des graphes en 2D. L'enregistrement se fait simplement par File, write, case & data (si l'on veut tout sauvegarder, géométrie et données) ou seulement data (pour enregistrer juste les données, mais dans ce cas pour ouvrir ces données il faudra posséder un cas du système étudié).

Chapitre V : Résultats et discussion.

V.I- Introduction :

Le but principale de ce travail est l'étude de l'écoulement d'un gaz supposé incompressible et dénué de viscosité dans l'espace inter-aubes du rotor du compresseur axial CME2, on porte un intérêt particulier à l'apparition des phénomènes tourbillonnaires, phénomènes qui sont eux-mêmes mis en évidence par la répartition des champs des vitesses relatives, aux quels on donne une importance particulière dans l'interprétation des résultats de la simulation.

En raison du mouvement relatif des aubes du rotor par rapport à celles du stator, l'écoulement dans les turbomachines est fortement instationnaire. Pour réduire l'encombrement des machines, il est nécessaire de diminuer les distances axiales entre rotor et stator successifs, ce qui tend à intensifier les effets instationnaires. La compréhension de ces phénomènes est incontournable pour mieux maîtriser la conception des machines.

La simulation de l'écoulement dans la totalité des canaux d'une machine multi-étages est encore difficilement accessible, en raison des ressources de calcul nécessaires. Cependant, les propriétés de périodicité spatio-temporelles de l'écoulement peuvent être utilisées pour concevoir des solutions permettant de pallier cette difficulté. Ainsi il est possible de ne simuler qu'un seul canal de chaque roue, comme c'est le cas dans notre projet de simulation.

Dans le cadre de notre simulation, On a décidé de fixer sur le logiciel de simulation un certain nombre de paramètres qui sont fournis dans le cahier des charges du compresseur.

La vitesse de rotation prise en considération est de 6000 tours/minutes, pour ce qui concerne le débit d'air à l'entrée, il est de 0,35 kg/s, ce débit est fixé par rapport à l'entrée au niveau d'un seul aubage, vue que le débit totale est de 10,5 kg/s et que le nombre totale d'aubes au niveau du rotor est de 30.

La vérification de la cohérence des résultats se fait par la commande Report puis Flux afin de voir le si la conservation du flux est vérifié, ce qui est le cas dans notre simulation, vu que la différence de débit entre l'entrée et la sortie est de $7.1525574e-07$ kg/s, ce qui est un résultat plus que satisfaisant.

V.2 Courbes itérative :

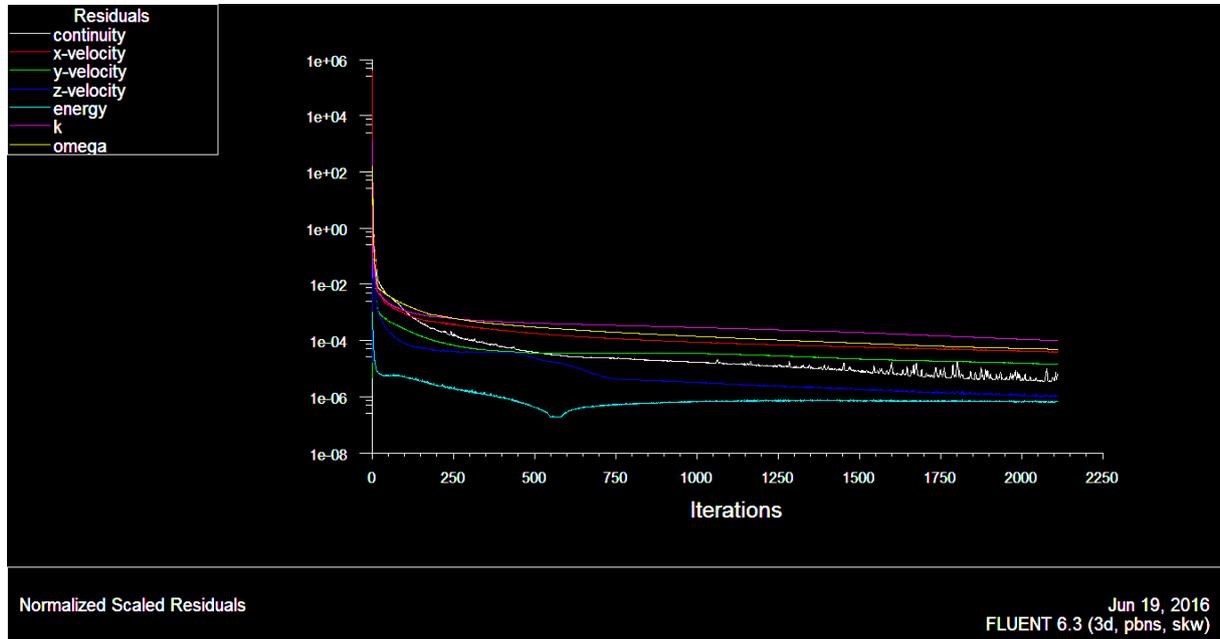


Figure V.1 Courbes itératives.

La figure V.I représente les courbes itératives obtenues à la fin des calculs. Ces courbes sont constitués des résidus de la continuité des composantes de la vitesse suivant les axes x, y et z du modèle de turbulence $k-\omega$ et de l'énergie. Ces calculs ont été faits selon les recommandations de simulation pour assurer la convergence. Les résidus pour l'équation d'énergie doivent être en dessous de 10^{-6} . Les calculs itératifs ont pris plus de 6 heures d'itération avec un ordinateur muni d'un processeur *i3* et d'une capacité de 4 Go de ram. On constate une décroissance continue des courbes itératives tout au long du processus d'itération, malgré certains remous surtout en ce qui concerne l'équation de continuité, la tendance générale démontre une convergence continue des diverse équations vers la limite fixé et qui est de 10^{-6} .

V.3 Mise en évidence des phénomènes tourbillonnaires :

Les écoulements secondaires sont des écoulements dus à l'interaction entre la viscosité et les gradients de pression statique, et qui se superposent à un écoulement principal. Ce dernier correspond à un écoulement régi par les équations d'Euler (sans viscosité) qui est facilement prédictif. Un écoulement secondaire naît de la différence de vitesse entre les zones saines de l'écoulement et les couches limites. Afin de maintenir l'équilibre entre les forces de pression et centrifuges, le rayon de courbure de la trajectoire des particules de faibles vitesses (couche limite) est plus petit. Ceci entraîne un dérapage des couches limites au niveau du moyeu et du carter, de l'intrados d'une aube vers l'extrados de la suivante. Il apparaît donc un écoulement transverse dans le canal de la turbomachine (et donc une vitesse transverse) qui, afin d'assurer l'équation de continuité, introduit également une vitesse radiale formant ainsi un écoulement tourbillonnaire : le tourbillon de passage [18].

Après avoir exposé le cadre et les motivations de cette étude, les phénomènes physiques susceptibles d'être rencontrés dans un compresseur axial ont été détaillés sur la figure V.2. L'écoulement stationnaire peut être vu comme la superposition de l'écoulement principal et d'un écoulement secondaire, lui-même composé de plusieurs mécanismes tourbillonnaires: tourbillon de passage, tourbillon de coin et tourbillon de jeu, qui sont représenté dans la figure V.2.

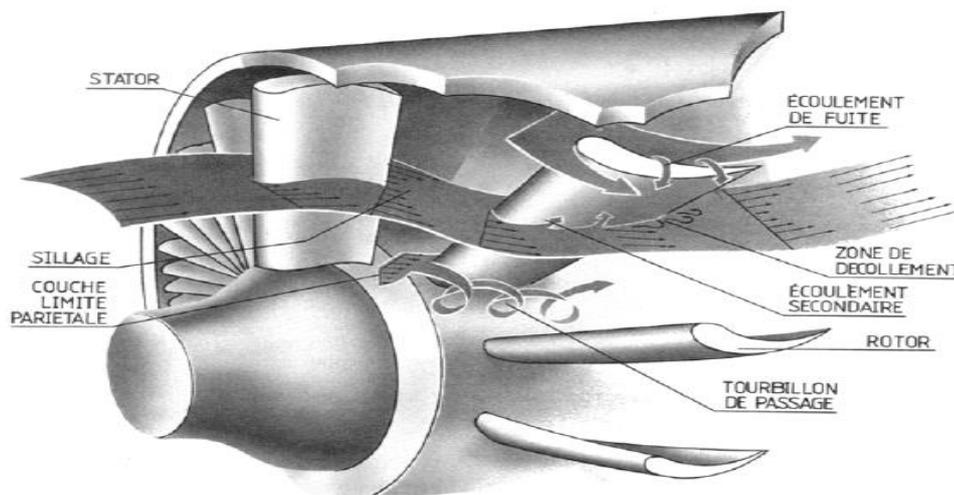


Figure V.2 Schématisation des écoulements au sein d'un compresseur axial.

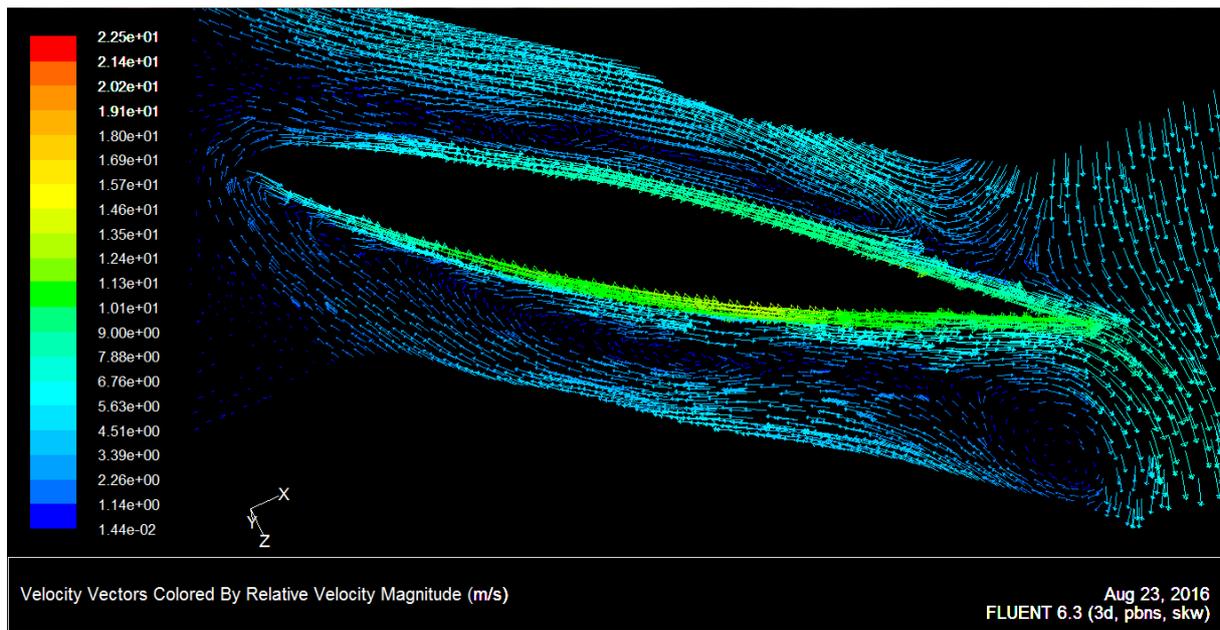


Figure V.3 Ecoulement instationnaires autour de l'aube.

La figure V.3 représente une coupe mettant en évidence l'écoulement instationnaire autour de l'aube, qui est fortement perturbé à cause de l'apparition des phénomènes tourbillonnaires.

V.4 Tourbillon de passage :

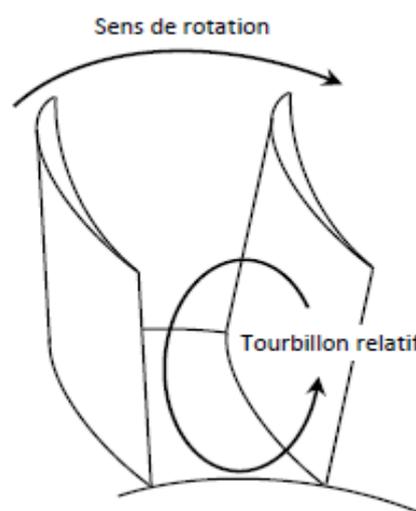


Figure V.4 Schématisation de l'apparition du tourbillon de passage.

L'espace entre les aubage est sujet a un phénomène tourbillonnaire dit tourbillon de passage, l'apparition de ce dernier est due à la différence de pressions entre la partie intrados et extrados de deux aubage consécutif ; tel que le montre la figure V.4.

Les particules à haute pression et en même temps à faible énergie cinétique au niveau de l'intrados tendent à migrer vers la partie extrados de l'aubage adjacent où les particules sont à faible pression et à haute énergie cinétique, ce mouvement migratoire des particules crée un phénomène tourbillonnaire dit tourbillon de passage (*cascade secondary flow*), La figure V.5 représente le mouvement des particules du tourbillon de passage, on peut le remarquer sur la partie gauche en bas. Afin de mieux cerner la formation du tourbillon de passage, il a été effectué une coupe selon l'axe des Z, qui a permis de mettre en évidence ce phénomène tel que le montre la figure V.5 et les figure V.6 qui est un agrandissement de la figure V5.

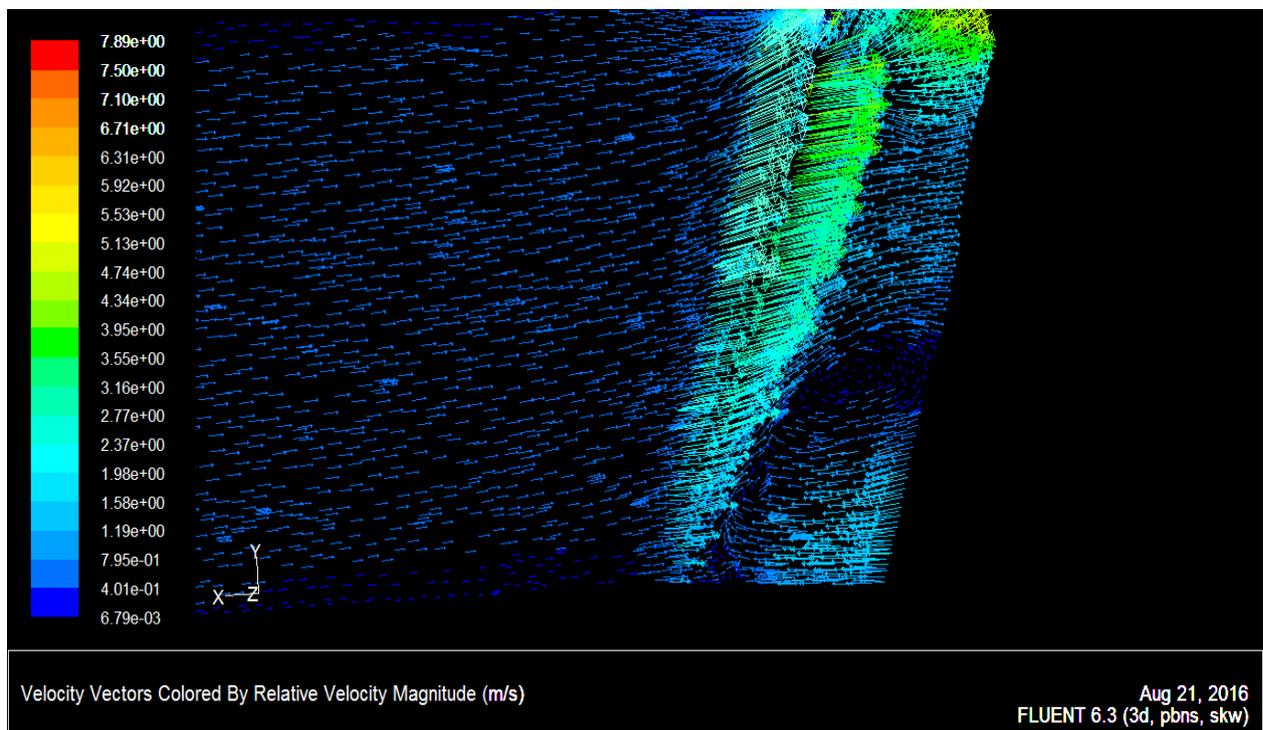


Figure V.5 Tourbillon de passage.

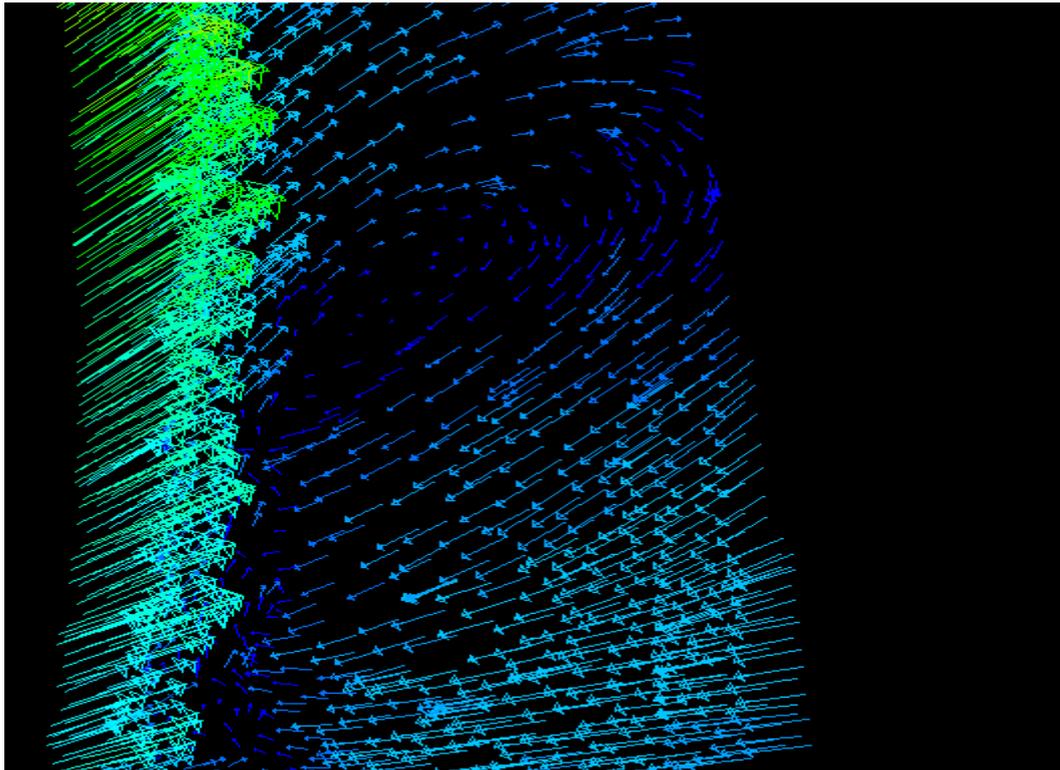


Figure V.6 Agrandissement de la zone d'apparition du tourbillon de passage.

La figure V.7 met aussi en évidence la formation du tourbillon de passage par les vecteurs de la vitesse relative selon l'axe des Z, tout comme la figure V.8 est un agrandissement de la zone d'apparition du tourbillon de passage.

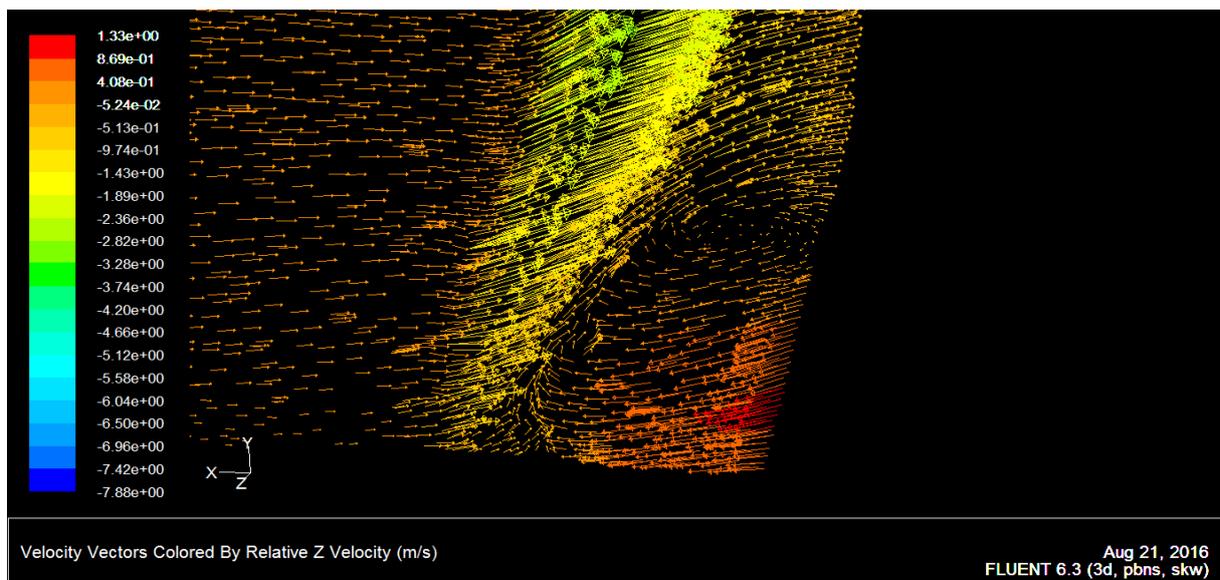


Figure V.7 Mise en évidence du tourbillon de passage par la vitesse relative selon l'axe des Z.

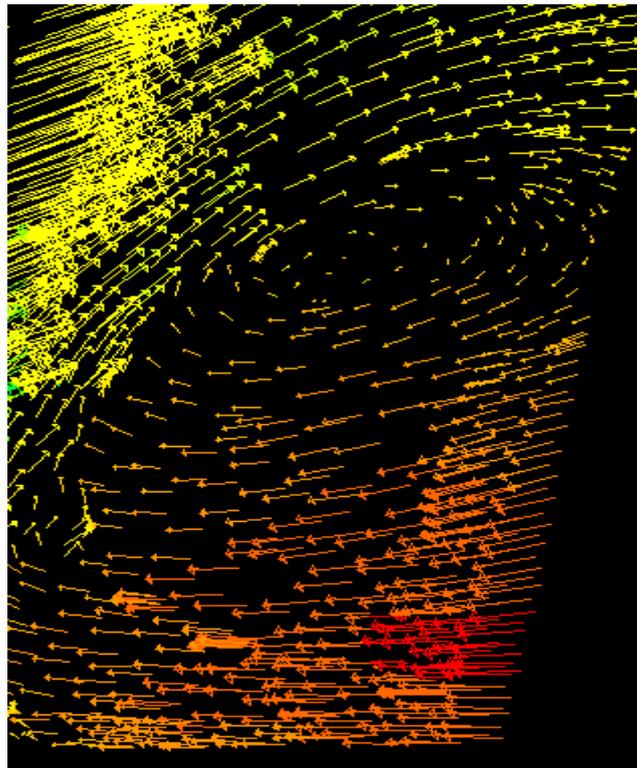


Figure V.8 Agrandissement de la région d'apparition du tourbillon de passage.

V.5 Tourbillon de jeu

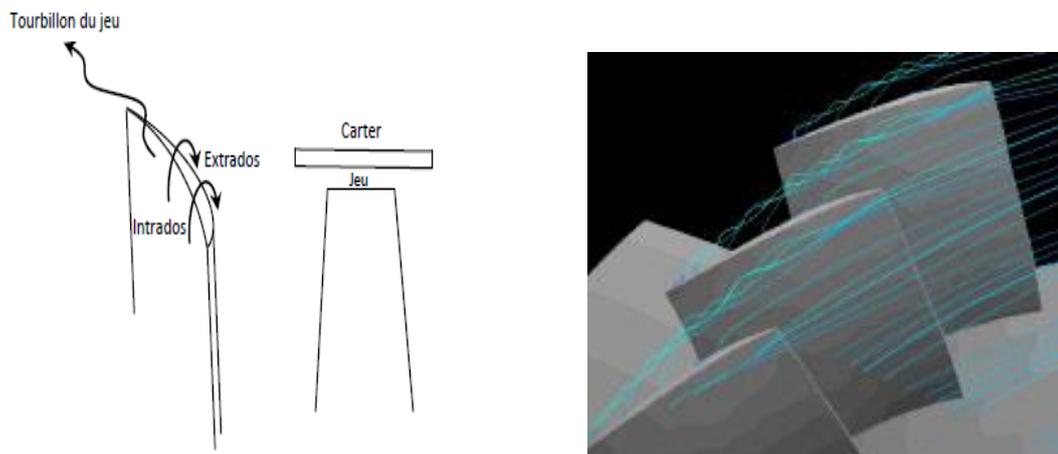


Figure V.9 Formation du tourbillon de jeu.

Il est nécessaire de laisser un jeu entre la coupe de tête d'aubage tournant et le carter pour permettre la rotation des aubes. Or, ce jeu représente l'endroit d'une fuite d'un débit d'air causée par la différence de pression entre l'extrados et l'intrados, cette fuite engendre un tourbillon de jeu (*tip leakage vortex*), tel quel montre la figure V9 et V.10.

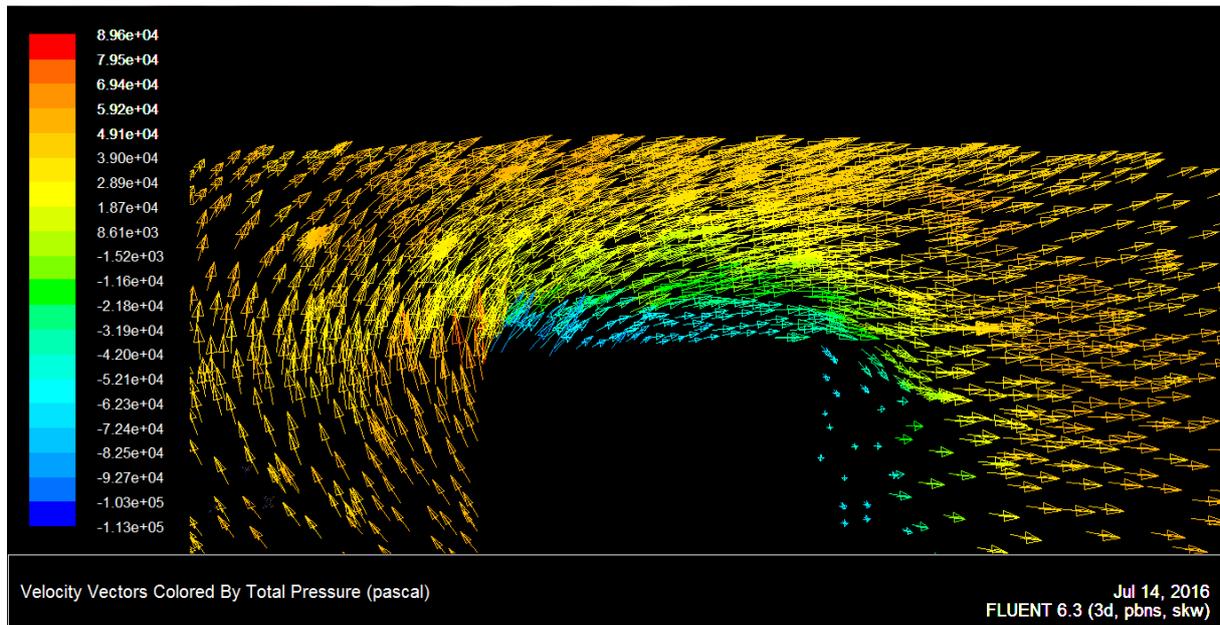


Figure V.10 Schématisation de la fuite de jeu par la pression totale.

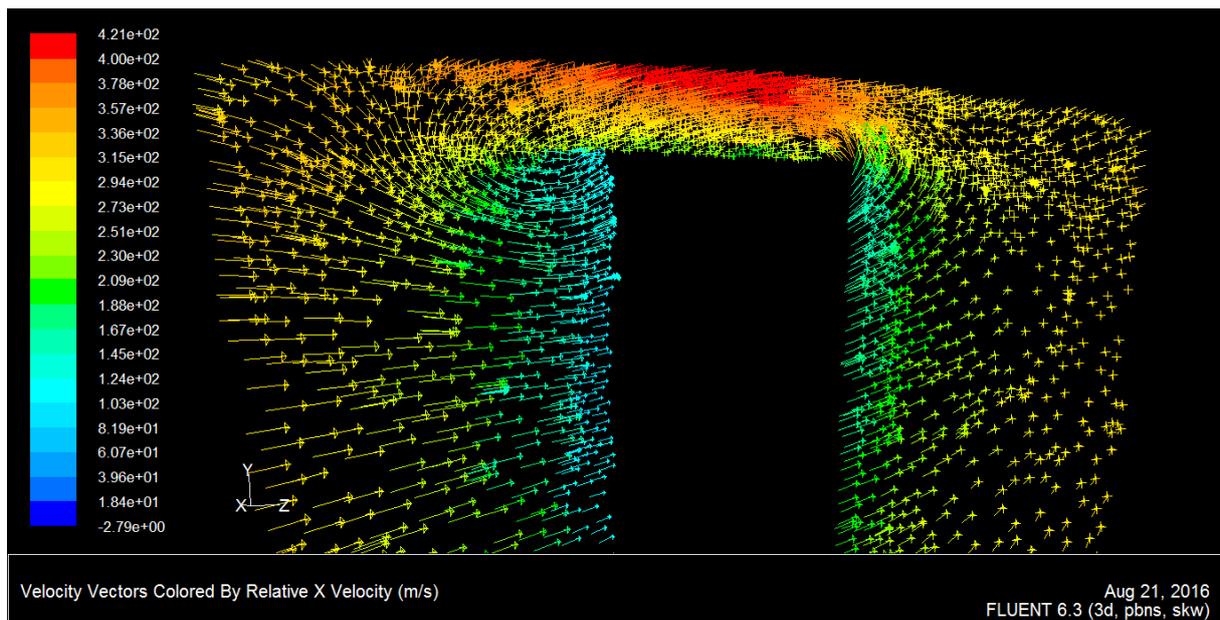


Figure V.11 Fuite de jeu par la vitesse relative selon l'axe des X.

L'écoulement de jeu influe négativement sur la charge de l'aubage, de plus il se transforme en un tourbillon en aval en impactant directement sur la rangée suivante. Les deux paramètres essentiels pour contrôler les pertes à travers les jeux ; la hauteur de jeu et la charge d'aube.

Pour mettre en évidence le tourbillon de jeu, on a procédé à des coupes selon l'axe des X. La figure V.12 démontre ce phénomène, la figure V.13 est un agrandissement de la zone d'apparition du tourbillon de jeu.

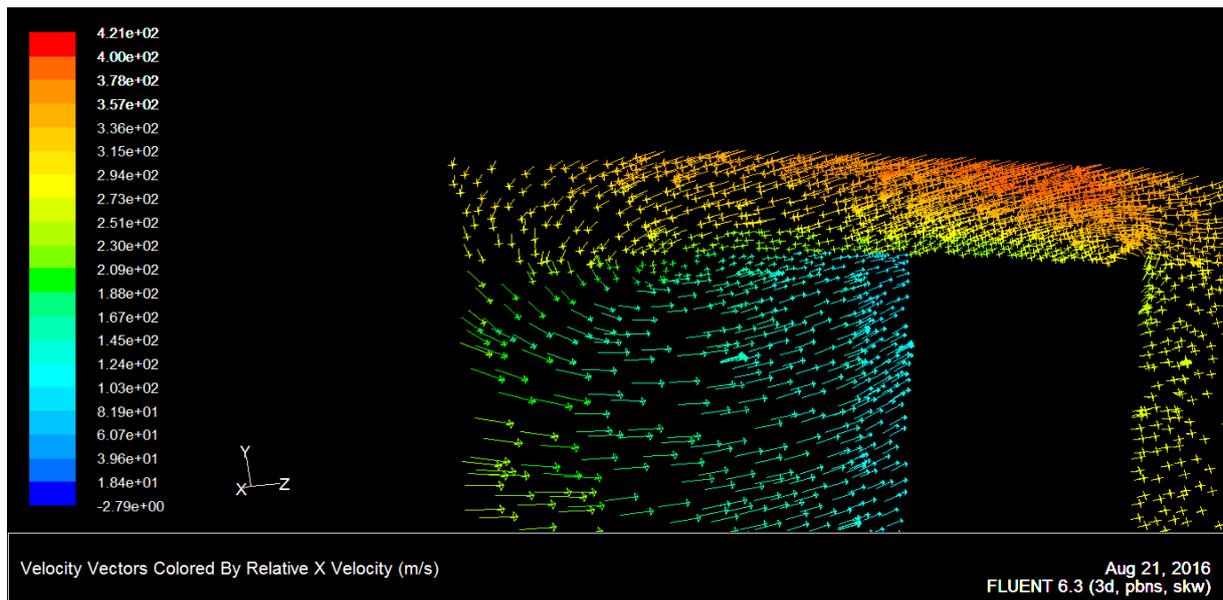


Figure V.12 Mise en évidence du tourbillon de jeu par la vitesse relative.

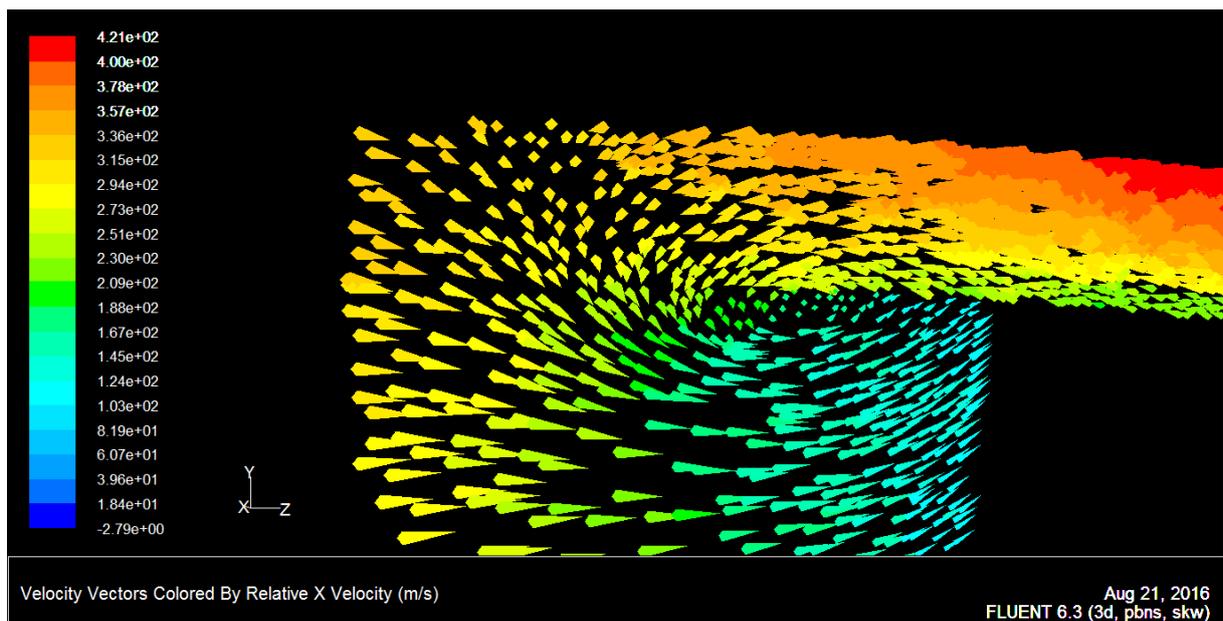


Figure V.13 Mise en évidence du tourbillon de jeu par la vitesse relative en forme de cône.

V.6 Tourbillon de coin (décollement de coin) :

Lorsqu'un fluide visqueux s'écoule sur un obstacle, deux types de forces s'exercent sur lui : les forces d'inertie et les forces de viscosités. Les forces d'inertie permettent l'avancement du fluide alors que les forces de viscosité ont plutôt tendance à le ralentir. Ces derniers sont responsables de la présence de la couche limite, zone où l'écoulement est fortement ralenti pour atteindre une vitesse nulle à la paroi. En présence d'un gradient de pression, ce dernier peut avoir une action favorable (gradient négatif) ou défavorable (gradient positif) à l'avancement de l'écoulement. Dans le cas d'un gradient de pression favorable, son action s'ajoute à celui des forces d'inertie et donc accompagne le mouvement du fluide. Par contre, en présence d'un gradient de pression défavorable (par exemple changement de courbure de la paroi), si son intensité est suffisante, son action s'oppose au mouvement du fluide et l'écoulement peut changer de sens (figure 1.9). Un écoulement de retour naît vers la paroi au moment où le gradient de pression devient défavorable (ou positif) : il s'agit du point de décollement. En ce point, le frottement visqueux est nul. Au-delà de ce point, l'écoulement présente localement des recirculations et la couche limite ne suit plus la paroi : elle est décollée. Ce décollement de la couche limite, qui est une zone déficitaire en énergie, elle se manifeste par un tourbillon dit tourbillon de coin (*Trailing vortex*) [7].

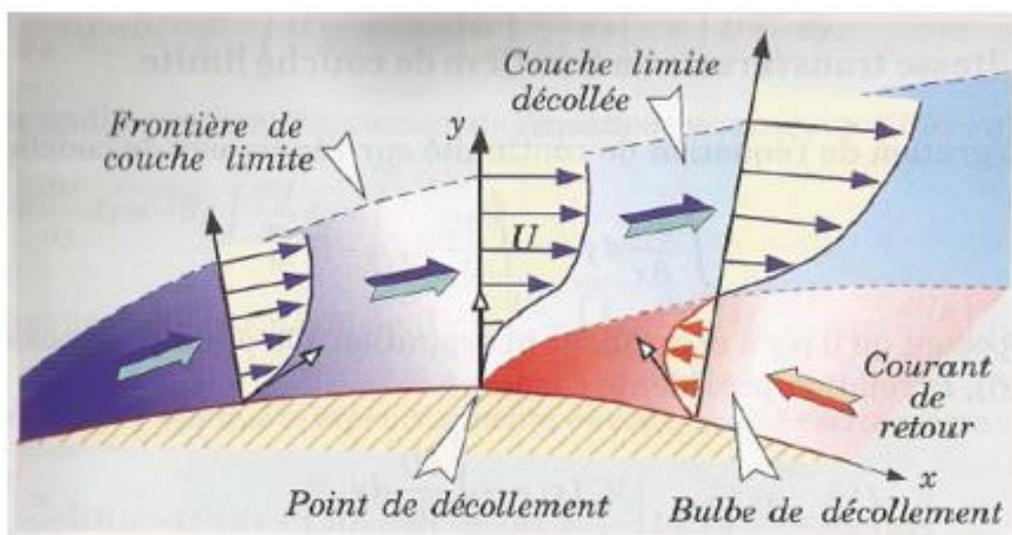


Figure V.14 Décollement de la couche limite.

Afin de mettre en évidence le phénomène de décollement de la couche limite dans notre simulation, on a procédé à la vérification des lignes de courant des vitesses relatives sur la partie arrière de l'aubage, adjacente au bord de fuite, et du moyeu, La figure V.15 nous montre les lignes de courant des vitesses relatives selon l'axe des X, on remarque l'apparition du tourbillon de coin sur le moyeu à côté de la partie arrière de l'aubage.

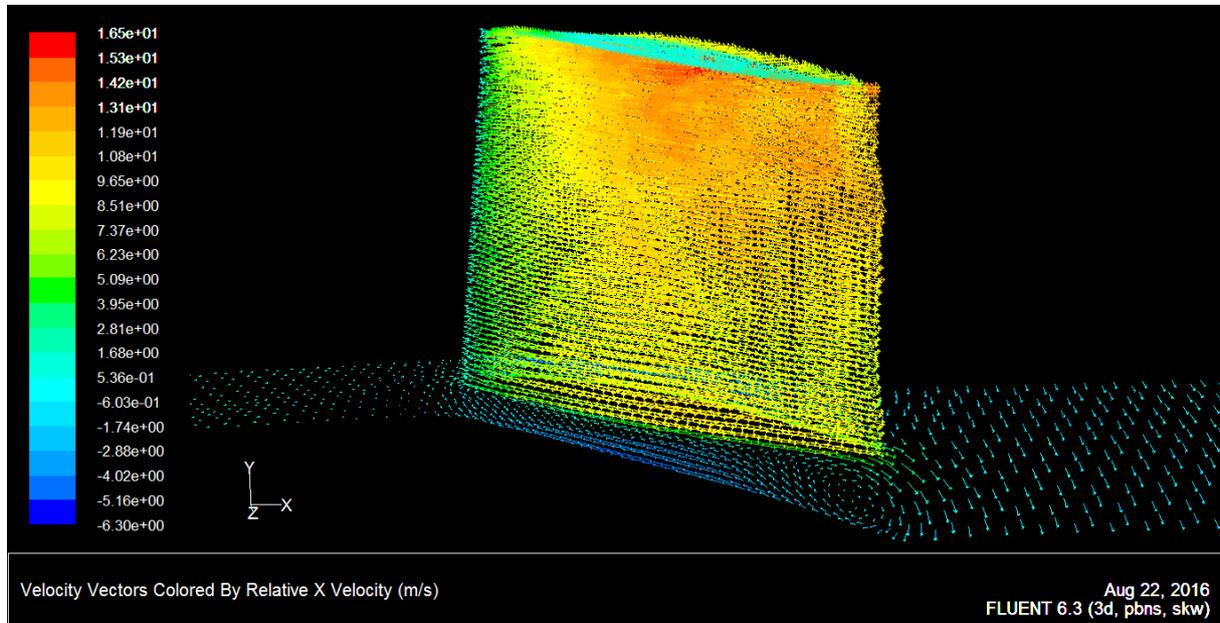


Figure V.15 Vue d'ensemble sur la zone d'apparition du tourbillon de coin.

La figure V.16 représente un agrandissement de la zone d'apparition du tourbillon de coin.

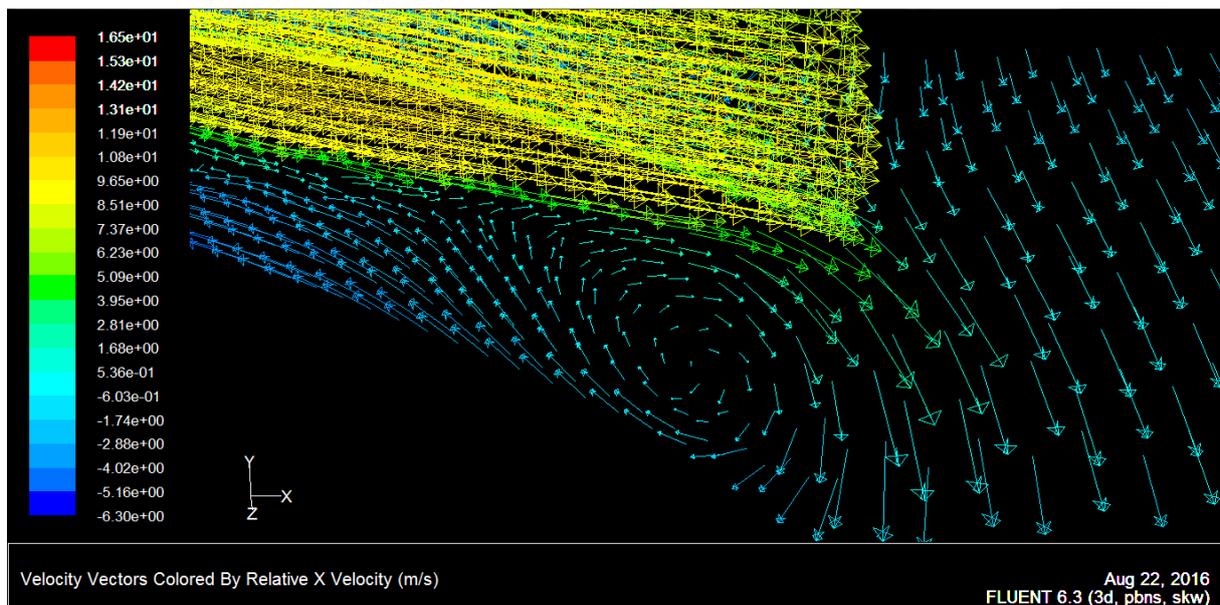


Figure V.16 Agrandissement de la zone du tourbillon de coin.

V.7 Conclusion

L'analyse des résultats de la simulation numérique du canal de rotors nous a permis une meilleure compréhension de l'écoulement de l'air en son sein, et nous a surtout permis de mettre en évidence les écoulements secondaires qui représentent une perte considérable d'efficacité dans les turbomachines, une meilleure compréhension de ces phénomènes permet l'élaboration de machines plus performantes, et plus à même de répondre au défi actuel de réduction de la consommation d'énergie.

La maîtrise de l'apparition et du développement des tourbillons de passage, de jeu, et de coin est une étape cruciale dans le développement des turbomachines, les pertes au sein des turbomachines dues à ces écoulements secondaires dépassent allégrement les 50% de pertes d'énergie, La conception future des turbomachines prendra en compte un certain nombre de paramètres tel que le jeu entre le sommet des aubes et le carter pour minimiser la fuite de jeu, tout comme on doit améliorer le profil des aubes ainsi que leur angle d'incidence, dans le but d'améliorer l'aérodynamique de la machine.

CONCLUSION GÉNÉRALE

C'est toujours un moment crucial dans la vie d'un étudiant, après plus de deux décennies d'études, d'affronter une nouvelle et ultime étape de son cursus ; sorte d'anti chambre qui donne sur un autre horizon. On mesure l'importance de ce qu'on a appris, mais aussi hélas !, De ce qu'on a perdu à cause des turbulences qu'on a traversés ça et là. Le domaine de la turbo-compression a été pour moi un domaine opaque. A dire vrai, je ne savais pas au début par quel bout fallait il commencer. Tel un enfant qui découvre la vie petit à petit, j'ai dû laborieusement me documenter, fouiner à l'affut de la moindre information ayant trait à ces problèmes pour en défaire l'écheveau. J'ai découvert un champ extrêmement vaste où une course effrénée entre laboratoires, mais également entre industrielles est engagée en vu de percer toujours plus les secrets que recèlent ces écoulements.

La complexité des écoulements dans les compresseurs tient au fait qu'ils sont fortement tridimensionnels, instationnaires, auxquels s'ajoutent différents tourbillons générés par la rotation de la roue, mais aussi par le jeu d'aubes. La difficulté rencontrée quant à la résolution des équations intervenant dans ce cas fait que la voie empirique et numérique sont de plus en plus privilégiées.

La répartition des champs des vitesses et des pressions est un élément clé quand a une meilleure compréhension du phénomène de compression dans le compresseur CME2. Les résultats qu'on a obtenus confirment si besoin la forte tridimensionnalité de l'écoulement. On met en évidence par ailleurs les tourbillons de jeu entre le bout de l'aube et l'enveloppe du compresseur, qu'on appelle *Tip leakage vortex*. On note aussi la présence de tourbillons dans le canal interaubes dénommé *Cascade secondary flow*. La confluence de l'écoulement venant de l'intrados avec celui de l'extrados, à cause de leurs différentes vitesses et donc de pressions génèrent le tourbillon au bord de fuite ; *Trailing vortex*.

Conclusion generale

La visualisation de ces phénomènes fait appel à des techniques de mesures et de visualisation très performantes. L'anémométrie Doppler et la PIV (particule, image, velocity) sont entre autre les techniques utilisées dans ce domaine.

Il ressort, enfin de ce travail que la CFD est un outil adapté à la simulation d'écoulement dans les turbomachines, moyennant d'effectuer les bons choix en termes de domaine de calcul, et en prenant compte des capacités de calcul des outils informatiques utilisés.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] **R . Comolet**, Mécanique des fluides 4^{ème} édition, j'intègre, Masson, paris ,1994 , pp . 95-110.
- [2] **M . Damou**, Mécanique des fluides, office des publications universitaires, septembre 1996, pp. 80-115.
- [3] **José Ercolino**, Modélisation en régime nominale et partiel de l'écoulement méridien dans les turbomachines axiales et hélicocentrifuge, Thèse de Doctorat, Le 12 Janvier 2001, École national supérieur d'arts et métiers de Paris.
- [4] **Mammeur Moustafa**, Simulation de l'écoulement de l'aire dans la roue d'un compresseur centrifuge, Thèse de Magister, 2011, Université de Chlef.
- [5] **Nicolas Gourdain**, Simulation numérique des phénomènes de décollement tournant dans les compresseurs axiaux, Thèse de Doctorat, Le 19 octobre 2005, Ecole central de Lyon.
- [6] **Martial Dumas**, Développement d'une méthode de simulation de pompage au sein d'un compresseur multi-étagé, Thèse de Maitrise, Aout 2013, Université de Montréal.
- [7] **Karima Heguehoug, Zoubir Nemouchi, Farid Gaci** . Contribution a l'étude de l'écoulement tridimensionnel turbulent autour d'un profil et a travers une série d'aubes fixes, Termotehnica, 05 janvier 2010, V 69, Pp 86-92.

- [8] **Miguel Asuaje**, Méthodologie et optimisation dans la conception et l'analyse des performances des turbomachines à fluide incompressible, Thèse de Doctorat, Le 15 juillet 2003, École national supérieur d'arts et métiers de Paris.
- [9] **Y.H. Madani, M. Abidat**. Etude numérique de l'écoulement d'un fluide visqueux incompressible autour de corps profilés par une méthode combinée, Séminaire international de Génie Mécanique. Sigma'02.E.N.S.E.T. 28 & 29 Avril 2002. Université d'Oran.
- [10] **Sonia Benteboula**, Résolution des équations de Navier-Stokes a faible nombre de Mach. Application a l'étude de l'anneau de Vorticité a masse volumique variable, Thèse de Doctorat, 11/12/2006, Université de Marne-la-Vallée.
- [11] **A.Yammine**, Etude de l'écoulement en amont d'un turbocompresseur par mesures AD, Congrès Francophone de Techniques Laser, CFTL 2008, Futuroscope, 16 - 19 septembre. 2008, Paris.
- [12] **G.Dufour**, Contributions à la modélisation et au calcul des écoulements dans les compresseurs centrifuges: application à la conception par lois de similitude, Mémoire de doctorat, 2006, Institut national polytechnique de Toulouse.
- [13] **Pierre Podevin**, Techniques avancées de suralimentation, conservatoire national des Arts et métiers, Paris, 2004.
- [14] **A.Habbar**, Cours de méthodes numériques pour la mécanique des fluides, université de Hanover, Allemagne, 2005.
- [15] **Bendali salhi**. Identification du désaccordage et des couplages aéroélastique dans les roues de turbines. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2008.

[16] **Hadi Tartousi**. Simulation numérique des compresseurs et des turbines automobiles. Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2011.

[17] **Nicols Rochuon**. Analyse de l'écoulement tridimensionnel et instationnaire dans un compresseur centrifuge a fort taux de pression, Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 6 janvier 2007.

[18] **Jérôme Boudet** . Simulation des grandes échelles pour l'aérodynamique des turbomachines, Habilitation à diriger des recherches, Ecole central de Lyon, 1 décembre 2014.