

## Résumé

Cette thèse présente une étude numérique utilisant la méthode des volumes finis pour calculer le processus d'écoulement dans la tuyère convergente divergente du moteur d'avion de chasse sukhoi 24 par l'utilisation du code de calcul ANSYS 11.0.

La diversité des phénomènes rencontrés dans ces systèmes constitue un vaste champ d'étude dont on se propose d'appréhender quelques uns des aspects. Ce travail s'inscrit donc dans une préoccupation forte des concepteurs de moteurs d'avions souhaitant augmenter les performances des moteurs.

**Mots-clés :** Tuyère convergente divergente, moteur AL21 ,couche limite, écoulement subsonique et supersonique, volumes finis, modélisation.

## Abstract

This thesis presents a digital study using the method of the volumes fini shed to calculate the procès of drainage in the divergent convergent Nozzle of the engine of fighter sukhoi 24 by the use of the code of calculation ANSYS 11.0.

The variety of the phenomena met in these systems establishes (constitutes) a vast field of study of which we suggest arresting (dreading) some some of the aspects.

This work of thesis thus joins in a strong concern (preoccupation) of the designers of engines of planes wishing to increase the performances of engines.

**Keywords:** divergent convergent Nozzle, engine AL21, coat (layer) limits, subsonic and supersonic drainage, fini shed volume,

## المخلص

هذه المذكرة تقدم دراسة عددية محدودة باستخدام طريقة لحساب حجم تدفق في فوهة المتباعدة متقاربة لمحرك طائرة مقاتلة من طراز سوخوي 24 عن طريق استخدام برنامج الحساب العدد ANSYS11.0

تنوع الظواهر التي تصادف في هذه نظم تمثل مجال دراسة واسعة نقترحه منها بعض الجوانب. ولذا فهذا العمل يصب في ظل بعض اهتمامات مصممي محركات الطائرات من اجل زيادة أداء المحرك .

كلمات مفتاحية : فوهة متقاربة متباعدة ، محرك ال 21 ، الطبقة الحدودية ، وت فوق سرعة الصوت والتدفق ، محدودة الحجم ، النمذجة.

# SOMMAIRE

---

**Remerciements .**

**Dédicace.**

**Listes des figures.**

**Liste des tableaux.**

**Nomenclature.**

**Introduction Générale. 1**

## **Chapitre 01 Rappels sur la mécanique des fluides.**

**1 .Introduction. 3**

**2. Les équations de base . 3**

**2.1. Loi des gaz parfaits. 3**

**2.2. Equation de conservation de masse. 4**

**2.3. Lois de conservation d'énergie . 4**

**2.3.1. Loi de BERNOULLI. 5**

**2.3.2. Loi de SAINT-VENANT. 5**

**3. Propriétés physiques des liquides et des gaz. 5**

**4. Dynamique des fluides. 7**

**4.1. L'onde de choc. 7**

**4.3. Écoulement compressible et incompressible. 8**

**4.4. Écoulement constant et non constant. 9**

**4.5. Equation de Navier Stokes . 9**

**4.6. Equation de continuité. 10**

**4.7. Equation de la quantité de mouvement . 11**

**4.8. Écoulement laminaire et turbulent. 13**

**4.8.1 .Description d'un écoulement . 14**

**4.8.1.1. Écoulement laminaire . 14**

# SOMMAIRE

---

4.8.1.2. Écoulement turbulent.	15
4.8.1.3 .Régimes d'écoulement.	16
4.9. Différents types d'écoulement.	16
4.10 .Nombre de Reynolds.	17
4.11. Nombre de Mach " M " .	18
5. Couche limite.	19
5.1. Introduction.	19
5.2. <i>Définition.</i>	19
5.2. <i>Concept de la couche limite.</i>	19
5.3. Epaisseur d'une couche limite.	20
5.4. Décollement de la Couche Limite.	22
<b>Chapitre 02</b> <b>Généralités sue les tuyères.</b>	
1. Introduction.	24
2. Définition d'une tuyère.	24
3. Domaines d'utilisation des tuyères.	26
4. Tuyères supersoniques.	27
4.1. Principaux types de tuyères supersoniques.	29
5. Différents types de tuyères.	31
5.1. La tuyère conique.	31
5.2. Tuyère à contour profilé.	32
5.3. Tuyère annulaire.	33
5.4. Tuyère DE LAVAL.	34
5.4.1. Écoulement dans une tuyère de forme donnée.	39
5.4.2.Écoulement avec choc dans une tuyère de Laval.	40

# SOMMAIRE

---

## **Chapitre 03            Méthode numérique et code de calcul.**

<b>1 .Introduction .</b>	<b>42</b>
<b>2. Les scientifiques qui ont fait l’histoire de la dynamique des fluides Numériques.</b>	<b>42</b>
<b>3. Les avantages de la simulation numérique .</b>	<b>49</b>
<b>4. La méthode aux volumes finis .</b>	<b>50</b>
<b>4.1. Principe de la méthode aux volumes finis .</b>	<b>50</b>
<b>4.2. Problème de diffusion .</b>	<b>51</b>
<b>4.3. La discrétisation .</b>	<b>52</b>
<b>4.4. Modèles de turbulence .</b>	<b>54</b>
<b>5. Présentation du code de calcul .</b>	<b>55</b>
<b>5.1. Description générale .</b>	<b>55</b>
<b>5.2. La résolution numérique par la méthode aux volumes finis .</b>	<b>57</b>
<b>5.3. Etapes de travail pour CFX.</b>	<b>58</b>
<b>5.3.1. Conditions initiales.</b>	<b>58</b>
<b>5.3.2. Conditions aux limites.</b>	<b>58</b>
<b>5.3.3. Condition d’entrée et de sortie.</b>	<b>58</b>
<b>5.3.4. L’intégration des conditions aux limite .</b>	<b>59</b>
<b>5.3.5. Maillage .</b>	<b>59</b>
<b>5.3.6. Le critère de convergence.</b>	<b>60</b>

## **Chapitre 04            Calcul de l’écoulement dans la tuyère de moteur AL21.**

<b>1. introduction.</b>	<b>61</b>
<b>2 .généralité sur l’avion de chasse SU-24 .</b>	<b>61</b>
<b>2.1 . Historique.</b>	<b>61</b>
<b>2.2. Variantes.</b>	<b>63</b>

# SOMMAIRE

---

2.3. Bref histoire sur la vie de concepteur de réacteur Al-21 .	63
2.4. Les moteurs réalisés .	64
2.5. Fiche technique.	64
3. Groupe Réacteurs Description et fonctionnement .	66
3.1. Généralité .	66
3.2. Description .	67
3.3. Fonctionnement de moteur .	69
4. Caractéristiques générales et performances principales du réacteur .	70
4.1. Introduction .	70
4.2. Type du réacteur.	70
4.3. Désignation .	70
4.4. Caractéristiques générales du moteur.	70
4.5. Performances principales du réacteur.	71
4.5.1. Compresseur .	71
4.5.2. Chambre de combustion .	71
4.5.3. Turbine .	71
4.5.4. Chambre de poste de combustion.	71
4.5.5. Tuyère .	72
4.6. Système du contrôle du moteur .	72
4.6.1. Appareillage de contrôle du moteur.	73
4.6.2. les signaux envoyer par le bloc БДК-89.	74
4.7. Paramètres principaux des régimes de fonctionnement du moteur.	76
4.8. Carburant et huile utilise dans le réacteur.	78
4.9. Parties et Système du réacteur.	78
4.10. Schémas de construction du réacteur et sa fixation a la cellule .	79

# SOMMAIRE

---

4.11. Restrictions d'emploi du groupe réacteur.	80
5. Tuyère.	82
5.1. Destination .	82
5.2. Composition.	82
5.2.1. Partie subsonique.	82
5.2.2. Partie supersonique.	83
5.3. Commande de la tuyère.	83
5.4. Fonctionnement de la tuyère .	83
5.5. Refroidissement de la C.P .C et la tuyère.	84
6. Etapes de la simulation.	85
6.1. Génération de maillage .	85
6.2. Simulation avec le code CFX.	88
6.2.1. Pre-processing.	88
6.2.2. Calcul itératif.	90
6.2.3. post-processing .	90
7. Résultats et interprétations.	92
8. conclusion.	98
<b>Conclusion générale .</b>	<b>99</b>
<b>Bibliographie.</b>	
<b>Annexe.</b>	

## LISTE DES FIGURES

<b>Figure</b>	<b>Désignation</b>	<b>page</b>
<b>Figure I.1</b>	effet d'une onde de choc droite stationnaire sur les : pression, densité, température, vitesse et nombre de mach.	<b>08</b>
<b>Figure I.2</b>	Fumée d'une cigarette.	<b>14</b>
<b>Figure I.3</b>	écoulement laminaire.	<b>15</b>
<b>Figure I.4</b>	écoulement turbulent .	<b>15</b>
<b>Figure I.5</b>	viscosité et couche limite .	<b>20</b>
<b>Figure I.6</b>	Décollement de la couche limite.	<b>21</b>
<b>Figure I.7</b>	Ecoulement avec gradient longitudinal de pression positif .	<b>22</b>
<b>Figure I.8</b>	conceptions simples du décollement .	<b>23</b>
<b>Figure II.1</b>	profils des tuyères.	<b>25</b>
<b>Figure II.2</b>	Différentes formes géométriques des tuyères.	<b>25</b>
<b>Figure II.3</b>	tuyère de moteur à réaction .	<b>26</b>
<b>Figure II.4</b>	tuyère de fusil .	<b>26</b>
<b>Figure II.5</b>	tuyère de petit fusil d'orientation .	<b>27</b>
<b>Figure II.6</b>	Tuyère supersonique décollée avec transfert de chaleur à la paroi.	<b>28</b>
<b>Figure II.7</b>	Principaux types de tuyères conventionnelles et non Conventionnelles .	<b>30</b>
<b>Figure II.8</b>	Tuyère conique .	<b>32</b>

<b>Figure II.9</b>	Tuyère à contours profilés .	<b>32</b>
<b>Figure II.10</b>	Tuyère annulaire .	<b>33</b>
<b>Figure II.11</b>	Forme géométrique d'une tuyère supersonique .	<b>34</b>
<b>Figure II.12</b>	Évolution de la section d'une tuyère de Laval en fonction du nombre de Mach.	<b>35</b>
<b>Figure II.13</b>	L'écoulement supersonique et la couche limite dans une tuyère de Laval	<b>36</b>
<b>Figure II.14</b>	Ecoulement quasi-dimensionnel .	<b>38</b>
<b>Figure II.15</b>	Volume de contrôle pour un écoulement monodimensionnel .	<b>38</b>
<b>Figure II.16</b>	Contour d'une tuyère supersonique .	<b>39</b>
<b>Figure II.17</b>	écoulement dans une tuyère de forme donnée.	<b>40</b>
<b>Figure II.18</b>	écoulement dans une tuyère DE LAVAL .	<b>41</b>
<b>Figure III.1</b>	Volume de contrôle dans un maillage tri dimensionnel non orthogonal.	<b>51</b>
<b>Figure III.2</b>	Présentation d'un point d'intégration dans un volume de contrôle .	<b>53</b>
<b>Figure III.3</b>	Exemple de géométrie avec son maillage .	<b>56</b>
<b>Figure III.4</b>	Etape de simulation CFX .	<b>57</b>
<b>Figure IV.1</b>	L'avion de combat SU-24 en plein vol .	<b>62</b>
<b>Figure IV.2</b>	vu de profile de l'avion SU-24.	<b>62</b>
<b>Figure IV.3</b>	moteur Lyoulka AL-21 .	<b>64</b>

<b>Figure . IV.4</b>	Le SU-24 sur différentes plans .	<b>65</b>
<b>Figure. IV.5</b>	groupe moteur de l'avion SU-24 .	<b>66</b>
<b>Figure. IV.6</b>	réacteur AL-21.	<b>68</b>
<b>Figure IV.7</b>	les composants principaux du réacteur.	<b>69</b>
<b>Figure IV.8</b>	réacteur de l'avion SU-24 MK Référence AJI21Φ3.	<b>70</b>
<b>Figure IV.9</b>	angle d'inclinaison de la chambre de poste combustion C.P.C.	<b>71</b>
<b>Figure IV.10</b>	les composants principaux de réacteur.	<b>72</b>
<b>Figure IV.11</b>	les signaux envoyer par le bloc <i>BDK-89</i>	<b>76</b>
<b>Figure IV.12</b>	schéma de construction du réacteur et sa fixation a la cellule .	<b>79</b>
<b>Figure IV.13</b>	jet de gaz de la tuyère de l'avion SU-24.	<b>82</b>
<b>Figure IV.14</b>	changement du diamètre de la tuyère .	<b>84</b>
<b>Figure IV.15</b>	conception de la tuyère par Solide Works .	<b>85</b>
<b>Figure IV.16</b>	Coordonnées de la tuyère : Variation du rayon de la tuyère En fonction de la distance axiale .	<b>86</b>
<b>Figure IV.17</b>	Domaine de calcul de la tuyère .	<b>86</b>
<b>Figure IV.18</b>	Génération de maillage de la tuyère.	<b>88</b>
<b>Figure IV.19</b>	Conditions aux limites et conditions initiales .	<b>89</b>
<b>Figure IV.20</b>	Processus itératif.	<b>90</b>
<b>Figure IV.21</b>	Contour de pression .	<b>91</b>
<b>Figure IV.22</b>	Variation de pression en fonction de la distance .	<b>91</b>

<b>Figure IV.23</b>	Contour de pression avec $\gamma = 0.6289$ .	<b>93</b>
<b>Figure IV.24</b>	Contour du nombre de Mach avec $\gamma = 0.6289$ .	<b>93</b>
<b>Figure IV.25</b>	Contour de pression avec $\gamma = 0.7485$ .	<b>94</b>
<b>Figure IV.26</b>	Contour du nombre Mach avec $\gamma = 0.7485$ .	<b>94</b>
<b>Figure IV.27</b>	Contour de pression avec $\gamma = 0.8682$ .	<b>95</b>
<b>Figure IV.28</b>	Contour de mach avec $\gamma = 0.8682$ .	<b>95</b>
<b>Figure IV.29</b>	Contour de pression avec $\gamma = 0.934$ .	<b>96</b>
<b>Figure IV.30</b>	Contour de mach avec $\gamma = 0.934$ .	<b>96</b>
<b>Figure IV.31</b>	Variations de nombre de mach sur une ligne moyenne pour les quatre cas du taux de détente.	<b>97</b>
<b>Figure IV.32</b>	Variations de la pression sur une ligne moyenne pour les quatre cas du taux de détente.	<b>97</b>

## LISTE DES TABLEAUX

<b>Tableau</b>	<b>Désignation</b>	<b>page</b>
<b>Tableau IV.1</b>	Fiche technique.	64
<b>Tableau IV.2</b>	Appareillage de contrôle du moteur .	73
<b>Tableau IV.3</b>	Régime de fonctionnement de moteur.	76
<b>Tableau. IV.4</b>	Paramètres dans les conditions atmosphériques non- standard.	77
<b>Tableau. IV.5</b>	Génération de maillages.	87

# Abréviations

---

<b>AGARD :</b>	Advisory Group for Aerospace Research and Development
<b>ATAC :</b>	Aérodynamique des Tuyères et Arrières-Corps
<b>CFL :</b>	Courant Friedrichs Levy
<b>DES :</b>	Detached Eddy Simulation
<b>DNS :</b>	Direct Numerical Simulation
<b>FSCD :</b>	Flow Separation Control Device
<b>FSS :</b>	Free Shock Separation
<b>HWA :</b>	Hot Wire Anemometry
<b>LDA :</b>	Laser Doppler Anemometry
<b>LES :</b>	Large Eddy Simulation
<b>NPR :</b>	Nozzle Pressure Ratio
<b>RANS :</b>	Reynolds Averaged Navier-Stokes
<b>RSS :</b>	Restricted Shock Separation
<b>RTO :</b>	Research and Technology Organisation
<b>SST :</b>	Shear Stress Tensor
<b>TIC :</b>	Truncated Ideal Contour
<b>TOC :</b>	Thrust Optimized Contour
<b>TOP :</b>	Thrust Optimized Parabolic
<b>TVD :</b>	Total Variation Diminishing
<b>URANS :</b>	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes

## NOMENCLATURE

---

$M$	Nombre de mach.
$A$	Section de la tuyère.
	Pression statique.
	Pression ambiante (extérieure).
	Pression totale (réservoir).
	Viscosité turbulente [ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ].
$K$	Energie cinétique turbulente [ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ].
$\varepsilon$	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulent.
$L$	Echelle de longueur [m].
	Chaleur spécifique à volume constant.
	Chaleur spécifique à pression constante.
$\uparrow\uparrow$	Echelle de vitesse [ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ].
$U_i$	Composante de la vitesse suivant la direction $x_i$ .
$\Delta$	Masse volumique [ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ].
$Re$	Nombre de Reynolds $\Delta \quad / \quad .$
$\downarrow\uparrow_{\phi}$	Coefficient de diffusion.
$\emptyset$	Une des variables suivantes $\emptyset = 1u, v, w, k, \varepsilon$ et $T$ .
$\emptyset$	Terme source relatif à la variable $\emptyset$ .
	Rapport de vitesses, $r = U_2/U_1$ .

Rapport de masses volumiques,  $s = \rho_2/\rho_1$  .

Température statique.

Taux de dissipation de la turbulence.

Pseudo-dissipation.

$\gamma$  Rapport des chaleurs spécifiques à pression et à volume constant.

$\Omega$  Tenseur de vortacité.

Masse volumique.

$\sigma$  Tenseur des contraintes visqueuses.

$V$  Volume d'intégration de la grandeur  $\Phi$ .

Surface d'intégration de la grandeur  $\Phi$  .

$\Delta t$  Intervalle de temps (time step) [sec].

### Indices

$i, j$  et  $x, y, z$  Indices suivants les axes X, Y, et Z.

$e, w, s, n, t, b$  Est, Ouest, Sud, Nord, Top et Bottom respectivement pour un noeud de calcul.

$ip$  Indice d'intégration par point (intégration point).

## Remerciement

*Cette thèse s'est déroulée au sein de département de l'aéronautique de l'université de Blida (D A B) je tiens, en premier lieu, à remercier les enseignants ; Je leur exprime ici toute ma gratitude et les remercie, de plus, pour nos échanges durant ces quelques années.*

*Je remercie également Monsieur TAHI Ali pour son aide à l'utilisation du logiciel ANSYS 11.0.*

*Mes plus sincères remerciements vont également au Docteur ALLALI Abderezak qui a encadré ces recherches tout en me laissant une réelle autonomie et en me faisant entièrement confiance. Il a aussi fait preuve d'une grande gentillesse à notre égard et nous a encouragé et soutenu tout au long de la thèse.*

*Merci au Monsieur LARBI Farid d'avoir accepté d'être chef jury de cette thèse. Je remercie également Monsieur KBAB Hakim et BENOUD Salim pour leur participation au jury.*

*Je suis très reconnaissant aux officiers de l'armée de l'air de la base aérienne de LAGHOUAT: Rachid ,Mahrouk ,Mourad ,Fateh ,Fouad ,Adel ... pour leur aide a apportée tous les documents que j'ai besoin pour réaliser cette thèse. Un grand merci.*

*Je tiens également à remercier ici toutes les personnes, les amis, dont on a croisé le chemin au département de l'aéronautique a l'université de Blida et ailleurs, et qui ont contribué à rendre agréables toutes ces années. Parmi eux, je voudrais citer :Hicham, Omar ,Marwan ,Ilyas, Wlid, Amine ,Abba ,Adel ,Badou Yubi boualam et tout les amis de bloc2 .*

## Dédicace

*Une dédicace spéciale est destinée à mes plus proches amis qu'ils m'ont soutenu de manière inconditionnelle et suivi tout au long de cette aventure : Chokri Nouredine , Toufik, Boubaker, Madani, Abdou , Salim , Bachir , Aissa et a mon frère Bilal... Merci.*

*A ma famille, qu'ils m'ont continuellement encouragé et a toujours été présente en toutes circonstances.*

*A mes proches, Père, mère, mes frères et ma sœur pour leur soutien au quotidien sans lequel ce manuscrit n'aurait pu voir le jour.*

*En fin, une pensée va à mon frère Aziz que son âme repose en paix dans les vastes paradis de dieu.*

*MASRALI Boubaker Hichem.*

*Je dédie ce modeste travail en premier à mon pays l'Algérie à qui j'ai l'honneur d'en être un de ces enfants et à tous ceux qui en met main et pied pour son développement et sa dignité.*

*A mes chère parents a qui je dois tout, et qui m'ont toujours supporté, et je suis très heureux qu'ils puissent voir les résultats de ce travail.*

*A mes frères dont je regrette l'absence.*

*A toute la famille Mehais et amis qui se reconnaissent eux même.*

*MEHAIS Chokri .*

### INTRODUCTION :

Les progrès rapides observés durant ces dernières années dans le domaine de la propulsion en général, sont étroitement associés aux efforts effectués pour rendre toujours plus précise l'analyse des phénomènes aérothermodynamiques dans le circuit moteur. Cette remarque s'applique particulièrement à l'étude de l'écoulement dans des tuyères et à leurs sorties.

Les tuyères constituent un des éléments les plus importants dans les turbomachines. Avec le développement du domaine aéronautique et le besoin d'atteindre des vitesses supersoniques ( $Mach > 1$ ), le calcul des caractéristiques aérodynamiques des tuyères est devenu primordial. Celles-ci sont très importantes dans la conception et l'analyse du régime de fonctionnement des turbomachines.

Diverses méthodes sont utilisées pour le calcul des caractéristiques aérodynamiques :

- **L'approche théorique.**
- **L'approche expérimentale.**
- **L'approche numérique.**

Pendant longtemps, la tuyère a été considérée, principalement, à cause de sa simplicité comme un organe annexe dont le rôle consiste essentiellement à assurer le fonctionnement du moteur à un régime donné grâce à une adaptation convenable de sa forme géométrique. Au fur du temps, ces méthodes de calcul avaient évoluées, permettant actuellement de répondre à cette condition avec une précision satisfaisante.

L'événement du vol supersonique ajouté à d'autres demandes a provoqué un changement d'attitude conséquent chez les constructeurs dont l'introduction de formes de tuyères assurant des détente supersoniques des gaz de combustion, (forme convergente-divergente dite De Laval), contrairement au début des vols supersoniques ou l'emploi d'une section divergente était pratiquement expulsé à cause des régimes de sur détente qu'il provoque aux vitesses modérées.

Dans ce travail, on procède à la méthode numérique (CFD-CFX) pour étudier l'écoulement dans une tuyère, et a choisis comme sujet d'étude une tuyère convergente-divergente (DE

LAVAL) qui est conçue pour accélérer un gaz d'une vitesse subsonique à une vitesse supersonique.

### ***Plan du projet de fin d'études :***

Ce projet de fin d'études approche la simulation d'un écoulement dans une tuyère convergente-divergente ( d'avion de chasse sukhoi-24 russe). Il est composé de quatre chapitres, le premier chapitre englobe un rappel sur la mécanique des fluides, le deuxième est consacré à des généralités sur les tuyères. Le troisième chapitre présente la méthode des volumes finis (NAVIER-STOKES) et le code de travail CFX .

Le quatrième chapitre est consacré à la description de la simulation faite avec le CFX , l'analyse et l'interprétation des résultats. Finalement une conclusion générale clôture ce travail.

## **1. Introduction :**

La dynamique des fluides est la branche de la physique qui traite l'écoulement d'un fluide et des effets mécaniques, thermiques et autres, qu'il engendre ou qui lui sont associés. La dynamique des fluides englobe tous les phénomènes d'écoulement qui se présentent, par exemple, dans des canaux d'écoulement, dans le système sanguin du corps humain, dans les ondes de choc et acoustiques, etc.

Les principes de la mécanique des fluides sont appliqués dans la propulsion à réaction, dans les turbines, les compresseurs et les tuyères . En ingénierie, lorsque l'on utilise les pressions de l'eau et de l'huile, on suit les principes de l'hydraulique.

La mécanique des fluides peut être divisée en deux grandes catégories : la statique des fluides, ou hydrostatique, qui modélise les fluides au repos, et la dynamique des fluides, qui étudie les fluides en mouvement. Le terme hydrodynamique s'applique à l'écoulement des liquides ou des gaz à faible vitesse. Dans ce cas, le gaz est considéré comme incompressible (sa masse volumique est constante). L'aérodynamique, ou dynamique des gaz, s'intéresse au comportement des gaz lorsque les changements de vitesse et de pression sont trop importants pour pouvoir négliger la compressibilité des gaz.

## **2. Les équations de base :**

Les théories fondamentaux de la dynamique des fluides sont les lois de conservation comme la conservation des masses, la conservation de la quantité de mouvement, et la conservation de l'énergie.

### **2.1. Loi des gaz parfaits [1] :**

Cette loi relie les trois grandeurs  $P$ ,  $\rho$  ou  $V$  et  $T$ . On peut l'écrire sous la forme

$$P.V = r T$$

Où

(I.1)

$$P/ = r T$$

$r$  : constante des gaz parfaits.

$r = 287$  unités M.K.S.A. pour l'air (supposé gaz parfait).

Les gaz parfaits obéissent à cette loi.

Les gaz réels la suivent sensiblement.

### **2.2. Equation de conservation de masse :**

Elle est déduite à partir de l'équation de bilan sur le volume de contrôle de la grandeur masse. Puisque la masse se conserve, et en faisant tendre le volume vers zéro, il en résulte l'équation de continuité:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (\text{I.2})$$

Si la masse volumique est constante l'équation s'écrit :

$$\operatorname{div}(\mathbf{V}) = 0 \quad (\text{I.3})$$

### **2.3. Lois de conservation d'énergie (loi générale)[2] :**

On démontre que la conservation des énergies potentielles de pression et cinétique (l'énergie potentielle de position est négligeable), s'écrit :

$$\frac{dp}{\rho} + \mathbf{V} \cdot d\mathbf{V} = 0 \quad (\text{I.4})$$

«Equation de Bernoulli généralisée ».

#### **Hypothèses :**

- Fluide parfait non visqueux, compressible ou non.
- Ecoulement permanent.

**2.3.1. Loi de BERNOULLI (fluide incompressible) [3] :**

$\Delta$  est alors une constante, et l'équation de Bernoulli généralisée entraîne:

$$P + \Delta \cdot V^2 / 2 = Cte \quad \text{« Equation de Bernoulli »} \quad (I.5)$$

En résumé :

$$\text{Pression statique} + \text{Pression dynamique} = \text{Pression totale} = Cte$$

**2.3.2. Loi de SAINT-VENANT (fluide compressible) [4] :**

S'il n'y a pas d'échange de chaleur avec l'extérieur, l'équation de Bernoulli généralisée entraîne la relation:

$$dP/\Delta + V \cdot dV = 0 \quad \cdot T + V^2 / 2 = cte. \quad (I.6)$$

Et qui reste applicable, même s'il y'a onde de choc.

**3. Propriétés physiques des liquides et des gaz :**

En tout premier lieu, nous énumérerons quelques propriétés caractéristiques des liquides et des gaz.

Lorsqu'une force est appliquée à un solide celui-ci subit une déformation. Cette déformation est dite élastique si elle disparaît lorsque la force n'est plus appliquée ou au contraire plastique si elle demeure permanente après disparition de cette même force. Les fluides se comportent différemment car la déformation d'un fluide augmente

continuellement et sans limites sous l'effet d'une force même très faible; on dit alors que les fluides s'écoulent.

La différence entre le comportement physique des liquides et des gaz se manifeste principalement dans le phénomène d'expansion. Sous l'influence de la force de gravité une certaine quantité d'un liquide versée dans un récipient forme une surface horizontale libre.

Par contre, un gaz remplit la totalité d'un espace fermé auquel il a accès, donc les gaz sont expansibles et les liquides ne le sont pas. Ce comportement est étroitement lié à la compressibilité.

Celle-ci peut être assimilée à la résistance du fluide à un changement de volume. Les liquides ont une compressibilité très faible. Donc, les forces qui s'opposent à un changement de volume sont très puissantes. A l'opposé, la compressibilité des gaz est très élevée. En d'autres termes les liquides peuvent être considérés comme hautement incompressibles et les gaz comme hautement compressibles.

Si  $dM$  est la masse de toutes les molécules d'une particule de fluide d'un volume  $dV$  nous pouvons écrire :

$$dM = \rho dV, \quad \text{kg} \quad (1.7)$$

Où  $\rho$  est la masse volumique en  $dV$ , ou en termes plus simples, la densité. Nous retenons ici la désignation densité, qui s'exprime en  $\text{kg m}^{-3}$ . Pour un gaz ou un liquide continu, il faut que  $\rho$  ( $r$ ,  $t$ ) puisse être exprimée à tout instant  $t$  et en chaque point  $r$  d'un repère quelconque comme une fonction de position continûment dérivable.

Conformément à la définition de la compressibilité d'un fluide, la densité d'un gaz peut varier plus facilement que celle d'un liquide. Si les variations de densité d'une particule de fluide sont petites lors de son déplacement de telle manière que la densité de la particule reste pratiquement constante, l'écoulement est appelé incompressible. Dans ces conditions, il est possible de considérer les écoulements d'un gaz ou d'un liquide de la même façon.

#### **4. Dynamique des fluides :**

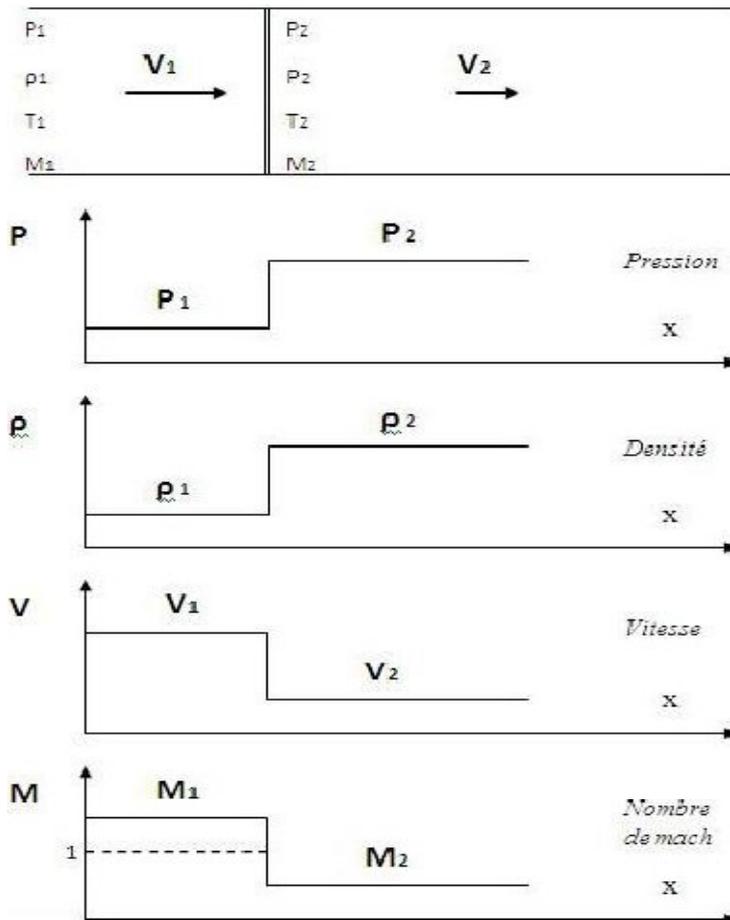
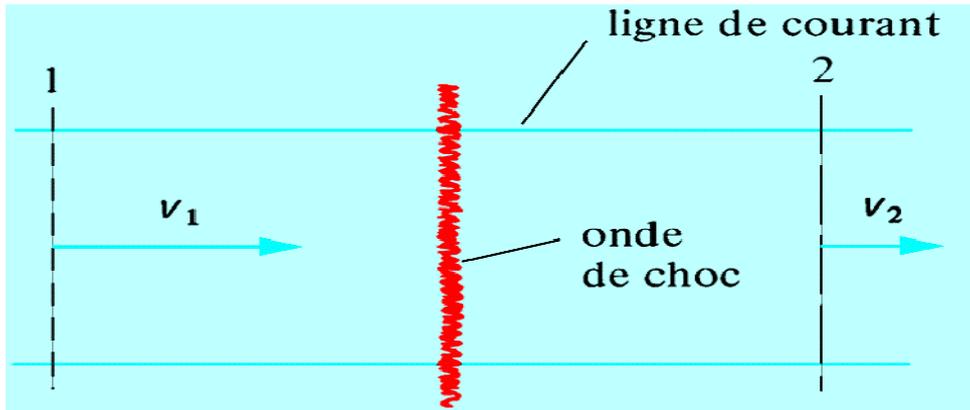
##### **4.1. L'onde de choc :**

De nombreuses expériences montrent que les écoulements compressibles à grande vitesse peuvent subir des variations très rapides de leurs caractéristiques sur des distances très faibles. Les changements de densité, de pression, de vitesse et de température s'effectuent sur une distance extrêmement courte, de telle sorte que l'onde de choc apparaît comme une discontinuité séparant des écoulements amont et aval continus.

Dans beaucoup de situations pratiques, on s'intéresse principalement au changement des propriétés de l'écoulement. La structure détaillée de l'onde de choc peut alors être ignorée. Le choc est considéré comme une discontinuité et il suffit d'analyser les relations qui existent entre les propriétés de l'écoulement en amont et en aval de la discontinuité.

Il existe de nombreuses variétés d'ondes de choc, elles peuvent être perpendiculaire à l'écoulement, on dit alors qu'il s'agit d'ondes de choc droites ou normales. Elles peuvent être inclinées par rapport à l'écoulement et il s'agit alors d'ondes de choc obliques.

Donc l'onde de choc est une surface de discontinuité plane perpendiculaire à l'écoulement séparant une région amont désignée par l'indice 1 et une région aval d'indice 2. Nous supposons que la discontinuité est stationnaire. Nous verrons plus loin comment les résultats obtenus dans ce cas peuvent être utilisés pour traiter les problèmes de choc droit.



*Fig. I.1. Effet d'une onde de choc droite stationnaire sur les : pression, densité, température, vitesse et nombre de mach. L'indice 1 repère les paramètres de l'écoulement en amont du choc. L'indice 2 désigne les paramètres de l'écoulement en aval du choc.*

**4.3. Écoulement compressible et incompressible :**

La déformation d'un fluide augmente continuellement et sans limites sous l'effet d'une force même très faible; on dit alors que les fluides s'écoulent.

La compressibilité est assimilée à la résistance du fluide à un changement de volume. Les liquides ont une compressibilité très faible. Donc, les forces qui s'opposent à un changement de volume sont très puissantes.

A l'opposé, la compressibilité des gaz est très élevée. En d'autres termes les liquides peuvent être considérés comme hautement incompressibles et les gaz comme hautement compressibles.

#### **4.4. Écoulement constant (stationnaire) et non constant (in stationnaire):**

Une autre simplification des équations de la dynamique des fluides est de considérer toutes les propriétés du fluide comme étant constantes dans le temps. Ceci s'appelle alors un flux stationnaire et est applicable à de nombreux problèmes, tels que la poussée ou la traînée d'une aile ou un flux traversant un canal. Dans le cas particulier d'un flux stationnaire, les équations de Navier-Stokes et d'Euler se simplifient.

#### **4.5. Equation de Navier Stokes :**

On connaît parfaitement les équations qui gèrent les fluides : il s'agit des équations de Navier Stokes, ou des dérivées. Mais à l'heure actuelle, le problème ne se situe pas là. Malgré leur simplicité (relative), ces équations peuvent générer des comportements extrêmement complexes, comme la turbulence.

Il s'agit d'écrire l'équation fondamentale de la dynamique pour la particule fluide de masse

$$dm = \rho \cdot Dv \quad (I.8)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \cdot \text{grad} (V) = -\frac{1}{\rho} \text{grad} (p) + g + \frac{1}{\rho} \text{div} (\tau) \quad (I.9)$$

C'est l'équation de Navier Stokes, qui est l'écriture locale du bilan de quantité de mouvement.

Equation de Navier-Stokes dans le cas compressible

Elles s'expriment en faisant apparaître le nombre de Mach ( $M = \frac{v}{c}$ ) et le nombre de Reynolds

$$\left( \frac{v L}{\nu} \right):$$

$$\Delta \left( \frac{1}{\rho} \right) = - \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \cdot \nabla \rho + \frac{1}{\rho^3} (\nabla \rho)^2 + \Delta \left( \frac{1}{\rho} \right) + \Delta \left( \frac{1}{\rho} \right) \quad (I.10)$$

$$\Delta \left( \frac{1}{\rho} \right) = - \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \cdot \nabla \rho + \frac{1}{\rho^3} (\nabla \rho)^2 + \Delta \left( \frac{1}{\rho} \right) + \Delta \left( \frac{1}{\rho} \right)$$

On peut exprimer Navier-Stokes (compressible) dans les différents systèmes usuels:

cartésien (X, y, Z) .

cylindrique (x, r, w).

sphérique (r, , w).

**4.6. Equation de continuité :**

**a -forme intégrale :**

Afin d'obtenir une formulation générale nous considérons un volume arbitraire V de surface extérieure S perméable mais fixe dans l'écoulement. Par rapport à un repère cartésien la forme du volume V, aussi dénommé volume de contrôle, dépend des variables x, y, z. Celui-ci est indépendant du temps; le volume V est immobile ou fixe dans l'espace. Il s'en suit que la masse de fluide à l'intérieur du volume V au temps t est donnée par :

$$Mv = \int_V \rho \, dV \quad (I.11)$$

Où dV est un élément de volume à l'intérieur de V. La conservation de masse de fluide exige que le taux de variation total de Mv soit nul

$$\frac{DMv}{Dt} = 0 \quad (I.12)$$

Cette dérivée exprime la variation temporelle globale de Mv lors de son déplacement avec l'écoulement.

Selon la définition de la dérivée particulaire nous écrivons donc

$$\frac{DMv}{Dt} = \lim_{\lambda t \rightarrow 0} \frac{M\vec{v}(t+\lambda t) - M\vec{v}(t)}{\lambda t}$$

(I.13)

Par rapport à la définition de  $M\vec{v}$  on obtient :

$$\frac{\partial Mv}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \int_V \rho dV = \frac{\partial}{\partial y} \int_V \rho \vec{v} dV$$

(I.14)

Par conséquent on obtient l'équation :

$$\int_V \frac{\partial}{\partial t} \rho \vec{v} dV = \int_S \rho \vec{v} \cdot \vec{n} dS = 0$$

(I.15)

Cette équation représente l'énoncé de la continuité dans l'écoulement sous la forme intégrale.

**b -forme différentielle :**

La forme différentielle de la continuité est obtenue à partir de la forme intégrale tel que :

$$\int_V \frac{\partial}{\partial t} \rho \vec{v} dV = 0$$

(I.16)

Mais le volume  $V$  est arbitraire, et par conséquent, l'intégrand doit être nul

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \vec{v} = 0$$

(I.17)

Ce qui représente l'énoncé de la continuité sous la forme différentielle devient ainsi

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \vec{v} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = \frac{D}{Dt} \rho \vec{v} = 0 \tag{I.18}$$

**4.7. Equation de la quantité de mouvement :****a -forme intégrale :**

La quantité de mouvement d'une particule de fluide est définie par le produit  $m\mathbf{v}$ , où  $m$  est la masse de la particule; ainsi la quantité de mouvement de la particule par unité de masse est égale à  $\mathbf{v}$ . Pour obtenir une formulation générale nous appliquons la méthode utilisée dans le cas de l'équation de continuité. Considérons donc le mouvement d'une masse  $M\mathbf{v}$  correspondant, à l'instant  $t$ , au volume  $V$  fixe

Afin de déterminer la quantité de mouvement relative à la masse  $M\mathbf{v}$  rappelons que, selon la mécanique classique, la quantité de mouvement  $I$  relative à un ensemble de particules matérielles est exprimée à un temps  $t$  par la somme :

$$\mathcal{I}(t) = \sum_j m_j \mathbf{v}_j$$

**(I.19)**

Où  $m_j$  représente la masse d'une particule de vitesse  $\mathbf{v}_j$ .

Pour un fluide continu la généralisation de cette somme est donnée par l'intégrale :

$$\mathcal{I}(t) = \int_V \rho \mathbf{v} dV$$

**(I.20)**

La loi de Newton exige que le taux de variation total de  $\mathcal{I}$  soit égal à la résultante de toutes les forces  $F$  agissant sur la masse  $M\mathbf{v}$ , soit à la surface  $S$  elle-même, soit à l'intérieur de celle-ci, c'est-à-dire que :

$$\frac{D\mathcal{I}}{Dt} = F$$

**(I.21)**

Selon la définition de la dérivée particulaire nous écrivons donc :

$$\frac{D\bar{v}}{Dt} = \lim_{\lambda t \rightarrow 0} \frac{\bar{v}(t+\lambda t) - \bar{v}(t)}{\lambda t}$$

(I.22)

Où  $\bar{v}(t)$  représente la quantité de mouvement du fluide dans un temps  $t$ .

La combinaison donne finalement :

$$\frac{d}{dt} \int_V \bar{v} dV = \int_S \bar{n} dS + \int_V F dV$$

(I.23)

Les forces  $F$  qui peuvent accélérer le fluide dans le volume  $V$  sont les forces massiques et les forces de surface. Notons que des forces internes peuvent également être induites par des sources physiques extérieures (champs électromagnétiques) ou intérieures (gradient de densité non limité au volume  $V$ ). Une force massique quelconque,  $F_M$ , peut s'écrire sous la forme :

$$F_M = \int_V f dV$$

(I.24)

Où  $f$  a la dimension d'une accélération :

$$[f] = \frac{m}{s^2}, \int_V f dV = \frac{kg}{m^3} \frac{m}{s^2} m^3 = \frac{kg m}{s^2} \quad (I.25)$$

D'après (1.20) et (1.21) l'énoncé général de la forme intégrale du théorème de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{d}{dt} \int_V \bar{v} dV = \int_S \bar{n} dS + \int_V f dV + \int_S \bar{n} dS$$

(I.26)

**b -forme différentielle :**

Les équations intégrales de la quantité de mouvement traduisent les relations liant les forces agissant sur un volume de contrôle et le taux de variation total de la quantité de

mouvement relative à l'intérieur de ce même volume. Pour exprimer ces relations en un point donné de l'écoulement, il est nécessaire d'employer la formation différentielle des équations.

Dans le but d'obtenir les équations différentielles nous considérons d'abord un *fluide idéal* pour lequel (I.23) couplée avec (I.24) s'écrit :

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV + \int_S \rho \mathbf{n} \cdot d\mathbf{S} = \int_V f dV - \int_S p \mathbf{n} \cdot d\mathbf{S} \quad (I.27)$$

**4.8. Écoulement laminaire et turbulent :**

On dit qu'un écoulement est laminaire lorsque le mouvement des particules fluides se fait de façon régulière et ordonnée. L'écoulement est turbulent lorsque le déplacement est irrégulier et que des fluctuations aléatoires de vitesse se superposent au mouvement moyen de fluide. Les deux types d'écoulement pouvant être observés par exemple dans le cas de l'écoulement de convection naturel autour d'une cigarette allumée. La fumée dégagée permet de visualiser le panache formé par les gaz chauds issus de la cigarette.

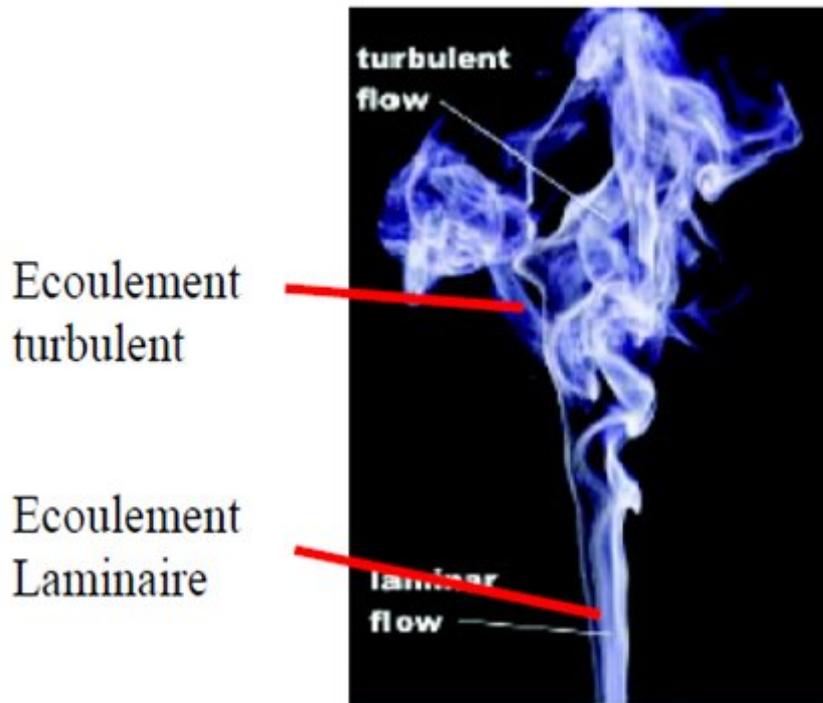


Fig. I.2. Fumée d'une cigarette.

### 4.8.1. Description d'un écoulement :

L'écoulement d'un fluide sera caractérisé par :

- son champ de vitesse.
- son champ de pression.
- son champ de température.

les deux dernières grandeurs étant reliées à la masse volumique par l'équation d'état du fluide.

#### 4.8.1.1. Écoulement laminaire :

- Un écoulement laminaire se caractérise par une absence de mélange entre des couches voisines de fluide .
- Il est possible de définir des lignes de courant ou des trajectoires présentant une certaine " régularité ".

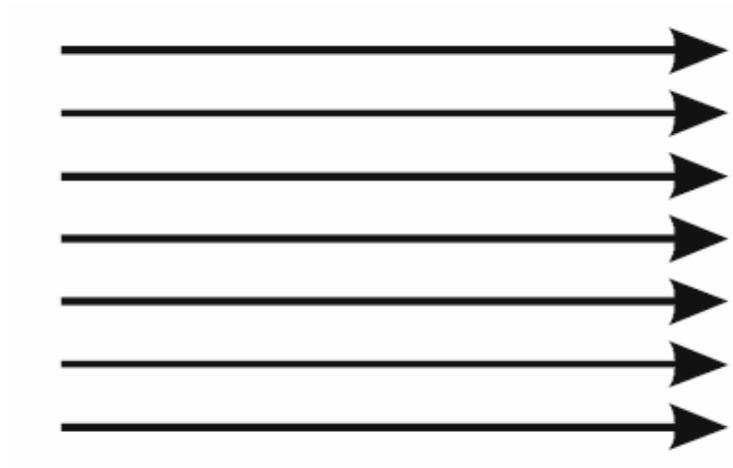


Fig. I.3. Écoulement laminaire.

#### 4.8.1.2. Écoulement turbulent :

- Mélange et brassage du fluide, présence de tourbillons de taille variées.
- En un point, fluctuations aléatoires de la pression et de la vitesse autour d'une valeur moyenne.
- Description statistique de l'écoulement seule possible.

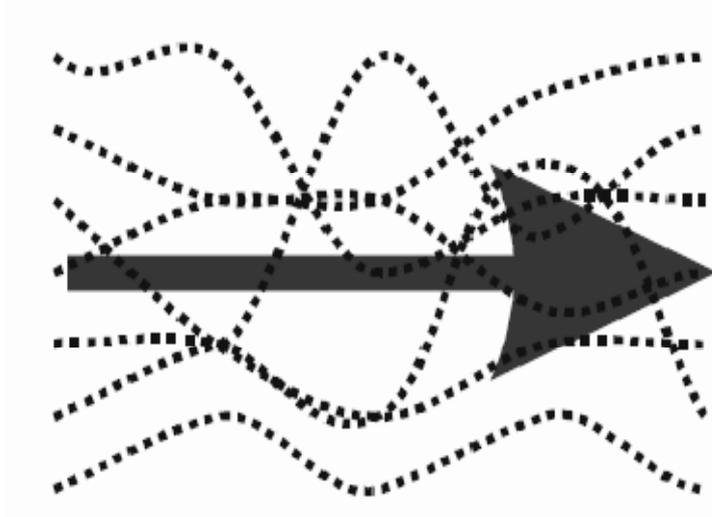


Fig. I.4.écoulement turbulent.

#### **4.8.1.3 .Régimes d'écoulement :**

- **Écoulements laminaires :**

- fluides très visqueux, écoulements à faible vitesse...
- régime fluvial.

- **Écoulements turbulents :**

- fluides peu visqueux, écoulements à grande vitesse...
- régime torrentiel.

- **Entre le régime laminaire et le régime turbulent:**

- instabilités, phénomènes oscillants..

#### **4.9. Différents types d'écoulement :**

##### **a- L'écoulement subsonique :**

Pour un profil donné, quand la vitesse augmente, la tendance au décollement s'accroît. Pour faire reculer le point de décollement on utilise des profils minces à faible courbure. Les coefficients  $C_z$  et  $C_x$  sont donnés par les relations suivantes (approximation de Prandtl-Glauert).

$$C_x \approx \frac{C_{x0}}{\sqrt{1 - M^2}} \quad (I.28)$$

$$C_z \approx \frac{C_{z0}}{\sqrt{1 - M^2}}$$

$C_{x0}$  et  $C_{z0}$  étant les coefficients correspondant établis en fluide incompressible.

$\frac{1}{\sqrt{1 - M^2}}$  Est le coefficient de Prandtl-Glauert.

### b- L'écoulement transsonique :

Il apparaît sur le profil d'ondes de choc dû à l'air qui se comprime et qui transforme l'écoulement supersonique en un écoulement subsonique. Si on augmente  $M$ , l'onde de choc se déplace vers le bord de fuite et augmente d'intensité. En même temps, il apparaît une autre onde de choc sur l'intrados. Cette onde de choc influence la portance et la traînée.

L'onde de choc sur l'extrados accroît considérablement la traînée de l'aile. Puis va faire chuter la portance. L'apparition de l'onde de choc sur l'intrados entraîne une nouvelle augmentation de la sustentation.

De plus, cette onde de choc peut osciller le long du profil et entraîner des vibrations dangereuses.

### c- L'écoulement supersonique :

L'avion se déplace à une vitesse telle que le nombre de Mach est supérieur à 1. On a vu en écoulement transsonique, que l'onde de choc apparaît sur le profil. Si on augmente la vitesse entre Mach 1 et Mach 1.2, l'onde se déplace vers le bord de fuite et la ligne sonique

(ligne ou la vitesse de l'air est à Mach 1) vers le bord d'attaque On a toujours un écoulement transsonique.

Devant l'aile se forme une onde de recompression créée par la présence du profil On a une zone entre l'onde de recompression et la ligne sonique où la vitesse du fluide est inférieure à Mach 1. A la vitesse supérieure à Mach 1.4, l'onde de recompression atteint le profil et la vitesse de l'air est toujours supérieure à Mach 1. L'écoulement est dit supersonique pur.

#### **4.10 .Nombre de Reynolds [5] :**

Le Nombre de Reynolds ( ) est un nombre sans dimension caractérisant le régime d'écoulement d'un fluide autour d'un solide. Il est défini par la relation :

$$Re = \frac{\rho \cdot L \cdot U}{\mu} \quad (I.29)$$

Ce nombre, lié au rapport entre forces d'inertie et forces de viscosité au voisinage d'un corps, joue un rôle important dans le domaine subsonique où ces deux types de forces sont alors prépondérants.

Aux faibles nombres de Reynolds (faibles vitesses), les forces de viscosité prédominent et les écoulements sont dits « laminaires ».

Aux fortes vitesses, l'importance des forces d'inertie rend les écoulements « turbulents ».

Les performances d'un profil sont d'autant meilleures qu'il travaille à un Nombre de Reynolds élevé. Pour se trouver dans des conditions similaires à un modèle de grande taille, un modèle réduit devrait donc voler plusieurs fois plus vite que le modèle de grande taille, ce qui n'est malheureusement pas réalisable, d'où nos performances dégradées en modèle réduit.

#### **4.11. Nombre de Mach " M "[6] :**

Pour comparer la vitesse « U » d'un écoulement et la vitesse « a » du son, il est intéressant d'introduire le rapport sans dimension « U/a » appelé Nombre de Mach.

$$M = U / a \quad (I.30)$$

\* Si  $U < a \rightarrow M < 1$  : l'écoulement est subsonique.

\* Si  $U > a \rightarrow M > 1$  : l'écoulement est supersonique.

\* Si  $U = a \rightarrow M = 1$  : l'écoulement est sonique.

En mécanique de vol on définit plusieurs nombres de Mach:

- ♣ **Le nombre de Mach général** : C'est le nombre de Mach correspondant à la vitesse de l'avion «  $U$  » et la vitesse du son «  $a$  » à l'altitude de Vol.
- ♣ **Les nombres de Mach locaux**: Qui correspondent par exemple à des survitesses locales sur l'extrados.

## **5. Couche limite :**

### **5.1 Introduction :**

Avant d'introduire la notion de la couche limite, la théorie des fluides parfaits (équation d'EULER) donnait les mêmes résultats que l'étude expérimentale et qui reste valable pour les fluides visqueux seulement dans les zones éloignées des parois. Mais en 1904 PRANDTL a montré la non compatibilité de la théorie avec l'expérience qui est basée sur la viscosité du fluide car au voisinage d'un corps (plaque plane) le fluide reste attaché à cause des forces d'attraction moléculaires ; c'est à dire que la vitesse est nulle au voisinage de la paroi.

### **5.2. Définition :**

Lorsqu'un fluide réel s'écoule le long d'une paroi supposée fixe, les vitesses sur la paroi sont nulles et à l'infini, loin de l'obstacle, elles sont égales à la vitesse de

l'écoulement non perturbé. Sur une normale à la paroi la vitesse doit donc dans tous les cas varier entre 0 et un maximum. La loi de variation dépend de la viscosité du fluide qui induit un frottement entre les couches voisines : la couche la plus lente tend à freiner la couche la plus rapide qui, en retour, tend à l'accélérer.

### 5.2. Concept de la couche limite :

La couche limite occupe un domaine d'épaisseur très petit, ce qui explique que, pendant longtemps, elle échappa à l'observation expérimentale.

Dans la couche limite les gradients de vitesse sont élevés, et les forces de viscosité sont importantes car les parois solides exercent sur le fluide une action retardatrice, mais que les effets de cette action se limitent à une région de faible épaisseur au voisinage de la paroi, c'est la force de frottement et plus particulièrement sa composante tangentielle, le cisaillement. La valeur contrainte tangentielle au fond est proportionnelle au gradient de vitesse.

= —

(I.31)

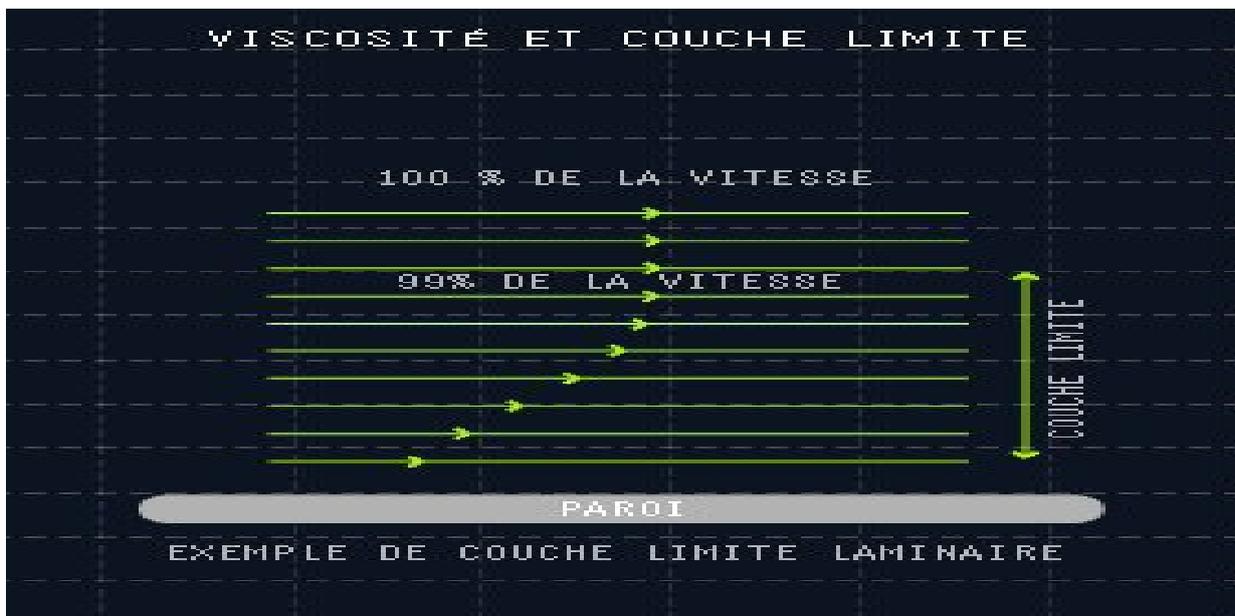


FIG I.5. VISCOSITE ET COUCHE LIMITE.

En dehors de la couche limite, les gradients de vitesse sont faibles, et on admet que les forces de viscosité sont négligeables. Le fluide réel s'y comporte comme un fluide parfait : c'est la zone de fluide libre.

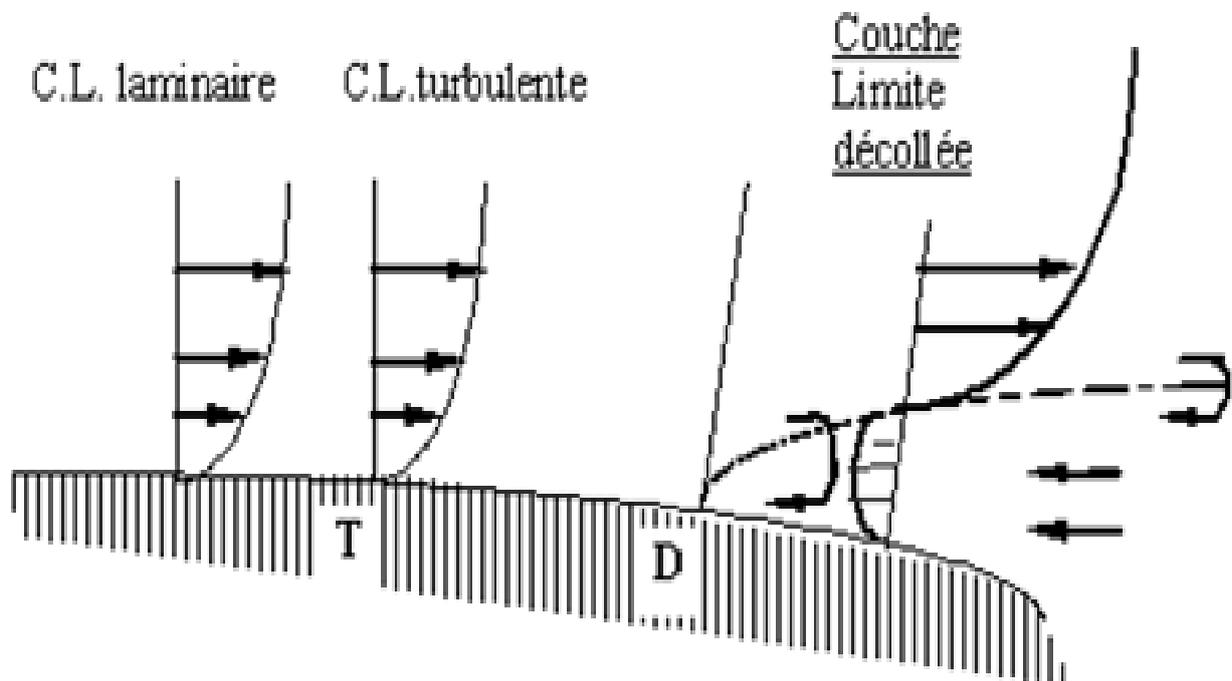
### 5.3. Epaisseur d'une couche limite :

L'épaisseur de la couche limite croît de l'amont (quelque mm) vers l'aval (quelque Cm). Conventionnellement l'épaisseur de la couche limite est la distance à la paroi à partir de laquelle  $V = 0,99 V_0$  ( $V_0$  étant la vitesse à l'infini sur la normale à la paroi).

Elle se développe le long d'un obstacle à partir d'un point d'arrêt. Au voisinage de ce point, l'écoulement dans la couche limite est d'abord laminaire, mais à partir de certaine distance, il devient turbulent.

Le passage de l'écoulement laminaire vers l'écoulement turbulent s'effectue le long d'une zone critique appelée <<zone de transition >> d'étendue faible qu'on assimile souvent à une ligne T.

La forme et l'épaisseur de la couche limite varient selon la nature de l'écoulement :



*Fig. I.6. Décollement de la couche limite.*

Le passage de l'écoulement laminaire vers l'écoulement turbulent s'effectue le long d'une zone critique appelée <<zone de transition >> d'étendue faible qu'on assimile souvent à une ligne T. A partir de la **figure (I.4)** on remarque : Jusqu'à T les vecteurs vitesses restent parallèles entre eux sur une normale à la paroi : la couche limite est laminaire, et son épaisseur est donnée par la formule :

$$\delta = \frac{5x}{\sqrt{Re_x}}$$

Avec

(I.32)

$$Re_x = \frac{\rho U_\infty x}{\mu}$$

A partir de T, les vectrices vitesses ne sont plus parallèles entre eux, mais les vecteurs vitesses moyenne restent parallèles entre eux. La couche limite est turbulente.

T est le point de transition, sa position dépend essentiellement du nombre de Reynolds, de l'état de surface et du nombre de Mach.

Quand on s'éloigne du bord d'attaque d'un obstacle (plaque plane) l'épaisseur de la couche limite augmente, et quand  $Re_x$  dépasse 10 à 10 elle devient turbulente, dans cette zone la vitesse augmente et la viscosité du fluide est faible.

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

D est le point de décollement.

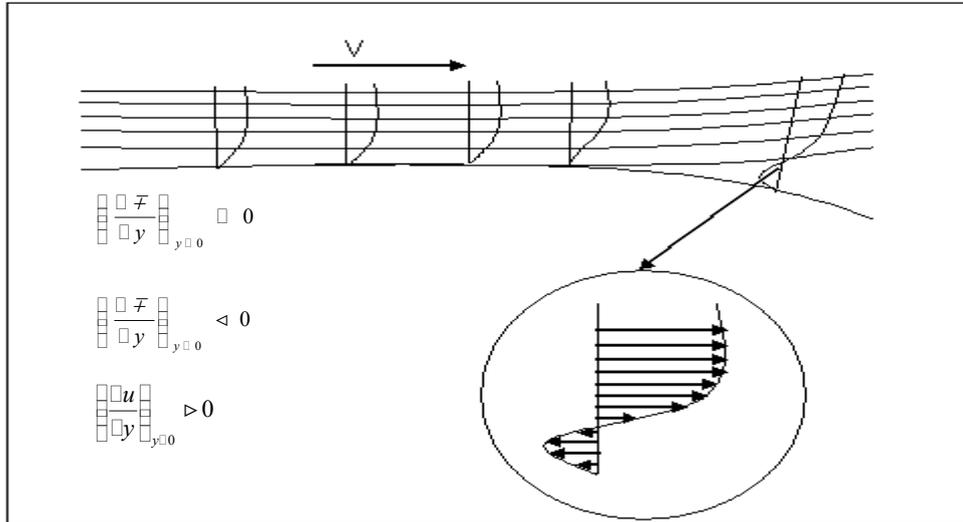
### 5.4 Décollement de la Couche Limite :

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

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

La figure (I-2) montre l'évolution progressive du profil des vitesses d'amont en aval: lorsque la vitesse s'annule dans les couches inférieures, le fluide sous l'effet de la pression plus grande en aval qu'en amont prend une vitesse de sens opposé à celui de la vitesse de l'écoulement extérieur, créant un courant de retour.

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

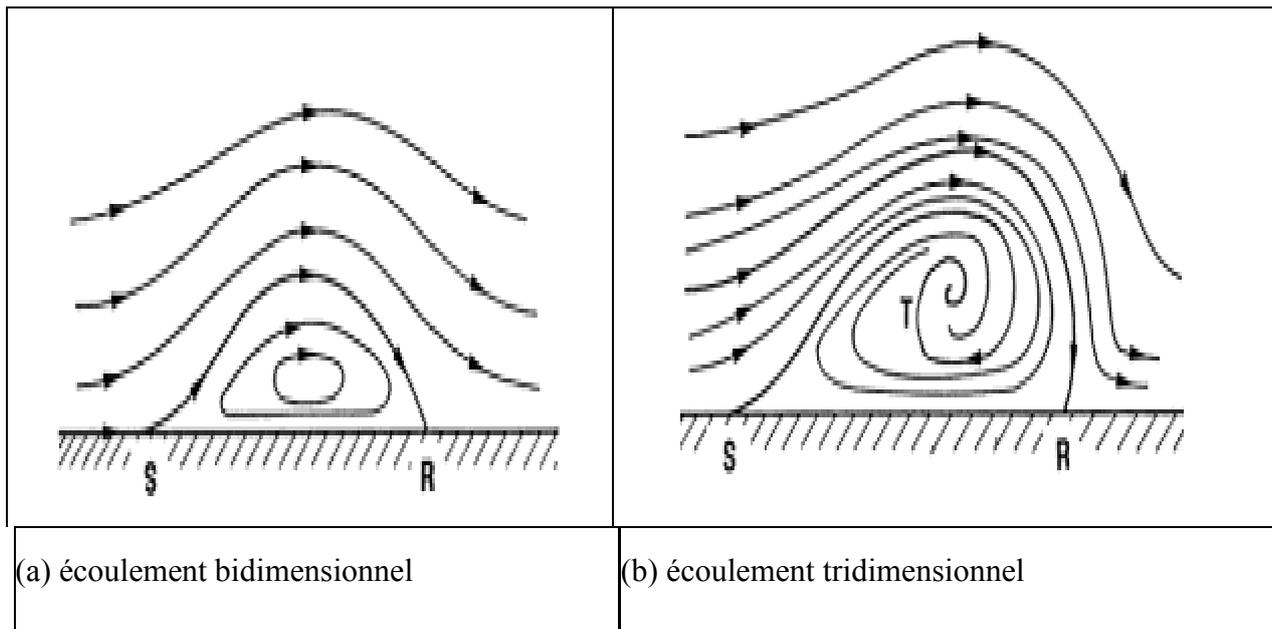


**Fig. I.7.** *Écoulement avec gradient longitudinal de pression positif.  
(D est le point de décollement de la couche limite).*

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

Les écoulements décollés tridimensionnels sont caractérisés par la présence de structures tourbillonnaires définies comme des concentrations spatiales de vortécité résultant du décollement de la couche limite figure (I-3).

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



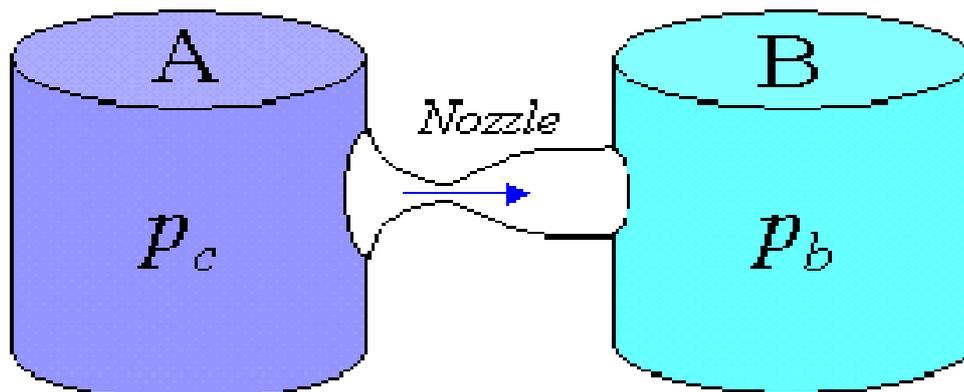
*Fig. I.8. Conceptions simples du décollement.*

### 1. Introduction :

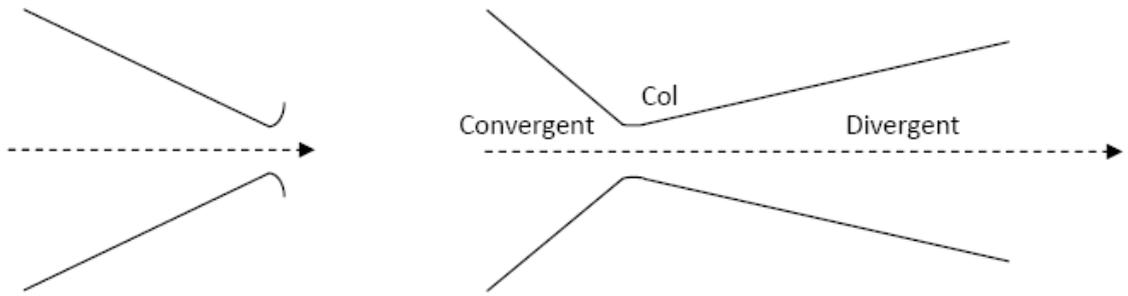
La poussée d'un moteur à réaction dépend essentiellement de la quantité de mouvement impartie aux produits de combustion par leurs décharges à travers une tuyère d'éjection. Durant leurs passages à travers cette dernière, les gaz sont continuellement accélérés à partir des vitesses faiblement subsoniques à des vitesses fortement supersoniques. Le débit massique traversant la tuyère est déterminé par l'aire de la section d'entrée et les conditions de fonctionnement de la chambre de combustion. La vitesse subsonique atteinte par les gaz est fixée par les conditions de la chambre de combustion. Elle peut être davantage augmentée par la détente des gaz dans les parties convergente divergente de la tuyère. Cette vitesse additionnelle, et par conséquent le taux d'augmentation de la poussée dépend uniquement de la configuration de la tuyère.

### 2. Définition d'une tuyère :

Une tuyère est un organe mécanique passif qui met en communication deux réservoirs à des pressions différentes, elle constitue un des éléments les plus importants dans les turbomachines et les turboréacteurs ; d'ailleurs 40 % de la poussée totale de ces derniers est produite par les tuyères.



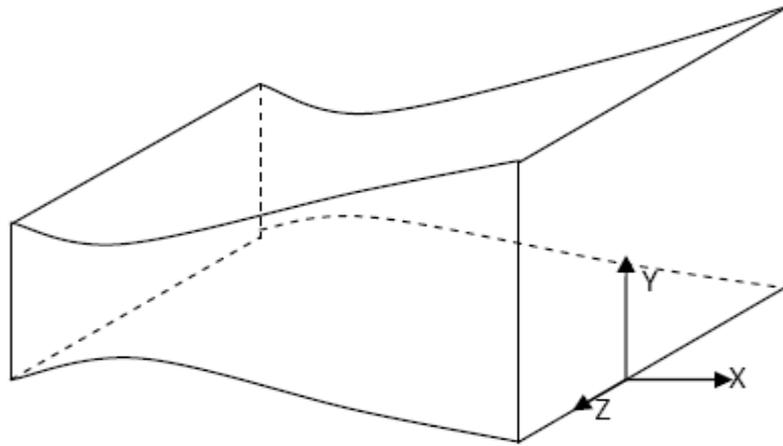
Selon le taux de détente, les tuyères seront soit simplement convergente (Figure. II.1.a) pour les taux de détente élevés, sinon seront convergente divergente (Figure. II.1.b), selon la géométrie on trouve des tuyères à géométrie plane (Figure. II.2.a) ou axisymétrique (Figure. II.2.b).



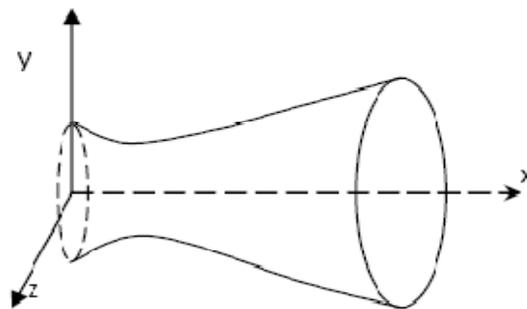
**a** : tuyère simplement convergente

**b** : tuyère convergente divergente (DE LAVAL)

*Fig. II.1. profils des tuyères.*



*a: tuyère plane*

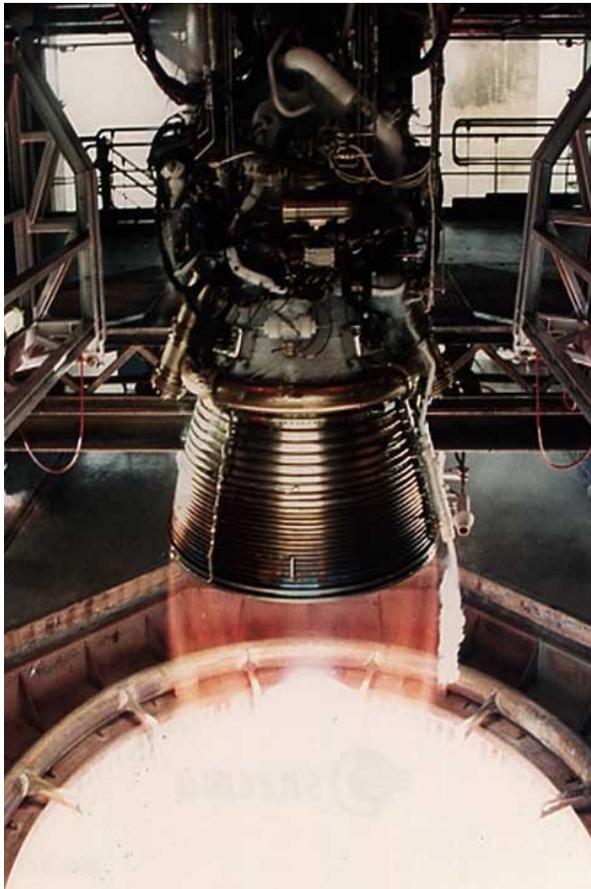


**b: tuyère axisymétrique**

*Fig. II.2. Différentes formes géométriques des tuyères .*

## 2. Domaines d'utilisation des tuyères :

Les tuyères sont généralement utilisées dans deux importants secteurs ; l'aéronautique et l'aérospatial, pour le premier cette utilisation s'est renforcée après le développement des moteurs à réactions (**Figure II.3**) et pour le deuxième on distingue deux types : les tuyères de grandes dimensions qui servent à propulser les fusées (**figure II.4**) et celles de petites dimensions qui permettent la correction de l'orbite ou pour contrôler leurs orientations dans l'espace (**figure II.5**) cette utilisation ne se résume pas la ,mais elle s'élargit aussi dans le domaine militaire tels que les missiles.



*Fig. II.4. La tuyère d'éjection du moteur Vulcain.*



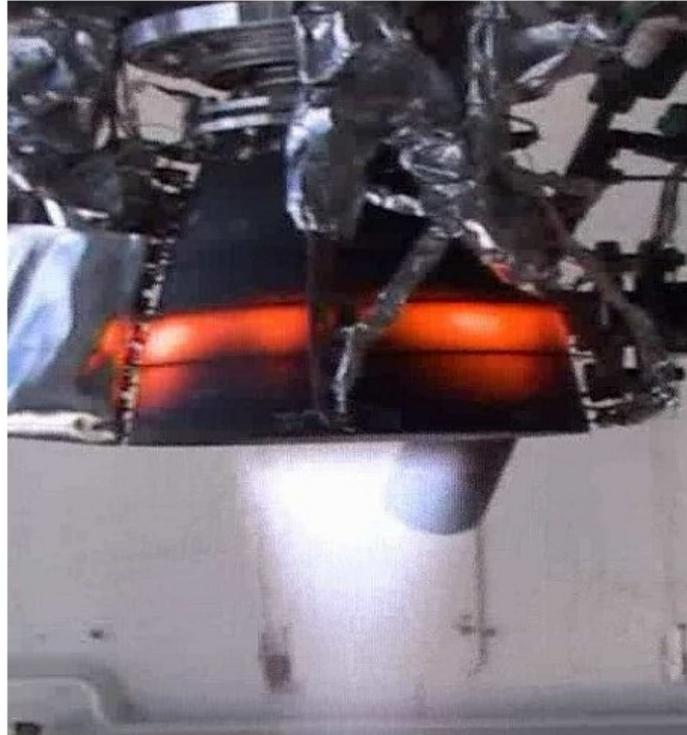
*Fig. II.3.tuyère de moteur à réaction.*



*Fig. II.5.tuyère de petit fusil d'orientation.*

#### **4. Tuyères supersoniques :**

L'aérodynamique des systèmes propulsifs est un des domaines de la mécanique des fluides où des progrès décisifs restent à réaliser pour améliorer les performances des ensembles moteurs, en terme de bilan de poussée, de stabilité, de fiabilité et de réduction de nuisances (bruit, émission de polluants, etc.). Or, les systèmes propulsifs mettent en jeu des phénomènes physiques très complexes : interactions de chocs, jets supersoniques, décollements massifs, couches de mélange fortement compressibles, organisations tourbillonnaires complexes dans les cas tridimensionnels, instabilités à grande échelle...



*Fig. II.6. Tuyère supersonique décollée avec transfert de chaleur à la paroi. Essai gaz chauds sur le banc Calo - DLR.*

En outre, la plupart de ces phénomènes se produisent dans des gaz de composition souvent mal connue, à très haute température, avec des mécanismes de transfert complexes (voir Figure II.6).

Avec le vol aux vitesses supersoniques et a fortiori hypersoniques - on a vite pris conscience de l'importance du comportement de la prise d'air, du bon fonctionnement de la tuyère propulsive et des interactions entre jet et écoulement externe se produisant au niveau de l'arrière-corps.

La diversité des phénomènes rencontrés dans ces systèmes constitue un vaste champ d'étude dont on se propose d'appréhender quelques uns des aspects. Ce travail de thèse s'inscrit donc dans une préoccupation forte des concepteurs de lanceurs spatiaux et de moteurs d'avions souhaitant augmenter les performances des moteurs.

La propulsion de l'étage principal d'un lanceur est assurée par un moteur alimenté en oxygène et hydrogène liquides, également appelés ergols cryogéniques. Ces derniers sont brûlés dans une chambre de combustion pour produire des gaz qui sont ensuite accélérés dans une tuyère de détente et fournissant la poussée.

Lorsque la tuyère est amorcée (état sonique au col), le régime d'écoulement ne dépend que du rapport entre la pression ambiante (supposée variable) et la pression statique en sortie ; (où  $V_{ac}$  fait référence au vide) que celle-ci a dans le vide. Dans la pratique, on distingue trois différents régimes de fonctionnement d'une tuyère, dépendant des niveaux de pression régnant juste en sortie et dans le milieu ambiant :

Si  $P_{stat} / P_{amb} = 1$ , on parle de régime adapté.

Si  $P_{stat} / P_{amb} < 1$ , les gaz achèvent de se détendre dans le milieu ambiant. On parle de régime de sous-détente. Dans ce cas, un faisceau de détente apparaît à la lèvre de sortie de la tuyère.

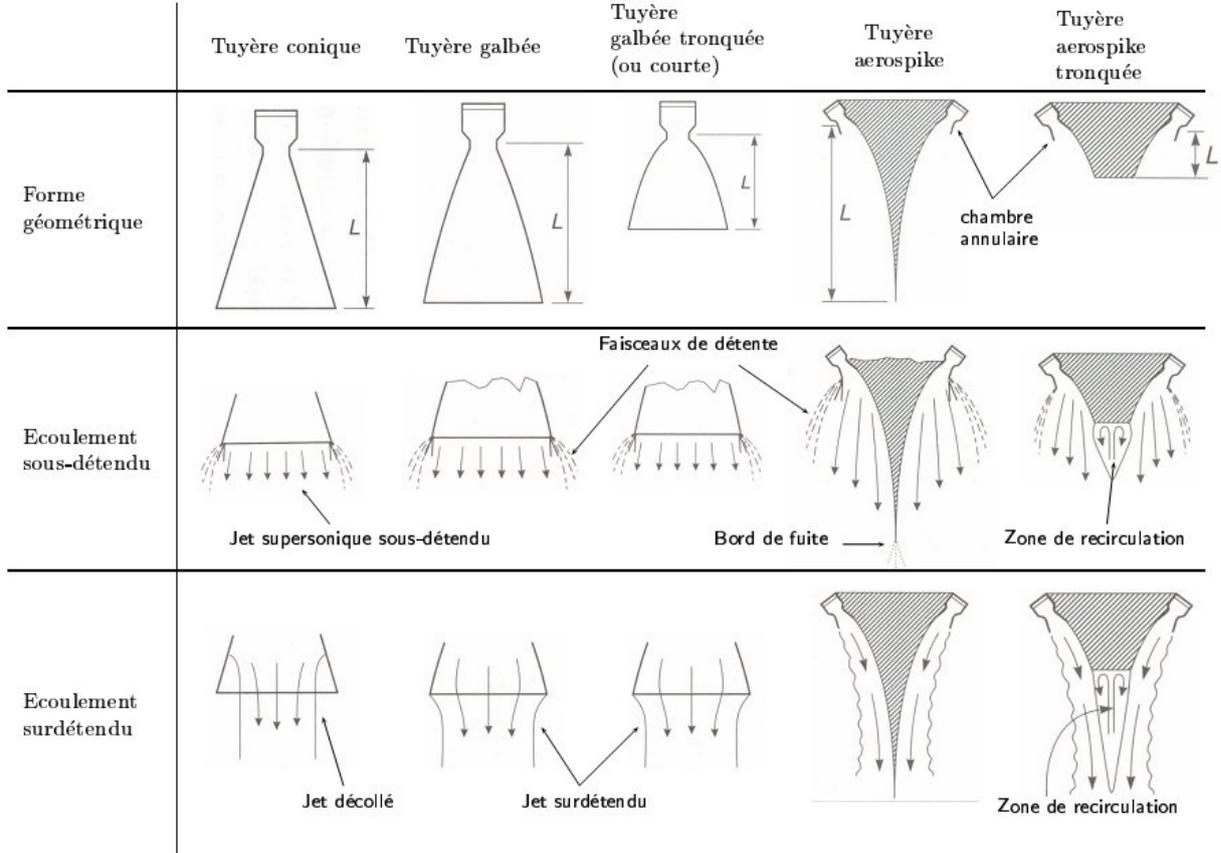
Si  $P_{stat} / P_{amb} > 1$ , les gaz sont recomprimés dans la tuyère ou à la sortie de celle-ci. On parle alors de régime de sur-détente. Une onde de choc (choc de recompression ou de décollement) se forme à la lèvre de la tuyère. La couche limite enregistre un gradient de pression adverse, s'épaissit, mais reste attachée à la paroi jusqu'à la lèvre de sortie de la tuyère. Différentes structures de choc (réflexion régulière, réflexion de Mach et choc en chapeau, décrites plus en détails par la suite, peuvent être observées dans le jet).

#### **4.1. Principaux types de tuyères supersoniques :**

Avant d'aborder les différents régimes de fonctionnement d'une tuyère et en particulier le phénomène de décollement en régime de forte sur détente, il est important de rappeler les caractéristiques des tuyères conventionnelles. En et, le décollement est fonction, entre autres, de la géométrie du divergent. Deux principales familles (figure II.7) peuvent être distinguées :

Les tuyères coniques qui furent très largement utilisées dans la conception des premiers moteurs fusée de par leur simplicité et leur facilité de construction. Généralement, ces tuyères présentent des angles de divergence entre 15 et 25 degrés. Elles sont actuellement encore employées pour équiper les très petits moteurs (servant, par exemple, au contrôle d'altitude des satellites).

✚ les tuyères galbées 2, qui forment la seconde famille de tuyères conventionnelles, offrent de sérieux avantages sur les précédentes en terme de taille et de performance bien que, comme ces dernières, elles n'aient une performance optimale qu'à une altitude donnée.



**Fig. II.7.** Principaux types de tuyères conventionnelles (coniques et galbées) et non conventionnelles (aerospike), d'après [8].

Par ailleurs, cette famille de tuyère peut elle même être divisée en sous-familles. Ainsi, on distingue :

Les tuyères idéales tronquées (dites TIC, Truncated Idéal Contoured) [7]. La tuyère idéale, si elle n'est pas tronquée, produit un profil uniforme de l'écoulement en sortie de tuyère. La dernière partie de leur contour ne présente qu'une faible inclinaison, ce qui leur confère une grande longueur. Or, cette faible pente en sortie ne présente qu'une contribution négligeable à la poussée. Par conséquent, tronquer ces tuyères en facilite l'utilisation pour les moteurs fusée, sans perte significative en performance due à la non-uniformité de l'écoulement en sortie. En s'appuyant sur cette approche, Ahlberg proposa une méthode d'optimisation qui résulte en un contour présentant une performance maximale pour un rapport de section donnée. Les tuyères des moteurs russe RD-0120 et européen Viking sont de ce type.

Les tuyères optimisées en poussée (dites TOC, Thrust-Optimized Contoured). Rao[9] proposa une méthode permettant d'optimiser la performance d'une tuyère pour une longueur donnée. La longueur typique d'une "tuyère Rao" est de 75 à 85 % de la longueur d'une tuyère conique de 15 degrés ayant le même rapport de section.

Les tuyères optimisées paraboliques (dites TOP, Thrust-Optimized Parabolic). Il a aussi été montré par Rao [10] que le profil de la tuyère obtenu par cette méthode pouvait être approché par une parabole, sans perte significative de performance. Cette approche est fréquemment employée pour la conception des tuyères de moteurs fusée modernes tels que le moteur américain SSME ou européen Vulcain.

On notera, en particulier, que les profils des tuyères coniques et galbées de type TOC ou TOP sont à l'origine de chocs internes dans l'écoulement.

Les tuyères non-conventionnelles (voir figure II.7) comme les tuyères annulaires de type aerospike sortent du cadre de notre étude et ne feront donc pas l'objet d'une description. Le lecteur intéressé est invité à consulter les références [7 ; 8] pour plus de détails. (Sortent du cadre de notre thèse)

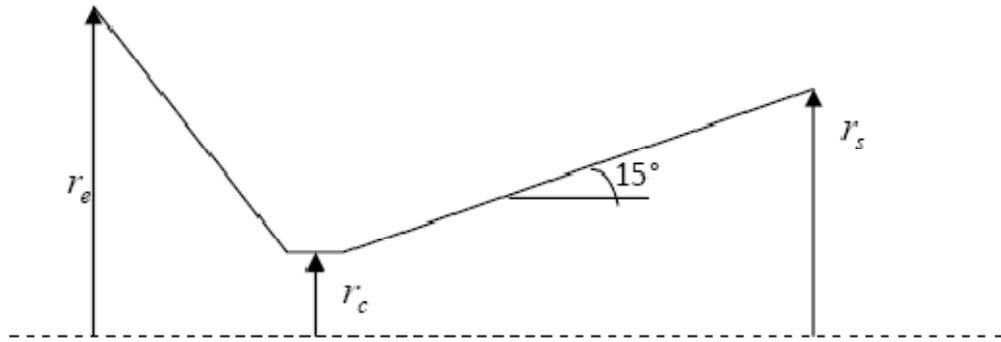
## **5. Différents types de tuyères :**

Le choix approprié d'une tuyère pour un moteur dépend essentiellement des méthodes de la fabrication de ses parois, des limites dimensionnelles de son poids et de l'influence de ce dernier sur les performances globales du moteur etc.

Les différents types des tuyères les plus utilisées sont :

### **5.1. la tuyère conique :**

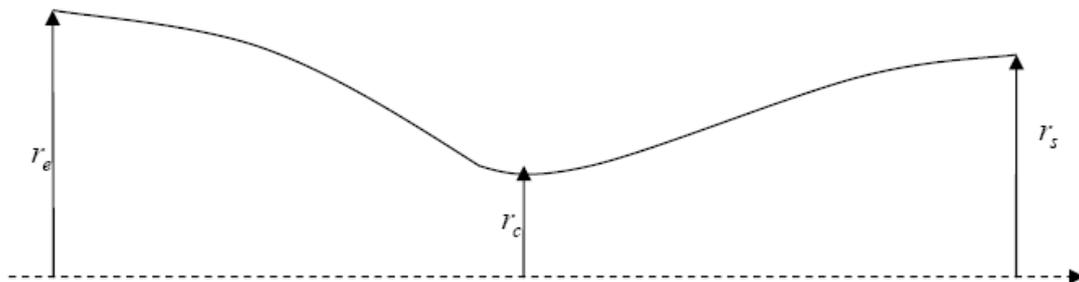
Du point de vue construction, ce type de tuyère est le plus simple. Il est représenté en **(Figure II.8)**. Étant donné que l'obtention d'une poussée maximale est conditionnée par un écoulement axial à la section de sortie, cette tuyère conique ne peut répondre à cette condition. Des pertes de poussée dues à la divergence de l'écoulement à la sortie sont toujours présentées. Elles sont plus importantes si l'angle du divergent est important.



*Fig. II.8. Tuyère conique.*

### **5.2. Tuyère à contour profilé :**

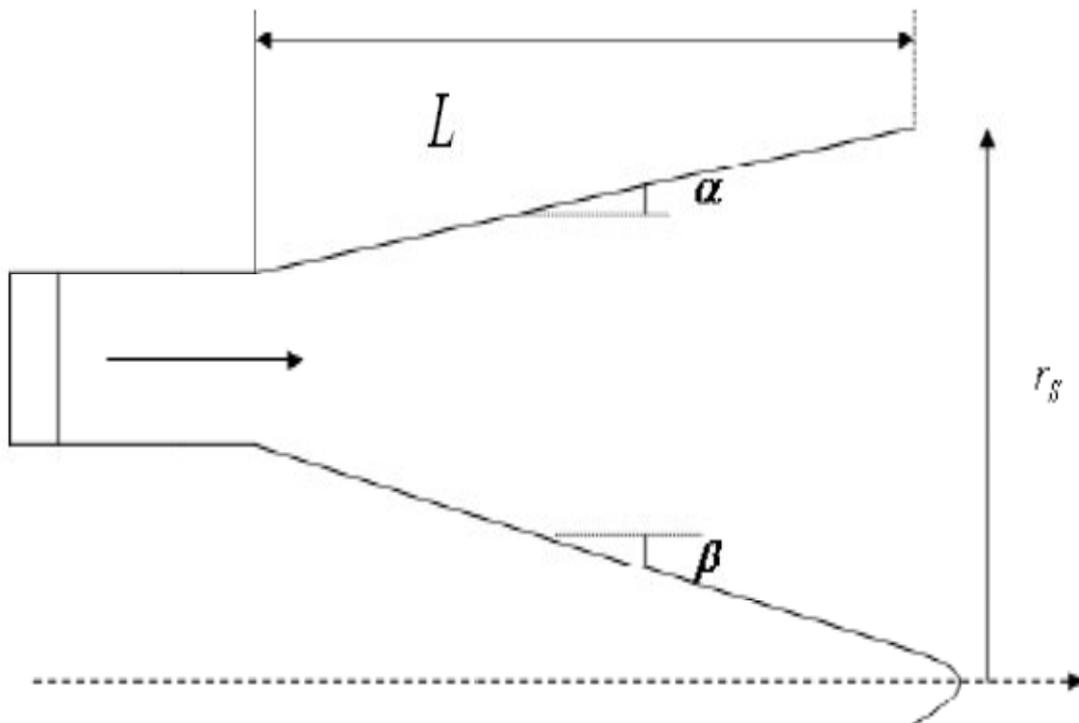
Dans le cas d'une telle géométrie, il est possible de donner une valeur relativement importante à l'angle de divergent situé près du col permettant ainsi la réalisation d'une importante détente (**Figure II.9**) La seconde partie du divergent due à sa forme courbée tend à faire suivre l'écoulement en une direction axiale limitant ainsi les pertes de poussée dues à la divergence rencontrée avec la tuyère conique.



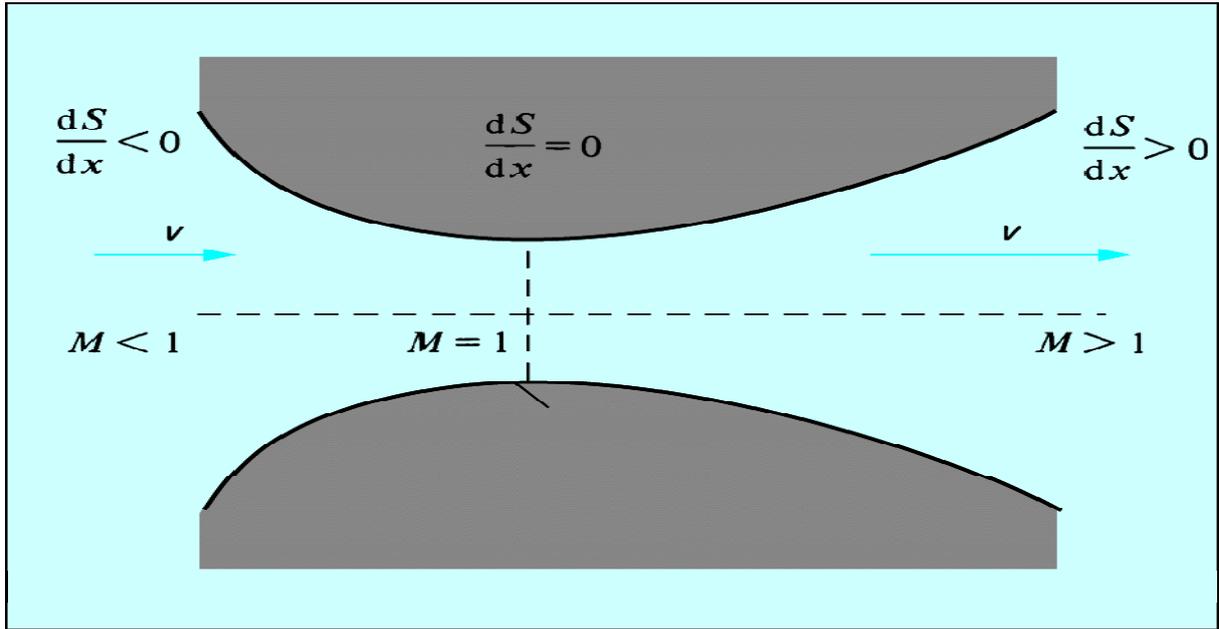
*Fig. II.9. Tuyère à contours profilés.*

### 5.3. Tuyère annulaire :

Dans les deux types de tuyères cités précédemment, les formes de sections au col et à la sortie circulaire sont normales à l'axe. La tuyère annulaire diffère de ces contours en présentant des sections au col en forme d'anneau. Les gaz de combustion en aval de ce col se détendent au sein de ces anneaux et le long de la section divergente (**figure II.10**)



*Fig. II.10. Tuyère annulaire.*

**5.4. Tuyère DE LAVAL :**

*Fig. II.11. Forme géométrique d'une tuyère supersonique.*

Afin de comprendre le comportement du gaz à travers la tuyère de Laval, écrivons l'équation de continuité (ou de conservation de la masse) entre l'entrée et la sortie de la tuyère, pour un fluide non visqueux, en négligeant les effets de transfert de chaleur sur les parois de la tuyère.

On a :

$$n A v = Cte = n^* A^* v^* \quad (\text{II.1})$$

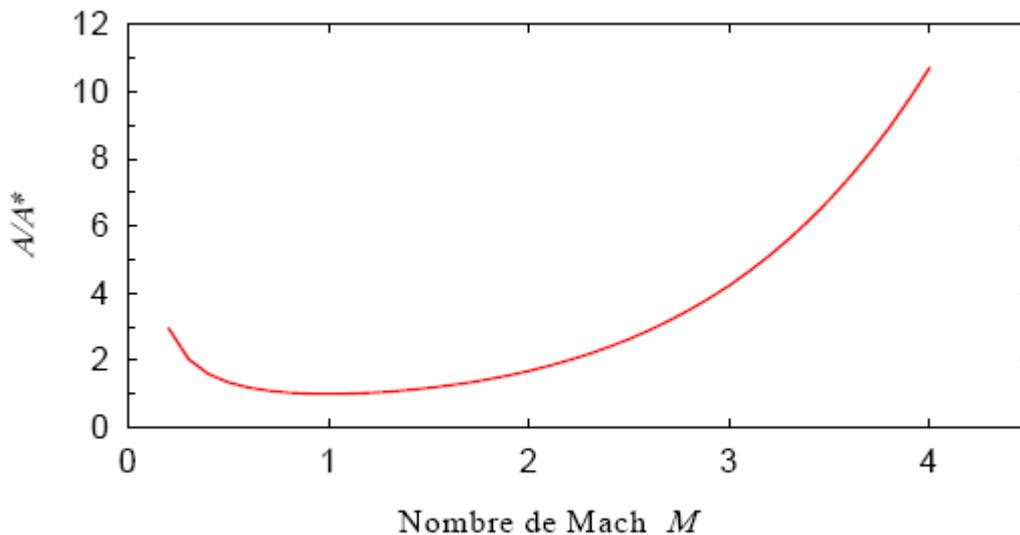
Avec  $A$  la section de la tuyère,  $n^*$ ,  $a^*$ , et  $v^*$ , les paramètres tels que  $M = 1$  soit  $v = a$ , c'est-à-dire le moment où l'écoulement devient sonique. Il est alors possible d'exprimer le rapport  $A/A^*$  uniquement en fonction du nombre de Mach  $M$  et du coefficient  $\gamma$  du gaz à l'aide des équations précédentes. On obtient :

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{M} \left( \frac{2}{1+\gamma} \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) \right)^{\frac{\gamma-1}{2(\gamma-1)}} \quad (\text{II.2})$$

Si l'on trace maintenant la courbe  $A/A^*$  en fonction du nombre de Mach  $M$ , c'est-à-dire l'évolution de la section de la tuyère en fonction du nombre de Mach pour l'obtention

d'une détente isentropique (en prenant  $\gamma = 7/5$ , cas des gaz diatomiques), on obtient le graphique suivant :

Nombre de

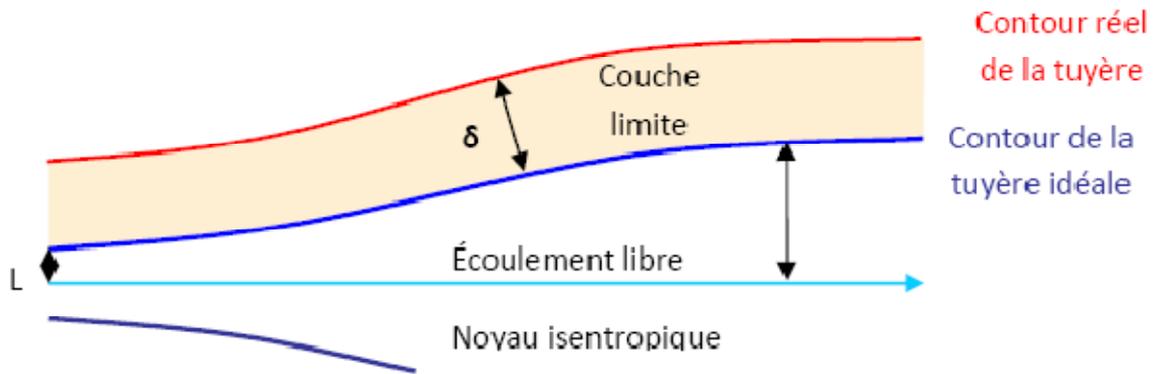


*Fig. II.12. Évolution de la section d'une tuyère de Laval en fonction du nombre de Mach.*

Ce graphique montre bien que pour avoir une détente isentropique à travers la tuyère, il est nécessaire que celle-ci se compose de deux parties, une partie convergente dans laquelle le gaz commence à être accéléré (en restant subsonique  $M < 1$ ) jusqu'à atteindre un nombre de Mach égal à 1 dans la zone de section la plus faible, que l'on appelle le « col » de la tuyère. Ensuite, la tuyère possède une partie divergente dans laquelle le gaz continue d'être accéléré et devient supersonique ( $M > 1$ ). La qualité de l'écoulement en sortie de tuyère dépend essentiellement du profil de la partie divergente mais aussi de la pression de la chambre dans laquelle se fait la détente.

Le calcul exact du profil d'une tuyère de Laval fonctionnant dans des conditions précises de température et de pression, et prenant en compte les phénomènes de viscosité et des échanges de chaleur, n'est pas une tâche facile. Un tel calcul impliquerait une résolution inverse des équations de Navier-Stokes pour le mouvement du gaz, couplées aux équations de l'énergie et de continuité. Le problème consiste à déterminer les bonnes conditions aux limites (par exemple : la forme de la paroi pour laquelle la vitesse est nulle et la température fixée), afin d'obtenir un écoulement dont le cœur est uniforme. Même si la viscosité des gaz est faible on

doit en tenir compte dans les calculs. En effet il existe toujours une couche limite d'épaisseur  $\delta$  (voir Figure II.13) entre la paroi de la tuyère et le coeur uniforme.



*Fig. II.13. L'écoulement supersonique et la couche limite dans une tuyère de Laval.*

Cependant, on peut résoudre le problème si on le décompose en deux étapes en utilisant une méthode de perturbations. Le premier pas consiste alors à considérer que le fluide est parfait (sans viscosité et on néglige les pertes d'énergies) et à résoudre les équations d'Euler dans le cas d'un fluide compressible et isentropique. Ceci permet d'obtenir le contour d'une tuyère idéale. On applique ensuite une méthode de perturbations en tenant compte de l'épaisseur  $\delta$  de la couche limite dans laquelle des phénomènes de viscosité et de transfert de chaleur ont lieu, ce qui permet de définir le contour réel de la tuyère.

Pour que le profil d'une tuyère soit de bonne qualité, il est essentiel que l'épaisseur de la couche limite ne soit pas trop importante par rapport à celle du noyau isentropique. En effet, la couche limite a tendance à ralentir le gaz, et si son épaisseur  $\delta$  devient grande en comparaison de celle du cœur uniforme et isentropique  $L$ , alors le cœur va se rétrécir peu à peu jusqu'à ce que l'écoulement devienne entièrement visqueux. Un des points cruciaux est donc de minimiser le rapport  $\delta/L$  qui est directement lié à une grandeur sans dimension, caractéristique des écoulements, appelée le nombre de Reynolds :

$$R_e = \frac{\rho v L}{\eta} \quad (\text{II.3})$$

Avec  $\rho$  la masse volumique du gaz,  $v$  la vitesse de l'écoulement,  $\eta$  la viscosité dynamique du gaz et  $L$  une longueur caractéristique de l'écoulement. Si l'on réécrit le nombre de Reynolds sous la forme suivante :

$$R = \frac{\rho U^2 L}{\mu} \quad (\text{II.4})$$

On peut l'interpréter comme le rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité. On a alors :

$$\frac{\delta}{L} \propto \frac{1}{\sqrt{R_e}} \quad (\text{II.5})$$

Il faut donc avoir un écoulement ayant un nombre de Reynolds grand pour obtenir des tuyères bien adaptées. C'est ce qui va conditionner le dimensionnement du groupe de pompage.

Considérons l'écoulement au sein d'un conduit ayant une variation de la section, la vitesse n'a qu'une composante axiale (**Figure II.13**). Cet écoulement est appelé écoulement quasi unidimensionnel.

L'application des équations de conservation à l'élément de volume de ce conduit représenté en (**Figure II.13**) permet d'aboutir à la relation suivante:

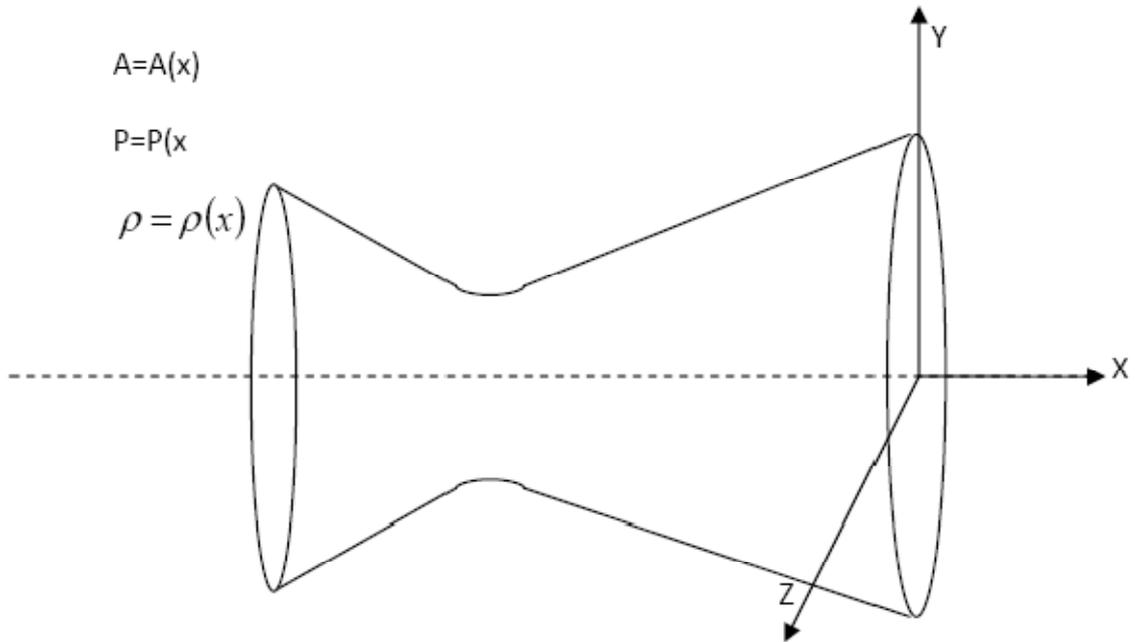
$$\rho u \, dA = \text{constante} \quad (\text{II.6})$$

L'équation (**II.6**) reliant les variations de la section « dA » et de la vitesse « du » est appelée la relation aire vitesse. Elle nous informe que :

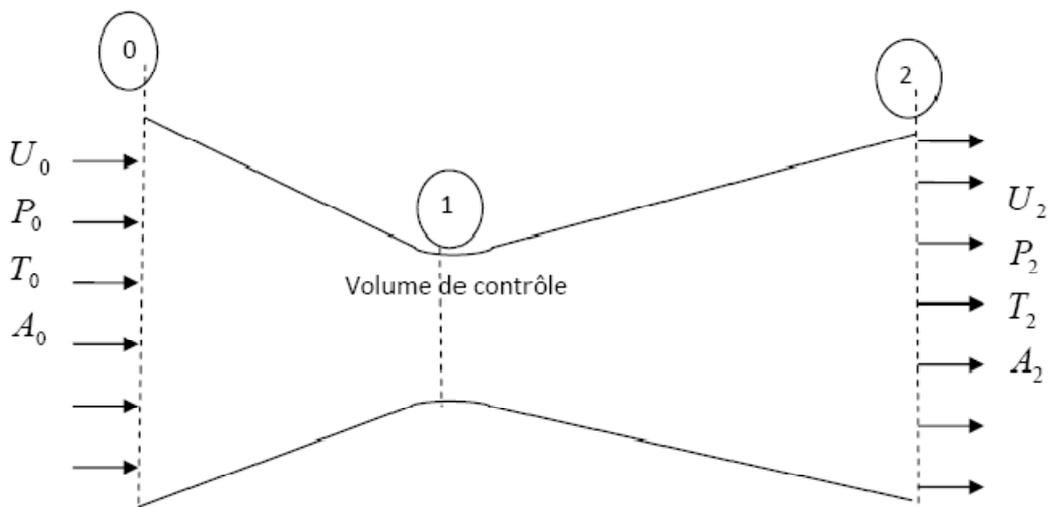
Pour  $0 < M < 1$  correspondant à un régime subsonique, toute diminution de la vitesse résulte en une augmentation de la section et vis versa. Il en résulte donc que pour un écoulement subsonique, l'augmentation de la vitesse est assujettie à l'utilisation d'un convergent.

Pour  $M \uparrow 1$  correspondant à un régime sonique, l'équation (**II.6**) montre que  $dA=0$  pour « du » finie. Mathématiquement,  $dA=0$  correspond à un extremum représenté dans ce cas par la section minimale.

Pour  $M > 1$  correspondant à un régime supersonique, une augmentation de la vitesse entraîne une augmentation de la section et réciproquement. Il en résulte que l'accélération d'un écoulement supersonique est inhérente à l'utilisation d'un divergent et sa décélération à un convergent.



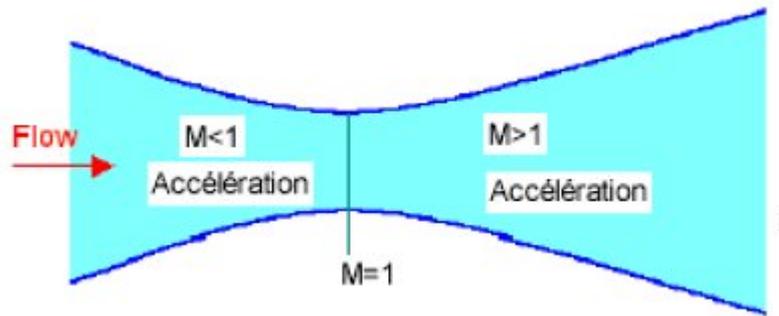
*Fig. II.14. Ecoulement quasi-dimensionnel.*



*Fig. II.15. Volume de contrôle pour un écoulement monodimensionnel.*

Possède obligatoirement une géométrie convergente divergente telle que celle, représentée en (figure Finalement, les remarques précédentes nous amènent à conclure que la forme

géométrique d'une tuyère conçue pour détendre un gaz d'un régime subsonique à des régimes supersoniques. **Figure (II.16).**



*Fig. II.16. Contour d'une tuyère supersonique.*

#### **5.4.1. Écoulement dans une tuyère de forme donnée :**

Considérons une tuyère de forme donnée alimentée par un fluide de conditions totales données et étudions le comportement de l'écoulement en fonction de la pression aval  $p_s$ . Si la pression aval est égale à la pression d'arrêt, le fluide est entièrement au repos. Si l'on baisse la pression aval, un écoulement s'établit dans la tuyère. Tant que le rapport de pression  $p_s/p^0$  est tel que

$$\frac{A_s}{A_{\text{col}}} < \frac{A}{A^*}(M_s) \quad \text{avec} \quad M_s = \left\{ \frac{2}{k-1} \left[ \left( \frac{p_s}{p^0} \right)^{-\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}}$$

l'écoulement est subsonique au col, et il existe une solution unique (cas b de la figure suivante). En effet, en vertu de la relation précédente,  $\frac{A_s}{A_{\text{col}}} < \frac{A}{A^*}$ , et donc  $M_s < 1$ .

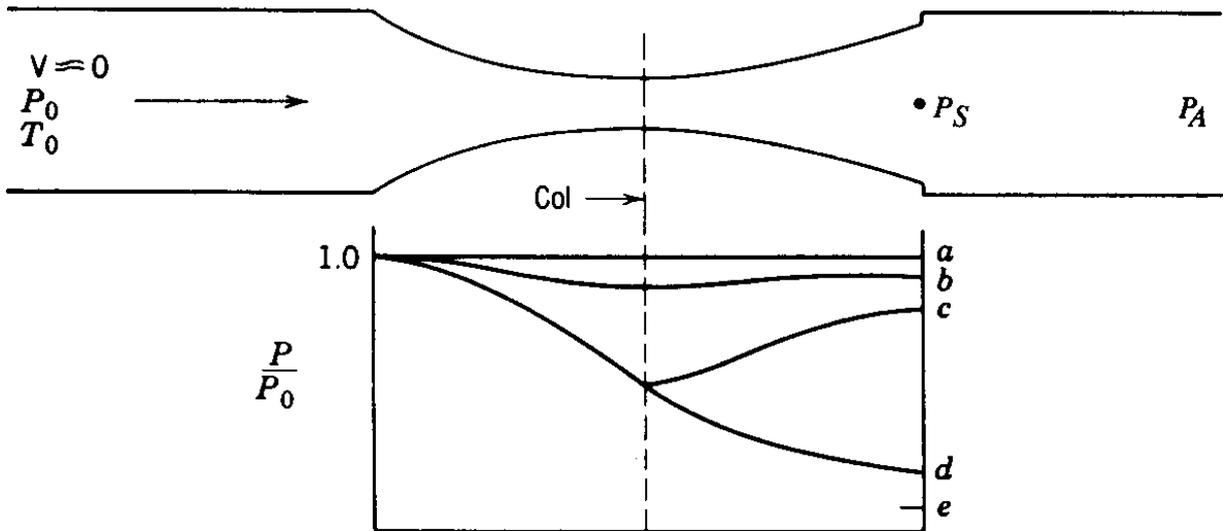


Fig. II.17. Écoulement dans une tuyère de forme donnée.

Lorsque la pression est telle que  $\frac{P}{P_0} = \left(\frac{A}{A^*}\right)^{\frac{2}{\gamma-1}}$ , l'écoulement est sonique au col (cas c) et subsonique dans le divergent. Si l'on réduit encore la pression, alors il n'y a plus de solution isentropique, sauf pour le cas d correspondant à un écoulement supersonique dans le divergent. On dit alors que la tuyère est adaptée. Pour toutes les pressions intermédiaires entre les cas c et d, il y aura donc des phénomènes irréversibles qui interviennent dans ou à l'extérieur de la tuyère.

#### 5.4.2.Écoulement avec choc dans une tuyère de Laval :

On a conclu la section 14.6 en remarquant qu'il n'existe pas de solution isentropique dans une tuyère de Laval pour une pression aval comprise entre les solutions subsonique et supersonique saturées c et d. À la lumière de la connaissance des ondes de choc normales, on peut à présent en dire un peu plus.

Supposons qu'une onde de choc normale survienne dans le divergent en un endroit donné. Les relations de Rankine-Hugoniot permettent de calculer les conditions derrière le choc, en particulier la pression et le nombre de Mach. L'écoulement étant subsonique derrière le choc, il décélère dans le reste du divergent, et l'on peut calculer son évolution par la théorie des écoulements isentropiques en tuyère. On constate que la pression de sortie est inférieure à celle du cas c (cas h)

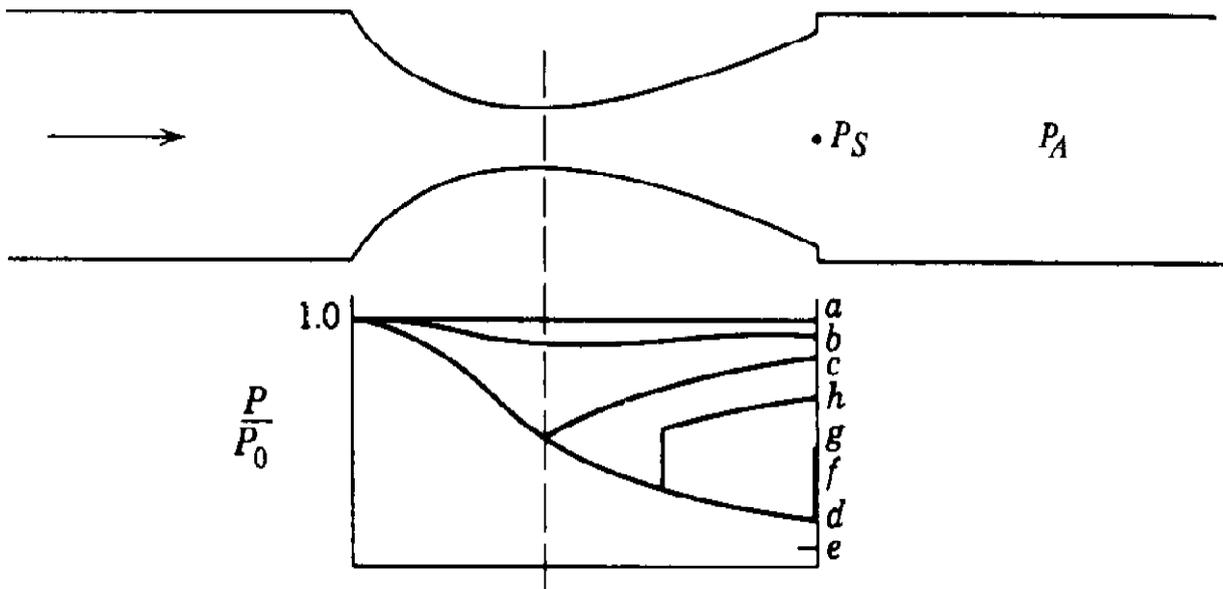


Fig. II.18. Écoulement dans une tuyère DE LAVAL.

En effet, si la transformation à travers le choc était isentropique, la pression derrière le choc serait identique à celle de la courbe c. Comme il y a une chute de pression d'arrêt à travers le choc, la pression derrière le choc est inférieure, et par conséquent toute la distribution de pression en aval est sous celle du cas c.

Comme la chute de pression totale augmente avec le nombre de Mach  $M_1$  en amont du choc, il en résulte que la pression de sortie diminue à mesure que le choc se déplace vers la sortie de la tuyère. Pour une pression de sortie donnée, la position du choc n'est pas connue a priori. On doit la déterminer par itérations. Le cas extrême est celui où le choc se trouve dans la section de sortie, qui correspond au cas g de la figure précédente.

On peut donc calculer à présent l'écoulement en tuyère pour des pressions aval comprises entre les cas a et g. Pour une pression inférieure à celle du cas g, l'augmentation de pression entre la pression adaptée  $p_d$  et la pression aval ne peut se produire qu'à l'extérieur de la tuyère, au moyen d'ondes de choc obliques, analysées dans le cours MECA 339 Dynamique des gaz. En pratique, on observe que les ondes de choc obliques remontent dans la tuyère pour des pressions légèrement au-delà de la pression .

## **1. Introduction :**

Les équations de transfert de chaleur et de la mécanique des fluides sont connues depuis plus de cent cinquante années, Malheureusement ces équations sont fortement couplées et non linéaires et leurs solutions analytiques est impossible pour les cas pratiques. Seulement une solution de certains cas très simples tel que l'écoulement de poiseuille peut être envisagées analytiquement. Par des résultats expérimentaux (comme les équations de la couche limite).

L'alternatif étant la simulation numérique, une technique initiée depuis déjà plusieurs décennies, mais ne s'est vraiment développe que depuis une dizaine d'années grâce aux développements spectaculaire des moyens de calculs informatique. La simulation numérique des écoulements et de transfert de chaleur et de masse est devenue un outil indispensable et privilégié dans plusieurs disciplines telles que l'aéronautique, les turbomachines et de façon moins intense dans l'industrie automobile. La simulation numérique est surtout utilisée pour tester et départager les avants projets. Les projets simulés seront impérativement vérifiés expérimentalement.

## **2. Les scientifiques qui ont fait l'histoire de la dynamique des fluides numériques :**

On présente, dans le premier paragraphe de ce chapitre introductif, un petit historique de la dynamique des fluides numériques ("Computation al Fluide Dynamics", CFD, en anglais) qui reprend les événements marquants de l'établissement des équations de Navier-Stokes, régissant tout mouvement fluide, a l'exploitation commerciale de codes de CFD complexes. On expose, ensuite, les motivations industrielles à l'origine de ce travail de thèse. L'objectif de l'étude exposée dans ce manuscrit est détendre la formulation de la méthode numérique du code industriel de CFD, N3S-Nature, aux maillages multiéléments. L'état de l'art des méthodes Volumes Finis pour maillages multiéléments, propose au troisième paragraphe, montre la nécessité d'analysez de développer une nouvelle discrétisation précise et robuste pour l'opérateur de diffusion des équations de Navier-Stokes, afin de pouvoir répondre aux impératifs d'applications industrielles On présente, enfin, le déroulement de ce manuscrit.

La curiosité naturelle inhérente à l'homme l'a amené depuis longtemps à s'intéresser aux corps fluides. Aristote (384-322 av. J.-C.) introduit déjà à son époque le concept de milieux continus.

Archimède (287-212 av. J.-C.) écrit un "Traité des corps flottants" consacré à l'hydrostatique. Dans ce dernier, il étudie déjà avec rigueur l'immersion d'un corps, solide ou fluide, dans un autre, de densité inférieure, égale ou supérieure. La proposition VII est restée sous l'appellation de "principe d'Archimède" qui dit, en substance, qu'un solide plonge dans un fluide moins lourd que lui se voit alléger d'un poids égal au poids d'un volume de ce fluide égal au volume du solide immergé. Archimède fut un ingénieur talentueux et surtout le créateur de la physique mathématique. C'est en effet le premier à avoir géométrisé une branche de la physique. Il traite toutes les grandeurs géométriquement et cherche à les soumettre à des théorèmes de portée très générale. De plus, les propositions qu'il fait se voient rigoureusement démontrées, la nouvelle science recevant ainsi le statut de théorie. Il faudra attendre la Renaissance pour voir Galilée produire avec sa cinématique du mouvement uniforme, la deuxième grande théorie mathématique de l'histoire de la physique.

C'est à la Renaissance aussi que Léonard de Vinci (1452-1519) se penche sur l'analyse du comportement de fluides mais en mouvement cette fois. Il étudie l'eau tombante, la forme de la surface libre, les ondes, les interférences, les jets libres. Le petit traité qui rassemble ces études, "Del moto e misura dell'acqua", fut compilé dans un manuscrit (Bibliothèque Vaticane : Barberini latin 4332) par le fils de Galeazzo Arconati, acquéreur d'une partie des manuscrits de Vinci en 1648. Ce traité fut publié dans une collection décrivant l'hydraulique en 1826. Pour anecdote, de Vinci, de son époque, inventa les souffleries aérodynamiques (1484) et se plongea dans l'étude contemplative de la turbulence selon des ébauches retrouvées de l'époque. Plus d'un siècle plus tard, Isaac Newton (1642-1727), après avoir inventé l'analyse moderne en 1670, initia de nombreuses avancées en optique en 1675, s'intéressa aux lois de Kepler et aux orbites elliptiques des planètes. Il en sort son œuvre maîtresse "Philosophiæ naturalis principia mathematica" [9] où sont exposés le principe d'inertie, la proportionnalité des forces et des accélérations, l'égalité de l'action et de la réaction, les lois du choc. Il étudie notamment le mouvement des fluides et introduit la notion fondamentale de viscosité. Il établit la théorie des marées et expose sa théorie de l'attraction universelle : les corps s'attirent avec une force inversement proportionnelle au carré de la distance qui les sépare.

Au 18<sup>ème</sup> siècle, Daniel Bernoulli (1700-1782) présente en 1738 son ouvrage "Hydrodynamica" [10] dans lequel il expose le théorème fondamental de la mécanique des fluides qui porte son nom. Il y montre l'importance du principe de conservation de l'énergie et introduit les premiers éléments de la théorie cinétique des gaz. Il travaille en collaboration avec Leonhard Euler (1707-1783), considéré comme le plus grand mathématicien de ce siècle, avec qui il obtient dix fois le prix annuel de l'Académie des sciences de Paris. Ensemble, ils mettent en place des lois de mouvement en dynamique des fluides, à partir des lois du mouvement de Newton, qui s'énoncent :

- ✚ La force agissant sur un petit élément d'un fluide est égale au taux de variation de sa quantité de mouvement,
- ✚ Le couple agissant sur un petit élément d'un fluide est égal au taux de variation du moment cinétique.

Ces principes, mis sous forme d'équations aux dérivées partielles, furent publiés par Euler [11] et donnent ce que l'on nomme communément aujourd'hui les équations d'Euler. Dans cette formulation, les efforts de friction du fluide ne sont pas pris en compte.

Au 19<sup>ème</sup> siècle, Claude Louis Marie Henry Navier (1785-1836) introduit le transport visqueux dans les équations d'Euler pour un fluide considéré incompressible [12]. George Gabriel Stokes (1819-1903) reprend le travail de Navier et l'étend à un fluide compressible [13]. Les équations de "Navier-Stokes" sont à la base de toute la dynamique des fluides modernes. Mais ces équations sont tellement complexes, à cause des non-linéarités associées à des phénomènes physiques trop couplés, que leur résolution représente un problème insoluble à l'époque. Face à cette impasse théorique, les scientifiques se tournent vers l'expérimentation matérielle des principes de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de la pression profitant de la révolution industrielle. Ainsi, la théorie des écoulements fluides est étayée durant ce 19<sup>ème</sup> siècle par de nombreux auteurs comme Poisson, Lagrange, Poiseuille, Rayleigh, Couette, Reynolds, Laplace, Dirichlet et Riemann [14]. Au 20<sup>ème</sup> siècle, c'est la théorie des couches limites et de la turbulence qui est le principal sujet d'investigation avec des auteurs comme Ludwig Prandtl (1875-1953) qui met en place la théorie des conditions limites, le concept de longueurs de mélange et le nombre de Prandtl, Theodore Von Karman (1881-1963) qui étudie le cas test bien connu du "Von Karman street", Geoffrey Ingram Taylor (1886-1975) qui met en place la théorie de la turbulence et définit la micro échelle de Taylor, Andrey Nikolaevich Kolmogorov (1903-1987) qui introduit le concept de l'échelle de

Kolmogorov et le spectre universel de l'énergie turbulente et George Keith Batchelor (1920-2000) qui écrit la théorie de la turbulence homogène. En ce milieu de 20<sup>ème</sup> siècle, la connaissance physique des phénomènes d'écoulements fluides compressibles, incompressibles, turbulents s'est enrichi largement depuis l'établissement des équations de Navier-Stokes au 19<sup>ème</sup> siècle. Concernant la résolution de ces équations, les tous premiers calculs de dynamique des fluides par méthodes numériques ont été effectués à la main dans les années 1920. Le premier répertoire a été mis en place par Lewis Fry Richardson (1881-1953) [15]. Il consistait en une prédiction météorologique de 8h de temps physique. Cette simulation prit six semaines de temps de calcul, manuel donc, pour finalement échouer ! Richard Courant et al. [16] ont aussi de leur côté testé l'association des mathématiques appliquées à la dynamique des fluides. La première solution numérique d'un écoulement contournant un cylindre fut menée en 1933 par Thom et rapportée en Angleterre [17]. Kawaguti [18], au Japon, obtient une solution similaire pour un écoulement autour d'un cylindre en 1953 en utilisant un calculateur mécanique de bureau qui travailla vingt heures par semaine pendant dix-huit mois !

John Von Neumann (1903-1957) a eu un rôle déterminant dans l'émergence des calculs numériques de CFD. Passionné de mathématiques et particulièrement par leur application à la physique et aux nouvelles sciences comme l'aérodynamique, il essaye de résoudre les équations d'Euler. Il envisage pour cela des solutions discontinues qui permettent de modéliser les chocs observés parfois dans les écoulements. Il met en place la condition de "stock capturing" [19] qui consiste à introduire une dissipation matricielle afin que la discontinuité apparaisse comme physiquement correcte. Au milieu du 20<sup>ème</sup> siècle, apparaissent les premiers ordinateurs et Von Neumann, toujours à l'affût de domaines scientifiques inexplorés, commence à élaborer des méthodes pour la résolution informatique des problèmes physiques. Le premier ordinateur européen, l'EDSAC, apparut à Cambridge en 1949. Cet ordinateur a été réalisé en suivant fidèlement les concepts de mémoire et de programmation interne établis par Von Neumann. Les algorithmes mathématiques, qui vont être mis en place, à partir de ce moment-là, pour résoudre les problèmes de dynamique des fluides avec les calculateurs, consistent à élaborer des relations algébriques qui se comportent de manière analogue aux équations aux dérivées partielles (EDP) à résoudre.

Mais la réalisation de ces algorithmes numériques n'est pas seulement un défi mathématique ou informatique mais aussi physique car il ne faut pas perdre pour autant de vue la représentation physique des termes que l'on remplace par des expressions algébriques équivalentes, que l'on nomme aussi "discrétisations". Cette modélisation mathématique des problèmes de dynamique des fluides a pour impératif de concevoir des outils efficaces,

robustes et fiables. Von Neumann introduit pour cela l'analyse de stabilités fréquentielle des discrétisations, bien connue aujourd'hui.

C'est le père fondateur de la CFD moderne. Cette nouvelle discipline "Computation al Fluide Dynamics", allie trois disciplines : la Dynamique des Fluides, les Mathématiques Appliquées et la Science des Ordinateurs.

Depuis ce milieu de 20<sup>ème</sup> siècle jusqu'à nos jours, la réduction du temps de calcul est une caractéristique fondamentale dans l'évolution du matériel informatique. En effet, dans les années 1949-1950 avec la conception du tore de ferrite comme point mémoire pour les calculateurs, le temps de calcul pour une multiplication avec le calculateur IBM 704 a tore est devenu de 0.225  $\mu$ s contre 10 ms pour l'IBM 650 a tambour. Cela va permettre de s'attaquer a des problèmes insolubles jusqu'alors. Le travail pendant des années de mathématiciens va pouvoir être effectuée en seulement quelques heures sur un calculateur. Peter D. Lax (1926-) sait tirer profit de cette évolution du matériel informatique et conçoit les premières véritables méthodes numériques pour la CFD. Doctorant sous la direction de Richard Courant et mathématicien de grande qualité ayant écrit des livres dans des domaines aussi variés des mathématiques que les équations aux dérivées partielles, l'algèbre linéaire et l'analyse fonctionnelle, il a fortement contribué aux recherches sur la résolution des problèmes hyperbolique du système des lois de conservation. Il a donné son nom a des notions de renom telles que le théorème de Lax [20] qui statue que les conditions de consistance et stabilité d'une discrétisation aux différences finies d'un problèmes aux conditions initiales bien pose sont nécessaires et suffisantes a la convergence de la discrétisation.

Le schéma de Lax-Friedrich [21] résoudra le système d'équations différentielles hyperbolique par une formulation aux différences centrées et stabilisées. Le schéma de Lax-Wando [22] est une version plus précise du précédent. La condition d'entropie de Lax [23] permet de choisir l'unique solution physiquement acceptable du système d'équations différentielles non linéaire hyperbolique qui capture correctement les ondes de choc. Et plus récemment, le schéma qu'il a proposé avec Harten et Van Leer permet d'atteindre une précision bien supérieure dans la résolution du problème de Riemann.

Von Neumann et Lax ont vraiment été les instigateurs de l'utilisation de l'ordinateur dans les mathématiques appliquées, Lax a dit d'ailleurs a ce sujet que : "The impact of computers on mathematics (both applied and pure) is comparable to the rôles of télescopes in astronomie and microscopes in biologie".

Parallèlement, dans les années 50, une avancée remarquable fut faite concernant la dentition d'outils mathématiques adéquats à la résolution des équations aux dérivées partielles, comme par exemple les équations de Navier-Stokes. Il s'agit d'un outil mathématique permettant de décrire les solutions discontinues par des fonctionnelles, que l'on nomme fonctions généralisées. Elles sont plus connues sous le nom de "distributions" car c'est l'ouvrage de Schwartz, "La théorie des distributions" [24 ;25] qui les fait connaître en occident. C'est en fait Sobolev (1908-1989), en URSS, qui, faisant aboutir les travaux successifs des chercheurs de son laboratoire, définit les fonctions généralisées dès 1938 [26] mais c'est Schwartz qui s'attelle au travail de rédaction et construit une théorie complète, cohérente avec tous les outils d'analyse fonctionnelle nécessaire pour définir les extensions des opérateurs naturels sur les fonctions : dérivation, produit tensoriel, convolution, transformation de Fourier. Les distributions donnent enfin un sens mathématique à des fonctions discontinues dérivables et intégrales utilisées par les physiciens. Elles ont joué un rôle crucial dans le développement considérable des équations aux dérivées partielles depuis lors.

Une autre contribution incontournable à la CFD est venue d'URSS dans les années 60. Sergei Konstantinovich Godounov, dans le mémoire de sa thèse soutenue en 1959 [27], présente une méthode de résolution des problèmes de Riemann qui consiste en deux gaz de caractéristiques divergentes séparés initialement par une membrane qui est retirée en un temps donné. Sa méthode consiste à diviser le tube constituant le domaine de calcul en cellules successives et résoudre les problèmes de Riemann à chaque interface entre cellules en profitant de la direction de propagation de l'information dans le tube. C'est une idée innovante et efficace. Il montre aussi dans sa thèse le fait qu'une solution d'ordre supérieur à un est sujette à présenter des modes oscillants incorrects, nommés communément à l'heure actuelle "wiggles", ou oscillations point à point.

C'est vingt ans plus tard que Van Leer, aide de Herten et Lax [28], vient à bout des problèmes de wiggles en introduisant les fonctions de limitations. L'un des inconvénients de la méthode proposée par Godounov est son coût calculatoire car à chaque interface, un problème de Riemann est résolu exactement. Des méthodes de résolution approchées sont proposées plus tard, tel que celle de Roe [29] ou Osher [30].

Toujours dans les années 60 mais aux États-Unis, la division d'étude théorique du laboratoire national de Los Alamos a elle aussi apporté sa participation au développement des premières méthodes numériques pour la CFD et notamment grâce à son directeur Francis H. Harlow,

nomme en 1959. Il a développé, entre autres, plusieurs techniques de résolution de problème à l'aide de l'ordinateur pouvant être appliquées dans une quantité de domaines. L'une de ces méthodes, "Particule and cell" méthode [31], sert à calculer un écoulement compressible 2D fortement perturbé que l'on trouve dans la conception d'armes nucléaires.

Dans les années 70, Brian Standing contribue en Angleterre à la conception de modèles numériques de turbulence telle que le fameux modèle à deux équations de transport  $k - \epsilon$ , de combustion et de la modélisation des transferts de chaleur. En 1974, il fonde la compagnie "Concentration Heat and Momentum Limited" (CHAM). C'est en Angleterre un centre d'ingénierie spécialisée dans le conseil et les logiciels dans le domaine des écoulements fluides, transferts de chaleur, combustion industrielle et environnement. Ils mettent au point les méthodes numériques dites Volumes Finis. Elles sont les plus largement utilisées en CFD aujourd'hui car elles ont pour caractéristiques d'être naturellement conservatives, d'un volume de contrôle à l'autre et donc sur le domaine entier. C'est une propriété particulièrement intéressante en CFD qui consiste fondamentalement à résoudre des lois de conservation. De plus, c'est une méthode idéale pour calculer les solutions discontinues courantes en dynamique des fluides.

En 1980 fut publié le livre de Sus has Patankar, ingénieur indien, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow" qui est considéré depuis comme une des contributions les plus novatrices à la CFD.

Au cours des années 80 vont émerger de nombreux codes de calcul CFD qui, au départ, ne sont utilisés que dans des laboratoires par des chercheurs expérimentés du domaine. Leur usage se démocratise rapidement sous la demande des industries qui perçoivent déjà les gains que ces calculs CFD peuvent leur apporter. Effectivement, les modèles physiques atteignant un niveau de fiabilité de plus en plus acceptable, les simulations numériques remplacent bientôt une partie des expérimentations, en soufflerie par exemple pour l'aéronautique ou dans les canaux pour l'optimisation des bateaux mais aussi dans la conception des systèmes de ventilation des immeubles, etc.

Il existe aujourd'hui, en 2007, des dizaines de codes de CFD (voir [32] ou un grand nombre sont cités) à usage "courant" dans l'industrie et les laboratoires de recherche. Il reste cependant encore de nombreux phénomènes physiques que l'on peine à modéliser correctement en toute circonstance, comme par exemple la turbulence, l'évaporation, la combustion, etc. Différentes raisons peuvent être à l'origine de cela :

- ❖ les connaissances physiques ne permettent pas d'élaborer des modèles numériques suffisamment précis.
- ❖ l'échelle des phénomènes à modéliser est très petite et la taille des éléments du maillage qu'une résolution précise nécessiterait implique des calculs numériques aux temps de restitution trop importants même pour les supercalculateurs actuels.
- ❖ les méthodes numériques ne sont pas assez précises et robustes pour modéliser les phénomènes en question ou pour donner un résultat sur le maillage fourni.
- ❖ les paramètres à prendre en compte sont trop nombreux, des simplifications sont nécessaires ce qui dégrade la qualité des simulations. Tout ceci constitue des pistes d'investigation actuelles.

### **3. Les avantages de la simulation numérique :**

La simulation numérique permet la réduction de temps de la conception et du projet donné. La conduite d'une étude expertement passe par la conception d'un modèle qui consomme énormément de temps et d'argent, alors qu'en simulation numérique on peut rapidement, et facilement et pour un moindre coût tester plusieurs configurations géométriques, un large éventail de nombre de Reynolds, de nombre de Mach...etc. La seule limite étant la capacité du chercheur à analyser le flux énorme de données issues calcul.

On peut aussi tester un large éventail de conditions très difficiles, voir impossible à réaliser expérimentalement tel que certain problème de combustion, le cas des très hautes températures et certaines catégories d'écoulements non stationnaires.

Alors que lors d'une étude expérimentale il est très difficile de mesurer un champ global de pression ou de température, en simulation numérique l'obtention de toutes les variables dans la totalité de domaine de calcul est réalisée avec un minimum d'effort.

L'avancement spectaculaire de l'informatique a fait que les calculateurs deviennent de plus en plus performants en vitesse de calcul et capacité de stockage des données sans oublier que les prix de telles machines sont en baisse constant. Par contre du côté expérimental les équipements nécessaires deviennent de plus en plus compliquées et coûteux. En conclusion la

conduite d'une étude numérique devient de plus en plus économique est abordable contrairement aux études expérimentales.

Donc les ingénieurs sont amenés à résoudre des problèmes c'est à dire à choisir entre plusieurs solutions possibles, il s'agit donc de minimiser ou de maximiser un critère (coût, distance, temps, rendement.....). Il existe actuellement quelques méthodes de discrétisation. Parmi ces méthodes, la méthode des volumes finis.

#### **4. La méthode aux volumes finis :**

Notre étude est basée sur le code de calcul CFX utilisant la méthode des volumes finis, cette méthode s'adapte bien en générale aux équations aux dérivées partielles, ainsi que pour sa simplicité et surtout pour son approche des problèmes physiques.

Cette méthode a prouvé son efficacité dans la résolution des problèmes de mécanique de fluide et transfert de chaleur. Elle consiste à subdiviser le domaine physique de l'écoulement en éléments de volume plus ou moins réguliers dans lesquels les équations décrivant l'écoulement, écrites sous une forme conservatives sont intégrées. L'avantage de la résolution par la méthode des volumes finis réside dans le caractère conservateur des équations, ainsi que dans la simplicité de la discrétisation du domaine d'écoulement. Cela permet d'éviter des transformations de coordonnées et permet ainsi de donner à la résolution un caractère proche du problème physique.

L'inconvénient de la méthode réside dans le nombre relativement important d'itérations nécessaires pour obtenir une solution convergée. Actuellement un grand nombre de codes industriels dans cadre de l'ingénierie Assistée par Ordinateur (IAO) utilisant la méthode des volumes finis.

##### **4.1. Principe de la méthode aux volumes finis :**

Le domaine de calcul est divisé en une série de sous domaines appelés volumes de contrôle. Ces volumes de contrôle enveloppent tout le domaine de calcul, et la somme de leurs volumes soit égale exactement au volume du domaine de calcul. Un point est positionné au centre de chaque volume et est appelé centre du volume de contrôle. Dans la méthode des volumes finis les lois de conservation (de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie) sont exprimées localement sous une forme intégrale. La pierre angulaire de cette

méthode réside dans le théorème de Gauss (appelé aussi le théorème de la divergence ou théorème d'Ostrogradski) et qui permet de transformer une intégrale de volume en une intégrale de surface. Le but de cette méthode est de convertir l'équation différentielle générale en un système d'équations algébriques en mettant en relation les valeurs de la variable considérée aux points nodaux adjacents d'un volume de contrôle typique. Cela est obtenu par l'intégration de l'équation différentielle gouvernante dans ce volume de contrôle avec l'approximation des différents termes (convection, diffusion et source).

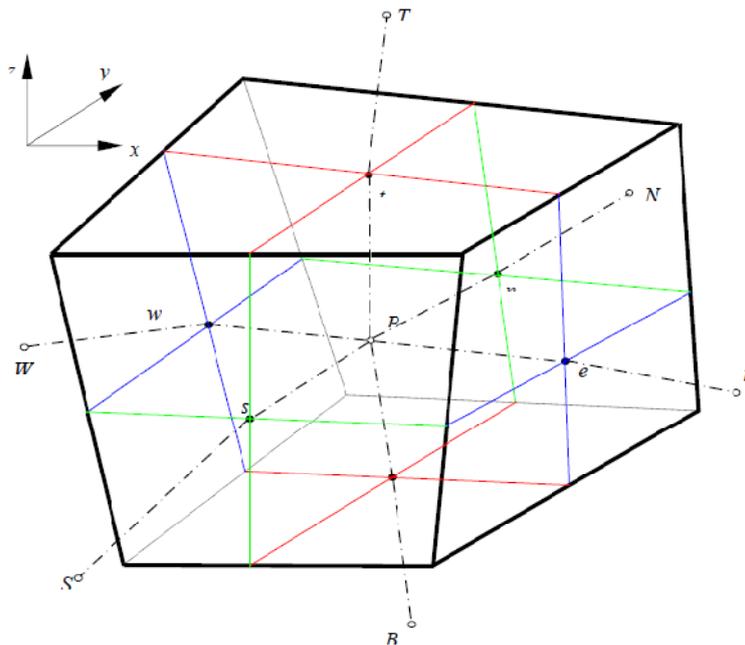


Fig. III.1. Volume de contrôle dans un maillage tri dimensionnel non orthogonal.

**4.2. Problème de diffusion :**

Considérons un problème de transport de diffusion pure, L'équation mathématique traduisant ce phénomène s'écrit comme suit :

$$\text{div} (\Gamma \text{grad} \phi) + S \phi = 0 \tag{III-1}$$

Où  $\Gamma$  : est le coefficient de diffusion,  $\phi$  est la variable de diffusion qui peut être température dans le cas d'un transfert de chaleur par conduction et S un terme source qui peut être ou ne pas être dépendant de la solution elle-même.

La clé de cette méthode réside dans le **théorème de la divergence** ou **théorème d'Ostragradski**, qui permet de transformer une intégrale de volume en une intégrale de surface.

$$\int_{cv} \text{div}(\Gamma \text{grad} \phi) dv + \int_{cv} S \phi dv = \int_A n(\Gamma \text{grad} \phi) dA + \int_{cv} S \phi dv = 0 \tag{III-2}$$

$A$  : surface développant le volume de contrôle  $CV$ .

$\mathbf{n}$  : vecteur unitaire normal à  $A$ .

### 4.3. La discrétisation :

Chaque nœud est entouré par un ensemble de surfaces qui comportent un élément de volume. Toutes les variables du problème et les propriétés du fluide sont stockées au nœud de l'élément. Considérant la forme moyenne des équations de conservation de la masse, quantité de mouvement et l'énergie, exprimées en coordonnées cartésiennes, ou sous la forme générale suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j) = 0 \quad (\text{III.3})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho U_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j U_i) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu_{\text{eff}} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right) \quad (\text{III.4})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \phi) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j \phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_{\text{eff}} \left( \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) \right) + S_\phi \quad (\text{III.5})$$

Où :

$\underline{\bar{\Gamma}}$  : est le terme de diffusion.

$S$  : est le terme source.

Ces équations peuvent être intégrées dans un volume de contrôle, en utilisant le théorème de la divergence de Gauss pour convertir les intégrales de volume en intégrales de surface comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \, dv + \int_S \rho U_j \, dn_j = 0 \quad (\text{III.6})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho U_i \, dv + \int_S \rho U_j U_i \, dn_j = - \int_S P \, dn_j + \int_S \mu_{\text{eff}} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \, dn_j + \int_V S_{u_i} \, dv \quad (\text{III.7})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \phi \, dv + \int_S \rho U_j \phi \, dn_j = - \int_S \Gamma_{\text{eff}} \left( \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) \, dn_j + \int_V S_\phi \, dv \quad (\text{III.8})$$

La première étape pour résoudre numériquement ces équations continues est d'employant des fonctions discrètes. Considérant maintenant un élément de maille isolé tel que celui montré ci-dessous (figure IV.2) :

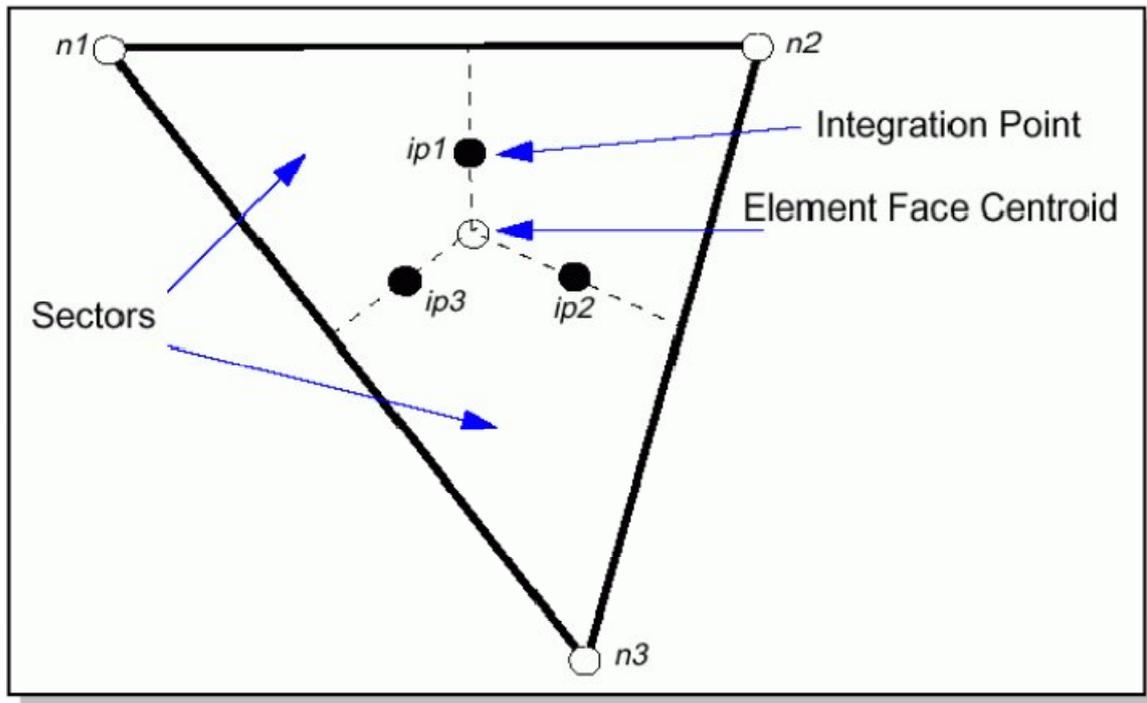


Fig. III.2. Présentation d'un point d'intégration dans un volume de contrôle.

Les points d'intégration **in** sont situés au centre de chaque segment de surface dans un élément 3D entourant le volume de contrôle. La forme discrète des équations intégrales sont écrites comme suit:

$$V \left( \frac{\rho - \rho^0}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} (\rho U_j \Delta n_j)_{ip} = 0 \quad (\text{III.9})$$

$$V \left( \frac{\rho U_i - \rho^0 U_i^0}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} m_{ip} (U_i)_{ip} = \sum_{ip} (P \Delta n_j)_{ip} + \sum_{ip} \left( \mu_{\text{eff}} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \Delta n_j \right)_{ip} + \bar{S}_u V \quad (\text{III.10})$$

$$V \left( \frac{\rho \phi - \rho^0 \phi^0}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} m_{ip} \phi_{ip} = \sum_{ip} \left( \Gamma_{\text{eff}} \left( \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) \Delta n_j \right)_{ip} + \bar{S}_\phi V \quad (\text{III.11})$$

Sachant que :

$V$  : est le volume d'intégration de la grandeur  $\Phi$ .

$ip$  : est l'indice d'intégration par point (intégration point.).

$\Delta n_j$  : est la surface d'intégration de la grandeur  $\Phi$ .

$\Delta t$  : est un intervalle de temps (timestep).

Notant qu'un schéma arrière du premier ordre a été utilisé dans cette équation.

L'indice supérieur 0 se rapporte au vieux niveau de temps. Le débit massique discret traversant une surface du volume de contrôle est donnée par :

$$\dot{m}_{ip} = (\rho U_j \Delta n_j)_{ip}^0 \quad (\text{III.12})$$

#### 4.4. Modèles de turbulence :

L'une des difficultés majeures de la résolution des équations de Navier-Stokes reste l'emploi d'un schéma de la turbulence indispensable pour la simulation de l'écoulement turbulent. Il s'agit alors de trouver le modèle qui peut prendre en compte avec précision la réalité physique de l'écoulement. Dans le CFX, plusieurs schémas sont disponibles dont une brève description est donnée ci-dessous :

- Soit le modèle (k- $\epsilon$ ).
- Le modèle RNG k- $\epsilon$ .
- The Standard k-w, BSL k-w, et Shear Stress Transport (SST) k-w,

Nous mettant lumière uniquement sur le modèle k- $\epsilon$ .

##### ➤ **Modèles (k- $\epsilon$ ) :**

Il est possible de développer des équations de transport similaires pour d'autres paramètres de la turbulence y compris le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $\epsilon$ . L'équation exacte de  $\epsilon$  contient cependant un certain nombre de termes non mesurables. Le modèle (k- $\epsilon$ ) présenté est le modèle développé par Launder et Spalding. Il comporte deux équations, l'une pour  $k$  et l'autre pour  $\epsilon$ . On utilise  $k$  et  $\epsilon$  pour définir une échelle de vitesse et une échelle de longueur  $l$  représentatives des grandes échelles de la turbulence comme suit :

$$u' = \sqrt{k} \quad \text{et} \quad l = \frac{k^{3/2}}{\epsilon} \quad (\text{III.13})$$

En utilisant la même approche que celle utilisée pour le modèle de longueur de mélange, on spécifie la viscosité turbulente comme suit :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \text{div}(\rho k \vec{C}) = \text{div}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \text{grad } k\right) + 2\mu_t E_{ij} E_{ij} - \rho \epsilon \quad \text{(III.14)}$$

Où  $C$  est une constante adimensionnelle.

Le modèle standard utilise les équations de transport suivantes pour  $k$  et  $\epsilon$ .

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \text{div}(\rho k \vec{C}) = \text{div}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \text{grad } k\right) + 2\mu_t E_{ij} E_{ij} - \rho \epsilon \quad \text{(III.15)}$$

$$\epsilon = \frac{\text{energie cinétique turbulente}}{\text{temps caractéristique des fluctuations}} = \frac{K}{L / K^{1/2}} = C_D \frac{K^{1/2}}{L}$$

Et

$$\frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \text{div}(\rho \epsilon \vec{C}) = \text{div}(\mu_t \text{grad } \epsilon) + \dots \quad \text{(III.16)}$$

D’où  $\epsilon$ : Le taux de dissipation de l’énergie cinétique turbulente en d’autres termes,  
 Taux de variation de  $k$  ou  $\epsilon$  + transport de  $k$  ou  $\epsilon$  par convection = Transport de  $k$  ou  $\epsilon$  par diffusion + Production de  $k$  ou  $\epsilon$  - Taux de destruction de  $k$  ou  $\epsilon$

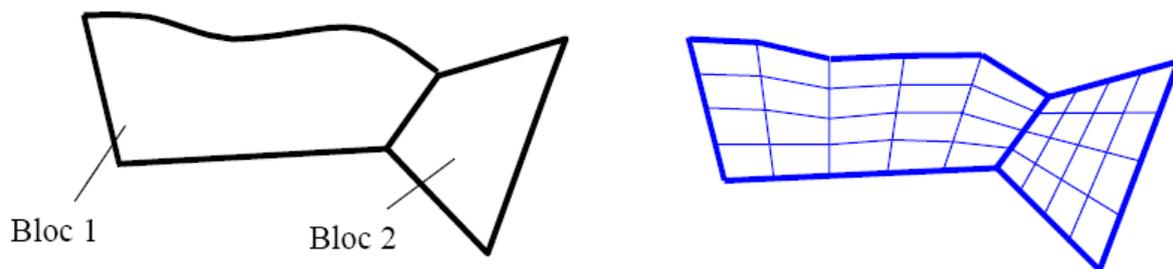
**5. Présentation du code de calcul :**

**5.1. Description générale :[33]**

A l’heure actuelle, il existe un certain nombre de codes tridimensionnels industriels conviviaux, permettant la prédiction d’écoulements fluides par la résolution des équations de Navier-Stokes grâce aux méthodes des volumes finis, des différences finies ou des éléments finis (ANSYS CFX 11.0, PHOENICS, FLUENT, STAR-CD, TRIO...).

Les logiciels CFX et FLUENT intègre dans ANSYS 11.0 commercialisé par AEA technology, modélise par la méthode des volumes finis, des écoulements très variés dans des configurations plus ou moins complexes. Pour plus d’informations sur ses capacités de modélisation, il est conseillé de se référer à la documentation du logiciel.

Le logiciel propose de nombreux modèles physiques et schémas numériques avec lesquels l'utilisateur est normalement en mesure de modéliser la quasi totalité des problèmes de base de la mécanique des fluides. Comme il apparaît difficile de décrire précisément des géométries très complexes, la grande particularité de CFX est de se reposer sur une structure multi-blocs et une grille suivant les frontières du domaine ("body- fitted grid"). L'utilisateur doit en effet subdiviser son domaine global en autant de blocs nécessaires à la bonne représentation de sa géométrie. Chaque bloc, pouvant prendre des formes complètement irrégulières, possède ensuite son propre maillage qui est rendu cohérent avec celui des blocs voisins par un système de , contraintes entre blocs (Figure IV.3).



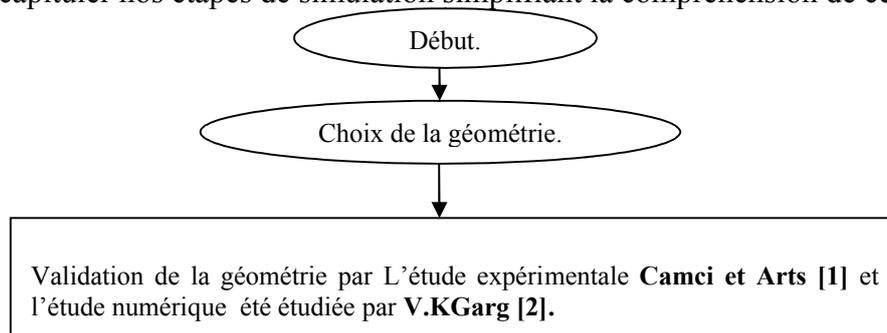
*Fig. III.3 .Exemple de géométrie avec son maillage.*

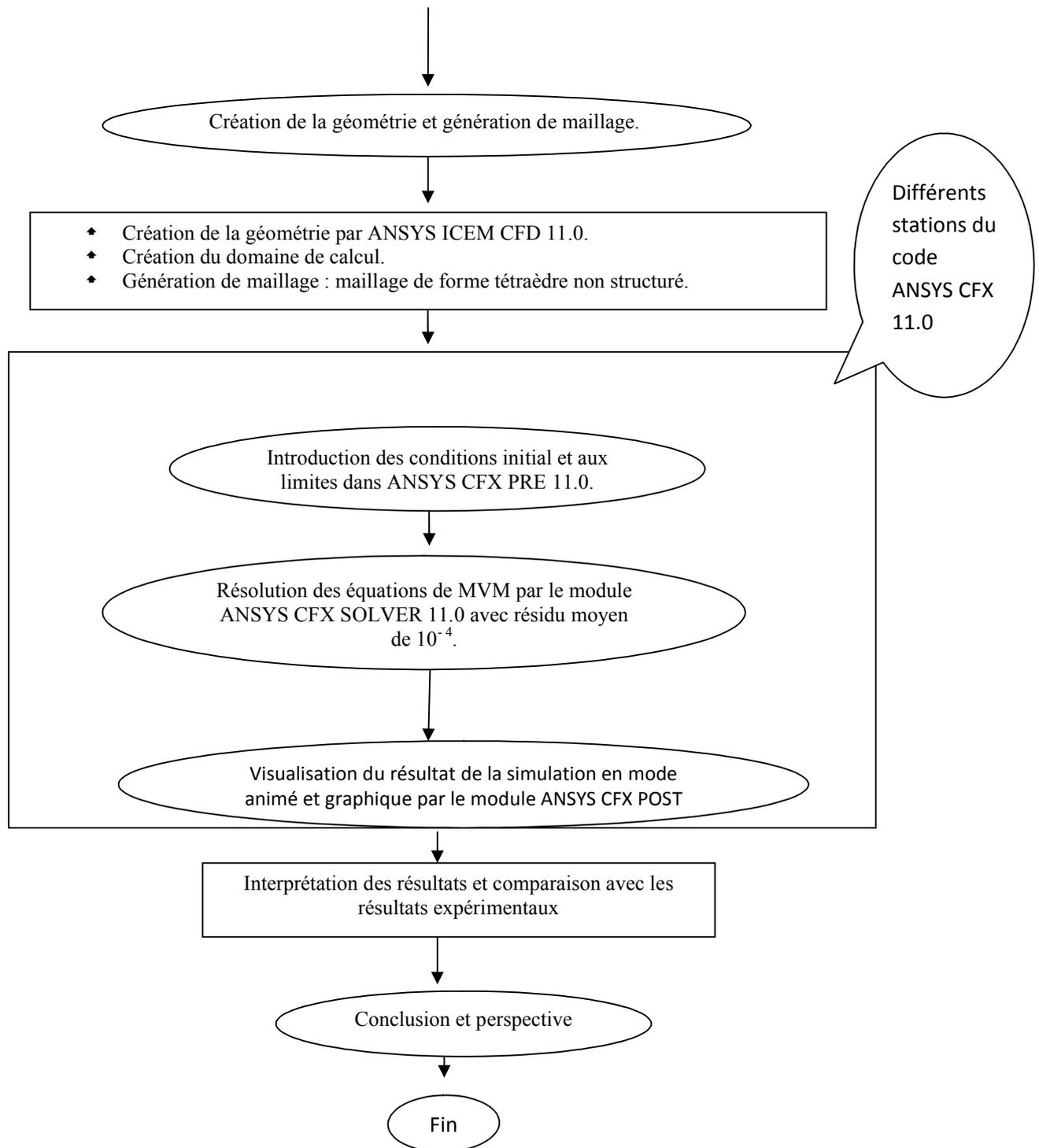
Dans ces conditions, pour simuler les écoulements dans des domaines potentiellement complexes et pour en interpréter les résultats, le logiciel intègre un code de maillage et trois autres modules principaux :

- La génération de géométrie et maillage (ICEM CFD) meilleur qui permet de préparer la configuration géométrique et de générer le maillage tétraèdre et hexaèdre.
- Le préprocesseur (CFX Pré) permet de définir le problème physique ainsi que les conditions aux limites du domaine physique de l'écoulement.
- Le solveur (CFX Solver) qui résout les équations modélisant le problème physique.
- Le post-processeur (CFX-Post) qui permet de visualiser les différents résultats à l'écran.

**- Algorithme de calcul de CFX :**

On peut récapituler nos étapes de simulation simplifiant la compréhension de ce chapitre :





*Fig. III .4.Etape de simulation CFX.*

### **5.2. La résolution numérique par la méthode aux volumes finis :**

Les trois grandes méthodes numériques utilisées dans les codes tridimensionnels sont les volumes finis, les différences finies et les éléments finis.

La méthode des volumes finis, choisie par le logiciel ANSYS CFX 11.0, consiste à discrétiser le domaine de l'écoulement en une multitude de volumes de contrôle (cellules) puis d'effectuer des bilans de masse, de quantité de mouvement... sur ces petits volumes. Pour cette raison, la formulation fait apparaître des intégrales triples de volume.

L'avantage déterminant des volumes finis par rapport aux autres méthodes est qu'ils sont conservatifs; en bref, tout ce qui sort d'un volume de contrôle entre dans un autre. Chaque équation continue est intégrée sur chaque volume de contrôle puis le théorème d'Ostrogratsky est utilisé afin de transformer certaines intégrales de volume en intégrales de surface.

### **5.3. Etapes de travail pour CFX :**

#### **5.3.1. Conditions initiales :**

Il faut fournir au modèle numérique des conditions initiales qui représentent l'état de base du modèle à l'instant où commence la simulation. Si les variables possèdent des valeurs initiales constantes, il est possible de les livrer de manière directe au logiciel.

#### **5.3.2. Conditions aux limites :**

Le logiciel donne le choix entre un certain nombre de types de conditions aux limites, très différentes les unes des autres et pouvant décrire les frontières d'un très grand nombre de domaines d'écoulements.

#### **5.3.3. Condition d'entrée et de sortie :**

##### **Inlet**

Généralement employée pour modéliser une entrée. En effet, les valeurs des variables de l'écoulement doivent être imposées sous forme de conditions de Dirichlet à l'exception de la pression pour les écoulements incompressibles. Le code n'exploite pas la formule classique la reliant à  $\mathbf{k}$  et  $\varepsilon$  car les valeurs estimées de  $\mathbf{k}$  et  $\varepsilon$  peuvent être dans certains cas très éloignées des vraies valeurs physiques et peuvent donc conduire à des erreurs importantes dans le calcul. Ce type de condition est très rarement utilisé en sortie, à moins de connaître précisément les différents profils grâce par exemple à des observations expérimentales.

### Le débit massique de frontière

Cette condition à la limite est souvent choisie lorsque le débit est connu mais pas le détail du profil de vitesse. Il faut savoir que la manière de traiter cette condition est différente selon qu'elle est utilisée pour une condition amont ou pour une condition aval.

Toutes les autres variables transportées doivent être définies directement grâce à des conditions de Dirichlet. Quand à la pression, elle est extrapolée des valeurs calculées au sein de l'écoulement.

Considérons de plus qu'aucune condition de pression n'est utilisée dans le domaine. Le rôle de l'utilisateur est d'imposer un débit au niveau de chaque sortie en contrôlant que la somme des débits de toutes les sorties est rigoureusement identique à la somme des débits de toutes les entrées sous peine d'arrêt brutal du logiciel.

### Condition de parois

Pour les écoulements laminaires, il est possible de prescrire, soit la valeur de la vitesse tangentielle (la vitesse normale étant imposée nulle), soit celle de la contrainte tangentielle, soit une relation combinant la vitesse tangentielle et la contrainte tangentielle. Le logiciel autorise également la spécification de la valeur des scalaires, de leurs flux ou d'une combinaison des deux. Malgré cela, la condition par défaut du logiciel est la condition de non-glissement (vitesse tangentielle nulle).

#### **5.3.4. L'intégration des conditions aux limites :**

Pour introduire numériquement l'ensemble de ces conditions aux limites, des cellules extérieures au domaine sont ajoutées par le logiciel et sont positionnées tout autour de la géométrie. Ainsi, les surfaces accueillant les conditions aux limites coïncident avec celles se trouvant entre les cellules extérieures et les premières cellules intérieures.

#### **5.3.5. Maillage :**

Afin de simplifier la procédure numérique, il semble assez naturel de vouloir, calculer l'ensemble des variables au niveau des mêmes points et donc d'intégrer toutes les équations sur le même volume de contrôle. Cependant, c'est au moment de la discrétisation que cela

pose souvent problème. En effet, la discrétisation de certains termes des équations exige la connaissance des composantes de vitesse aux centres des faces des cellules alors que nous les calculons aux centres des cellules elles-mêmes.

Pour contourner ce type de difficulté, la plupart des codes tridimensionnels se tourne en général vers la technique du maillage entrelacé pour la discrétisation spatiale. Les variables sont en effet toutes calculées aux centres des mêmes mailles pour simplifier le codage et la résolution mais également supprimer le coût du stockage des informations géométriques des trois grilles supplémentaires de chaque composante.

### **5.3.6. Le critère de convergence :**

Une procédure est convergente si toute erreur tend à décroître au cours des itérations. Elle a convergée lorsque les itérations ne produisent plus de changements significatifs sur les variables selon un critère qui doit être défini par l'utilisateur. Le critère de convergence est donc utilisé pour stopper le processus itératif lorsqu'il est satisfait.

## **1. Introduction :**

On a utilisé le code calcul CFX 11.0 pour le calcul de l'écoulement d'un fluide Compressible à travers une tuyère convergente divergente. Ce code est basé sur la résolution des équations de Navier Stokes utilisant la méthode des volumes finis. Cette simulation est constituée de trois étapes. La première consiste à déterminer le domaine numérique de calcul et par suite faire le maillage à l'aide du logiciel ICEM. La seconde étape est la simulation qui nécessite un choix des conditions aux limites et le champ initial. La dernière étape est le post processing, elle consiste à présenter les résultats obtenus sous forme de contours, vecteurs et courbes des variables pression, vitesse et nombre de Mach.

## **2 . Généralité sur l'avion de chasse SUKHOÏ 24 :**

### **2.1. Historique :**

Au début des années 60, les forces aériennes soviétiques avaient une carence importante dans leur arsenal. Leurs seuls bombardiers de pénétration à basse altitude étaient les anciens Yak-28 "Brewer" et "Firebar" et Il-28 "Beagle", qui se trouvèrent dépassés quand le nouveau F-111 "Aardvark" américain fut présenté en 1964.

Le bureau d'études de Sukhoï décida de s'inspirer du concept du F-111 pour concevoir un nouveau bombardier d'assaut tous-temps, le Su-24 "Fencer". Le "Fencer est doté une voilure à géométrie variable, qui offre l'avantage de pouvoir décoller sur une courte distance tout en conservant une vitesse de croisière élevée. Alors que les premières versions ne pouvaient emporter que 7 tonnes d'armement, 3 pylônes furent rajoutés, augmentant la charge offensive à 8 tonnes.

Le prototype du Su-24 vole en 1969, et est mis en service au milieu des années 70. La version majeure du "Fencer" est le Su-24M, fabriqué à partir de 1978. Equipé de systèmes de navigation et d'attaque plus performants permettant l'utilisation de bombes guidées laser, sa perche de ravitaillement lui assure en outre un rayon d'action tel qu'il peut atteindre les régions les plus éloignées de France et d'Ecosse.

Des versions de reconnaissance (Su-24MR) et de guerre électronique (Su-24MP) ont également été développées.

En tout, environ 1400 "Fencer" ont été construits, dont beaucoup ont été exportés. Le S-24 sera remplacé à terme par le nouveau Su-34.



*Fig. IV.1. L'avion de combat SU-24 en plein vol.*



*Fig. IV.2. vu de profile de l'avion SU-24.*

## 2.2. Variantes :

- Su-19 Fencer, Prototype 1969 .
- Su-24 Fencer A, Version améliorée.
- Su-24 Fencer B, Nouvelles améliorations et apparition d'un parachute dans la queue.
- Su-24 Fencer C, Nouvelle électronique.
- Su-24M Fencer D, Principale version, avionique évoluée, introduction du radar de suivi de terrain, du système d'attaque et de désignation de cibles, 1983.
- Su-24MR Fencer E, version de reconnaissance .
- Su-24MP Fencer F, version de reconnaissance électronique et de lutte antiradar.
- Su-24MK, version du Su-24M destinée à l'exportation.

## 2.3. Bref histoire sur la vie de concepteur de réacteur Al-21 :

Arkhip Mikhaïlovitch Lyoulka né en Russie le 24 mars 1908 à Zavarka, district de Kiev, Ukraine ; 1<sup>er</sup> juin 1984 à Moscou) était un constructeur de moteurs d'avions soviétique d'origine ukrainienne.

Lyoulka venait d'un petit village près de Kiev ; l'un de ses maîtres d'école était le célèbre mathématicien Mykhaïlo Pylypovytych Kravtchouk Il termina sa scolarité en 1931 au lycée de Kiev. Il intégra ensuite l'usine de générateurs Charkov puis rejoignit en 1933 l'institut aéronautique de cette ville. Dès 1934, il commença ses recherches en vue de développer une turbine à gaz. En 1937, il prit la direction du collectif, mais resta à l'institut jusqu'en 1939. En 1940, son premier moteur à réaction fournissant une poussée et muni d'un compresseur axial, le RD-1, était prêt à être testé en vol. Ceci fut rendu impossible en raison de la Seconde Guerre mondiale.

Pendant et après le conflit, Lyoulka et son collectif construisirent un grand nombre de moteurs à réaction.

En 1958, il reçut le titre de docteur et devint membre correspondant de l'Académie des sciences de Russie. Il reçut aussi de nombreuses distinctions dont l'Ordre de Lénine.

## 2.4. Les moteurs réalisés :



FIG IV.3. Le moteur Lyoulka AL-21.

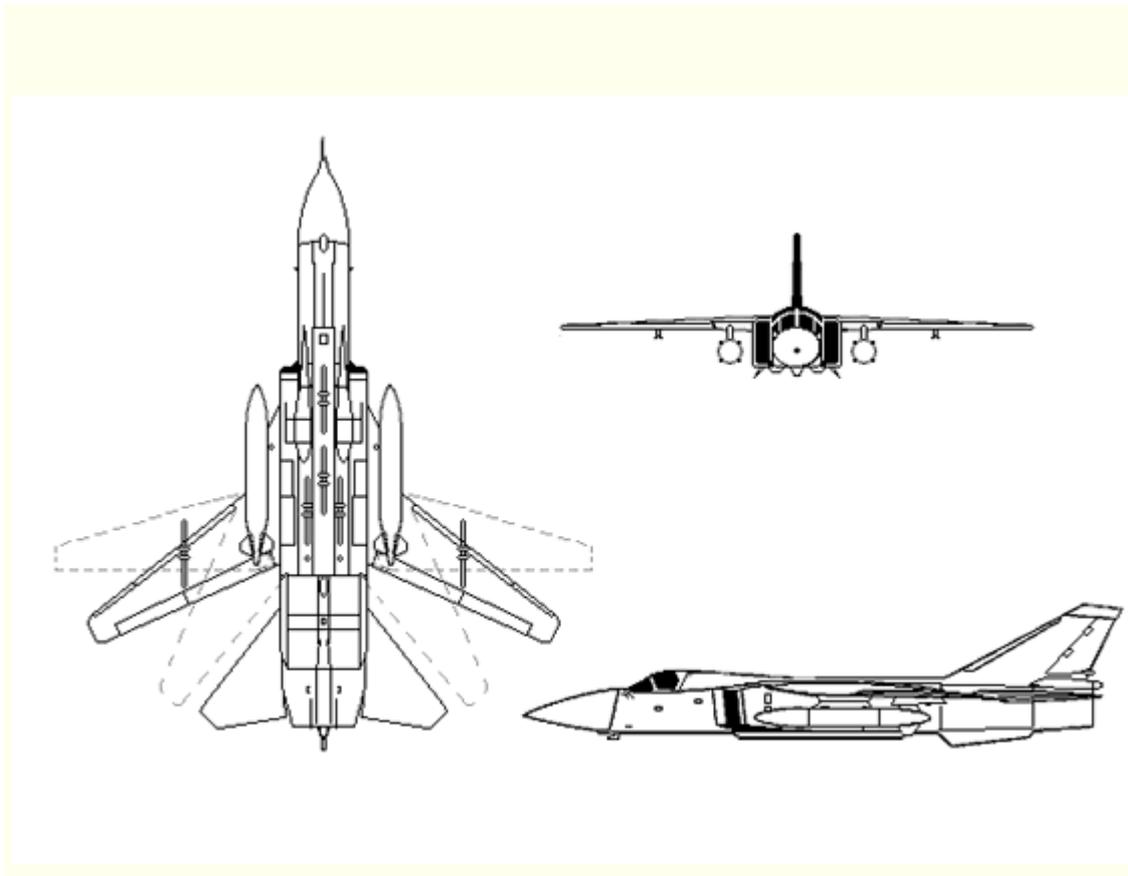
- Lyoulka AI-7 équipant le SUKHOI Su-9.
- Lyoulka AL-21 équipant les Su-17/20/22 et Su-24.
- Lyoulka AL-31 équipant les Su-27 et Su-30.
- Lyoulka AL-35 équipant le Su-27.
- Lyoulka AL-41 équipant les Su-37 et Mig MFI.

## I.5. Fiche technique :

Tableau IV.1. Fiche technique.

<b>Avion su24</b>	<b>Longueur</b>	24,6 m
	<b>Hauteur</b>	6,19 m
<b>Masses</b>	<b>À vide</b>	22 300 kg
	<b>Maximale</b>	39 570 kg
<b>Performances</b>	<b>Vitesse maximale</b>	2 320 km/h (Mach 2,35)
	<b>Plafond</b>	16 500 m

	<b>Distance franchissable</b>	2 500 km
<b>Armement</b>	<b>Interne</b>	1 canon GSh-6-23M de 23mm
	<b>Externe</b>	Bombes lisses, guidées (Laser et TV) et nucléaires, roquettes, missiles
<b>Voilure</b>	voilure déployée	17,64 m
	voilure repliée	10,37 m
<b>Moteur</b>	<b>Moteur</b>	Saturn/Lyulka AL-21F-3A
	<b>Nombre</b>	2



*Fig. IV.4. Le SU-24 sur différentes plans.*

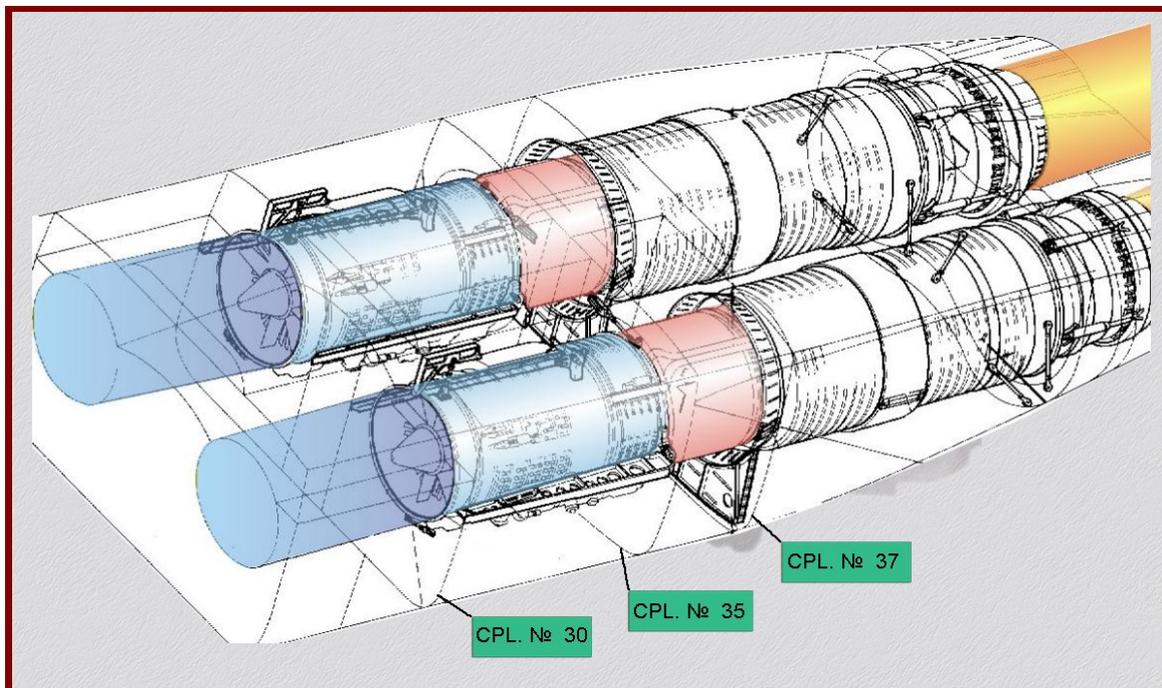
### 3. Groupe Réacteurs Description et fonctionnement :

#### 3.1 . Généralité :

Le groupe réacteurs de l'avion SU-24 MK comprend deux réacteurs avec accessoires assurant l'alimentation en énergie électrique des consommateurs de bord ainsi que les systèmes de bord desservant les réacteurs.

Parmi les systèmes de bord se classent :

1. Le système d'alimentation en combustible.
2. Le système d'alimentation d'appoint des blocs de démarrage des réacteurs en oxygène.
3. Le système anti-incendie.
4. Le système de protection à jet des entrées d'Air et le système anti-g ivre des entrées d'Air.
5. Le système d'aspiration d'air et d'échappement des gaz du turbo démarreur.
6. Le système de démarrage, de commande des réacteurs et les instruments de contrôle du groupe réacteurs.
7. Le système de prévention et d'annulation du pompage.



*Fig. IV.5. Groupe moteur de l'avion SU-24.*

**NB :**

Concernant la description du système anti-incendie consulté le thème N° 11 partie cellule.  
Concernant la description du système de protection à jet des entrées d'air et du système antigivre des entrées d'air consulté le thème N° 07 partie cellule.

**3.2. Description:**

L'avion est équipé de deux réacteurs à compresseur axial et à chambre de postcombustion. Un réacteur comprend les ensembles principaux qui suivent :

- 1- Un compresseur axial à 14 étages avec des aubes directrices réglables (de stator).
- 2- Une chambre de combustion turbo annulaire à douze (12) tubes à flamme.
- 3- Une turbine axiale à trois (03) étages avec ailettes refroidies de 1<sup>ier</sup> étage et aubes Distributrices de 1<sup>ier</sup> et de 2<sup>ième</sup> étages.
- 4- Une chambre de postcombustion à écoulement directe avec trois anneaux accroche-flammes (Stabilisateurs de flamme).
- 5- Une tuyère d'éjection supersonique convergente-divergente entièrement réglable.
- 6- Réducteurs d'entraînement des accessoires du moteur et des accessoires de la cellule.

Le réacteur est équipé :

- a) D'un système de graissage autonome du type fermé.
- b) D'un système d'alimentation en combustible et de régulation.
- c) D'un système de commande des volets de la tuyère assurant un déplacement synchrone des volets et la rétention de ceux-ci en position requise en conformité avec le signal en provenance de R.S.F-53B.
- d) D'un système de commande des groupes directeurs réglable du compresseur ayant pour fonction de faire varier l'incidence des aubes de stator du compresseur en conformité avec le programme affiché suivant la vitesse de rotation réduite et de retenir les aubes de stator en position prescrite .
- e) D'un système de refroidissement de la turbine, prévu pour amener de l'air de refroidissement prélevé en aval du compresseur. Le système de refroidissement comprend un mécanisme de by-pass d'air et le groupe de commande du système de refroidissement.

f) D'un système de démarrage du réacteur et d'allumage de la postcombustion. La mise en marche du réacteur est effectuée par un turbo démarreur TC-21 permettant d'assurer un démarrage autonome. L'automatisation des procédés de lancement du réacteur au sol et du rallumage en vol, la ventilation du réacteur, l'allumage et l'extinction de la postcombustion sont assurés par un panneau de commande A.P.D-89F.T installé à bord de l'avion. Le temps de démarrage du réacteur au sol pour toutes les conditions climatiques fait, à partir de l'instant d'enfoncement du bouton démarrage jusqu'à l'établissement du régime Gaz au ralentie, 50 s au plus.

g) D'un système anti-g ivre du réacteur.

h) D'un système de prélèvement de l'air pour les besoins de la cellule :

- En aval du 13<sup>ième</sup> étage (dernier étage) du compresseur : pour le système de Conditionnement et de chauffage de la cabine.
- En aval du 7<sup>ième</sup> étage du compresseur : pour la mise sous pression des réservoirs à combustible.
- En aval du 13<sup>ième</sup> étage du compresseur : pour le système de protection à jet des réacteurs, pour le système anti-g ivre de la verrière et des entrées d'air.

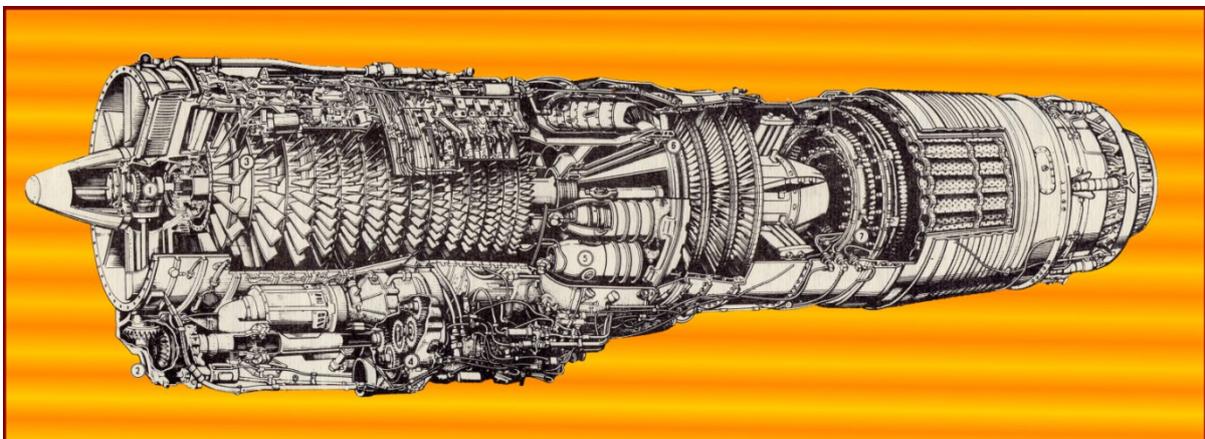
i) D'un système de contrôle de fonctionnement du réacteur comprenant les transmetteurs-indicateurs et l'appareillage d'enregistrement.

j) D'un système pare-rafales avec bloc B.P.S-89P.

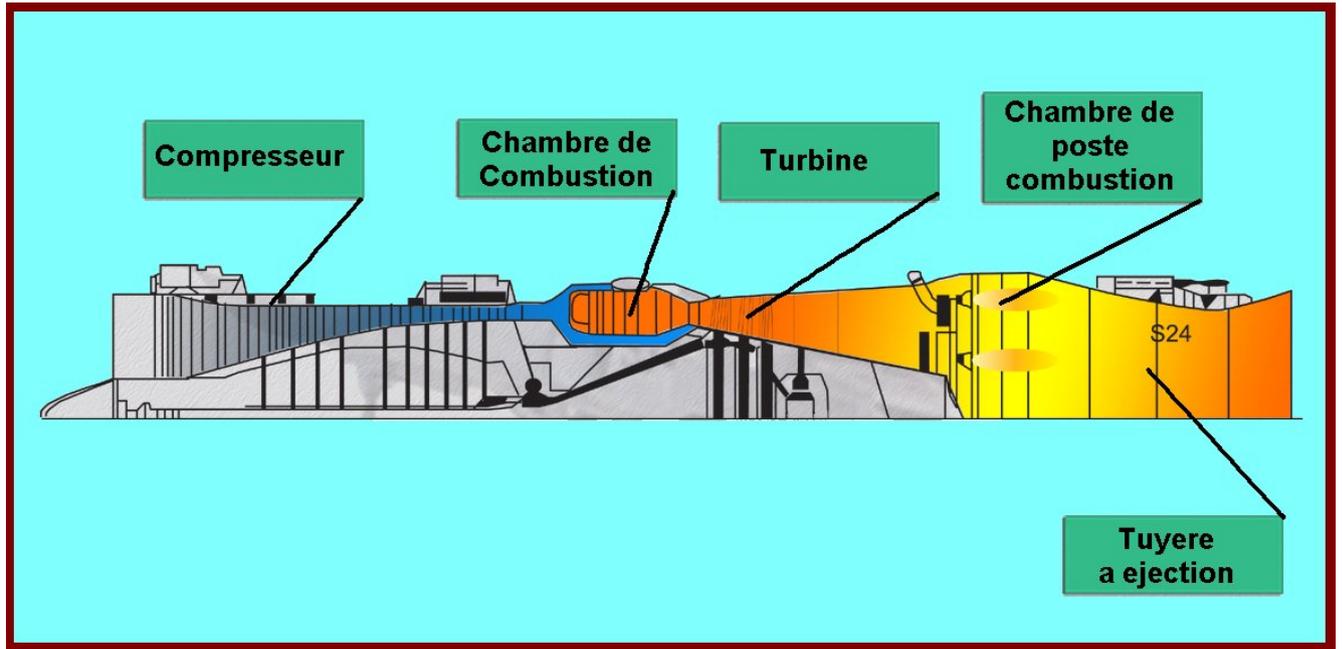
k) D'un système de signalisation et de commande avec bloc de signaux discrets B.D.DK-89.

Le contrôle de fonctionnement des réacteurs est opéré aux instruments et voyants (lampes) installés dans le poste de pilotage.

l) D'un système de refroidissement des réacteurs.



*Fig. IV.6. Réacteur AL-21.*



*Fig. IV.7. Les composants principaux du réacteur.*

### **3.3 .Fonctionnement de moteur:**

Au début le turbo starter démarre et entraîne l'arbre du moteur (rotor du compresseur) par l'intermédiaire du réducteur inférieur, la commande intermédiaire et la commande centrale (du système de transmission). Puis le rotor du compresseur entraîne la turbine, qui aspire et comprime l'air, et l'envoie dans la chambre de combustion, à cette chambre a lieu la combustion continue du combustible livré par douze injecteurs, le flux des gaz ayant la température et la pression élevées arrive à la turbine à trois étages, où la partie considérable de son énergie disponible est utilisée pour l'entraînement du compresseur puis la commande des groupes et accessoires auxiliaires (accessoires du moteur et accessoires de la cellule). Après la turbine le flux à gaz ayant la pression excessive, passe par la chambre de postcombustion et s'échappe par suite de la tuyère avec une vitesse beaucoup plus grande que celle d'entrée au moteur.

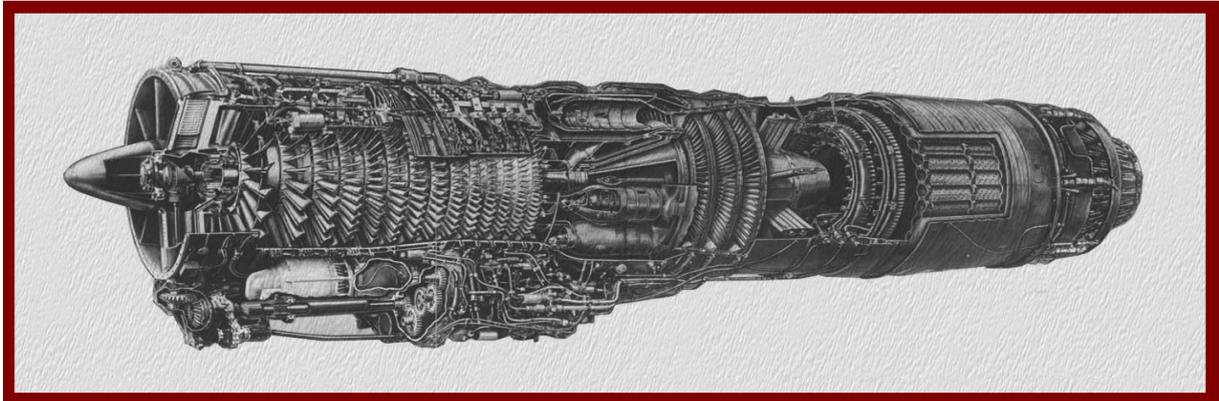
La chambre de postcombustion disposée entre la turbine et la tuyère réactive, sert à augmenter sa poussée pour une courte durée. La chambre de postcombustion, une fois ce régime est branché, reçoit le combustible qui sera brûler en utilisant l'oxygène du flux de combustion sortant de la turbine (combustion supplémentaire). Ce la fait que la température du gaz derrière la tuyère augmente, ce qui augmente l'accélère d'échappement des gaz de la veine de la tuyère à réaction par conséquent augmente la poussée du moteur.

Le démarrage au sol se fait moyennant le turbo Starter, par contre en vol se fait moyennant l'autorotation du compresseur ( $N\% \geq 15\%$ ) automatiquement ou par branchement d'alimentation d'appoint d'oxygène manuellement.

#### **4. Caractéristiques générales et performances principales du réacteur:**

##### **4.1 . Introduction :**

Le réacteur de l'avion SU-24 MK Référence : AJI21Φ3(AL21F3) est destiné à la création de la poussée et à la commande des accessoires et à alimenter le système de conditionnement ; et tous les systèmes fonctionnent avec de l'air produit par le compresseur : comme la protection des entrées d'air, le système de graissage et la surpression des réservoirs.



*Fig. IV.8. Réacteur de l'avion SU-24 MK Référence AL21F3*

##### **4.2. Type du réacteur:**

Turbo réacteur avec C.P.C.

##### **4.3. Désignation :** Article 89 dans livre moteur.

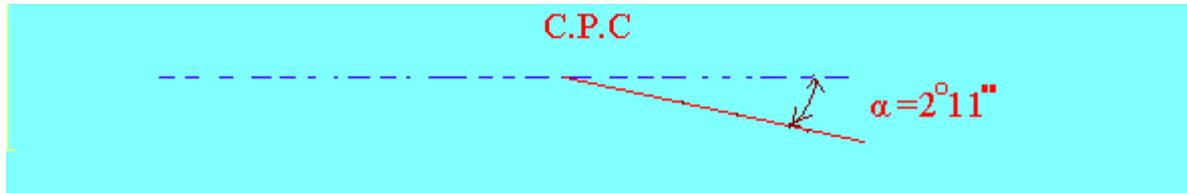
##### **4.4. Caractéristiques générales du moteur :**

-1- Ce réacteur Possède :

- Un compresseur axial, et une chambre de combustion mixte .
- Un stabilisateur de fréquence de la génératrice à courant alternatif (PGL-30ml).

- Un groupe d'allumage A30K, installer au-dessous de compresseur.
- 2- Ce réacteur est de série T à un angle d'inclinaison de la chambre de poste combustion C.P.C.

$$\alpha = 2^{\circ}11'$$



*Fig. IV.9. Angle d'inclinaison de la chambre de poste combustion C.P.C.*

- 3- Ce réacteur est monté sur l'avion « T6° ; T6°MK (SU-24 MK) ; T6MPK (SU-24MRK); C-54K (SU-22) ».

#### **4.5. Performances principales du réacteur :**

- 1- Poids du réacteur à sec  $m = 1800$  Kg.
- 2- Longueur du réacteur : au régime MAX  $L_{\max} = 5338$  mm.  
Au régime PC  $L_{PC} = 5311$  mm.
- 3- Longueur du réacteur sans tuyère  $L_{\text{без форс трий}} = 3330$  mm.
- 4- Diamètre intérieur du compresseur à l'entrée  $\Phi_{\text{г кок}} = 885$  mm.
- 5- Diamètre de la chambre de poste de combustion  $\Phi_{\text{фк}} = 1030$  mm.

##### **4.5.1. Compresseur :**

Compresseur axial à aubes orientables, nombre d'étage  $Z = 14$ .

##### **4.5.2. Chambre de combustion :**

Turbo annulaire (mixte), à douze (12) tubes à flamme.

##### **4.5.3. Turbine :**

Axiale, active à réaction, refroidie, nombre d'étage  $Z = 3$ .

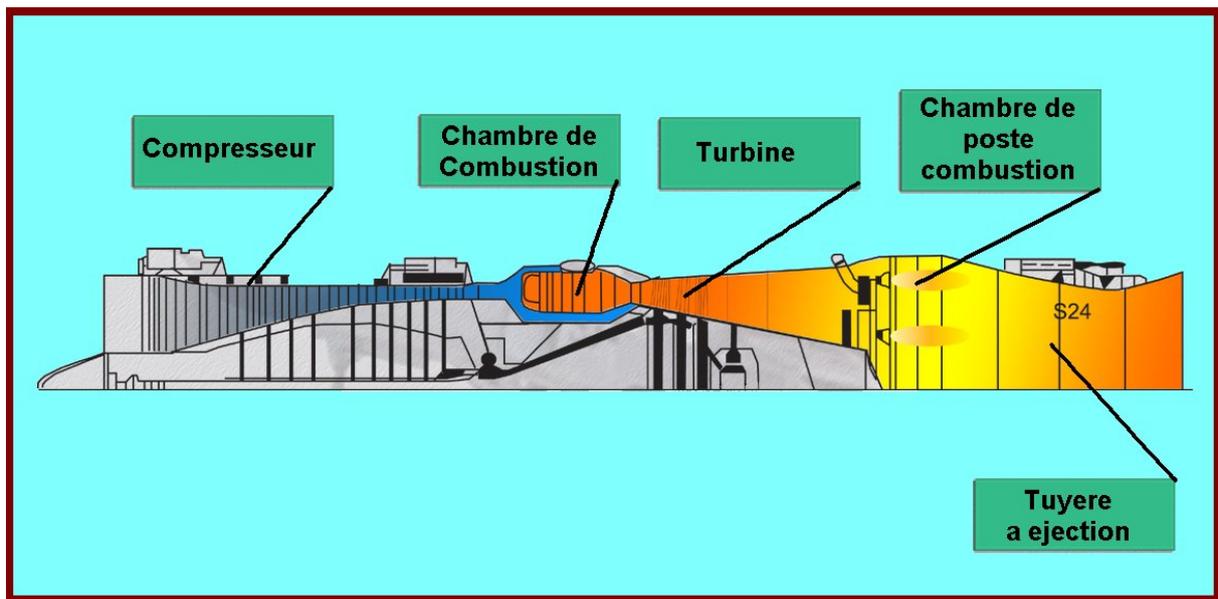
##### **4.5.4. Chambre de poste de combustion :**

A trois (03) stabilisateurs de flamme, d'écoulement direct.

#### 4.5.5. Tuyère :

De type supersonique et à réaction réglable à tous les régimes, d'après le livret moteur chaque avion :

- 1- Diamètre de la tuyère au régime mini = 785 mm.
- 2- Diamètre de la tuyère au régime max = 602 mm.
- 3- Diamètre de la tuyère au régime PC mini  $\Phi_{P.C \text{ min}} = 720 \text{ mm.}$
- 4- Diamètre de la tuyère au régime PC max  $\Phi_{P.C \text{ max}} = 744 \text{ mm.}$



*Fig. IV.10. Les composants principaux de réacteur.*

#### 4.6. Système du contrôle du moteur :

Le système de contrôle des paramètres du moteur comprend les capteurs, les indicateurs et l'équipement d'enregistrement de bord.

Pour contrôler le fonctionnement du moteur en vol, il faut le contrôler et régler au sol :

- 1- Le bloc des signaux discrets BDK-89.
- 2- L'équipement d'enregistrement de bord «Течрег-У3».
- 3- Le compteur de fonctionnement des régimes CHP-1.

### 4.6.1 Appareillage de contrôle du moteur:

Tableau .IV.2.Appareillage de contrôle du moteur.

Paramètre	Capteur	Indicateur (instrument) où lampe
Nombre des tours	DTE-1 DTE-2	TA-6 A
T°4 [° C]	T-99	IA-11
T°4 de turbo starter [° C]	T-9	ITG-1
Signalisation d'allumage de la chambre de poste de combustion	T-109	Lampe verte forçage
Signalisation au démarrage	APD-89FT	Lampe verte START
Signalisation du système de graissage СИГНАЛ СИСТ СИЛДКИ Р (SIGNAL DE SYSTEME SILDKI P)  huile $\leq 1.4$ Kgf/cm <sup>2</sup> T° huile $\geq 215$ ° C	1- SDUT -1,4 2- SP -77  envoi le signal vers la cabine par BDK-89.	Lampe rouge  une faille tour circulation roulement  Ordre réduisez le Nombre de tours
Signalisation du branchement de refroidissement de la turbine	MC-1	Lampe rouge  tour circulation roulement $\leq 95$ %  Si elle clignote indique la mise en marche du refroidissement de la turbine
Elévation de température T°4 = $70 \pm 15$ °C Sur la norme de plus	PT-12- 3C	Lampe rouge  T°– Moteur
Vibration moteur		Lampe rouge

Ny > 80 mm/s ; Nt < 80 % Ny > 50 mm/s ; Nt > 80 %	MB-27	VIBRATIONS
Signalisation d'incendie	Thermocouples	INCENDIE
Présence des copeaux métalliques (de limaille - huile)	Filtre B.C	Lampe jaune Profilage à l'huile
Température de carburant T° Carburant > 105 °C	ББДК-89	Lampe jaune T° CARBURANTS

Le contrôle du fonctionnement du moteur se fait selon les appareils (capteurs), les panneaux et les lampes du tableau de bord dans la cabine de l'avion :

Pour le contrôle automatique durant le fonctionnement du moteur et de sa commande on emploie le bloc des signaux discrets BDK-89., qui comparent les paramètres fournis par les capteurs avec les paramètres de consigne (introduit au sol au bloc des signaux discrets БДК-89) et, en cas de différence in tolérer, envoie les signaux aux systèmes d'avertissement et de commande. le bloc des signaux discrets BDK-89.des moteurs gauches et droits est alimenté par les interrupteurs :

-1- avionique et de puissance 1.

.

-2- avionique et de puissance 2.

#### **4.6.2. les signaux envoyer par le bloc BDK-89:**

54 %≥ Si n pour la connexion de l'alternateur au réseau de bord

80 %≥ Si n pour l'engagement du régime de postcombustion et la fermeture du volet d'échappement du démarreur à turbine TC – 21.

94 %≥ Si n C pour le° 600≥ou T4 branchement du refroidissement de la turbine et pour la signalisation du branchement du refroidissement de la turbine.

C donne le БЫСОКАЯ ТЕМПЕРАТУРА В Т4;° 830= Si T4.

C déconnecte les appareils d'amorçage de la° 850= Si T5 postcombustion, branche la lampe ФОРСАЖ du moteur gauche (droit).

Branche le panneau СБРОСЬ ОБОР. ЛЕВ. (ПРАВ.) Si :

$80 \% < 1,4 \text{ kg/cm}^2 \text{ à } n < P_m$ .

$80 \% \geq 1,9 \text{ kg/cm}^2 \text{ à } n < P_m$ .

$C^\circ 200 \geq t_m$ .

Branche le panneau ВИБРАЦ. ЛЕВ. (ПРАВ.) Si

$80 \% \leq n < 88 \text{ mm / sec à } 54 \% \geq V_{\text{вибр}}$ .

$55 \text{ mm / sec à } n \geq V_{\text{вибр}} > 80 \%.$

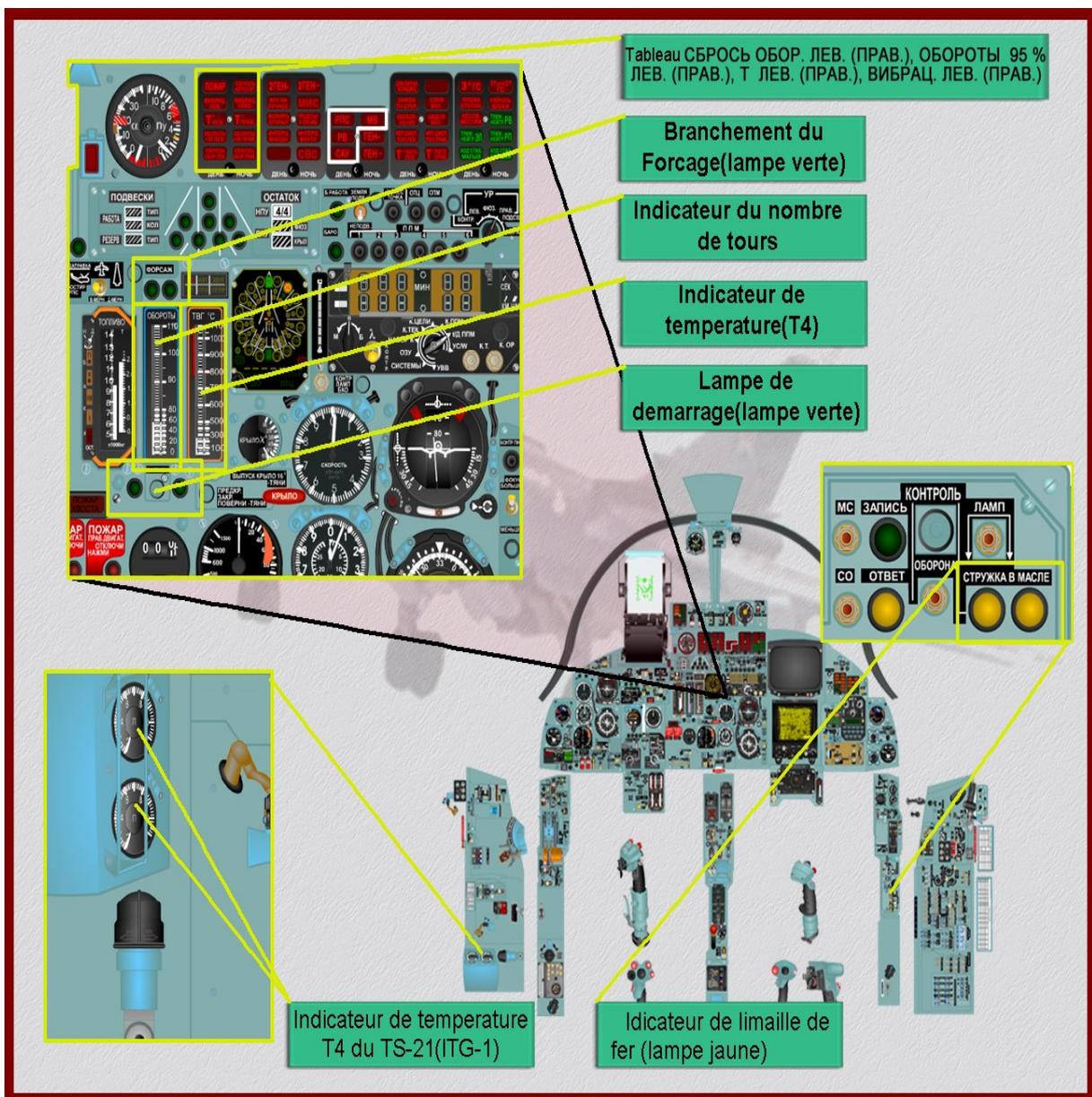




Fig. IV.11. Les signaux envoyés par le bloc BDK-89.

**4.7 Paramètres principaux des régimes de fonctionnement du moteur:**

Les paramètres du moteur sont données dans les conditions atmosphériques standard

A :

P = 760 mm/Hg.

T° = 15 °C.

Au sol H = 0 m. La vitesse de l'avion Vi = 0.

Le nombre des tours N% = 100 % correspond à 8400 tours/min.

Tableau. IV.3. Régime de fonctionnement de moteur.

Régime Paramètre	Forçage		Maximum	Régime spécifique de consommation de carburant	Ralentie
	Max	Min			
Poussé [Kgf]	11200	9700	7800	3300 à 4500	< 350
Nombre de tours [%] [tours/min]	99 ± 0.5			84 à 88	67±2
			8316	7060 à 7400	5630
T° gaz derrière la turbine T° <sub>4</sub> [°C]	730 à 770			600	≤ 450
Temps de fonctionnement des moteurs permis au sol t [s]	20s		30s	Illimité	≤ 10 min

Consommation spécifique de carburant [Kg/s]	1.86 <sup>+0,04</sup>	1.36 <sup>+0,04</sup>	0.88 <sup>+0,04</sup>	0.78 <sup>+0,03</sup>	≤ 900 Kg/h
T° gaz devant la turbine T°3 [°C]	1100			680-780	480
Débit d'air [Kg/s]	104			80-90	30

**Tableau. IV.4.** Paramètres dans les conditions atmosphériques non- standard.

Régime Paramètre	Forçage		Maximum	Régime spécifique de consommation de carburant	Ralentie
	Max	Min			
Poussé [Kgf]	11050	9550	6750	3300 à 4500	≤ 350
Nombre de tours [trs/min] ou [%]	8316			6840 à 7400	5630
	99 ± 0.5			82 à 88	672
T° gaz devant la turbine T°3 [°C]	1380+5			900 à 1070	700
Taux de compression	14.3 <sup>+0.25 à 0.45</sup>			11 à 14	3.3
Consommation spécifique de carburant (Taux)	1.86 Kg/s	1.36 Kg/s	0.88 Kg/s	0.78 Kg/s	≤ 900 Kg/h
	Indique le taux de consommation				Indique le débit
Consommation D'air [Kg/s]	102+2			72 → 88	30
Temps de fonctionnement des moteurs permis au sol des	25s			Non limité	≤ 10 min
T°4 [°C]	D'après le formulaire de chaque moteur, d'après la ligne tracée sur l'indicateur de température IA-11(IA-11)			600	450

Le temps de rotation folle de la turbine dès le moment où le carburant n'arrive plus au moteur :

Est au moins 50 secs ( $t \geq 50$  secs).

Le rythme du déplacement de la manette de gaz lors de la reprise : 1,5 à 2 secs.

Le temps de reprise en vol :

De RALENTIE (MГ) jusqu'au MAXIMUM (M) : de 4 à 7 SECS.

De RALENTIE (MГ) jusqu'au POSTCOMBUSTION MAX :  $\leq 8$  SECS.

De MAXIMUM (M) jusqu'au POSTCOMBUSTION MAX :  $\leq 3$  SECS.

#### **4.8. Carburant et huile utilise dans le réacteur:**

L'avion utilise trois (03) types de carburant T-1 ; TC-1 et PT avec une densité de : 0,83 à 0,755 et l'huile (MACЛЮ) ИПМ-10, ВНИИ-НР-50-1.4Ф ((l'huile) IPM-10, VNII-Hr-50-1.4F)

Une consommation d'huile égale = 0,6 litres/h, actuellement en utilise le huile ASTO-390 (AEROSCHEL TURBO OIL).

#### **4.9. Parties et Système du réacteur:**

##### **4.9.1. PARTIES PRINCIPALES DU MOTEUR :**

- 1- Compresseur.
- 2- Chambre de combustion.
- 3- Turbine à gaz.
- 4- Chambre de poste de combustion.
- 5- Tuyère.
- 6- Turbo starter TC-21.
- 7- Réducteur de la commande des accessoires.

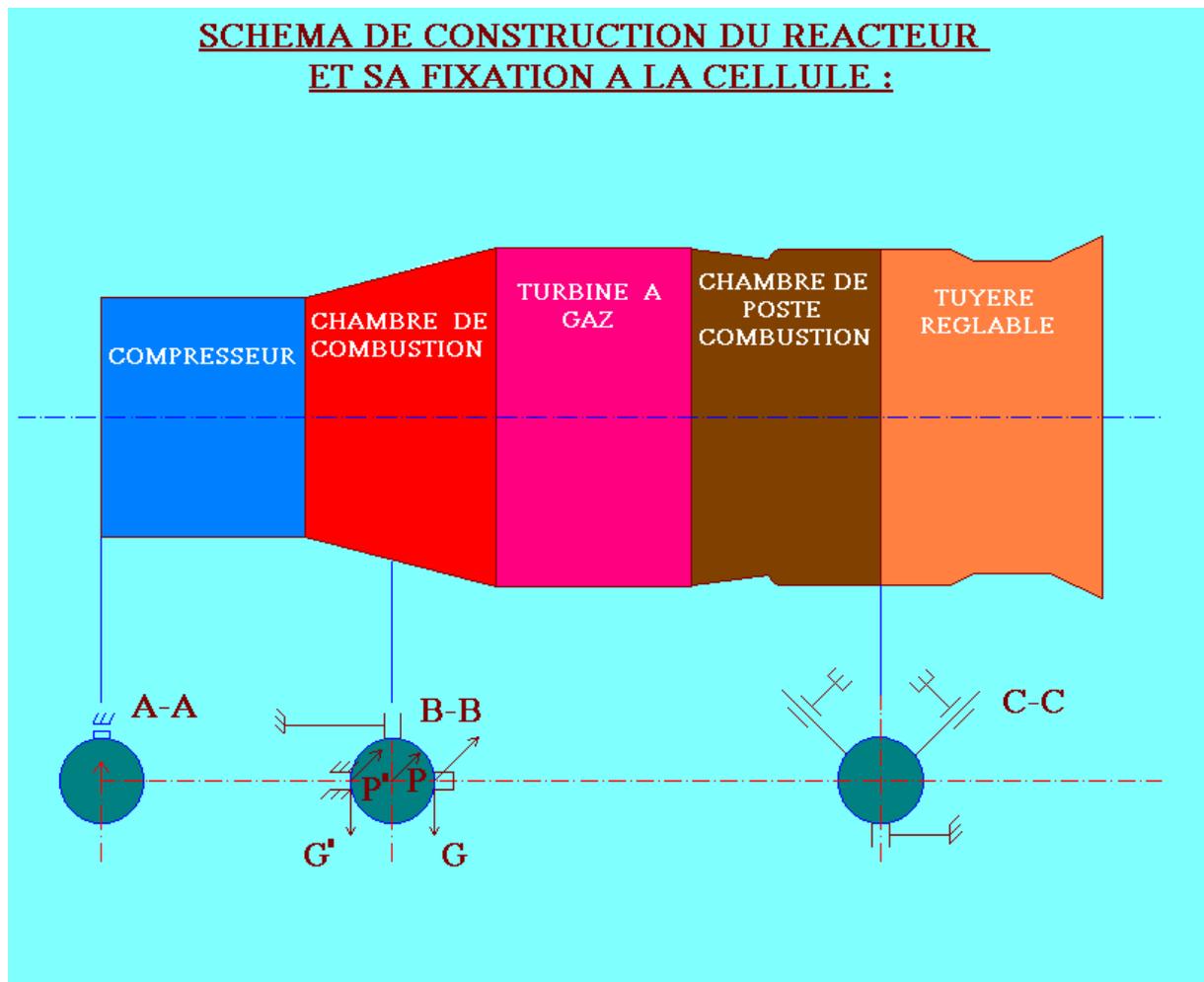
##### **4.9.2. SYSTEMES DU MOTEUR :**

- 1- Système d'alimentation en carburant et de régulation :
  - De consommation de carburant.
  - De commande des groupes de compresseur.
  - De commande des volets de la tuyère de consommation.
- 2- Système de commande du refroidissement de la turbine.
- 3- Système de graissage et de soufflage.

- 4- Système de démarrage.
- 5- Système anti-pompage.
- 6- Système électrique.
- 7- Système de contrôle automatique du fonctionnement du moteur.
- 8- Système de contrôle au sol.
- 9- Système d'enregistrement des paramètres TECTEP-Y3.
- 10- Système de refroidissement, d'échauffement et ventilation.
- 11- Système de dégivrage.

#### 4.10. Schémas de construction du réacteur et sa fixation à la cellule :

B



*Fig. IV.12. Schéma de construction du réacteur et sa fixation à la cellule.*

**La coupe A-A :**

Reçoit une partie de poids du réacteur et retient le moteur contre la rotation relative par rapport à l'axe longitudinal de l'avion.

**La coupe B-B :**

On a trois (03) fixations, deux (02) points, une (01) à gauche et une (01) à droite qui sont principales et qui reçoivent le poids du réacteur, la poussée et aussi le couple de torsion.

Le troisième point de fixation est un point supplémentaire qui reçoit la force latérale lors des virages.

**La coupe C-C :**

Passant par la tuyère avec trois points de fixation, deux (02) points reçoivent le poids de la tuyère, et le troisième point fait le guidage de la tuyère relativement à l'axe longitudinal.

**4.11. Restrictions d'emploi du groupe réacteur :**

✚ -La vitesse de rotation maximale du moteur aux régimes maximal et de postcombustion sur terre est limitée à la valeur  $n \leq 99 \square 0,5 \%$  ce qui assure la garantie de l'intégrité du rotor du moteur sous l'effet des grandes forces centrifuges.

✚ L'engagement de la postcombustion se fait :

-1- Dans toute la gamme des vitesses utilisées aux altitudes jusqu'à 5000 m ;

-1- A la vitesse au moins 450 km/h aux altitudes plus de 5000 m.

La fiabilité de l'engagement de la postcombustion à la  $H > 5000$  m et à la  $V_{np} < 450$  km/h n'est pas garantie vu la pression d'air insuffisante à la chambre de postcombustion, et donc, la turbulence faible du flux, qui ne peuvent pas assurer le bon mélange du combustible et du gaz et l'inflammation sûre du carburant de postcombustion.

Pour chaque moteur en vol on peut engager sept postcombustions (07 PC). Cette restriction est fonction de la réserve d'oxygène utilisé pour l'allumage sûr du combustible dans les blocs de démarrage de la chambre de postcombustion.

En vol on peut faire cinq ré allumages (05 ré allumages y compris les tentatives de démarrage) du moteur. Cette restriction est aussi fonction de la réserve d'oxygène utilisé pour la suralimentation des blocs de démarrage de la chambre de combustion principale.

✚ -La restriction de la température maximale admissible du gaz après la turbine est pour assurer la solidité de ses aubages insuffisamment refroidis à la température élevée. En raison de cela la valeur maximale admissible de  $T_4$  se limite :

- 1-  $T_4$  brusque lors de démarrage au régime ralenti est  $T_4 \leq 650^\circ\text{C}$ .
- 2-  $T_4$  stabilisé lors de démarrage au régime ralenti est  $T_4 \leq 450^\circ\text{C}$ .
- 3- En vol aux régimes MAX et PC ne dépasse la ligne rouge de l'indicateur TA-6 A.

✚ A cause du refroidissement insuffisant des éléments du moteur (les groupes de machines dans la section motrice,  $\Phi\text{KC}$  ...etc.) le temps du fonctionnement continu du moteur au sol se limite :

- 1- En régime maximal - de 30 secs.
- 2- En de postcombustion - de 20 sec.

✚ le temps de fonctionnement au régime ralenti est limité de 10 mn a cause du :

- 1- Refoulement insuffisant d'huile et du mauvais refroidissement du moteur.
- 2- l'élévation de température de carburant (l'allumage des voyants jaunes T° TOIJI JIEB (FUEL LEV)

et T° TOIJI IIPAB (DES CARBURANTS) quant T° de carburant au niveau de réservoir nourrisse  $\geq 70^\circ\text{C}$  et  $\geq 105^\circ\text{C}$  à l'entrée du réacteur) à cause de débit d'Air insuffisant prélever du canal d'entrée Air du réacteur droit pour le système de climatisation (BBP : Radiateur Air-Air) qui a son tours cause l'élévation de température de carburant au niveau TBP (Radiateur Air-carburant).

✚ Le temps du vol avec les surcharges négatives où proche du zéro se limite de la quantité du combustible dans bac – accumulateur :

- 1- En régime maximal -  $t \leq 15$  secs.
- 2- En de postcombustion -  $t = 4$  à 5 secs.

✚ La création réitérative des surcharges négatives ou proches à zéro n'est permise qu'après le vol avec la surcharge positive au cours de 30 secs au moins.

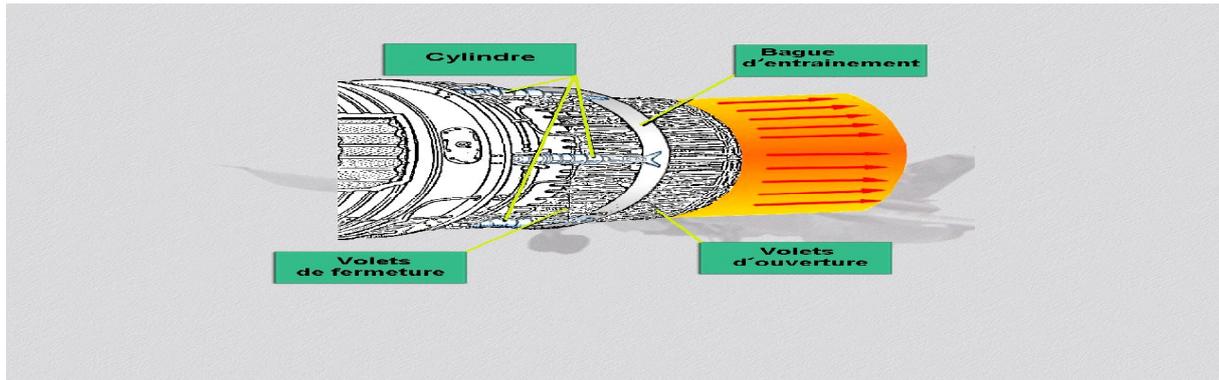
✚ Il est permis d'allumer la poste de combustion si la quantité de carburant  $G > 850$  litres.

✚ Il est permis de couper la poste de combustion si la vitesse  $V_i \geq 600$  K

## 5. Tuyère :

### 5.1. Destination :

Elle est destinée à la transformation de l'énergie de température  $T^\circ$  et de pression  $P$  en énergie cinétique de la buse d'éjection, elle est de type supersonique réglable à tous les régimes.



*Fig. IV.13. jet de gaz de la tuyère de l'avion SU-24.*

### 5.2 Composition:

Elle se compose de :

- 1- Partie subsonique.
- 2- Partie supersonique.
- 3- Bague de commande.

#### 5.2.1 Partie subsonique:

Cette partie se compose de :

- 1- Vingt-quatre (24) volets.
- 2- Vingt-quatre (24) plaques intermédiaires.

Les volets sont articulés à la flasque du corps de la C.P.C, les nervures des volets sont liées avec les super volets. Les flasques intermédiaires sont installées entre les volets, aussi elles ont la fixation à charnière.

Dans la partie supérieure la plaque intermédiaire est articulée avec la plaque intermédiaire de la partie supersonique.

### **5.2.2 . Partie supersonique:**

Cette partie se compose de :

- 1- Vingt-quatre (24) volets.
- 2- Vingt-quatre (24) plaques intermédiaires.

Les super volets ont des nervures soudées, à l'avant du nervure, il y a le support pour l'articulation des super volets avec les volets, entre les super volets se trouvent les plaques intermédiaires qui sont articulées avec les plaques intermédiaires de la partie subsonique.

### **5.3. Commande de la tuyère :**

La commande de la tuyère s'effectue à l'aide de trois vérins synchronisés et trois vérins d'asservissement. Elle comprend :

- 1- La bague de commande.
- 2- La tringle de commande.
- 3- Le câble de la liaison inverse (d'asservissement).

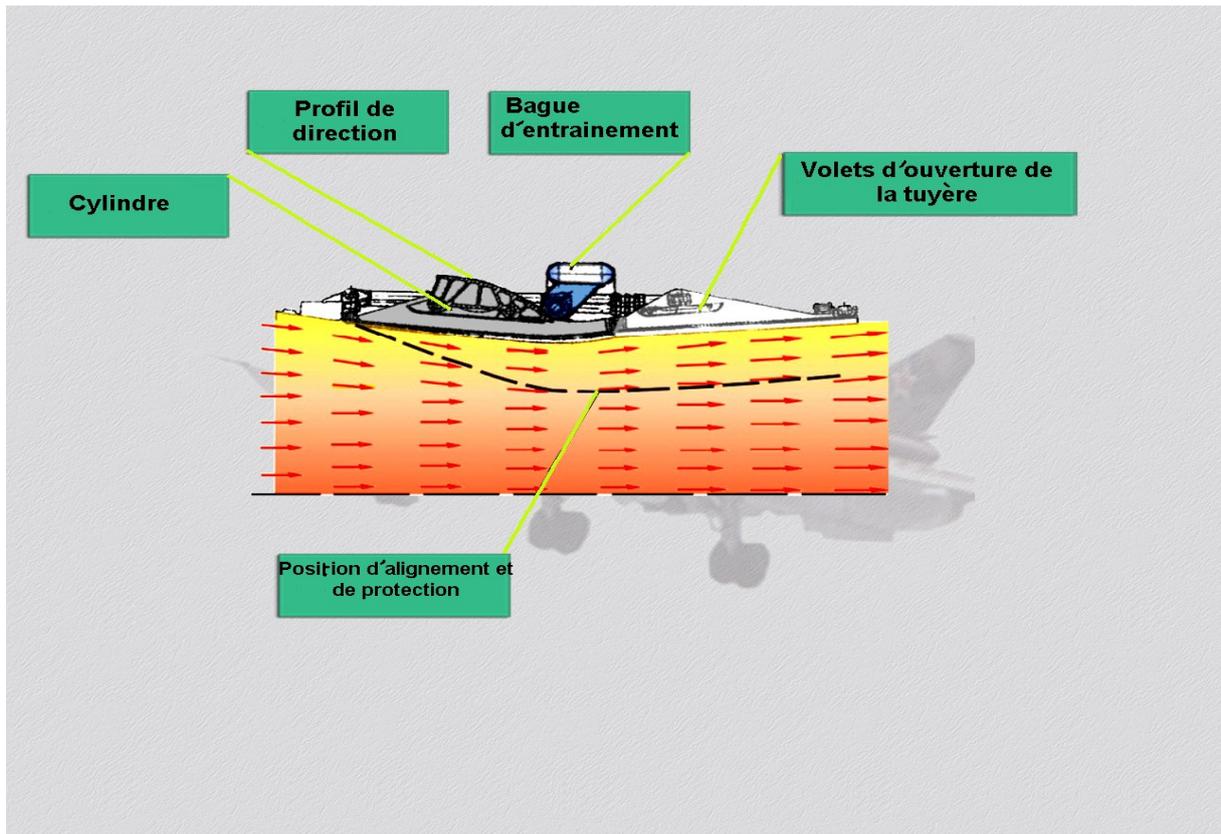
Pour le fonctionnement de vérin, il est employé le carburant, le vérin synchronisé est équipé de système mécanique de synchronisation qui se compose de :

- 1- Ecrou de commande.
- 2- Vis de commande.
- 3- Couronne.
- 4- Vis sans fin.
- 5- L'arbre flexible.

Les vis sans fin sont liées par l'arbre flexible. La bague de commande représente une bague à section orale, elle a des supports avec les rouleaux et des supports pour l'articulation des tiges des vérins. La tringle de commande du super volet est réglable, elle est articulée avec le super volet et les supports sur la flasque arrière du corps.

### **5.4. Fonctionnement de la tuyère:**

La commande est effectuée par des vérins. Le volet est lié avec le super volet et le flasque de C.P.C à l'aide des charnières. La tringle est liée avec la flasque de C.P.C et le super volet à l'aide de charnière. A cette fixation le déplacement du rouleau sur le profilé entraîne le changement du diamètre de la tuyère mais la forme de cette dernière reste toujours subsonique, supersonique.



*Fig. IV.14. Changement du diamètre de la tuyère.*

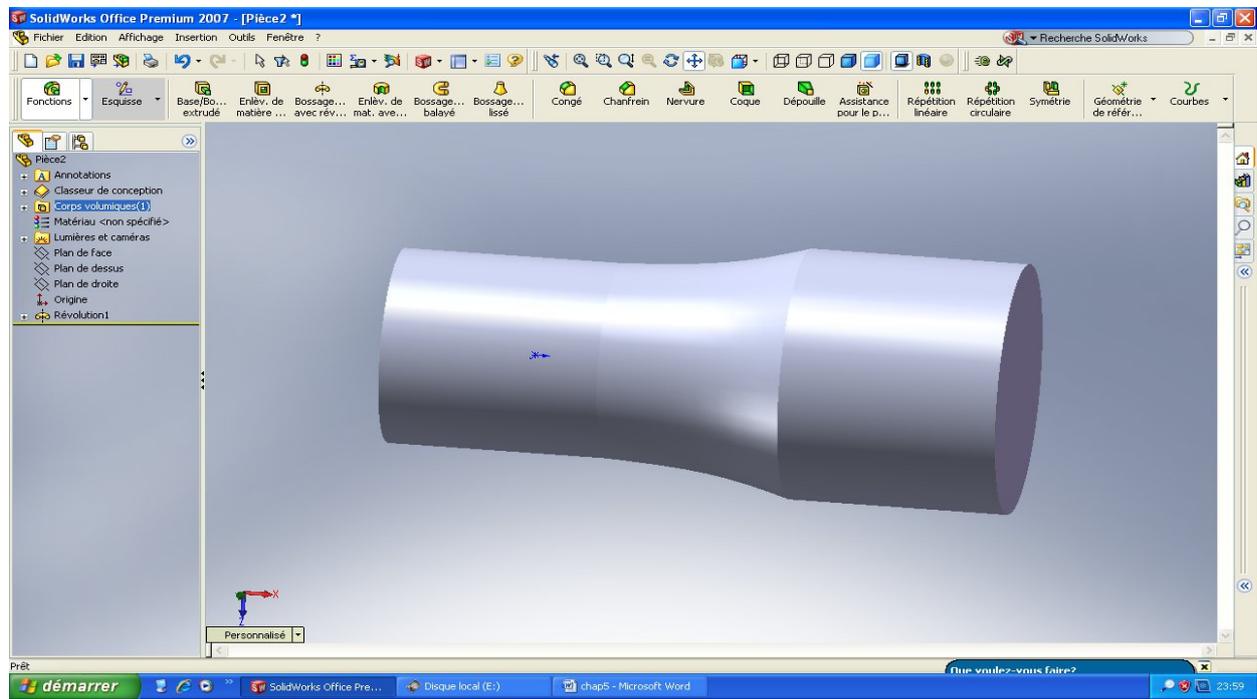
### **5.5. Refroidissement de la C.P .C et la tuyère :**

Pour le refroidissement de la partie inférieure du réacteur se trouvent des soupapes plates, à travers lesquelles passent l'air qui refroidit le réacteur lors de fonctionnement au sol. Mais ce refroidissement est insuffisant, voilà pourquoi le fonctionnement du réacteur est limité à **20s** au **P.C**.

Sur le fuselage, il y a des canalisations de prélèvement de l'air pour le refroidissement du réacteur. L'air frais passe à travers ces canalisations et refroidit la chambre de combustion, la chambre de poste de combustion et la tuyère.

## **6. Etapes de la simulation :**

On fait la conception en 3D de la tuyère par logiciel de solide Works.



*Fig. IV.15. Conception de la tuyère par Solide Works.*

### **6.1. Génération du maillage :**

Le maillage permet de définir le domaine de calcul avec un choix adéquat de la forme de l'élément de calcul. Le logiciel utilisé pour effectuer cette démarche est ICEM CFD 11.0. Nous introduisons tout d'abord les coordonnées de la tuyère convergente divergente montrée sur la figure (IV.16). Toujours avec ICEM on définit le domaine de calcul -Figure (IV.17)- en fonction des coordonnées de base de la tuyère (entrée, paroi, sortie et domaine).

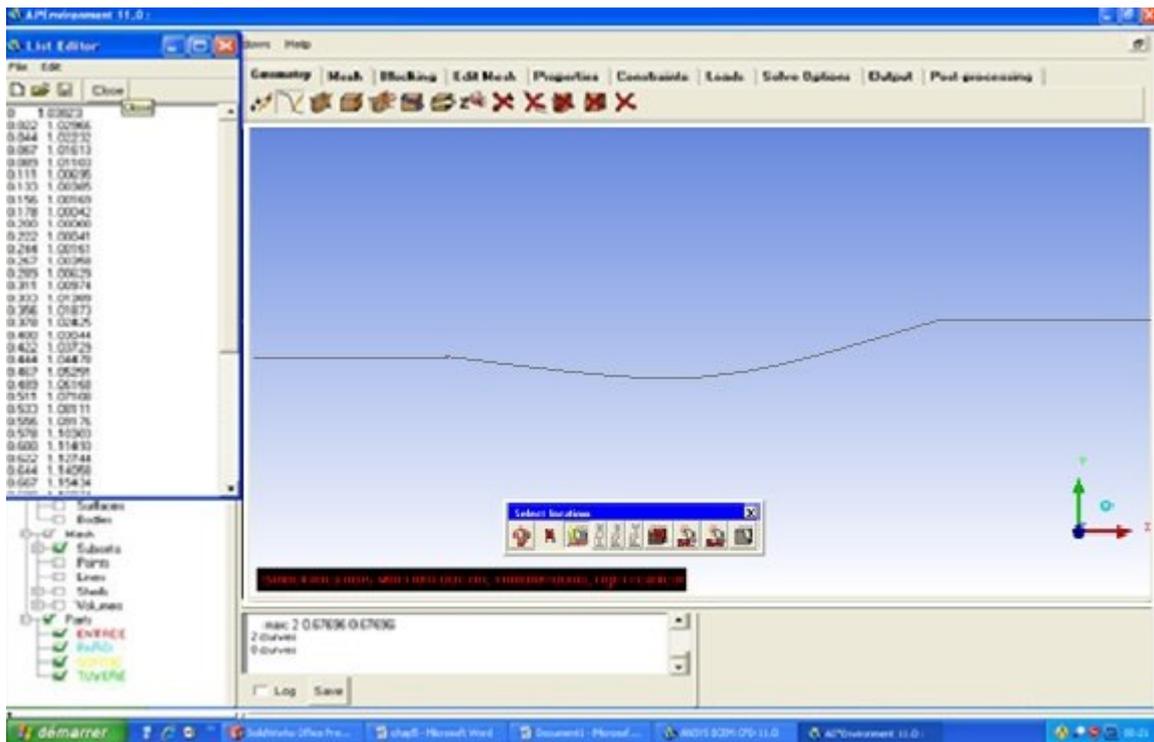


Fig. IV.16.Coordonnées de la tuyère : Variation du rayon de la tuyère en fonction de la distance axiale.

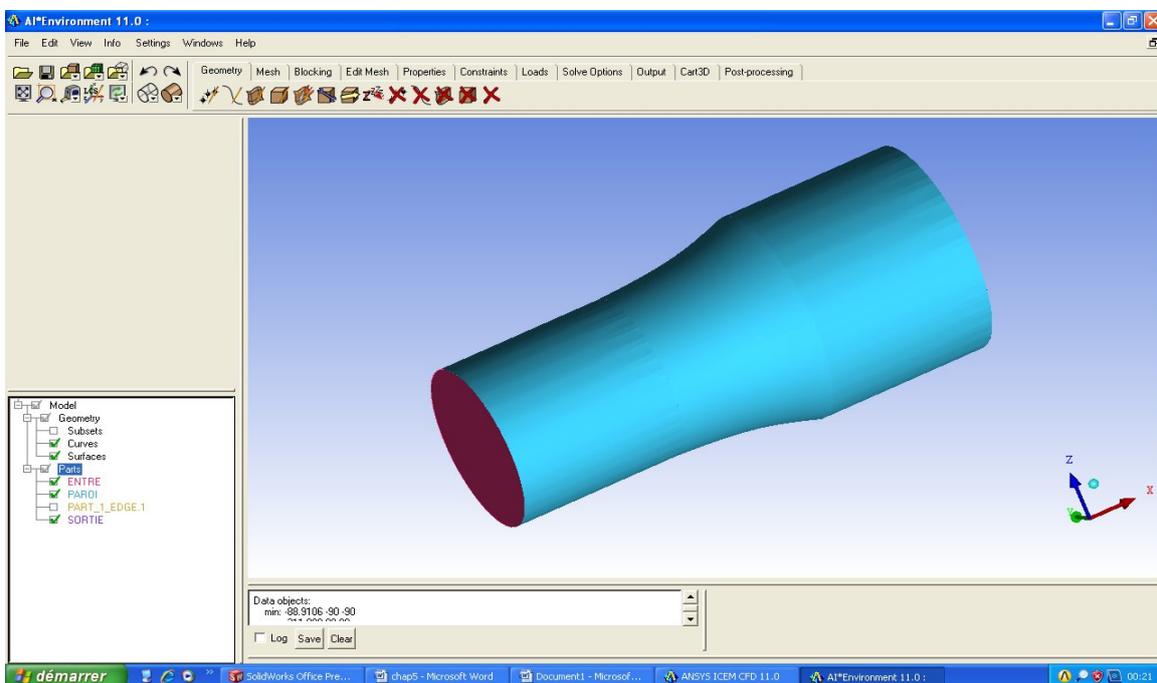


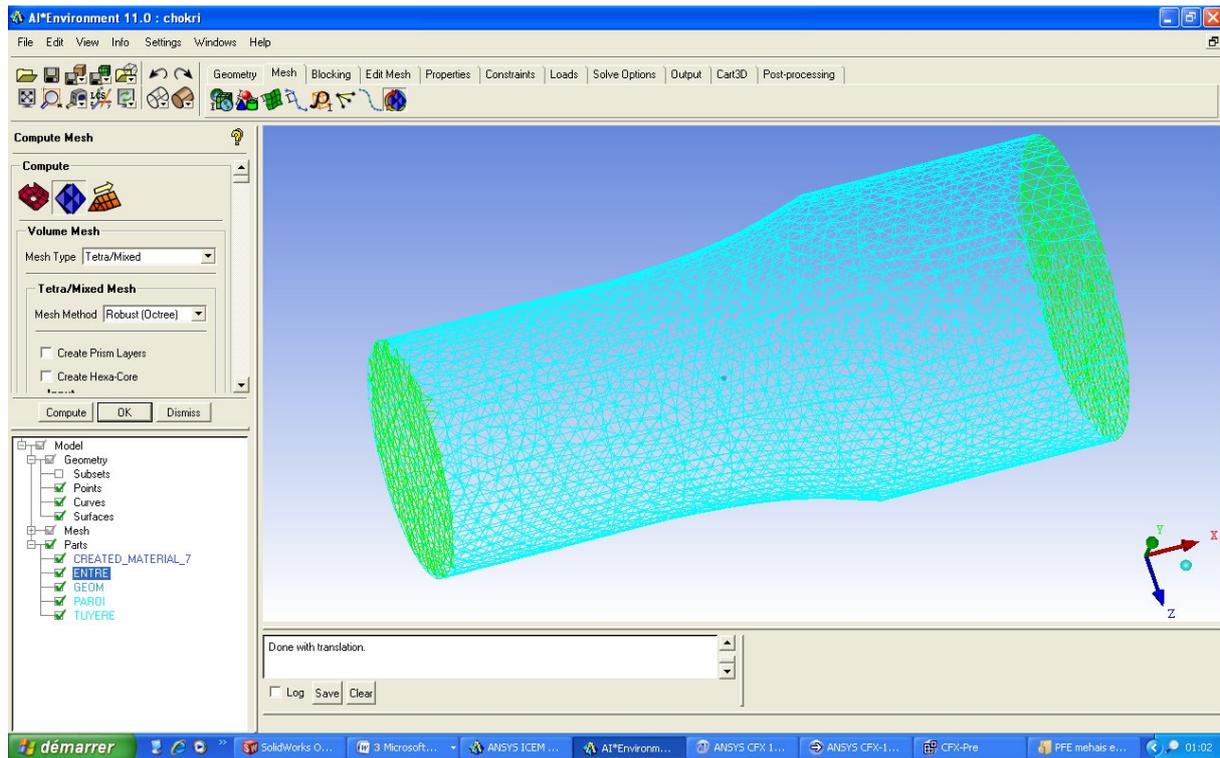
Fig. IV.17.Domaine de calcul de la tuyère.

Un maillage non structuré avec des éléments tétraèdres a été conçu dans la définition de notre domaine de calcul.

TABLEAU .IV.5 .Génération de maillages.

Les parties	Nombre d'éléments	Nombre de nœuds
Les surfaces	05	05
Les courbes	07	07
Les domaines	01	01
L'entrée	1110	238
La paroi	13774	2957
La sortie	1248	268
La tuyère	210711	45233
Le total	226843	48696
<b>Le temps</b>	<b>3h 30 min</b>	

Dans le tableau **IV.5**, on indique le nombre d'éléments et le nombre de nœuds dans les quelles va être effectuée la résolution des équations de Navier Stokes. Le bon choix de ces paramètres et le raffinement du maillage au niveau des parois est une tache très importante pour entamer la simulation vue l'influence du maillage sur la solution. La figure **IV.18** montre le maillage qui va être utilisé pour la simulation. Les résultats du maillage permet d'avoir les coordonnées des nœuds de calcul sous forme d'un fichier **\*.uns** qui va être exporté vers le code de calcul CFX.



*Fig. IV.18. Génération de maillage de la tuyère.*

## **6.2. Simulation avec le code CFX :**

### **❖ pre-processing :**

Le module pre-processing permet de fournir des conditions initiales qui représentent l'état de base du modèle à l'instant où commence la simulation, car le CFX met à notre disposition un sous-programme dans lequel il est possible d'introduire une distribution initiale pour chacune des variables de l'écoulement.

Dans ce mémoire on a pris les conditions initiales suivantes :

Le fluide c'est un gaz parfait à 300 K°.

L'écoulement est stationnaire.

La densité :  $\rho = 1.185$  [kg. m<sup>-3</sup>].

La viscosité dynamique :  $\mu = 1.8 \cdot 10^{-4}$  [kg /m /s].

La pression de référence : 0. [atm].

On considère dans notre simulation un régime subsonique avec :

$$= 1.5 \text{ bar}$$

$$T = 300 \text{ K}^\circ.$$

On a effectué quatre simulations correspondant chacune à une valeur de pression à la sortie.

Ces quatre valeurs de pression (cas tests) sont :

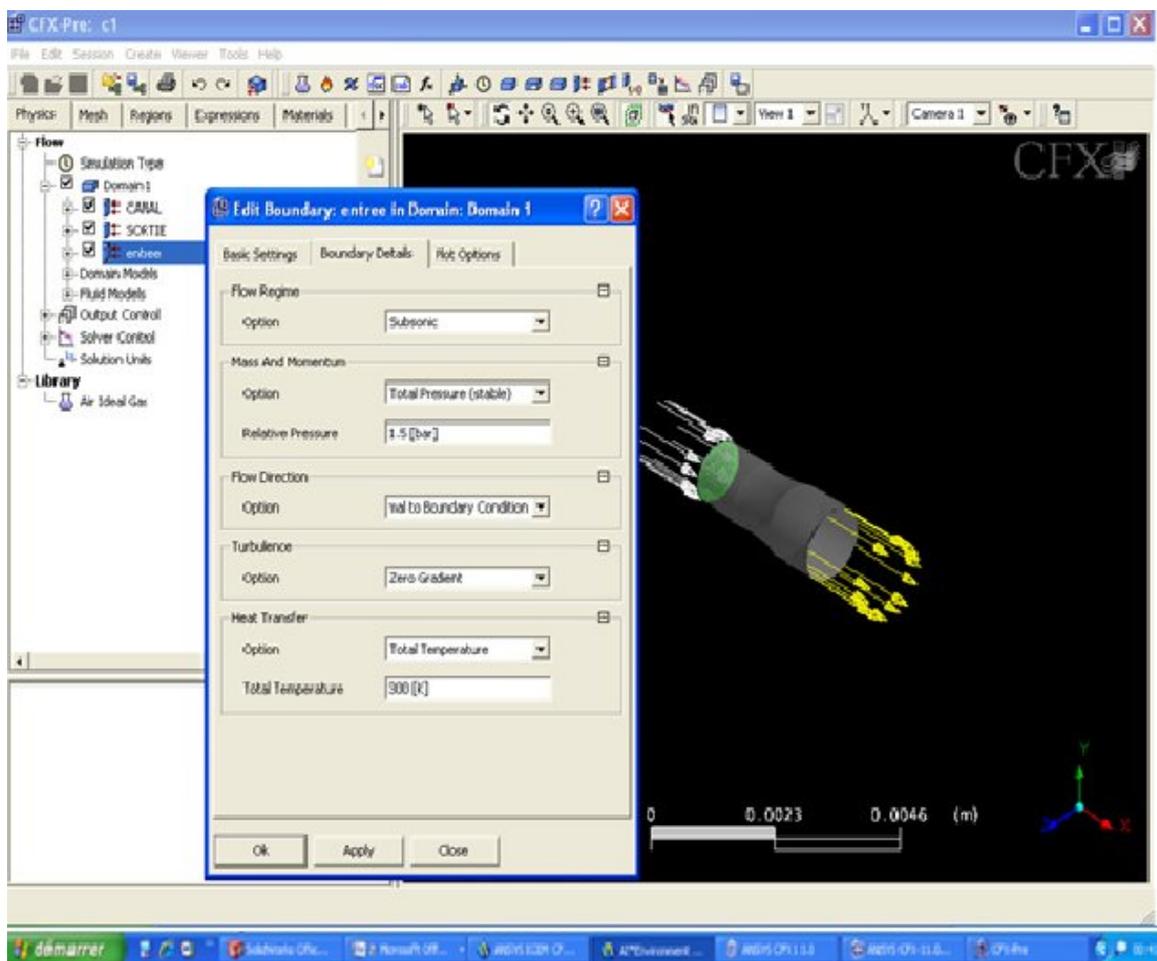
= **1.401 bar.**

= **1.3023 bar.**

= **1.12275 bar.**

= **0.94335 bar.**

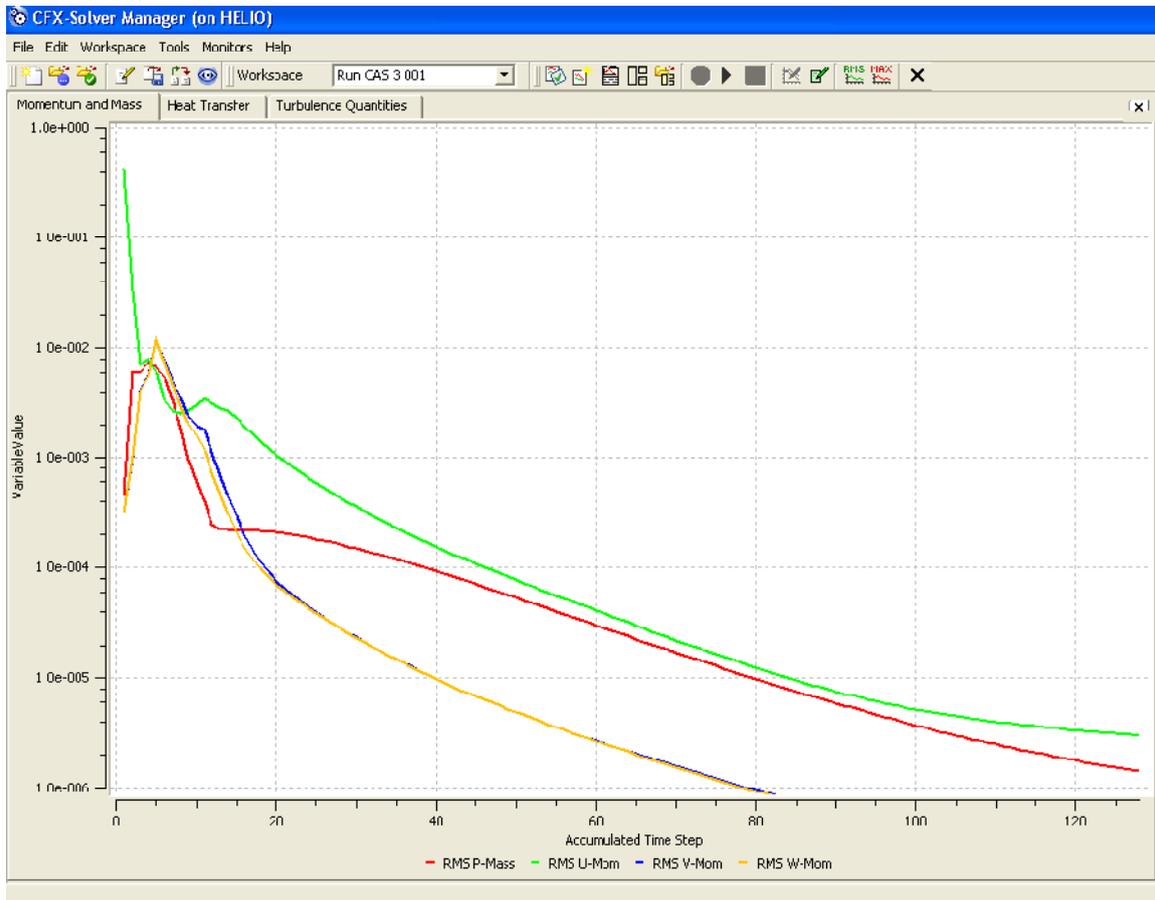
La figure (IV.19) montre la technique d'introduction des conditions pour effectuer le calcul .



*Fig. IV.19. Conditions aux limites et conditions initiales.*

### ❖ Calcul itératif (solver) :

Le module « Solver » utilise les conditions aux limites et le champ initial pour entamer le processus itératif tout en respectant un critère de convergence. L'historique de la variation de l'erreur des différentes variables est montré sur la figure IV.19. Le processus itératif nécessite un certain nombre d'itérations pour aboutir à la convergence et par suite la solution.



*Fig. IV.20. Processus itératif.*

### ❖ post-processing :

Ce module [figure (IV.21, 22)] nous a permis d'afficher les résultats de calcul sous forme de contours, de vecteurs et de courbes pour les différentes variables (pression, vitesse, et nombre de Mach).

Pour chaque valeur du taux de détente qui est le rapport de la pression de sortie et celle à l'entrée de la tuyère, nous avons montré les contours de pression et du nombre de Mach.

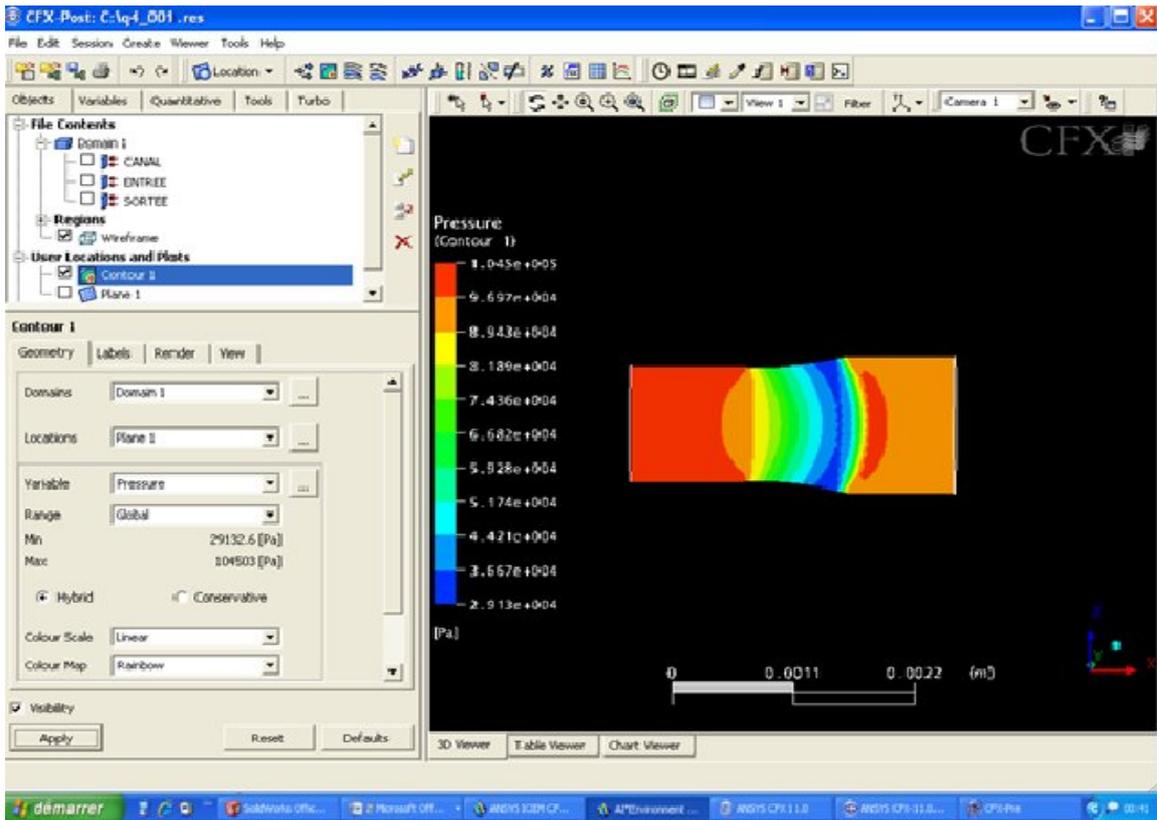


Fig. IV.21. Contour de pression.

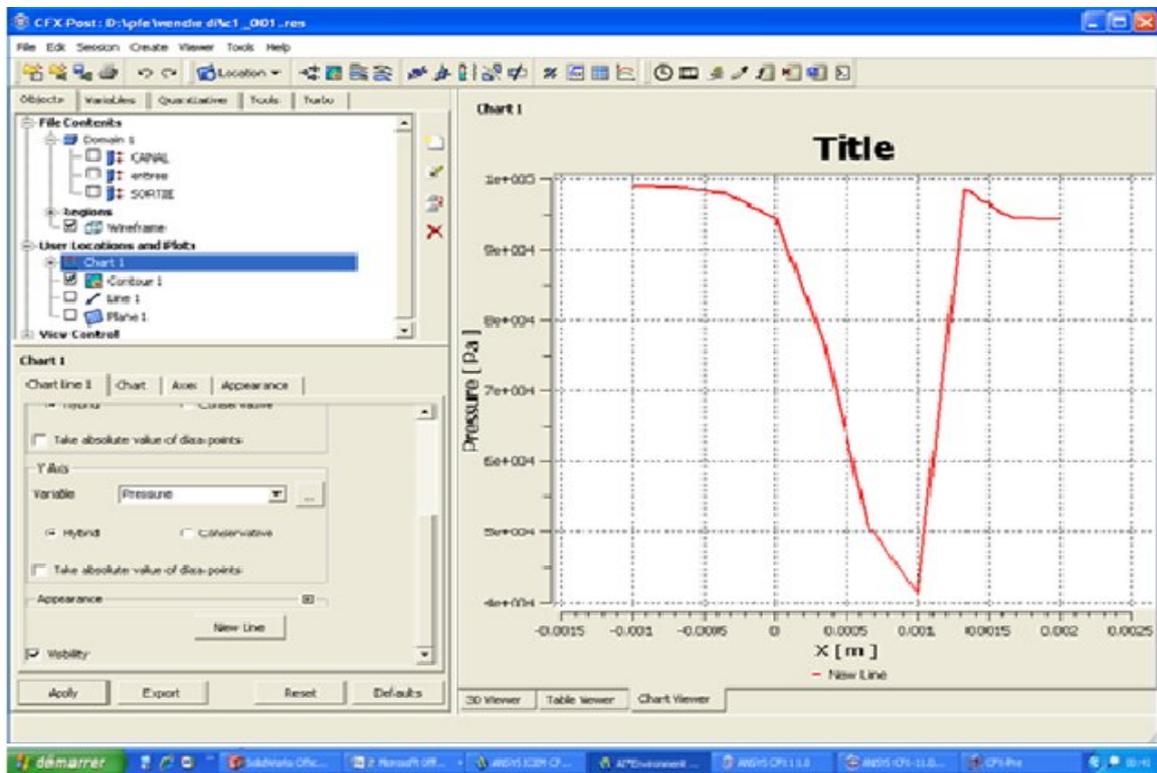


Fig. IV.22. Variation de pression en fonction de la distance.

## **7. Résultats et interprétations :**

La figure (IV.23) on déduit le contour de pression évaluer entre  $1.26.10^5$  (Pa) et  $1.43.10^5$  (Pa) à travers la tuyère pour un taux de détente égale à 0.6289. Sur cette figure, on remarque qu'il n'y a pas de changement brusque de pression. La figure (IV.24) représente la variation du nombre de Mach entre  $1.10^{-15}$  et  $4.776 \cdot 10^{-1}$  pour le même taux, la variation de ce nombre au niveau de divergent n'est pas remarquable. De ces deux figures, on déduit que l'écoulement a demeuré subsonique.

La figure (IV.25) représente la variation de la pression entre  $9.599.10^5$  (Pa) et  $1.346.10^5$ (Pa) à travers la tuyère pour un taux de détente égale à 0.7485. Sur cette figure, on remarque qu'il n'y a pas de changement brusque de pression. La figure (IV.26) représente la variation du nombre de Mach entre  $1.10^{-15}$  et  $7.911 \cdot 10^{-1}$  pour le même taux, la variation de ce nombre au niveau de divergent n'est pas importante. De ces deux figures, on déduit que l'écoulement est resté subsonique.

La figure (IV.27) représente la variation de la pression entre  $4.233.10^4$ (Pa) et  $1.171.10^5$ (Pa) à travers la tuyère pour un taux de détente égale à 0.8682. Sur cette figure, on remarque une dépression au niveau de col.

La figure (IV.28) représente la variation du nombre de Mach entre  $1.10^{-15}$  et 1.408 pour le même taux, la variation de ce nombre au niveau de col est remarquable.

De ces deux figures, on déduit qu'il ya une onde de choc qui se crée au niveau de col.

La figure (IV.29) représente la variation de la pression entre  $2.980.10^4$ (Pa) et  $1.45.10^5$ (Pa) à travers la tuyère pour un taux de détente égale à 0.934. Sur cette figure, on remarque une dépression au niveau de divergent.

La figure (IV.30) représente la variation du nombre de Mach entre  $1.10^{-15}$  et 1.641 pour le même taux, la variation de ce nombre au niveau de divergent est importante. De ces deux figures, on déduit que l'onde de choc est déplacée dans le divergent vers la sortie.

Les figures (IV.31 et IV.32) montrent respectivement la variation du nombre de Mach et la variation de la pression pour les différents taux de détente sur une ligne moyenne le long de la tuyère. A partir de ces deux figures, on déduit que la position de l'onde de choc varie en fonction du taux de détente.

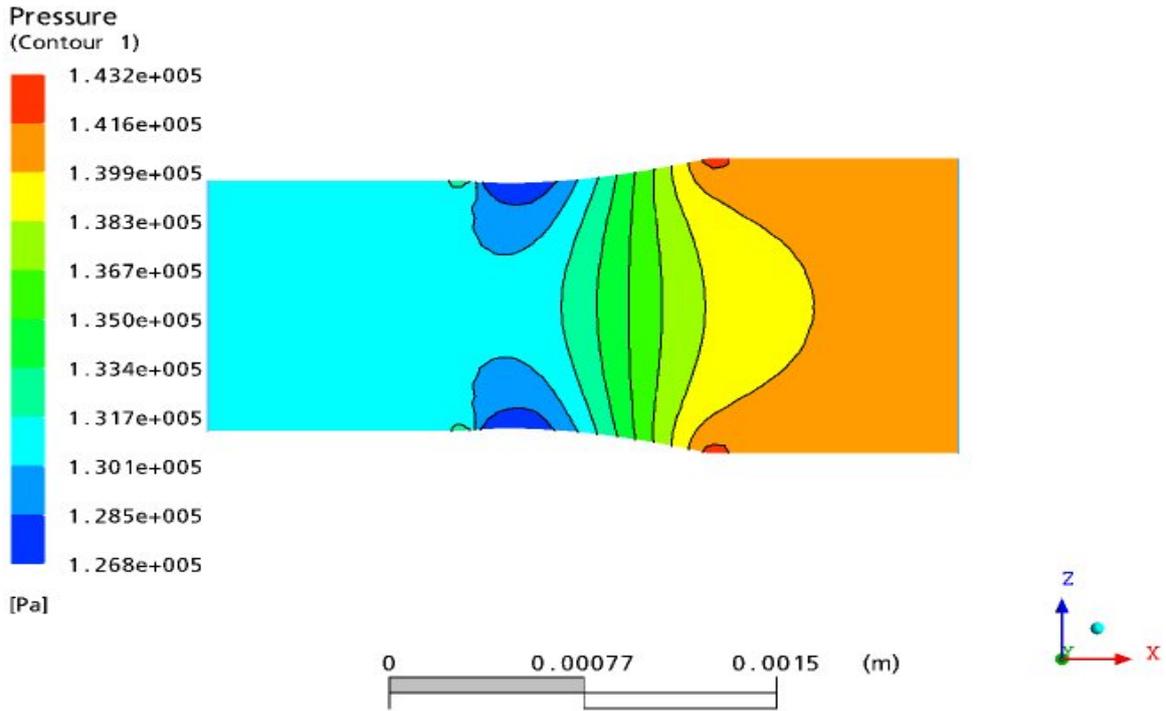


Fig. IV.23. Contour de pression avec  $\alpha = 0.6289$ .

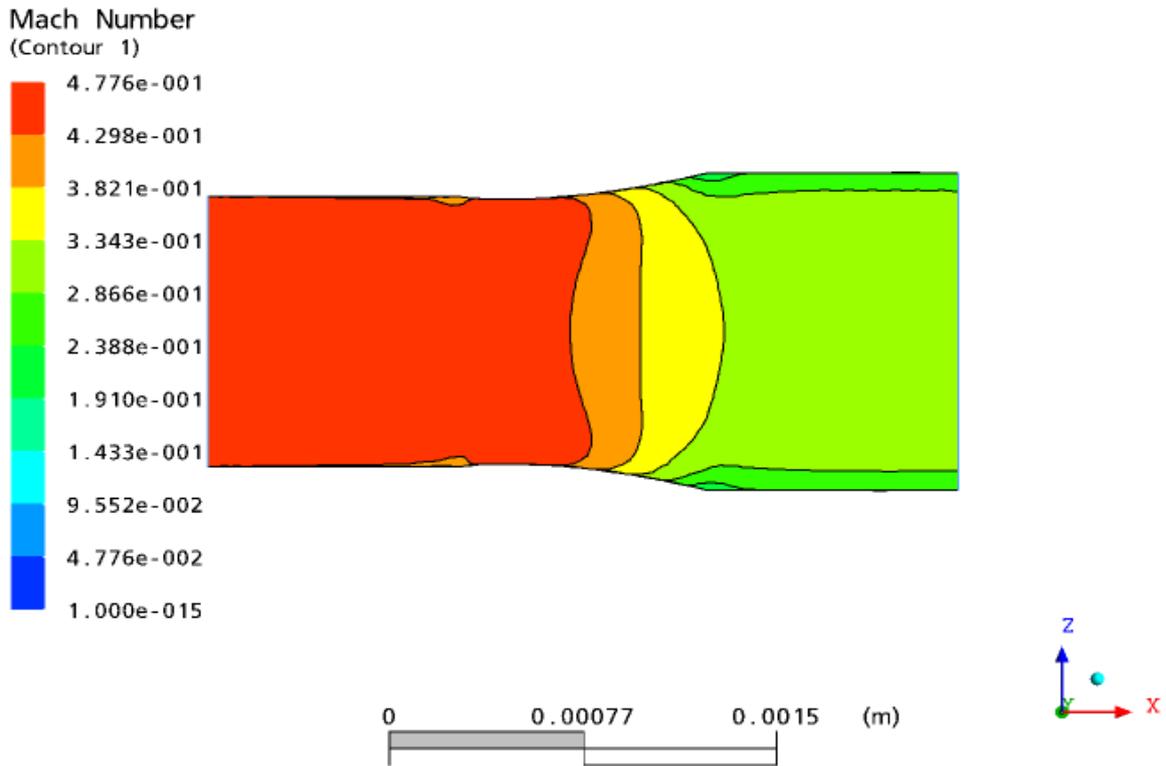


Fig. IV.24. Contour du nombre de Mach avec  $\alpha = 0.6289$ .

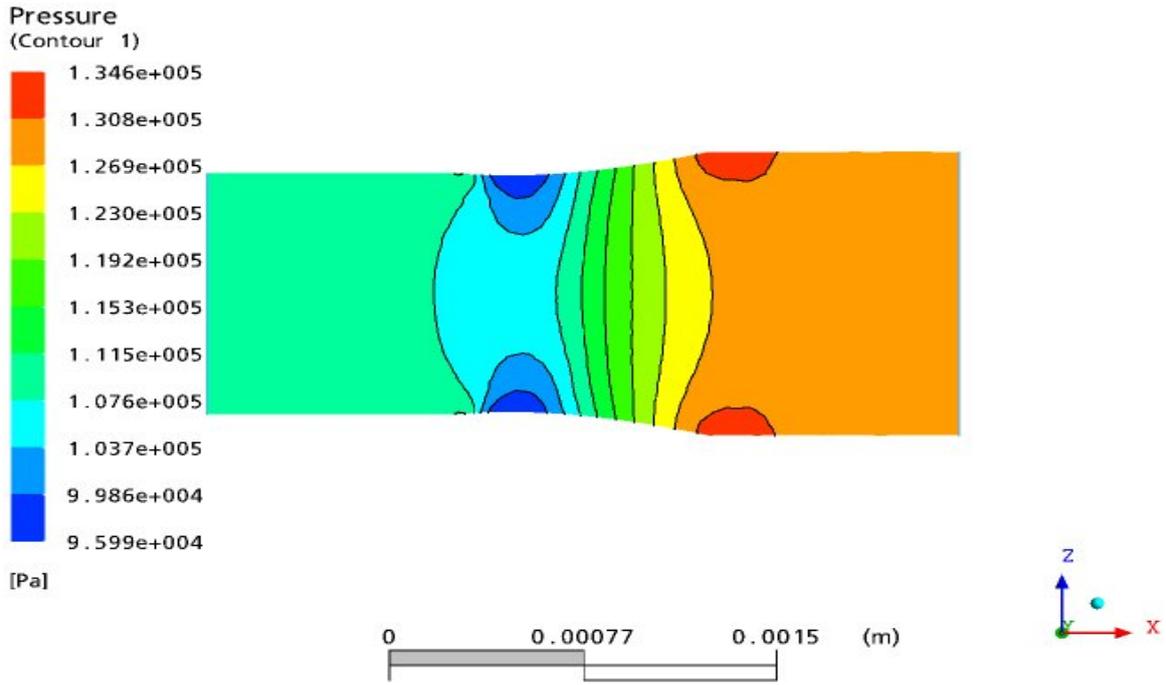


Fig. IV.25. Contour de pression avec  $\alpha = 0.7485$ .

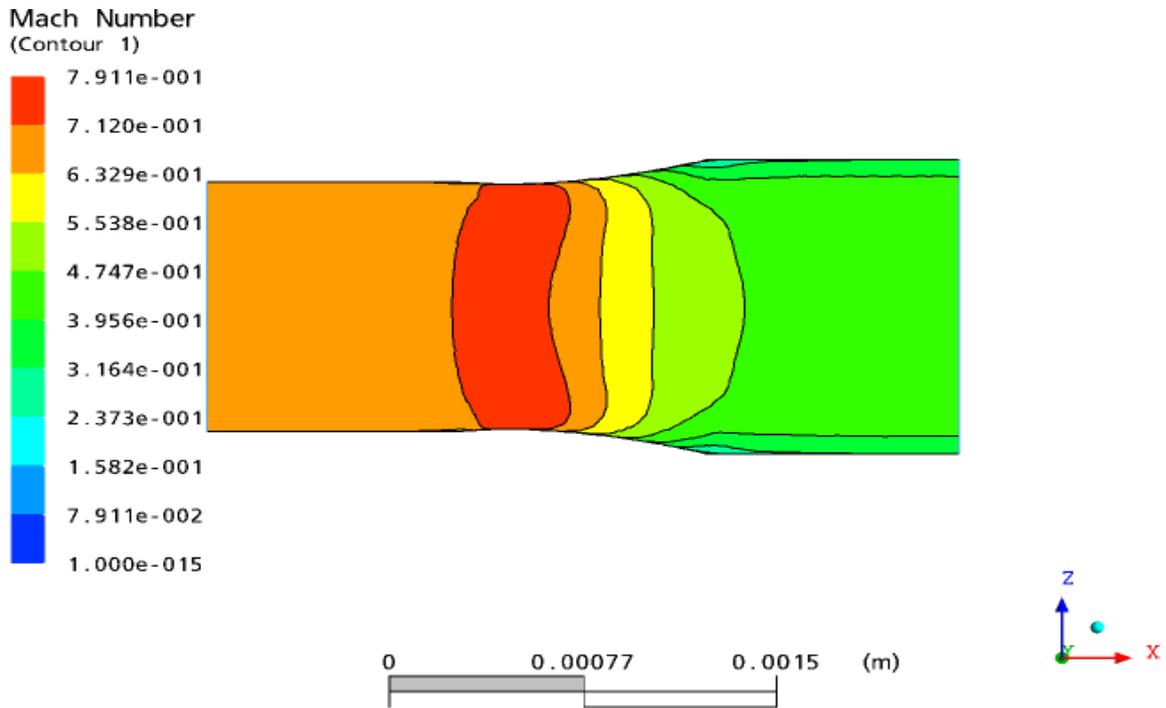


Fig. IV.26. Contour du nombre Mach avec  $\alpha = 0.7485$ .

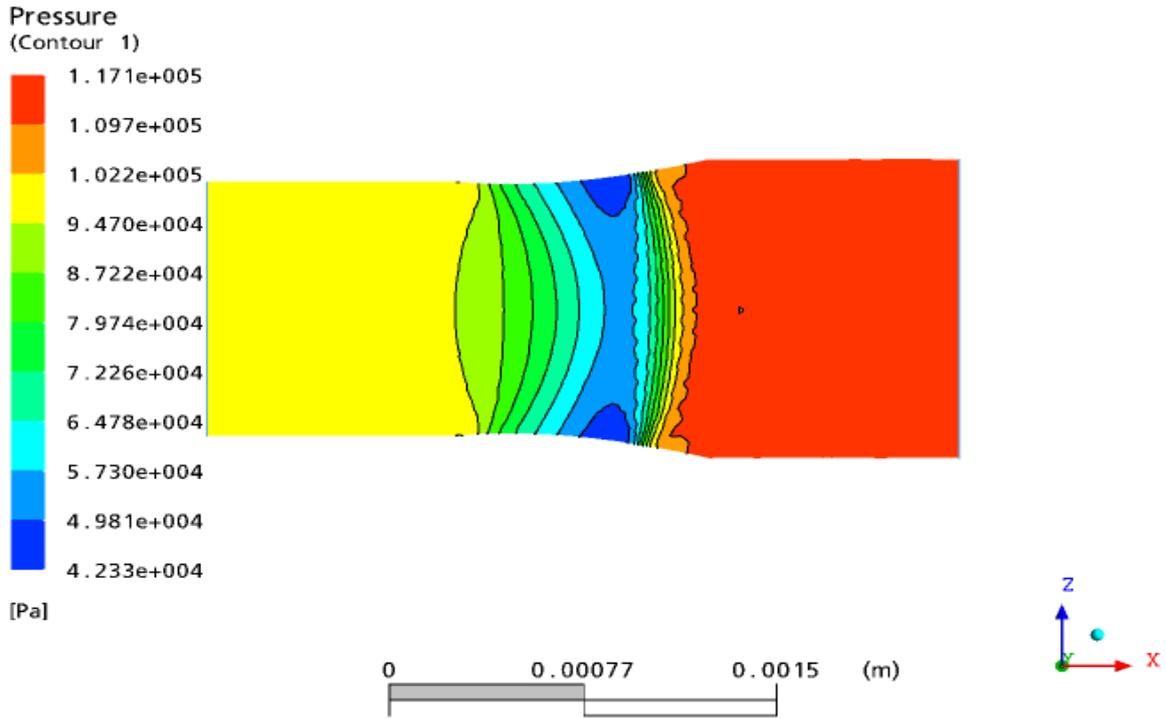


Fig. IV.27. Contour de pression avec  $\gamma = 0.8682$ .

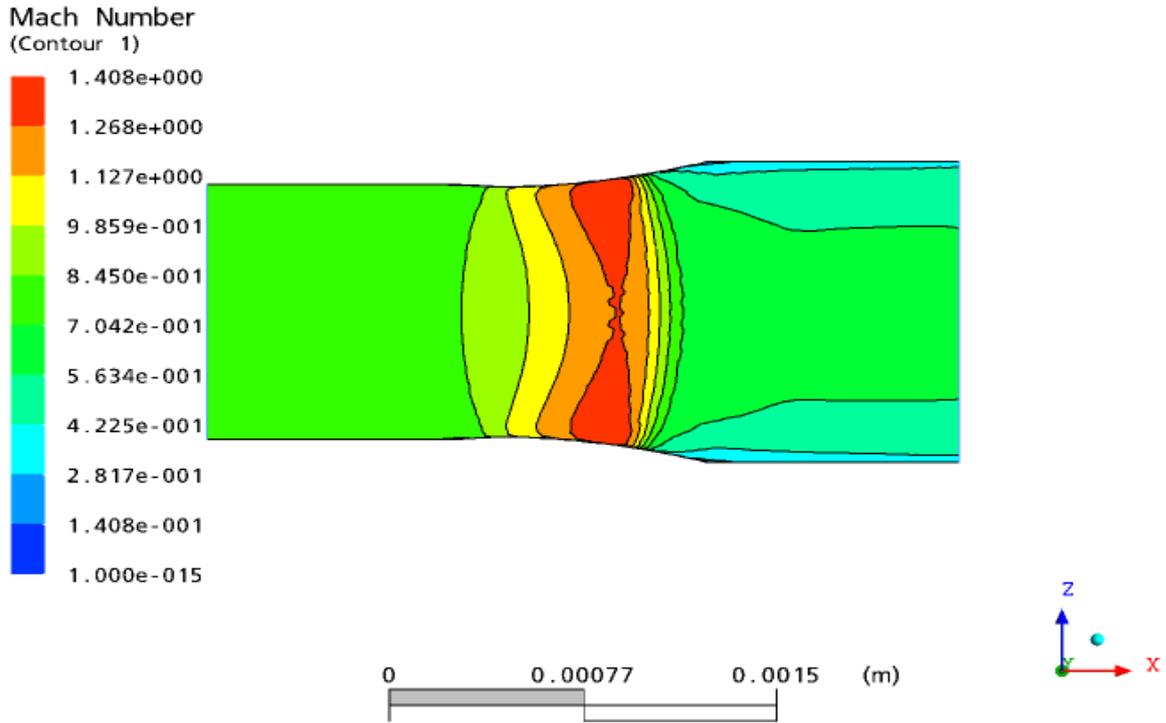


Fig. IV.28. Contour de mach avec  $\gamma = 0.8682$ .

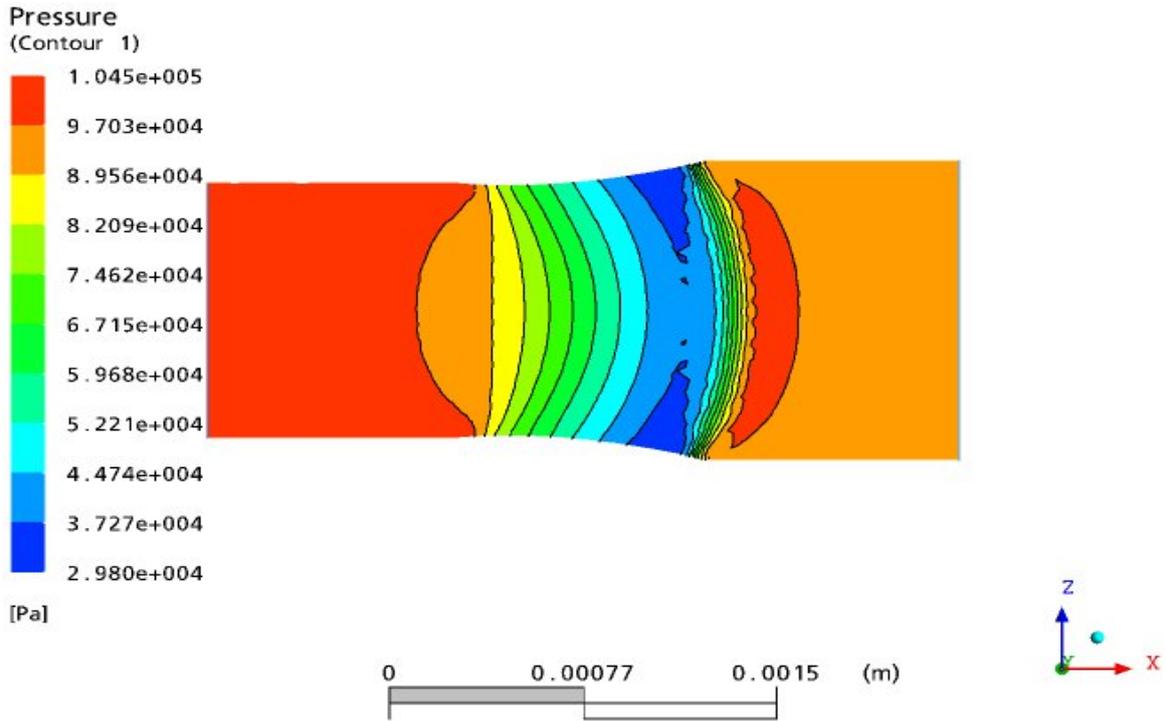


Fig. IV.29. Contour de pression avec  $\gamma = 0.934$ .

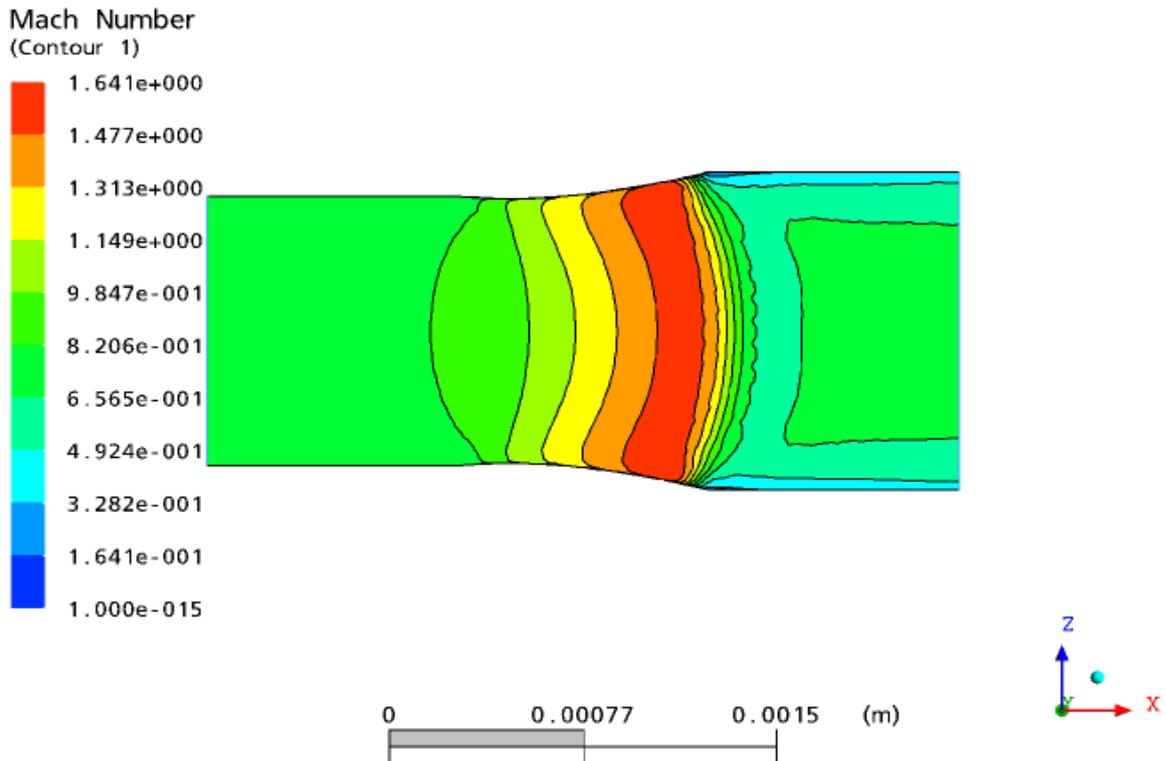
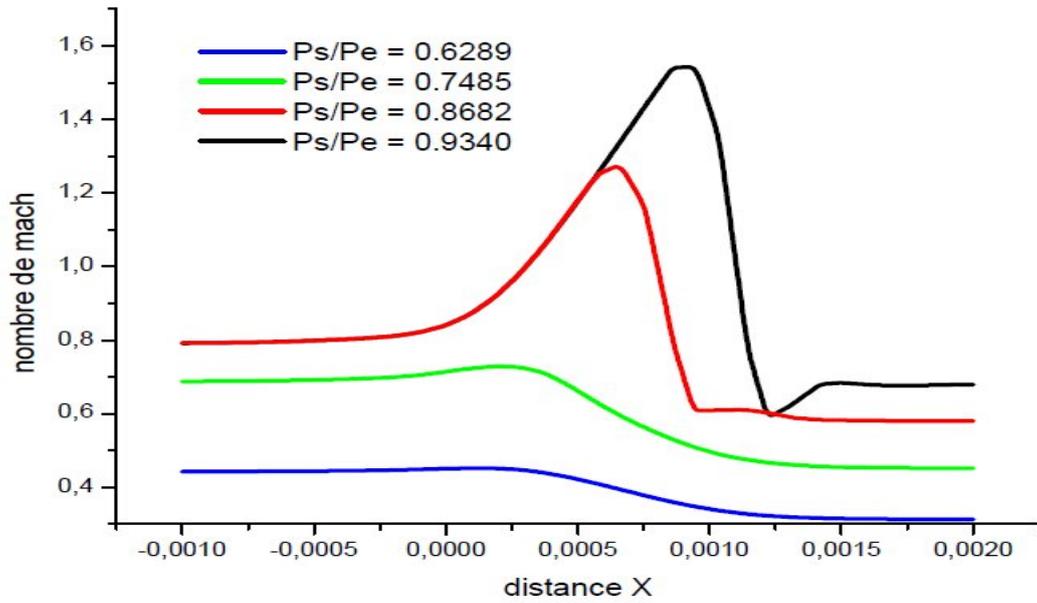
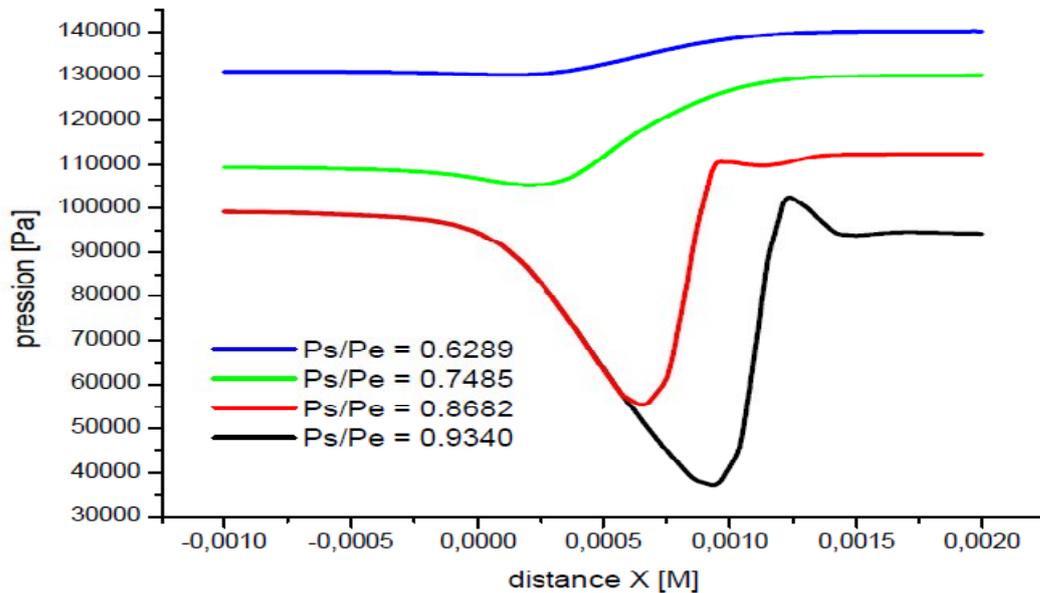


Fig. IV.30. Contour de mach avec  $\gamma = 0.934$ .



*Fig. IV.31. Variations de nombre de mach sur une ligne moyenne pour les quatre cas du taux de détente.*



*Fig. IV.32. Variations de la pression sur une ligne moyenne pour les quatre cas du taux de détente.*

**Conclusion :**

En résumé, la diminution de la pression à la sortie de la tuyère, provoque la circulation de l'air, et l'écoulement est entièrement subsonique. Dans le convergent, la réduction relative de la section donne une augmentation relative de vitesse au fur et à mesure que l'on se rapproche du col, Au contraire, dans la partie divergente, la vitesse de l'air diminue et la pression augmente au fur et à mesure que l'on se rapproche de la section de sortie.

Plus on abaisse la pression à la sortie de la tuyère, plus on augmente la vitesse au col et le débit d'air. Il existe cependant une valeur maximale de la vitesse au col qui correspond à un nombre de Mach égal à 1. L'écoulement est dit choqué, et la vitesse de l'air décroît progressivement dans la partie divergente.

Si nous continuons à abaisser la pression en sortie de la tuyère, l'écoulement va continuer à accélérer à la sortie du col. Le nombre de Mach au col reste égal à 1, mais il devient supérieur à 1 dans une portion de la partie divergente. En un endroit de la partie divergente (fonction de la pression de sortie), une onde de choc apparaît. Au-delà de ce choc l'écoulement se met à décélérer et le nombre de Mach est inférieur à 1. L'évolution du nombre de Mach dans la tuyère est donc la suivante : inférieur à 1 dans la partie convergente, égal à 1 au col, supérieur à 1 dans la partie divergente avant le choc et inférieure à 1 au-delà du choc.

Pour une pression de sortie suffisamment basse, cette onde de choc se déplace jusqu'à la section de sortie de la tuyère en fonction toujours de la pression de sortie (le tau de détente). Le nombre de Mach est inférieur à 1 dans la partie convergente, égal à 1 au col, supérieur à 1 dans toute la partie divergente.

## CONCLUSION GENERALE

---

Le travail que nous avons présenté dans ce mémoire consiste à simuler un écoulement dans une tuyère convergente divergente d'avion de chasse SU-24. Et ça nous a permis d'enrichir nos connaissances en mécanique des fluides et la modélisation numérique.

L'étude nous a permis en premier lieu de connaître l'intérêt essentiel de la simulation pour les écoulements. Elle nous a aussi permis une assez bonne familiarisation avec la simulation, ainsi qu'une connaissance plus approfondie des problèmes des écoulements compressibles. Et nous avons eu l'occasion de s'initier au code de calcul CFX avec son générateur de maillage ICEM CFD.

Les résultats obtenus avec ce code de calcul avec le model  $k-\epsilon$  sont en bonne concordance avec les résultats expérimentaux. Nous avons pu nous s'adapter avec les techniques de maillage et nous rendre compte de leur importance en simulation numérique. L'importance de l'investigation numérique est d'éclaircir les phénomènes physiques décrits par la théorie sans passer par l'expérience ce qui est moins coûteux.

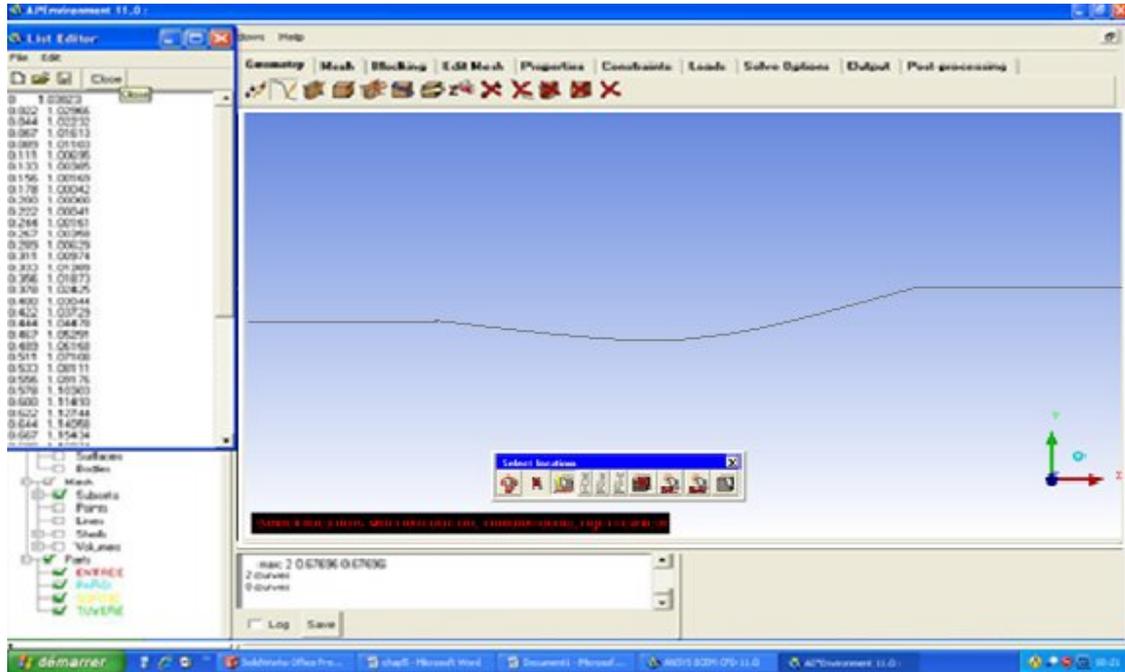
On considère que les résultats obtenus sont satisfaisants mais ça ne traduit pas nécessairement que le taux d'estimation est de 100%, au contraire, des améliorations peuvent être introduites.

En résumé on peut donc évaluer les performances de n'importe quelle forme sans avoir à passer par l'expérimentale, chose qui se fait actuellement dans tous les pays développés. Notre présent mémoire a été limité par l'étude d'un écoulement compressible stationnaire, et on aime bien que quelqu'un face une étude sur l'écoulement incompressible ou non stationnaire tout en utilisant le code de calcul CFX.

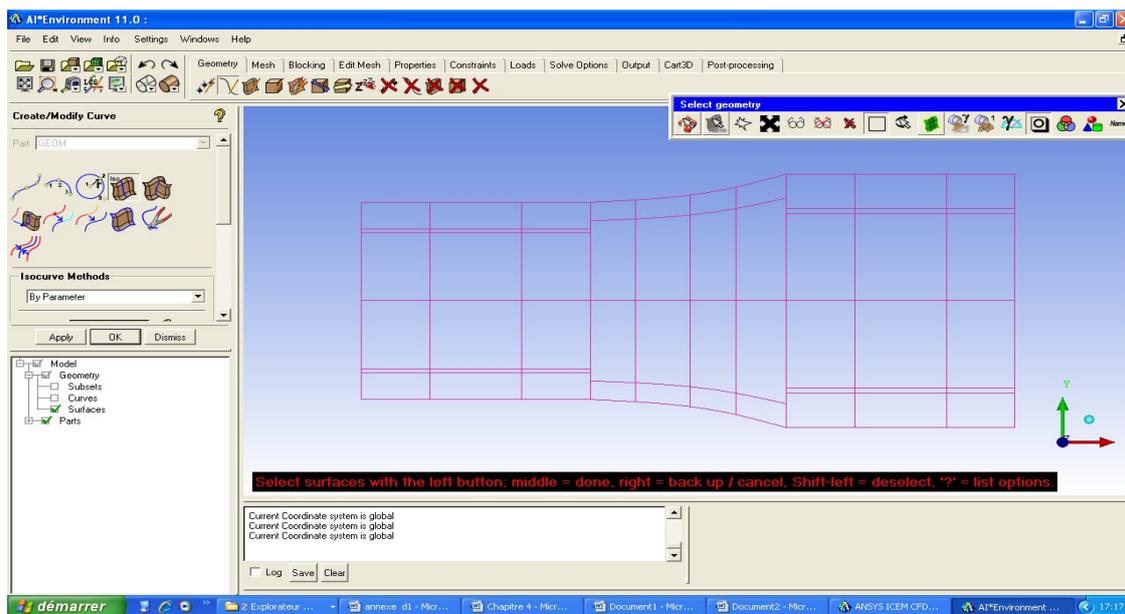
Etape 1 : la geometrie.

On fait la geometrie de la tuyer avec ansys icemcfd 11 les etape de sont illustre dans les figure suivant :

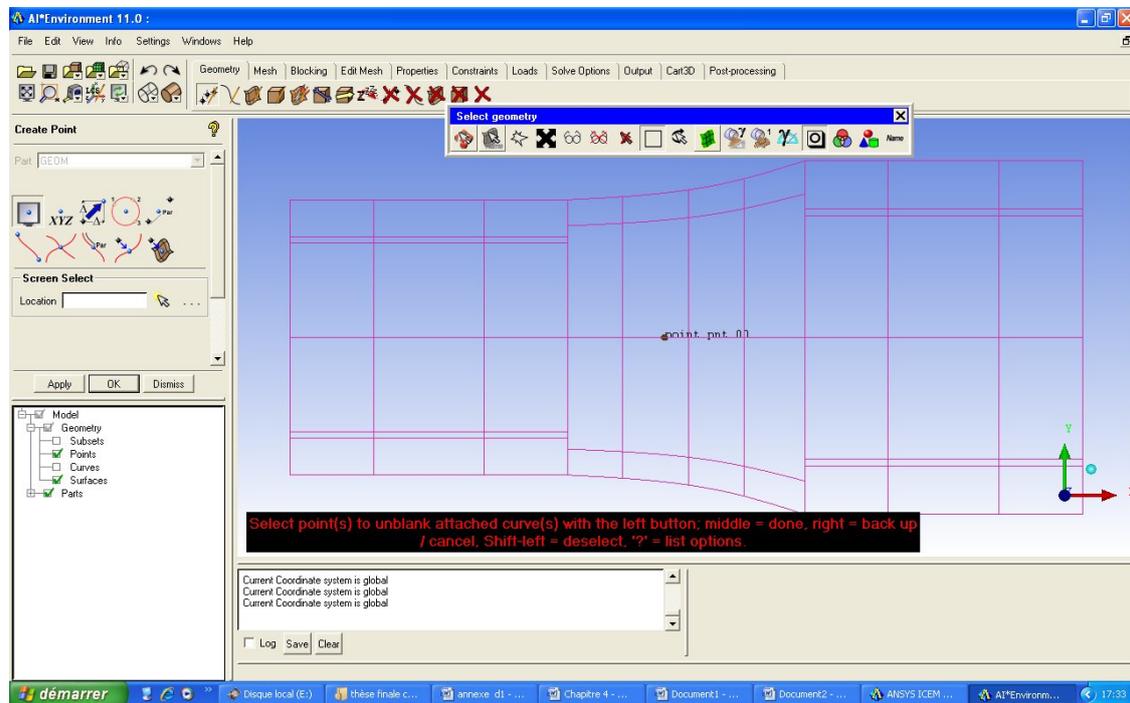
Allez vers « creat curve » definition des des point de les courbe dela tuyer .



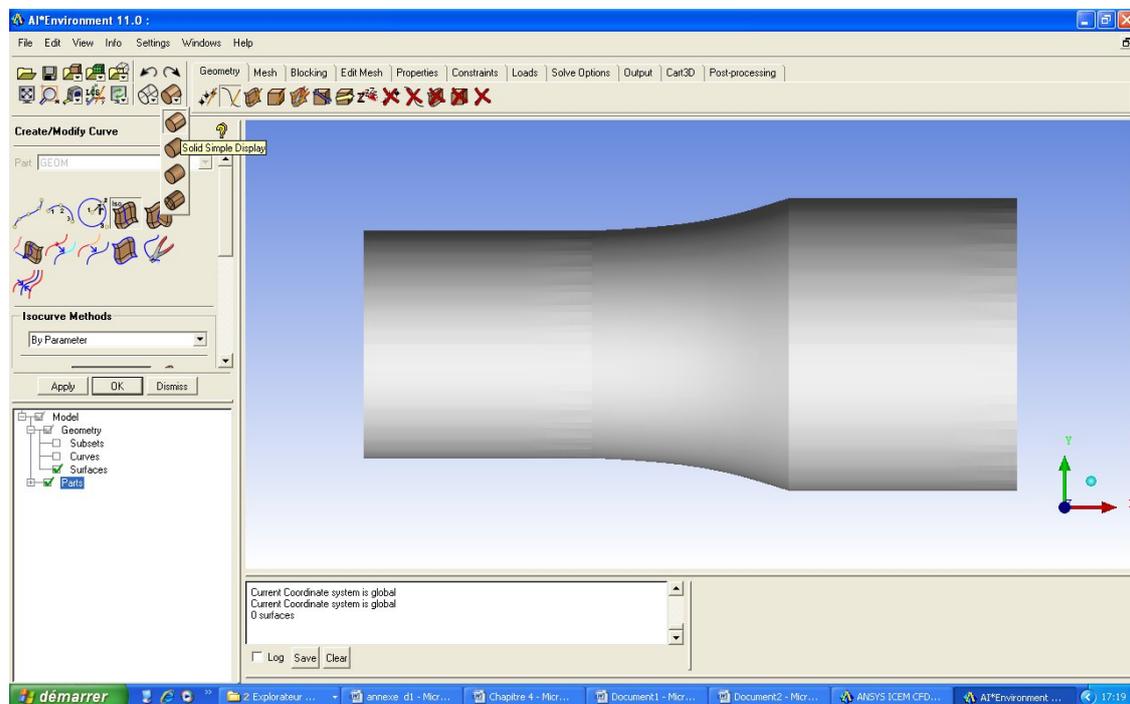
Introduire les surface avec « creat surface ».



Definire point matériel.

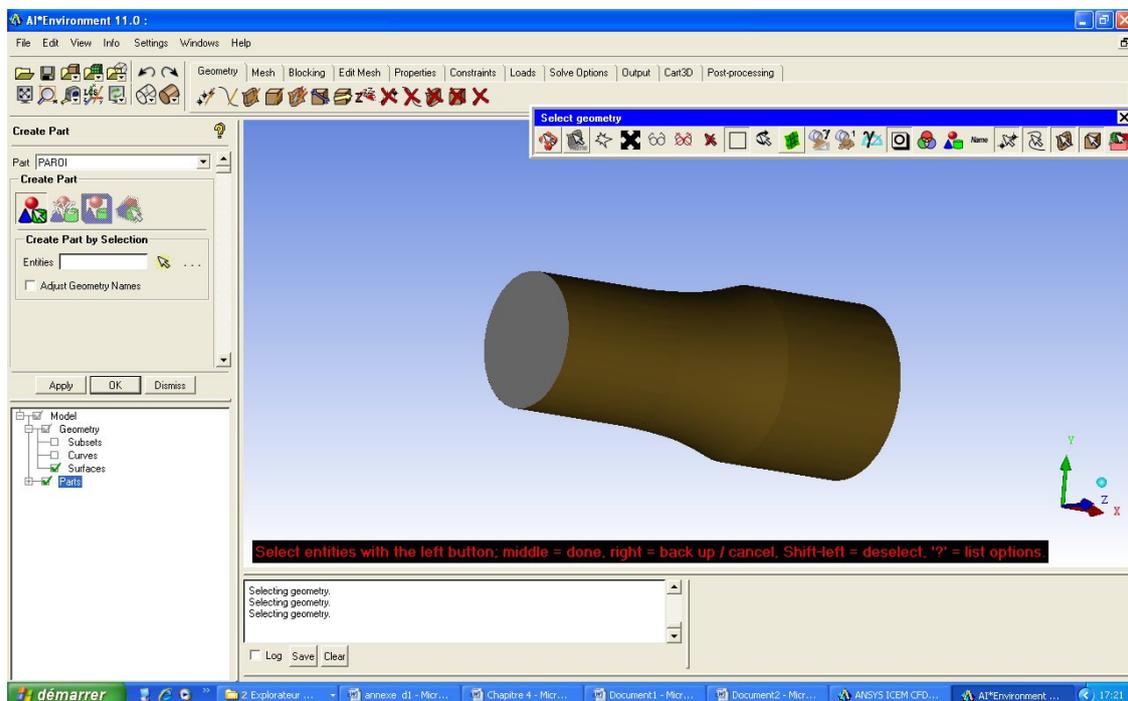
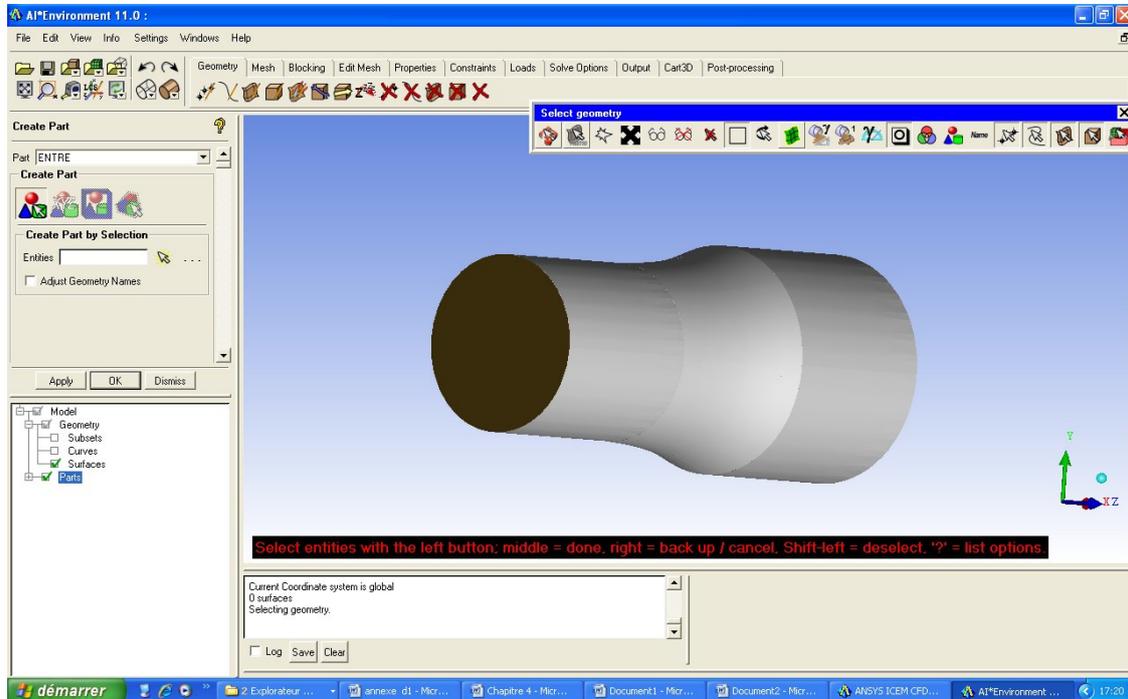


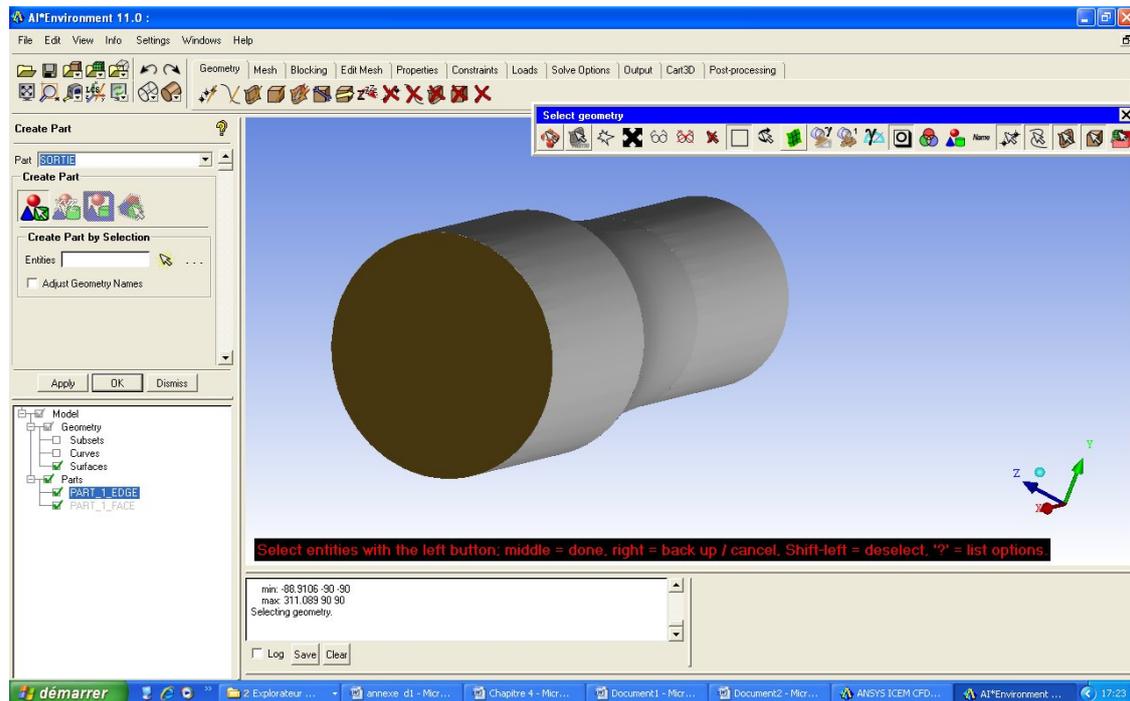
Definire le volume avec « solid simple display ».



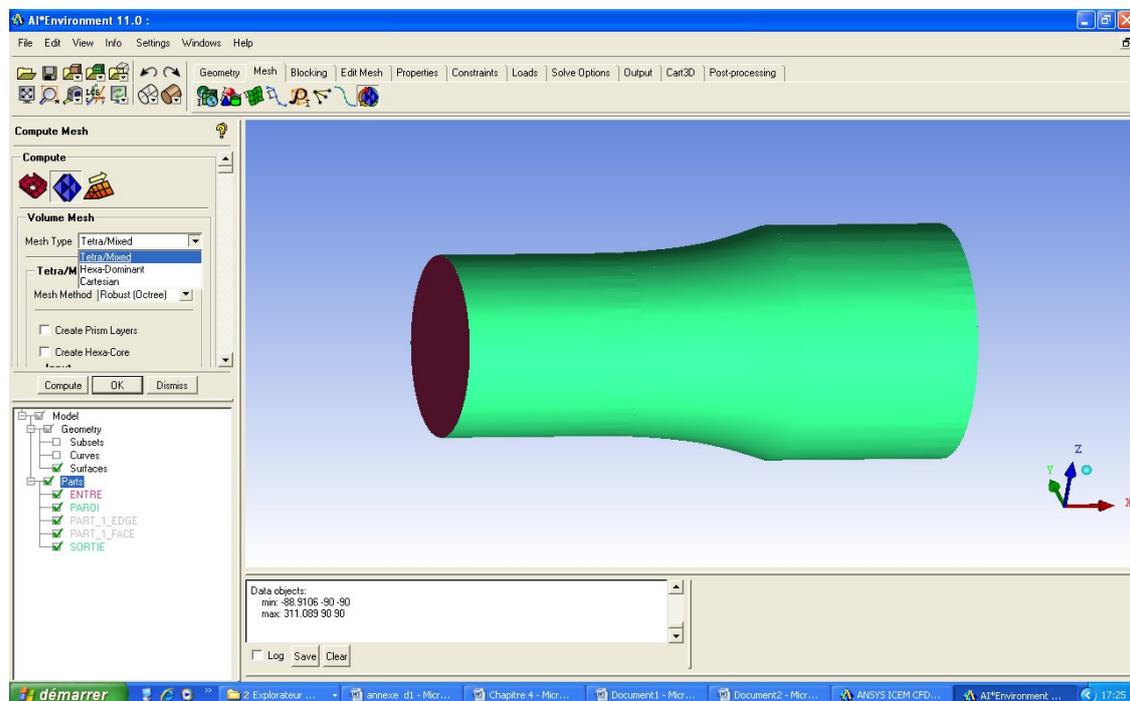
Etape 2 :le maillage.

Definition des family avec « part mesh setup ».

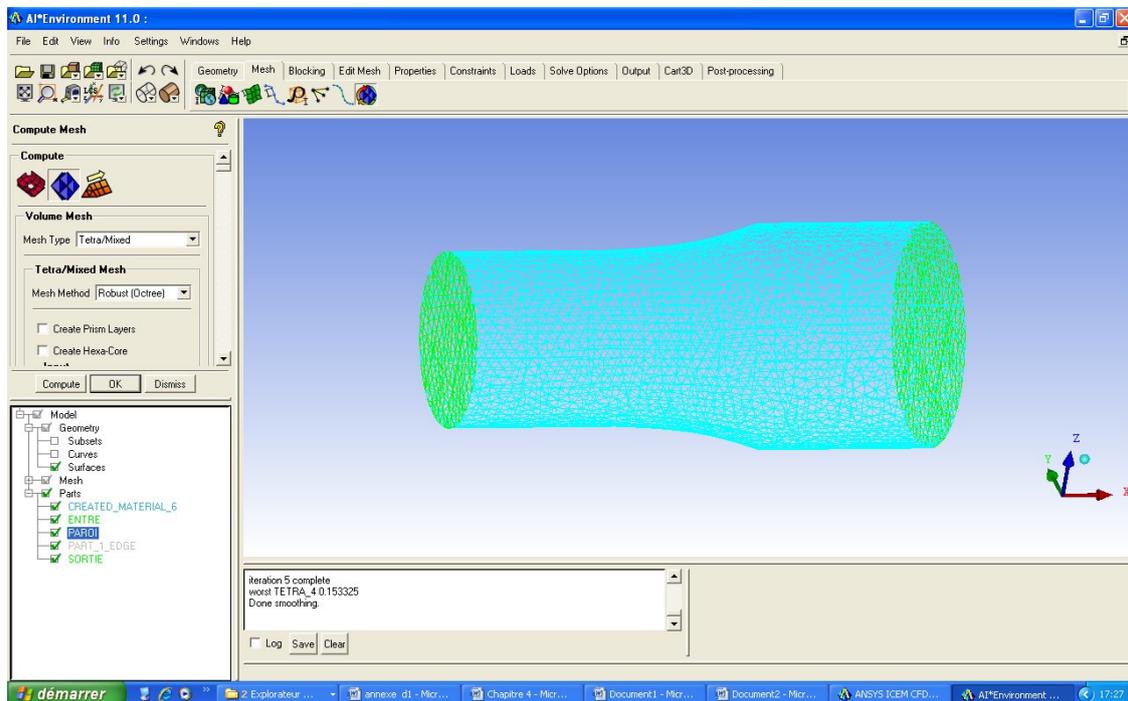
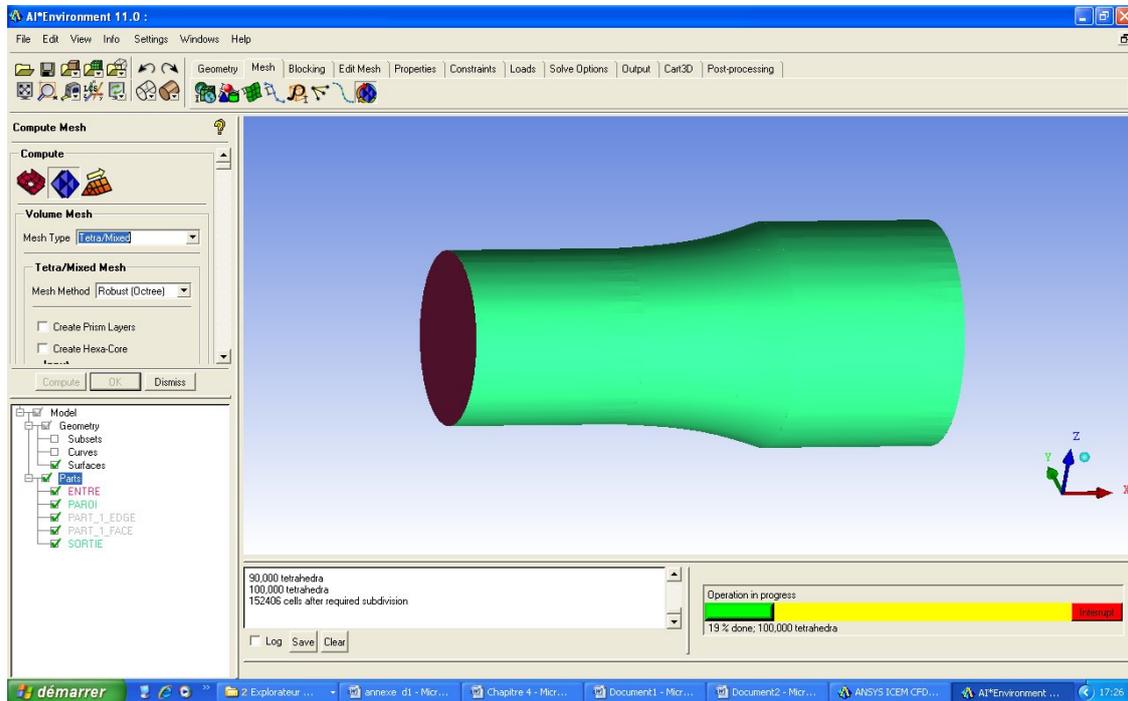




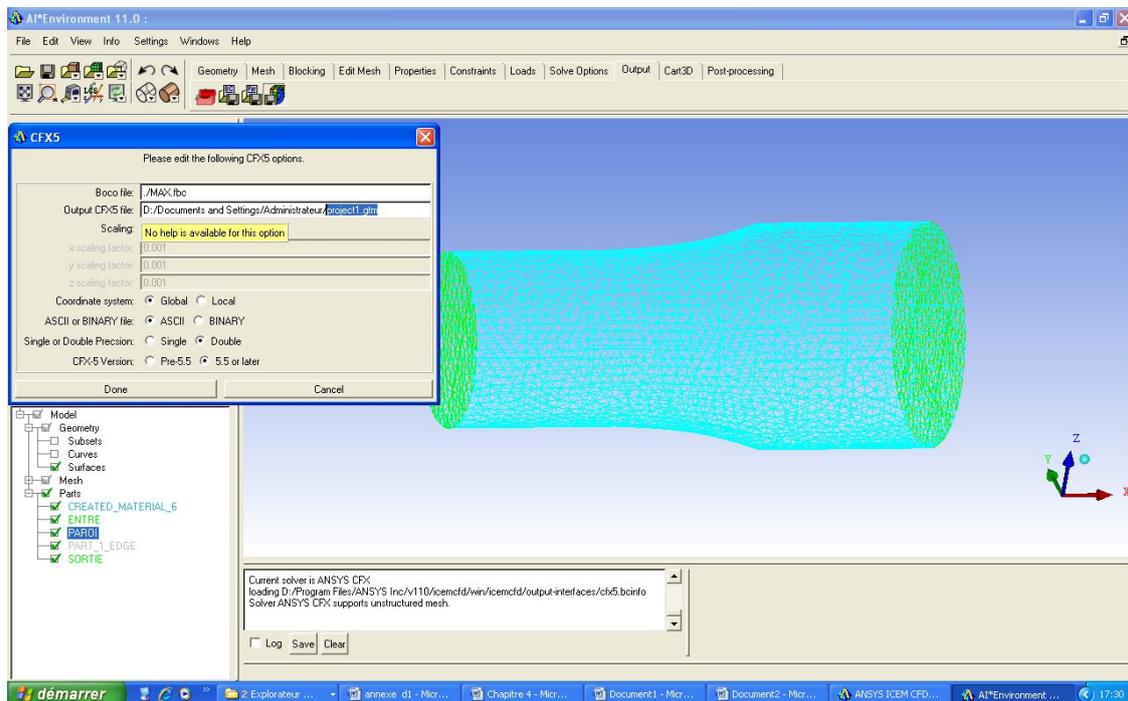
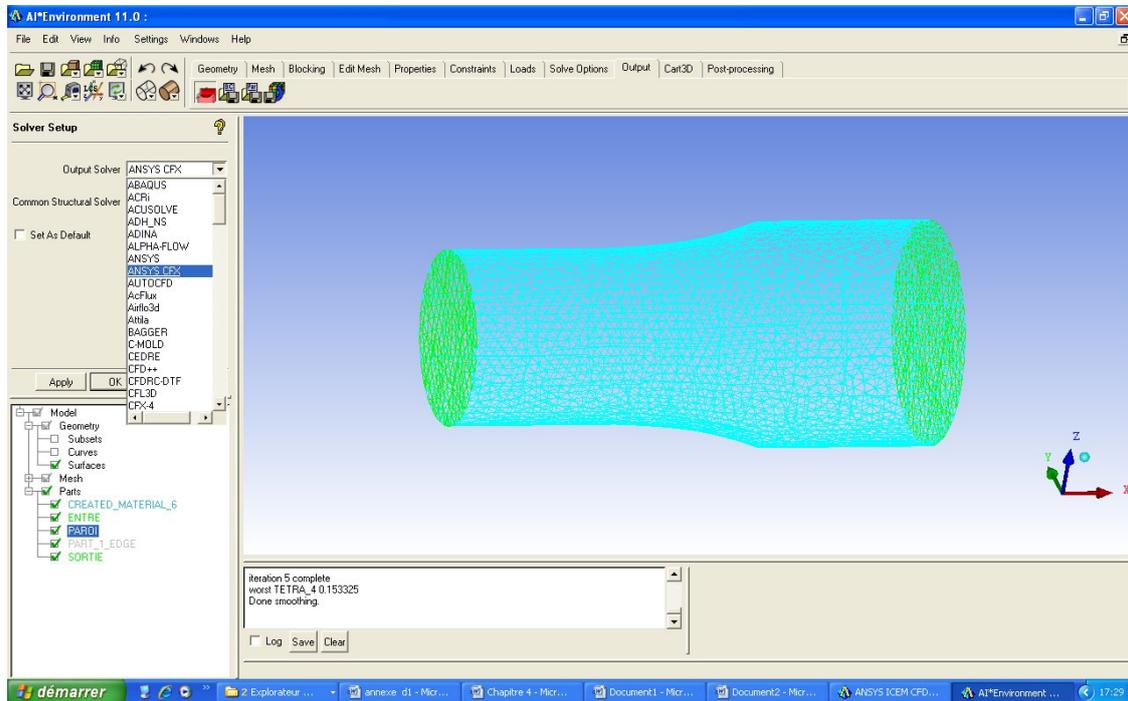
Génération du maillage avec « compute mesh » et on définit le type de maillage (tetra).



puit selection compute.



Après on va vers output on définit le solver CFX et on enregistre sous format « gtm ».



## Bibliographie

---

- [1] Pierre-Louis Viollet, Mécanique des fluides à masse volumique variable, aérodynamique, Thermhydraulique écoulement stratifiés, transferts de chaleur édition 1997.
- [2] Raymond Comolet : Mécanique expérimental des fluides, (tome1), édition duodi.
- [3] Sébastien Candel, Mécanique des fluides cours, 2<sup>ème</sup> édition 2003.
- [4] Raymond Comolet, 'Mécanique expérimentale des fluide, Tome 1. Statique et Dynamique des fluides non visqueux, 5<sup>ème</sup> édition.
- [5] Buice, C.U. & Eaton, J.K: "Experimental Investigation of Flow Through an Asymmetric Plane Diffuser", Journal of Fluids Engineering, Vol. 122, pp. 433-435, June 2000.
- [6] Trupp, A. C., Azad, R. S., and Kassab, S. Z., *Near wall velocity distributions within a straight conical diffuser*, Experiments in Fluids, Vol. 4, 1986, pp. 319-331.
- [7] G. Hagemann, M. Terhardt, M. Frey, P. Reijasse, M. Onofri, F. Nasuti, and J. Ostlund. Flow séparation and sideloads in rocket nozzles. In Proc. of the 4th Int. Symp. on Liquid Space Propulsion, Lampoldshausen (Germany), March 13-15 2000.
- [8] R.A. O'Leary and J.E. Bech. Nozzle design, 1992. Disponible sur le site <http://www.engineeringatboeing.com/articles/nozzledesign.jsp>.
- [9] Newton I. Philosophiænaturalis principia mathematica. London, 1687. 2eed. 1713, 3eéd. 1726.
- [10] Bernoulli D. Hydrodynamica, sive de Viribus et Motibus Fluidorum commentarii. Opus Academicum. DULSECKER, 1738.
- [11] Euler L. Principes généraux du mouvement des fluides. Mémoires de l'Académie des

Sciences de Berlin, pages 274–315, 1755.

- [12] Navier C.L.M.H. Mémoire sur les lois du mouvement des fluides. Mémoires de l'Académie des Sciences, pages 389–440, 1822.
- [13] Stokes G.G. On the théories of the internal friction of fluids in motion, and of thte equilibrium and motion of elastic solids. Transactions of the Cambridge Philosophical Society, page 287, 1845.
- [14] Riemann G.F.B. " Uber die fortpflanzung ebener lafwellen von endlicher schwingungsweite. Gesammelte Werke, 1953.
- [15] Richardson L.F. Weather prediction by numerical process. Cambridge University Press, 1922.
- [16] Courant R., Friedrichs K.O., and Lewy H. " Uber die partiellen differenzgleichungen der mathematischen physik. Mathematische Annalen, 100 :32–74, 1928.
- [17] Thom A. The flow past circular cylinders at low speeds. Proc. Royal Society, A141 :651–666, 1933.
- [18] Kawaguti M. Numerical solution of the ns équations for the flow around a circular cylinder at Reynolds number 40. Journal of Phy. Soc. Japan, 8 :747–757, 1953.
- [19] Von Neumann J. and Richtmyer R.D. A method for the numerical calculation of shocks. Journal of Applied Physics, 21 :232–237, 1950.
- [20] Lax P.D. and Richtmyer R.D. Survey of the stability of linear finite difference équations. Communications on Pure and Applied Mathematics, 9 :267–293, 1956.
- [21] Lax P.D. Weak solutions of nonlinear hyperbolic équations and their numerical computation. Communications on Pure and Applied Mathematics, 7 :159–193, 1954.
- [22] Lax P.D. and Wendroff B. Systems of conservation laws. Communications on Pure and Applied Mathematics, 13 :217–237, 1960.

- [23] Lax P.D. Systems of conservation laws and the mathematical theory of shock waves. SIAM, Philadelphia, 1973.
- [24] Schwartz L. Théorie des distributions, tome I. Paris, Hermann, 1951.
- [25] Schwartz L. Théorie des distributions, tome II. Paris, Hermann, 1957.
- [26] Sobolev S.L. Sur un théorème d'analyse fonctionnelle (en russe). Math. Sbornik, 4 :471–497, 1938.
- [27] Godunov S.K. Finite difference method for the numerical computation of discontinuous solutions of the equations of fluid Dynamics. Matematicheskii Sbornik, 47 :271–306, 1959. Translated from Russian at the Cornell Aeronautical Laboratory.
- [28] Harten A., P.D. Lax, and Van Leer B. On upstream differencing and Godunov type schemes for hyperbolic conservative laws. SIAM revue, pages 35–61, 1983.
- [29] P. Roe. Approximate riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes. J. Comput. Phys., 1981.
- [30] Osher S. and Solomon F. Upwind difference schemes for hyperbolic systems of conservation laws. Mathematics of Computation, 38 :339–374, 1982.
- [31] F.H. Harlow and J.E. Welch. Numerical calculation of time dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. Phys. Fluids, 8, 1965.
- [32] [http //en.wikipedia.org/wiki/Computational Fluid Dynamics](http://en.wikipedia.org/wiki/Computational_Fluid_Dynamics).
- [33] Documentations ANSYS CFX 11.0.

РСФ-53Б (PCF-53B)

АПД-89ФТ (Apd-89FT)

БПС-89П(BPS-89p)

БДК-89(BDK-89)

АЛ21Ф3(AL21F3)

ПГЛ-30МЛ (PGL-30ml)

ДТЭ-1 (DTE-1)

**ИА-11**(IA-11)

**ИТГ-1**(ITG-1)

**ФОРСАЖ** (forçage)

**ЗАПУСК**(START)

**АПД-89ФТ** (Apd-89FT)

**СИГНАЛ СИСТ СИЛДКИ Р** (SIGNAL DE SYSTEME SILDKI P)

**СДУТ -1.4** (SDUT -1,4)

**СП -77**(SP -77)

**СБРОСЬ ОБОРОТЫ** (SBROS ОБОРОТЫ)

**ОБОРОТЫ**

**ДВИГАТЕЛЬ**(Moteur)

**ВИБРАЦ**(VIBRATIONS)

**ПОЖАР**(INCENDIE)

**СТРУЖКА В МАСЛЕ** (Profilage à l'huile)

**ТОПЛ**(CARBURANTS)

**САМОЛЕТНЫЕ И СИЛОВЫЕ** (avionique ET DE PUISSANCE)

(МАСЛО) ИПМ-10, ВНИИ-НР-50-1.4Ф ((l'huile) IPM-10, VНИИ-Нr-50-1.4F)

**ТОПЛ ЛЕВ** (FUEL LEV)

**ТОПЛ ПРАВ** (DES CARBURANTS)