

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR

ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE ABDERRAHMANE MIRA BEJAIA

FACULTE DE TECHNOLOGIE

DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE

MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de

MASTER

Filière : Génie Mécanique

Spécialité : Énergétique

Par :

HAMMA Sania

MIZI Souhila

Thème

**Étude numérique de l'écoulement à travers une tuyère d'un
moteur hybride de fusée**

Soutenu le 02/07/2024 devant le jury composé de :

Mr.A. DJERRADA

Président

Mr.A. BENSLIMANE

Rapporteur

Mr.M. HAMDI

Examineur

Année Universitaire 2023-2024

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

Populaire et Démocratique Algérienne République

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Déclaration sur l'honneur

Engagement pour respecter les règles d'authenticité scientifique dans l'élaboration d'un travail de recherche

Arrêté ministériel n° 1082 du 27 Décembre 2020(*)

fixant les règles relatives à la prévention et la lutte contre le plagiat

Je soussigné,

Nom : HAMMA
Prénom : Sania
Matricule : 191933006342
Spécialité et/ou Option : Énergétique
Département : Génie mécanique
Faculté : Technologie
Année universitaire : 2023/2024

et chargé de préparer un mémoire de (*Licence, Master, Autres à préciser*) : Master.

Intitulé: Étude numérique de l'écoulement à travers une tuyère d'un moteur hybride de fusée

Déclare sur l'honneur, m'engager à respecter les règles scientifiques, méthodologiques, et les normes de déontologie professionnelle et de l'authenticité académique requises dans l'élaboration du projet de fin de cycle cité ci-dessus.

Fait à Béjaïa le

18/07/2024

Signature de l'intéressé

(*) Lu et approuvé

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

Populaire et Démocratique Algérienne République

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Déclaration sur l'honneur

Engagement pour respecter les règles d'authenticité scientifique dans l'élaboration d'un travail de recherche

Arrêté ministériel n° 1082 du 27 Décembre 2020 (*)

fixant les règles relatives à la prévention et la lutte contre le plagiat

Je soussigné,

Nom : MIZI
Prénom : Souhila
Matricule : 191933004054
Spécialité et/ou Option : Énergétique
Département : Génie mécanique
Faculté : Technologie
Année universitaire : 2023/2024

et chargé de préparer un mémoire de (*Licence, Master, Autres à préciser*) : *Master*.

Intitulé: Étude numérique de l'écoulement à travers une tuyère d'un moteur hybride de fusée.

déclare sur l'honneur, m'engager à respecter les règles scientifiques, méthodologiques, et les normes de déontologie professionnelle et de l'authenticité académique requises dans l'élaboration du projet de fin de cycle cité ci-dessus.

Fait à Béjaïa le

18/07/2024

Signature de l'intéressé

(*) Lu et approuvé

Remerciement :

Tout d'abord, on tient à remercier le bon Dieu le tout puissant et miséricordieux, de nous avoir donné volonté, la patience, et le courage à la concrétisation de nos objectifs et surmonter les moments difficiles durant notre cursus, de nous avoir guidées dans cette vie et nous avoir laissées inspirer la connaissance et le savoir.

*Par la suite, notre profonde gratitude et sincères remerciement à notre encadreur **Mr. BENSLIMANE** pour accepter de nous encadrer et pour tous les efforts mis par lui pour nous mettre à l'aise au sein du groupe et aussi tous ses efforts pour nous permettre d'acquérir le maximum d'informations durant ce laps de temps de notre stage sans oublier sa bonne humeur, son énergie débordante, encouragements et ses conseils.*

*Je tiens également à exprimer ma gratitude envers **Mr. DJERRADA** pour l'intérêt qu'il a manifesté envers notre travail, tous les informations qui nous a donné et le partage de ses connaissances qui nous a enrichi nos cerveaux et le temps qu'il m'a généreusement accordé, sans oublier **Mr. HAMDI** pour son orientation et surtout son encouragement durant la réalisation de ce travail.*

Nous remercions aussi tous ceux qui ont contribué sous une forme quelconque de près ou de loin à la réussite de notre formation à la réalisation de ce mémoire.

Dédicaces

Chaque début a une fin, la conclusion de notre travail n'est pas seulement le fruit de ce modeste travail mais c'est le fruit des années précédentes d'études, c'est un travail qui nous a permis de mettre en œuvre les connaissances acquises.

Nous dédions ce modeste travail et notre profonde gratitude :

A NOS PARENTS :

Ma mère, qui a ouverte pour ma réussite, de par son amour, son soutien, tous les sacrifices consentis et ses précieux conseils, pour tous son assistance et sa présence dans ma vie, reçois à travers ce travail aussi modeste soit-il, l'expression de mes sentiments et de mon éternelle gratitude.

Mon père, qui peut être fier et trouver ici le résultat de longues années de sacrifices et de privations pour m'aider à avancer dans la vie. Puisse Dieu faire en sorte que ce travail porte son fruit, merci les valeurs nobles, l'éducation et le soutien permanent venu de toi.

A NOS FRERES ET NOS SOEURS

On vous dédie ce travail en vous souhaitant un avenir radieux, pleins de bonheur et de succès. Que Dieu le tout puissant, vous préserve et vous procure santé et longue vie.

A NOS AMI(E)S ET NOS COLLEGUES

En témoignage de l'amitié qui nous unie et des souvenirs de tous les moments que nous avons passés ensemble, on vous dédie ce travail et on vous souhaite une vie pleine de réussite et de bonheur.

Je tiens à vous adresser cette dédicace spéciale, remplie d'amour et de vœux sincères. Vous êtes ma famille et mes compagnons de vie et je souhaite que vous soyez comblés de bénédiction.

SOUHILA

Dédicaces

À mes parents, pour leur amour, leur soutien inconditionnel et leurs encouragements constants tout au long de mon parcours académique. Leur confiance en moi a été une source inestimable de motivation et de détermination.

À mes professeurs Mr.DJERRADA , Mr.HAMDI et mon encadrant Mr.BENSLIMANE, pour leur guidance, leurs précieux conseils et leur patience. Leur expertise et leur passion pour l'enseignement m'ont profondément inspiré et ont grandement contribué à mon épanouissement intellectuel et professionnel.

À mes amis HICHAM, AMEL et LEILA, et collègues SOUHILA et GHILAS pour leur camaraderie, leurs discussions enrichissantes et leur aides précieuse. Partager cette aventure académique avec eux a rendu cette expérience inoubliable et beaucoup plus agréable.

SANIA

Sommaire

Remerciement	i
Dédicaces	ii
Sommaire	iii
Liste des figures	v
Liste des tableaux	vi
Nomenclature	vii
Introduction générale	1
CHAPITRE I : Généralité et étude bibliographique	2
I.1 Introduction	2
I.2 Histoire du moteur hybride-fusée	2
I.3 Définition du moteur hybride-fusée	3
I.4 Architecture d'un moteur hybride-fusée	4
I.5 Principe de fonctionnement d'un moteur hybride-fusée	4
I.6 La tuyère d'un moteur hybride	6
I.6.1 La définition de la tuyère :	6
I.6.2 Principaux types de tuyères :	7
I.6.2.1 La tuyère conique :	7
I.6.2.2 La tuyère annulaire :	8
I.6.2.3 Tuyère à contour profilé :	10
I.6.2.4 Tuyère à zone d'expansion :	10
I.6.2.5 Tuyère à double galbe :	11
I.6.2.6 Tuyère à détente centrée	12
I.7 Structure de la tuyère d'un moteur-fusée hybride	13
I.7.1 Entrée	13
I.7.2 Canal central	13
I.7.3 Partie convergent	13

I.7.4 Col	14
I.7.5 Partie divergente	14
I.7.6 Sortie	14
I.7.7 Paroi de la tuyère	14
I.7.8 Vecteurs de poussée.....	15
I.8 Fonctionnement de la tuyère d'un moteur fusée hybride	15
I.8.1 Combustion du propergol	15
I.8.2 Passage dans la tuyère	16
I.8.3 Accélération des gaz	16
I.8.4 Expansion des gaz	17
I.8.5 Génération de la poussée.....	17
Conclusion :	17
CHAPITRE II : Modélisation des écoulements compressibles dans une tuyère	19
II.1 Introduction	19
II.2 Position du problème	19
II.2.1 Le modèle physique	19
II.2.2 L'état d'arrêt (stagnation ou génératrice).....	20
II.2.3 L'état critique (ou sonique)	21
II.2.4 Rapport des sections	22
II.3 Effet des variations de section sur l'écoulement	24
II.3.1 Ecoulement subsonique	25
II.3.2 Ecoulement supersonique	25
II.4 Les différents régimes de fonctionnement	25
II.4.1 Ecoulements subsonique	26
II.4.2 Ecoulement sonique adapté	26
II.4.3 Ecoulement sonique non adapté	27
II.4.4 Ecoulement supersonique adapté	28

II.4.5	Ecoulement supersonique non adapté	28
II.5	Principaux paramètres de performance	28
II.5.1	La poussée	29
II.5.3	L'impulsion spécifique	29
II.5.4	La vitesse caractéristique	29
II.5.5	Le coefficient de poussée	29
II.5.6	Coefficient de décharge	30
II.5.7	Rendement Efficacité	30
II.6	Mécanisme des équations d'Euler	30
II.6.1	Equation de continuité	31
II.6.2	Equation de quantité de mouvement	31
II.6.3	Equation d'énergie	31
II.7	Les équations de Navier-Stocks.....	31
II.7.1	Les écoulements compressibles	31
II.7.2	Les écoulements turbulents	32
II.7.3	Moyenne de Favre	32
II.8	La modélisation des écoulements compressibles turbulents.....	34
II.8.1	Le modèle turbulent adopté en 2D axisymétrique	34
II.8.2	Les modèles à deux équations	35
II.8.2.1	Modèle deux équations k- ω	35
II.8.2.2	Modèle k- ϵ . Modèle standard.....	36
II.8.2.3	Modèle k- ω SST (Shear Stress Model)	37
Conclusion	39
CHAPITRE 3 :Résultats et discussions	40
III.1 Introduction		40
III.2 Présentation de la tuyère étudiée		41
III.3 Données géométriques et thermodynamiques		42

III.3.1 Données géométriques de la tuyère	42
III.3.2 Les données thermodynamiques	43
III.4 Frontières et conditions aux limites	44
III.5 Génération du maillage	45
III.6 Critère de convergence.....	47
III.7 Configuration	47
III.8 Résultats et interprétations	49
III.9 Ecoulement d'Euler dans une tuyère convergent-divergent 2D axisymétrique.....	53
III.9.1 Calcul des régimes	53
III.9.1.1 Régime sonique adapté	53
III.9.1.2 Régime sonique non adapté	55
III.9.1.3 Régime supersonique adapté	57
III.10 Ecoulement turbulent dans une tuyère convergent-divergent 2D axisymétrique..	59
III.10.1 Choix du maillage	59
III.10.2 calcul des régimes.....	59
III.10.2.1 Régime sonique adapté	59
III.10.2.2 Régime sonique non adapté.....	61
III.10.2.3 Régime supersonique	63
Conclusion	66
Conclusion générale.....	67
Références bibliographiques	69

LISTE DES FIGURES

Figure I.1 : Première fusée hybride lancée depuis la Turquie	3
Figure I.2 : Architecture d'un moteur fusé.	4
Figure I.3 : Tuyère propulsive d'un moteur fusé.	6
Figure I.4 : Tuyère Conique	8
Figure I.5 : Tuyère annulaire.....	9
Figure I.6 : Tuyère à contour profilé.	11
Figure I.7 : Forme de la tuyère à zone d'expansion	11
Figure I.8 : Tuyère à double galbe [14].	12
Figure I.9 : Forme générale d'une tuyère à détente centrée.....	12
Figure II.1 : Tuyère convergente-divergente	19
Figure II.2 : Effet des variations de section sur l'écoulement.	25
Figure II.3 : Ecoulement subsonique.....	26
Figure II.4 : Ecoulement sonique adapté.	26
Figure II.5 : Ecoulement sonique non adapté.	27
Figure II.6 : Ecoulement supersonique adapté.....	28
Figure II.7 : Ecoulement supersonique non adapté.	28
Figure III.1 : La géométrie de la tuyère de la fusée hybride	43
Figure III.2 : Configuration Géométrique avec les conditions aux limites	45
Figure III.3 : Maillage de la tuyère	46
Figure III.4 : Détail du maillage	46
Figure III.5 : Evolution des résidus.....	46
Figure III.6 : Variation de la pression statique sur l'axe suivant plusieurs maillages	48
Figure III.7 : Variation du nombre de Mach sur l'axe suivant plusieurs maillages	48
Figure III.8 : Variation du nombre de Mach à la section de sortie en fonction du nombre d'éléments	49
Figure III.9 : L'évolution de la pression statique à l'intérieure de la tuyère	49

Figure III.10 : Le nombre de mach à l'intérieure de la tuyère	50
Figure III.11 : La distribution de la température à l'intérieure de la tuyère.....	50
Figure III.12 : Distribution de la densité à l'intérieur de la tuyère.....	51
Figure III.13 : Evolution des rapports de pression et température selon l'axe de la tuyère x.	51
Figure III.14 : (a) Distribution de la densité, (b) Distribution de la pression, (c) Les lignes Iso-Mach, (d) Distribution de la température, écoulement d'Euler SA.....	52
Figure III.15 : (a) Profil de la densité, (b) L'évolution de la pression, (c) L'évolution du nombre de Mach (d), Le profil de température statique ; le long de l'axe de la tuyère, écoulement d'Euler SA.....	53
Figure III.16 : (a) Distribution de la densité, (b) Distribution de la pression, (c) Les lignes Iso-Mach, (d) Distribution de la température, écoulement d'Euler SNA.	54
Figure III.17 : (a) Profil de la densité, (b) L'évolution de la pression, (c) L'évolution du nombre de Mach, (d) Le profil de température statique ; le long de l'axe de la tuyère, écoulement d'Euler SNA.....	55
Figure III.18 : (a) Distribution de la densité, (b) Distribution de la pression, (c) Les lignes Iso-Mach, (d) Distribution de la température, écoulement d'Euler SSA.	57
Figure III.19 : (a) Profil de la densité, (b) L'évolution de la pression, (c) L'évolution du nombre de Mach, (d) Le profil de température statique ; le long de l'axe de la tuyère, écoulement d'Euler SA.....	57
Figure III.20 : (a) Evolution de la pression, (b) Evolution du nombre du Mach, pour les différents régimes d'écoulement d'Euler.....	58
Figure III.21 : (a) Distribution de la densité, (b) Distribution de la pression, (c) Les lignes Iso-Mach, (d) Distribution de la température, écoulement turbulent SA.	60
Figure III.22 : (a) Profil de la densité, (b) L'évolution de la pression, (c) L'évolution du nombre de Mach, (d) Le profil de température statique ; le long de l'axe de la tuyère, écoulement turbulent SA	61
Figure III.23 : (a) Distribution de la densité, (b) Distribution de la pression, (c) Les lignes Iso-Mach, (d) Distribution de la température, écoulement turbulent SNA.	62

Figure III.24 : (a) Profil de la densité, (b) L'évolution de la pression, (c) L'évolution du nombre de Mach, (d) Le profil de température statique ; le long de l'axe de la tuyère, écoulement turbulent SNA.....	63
Figure III.25 : (a) Distribution de la densité, (b) Distribution de la pression, (c) Les lignes Iso-Mach, (d) Distribution de la température, écoulement turbulent SSA.	64
Figure III.26 : (a) Profil de la densité, (b) L'évolution de la pression, (c) L'évolution du nombre de Mach, (d) Le profil de température statique ; le long de l'axe de la tuyère, écoulement turbulent SSA	65
Figure III.27 : Comparaison entre l'écoulement d'Euler et turbulente pour un même régime SNA, (a) Distribution de la pression (b) L'évolution du nombre de Mach.	66

LISTE DES TABLEAUX

Tableau III.1 : Principales caractéristiques du flux unidimensionnel à travers la tuyère	42
Tableau III.2 : Données géométriques de la tuyère	43
Tableau III.3 : les statistiques de l'étude du maillage.....	45
Tableau III.4 : Input paramètres de simulation	47

Nomenclature

Symbole	Unité
a : la vitesse de son	[m/s]
C : la vitesse d'écoulements	[m/s]
Ma : Nombre de mach	[-]
R : Constante de gaz	[J/kgK]
T_0 : temperature totale	[K]
P_0 : Pression totale	[Pa]
C_p : Chaleur spécifique à pression constante	[J/kgK]
Re : Le nombre de Reynolds	[-]
q_m : Débit massique	[kg/s]
S : la section	[m ²]
P_a : Pression ambiante	[Pa]
F : La poussée	[N]
V_{eff} : La vitesse effective	[m/s]
I_{sp} : L'impulsion spécifique	[s]
g : La gravité	[m/s ²]
h : Enthalpie	[kJ/kg]
C^* : Vitesse caractéristique	[m/s]
C_T : Le coefficient de poussée	[-]
C_d : Coefficient de décharge	[-]
E : l'énergie totale.	[J]
D : Diamètre	[m]
M : masse molaire	[g/mol]
L : La longueur	[m]
k : Energie cinétique de la turbulence	[m ² /s ²]
u, v : composantes horizontale et verticale du vecteur vitesse	[m/s]
x, y, z : Coordonnées cartésiennes	[m]

Symbole grec

γ : Rapport des chaleurs spécifiques à pression et à volume constant

ρ : Masse volumique [kg/m^3]

ε : Taux de dissipation de la turbulence [m^2/s^3]

λ : Coefficient de diffusion [W/mK]

μ : Viscosité dynamique

μ_t : Viscosité turbulent

τ_{ij} : Tenseur des contraintes visqueuses [Pa]

β et α : angle de divergence de la tuyère [deg]

ω : Dissipation spécifique de l'énergie cinétique turbulente [s^{-1}]

Indices

\sim : Grandeur moyennée au sens de Favre

$-$: Grandeur moyennée au sens de Reynolds

$'$: Fluctuation au sens de Reynolds

$''$: Fluctuation au sens de Favre

$*$: Etat critique

0 : Etat de stagnation

Introduction générale

Introduction générale

Le système propulsif est essentiel pour mettre en mouvement un véhicule ou effectuer des rotations autour de son centre de masse. Au cœur de ce système se trouve la tuyère, un élément crucial qui influence significativement les performances globales des structures aérodynamiques telles que les missiles, les moteurs d'avion, et les moteurs fusées. Depuis les premières applications de la conception aérodynamique en 1935, marquées par des études expérimentales en l'absence de technologies informatiques avancées, les chercheurs ont analysé les tuyères pour optimiser leur géométrie et leur interaction avec les flux de gaz.

Avec l'avènement des technologies informatiques, la simulation par ordinateur a révolutionné l'étude des tuyères, permettant de mieux comprendre les phénomènes liés aux écoulements de fluides. Cette révolution a conduit à une distinction entre deux branches essentielles de l'aérodynamique : l'aérodynamique externe, qui étudie les écoulements en présence de l'air libre, et l'aérodynamique interne, spécialisée dans l'étude des écoulements internes des moteurs fusées, des moteurs d'avion, et des tuyères.

Les tuyères supersoniques jouent un rôle clé dans diverses structures, incluant les moteurs fusées, les missiles, et les souffleries supersoniques utilisées pour la modélisation et la réalisation expérimentale des écoulements supersoniques. L'objectif principal d'une tuyère est d'augmenter l'énergie cinétique d'un fluide en augmentant sa vitesse tout en transformant son énergie interne, représentée par sa température.

Ce projet de fin d'études se concentre sur l'analyse des simulations des écoulements dans une tuyère convergente-divergente (De Laval) connectée à un moteur fusée. Une modélisation précise de la tuyère est réalisée en utilisant la méthode des volumes finis, offrant des outils puissants pour simuler les écoulements de fluides. L'analyse se focalise sur l'évaluation des paramètres thermodynamiques clés, tels que le nombre de Mach, la pression statique, la température statique, et d'autres grandeurs pertinentes. Ces paramètres permettent de caractériser en détail l'écoulement du gaz à travers la tuyère et d'obtenir des informations précises sur son comportement.

En conclusion, ce travail reprend les objectifs initiaux et présente les principaux résultats obtenus, soulignant l'importance de la modélisation et de la simulation numérique dans l'amélioration des performances des systèmes propulsifs modernes.

CHAPITRE I :

Généralité et étude bibliographique

I

Généralité et étude bibliographique

I.1 Introduction

En raison de l'intérêt croissant pour le matériel spatial et les technologies d'exploitation, la recherche de moteurs de propulsion de fusée adaptés et personnalisés est devenue un enjeu majeur. Les exigences ne se restreignent pas à l'emploi de moteurs Rocket pour la propulsion des fusées spatiales traditionnelles, mais englobent souvent la propulsion de vaisseaux spatiaux, de rover lunaires et d'atterrisseurs.

Les moteurs hybrides-fusées, qui allient les bénéfices des moteurs à carburant liquide, respectent les critères mentionnés précédemment.

Les composants du moteur comprennent une chambre de combustion avec une pastille de combustible solide, un réservoir d'oxydant liquide (généralement du N_2O ou du HTP (peroxyde à haute teneur en oxygène)) et une tuyauterie qui alimente la chambre de combustion et la tuyère en fluide. Bien que la structure des moteurs fusées hybrides soit plutôt simple, les phénomènes qui se produisent dans ces moteurs sont complexes et leur description requiert des connaissances dans divers domaines scientifiques tels que la chimie, la thermodynamique, l'aérodynamique ou la mécanique.

Ce chapitre examinera les moteurs hybrides et leurs divers éléments, en donnant une introduction approfondie à leurs principes de fonctionnement et en mettant l'accent sur leur composant principal, la tuyère, ainsi que sur le comportement des gaz.

I.2 Histoire du moteur hybride-fusée

Le moteur hybride-fusée est une technologie de propulsion qui combine les avantages des moteurs fusés à ergols liquides et des propulseurs à propergol solide. Les recherches sur cette technologie remontent à plus de 50 ans, avec des petits moteurs hybrides utilisés dans des programmes de drones américains entre 1968 et 1983, tels que le Sandpiper, Has et Firebolt[1]. Ces moteurs utilisaient du polybutadiène hydroxytéléchélique (PHBT) comme carburant[2].

Cependant, le développement de la propulsion hybride dans le domaine des fusées a été limité par des inconvénients tels qu'une vitesse de régression trop faible, due à un transfert thermique insuffisant entre la partie la plus chaude de la chambre de combustion et la surface du bloc de propergol [1].

Bien que ces difficultés soient présentes, la propulsion hybride offre des bénéfices par rapport aux moteurs fusées à ergols liquides et aux propulseurs à propergol solide. Elle permet une plus grande souplesse en ce qui concerne la sélection d'ergols et facilite la gestion de la poussée.

En 2022, Rocket Lab a dévoilé un lanceur spatial hybride révolutionnaire, marquant un tournant historique dans l'histoire des vols habités [2]. Cette avancée technologique pourrait contribuer à l'amélioration de la propulsion hybride dans le domaine des fusées.



Figure I.1 : première fusée hybride lancée depuis la Turquie [1].

I.3 Définition du moteur hybride-fusée

Le moteur hybride de fusée est un système de propulsion hybride employé dans le domaine de l'aéronautique. Il emploie une combinaison d'ergol liquide ou gazeux (comburant) et de propergol solide (combustible), ce qui lui permet de profiter des avantages des deux types de propulsion. Comme tous les moteurs fusées, ce genre de motorisation offre l'avantage de pouvoir fonctionner sans atmosphère.

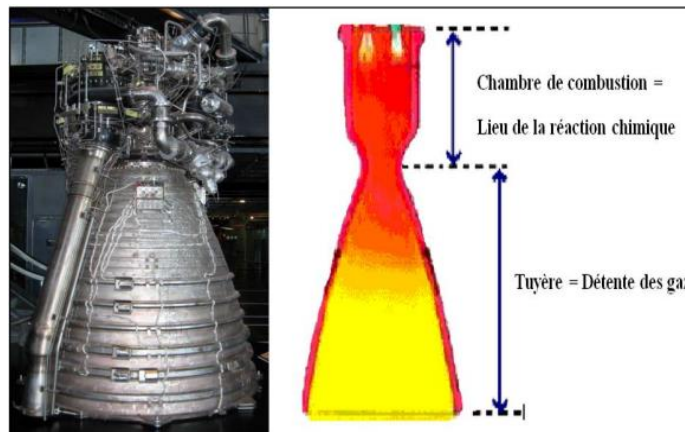
Jusqu'à présent, son utilisation est restreinte, car les résultats obtenus en pratique demeurent décevants. L'exemple le plus célèbre de mise en œuvre est celui des avions spatiaux SpaceShip One et SpaceShipTwo qui l'utilisent ou doivent l'utiliser pour réaliser des vols

suborbitaux. Dans cette situation, le choix de ce type de propulsion est motivé par des facteurs de coût et de sécurité. D'autres opportunités pour ce genre de propulsion pourraient être offertes par des recherches récentes sur de nouveaux carburants plus performants.

I.4 Architecture d'un moteur hybride-fusée

Afin de se déplacer, une fusée doit éjecter de vastes quantités de gaz à des températures et des pressions élevées. La propulsion est qualifiée de "chimique" lorsque ces gaz sont générés par une réaction chimique entre un combustible (qui brûle) et un comburant (comme l'oxygène par exemple). Dans cette situation, on appelle généralement le combustible et le comburant "ergols". En règle générale, l'organisation d'un moteur chimique est comme suit : La "chambre de combustion" se trouve en haut, où les deux ergols sont injectés et où se produit la réaction chimique entre le combustible et le comburant. La "tuyère", de forme conique, se trouve en bas de la partie inférieure et a pour fonction d'accélérer les gaz avant leur éjection voir la **figureI.2**.

Malgré la présence de divers autres types de propulsion (moteurs ionique, nucléaire, électrique, voile solaire) et leur capacité à être utilisés dans l'espace, la propulsion chimique demeure la seule à pouvoir éjecter une fusée de l'attraction terrestre.



FigureI.2 : Architecture d'un moteur fusée.

I.5 Principe de fonctionnement d'un moteur hybride-fusée

Le moteur-fusée hybride repose, comme la majorité de moteur Rocket, sur la combustion très exothermique d'un carburant et d'un comburant qui produit un grand volume de gaz de combustion qui s'échappent à grande vitesse du moteur en produisant la poussée désirée. Un

moteur-fusée hybride comporte principalement un réservoir pressurisé contenant le comburant (ou oxydant) sous forme liquide ou gazeuse, une chambre de combustion ménagée au sein d'un bloc de carburant qui se présente sous une forme solide (bloc de propergol), et une valve séparant ces deux éléments. La chambre de combustion est, dans le cas le plus simple, un canal cylindrique unique percé dans le bloc de propergol dans le sens longitudinal, au bout duquel se situe la tuyère par laquelle les gaz produits sont expulsés.

Lorsque l'on veut faire fonctionner le moteur, un système d'allumage est activé dans la chambre de combustion et la valve est ouverte. Le comburant liquide ou gazeux qui est sous pression s'écoule dans la chambre de combustion où il se vaporise et réagit avec le carburant solide en s'enflammant. La combustion du comburant et du carburant se propage à la surface du bloc de propergol solide. Les particules de propergol sont liquéfiées à la surface du bloc puis gazéifiées par la chaleur dégagée et viennent se mélanger avec le comburant. Les gaz chauds produits sont expulsés par la pression vers la sortie de la chambre de combustion où se trouve une tuyère qui canalise et accélère les produits de la combustion en fournissant la poussée à la fusée.

Dans sa forme la plus simple, la chambre de combustion est un simple trou cylindrique (le canal) percé au centre du bloc de propergol. Pour obtenir une poussée supérieure, plusieurs canaux peuvent être percés, ce qui augmente la surface du bloc de propergol exposée à la combustion. Des formes complexes (par exemple étoile à n branches) peuvent être également utilisées pour moduler la poussée en fonction du temps, en déterminant la cinétique de combustion au moyen de la géométrie de la surface de combustion, laquelle conditionne la réaction du comburant sur le combustible.

Le bloc de propergol est précédé d'une préchambre dans laquelle une première combustion engendre l'évaporation du comburant si ce dernier est liquide. Carburant et comburant ne se mélangent pas dans les proportions idéales dans la chambre de combustion : il tend à y avoir un excès de comburant au centre du canal et un excès de carburant à la surface du bloc de propergol. Les imbrûlés qui en résultent sont brassés naturellement dans la chambre de postcombustion, un espace ménagé entre l'extrémité finale du bloc de propergol et la tuyère, et y achèvent leur combustion [3].

I.6 La tuyère d'un moteur hybride

I.6.1 La définition de la tuyère :

La tuyère d'un moteur-fusée hybride est un composant essentiel qui accélère le flux de gaz provenant de la chambre de combustion, ce qui permet de générer une poussée.

D'autre part, elle joue un rôle clé dans la conversion de l'énergie thermique et chimique du carburant liquide en énergie cinétique nécessaire à la propulsion. La conception de la tuyère est essentielle pour améliorer les performances et l'efficacité de la fusée hybride, et cette tuyère est directement reliée à la chambre de combustion comme le montre Figure I.4 (le diamètre de sortie de la chambre de combustion est égale à le diamètre d'entrée de la tuyère) et peut avoir différentes formes et différents types pour accélérer et contrôler le flux de gaz, et l'ingénierie de la tuyère de la fusée est caractérisée par la détermination de la forme et de la taille du col de la tuyère et de sa sortie.

Le col est l'endroit où le flux atteint la vitesse sonique presque ($Ma=1$), tandis que la sortie est l'endroit où le taux d'expansion requis est atteint pour garantir un taux d'expansion Le taux d'expansion, qui dépend de la pression de la chambre et de la pression ambiante, doit être optimisé pour obtenir une harmonie entre la pression de sortie et la pression ambiante, ce qui permet d'obtenir une poussée maximale avec des pertes minimales.

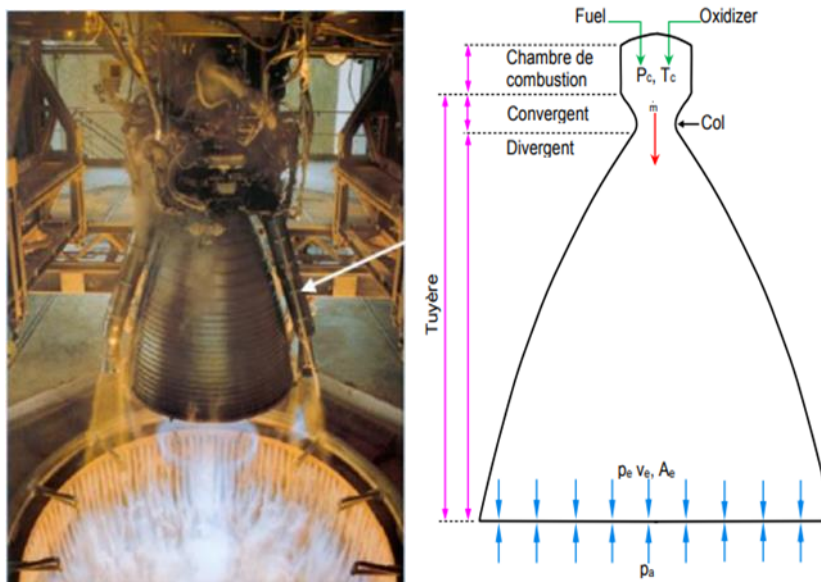


Figure I.3: Tuyère propulsive d'un moteur fusée.

I.6.2 Principaux types de tuyères :

La géométrie des tuyères joue un rôle important, à la fois en termes de conception (rapport performance/taille) et de contrôle de la position de la séparation dans un système à forte surmultiplication. Notre étude montre qu'il existe une large gamme de débits possibles en fonction des différentes formes de tuyère.

Il existe plusieurs types de tuyères de fusées, mais nous en citerons six de base, dont celle que nous allons étudier.

I.6.2.1 La tuyère conique :

Il s'agit de la forme la plus basique d'une tuyère supersonique, souvent employée pour la conception des premiers moteurs fusées où des méthodes de fabrication simples sont privilégiées, comme illustré dans la figure I.7. Elles sont cependant encore utilisées pour les petits moteurs propulsifs. Ces tuyères ont généralement des angles de divergence compris entre 15 et 30° [12].

La divergence de l'écoulement (direction non axiale) à la section de sortie entraîne une perte de poussée importante, telle que quantifiée par Malin qui a défini un facteur qui varie en fonction de l'angle de divergence du cône [11] :

$$\lambda = \frac{1 + \cos \alpha}{2} \quad (\text{I.1})$$

Avec :

α : Angle de divergence de la tuyère

Ce type de tuyères développe un coefficient de poussée légèrement inférieur à 1,7 % d'une tuyère idéale, ce qui équivaut à [8] :

$$C_f = \frac{P_e A_e}{P_0 A^*} + \frac{1 + \cos \alpha}{2} \frac{\rho_e V_e^2 A_e}{P_e A_e} \quad (\text{I.2})$$

Avec :

P_e : Pression à la sortie de la tuyère.

P_0 : Pression total.

A_e : Section de sortie de la tuyère.

A^* : Section au col de la tuyère.

ρ_e : Masse volumique des gaz d'éjection.

V_e : vitesse à la sortie de la tuyère.



Figure I.4 : Tuyère Conique.

I.6.2.2 La tuyère annulaire :

Les sections au col et à la sortie des deux types de tuyères mentionnés précédemment sont circulaires et normaux à l'axe. Les turbomachines utilisent fréquemment la tuyère annulaire qui présente des sections au col en forme d'anneau. L'anneau est constitué d'un corps central

au col et d'une paroi externe qui détermine le profil de la tuyère, comme illustré dans la figure. À l'aval de ce col, les gaz de combustion se détendent dans ces anneaux et le long de la section discontinue **Figure I.6**.

La configuration de ce genre entraîne toujours une diminution de la poussée car le contour présente des bordures coniques et que le gaz d'éjection n'est pas orienté axialement à la sortie. Dans cette situation, le facteur de perte de poussée est défini par la relation suivante :

$$\lambda = \frac{\frac{1}{2}(\sin \beta + \cos \alpha)^2}{(\alpha + \beta) \beta + \cos \beta - \cos \alpha} \quad (\text{I.3})$$

Avec :

α et β : Respectivement les angles formés par l'axe de la tuyère et la paroi extérieure, et l'axe de la tuyère et la paroi intérieure

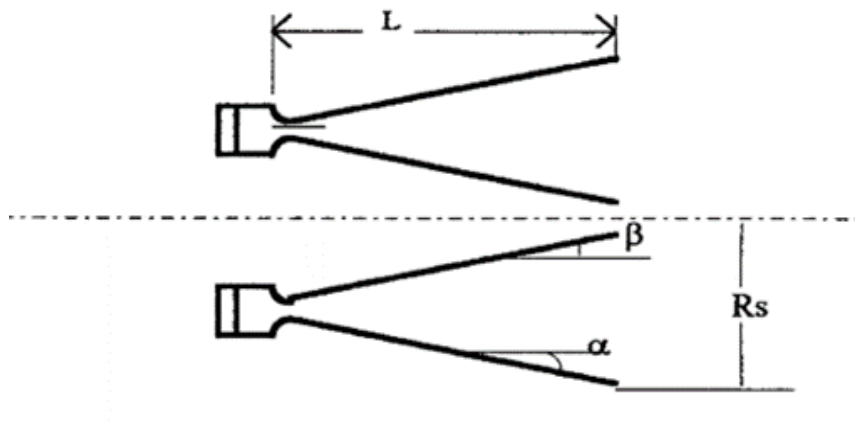


Figure I.5 : Tuyère annulaire.

I.6.2.3 Tuyère à contour profilé :

Quelques années plus tard et en même temps que les avancées expérimentales et numériques, les fabricants ont pris en considération l'amélioration des performances des tuyères de propulsion. Ils ont constaté que les conduites coniques produisent une certaine force, mais avec une diminution en raison de l'inclinaison de la partie supersonique, qui varie entre 15° et 30° . Ainsi, l'angle de la tuyère à la sortie est nul, ce qui signifie que la poussée sera maximale. La méthode des caractéristiques est une méthode développée par les numériciens afin de résoudre ce problème. Quelques années plus tard, ils ont découvert diverses formes. Nous mentionnons les deux principales formes :

- ✓ Tuyère centrée sur la détente.
- ✓ Tuyère avec une zone d'expansion.

Afin d'accélérer l'écoulement, il est nécessaire d'avoir une certaine détente dans la tuyère. Étant donné que l'écoulement est horizontal au col et à la sortie, il est nécessaire de dériver la paroi jusqu'à un angle maximal, ce que l'on appelle une zone de détente ou d'expansion. Ensuite, il est nécessaire de redresser la paroi pour donner à la sortie une zone de redressement.

La tuyère profilée présente généralement des angles de 20° à 30° au col et de 5° à 14° à la sortie de la tuyère [10].

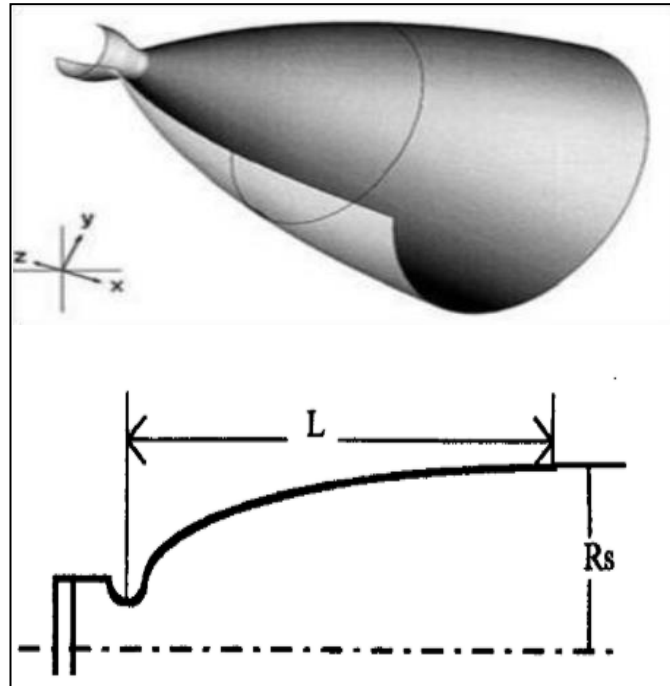


Figure I.6 : Tuyère à contour profilé.

I.6.2.4 Tuyère à zone d'expansion :

La configuration de la zone d'expansion de la partie divergente est un peu à l'ordre du jour.

Dans les souffleries, une forme d'arc circulaire de grand rayon est généralement employée. Lorsque la tuyère est sortie, l'écoulement devient homogène et parallèle à l'axe de révolution [10 ;13], comme illustré dans la figure (I.8).

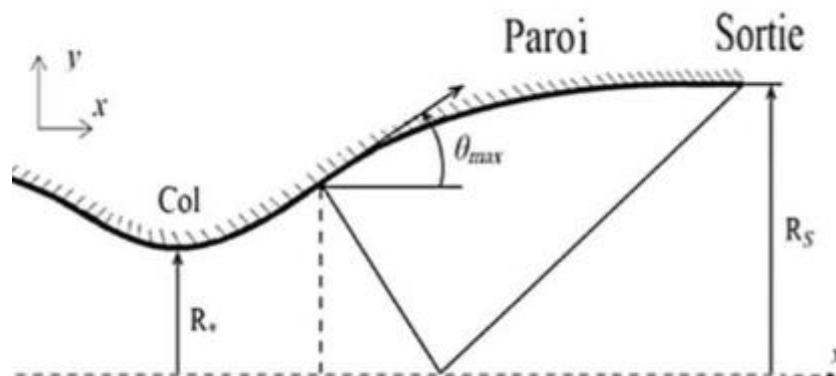


Figure I.7: Forme de la tuyère à zone d'expansion [10 ;16].

I.6.2.5 Tuyère à double galbe :

La tuyère à double galbe, également connue sous le nom de tuyère à double cloche, est formée par la fusion de deux tuyères à simple galbe au niveau d'un point appelé point d'inflexion. Elle est couramment utilisée pour les navettes spatiales. La particularité de cette technologie réside dans sa capacité à ajuster automatiquement l'écoulement pour deux niveaux de fonctionnement (à basse et à haute altitude) en inflexion nant simplement le contour (sans activation mécanique) et en décollant le jet à basse altitude, fixé à la jonction de deux galbes, ce qui signifie qu'elle est stable et symétrique à l'inflexion[9]. Toutefois, elle comporte des désavantages tels qu'une prolongation de l'aspiration à basse altitude et des charges latérales pendant la transition entre les régimes.

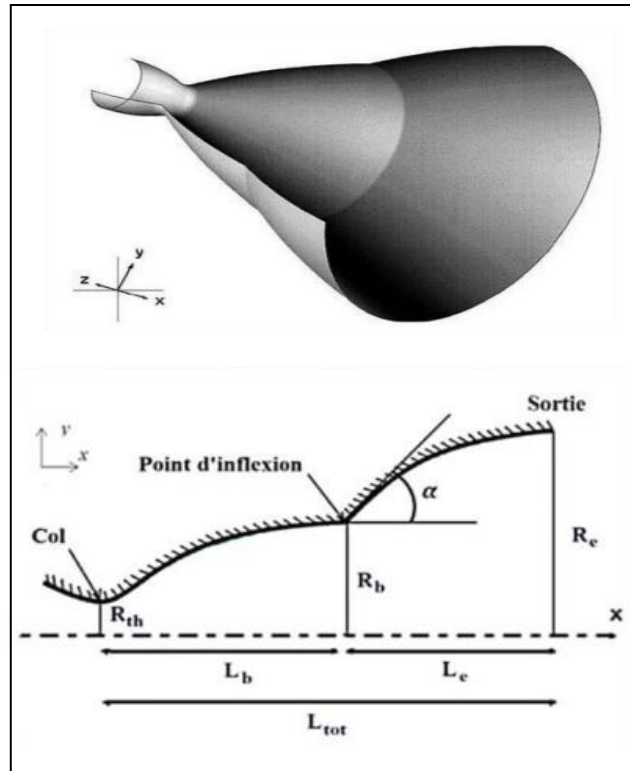


Figure I.8: Tuyère à double galbe [14].

I.6.2.6 Tuyère à détente centrée

Si la zone d'expansion est réduite en un point, la tuyère est de type à détente centrée, où la détente se produit à travers des ondes de Prandtl Meyer centrées et générées à partir du coin du col de la tuyère avec un angle initial θ [10 ;13] comme illustré dans la figure (II.10).

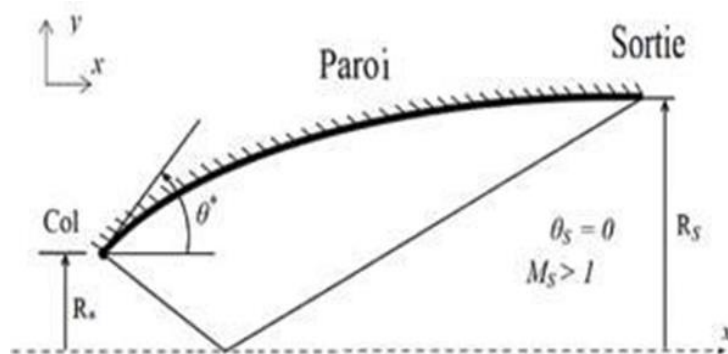


Figure I.9: Forme générale d'une tuyère à détente centrée [15]

I.7 Structure de la tuyère d'un moteur-fusée hybride

Le rôle essentiel de la tuyère d'un moteur-fusée hybride est de convertir l'énergie thermique des gaz de combustion en une poussée propulsive efficace. Son design est spécialement conçu pour satisfaire les besoins particuliers de ce genre de moteur et garantir un fonctionnement optimal.

Voici les principaux éléments constitutifs d'une tuyère pour moteur-fusée hybride :

I.7.1 Entrée :

Le rôle essentiel de l'entrée de la tuyère d'un moteur-fusée hybride est de permettre l'entrée des gaz brûlés et de garantir une accélération adéquate pour générer la poussée nécessaire au déplacement de l'engin spatial.

I.7.2 Canal central :

Dans le domaine des moteurs fusées hybrides, le canal central désigne la partie centrale du système de propulsion où les gaz brûlés sont dirigés vers la partie centrale du système de propulsion afin d'être accélérés et expulsés à grande vitesse, ce qui permet de générer la poussée requise pour la propulsion de l'engin spatial.

La présence de cette partie est essentielle pour le passage des gaz à travers la tuyère, ce qui contribue à l'efficacité globale du moteur en garantissant une sortie optimale des gaz afin de générer une poussée maximale. Il est crucial de prendre en compte la conception et la configuration du canal central afin d'assurer un écoulement optimal des gaz brûlés, réduire les pertes d'énergie et optimiser l'accélération des gaz pour une propulsion optimale.

Le canal central joue un rôle essentiel dans la tuyère d'un moteur-fusée hybride, car il contribue directement à produire la force requise pour déplacer l'engin spatial.

I.7.3 Partie convergent :

Dans le domaine des moteurs fusées hybrides, la partie convergente désigne la partie de la tuyère qui est spécialement conçue pour accélérer les gaz brûlés produits par la combustion du combustible solide et de l'oxydant liquide ou gazeux. En général, cette partie se trouve à l'entrée de la tuyère et joue un rôle essentiel dans l'accélération des gaz, en les concentrant et en augmentant leur vitesse avant qu'ils ne soient expulsés à grande vitesse pour produire la poussée nécessaire à la propulsion de l'engin spatial. Il est crucial de concevoir la partie convergente afin de garantir une accélération optimale des gaz et réduire les pertes d'énergie, ce qui a un impact positif sur l'efficacité globale du système de combustion.

I.7.4 Col :

Le col est utilisé dans le cadre des moteurs fusées hybrides pour désigner la partie de la tuyère où la vitesse des gaz brûlés atteint son pic, avant de se dilater dans la partie divergente pour générer une poussée intense. Il est essentiel de prendre en compte cette partie de la tuyère car elle représente un point de convergence des gaz brûlés, les accélérant afin de générer une force propulsive performante. Il est crucial de prendre en compte la conception du col de la tuyère afin de garantir une accélération optimale des gaz et de réduire les pertes d'énergie, ce qui contribue à l'efficacité globale du système optique.

I.7.5 Partie divergente :

La partie divergente d'une tuyère dans un moteur-fusée hybride joue un rôle crucial dans le système de propulsion. La conception de cette partie de la tuyère vise à assurer une expansion régulière des gaz brûlés, les accélérant constamment à des vitesses subsoniques à des vitesses supersoniques élevées à la sortie de la tuyère. Le divergent de la tuyère joue un rôle essentiel dans la conversion de l'énergie générée dans la chambre de combustion en impulsion propulsive dans les moteurs fusés. Il est d'autant plus efficace de transformer le divergent lorsque le taux de détente est élevé, ce qui est calculé en fonction de la relation entre la section de sortie du divergent et la section au col de la tuyère.

I.7.6 Sortie :

La section finale d'une tuyère dans un moteur-fusée hybride est où les gaz brûlés sont expulsés à grande vitesse afin de générer la poussée requise pour la propulsion de l'engin spatial. La conception de cette section de la tuyère vise à garantir une sortie optimale des gaz, réduisant les pertes d'énergie et garantissant une accélération optimale pour une poussée efficace.

Il est indispensable de concevoir la sortie de la tuyère afin de garantir une sortie appropriée des gaz et d'optimiser l'efficacité globale du système de propulsion.

I.7.7 Paroi de la tuyère :

La structure solide qui entoure et oriente le flux des gaz brûlés à l'intérieur de la tuyère dans un moteur-fusée hybride est la paroi de la tuyère. La fonction essentielle de cette paroi est de garantir un déplacement adéquat des gaz brûlés, de réduire les pertes d'énergie et de contribuer à l'efficacité globale du système de propulsion. Il est crucial de prendre en compte la conception et la qualité de la paroi de la tuyère afin d'assurer un écoulement optimal des

gaz brûlés, d'éviter les phénomènes de décollement du flux et d'assurer une accélération efficace afin de générer une poussée maximale.

I.7.8 Vecteurs de poussée :

Les vecteurs de poussée, également appelés thrustvectors, sont des dispositifs qui permettent de réguler la direction de la poussée produite par un moteur-fusée ou un autre système de transmission. Ils jouent un rôle crucial dans la création de fusées, de missiles et d'avions avancés, car ils offrent la possibilité de diriger les gaz d'échappement de manière précise et d'améliorer les performances de propulsion. Il existe diverses façons de contrôler les vecteurs de poussée, comme l'utilisation d'actionneurs et d'algorithmes pour surveiller et ajuster en temps réel différents paramètres. Ils ont la capacité d'être employés afin d'améliorer les performances dans différents secteurs, comme la propulsion de fusées, la natation ou même les arts martiaux.

Le buste linéaire est un modèle de poussée qui se distingue par un mouvement en ligne droite qui pousse directement vers l'avant, tandis que la prise circulaire est un modèle de poussée qui implique des mouvements de rotation qui produisent de la propulsion. Il est possible d'orienter les vecteurs de poussée dans diverses directions afin d'améliorer la propulsion et réduire les pertes d'énergie.

I.8 Fonctionnement de la tuyère d'un moteur fusée hybride

Le fonctionnement de la tuyère d'un moteur-fusée hybride est essentiel à la propulsion. Dans ce type de moteur, la tuyère joue un rôle important car elle permet aux gaz propulseurs d'être éjectés à grande vitesse pour générer la poussée nécessaire au déplacement de l'engin spatial. Contrairement aux moteurs fusées classiques, les moteurs hybrides utilisent deux types d'ergols : un combustible solide et un oxydant liquide.

Voici les étapes clés du fonctionnement de la tuyère dans un moteur-fusée hybride :

I.8.1 Combustion du propergol :

La combustion du propergol dans un moteur-fusée est un processus complexe qui implique la réaction chimique entre l'oxydant et le combustible, la vaporisation du combustible et la production de gaz de combustion pour produire la poussée nécessaire au déplacement de la fusée.

La combustion du propergol solide et du comburant liquide produit des gaz chauds à haute pression.

I.8.2 Passage dans la tuyère :

Le passage dans la tuyère d'un moteur-fusée est un processus complexe qui implique la compression, l'accélération et la dilatation des gaz propulsifs pour générer la poussée nécessaire au déplacement de l'engin spatial. La tuyère est conçue pour optimiser l'efficacité de la propulsion en fonction des variations de pression et de température en fonction de l'altitude [6].

- Les gaz de combustion chauds s'écoulent à travers un canal central dans le grain de propergol solide.
- Ils convergent ensuite vers la tuyère, où la section diminue progressivement.

I.8.3 Accélération des gaz :

L'accélération des gaz dans les moteurs de fusée est un processus essentiel pour générer la poussée nécessaire à la mise en mouvement de la fusée. Lorsque les gaz de combustion sont expulsés de la chambre de combustion et pénètrent dans la tuyère, ils subissent une accélération qui les propulse à grande vitesse, générant ainsi une poussée. Cette accélération est nécessaire pour produire une poussée efficace et propulser la fusée.

- La diminution de la section de la tuyère provoque une augmentation de la vitesse.
- La forme de la tuyère est cruciale pour une accélération efficace des gaz.

I.8.4. Expansion des gaz :

L'expansion des gaz fait référence à leur capacité à se dilater ou se contracter en réponse aux variations de pression et de volume, conformément à la loi des gaz parfaits. Cette loi indique que lorsque la pression augmente, le volume diminue, et cette relation dépend du nombre de moles de gaz. À température et pression égales, un échantillon contenant plus de moles occupera un plus grand volume. Dans une tuyère, les gaz atteignent leur vitesse sonique au niveau du col, puis en se détendant dans la partie divergente, ils accélèrent jusqu'à atteindre une vitesse supersonique à la sortie [7].

I.8.5 Génération de la poussée :

Dans un moteur fusée, la poussée est produite par la combustion d'un oxydant et d'un combustible qui se trouvent dans deux états différents, l'un solide et l'autre liquide ou gazeux. Cette combustion est influencée par des facteurs tels que la vitesse de régression du combustible et la compréhension du processus de combustion.

- L'éjection des gaz à grande vitesse à la sortie de la tuyère crée une force de réaction selon la troisième loi de Newton.
- Cette force propulse le moteur et le véhicule vers l'avant.

Conclusion :

Ce chapitre traite brièvement des moteurs fusés en général. Il traite également du fonctionnement de la tuyère du moteur hybride, de ses performances et de sa structure, et identifie les différents types de chacun d'entre eux.

CHAPITRE II

Modélisation des écoulements compressibles dans une tuyère

II

Modélisation des écoulements compressible dans une tuyère

II.1 Introduction

Les tuyères sont des conduites de section droite variable placée à l'arrière d'un moteur, dans ce là la tuyère est un dispositif qui accélère un flux jusqu'à l'obtention d'un certain nombre de mach.

Les écoulements dans les tuyères propulsives ont fait l'objectif de plusieurs travaux expérimentaux, numérique dans plusieurs thèses et mémoires.

Dans nos recherches dans ce chapitre, on intéresse à une tuyère bien connus et très intéressante dans le domaine de la propulsion dans ce qui suit nous réécrivant brièvement les écoulements c'est-à-dire les différents régimes existants et la forme des équations de bilan régissant la dynamique d'un écoulement ou bien les équations de Navier-Stocks pour le champ de vitesse auxquelles s'ajoute l'équation de conservation de l'énergie et de la masse.

II.2 Position du problème :

II.2.1 Le modèle physique :

La figure (II.1) indique les modèles physiques qui seront étudiés, qui est une tuyère d'un moteur Rocket. Ces plaques dures ont des longueurs différentes (L) et de rayon (r) qui varient en fonction (x). La paroi extérieure de la tuyère sont considérés comme adiabatiques.

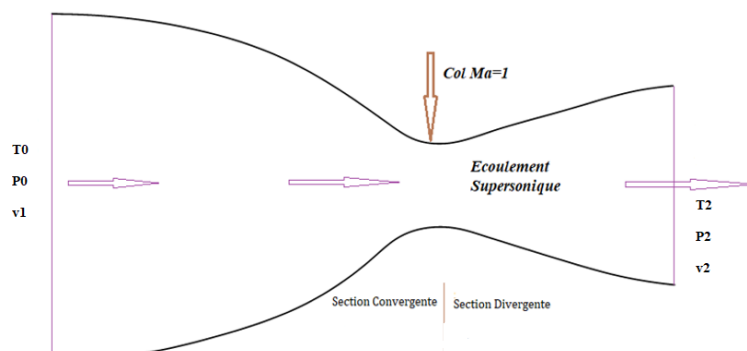


Figure II.1 : Tuyère convergente-divergente

II.2.2 L'état d'arrêt (stagnation ou génératrice)

Les grandeurs génératrices caractéristiques de l'écoulement (P, T, V, ρ) dans les écoulements au niveau de la tuyère est généré par un réservoir amont dans un écoulement isentropique sont signifié par l'indice « 0 » qui désigne l'état du gaz au point d'arrêt, c'est-à-dire ils vont devenir comme suit $(P_0, T_0, V_0 \text{ et } \rho_0)$.

Dans ce cas l'équation de l'énergie s'écrit entre deux états comme suit :

$$h_1 + \frac{C_1^2}{2} = h_2 + \frac{C_2^2}{2} = h_0 = \text{const} \quad (\text{II.1})$$

Où la vitesse de fluide est presque zéro avec :

h_0 : L'enthalpie de stagnation.

L'enthalpie d'un gaz parfait est donnée par :

$$h = C_p dT \quad (\text{II.2})$$

En remplaçant dans l'équation de l'énergie de l'écoulement permanent, on trouve :

$$h_0 = C_p T_0 \quad (\text{II.3})$$

Donc d'après l'équation (II.1) on a :

$$C_p T_0 = C_p T + \frac{C^2}{2} \quad (\text{II.4})$$

Le nombre de mach Ma est un nombre adimensionnel où :

$$Ma = \frac{C}{a} \text{ donc : } C = a \times Ma \text{ et } a = \sqrt{\gamma RT} \quad (\text{II.5})$$

a : La vitesse de son.

$$T_0 = T + \frac{Ma^2 \gamma RT}{2C_p} \quad (\text{II.6})$$

Avec :

$$C_p = \frac{\gamma R}{\gamma - 1} \quad (\text{II.7})$$

On remplace (II.7) dans l'équation (II.6) :

$$T_0 = T + \frac{Ma^2 \gamma R T}{2 \frac{\gamma R}{\gamma - 1}} \quad (\text{II.8})$$

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma^2 \quad (\text{II.9})$$

D'après ces relations, on réduit que la température de stagnation reste tous les temps constants et que dans les écoulements isentropiques et la relation entre cette dernière et la température local est une fonction dépend seulement du nombre de Mach local.

En correspondant, l'équation de vitesse sonique, l'équation d'état de gaz parfait et l'équation d'énergie on trouve les relations utiles pour l'écoulement isentropique permanent des gaz parfaits.

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma^2 \quad (\text{II.10})$$

$$\frac{P_0}{P} = \left(\frac{T_0}{T}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (\text{II.11})$$

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \left(\frac{T_0}{T}\right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma^2\right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} \quad (\text{II.12})$$

II.2.3 L'état critique (ou sonique) :

La condition critique, également appelée état sonique, de la tuyère d'un moteur de fusée désigne un mode d'écoulement particulier où la vitesse du gaz expulsé atteint celle du son. Dans la plupart des cas, cela se produit lorsque la pression en amont de l'orifice augmente, ce qui a un impact considérable sur l'aérodynamique et l'efficacité du moteur.

La tuyère joue un rôle essentiel dans le cadre des moteurs de fusée à propergol solide, car elle permet de diriger et d'accélérer les gaz de combustion de manière optimale, ce qui permet de générer la poussée requise pour propulser la fusée. Cet état est désigné par l'exposant « * ».

Les propriétés de gaz parfait pour $Ma = 1$, sont données par :

$$\frac{T^*}{T_0} = \frac{2}{\gamma+1} \quad (\text{II.13})$$

$$\frac{P^*}{P_0} = \left(\frac{T^*}{T_0}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{II.14})$$

$$\frac{V^*}{V_0} = \left(\frac{T^*}{T_0}\right)^{\frac{1}{1-\gamma}} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{1}{1-\gamma}} \quad (\text{II.15})$$

$$\frac{\rho^*}{\rho_0} = \left(\frac{T^*}{T_0}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (\text{II.16})$$

Les propriétés de stagnation et de sonique sont toutes les deux bénéfiques pour l'analyse d'écoulement compressible.

II.2.4 Rapport des sections :

La loi de gaz parfait :

$$PV = RT \text{ Avec : } V = \frac{1}{\rho} \text{ Donc } \rho = \frac{P}{RT} \quad (\text{II.17})$$

Nous avons la relation du débit masse qui s'écrit sous la forme suivante :

$$q_m = S \times C \times \rho \quad (\text{II.18})$$

On va remplacer (II.5) et (II.17) dans l'équation (II.18) :

$$q_m = S \times Ma \times \frac{P}{RT} \sqrt{\gamma RT} \quad (\text{II.19})$$

On multiplie l'équation(II.19) par $\frac{P_0}{P_0}$ et $\sqrt{\frac{T_0}{T_0}}$ on obtient :

$$q_m = S \times Ma \times \frac{P_0}{P_0} \times \frac{P}{RT} \sqrt{\gamma RT} \times \sqrt{\frac{T_0}{T_0}} \quad (\text{II.20})$$

$$q_m = S \times Ma \times P_0 \times \frac{P}{P_0} \sqrt{\frac{\gamma RT}{R^2 T^2}} \times \sqrt{\frac{T_0}{T_0}} \quad (\text{II.21})$$

$$\frac{q_m \sqrt{T_0}}{P_0 S} = Ma \times \frac{P}{P_0} \sqrt{\frac{\gamma}{R}} \times \sqrt{\frac{T_0}{T}} \quad (\text{II.21})$$

$$\frac{q_m \sqrt{T_0}}{P_0 S} = Ma \times \sqrt{\frac{\gamma}{R}} \times \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{\gamma-1}{2}\right) Ma^2}}{\left(1 + \left(\frac{\gamma-1}{2}\right) Ma^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}} \quad (\text{II.22})$$

$$\frac{q_m \sqrt{T_0}}{P_0 S} = Ma \times \sqrt{\frac{\gamma}{R}} \times \sqrt{\left(1 + \left(\frac{\gamma-1}{2}\right) Ma^2\right)^{\frac{-(\gamma+1)}{\gamma-1}}} \quad (\text{II.23})$$

Dans le cas d'un écoulement sonique $Ma = 1$ on aura :

$$\frac{q_m \sqrt{T_0}}{P_0 S^*} = \sqrt{\frac{\gamma}{R}} \times \frac{\sqrt{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2}\right)}}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}} \quad (\text{II.24})$$

$$\frac{q_m \sqrt{T_0}}{P_0 S^*} = \sqrt{\frac{\gamma}{R}} \times \sqrt{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2}\right)^{\frac{-(\gamma+1)}{\gamma-1}}} \quad (\text{II.24})$$

$$\frac{q_m \sqrt{T_0}}{P_0 S^*} = \sqrt{\frac{\gamma}{R}} \times \sqrt{\left(\frac{2}{\gamma-1}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \quad (\text{II.25})$$

$$\text{On devise : } \frac{q_m \sqrt{T_0}}{P_0 S^*} / \frac{q_m \sqrt{T_0}}{P_0 S}$$

On trouve :

$$\frac{S}{S^*} = \frac{1}{Ma} \frac{\sqrt{\left(\frac{2}{\gamma-1}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}}{\sqrt{\left(1 + \left(\frac{\gamma-1}{2}\right) Ma^2\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}} \quad (\text{II.26})$$

$$\frac{S}{S^*} = \frac{1}{Ma} \sqrt{\frac{2}{\gamma+1} \left[1 + \left(\frac{\gamma-1}{2}\right) Ma^2\right]^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \quad (\text{II.27})$$

Donc Le rapport des aires des sections S et S* est donné par la fonction adimensionnelle :

$$\frac{S}{S^*} = \frac{1}{Ma} \left[\frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \left(\frac{\gamma-1}{2}\right) Ma^2\right) \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (\text{II.28})$$

En connaissant toutes les dimensions de l'écoulement dans une section d'une tuyère, on peut définir tous les autres paramètres dans toute autre section de cette même tuyère.

II.3 Effet des variations de section sur l'écoulement :

La relation d'Hugoniot est l'une des relations essentielles que nous apprend la théorie des écoulements monodimensionnels. Elle représente la variation de la vitesse V du fluide le long de la tuyère en fonction des deux régimes d'écoulement, en l'absence de frottement.

Pour un tel écoulement, le débit massique s'exprime :

$$\dot{m} = \rho VS = \text{const} \quad \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dV}{V} + \frac{dS}{S} = 0 \quad (\text{II.29})$$

L'équation de Bernoulli pour la conservation de l'énergie en écoulement stationnaire sans échange de chaleur et en excluant l'énergie potentielle est la suivante :

$$\frac{dP}{\rho} + VdV = 0 \quad (\text{II.30})$$

$$\left. \begin{array}{l} \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dV}{V} + \frac{dS}{S} = 0 \\ \frac{dP}{\rho} + VdV = 0 \end{array} \right\} \Rightarrow \frac{dS}{S} = \frac{dP}{\rho} \left(\frac{1}{V^2} - \frac{d\rho}{dP} \right) \text{ ou } \frac{dS}{S} = \frac{dP}{\rho V^2} (1 - Ma^2) \quad (\text{II.31})$$

D'après l'équation (II.30) on a :

$$\frac{dP}{\rho} = -VdV \quad (\text{II.32})$$

Remplaçant dans l'équation précédente (II.32) dans (II.31) on obtiendra :

$$\frac{dS}{S} = (Ma^2 - 1) \frac{dV}{V} \quad (\text{II.33})$$

Avec :

S : Section de la tuyère.

V : Vitesse de l'écoulement.

Ma : Nombre de Mach.

Deux cas à distinguer :

II.3.1 Ecoulement subsonique : $Ma < 1$, $\frac{dS}{S}$, $\frac{dV}{V}$ sont de signes contraires, le taux de vitesse augmente lorsque la section diminue, et vice versa (collecteur et diffuseur des souffleries subsoniques) voir la figure

II.3.2 Ecoulement supersonique : $Ma > 1$, $\frac{dS}{S}$, $\frac{dV}{V}$ sont de même signe, la vitesse augmente lorsque la section augmente. Dans un système divergent où la vitesse de l'entrée est égale à la vitesse du son, la vitesse continue à augmenter pour diminuer dans un système convergent (souffleries supersoniques).

Si le nombre de Mach est égal 1, la conduite peut avoir un minimum ou un maximum de section, seul le minimum est approprié $\frac{dS}{S} = 0$.

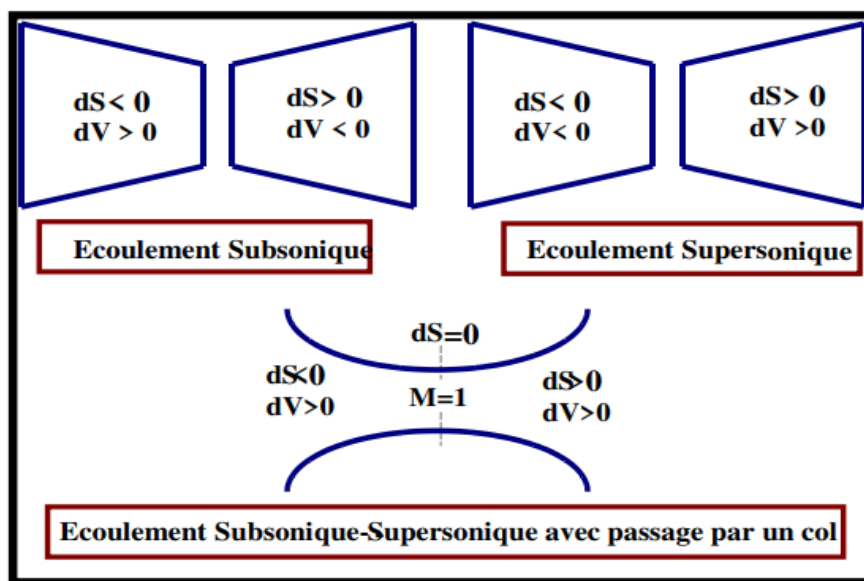


Figure II.2 : Effet des variations de section sur l'écoulement.

II.4 Les différents régimes de fonctionnement :

Considérons un système, constitué d'une tuyère Laval. L'extrémité amont de la tuyère est en communication avec un réservoir contenant un gaz à une pression génératrice P_0 que nous allons supposer fixe. Laval du divergent débouche dans une enceinte quasi infinie, dont on peut faire varier la pression statique P_a .

Si la pression aval est égale à la pression d'arrêt, le fluide est entièrement au repos. On diminue progressivement la pression P_a du réservoir aval au-dessous de la pression P_0 supposé constante, on distingue cinq régimes particuliers d'écoulement.

II.4.1 Ecoulements subsonique :

Dans ce cas, l'écoulement est subsonique tout le long de la tuyère où au début le débit augmente avec la diminution de la pression ambiante.

Dans le convergent, la vitesse augmente et la pression diminue et atteint une valeur minimale au col. Par contre, dans le divergent la vitesse diminue et la pression augmente jusqu'à la pression extérieure.

Par conséquent, la pression au col est minimale, d'où la vitesse dans cette section passe à une valeur maximale.

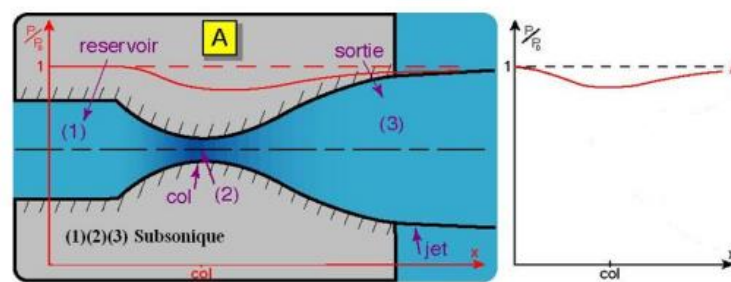


Figure II.3 : Ecoulement subsonique.

II.4.2 Ecoulement sonique adapté :

L'écoulement est dit sonique adapté, si P_a diminue davantage jusqu'à une valeur caractéristique notée P_{cal} , l'écoulement au col devient sonique et le débit atteint une valeur limite maximale.

Au col de la tuyère, la pression atteint la valeur critique P^* et la vitesse atteint la vitesse du son, à cet instant le col est amorcé.

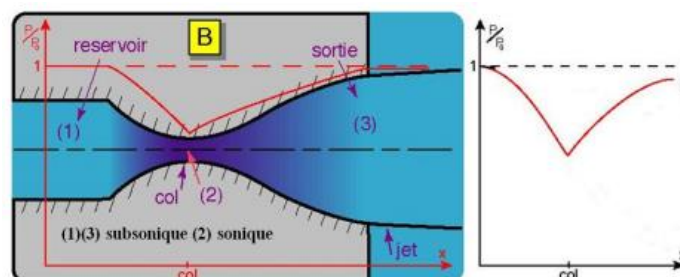


Figure II.4 : Ecoulement sonique adapté.

II.4.3 Ecoulement sonique non adapté :

Si P_a diminue au-dessus de P_{ca1} , le col reste toujours sonique, Dans le divergent apparaît un phénomène irréversible appelé onde de choc, l'écoulement est dit sonique non adapté ou régime de sur détente. Dans le convergent, l'écoulement ne subit aucune modification mais dans le divergent une onde de choc stationnaire est normale à l'axe de la tuyère divise l'écoulement en deux partie :

Dans la première partie du divergent, l'écoulement est supersonique, la vitesse continue à augmenter et la pression diminue.

A travers l'onde de choc, la pression augmente brusquement, et la vitesse diminue davantage. L'onde de choc se place de telle façon que la compression qui s'effectue ramène la pression de la sortie à la pression ambiante P_a .

Dans la deuxième partie du divergent (après l'onde de choc), la pression remonte et la vitesse diminue progressivement, l'écoulement est à nouveau subsonique.

L'onde de choc se déplace vers la sortie lorsque P_a diminue. Soit P_{ca2} la pression ambiante pour laquelle l'onde de choc se place à la sortie de la tuyère.

En diminuant davantage la pression P_a au-dessous de P_{ca2} , l'écoulement dans le divergent est entièrement supersonique, la diminution de P_a ne modifie plus l'écoulement à l'intérieur de la tuyère. L'adaptation de la pression entre la sortie de la tuyère et la pression du milieu ambiant doit se faire à l'extérieur du divergent par l'intermédiaire d'ondes de choc obliques.

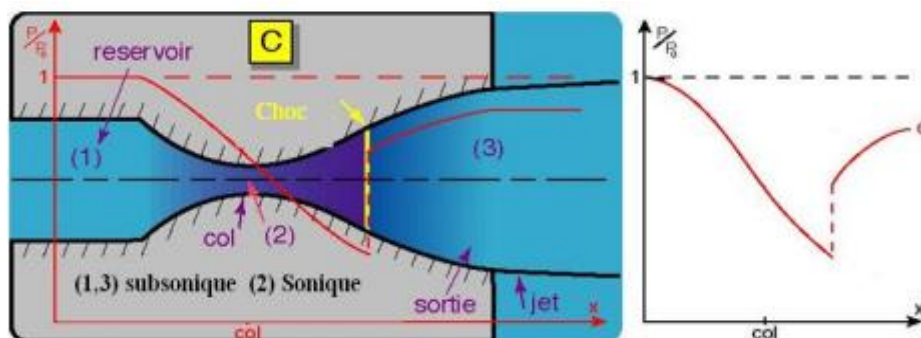


Figure II.5: Ecoulement sonique non adapté.

II.4.4 Ecoulement supersonique adapté :

L'écoulement devient entièrement supersonique quand P_a continue à diminuer jusqu'à ce que le phénomène d'onde de choc disparaît, il n'y a plus de recompression externe alors la tuyère est parfaitement adaptée.

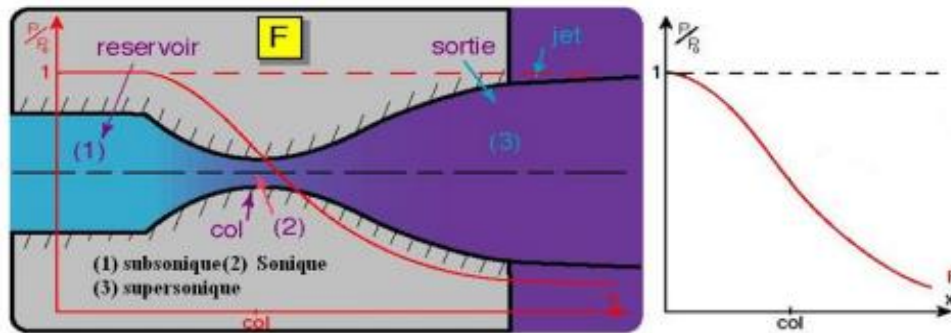


Figure II.6 : Ecoulement supersonique adapté.

II.4.5 Ecoulement supersonique non adapté :

Lorsque P_a devient inférieure à P_{ca3} on dit que l'écoulement est dit supersonique non adapté. Dans la tuyère de Laval, l'écoulement ne subit aucune modification, l'adaptation entre la tuyère et la pression ambiante se fait à l'extérieur de la tuyère par l'intermédiaire d'une série d'ondes de détente oblique.

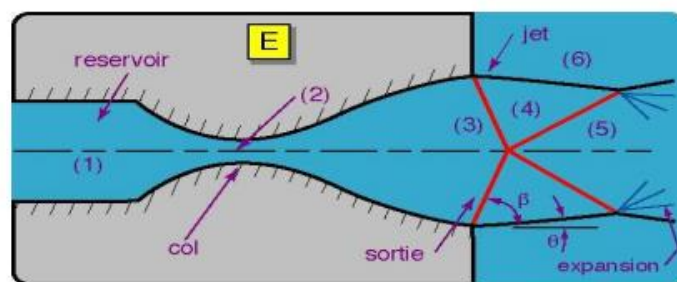


Figure II.7 : Ecoulement supersonique non adapté.

II.5 Principaux paramètres de performance :

La performance d'une tuyère est influencée par la variation de la pression ambiante (atmosphérique) en fonction de l'altitude [17]. La pression du jet qui sort de la tuyère peut donc être plus basse, plus élevée ou plus élevée que la pression ambiante.

II.5.1 La poussée F :

En réalité, la poussée produite par une tuyère résulte de la transformation de l'énergie thermique de la chambre de combustion en énergie cinétique à la section de sortie. Ainsi, sa variation sera déterminée par la masse des gaz éjectés, leur vitesse d'éjection et la différence de pression entre ces gaz et les conditions ambiantes.

$$F = \dot{m}V_s + (P_s - P_0) \times S \quad (\text{II.34})$$

II.5.2 La vitesse effective (V_{eff}) :

Un paramètre intéressant pourrait être exprimé en divisant la poussée par le débit massique c'est la vitesse effective de sortie qui s'exprime donc

$$V_{\text{eff}} = \frac{F}{\dot{m}} \quad (\text{II.35})$$

C'est un paramètre qui tient compte de la correction atmosphérique

II.5.3 L'impulsion spécifique (I_{sp}) :

Il s'agit d'un critère couramment employé afin de comparer les performances des carburants utilisés pour la propulsion.

L'impulsion spécifique est définie comme le rapport de la poussée au produit du débit massique par l'accélération de la pesanteur

$$I_{\text{sp}} = \frac{F}{\dot{m}g} \quad (\text{II.36})$$

II.5.4 La vitesse caractéristique (C^*) :

La vitesse spécifique d'une réaction, connue sous le nom de C^* , est définie comme le rapport entre la pression totale par la section au col $P_t S^*$ et le débit massique.

$$C^* = \frac{P_t S^*}{\dot{m}} \quad (\text{II.37})$$

II.5.5 Le coefficient de poussée (C_T) :

Les trois derniers paramètres, à savoir la vitesse effective (V_{eff}), l'impulsion spécifique (I_{sp}) et la vitesse caractéristique (C^*), sont étroitement liés les uns aux autres. En réalité, on peut rédiger :

$$C^* = \frac{P_t S^*}{\dot{m}} \approx \frac{T}{\dot{m}} = V_{eff} = gI_{sp} \quad (\text{II.38})$$

Le coefficient de poussée (C_T) est un paramètre de performance sans dimensions qui représente cette relation de manière plus précise. Il peut être défini comme la poussée générée par un véhicule avec une pression totale de sa chambre de combustion (P_t) et une section fluide utile représentée par la surface au col de sa tuyère amorcée (S^*). Cette relation peut être exprimée comme suit :

$$C_T = \frac{T}{P_t S^*} \quad (\text{II.39})$$

II.5.6 Coefficient de décharge :

En raison principalement des effets de frottement, les résultats réels d'une tuyère sont souvent légèrement différents de ceux obtenus en se basant sur l'hypothèse d'un écoulement isentropique. C_d , également connu sous le nom de coefficient de décharge, est le rapport entre le débit actuel réel et celui calculé à partir des relations isentropiques :

$$C_d = \frac{\dot{m}_{réel}}{\dot{m}_{isentropique}} \quad (\text{II.40})$$

II.5.7 Rendement η_c^* :

Quant au véhicule, et comme les pertes les plus importantes sont généralement liées au processus de combustion dans la chambre, les performances non idéales sont mesurées plus aisément et directement en fonction de la vitesse caractéristique (C^*). Ainsi, on définit l'efficacité (η_c^*) comme suit :

$$\eta_c^* = \frac{C_{mesurée}^*}{C_{idéale}^*} = \frac{P_t S^*}{\dot{m}_p C_{idéale}^*} \quad (\text{II.41})$$

Avec :

$$C_{idéale}^* = \sqrt{\frac{RT_t}{\gamma}} \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (\text{II.42})$$

II.6 Mécanisme des équations d'Euler

Les équations à résoudre pour un écoulement Eulérien bidimensionnel, où les forces de pesanteur sont minimales, sont exprimées dans un repère cylindrique (x, r) de la manière suivante :

II.6.1 Equation de continuité :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r) = 0 \quad (\text{II.43})$$

II.6.2 Equation de quantité de mouvement :

➤ Selon x :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_x) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x v_x + P) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_x v_r) = 0 \quad (\text{II.44})$$

➤ Selon r :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_r) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v_r v_x) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r v_r + rP) = \frac{P}{r} \quad (\text{II.45})$$

II.6.3 Equation d'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x}[(\rho E + P)v_x] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}[r(\rho E + P)v_r] = 0 \quad (\text{II.46})$$

Avec :

ρ : La masse volumique.

P : la pression statique.

$v_x v_r$: Composantes du vecteur vitesse.

E : l'énergie totale par unité de masse.

II.7 Les équations de Navier-Stocks

II.7.1 Les écoulements compressibles :

Les principes fondamentaux de la mécanique et de la thermodynamique qui régissent le mouvement d'un écoulement sont préalablement formulés pour permettre la simulation numérique d'un milieu. Les équations de Navier-Stokes sont, dans le domaine de la mécanique des fluides, les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie totale.

Pour un écoulement de fluide visqueux, compressible elles s'expriment sous la forme :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = 0 \quad (\text{II.47})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_j u_i) = -\frac{\partial P}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} \quad (\text{II.48})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{1}{2} u_j u_i \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_j \left(h + \frac{1}{2} u_i u_i \right) \right] = \frac{\partial (u_i \tau_{ij})}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \quad (\text{II.49})$$

II.7.2 Les écoulements turbulents :

Généralement, dans l'étude de la turbulence on adopte l'approche statistique. Cette dernière décompose la variable instantanée en une moyenne plus sa fluctuation :

$$U = \bar{u} + u' \quad (\text{II.50})$$

Dans le cas des écoulements incompressible, où la densité est constante, la moyenne de Reynolds est couramment utilisée :

$$\bar{u}_i = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u_i dt \quad (\text{II.51})$$

Par contre dans les cas compressibles, cette moyenne de Reynolds complique l'écriture des équations et fait naître beaucoup de termes supplémentaires qui nécessitent la modélisation. Afin de remédier à ce problème Favre [21] a introduit en 1965 une moyenne pondérée par la masse pour les vitesses et la température (enthalpie ou énergie interne).

II.7.3 Moyenne de Favre :

Dans le cas des équations de Navier-stokes compressibles, il faut tenir compte en plus des fluctuations de pression et de vitesse, des fluctuations de température et de masse volumique. On s'aperçoit alors qu'en moyennant les équations par la démarche suivie pour les équations incompressibles, de nombreux termes supplémentaires apparaissent. Considérons par exemple l'équation de continuité. Nous décomposons la masse volumique instantanée en une partie moyenne $\bar{\rho}$ et une partie fluctuant ρ' :

$$\rho = \bar{\rho} + \rho' \quad (\text{II.52})$$

Si de plus nous décomposons la vitesse de façon habituelle :

$$U = \bar{u} + u' \quad (\text{II.53})$$

L'équation de continuité moyennée s'écrit :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{u}_i + \overline{\rho' u'}) = 0 \quad (\text{II.54})$$

On voit alors apparaître un terme supplémentaire, lié à la corrélation entre fluctuation de vitesse et de masse volumique, qui doit être modélisé. Des termes supplémentaires plus compliqués apparaissent dans l'équation moyennée de la quantité de mouvement. On peut donc conclure que la décomposition de variables utilisée pour les écoulements incompressibles n'est pas bien adaptée aux écoulements compressibles.

Un bon choix de la méthode et des quantités à moyenner devrait satisfaire les deux critères suivants :

- ✓ L'équation de continuité moyennée soit formellement identique à l'équation laminaire.
- ✓ On obtient un seul terme supplémentaire dans l'équation de la quantité de mouvement, soit l'équivalent compressible du tenseur des contraintes de Reynolds déjà rencontré dans les équations moyennées incompressibles [18].

Dans le but de simplifier le processus de moyenne, Favre propose d'utiliser des moyennes pondérées par la masse pour la vitesse et la température, cette moyenne s'écrit :

$$\tilde{u}_i = \frac{1}{\bar{\rho}} \lim_{T \rightarrow \infty} \int_T^{t+T} \rho u_i dt \quad (\text{II.54})$$

$\bar{\rho}$: la moyenne en temps classique de Reynolds et de la masse volumique.

L'équation dernière implique que :

$$\bar{\rho} \tilde{u}_i = \overline{\rho u_i} = \overline{\rho \bar{u}_i} + \overline{\rho' u_i'} \quad (\text{II.55})$$

En utilisant cette nouvelle décomposition de la vitesse, l'équation de continuité moyennée s'écrit :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0 \quad (\text{II.56})$$

Ce qui est identique, d'un point de vue formel.

La relation entre la présente décomposition de la vitesse et la décomposition classique est la suivante

$$u_i = \tilde{u}_i + u_i'' \quad u_i'' = u_i' - \frac{\rho' u_i'}{\bar{\rho}} \quad (\text{II.57})$$

On peut remarquer que, contrairement à ce qui se passe pour u' , la moyenne en temps de u_i'' n'est pas forcément nulle. En revanche, la moyenne de Favre de u_i'' est bien nulle :

$$\tilde{u}_i'' = \frac{1}{\bar{\rho}} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \rho (u_i - \tilde{u}_i) dt = \left(\frac{1}{\bar{\rho}} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \rho u_i dt \right) - \tilde{u}_i = \tilde{u}_i - \tilde{u}_i = 0 \quad (\text{II.58})$$

Afin d'obtenir la moyenne de Favre des équations de Navier-stokes, nous introduisons les décompositions suivantes :

$$\begin{cases} \rho = \bar{\rho} + \rho' \\ u_i = \tilde{u}_i + u_i'' \\ p = \bar{p} + p' \\ T = \tilde{T} + T'' \\ q_j = \bar{q}_j + q_j' \end{cases} \quad (\text{II.59})$$

Remarquons que pour ρ, p et q_j on continue d'utiliser la décomposition conventionnelle de Reynolds.

II.8 La modélisation des écoulements compressibles turbulents

II.8.1 Le modèle turbulent adopté en 2D axisymétrique :

Le domaine de calcul 3D dans les écoulements de tuyère axisymétrique peut être limité à un domaine de calcul 2D axisymétrique. Dans cette situation, on écrira les équations de Navier-Stokes FRANS dans un système de coordonnées cylindriques (x, r, θ) , auquel on appliquera des coordonnées cylindriques.

Applique le vecteur de vitesse $\vec{V}(\tilde{u}_x, \tilde{u}_r, \tilde{u}_\theta)$. Les dérivées ortho radiales étant ignorées, le transport des variables conservatives $(\bar{\rho}, \bar{\rho}\tilde{v}_x, \bar{\rho}\tilde{v}_r, \bar{\rho}\tilde{E}_{ef})$ se manifeste par rapport aux deux coordonnées spatiales (x, r) de la façon suivante

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho}\tilde{v}_x) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\bar{\rho}\tilde{v}_r) = 0 \quad (\text{II.61})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}\tilde{v}_x) + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho}\tilde{v}_x\tilde{v}_x + \tilde{P}_{ef}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\bar{\rho}\tilde{v}_r\tilde{v}_x) = \frac{\partial \tilde{\tau}_{xx}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tilde{\tau}_{xr}}{\partial r} \quad (\text{II.62})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}E_{ef}) + \frac{\partial}{\partial x} [(\bar{\rho}E_{ef} + P_{ef})v_x] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\bar{\rho}E_{ef} + P_{ef})v_r$$

$$= \frac{\partial}{\partial x} [\tilde{\tau}_{xx} v_x + \tilde{\tau}_{xr} v_r + q_x] + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \tilde{\tau}_{rr})}{\partial r} + \frac{P_{ef} - \tilde{\tau}_{\theta\theta}}{r} \quad (\text{II.63})$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} E_{ef}) + \frac{\partial}{\partial x} [(\bar{\rho} E_{ef} + P_{ef}) v_x] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{\rho} E_{ef} + P_{ef}) v_r \\ &= \frac{\partial}{\partial x} [\tilde{\tau}_{xx} v_x + \tilde{\tau}_{xr} v_r + q_x] + \frac{1}{r} [r (\tilde{\tau}_{xx} v_x + \tilde{\tau}_{rr} v_r + q_x)] \end{aligned} \quad (\text{II.64})$$

Où sont fournis les éléments du tenseur des contraintes de cisaillement :

$$\begin{cases} \tilde{\tau}_{xx} = 2(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial \tilde{v}_x}{\partial x} - \frac{1}{3} \text{div} \vec{V} \right) & \tau_{rr} = 2(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial r} - \frac{1}{3} \text{div} \vec{V} \right) \\ \tilde{\tau}_{xr} = 2(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial \tilde{v}_x}{\partial r} + \frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial x} \right) & \tau_{\theta\theta} = 2(\mu + \mu_t) \left(\frac{\tilde{v}_r}{r} \right) \end{cases} \quad (\text{II.65})$$

Avec la divergence du champ de vitesse \vec{V} :

$$\text{div} \vec{V} = \frac{\partial \tilde{v}_x}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial r} + \frac{\tilde{v}_r}{r} \quad (\text{II.66})$$

II.8.2 Les modèles à deux équations :

Il s'agit entre autres des modèles et [Jones et Launder, Wilcox 1993]. Il est également possible d'utiliser des modèles combinant à la fois les équations de et de tel que celui de Menter [19].

II.8.2.1 Modèle deux équations k- ω

Selon Wilcox en 1988 [20] ce modèle a été développé en utilisant une échelle caractéristique des gros tourbillons, $\omega = \frac{\varepsilon}{k}$, et en se basant sur la même relation entre la viscosité turbulente et

le cisaillement du champ moyen. La viscosité turbulente est variable.

Dans cette situation, la relation suivante est donnée :

$$\mu_t = \alpha \frac{\rho k}{\omega} \text{div} \vec{V} = \frac{\partial \tilde{v}_x}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial r} + \frac{\tilde{v}_r}{r} \omega \quad (\text{II.67})$$

En effectuant une correction bas-Reynolds, on peut réduire l'impact de la viscosité turbulente en utilisant le coefficient α . Les équations de transport pour les valeurs de k et ω sont :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k U_i)}{x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + G_k - Y_k \quad (\text{II.68})$$

Et

$$\frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\omega U_i)}{x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial\omega}{\partial x_i} \right) + G_\omega - Y_\omega \quad (\text{II.69})$$

Dans ces deux formules de transport, G représente la génération d'énergie cinétique turbulente ou la dissipation effective, en fonction de l'indice utilisé, en raison du gradient de vitesse moyenne. La diffusion effective de k et ω est représentée par Γ_k et Γ_ω , respectivement. La dissipation de k et ω par la turbulence est représentée par Y_k et Y_ω .

Le principal avantage de ce modèle est qu'il est intégrable jusqu'à la paroi. Il obtient des résultats supérieurs à ceux du modèle $k-\varepsilon$ pour des écoulements caractérisés par des gradients de pression adverses en estimant davantage la position des dégels.

De plus, l'équation de transport n'est pas liée à celle de k ce qui rend ce modèle intéressant sur le plan numérique. Cependant, ce modèle est particulièrement vulnérable aux valeurs de ω dans les régions externes à la couche limite.

En revanche, ce niveau est généralement fixé de manière arbitraire par l'utilisateur à l'entrée du domaine. Ce modèle, tel qu'il est, ne peut pas être utilisé pour des écoulements externes. L'idée d'un mélange de deux modèles de turbulence a été soulevée pour expliquer l'efficacité de ce modèle pour résoudre l'écoulement dans la région proche de la paroi, le modèle $k-\omega$ pour résoudre la région affectée par les effets visqueux, et le modèle $k-\varepsilon$ pour résoudre l'écoulement dans des régions éloignées des parois. On évoque alors des modèles hybrides, comme le modèle SST.

II.8.2.2 Modèle k-ε. Modèle standard

Il s'agit de loin du modèle à deux équations le plus couramment utilisé. Le développement d'un tel modèle a été abordé pour la première fois dans les années 40, mais le modèle tel qu'il est aujourd'hui utilisé a été introduit pour la première fois dans l'article célèbre de Jones et Launder [31] en 1972.

L'écriture du modèle standard (ou de Jones-Launder) pour un écoulement compressible est la suivante :

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{U}_j k)}{\partial x_j} = \underbrace{\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{U}_j k)}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{\bar{\rho}\tau R_{ij} \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_j}}_{\text{Production}} - \bar{\rho}\varepsilon \quad (\text{II.70})$$

Dissipation

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{U}_j\varepsilon)}{\partial x_j} = \underbrace{\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{U}_j\varepsilon)}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j} \right]}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{C_{\varepsilon 1} \frac{\bar{\rho}\varepsilon}{k} \bar{\rho}\tau R_{ij} \frac{\partial\tilde{U}_j}{\partial x_j}}_{\text{Production}} - \underbrace{C_{\varepsilon 2} \bar{\rho} \frac{\varepsilon^2}{k}}_{\text{Dissipation}} \quad (\text{II.71})$$

Avec :

$$\mu_t = C_{\mu} \bar{\rho} \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II.72})$$

II.8.2.3 Modèle k- ω SST (Shear Stress Model) :

Pour tirer parti des bénéfices du modèle k – ε pour l'écoulement principal et ceux du modèle k – ω pour les régions de paroi, Menter [19] a proposé en 1994 un modèle hybride nommé BSL (pour Baseline) k – ω comme modèle. L'approche k – ω de Wilcox [20] est employée afin de prédire le débit dans la zone affectée par la viscosité, et elle présente l'avantage de ne pas nécessiter de fonction d'amortissement. Contrairement à cela, l'approche k – ε est utilisée pour l'autre partie du débit.

Il est possible de calculer la viscosité dynamique en utilisant une relation algébrique, une équation de transport ou plusieurs équations de transport. Dans cette étude, le modèle de transport k – ω de Menter a été employé avec la correction SST (Shear Stress Transport) en raison de son efficacité et de sa grande popularité dans les études numériques utilisées pour calculer les écoulements compressibles dans les tuyères.

Par analogie avec la viscosité moléculaire, on évalue la viscosité turbulente en utilisant le produit d'une échelle de vitesse u et d'une échelle de longueur L, qui sont les caractéristiques de la turbulence. Le modèle k – ω implique que $u \approx \sqrt{k}$. La longueur de l'échelle L est calculée en fonction de la dissipation spécifique ω :

$$L \approx \frac{\sqrt{k}}{\omega} \quad (\text{II.73})$$

La relation suivante relie la fonction de dissipation spécifique ω à la dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε .

$$\omega = \frac{\varepsilon}{\beta^* k} \quad (\text{II.74})$$

Dans le modèle de Menter, deux équations sont transportées, l'une pour l'énergie cinétique turbulente et l'autre pour la dissipation spécifique.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}k) + \frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho}k\tilde{v}_x) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\bar{\rho}k\tilde{v}_r) \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{P_k} \right) \frac{\partial}{\partial x} k \right] + \frac{1}{r} \left[r \left(\mu + \frac{\mu_t}{P_k} \right) \frac{\partial}{\partial r} k \right] + S_k \end{aligned} \quad (\text{II.75})$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\omega) + \frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho}\omega\tilde{v}_x) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\bar{\rho}\omega\tilde{v}_r) \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{P_\omega} \right) \frac{\partial}{\partial x} \omega \right] + \frac{1}{r} \left[r \left(\mu + \frac{\mu_t}{P_\omega} \right) \frac{\partial}{\partial r} \omega \right] + S_\omega \end{aligned} \quad (\text{II.76})$$

Les termes sources du modèle S_k , S_ω s'écrivent :

$$k = \frac{1}{2} u_p^2 \quad (\text{II.77})$$

$$S_k = P_k - \beta^* \bar{\rho} k \omega \quad (\text{II.78})$$

$$S_\omega = \frac{\gamma \bar{\rho}}{\mu_t} P_k - \beta \bar{\rho} \omega^2 + 2(1 - F_1) \frac{\bar{\rho} \sigma_\omega}{\omega} \overline{\text{grad}(k)} \overline{\text{grad}(\omega)} \quad (\text{II.79})$$

Avec P_k la production de k :

$$P_k = \overline{\tau \text{grad}(\vec{V})} \quad (\text{II.80})$$

D'un point de vue numérique, la résolution des équations k- ω est identique à celle du modèle k- ε , les seules différences étant celles qui découlent de :

- ✓ L'établissement des conditions initiales et des conditions aux limites en

$$\omega = \frac{\varepsilon}{\beta^* k} \quad (\text{II.81})$$

- ✓ La modification des termes diffusifs et l'ajout des termes sources inhérents au modèle SST-Menter.

Conclusion

Dans la deuxième section, nous avons découvert les différentes équations utilisées pour étudier l'écoulement des fluides à l'intérieur de la tuyère, mais pour notre recherche, nous nous sommes concentrés sur l'équation K-Omega parce qu'elle nous donne des résultats presque corrects pour le mouvement des écoulements près des parois de la tuyère.

L'objectif de cette étude est de connaître le type d'écoulement, même si nous savons que la fusée a besoin d'un écoulement supérieur à l'écoulement ultrasonique pour décoller. Nous avons donc identifié les différents types d'écoulement à l'intérieur de la tuyère afin d'identifier l'écoulement qui nous aidera à atteindre l'objectif de cette étude.

CHAPITRE 3

Résultats et discussions

III

Résultats et discussions

III.1 Introduction

Dans cette section, nous avons effectué la simulation numérique de l'écoulement dans la tuyère convergente-divergente en utilisant le code de calcul (la méthode des volumes finis). La solution de l'écoulement à l'aide de la méthode numérique est basée sur l'approche des volumes finis. Le problème est abordé en utilisant deux dimensions axiales symétriques.

III.2 Présentation de la tuyère étudiée

La tuyère que nous allons étudier est une tuyère de fusée hybride qui n'a pas encore été fabriquée, mais qui a été conçue par deux anciens collègues. Nous allons étudier cette tuyère sur la base des résultats calculés qui nous ont été fournis, y compris ses dimensions et la valeur de la pression et de la température en tous points, en supposant que le diamètre d'entrée est le même que le diamètre interne de la chambre de combustion interne est de sorte que la vitesse de la chambre de combustion interne est supposée être nulle, et le diamètre du col est calculé de sorte que la vitesse est égale à la vitesse du son. Quant au diamètre de sortie, il est calculé dans le cas où la pression de sortie est égale à la pression atmosphérique afin d'éviter les phénomènes des tuyères sous et sur détendu.

Le tableau suivant résume les principaux de cet écoulement :

Les propriétés du gaz	Rapport de chaleur spécifique	$\gamma = 1.1807$
	Constate du gaz	$R = 340,2J / Kg.K$
	Masse molaire	$MW = 24,4395g / mol$
Les conditions d'entrée	Diamètre d'entrée	$D_0 = 48,13mm$
	Pression d'entrée	$P_0 = 30bar$
	Température d'entrée	$T_0 = 3520,924 K$
Les condition du col	Diamètre du col	$D_{col} = 12,03mm$
	Pression du col	$P_{col} = 17,350bar$
	Température du col	$T_{col} = 3349K$
Les condition de sortie	Diamètre de sortie	$D_s = 27,91mm$
	Pression de sortie	$P_s = 0,0902MPa$
	Température de sortie	$T_0 = 2525,962 K$
	Mach de sortie	$Ma_s = 2,75$

Tableau III.1 : Principales caractéristiques du flux unidimensionnel à travers la tuyère

III.3 Données géométriques et thermodynamiques

III.3.1 Données géométriques de la tuyère :

Ces données décrivent la forme géométrique de la tuyère. Et représentée par les valeurs des rayons d'entrée et de sortie de la tuyère ($R_{entré}$) et (R_{sortie}) ainsi que le rayon du col (R_{col}) et les longueurs convergente et divergente (L_c) et (L_d) comme indiqué dans la figure III.1 et le tableau III.2.

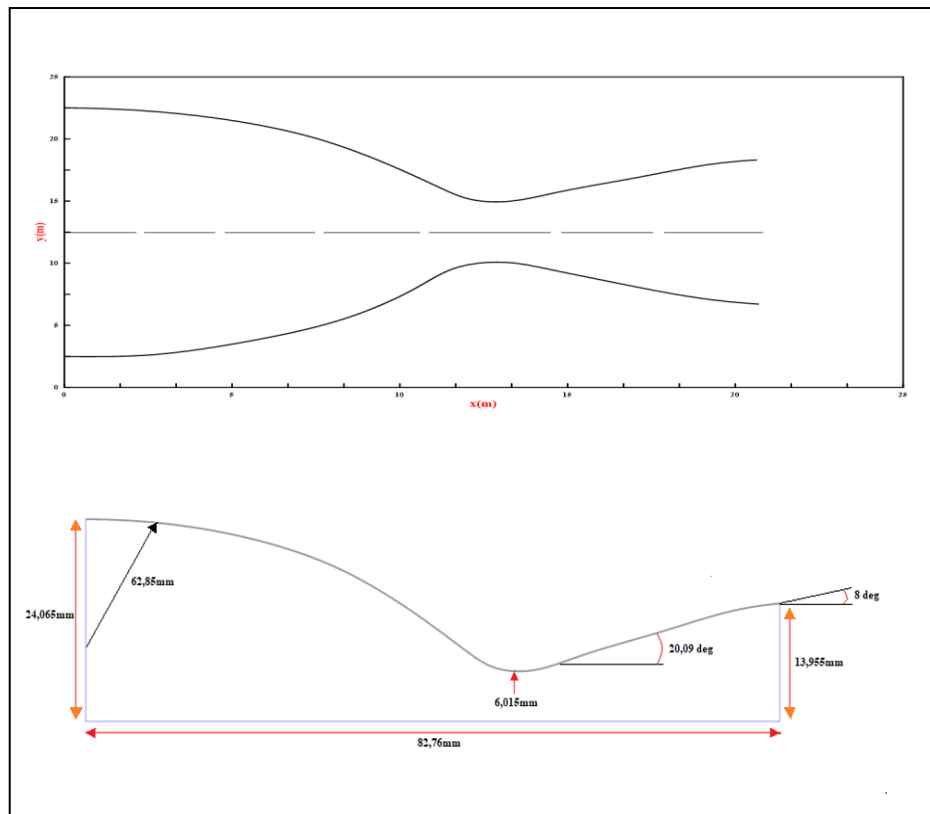


Figure III.1 : La géométrie de la tuyère de la fusée hybride

Longueur du Convergent	50,52 mm
Longueur du Divergent	32,24 mm
Rayon d'Entrée	24,065 mm
Rayon au Col	6,015 mm
Rayon de Sortie	13,955 mm

Tableau III.2 : Données géométriques de la tuyère

III.3.2 Les données thermodynamiques :

À savoir les valeurs de pression et de température de stagnation (c'est-à-dire dans la chambre de combustion au sommet de la section de convergence) sont les principales représentations, que nous avons énumérées ci-dessous :

Dans le cas du fluide considéré gaz parfait, les informations suivantes ont été employées pour étudier l'écoulement d'Euler.

La pression totale : 3MPa

La température totale : 3520,924K

Rapport des chaleurs spécifiques : $\gamma = 1,1807$

Constante de gaz : $R = 340,2J / Kg.K$

Masse volumique divergente : $\rho_d = 116,4 \text{ g /m}^3$

Les données précédentes ont été ajoutées pour l'écoulement turbulent :

La viscosité dynamique : $\mu = 8,705.10^{-5} \text{ Kg / m.s}$

Nombre de Reynolds : $Re_d = \frac{D_s V_s \rho_d}{\mu} = 1002.49 \cdot 10^5$

La pression à la sortie (Pa) a un impact considérable sur l'écoulement à travers cette tuyère. Afin de détecter ces effets, il est nécessaire que le maillage respecte certaines exigences. Par la suite, la modélisation implique une sélection réfléchie des divers paramètres du code de calcul. Après avoir trouvé les réglages appropriés, nous commencerons les simulations en imposant progressivement les conditions aux limites. À chaque fois, il faudra attendre que la solution se concrétise afin de pouvoir gérer les résultats.

III.4 Frontières et conditions aux limites

La précision de la solution est grandement influencée par la manière dont les conditions aux limites sont traitées. Nous imposons des conditions aux limites déduites par le calcul 1D à l'entrée de la tuyère, à savoir $P_0 = 30bar$, $T_0 = 3521K$, $P_s = 1bar$). Lorsque nous sortons de la frontière, nous imposons les conditions ambiantes génératrices en supposant une pression statique constante. Pour les parois solides (paroi de la tuyère et paroi verticale du jet), il est nécessaire de respecter la condition de non-glissement. On considère que ces parois solides sont adiabatiques. Sur le versant inférieur, Une condition de symétrie est imposée car cette frontière représente un axe de symétrie. La limite représente une entrée éloignée à faible vitesse. Ainsi, nous estimons que le fluide qui rentre a connu une évolution isentropique, en plus des conditions ambiantes, qui ont été sélectionnées comme génératrices de cette aspiration. Le long de cette limite, on évalue les vitesses et on calcule les conditions de température statique et de pression statique en fonction des conditions génératrices et des vitesses[22].

La méthode des volumes finies offre la possibilité d'intégrer directement, de manière simple et automatique, les conditions aux limites. Cette facilité a été utilisée avec précaution. Fluent nous a aidé à économiser beaucoup de temps. Cependant, en même temps, nous avons écarté les concepts physiques et mathématiques pour intégrer les conditions aux limites. Pour les travaux à venir, il est recommandé de mener une étude approfondie et de clarifier cette partie cruciale du calcul numérique.

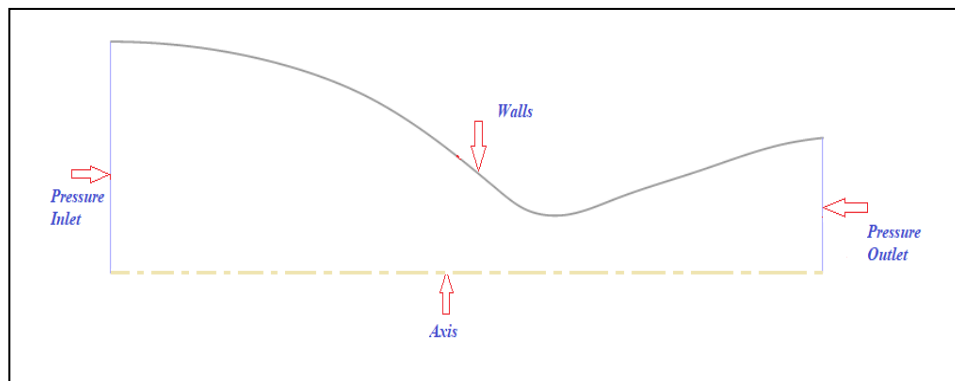


Figure III.2 : Configuration Géométrique avec les conditions aux limites

III.5 Génération du maillage

La conception d'un maillage adapté à la question traitée est l'une des étapes cruciales de la simulation numérique.

Au cours d'une simulation numérique, il est important de se concentrer sur la qualité du maillage et son effet sur les résultats. Si les résultats obtenus ne sont pas affectés par une augmentation progressive de la taille des mailles, alors l'indépendance du maillage ne devrait pas être affectée par une augmentation progressive de la taille des mailles.

S'il existe une différence entre les résultats calculés, il est difficile de déterminer si cette différence est due à un modèle physique insuffisant ou à un maillage inefficace

Ainsi, afin d'obtenir une simulation plus rapide, le passage du fluide à travers la tuyère a été implémenté en utilisant une géométrie 2D avec un axe de symétrie. Nous avons ensuite effectué des tests sur plusieurs maillages différents, organisés comme suit (741, 4433, 10752, 25308, 30456). Le tableau et les figures suivantes montrent le traitement du maillage :

Maillage	Nombres d'éléments	Nombres de nœuds
Mesh_1	741	812
Mesh_2	4433	4608
Mesh_3	10752	11025
Mesh_4	25308	25725
Mesh_5	30456	30914

Tableau III.3 : les statistiques de l'étude du maillage

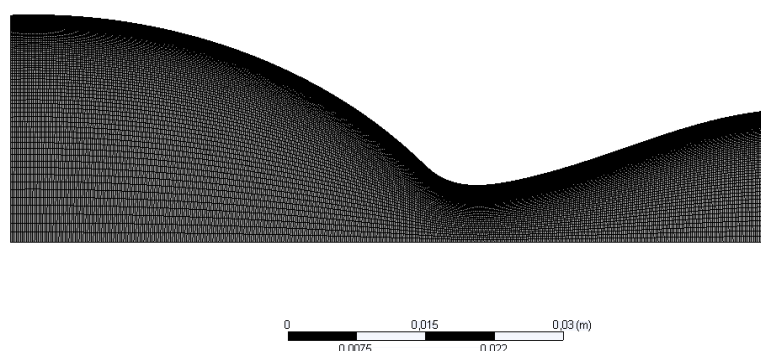


Figure III.3 : Maillage de la tuyère

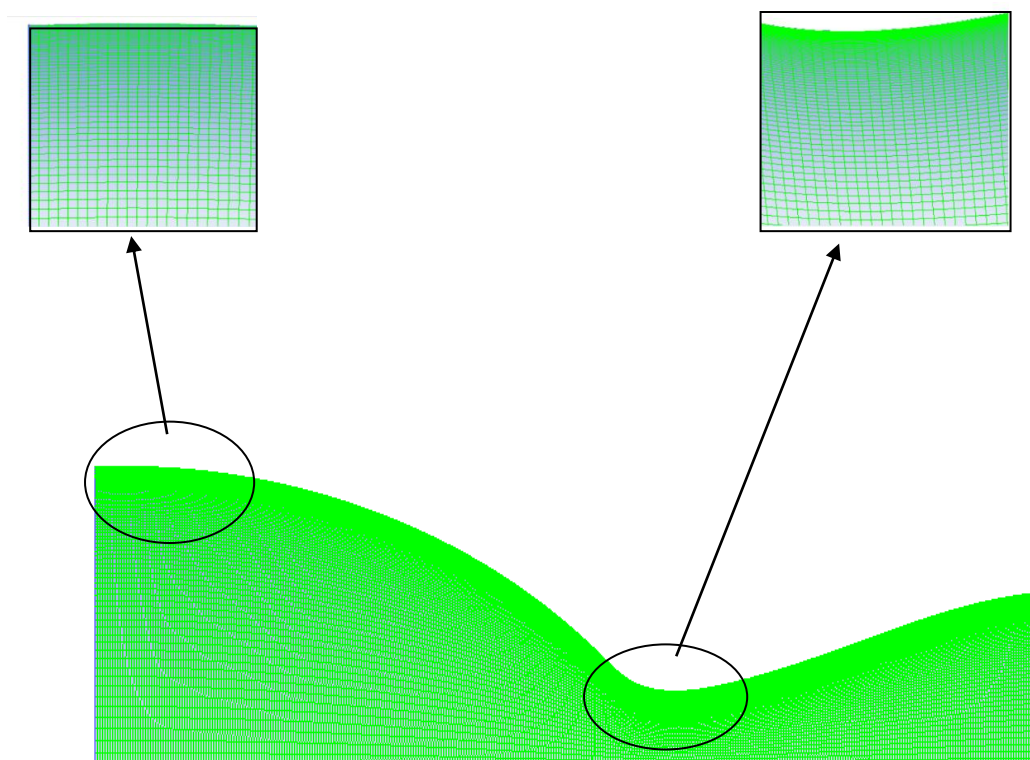


Figure III.4 : Détail du maillage

III.6 Critère de convergence

La convergence du calcul est généralement considérée comme acceptable lorsque les résidus atteignent 10^{-3} . Cependant, il n'est pas toujours possible de faire que chaque résidu soit inférieur à cette valeur. Il est particulièrement ardu d'atteindre cet objectif lorsque la pression statique imposée en sortie est faible (avec des rapports de pression faibles) et que l'on se rapproche du blocage sonique. Cela ne signifie pas nécessairement que la solution n'a pas abouti. Effectivement, lorsque les résidus atteignent une stabilité d'environ 10^{-4} . Après avoir atteint d'autres critères de convergence tels que la stabilité des grandeurs intégrales, il est possible de mettre fin au calcul. La stabilisation implique donc l'absence d'oscillations (ou peu d'oscillations)

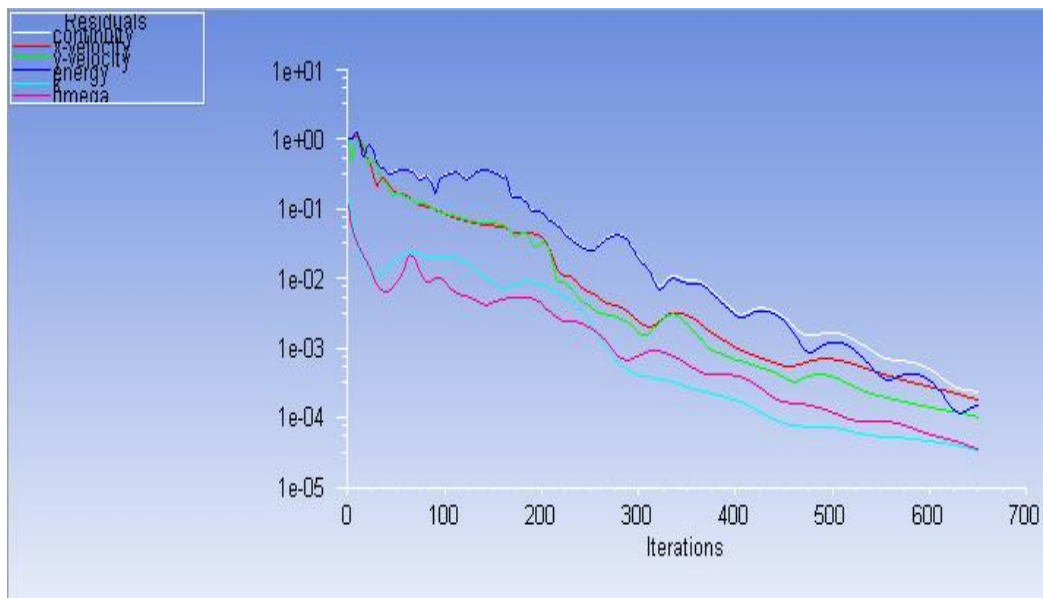


Figure III.5 : Evolution des résidus

III.7 Configuration :

Le modèle de turbulence utilisé dans cette partie de simulation est basé sur deux équations de transport $k-\omega$. Cette méthode est très répandue dans les simulations numériques de calcul des écoulements compressibles dans les tuyères. Elle offre des valeurs précises près de la paroi, mais avec la correction SST, elle offre également des résultats satisfaisants à distance de la paroi.

La méthode des volumes finis en maillage structuré est utilisée pour résoudre ce système d'équations qui régissent cet écoulement. L'approche basée sur la densité est choisie pour la résolution car elle est conseillée pour les écoulements compressibles afin d'obtenir une solution plus précise.

Général	Solveur <ul style="list-style-type: none"> ▪ Type : Densité ▪ 2D axisymétrique.
Modèles	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Energie : activé ▪ Model turbulence: k-ω SST
Matériels	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Densité : ideal-gas ▪ Chaleur spécifique (J/kg-K) : Cp=2159.28 J/Kg-K 'constant' ▪ Masse molaire : M=26.0046 g/mol 'constant'
Conditions aux limites à l'entrée et la sortie	Entré : <ul style="list-style-type: none"> ▪ La pression totale = 3.498 Mpa ▪ La temperature totale = 3348.28 K Wall (paroi adiabatique) Sortie : <ul style="list-style-type: none"> ▪ La pression totale = 0.10 Mpa ▪ La temperature totale = 300K

Tableau III.4 : Input paramètres de simulation

Les résultats de la simulation sont illustrés par les figures (III.6 et III.7) qui illustrent les fluctuations de pression et le nombre de Mach. Il est observé qu'après plusieurs maillages, la pression et le nombre de Mach ne changent plus en affinant le maillage, ce qui assure une finesse optimale du maillage.

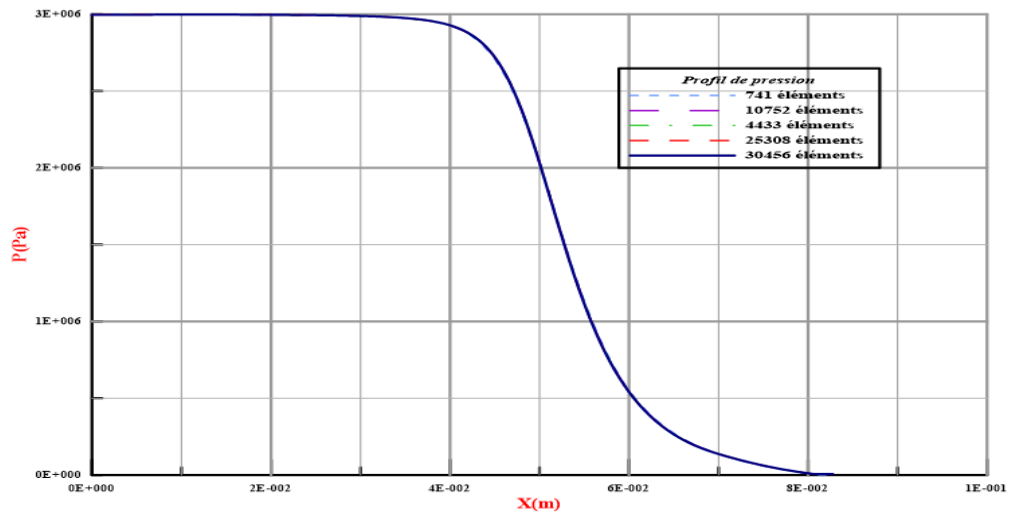


Figure III.6 : Variation de la pression statique sur l'axe suivant plusieurs maillages

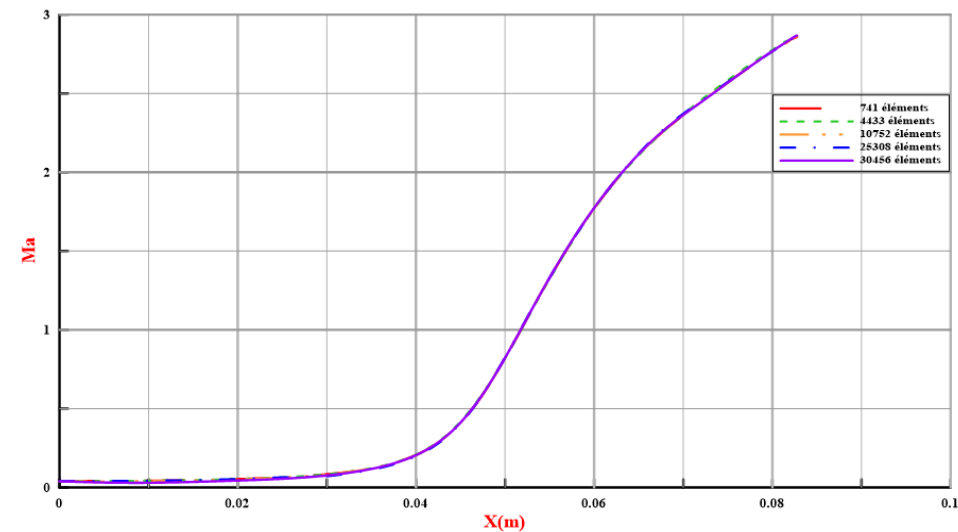


Figure III.7 : Variation du nombre de Mach sur l'axe suivant plusieurs maillages

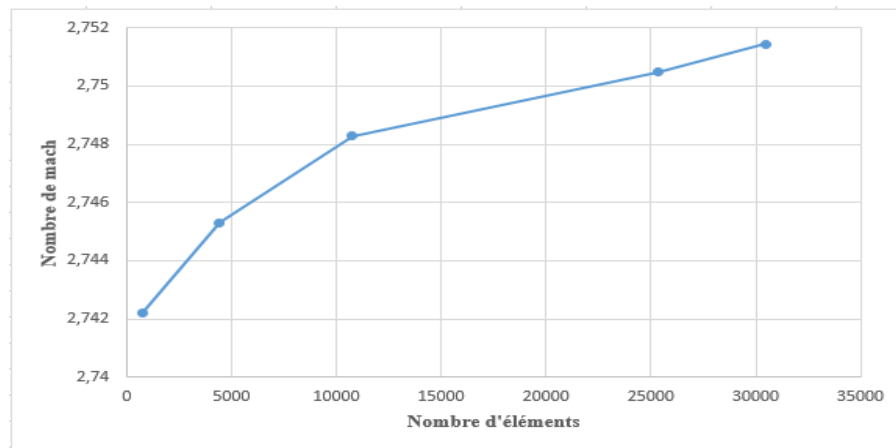


Figure III.8 : Variation du nombre de Mach à la section de sortie en fonction du nombre d'éléments

Après de nombreuses tentatives, nous avons obtenu une grille sur laquelle la solution calculée devient indépendante, en plus d'éviter l'apparition d'erreurs numériques, bien que l'obtention de résultats précis soit loin d'être possible, mais nous avons essayé d'obtenir des résultats raisonnables en termes de pression et de nombre de Mach.

III.8 Résultats et interprétations

Les différentes propriétés caractéristiques de l'écoulement compressible turbulent du fluide à travers la tuyère sont présentées dans les Figures ci-dessous :

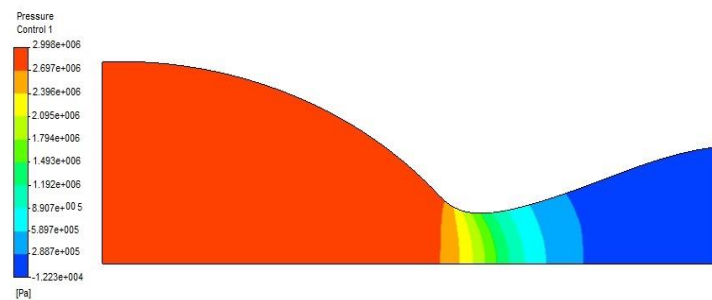


Figure III.9 : l'évolution de la pression statique à l'intérieure de la tuyère

Figure III.9 : Les gaz chauds issus de la combustion dans la chambre de combustion interne pénètrent dans la tuyère à une pression de 2,94 MPa, le flux est à une pression élevée et commence à diminuer le long de la partie divergente de la tuyère. Jusqu'à ce qu'il atteigne une valeur de 0,143MPa.

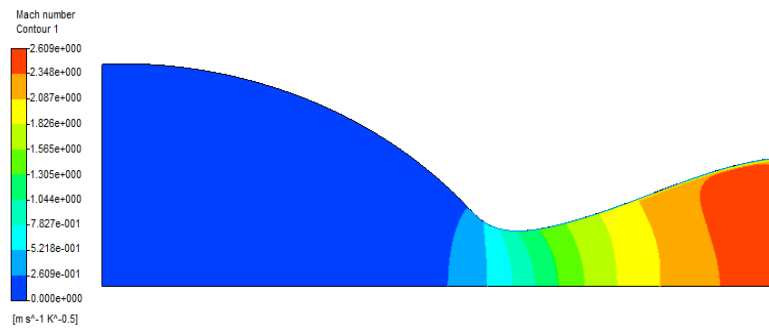


Figure III.10 : Le nombre de mach à l'intérieure de la tuyère

Figure III.10 : Nous observons l'évolution du nombre de Mach en régime subsonique dans la partie convergente jusqu'à ce qu'il atteigne la vitesse du son ($Ma=1$) au niveau du col et au fur et à mesure que l'écoulement progresse vers la sortie, la tuyère passe en régime supersonique avec un nombre de Mach à la sortie égal à 2,68.

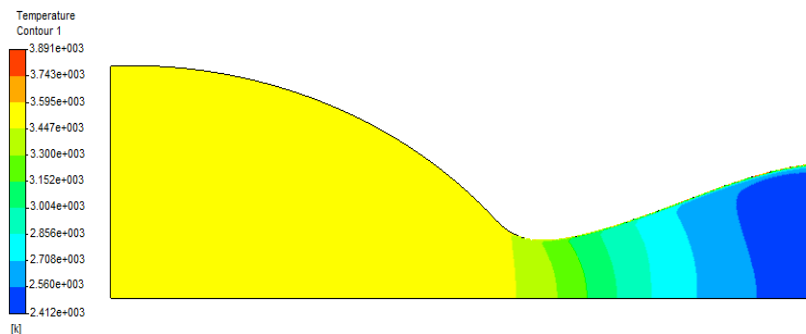


Figure III.11 : la distribution de la température à l'intérieure de la tuyère.

Figure III.11 : Nous observons l'évolution de la distribution de la température le long de la tuyère après que les gaz chauds sont sortis de la chambre de combustion interne, où leur température à l'entrée de la tuyère atteint 3520K, puis commence à diminuer après avoir traversé le col et la partie divergente pour atteindre 2483K à la sortie.

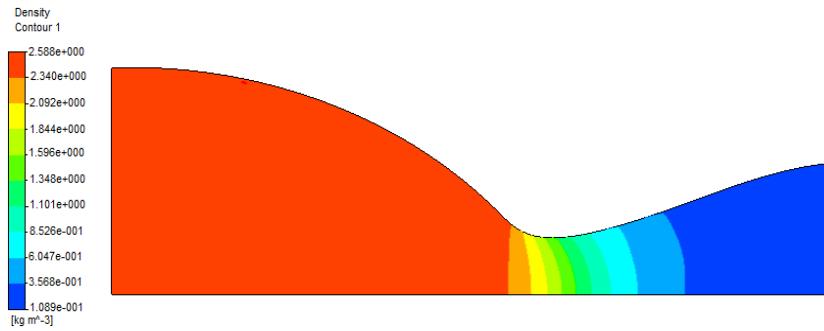


Figure III.12 : Distribution de la densité à l'intérieur de la tuyère.

Figure III.12 : Quant à la densité, on observe une diminution progressive sur la longueur de la tuyère de sorte qu'elle prend la valeur de 2,58 à l'entrée et diminue ensuite jusqu'à la valeur de 0,108 à la sortie.

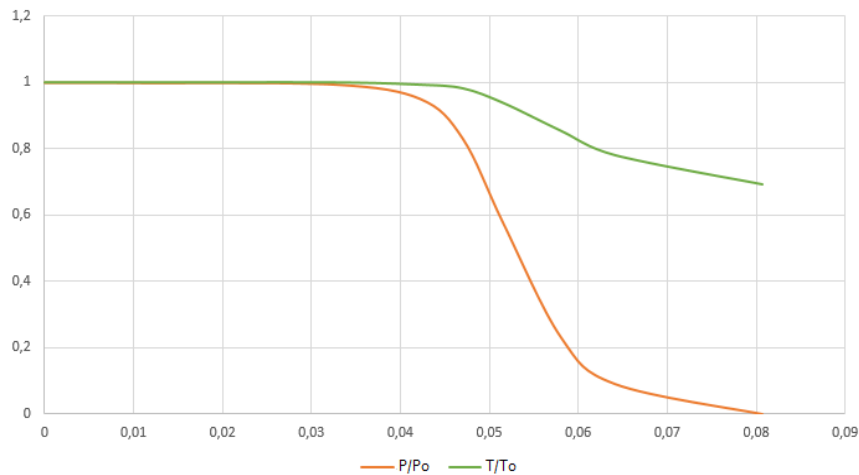


Figure III.13 : Evolution des rapports de pression et température selon l'axe de la tuyère x

La courbe représente l'évolution de la température et de la pression le long de la tuyère, où l'on observe une diminution continue de la température alors que la pression diminue jusqu'à ce que le flux atteigne la sortie.

III.9 Ecoulement d'Euler dans une tuyère convergent-divergent 2D axisymétrique

III.9.1 Calcul des régimes :

III.9.1.1 Régime sonique adapté : Pa= 2.93 MPa

Les différentes caractéristiques de l'écoulement du fluide dans la tuyère illustrée dans la figure (III.1) sont exposées dans les figures (III.14- III.15).

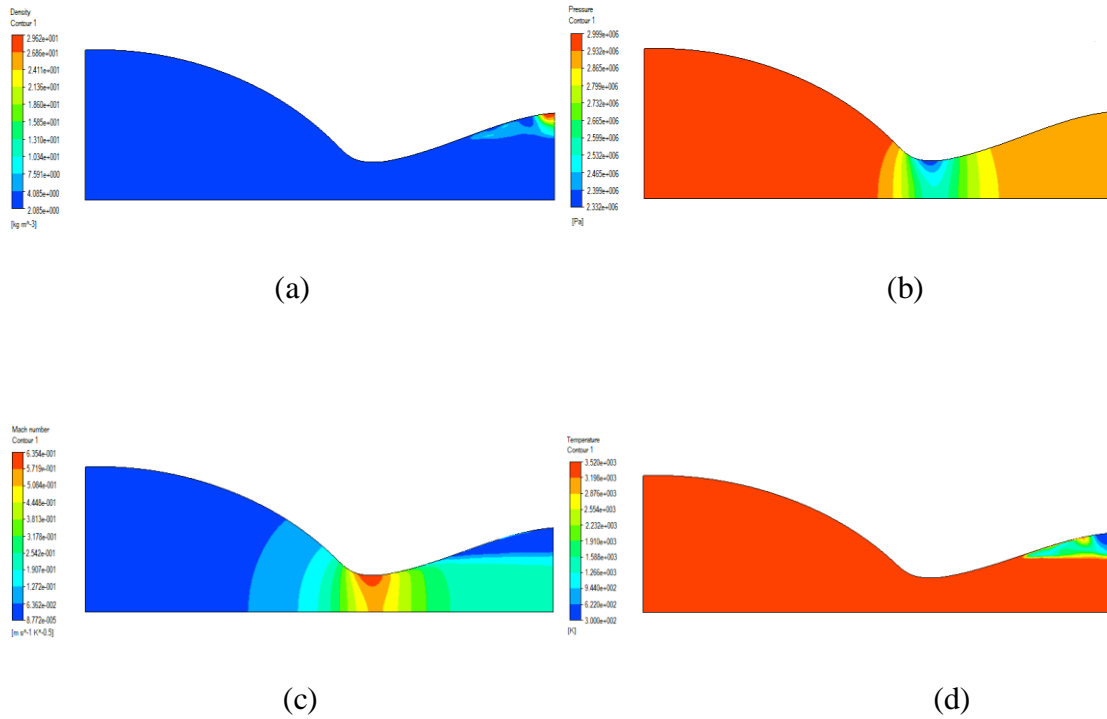
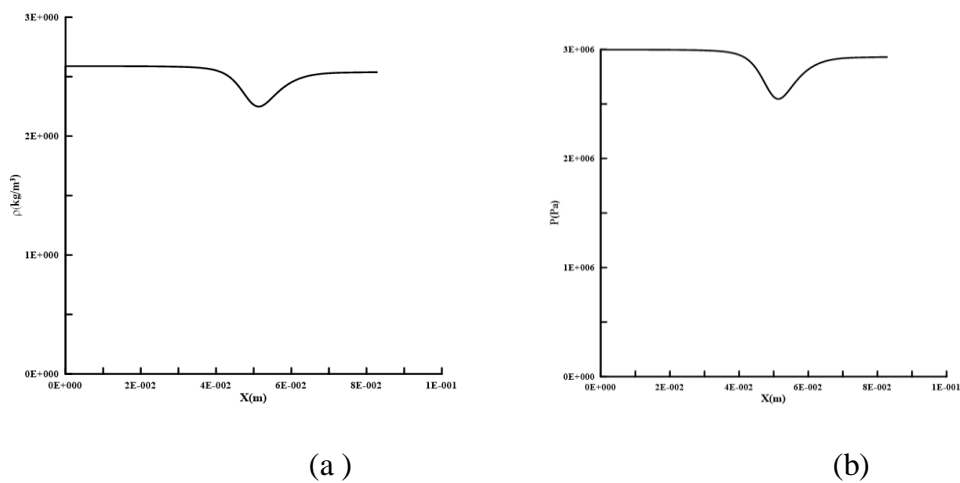


Figure III.14 : (a) Distribution de la densité, (b) Distribution de la pression, (c) Les lignes Iso-Mach, (d) Distribution de la température, écoulement d'Euler SA.



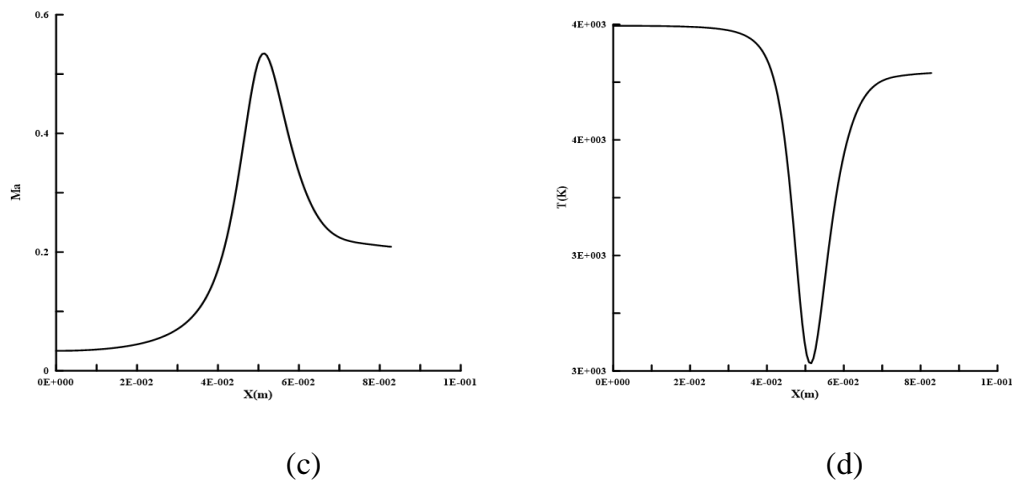


Figure III.15 : (a) Profil de la densité, (b) L'évolution de la pression, (c) L'évolution du nombre de Mach (d), Le profil de température statique ; le long de l'axe de la tuyère, écoulement d'Euler SA

Les figure III.14-15. (a) à l'entrent de la tuyère, la densité prend une valeur maximale de $2,5825 \text{ (Kg/m}^3\text{)}$, puis diminue jusqu'à une valeur minimale de $1,05607 \text{ (Kg/m}^3\text{)}$ au niveau du col et augmente dans la partie divergente de la tuyère jusqu'à atteindre une valeur de $2,1339 \text{ (Kg/m}^3\text{)}$ à la sortie.

Les figure III.14-15. (b) montrent que la pression entre dans la tuyère avec une valeur de 3 MPa et diminue jusqu'à $1,0438 \text{ MPa}$ au col, la pression augmente dans la partie divergente de la tuyère pour atteindre $2,4379 \text{ MPa}$ à la sortie.

Les figures III.14-15. (c) montrent l'évolution du nombre de Mach sur la longueur de la tuyère, où il est subsonique à l'entrée, prend sa plus grande valeur au col, puis redevient subsonique dans la partie divergente de la tuyère jusqu'à la sortie.

Les figures III.14-15. (d) Quant à la température, elle est à sa valeur maximale à la sortie de la chambre et à l'entrée de la tuyère avec une valeur de $3536,36 \text{ K}$, diminue à une valeur de 3172 K au col de la tuyère et recommence à augmenter à la partie divergente pour atteindre une valeur de 3500 K à la sortie.

Remarque :

Pour les écoulements non visqueux, on observe l'apparition d'un choc non désiré dans au col afin d'ajuster le système subsonique dans la convergence au système non subsonique dans la divergence, et il se comporte comme prévu théoriquement, en accélérant dans la partie convergent jusqu'à prendre la valeur maximale au col et en ralentissant ensuite dans la partie divergent, contrairement à la pression, qui prend la valeur minimale au col.

III.9.1.2 Régime sonique non adapté : $P_a = 1.349$ MPa

Les différentes caractéristiques de l'écoulement du fluide dans la tuyère illustrée dans la figure (III.1) sont exposées dans les figures (III.16 – III.17).

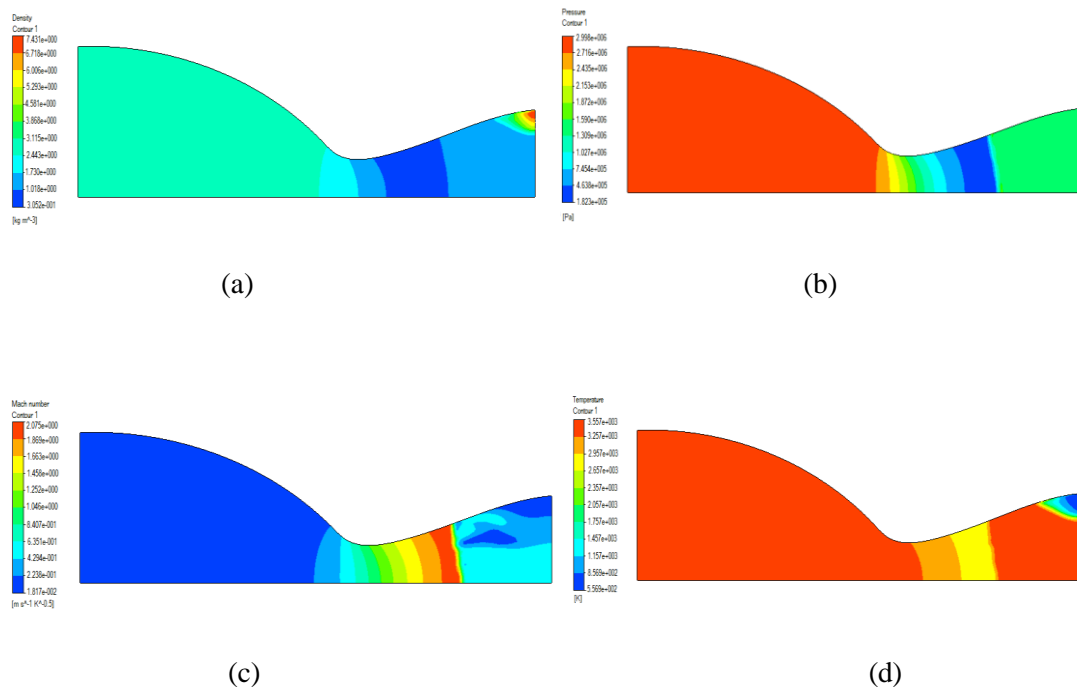


Figure III.16 : (a) Distribution de la densité, (b) Distribution de la pression, (c) Les lignes Iso-Mach, (d) Distribution de la température, écoulement d'Euler SNA.

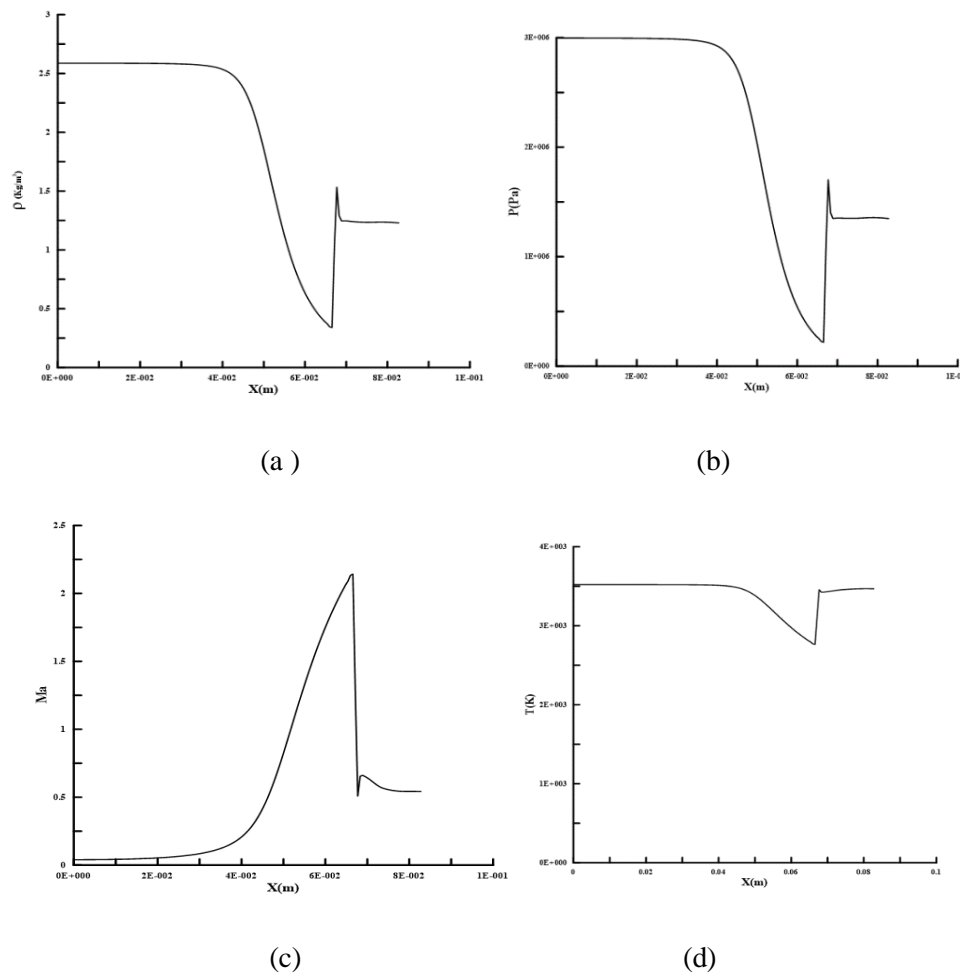


Figure III.17: (a) Profil de la densité, (b) L'évolution de la pression, (c) L'évolution du nombre de Mach, (d) Le profil de température statique ; le long de l'axe de la tuyère, écoulement d'Euler SNA

Figure III.16-17. (a) : représente les variations de densité en fonction de la longueur de la tuyère où la densité est à sa valeur maximale de $2,5875 \text{ (kg/m}^3\text{)}$ à l'entrée, puis diminue jusqu'à une valeur de $0,35 \text{ (kg/m}^3\text{)}$ à $x = 0,06625 \text{ m}$ et remonte ensuite jusqu'à une valeur de $1,231 \text{ (kg/m}^3\text{)}$ à la sortie.

Figure III.16-17. (b) : montre la pression statique axiale pour la tuyère entièrement amorcée qui fonctionne en régime sonique non adapté où les gaz se dilatent de la chambre de 3 MPa à $0,239 \text{ MPa}$ à $x=0,663 \text{ m}$. D'autre part, à $x=0,663 \text{ m}$, un choc est généré qui comprime soudainement le fluide de $0,239 \text{ MPa}$ à $1,702 \text{ MPa}$ puis de nouveau à $1,362 \text{ MPa}$ à la sortie de la chambre.

Figure III.16-17. (c) : Quant au nombre de Mach, il est subsonique dans la partie convergent, transsonique au col $0,8 < Ma < 1,2$ et supersonique dans la partie divergente, et on observe une onde de choc à $x=0,0662$ m avec une diminution brutale du nombre de Mach de 2,13 à 0,51 pour prendre ensuite une valeur de 0,53 à la sortie.

Figure III.16-17. (d) : Cette figure représente l'évolution de la température le long de la tuyère où elle prend une valeur maximale de 4000 K et commence à diminuer progressivement jusqu'à atteindre une valeur de 3110 K à $x=0.066$ m et augmente brusquement jusqu'à une valeur de 3950 K et 3920 K à la sortie.

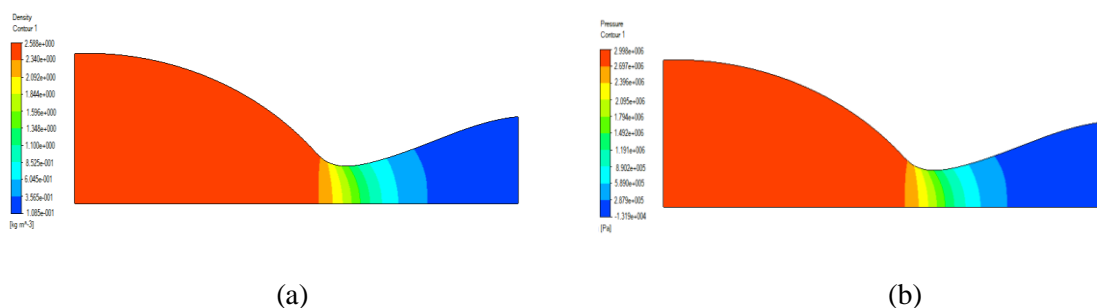
Remarque

Pendant l'onde de choc, la pression augmente soudainement d'un saut de 0,061m et la vitesse diminue soudainement d'un saut de 0,061m également.

Théoriquement, après l'onde de choc, la pression augmente, donc la vitesse diminue. L'écoulement redevient subsonique et la partie divergente agit comme un canal de décélération. Les phénomènes associés à l'onde de choc sont en fait beaucoup plus complexes ; d'une part, l'onde de choc n'est plus rectiligne, mais oblique.

III.9.1.3 Régime supersonique adapté : $P_a = 0.0902$ MPa

Les figures (III.18 - III.19) illustrent les diverses propriétés caractéristiques de l'écoulement du fluide dans la tuyère pour le régime supersonique approprié. Grâce aux valeurs numériques des divers champs, il est possible de prédire la structure de ce régime. Un ordre de grandeur des différentes propriétés moyennes de l'écoulement est établi pour l'écoulement.



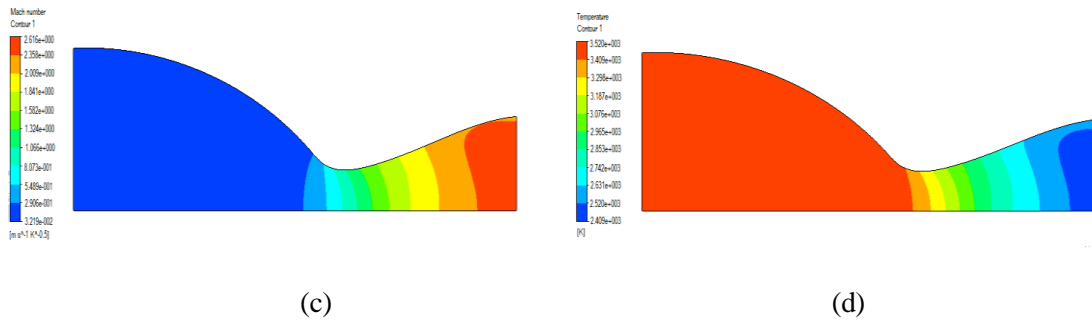


Figure III.18 : (a) Distribution de la densité, (b) Distribution de la pression, (c) Les lignes Iso-Mach, (d) Distribution de la température, écoulement d’Euler SSA.

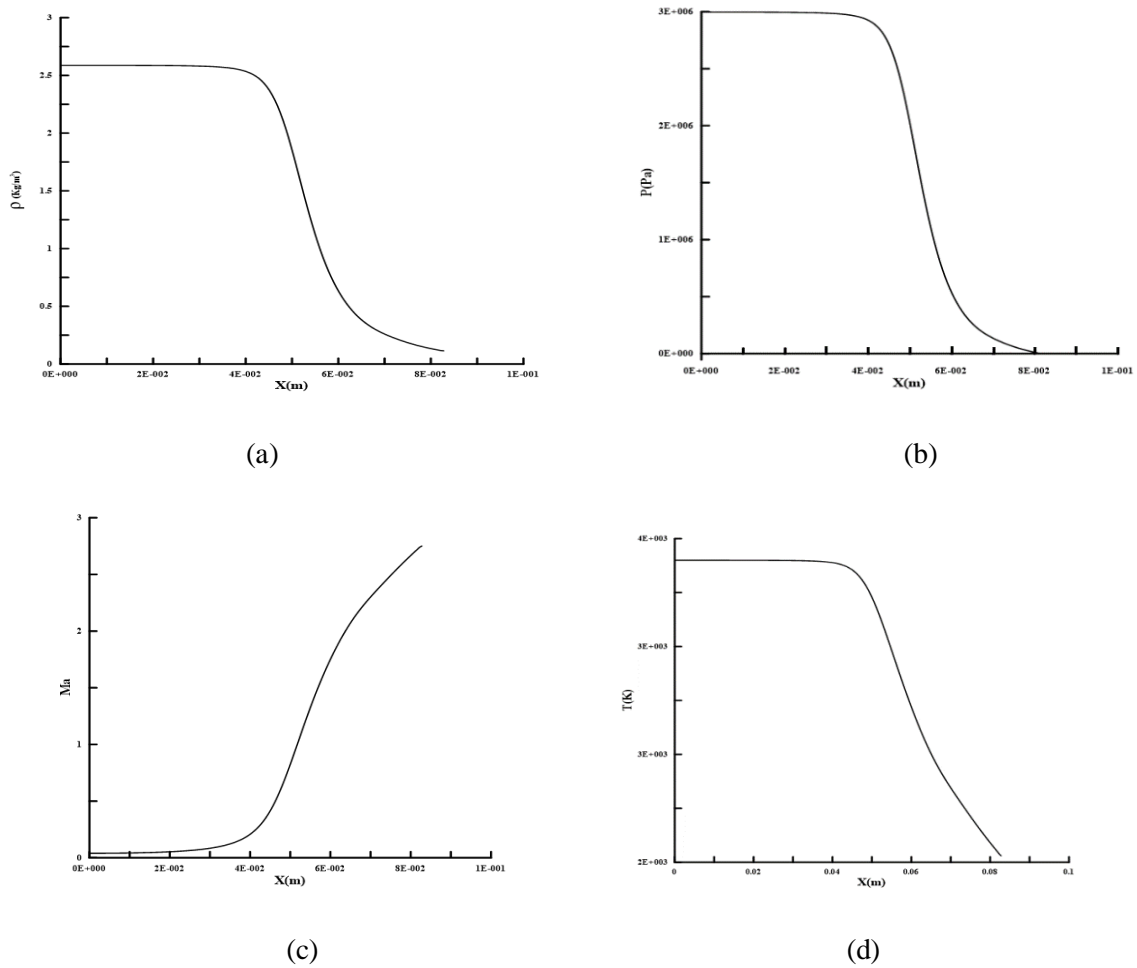


Figure III.19 : (a) Profil de la densité, (b) L’évolution de la pression, (c) L’évolution du nombre de Mach, (d) Le profil de température statique ; le long de l’axe de la tuyère, écoulement d’Euler SA

Figure III.18-19. (a) : A l'entrée de la tuyère, la densité a une valeur maximale de $2,587 \text{ kg/m}^3$ puis diminue progressivement sur la longueur du cratère jusqu'à atteindre une valeur de $0,1112 \text{ kg/m}^3$.

Figure III.18-19. (b) : A l'entrée de la tuyère, la pression est à sa valeur maximale de 3 MPa puis diminue progressivement sur la longueur de la tuyère jusqu'à atteindre une valeur de $0,013 \text{ MPa}$ à la sortie.

Figure III.18-19. (c) : Dans le convergent l'écoulement est subsonique ($\text{Mach} < 1$), il devient transsonique ($0.8 < \text{Mach} < 1.2$) dans le col et supersonique dans le divergent. Le nombre de Mach atteint une valeur maximale de $2,75$ à la sortie de la tuyère

Figure III. 18-19. (d) : En ce qui concerne la température, nous observons une diminution rapide et continue dans la partie convergente et divergente d'une valeur de 3449 K à l'entrée à une valeur de 2536 K à la sortie.

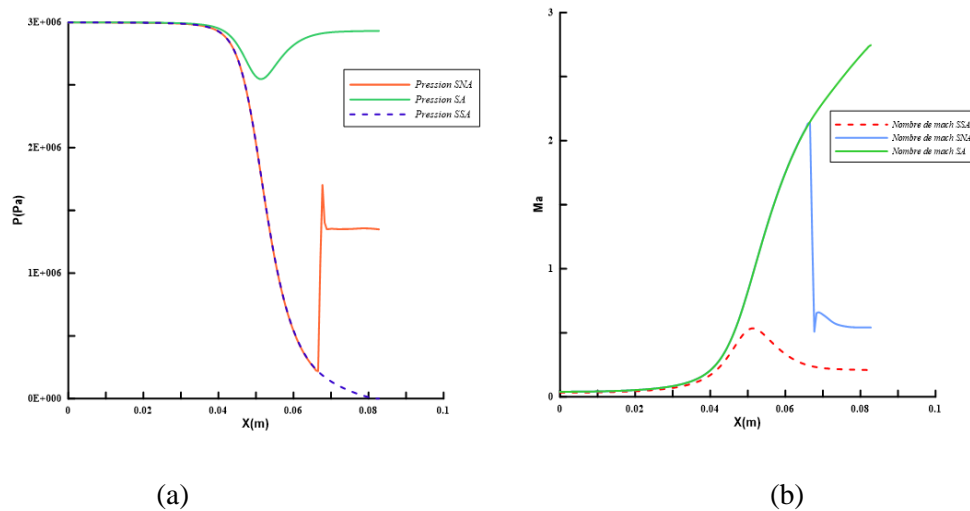


Figure III.20 : (a) Evolution de la pression, (b) Evolution du nombre du Mach, pour les différents régimes d'écoulement d'Euler.

Remarque

Dans la partie convergente, l'écoulement est strictement identique à l'écoulement sonique approprié, tandis que dans la partie divergente, l'écoulement est entièrement supersonique.

Le segment divergent agit entièrement comme un canal d'accélération. Le phénomène de l'onde de choc s'est éteint.

III.10 Écoulement turbulent dans une tuyère convergent-divergent 2D axisymétrique

Cette simulation numérique a été réalisée en utilisant le logiciel de calcul fluent. La résolution de l'écoulement à l'aide de la méthode numérique repose sur une approche en volumes finis.

L'approche pression-base est choisie pour résoudre car elle est adaptée aux écoulements compressibles. Ce choix permet notamment de diminuer de manière significative le temps de calcul. Étant donné le problème, il serait prévu que le solveur (basé sur la densité) fournisse une solution plus précise, mais cela nécessiterait un temps beaucoup plus long pour que la solution converge. En raison du grand nombre de calculs nécessitant une grande précision, il s'est avéré nécessaire d'essayer de diminuer les temps de calcul. Nous optons pour cette option de solution en raison de la qualité du maillage utilisé la description des phénomènes de turbulence se fait à l'aide du modèle $k - \omega$ SST.

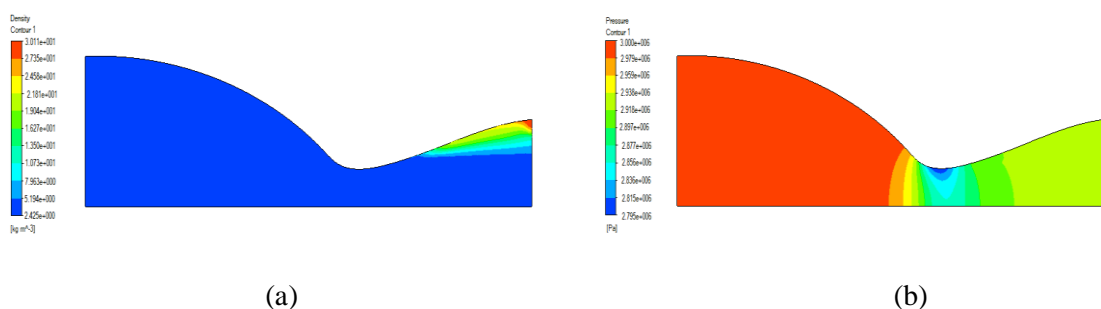
III.10.1 Choix du maillage :

Le maillage utilisé dans cette section est le même que celui utilisé pour l'écoulement d'Euler (non visqueux). De cette manière, la simulation a été réalisée avec le même logiciel fluent et un nombre de nœuds identique (30456).

III.10.2 calcule des régimes :

III.10.2.1 Régime sonique adapté : $P_a = 2.93$ MPa

Les différents champs des propriétés caractéristiques de l'écoulement du fluide dans la tuyère pour le régime sonique non adapté sont présentés dans les figures (III.18 - III.19).



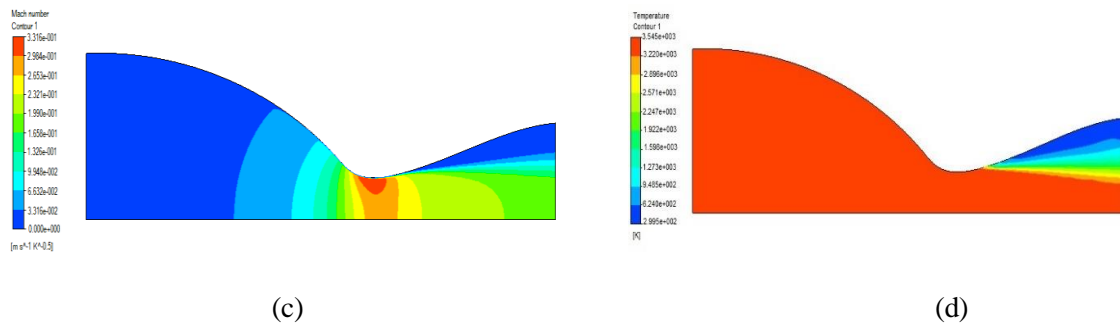


Figure III.21 : (a) Distribution de la densité, (b) Distribution de la pression, (c) Les lignes Iso-Mach, (d) Distribution de la température, écoulement turbulent SA

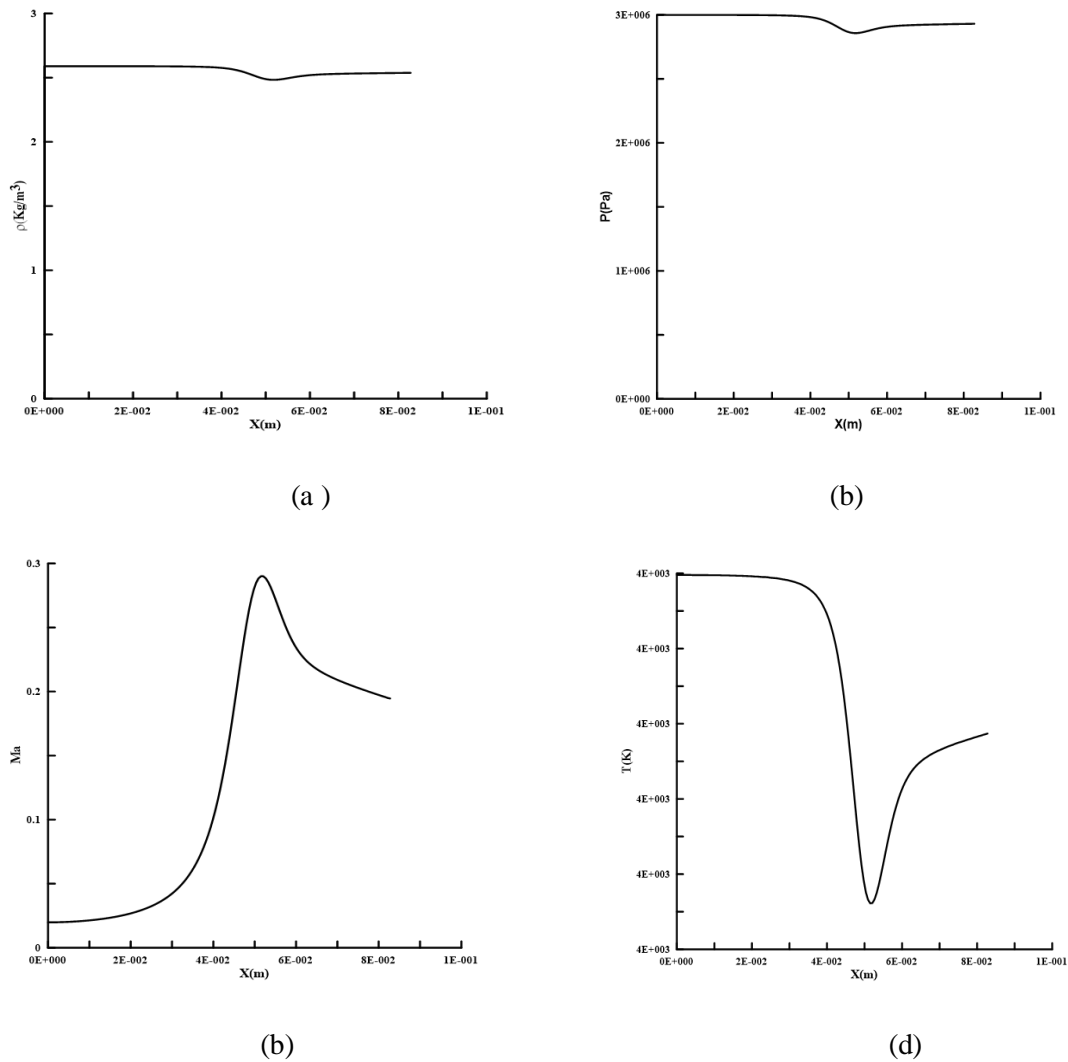


Figure III.22 : (a) Profil de la densité, (b) L'évolution de la pression, (c) L'évolution du nombre de Mach, (d) Le profil de température statique ; le long de l'axe de la tuyère, écoulement turbulent S

Figure III.21-22. (a) : A l'entrée de la tuyère, la densité est à sa valeur maximale de 2.593, puis diminue jusqu'à une valeur minimale de 1.846 et revient à une valeur de 2.166 à la sortie.

Figure III.21-22. (b) : La courbe représente l'évolution de la pression sur la longueur de la tuyère où l'on observe une diminution progressive de la pression de 3 MPa à 2.017MPa au col puis une valeur de 2.93MPa à la sortie de la tuyère.

Figure III.21-22. (c) : La figure montre la variation du nombre de Mach sur la longueur de la tuyère dans le convergent l'écoulement est subsonique et atteint la vitesse du son au col, et supersonique dans la partie divergente.

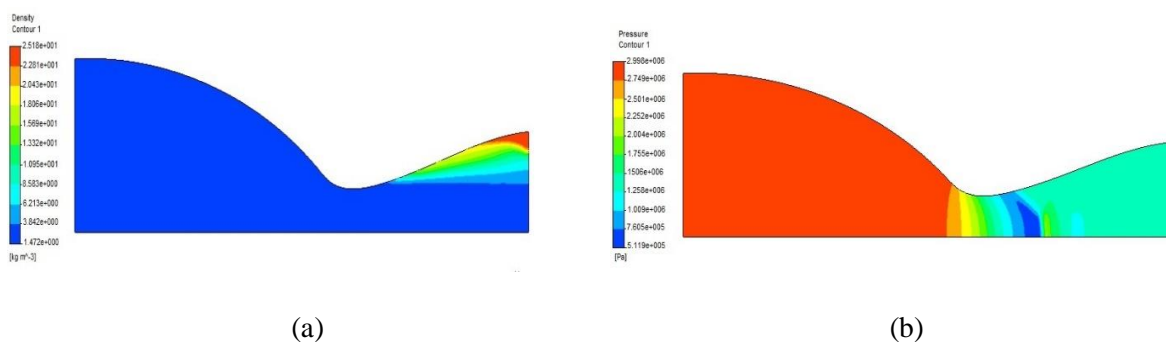
Figure III.21-22. (d) : A l'entrée de la tuyère, la température est à sa valeur maximale de 3531 K et diminue ensuite le long de la section convergente pour atteindre 3459 K au col et remonter à 3387 K à la sortie.

Remarque

La pression en arrière Pa suffisamment faible est atteinte pour atteindre la limite critique au col. Au col, la pression est égale à la pression critique P^* , l'écoulement est sonique ($M=1$), et on obtient le débit maximal m_{max} . L'écoulement se produit de manière subsonique de part et d'autre du coude.

III.10.2.2 Régime sonique non adapté : Pa = 1.349 MPa

Les différents champs des propriétés caractéristiques de l'écoulement du fluide dans la tuyère pour le régime sonique non adapté sont présentés dans les figures (III.23 - III.24).



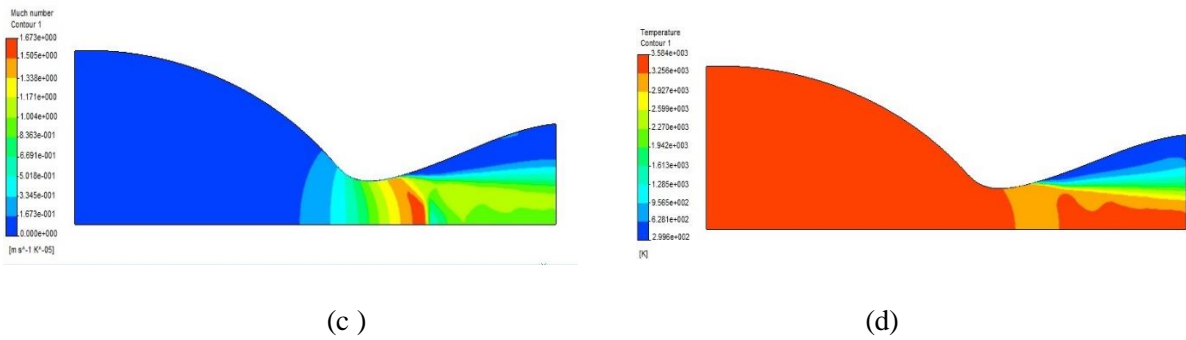


Figure III.23 : (a) Distribution de la densité, (b) Distribution de la pression, (c) Les lignes Iso-Mach, (d) Distribution de la température, écoulement turbulent SNA

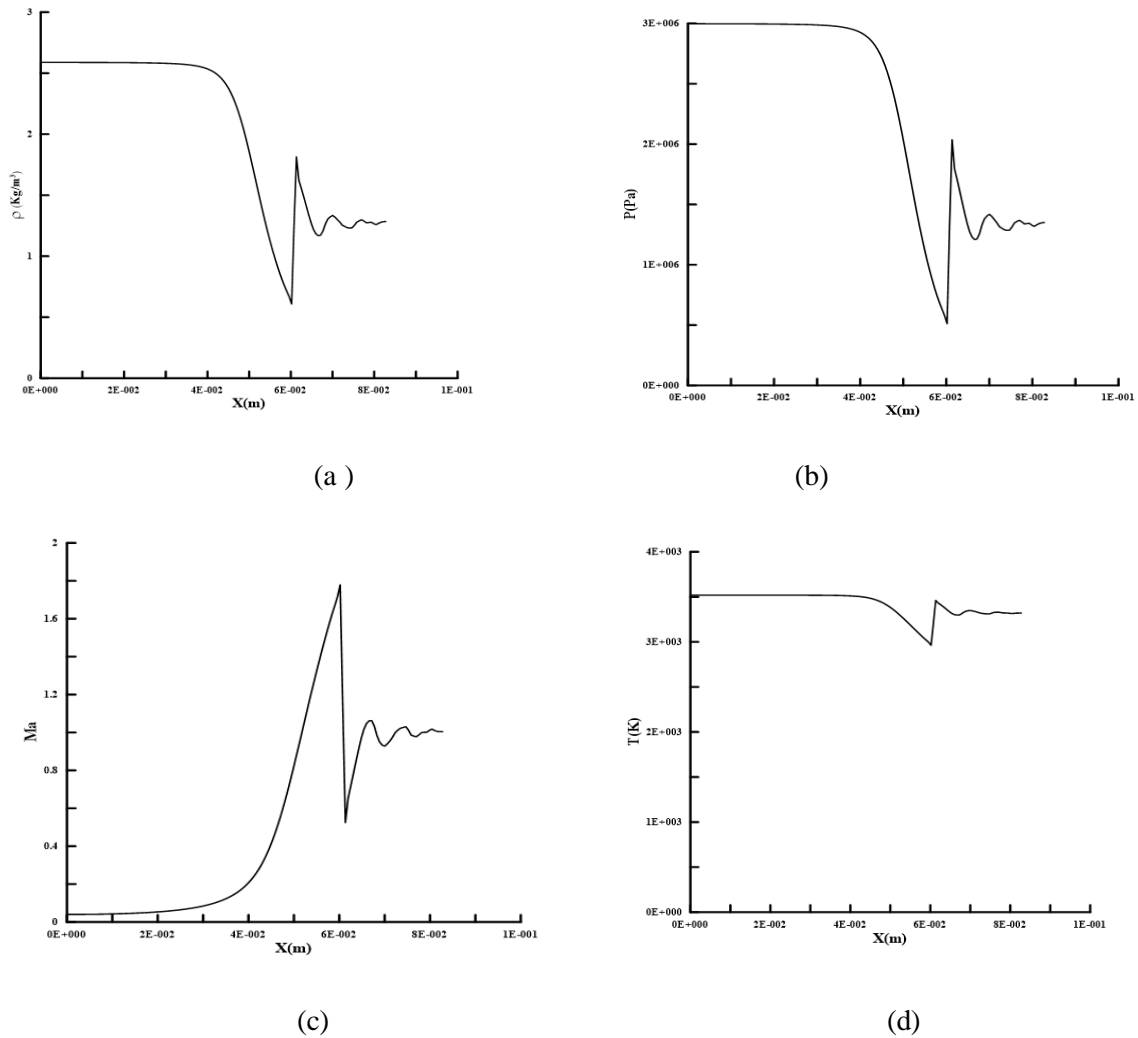


Figure III.24 : (a) Profil de la densité, (b) L'évolution de la pression, (c) L'évolution du nombre de Mach, (d) Le profil de température statique ; le long de l'axe de la tuyère, écoulement turbulent SNA

Figure III.23-24. (a) : A l'entrée de la tuyère, la densité a une valeur maximale de 2.597 kg/m^3 , puis diminue progressivement jusqu'à une valeur de 0.611 kg/m^3 à $x= 0.601 \text{ m}$ et remonte brusquement par un choc jusqu'à une valeur de 1.284 à la sortie.

Figure III.23-24. (b) : On observe la chute de pression dans la partie convergente et divergente de 3 MPa à 0.51 MPa à 0.061 m . D'autre part, on observe qu'un choc est soudainement généré à 0.061 m . La pression passe de 0.51 MPa à 2.035 MPa puis passe à une valeur de 1.349 MPa à la sortie de la tuyère.

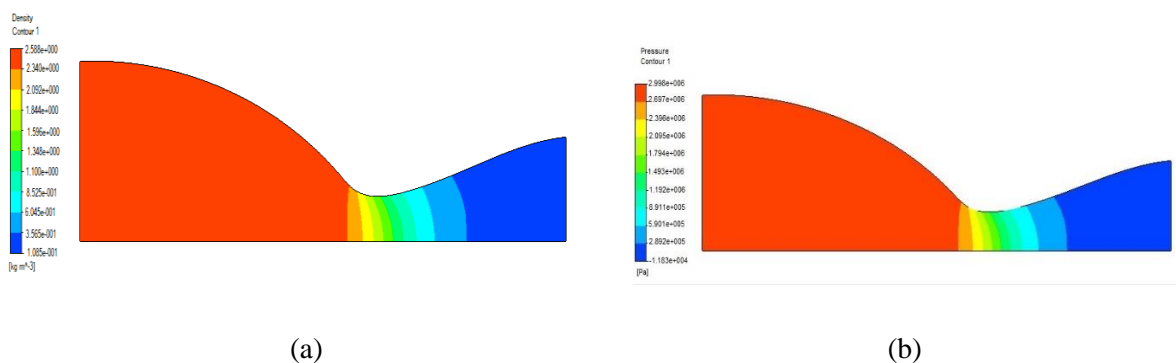
Figure III.23-24. (c) : La figure représente la variation du nombre de Mach le long de la tuyère de sorte que la vitesse est subsonique dans la partie convergente et devient transsonique au col $0.8 < \text{Mach} < 1.2$ et supersonique dans la partie divergente à 0.061 m , puis subsonique dans l'autre partie à $[0.061 \text{ m}; 0.082 \text{ m}]$, ce qui entraîne un choc car la pression chute de 1.767 MPa à 0.525 MPa et passe à 1.004 à la sortie.

Figure III.23-24. (d) : Quant à la température, on observe une diminution progressive jusqu'à atteindre une valeur de 2977 K à 0.061 m , puis elle augmente fortement jusqu'à 3449 K et prend ensuite la valeur de 3331 K à la sortie de la tuyère

Remarque

Dans cette situation, on observe une limite du régime qui se manifeste par un écoulement sonique au col et supersonique dans une partie du divergent. Lorsque la détente augmente, le choc se déplace vers l'aval pour se situer précisément à la sortie. Les valeurs de la pression P_s sont deux, une avant le choc et l'autre après le choc, $P_s = P_a$.

III.10.2.3 Régime supersonique : $P_a = 0.0902 \text{ MPa}$



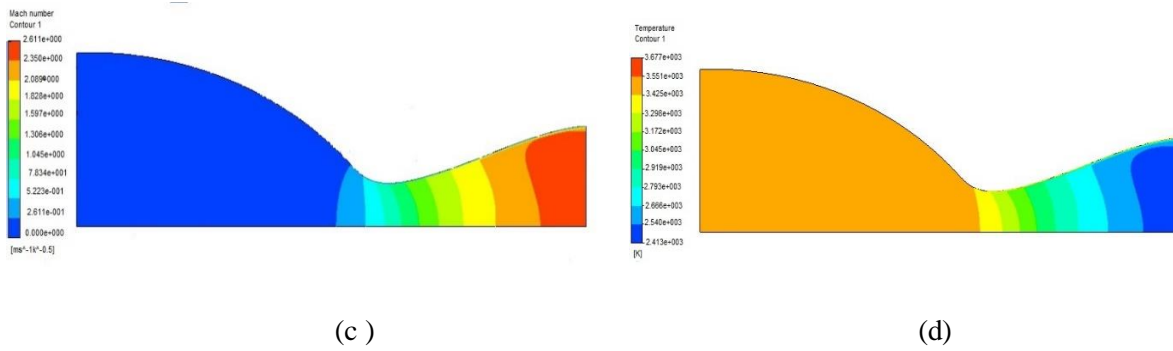


Figure III.25 : (a) Distribution de la densité, (b) Distribution de la pression, (c) Les lignes Iso-Mach, (d) Distribution de la température, écoulement turbulent SSA

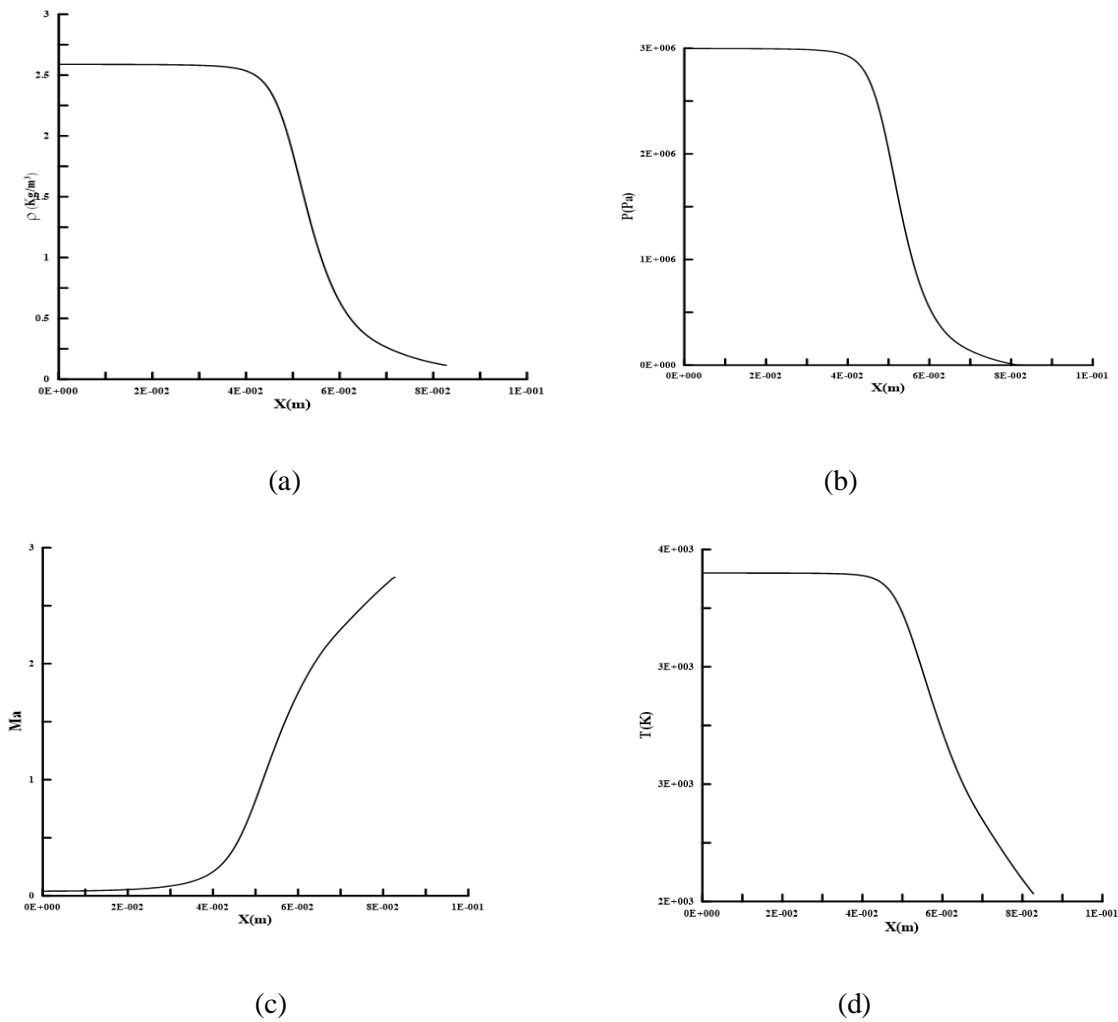


Figure III.26 : (a) Profil de la densité, (b) L'évolution de la pression, (c) L'évolution du nombre de Mach, (d) Le profil de température statique ; le long de l'axe de la tuyère, écoulement turbulent SSA

Figure III.25-26. (a) : La courbe représente le changement de densité sur la longueur de la tuyère où l'on observe une diminution progressive de la densité de 2,594 à 0,126 à la sortie de la tuyère.

Figure III.25-26. (b) : La courbe représente la variation de pression le long de la tuyère où l'on observe une diminution progressive jusqu'à atteindre une valeur de 0,014 MPa à la sortie

Figure III.25-26. (c) : On constate que le nombre de Mach est inférieur à la vitesse du son ($Ma < 1$) dans la partie convergente et à la vitesse du son au niveau de col et supérieur à la vitesse du son ($Ma > 1$) dans la partie divergente, atteignant une valeur de 2,75.

Figure III.25-26. (d) : La température est maximale à l'entrée de la tuyère, puis commence à diminuer progressivement sur toute la longueur de la tuyère jusqu'à atteindre une valeur de 2536K à la sortie.

Remarque

La pression en arrière (ambiante) P_a est égale à la pression P_s à la sortie, ce qui permet d'obtenir ce régime.

Dans le convergent, l'écoulement est subsonique, au col, sonique et dans le divergent. Dans cette situation, il n'y a pas de choc et on affirme que la tuyère est appropriée. On observe une évolution isentropique dans toute la tuyère.

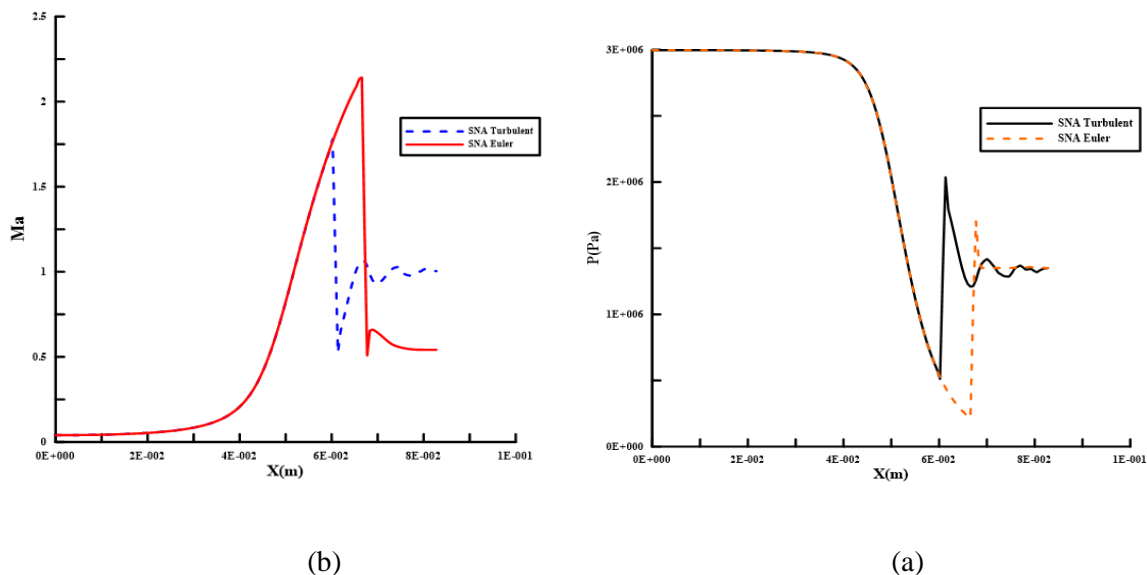


Figure III.27 : Comparaison entre l'écoulement d'Euler et turbulente pour un même régime SNA, (a) Distribution de la pression (b) L'évolution du nombre de Mach.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons effectué une modélisation numérique de l'écoulement à l'intérieur d'une tuyère bidimensionnelle et nous l'avons appliquée dans un code de calcul direct (La méthode des volumes finies). Nous avons observé les changements de densité, de pression, de nombre de Mach et de température, puis nous avons remarqué que la tuyère a un système supersonique et pour comparer le changement de ce système, nous avons divisé cette étude en deux parties : lorsque l'écoulement n'est pas visqueux et lorsque l'écoulement est visqueux, avec les résultats numériques de la pression à la sortie, en utilisant les résultats de la simulation pour vérifier la cohérence des simulations. Lorsque l'écoulement est visqueux avec les résultats de la pression à la sortie et en utilisant les résultats de la simulation pour vérifier la cohérence de la simulation, nous pouvons constater que la simulation nous donne des résultats en accord avec la littérature et malgré l'utilisation du même maillage et des mêmes dimensions de tuyère, la viscosité affecte le mouvement du fluide et cette observation souligne l'importance de l'effet de la viscosité sur le fluide.

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans cette étude, nous avons cherché à observer le comportement d'un écoulement compressible à l'intérieur d'une tuyère de moteur-fusée, classée comme tuyère supersonique, en utilisant les concepts de base de la mécanique des fluides et de la thermodynamique.

Au début de cette recherche, nous avons abordé les concepts du moteur-fusée en général et des tuyères en particulier, de sorte que nous avons vu les types de ces dernières et leur fonctionnement, en mettant l'accent sur la tuyère convergente-divergente.

Dans le deuxième chapitre, nous avons abordé les équations de base des fluides compressibles et les facteurs qui les accompagnent lors d'un écoulement supersonique. Ce qui caractérise ce chapitre, ce sont les trois types d'écoulements qui se produisent à l'intérieur de la tuyère et qui sont influencés par la pression externe de cette dernière.

Nous avons réalisé une géométrie de la tuyère étudiée en utilisant les résultats qui nous ont été présentés afin de réaliser une modélisation numérique à grande échelle de l'écoulement à l'intérieur d'une tuyère 2D. Les variations des coefficients de densité, de la pression, du nombre de Mach et de la température ont été suivies pendant la simulation.

Deux types d'écoulement ont ensuite été comparés : l'écoulement d'Euler et écoulement turbulent dans trois régimes différents. Les résultats ont montré que la viscosité a un effet significatif sur le comportement du fluide, soulignant l'importance de prendre en compte cet effet lors des simulations.

On peut tirer les conclusions suivantes de l'étude :

- La simulation est en accord avec la littérature. Les données obtenues étaient conformes aux résultats numériques, confirmant ainsi la précision et la fiabilité des simulations réalisées.
- Le système d'écoulement supersonique a été mis en évidence par la tuyère étudiée, avec des fluctuations de pression et de nombre de Mach qui correspondent aux attentes théoriques
- Les simulations ont souligné l'importance des conditions aux limites pour améliorer la précision des résultats obtenus

Finally, we conclude that this study provides valuable data on the operation of flows in nozzles, particularly in viscous and non-viscous conditions, and highlights the importance of precise modeling for concrete applications in the field of propulsion and other industrial sectors.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] Propulsion hybride (fusée) - Historique. (s. d.). Techno-Science.net. <https://www.techno-science.net/glossaire-definition/Propulsion-hybride-fusee-page-2.html>
- [2] Futura. (s. d.). Rocket Lab dévoile un lanceur spatial hybride révolutionnaire. Futura. Récupéré de <https://www.futura-sciences.com/sciences/actualites/lanceur-rocket-lab-devoile-lanceur-spatial-hybride-revolutionnaire-90832/>
- [3] Abdellah, H. (2014, 8 décembre). Développement de modèles physiques et numériques pour la simulation aux grandes échelles des écoulements dans les tuyères supersoniques. <http://www.theses.fr/>. <https://www.theses.fr/2014ISAM0024>
- [4] Page, A. P., Prouteau, J. R. J., Daris, T., Doussinault, M. E., Schenher, F., & Sas, S. (2005, 30 juin). CA2551343C - Tuyere a orientation de poussee - Google Patents. <https://patents.google.com/patent/CA2551343C/fr>
- [5] Daris, T., Doussinault, M., Page, A., Prouteau, J., Schenher, F., & Sas, S. (2005, 30 juin). EP1741915B1 - Tuyère à orientation de poussée- Google Patents. <https://patents.google.com/patent/EP1741915B1/fr>
- [6] Index - TEL - Thèses en ligne. (s. d.). TEL - Thèses en ligne. Récupéré de <https://theses.hal.science/>
- [7] Expansion elargir les horizons la nature elastique des gaz - FasterCapital. (s. d.). FasterCapital. <https://fastercapital.com/fr/contenu/Expansion---elargir-les-horizons---la-nature-elastique-des-gaz.html>
- [8] Rao G. V. R., "Contoured Rocket Nozzles," Proc. 9Th Int. Astro-Fed. Congress, Amsterdam, 1958
- [9] REIJASSE.P, "Aérodynamique des tuyères supersoniques", ENSAM.2007 web.paris.ensam.fr/IMG/pdf/Cours_ENSAM_Reijasse.pdf
- [10] Peterson C.R. and Hill. P.G „Mechanics and Thermodynamics of Propulsion,“ 2nd edition. Addition-Wesley PublishingCompany Inc., New York, 1992.
- [11] Malina F. J., "Characteristics of the rocket motorbased on the theory of perfectgase

J. Franklin Inst., Vol. 230, PP. 433-450, 1940.

[12] PETERSON C.R. and Hill. P. G., „Mechanics and Thermodynamics of Propulsion“, 2nd edition. Addition-Wesley Publishing Company Inc., New York, 1992

[13]. Shapiro A.H. The Dynamics and thermodynamics of compressible Fluid Flow, ” Vol. 1. The Ronald Press Company, New York, 1953.

[14]. Stark, R., Génin, Ch., Wagner, B. and Koschel, W. “The Altitude Adaptive Dual Bell

[15] Zebbiche T and Youbi Z., “Supersonic Two-Dimensional Minimum Length Nozzle

Design at High Temperature. Application for Air,” AIAA-2006-4699, 42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Sacramento, California, July 09-12- 2006.

[16] Braeunig, R. (2012). Rocket and Space Technology: Nozzle. German Aerospace Center (DLR), Lampoldshausen, Allemagne. Récupéré de <http://www.braeunig.us/space/propuls.htm>

[17] Marty, D., (1994), ‘Systèmes spatiaux: conception et technologie’, Editions Masson, ISBN 2-225-84460-7

[18] W.P. JONES and B.E. LAUNDER. The prediction of laminarization with a two equation model of turbulence. Int. J. Heat Mass Transfer, 15: 301-314

[19] Menter ,F.R., ‘Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering application,’ AIAA Journal, Vol.32, No.8, pp. 1598-1600, 1994.

[20] Wilcox, D.C., ‘Re-assessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models,’ AIAA Journal, Vol.26, No.11, pp.1299-1310, 1988.

[21] Favre A –Equations des gaz turbulents compressibles. Journal de Mécanique, vol.4, n°31965 pp.361-390

[22] Cyril Pilinski, Etude numérique du décollement en tuyères supersoniques. Thèse de doctorat, INSA de Rouen, 2002.

ANNEXES

Annexe

Résultat de RPA

1 Tableau des performances thermodynamiques

Thermodynamic properties (O/F=2.559)					
Parameter	Injector	Nozzle inlet	Nozzle throat	Nozzle exit	Unit
Pressure	3.0000	3.0000	1.7350	0.1000	MPa
Temperature	3520.9240	3520.9240	3349.3196	2525.9621	K
Enthalpy	-894.7833	-894.7833	-1575.7914	-4502.5496	kJ/kg
Entropy	11.7084	11.7084	11.7084	11.7084	kJ/(kg·K)
Internal energy	-2178.7088	-2178.7088	-2780.1192	-5361.8898	kJ/kg
Specific heat (p=const)	6.8891	6.8891	6.5896	3.1965	kJ/(kg·K)
Specific heat (V=const)	5.8347	5.8347	5.6276	2.7581	kJ/(kg·K)
Gamma	1.1807	1.1807	1.1709	1.1590	
Isentropic exponent	1.1339	1.1339	1.1309	1.1525	
Gas constant	0.3647	0.3647	0.3596	0.3402	kJ/(kg·K)
Molecular weight (M)	22.8009	22.8009	23.1231	24.4397	
Molecular weight (MW)	0.0228	0.0228	0.02312	0.02444	
Density	2.3366	2.3366	1.4406	0.1164	kg/m ³
Sonic velocity	1206.5927	1206.5927	1167.0565	995.1985	m/s
Velocity	0.0000	0.0000	1167.0565	2686.1743	m/s
Mach number	0.0000	0.0000	1.0000	2.6991	
Area ratio	infinity	infinity	1.0000	5.3786	
Mass flux	0.0000	0.0000	1681.2743	312.5857	kg/(m ² ·s)
Mass flux (relative)	0.000e-04	0.000e-04			kg/(N·s)
Viscosity	0.000109	0.000109	0.0001054	8.705e-05	kg/(m·s)
Conductivity, frozen	0.3511	0.3511	0.3353	0.2588	W/(m·K)
Specific heat (p=const), frozen	2.066	2.066	2.057	1.995	kJ/(kg·K)
Prandtl number, frozen	0.6415	0.6415	0.6468	0.6709	
Conductivity, effective	1.562	1.562	1.434	0.5568	W/(m·K)
Specific heat (p=const), effective	6.889	6.889	6.59	3.197	kJ/(kg·K)
Prandtl number, effective	0.4808	0.4808	0.4843	0.4997	

Chamber Performance

Thermodynamic properties

Performance

Altitude performance

Throttled performance

Theoretical (ideal) performance (O/F=2.559)

Parameter	Sea level	Optimum expansion	Vacuum	Unit
Characteristic velocity		1784.36		m/s
Effective exhaust velocity	2681.94	2686.17	3006.09	m/s
Specific impulse (by mass)	2681.94	2686.17	3006.09	N·s/kg
Specific impulse (by weight)	273.48	273.91	306.54	s
Thrust coefficient	1.5030	1.5054	1.6847	

Estimated delivered performance (O/F=2.559)

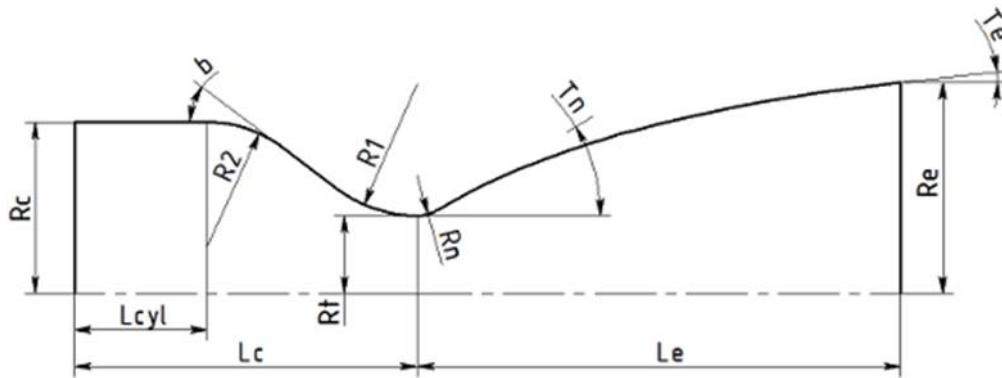
Reaction efficiency:

Nozzle efficiency:

Overall efficiency:

Parameter	Sea level	Optimum expansion	Vacuum	Unit
Characteristic velocity		1784.36		m/s
Effective exhaust velocity	2613.05	2617.29	2937.20	m/s
Specific impulse (by mass)	2613.05	2617.29	2937.20	N·s/kg
Specific impulse (by weight)	266.46	266.89	299.51	s
Thrust coefficient	1.4644	1.4668	1.6461	

2 La géométrie de Nozzle



Thrust and mass flow rates

Chamber thrust (vac):	0.56117	kN
Specific impulse (vac):	299.51145	s
Chamber thrust (opt):	0.50005	kN
Specific impulse (opt):	266.88948	s
Total mass flow rate:	0.19106	kg/s
Oxidizer mass flow rate:	0.13737	kg/s
Fuel mass flow rate:	0.05368	kg/s

Geometry of thrust chamber with parabolic nozzle

$D_c =$	48.13	mm	$b =$	30.00	deg
$R_2 =$	62.85	mm	$R_1 =$	9.03	mm
$L^* =$	1000.00	mm			
$L_c =$	84.22	mm	$L_{cyl} =$	33.70	mm
$D_t =$	12.03	mm			
$R_n =$	2.30	mm	$T_n =$	20.09	deg
$L_e =$	32.24	mm	$T_e =$	8.00	deg
$D_e =$	27.91	mm			
$A_e/A_t =$	5.38				
$L_e/D_t =$	2.68				
$L_e/c_{15} =$	107.75	%	(relative to length of cone nozzle with $T_e=15$ deg)		

Mass = -8.62 kg

Divergence efficiency:	0.99157
Drag efficiency:	0.96223
Thrust coefficient:	1.64608 (vac)

Résumé :

Ce mémoire explore la modélisation numérique des écoulements compressibles dans une tuyère bidimensionnelle de Laval (convergent-divergent) d'un fusé en utilisant la méthode des volumes finies. L'objectif principal est de comprendre les phénomènes d'écoulement dans des conditions supersoniques et d'analyser l'impact de la viscosité du fluide sur ces écoulements. Cette simulation s'est déroulée en quatre phases (création de la géométrie, maillage, résolution et la visualisation des résultats) dans les configurations (gaz parfait), elle est basée sur l'analyse des différents paramètres (rayon, température, nombre de mach, etc.) et leurs effets.

Les mots clés : La tuyère fusée, l'écoulement supersonique, Turbulence , Méthode des volumes finies, Modèle $k-\omega$ SST, Simulation numérique

Abstract :

This thesis explores the numerical modeling of compressible flows in a two-dimensional Laval nozzle (convergent-divergent) of a rocket using the finite volume method. The main objective is to understand flow phenomena under supersonic conditions and to analyze the impact of fluid viscosity on these flows. This simulation took place in four phases (creation of the geometry, mesh, resolution and visualization of the results) in the configurations (ideal gas), it is based on the analysis of the different parameters (radius, temperature, number of mach ,...etc.) and their effect.

Key Words : Nozzle rocket, Supersonic flow, Turbulence model, finite volume method, $k-\omega$ SST model, Numerical simulation