

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE**



**UNIVERSITE SAAD DAHLAB DE BLIDA 1
FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT DE MECANIQUE**

**PROJET DE FIN D'ETUDES
POUR L'OBTENTION DU DIPLOME DE MASTER EN
GENIE MECANIQUE
SPECIALITE : INSTALLATIONS ENERGETIQUES ET
TURBOMACHINES**

**ANALYSE DES PHENOMENES DE DECOLLEMENT ET
DES EFFORTS LATERAUX DANS LES TUYERES A
CORPS CENTRAL AXISYMETRIQUE SUR -DETENDUES**

Proposé et encadré par :

Dr. HAMAIDIA Walid : PROMOTEUR

Dr. BENTRAD Hocine : CO-PROMOTEUR

Réalisé par :

SEFOUANE Abdelhalim

HADDOUCHE Cherif

Année universitaire : 2021 / 2022

RESUME

Le but de ce projet de fin d'étude est de conclure le meilleur régime supersonique pour une tuyère à corps central par l'intermédiaire d'un solveur numérique basé sur la méthode des caractéristiques. La tuyère corps central vu qu'elle est très utilisée jusqu'à présent dans la majorité de la construction aérospatiale, elle possède aussi les meilleures performances par rapport aux autres types de tuyères supersoniques existantes, elle donne un écoulement uniforme et parallèle à la sortie. Divers phénomènes sont également identifiés en raison des changements qu'ils produisent. La comparaison des résultats est faite avec différents NPR de la tuyère corps central.

Le système d'équations régissant cet écoulement est résolu à l'aide de la méthode des volumes finis, en utilisant un modèle à deux équations de transport (SST-k- ω Menter), sur un maillage structuré Multi-Blocs. L'approche CFD porte sur l'analyse physique des écoulements compressibles supersoniques dans la tuyère corps central axisymétrique sur-détente, cette approche met en évidence l'existence et l'interaction de plusieurs phénomènes physiques très complexes peuvent considérablement influencer sur les performances et la fiabilité des tuyères propulsives.

Mots Clés

Écoulement supersonique, CFD, la méthode des volumes finis, (SST-k- ω Menter).

ABSTRACT

The aim of this study is to conclude the best supersonic regime for a central body nozzle by means of a numerical solver based on the method of characteristics. The central body nozzle since it is widely used so far in the majority of aerospace construction, it also has the best performance compared to other types of existing supersonic nozzles, it gives a uniform and parallel flow at the outlet. Various phenomena are also identified because of the changes they produce. The comparison of the results is made with different NPR of the central body nozzle.

The system of equations governing this flow is solved using the finite volume method, using a model with two transport equations (SST-k-Menter), on a Multi-Blocks structured mesh. The CFD approach focuses on the physical analysis of supersonic compressible flows in the over-expanded axisymmetric central body nozzle, this approach highlights the existence and interaction of several very complex physical phenomena that can significantly influence the performance and the reliability of propellant nozzles. ω

Key words

Supersonic flow, CFD, finite volume method, (SST-k-Menter). ω

ملخص

الهدف من مشروع نهاية الدراسة هذا هو التوصل إلى أفضل نظام أسرع من الصوت لفوهة الجسم المركزي عن طريق محلل عددي يعتمد على طريقة الخصائص. فوهة الجسم المركزي، نظرًا لاستخدامها على نطاق واسع حتى الآن في غالبية عمليات بناء الفضاء، تتمتع أيضًا بأفضل أداء مقارنة بأنواع أخرى من الفوهات الأسرع من الصوت الموجودة، فهي توفر تدفقًا موحدًا ومتوازيًا عند المخرج. يتم تحديد الظواهر المختلفة أيضًا بسبب التغييرات التي تنتجها. تم إجراء مقارنة النتائج مع NPR مختلفة لفوهة الجسم المركزي.

تم حل نظام المعادلات التي تحكم هذا التدفق باستخدام طريقة الحجم المحدود، باستخدام نموذج مع معادلتين للنقل (SST-k- ω Menter)، على شبكة منظمة متعددة الكتل. يركز نهج CFD على التحليل المادي للتدفقات القابلة للانضغاط الأسرع من الصوت في فوهة الجسم المركزية ذات المحور المحوري الموسعة بشكل كبير، ويسلط هذا النهج الضوء على وجود وتفاعل العديد من الظواهر الفيزيائية المعقدة للغاية التي يمكن أن تؤثر بشكل كبير على أداء وموثوقية فوهات الوقود.

كلمات المفاتيح

التدفق الأسرع من الصوت، CFD، طريقة الحجم المحدود، (SST-k- ω Menter).

DEDICACES

*Je remercie Dieu pour m'avoir donné la force
d'accomplir ce travail pour aller plus loin In Chaa Allah.*

*Je dédie ce travail à **mes parents**, pour leurs
encouragements et leurs aides, et soutien et surtout les
sacrifices qu'ils ont fait pour nous voir réussir*

Je le dédie aussi à mes frères et sœurs surtout

SEFOUANE Ibrahim

*A toute ma grande Famille **SEFOUANE***

*A tous ceux et celles qui m'ont aidé et encouragé de Près
comme de loin, parmi eux :*

**MAZIAN Ali, MOSTFAOUI Mohamed amine,
DJAOUABI Karim, OKBA Yassine**

Je le dédie surtout

KHAITER Yassine, KHAITER Dalal

ABD EL HALIM ...

*Je remercie Dieu pour m'avoir donné la force
d'accomplir ce travail pour aller plus loin In Chaa Allah.*

*Je dédie ce travail à **mes parents**, pour leurs
encouragements et leurs aides, et soutien et surtout les
sacrifices qu'ils ont fait pour nous voir réussir*

Je le dédie aussi à mes frères et sœurs surtout

HADDOUCHE Mohamed

*A toute ma grande Famille **HADDOUCHE***

*A tous ceux et celles qui m'ont aidé et encouragé de Près
comme de loin, parmi eux :*

AHMED, YAZID, YAAKOUB, SAMIR, ABDELGHANI

CHERIF ...

REMERCIEMENTS

Tout d'abord, notre infinie gratitude à Dieu Tout-Puissant pour nous avoir donné la force, le courage et la volonté d'arriver à cette étape importante de notre vie et de mener à bien ce travail insignifiant.

Nous exprimons notre reconnaissance à notre promoteur **Dr. HAMAIDIA WALID**, directeur de cette thèse, qui nous a prodigué les conseils et les encouragements pour finaliser notre mémoire. Nous gardons l'excellent souvenir de nos discussions, il nous a aidé minutieusement avec amabilité et patience malgré ses occupations. Nous avons beaucoup admiré sa simplicité, son ardeur au travail, ses qualités humaines et son raisonnement scientifique. C'est ici pour nous l'occasion de lui témoigner toute notre gratitude.

Nous exprimons notre reconnaissance au **Dr. BENTRAD HOCINE**, Co-promoteur de cette thèse et **Dr. ALI BENYAHIA BRAHIM**. Nous n'avons pas de mots pour les remercier assez, mais nous dirions seulement merci à vous pour tout ce que vous avez fait pour nous et nous vous serions reconnaissants durant toute notre vie...merci.

À **Mr. BRAHIMI ABDELHALIM**. Nous sommes profondément reconnaissants pour ce que vous avez fait pour nous le long de notre cursus.

Nos remerciements vont aussi à l'endroit du Monsieur et aux membres du jury, nous vous saluons pour votre présence ainsi nous tenons à vous remercier d'avoir voulu nous examiner et juger ce travail.

À nos enseignants, Ceux de département de mécanique qui nous ont aidé de près tous au long de notre apprentissage et formation ainsi la réalisation de ce projet, nous le remercions infiniment.

SOMMAIRE

REMERCIEMENT

DEDICASES

RESUME

SOMMAIRE

LISTE DES FIGURES

LISTE DES SYMBOLES

INTRODUCTION GENERALE 01

CHAPITRE 1 : RECHERCHE BIBLIOGRAPHIQUE 05

1.1 Introduction 06

1.2 Tuyère supersonique 06

1.3 Recherche bibliographique et contexte historique 08

1.4 Les écoulements transsonique 10

1.5 Rôles des tuyères supersonique 10

1.5.1 Moteurs fusées 10

1.5.2 Moteur d'avions de combat 11

1.6 Les différentes types des tuyères supersonique 12

1.6.1 Les Tuyères Coniques 12

1.6.2 Tuyère à divergent extensible 13

1.6.3 Tuyère double galbes 13

1.6.4 Tuyère a injection de flux secondaire 14

1.6.5 Tuyère annulaire 15

1.7 Objectifs de l'étude 15

CHAPITRE 02 : PARAMETRES DES DYNAMIQUES A GAZ 16

2.1 Introduction 17

2.2	Hypothèse fondamentales	17
2.3	Hypothèses et lois de comportement	18
2.3.1	L'état du fluide	18
2.3.2	La comportement thermodynamique	18
2.3.3	La comportement dynamique	19
2.3.4	Le comportement thermique	19
2.4	Equation descriptive de l'écoulement	20
2.4.1	Equation de conservation de la masse	20
2.4.2	Equation de la conservation de la quantité de mouvement	20
2.4.3	Equation de conservation de l'énergie	20
2.4.4	Equation d'irrationalité	21
2.5	Paramètres principaux des performances	21
2.5.1	La Force De Poussée	21
2.5.2	Le coefficient de poussée	21
2.5.3	Le coefficient de décharge	22
2.5.4	La vitesse caractéristique	22
2.5.5	La vitesse effective	23
2.5.6	L'impulsion spécifique	23
2.5.7	L'impulsion totale	23
2.6	Formulation Mathématique du problème	23
2.6.1	Equations adiabatique	23
2.6.2	Equations de la vitesse du son	24
2.6.3	Relation entre la vitesse et la température	25
2.6.4	Relation entre le nombre de Mach et la température	26
2.6.5	Relation entre la masse volumique et la température	26
2.6.6	Relation entre la pression et la température	27

2.6.7	Relation entre la section et la température	27
2.6.8	Débit massique critique	28
CHAPITRE 03 : PHENOMENOLOGIE DES ECOULEMENTS DANS LES TUYERES SUPERSONIQUE		30
3.1	Fonctionnement Théorique De La Tuyère Supersonique	30
3.1.1	Ecoulement Subsonique	30
3.1.2	Ecoulement Sonique Adapté	31
3.1.3	Ecoulement Sonique Non Adapté	32
3.1.4	Ecoulement Supersonique Adapté	33
3.1.5	Ecoulement Supersonique Non Adapté	33
3.1.6	Remarques et résultats	34
3.2	Fonctionnement Réel de La Tuyère Supersonique	34
3.2.1	La Régime D'adaptation	35
3.2.2	La Régime De Sous-Détente	35
3.2.3	La Régime De Sur-Détente	36
3.3	Structures de chocs d'une tuyère supersonique en sur-détente	38
3.4	Configurations de décollement en régime sur-détendu	39
3.5	Décollement libre et de décollement restreint	40
3.5.1	Décollement libre	40
3.5.2	Décollement restreint	42
3.6	Basculement de régime (FSS ↔ RSS)	45
3.8	Modèles De Turbulence	46
3.8.1	Modèle $k - \varepsilon$	46
3.8.2	Modèle $k - \omega$	47
3.8.3	Modèle SST- $k - \omega$ de Menter	47
3.8.4	Modèle de Spalart-Allmaras	47

3.9	Conclusion	48
CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS		49
4.1	INTRODUCTION	50
4.2	Application CFD sur les tuyères supersoniques sur-détendues	50
4.3	Domaine de calcul et conditions aux limites	51
4.4	Réalisation et sensibilité au maillage	53
4.5	Effet de la couche limite sur M_{exit} pour la tuyère annulaire a corps central zone Karnel et plain	54
4.6	Régime supersonique adapté (NPR=40)	61
4.6.1	Lignes de courant des tuyères annulaire à corps central zone Karnel et Plain (NPR=40)	61
4.6.2	Variation du nombre de Mach dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=40)	62
4.6.3	Variation de la température à la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=40)	63
4.6.4	Evolution de la vitesse à la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=40)	64
4.6.5	Variation pression dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=40)	65
4.7	Régime en sur-détendu sans décollement (NPR=30)	66
4.7.1	Variation du nombre de Mach de la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=30)	66
4.7.2	Evolution de la vitesse dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR 30)	67
4.7.3	Variation de la pression dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=30)	68
4.8	Régime en sur-détente avec décollement naissant (NPR=15)	69

4.8.1	Variation du nombre de Mach de la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=15)	69
4.8.2	Evolution de la vitesse dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR 15)	70
4.8.3	Variation de la pression dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=15)	71
4.9	Régime en sur-détente avec décollement étendu (NPR=05)	72
4.9.1	Variation du nombre de Mach de la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=05)	72
4.9.2	Evolution de la vitesse dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=5)	73
4.9.3	Variation de la température à la tuyère Annulaire a corps central. Plain (NPR=5)	74
4.9.4	Variation de la pression dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=5)	75
4.10	Evolution du nombre de Mach et interaction d'ondes de choc	78
	Conclusion	79
	CONCLUSION GENERALE	80
	REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	83

LISTE DES FIGURES

CHAPITRE 01 : ÉTAT DE L'ART	05
Figure 1.1 : La tuyère de-Laval	07
Figure 1.2 : Groupe de recherche européen CRISTAL	09
Figure 1.3 : tuyère fusée	11
Figure 1.4 : Moteur d'avions de combat	12
Figure 1.5 : Tuyère conique de la fusée V-2.	13
Figure 1.6 : Tuyère à divergent extensible.	13
Figure 1.7 : Modes de fonctionnement de la tuyère double galbes.	14
Figure 1.8 : Tuyère à injection de flux secondaire	14
CHAPITRE 03 : MODILISATION DE TURBULENCE ET PHEN OLOGIE DE TUYERE SUPERSONIQUE	32
Figure 3.1 : Schéma de la tuyère supersonique	30
Figure 3.2 : Les régimes d'écoulement dans une tuyère supersonique. Evolution de la pression le long de la tuyère	31
Figure 3.3 : Régime de sur détente en 1D.	32
Figure 3.4 : fonctionnement d'une tuyère supersonique en fonction d'altitude	33
Figure 3.5 : Topologie de l'écoulement à l'adaptation	34
Figure 3.6 : Topologie de l'écoulement en régime de sous-détente	34
Figure 3.7 : Profil de pression pariétale le long de la tuyère.	35
Figure 3.8 : Tuyère en sur-détente avec décollement naissant	36
Figure 3.9 : Tuyère en sur-détente avec décollement étendu	36
Figure 3.10 : Formes lumineuses dans le jet du moteur Vulcain fonctionnant au sol au banc P5	37
Figure. 3.11 : Processus du décollement sur une plaque plane	38
Figure. 3.12 : Représentation schématique du décollement libre.	40

Figure 3.13 : Décollement libre dans les tuyères sur-détendues. Contours iso-Mach en haut, contours isobares et lignes de courant en bas	40
Figure 3.14 : Schéma du décollement libre	41
Figure 3.15 : schéma du décollement restreint	42
Figure 3.16 : Distributions de pression pariétale associées au régime de décollement (Etude Volvo Aero dans la tuyère VAC-S1 testée au FOI)	43
Figure 3.17 : Simulations numériques de l'écoulement sur-détendu dans la tuyère Vulcain au banc	44
Figure 3.18 : Tuyère bidimensionnel décollée	45
Figure 3.19 : Basculement entre décollement libre et restreint et inversement durant les transitoires (tuyère VAC-S1 testée au FOI)	45
CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS	50
Figure 4.1 : La géométries des tuyère annulaire a corps central (a) zone Karnaï(b)plain	51
Figure 4.2 : Domaine de calcul (champ lointain) et conditions aux limites.	52
Figure 4.3 : Domaine de calcul de la tuyère et conditions aux limites.	52
Figure 4.4 : Maillage structuré multi-Blocs de la tuyère annulaire a corps central Zone Karnaï	53
Figure 4.5 : Maillage structuré multi-Blocs de la tuyère annulaire a corps central Plain	54
Figure 4.6 : Variation du nombre de Mach de sortie de tuyère annulaire a corps central zone Karnaï en fonction de Y.	55
Figure 4.7 : Variation du nombre de Mach de sortie de tuyères annulaire à corps central plain en fonction de Y.	56
Figure 4.8 : Evolution du nombre de Mach à travers la tuyère annulaire a corps central zone Karnaï.	57
Figure 4.9 : Evolution du nombre de Mach à travers la tuyère annulaire a corps central Plain	58

Figure 4.10 : Variation de la température dans la tuyère annulaire a corps central zone Karnel	59
Figure 4.11 : Variation de la température dans la tuyère annulaire a corps central Plain	59
Figure 4.12 : Variation de nombre de Mach statique dans la tuyère annulaire a corps central zone Karnel	60
Figure 4.13 : Variation de nombre de Mach statique dans la tuyère annulaire a corps central Plain.	61
Figure. 4.14 : Les lignes de courant de la tuyère annulaire a corps central zone Karnal	62
Figure. 4.15 : Les lignes de courant de la tuyère annulaire a corps central Plain	62
Figure 4.16 : Variation de la Mach dans la tuyère annulaire a corps central zone Plan (NPR=40).	63
Figure 4.17 : Variation de la température dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=40).	64
Figure 4.18 : Evolution de la vitesse dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=40).	65
Figure 4.19 : Distribution de la pression de la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=40).	66
Figure 4.20 : Evolution du nombre de Mach de la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=30).	67
Figure 4.21 : Evolution de la vitesse dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=30).	68
Figure 4.22 : Distribution de la pression de la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=30)	69
Figure 4.23 : Evolution du nombre de Mach de la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=15).	70
Figure 4.24 : Evolution de la vitesse dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=15).	71

Figure 4.25 : Distribution de la pression de la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=15)	72
Figure 4.26 : Evolution du nombre de Mach dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=5)	73
Figure 4.27 : Evolution de la vitesse dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=5)	74
Figure 4.28 : Variation de la température à travers la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=5)	75
Figure 4.29 : Distribution de la pression de la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=5)	76
Figure 4.30 : Effet du NPR sur la topologie de l'écoulement dans la tuyère annulaire a corps central Plain.	79
Figure 4.31 : Contours iso-Mach et spectre des lignes de courant de l'écoulement séparé de la tuyère annulaire a corps central Plain pour différents NPR.	79

LISTE DES SYMBOLES

Lettres latines

- \vec{f} : Les forces volumiques.
- P** : Pression [atm].
- P₀** : Pression initiale au point 0.
- R** : Constante universelle des gaz parfaits [J/kg.K.mol].
- r** : Constante des gaz parfaits [J/kg. K] ; ($r=C_p-C_v$).
- C_p** : Chaleur spécifique à pression constant [J/ (kg. K)].
- C_v** : Chaleur spécifique à volume constant [J/K].
- M** : Nombre de Mach.
- E** : Energie spécifique totale par unité de masse [J/kg]
- e** : Energie interne [J/kg].
- V** : Vecteur vitesse.
- T** : Température [K].
- T₀** : Température initiale au point 0.
- q_j** : Flux de chaleur [w/m^2].
- a** : Vitesse du son [m/s].
- A** : Aire d'une section de la tuyère [m^2].
- F1, F2** : Fonctions du modèle SST Menter.
- F** : Force de pression exercée sur la paroi interne de la tuyère [N].
- J** : Matrice Jacobéenne.
- K** : Conductivité thermique.
- N** : Nombre des discrétisations de la zone de détente.
- Pr** : Nombre de Prandtl.

Pr_t : Nombre de Prandtl turbulent.

u_t : vitesse de frottement [m/s].

y^+ : Ordonnée de paroi réduite.

x, y, z : Composantes cartésiennes.

Lettres grecques

μ : Angle de Mach.

ν : Angle de Prandtl-Meyer.

μ_t : Viscosité turbulente.

ρ : Masse volumique [kg/m^3].

δ : Tenseur de Kronecker.

γ : Rapport de Chaleur Spécifique.

ξ : Ligne de Mach descendante.

η : Ligne de Mach montante.

ς : Coefficient de viscosité volumique.

τ : Contrainte de cisaillement.

$\bar{\tau}$: Tenseur des contraintes visqueuses.

\bar{I} : Tenseur identité.

\bar{S} : Tenseur des taux de déformation.

Γ_t : Diffusivité turbulente.

Γ : Diffusivité effective.

λ : Coefficient de la conductivité thermique.

ϕ : Grandeur instantanée de l'écoulement.

$\bar{\phi}$: Grandeur moyenne selon Reynolds.

Indices

0 : Condition d'arrêt (Etat générateur) (chambre de combustion).

- * : Condition critique (valeur au col juste après la détente).
- + : Valeur en un point sur la caractéristique descendante.
- I, j** : Une base de repère (x, y).
- S** : Section de Sortie.
- j** : Nœud.

Abréviations

- MOC** : method of characteristic (la méthode caractéristique).
- V-2** : Vulcan-2.
- CFD** : Computational Fluid Dynamics.
- RSS** : Restricted Shock Separation (Décollement Restreint).
- FSS** : Free Shock Separation (Décollement Libre).
- SST** : Shear Stress Tensor (Tenseur de contrainte de cisaillement).
- NPR** : Nozzle Pressure Ratio" ou taux de détente P_i / P .
- CD** : Converging-Diverging Nozzle.
- LG** : Ligne de glissement.
- CR** : Choc réfléchi.
- CIF** : Choc interne de focalisation.
- GP** : Gaz Parfait.

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Les tuyères supersoniques jouent un rôle très important pour la conception des engins aérospatiaux. Ils interviennent dans beaucoup de structures telles que les missiles [1], les moteurs d'avions et dans la fabrication des souffleries supersoniques pour la modélisation et la réalisation expérimentale des écoulements supersoniques réels.

Par la passée, la tuyère a été considérée à cause de sa simplicité comme un organe annexe, dont le rôle consiste essentiellement, à assurer le fonctionnement d'un moteur à un régime donné, par adaptation convenable de sa forme géométrique. Même l'avènement du vol supersonique à ses débuts n'a pas provoqué de changement d'attitude chez les constructeurs [2].

La conception de la portion divergente, d'une tuyère supersonique fait l'objet d'intenses recherches pour atteindre des poussées de plus en plus importantes. La poussée maximale est obtenue, quand l'écoulement à la sortie est uniforme.

Les concepteurs aérodynamiciens ont débuté les applications en 1935. A cette époque, toutes les études étaient basées sur les expériences. Le développement par ordinateur n'avait pas commencé.

Après quelques années, en parallèle avec les développements expérimentaux et numériques, les concepteurs ont pensé à améliorer les performances des tuyères de Propulsion. Ils ont remarqué que les tuyères coniques délivrent certes une poussée, mais une perte considérable, vu l'inclinaison de la portion supersonique.

Si l'inclinaison de la tuyère à la section de sortie est nulle, la poussée délivrée par le moteur sera donc complètement utilisée pour la propulsion et sera par conséquent maximale. Ce problème sera donc réglé par la recherche d'une forme de tuyère donnant à la sortie un écoulement parallèle.

Le besoin et le souhait d'obtenir une forme de tuyère différent suivant son utilisation. Pour les applications des moteurs fusés, la conception est basée sur deux facteurs essentiels qui sont ; l'obtention d'une poussée maximale avec un poids le plus petit possible de la tuyère (longueur minimale). Il est connu que la masse de la tuyère contient une grande portion de la masse totale des missiles [3].

Après la Deuxième Guerre mondiale, les tuyères supersoniques ont pris une grande importance pour l'industrie militaire. Il fallait augmenter les performances des moteurs fusées pour :

Des applications stratégiques dans le domaine militaire ;

La course vers la conquête spatiale.

C'est dans ce contexte que la tuyère à corps central (Annulaire) a été proposée. Pendant les différentes phases de vol ce type de tuyères permet de minimiser les charges latérales de telle sorte que la tuyère a toujours, une pression adaptée. L'étude de ce Type de tuyère a été confrontée à plusieurs contraintes, comme : le poids, le coût, la complexité mécanique et le refroidissement, ce qui a privé leur mise en œuvre sur des lanceurs réels.

Les écoulements compressibles dans les tuyères supersoniques des moteurs fusées ont fait l'objet d'une quantité considérable d'études expérimentales et numériques depuis la deuxième moitié du vingtième siècle après la première application opérationnelle du fameux missile Allemand V2 en 1943 suite aux travaux de l'Allemand Werner Von Braun. Ces travaux de recherche se sont poursuivis et intensifiés jusqu'à aujourd'hui dans des laboratoires de recherche spécifiques dans différents pays.

Objective et motivation

Ces travaux de recherches ont pour objectif de l'étude numérique des écoulements compressibles, supersoniques, visqueux et turbulents. Ces types d'écoulements complexes sont le plus souvent rencontrés dans le domaine pratique de l'industrie aéronautique et spatiale

Organisation du mémoire

L'étude de la problématique envisagée et réalisée en quatre chapitres et une conclusion générale.

Le premier chapitre contient généralité sur les tuyères et les souffleries supersonique et différents types des tuyères supersonique.

Le deuxième chapitre présente d'abord les modèles physiques et mathématiques de la mécanique des fluides

Le troisième chapitre est consacré à la modélisation des écoulements compressibles turbulents, la présentation du code utilisé à travers un rappel des équations de Navier-Stokes et la méthode de volume fini qui sont à la base de la simulation numérique des

écoulements turbulents et introduit la phénoménologie des écoulements dans les tuyères supersoniques.

Le quatrième chapitre a pour objet de contribuer à la simulation et l'étude de l'évaluation des écoulements compressibles turbulents en supersonique à haute température à l'aide d'un solveur physico-théorique (ANSYS). Les résultats obtenus portent sur la simulation numérique de l'écoulement supersonique adapté dans les tuyères à corps central.

Ce travail se termine par une **conclusion générale** qui reprend les objectifs du présent travail, les principaux résultats obtenus.

CHAPITRE 1 :
RECHERCHE
BIBLIOGRAPHIQUE

CHAPITRE 1 : RECHERCHE BIBLIOGRAPHIQUE

1.1 Introduction

Les tuyères sont des canaux d'éjection ayant pour rôle principal de transformer l'énergie de pression « enthalpie », en énergie cinétique. Les profils de ces tuyères sont tels qu'ils se confondent avec une ligne de courant. Leur détermination se fait généralement par la méthode des caractéristiques [04].

Au début, la tuyère était considérée comme un organe accessoire. Dans le cas des turboréacteurs, leur rôle est principalement d'assurer le fonctionnement du compresseur à un régime donné, et en ajustant convenablement sa géométrie pour assurer son fonctionnement. Le but principal des tuyères supersoniques est d'accélérer les gaz de combustion de la vitesse subsonique à la vitesse supersonique, et est utilisé dans la fabrication de nombreuses structures telles que les moteurs de fusée, les moteurs d'avion et les souffleries supersoniques pour la modélisation et l'expérimentation d'un écoulement réaliste. Les tuyères sont devenues un organe important des moteurs à réaction. Les performances, la poussée et la consommation de ces machines dépendent fortement de la géométrie de la tuyère.

La poussée d'un moteur est principalement déterminée par la vitesse à laquelle les produits de combustion traversent la partie de sortie de la tuyère qui le pousse. Lors de leur passage dans la tuyère Laval, les gaz d'échappement sont accélérés du subsonique au supersonique. L'écoulement de l'air à travers ces différentes vitesses permet d'accéder à une tuyère convergente-divergente en trois parties de convergence subsonique, où l'air s'écoule d'une vitesse quasi nulle à travers celle-ci jusqu'à la vitesse du cou où le son finit par se détendre. Divergence supersonique. Cette division est appropriée car d'une part elle permet de déterminer la poussée totale générée et d'autre part parce que différentes méthodes analytiques sont utilisées pour déterminer le champ d'écoulement dans chaque région.

1.2 Tuyère supersonique

Les tuyères supersoniques interviennent énormément dans les structures aéronautiques et aérospatiales telles que : les moteurs fusées, les missiles, les moteurs-avions et dans la fabrication des souffleries supersoniques destinées à la modélisation des écoulements supersoniques.

La poussée d'un moteur dépend principalement de la vitesse des produits de combustion à travers la section de sortie de la tuyère qui le propulse. Durant leur passage à travers une tuyère de Laval, les gaz d'échappement sont accélérés des vitesses subsoniques jusqu'aux vitesses supersoniques.

L'optimisation du choix d'une tuyère de propulsion doit tenir compte : des matériaux utilisés, du mode de fabrication de la paroi, des exigences de refroidissement et des limites admissibles de dimensionnement, en plus du calcul de la dynamique des gaz qui nous intéressent.

Typiquement, une tuyère est constituée de trois parties essentielles, voir Figure 1.1

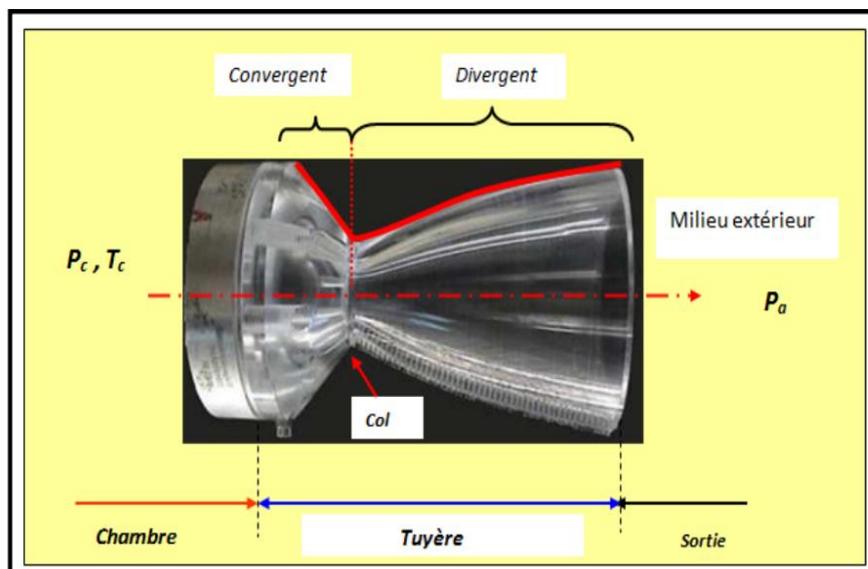


Figure 1.1 : La tuyère de-Laval [05]

- **Le convergent** : la partie amont de la tuyère, qui se rétrécit pour aider à l'accélération des gaz à l'état subsonique ;
- **Le col** : la partie du canal qui a la plus petite section transversale et qui est autorisée à avoir la condition sonique ($M = 1$), où la tuyère est dite activée. En choisissant sa taille, il fixe le point de fonctionnement du moteur ;
- **Le divergent** : la partie aval de la tuyère. Il permet l'accélération - Au début du passage, écoulement à vitesse supersonique selon la relation de Hugoniot.

Cette configuration a été proposée pour la première fois par Gustaf de Laval à la fin du 19^{ème} siècle.

Aussi souvent appelées tuyères « Laval » ou tuyères CD (tuyères convergentes divergentes), cette division est la plus appropriée, car, elle permet :

- Déterminer la poussée produite par l'effet produit dans chaque section ;
- Calculer le champ de flux pour chaque région.

Lorsque la tuyère est activée (état sonique du col), le régime d'écoulement ne dépend que du rapport entre la pression ambiante P_a et la pression statique en sortie P_e .

1.3 Recherche bibliographique et contexte historique

La demande actuelle des grandes puissances et des vitesses toujours de plus en plus rapides, incite à passer au supersonique. Ce domaine du supersonique est devenu après la seconde guerre mondiale un domaine d'actualité, de concurrence et de compétitivité entre les Etats-Unis, l'Union Européenne, le Japon, la Russie et la Chine. Plusieurs organismes de recherches (NASA, DLR, ONERA, LEA-Poitier (P-PRIME), LMFN-CORIA, AGARD...), groupes de recherches Européens (CRISTAL, FSCD, ATAC,...) (voir figure 1.2), agences de programmes (ESA, CNES, SNSB, JAXA,...), et industriels (Boeing Rocket Dyne, Pratt & Whitney, EADS, Lockheed Martin, Snecma Moteurs, Volvo A C, Astrium, Air Liquide, Dassault, Mitsubishi Heavy Industries,...) travaillent sur l'amélioration des performances et la fiabilité des tuyères supersoniques, des moteurs fusées et des lanceurs spatiaux [11,12]. Ce domaine constitue le point de départ vers un grand nombre d'autres domaines qui intéressent actuellement tout le monde tel que : l'internet, la télévision, la communication téléphonique ainsi que tous les services fournis par les satellites artificiels en orbites géostationnaires.

Les écoulements compressibles dans les tuyères supersoniques des moteurs fusées ont fait l'objet d'une quantité considérable d'études expérimentales et numériques depuis la deuxième moitié du vingtième siècle après la première application opérationnelle du fameux missile Allemand V2 en 1943 suite aux travaux de l'Allemand Werner Von Braun

Ces travaux de recherche se sont poursuivis et intensifiés jusqu'à aujourd'hui dans des laboratoires de recherche spécifiques dans différents pays tel que



L'Union Européenne



En Allemagne

Avec les recherches de : Gerald Hagemann, Ralf Stark, Manuel Frey, Michael Terhardt, Andreas Gross, C. Weiland, Nurnberger-Genin, (Laboratoire DLR Lampoldshausen) [13-14].



En Suède (Sweden)

Avec les travaux de : Jan Ostland et al (Volvo Aero Corporation) [15-16].



Au Pays-Bas (Netherlands)

Avec les travaux de : Richards Schwane, Yang Xia, Henry Wong et al, (EADS/Space Transportation) [17-18].



En Italie

Marcello Onofri, Francesco Nasuti, Emanuelle Martilli (Université de Rome : Lasapienza) [19-20].



En Espagne

Avec les recherches de : José A. Morinigo (2004), José J. Salva [21- 22].



Figure 1.2 : Groupe de recherche européen CRISTAL [12]

1.4 Les écoulements transsoniques

L'écoulement transsonique rencontré en propulsion aérospatiale est associé à l'apparition d'ondes de choc. En affectant la couche limite se développant sur le mur, un gradient de pression défavorable peut être créé, conduisant à un épaississement ou à un délaminage de la couche limite. Lors de la vibration de la structure, l'onde de choc oscille et interagit avec la couche limite, entraînant des fluctuations de pression statique sur la paroi. Il s'ensuit alors l'échange d'énergie entre le fluide et la structure, qui peut se stabiliser ou au contraire conduire à une instabilité aéroélastique.

Des solutions numériques ou analytiques à des problèmes aérodynamiques, tels que l'écoulement de fluide dans des tuyères convergentes-divergentes, ont été possibles au fil des années grâce aux travaux menés dans ce domaine.

La vitesse d'injection des gaz de combustion (dont dépend principalement la poussée du moteur) est proportionnelle à la vitesse d'injection au niveau du col, qui représente la région transsonique dans la tuyère. Dans cette section, l'écoulement doit atteindre des conditions soniques puis produire un écoulement supersonique à la divergence.

L'étude de l'écoulement transsonique dans les cols de tuyère n'a pris de l'ampleur qu'après la Première Guerre mondiale. En plus de cela, plusieurs travaux ont été réalisés sur le comportement du fluide dans cette région de la tuyère.

1.5 Rôles des tuyères supersonique

Les tuyères supersoniques sont utilisées dans de nombreuses structures aérospatiales et aérospatiales, telles que les moteurs de fusées et de missiles, les moteurs d'avions, et dans la fabrication de souffleries supersoniques pour la modélisation et la réalisation expérimentale d'écoulements supersoniques [18].

1.5.1 Moteurs fusées

Dans un moteur-fusée, le mécanisme de tuyère est une pièce essentielle car il accélère les gaz à la sortie de la chambre de combustion jusqu'à une certaine vitesse, et son but est d'obtenir de la poussée grâce à cette accélération Figure 1.3.

A noter que la structure du missile est constituée de la chambre de combustion et de la tuyère, cette dernière représentant environ 70% de la masse totale de la chambre propulsive.

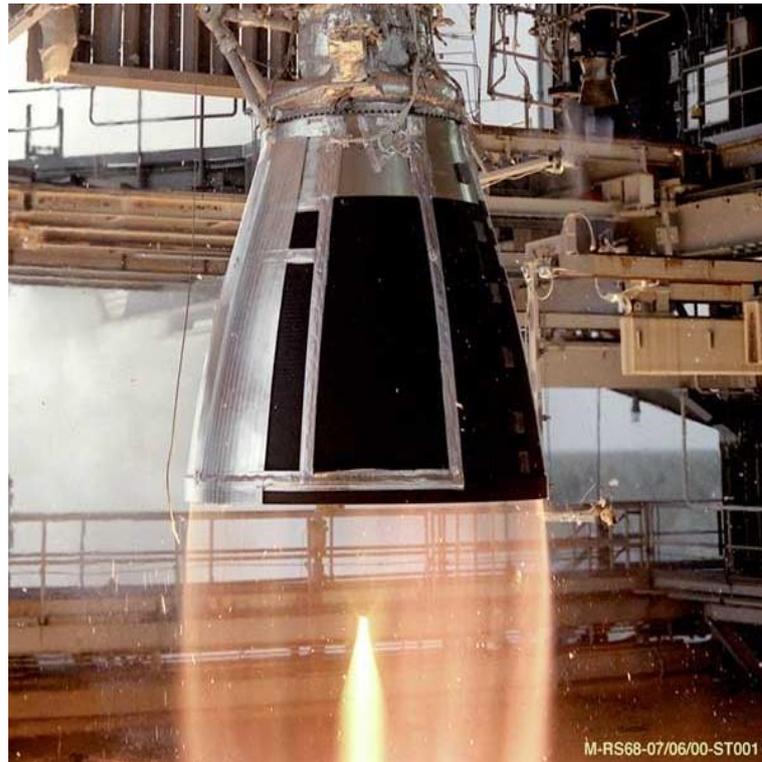


Figure 1.3 : tuyère fusée

1.5.2 Moteur d'avions de combat

Sans aucun doute, l'avancée majeure de l'aviation de ce siècle a été l'avènement du vol supersonique, qui a ses racines et n'a pas provoqué un changement d'attitude immédiat chez les constructeurs, car l'accent mis sur le premier avion militaire supersonique garantira un bon vol subsonique ou transsonique. Conditions telles que l'utilisation de diffuseurs est pratiquement interdite pour éviter un sur gonflage à ces vitesses modérées.

La rentabilité de tels projets, dans lesquels les rôles attribués aux tuyères sont définis comme suit :

- La tuyère doit résister à l'écoulement dans diverses conditions de fonctionnement en modifiant la surface du col en fonction du débit et des conditions de température et de pression du gaz à évacuer.
- Une expansion optimale des gaz de combustion doit être assurée. C'est-à-dire la poussée maximale à la vitesse de croisière. Le problème est subtil car la section de sortie doit être reliée au couple principal du moteur ; ou à la structure de l'avion du carénage.

- À des vitesses de vol modérées, les tuyères ne devraient pas causer trop de perte de poussée en raison de manques.
- Il doit aider au freinage et à la décroissance de l'avion pendant la phase d'atterrissage. Bruit.



Figure 1.4 : Moteur d'avions de combat [04].

1.6 Types des tuyères supersonique

Les tuyères sont devenues une partie importante des moteurs à réaction en raison de la nécessité d'atteindre des vitesses supersoniques pour répondre à la demande, en particulier aux besoins militaires. Les performances, la poussée et la consommation de ces machines dépendent fortement de la géométrie de la tuyère. Voici quelques-unes des formes les plus connues :

1.6.1 Tuyères Coniques

Les tuyères à profils coniques sont les plus utilisés dans les moteurs fusés à cause de la simplicité de la conception et de la réalisation de leur divergente. La vitesse du jet en sortie de la tuyère conique est sensiblement égale à la vitesse calculée, par une approche monodimensionnelle pour le même rapport de section. Cependant, l'écoulement n'est pas axial sur toute la surface de sortie. Une perte de rendement est induite par la divergence de l'écoulement.

Le profil conique est aujourd'hui, principalement, utilisé pour des tuyères courtes comme celles qui équipent les propulseurs à poudre et les petits propulseurs, où une fabrication simple est préférable aux performances aérodynamiques.

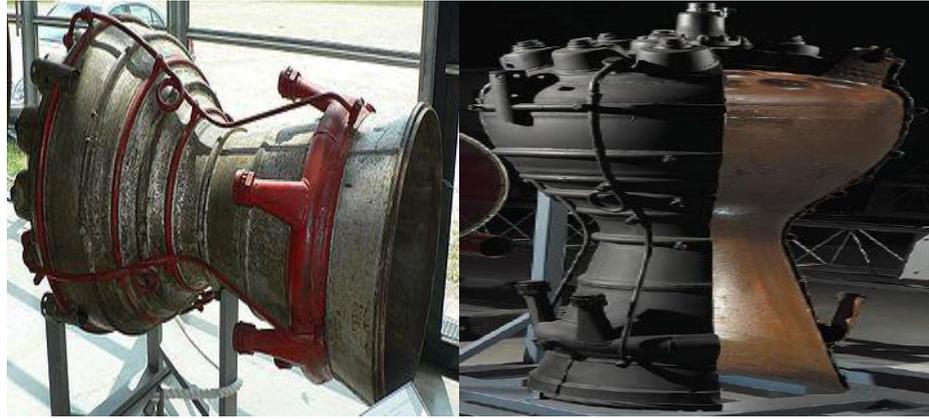


Figure 1.5 : Tuyère conique de la fusée V-2.

1.6.2 Tuyère à divergent extensible

Elle est dite, aussi, tuyère à deux positions, Plusieurs études numériques existent en littérature sur ce type de tuyères. Récemment, Sato et al. Ont mené une campagne d'essais sur une maquette à échelle réduite, afin d'évaluer les charges latérales agissant sur la partie mobile lors de déploiement en vol. Ces charges représentent une contrainte majeure pour le dimensionnement mécanique du moteur.

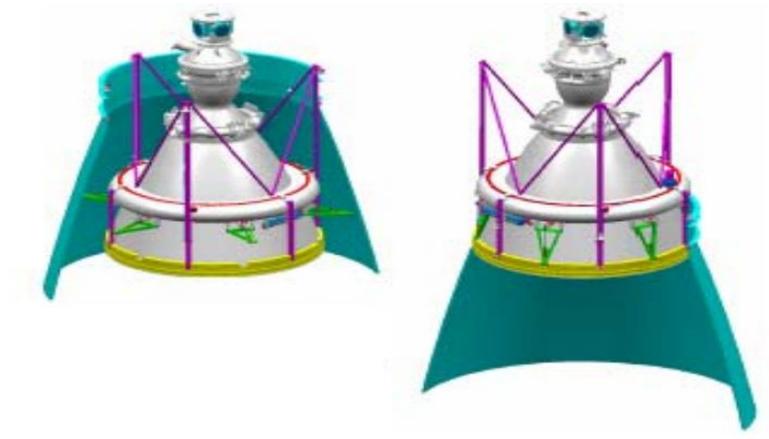


Figure 1.6 : Tuyère à divergent extensible.

1.6.3 Tuyère double galbes

La tuyère double galbes repose, sur le principe à forcer l'écoulement pour décoller de la paroi à l'emplacement désiré, en imposant un point d'inflexion. Ce qui a pour finalité d'augmenter la poussée du lanceur à basses altitudes. L'inflexion du contour assure un décollement contrôlé, par conséquent, elle limite la production des fortes charges latérales connues dans les tuyères classiques. Durant la montée, le jet se dilate progressivement pour se recoller définitivement à la paroi de la tuyère, en aval du point d'inflexion.

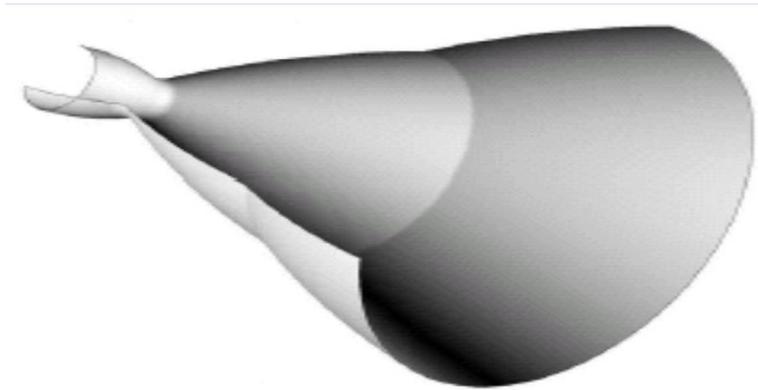


Figure 1.7: Modes de fonctionnement de la tuyère double galbes.

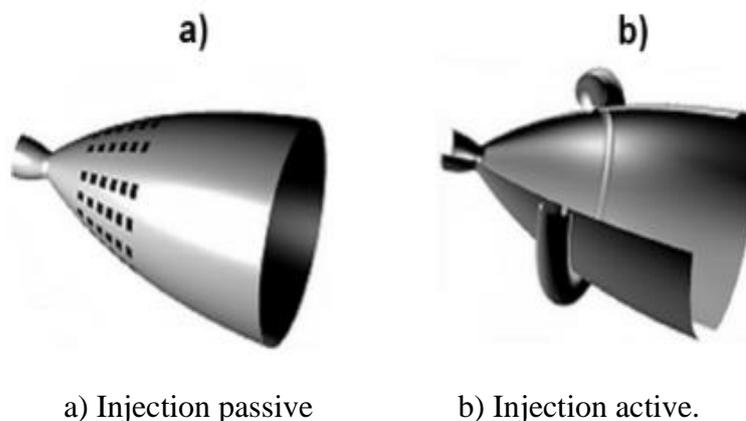
1.6.4 Tuyère a injection de flux secondaire

1.6.4.1 Tuyère a injection secondaire passive

Ce concept repose sur la possibilité de contrôler la position de décollement du jet par l'injection secondaire d'un jet fluide, prélevé directement de l'atmosphère externe et introduite à l'intérieur de la tuyère par des fentes réalisées directement sur la paroi. En mode hautes altitudes, ces fentes se ferment, ce qui a pour effet de faire fonctionner la tuyère en régime adapté à différentes altitudes de vol et améliorer ainsi les performances globales du moteur.

1.6.4.2 Tuyère à injection secondaire active

Un gaz à pression définie est injecté dans l'écoulement principal de la tuyère normal ou suivant un angle à partir de la paroi. L'écoulement sur-détendu peut être, ainsi, forcé à se séparer au niveau de l'emplacement désiré. Ce dispositif est pour réduire le niveau de pression externe au niveau de la section de sortie de la tuyère. Cela implique qu'une tuyère secondaire soit positionnée près de la sortie du divergent principal.



a) Injection passive

b) Injection active.

Figure 1.8: Tuyère à injection de flux secondaire

1.6.5 Tuyère annulaire

Dans l'industrie aéronautique l'amélioration des performances des tuyères joue un rôle très important et représente un problème d'actualité, on rencontre plusieurs types de tuyères supersoniques, la construction aéronautique actuelle et future mondiale utilise la tuyère corps central dans la construction de leurs lanceurs, vu qu'elle possède les meilleures performances par rapport à tout autre type de tuyère existant, en plus de la simplicité de sa construction. On s'intéresse généralement à trois principales performances qui sont :

- Le nombre de Mach de sortie M_e
- La masse de la tuyère.
- La force de poussée.
- La longueur de la tuyère et d'autres paramètres concernant la géométrie de la tuyère.

1.7 Objectifs de l'étude

Dans ce chapitre nous avons présenté des profils qui permettent de mieux optimiser les performances des tuyères. L'étude dans ce mini projet contribue à l'évaluation physico-théorique des écoulements supersoniques à haute température dans la tuyère à corps central profilé. Ce type des tuyères équipent l'étage principal de lanceur dont le moteur fonctionne pendant les premiers kilomètres d'ascension.

CHAPITRE 02 :
PARAMETRE DES
DYNAMIQUES A GAZ

CHAPITRE 02 : PARAMETRE DES DYNAMIQUE A GAZ

2.1 Introduction

Ce chapitre présente les modèles physiques et mathématiques de la mécanique des fluides en passant en revue les équations de Navier-Stokes instantanées compressibles puis moyennées, qui sont à la base de la simulation numérique de l'écoulement turbulent dans les tuyères supersoniques.

2.2 Hypothèse fondamentales

La solution directe du problème d'écoulement dans une tuyère supersonique consiste en principe à résoudre les équations fondamentales décrivant l'écoulement, à savoir l'équation de continuité, la dynamique et l'équation énergétique. Ce sont des équations différentielles aux dérivées partielles dont la résolution ne connaît pas les conditions aux limites a priori, puisque le profil de la tuyère elle-même est inconnu et recherché. Bien entendu, pour faciliter la compréhension du problème, certaines hypothèses plus ou moins simplificatrices doivent être faites concernant les propriétés du gaz circulant dans la tuyère puis l'écoulement lui-même. Par conséquent, les hypothèses suivantes sont considérées [19] :

- Ignorer les forces à longue portée, telles que les effets de la gravité et les interactions entre les particules de fluide, et l'absence de forces externes provenant de sources électriques et magnétiques.
- Le gaz utilisé est considéré comme parfait. Cependant, en supposant que le volume occupé par les molécules de gaz est nul, cela signifie que l'effet de la viscosité est ignoré.
- Les gaz sont considérés thermiquement parfaits. Le seuil de dissociation moléculaire n'est pas atteint, c'est-à-dire qu'il s'agit de molécules plutôt que d'atomes.
- L'écoulement est complètement isentropique. Ce comportement peut s'expliquer par la génération d'ondes de choc sans provoquer de dissipation.
- Le débit est idéal, ignorant le transfert de chaleur par conduction entre les différentes particules de gaz.

- Le flux est irrotationnel. Tant que l'entropie est constante, cette hypothèse est vérifiée.
- Il n'y a pas de transfert de chaleur forcé par convection ou rayonnement à travers la paroi de la buse.

2.3 Hypothèses et lois de comportement

2.3.1 L'état du fluide

Les fluides considérés dans les écoulements de tuyères sont des gaz. La masse volumique des gaz est suffisamment faible pour que les effets de gravité puissent être négligés. On suppose également l'absence de toute force magnétique ou électrique sur le fluide. Ainsi les forces volumiques \vec{f} sont considérées nulles :

$$\rho \vec{F} = 0 \quad (2.1)$$

2.3.2 La comportement thermodynamique

La loi d'état adoptée, décrivant les variations de pression statique liées aux variations de températures. En supposant que le fluide dans la tuyère est un gaz sous effets de haute température. Un écoulement calorifiquement imparfait, thermodynamiquement parfait. La pression et l'énergie interne sont données par :

$$P = \rho r T \quad (2.2)$$

$$e = C_v \Delta T \quad (2.3)$$

C_v : La chaleur spécifique à volume constant.

La constante du gaz r représente le rapport de la constante universelle des gaz parfait ($R=8.314 \text{ J} \cdot \text{mole}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) la masse molaire du gaz considéré :

$$r = \frac{R}{M} \quad (2.4)$$

r : relié aux chaleurs spécifiques C_v, C_p par la relation de Meyer :

$$r = C_p - C_v \quad (2.5)$$

La pression peut être donnée en fonction des grandeurs caractéristiques de l'écoulement par :

$$P = \rho(\gamma - 1) \left(E - \frac{1}{2} V^2 \right) \quad (2.6)$$

2.3.3 La comportement dynamique

Les fluides dans les écoulements de tuyères sont des fluides réels, c'est-à-dire de point de vue dynamique des fluides visqueux. En adoptant l'hypothèse du fluide Newtonien, le tenseur des contraintes visqueuses $\bar{\tau}$ est donné par la loi :

$$\bar{\tau} = 2\mu\bar{S} + \zeta (\text{div}(\vec{V}))\bar{I} \quad (2.7)$$

μ : Le coefficient de viscosité moléculaire, ζ : Le coefficient de viscosité volumique. En utilisant l'hypothèse de Stokes :

$$3\zeta + 2\mu = 0 \quad (2.8)$$

Le coefficient de viscosité volumique ζ est donné en fonction de μ par :

$$\zeta = -\frac{2}{3}\mu \quad (2.9)$$

Le tenseur des taux de déformation \bar{S} est relié au gradient de vitesse par la relation :

$$\bar{S} = \frac{1}{2} \left[\vec{V}\text{grad} + (\text{grad}\vec{V})^t \right] \quad (2.10)$$

Le tenseur des contraintes peut être donné en fonction du vecteur vitesse \vec{V} par :

$$\bar{\tau} = \mu \left[\vec{V}\text{grad} + (\text{grad}\vec{V})^t \right] - \frac{2}{3}\mu (\text{div}(\vec{V}))\bar{I} \quad (2.11)$$

2.3.4 Le comportement thermique

Les fluides dans les écoulements de tuyères sont des fluides conducteurs de chaleur. Selon la loi de Fourier, le vecteur de flux de chaleur \vec{q} (flux de chaleur par unité de surface et de temps) est proportionnel au gradient de température :

$$\vec{q} = -\lambda \text{grad}(T) \quad (2.12)$$

λ : le coefficient de la conductivité thermique. Ce coefficient peut être écrit en fonction du nombre de Prandtl, qui exprime le rapport entre les effets thermiques et les effets visqueux. Le nombre de Prandtl s'écrit :

$$\text{Pr} = \frac{(\mu c_p)}{\lambda} \quad (2.13)$$

Le nombre de Prandtl est supposé constant : $\text{Pr} = 0.72$ pour l'air

La viscosité dynamique est donnée par la loi de Sutherland. Elle se mesure en pascal*seconde (Pa*. s).

$$\mu(T) = \frac{B_s \sqrt{T}}{1 + \frac{C_s}{T}} \quad (2.14)$$

Dans le cas de l'air la formule de Sutherland est bien vérifiée jusqu'à des températures de 3000K [20]. Les valeurs des constantes de la loi de Sutherland sont :

$$B_s = 1.454 \cdot 10^{-6} \quad \text{et} \quad C_s = 110.4$$

2.4 Equation descriptive de l'écoulement

Les équations qui décrivent un écoulement de type bidimensionnel, stationnaire, adiabatique, non visqueux et non soumis à des forces extérieures sont les suivantes :

2.4.1 Equation de conservation de la masse

$$\frac{\partial}{\partial X}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial Y}(\rho v) + \delta \left(\frac{\rho V}{Y} \right) = 0 \quad (2.15)$$

2.4.2 Equation de la conservation de la quantité de mouvement

$$u \frac{\partial u}{\partial X} + v \frac{\partial u}{\partial Y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial X} = 0 \quad (2.16)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial X} + v \frac{\partial v}{\partial Y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial Y} = 0 \quad (2.17)$$

2.4.3 Equation de conservation de l'énergie

$$\frac{a^2}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} V^2 = \frac{a_0^2}{\gamma - 1} \quad (2.18)$$

Avec :

- $V = \sqrt{(u^2 + v^2)}$
- $a^2 = \frac{\partial p}{\partial \rho} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = r \gamma T$
- $r = \frac{R \gamma}{m}$

2.4.4 Equation d'irrotationalité

$$\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (2.20)$$

Les équations (2.25, 2.30 et 2.31) sont représentatives d'un écoulement de type : bidimensionnel, non visqueux, isentropique et irrotationnel.

Par contre, si l'écoulement est supersonique, alors les équations précédentes seront de type hyperbolique et dans ce cas-là : leur solution en un point dépend uniquement des conditions amont et des approches numériques dites « pas-à-pas », comme la méthode des caractéristiques.

2.5 Paramètres principaux de performances

2.5.1 La Force De Poussée

C'est la force délivrée par la tuyère, elle est en fonction de la vitesse d'éjection des gaz et du débit qui la traverse. Elle est décrite par la relation suivante :

$$F = AV_e + (P_e - P_0) \quad (2.21)$$

$$F = \int Vr^2 \rho r dA + \int (P_e r - P_0) dA \quad (2.22)$$

$$F = \int [Vr^2 \rho r + (P_e r - P_0)] dA \quad (2.23)$$

Avec :

- P_e : Pression d'éjection des gaz ;
- P_0 : Pression atmosphérique ;
- V_e : Vitesse d'éjection des gaz.

2.5.2 Le coefficient de poussée

C'est une entité sans dimension représentant le rapport de la force de poussée sur le produit de la pression génératrice et la section de sortie de la tuyère. Elle caractérise les performances de la partie divergente ou encore la qualité de détente dans la section divergente :

$$C_F = \frac{F}{P_i S_c} \quad (2.24)$$

Où :

- F : La poussée ;
- S_c : Section du col ;
- P_t : La pression totale.

2.5.3 Le coefficient de décharge

Quand on considère qu'un fluide est parfait sans viscosité ou qu'un écoulement est isentropique, c'est pour simplifier les calculs et réduire les équations qui décrivent un phénomène en aérodynamique ou mécanique des fluides en général. Mais en réalité, ce n'est pas vraiment la réalité, car cette hypothèse inclut immédiatement une erreur dans les résultats. Pour remédier à ça, on introduit dans ce dernier le coefficient de décharge qui est une entité sans dimension pour exprimer l'erreur commise par unité de résultats :

$$C_d = \frac{\text{Débit.actuel.réel}}{\text{Débit.actuel.isentropique}} \quad (2.25)$$

Tel que $C_d = C_{dk} + C_{d\delta}$

Où :

- C_{dk} : Effet de la géométrie du col sur la ligne sonique ;
- $C_{d\delta}$: Effet de la couche limite.

2.5.4 La vitesse caractéristique

C'est la vitesse mesurée au niveau du col noté C^* et aussi un repère en général pris pour exprimer les vitesses tout au long des conduites ou plus particulièrement dans les tuyères, il dépend de la nature du fluide et de sa température génératrice :

$$C = \frac{P}{m} \quad (2.26)$$

Où :

- P_t : La pression totale ;

- \dot{m} : Le débit.

2.5.5 La vitesse effective

C'est la vitesse réelle mesurée à la sortie d'une tuyère, elle est en fonction de la force de poussée générée par une tuyère adaptée et du débit qui la traverse :

$$V_{eff} = \frac{F}{\dot{m}} \quad (2.27)$$

Où :

- F : La poussée ;
- \dot{m} : Le débit.

2.5.6 L'impulsion spécifique

C'est une entité très importante dans le domaine de la propulsion noté I_s , On l'utilise généralement pour comparer les performances de différents propergols, elle est exprimée par la force de poussée par le produit du débit massique et de l'accélération gravitationnelle :

$$I_s = \frac{F}{\dot{m} g} \quad (2.28)$$

Où :

- F : La poussée ;
- \dot{m} : Le débit ;
- g : La gravité.

2.5.7 L'impulsion totale

L'intégrale de la poussée durant toute la durée de fonctionnement noté par I :

$$I = \int_0^T F dt \quad (2.29)$$

2.6 Formulation Mathématique du problème

2.6.1 Equations adiabatique

D'après les relations de la thermodynamique [21], on peut écrire pour un écoulement adiabatique, la relation suivante :

$$dq = C_v dT + l dV = 0 \quad (2.30)$$

$$l = T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v = \frac{rT}{v} \quad (2.31)$$

$$dv = -\frac{d\rho}{\rho^2} \quad (2.32)$$

D'où : $v = \frac{1}{\rho}$

Notre domaine d'étude est limité dans le régime supersonique pour un nombre de Mach $M \in [1.0, 6.00]$. Le rapport des chaleurs spécifiques donne la relation suivante :

$$C_v = \frac{C_p}{\gamma} \quad (2.33)$$

Remplaçons les relations (2.42), (2.43) et (2.44) dans l'expression (2.41), on obtient :

$$\frac{C_p}{\gamma} dT - \frac{rT}{\rho} d\rho = 0 \quad (2.34)$$

Nous pouvons vérifier à partir des résultats de la table que C_p , C_v et γ vérifient entre elles la relation (2.44) et celle de Meyer $C_v - C_p = r$ ou $[\gamma(T) = C_p(T) / C_v(T) - r]$ pour un gaz parfait. Cette relation devient :

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{dT}{T[\gamma(T) - 1]} \quad (2.35)$$

Alors, l'intégration de la relation (2.46) donne la relation adiabatique pour le gaz parfait.

2.6.2 Equations de la vitesse du son

La vitesse du son, par définition, est donnée par [22], [02] et [23] :

$$a^2 = \left(\frac{dP}{d\rho} \right)_{s=cst} \quad (2.36)$$

La différentielle de l'équation d'état du gaz parfait (2.47) donne

$$\frac{d\rho}{d\rho} = \rho r \frac{dT}{d\rho} + rT \quad (2.37)$$

Remplaçons la relation (2.46) dans (2.48) et après réarrangement, on aura :

$$a^2(T) = \gamma(T) r T \quad (2.38)$$

L'équation (2.49) prouve l'invariance de la relation de la vitesse du son, qui reste toujours valable, sauf, qu'il faut tenir compte de la variation du rapport $\gamma(T)$.

$$\frac{da}{a} = \frac{1}{2} \left[\frac{d[\gamma(T)]}{\gamma(T)} + \frac{dT}{T} \right] \quad (2.39)$$

Cette relation présente la différentielle de la vitesse du son en fonction de la température.

2.6.3 Relation entre la vitesse et la température

L'équation de conservation de l'énergie sous forme différentielle [02], [01] s'écrit

$$C_p dT + V dV = 0 \quad (2.40)$$

$$V dV = -C_p(T) dT \quad (2.41)$$

Intégrant la relation (2.52) entre deux états : ($V_0 \approx 0, T_0$) et un état donné par (V, T). On obtient :

$$\int_{V_0}^V V dV = - \int_{T_0}^T C_p(T) dT \quad (2.42)$$

A la sortie de la chambre de combustion on a $V_0 \approx 0$ et T_0 donnée. Donc la relation (2.53) donne :

$$V^2 = -2 \int_{T_0}^T 2H(T) \quad (2.43)$$

Donc on pose :

$$H(T) = \int_{T_0}^T C_p(T) dT \quad (2.44)$$

D'où

$$C_p dT = 2H(T) \quad (2.45)$$

Divisons la relation (2.51) par V^2 et remplaçons (2.54) dans le résultat obtenu, on aura :

$$\frac{dV}{V} = -\frac{C_p(T)}{2H(T)} dT \quad (2.46)$$

L'expression (2.57) présente la forme différentielle de la vitesse de l'écoulement en fonction de la température.

2.6.4 Relation entre le nombre de Mach et la température

Le nombre de Mach est défini par :

$$M = \frac{V}{a} \quad (2.47)$$

Remplaçons la relation (2.49) dans (2.58) et élevons la relation au carré, ensuite substituons l'équation (2.57), on obtient :

$$M(T) = \frac{\sqrt{2H(T)}}{a(T)} \quad (2.48)$$

La relation (2.59) montre la variation du nombre de Mach en fonction de la température pour un gaz calorifique ment imparfait.

2.6.5 Relation entre la masse volumique et la température :

L'équation de la conservation de la quantité de mouvement connue par l'équation de Bernoulli, sous forme différentielle, s'écrit :

$$VdV + \frac{dP}{\rho} = 0 \quad (2.49)$$

Remplaçons la relation (2.47) dans la relation (2.60), on aura :

$$VdV + a^2 \frac{dP}{\rho} = 0 \quad (2.50)$$

Figurant le nombre de Mach, en remplaçant la relation (2.58) dans la relation (2.61), on aura l'expression suivante :

$$\frac{d\rho}{\rho} = -M^2 \frac{dV}{V} \quad (2.51)$$

Remplaçant les relations (2.54) (2.57), (2.58) et (2.59) dans la relation (2.61), on aura

$$\frac{d\rho}{\rho} = F_p(T) dT \quad (2.52)$$

$$F_P(T) = \frac{C_P(T)}{a^2(T)} \quad (2.53)$$

Le rapport des masses volumiques correspondant à la température T_0 peut être obtenu en intégrant l'équation (2.64) entre l'état générateur (ρ_0, T_0) et l'état concerné donné par (ρ, T), on obtient :

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \text{Exp} \left(- \int_T^{T_0} F_P(T) dT \right) \quad (2.54)$$

2.6.6 Relation entre la pression et la température

Le rapport des pressions est donné, en utilisant la relation (2.29) par l'expression :

$$\frac{P}{P_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) \left(\frac{T}{T_0} \right) \quad (2.55)$$

Prenons la différentielle de l'équation d'état des gaz parfait (2.29), ensuite remplaçons la relation (2.64) dans le résultat obtenu, on aura :

$$\frac{dP}{P} = \left(F_P(T) + \frac{1}{T} \right) dT \quad (2.56)$$

Cette relation présente la différentielle de la pression en fonction de la température pour un gaz à haute température.

2.6.7 Relation entre la section et la température

L'équation de conservation de la masse s'écrit [23] et [24] :

$$\rho VA = cste \quad (2.57)$$

La différentielle de la section (A.29) donne

$$\frac{dA}{A} = - \left\{ \frac{dV}{V} + \frac{d\rho}{\rho} \right\} \quad (2.58)$$

En remplaçant dV/V et $d\rho/\rho$ par leurs expressions (2.57) et (2.63) respectivement, on obtient la forme suivante :

$$\frac{dA}{A} = F_A(T) dT \quad (2.59)$$

$$F_A(T) = C_P(T) \left[\frac{1}{a^2(T)} - \frac{1}{2H(T)} \right] \quad (2.60)$$

L'intégration de l'équation (2.70), entre l'état du col (A^* , T^*) et un état quelconque (A , T) du divergent, détermine le rapport des sections supersonique par :

$$\frac{A}{A^*} = \text{Exp} \left(- \int_T^{T_0} F_p(T) dT \right) \quad (2.61)$$

Nous remarquons que pour calculer les paramètres ρ et A , nous avons besoin de calculer l'intégrale d'une certaine fonction où la procédure analytique est impossible, vu la complexité des fonctions à intégrer. Donc, notre intérêt s'oriente vers le calcul numérique. Tous les paramètres M , ρ et A sont fonctions de la température.

2.6.8 Débit massique critique

Le débit massique traversant une section A est donné par :

$$m = \int_A \rho V \cos(\theta) dA \quad (2.62)$$

θ : l'angle entre le vecteur vitesse et la normale à la section A . Si nous divisons la relation (2.73) par la quantité $A^* \rho_0 a_0$, nous aurons :

$$\frac{m}{A^* \rho_0 a_0} = \int \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) \left(\frac{a}{a_0} \right) \cos(\theta) \frac{dA}{A^*} \quad (2.63)$$

Sachant que le débit critique est constant, on peut le calculer au niveau du col de la tuyère, à cette section on a : $\rho = \rho_0$, $A = A^*$, $M=1$ et $\theta=0$ (écoulement horizontal). Donc, la relation (2.74) se réduit à une relation plus simple :

$$\frac{\dot{m}}{A^* \rho_0 a_0} = \left(\frac{\rho^*}{\rho_0} \right) \left(\frac{a^*}{a_0} \right) \quad (2.64)$$

La détermination du rapport des vitesses du son se fait par l'utilisation de la relation (2.48). On obtient :

$$\frac{a}{a_0} = \left(\frac{\gamma(T)}{\gamma(T_0)} \right)^{1/2} \left[\frac{T}{T_0} \right]^{1/2} \quad (2.65)$$

CHAPITRE 03 :
PHENOMENOLOGIE
DES ECOULEMENTS
DANS LES TUYERE
SUPERSONIQUE

CHAPITRE 03 : PHENOMENOLOGIE DES ECOULEMENTS DANS LES TUYERE SUPERSONIQUE

3.1 Fonctionnement Théorique De La Tuyère Supersonique

Une approche unidimensionnelle du flux d'air idéal peut décrire les différents états de fonctionnement d'une tuyère supersonique. Considérons le système illustré à la figure (3.1), qui consiste en une tuyère de Laval. La tuyère communique avec un réservoir contenant du gaz à une pression de génération supposée fixe P_c . Le déviateur débouche sur une enceinte presque infinie dont la pression statique P_a est variable.

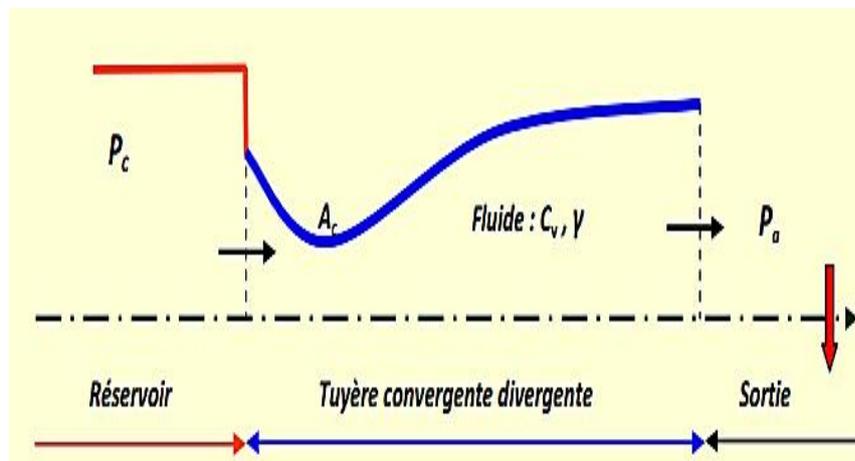


Figure 3.1 : Schéma de la tuyère supersonique [31].

Si la pression du milieu extérieur est égale à la pression résultante, le fluide est complètement au repos (voir Figure 3.2, courbe (a)). Si la pression du milieu ambiant P_a est progressivement réduite en dessous de la pression constante supposée P_c , la vitesse d'écoulement se produit et cinq régimes d'écoulement spécifiques sont distingués [32], [33].

3.1 Ecoulement Subsonique

L'écoulement à travers la tuyère est subsonique (voir Figure 3.2, courbes (b) et (c)). Lors de la convergence, la vitesse augmente et la pression diminue jusqu'à la valeur minimale atteinte par le col. A la divergence, la vitesse diminue et la pression augmente jusqu'à celle du milieu extérieur. Par conséquent, dans la partie de gorge où la vitesse passe par le maximum, la pression est minimale.

3.1.2 Écoulement Sonique Adapté

Si P_a continue à diminuer jusqu'à la valeur représentée par **Pac1**, le débit au col devient sonique et le débit atteint la limite maximale (voir Figure 3.2, courbe (d)). Le processus est dit sonore. Encore une fois, le flux est subsonique sauf au col. Au col de la tuyère, la pression atteint une valeur critique P^* et la vitesse atteint la vitesse du son. La passe commence.

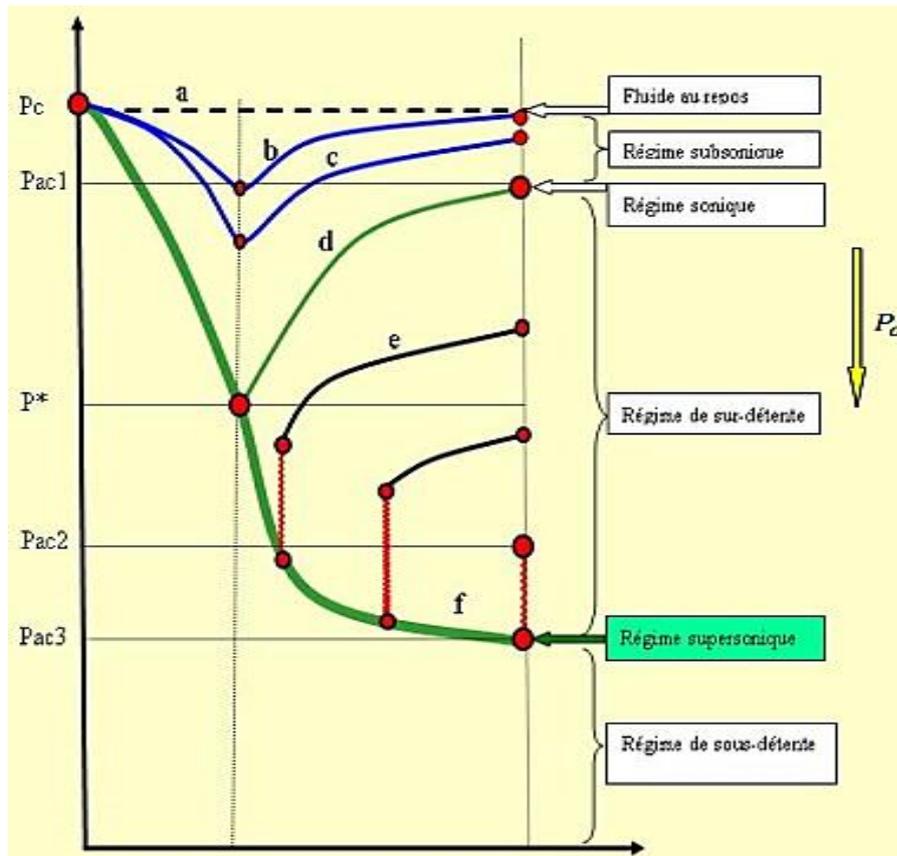


Figure 3.2 : Les régimes d'écoulement dans une tuyère supersonique. Evolution de la pression le long de la tuyère [31].

3.1.3 Écoulement Sonique Non Adapté

Si P_a diminue au-dessous de **Pac1**, 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. L'évolution de l'écoulement du gaz est représentée par la courbe (e) de la figure 3.2.

Dans le convergent l'écoulement ne subit aucune modification mais dans le divergent une onde de choc stationnaire et normale à l'axe de la tuyère divise l'écoulement en deux parties (figure 3.3). 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 brusquement. L'onde de choc se place de telle façon que la recompression 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.

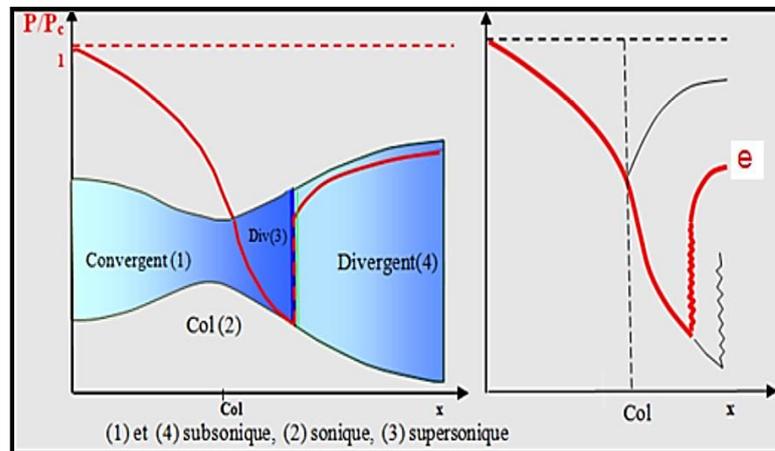


Figure 3.3 : Régime de sur détente en 1D.

L'onde de choc se déplace vers la sortie lorsque P_a diminue. Soit P_{ac2} la pression ambiante pour laquelle l'onde de choc se place à la sortie de la tuyère.

En diminuant encore la pression P_a au-dessous de P_{ac2} , 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 là de sortie de la tuyère et la pression du milieu ambiant doit se faire à l'extérieure du divergent par l'intermédiaire d'ondes de choc obliques.

3.1.4 Ecoulement Supersonique Adapté

Si le P_a inclus diminue, il y a un moment où le débit dans toute la tuyère est complètement supersonique. Le phénomène d'onde de choc disparaît et la tuyère s'adapte parfaitement. L'évolution du gaz est représentée par la (voir Figure 3.2, courbe (f)). Notons la pression environnementale à laquelle ce phénomène se produit par P_{ac3} . P_{ac3} est appelé stress adaptatif.

3.1.5 Ecoulement Supersonique Non Adapté

Lorsque la pression P_a devient inférieure à P_{ac3} l'écoulement est dit supersonique non adapté. L'écoulement dans la tuyère de Laval ne subit aucune modification,

l'adaptation entre la tuyère et la pression ambiante doit se faire à l'extérieur de la tuyère par l'intermédiaire d'une série d'ondes de détente obliques.

3.1.6 Remarques et résultats

L'approche monodimensionnelle des écoulements des gaz calorifiquement parfait et non-visqueux permet de décrire les différents régimes de fonctionnement d'une tuyère supersonique.

Une tuyère supersonique ne fonctionne donc correctement que pour la seule valeur du rapport de pression P_{ac3}/P_c , où P_{ac3} est appelée pression d'adaptation.

La limitation de l'intervalle de chaque régime d'écoulement nécessite la détermination des valeurs caractéristiques de la pression du milieu ambiant pour une pression chambre P_c fixe. Ces valeurs sont P_{ac1} , P_{ac2} , P_{ac3} .

L'approche monodimensionnelle permet l'étude de l'effet de variation de section, de l'onde de choc normale, des ondes de choc obliques et des ondes de détente.

L'approche monodimensionnelle permet d'obtenir une première estimation des paramètres de fonctionnement des tuyères supersoniques.

3.2 Fonctionnement Réel de La Tuyère Supersonique

La méthode d'écoulement parfait et non visqueux suppose l'absence totale d'effets visqueux. En écoulement réel, la tuyère a une couche limite qui est très sensible aux changements de pression, ce qui complique la physique dans la tuyère.

Lorsque le col est sonique, le débit dans la buse ne dépend que de la pression P_e en sortie et de la pression P_a du milieu environnant. Selon la différence entre ces deux pressions, trois situations sont rencontrées voir Figure 3.4.

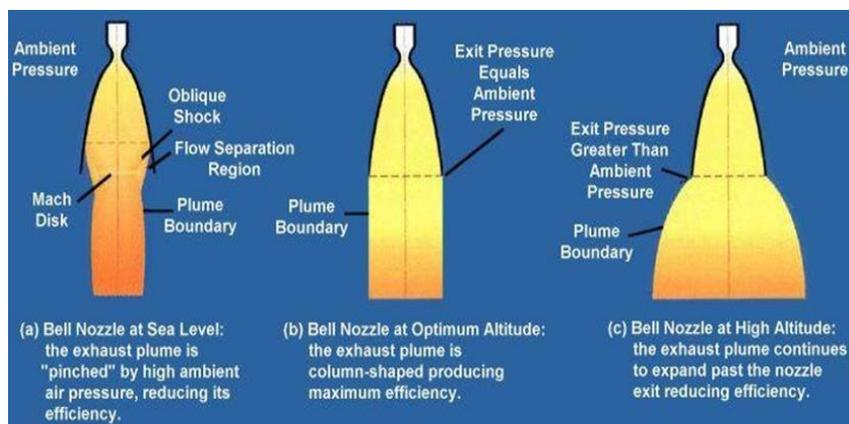


Figure 3.4 : fonctionnement d'une tuyère supersonique en fonction d'altitude

- (a) : $P_e = P_a$, la tuyère est dite **adaptée** ;
- (b) : $P_e > P_a$, la tuyère est dite **sous-détendue** ;
- (c) : $P_e < P_a$, la tuyère est dite **sur-détendue**.

3.2.1 Le régime d'adaptation

Dans le cas du régime adapté, la détente du gaz est complètement accomplie dans la tuyère. Le gaz se détend depuis la chambre jusqu'à la sortie de la tuyère. En sortant de la tuyère aucune adaptation de pression n'est nécessaire vue que la pression du milieu ambiant P_a est égale à la pression de sortie P_e . L'écoulement du gaz sort de la tuyère sous forme d'un jet supersonique quasi-uniforme. Une frontière isobare sépare le jet supersonique du fluide ambiant. En sortant de la tuyère, la couche limite du jet entre en contact avec le fluide ambiant et l'entraîne dans son sillage. Cette interaction forme une couche de mélange (figure 3.5)

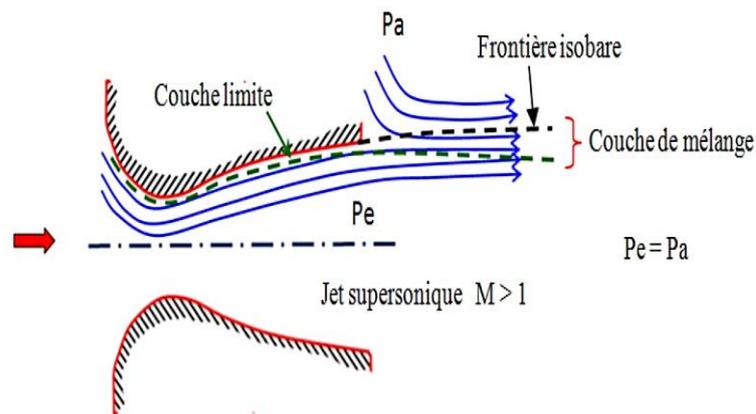


Figure 3.5 : Topologie de l'écoulement à l'adaptation [34].

3.2.2 Le régime de sous-détente

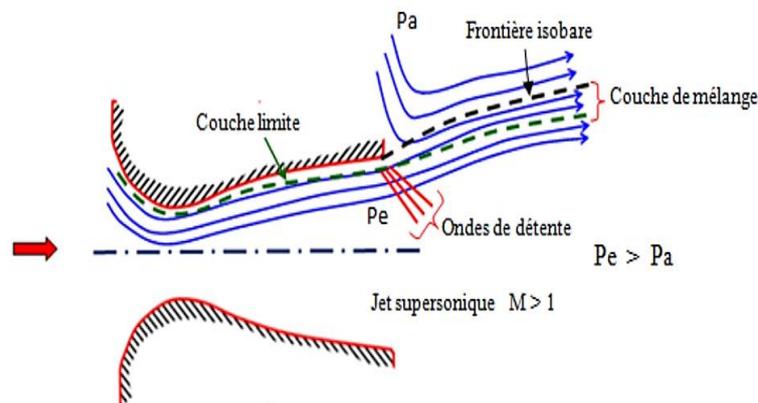


Figure 3.6 : Topologie de l'écoulement en régime de sous-détente [34].

Ce régime supersonique hors adaptation est appelé régime de sous-détente. Il se concrétise lorsque la pression du milieu ambiant P_a est inférieure à la pression d'adaptation. La détente est incomplète dans la tuyère. En sortant de la tuyère, le gaz continu sa détente de la pression de sortie P_e à la pression inférieure ambiante P_a . La suite de la détente du gaz est réalisée à la sortie de la tuyère par un faisceau d'ondes de détente. Vu que la pression de sortie est supérieure à la pression ambiante, un élargissement du jet supersonique est observé à la sortie de la tuyère. La frontière isobare qui sépare le jet supersonique du fluide du milieu ambiant prend une forme divergente (figure 3.6).

La figure 3.7 représente le profil de pression pariétale le long de la tuyère à l'adaptation et en sous-détente. L'écoulement suit une distribution de pression strictement décroissante depuis la pression chambre jusqu'à la pression de sortie.

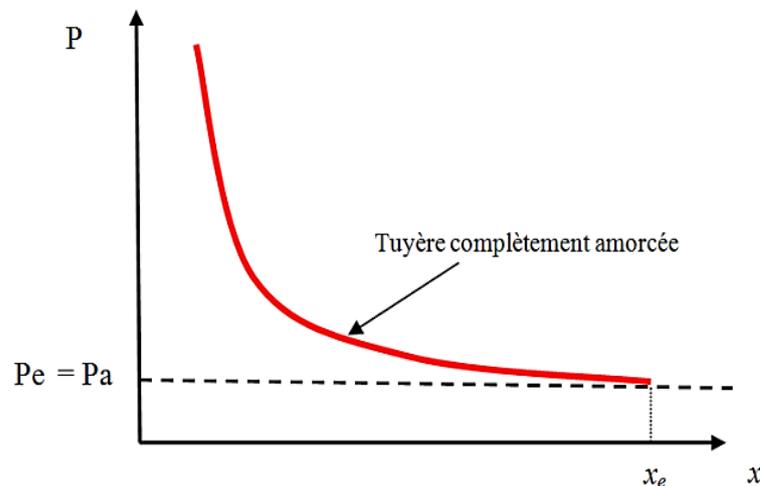


Figure 3.7 : Profil de pression pariétale le long de la tuyère.

3.2.3 Le régime de sur-détente

Le deuxième régime supersonique hors adaptation est le régime désigné par le régime de sur détente. Ce régime se produit lorsque la pression du milieu ambiant P_a est supérieure à la pression d'adaptation de la tuyère. La détente des gaz dans la tuyère s'effectue jusqu'à une pression statique P_1 qui est inférieure à la pression ambiante P_a . La couche limite du jet dans cette situation subit une contre-pression et un choc d'intensité P_2/P_1 se forme dans l'écoulement.

La pression P_2 est la pression après le choc, elle est presque égale à la pression ambiante. Suivant l'intensité du choc, deux cas sont rencontrés : le régime de sur-détente avec décollement naissant et le régime avec décollement étendu.

3.2.3.1 Le régime Sur-détente avec décollement naissant

Pour des gradients de pression adverse modérés, la couche limite subsonique détecte ou ressent la contre pression en un point O appelé origine de l'interaction juste un peu en avant de la sortie de la tuyère. La couche limite décolle de la tuyère à la lèvres et un choc oblique se forme à la sortie de la tuyère. Dans ce régime il n'y a pas de point de décollement. Ce régime de sur détente est qualifié de sur-détente avec décollement naissant (figure 3.8).

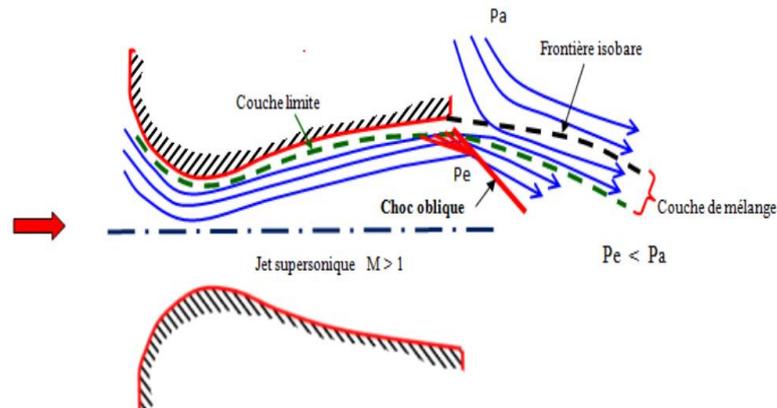


Figure 3.8 : Tuyère en sur-détente avec décollement naissant [126].

3.2.3.2 Le régime Sur-détente avec décollement étendu

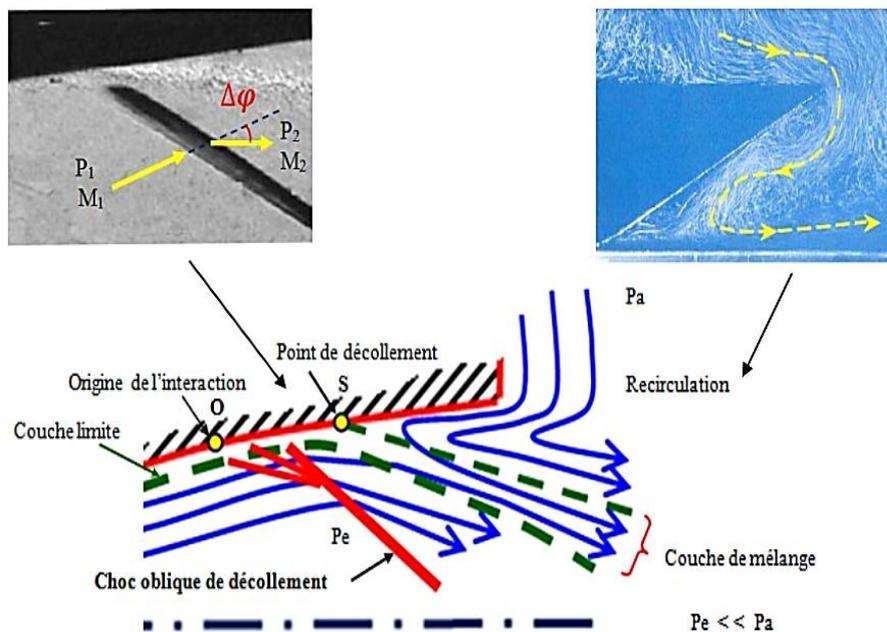


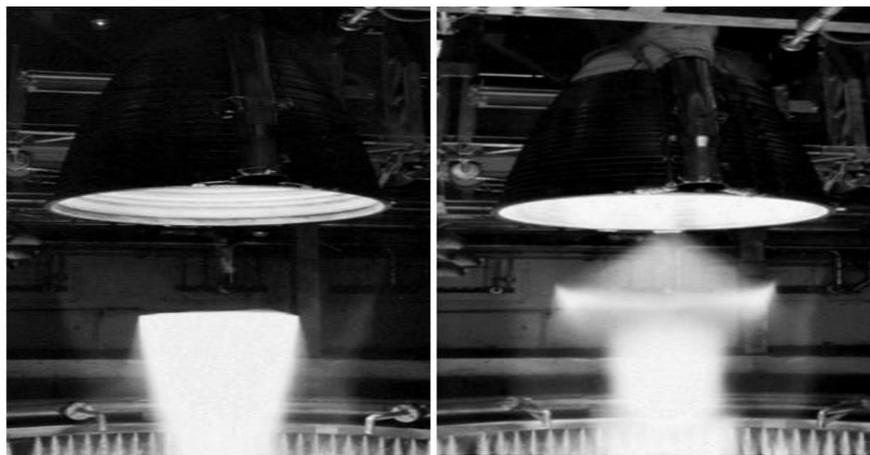
Figure 3.9 : Tuyère en sur-détente avec décollement étendu [34].

Sur-détente avec décollement étendu La couche limite n'est pas en mesure de supporter n'importe quelle valeur de contre pression. Au-delà d'une certaine valeur critique, la couche limite décolle à l'intérieur de la tuyère. Ce décollement entraîne une profonde modification de l'écoulement, comme le montre le montage réalisé dans la figure (3.9), [34], [35].

Le décollement ainsi créé va se produire dans un point S situé à l'intérieur de la tuyère. Au niveau de ce point de décollement, il se produit une compression rapide de l'écoulement interne de la tuyère depuis la pression P1 (pression non perturbée immédiatement avant le décollement) jusqu'à la pression P2 (pression en aval du point de décollement). Cette rapide contre pression provoque la formation d'un choc oblique au travers duquel l'écoulement est ralenti et dévié d'un angle φ et son nombre de Mach passe de M1 à M2. De S part une couche de mélange, zone visqueuse assurant une transition continue des propriétés de l'écoulement décollé entre le jet à grande vitesse situé près de l'axe de symétrie et la région proche de la paroi, où le fluide est presque stagnant. Le fluide du milieu externe est aspiré à l'intérieur de la tuyère sous l'effet d'entraînement puis évacué dans la couche de mélange.

Ce régime est très dangereux pour la tuyère, la topologie de l'écoulement est fortement influencée par le profil de la tuyère ainsi que le rapport de pression P_c/P_a .

3.3 Structures de chocs d'une tuyère supersonique en sur-détendu



(a) pression chambre nominale (b) pression chambre (95%)

Figure 3.10 : Formes lumineuses dans le jet du moteur Vulcain fonctionnant au sol au banc P5 [34].

Lorsqu'on observe le jet sur-détendu d'une tuyère de moteur-fusée à ergols liquides en fonctionnement au sol, on y voit des régions lumineuses qui traduisent la présence de chocs intenses associés à la non-adaptation de l'écoulement. La luminosité de ces régions est due au rayonnement thermique des gaz portés à haute température lorsqu'ils sont brutalement décélérés lors de la traversée des chocs intenses.

Dans le cas du jet du moteur Vulcain fonctionnant au sol à la pression chambre nominale, on observe très nettement dans le jet, Figure 3.10(a), la structure lumineuse classique induite par la réflexion de Mach sur l'axe du choc de non-adaptation.

Lorsque le moteur fonctionne à une pression chambre légèrement inférieure au nominal, la structure lumineuse Figure 3.10(b) arbore une forme radicalement différente faisant penser à un toit en pagode ou à un chapeau chinois, d'où le nom de chocs en chapeau donné par les motoristes à cette structure de chocs qui est à l'origine de cette forme lumineuse.

3.4 Configurations de décollement en régime sur-détendu

Le phénomène de décollement est profondément lié au comportement dynamique de la couche limite. Le décollement intervient lorsque la couche limite se développe en présence d'un gradient de pression adverse, c'est-à-dire dans une situation où la pression augmente dans la direction de l'écoulement. Dans ce cas, la vitesse de l'écoulement externe diminue et les particules fluides subissent une décélération. La décélération est encore plus importante dans la couche limite du fait des transferts de quantités de mouvement par les forces visqueuses [35].

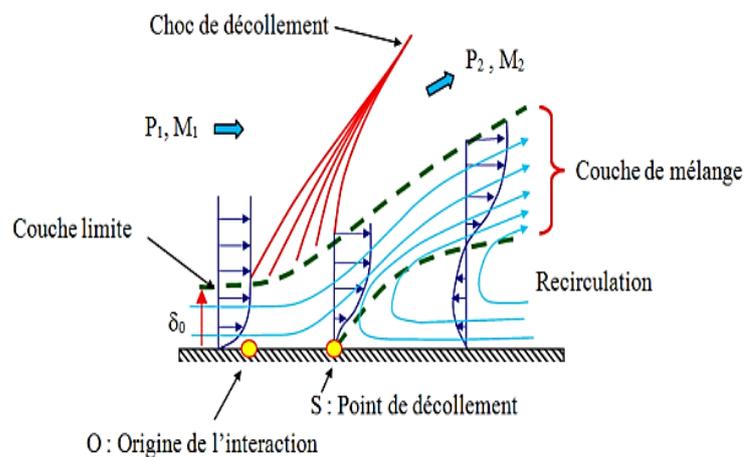


Figure. 3.11 : Processus du décollement sur une plaque plane.[35].

Une expérience d'un décollement de l'écoulement supersonique sur une paroi plane est réalisée par [35] où il a relevé les points (figure 3.11).

A partir d'un point O, origine de l'interaction, la couche limite commence à s'épaissir. En même temps, son profil de vitesse tend à se vider, les régions proches de la paroi sont plus ralenties que les parties externes.

En même temps, des ondes de compression sont induites dans l'écoulement voisin du fluide supposé parfait. Rapidement, ces ondes se focalisent pour constituer un choc de décollement.

Le décollement se produit en un point S où le profil de vitesse $u(y)$ de la couche limite est tel que la paroi $\frac{\partial u}{\partial y} = 0$. En ce point de décollement.

En aval de S, les profils $u(y)$ comportent, près de la paroi, un courant de retour (recirculation) où la vitesse est à contre-courant de l'écoulement principal. Ce reflux est dû à l'action opposant du champ de pression qui refoule, vers l'amont, le fluide à faible énergie de la portion interne de la couche limite. Dans cette région dite décollée, le frottement pariétal τ_w est négatif, sa valeur absolue étant toutefois plus faible.

- Conclusion : Décollement de la couche limite $\tau_w = 0$.
- Les études expérimentales [36], [34], [37], et numériques [38], [39], [40] montrent l'existence de deux types différents de décollements à l'intérieur des tuyères : le décollement libre et le décollement restreint.

3.5 Décollement libre et de décollement restreint

3.5.1 Décollement libre

Le décollement dans une tuyère est dit libre lorsque la couche limite du jet décolle en amont de la sortie de la tuyère sous l'effet du gradient de pression adverse et que le jet décollé débouche librement de la tuyère dans une atmosphère initialement au repos. La configuration de décollement libre (Figure 3.12) FSS (Free Shock Separation) peut intervenir dans toutes les tuyères en régime de forte sur détente, comme l'indiquent les lignes de courant issues de calculs Navier-Stokes dans une tuyère idéale tronquée avec une structure de réflexion de Mach (Figure 3.13(a)) ou bien dans une tuyère optimisée à contour parabolique avec une structure de chocs en chapeau (Figure 3.13(b)).

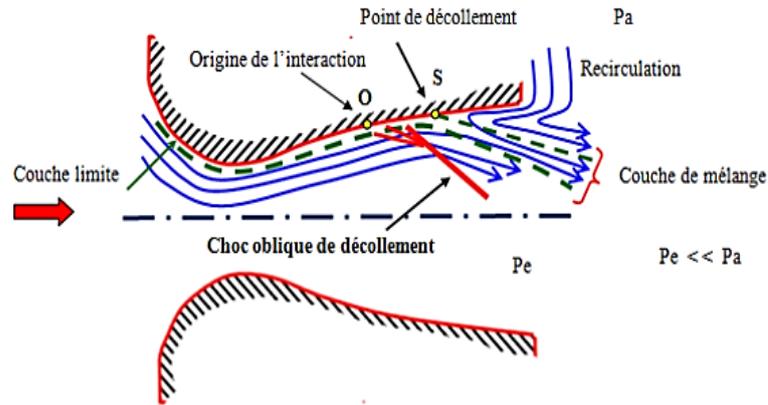
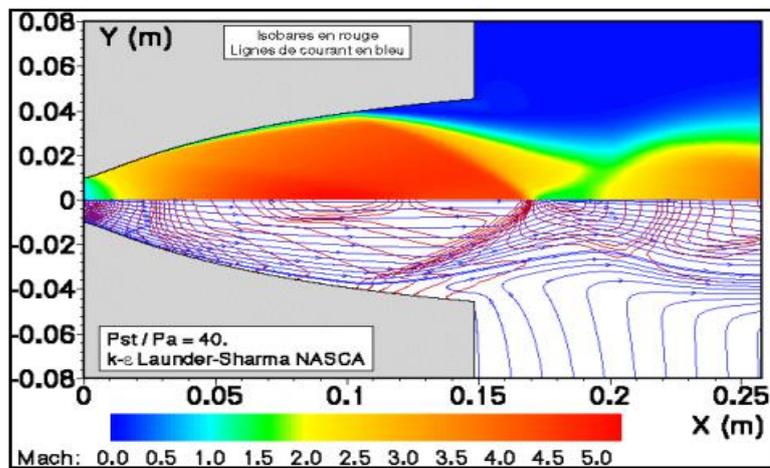
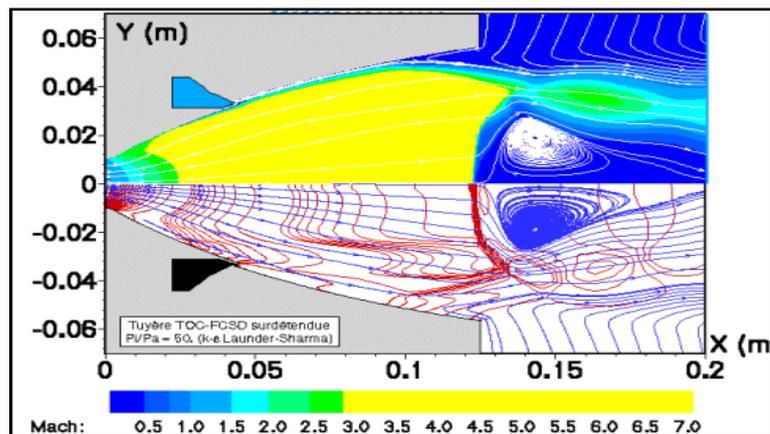


Figure. 3.12 : Représentation schématique du décollement libre.



(a)Tuyère idéale tronquée ONERATIC ($p_{ij}/p_a=40$).



(b)Tuyère optimisée à contour parabolique ONERATOC ($p_{ij}/p_a=50$)

Figure 3.13 : Décollement libre dans les tuyères sur-détendues. Contours iso-Mach en haut, contours isobares et lignes de courant en bas [41, 42].

Ce décollement se produit quand l'écoulement est entièrement séparé de la paroi. Pendant que la sur détente se développe, le point de décollement se déplace plus loin en amont dans la tuyère Figure (3.14).

En étudiant la répartition de la pression, on constate que l'écoulement est divisé en trois régions. D'abord une première région, en amont du point X_0 , où la couche limite est fixée à la paroi, on a le même comportement qu'en régime d'adaptation. Dans la deuxième région, la pression croît de la pression minimum P_0 à la pression plateau P_p . Cette région est considérée comme une région d'interaction. La couche limite commence à s'épaissir au point X_0 , mais elle ne se sépare pas de la paroi jusqu'à ce que la force de frottement pariétal τ_w soit nulle au point de décollement X_s . La troisième région de recirculation de l'écoulement qui est entièrement séparé de la paroi.

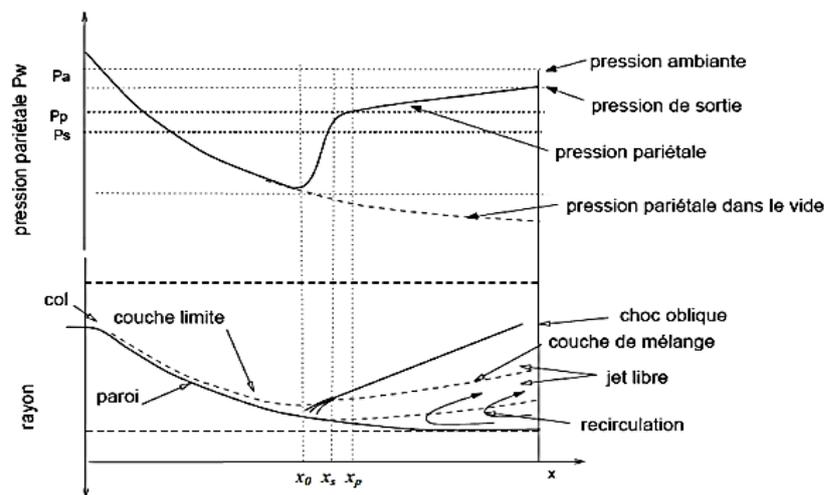


Figure 3.14 : Schéma du décollement libre.[43].

Il en ressort que le décollement libre fait intervenir deux mécanismes bien distincts. Le premier est associé au décollement du jet à la paroi alors que le second est lié à l'écoulement ambiant aspiré dans la zone de recirculation.

3.5.2 Décollement restreint

Le second type de configuration de décollement, autre que le décollement libre fut observé dans les années 70 par Nave et Coffey [44] durant des tests sur les maquettes du moteur J-2S alimentées en gaz froids et fut confirmé numériquement en 1994 par les simulations numériques de Chen et al [28]. Ce décollement peut apparaître lorsque le recollement de la couche limite intervient sur le divergent juste après le décollement. Ce régime est appelé décollement restreint (Restricted Shock Separation RSS) (Figure 3.15).

Pour ce régime n'ayant lieu qu'à certains rapports de pression, la couche limite décolle puis recolte rapidement sur la paroi de la tuyère. L'évolution de la pression pariétale en aval du décollement est marquée par une succession de détente et de re-compression, la pression pariétale dépassant parfois la pression ambiante. Ce phénomène est attribué au recollement de l'écoulement décollé. En effet, celui-ci induit des ondes de compression et de détente dans le jet supersonique.

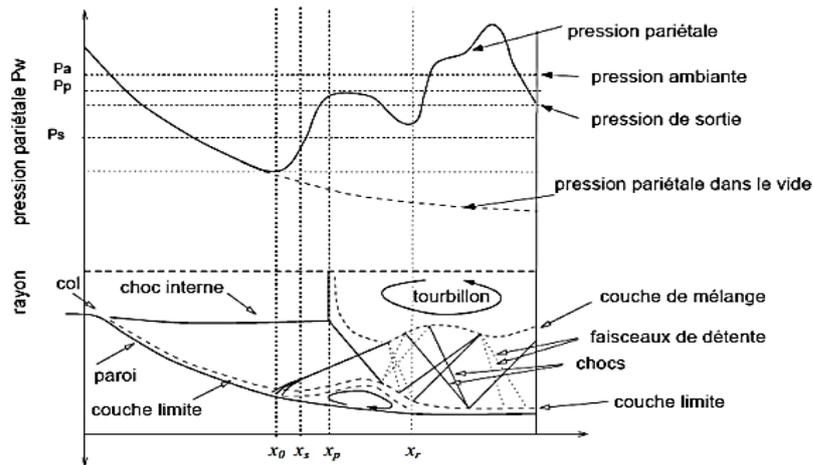
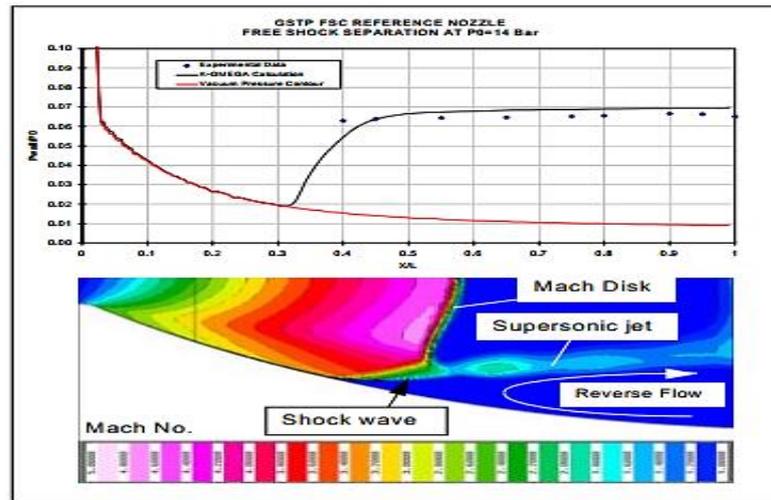


Figure 3.15 : schéma du décollement restreint.[43].

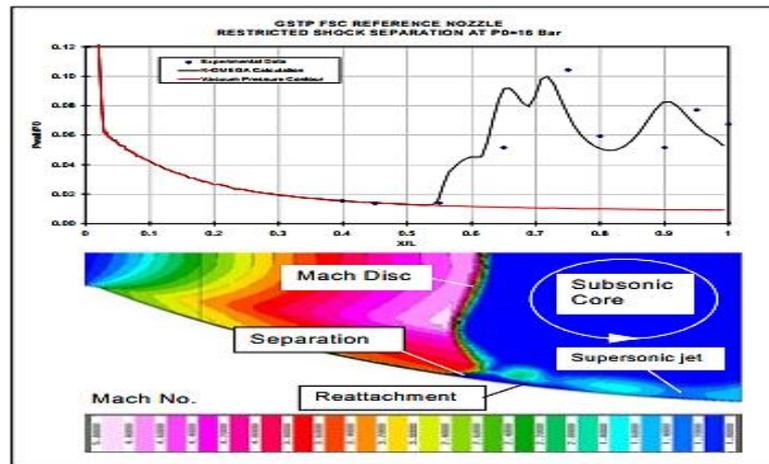
Plus récemment les études numériques [45, 46, 39] et expérimentales [37, 47, 48] menées en Europe ont effectivement montré que les distributions de pression à la paroi de tuyère TOC sont différentes suivant la nature du décollement, libre ou restreint. C'est le cas de l'étude du motoriste **Volvo Aero** [49] s'appuyant sur des essais effectués par l'organisme de recherche suédois **FOI** sur une maquette de tuyère optimisée testée en gaz froid. La distribution de pression pariétale non perturbée est indiquée par les courbes en rouge sur la figure 3.16. Pour un taux de détente $p_{ij}/p_a = 14$ (Figure 3.16(a)) le jet décolle librement de la paroi sous l'effet de la pression ambiante, et le calcul retrouve la pression plateau caractéristique des décollements étendus : c'est le décollement libre. Pour un taux de détente légèrement supérieur, $p_{ij}/p_a = 16$ (Figure 3.16(b)), la couche limite du jet est en régime de recollement après avoir subi un décollement sous l'effet du choc : c'est le décollement restreint caractérisé à la paroi par un point de décollement suivi d'un point de recollement. Le décollement restreint est associé à une allure très perturbée du profil de pression ; après une brusque élévation de pression à la traversée du pied de choc, on observe d'abord une courte région de plateau correspondant à la poche de fluide décollé, suivie d'une succession d'augmentation et de diminution de la pression qui traduit les

ondes de choc et de détente présentes dans le jet supersonique annulaire qui a recollé à la paroi.

Des études numériques stationnaires [50] de l'écoulement sur-détendu dans la tuyère Vulcain ont également montré que les deux régimes de décollement y apparaissent de manière stable selon le taux de détente. Le montage de la figure 3.17 [50] met en corrélation les champs iso-Mach numériquement obtenus avec les photographies donnant le diamètre du jet en sortie.

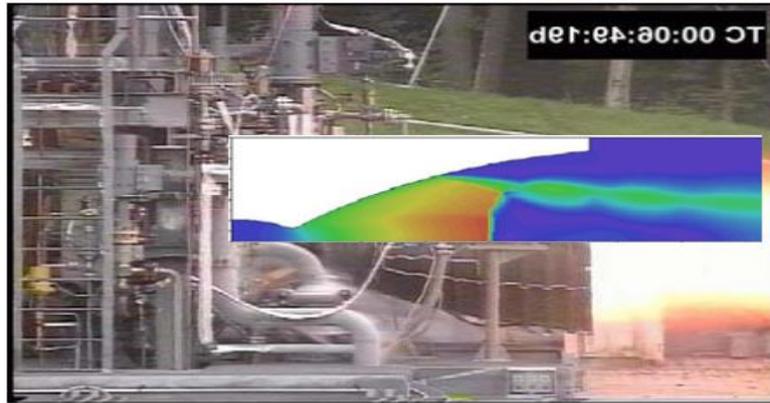


(a) décollement libre

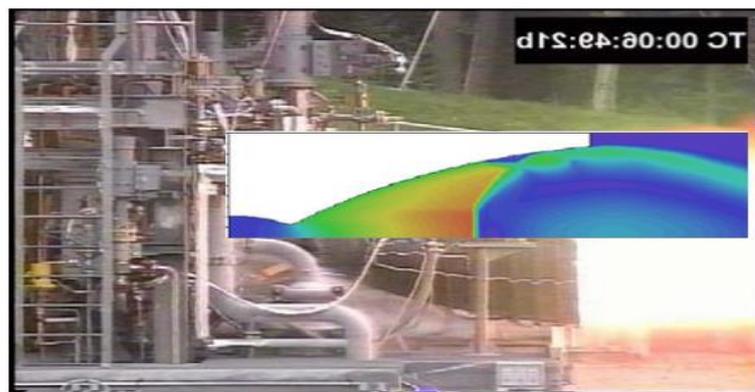


(b) : décollement restreint

Figure 3.16 : Distributions de pression pariétale associées au régime de décollement (Etude Volvo Aero dans la tuyère VAC-S1 testée au FOI) [49].



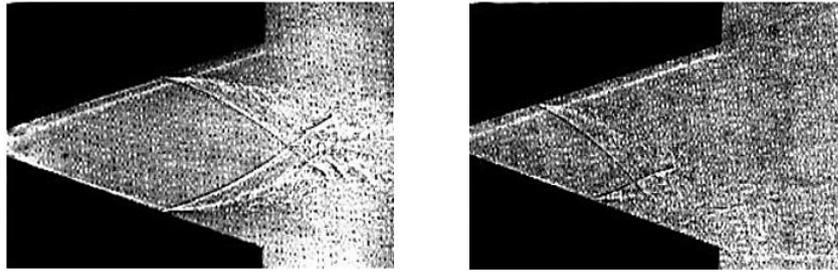
(a) : décollement libre



(b) : décollement restreint

Figure 3.17 : Simulations numériques de l'écoulement sur-détendu dans la tuyère Vulcain au banc.[50].

Il est important de noter que les deux types (FSS et RSS) peuvent présenter des dissymétries, qu'elles soient bidimensionnelles, ou de révolution, coniques ou profilés, à petit ou à grand rapport de section. Le caractère dissymétrique peut avoir lieu dans les plages intermédiaires de NPR, après et avant des régimes de décollement symétriques. La figure 3.30 montre les résultats issus de l'expérience menée par J.D. Mckenny (1949) [51] sur une tuyère bidimensionnelle sur détendu à des rapports de pression variant entre 8 et 22. Si le décollement reste symétrique pour NPR=19.4 (Figure3.18(a)), (la figure 3.18(b)) montre une nouvelle structure de l'écoulement pour NPR=8.7, le décollement associé est instable et non symétrique.



(a) Décollement symétrique

(b) Décollement dissymétrique

Figure 3.18 : Tuyère bidimensionnel décollée [141].

3.6 Basculement de régime (FSS ↔ RSS)

Le phénomène de la transition entre décollement libre et décollement restreint (FSS↔RSS) se produit pendant les deux phases d’amorçage et d’extinction des moteurs fusées pour un rapport de pression NPR bien défini. Si le basculement du régime de décollement libre vers un régime de décollement restreint (FSS↔RSS) se produit au démarrage, le basculement dans le sens inverse (RSS↔FSS) se produit durant la phase d’extinction du moteur. Comme nous venons de le voir, le décollement restreint se caractérise par une zone de recirculation fermée, où les pressions sont inférieures à la pression ambiante. Pendant le phénomène de transition, cette zone de recirculation se referme et s’ouvre cycliquement, accompagnée d’une augmentation ou de chute de la pression dans la zone de retour selon l’ouverture ou la fermeture de la zone de recirculation. Cette transition cyclique est connue dans la littérature spécialisée sous le nom de « end effect ».

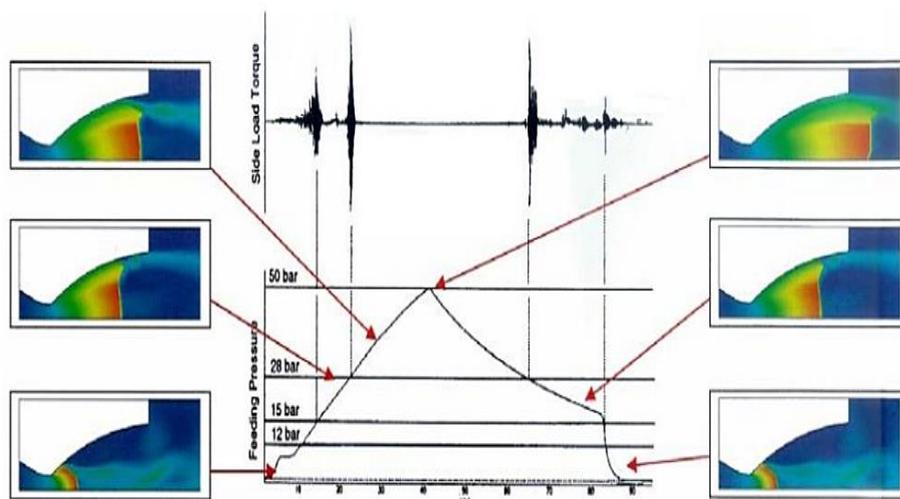


Figure 3.19 : Basculement entre décollement libre et restreint et inversement durant les transitoires (tuyère VAC-S1 testée au FOI [49]).

3.8 Modèles De Turbulence

Plusieurs modèles de turbulence sont disponibles dans le code ANSYS [52], allant des modèles à équation nulle (algébriques) aux modèles de transport à deux équations.

3.8.1 Modelé $k - \varepsilon$

Le modèle de $k-\varepsilon$ [53] est un modèle à deux équations de transport pour évaluer la viscosité tourbillonnaire. Il résout deux équations aux dérivées partielles pour obtenir l'énergie cinétique turbulente k et sa dissipation ε , ces équations sont les suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}u_j k) = \bar{\rho}P - \rho\varepsilon + \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\bar{\mu}_t}{P_{rk}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}u_j \varepsilon) = C_{\varepsilon 1} \frac{\bar{\rho}P\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \frac{\bar{\rho}\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\bar{\mu}_t}{P_{rk}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (3.2)$$

Où P est le taux de production de l'énergie cinétique turbulente donnée par l'équation :

$$P = u_i \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_m}{\partial x_m} \delta_{ij} \right) \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} k \frac{\partial u_m}{\partial x_m} \quad (3.3)$$

Avec les constantes : $C_\mu = 0.09$, $C_{\varepsilon 1} = 1.44$, $C_{\varepsilon 2} = 1.92$, $P_{rk} = 1.0$ et $P_{r\varepsilon} = 1.3$

Les effets visqueux sont plus importants que les effets turbulents au voisinage de la paroi. Une loi de paroi (Wall fonction) est, par conséquent, appliquée dans cette région et le modèle de turbulence résout le champ dans le reste du domaine de l'écoulement. Dans la loi de paroi.

- L'échelle de la vitesse est prise comme $q = k^{0.5}$
- L'échelle de la longueur est modélisée par : $l = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\varepsilon}$

k Et ε sont reliés par des expressions semi-empiriques à la vitesse de frottement μ_τ :

$$k = \frac{u_\tau^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad (3.4)$$

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\kappa y} \quad (3.5)$$

La viscosité turbulente est exprimée par :

$$\nu_t = \frac{C_\mu k^2}{\varepsilon} \quad (3.6)$$

3.8.2 Modèle $k - \omega$

Est un modèle à deux équations de transport. Les équations à résoudre sont : l'équation d'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation spécifique ω . La viscosité turbulente est exprimée comme suit : L'équation de transport est décrite par les équations suivantes [53].

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}u_j k) = \bar{\rho}P - \bar{\rho}\omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\bar{\mu}_t}{P_{rk}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}u_j \omega) = C_{\omega 1} \frac{\bar{\rho}P_\omega}{k} - C_{\omega 2} \bar{\rho}\omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\bar{\mu}_t}{P_{r\omega}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (3.8)$$

3.8.3 Modèle SST- $K - \omega$ de Menter

La viscosité turbulente peut être obtenue à partir de relations algébriques, d'équations de transport ou de plusieurs équations de transport. Dans cette étude, nous avons utilisé les 2 équations de transport de Menter $k - \omega$ avec SST modifié (transport de contrainte de cisaillement), compte tenu de sa validité et de sa large application dans les études numériques pour le calcul de l'écoulement compressible dans le modèle de buses. [53]

Le modèle de Menter est basé sur le transport de deux équations, l'une pour l'énergie cinétique turbulente et l'autre pour la dissipation spécifique :

$$\frac{\partial \bar{\rho}k}{\partial t} + \text{div}(\bar{\rho}k\bar{V}) = \text{div} \left[(\mu + \sigma_k \mu_k) \overline{\text{grad}}(k) \right] + S_k \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}\omega}{\partial t} + \text{div}(\bar{\rho}\omega\bar{V}) = \text{div} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_\omega) \overline{\text{grad}}(\omega) \right] + S_\omega \quad (3.10)$$

3.8.4 Modèle de Spalart-Allmaras

Modèle Spalart-Allmaras est un modèle d'équation. Il résout généralement les équations de transport liées à la viscosité turbulente μ_t [54] :

$$\mu_t = \rho \nu f_{v1} \quad (3.11)$$

Et l'équation de transport :

$$\frac{Dv}{Dt} = c_{b1} S v + \frac{1}{\sigma} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} (v + \nu) \frac{\partial v}{\partial x_j} + c_{b2} \frac{\partial v}{\partial x_j} \frac{\partial v}{\partial x_j} \right] - c_{w1} f_w - \left(\frac{v}{d} \right)^2 \quad (3.12)$$

Le modèle de Spalart-Allmaras exige comme le modèle $k-\omega$ et SST un maillage raffiné sur les parois, avec une valeur de $y^+ \approx 1$.

3.9 Conclusion

Dans le cas du régime de sur-détente dans les tuyères supersoniques optimisées en poussée, les études expérimentales et numériques ont révélées la coexistence et la cohabitation d'une grande diversité de phénomènes physiques. Les trois régimes d'écoulement : le régime subsonique, sonique et supersonique sont présents dans différentes zones du divergent. La couche limite du divergent enregistre un gradient de pression adverse. Lorsque ce gradient de pression dépasse un certain seuil la couche limite décolle de la paroi. Ce décollement est généralement de type décollement libre FFS (Free Shock Separation) et parfois de type décollement restreint RSS (Restricted Shock Separation). Chaque type de décollement engendre une distribution de pression pariétale particulière. Le décollement de la couche limite cède la place au fluide du milieu extérieur qui est premièrement aspiré puis refoulé à grande vitesse.

Finalement, il apparait clairement que :

Les phénomènes rencontrés dans les tuyères supersoniques sont multiples et très complexes.

Les topologies des écoulements ainsi que et les répartitions de la pression à la paroi de la tuyère, sont différentes suivant le profil et le rapport des pressions de fonctionnement de la tuyère.

Donc, il faut s'attendre à des difficultés dans la modélisation et la simulation numérique de ces écoulements compressibles dans les tuyères supersoniques.

CHAPITRE 4 :
RESULTATS ET
INTERPRETATIONS

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

4.1 INTRODUCTION

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

Le mailleur **Gambit** et solveur **ANSYS** sont des logiciels permettant de réaliser des simulations 2D ou 3D en mécanique des fluides allant de la construction du maillage avec **Gambit** à la résolution des équations de Navier Stokes et au post-traitement avec **ANSYS**.

Le **Gambit** est utilisé pour définir et créer le modèle d'étude (surface ou volume) et de le mailler suivant le bon vouloir de l'utilisateur.

ANSYS est un logiciel qui collabore à de nombreux différents types de logiciels utilisés dans différents domaines comme : vibrations, mécanique des fluides, aérodynamique, transfert de chaleur et dynamiques

4.2 Application CFD sur les tuyères supersoniques sur-détendues

L'objet de cette partie est de contribuer à l'étude de l'évaluation des charges latérales aérodynamiques induites par la sur-détente et le décollement de jet dans les tuyères à l'aide d'un solveur physico-théorique (**ANSYS**).

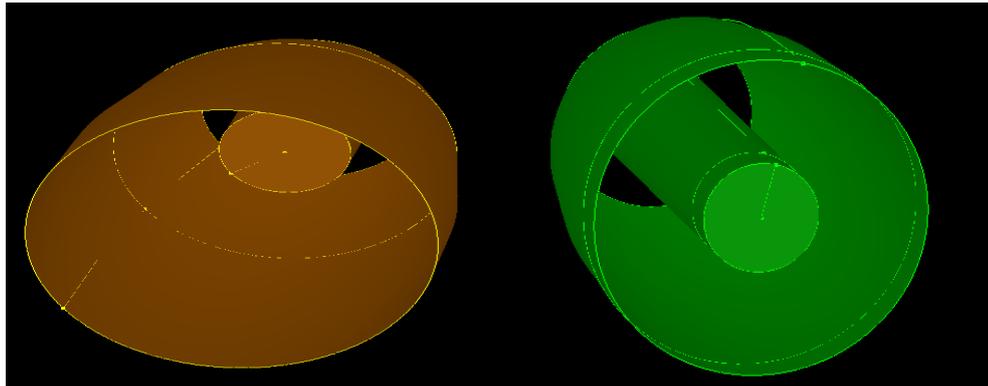
L'idée d'intégrer un corps central au sein de la tuyère constitue un apport original dans le domaine de la conception des tuyères. L'étude révèle des améliorations notables des caractéristiques de fonctionnement confirmées par voie expérimentale.

La phénoménologie physique impliquée dans l'évolution de ce type d'écoulement supersonique revêt un caractère complexe au vu des phénomènes imbriqués à l'instar des ondes de choc, de leur interaction avec la couche limite, des zones de recirculation qui peuvent ou évoluent à un mécanisme d'émission tourbillonnaire ...etc.

Les résultats physiques sont issus d'une synthèse des conséquences aérodynamiques de la sur-détente et d'un décollement du jet dans une tuyère de moteur fusée, telles que la

topologie de l'écoulement en sur-détente, la structure des systèmes de chocs, les distributions de pression pariétales, Ces résultats seront confrontés aux résultats existants dans la littérature. Les performances de chaque configuration seront ensuite analysées.

Les figure (4.1(a)(b)) représentent respectivement les deux de tuyère annulaire a corps central zone Karnel et tuyère annulaire a corps central plain utilisées dans la simulation numérique.



(a) La géométrie en 3-D de la tuyère

Annulaire a corps central zone Karnel

(b) La géométrie en 3-D de la tuyère

annulaire a corps central plain

Figure 4.1 : La géométries des tuyère annulair a corps central (a) zone Karnel(b)plain.

4.3 Domaine de calcul et conditions aux limites

Les conditions aux limites sont représentées dans la figure 4.2. Les calculs sont réalisés pour un écoulement à haute température turbulent. Les conditions génératrices régnant dans la chambre de combustion sont : $P_c=40$ bar, $T_c=2000$ K. L'écoulement qui traverse la tuyère, s'accélère tout au long de celle-ci et s'éjecte à une grande vitesse aux conditions ambiantes : $P_0=1$ bar, $T_0=288$ K (15° C).

- Aux parois solides (la paroi de la tuyère et la paroi verticale (A) du jet), la condition de non-glissement est imposée. Ces parois solides sont considérées adiabatiques.
- La frontière B correspond à une entrée lointaine à faible vitesse. Pour cette raison, le fluide entrant subi une évolution isentropique depuis les conditions ambiantes. Sur l'axe de tuyère, la condition de symétrie est imposée.
- A la sortie (frontière (C)), la pression statique P_a est supposée constante (les conditions ambiantes).

En profitant de la symétrie de l'écoulement par rapport à l'axe de la tuyère, le domaine de calcul est réduit à une demi-tuyère délimitée par les frontières

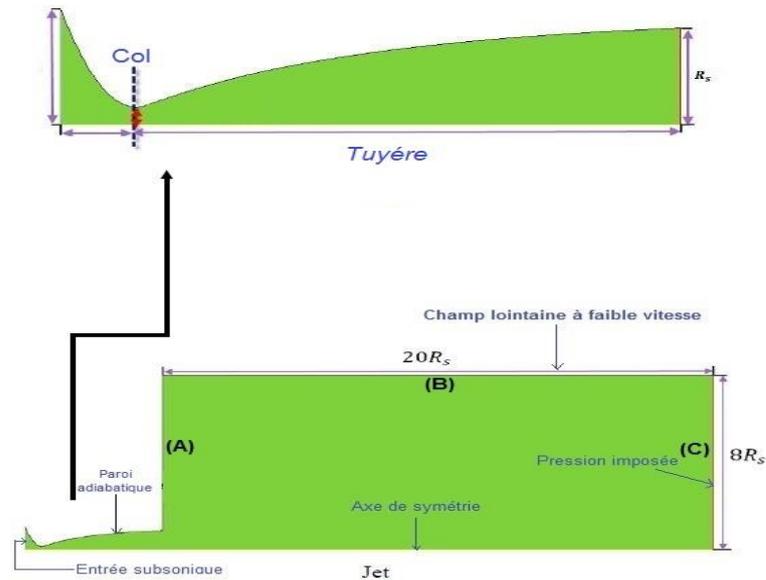


Figure 4.2 : Domaine de calcul (champ lointain) et conditions aux limites.

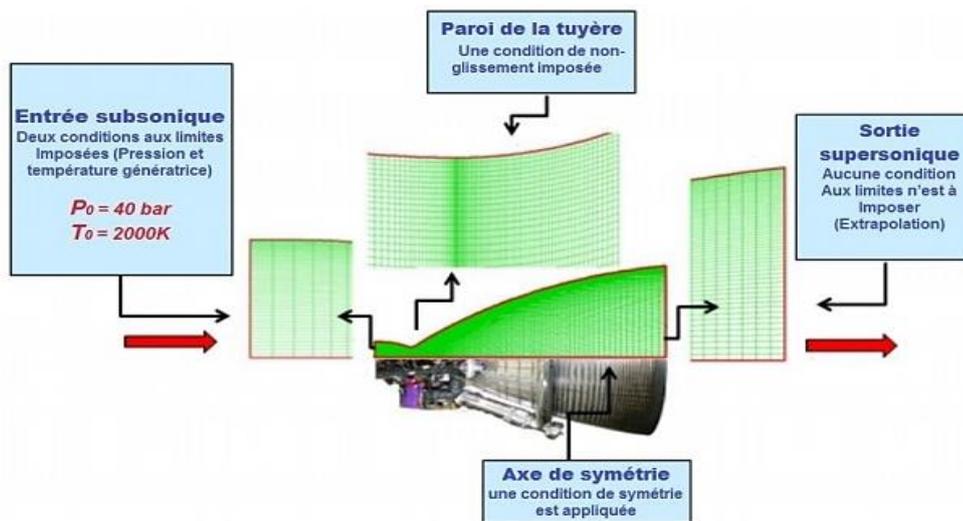


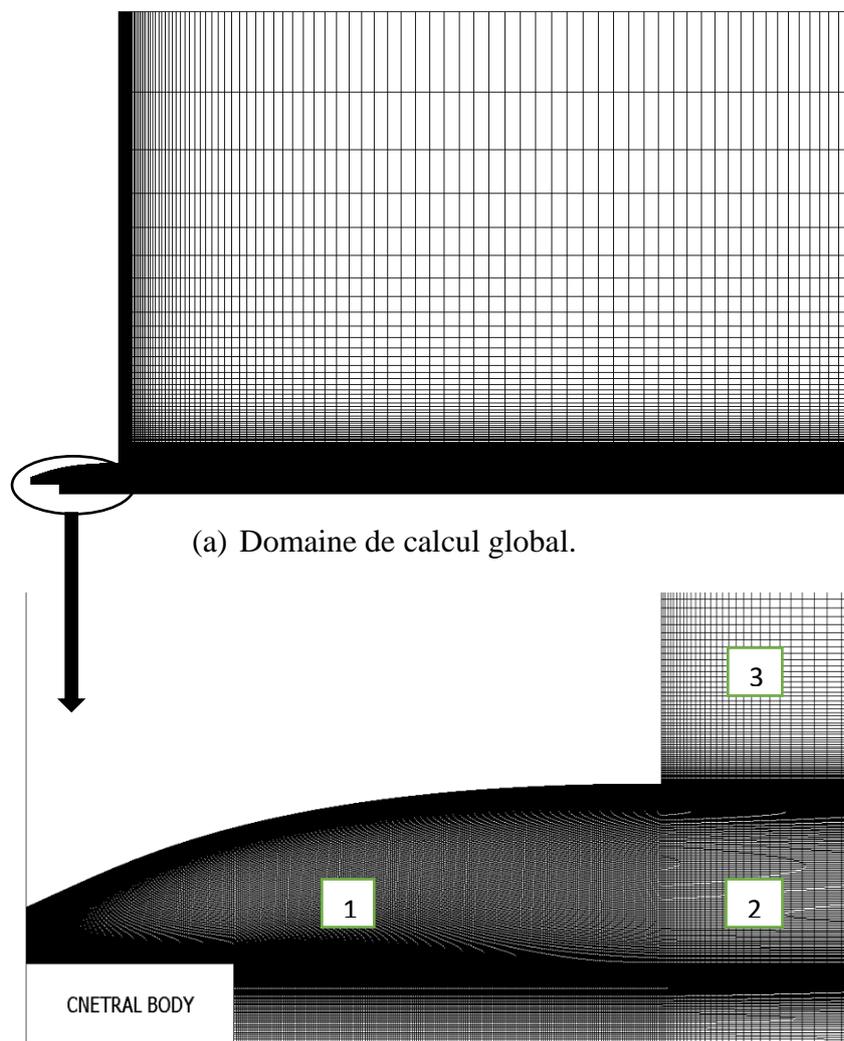
Figure 4.3 : Domaine de calcul de la tuyère et conditions aux limites.

- Une entrée représentée par un segment de droite vertical, où l'écoulement est subsonique. Il faut imposer deux conditions aux limites qui sont la pression P_0 et la température génératrices T_0 .
- Une frontière inférieure constituée d'un axe de symétrie horizontal, où une condition de symétrie est appliquée. Une frontière supérieure constituée par la paroi de la tuyère. Une condition de non-glissement est imposée.

- Une sortie représentée par un segment de droite vertical, où l'écoulement est supersonique. Aucune condition aux limites n'est à imposer.

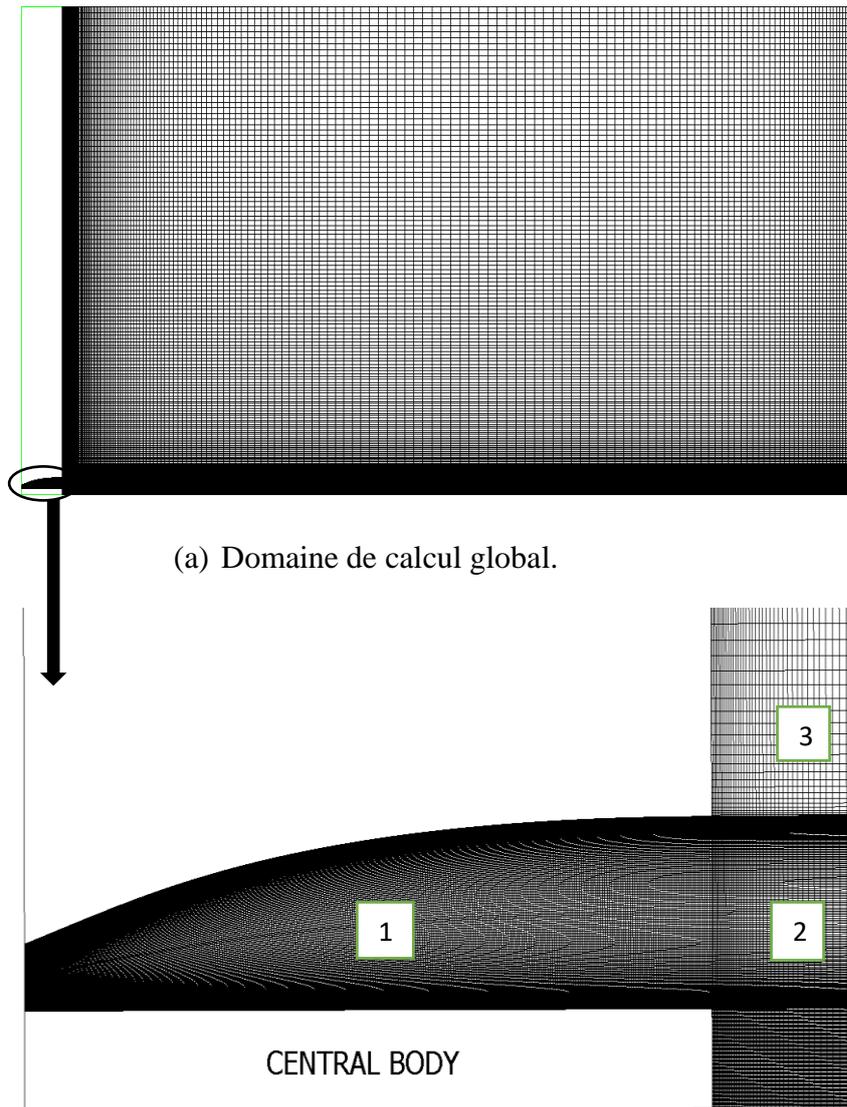
4.4 Réalisation et sensibilité au maillage

Le maillage structurés multi-blocs à base de quadrilatères a été réalisé à l'aide du ANSYS Ce type de maillage permet en général d'obtenir une bonne résolution numérique. Il permet en outre un raffinement homogène au voisinage des parois afin de résoudre la sous-couche laminaire de la couche limite. Celle-ci est généralement décrite en utilisant la variable réduite y^+ définissant la hauteur de la première maille adjacente à la paroi.



(b)Maillage à l'intérieur de tuyère annulaire a corps central zone Karnel

Figure 4.4 : Maillage structuré multi-Blocs de la tuyère annulaire a corps central Zone Karnel



(b) Maillage à l'intérieur de tuyère annulaire a corps central plain

Figure 4.5 : Maillage structuré multi-Blocs de la tuyère annulaire a corps central plain

La zone (1) couvre le champ à l'intérieur de la tuyère. Le raffinement de maillage est également pris en compte sur les parois internes afin de mieux simuler la couche limite, elle contient le nombre de cellules le plus important.

Les zones (2) et (3) couvrent le champ externe en aval de la tuyère.

4.5 Effet de la couche limite sur M_{exit} pour la tuyère annulaire a corps central zone Karnel et plain

Le nombre de Mach M_E de design pour les deux tuyères annulaire a corps central zone Karnel et plain en utilisant le MOC est $M_E = 3.00$, en raison de l'effet de la couche limite,

en se basant sur l'analyse expérimentale et théorique du décollement supersonique, il a été clairement mis en évidence la forte influence de la couche limite sur le nombre de Mach de sortie de la tuyère annulaire à corps central plain , ce qui donne une valeur obtenue par la simulation $M_E(\text{plain}) = 2,98$. Par contre dans le cas de la tuyère annulaire, une deuxième détente par un faisceau d'ondes de détente à travers le corps central et la lèvre de la tuyère a réduit l'influence de la couche limite sur le nombre de Mach de sortie, qui est resté uniforme à la sortie $M_E(\text{zone Karnel}) = 3.5$.

Les figures (4.6 et 4.7) montrent la variation de M_E tout au long de la section de sortie des tuyères annulaire à corps central zone Karnel et plain respectivement. On note que M_E simulé pour La tuyère annulaire à corps central zone Karnel atteint une valeur strictement supérieure de $M = 3,00$ à la section de sortie qui reste constante. Contrairement pour la tuyère annulaire à corps central plain, le M_E avoisine la valeur de 3,00 puis se dégrade légèrement (voir figure 4.6). Ainsi, le M_E de la tuyère annulaire à corps central zone Karnel est supérieur en comparaison avec la tuyère annulaire à corps central plain.

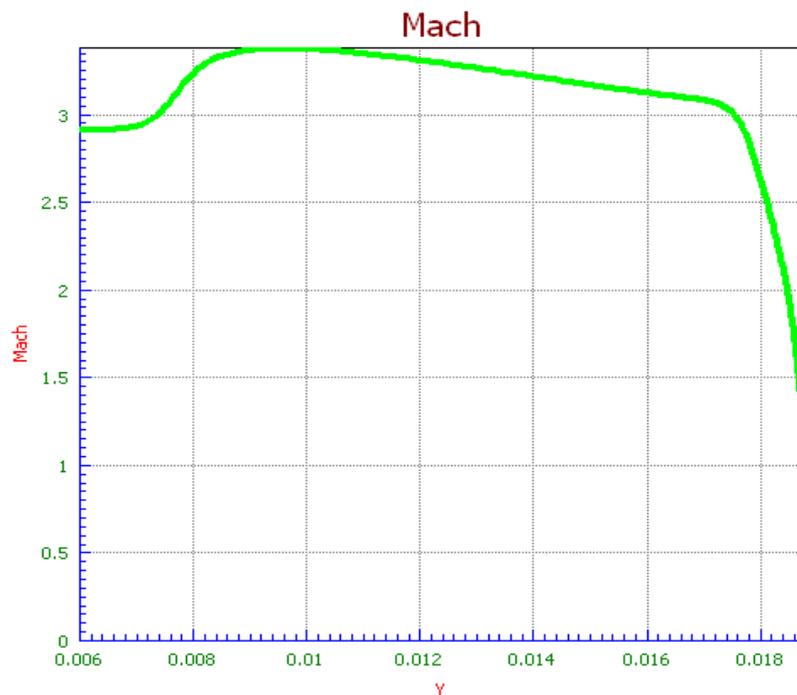


Figure 4.6 : Variation du nombre de Mach de sortie de tuyère annulaire à corps central zone Karnel en fonction de Y.

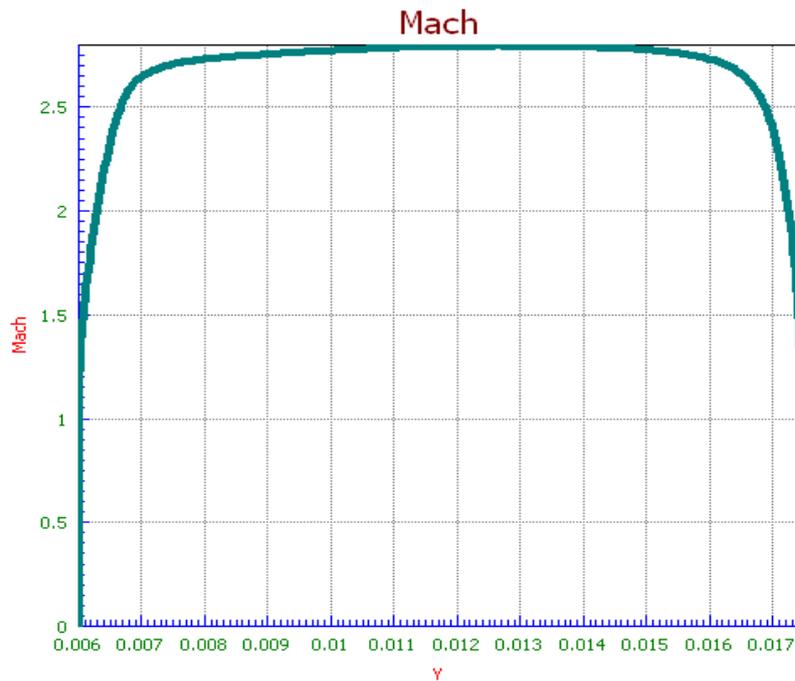


Figure 4.7 : Variation du nombre de Mach de sortie de tuyères annulaire à corps central plain en fonction de Y.

La comparaison entre les figures (4.8 et 4.9) à l'adaptation (NPR=40) montre l'influence du corps central sur les champs de Mach

Les figures (4.8 et 4.9) représentent la variation du nombre de Mach pour les trois positions :

- La position 1 (au milieu du col jusqu'aux champs lointains), l'écoulement dans le col est $M=1$, puis le régime est devenu supersonique dans la partie divergente le nombre de Mach atteint une valeur égale à 3.39 à la sortie de la tuyère à cause d'une suite de détente du gaz par un faisceau d'ondes de détente, un élargissement du jet supersonique est observé à la sortie de la tuyère.

- La position 2 représente l'évolution du nombre de Mach à partir du sommet du corps central jusqu'aux champs lointains, on remarque une augmentation brusque du nombre de Mach jusqu'à une valeur maximale égale à 3.9, suivi par une diminution en s'éloignant de l'aval de la tuyère.

- La position 3 représente l'évolution du champ de Mach après culot (zone de recirculation), on note un pic maximal jusqu'à la sortie de la tuyère $M=3.6$.

En ce qui concerne l'évolution du nombre de Mach dans la tuyère annulaire a corps central Plain (voir figure 4.9), il est important de noter aussi que nombre de mach de la

tuyère annulaire a corps central zone Kanel supérieure a tuyère annulaire a corps central Plain.



Figure 4.8 : Evolution du nombre de Mach à travers la tuyère annulaire a corps central zone Kanel.

En passe au calcul de régime supersonique adapté dans la tuyère annulaire a corps central zone Kanel et Plain, comme vous voyez nous avons effectué une comparaison quanti ave et qualitative de variation de température entre les tuyères annulaire à corps central zone Kanel et Plain

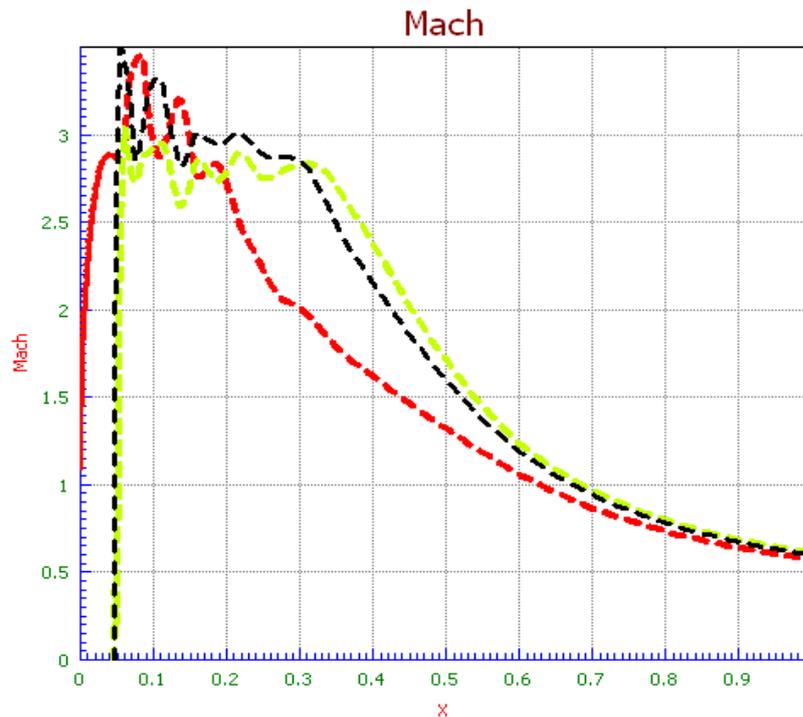
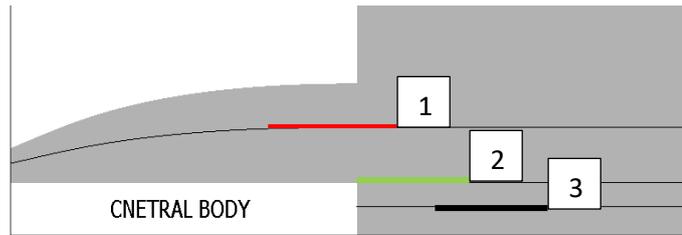


Figure 4.9 : Evolution du nombre de Mach à travers la tuyère annulaire a corps central Plain

La figure 4.10 on observe une diminution brusque et rapide de la température dans les trois position (du col jusqu'à la sortie de la tuyère, au sommet de corps centrale jusqu'à la sortie de la tuyère, derrière le corps centrale) celle a est dû à la détente des gaz

La figure 4.11 on constate aussi une diminution de température de ca valeur maximale qui est égale 1600k jusqu'à 800k, ce qui confirmé avec la température calculée par le MOC ($T=806K$).

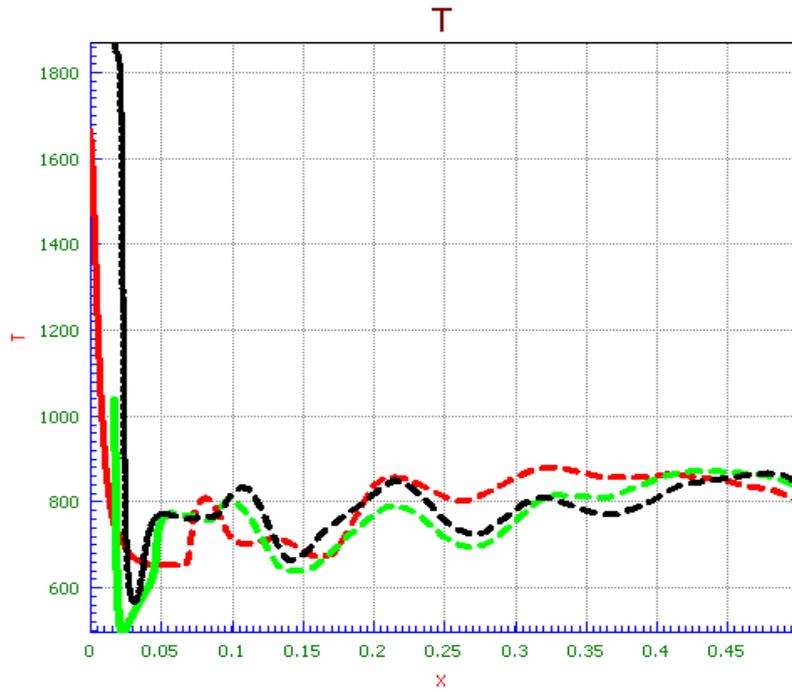


Figure 4.10 : Variation de la température dans la tuyère annulaire a corps central zone Kanel

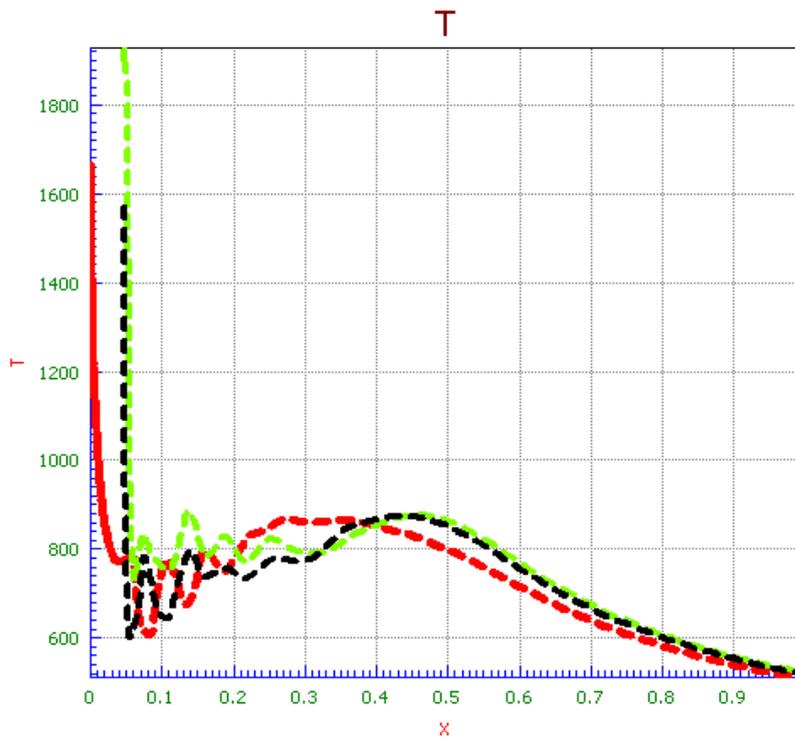


Figure 4.11 : Variation de la température dans la tuyère annulaire a corps central Plain

La figure 4.12 représente la variation du nombre de mach à travers trois poissions :

A l'entrée de la tuyère nombre de mach $M=1$. Elle augmente progressivement (détente des gaz) jusqu'à une valeur de $M=3.4$ à la sortie de la tuyère.

Représente l'évolution du nombre de Mach à partir du sommet du corps central jusqu'aux sortie de la tuyère, on remarque une augmentation brusque du nombre de Mach jusqu'à une valeur maximale égale à 3.9, suivi par une diminution en l'aval de la tuyère.

Il y a une diminution le nombre de mach autour de la zone recirculation après on remarque une augmentation brusque du nombre de mach jusqu' à une valeur maximal $M=3.2$

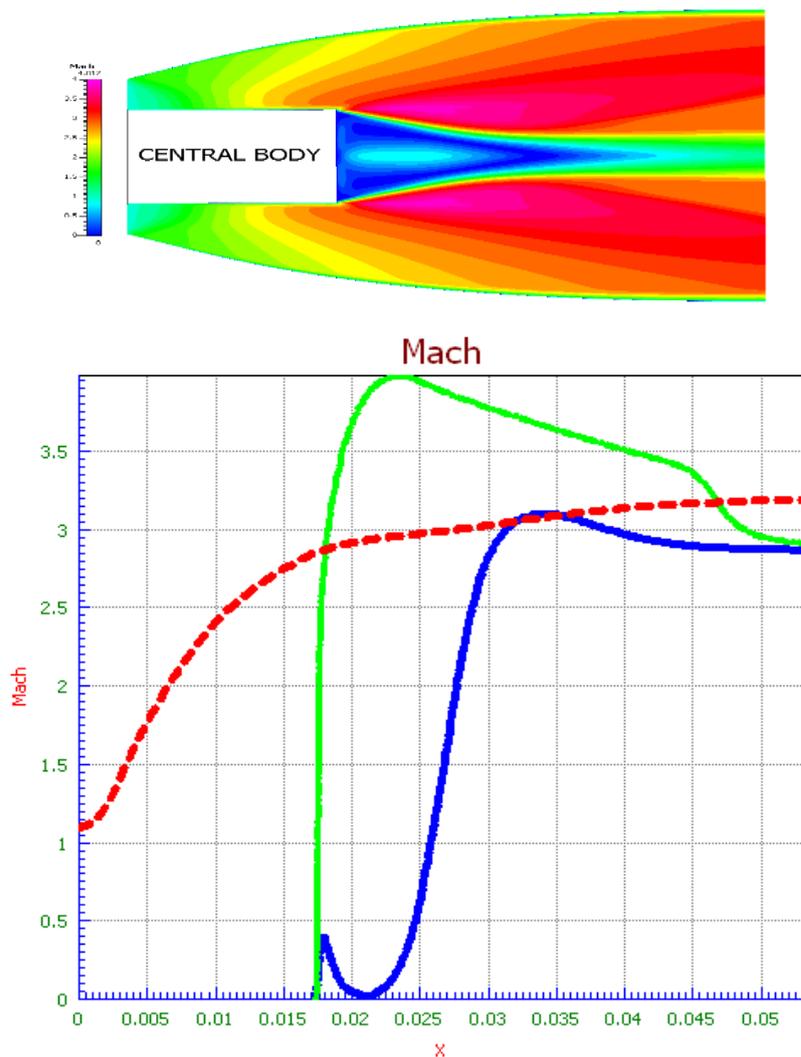


Figure 4.12 : Variation de nombre de Mach statique dans la tuyère annulaire a corps central zone Kernal

La figure 4.13 représente la variation du nombre de Mach varié d'une valeur de $M=1$ jusqu'à une valeur maximale 2.98 à la sortie de la tuyère à cause d'une suite de détente

du gaz par un faisceau d'ondes de détente, un élargissement du jet supersonique est observé à la sortie de la tuyère. Donc l'écoulement est supersonique

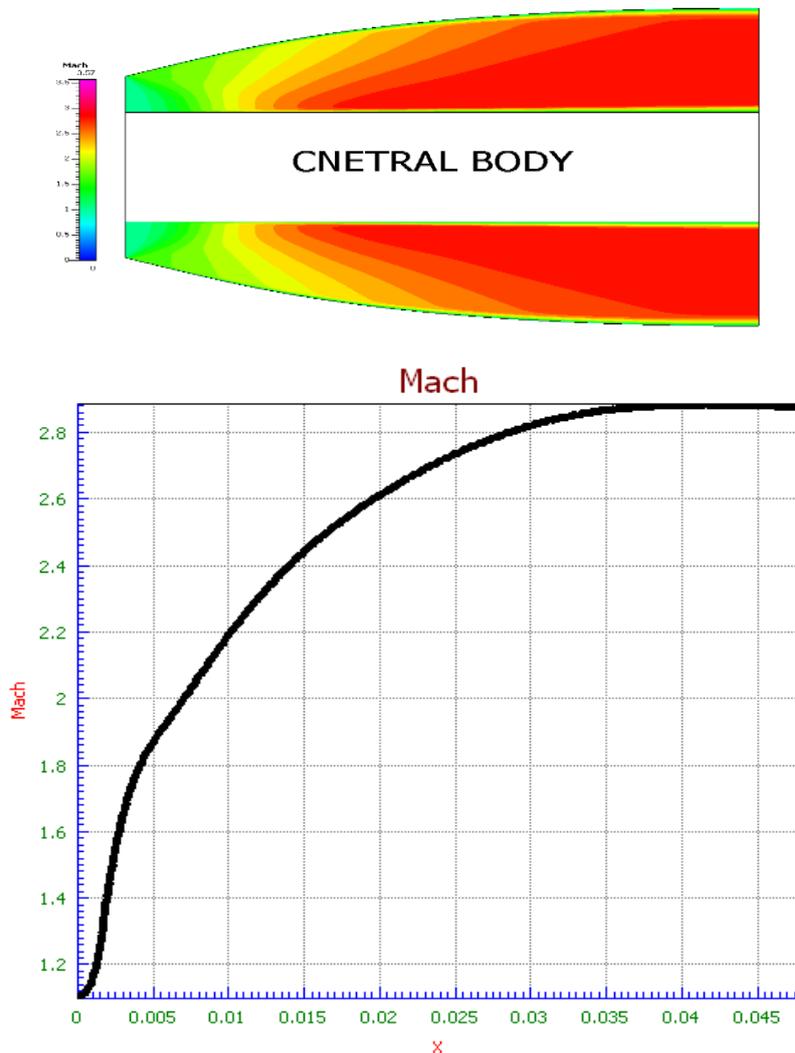


Figure 4.13 : Variation de nombre de Mach statique dans la tuyère annulaire a corps central Plain.

4.6 Régime supersonique adapté (NPR=40)

Avant de présenter les résultats et la topologie de l'écoulement en régime de sur-détente pour la tuyère annulaire a corps central plain, il est préférable d'avoir une vision sur les résultats de calcul du régime supersonique adapté.

4.6.1 Lignes de courant des tuyères annulaire à corps central zone Karnel et Plain (NPR=40)

Les différents champs des propriétés caractéristiques de l'écoulement du fluide dans les tuyères pour le régime supersonique adapté sont présentés.

Dans les figures (4.14 et 4.15) Les lignes de courant montrent la continuité et la simplicité de l'écoulement tout au long des tuyères en supersonique à l'adaptation (NPR=40). A la sortie des tuyères, l'écoulement est presque quasi-uniforme Les valeurs numériques des différents champs permettent de prédire la topologie de l'écoulement et d'avoir un ordre de grandeur des différentes propriétés moyennes de l'écoulement.

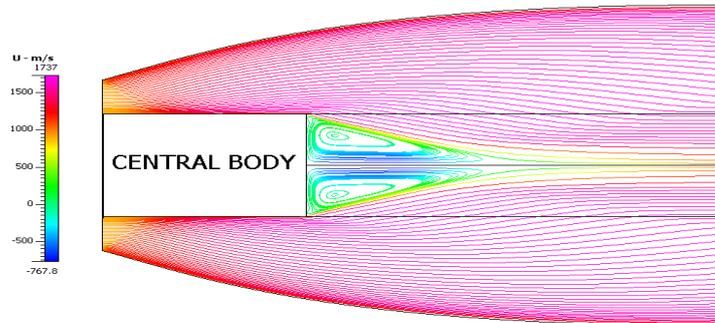


Figure. 4.14 : Les lignes de courant de la tuyère annulaire a corps central zone Karnal

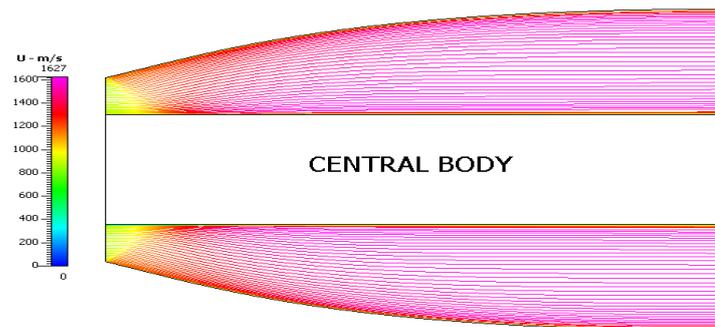


Figure. 4.15 : Les lignes de courant de la tuyère annulaire a corps central Plain

4.6.2 Variation du nombre de Mach dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=40) La figure 4.16 montre l'évolution du nombre de Mach dans la tuyère en (NPR=40) Dans le col, $M=1$ donc l'écoulement est transsonique (une tuyère amorcée).

Dans le divergent, l'évolution du nombre de Mach varié d'une valeur de $M=1$ jusqu'à une valeur maximale 3.2 à la sortie de la tuyère à cause d'une suite de détente du gaz par un faisceau d'ondes de détente, un élargissement du jet supersonique est observé à la sortie de la tuyère. Donc l'écoulement est supersonique.

Le nombre de Mach au niveau de col de tuyère annulaire a corps central Plain :

$$M = \frac{900}{20.4\sqrt{1700}} = 1.07$$

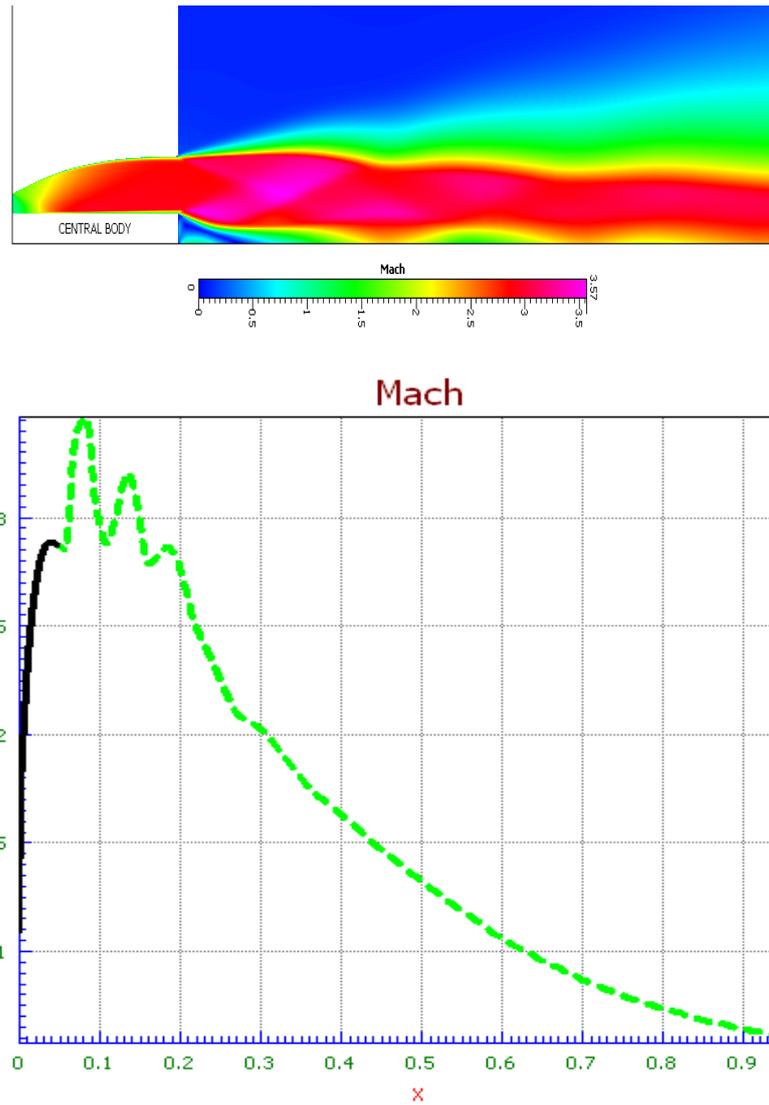


Figure 4.16 : Variation de la Mach dans la tuyère annulaire a corps central zone Plan (NPR=40).

4.6.3 Variation de la température à la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=40)

La Température à l'entrée de la tuyère, est de 1700K. Elle diminue progressivement (détente des gaz) jusqu'à une valeur de 800K à la sortie, ce qui confirmé avec la température calculée par le MOC (T=809K).

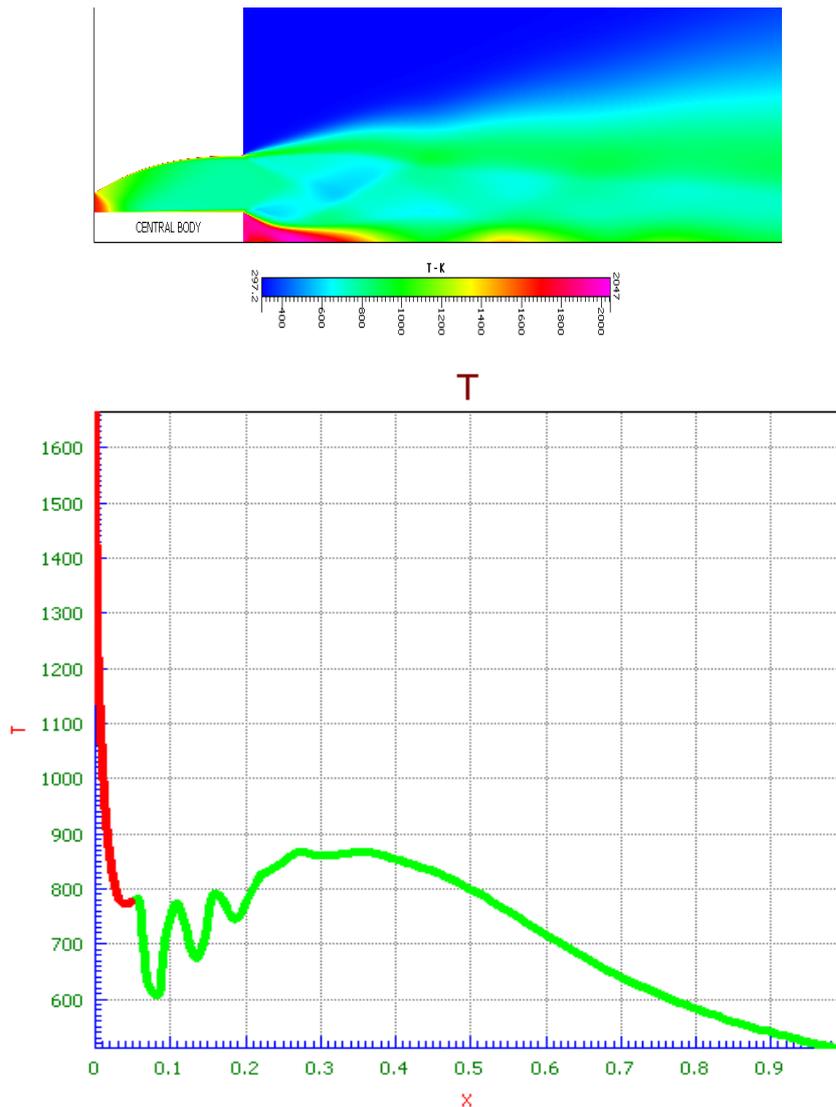


Figure 4.17 : Variation de la température dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=40).

4.6.4 Evolution de la vitesse à la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=40)

La figure (4.18) montre le champ de vitesse dans la tuyère. L'écoulement est accéléré tout au long de la tuyère. Il passe par une vitesse faible à l'entrée du convergent à une vitesse sonique au col ($U=900\text{m/s}$) puis à une vitesse supersonique à la sortie du divergent où il atteint une vitesse maximale égale à 1700m/s .

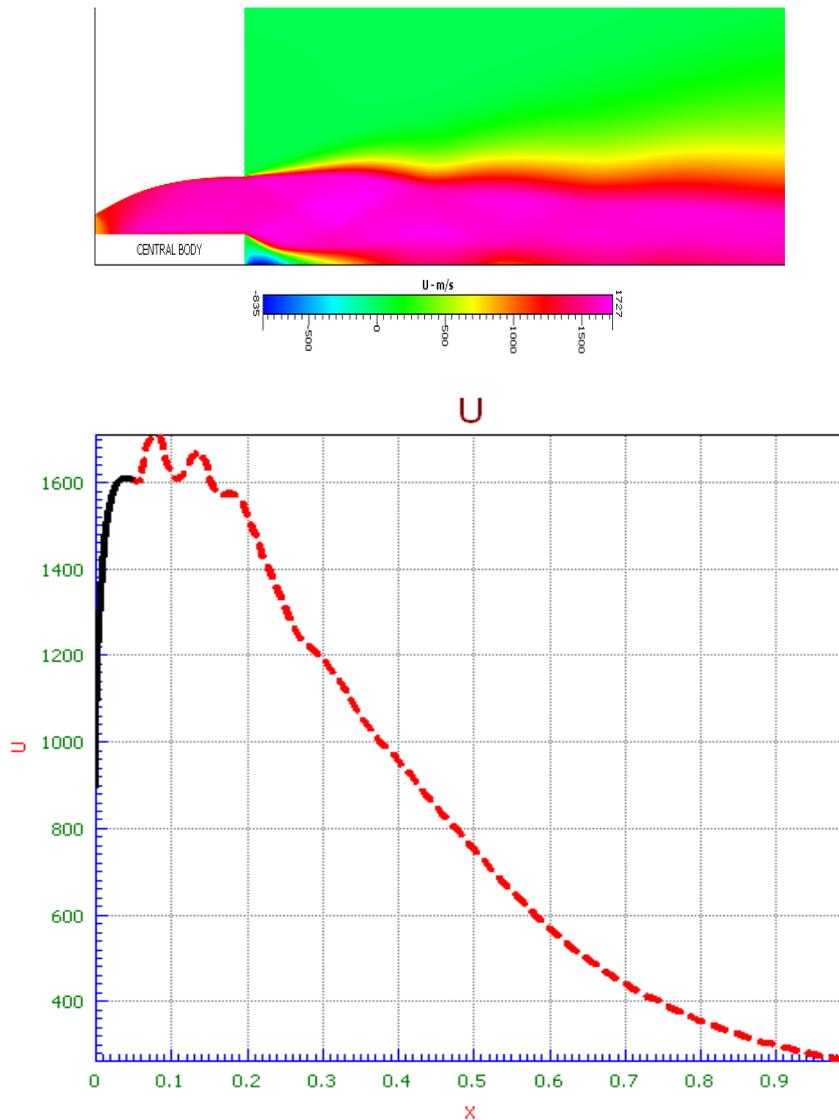


Figure 4.18 : Evolution de la vitesse dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=40).

4.6.5 Variation pression dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=40)

La figure 4.19 représente le profil de pression statique le long de la tuyère à l'adaptation. L'écoulement suit une distribution de pression strictement décroissante depuis la pression génératrice jusqu'à la pression de sortie. Ce régime supersonique est appelé régime d'adaptation. Il se concrétise lorsque la pression au milieu ambiant P_a est égale à la pression d'adaptation. Dans ce cas la détente est complète dans la tuyère.

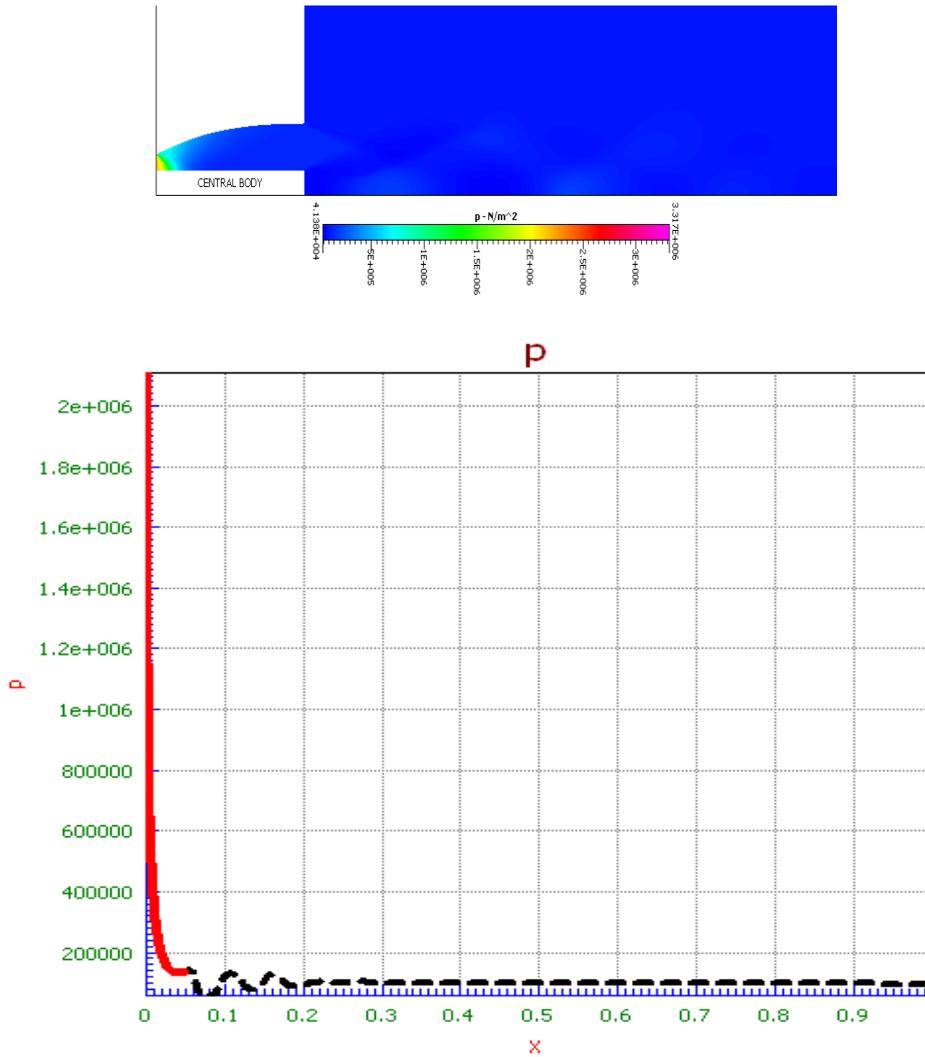


Figure 4.19 : Distribution de la pression de la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=40).

4.7 Régime en sur-détendu sans décollement (NPR=30)

4.7.1 Variation du nombre de Mach de la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=30)

La figure 4.20 montre le champ de nombre de mach dans la tuyère pour un rapport de pression de NPR= 30. Avoir de la valeur nombre de mach au col ($M = 1$) Et ça pousse au long de la tuyère

Ou il arrive à la sortie du divergent ($M = 2.8$) A la sortie de la tuyère il y a une petite oscillation du nombre de mach à cause de naissance des ondes de chocs

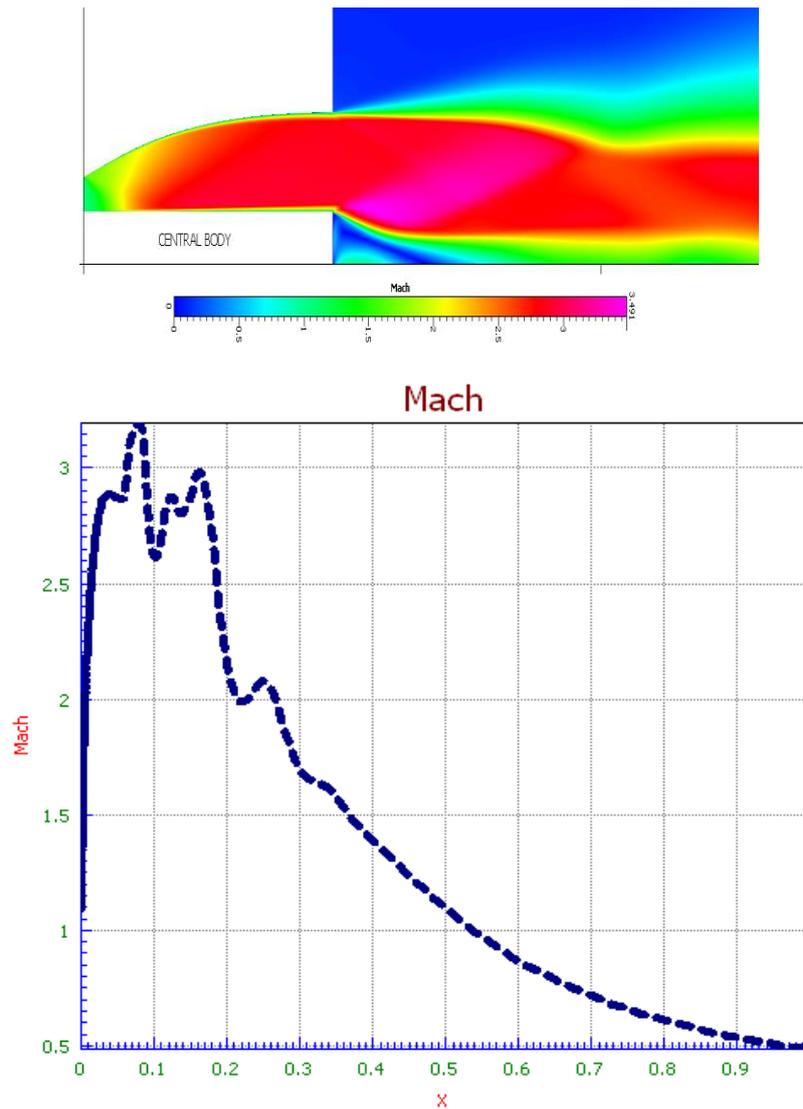


Figure 4.20 : Evolution du nombre de Mach de la tuyère annulaire à corps central Plain (NPR=30).

4.7.2 Evolution de la vitesse dans la tuyère annulaire à corps central Plain (NPR 30)

La figure 4.21 montre le champ de vitesse dans la tuyère pour un rapport de pression de NPR= 30. L'écoulement est accéléré tout au long de la tuyère. Il passe par une vitesse faible à l'entrée du convergent (une vitesse subsonique) puis à une vitesse supersonique à la sortie du divergent où il atteint une vitesse maximale. A la sortie de la tuyère il y a une petite oscillation de la vitesse à cause de naissance des ondes de chocs

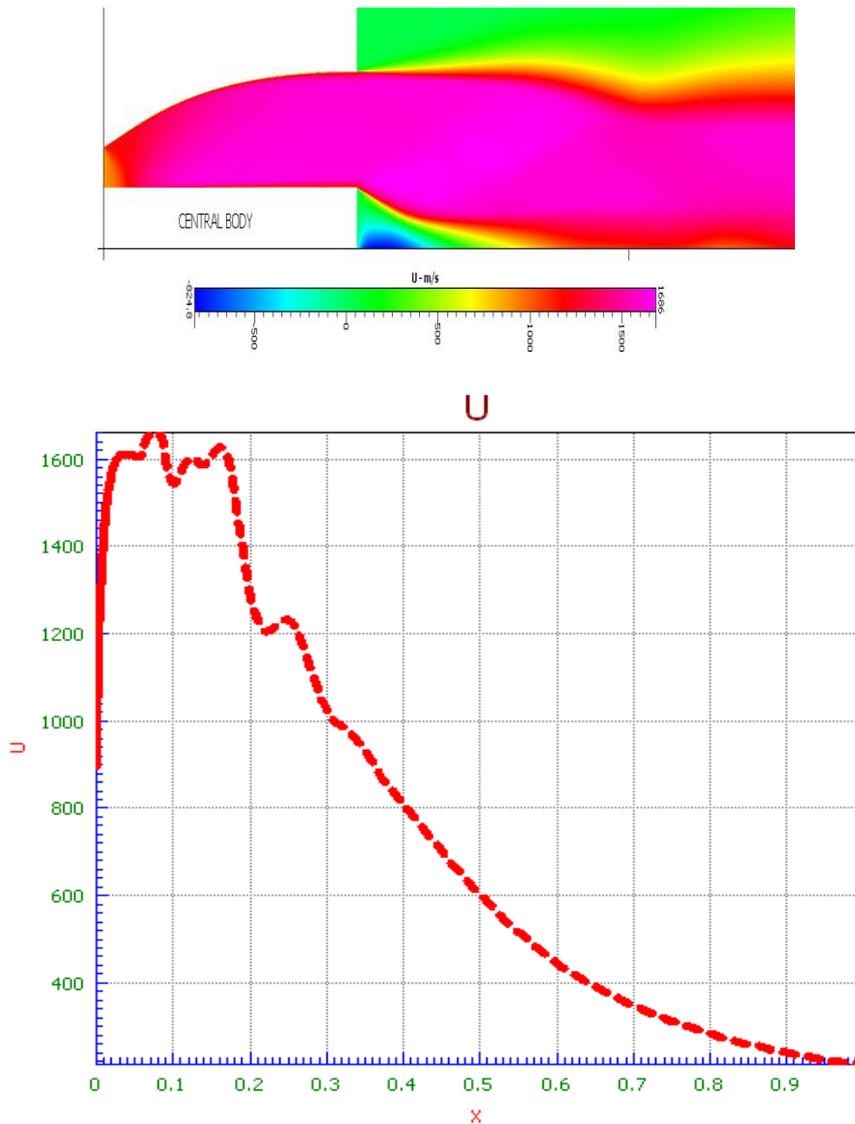


Figure 4.21 : Evolution de la vitesse dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=30).

4.7.3 Variation de la pression dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=30)

La figure 4.22 ci-dessus représente la variation de la pression tout au long de la tuyère à NPR= 30. On remarque que la pression est maximale dans la sortie de chambre de combustion qui atteint une valeur de 10 bars. L'écoulement suit une distribution de pression strictement décroissante jusqu'à le point de décollement où elle varie d'une façon sinusoïdale

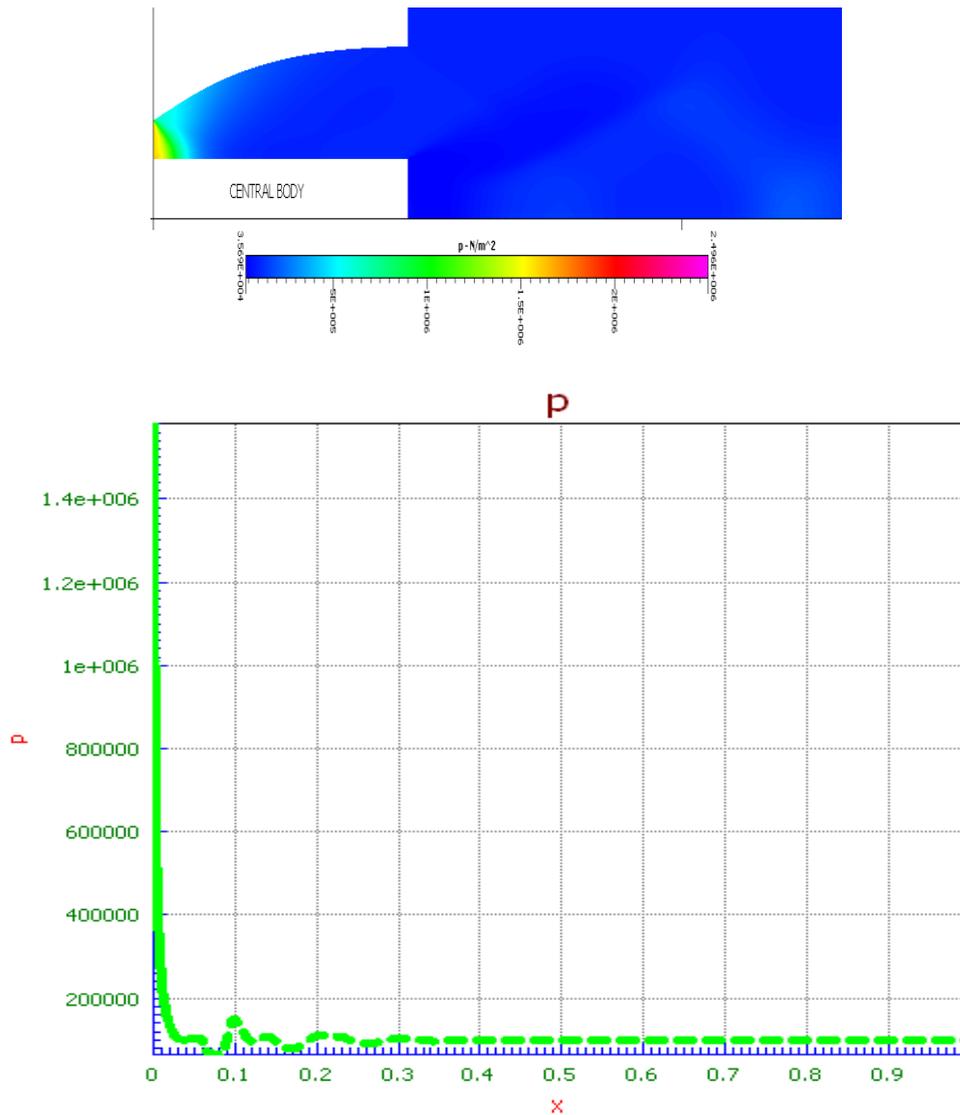


Figure 4.22 : Distribution de la pression de la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=30)

4.8 Régime en sur-détente avec décollement naissant (NPR=15)

4.8.1 Variation du nombre de Mach de la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=15)

La figure 4.23 représente L'évolution du nombre de Mach au long de la tuyère à travers le col, ($0.8 < M < 1.2$) donc l'écoulement est transsonique.

Dans le divergent, l'évolution du nombre de Mach varié d'une valeur de $M=1$ jusqu'à une valeur maximale de 3.00 à la sortie (écoulement supersonique), où nous remarquons qu'il y a un décollement de la couche limite, un choc oblique se forme à la sortie de la tuyère

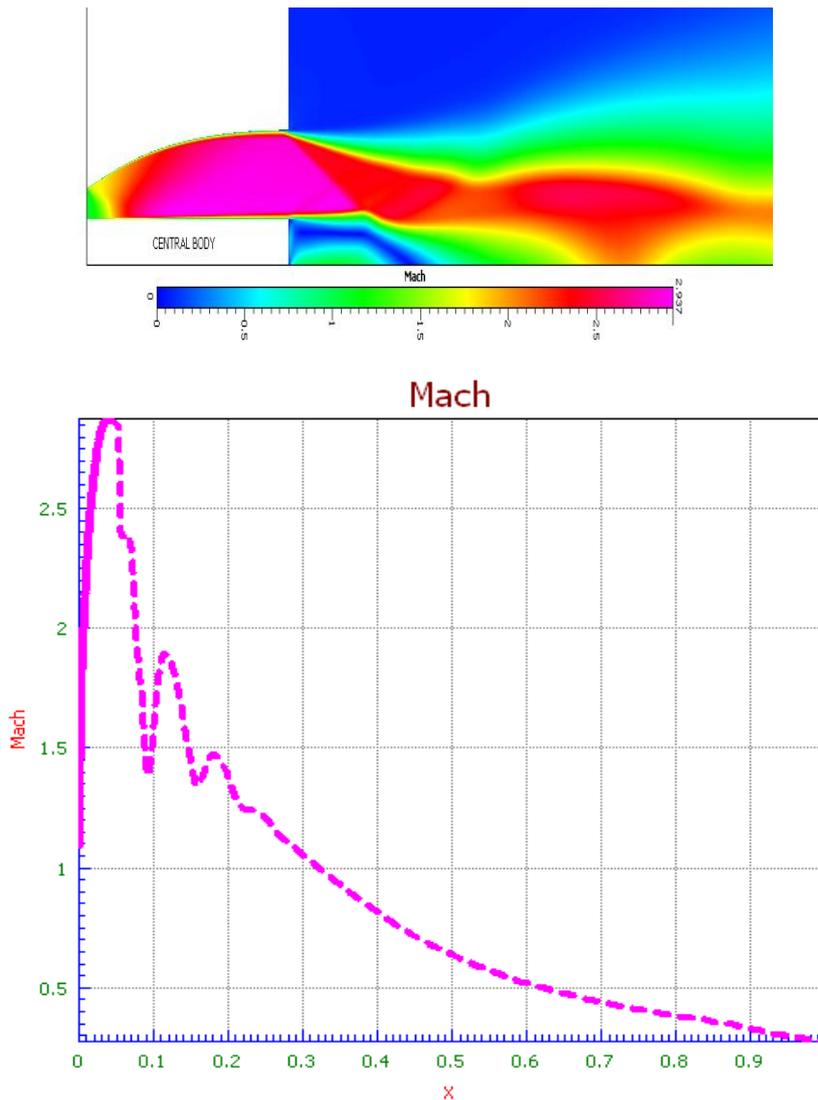


Figure 4.23 : Evolution du nombre de Mach de la tuyère annulaire à corps central Plain (NPR=15).

4.8.2 Evolution de la vitesse dans la tuyère annulaire à corps central Plain (NPR 15)

La figure 4.24 montre le champ de vitesse dans la tuyère. L'écoulement est accéléré tout au long de la tuyère. Il passe par une vitesse faible à l'entrée du convergent à une vitesse sonique au col ($U=900\text{m/s}$) puis à une vitesse supersonique à la sortie du divergent où il atteint une vitesse maximale. Après la sortie de la tuyère, on a une recirculation de l'écoulement de façon spirale donc, il y a une variation sinusoïdale de la vitesse (une accélération dans la partie loin du corps central, et une décélération dans la partie proche du corps central). Quand on s'éloigne de la sortie de la tuyère, la vitesse diminue progressivement jusqu'à une vitesse nulle.

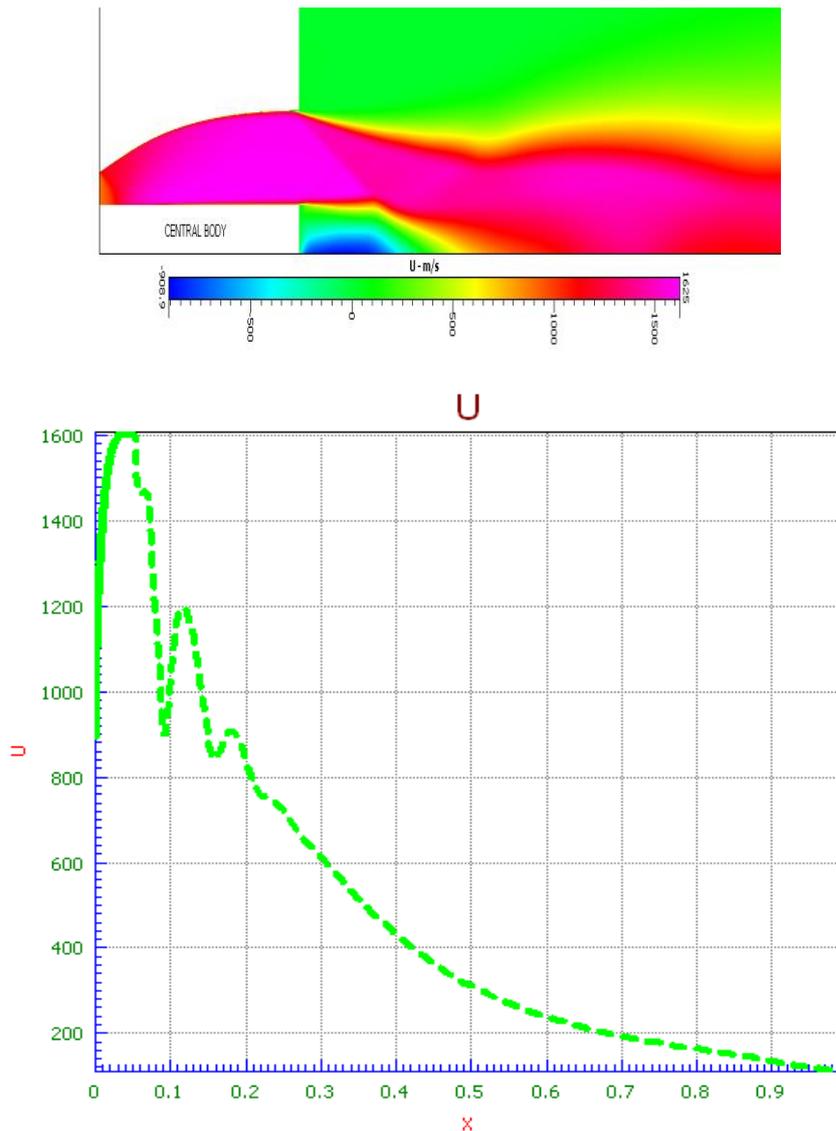


Figure 4.24 : Evolution de la vitesse dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=15).

4.8.3 Variation de la pression dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=15)

La figure 4.25 ci-dessus représente la variation de la pression tout au long de la tuyère à NPR=15. On remarque que la pression est maximale dans la sortie de chambre de combustion. L'écoulement suit une distribution de pression strictement décroissante jusqu'à le point de décollement où elle augmente encore jusqu'à la valeur 1 bar, et elle diminue à la sortie de la tuyère.

Dans le régime de sur-détente, on constate la coexistence de plusieurs phénomènes physiques. Le maillage et le modèle de turbulence utilisés ont pu prédire fidèlement ces phénomènes physiques.

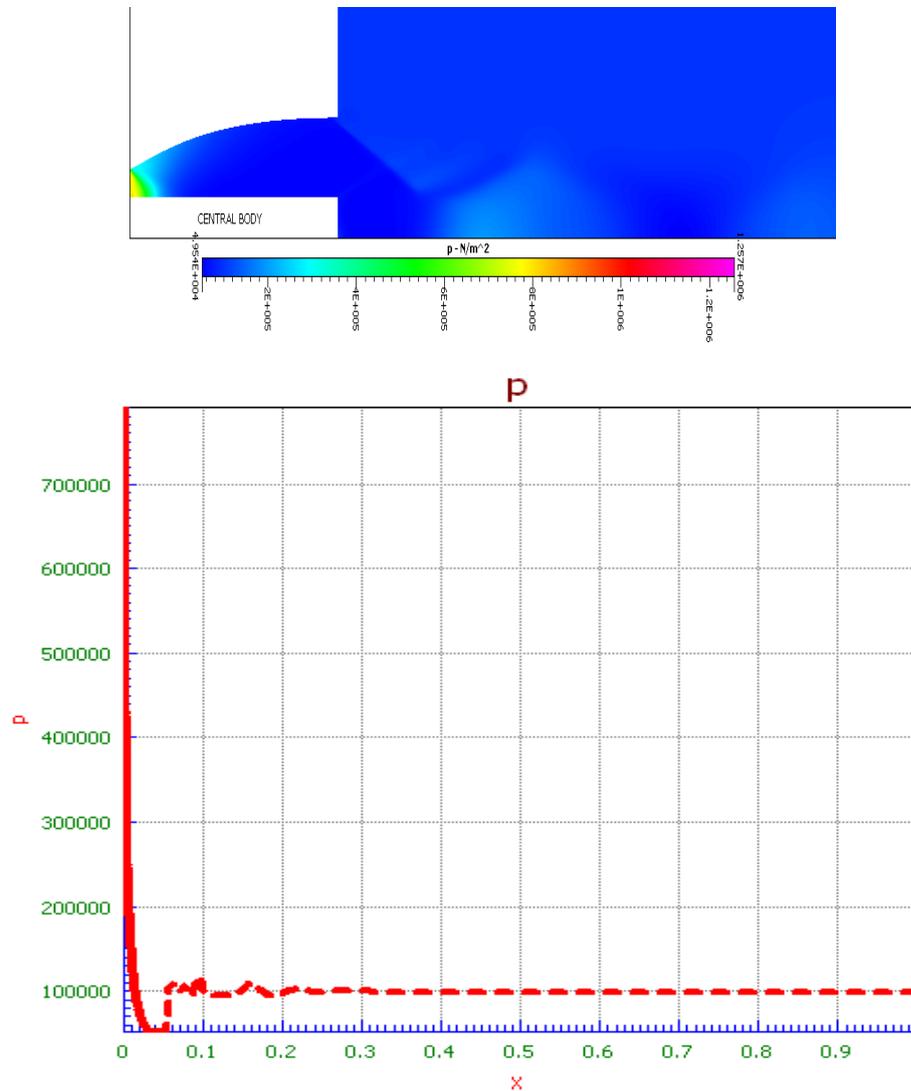


Figure 4.25 : Distribution de la pression de la tuyère annulaire à corps central Plain (NPR=15)

4.9 Régime en sur-détente avec décollement étendu (NPR=05)

4.9.1 Variation du nombre de Mach de la tuyère annulaire à corps central Plain (NPR=05)

La figure 4.26 montre l'évolution du nombre de Mach dans la tuyère. Dans le convergent qui représente la chambre de combustion, ($M < 1$) donc l'écoulement est subsonique.

Dans le col, ($0,8 < M < 1,2$) donc l'écoulement est transsonique (une tuyère amorcée).

Dans le divergent, l'évolution du nombre de Mach varie d'une valeur de $M=1$ de, où nous remarquons un tourbillon en aval du choc normal, ainsi une structure de choc en disque de mach où le nombre de Mach atteint une valeur égale à ($M = 2.6$) en amont de choc, puis chute directement à une valeur subsonique ($0.5 \leq M$) en aval. L'écoulement est décéléré brusquement par l'effet de choc

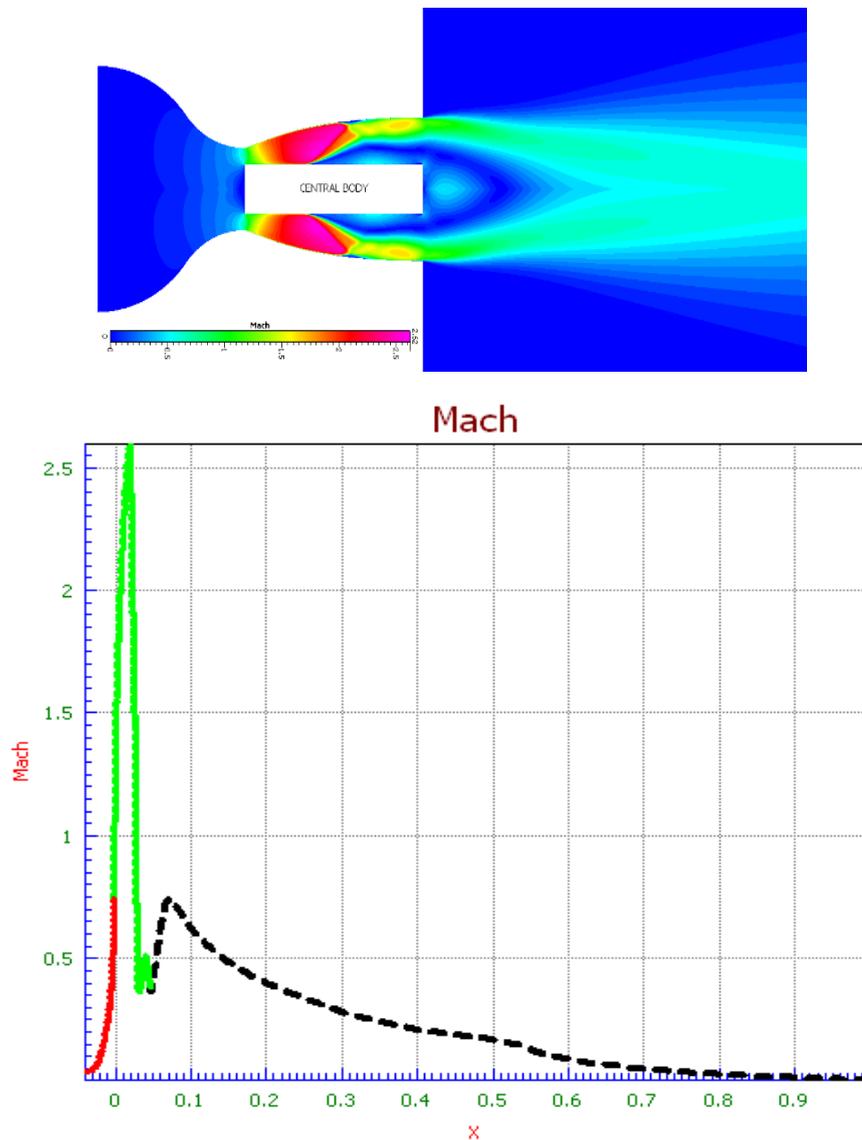


Figure 4.26 : Evolution du nombre de Mach dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=5)

4.9.2 Evolution de la vitesse dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=5)

La figure 4.27 représente la variation de la vitesse dans une direction horizontale dans la tuyère L'écoulement est accéléré tout au long de la tuyère. Il passe par une vitesse

faible à l'entrée du convergent à une vitesse sonique au col, puis à une vitesse supersonique à la partie divergent où il atteint une vitesse maximale égale 1500m/s. La vitesse décroissante car il y a onde de choc oblique asymétrique crée un disque de mach où le décollement se développe autre fois jusqu'à la sortie.

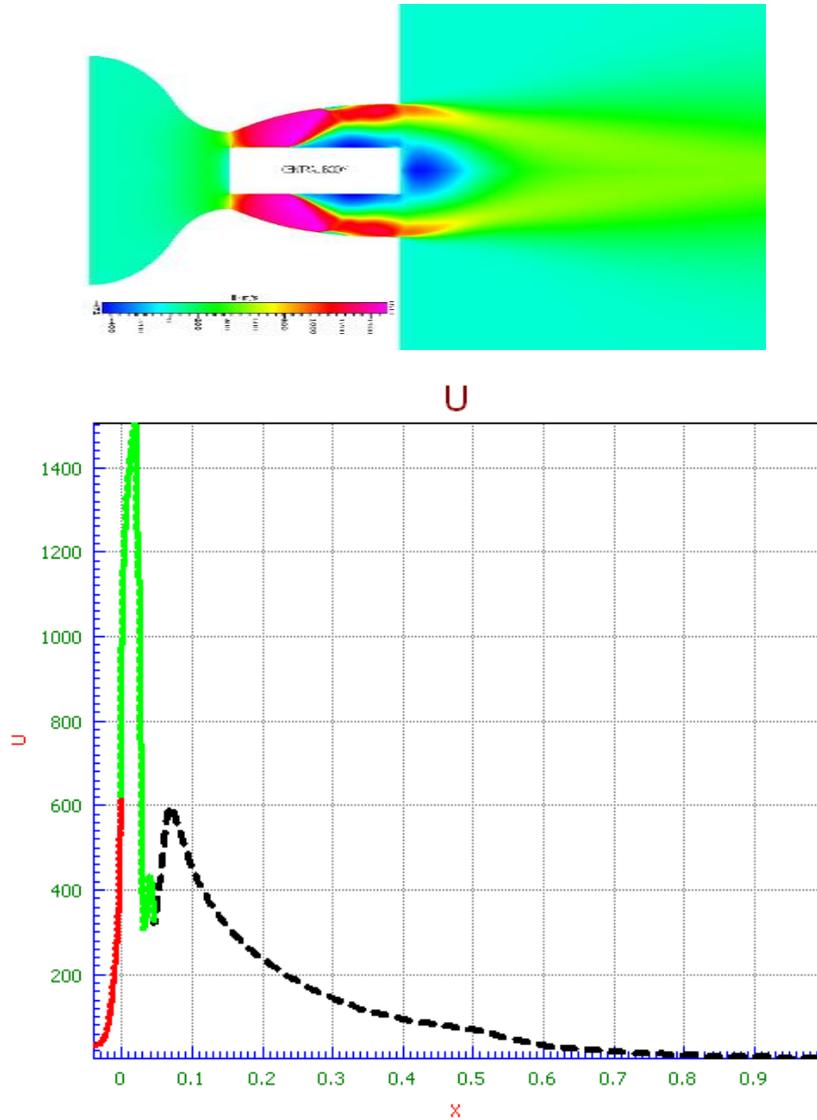


Figure 4.27 : Evolution de la vitesse dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=5)

4.9.3 Variation de la température à la tuyère Annulaire a corps central. Plain (NPR=5)

La figure 4.28 représente la variation de la température dans la tuyère Nous voyons que la température au niveau de la chambre de combustion est égale 2000K. Elle diminue progressivement jusqu'à un point dans le divergent de la tuyère, où Le choc oblique de décollement et de choc incident se réfléchit en formant un disque de Mach. Le choc

réfléchi part d'un point triple où se rencontre le choc incident, le choc réfléchi et le disque de Mach, où nous voyons une augmentation de la température causée à ce phénomène.

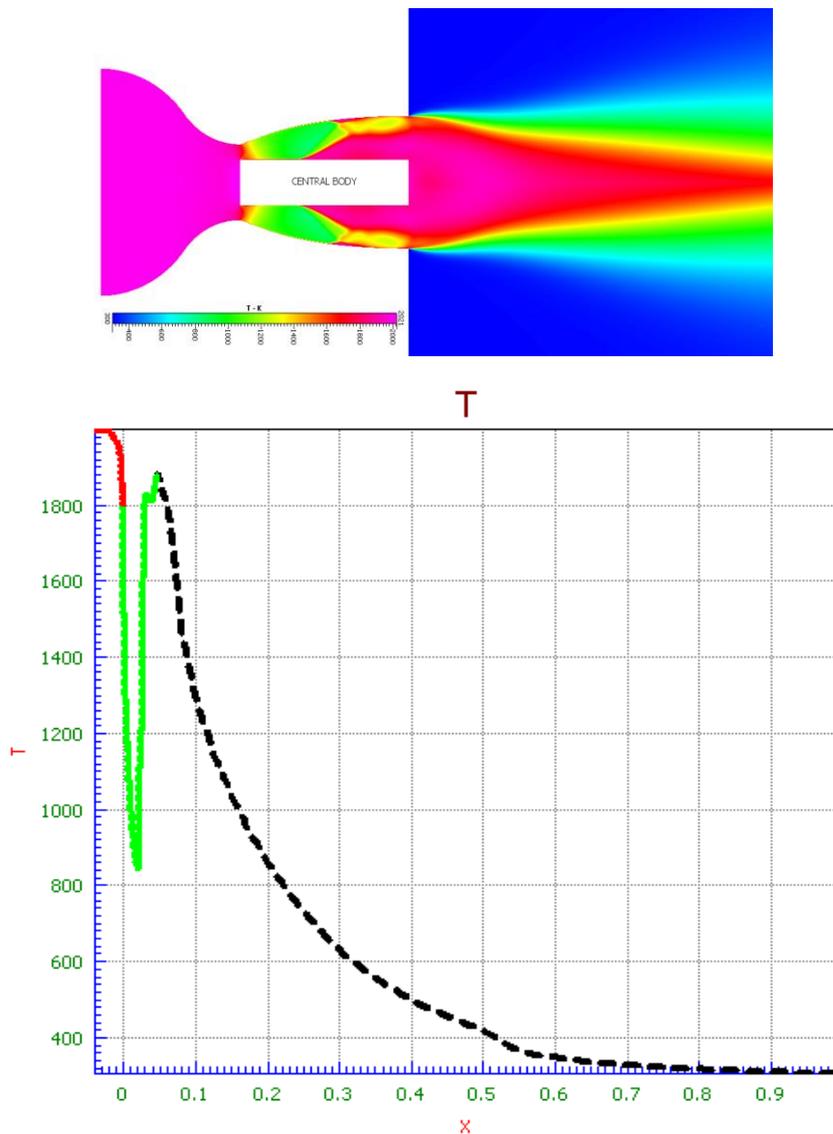


Figure 4.28 : Variation de la température à travers la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=5)

4.9.4 Variation de la pression dans la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=5)

La figure 4.29 montre l'évolution de la pression pariétale normalisée par la pression de la chambre de combustion le long de la tuyère, La pression pariétale diminue progressivement le long de la tuyère jusqu'à la position du point de décollement. Le choc de décollement provoque une croissance rapide de la pression pariétale, ensuite elle s'infléchit et atteint un niveau relativement constant proche de la pression ambiante.

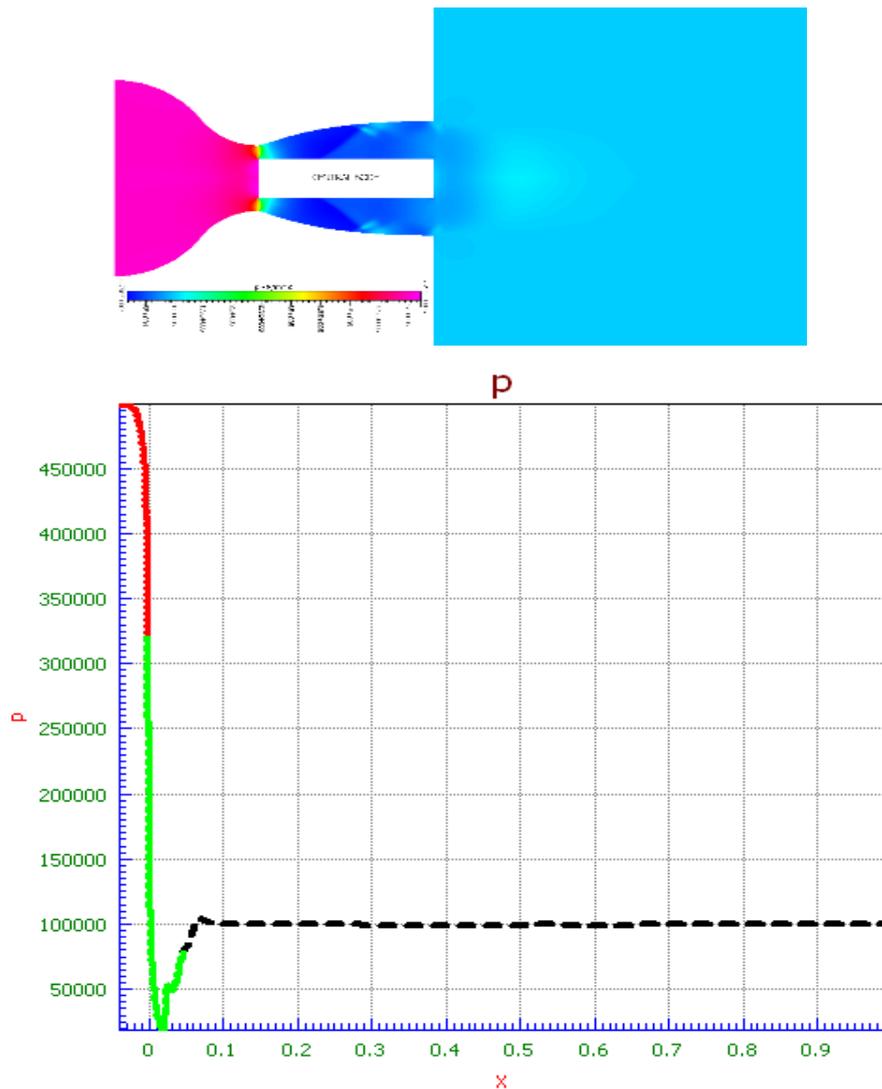


Figure 4.29 : Distribution de la pression de la tuyère annulaire a corps central Plain (NPR=5)

Le figure 4.30 montrent la topologie de l'écoulement de tuyère annulaire a corps central plain pour les NPR=05 ; Au-delà de cette valeur critique, le choc fait décoller la couche limite de la paroi sur laquelle elle s'était développée, bien en amont de la lèvre. Le décollement ainsi créé va se produire dans la région située à l'intérieur de la tuyère.

Au niveau du point de décollement, il se produit une compression rapide de l'écoulement interne à la tuyère depuis une mach non perturbée immédiatement avant le décollement jusqu'au mach en aval du point décollement).

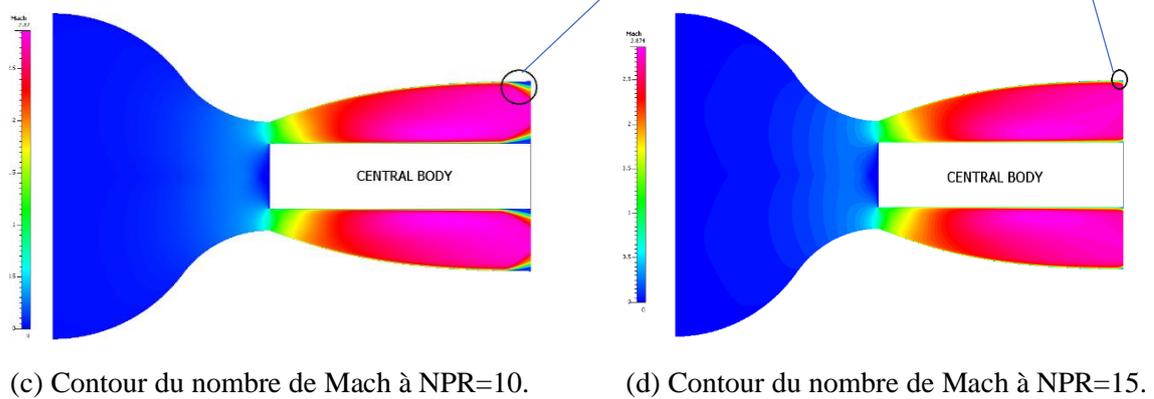
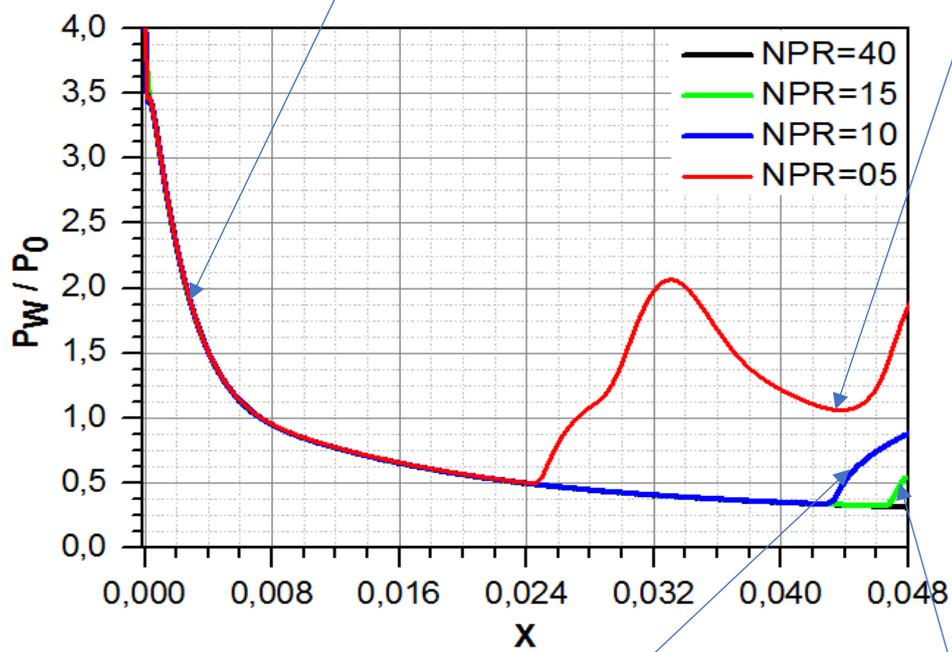
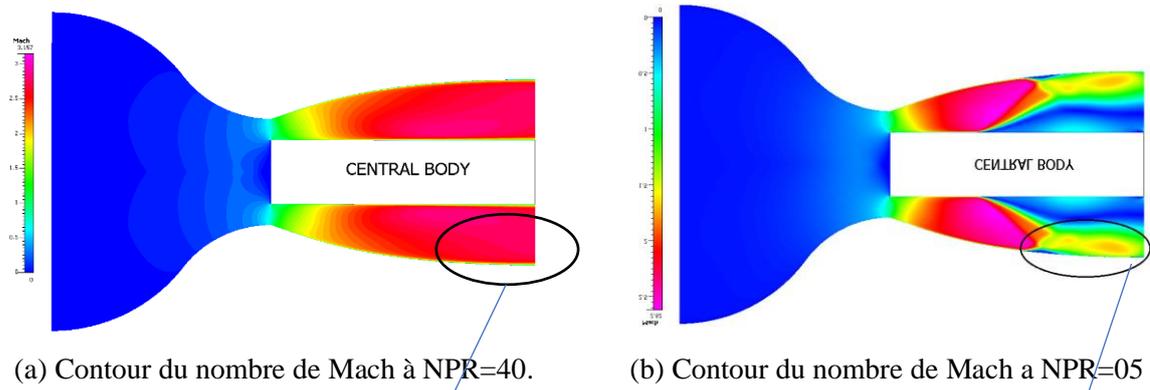
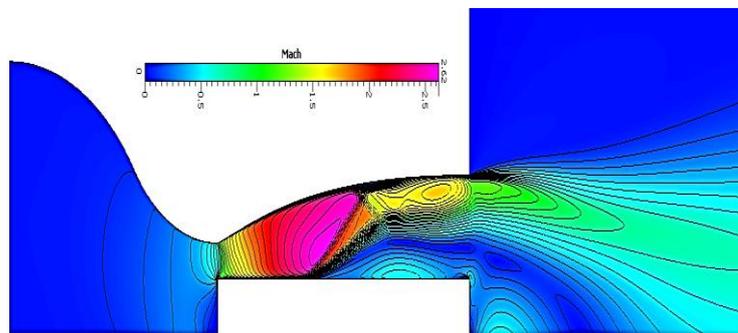


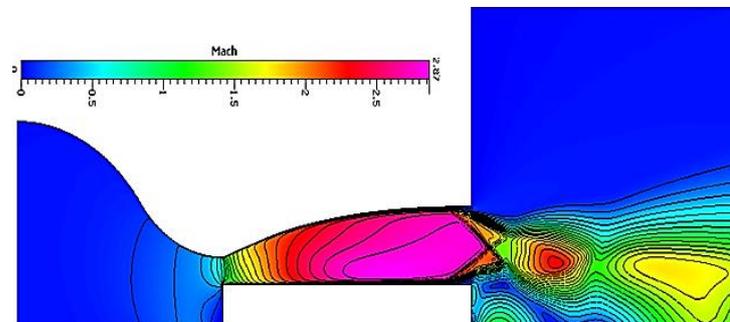
Figure 4.30 : Effet du NPR sur la topologie de l'écoulement dans la tuyère annulaire a corps central Plain.

4.10 Evolution du nombre de Mach et interaction d'ondes de choc

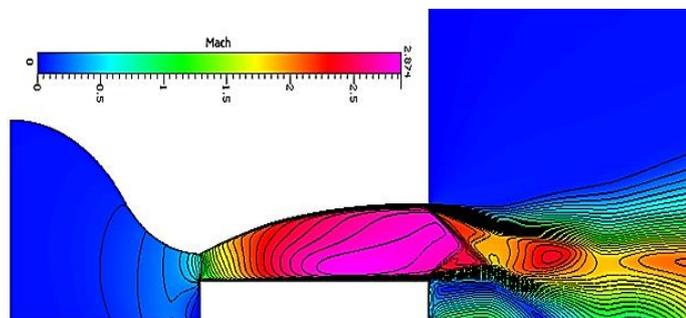
La figure 4.31 montre les contours du nombre de Mach de la tuyère annulaire a corps central Plain pour NPR de 5 jusqu'à 40. Notez qu'il est observé qu'un choc apparaît à l'intérieur de la tuyère pour NPR=5 et NPR=15. Avec l'augmentation du NPR, le point de séparation se déplace en aval du col de la tuyère jusqu'à l'adaptation. Une caractéristique importante pour NPR=5, le choc est asymétrique, et se déplace en devenant symétrique vers la sortie de la tuyère annulaire a corps central Plain, ce qui rend les efforts latéraux quasiment équilibrés. Ceci est un avantage pour la stabilité de la structure durant la phase de démarrage ou bien d'extinction du moteur.



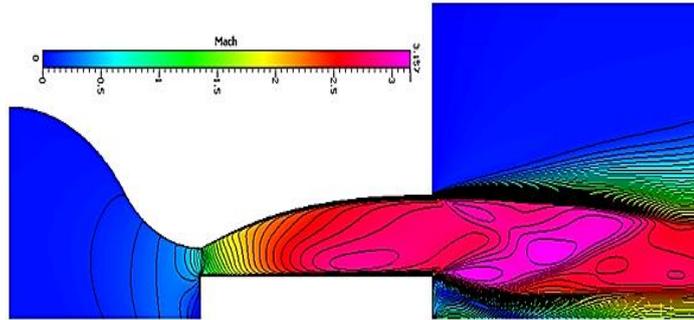
(a)Onde de choc asymétrique (NPR=05).



(b)Onde de choc symétrique (NPR=10).



(c)Onde de choc symétrique (NPR=15).



(d) Adaptation (NPR=40).

Figure 4.31 : Contours iso-Mach et spectre des lignes de courant de l'écoulement séparé de la tuyère annulaire a corps central Plain pour différents NPR.

3.11 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons fait une étude sur l'écoulement compressible supersonique dans la tuyère annulaire a corps central Karnaï et tuyère annulaire a corps central Plain. Nous avons travaillé au début sur la géométrie où nous utilisons le programme ANSYS où nous avons saisi des données les conditions initiales et aux limites, ensuite un maillage pour notre tuyère. En fin nous avons présenté nos résultats sous forme des contours et graphes.

En montrant les résultats de régime supersonique adapté (NPR 40) au premier ensuite le régime en sur-détente (NPR 5, NPR 10, NPR 15) avec l'explication de chaque résultat, D'après l'étude nous avons conclu que le meilleur régime pour la tuyère annulaire a corps central zone Karnaï et tuyère annulaire a corps central Plain c'est le régime supersonique adapté en raison d'un phénomène qui se produit à cause de valeur de la pression atmosphérique est inférieure à l'ambiante. Donc il est observé qu'un choc apparaît à l'intérieur de la tuyère pour NPR=5 et NPR=10 et NPR=15

Après nos résultats nous concluons que la tuyère annulaire a corps central zone Karnaï est meilleur que la tuyère annulaire a corps central Plain.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Ce travail constitue une initiation à l'analyse physique et à la simulation numérique des écoulements compressibles dans les tuyères propulsives supersoniques. Elle vise à découvrir les difficultés réelles rencontrées dans ce domaine ainsi que les outils performants permettant de les résoudre.

Il a motivé ce travail qui s'est focalisée sur le concept de tuyère supersonique l'analyse physique des charges latérales purement aérodynamiques qui sont intervenant dans les cas de décollement libre et restreint dans des tuyères de révolution sur-détendues.

Au cours du processus de simulation numérique des tuyères, nous trouvé des solutions entre les performances au niveau de la mer (décollage et montée à basse altitude) et celles à vide (haute altitude) afin de mieux satisfaire les exigences de la mission dans les limites des performances de ladite tuyère.

Les deux régimes d'écoulement : le régime sonique et supersonique sont présents dans différentes zones du divergent. La couche limite du divergent enregistre un gradient de pression adverse. Lorsque ce dernier dépasse un certain seuil.

Un autre phénomène propre aux écoulements supersoniques se manifeste. Ce phénomène particulier est les ondes de choc. Différentes formes de chocs peuvent être rencontrées : les ondes de chocs droites, obliques, et les ondes de détente. L'interaction de ces différents phénomènes instationnaires entraîne des efforts mécaniques sur la paroi de la tuyère qui peuvent causer des vibrations et des déformations dans les tuyères. Ces efforts mécaniques appelés charges latérales (side-loads) constituent un problème crucial et contraignant dans la conception de la structure de la tuyère.

Les résultats obtenus montrent que :

- Lorsque le régime de décollement restreint intervient dans la tuyère annulaire a corps central zon karnel, les efforts latéraux restent de faible intensité et les niveaux des fluctuations des charges latérales sont moins importants par rapport à la tuyère Plain
- L'efficacité de raidisseur annulaire (le corps central) de la tuyère annulaire a corps central zon karnel assure un décollement contrôlé et symétrique, par conséquent, elle limite la production des fortes charges latérales durant la montée ;
- Le décollement libre est un paramètre pressenti important pour expliquer les charges latérales dans la tuyère annulaire a corps central plain sur-détendue, le gradient de pression pariétal est élevé et sera accompagné par de chocs de grande amplitude ;

Il ressort de ce travail de recherche que le nombre de Mach et le coefficient de poussée sont substantiellement augmentés avec une réduction de la masse de la Tuyère tout en maintenant constante la section au col séparant le convergeant et le divergeant. De plus, les performances géométriques et aérodynamiques de notre nouvelle tuyère annulaire a corps central zon karnel ont été améliorées par rapport à la tuyère classique de longueur minimale tuyère annulaire a corps central plain qui est très utilisée dans les applications aérospatiales.

REFERENCES
BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [01] : Malina F. J., "Characteristics of the rocket motor based on the theory of perfect Gases," J. Franklin Inst., Vol. 230, PP. 433-450, 1940.
- [02] : Sutton G. P., "Rocket Propulsion Elements," sixth edition, California, 1992.
- [03] : Anderson J. D. Jr., "Fundamentals of Aerodynamics," McGraw-Hill Book Company, New York, 1988
- [04] : Philippe Reijasse, "Aérodynamique des tuyères supersoniques", (2007)
- [05] : YOHANN PERROT, "étude, mise au point et validation de modèles de Turbulence compressible", Thèse de doctorat, INSA de Rouen 206.
- [06] : [Http : // fr.wikipedia.org/wiki/Moteur-fusée](http://fr.wikipedia.org/wiki/Moteur-fusée).26-02-2016.
- [07] : Michel. Illig, "CNES Research and Technologies Program Overview", CNES, ISIS 2008.
- [08] : Gerald Hagemann, Frey M, "Shock pattern in the plume of rocket nozzles : needs for design consideration". Shock Waves 17(6), 387–395, 2008.
- [09] : Wagner B., Karl S. and Hannemann K., "Test Case 1a : Short Nozzle Under Separated Flow Condition Numerical Investigation with the DLR Tau-Code", Proceedings of The FSCDATAAC Workshop, Noordwijk, 15-16th November, The Netherlands, 2006.
- [10] : Östlund J and Muhammad-Klingmann B, "Supersonic Flow Separation with application to Rocket Engine Nozzles", Applied Mechanics, Vol 58, 2005.
- [11] : Mattsson J., Högman U. and Torngren L., "A Subscale Test Programme on Investigation of Flow Separation and Side-Loads in Rocket Nozzles", Proc. of the 3rd Europ. Symp. On Aerothermodynamics of Space Vehicles, ESA-ESTEC, 1998.
- [12] : Richard Schwane, and Xia, Y., "Time-Accurate CFD Predictions and Data Validation for Side Load Generation by Flow-Structure Coupling in Over-Expanded Rocket Nozzles", Journal of Mathematical Modelling and Algorithms, Vol. 4, No. 1, pp. 53–65, 2005.

- [13] : Wong Henry, Schwane R., Torngren L., “Investigation of Unsteady Turbulent Flow in an Over- expanded Rocket Nozzle”, 4th Intern. Conf. on Launcher Technology “Space launcher Liquid Propulsion”, Liège, 2002.
- [14] : Onofri M., Nasuti F., “The Physical Origin of Side Loads in Rocket Nozzles”. AIAA Paper 99–2587, 1999.
- [15] : Emanuel Martelli, Francesco Nasuti and Marcello Onofri, “Effect of Wall Shape and Real Gas Properties on Dual Bell Nozzle Flow field” , 41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 10 - 13July 2005, Tucson, Arizona, AIAA 2005- 3943,2005.
- [16] : J.A. Moríñigo, J.J. Salvá, “Numerical study of the start-up process in an optimized rocket nozzle”, Aerospace Science and Technology 12, 485–489, 2008.
- [17] : J.A. Moríñigo, J.J. Salvá, “Numerical Investigation of the Separation Modes Transition and Hysteresis in the Sub-scale J2S Rocket Engine Nozzle”, CNES / ESA 4th International Conference on Launcher Technology : Space Launcher Liquid Propulsion Liège, Belgium, 3-6 December 2002.
- [18] : A.H, «Compressible Fluid Flow». Vol.1. PP.73, 1953.
http://sinweb.paris.ensam.fr/IMG/pdf/Cours_ENSAM_Rejasse.pdf
- [19] : Jean Délery, “Traité d’aérodynamique compressible”, Volume 2, écoulements monodimensionnels stationnaires et surfaces de discontinuité, Lavoisier 2008.
- [20]: Malina F. J., “Characteristics of the rocket motor based on the theory of perfect gases,” J. Franklin Inst., Vol. 230, (1940), 433-450.
- [21]: Zebbiche T. and Youbi Z., “Supersonic Two-Dimernsional Minimum Length Nozzle Design at High Temperature. Application for Air,” AIAA-2006-4599, 42st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Sacramento, California, July 09-12, 2006.
- [22] : AfaqueShams, “Contribution à la simulation numérique des décollements d’écoulements turbulents induits par choc : application à l’écoulement sur-détendu de tuyère supersonique” Ph.DThesis, Université de Poitiers, 2010.
- [23]: Sauer R., “Method of Characteristics for Three-Dimension al Axially Symmetrical Supersonic Flows,” NACA TM-1133, (1947).

- [24]: Coburn N. and Dolph C. L. t, “Method of Characteristics for Three-Dimensional Supersonic flows,” “Proceedings of Symposia in Applied Mathematics, New York, American Mathematical Society, (1949), 55-66.
- [25]: Woutijn J. Baars and Charles E. Tinney and Joseph H. Ruf, Andrew M. Brown, and David, M. Mc Daniels, “Wall Pressure Unsteadiness and Side Loads in Over-expanded Rocket Nozzles”, AIAA JOURNAL, Vol. 50, No. 1, January 2012.
- [26]: A grow B.M. and Emanuel G., “Comparison of Minimum Length Nozzles,” Journal of Fluids Engineering, Vol. 110, PP. 283-288, September 1988.
- [27]: Emanuel G., “Gas dynamic: Theory and Application”, New York, AIAA Educational Serie, 1986.
- [28]: sthuisen P. H. and Carscallen W. E., “Compressible Fluid Flow,” Mc GrawHill, New York, 1997.
- [29] : Ryhming I. L., “Dynamique des Fluides,” Presses Polytechnique romandes, Lausanne, Suisse, 1984.
- [30]: Shapiro, A.H., “The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow,” Volume I, The Ronald Press Co., New York, 1953.
- [31] : Mahfoud El-Ahcene, “ Contribution à l’étude des profils de tuyères en écoulements supersoniques visqueux par la méthode des volumes finis”, Thèse de doctorat Université de Constantine 2014.
- [32] :S. Candel, “Mécanique des Fluides”, Dunod 1995
- [33] : R. Comolet, “Mécanique expérimentale des fluides”, Tome 1, Masson, 1990.
- [34] : Reijasse, P, “Aérodynamique des tuyères propulsives en sur-détente : décollement libre et charges latérales en régime stabilisé”, PhD Thesis, Université de Paris VI, 2005.
- [35] : Jean Délery, “Aérodynamique interne, tuyères et arrières corps”, Département Aérothermodynamique, E.N.S.A.E, 1989.
- [36] : Postlude J and Muhammad-Klingmann B, “Supersonic Flow Separation with application to Rocket Engine Nozzles”, Applied Mechanics, Vol 58, 2005.
- [37] : Manuel Frey, Rydén R., Alziary de Roquefort Th., Hagemann G., James Ph., Kachler Th., Reijasse Ph., Schwane R., Stark R., “European Cooperation on Flow

- Separation Control”, 4th Inter. Conf. On Launcher technology "Space Launcher Liquid Propulsion", Liege, 2002.
- [38] : J.A. Moríñigo, J.J. Salvá, “Numerical study of the start-up process in an optimized rocket nozzle”, *Aerospace Science and Technology* 12, 485–489, 2008.
- [39] : Östlund, J., “Flow processes in rocket engine nozzles with focus on flow separation and side-loads,” Licentiate thesis TRITA-MEK-2002, RIT, Stockholm, Sweden.
- [40] : Emanuele Martelli, Nasuti, F., and Onofri, M., “Numerical Analysis of Film Cooling in Advanced Rocket Nozzles”, *AIAA Journal*, Vol. 47, No. 11, 2009, pp. 2558–2604, 2009.
- [41] : [Http : // fr.wikipedia.org/wiki/Moteur-fusée](http://fr.wikipedia.org/wiki/Moteur-fusée).26-02-2016.
- [42] : Dany Vandromme, “Contribution à la modélisation et la prédiction d’écoulements turbulents à masse volumique variables”, Thèse de doctorat Université des sciences et technique de Lille 1983.
- [43] : Frey M. and Hagemann, G. “Status of flow separation prediction in rocket nozzles”, 34th AIAA/ASME/SAE/ASEE, Joint Propulsion Conference & Exhibit (July 13-15, 1998, Cleveland, OH), AIAA Paper 98-3619
- [44] : Nave L.H and Coffey G.A. “Sea-level side-loads in high area ratio rocket engine”. AIAA Paper 73-1284, 1973.
- [45] : Deck, S. “Simulation numérique des charges latérales instationnaires sur des configurations de lanceur”, thèse de Doctorat de l’Université d’Orléans, ONERA 2002.
- [46] : Frey, M. and Hagemann, G. “Critical assessment of dual-bell nozzles,” *J. of Propulsion and Power*, Vol. 15, No. 1, pp. 137-143, 1999.
- [47] : Girard, S., “Etude des charges latérales dans une tuyère supersonique sur-détendue”. Thèse de Doctorat de l’Université de Poitiers, 15 décembre 1999.
- [48] : Nguyen, A. T., Girard, S., Alziary de Roquefort, T. “Etude de l’écoulement dans une tuyère à contour parabolique en régime sur-détendu”. Rapport LEA sous commande ONERAN°6983/DA/CDES, juillet 2001
- [49] : Östlund, J. and BIGert, M., “A subscale investigation on side loads in sea level rocket nozzle,” 35th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and

Exhibit, Fort Lauderdale, Florida, AIAA 99-2759, 1999.

- [50] : Terhardt, M., Hagemann, G., Frey, M. “Flow separation and side-loads behavior of the Vulcain engine”. AIAA-99-2762.
- [51] : McKenney T.D. Flow separation in overexpanded supersonic nozzles. ARS Journal, page 320, Sept/Oct 1954.
- [52] : CFD- FASTRAN User Manuel, “CFD Research Corporation”, V2003
- [53] : Bekka N. “Simulation numérique d’un écoulement turbulent autour d’une paroi courbée : Comparaison des modèles de turbulence”. PhD thesis, Université de Mentouri de Constantine, 2009.
- [54] : Lüdeke H., Calvo J.B., and Filimon A. “Fluid Structure Interaction at the ARIANE-5 Nozzle section by advanced turbulence models”, European Conference on Computational Fluid Dynamics, ECCOMAS CFD, 2006.