



HAL
open science

Synthèse des travaux de recherche dans le domaine des écoulements supersoniques centrés sur les problématiques des tuyères propulsives

Mohamed Sellam

► **To cite this version:**

Mohamed Sellam. Synthèse des travaux de recherche dans le domaine des écoulements supersoniques centrés sur les problématiques des tuyères propulsives. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Evry -Val d'Essonne, 2013. <tel-04415470>

HAL Id: tel-04415470

<https://hal.science/tel-04415470v1>

Submitted on 24 Jan 2024

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Distributed under a Creative Commons CC0 1.0 - Universal - International License



UNIVERSITÉ
D'ÉVRY-VAL-D'ESSONNE



UNIVERSITÉ D'ÉVRY VAL-D'ESSONNE

Habilitation à Diriger des Recherches

Spécialité : Mécanique des fluides

Titre : Synthèse des travaux de recherche dans le domaine des écoulements supersoniques centrés sur les problématiques des tuyères propulsives.

Par

Mohamed SELLAM

Laboratoire de Mécanique et d'Énergétique d'Evry (LMEE)

Le 06 Décembre 2013

Devant le jury composé de :

Rapporteur	David ZEITOUN	Professeur à l'Université d'Aix Marseille
Rapporteur	Laurent DALA	Professeur à l'Université de Pretoria (Afrique du Sud). President of the Aeronautical Society of South Africa (AeSSA)
Rapporteur	Patrick GNEMMI	Chef du groupe Aérothermodynamique et tubes à choc. Institut Franco-allemand de Saint-Louis (ISL)
Examineur	Pascal BAUER	Professeur à l'ENSMA (Poitiers)
Examineur	Bruno CHANETZ	Professeur associé à l'Université de Paris-Ouest
Examineur	Zi-Qiang FENG	Professeur à l'Université d'Evry, Directeur du Laboratoire LMEE
Examineur	Amer CHPOUN	Professeur à l'Université d'Evry

AVANT-PROPOS

Ce mémoire est présenté en vue de l'obtention de l'Habilitation à Diriger les Recherches (HDR) à l'Université d'Evry Val d'Essonne. Il représente une synthèse des activités d'enseignement et de recherche que j'ai effectuées depuis mon recrutement au poste de Maître de conférences à l'Université d'Evry en Septembre 2000. Mes enseignements sont assurés au Département Génie Thermique et Energie (GTE) de l'IUT d'Evry, alors que mes travaux de recherche ont lieu au Laboratoire de Mécanique et d'Energétique d'Evry (LMEE).

Le document commence par une présentation générale, sous forme d'un CV étendu dans lequel je présente mon parcours universitaire et professionnel ainsi que les activités d'enseignement, d'encadrement, de collaboration et les différentes responsabilités administratives et électives.

La deuxième partie du mémoire est consacrée à une synthèse de mes activités de recherche. La part la plus importante revient au concept de la vectorisation de la poussée d'une tuyère supersonique par injection fluidique dans le divergent. Cette thématique a été abordée sous les trois aspects : analytique, expérimental et numérique.

D'autres activités liées également au fonctionnement des tuyères supersoniques, concernant les instabilités des chocs de séparation et leur impact sur le comportement structural de la tuyère, sont traitées dans une rubrique commune. Ce volet a été abordé d'une part par l'étude des phénomènes de décollements dissymétriques et d'autre part par l'étude des vibrations induites lors de l'interaction choc-structure par le couplage fluide-structure.

Un dernier volet est consacré à d'autres thématiques, abordées succinctement, tels que les phénomènes d'interférences de choc, les écoulements réactifs dans une tuyère et le moteur à détonation pulsée.

J'espère que ce manuscrit sera d'une clarté suffisante pour que d'une part les doctorants et autres jeunes chercheurs puissent y trouver les éléments nécessaires à certains de leurs interrogations et pour susciter l'intérêt et la curiosité pour les autres.

Mohamed Sellam

Tables des matières

NOMENCLATURE	6
INTRODUCTION GENERALE	8
1. CONTEXTE DES RECHERCHES	8
2. ORGANISATION DU MÉMOIRE	9
CHAPITRE 1 : CURRICULUM VITAE ETENDU	10
1.1 BIOGRAPHIE	10
1.2 ETAT CIVIL	11
1.3 FORMATION UNIVERSITAIRE	11
1.4 CURSUS PROFESSIONNEL	12
1.5 ACTIVITÉS DE RECHERCHE	12
1.5.1 Encadrement de la Recherche	13
1.5.1.1 Encadrement en Master, DEA et Magister	14
1.5.1.2 Encadrement doctoral	14
1.5.2 Projets de recherche et financement	16
1.6 RAYONNEMENT ET COLLABORATIONS	17
1.7 PRODUCTIONS SCIENTIFIQUES	18
1.8 ACTIVITÉS D'ENSEIGNEMENT	23
1.8.1 Enseignement au niveau DUT	23
1.8.2 Enseignement en Licence et Master	25
1.9 RESPONSABILITÉS ADMINISTRATIVES ET ÉLECTIVES	25
1.10 ACTIVITÉS D'ENSEIGNEMENT ET RESPONSABILITÉ À L'ÉTRANGER	26
CHAPITRE 2 : VECTORISATION PAR INJECTION FLUIDIQUE - GÉNÉRALITÉS	28
2.1 INTRODUCTION ET POSITION DU PROBLÈME	28
2.2 RAPPELS SUR LE FONCTIONNEMENT DES TUYÈRES PROPULSIVES	29
2.3 DÉCOLLEMENT DANS LES TUYÈRES	30
2.4 CRITÈRES DE DÉCOLLEMENT DANS LES TUYÈRES	33
2.5 MOTIVATIONS SUR L'UTILISATION DE L'INJECTION FLUIDIQUE POUR LA VECTORISATION DE LA POUSSÉE	34

2.6 DÉFINITION DES PARAMÈTRES DE PERFORMANCE.....	35
2.6.1 Angle de vectorisation	35
2.6.2 Coefficients d'efficacité ou d'amplification	36
BIBLIOGRAPHIE RELATIVE AU CHAPITRE 2	38
CHAPITRE 3 : MODÈLE ANALYTIQUE DE LA VECTORISATION FLUIDIQUE	40
3.1 INTRODUCTION	40
3.2 PROBLÉMATIQUES DE L'INJECTION D'UN FLUIDE SECONDAIRE DANS UN ÉCOULEMENT SUPERSONIQUE.....	40
3.2.1 Cas bidimensionnel	40
3.2.2 Cas tridimensionnel	42
3.3 MODÈLES ANALYTIQUES DE VECTORISATION FLUIDIQUE	43
3.3.1 Modèle d'injection par un orifice circulaire.....	43
3.3.2 Modèle d'injection par une fente rectangulaire.....	47
3.4 CALCUL DES FORCES AGISSANT SUR LA TUYÈRE	48
3.5 RÉSULTATS ET VALIDATION	50
3.5.1 Injection par orifice circulaire	50
3.5.2 Injection par une fente rectangulaire	52
3.6 CONCLUSION	62
BIBLIOGRAPHIE RELATIVE AU CHAPITRE 3	63
CHAPITRE 4 : VECTORISATION FLUIDIQUE - ÉTUDE EXPÉRIMENTALE.....	64
4.1 CONTEXTE DE L'ÉTUDE	64
4.2 BANC D'ESSAI ET CONDITIONS EXPÉRIMENTALES	64
4.2.1 Groupe de pompage	65
4.2.2 Conditions de fonctionnement et modèles des tuyères étudiées.....	66
4.2.3 Moyens expérimentaux de diagnostic.....	67
4.2.3.1 Analyses qualitatives	67
4.2.3.2 Analyses quantitatives	68
4.3 CONDITIONS RELATIVES AUX CALCULS NUMÉRIQUES.....	70
4.4 RÉSULTATS ET ANALYSES	71
4.4.1 Influence de la position d'injection.....	71
4.4.2 Influence de la forme de la tuyère et des conditions de fonctionnement	76
a) Influence du taux d'injection à NPR constant	76
b) Influence de NPR à SPR constant	77
4.4.3 Influence de la forme de l'injecteur et de l'angle d'injection	80

a) Géométrie de l'injecteur	80
b) Orientation de l'injecteur	82
4.4.4 Influence des propriétés thermodynamiques du gaz	84
4.4.5 Etude en gaz chauds	90
4.5 CONCLUSION ET REMARQUES	94
BIBLIOGRAPHIE RELATIVE AU CHAPITRE 4	96
CHAPITRE 5 : DÉCOLLEMENTS DISSYMMÉTRIQUES ET INTERACTION FLUIDE-STRUCTURE	97
5.1 PROBLÉMATIQUE	97
5.2 DÉCOLLEMENTS DISSYMMÉTRIQUES	98
5.2.1 INTRODUCTION ET MOTIVATIONS	98
5.2.2 CONDITIONS EXPÉRIMENTALES	99
5.2.3 SIMULATION NUMÉRIQUE	99
Maillage et conditions aux limites :	100
5.2.4 RÉSULTATS	101
a) Simulation 2D	102
b) Simulation 3D	104
5.2.5 CONCLUSION	106
5.3 INTERACTION FLUIDE-STRUCTURE	107
5.3.1 Contexte de l'étude	107
5.3.2 Introduction et position de la problématique	107
5.3.3 Modèle de stabilité aéroélastique	110
a) Rappel sur le modèle de Pekkari	110
b) Stabilité aéroélastique	112
5.3.4 Modèle modifié	114
5.5 Couplage fluide structure	116
5.6 Application	116
5.6.1 Définition du cas-test	116
5.6.2 Résultats	117
5.7 CONCLUSION ET REMARQUES	119
BIBLIOGRAPHIE RELATIVE AU CHAPITRE 5	121
CHAPITRE 6 : AUTRE ACTIVITÉS	123
6.1 ECOULEMENT RÉACTIFS : CAS MASCOTTE	123
6.1.1 INTRODUCTION	123

6.1.2 OBJECTIFS ET MISE EN ŒUVRE DES CALCULS	124
6.1.3 MODÈLES CINÉTIQUES.....	125
6.1.3.1 Modèle d'Evans-Sheynaider-modifié.....	125
6.1.3.2 Modèle d'Eklund	127
6.1.4 RÉSULTATS DES CALCULS.....	127
6.1.4.1 Données initiales de calcul et propriétés des gaz	127
6.1.4.2 Présentation de quelques résultats de calcul	128
a) Grandeurs pariétales.....	128
b) Champs aérodynamiques.....	129
c) Productions chimiques	130
6.1.5 CONCLUSION	133
6.2 MOTEUR À DÉTONATION PULSÉE	134
6.2.1 INTRODUCTION	134
6.2.2 CONFIGURATIONS ÉTUDIÉES ET RÉSULTATS	134
6.2.3 REMARQUES ET CONCLUSION	138
6.3 INTERFÉRENCES DE CHOCS.....	139
6.3-1 CONTEXTE	139
6.3.2 IDENTIFICATION DES OBJECTIFS ET CADRE DE L'ÉTUDE	139
6.3.3 STRATÉGIE DE CALCUL, RÉSULTATS ET DISCUSSION	140
BIBLIOGRAPHIE RELATIVE AU CHAPITRE 6.....	142
CHAPITRE 7 : CONCLUSION ET PERSPECTIVES	145

NOMENCLATURE

A	Surface
c	Célérité du son
C_d	Coefficient de décharge
C_f	Coefficient de frottement
C_M	Coefficient du moment
c_p	Capacité calorifique à pression constante
C_p	Coefficient de pression
c_v	Capacité calorifique à volume constant
C_{AF}	Facteur d'amplification de la force
C_{AI}	Facteur d'amplification global
C_{AV}	Facteur d'amplification de vectorisation
D	Dynalpie
d_n	distance normale à la paroi
F	force
f_m	$f_m = \dot{m}_j / \dot{m}_0$ rapport du débit secondaire au débit to primaire
h	Enthalpie, hauteur du jet secondaire
I_{sp}	Impulsion spécifique
k	Taux de production de l'énergie de turbulence
l_n	Longueur de la tuyère
M	Nombre de Mach
M_g	Mass Molaire du gaz
P	Pression totale
p	Pression
P_r	Nombre de Prandtl
S	Surface
R_g	Constante spécifique du gaz
Re	Nombre de Reynolds
Sc	Nombre de Schmidt
T	Température
U	Vitesse de l'écoulement
V	Volume
L	Longueur d'interaction
E	Module de Young
u	Vitesse dans la direction x
v	Vitesse dans la direction y
w	Vitesse dans la direction z , déplacement
x	Direction axiale de l'écoulement
y	Direction verticale de l'écoulement
z	Direction latérale de l'écoulement

Symboles Grecques

α	Angle tangent entre le profil et l'axe de l'écoulement principal, demi angle du cône
δ	Angle de vectorisation

δ_{BL}	Épaisseur de la couche limite
ε	Taux de dissipation de la turbulence
φ	Angle de l'arc.
γ	Rapport des capacités calorifiques
μ	Viscosité dynamique, moléculaire
μ_t	Viscosité turbulente
ν	Viscosité cinématique
ρ	Masse volumique
σ	A_e/A_c rapport d'expansion
τ_w	Frottement pariétal
X	Fraction molaire

Indices

0	Valeurs et conditions initiales
a	Conditions ambiantes
c	Conditions critiques au col de la tuyère
e	Conditions en sortie de la tuyère
I	Interface
j	Injection secondaire
s	Isentropique, séparation
w	Conditions à la paroi

Autres Symboles

\dot{m}	Débit massique
R	Constante universelle des gaz parfaits
y^+	Distance adimensionnelle à la paroi

Acronymes

1D	Monodimensionnel
2D	Bidimensionnel
3D	Tridimensionnel
BL	Couche limite ou "boundary-layer"
C-D	Convergent-divergent
CFD	Computational fluid dynamics
DES	Detached Eddy Simulation
FTV	Fluidic Thrust Vectoring
LES	Large Eddy Simulation
MoC	Method of Characteristics
<i>NPR</i>	Rapport des pressions de la tuyère
SITVC	Secondary Injection Thrust Vector Control
<i>SPR</i>	Rapport de la pression secondaire
SVC	Shock vector control
RM	rapport de mélange

INTRODUCTION GENERALE

1. Contexte des recherches

J'ai intégré l'équipe d'énergétique dirigée par Girard Poissant au laboratoire CEMIF (devenu LMEE par la suite) en Septembre 1997 en tant qu'attaché temporaire d'enseignement et de recherche (ATER) au département GTE de l'IUT d'Evry. Durant cette période, j'ai eu l'opportunité de conduire une étude, par analyse numérique, sur un nouveau mode de propulsion par combustion en régime de détonation pulsée (PDE). Le code PLEXUS, développé par le CEA et mis à la disposition du laboratoire, a été utilisé pour cette étude. Cette thématique rejoignait en effet les activités de cette équipe sur les détonations dans les mélanges Hydrogène – Air.

Au lendemain de mon recrutement comme maître de conférences au département GTE en Septembre 2000, j'ai intégré l'équipe de recherche dirigée par Amer Chpoun, professeur au département GMP de l'IUT d'Evry. La thématique de l'équipe de recherche est orientée essentiellement vers l'étude des écoulements compressibles supersoniques et hypersoniques et les phénomènes d'interférence de chocs. Dans un premier temps, je me suis intéressé à l'analyse par simulation numérique des interférences de chocs dans les écoulements supersoniques, notamment l'influence du bord de fuite sur la taille du disque de Mach lors d'une réflexion irrégulière, ainsi que les problèmes d'entrées d'air hypersoniques. Cette activité s'inscrivait dans le prolongement des activités, bien connues, d'Amer Chpoun sur les phénomènes d'interactions de chocs.

Notre thématique a été par la suite orientée vers l'étude des problématiques des écoulements dans les tuyères propulsives. Cette reconversion a été motivée par notre rapprochement du pôle ATAC (Aérodynamique des Tuyère et Arrière Corps). Le groupe ATAC, piloté par l'ONERA, réunit un certain nombre de laboratoires comme le LEA de Poitiers, l'IUSTI de Marseille, le CORIA de Rouen...etc. Ce groupe travaille sur des projets amont du consortium CNES-SNECMA, sur des thématiques en relation avec le développement du moteur Vulcain en particulier.

Dans le contexte général de ces activités, nous avons entrepris une étude sur le concept d'orientation (vectorisation) du vecteur poussée d'une tuyère axisymétrique supersonique par injection fluidique dans le divergent de cette tuyère. Une première étude a été menée sur la mise au point d'un modèle analytique, permettant le calcul des performances de la vectorisation pour des conditions de fonctionnement données d'une tuyère. Les résultats du modèle ont été comparés aux résultats expérimentaux sur quelques rares cas-tests publiés ainsi qu'aux résultats numériques basés sur des calculs RANS.

Cette première étape a été poursuivie par une étude expérimentale dans le cadre d'une thèse pilotée par le programme PERSEUS du CNES. Ce travail a été réalisé en collaboration avec l'institut ICARE du CNRS d'Orléans.

Une autre thématique liée aux problématiques des tuyères supersoniques a été abordée par notre équipe sur les phénomènes d'interférence de chocs dans les tuyères supersoniques et leur interaction avec la structure (couplage fluide-structure).

En résumé, mes activités de recherche au sein du laboratoire LMEE se déclinent autour de trois axes principaux :

- Vectorisation fluidique des tuyères propulsives.
- Problématiques liées aux décollements dans les tuyères supersoniques.
- Activités autour des écoulements réactifs et les interférences de chocs.

Ce mémoire constitue une version étoffée du rapport soumis au Conseil Scientifique de l'Université d'Evry et validé en date du 10/04/2013.

2. Organisation du mémoire

Le document est scindé en deux parties :

La première est une présentation du candidat sous forme d'un CV étendu dans lequel sont résumées les activités d'enseignement et de recherche ainsi que les diverses responsabilités collectives, électives et d'encadrement.

La deuxième partie résume les différentes activités de recherche que j'ai réalisées et/ou encadrées dans le cadre de thèses de doctorat. Cette partie est organisée en cinq chapitres, regroupant les différentes thématiques abordées et qui se déclinent comme suit :

- Rappels théoriques et introduction à la vectorisation fluidique.
- Modèle analytique sur la vectorisation de la poussée par injection fluidique.
- Etude expérimentale et optimisation de la vectorisation fluidique.
- Instabilité des chocs de décollement dans les tuyères et interaction fluide-structure.
- Ecoulements réactifs dans les tuyères propulsives, moteur à détonation pulsée et interférences de chocs.

Dans ce document il n'a pas été fait référence de façon délibérée à mon travail de recherche dans le cadre de ma thèse de doctorat dans le domaine de la détonique. En effet, les activités de recherche portées par le LMEE, pour lesquelles je me suis engagé au lendemain de mon recrutement à l'université d'Evry, ne recoupaient pas ma spécialité d'origine. Une reconversion thématique m'a été donc nécessaire. Dès lors, tout le travail présenté dans ce manuscrit concerne exclusivement la période passée à l'université d'Evry et au LMEE.

CHAPITRE 1

Curriculum Vitae Etendu

1.1 BIOGRAPHIE

Mon cursus universitaire commence à l'université des sciences et technologie (USTHB) d'Alger par la préparation du diplôme d'études supérieures (DES) en mécanique des fluides obtenu en Juin 1981. Par la suite j'ai intégré l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (ENSMA) de Poitiers où j'ai obtenu le diplôme de DEA en Energétique en 1982 puis une thèse de doctorat de troisième cycle en Energétique, préparée au Laboratoire d'Énergétique et de Détonique (LED) de cette même école et soutenue en Janvier 1986. Après mon diplôme de doctorat j'ai travaillé de Mars 1986 à juin 1987 comme chercheur vacataire au laboratoire LED de l'ENSMA. Durant cette période j'étais en charge d'installer et d'adapter au système VAX-VMS d'un programme (TDL) de simulation de la propagation et l'interaction des ondes de détonation dans les explosifs et milieux condensés. Parallèlement j'ai participé à l'encadrement de projets d'élèves ingénieurs et assisté un nouveau doctorant dans la préparation de son DEA.

En Septembre 1987 j'ai intégré l'Institut d'Aéronautique de l'Université de Blida en Algérie, comme maître assistant chargé des cours jusqu'en 1995. En plus de mes activités d'enseignement, j'ai occupé également diverses responsabilités administratives au sein de cet établissement (chef du département propulsion et structure, directeur des études et des relations internationales, membre du conseil scientifique,...).

De 1996-2000 j'ai travaillé comme attaché temporaire d'enseignement et de recherche (ATER) au département GTE de l'IUT d'Evry.

Depuis 2000 j'occupe le poste de maître de conférences à l'Université d'Evry Val d'Essonne. Mes activités d'enseignements ont lieu au département de Génie Thermique et Energie (GTE) de l'IUT d'Evry-Brétigny et mes activités de recherche au laboratoire de Mécanique et d'Énergétique d'Evry (LMEE).

Mes activités de recherche au sein du laboratoire LMEE concernent les problématiques des écoulements supersoniques, appliqués en particulier aux tuyères propulsives. Ces activités concernent aussi bien les domaines de la modélisation analytique, les simulations numériques et les études expérimentales.

Les activités expérimentales ont été réalisées grâce à la mise en place d'une collaboration avec l'institut ICARE du CNRS d'Orléans, dans le cadre d'une thèse de doctorat sur les nouveaux concepts de propulsion pilotés par le programme PERSEUS du CNES.

D'autres activités contractuelles et collaboratives sont par ailleurs menées dans le cadre du pôle de recherche ATAC (Aérodynamique des Tuyères et Arrière Corps) du CNES.

1.2 ETAT CIVIL

Nom : SELLAM

Prénom : Mohamed

Date et lieu de naissance: 31 Décembre 1958 à Palestro (Lakhdaria) - Algérie

Nationalité : Française

Situation matrimoniale: Marié, 1 enfant

COORDONNEES

Professionnelles

LMEE, 40 rue de Pelvoux
91020 Evry Cedex
01.69.47.75.58 / 01.69.47.79.39
sellam@ufrst.univ-evry.fr

Personnelles

26 b, Avenue de la Porte d'Asnières
75017 Paris
06.75.13.59.31 / 09.54.86.60.17
med.sellam@yahoo.fr

1.3 Formation universitaire

- Janvier 1986. Diplôme de doctorat 3^e cycle
Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (ENSMA) Poitiers.
Laboratoire d'Énergétique et de Détonique (LED).

Sujet : Contribution à l'étude des détonations fortes dans le Nitrométhane

Mention : Très honorable

Jury :

J. Jacquesson	Professeur à l'ENSMA (Poitiers)
R. Cheret	Chef du service de mécanique des milieux continus CEA -Vaujours
N. Manson	Professeur à l'ENSMA, Doyen de la Faculté des Sciences (Poitiers)
J.C.Leyer	Professeur à l'ENSMA (Poitiers)
C. Brochet	Directeur de recherche au CNRS
H.N. Presles	Chargé de recherche au CNRS. Directeur de thèse

- **Décembre 1982.** Diplôme d'Etudes Approfondies (DEA)
Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (ENSMA) Poitiers.
Laboratoire d'Énergétique et de Détonique (LED).

***Sujet :** Mesure de la célérité de détonation dans les mélanges gazeux à hautes pressions initiales par effet doppler.*

***Mention :** A .Bien*

- **Juin 1981.** Diplôme d'Etudes Supérieures (DES) en mécanique des fluides
Université USTHB Alger (Algérie)

***Mention :** Bien*

- **Juin 1977.** Baccalauréat scientifique
Lycée mixte de Lakhdaria (Algérie)

***Mention :** Bien*

Autre formation :

- **Mai 1994.** Qualification sur la Maintenance en ligne du turboréacteur CFM56-5C
SNECMA Villaroche (France)

1.4 Cursus professionnel

2000 - à ce jour : Maître de conférences

Département GTE de l'IUT d'Evry – Université d'Evry Val d'Essonne
Laboratoire de Mécanique et d'Energétique d'Evry (LMEE)

1996 -2000 : Attaché temporaire d'enseignement de recherche (ATER)

Département GTE de l'IUT d'Evry – Université d'Evry Val d'Essonne
Laboratoire de Mécanique et d'Energétique d'Evry (LMEE)

1987-1995 : Maître assistant chargé des cours

Institut d'Aéronautique de Blida (IAB), Université de Blida (Algérie)

1986 -1987 : Chercheur vacataire

Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (ENSMA)
Laboratoire d'Énergétique et de Détonique (LED)

1.5 Activités de recherche

Depuis mon intégration comme maître de conférences au département GTE de l'IUT d'Evry-Brétigny pour l'enseignement, et au Laboratoire de Mécanique et d'Énergétique d'Evry (LMEE) pour la recherche, les activités de recherche, dont j'ai eu la charge de conduire ou à y collaborer, concernent potentiellement les aspects liés aux problématiques des tuyères supersoniques. Cette activité a été encouragée d'un côté

par le contexte industriel, compte tenu de notre proximité géographique de deux acteurs principaux travaillant dans ce domaine, à savoir le CNES et la SNECMA, dans le cadre de notre action collaborative au sein du pôle ATAC, et de l'autre dans le cadre du programme PERSEUS. Pour rappel, une plate forme dédiée au pilotage des projets PERSEUS a été implantée depuis quelques années à l'Université d'Evry, ce qui a donné une dynamique supplémentaire à une coopération entre les deux institutions.

Mes activités de recherche concernent particulièrement le concept de la vectorisation de la poussée des tuyères propulsives par injection fluïdique dans le divergent de celles-ci. Cette thématique a été abordée sous trois aspects :

- Mise en place de modèles analytiques permettant de prédire rapidement les performances d'un tel concept de vectorisation, connaissant des paramètres de fonctionnement de la tuyère.
- Simulations numériques RANS des écoulements d'une tuyère vectorisée par injection dans le divergent.
- Etude expérimentale en vue d'une optimisation de ce concept de vectorisation. Ce dernier volet nous a permis de mettre en place une plateforme expérimentale à l'institut ICARE du CNRS d'Orléans, dédiée à cette étude, et qui pourra servir, à l'avenir, de traiter d'autres aspects en connexion avec les problématiques des tuyères propulsives [7, 8, 9, 11, 22, 24, 25, 26, 29, 30, 31, 32, 33].

Un autre thème abordé est celui lié au problème des charges latérales induites par les instabilités des chocs dans les tuyères fonctionnant en régimes de surdétente. Ce travail, dans le cadre d'une thèse toujours en cours, a été abordé sous l'angle de l'interaction fluïde-structure et a permis l'émergence d'une collaboration interne au laboratoire avec l'équipe de mécanique des structures.

D'autres activités contractuelles et collaboratives [10, 27] ont été également menées sur les phénomènes de décollement dans les tuyères, en particulier le décollement dissymétrique ainsi que sur le cas-test de la tuyère Mascotte du CNES pour les écoulements réactifs.

Des activités, comme les simulations du cycle de fonctionnement d'un moteur à détonation pulsée [3, 16] et les simulations des interférences de chocs [4, 20] ont ponctué les premières années de mon recrutement à l'Université d'Evry.

Mots-clés. *Tuyère, décollement, onde de choc, écoulement supersonique, vectorisation de la poussée, injection fluïdique, modèle analytique, détonation pulsée, interférence de choc, aéroélasticité, interaction fluïde-structure.*

1.5.1 Encadrement de la Recherche

1.5.1.1 Encadrement en Master, DEA et Magister

- **Pierre Vidal** : (Co-encadrement) DEA (1987) en énergétique: Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (ENSMA), laboratoire LED sur le thème: Mesure de la célérité de détonation dans les mélanges à base d'acide nitrique.
- **Laid Bouadi** : (Encadrement 100%) Magister (1995) en aéronautique option propulsion: Institut d'Aéronautique de Blida IAB (Algérie), sur le thème: Contribution à l'étude des caractéristiques des propergols.
- **Olivier Montiel** : (Co-encadrement 60%) DEA (2001) en énergétique. Université de Créteil, sur un thème: *Ecoulements dans une tuyère supersonique, et du calcul du profil par la méthode des caractéristiques.*
- **Sébastien Bisson et Julien Reby**: Master1 GSI (2004): Réalisation d'un dispositif d'injection de la chambre de combustion d'un statoréacteur et dimensionnement de la tuyère.
- **Christophe Frerot et Adrien Verly** (Co-encadrement) Master 1 SPI (2006). ONERA - Université Versailles Saint Quentin. Simulation numérique 3D de l'écoulement autour d'un waverider.
- **Ayman Belkhiri** : (Co-encadrement 80%) Master2 Sciences de l'ingénieur (SDI) (2009) en mécanique des fluides. Université Pierre et Marie Curie (Paris VI) sur le thème: *Vectorisation de la poussée d'une tuyère axisymétrique par injection fluidique.*
- **Vladeta Zmijanovic**: (Co-encadrement 40%) Master2 (2009) en mécanique des fluides et énergétique, Ecole Polytechnique sur le thème: *Fluidic thrust vectoring of an axisymmetric nozzle: experimental study.*

1.5.1.2 Encadrement doctoral

- **Thèses soutenues :**

-
- **Nabegh Maarouf :**

Thèse de doctorat de l'Université d'Evry val d'Essonne. Laboratoire de Mécanique et d'Énergétique d'Evry. Soutenue le 18 Décembre 2008 à Evry

Titre de la thèse: *Modélisation des phénomènes dissymétriques dans le divergent des tuyères supersoniques propulsives: Application à la vectorisation de la poussée.*

Spécialité : *Mécanique des fluides*

Mention : *Très honorable*

Encadrement : M.Sellam 70% et A.Chpoun 30%. Cette thèse a donné lieu à 2 conférences internationales avec comités de sélection.

- **Nadir Bekka :**

Thèse de Doctorat Algérien de l'université de Constantine (Algérie).

Soutenue le 16/06/2009 à Constantine.

Titre: *Simulation numérique d'un écoulement turbulent autour d'une paroi courbée : Comparaison des modèles de turbulence.*

Spécialité : *Mécanique des fluides*

Mention : *Très honorable*

Encadrement : M.Sellam 50% et R.Bessaiah 50%. Ce travail a donné lieu à 3 publications dans des revues internationales à comité de lecture. L'une d'elle a obtenu le prix de la meilleure publication scientifique de l'université d'Evry en 2009.

- **Vladeta Zmijanovic :**

Thèse de doctorat de l'Université d'Orléans. Laboratoire LMEE (Evry)-Institut

ICARE/CNRS (Orléans). Soutenue le 16 Avril 2013 à Orléans.

Titre: *Vectorisation fluidique de la poussée d'une tuyère axisymétrique supersonique par injection secondaire.*

Spécialité : *Mécanique des fluides*

Mention : *Très honorable*

Encadrement : M.Sellam 40%, A.Chpoun 10%, ICARE 50%. Cette thèse a donné lieu à 4 publications dans des revues internationales à comités de lecture et 7 conférences internationales avec actes et comités de sélection.

- **Thèse en cours :**

Nadir Bekka :

Thèse de doctorat de l'université d'Evry. Laboratoire de Mécanique et d'Énergétique d'Evry (LMEE).

Titre de la thèse : *Problématique des interférences de chocs dans les tuyères supersoniques et leur interaction avec la structure.*

Spécialité : *Mécanique des fluides*

Soutenance prévue en **Janvier 2014** à Evry

Encadrement: M.Sellam 50%, A.Chpoun 30 % et G.Turbelin 20 %.

Cette thèse a donné lieu à une conférence internationale avec acte et comité de sélection et une publication soumise à une revue internationale avec comité de lecture.

<i>Année</i>	<i>Etudiant</i>	<i>Etablissement</i>	<i>Type d'encadrement</i>
1987	<i>P.Vidal</i>	<i>ENSMA Poitiers</i>	<i>DEA</i>
1995	<i>L.Bouadi</i>	<i>Université de Blida (Algérie)</i>	<i>Magister</i>
2001	<i>O.Montiel</i>	<i>Université de Créteil</i>	<i>DEA</i>
2004	<i>S. Bisson et J.Reby</i>	<i>Université d'Evry</i>	<i>Master 1</i>
2006	<i>C.Frerot et A.verly</i>	<i>Université Versailles St Quentin</i>	<i>Master1</i>
2009	<i>A.Belkhiri</i>	<i>Université Paris VI</i>	<i>Master 2</i>
2009	<i>V.Zmijanovic</i>	<i>Ecole polytechnique</i>	<i>Master 2</i>
2008	<i>N.Maarouf</i>	<i>Université d'Evry</i>	<i>Doctorat</i>
2009	<i>N.Bekka</i>	<i>Université de Constantine</i>	<i>Doctorat Algérien</i>
2013	<i>V.Zmijanovic</i>	<i>Université d'Orléans</i>	<i>Doctorat</i>
2014	<i>N.Bekka</i>	<i>Université d'Evry</i>	<i>Doctorat</i>

Tableau 1: Récapitulatif des encadrements en Master, DEA, Doctorat et autres

1.5.2 Projets de recherche et financement

i) Projet CNES/ATAC CT-256 0000-90-CNES

Dans le cadre de nos activités collaboratives avec le pôle ATAC, j'ai pris en charge le contrat référencé CNES/ATACCT-256 0000-90. Le travail consistait à réaliser des simulations numériques des écoulements réactifs sur le cas-test expérimental de la tuyère Mascotte, en comparant les résultats obtenus par deux codes de calcul : le code CPS de CNES/Bertin et le code Fastran. Les premiers essais expérimentaux sur la tuyère Mascotte ont été réalisés au laboratoire DAFE/DEFA de l'ONERA en utilisant des mélanges cryogéniques (LH₂-LO₂) avec des rapports de mélange proches de 2 et 3 et des pressions de chambre variant de 25 à 40 bar. La tuyère est refroidie par un film d'hydrogène (film-cooling) injecté dans le divergent.

Des visualisations strioscopiques et PLIF ont montré l'apparition, par intermittence, dans la zone décollée, de concentrations du radical OH suffisamment élevées pour conclure à un redémarrage de la combustion dans cette zone.

En effet, la fraction d'hydrogène présente dans les produits de combustion (combustion incomplète dans la chambre) et/ou apportée par le film de refroidissement des parois du divergent, mélangée à l'oxygène apporté par l'air admis dans la zone décollée peut, sous certaines conditions, donner lieu à une réactivation des réactions chimiques exothermiques dans la partie décollée de la tuyère. Il est évident qu'une telle combustion apporterait une charge thermique supplémentaire qui pourrait mettre en danger l'intégrité de la tuyère.

L'objectif de mon étude était de réaliser des simulations RANS [41,42,43,44] afin d'analyser la pertinence de certains paramètres physico-chimiques (cinétique

chimique, loi de diffusion,...) associés aux différents modèles de turbulence, pour reproduire ce phénomène.

ii) Bonus Qualité Recherche (BQR)

Bonus Qualité de Recherche (BQR) obtenu de l'Université d'Evry Val d'Essonne pour le développement de l'activité "interaction fluide-structure"

Les équipes de recherches du LMEE ont acquis des compétences indiscutables dans la simulation numérique d'écoulements incompressibles ou compressibles ainsi qu'en dynamique des structures. Aussi, une préoccupation commune à de nombreux chercheurs émerge: L'interaction fluide-structure. Cette thématique doit devenir un axe fort de notre équipe et permettre une collaboration avec d'autres laboratoires (ONERA, CORIA, CNRS...).

Dans un premier temps, il s'agit d'étudier les déformations / vibrations subies par une structure sous l'influence d'un écoulement. Les cas étudiés peuvent être :

- L'interaction onde de choc / couche limite dans les tuyères.
- Les vibrations de faisceaux de tubes sous écoulement de liquide.
- Les écoulements externes autour de structures non profilés.

Ces études, destinées aux domaines de l'aéronautique, du spatial, du transport et de l'énergie, doivent conduire à une compréhension physique du comportement dynamique des structures et ainsi permettre de limiter leurs niveaux vibratoires, d'améliorer leur confort, leur performance et/ou leur fiabilité.

1.6 Rayonnement et collaborations

- Au niveau national et local

Collaboration dans le cadre des projets ATAC :

Le pôle ATAC regroupe les industriels du domaine aérospatial (CNES, SNECMA, Astrium...) et un certain nombre de laboratoires universitaires publics ainsi que l'ONERA. Ce groupe intervient sur les actions en amont des projets de développement du moteur Vulcain utilisé par le lanceur ARIANE. J'ai intégré ce groupe en 1996. Notre contribution autour de ces problématiques a concerné les phénomènes de séparation de chocs dans les tuyères propulsives fonctionnant en régime de sur-détente par des calculs RANS sur des cas-tests fixés par le CNES, ainsi que sur le cas des écoulements chauds réactifs (Cas-test Mascotte).

Collaboration avec l'Institut ICARE du CNRS d'Orléans:

Outre ma contribution à l'encadrement d'une thèse de doctorat sur la vectorisation de la poussée d'une tuyère propulsive, j'ai eu à collaborer avec deux équipes de ce

laboratoire dans les domaines des écoulements raréfiés ionisés (M.Dudeck, V.Lago) [18] et le contrôle des écoulements raréfiés par décharges électriques (L.Leger) [12].

Collaboration au niveau local

Cette collaboration a été initiée au sein du laboratoire LMEE avec l'équipe de mécanique des structures (G.Turbelin), dans le cadre d'une thèse de doctorat (N.Bekka) sur la problématique de l'instabilité des chocs de décollement dans les tuyères supersoniques et leur interaction avec la structure.

Au niveau international :

Depuis quelques années, je collabore avec des universités Algériennes sur le développement de certaines thématiques dans les domaines de l'aérodynamique et la propulsion. Ces collaborations se déclinent comme suit:

- Avec le département Aéronautique de l'Université de Blida dans le domaine des tuyères à double galbe par le co-encadrement de Magisters, sur place, et par l'accueil d'un thésard dans les prochaines semaines.

- Avec l'Université Mantouri de Constantine dans le cadre d'une thèse de doctorat Algérien (Nadir Bekka), soutenue en 2009, sur les écoulements turbulents autour d'une paroi courbe. Pour rappel, les résultats de ces travaux ont donné lieu à trois publications dans des revues internationales, dont l'une a obtenu le prix de la meilleure publication scientifique de l'université d'Evry en 2009 [5, 6, 14].

Une autre collaboration avec cette même université est actuellement en cours, avec l'accueil au sein de notre équipe d'un thésard algérien qui travaille sur les problématiques des interférences de chocs.

- Avec l'Université de Chlef sur les écoulements réactifs dans les tuyères propulsives [35]. Cette collaboration est naissante et doit se consolider, dans les prochains mois, par une proposition de co-encadrement d'une thèse Algérienne.

- Par ailleurs, j'ai collaboré avec le professeur Alexis Kudryavtsev de l'institut de mécanique théorique et appliquée de Novosibirsk de Russie sur les problèmes des interactions 3D des chocs dans les écoulements visqueux [21]. Ce type d'interaction est généralement observé dans les écoulements supersoniques traversant les coins formés par l'intersection de deux surfaces telles que rencontrées dans quelques éléments d'aéronefs ou de missiles, comme les jonctions ailes-fuselage, ailerons-fuselage, entrées d'air etc. L'objectif de cette étude était d'analyser l'influence des effets visqueux sur la transition d'une réflexion régulière à une réflexion irrégulière.

1.7 Productions scientifiques

Le tableau 2 ci-dessous résume l'ensemble des publications scientifiques et leur répartition par type.

Type de publication	Nombre
Chapitre d'ouvrages scientifiques- coéditions Proceedings	2
Articles dans les revues scientifiques à comités de lecture	10
Articles dans les conférences internationales avec comité de lecture et actes	19
Rapports techniques et scientifique - livrables de contrats de recherche	9
Mémoires	2

Tableau 2. Répartition des publications par type

Chapitres d'ouvrages scientifiques, Coéditions, Proceedings

- [1] **M.Sellam**, H.N.Presles, C.Brochet et R.Cheret
 « *Characterization of strong detonation in Nitromethane* »
 Proceedings of the 8th Symposium (international) on detonation, J.M. Short (Ed),
 Office of Naval Research (ONR) pp. 425-430 (1986).
- [2] K.Tanaka, S.Fujiwara, **M.Sellam**, H.N.Presles, C.Brochet et R.Cheret
 « *Calculation of overdriven detonation in Nitromethane* »
 Shock wave in condensed matter S.C.Shmidt and N.C.Holmes (Editors).
 American Institute of physics (AIP). Elsevier Science Publisher pp.515-518
 (1987).

Articles dans les revues internationales avec comités de lecture

- [3] **M.Sellam**, A.Forestier
 « *Pulsed detonation engine: numerical study* »
Journal of Physics IV France, Vol 10, pp.165-174, (2000) Doi: [10.1051/jp4:20001117](https://doi.org/10.1051/jp4:20001117)
- [4] **M.Sellam**, A.Chpoun
 « *Numerical investigation of downstream flow parameters on Mach stem size* ». Shock
 Waves G. Jagadeesh-E. Arunan-KPJ Reddy (Ed), Society of India Publishing, pp.
 399-404, (2005)
- [5] N.Bekka, R.Bessaiah, **M.Sellam**
 « *Numerical Study of Transonic Flows Using Various Turbulence Models* »
International Review of Mechanical Engineering (IREME), 2 (4) pp. 599-607 (2008).
- [6] N.Bekka, R.Bessaiah, **M.Sellam**, A.Chpoun
 « *Numerical study of heat transfer around the small scale airfoil using various
 turbulence models* » *Numerical heat transfer Part A*, 56, pp. 946-969 (2009). Doi
[10.1080/10407780903508005](https://doi.org/10.1080/10407780903508005)
- [7] N.Maarouf, **M.Sellam**, M.Grignon and A.Chpoun

- « *Thrust vectoring by fluidic secondary injection in an axisymmetrical supersonic nozzle* ». Shock Waves, K.Hannemann and F.Seiler (Ed). Springer, Volume 2, pp. 1141-1146 (2009). Doi: [10.1007/978-3-540-85181-3](https://doi.org/10.1007/978-3-540-85181-3)
- [8] **M.Sellam**, A.Chpoun, V.Zmijanovic , V.Lago
«*Fluidic thrust vectoring of an axisymmetrical nozzle: an analytical model*»
International Journal of Aerodynamic (IJAD), Vol2 Nos 2/3/4 pp 193-209, (2012). Doi: [10.1504/IJAD.2012.049112](https://doi.org/10.1504/IJAD.2012.049112)
- [9] V. Zmijanovic, V. Lago, L. Leger, E.Depussay, **M. Sellam**, A. Chpoun
«*Thrust vectoring effects of a transverse gas injection into a supersonic cross-flow of an axisymmetric C-D nozzle* ». Advances in Aerospace Sciences (AAS). Progress in Propulsion Physics, Volume 4. EDP Sciences. pp. 77-106 (2013). Doi: [10.1051/eucass/201304227](https://doi.org/10.1051/eucass/201304227)
- [10] **M.Sellam**, G.Fournier. A.Chpoun, Ph.Rijasse
«*Numerical investigation of over-expanded nozzle flows: Asymmetrical configuration and Hysteresis phenomenon*». Shock Waves Journal 20(6) 2013 pp 1-7: Doi : [10.1007/s00193-013-0458-3](https://doi.org/10.1007/s00193-013-0458-3).
- [11] V.Zmijanovic, V.Lago, **M.Sellam**, A.Chpoun,
«*Thrust shock vector control of an axisymmetric conical nozzle via transverse gas injection*». Shock Waves Journal 20(6) 2013 pp 1-15 Doi : [10.1007/s00193-013-0479-y](https://doi.org/10.1007/s00193-013-0479-y).
- [12] L.Leger, **M.Sellam**, E.Barbosa, E.Depussay
«*Visualization by discharge illumination technique and modification by plasma actuator of rarefied Mach 2 airflow around a cylinder*». Measurement Science and Technology (MST), IOP-Sciences **24** (2013). Doi:[10.1088/0957-0233/24/6/065401](https://doi.org/10.1088/0957-0233/24/6/065401)

Conférences internationales avec actes et comités de sélection

- [13] **M.Sellam**, H.N.Presles, C.Brochet et R.Cheret
« *Characterization of strong detonation in Nitromethane* »
8th Symposium (international) on detonation. Albuquerque, 15-19 July (1985).
- [14] **M.Sellam**, A Forestier, G.Poissant
« *Pulsed detonation engine* ». IVth International Workshop on Ram Accelerator (RAMAC IV) Poitiers (France) 1999.
- [15] L. Vandomme ,B.Chanetz, R Benay, B.Louis, A.Chpoun et **M.Sellam**.
«*Transitional shock wave boundary layer interaction in hypersonic flow Atmospheric Re-entry Vehicles and systems* ».Symposium AAAF, 24-27 Mars 2003 Arcachon, (France).
- [16] **M. Sellam**, A. Lebehot, V. Lago, A. Chpoun, and M. Dudeck
« *Etude numérique et expérimentale de la structure de l'écoulement autour d'une sphère placée dans un écoulement raréfié* ». Congrès de la SFP, 27-30 mars 2001 La Baule (France).

- [17] N. Marie-Antoinette, A. Chpoun et M. **Sellam**
« *A numerical investigation of Scramjet air intake*»
International Symposium on Shock Waves (ISSW24) , Paper No 1903, 20-25 July
2003, Beijing, CHINA.
- [18] **M.Sellam**, et A. Chpoun
« *Numerical investigation of downstream flow parameters influence on Mach stem
size* » ISSW25, Bangalore, India, 17-22 Jul. (2005).
- [19] **M.Sellam**, A. Kudryavtsev, D. Khotyanovsky, A. Chpoun
« *Numerical investigation of supersonic viscous corner flow with different regimes of
3D shock interaction*» ISSW 26 Germany (2007).
- [20] N. Maarouf, **M.Sellam**, M. Grignon and A. Chpoun
« *Thrust vectoring by fluidic secondary injection in an axisymmetrical supersonic
nozzle*» ISSW 26 Gottingen Germany (2007).
- [21] N. Bekka, R. Bessaih, **M.Sellam**
« *Numerical simulation of the steady 2D incompressible turbulent flows around the
NACA0012 Airfoil in generalized coordinates on a non-staggered grid*».
Proceedings of the International Conference on Modelling and Simulation (MS'07
Algeria) July 2 - 4, 2007, Algiers, Algeria
- [22] N. Maarouf, **M.Sellam**, M. Grignon and A. Chpoun
« *Computational and modelling study of fluid injection for thrust vectoring in an
axisymmetrical supersonic nozzle*». 18th International Shock interaction Symposium
Rouen (2008).
- [23] V. Zmijanovic, S. Palerm, J. Oswald, V. Lago, L. Leger, **M. Sellam**, E. Depussay, A.
Chpoun. « *Fluidic Thrust Vectorization of an Axisymmetric Nozzle* ». Space propulsion
conference 2010 San Sebastian (Spain) (2010).
- [24] V. Zmijanovic, V. Lago, **M. Sellam**, E. A. Chpoun, S. Palerm, J. Oswald
« *Thrust shock vector control of an axisymmetric C-D nozzle via transverse gas
injection*». ISSW 28 Manchester England (2011).
- [25] G. Fournier, A. Chpoun, **M. Sellam**, Ph. Rijasseand S. Girard
« *Numerical investigation of over-expanded nozzle flows: Influence of internal shock
wave*». ISSW 28 Manchester England (2011).
- [26] N. Bekka, **M. Sellam**, G. Turbelin, and A. Chpoun
« *Fluid-Structure interaction for a flexible over expanded rocket nozzle using the
aeroelastic stability model* ». ISSW 28 Manchester England (2011).
- [27] V. Zmijanovic, V. Lago, L. Leger, E. Depussay, **M. Sellam**, A. Chpoun S. Palerm, J.
Oswald « *thrust vectoring effects of a transverse gas injection into a supersonic cross-
flow of an axisymmetric C-D nozzle* ». 4th European Conference for Aerospace Sciences
(EUCASS) Saint-Petersburg Russia (2011).
- [28] V. Zmijanovic, V. Lago, **M. Sellam**, A. Chpoun S. Palerm, J. Oswald

«*Thrust-vectoring effects of a transverse gas injection into a supersonic flow of an axisymmetric C-D nozzle*». 6th AIAA Flow Control Conference AIAA 2012-3874 25-28 Jun New Orleans (USA), (2012).

- [29] V.Zmijanovic, L. Leger, V. Lago, **M. Sellam**, A. Chpoun
«*Effects of shock Interactions by transverse injection in a fluidically vectored CD nozzle*». 20th International Shock Interaction Symposium (ISIS), Stockholm (Sweden), August 20-24, (2012)
- [30] V. Zmijanovic, V. Lago, L. Leger, E.Depussay, **M. Sellam**, A. Chpoun S.Palerm, J.Oswald. «*Secondary injection thrust vector control of an axisymmetric C-D propulsive nozzle*»AAAF-Space propulsion (2012).
- [31] V. Zmijanovic, L. Leger, V. Lago, **M. Sellam**, A. Chpoun
«*Effects of the Inlet Gases Thermodynamic Properties on a Fluidic Thrust Vectorized Supersonic Nozzle*» 18th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, 27-29 September (2012) Tours (France).
- [32] A.Faiz, E.Barbosa, S. K.Singh, **M. Sellam**, G.Turbelin, P.Ngae, H.Baldé et A.Chpoun.
«*CFD simulation of inverse plumes for identifying point source in low wind stable conditions*». Proceedings of the 15th International Conference on Harmonisation within Atmospheric Dispersion modelling for regulatory purposes (HARMO15). pp.660-664, Madrid (2013).

Conférences Nationales avec actes et comités de sélection

- [33] A.Benarous, **M. Sellam**, A. et A.Liazid
«*Estimation du coefficient de poussée pour une tuyère de propulsion*». 21ème Congrès Français de Mécanique (CFM), Bordeaux (2013).

Comptes Rendus, Rapports Techniques et Scientifiques

- [34] V.Zmijanovic, **M. Sellam**, A. Chpoun V.Lago, E.Depussey et L.Léger
«*Comparaison des résultats obtenus avec CPS avec les mesures de pression et balance effectuées sur la tuyère 2.Définition du cas de référence à l'aide du calcul (tuyère 3)* ». *Rapport CNES 2009/103641 lot 1 (2009)*
- [35] V.Zmijanovic**M. Sellam**, A. Chpoun, V.Lago, E.Depussey et L.Léger
«*Réalisation et instrumentation de la tuyère 3, banc d'essai opérationnel. Remise et acceptation de rapport intermédiaire* »
Rapport CNES 2009/103641 lot 2 (2010)
- [36] V.Zmijanovic, **M. Sellam**, A. Chpoun, V.Lago, E.Depussey et L.Léger
«*Essais tuyère 3 et confrontation des mesures avec les résultats obtenus avec CPS* ». *Rapport CNES 2009/103641 lot 3 (2011)*
- [37] V.Zmijanovic, **M. Sellam**, A. Chpoun, V.Lago, E.Depussey et L.Léger

- « Etude paramétrique des caractéristiques de l'injection secondaire »
Rapport CNES 2009/103641 lot 4 (2012)
- [38] V.Zmijanovic, M. **Sellam**, A. Chpoun , V.Lago, E.Depussey et L.Léger
« Optimisation de l'injection secondaire. Transposition au cas « vol » (gaz chauds).
Analyse d'autres solutions de vectorisation »
Rapport CNES 2009/103641 lot 5 (2012)
- [39] M. **Sellam**, A. Chpoun
« *Présentation du banc EDITH* » RT/C.R ATAC (2011)
- [40] M. **Sellam**, A. Chpoun
« *Simulations numériques des écoulements réactifs du banc Mascotte: Calculs 2D et 3D* ». C.R ATAC (2010).
- [41] M. **Sellam**, A. Chpoun
« *Simulation numérique des écoulements réactifs du banc Mascotte*».
Rapport de contrat CNES (Confidentiel CNES) CT-256 0000-90-CNES-LMEE (2009)
- [42] M. **Sellam**, A. Chpoun
« *Simulation numérique 2D des écoulements réactifs du banc Mascotte* » RT/C.R ATAC (2008)
- [43] M. **Sellam**
« *Contribution à l'étude des détonations fortes dans le Nitrométhane* ».
Mémoire de doctorat 3^o cycle (ENSMA) Poitiers (1986).
- [44] M. **Sellam**
« *Mesure de la célérité de détonation dans les mélanges à haute pression initiales par effet doppler* ». Mémoire de DEA (ENSMA) Poitiers (1982).

1.8 Activités d'Enseignement

1.8.1 Enseignement au niveau DUT

Mes activités d'enseignement à l'université d'Evry ont commencé en 1996 au département GTE de l'IUT d'Evry, d'abord en tant qu'ATER puis en tant que maître de conférences. Ces enseignements sont destinés aux élèves de DUT de 1^{ère} et 2^{ème} années.

Les enseignements dont j'ai la charge concernent la combustion, la technologie des machines thermiques et frigorifiques et la thermodynamique des machines réelles. Compte tenu du jeune âge du département GTE, à la date où je l'ai rejoint, il était nécessaire en parallèle de préparer et de mettre au point des travaux pratiques (TP) adaptés à ces enseignements. Dans ce cadre, j'étais amené à réaliser plusieurs bancs de TP et rédiger leurs sujets respectifs, notamment en combustion (mesure de la pression

de combustion, de la vitesse fondamentale de la flamme et de la célérité de déflagration), et en machines thermiques (compresseur, moteur thermique, pompes, ...), ainsi que la rédaction de sujets pour d'autres TP dont les bancs ont été achetés. Tous ces bancs de TP ont été réalisés sur place en faisant participer les étudiants dans le cadre de leurs études techniques. Les enseignements pris en charge se déroulent généralement sous forme de cours magistraux (CM), travaux dirigés (TD) et travaux pratiques (TP) à raison d'une moyenne de 30% pour les cours 40% pour les TD et 30 % pour les TP.

Depuis les quatre dernières années, et conformément au nouveau programme de la CPN mis en place depuis l'année 2005, mes enseignements concernent les matières suivantes:

- **Machines thermiques :**

Ce module fait partie de l'unité d'enseignement UE3 (connaissances professionnelles), il est assuré sous forme de cours et TD. L'objectif est de donner aux étudiants les outils leur permettant d'analyser les cycles de fonctionnement et les performances (rendements, optimisation des rendements,...) des machines thermiques telles que les compresseurs, les moteurs thermiques, les turbines à gaz et les turbines à vapeur. Ces machines sont souvent rencontrées dans le domaine du génie thermique et énergie. Quelques aspects technologiques de chaque type de machine sont également abordés.

- **Machines frigorifiques :**

Les machines frigorifiques sont un autre type de machines que peuvent rencontrer, dans leur carrière, les étudiants diplômés de GTE. Ces machines peuvent être impliquées aussi bien dans la production du froid (réfrigération, climatisation) que la production de la chaleur (pompe à chaleur PAC). L'objectif du cours est de présenter aux élèves le principe d'une machine frigorifique fonctionnant par compression d'une vapeur (fluide frigorigène), de voir les limites d'une machine mono étagée, lorsqu'on désire la production du froid à basse température, et le recours aux machines à deux étages. L'étude des fluides frigorigènes et leur impact sur l'environnement (couche d'ozone et effet de serre) ainsi que quelques notions sur les machines frigorifiques à absorption sont également abordées dans ce cours.

- **Combustion et foyers :**

La première partie de ce cours est consacrée à la présentation du phénomène de combustion, le calcul des grandeurs énergétiques et volumétriques d'une combustion théorique. La combustion réelle est abordée avec comme objectif la réduction des polluants par un contrôle actif de la combustion, par mesure de certaines espèces produites dans les fumées. La deuxième partie concerne le calcul des bilans énergétiques des fours et chaudières et quelques notions sur l'aérodynamique des foyers pour le calcul des longueurs de flamme, paramètre essentiel pour le

dimensionnement des fours industriels. Des notions sur les moyens utilisés pour la stabilisation des flammes sont également abordées.

Aux activités pédagogiques d'enseignement, s'ajoute ma participation à l'encadrement et au suivi de stagiaires de DUT à raison d'une moyenne de 5 à 6 stages par an.

1.8.2 Enseignement en Licence et Master

Les enseignants du département GTE ont été mis à contribution pour la mise en place, à l'IUP d'Evry, d'un master en gestion des systèmes industriels (GSI) option : production d'énergie. Ainsi, j'ai pu assurer de 2004 à 2006 les cours et TD de production d'énergie. Cet enseignement était orienté vers les différents modes de production d'énergie tels que les turbines à gaz, turbines à vapeur, la cogénération et l'énergie éolienne.

Par ailleurs j'ai assuré pendant deux années de suite un cours sur les biocarburants en licence professionnelle Lp-3ER (Efficacité Énergétique et Énergie Renouvelable) de l'IUT d'Evry.

Le tableau ci-dessous résume de façon non exhaustive mes activités d'enseignement.

Matière	Années	Intégralité de la carrière			4 dernières années		
		CM	TD	TP	CM	TD	TP
Machines thermiques	IUT 2 ^{ème} année	■	■	■	■	■	
Machines Frigorifiques	IUT 2 ^{ème} année	■	■	■	■	■	
Combustion-Foyers	IUT 2 ^{ème} année	■	■	■	■	■	■
Techno des Mach Thermiques	IUT 1 ^{ère} année	■	■	■			
Machines réelles	IUT 2 ^{ème} année	■	■	■			■
Mécanique des fluides	IUT 2 ^{ème} année			■			■
Production d'énergie	Master	■	■				
Biocarburants	Licence pro	■	■				

Tableau 3 : récapitulatif des enseignements assurés

Tous ces enseignements ont été consolidés par la rédaction et la distribution de supports de cours adaptés à la spécificité de la formation en IUT, orientée vers les aspects pratiques et technologiques. A cela s'ajoute l'effort constant que j'ai dû consentir pour adapter tous ces cours aux nouveaux outils de communication, et notamment le développement de supports de type « PowerPoint ».

1.9 Responsabilités administratives et électives

- Depuis 2010 membre élu du conseil d'administration de l'IUT (2 mandats)
- Comités de sélection :
 - membre du comité de sélection de la section 60-62 de l'université d'Evry

- membre du comité de sélection de la section 60 du CNU au CNAM Paris 2009-2010
- membre du comité de sélection de la section 60 du CNU au CNAM Paris 2010-2011
- membre élu de la commission de spécialistes 60-62 pendant 10 ans
- Responsable du suivi du parcours des diplômés de GTE depuis 2005
- Responsable de la gestion des notes de GTE de 1998-2007
- Responsable des absences et de l'assiduité des élèves de GTE depuis 2006
- Membre du conseil de département entre 1997 et 2007
- Membre de la commission de choix de l'IUT depuis 1997
- Correspondant des Relations Internationales (RI) du département GTE depuis 2011.

1.10 Activités d'enseignement et responsabilité à l'étranger

Après ma thèse de doctorat, j'ai intégré l'institut d'aéronautique de Blida (IAB) en Algérie en 1987. Mes activités d'enseignement au sein de cet institut étaient essentiellement orientées vers la propulsion, la thermodynamique et l'énergétique, pour des élèves ingénieurs (bac + 5) et des techniciens supérieurs (bac + 3) ainsi qu'en poste graduation.

Parallèlement à ces activités d'enseignement, je me suis occupé, pendant plus de cinq ans, de la direction des études et des relations internationales et d'un département pédagogique (propulsion-structure).

Cet établissement venait juste d'ouvrir (1986), il était évident que tout devait être monté et mis en place: programmes pédagogiques, équipements de laboratoires de TP, recherches de stage, etc. Dès lors, les premières années de mon passage dans cet établissement étaient consacrées, pour l'essentiel, aux tâches pédagogiques et administratives.

Mon passage à la direction des études de cet institut m'a permis également de participer à la négociation, au montage et à la gestion de plusieurs accords de coopération dans le domaine de la formation en maintenance aéronautique et en navigation aérienne. Ces accords de collaboration ont été signés avec un consortium de partenaires Français regroupant : La SNECMA, l'ENAC de Toulouse et l'IAS (ex FIAS) de Toulouse.

Aux enseignements assurés dans cet établissement doit s'ajouter l'encadrement de plusieurs projets de fin d'études orientés vers la maintenance des turboréacteurs :

- Pour les techniciens supérieurs (une dizaine de projets):

- Organisation et gestion de la maintenance des moteurs d'avion
- Maintenance de certains turboréacteurs en exploitation (maintenance en ligne)

- Pour les ingénieurs :
 - Modélisation de la combustion dans un moteur à combustion interne.
 - Propulsion (turboréacteurs, statoréacteurs, etc.)
 - Dimensionnement des propulseurs.
 - Calcul des caractéristiques énergétiques des propergols liquides et solides.
 - Caractérisation d'une APU (Unité de puissance auxiliaire).

CHAPITRE 2

Vectorisation par injection fluide - Généralités

2.1 Introduction et position du problème

Dans le domaine des avions de combat la manœuvrabilité et la furtivité des aéronefs sont des soucis majeurs pour les constructeurs. Cette manœuvrabilité est souvent limitée par les problèmes liés au décrochage des gouvernes. Elle peut cependant être augmentée considérablement par un dispositif de vectorisation de la poussée (Thrust vectoring). Les dispositifs utilisés dans ce cas sont généralement appelés des mécanismes complexes, pilotés par des vérins hydrauliques associés aux dispositifs assurant la déviation du vecteur poussée.

Pour les véhicules spatiaux traversant les couches peu denses de l'atmosphère, l'utilisation de dispositifs basés sur une réponse aérodynamique s'avère peu opérante. Dans ce cas le contrôle du vecteur poussé (TVC) (Thrust Vector Control) repose généralement sur des méthodes conventionnelles basées sur l'utilisation d'actionneurs mécanique ou électromécanique permettant d'orienter le vecteur poussée en faisant pivoter la tuyère autour de son axe.

Dans l'un ou l'autre cas, ces méthodes bien qu'elles peuvent s'avérer performantes et efficaces, il n'en demeure pas moins qu'elles présentent un gros inconvénient lié au coût supplémentaire d'exploitation, dû à l'entretien et à la maintenance des systèmes complexes associés à ces mécanismes. A cela doit s'ajouter un surplus de poids non négligeable dont les répercussions sur la consommation de l'appareil ou sur la réduction des charges transportées, dans le cas des propulseurs, sont loin d'être négligeables. Une augmentation de la traçabilité radar est également à prévoir dans le cas des aéronefs dotés de surfaces de contrôle.

En tant que telles, les propriétés et les caractéristiques résultant de l'interaction de jets transversaux avec un écoulement supersonique peuvent présenter un intérêt majeur dans la conception de systèmes de pilotage du vecteur poussée par injection d'un fluide.

Le recours, dans le contrôle du vecteur poussée (TVC), à l'injection d'un fluide secondaire, dans une tuyère supersonique d'un moteur fusée ou dans celle d'un avion de combat, peut s'inscrire comme une alternative intéressante aux procédés classiques tant les résultats obtenus jusqu'à ce jour, sur des modèles de laboratoire, restent encourageants.

Les perspectives d'utiliser le concept de contrôle du vecteur poussée par l'intermédiaire de moyens fluidiques s'imposent tout naturellement, pour les petits lanceurs d'engins spatiaux, tant l'exigence de réduction de la masse totale au décollage demeure un souci majeur.

2.2 Rappels sur le fonctionnement des tuyères propulsives

Une tuyère propulsive est un dispositif permettant d'accélérer, par détente, un fluide compressible sortant d'une chambre de combustion dans laquelle son enthalpie massique est augmentée à pression constante par élévation de sa température (apport d'énergie thermo-chimique). La détente des gaz crée la force réactive nécessaire à l'avancement de l'engin (fusée, avion...). Son principe de fonctionnement peut être décrit par la théorie monodimensionnelle des gaz calorifiquement parfaits et non visqueux. Dans ce cas on peut montrer que la poussée F délivrée par une tuyère propulsive prend la forme :

$$F = \dot{m}V_e + (P_e - P_a)A_e \quad (2-1)$$

L'indice e fait référence aux conditions d'éjection de la tuyère (à sa section de sortie A_e) et l'indice a aux conditions ambiantes (Figure 2-1).

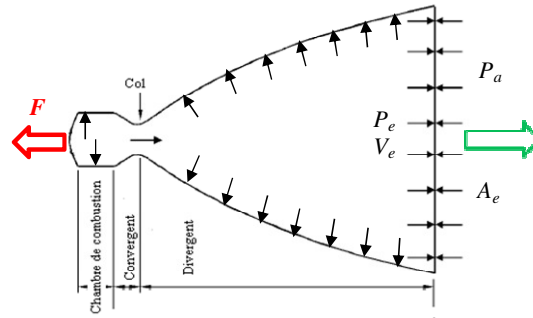


Figure 2-1 Fonctionnement d'une tuyère de Laval

Dans le cas des tuyères convergentes-divergentes, dites de Laval, pouvant accélérer l'écoulement à des vitesses supersoniques, assurant un débit d'amorçage \dot{m} et fonctionnant dans les conditions ambiantes à la pression P_a , il a été démontré, comme par exemple dans [1], que le maximum de poussée est atteint si le rapport $\sigma = \frac{A_e}{A_c}$ des sections de sortie et du col de la tuyère assure une détente telle que la pression P_e est égale à la pression P_a . Dans ce cas la tuyère est dite *adaptée* à la pression P_a . Si de plus le jet de gaz, quittant la section de sortie de la tuyère, est uniforme et parallèle à l'axe de la tuyère, la tuyère est dite *idéale*. Le rapport de la section de sortie à celle du col, pour de telles tuyères, est donné sous la forme :

$$\frac{A_e}{A_c} = \frac{1}{M_e} \sqrt{\left[\frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_e^2 \right) \right]^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \quad (2-2)$$

L'écoulement produit par une telle tuyère est isentropique, la pression de l'écoulement à sa section de sortie est donnée par la relation :

$$P_e = P_c \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_e^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2-3)$$

La relation 2-1 résulte en réalité de l'application du théorème de quantité de mouvement au domaine délimité par les surfaces intérieures et extérieures et de la section de sortie A_e .

$$\vec{F} = - \left[\int_{(A_e)} ((p - p_a) \vec{n} + \rho \vec{V} (\vec{V} \cdot \vec{n})) dS \right] \quad (2-4)$$

Cette expression sera utilisée, comme on le verra plus loin, dans le calcul des composantes des forces qui s'exercent sur la tuyère dans le cas vectorisé, en considérant les flux de dynamique à travers les sections au col et en sortie de la tuyère.

Lorsque la pression ambiante P_a est supérieure à celle pour laquelle la tuyère a été adaptée ($P_{a \text{ inf}}$) pour le rapport des sections $\frac{A_e}{A_c}$, l'écoulement dans le divergent subit alors une contre pression et force l'écoulement à s'adapter à travers un choc droit dont la position dépend du rapport de détente. Au-delà d'un rapport critique NPR_{cri} , pour une pression ambiante égale à $P_{a \text{ sup}}$, la tuyère n'assure plus un débit constant et l'écoulement devient subsonique dans toute la tuyère (Figure 2-2).

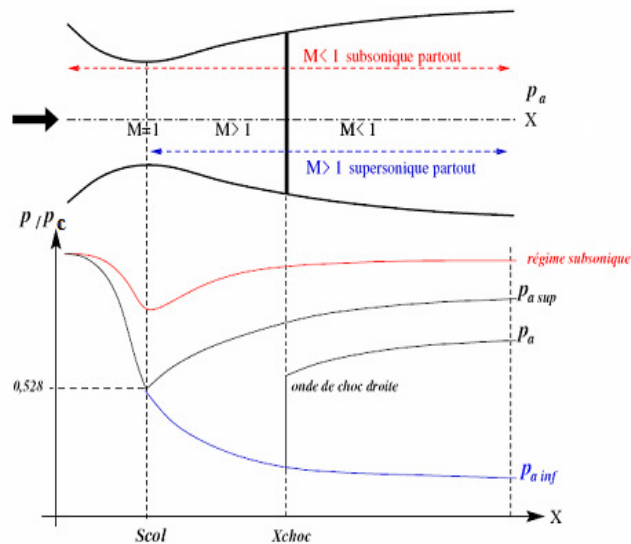


Figure 2-2 : Régimes d'écoulement dans une tuyère de Laval pour un fluide non visqueux, tirée de [2]

2.3 Décollement dans les tuyères

Dans le cas d'un fluide visqueux, une contre-pression suffisamment élevée imposée à l'écoulement, qui s'exerce également sur sa couche limite, conduit à l'épaississement

de celle-ci puis à son décollement à travers un choc oblique. La topologie des écoulements décollés ainsi que la répartition de la pression pariétale ont été abordées de façon exhaustive dans plusieurs travaux, comme par exemple dans la référence [2]. La Figure 2-3 illustre le cas d'un décollement libre dans une tuyère sur-détendue.

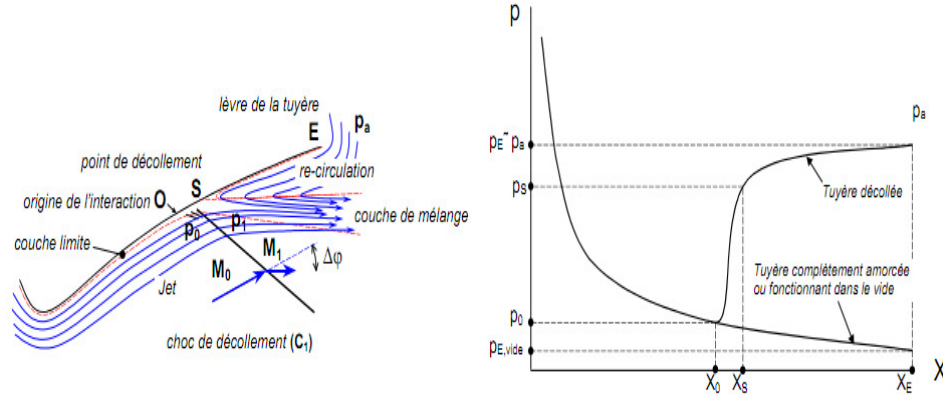


Figure 2-3: Décollement de la couche limite et répartition de la pression pariétale dans une tuyère sur-détendue en écoulement visqueux [2].

Dans cette topologie, l'épaississement de la couche limite conduit à un choc se focalisant entre les points O (début de l'interaction) et le point s (fin de l'interaction) où la pression passe de p_0 à p_s (Figure 2-4). La pression atteint ensuite la pression ambiante p_a dans la zone d'aspiration (recirculation). Une couche de cisaillement (couche de mélange) sépare les écoulements, principal et recirculé.

Comme l'a montré Prandtl [3] dans les travaux cités en [4], la séparation de la couche limite dans un écoulement ne se produit que si l'écoulement est siège à la fois d'un frottement à la paroi et d'un gradient de pression adverse suffisamment élevé. D'autre part, les couches limites turbulentes ont tendance à se détacher plus tardivement du fait des niveaux élevés d'échange de quantité de mouvement, comparées aux couches limites laminaires où le transport de quantité de mouvement est basé seulement sur un échange de molécules de fluide.

Au point de séparation d'une couche limite dans un écoulement bidimensionnel, plan ou axisymétrique, le frottement pariétal devient nul.

$$\tau_w = \mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_w = 0 \quad (2-5)$$

Ce qui se traduit par la condition sur la pression à la paroi telle que :

$$\left(\frac{\partial p_w}{\partial x} \right)_{x,sep} > 0 \quad (2-6)$$

Deux types de séparations peuvent être observés dans les tuyères propulsives, le décollement libre « Free Shock Separation » (FSS) et le décollement restreint « Restricted Shock Separation » (RSS). Dans le premier cas [7,8,9] et pour un certain

rapport de pression, l'écoulement se détache complètement de la paroi de la tuyère et la pression dans la zone de séparation est pilotée par le même mécanisme que celui observée lors de l'interaction classique choc-couche limite dans un écoulement supersonique [6].

Dans ce cas la pression sur la paroi de la tuyère subit un premier saut de pression d'une valeur p_{sep} (séparation naissante) suivi d'une augmentation rapide de p_i (ou p_{sep}) à la pression plateau p_p , en général légèrement inférieure à la pression ambiante p_a [5].

Le deuxième type (RSS) apparaît lorsque la tuyère est fortement sur-détendue (NPR élevé) conformément aux observations reportées dans la littérature, aussi bien sur des modèles de tuyères à échelle réduite qu'à échelle réelle [10,11,12]. Dans ce cas la pression en aval de la séparation présente un caractère irrégulier, comparé à celui du premier type, pouvant même atteindre des valeurs (p_r) supérieures à la pression ambiante p_a . Cette élévation de la pression est due au phénomène de ré-attachement de la couche limite en aval et se traduit par une configuration alternant des ondes de choc et de raréfaction le long de la paroi de la tuyère. Le qualificatif de restreint (pour Restricted dans l'acronyme RSS) tient du fait que la zone de séparation est plus réduite dans ce cas. La *Figure 2-4 (a et b)* montre les configurations rencontrées dans ces deux types de séparation se produisant dans les tuyères propulsives.

Il est à noter que des passages de la configuration FSS vers la configuration RSS et vice versa sont possibles, pour des rapports de pression bien définis [12], lors de la mise en pression de la chambre (démarrage) et lors de l'extinction du moteur.

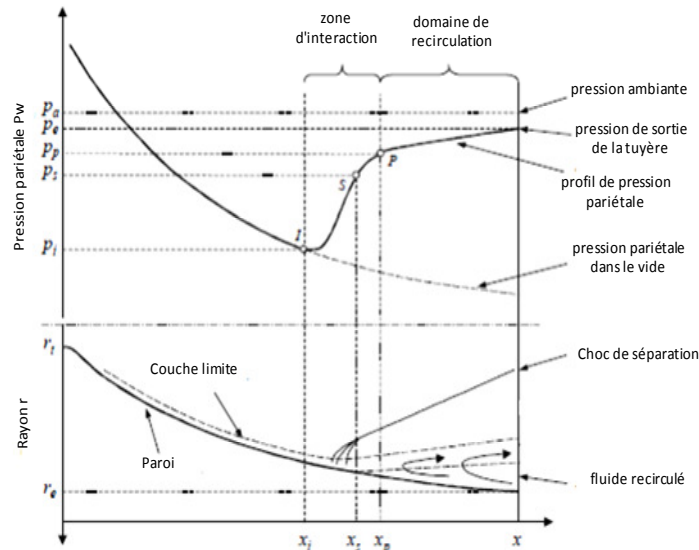


Figure 2-4 (a): Schéma phénoménologique des décollements libre
Libre (haut)

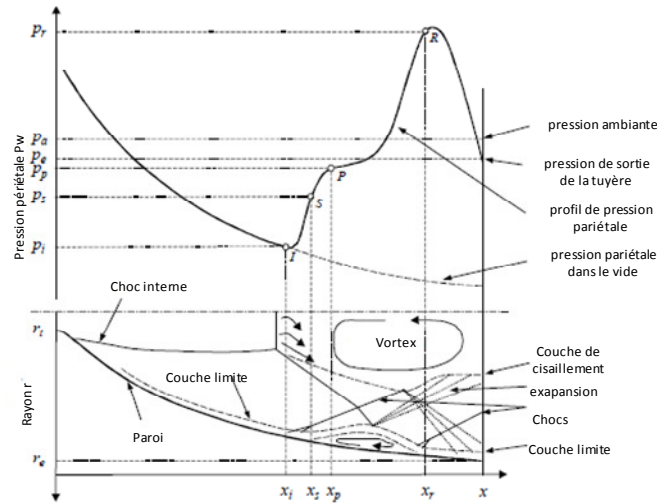


Figure 2-4(b): Schéma phénoménologique des décollements Restreint (bas)

2.4 Critères de décollement dans les tuyères

Les données expérimentales obtenues particulièrement sur des tuyères coniques et idéales tronquées ont permis de développer plusieurs critères empiriques et semi-empiriques pour renseigner, pour une tuyère donnée, sur la zone de séparation, à défaut de prédire avec certitude la position du point de séparation [2] en raison de son caractère instable. Ces critères expriment généralement le saut de pression lors des décollements dans les tuyères supersoniques en fonction des paramètres de fonctionnement de la tuyère tels que la pression de chambre, le nombre de Mach et les propriétés thermodynamiques du gaz (γ par exemple).

Parmi les plus classiques pour un décollement libre (FSS) on peut citer:

Le critère de Summerfield [13], développé pour les tuyères coniques:

$$\frac{p_i}{p_a} \approx 0.4 \quad (2-7)$$

Un autre critère basé sur des expériences menées sur des tuyères coniques et idéales tronquées, proposé par Schilling [14], donne une relation entre le saut de pression et l'augmentation du nombre de Mach de l'écoulement.

$$\frac{p_i}{p_a} = k_1 \left(\frac{p_c}{p_a} \right)^{k_2} \quad (2-8)$$

Où $k_1 = 0.582$ et $k_2 = -0.195$ pour des tuyères à contours courbés $k_1 = 0.541$ et $k_2 = -0.136$ pour les tuyères coniques. p_c étant la pression de chambre ou pression génératrice.

Schmuker [15] a pour sa part proposé un critère purement empirique et qui a été largement utilisé:

$$\frac{p_i}{p_a} = (1.88M_i - 1)^{-0.64} \quad (2-9)$$

Dans toutes ces formules, l'indice i fait référence au point de séparation.

Ces critères et d'autres seront par la suite utilisés dans le modèle analytique qui sera exposé plus loin.

2.5 Motivations sur l'utilisation de l'injection fluide pour la vectorisation de la poussée

L'injection transversale d'un fluide dans un écoulement supersonique est une problématique que l'on peut rencontrer dans des applications diverses dans le domaine aérospatial, telles que la combustion dans les moteurs de type Scram-Jet et le contrôle des engins supersoniques.

En tant que telles, les propriétés et les caractéristiques résultant de l'interaction de jets transversaux avec un écoulement supersonique peuvent présenter un intérêt majeur dans la conception de systèmes de pilotage du vecteur poussée par injection d'un fluide. Par un tel système, on remplacerait les systèmes mécaniques de vectorisation basés, comme il a été signalé plus haut, sur des actionneurs lourds et de conception complexe, par des systèmes plus légers utilisant juste un réseau d'alimentation en fluide et des vannes à ouverture rapide. Deux études récentes [16,17], l'une conduite sur une tuyère plane et l'autre sur une tuyère axisymétrique ont mis en évidence une réponse dynamique très rapide du système de vectorisation fluide, et une faible perte en impulsion spécifique associée. Ces conclusions placent le concept de la vectorisation fluide de la poussée (FTV) comme une alternative potentiellement intéressante pour la vectorisation de la poussée d'un moteur fusée. Ces caractéristiques sont également en phase avec les besoins des petits véhicules spatiaux et pour le contrôle des modules d'amarrage.

A titre d'exemple, dans l'étude réalisée [16] sur une tuyère plane fonctionnant à mach 1.2 (équipant le Rafale de Dassault), l'injection dans le divergent de cette tuyère a permis d'obtenir des angles de vectorisation de l'ordre de 27° pour un rapport du débit secondaire au débit primaire de l'ordre de 10% (*Figure 2-5*).

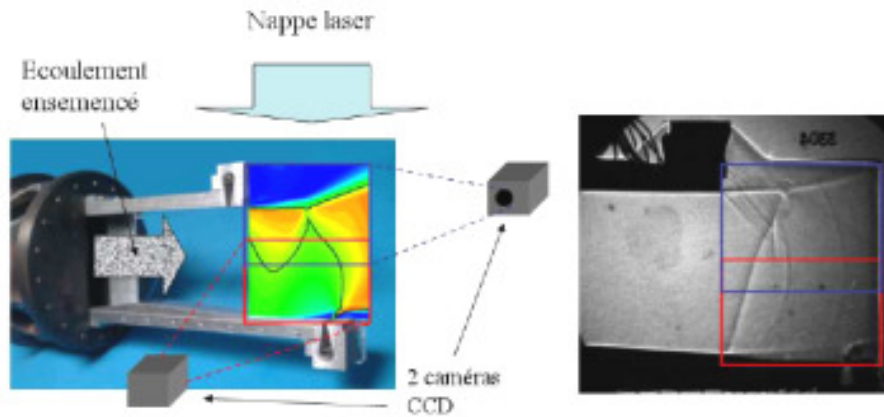


Figure 2-5 vectorisation d'une tuyère plane 2D [16]

Les premières études sur la technique fluide pour dévier la poussée ont été entreprises dans les années 90 (voir les références [19] et [21] par exemple). Les techniques les plus utilisées sont: l'injection dans le divergent SITVC (Shock Induced Thrust Vector Control) [18,20,21], l'injection près du col (déformation de la ligne sonique) [18] et le contrôle par couche de mélange à contre-courant [19]. La Figure 2-6 illustre l'utilisation de ces deux derniers procédés.

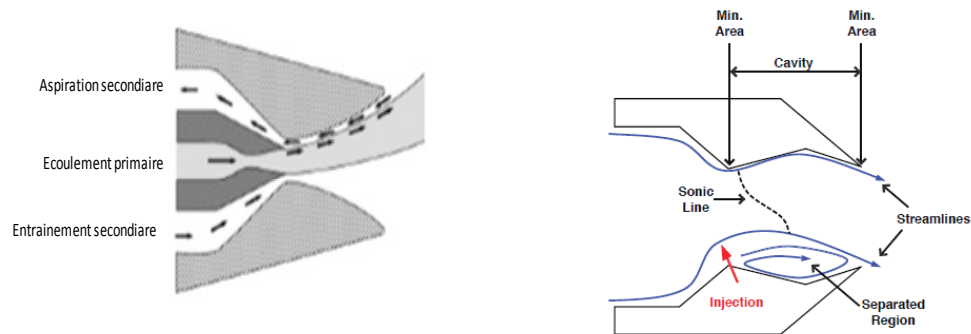


Figure 2-6 : Déviation du jet propulsif par aspiration et par injection dans le col d'après [18 et 19].

2.6 Définition des paramètres de performance

2.6.1 Angle de vectorisation

Lors de l'injection à travers un orifice circulaire, ou une fente annulaire, dans le divergent d'une tuyère supersonique, la pénétration du jet secondaire forme un obstacle fluide dans l'écoulement primaire de la tuyère, à l'endroit de l'injection. La présence de cet obstacle conduit à une configuration comprenant un choc détaché (Bow Shock), un décollement de la couche limite de l'écoulement primaire, en un point s du divergent, en amont de la fente d'injection et un choc de séparation (Figure 2-7). Une

topologie complète de l'écoulement sera donnée dans le chapitre 3. Sur le plan des efforts exercés sur la tuyère, l'impulsion du jet secondaire, associée à la force due à la surpression engendrée par le décollement de la couche limite, crée un déséquilibre dans le bilan total des forces et conduit par conséquent à une déviation du vecteur poussée.

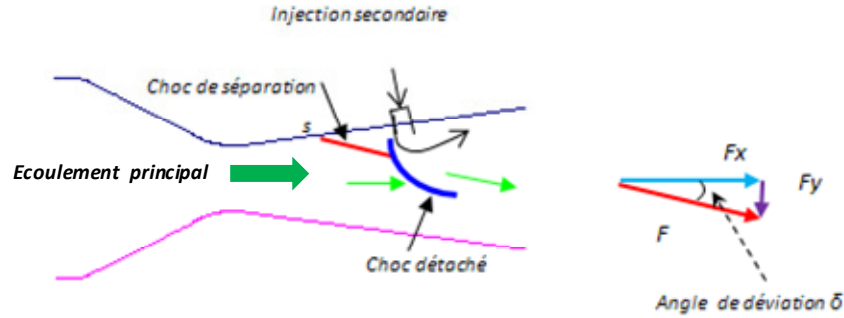


Figure 2-7: Schéma simplifié d'une vectorisation par injection fluidique dans une tuyère convergente-divergente

Si l'on désigne par δ l'angle de vectorisation, ou de déviation, le bilan des forces agissant sur la tuyère donne;

$$\delta = \arctan\left(\frac{F_y}{F_x}\right) = \tan^{-1}\left[\frac{\sum f_y + \sum(\dot{m}U)_y}{\sum f_x + \sum \dot{m}U_x}\right] \quad (2-10)$$

où F_x et F_y sont respectivement les résultantes des efforts normal et axial respectivement. $\sum f_x$ et $\sum f_y$ représentent les sommes de toutes les forces de pression projetées le long de x et y et $\sum(\dot{m}U)_x$ et $\sum(\dot{m}U)_y$ les sommes des débits de quantité de mouvement dans les directions x et y respectivement.

2.6.2 Coefficients d'efficacité ou d'amplification

Afin d'évaluer les performances de la vectorisation fluidique, il est souvent plus judicieux d'introduire des paramètres sans dimension permettant la comparaison entre le fonctionnement d'une tuyère seule et une tuyère vectorisée fonctionnant dans les mêmes conditions et entre différents modes de vectorisations.

On définit ainsi l'efficacité de la vectorisation par le rapport de l'angle δ au taux d'injection (rapport du débit secondaire au débit primaire).

$$C_{AV} = \left(\frac{\delta}{100 \frac{\dot{m}_i}{\dot{m}_0}}\right) \quad (2-11)$$

Le coefficient de poussée est défini comme le rapport du module de la poussée résultante à la poussée idéale F_0 (dans le vide) de l'écoulement primaire.

$$C_{AF} = \frac{\sqrt{F_x^2 + F_y^2}}{F_0} \quad (2-12)$$

On peut également introduire le coefficient d'efficacité spécifique défini comme le rapport de l'impulsion spécifique de la tuyère vectorisée à l'impulsion spécifique de la tuyère adaptée en mode non vectorisé.

$$C_{AI} = \frac{I_{sp}}{I_{sp}^*} = \frac{\frac{\sqrt{F_x^2 + F_y^2}}{\dot{m}_0 + \dot{m}_j}}{F_0 / \dot{m}_0} \quad (2-13)$$

où I_{sp}^* et F_0 sont respectivement l'impulsion spécifique et la poussée de la tuyère dans le vide.

Bibliographie relative au chapitre 2

- [1] J.Delery "Handbook of compressible aerodynamics" *ISTE Ltd and J.Willey & Sons Inc (2010)*.
- [2] P.Reijasse "aérodynamique des tuyères propulsives en sur-détente: décollement libre et charges latérales en régime stabilisé" *Thèse de doctorat de l'université paris VI (2005)*
- [3] L. Prandtl "Ueber Fluessigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung" (On Fluid Movement at Low Friction), in *International Mathematical Congress, Heidelberg (1904)*.
- [4] J.Östlund "Flow processes in rocket engine nozzles with focus on flow separation and side-loads". *Licentiate thesis Stockholm (2002)*.
- [5] P.Reijasse and J.Birkemeyer "semi-empirical model for subscale nozzles" *Proc. 4th European Symposium on Aerodynamics for Space Applications, Capua (Italy) (2001)*.
- [6] J.Delery and J.G.Marvin "Shock-Wave Boundary Layer Interactions" *AGARD No. 280 February (1986), ISBN 92-835-1519-6*
- [7] M. Salikuddin "Unsteady Pressures on Exhaust Nozzle Interior Surfaces – Empirical Correlations for Prediction" *DGLR/AIAA Aeroacoustics Conference, 14th, Aachen, Germany, May (1992)*.
- [8] R.Darren and H.Hidalgo "Fluctuating Pressure Analysis of a 2-D SSME Nozzle Air Flow Test" *Thirteenth Workshop for Computational Fluid Dynamic Applications in Rocket Propulsion and Launch Vehicle Technology, Huntsville, Alabama, p 723-743 (SEE N96-29750 11- 34), April (1995)*
- [9] J.Östlund, T. Damgaard and M.Frey "Side-Load Phenomena in Highly Overexpanded Rocket Nozzles" *AIAA-2001-3684, July (2001)*.
- [10] P.Reijasse, P.Servel and R.Hallard, "Synthesis of the 1998-1999 ONERA Works in the FSCD Working Group" *ONERA RTS 49/4361 DAFE/Y, Dec (1999)*
- [11] M.Frey and G.Hagemann, "Status of Flow Separation Prediction in Rocket Nozzles", *AIAA 98-3619, (1998)*
- [12] M.Terhardt, G.Hagemann, and M.Frey, "Flow Separation and Side-Load Behaviour of the Vulcain Engine", *AIAA 99-2762, (1999)*
- [13] M.Summerfield, C.Foster, and W.Swan "Flow Separation in Overexpanded Supersonic Exhaust Nozzles", *Jet Propulsion, Vol. 24, Sep (1954)*
- [14] T.W. Schilling, "Flow Separation in Rocket Nozzle" *M. S. Thesis, University of Buffalo, June (1962)*
- [15] R.Schmucker, "Flow Processes in Overexpanded Nozzles of Chemical Rocket nozzles part1: flow separation" *NASA TM-77396 Jan (1984)*.

[16] B.Mangin, " Vectorisation fluidique d'une tuyère plane supersonique " *Thèse de doctorat de l'Université d'Orléans (2006)*

[17] *D.J.Wing and V.J.Giuliano " Fluidic thrust vectoring of an axisymmetric exhaust nozzle at static Conditions". FEDSM97-3228, 1997.*

[18] J.D.Flamm "Experimental Study of a Nozzle Using Fluidic Counterflow for Thrust Vectoring". *AIAA 98-3255, July 13-15, (1998).*

[19] *J.D Flamm, K. A. Deere, B. L Berrier, S. K Johanson. and M. L Mason. "Experimental Study of a Dual-Throat Fluidic Thrust Vectoring Nozzle Concept" AIAA Paper 2005-3503.*

[20] K.A. Deere. "Computational investigation of the aerodynamic effects on fluidic thrust Vectoring" *AIAA 2000-3598.*

[21] *K. A Waithe. and K. A. Deere. "Experimental and computational investigation of multiple injection ports in a convergent-divergent nozzle for fluidic thrust vectoring" AIAA-2003-3802, June 23-26, 2003.*

CHAPITRE 3

Modèle analytique de la vectorisation fluidique

3.1 Introduction

Une étude sur la modélisation de la vectorisation par injection secondaire dans le divergent d'une tuyère supersonique est présentée dans ce chapitre. Deux types d'injection seront étudiés: L'injection par un orifice circulaire dans une tuyère axisymétrique et l'injection par une fente annulaire dans une tuyère axisymétrique.

Le modèle proposé permet de calculer les paramètres et les performances de la vectorisation fluidique en se basant sur des méthodes de calcul mathématiques (de type ingénieur) permettant d'obtenir ces performances quasi-instantanément, ce qui représente un gain significatif en temps comparé à celui nécessaire pour un calcul complet, basé sur la résolution des équations de Navier-Stokes par exemple. Les résultats obtenus par ce modèle peuvent être d'une grande utilité dans les phases de pré-dimensionnement par exemple.

3.2 Problématiques de l'injection d'un fluide secondaire dans un écoulement supersonique

3.2.1 Cas bidimensionnel

Les études classiques menées sur les écoulements supersoniques bidimensionnels sur une plaque plane, ont montré qu'une injection transversale d'un fluide secondaire à travers une fente, conduit à la formation d'un obstacle fluidique induisant dans cet écoulement un choc détaché (Bow Shock). L'interaction de ce choc fort avec la couche limite provoque un épaissement et une séparation de celle-ci, ce qui entraîne l'apparition, en amont de l'orifice d'injection, d'un choc faible attaché appelé " choc de séparation".

Des auteurs comme dans [1] ont montré que la zone de séparation est caractérisée par la présence de deux vortex tournant en sens inverse situés entre le choc de séparation, la frontière du jet injecté et la paroi de la plaque plane. Le premier vortex désigné par « PUV » (Primary Upstream Vortex) est caractérisé par un saut croissant de la pression, de la valeur P_i de l'écoulement principal à une valeur plateau quasi-constante P_p (Figure 3-1). Le second vortex, désigné par SUV (Secondary Upstream Vortex), proche de la frontière du jet secondaire est caractérisé par un deuxième saut, limité, de la pression au-delà de la pression P_p .

L'écoulement injecté dans les conditions soniques, est accéléré dans l'écoulement principal à travers un faisceau de détente de type Prandtl-Meyer, avec apparition d'un troisième vortex (*PDV*) (Primary Downstream Vortex) dont le niveau de pression est inférieur à celui de l'écoulement principal (zone en dépression). La conjugaison des efforts liés au jet et aux différentes zones crée un moment de tangage de la plaque (pitching "nose-down"). Le sillage du jet redevient parallèle à la paroi à travers un train de chocs de recompression successifs [1].

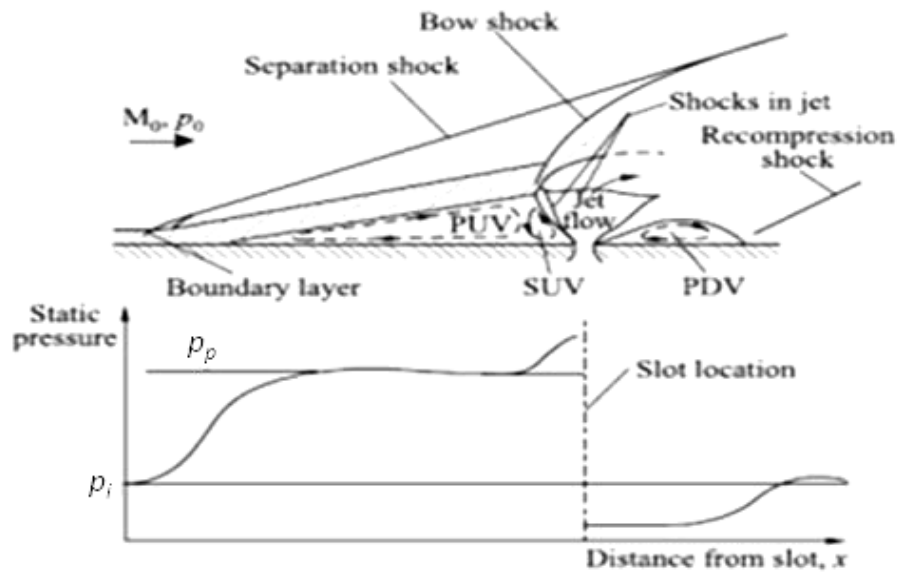


Figure 3-1: modèle d'injection par fente dans un écoulement bidimensionnel plan et distribution de la pression le long de la paroi, d'après [1]

Des auteurs, tels que rapportés dans [2], [3] et [4], ont proposé des modèles analytiques permettant de décrire les zones d'interaction des jets et de caractériser, moyennant certaines hypothèses, quelques paramètres déterminants tels la hauteur de pénétration du jet et la distance de séparation.

Il a été montré dans [1], par exemple, que le jet secondaire forme un obstacle et que l'écoulement principal se comporte de façon similaire à celui traversant une marche avant. Cette étude a été améliorée par la suite [2] en assimilant l'obstacle fluide à un corps émoussé (Blunt-body) dont le rayon de courbure est la moitié de la hauteur de pénétration.

La détermination de la distance de séparation dépend fortement de la nature de la couche limite (turbulente ou laminaire) en amont de l'injecteur et de la pression plateau dans la zone de séparation. Le modèle simplifié permet le calcul de la hauteur de pénétration du jet, en établissant un bilan de forces, basé sur le volume de contrôle suggéré et illustré sur la Figure 3-2.

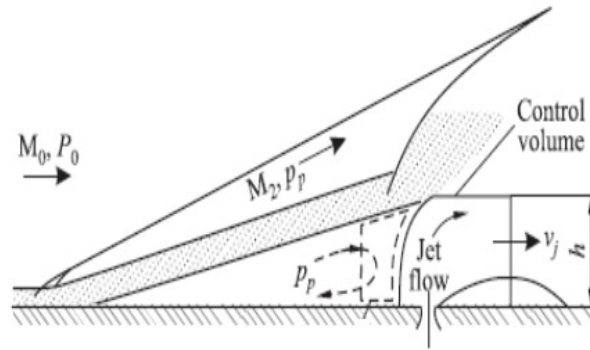


Figure 3-2: Modèle simplifié d'une injection 2D dans un écoulement d'après [1]

3.2.2 Cas tridimensionnel

Contrairement au cas 2D, l'interaction d'un jet sonique à travers un orifice circulaire, dans un écoulement supersonique sur une plaque plane, présente des structures tridimensionnelles très complexes. Les caractéristiques qualitatives du champ d'écoulement peuvent être schématisées sur les Figures 3-3 et 3-4. Dans ce cas un choc détaché (Bow shock) tridimensionnel, résultant de l'interaction de l'écoulement supersonique avec le jet secondaire, provoque la séparation de la couche limite ainsi que le développement d'un tourbillon primaire (PUV) tridimensionnel. Le choc détaché et la zone de séparation s'étendent en enveloppant le jet secondaire.

La frontière du jet est caractérisée dans sa première partie par une zone de choc en forme de tonneau (Barrel shock) avec un disque de Mach à sa limite supérieure. Cette zone représente le corps principal de l'obstacle fluide responsable du détournement de l'écoulement primaire. Elle est suivie d'une deuxième zone plus allongée dans laquelle l'écoulement du jet est formé par deux enroulements contrarotatifs.

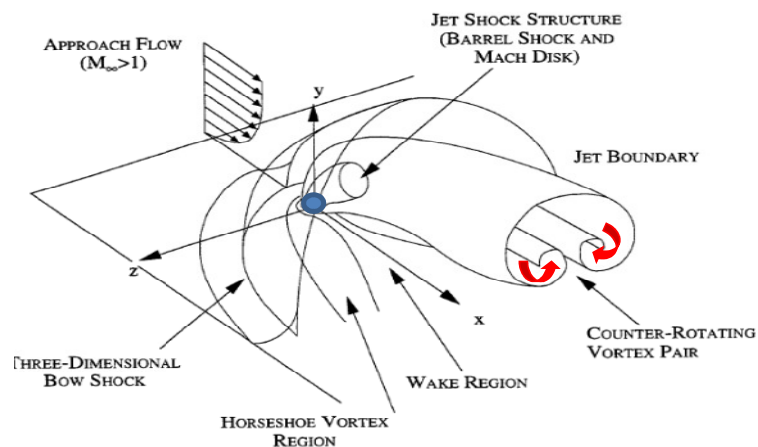


Figure 3-3: Schéma des structures engendrées par l'injection par un orifice circulaire dans un écoulement supersonique inspiré de [10]

Ces deux enroulements sont générés par l'expansion en forme de fer à cheval (Horseshoe) du tourbillon secondaire (SUV). L'écoulement en aval du jet est caractérisé, quant à lui, par la formation de tourbillons de sillage tridimensionnels, séparés par des structures de choc de recompression.

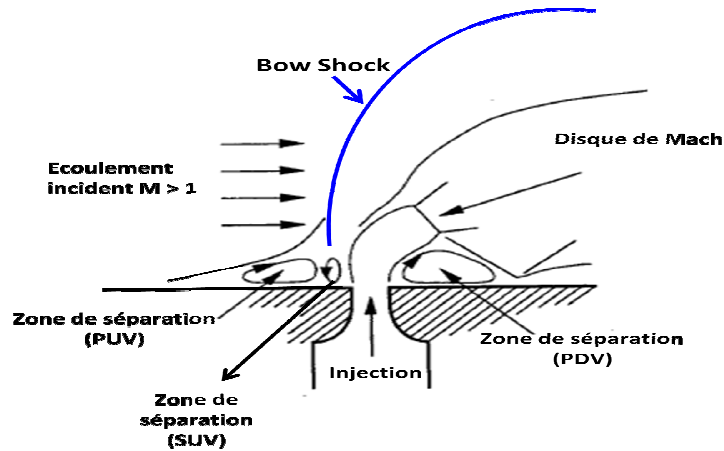


Figure 3-4: Structure de l'écoulement, dans un plan parallèle à l'écoulement principal et passant par le centre de l'injecteur.

3.3 Modèles analytiques de vectorisation fluidique

Le modèle analytique présenté ici a pour objectif d'évaluer la vectorisation de la poussée d'une tuyère supersonique convergente-divergente par injection d'un gaz dans sa partie divergente. Le modèle a été pensé et conçu sur la base d'études et approches physiques, en relation avec les phénomènes associés à une injection d'un fluide dans un écoulement supersonique. Son principe est basé sur l'utilisation d'un modèle simplifié, inspiré de [2 et 3] dans sa partie concernant le calcul de la hauteur de pénétration du jet dans l'écoulement principal de la tuyère. Différents critères et corrélations sont également utilisés pour la modélisation de la zone de séparation de la couche limite et pour calculer par la suite les efforts dus aux forces de pression dans cette zone. Le modèle prend en compte deux types d'injection : une injection par un orifice circulaire et une injection par une fente rectangulaire. Les résultats obtenus avec ce modèle seront comparés avec ceux de la simulation numérique et avec quelques résultats expérimentaux disponibles.

3.3.1 Modèle d'injection par un orifice circulaire

Dans un premier temps on s'intéressera au cas de la vectorisation de la poussée d'une tuyère supersonique convergente-divergente, par injection d'un gaz dans son divergent, à travers un orifice circulaire.

Comme il a été signalé plus haut, si la topologie de l'écoulement dans le cas d'une injection dans un écoulement uniforme plan est très complexe, elle le sera plus encore,

dans le cas d'un écoulement confiné et non uniforme dans une tuyère, tant sur le plan de l'analyse que sur le plan du diagnostic. Il est nécessaire alors d'introduire des simplifications dans toute approche abordant ce type de problématiques.

Le modèle repose dans un premier temps sur l'estimation de la hauteur de pénétration h du jet injecté, en fonction des conditions locales de l'écoulement dans la tuyère et des conditions d'injection. La configuration de l'écoulement, lors d'une injection dans une tuyère, n'est plus la même que celle rencontrée lors d'une injection dans un écoulement uniforme, traitée dans les travaux cités plus haut. La recherche de h implique donc une connaissance de la forme que prend le jet dans l'écoulement principal.

Dans le modèle présenté ici, la forme proposée de l'obstacle est schématisée sur la *Figure 3-5*. Cette forme simplifiée est composée d'un quart de sphère de rayon h , suivi d'une moitié d'un cylindre ouvert [5]. La surface Σ , sur laquelle doivent s'appliquer les lois de bilan, délimite le volume de contrôle ABCD et sépare les deux écoulements.

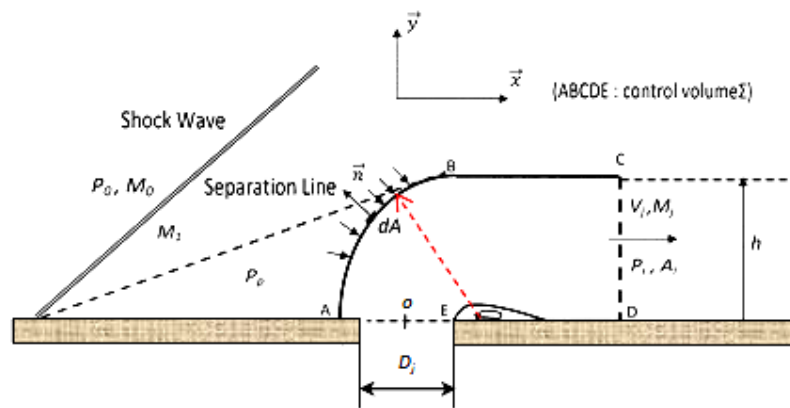


Fig. 3-5 Coupe transversale de la forme du jet et volume de contrôle [5].

Le bilan des forces implique que la résultante des forces de pression, ou trainée, s'appliquant sur la surface Σ , est égale au débit de quantité de mouvement quittant ce volume de contrôle. Des critères donnant la pression plateau p_p sont intégrés dans ce modèle et choisis en fonction de la géométrie de la tuyère.

Dans cette approche, l'analyse repose sur les mêmes hypothèses correspondant au cas d'un écoulement uniforme [1], et sur d'autres, rajoutées pour adapter le modèle au cas des écoulements non uniformes rencontrés dans une tuyère supersonique [5], (injection sonique, pas de mélange entre les deux écoulements, le gaz injecté est détendu de façon isentropique, ...etc).

Le bilan des forces peut être établi comme suit, en supposant que l'écoulement redevient parallèle à la paroi en sortie du domaine de contrôle.

$$\int_{\Sigma} \rho \vec{U} \vec{U} \vec{n} dA = \int_{\Sigma} -p \vec{n} dA \quad (3-1)$$

Sachant par hypothèse qu'il n'y ait pas d'échange de matière entre l'écoulement principal et secondaire, cette expression peut être décomposée comme suit :

$$\int_{CD} \rho \vec{U} \vec{U} \vec{n} dA = \int_{AB} -p \vec{n} dA + \int_{CD} -p \vec{n} dA \quad (3-2)$$

Sachant que $\vec{U} = u\vec{x}$, la projection sur la direction x donne :

$$\int_{CD} \rho u^2 ds = \Sigma F_x = F_{x1} + F_{x2} \quad (3-3)$$

avec $\int_{AB} -p \vec{n} dA = F_{x1}\vec{x}$ et $\int_{CD} -p \vec{n} dA = F_{x2}\vec{x}$ sont les composantes des forces de pression agissant sur le volume de contrôle.

F_{x1} représente en réalité la force de trainée sur la partie sphérique du volume de contrôle, que l'on peut calculer par la méthode de Newton, selon le schéma de la Figure 3-6 (a) et (b).

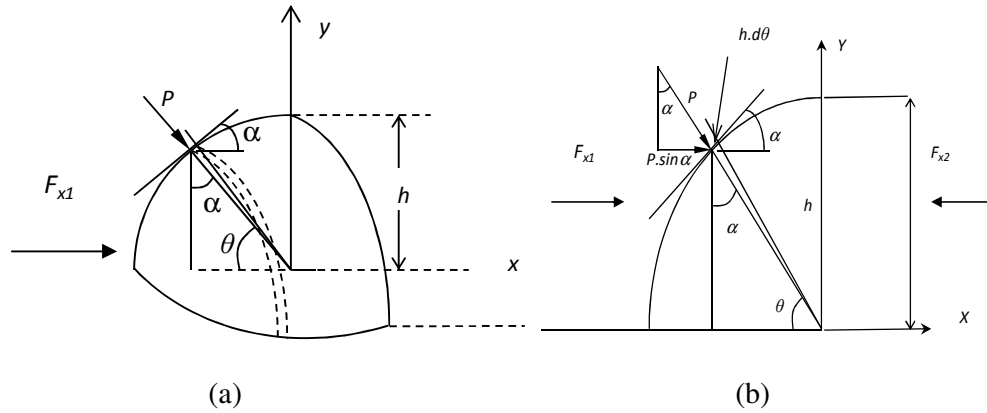


Figure 3-6 Schéma d'intégration des forces de pression

Soit :

$$F_{x1} = \int_0^{2\pi} p \cdot \sin(\alpha) \cdot dA = \frac{\pi h^2}{2} \left(p_0 + \frac{1}{2} q_0 C_{pmax} \right) \quad (3-4)$$

où C_{pmax} est le coefficient de pression correspondant à l'angle maximal $\theta = \pi/2$, avec θ l'angle entre la paroi de la tuyère et la normale en tout point de la surface Σ .

La force F_{2x} est celle qui s'oppose au flux injecté à travers la section de sortie du volume de contrôle A_i à la pression p_i soit :

$$F_{x2} = -p_i A_i = -p_i \frac{\pi}{2} h^2 \quad (3-5)$$

Pour un jet secondaire sonique à l'orifice, les relations relatives aux écoulements monodimensionnels et isentropiques donnent:

$$\int_{CD} \rho u^2 ds = \dot{m}_j V_j = 2C_d A_j \gamma_j \left(\frac{2}{\gamma_j + 1} \right)^{\frac{1}{\gamma_j - 1}} \left[\frac{1}{\gamma_j^2 - 1} \left(1 - \left(\frac{p_i}{P_{0j}} \right)^{\frac{\gamma_j - 1}{\gamma_j}} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3-6)$$

Dans cette expression, C_d est le coefficient de dépense de l'injecteur, $A_j = \frac{\pi}{4} D_j^2$ est la section de passage de l'injecteur de diamètre D_j . L'indice j fait référence au gaz injecté, qui peut être différent de celui de l'écoulement de la tuyère. P_{0j} est la pression totale du gaz injecté.

En remplaçant les différents termes dans l'équation 3-3, on peut aisément exprimer la hauteur de l'obstacle fluïdique en fonction des données géométriques et thermodynamiques des fluides. Soit :

$$h = D_j \left[\frac{C_d \gamma_j P_{0j} \left(\frac{2}{\gamma_j + 1} \right)^{\frac{1}{\gamma_j - 1}} \left[\frac{1}{\gamma_j^2 - 1} \left(1 - \left(\frac{p_i}{P_{0j}} \right)^{\frac{\gamma_j - 1}{\gamma_j}} \right) \right]^{\frac{1}{2}}}{(p_0 - p_i) + \frac{q_0 C_{p \max}}{2}} \right]^{0.5} \quad (3-7)$$

Le comportement de l'écoulement supersonique dans le divergent de la tuyère, à l'égard de l'injection du fluide secondaire, reste analogue à celui rencontré lors de l'interaction d'un écoulement supersonique avec une marche avant. La zone de décollement est caractérisée par une pression, quasi constante, appelée pression plateau p_p . Cette pression est modélisée, dans le cas des décollements libres (FSS) dans les tuyères supersoniques, et modélisée par des critères empiriques, élaborés pour plusieurs types de configuration de tuyère et en fonction des propriétés thermodynamiques des fluides.

Ces critères sont intégrés dans le modèle analytique et utilisés, au choix, selon le type de tuyère. Ils seront par ailleurs comparés entre eux.

Une fois que la hauteur h de l'obstacle fluïdique est connue, il convient ensuite de déterminer le point du début de la zone de séparation s . Cette recherche se fait via un processus itératif en partant du point m et en utilisant la méthode de Michel pour le calcul de la couche limite (Figure 3.7).

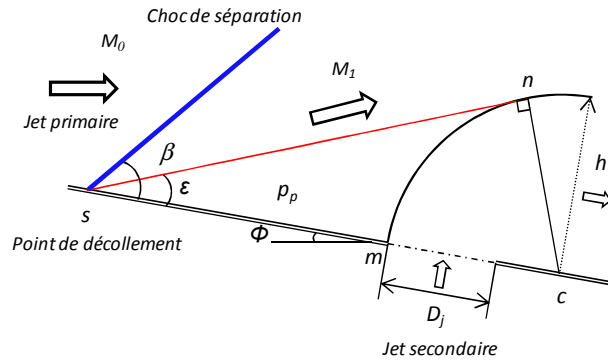


Figure 3.7 Schéma de recherche du point de séparation

L'angle de vectorisation δ sera déduit, par la formule 2-10, donnée au Chapitre 2, en calculant les composantes des forces selon x et y , par intégration des forces de pression dans la zone décollée et par l'impulsion du jet secondaire.

3.3.2 Modèle d'injection par une fente rectangulaire

Sur le plan pratique, l'autre possibilité d'injecter le fluide secondaire est l'utilisation d'une fente rectangulaire, creusée sur la paroi du divergent de la tuyère sur un arc d'angle φ . La démarche reste analogue à celle suivie dans le cas d'une injection par un orifice circulaire quant à la recherche du point de séparation amont. La seule différence consiste à définir la forme du volume de contrôle sur lequel doit s'appliquer le bilan des forces. Là aussi, une forme simplifiée du volume de contrôle a été adoptée pour ce modèle et présentée sur la Figure 3-8. L'obstacle consiste en une nappe de fluide d'épaisseur b , dont le contour extérieur décrit un quart de cercle de rayon h , représentant la hauteur de pénétration du jet. Cette nappe s'étale sur la paroi du divergent, le long de la fente d'injection sur l'angle φ .

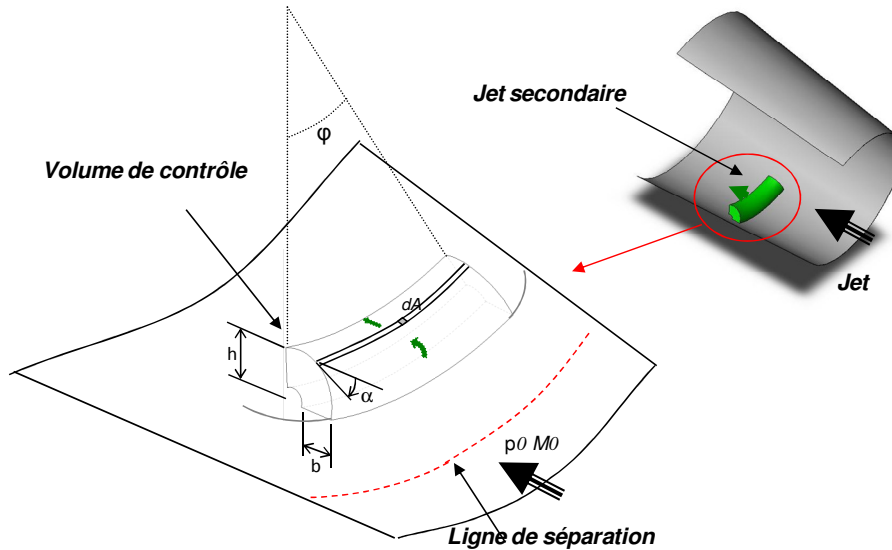


Figure 3-8: Forme simplifiée de l'obstacle fluide pour une injection par fente rectangulaire

Dans ce cas, le bilan appliqué au volume de contrôle, tel que défini sur la *Figure 3-9* conduit, comme précédemment, à l'expression de la hauteur de pénétration du jet.

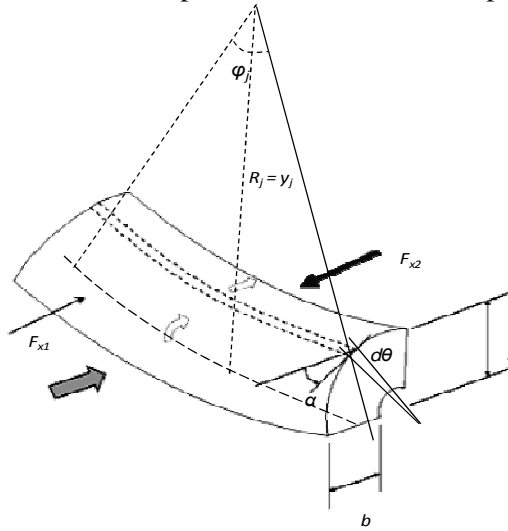


Figure 3-9 Volume de contrôle pour une injection par fente rectangulaire [6]

Soit:

$$h = A_j \left[\frac{C_d \gamma_j P_{0j} \left(\frac{2}{\gamma_j + 1} \right)^{\frac{1}{\gamma_j - 1}} \left[\frac{1}{\gamma_j^2 - 1} \left(1 - \left(\frac{p_i}{P_{0j}} \right)^{\frac{\gamma_j - 1}{\gamma_j}} \right) \right]^{\frac{1}{2}}}{R_j \varphi_j \left((p_0 - p_i) + \frac{2}{3} q_0 C_{p \max} \right)} \right] \quad (3-8)$$

Avec A_j la surface débitante de l'injecteur calculée pour une fente rectangulaire centrée sur un arc $R_j \varphi_j$ tel que $A_j = 2b_j R_j \sin(\varphi_j / 2)$, où R_j est le rayon de la tuyère au point d'injection et φ_j l'angle correspondant à la longueur de la fente.

3.4 Calcul des forces agissant sur la tuyère

Le calcul des forces agissant sur les parois de la tuyère regroupe aussi bien les forces dues au flux de dynamique du jet injecté que celles dues à la surpression dans les zones de décollement. Si le calcul des premières forces est facile à mettre en œuvre, il n'est pas de même pour les deuxièmes. En effet, ce calcul supposerait une connaissance précise, aussi bien des frontières que de la répartition de la pression de ces zones. La zone de décollement débute au point de séparation s , situé sur la ligne d'arrêt passant par le centre de l'injecteur, et s'étend symétriquement, de part et d'autre de cette ligne. La forme et la topologie de ces zones décollées diffèrent d'un type d'injection à l'autre (*Figure 3-10*). Des données expérimentales et des relations

empiriques, établies lors des études sur l'interaction des écoulements supersoniques avec des corps cylindriques et sphériques [11], ont constitué une base d'inspiration pour la définition de ces lignes de séparation. Une forme elliptique a été adoptée pour cette modélisation.

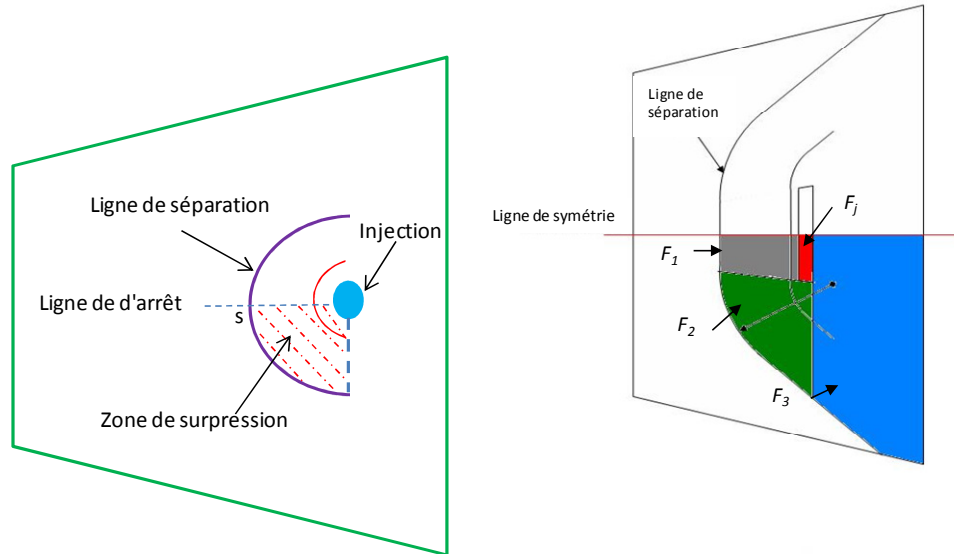


Figure 3-10 : Schémas des topologies des zones utilisées pour le calcul des forces

Dans cette approche, les forces de pression sont obtenues par intégration numérique sur des éléments de surface situés dans la zone de séparation, entre la ligne centrale et la ligne de séparation. Pour chaque abscisse x_k , au-delà du point de séparation s , la pression dans la zone de séparation $p(x_k)$ varie de la pression plateau p_p (obtenue par un critère approprié) sur la ligne centrale (ligne d'arrêt), à la pression de la tuyère non vectorisée (écoulement isentropique) sur la ligne de séparation (Figure 3-11). Le détail des calculs est donné dans la référence [6].

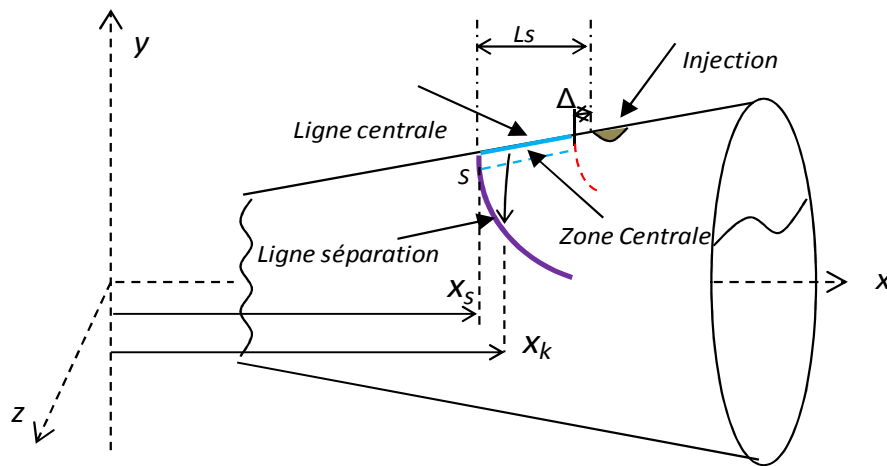


Figure 3-11 : Schéma du calcul analytique des forces

En résumé, le modèle analytique conçu pour évaluer l'angle de déviation de la poussée lors d'une vectorisation fluide d'une tuyère est une construction

mathématique, qui fait appel à plusieurs disciplines de la dynamique des gaz et à quelques critères empiriques. Il peut être organisé selon le schéma de la *Figure 3-12*:

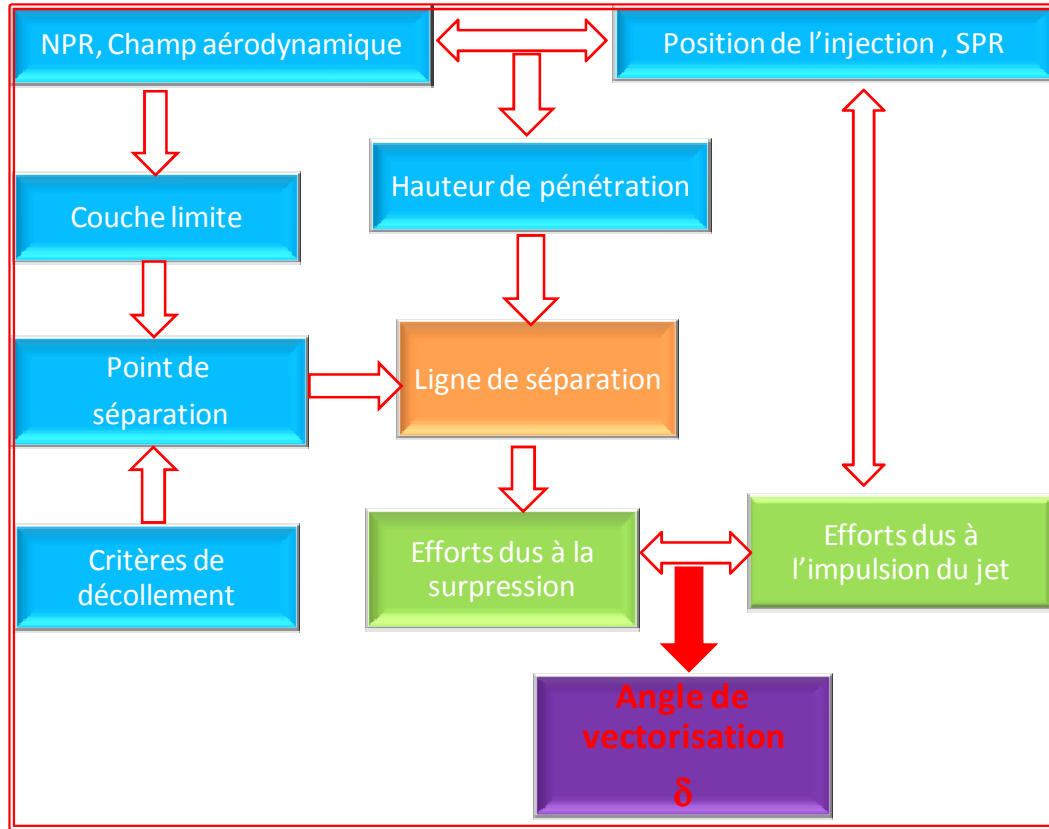


Figure 3-12 Schéma d'organisation du modèle analytique

3.5 Résultats et validation

3.5.1 Injection par orifice circulaire¹

Les résultats présentés ici sont tirés des références [5,7]. Les premiers sont relatifs à l'étude menée sur la tuyère conique *Con ic_09*, qui sera traitée plus loin dans la partie expérimentale, dont les caractéristiques sont données au chapitre 4. Dans cette partie concernant la validation du modèle, l'injecteur étant placé à la position $x/l_n = 0.9$, les taux d'injection varient selon des *SPR* allant de 0.667 à 1,167. La tuyère fonctionne à son régime d'adaptation ($NPR = 37.5$).

Sur la *Figure 3-13* sont représentés les profils de la pression pariétale calculés le long de la méridienne passant par le centre d'injection. La pression plateau est calculée selon le critère de Schilling. Comme on pouvait s'attendre, l'augmentation de la pression d'injection (*SPR*) et par conséquent le taux d'injection, conduit à une

¹ M.Sellam et al "Fluidic thrust vectoring of an axisymmetrical nozzle: an analytical model" *International Journal of Aerodynamic (IJAD)*, Vol2 Nos 2/3/4 pp 193-209, (2012)

augmentation de la zone de séparation. Les angles de déviations induites, calculés par le modèle analytique, suivent la même tendance que *SPR* (cf *Tableau 3-1*). Les comparaisons entre les différents critères de décollement et l'expérience ont montré, *Figure 3-14*, une bonne adéquation pour les critères de Schilling et de Green. Pour rappel, ces deux critères ont été élaborés pour ce type de tuyère.

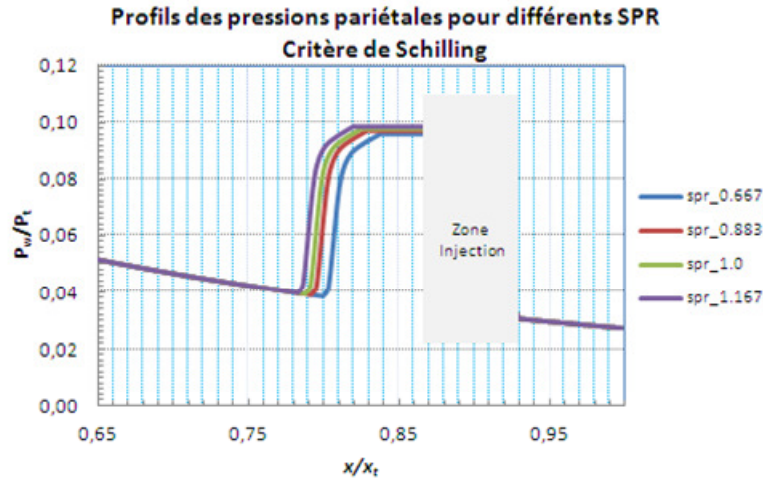


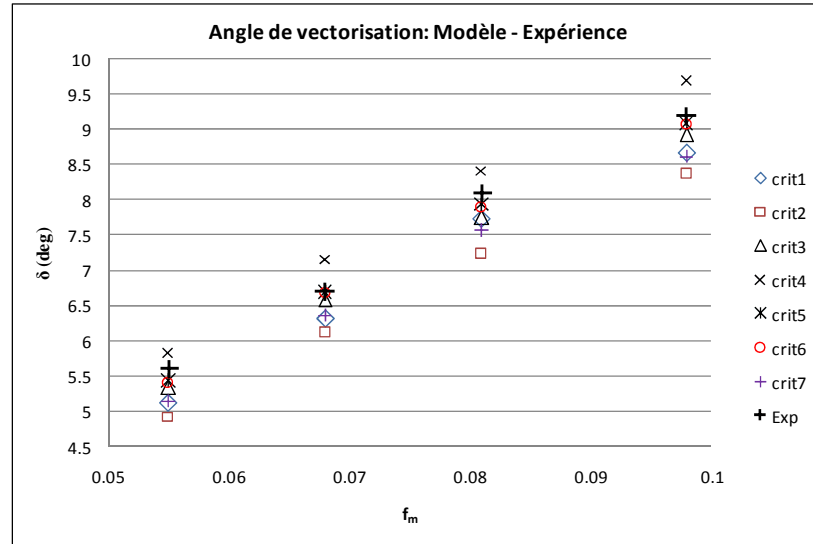
Figure 3-13 Evolution de la pression pariétale calculée, pour différents SPR, avec le critère de Scilling

L'analyse des différentes composantes des forces agissant sur la paroi de la tuyère et obtenues par le modèle analytique, montre que la contribution, dans la force totale, de la composante F_{wy} , due à la seule surpression dans la zone de décollement, est loin d'être négligeable. En effet, elle est en moyenne de l'ordre de 40% de la force totale F_{ty} dans tous les cas étudiés [5].

La comparaison entre les résultats expérimentaux, obtenus par la balance aérodynamique, confirment par ailleurs la bonne estimation de l'angle de vectorisation par le modèle analytique dans ce type de tuyère. L'écart relatif ne dépasse guère les 3% pour le critère de Schilling.

SPR P_{0j}/P_t	$f_m = \dot{m}_j/\dot{m}$	F_{jy}	F_{wy}	F_{ty}		F_x		$\delta(^{\circ})$		$\eta(^{\circ}/\%) = \delta/\frac{\dot{m}_j}{\dot{m}} 100$	
		[N]	[N]	[N]	[N]	[N]	[N]	model	Exp	model	Exp
0.667	0.055	7.226	5.091	12..32	12.4	129.73	126.8	5.42	5.6	0.985	1.01
0.833	0.068	9.664	6.467	16.13	15.0	129.93	128.3	6.68	6.7	0.982	0.985
1	0.081	10.985	7.123	18.11	18.4	130.03	127.8	7.93	8.2	0.979	1.012
1.167	0.098	12.870	9.940	22.81	20.5	130.17	127.3	9.08	9.2	0.926	0.94

Tableau 3-1. Comparaison expérience modèle pour une tuyère conique [5]



Critères de décollement	
1-	Zukoski : Ecoulement plan
2-	Chapman : Ecoulement uniforme plan
3-	Schmucker : Tuyère propulsive, gaz réels
4-	Reshotko-Tucker : Ecoulement isentropique
5-	Green : Tuyère conique
6-	Schilling : Tuyère conique
7-	Kalt-Bendal : Tuyère conique, air froid

Figure 3-14 : Comparaison entre expérience et modèle analytique, avec différents critères de décollement, en termes de δ

3.5.2 Injection par une fente rectangulaire

Le modèle analytique d'une injection par une fente rectangulaire a pu être validé, à la fois sur la base de données expérimentales d'un travail réalisé sur une tuyère plane 2D [8] au laboratoire NASA-Langley et sur celles obtenues par simulations numériques RANS, en moyen du code Fastran², sur le même cas-test. Le maillage structuré multi-blocs construit pour accomplir ces simulations est donné sur la Figure 3-15.

Au total près de 145000 cellules ont été requises pour réaliser ces calculs. Une étude sur la sensibilité des solutions aux raffinements du maillage a été préalablement accomplie.

² Le code Fastran est un code de calcul RANS dont les caractéristiques sont présentées dans la référence [6]

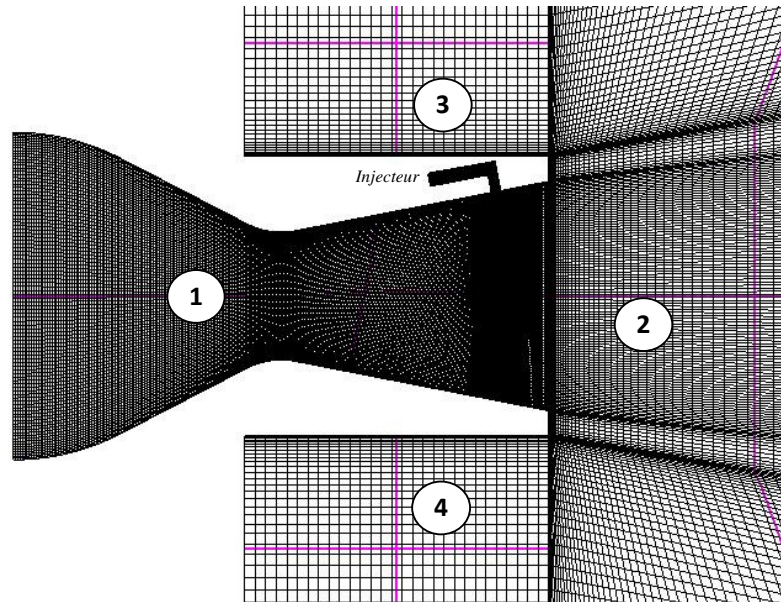


Figure 3-15 : Maillage multi-blocs utilisé pour les calculs RANS

Les caractéristiques de la tuyère sont les suivantes :

- Adaptation : $NPRd = 8.78$ à $Mach = 2.2$
- Longueur du divergent = 0.0577 m et angle du divergent = 11.01°
- Injection par fente rectangulaire de largeur 2 mm positionnée à 4 cm du col, soit un rapport $x/l_n = 0.693$.

Le modèle de turbulence $k-\omega$ a été choisi pour les calculs numériques avec un maillage raffiné à la paroi, dans la direction verticale, de façon à avoir une valeur de la variable réduite y^+ proche de l'unité.

L'influence de certains paramètres de fonctionnement de la tuyère (NPR , SPR , critère de décollement,...) a été abordée dans le but de tester la pertinence et la sensibilité du modèle analytique vis-à-vis de ces paramètres.

Tout d'abord nous avons étudié l'influence du critère de décollement, définissant la pression plateau p_p derrière le choc de décollement. Les critères empiriques utilisés dans ce cas précis sont ceux élaborés pour les configurations planes 2D.

Les résultats obtenus par le modèle analytique, en termes d'angle de vectorisation, avec les différents critères ont été confrontés aussi bien aux résultats expérimentaux que numériques (Tableau 3-2). Les résultats présentés dans ce tableau concernent les deux cas de fonctionnement de la tuyère, en régime de surdétente à $NPR = 4.6$ et à l'adaptation à $NPR=8.78$, pour le même rapport de pression secondaire $SPR = 0.7$.

NPR		Exp [8]	CFD k- ω	Modèle analytique/Critère		
				Zukoski	Chapman	Schmucker
4,6	δ°	7	8	7.6	7.9	8.2
	x/x_t	1.55	1.57	1.6	1.59	1.55
8.78	δ°	4	4.3	5.6	5.9	6
	x/x_t	1.59	1.6	1.59	1.59	1.55

Tableau 3-2 : Comparaison entre modèle analytique, expérience et simulation, à $SPR = 0.7$

La Figure 3-16 illustre les différents profils de pression obtenus avec les trois critères de décollement, pour le cas de fonctionnement à $NPR = 4.6$ et $SPR = 0.7$. Dans cette figure, l'abscisse x_t représente la position du col de la tuyère, prise égale à 0.05775 dans ces calculs, de sorte que la section de sortie de la tuyère se trouve à une abscisse x_e telle que $x_e/x_t = 2$.

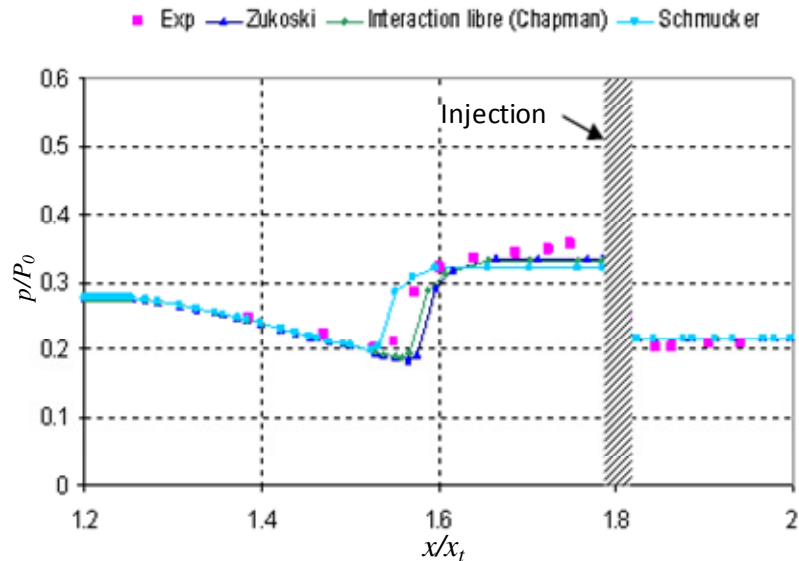


Figure 3-16 Influence du critère de décollement sur le profil de pression.

L'examen de cette figure permet de constater que les trois critères donnent une assez bonne représentation de la pression plateau p_p , avec néanmoins une légère différence concernant la prédiction du point de décollement. Globalement, les valeurs des angles de déviation sont très proches pour les trois critères.

Sur le plan numérique, la Figure 3-17 donne une comparaison entre les images Schlieren, expérimentale (a) et numérique (b). Comme on peut le constater, les calculs numériques donnent les mêmes structures de choc et les mêmes types d'interférences quasiment aux mêmes points.

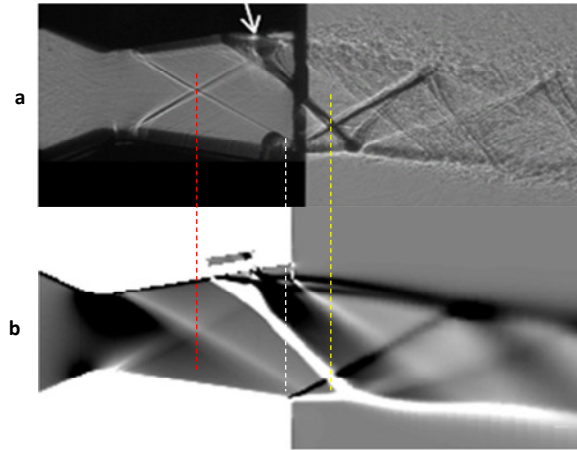


Figure 3-17: Images Schlieren expérimentale (a) et numérique (b).
Cas $NPR = 4.6$ et $SPR = 0.7$

L'influence des rapports de détente de la tuyère (NPR) et de l'injection secondaire (SPR) a également été abordée. Les résultats du modèle ont été comparés avec ceux obtenus expérimentalement, en termes de déviation, selon les cas-tests réalisés sur la tuyère 2D de la référence [8].

Les Figures 3-18 (a) et (b) donnent, à titre d'exemple, les profils des pressions pariétales obtenus par calcul numérique, par le modèle et par les mesures expérimentales pour $NPR = 4.6$ et $NPR = 8.78$ et pour le même taux SPR . Ces figures montrent que le cas d'un fonctionnement en surdétente (a) conduit à une zone de séparation plus étendue que dans le cas du régime d'adaptation (b) et par conséquent une déviation plus importante.

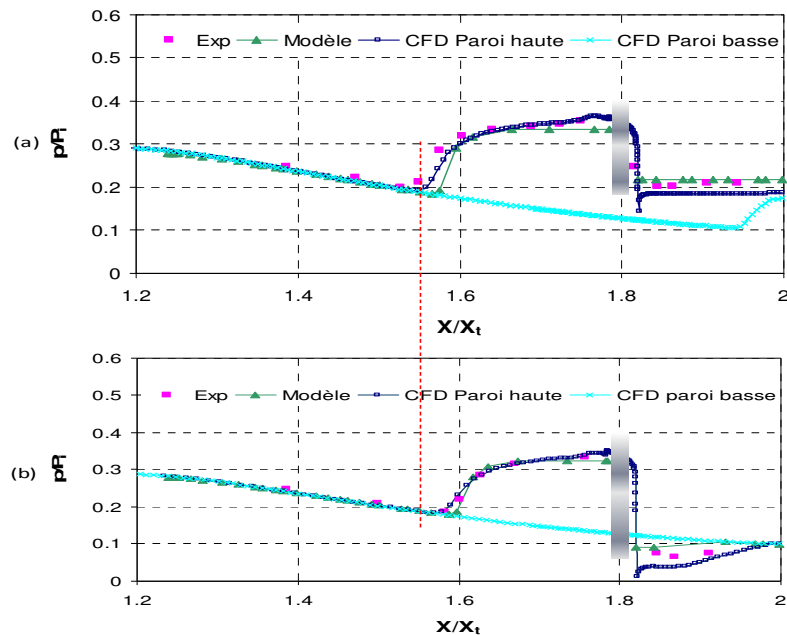


Figure 3-18 : Pressions pariétales : (a) $NPR = 4,6$ et (b) $NPR = 8.78$
à $SPR=0,7$

Sur le plan de l'analyse de la ligne de séparation, celle-ci est repérée par les points où s'annule le frottement pariétal, du fait de l'inversion des profils de vitesse, dans la zone de séparation. A titre d'exemple, la *Figure 3-19* donne les profils des pressions et du frottement pariétal pour le cas de fonctionnement à $NPR=8.78$, calculés numériquement. La ligne de séparation est repérée à la position $x/x_t = 1.57$ pour les simulations numériques et aux positions $x/x_t = 1.55$ et $x/x_t = 1.6$ pour le modèle analytique et l'expérience respectivement.

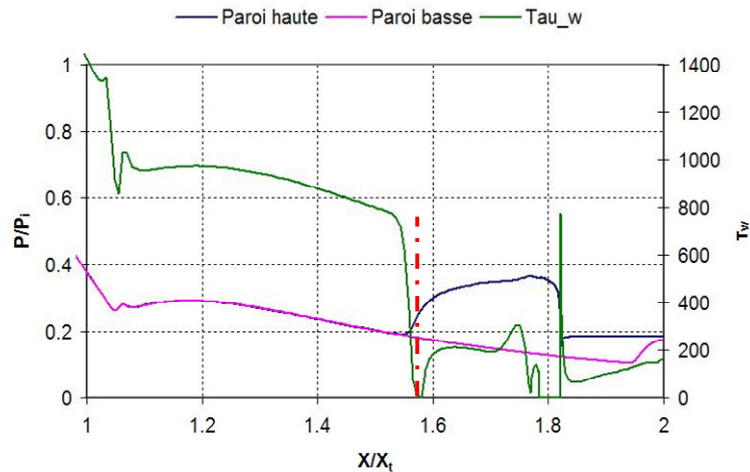


Figure 3-19: Repérage du début de la ligne de séparation à $T_{au-w} = 0$ dans les calculs numériques

L'analyse des résultats obtenus sur la sensibilité de la vectorisation aux régimes de fonctionnement de la tuyère (NPR) et de l'injecteur (SPR), montre que la déviation du vecteur poussée dépend de ces deux paramètres.

Pour un fonctionnement à SPR constant, les résultats obtenus par le modèle, l'expérience et les simulations numériques, convergent tous vers la même conclusion, à savoir que la sensibilité de la déviation du vecteur poussée reste faible pour des taux de détente élevés, proches de l'adaptation et pour les régimes de sous-détente, alors qu'elle devient plus pertinente pour les régimes de surdétente. Cette augmentation est favorisée d'une part par la contribution de la zone de séparation, de plus en plus étendue, aux faibles NPR et d'autre part par le déséquilibre supplémentaire dû à la zone d'aspiration en aval de l'injecteur.

Cet effet additionnel se trouve néanmoins compensé, en partie, par le décollement libre sur la paroi opposée à l'injection, qui conduit à l'émergence d'une force opposée à la direction de la vectorisation souhaitée. La surdétente devient cependant inopérante dès que le plan de l'interaction du choc de décollement et le choc de séparation arrive à hauteur du plan de l'injection. Ce point particulier sera discuté par la suite dans le chapitre 4.

Le fonctionnement à NPR constant et à taux d'injection variables, montre que les angles de vectorisation augmentent avec SPR de façon quasi-linéaire.

Les figures 3-20 (a) et (b) résument les influences de NPR et SPR sur l'angle de vectorisation.

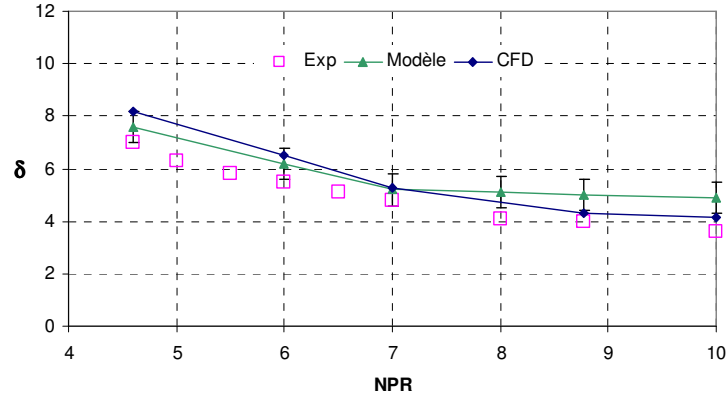


Figure 3-20(a) : Angle de vectorisation en fonction de NPR

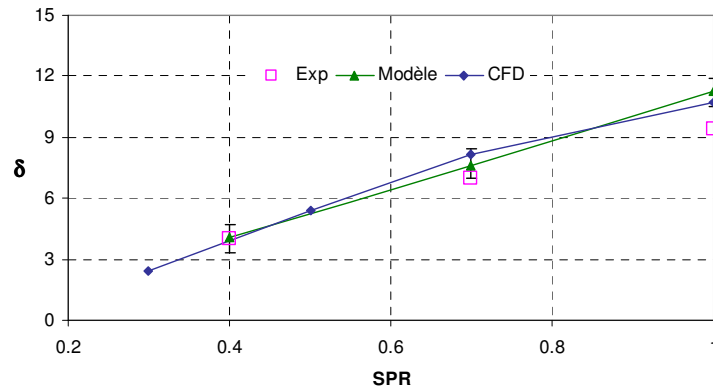


Figure 3-20(b) : Angle de vectorisation en fonction de SPR

Sur le plan numérique, la *Figure 3-21* donne un aperçu sur la topologie de l'écoulement de la tuyère, côté injection, et montre l'augmentation de la zone de séparation, en amont de l'injecteur avec SPR à NPR constant, et la diminution de celle-ci avec NPR à SPR constant. La figure montre également la zone d'aspiration, en aval de l'injecteur, qui augmente avec SPR et quand NPR diminue. Cette zone favorise, comme il a été précisé précédemment, la vectorisation, par le déséquilibre supplémentaire qu'elle engendre dans le bilan des forces.

L'autre point remarquable est le recollement du jet à la paroi de la tuyère pour les forts taux de détente de la tuyère, au-delà de son taux d'adaptation ($NPR=8.78$).

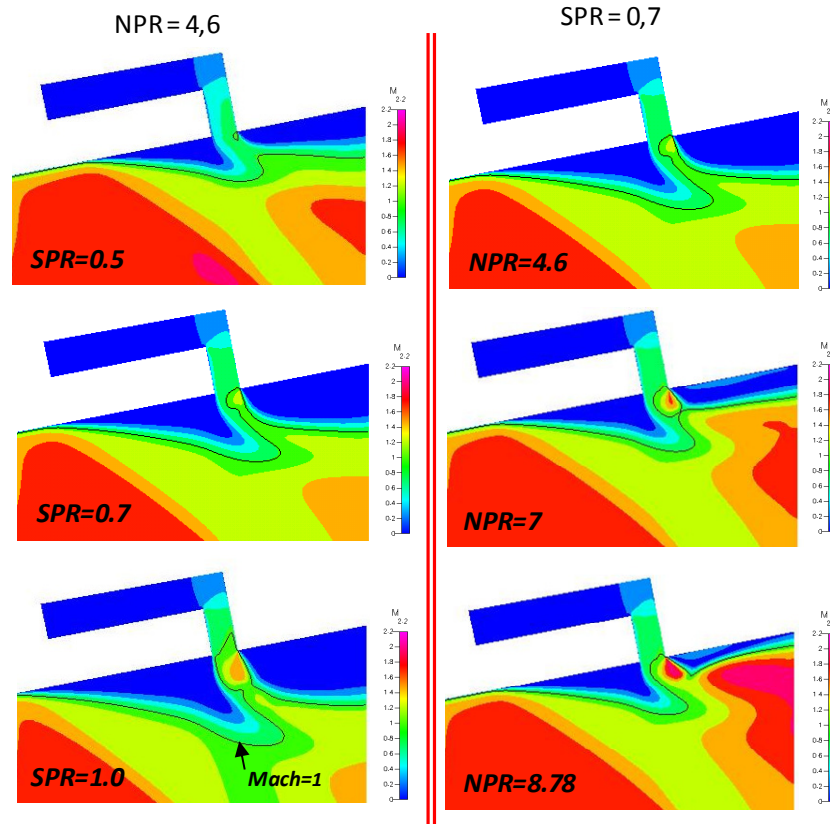


Figure 3-21 : Iso-Mach pour différents SPR à NPR = 4,6 (à gauche) et pour différents NPR à SPR = 0,7 (à droite)

Le modèle de l'injection par fente rectangulaire a également été appliqué à une tuyère axisymétrique et les résultats comparés aux simulations numériques et quelques données expérimentales, disponibles à l'époque de sa mise en œuvre. Le cas expérimental concerne l'étude réalisée au laboratoire NASA-Langley et rapportée dans la référence [9]. Le contour de la tuyère étudiée est d'une conception simple, loin des cas usuels. En effet le profil de la tuyère est conique présentant un raccordement anguleux au niveau du col. Cette singularité provoque une expansion rapide et brutale de l'écoulement dans la zone transsonique avec une forte chute de la pression au voisinage du col. Un profil schématisé de la tuyère et ces caractéristiques géométriques sont donnés sur la Figure 3-22.

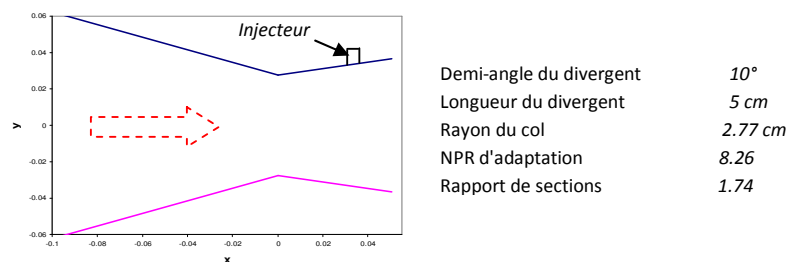


Figure 3-22 Caractéristique de la tuyère axisymétrique testée

Le maillage construit pour les simulations numériques RANS dans le cas des tuyères axisymétriques est plus complexe à réaliser que pour les cas 2D. Le maillage structuré d'un volume de révolution circulaire requiert un traitement particulier et repose sur la méthode dite de papillon « Butterfly » ou sur la méthode dite maillage en « H ». Pour y parvenir la zone centrale est construite sur une base d'un quadrilatère et le reste par construction suivant les arcs opposés aux quatre côtés du quadrilatère. De cette façon on évitera la présence d'un point singulier au centre du cercle (Figure 3-22).

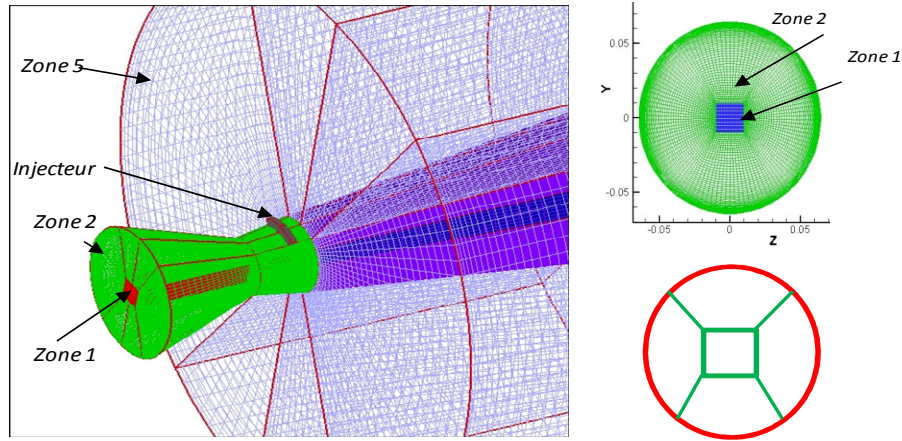


Figure 3-22 : Maillage structuré d'une tuyère axisymétrique

Les résultats pour un fonctionnement de la tuyère à $NPR=3$ et une configuration avec un injecteur rectangulaire creusé sur un arc d'angle $\varphi = 60^\circ$ et assurant un taux d'injection $f_m=0.072$ à $SPR=1$ sont donnés sur la Figure 3-24, sous forme de profils de pression pariétale relevés expérimentalement et obtenus par le modèle analytique et la simulation numérique RANS.

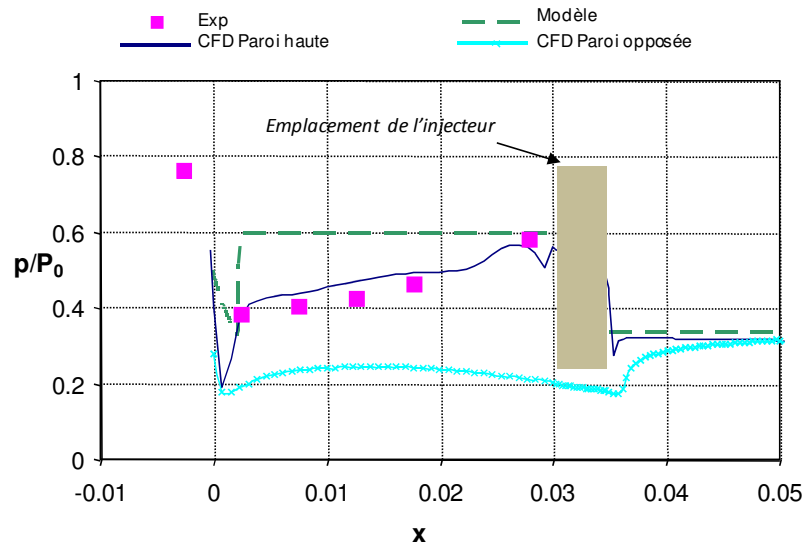


Figure 3-24 Distribution de la pression sur les parois, dans le plan de symétrie, à $NPR=3.0$, $SPR=1.0$ et $\varphi=60^\circ$

Comme on peut le constater, les simulations numériques donnent une très bonne distribution de la pression, dans la zone de séparation, relevée sur la méridienne passant par le centre de l'injecteur dans le plan de symétrie. Le modèle quant à lui surestime cette pression, étant donné qu'on considère que le col sonique coïncide avec le col géométrique de la tuyère, alors qu'il est dans la réalité plus en amont, compte tenu de l'épaisseur de la couche limite. Ce décalage se répercute par des valeurs différentes des rapports de pressions pariétales au col. D'où cette différence dans les valeurs des pressions dans la zone décollée. Mais globalement les résultats restent proches, en termes d'angles de déviation, puisque les différentiels restent proches dans les deux cas (rapports $p_p/P_i \approx 0.25$). Les angles de déviations δ déduits des calculs numériques, de l'expérience et du modèle analytique sont de 15.5° , 16° et 16.9° respectivement.

La *Figure 3-25* montre les différentes structures des chocs associés à ce cas particulier, notamment la réflexion de type de Mach résultant de l'interférence du choc fort (Bow shock) provoqué par l'injection secondaire, avec le choc de décollement libre de la tuyère en fonctionnement en surdétente ($NPR=3$) sur la paroi opposée à l'injection. La forme courbée de l'obstacle fluide conforte notre hypothèse de départ pour le modèle analytique. Les lignes de courant montrent la présence des deux tourbillons contrarotatifs, PUV et SUV évoqués en introduction.

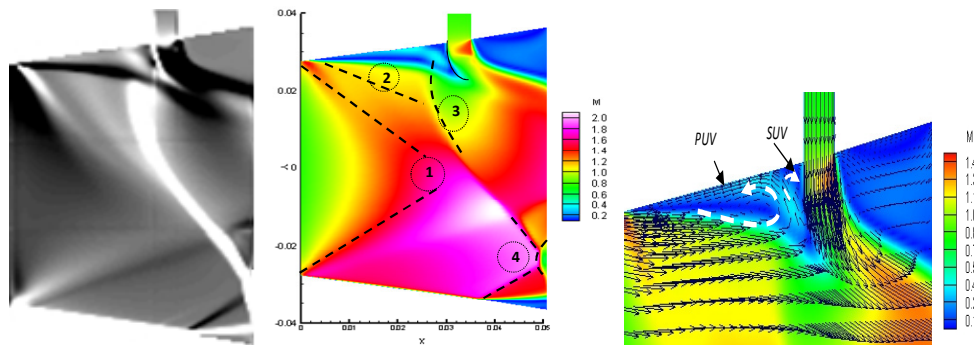


Figure 3-25 Structure de l'écoulement pour $NPR = 3$ et $SPR = 1$ et $\varphi = 60^\circ$

L'influence de la géométrie de la fente d'injection a été analysée à la lumière de cette étude expérimentale. Pour un NPR donné et en maintenant le rapport de la pression secondaire SPR constant, les dimensions de la fente ont été modifiées de telle sorte à garder la même section de passage pour le fluide injecté (cela revient à modifier l'angle φ de la fente d'injection et sa largeur). Comme il a été observé expérimentalement, le maximum de vectorisation est obtenu pour des fentes à $\varphi < 90^\circ$ (*Figure 3-26*). En effet, au-delà de cet angle, les pertes de charge dans l'injecteur deviennent de plus en plus importantes provoquant une diminution de la hauteur de pénétration du jet, et par conséquent une réduction de la zone de surpression amont, réduisant ainsi l'intensité du choc de contournement de l'écoulement de la tuyère.

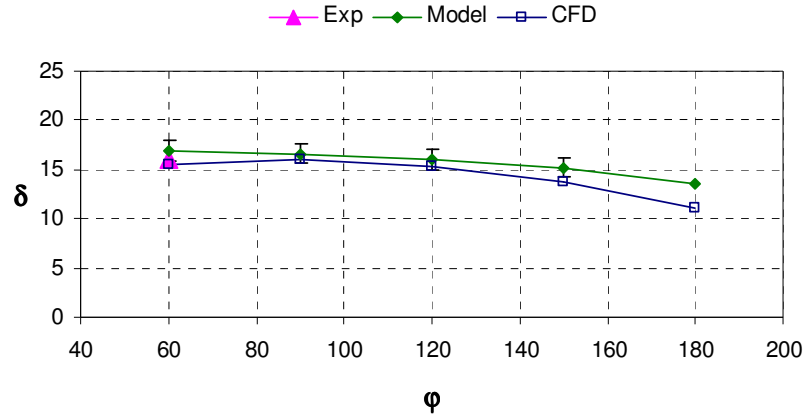


Figure 3.26 Influence de l'angle d'injection à SPR et NPR constants

Par ailleurs, pour des fentes à grand angle ϕ , une partie de la composante des efforts latéraux, dans la zone d'aspiration, devient inopérante puisqu'elles s'annulent entre elles, par symétrie, ce qui réduit la contribution de la résultante selon y des forces appliquée à la tuyère. La Figure 3-26 donne un aperçu du champ du nombre de Mach de l'écoulement pour différentes largeurs de fente pour un fonctionnement à $NPR = 3$ et $SPR = 1$.

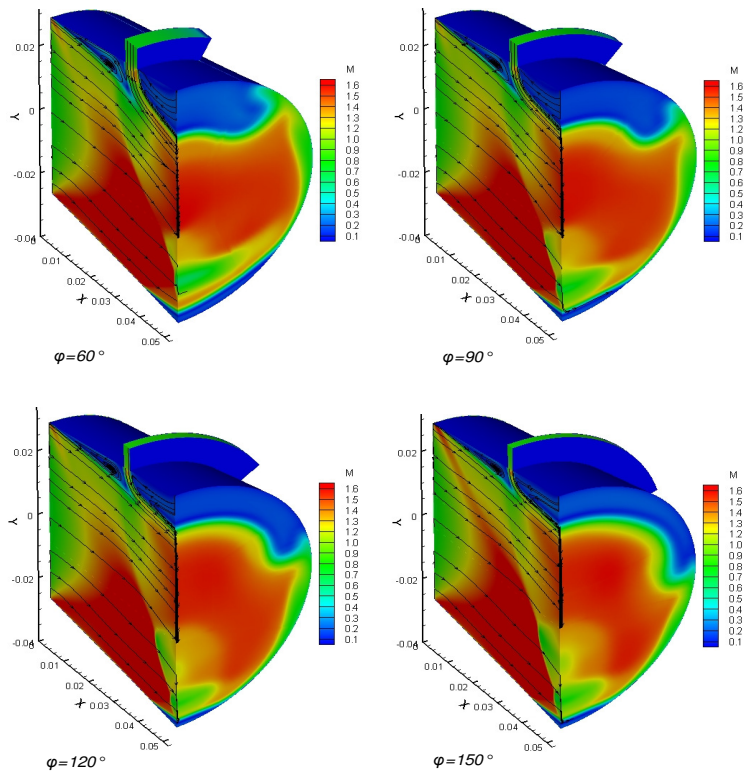


Figure 3-27 Iso-Mach présentant différents angles d'injection à $NPR=3.0$ et $SPR=1.0$

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre j'ai présenté un modèle analytique simplifié, conçu pour le calcul des performances d'une vectorisation fluide d'une tuyère propulsive, plane ou axisymétrique.

Le modèle analytique peut s'adapter aussi bien aux injections par orifice circulaire qu'aux injections par fente rectangulaire.

La pertinence de certains paramètres de fonctionnement de la tuyère et de l'injection a été abordée.

Les résultats obtenus par ce modèle ont été comparés à ceux obtenus par simulation numériques et expérimentalement. La comparaison montre que le modèle permet une assez bonne prédiction de la déviation du vecteur-poussée, pour des conditions de fonctionnement données de la tuyère et de l'injecteur.

Par sa simplicité et par les résultats instantanés que l'on peut obtenir, le modèle peut représenter un outil d'aide, durant la phase de pré-dimensionnement du concept de vectorisation et peut être étendu, moyennant quelques modifications, aux contrôle des engins supersonique, par injection externe.

Bibliographie relative au chapitre 3

- [1] J.G. Santiago, J. Dutton "Crossflow vortices of a jet injected into a supersonic crossflow", *AIAA Journal* 35, 5 (1997)
- [2] F.W. Spaid , E.E Zukoski "Study of the interaction of gaseous jets from transverse slots with supersonic external flows", *AIAA Journal* 6, 2 (1968)
- [3] E.E Zukoski and F. W. Spaid "Secondary injection of gases into a supersonic flow". *AIAA Journal*, VOL 2, No, 10 1964.
- [4] V., Viti, R. Neel, J.A .Schetz "Detailed flow physics of the supersonic jet interaction flow field". *Physics of Fluids J.* 21(4), 046101-1-16, 2009
- [5] M.Sellam, A.Chpoun, V.Zmijanovic , V.Lago "Fluidic thrust vectoring of an axisymmetrical nozzle: an analytical model" *International Journal of Aerodynamic (IJAD)*, Vol2 Nos 2/3/4 pp 193-209, (2012)
- [6] N.Maarouf "Modélisation des phénomènes dissymétriques dans le divergent des tuyères supersonique propulsives. Application à la vectorisation de la poussée " Thèse de doctorat de l'université d'Evry (2008)
- [7] V. Zmijanovic, V. Lago, L. Leger, E.Depussay, M. Sellam, A. Chpoun "Thrust vectoring effects of a transverse gas injection into a supersonic cross-flow of an axisymmetric C-D nozzle". *Advances in Aerospace Sciences (AAS). Progress in Propulsion Physics, volume 4. EDP Sciences. pp. 77-106 (2013)*
- [8] K. A Waithe. and K. A. Deere. "Experimental and computational investigation of multiple injection ports in a convergent-divergent nozzle for fluidic thrust vectoring" *AIAA-2003-3802, June 23-26, 2003.*
- [9] D.J.Wing and V.J.Giuliano "Fluidic thrust vectoring of an axisymmetric exhaust nozzle at static Conditions". *FEDSM97-3228, 1997.*
- [10] J.A Schetz, F.S. Billig "Penetration of gaseous jets injected into a supersonic stream" *Journal of spacecraft and rockets* 3(11), 1658-1665 (1966)
- [11] F.S., Billig "Shock-wave shapes around spherical- and cylindrical-nosed bodies ". *Spacecraft* 4 (6) 822–823 (1967).

CHAPITRE 4

Vectorisation fluidique - Etude expérimentale

4.1 Contexte de l'étude

Le programme PERSEUS (Programme Etudiant de Recherche Spatiale Européen Universitaire et Scientifique) du CNES constitue une nouvelle démarche dans la mise en œuvre de concepts novateurs associant les établissements publics de recherche (universités, grandes écoles,...). Une plate forme dédiée au pilotage de ces projets a été implantée à l'Université d'Evry, donnant de bonnes opportunités de coopération entre les deux institutions.

Ce rapprochement nous a permis d'associer notre laboratoire (LMEE) à ce programme d'activités du CNES sur ces concepts novateurs. C'est ainsi que nous avons proposé un projet de recherche autour d'une étude expérimentale sur la vectorisation fluidique d'une tuyère supersonique axisymétrique. Cette étude s'inscrit comme une suite logique au travail que nous avons déjà réalisé, sur les aspects théoriques et de modélisation de ce concept de vectorisation.

Ce mode de vectorisation de la poussée par injection fluidique peut constituer une alternative intéressante et prometteuse au pilotage classique de la poussée par des actionneurs mécaniques, et qui peut très bien s'adapter aux cas des petits lanceurs étudiés par le programme PERSEUS.

L'institut ICARE, fort de ses équipements lourds nécessaires à ce genre d'étude a été approché. Le projet, validé par le CNES, a été réalisé dans le cadre d'une thèse de doctorat encadrée conjointement par les deux laboratoires.

J'ai contribué de façon très active à la réalisation de ce projet, depuis sa proposition jusqu'à son aboutissement. Un Congé de Recherche et Conversion Thématique (CRCT) de six mois, m'a été attribué par l'université d'Evry, durant l'année universitaire 2011/2012, pour me consacrer entièrement aux travaux de cette thèse, sur place à ICARE, pendant sa phase cruciale.

Les résultats exposés ici ne représentent qu'une synthèse de quelques éléments pertinents du travail de cette thèse. Pour plus de détails sur d'autres aspects le lecteur pourra se référer à la référence [1].

4.2 Banc d'essai et conditions expérimentales

Les tests expérimentaux présentés dans ce document ont été réalisés au niveau de la plateforme CNRS-ICARE FAST (*Facilities for Aerodynamics and Supersonic Technologies*) (Figure 4-1 a) sur l'ancien banc d'essai EDITH, dédié aux études des écoulements supersoniques/hypersoniques. Le banc a été réaménagé pour les besoins de cette nouvelle étude (Figure 4-1-b), par l'installation d'un circuit d'air comprimé,

avec ses stations de détente, permettant une alimentation continue en air comprimé des tuyères installées dans le caisson. La pression dans le caisson d'essai est maintenue grâce aux deux pompes à vide existantes (P600 et P1000).



Figure 4-1: (a) Plateforme FAST

(b) Banc EDITH

4.2.1 Groupe de pompage

Les tuyères testées dans cette étude sont alimentées par de l'air sec et déshuilé, stocké dans quatre réservoirs à 300 bars. Le groupe de pompage a été dimensionné et conçu pour produire des rafales allant jusqu'à 3 minutes, en maintenant une pression génératrice de 3 bars constante dans la chambre de tranquillisation. L'air est acheminé vers la chambre de tranquillisation à travers un réseau de 6 tubes de 10 mm de diamètre répartis sur une circonférence de celle-ci à 60° d'intervalle. L'air est préalablement détendu de 300 à 12 bars à travers un régulateur de pression. Les tuyères testées sont également équipées d'une petite chambre de tranquillisation servant à maintenir une pression constante de l'injecteur secondaire.

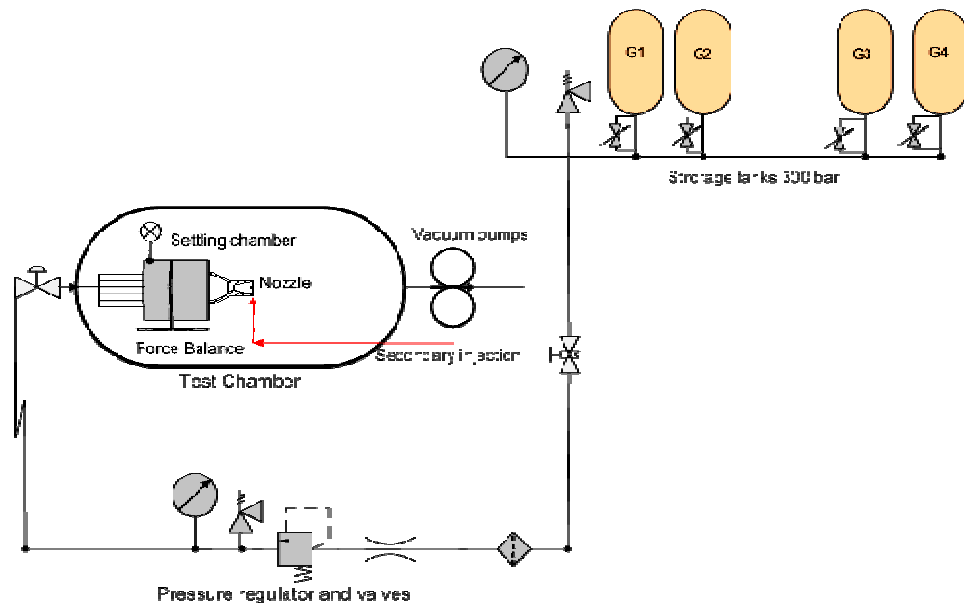


Figure 4-2: Schéma du système d'alimentation en air comprimé, conçu et réalisé.

4.2.2 Conditions de fonctionnement et modèles des tuyères étudiées

Plusieurs modèles de tuyères ont été conçus et testés dans le cadre de ces études sur la vectorisation fluïdique.

Toutes ces tuyères ont été conçues pour un régime d'adaptation dans les conditions de fonctionnement du banc EDITH telles que résumées dans le tableau 4-1.

Condition génératrices	Conditions ambiantes ou de sortie des tuyères testées
$P_0 = 300 \text{ kpa}$	$P_a = 8 \text{ kpa}$
$T_0 = 260 \text{ à } 243 \text{ K}$	$T_a = 290 \text{ K}$
$\rho_0 = 4.26 \text{ kg/m}^3$	$\rho_a = 0.098 \text{ kg/m}^3$
	$R_g/m = 2,7729 \cdot 10^7 \text{ /m}$

Tableau 4-1 Conditions aérodynamiques de fonctionnement des tuyères testées

Au total, cinq profils de tuyères, conçus et réalisés, ont pu être testés expérimentalement dans cette étude. Deux types de convergents soniques permettant l'adaptation de la chambre secondaire aux différents modèles d'injecteurs (circulaire et rectangulaire) ont été également conçus et réalisés.

Les profils des tuyères TIC étudiées ont été déterminés par la méthode des caractéristiques appliquées à un écoulement axisymétrique telle que développée dans [2] avec des valeurs initiales identiques aux conditions génératrices. Pour assurer une expansion continue et en douceur, la courbure de la zone sonique au col est telle que le rayon est trois fois le rayon du col de la tuyère. Dans ce cas il était possible d'utiliser la méthode de Sauer développée dans [2] pour le calcul de la ligne sonique, comme ligne d'initialisation pour la méthode des caractéristiques. Les profils ont été par la suite corrigés pour tenir compte des effets visqueux par un calcul de l'épaisseur de la couche limite.

De leurs côtés, les tuyères coniques testées ont été dessinées avec un demi-angle du cône $\kappa = 5.8^\circ$ ce qui donne un faible facteur de perte de poussée : $1 + \cos(\kappa)/2 = 0.9974$

Les caractéristiques géométriques et aérodynamiques des tuyères testées sont regroupées dans le tableau 4-2

Tuyère*	R_{th}	A_e/A_{th}	M_e	NPR_D	$L_n \text{ (mm)}$	X_j/l_n	A_{tj}
Con ic_0.7	9.72 mm	4.234	3.001	37	100	0.7	32.17 mm ²
Con ic_0.9	9.72 mm	4.234	3.001	37	100	0.9	28.27 mm ²
Con ica_0.9	9.87 mm	4.887	3.150	45.8	82	0.9	28.27 mm ²
TIC ic_0.88	10 mm	4.87	3.03	37.5	68	0.88	28.27 mm ²
TIC if_0.88	10 mm	4.87	3.03	37.5	68	0.88	28.27 mm ²

* profils TIC : avec correction visqueuse ; profils coniques : non visqueux

ic = injection circulaire, ica= injection circulaire selon un angle, if= injection par fente

Tableau 4-2 Caractéristiques géométriques et aérodynamiques des tuyères testées expérimentalement

Les tuyères testées sont montées sur la balance aérodynamique et connectées aux deux chambres de tranquillisation, servant à assurer une pression constante pour les conditions génératrices de l'écoulement primaire et secondaire. La figure 4-3 montre un exemple d'une tuyère montée et connectée aux deux chambres de tranquillisation.

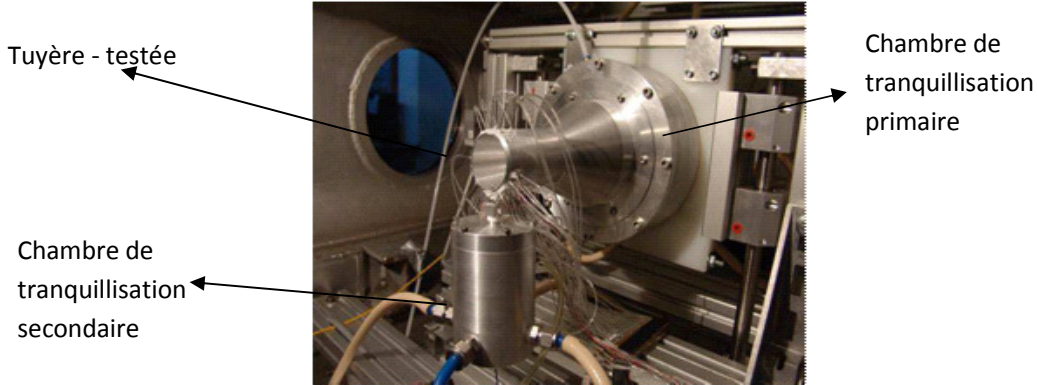


Figure 4-3: Tuyère connectée aux chambres de tranquillisation

4.2.3 Moyens expérimentaux de diagnostic

4.2.3.1 Analyses qualitatives

Ces analyses reposent sur les visualisations strioscopiques de type Schlieren, monochromatique et bi-couleur, de la structure des chocs induits dans l'écoulement lors de l'injection du fluide secondaire dans le divergent de la tuyère. Ces analyses concernent la zone d'écoulement en sortie de la tuyère, étant donné la nature dense et opaque des tuyères utilisées (usinées en aluminium). Le banc strioscopique est schématisé sur la Figure 4-4. L'image représentant le gradient intégré de la densité de l'écoulement est projetée sur l'élément sensible d'une caméra LCD rapide.

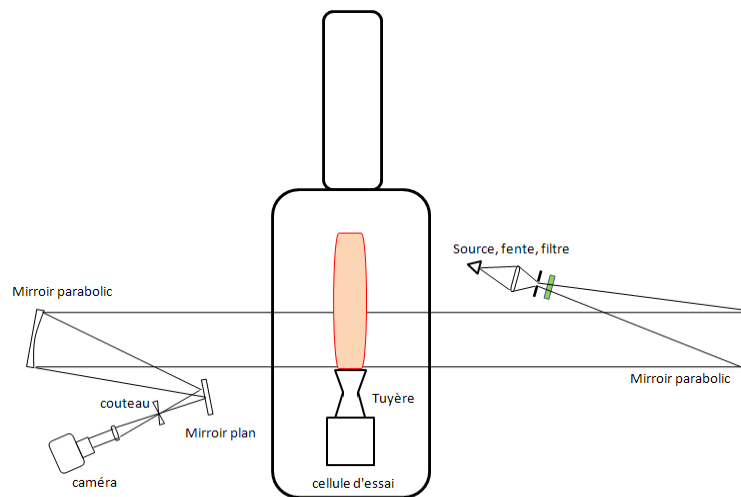


Figure 4-4 Schéma du banc strioscopique

4.2.3.2 Analyses quantitatives

Les analyses quantitatives reposent quant à elles sur trois types de mesures : Les mesures des grandeurs totales des écoulements primaire et secondaire, les mesures des pressions pariétales, stationnaires et instationnaires et enfin les mesures des trois composantes des forces appliquées sur la tuyère étudiée.

Les mesures des pressions et températures totales des écoulements sont obtenues par des capteurs et thermocouples calibrés. Les pressions pariétales dans le divergent de la tuyère sont obtenues par capteurs miniatures instationnaires de type *Kulite*® et des prises de pression stationnaires, connectées à un système *Scanivalve*® ZOC-22B miniaturisé, placé dans le caisson d'essai de la soufflerie EDITH. Ces capteurs ont été répartis de sorte à pouvoir mesurer le champ des pressions, sur la ligne méridienne centrale passant par le centre d'injection, dans la zone décollée en amont de l'injecteur, ainsi que dans la zone d'aspiration située en aval de l'injecteur. D'autres capteurs et prises de pression sont placés sur différentes méridiennes, repérées par un angle azimutal par rapport à la méridienne centrale. Des capteurs placés sur la méridienne opposée et sur des méridiennes symétriques aux précédentes permettent de contrôler la symétrie de l'écoulement et ses caractéristiques sur la paroi opposée à l'injection. Deux types de montage ont été testés : un montage affleurant et un montage en « pocket ». La Figure 4-5 montre un exemple de mise en place des capteurs et prises de pressions pariétales.

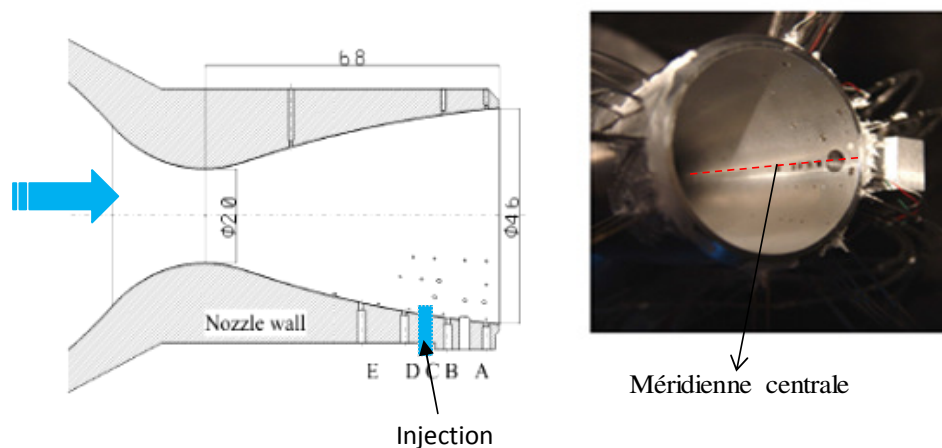


Figure 4-5 : Montage des capteurs de pression *Kulites* et prise de pression *Scanivalve*

Les composantes des forces appliquées à la tuyère, permettant de remonter à l'angle de vectorisation, ont été mesurées grâce à une balance aérodynamique conçue et réalisée au laboratoire. Cette balance est constituée par deux cadres perpendiculaires, *Bosh Rexroth*®, assemblés de telle sorte à assurer à l'ensemble un déplacement dans les trois directions X,Y et Z avec un minimum de frottement grâce à des roulements et

douilles à billes de hautes performances (avec un coefficient de frottement de 0.001 à 0.002). Cette conception particulière permet une mesure directe des forces sans recours à une détermination préalable du centre de poussée.

Dans ce montage, l'ensemble de la tuyère et les chambres de tranquillisation est solidaire d'un support fixé sur le cadre vertical. Les trois composantes des forces sont mesurées avec deux games de capteurs *HBM® S2M* : 0-200 et 0-20 N avec une précision de 2% à pleine échelle. Dans ces conditions les mesures des forces sont obtenues avec une erreur absolue de $\pm 1.176N$ pour les mesures dans la direction x et $\pm 0.764N$ pour les mesure dans la direction y . La figure 4-6 représente un schéma d'assemblage de la balance réalisé par l'outil de CAO *CATIA®*.

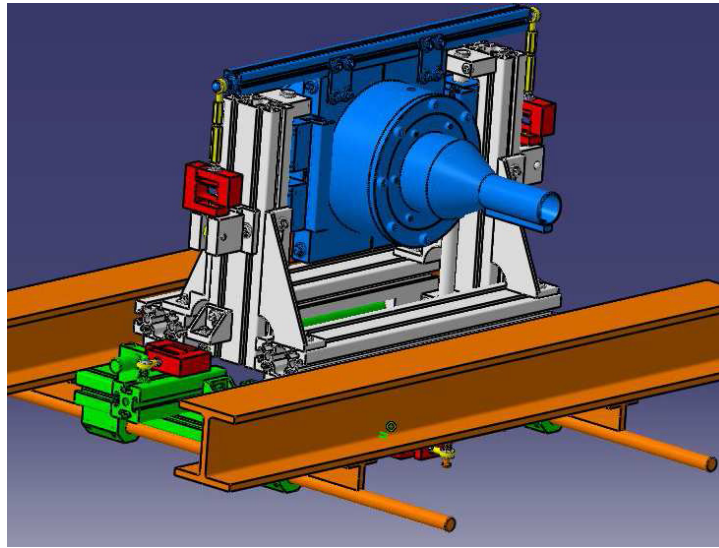


Figure 4-6 Assemblage de la balance aérodynamique

Le dispositif mis en place permet des séquences d'enregistrement stables des forces aérodynamique et des pressions pariétales sur plusieurs dizaines de secondes ce qui est largement suffisant dans ce type d'étude. La Figure 4-7 montre un enregistrement typique des différentes phases d'acquisition synchronisée de la pression et des forces aérodynamiques, avant et après l'injection secondaire.

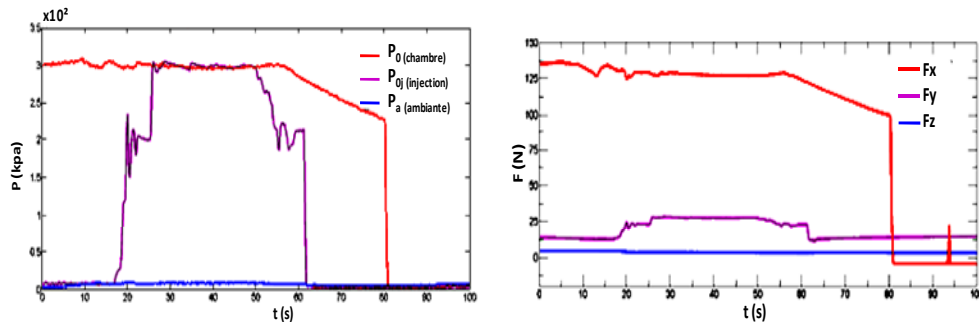


Figure 4-7 Exemple d'enregistrements synchronisés des pressions et des forces

4.3 Conditions relatives aux calculs numériques

Parallèlement à l'étude expérimentale, plusieurs séries de calculs numériques ont été conduites sur les cas étudiés expérimentalement et étendues à d'autres cas. Le code CPS-C (Code pour la Propulsion Spatiale Cryogénique) développé conjointement par le groupe Bertin et le CNES a été utilisé dans cette partie du travail [3]. Ce code est basé sur la résolution des équations de Navier Stokes moyennées selon Favre pour un écoulement compressible multi-espèces et réactif. Les flux sont calculés sur chaque face du volume d'un élément fluide par le schéma HLLC [4] dans le cas d'un calcul multi-espèces, et par le schéma de Roe dans le cas des calculs mono-espèce avec un schéma explicite Runge-Kutta d'ordre 2 pour la discrétisation temporelle. Les vecteurs de flux sont évalués pour chaque pas de temps en utilisant un schéma du second ordre. Le schéma MUSCL d'ordre deux, pour la discrétisation spatiale, a été utilisé dans lequel les grandeurs physiques sont extrapolées avec un limiteur de pente pour chaque maille. Le modèle $k-\varepsilon$ a été par ailleurs utilisé pour le calcul de la turbulence.

Les propriétés thermodynamiques des fluides sont calculées à partir de polynômes d'interpolation en fonction de la température, en particulier pour les calculs multi-espèces.

Les domaines de calcul englobent à chaque fois la tuyère étudiée, l'injecteur et le milieu ambiant dans lequel débouche le jet. Le domaine 3D a été subdivisé en éléments hexaédriques de fluide comprenant, pour raison de symétrie, la moitié du domaine total. La *Figure 4-8* donne un aperçu du maillage utilisé dans ces calculs. Les conditions aux limites sont imposées de telles sortes à reproduire le cas testé expérimentalement, à savoir des conditions d'arrêt (totales) à l'entrée des convergent de la tuyère et de l'injecteur et une pression imposée, celle du caisson assurée par les pompes à vide, sur la section de sortie du domaine de calcul, située à environ $14xDe$, où D_e est le diamètre à la section de sortie de la tuyère. Le maillage de la tuyère est basé sur la même méthode expliquée au chapitre 3.

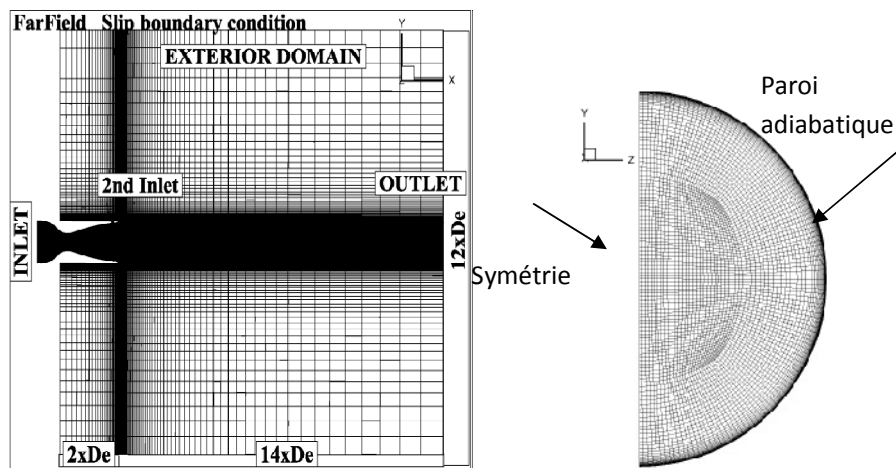


Figure 4-8 Domaine de calcul avec conditions aux limites et raffinement du maillage sur les parois pour les calculs CPS

Des conditions de non glissement sont imposées sur les différentes parois. Un raffinement transversal du maillage au voisinage des parois de la tuyère a été réalisé de telle façon à assurer une valeur de y^+ proche de l'unité et a requis 30 niveaux de mailles pour mieux contrôler et résoudre la couche limite. Par conséquent aucune loi de paroi n'a été nécessaire pour résoudre la sous couche laminaire de la couche limite dans ces calculs.

Trois niveaux de maillage du domaine de calcul ont été testés pour étudier la sensibilité des solutions aux différents raffinements: Type A \approx 8 millions, type B \approx 4 millions et type C \approx 2 millions de mailles. La *Figure 4-9* montre que les maillages du type A et B donnent des solutions quasi-identiques pour le profil du coefficient de pression C_p , calculé le long de la méridienne passant par le plan de symétrie. La suite des calculs sera par conséquent réalisée avec des maillages de type B.

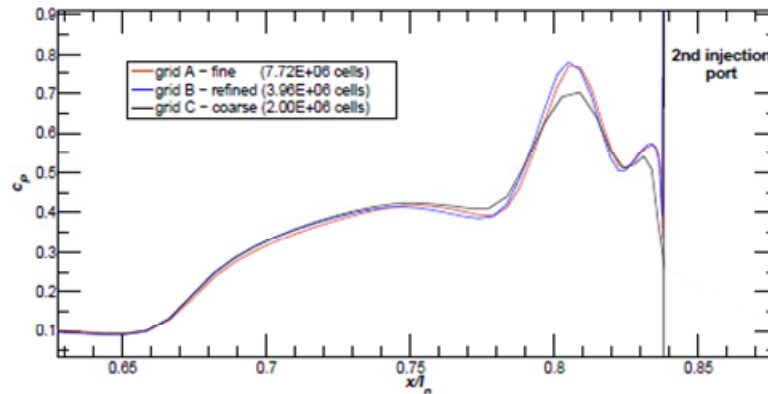


Figure 4-9 : Coefficient de pression pariétale le long de la méridienne passant par le plan de symétrie

4.4 Résultats et Analyses

Dans cette étude plusieurs paramètres de fonctionnement de la tuyère et de l'injection ont été abordés, tels que la position de l'injection dans le divergent, la forme de l'injecteur, le taux d'injection, les propriétés du gaz injecté,...etc. L'objectif étant d'étudier l'influence de ces paramètres sur l'efficacité de la vectorisation, afin d'optimiser ce concept de vectorisation. L'étude de l'influence de chaque paramètre nécessite une adaptation du dispositif expérimental, voire la conception et la réalisation d'une nouvelle tuyère. Les résultats marquants seront donnés et discutés pour chaque paramètre.

4.4.1 Influence de la position d'injection

La première campagne de mesure a concerné l'influence de la position de l'injecteur sur les performances de la vectorisation. Ces mesures ont été effectuées sur les deux tuyères coniques, Con ic_07 et Con ic_09, fonctionnant à Mach = 3 à $NPR = 37.5$ dont l'injecteur est positionné à $x_j/l_n = 0.7$ pour la première et $x_j/l_n = 0.9$ pour la deuxième. Les orifices des injecteurs utilisés assuraient un débit tel que $f_m = 0.096$ pour la

première et $f_m = 0.082$ pour la deuxième à $SPR = 1$ (cette différence vient de l'écart entre les diamètres des injecteurs utilisés pour les deux cas). Sur ces deux mesures, les résultats, en termes de forces appliquées à la tuyère, ont montré une nette différence entre les résultantes mesurées selon l'axe y de la tuyère. Cette différence se répercute dans les mêmes proportions sur l'angle de la vectorisation (δ). Ces résultats (Tableau 4-3) seront confirmés, plus loin, par les calculs numériques, réalisés dans des conditions de fonctionnement similaires ainsi que pour d'autres positions d'injection.

Grandeur	$x_j/l_n = 0.7$	$x_j/l_n = 0.9$
f_m	0.096	0.082
$F_y [N]$	2.0	18.4
$F_x [N]$	131	127.8
$\delta [^\circ]$	0.88	8.2

Tableau 4-3: Mesures par balance aérodynamique des forces

Les images strioscopiques de type Schlieren expérimentales et numériques sont données sur la Figure 4-10. Ces images représentent les gradients superposés de la densité pour les premières et les gradients extraits sur le plan de symétrie pour les deuxièmes. Elles montrent la topologie des systèmes de choc induits dans l'écoulement principal, par l'injection secondaire.

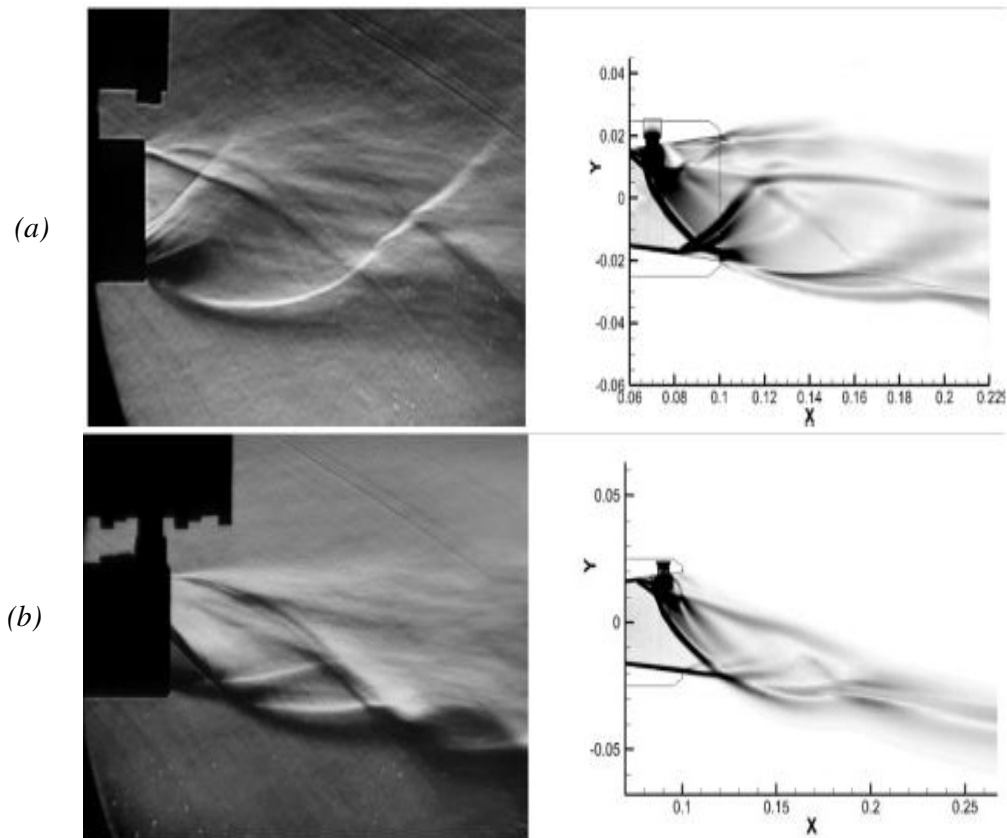


Figure 4-10 Images Strioscopiques expérimentales (à gauche) et numériques (à droite) pour $x_j/l_n = 0.7$ (a) et $x_j/l_n = 0.9$ (b)

Si dans les Schlieren expérimentaux on ne distingue que les chocs en sortie de la tuyère, les images Schlieren numériques mettent clairement en évidence les zones de séparation, le Bow choc et la réflexion de celui-ci sur la paroi opposée, dans le cas de l'injection à $x_j/l_n = 0.7$ (Figure 4-10 a).

Dans la situation où le choc fort arrive à intercepter la paroi opposée à l'injection, l'impact du choc provoque un décollement de la couche limite et crée une zone de surpression, travaillant en sens inverse à celui de l'injection. Ceci se traduit par une diminution de la résultante des forces dans la direction y et par conséquent une réduction de l'angle de vectorisation.

Les iso-Mach tracés sur le plan de symétrie de la tuyère, représentés sur les Figures 4-11(a) et (b) montrent les différents tourbillons engendrés par l'interaction des chocs de séparation et du choc détaché, tels qu'expliqués dans le chapitre 3. La Figure 4-11 (a) met clairement en évidence la réflexion du choc détaché sur la paroi opposée à l'injection, avec une nouvelle séparation de l'écoulement dans la zone d'impact du choc, sous forme de bulle de recirculation. Ce phénomène est très caractéristique lors de l'interaction d'une onde de choc et une couche limite. Par ailleurs on peut observer également le ré-attachement de l'écoulement en aval de l'injecteur.

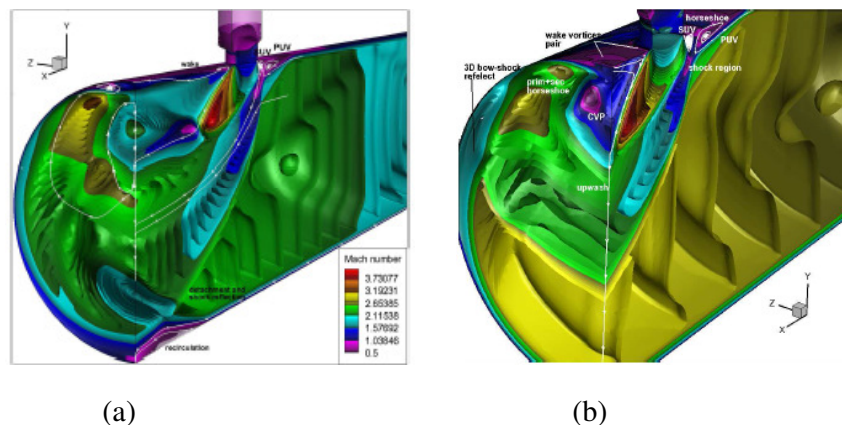


Figure 4-11: Iso-Mach. Injection à $x_j/l_n = 0.7$ (a) et $x_j/l_n = 0.9$ (b)

Cette situation disparaît quand le point d'injection se rapproche de plus en plus de la section de sortie de la tuyère, comme le montre la Figure 4-10(b), obtenue pour une injection à $x_j/l_n = 0.9$.

La Figure 4-12 donne une description de la topologie des différentes zones d'interaction, sous forme de champ du nombre de Mach de l'écoulement obtenu numériquement dans le plan de symétrie, ainsi que les profils de pression correspondant aux deux parois, côté injecteur et côté opposé, pour le cas d'une injection à $x_j/l_n = 0.7$. Les régions R-2 et R-3 correspondent aux deux zones de recirculation primaire et secondaire (PUV) et (SUW) respectivement, avec les niveaux de pressions correspondants: la pression plateau pour la première zone et le pic du choc détaché pour la seconde.

On peut également noter le ré-attachement de la couche limite de l'écoulement en aval de l'injecteur (R-5) et la réflexion du choc détaché sur la paroi opposée. Ces deux effets conjugués contribuent de façon négative à la vectorisation.

Indépendamment de ces deux effets indésirables, le fait de placer l'injecteur de plus en plus en profondeur dans la tuyère réduit l'étendue de la zone de séparation et par conséquent la réduction de la contribution de la surpression engendrée dans cette zone dans la balance des forces.

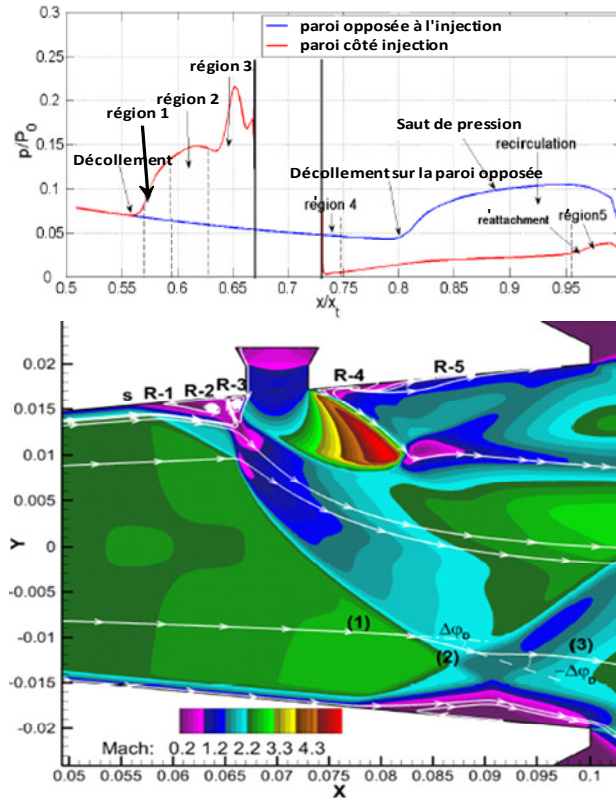


Figure 4-12 Structure de l'écoulement et profils de pression dans le plan de symétrie pour le cas $x_j/l_n = 0.7$

L'évolution de l'étendue de la zone de séparation est appréciée dans la Figure 4-13 sous forme de coefficient de frottement C_f .

Le début de la zone de séparation est caractérisé par un coefficient de frottement nul (inversion du gradient de vitesse).

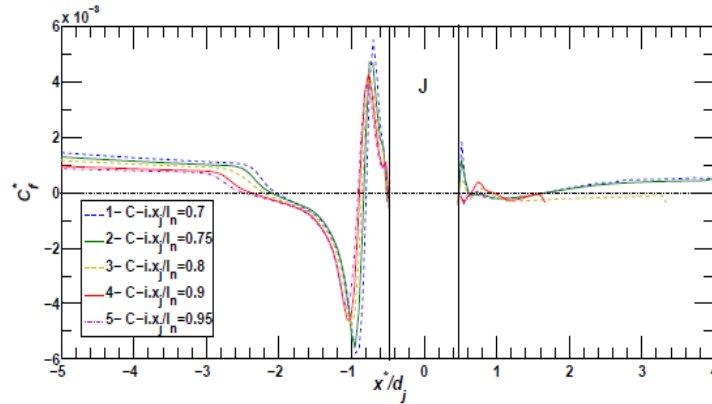


Figure 4-13 Coefficient de frottement dans le plan de symétrie pour différentes positions de l'injecteur

Une étude par simulations numériques, pour différentes positions de l'injection, y compris pour celles étudiées expérimentalement, à taux d'injection constant à $SPR = 1$, confirme la tendance observée lors de l'étude expérimentale. Les résultats de cette étude sont regroupés dans le *Tableau 4-4*.

Grandeur/ x_j/l_n	0.7	0.75	0.8	0.9	0.95
\dot{m}_j/\dot{m}_0	0.083	0.083	0.083	0.083	0.083
F_{wy} [N]	-8.04	0.013	6.308	8.67	8.0
F_{jy} [N]	9.91	9.914	9.92	9.94	9.94
ΣF_y [N]	1.87	9.927	19.23	18.61	19.94
ΣF_x [N]	131.23	122.44	129.3	127.7	127.6
δ [°]	0.82	4.6	7.15	8.27	8.0
I_{sp} [s]	55.344	51.79	54.96	54.246	54.3
C_{Av}	0.1	0.554	0.861	0.976	0.963
C_{AF}	1.037	0.97	1.03	1.017	1.018

$NPR=37.5$, $SPR = 1$, $\dot{m}_0 = 223.2$ g/s, $F_{x0} = 126.41$ N, $I_{sp}^\circ = 57.77$ s

Tableau 4-4: Résultats numériques pour différentes positions d'injection dans une tuyère conique

L'analyse des pressions pariétales, obtenues expérimentalement et numériquement, et des composantes des efforts, montrent que les résultantes des forces appliquées sur les parois de la tuyère, évoluent favorablement avec le déplacement du point d'injection vers la sortie de la tuyère. Cette évolution est une conséquence du déséquilibre croissant entre les zones de haute pression en amont de l'injecteur et de basse pression en aval de celui-ci.

Le cas $x_j/l_n = 0.75$ représente la position limite où le choc détaché impacte la paroi opposée au niveau de la lèvre de sortie de la tuyère. Ce qui affecte la force axiale et les coefficients d'amplification. Au-delà de cette position, le choc détaché sort de la tuyère et se réfléchit sur la ligne isobarique du jet libre.

Les évolutions des coefficients d'amplification de la vectorisation et de la poussée sont données sur la *Figure 4-14* et montrent que la position d'injection optimale est proche de la position $x_j/l_n = 0.9$, pour la tuyère conique étudiée.

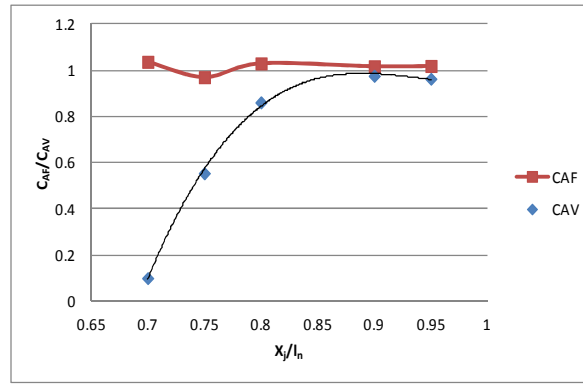


Figure 4-14 Coefficients de performance calculés numériquement pour différentes positions d'injection

4.4.2 Influence de la forme de la tuyère et des conditions de fonctionnement

La géométrie de la tuyère, en termes de profils du divergent, et les conditions de fonctionnement de celle-ci, ont été également abordées. Sur le plan expérimental, une seule tuyère *TIC* a été testée, pendant qu'une étude numérique plus exhaustive a englobé une large gamme de tuyères et de conditions de fonctionnement. Dans ce mémoire je ne reprends que les résultats marquants en relations avec les testes expérimentaux et le modèle analytique. D'autres résultats portant sur l'étude de l'influence pour d'autres formes de tuyères sont donnés dans la référence [1].

a) Influence du taux d'injection à NPR constant

Cette partie de l'étude a été réalisée sur la tuyère *TIC* ic_0.88, fonctionnant à $NPR_d = 37.5$, pour différents taux d'injection (ou rapports *SPR*). Les pressions pariétales, stationnaires et instationnaires, ont été mesurées en différents points du divergent, afin de caractériser les différentes zones de séparation et d'interaction. Des mesures de forces aérodynamiques ont été également réalisées par la balance décrite précédemment.

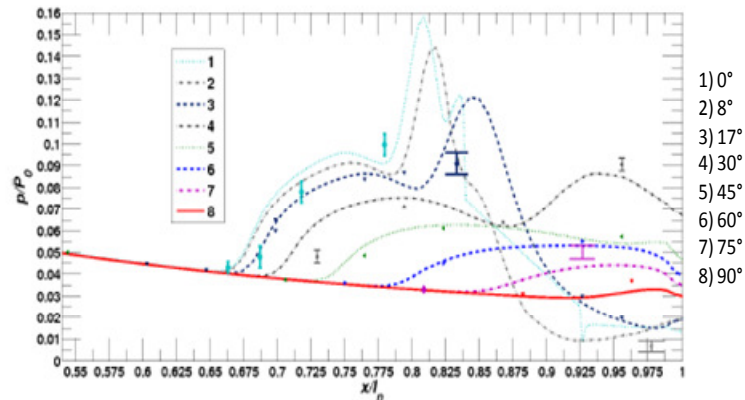


Figure 4-15 : Distribution des pressions pariétales numériques et expérimentales pour différentes méridiennes repérées par l'angle azimutale.

Un exemple de ces mesures de pressions pariétales, le long de plusieurs méridiennes, pour $SPR=1$, est donné sur la *Figure 4-15*.

Les calculs numériques semblent reproduire correctement, aux erreurs de mesures près, les valeurs expérimentales, même s'il subsiste un léger décalage dans la zone de pression plateau, ce qui est vraisemblablement dû au modèle de turbulence choisi pour ces calculs. Néanmoins, on a pu observer un accord acceptable concernant les efforts calculés et mesurés par la balance, ce qui conduit à des performances de vectorisations très proches.

La *Figure 4-16* regroupe l'ensemble de ces résultats pour la tuyère *TIC* où l'on peut constater un bon accord, en termes d'angle de vectorisation, entre les données expérimentales et les résultats numériques d'un côté et les résultats du modèle analytique, obtenus avec le critère de Green, pour la modélisation de la pression plateau, de l'autre.

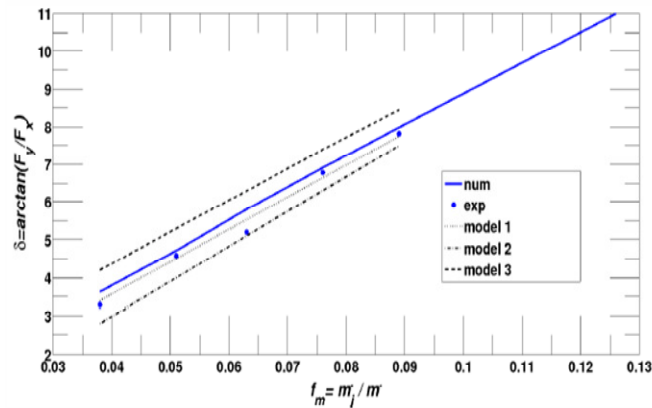


Figure 4-16 : Angle de vectorisation en fonction du taux d'injection –tuyère conique: comparaison des résultats numériques, expérimentaux et du modèle analytique avec : (1) critère de Green, (2) critère de Schmucker et (3) critère de Schilling.

b) Influence de NPR à SPR constant

L'influence des conditions de fonctionnement de la tuyère sur les performances de la vectorisation a été également abordée expérimentalement et numériquement.

L'étude a été menée sur la même tuyère *TIC* que lors de l'analyse précédente et consistait à faire varier le taux de détente (*NPR*) de la tuyère principale tout en gardant un taux d'injection (*SPR*) constant. Le fonctionnement d'une tuyère en régime de surdétente concerne particulièrement les premiers et seconds étages d'un moteur fusée. Il est donc impératif d'examiner les performances de la vectorisation fluïdique pour de tels régimes. Comme il a été rappelé au chapitre 2, l'augmentation de la pression ambiante, au-delà de la pression d'adaptation de la tuyère, impose à l'écoulement de la tuyère un gradient de pression tel qu'il peut provoquer le décollement de la couche limite et l'apparition d'un choc de séparation. La réflexion

de ce choc sur l'axe conduit à l'apparition d'un disque de Mach qui peut se propager, selon le rapport NPR imposé, jusqu'à l'intérieur de la tuyère. Il est donc intéressant de voir comment l'interaction entre le choc détaché, provoqué par l'injection secondaire, et le choc de décollement de la tuyère pourrait-elle influencer la structure de l'écoulement et les performances de la vectorisation.

La Figure 4-17 donne un aperçu de la topologie de l'écoulement, lors d'une injection fluide, lorsque le régime de fonctionnement de la tuyère varie d'un $NPR = 37.5$ (adaptation), à un régime de forte surdétente à $NPR = 7.5$, tout en gardant un taux d'injection constant ($SPR=1$). Comme on peut le constater, la contre surpression, pour les régimes de forte surdétente, provoque un décollement libre de la couche limite sur le côté opposé à l'injection.

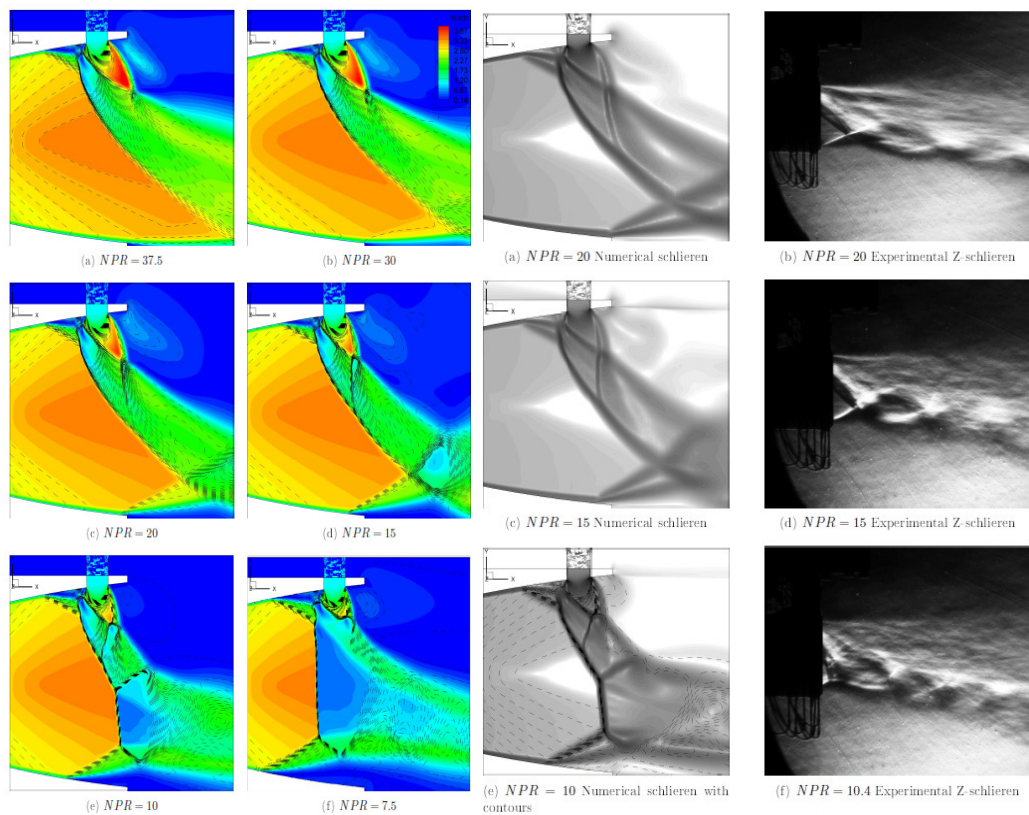


Figure 4-17 : Nombre de Mach et ligne de pression (à gauche) et Schlierens numériques et expérimentaux pour différents NPR à $SPR = 1$.

Dans le plan médian de la tuyère, passant par le centre d'injection, l'interaction du choc détaché et du choc de décollement émanant de la paroi opposée, conduit à des structures similaires à celles rencontrées dans les réflexions régulières (RR) de chocs obliques, pour des $NPR < 15$, puis à des structures de type réflexion de Mach (MR) pour les $NPR > 15$. Le passage au type de réflexion (MR) est dû à l'élévation progressive de la pression, dans la région située en aval de l'injection, ce qui conduit à une augmentation de l'angle d'incidence du choc détaché et par conséquent à la

réflexion de Mach. Ces résultats numériques sont confirmés par ailleurs par les structures strioscopiques enregistrés expérimentalement par la camera rapide.

Sur le plan des grandeurs pariétales et en termes de performances mesurées et calculées, la *Figure 4-18 (a)* montre tout d'abord que la zone de séparation, due à l'injection, reste quasi constante tant que NPR reste > 15 . En dessous de cette valeur cette zone remonte vers l'amont, entraînée par la réflexion de Mach résultant de l'interaction, cette fois-ci, des deux chocs de séparation contrôlés par le NPR . La *Figure 4-18(b)* résume les performances de la vectorisation, en termes d'angle de déviation δ du vecteur poussée, en fonction de NPR . Comme on peut le constater, ces performances restent quasi-constantes pour des régimes de fonctionnement, en surdétente, proches de l'adaptation et augmente légèrement avec la surdétente, pour atteindre le maximum à $NPR \approx 15$, pour les conditions de fonctionnement de cette tuyère ($NPR_d = 37.5$, $x_{j/l_n} = 0.882$, profil TIC et $SPR = 1$). Au-delà de cette valeur de NPR , la zone du décollement libre, sur le côté opposé à l'injection, arrive à hauteur de la section de la tuyère, passant par le centre d'injection. Cette situation crée un déséquilibre des forces agissant de façon négative par rapport à la vectorisation. De plus, l'analyse numérique a démontré que la vectorisation devient, de fait, inopérante dès lors que le disque de Mach, résultant de l'interaction du choc détaché et du choc de séparation de la paroi opposée arrive au niveau de la section de sortie de l'injecteur. Dans la configuration de la tuyère étudiée, le NPR limite est de l'ordre 9.2.

Pour $NPR = 7.5$, la force totale F_{wy} , due aux surpressions sur les parois de la tuyère devient supérieure à l'impulsion du jet et de signe contraire, ce qui conduit à une résultante totale des forces appliquées à la paroi de la tuyère, en projection sur l'axe y , négative.

Par conséquent, une utilisation de la vectorisation fluide, pour des régimes de fortes surdétentes, nécessite un déplacement du point d'injection vers l'amont de la tuyère pour maintenir un déséquilibre favorable des forces.

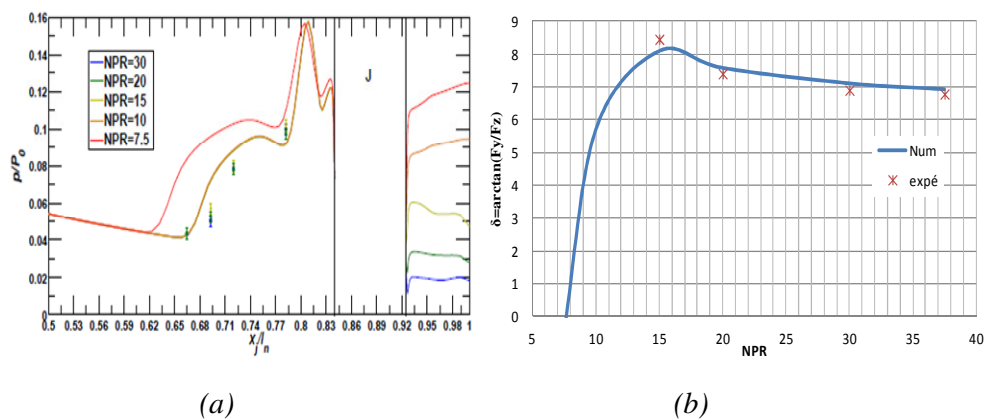


Figure 4-18. (a) Pressions pariétales dans le plan médian et (b) performances calculées et mesurées pour différents, NPR à $SPR = 1$.

4.4.3 Influence de la forme de l'injecteur et de l'angle d'injection

a) Géométrie de l'injecteur

Dans cette partie de l'étude, les performances de la vectorisation par injection fluide ont été abordées en comparant deux formes d'injecteur: une injection par un orifice circulaire de diamètre D_j et une injection par une fente rectangulaire creusée, au point j , sur un arc d'angle φ_j . La section de la fente d'injection est déterminée à partir de sa longueur caractéristique a_j , définie par l'angle φ_j et le rayon R_j de la tuyère au point d'injection j (Figure 4-19). La comparaison des performances de vectorisation pour les deux types d'injecteur est obtenue pour les mêmes sections de passage du fluide injecté et pour les mêmes *SPR*.

$$A_j = 2b_j R_j \sin(\varphi_j/2) = \pi D_j^2/4$$

L'étude comparative, expérimentale et numérique, a concerné les injections par un orifice circulaire de diamètre $D_j = 6 \text{ mm}$ et par une fente rectangulaire creusée sur un arc tel que $\varphi_j = 30^\circ$.

Les résultats numériques et les enregistrements strioscopiques ont montré que les effets aérodynamiques dus à la pénétration du jet conduisent à une zone de séparation beaucoup plus étendue dans le cas d'une fente rectangulaire par rapport au cas d'un orifice circulaire, et ce pour les mêmes conditions d'injection.

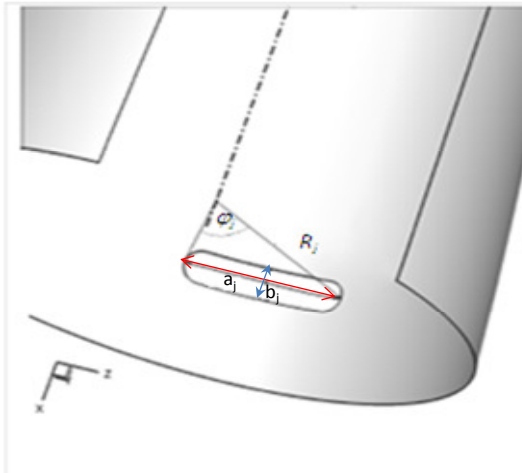


Figure 4-19 : Caractéristiques de l'injection par fente annulaire

A titre d'exemple, la Figure 4-20 montre les différents profils de pressions pariétales prises sur la méridienne passant par le centre d'injection dans les trois cas : fente à bords arrondis, fente rectangulaire et fente circulaire, dans le cas d'une tuyère *TIC* fonctionnant à $NPR = 37.5$ et un taux d'injection fixé à $f_m = 0.08$ ($SPR = 1$). L'injection est opérée à la position telle que $x_j/l_n = 0.882$.

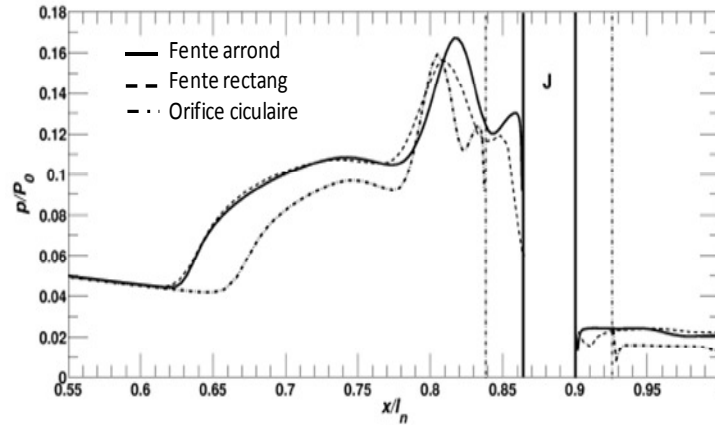


Figure 4-20 : Profils de pression calculés lors d'une vectorisation par injection par les trois types d'orifice pour une tuyère TIC à $NPR = 37.5$ et $SPR = 1$ ($f_m = 0.08$)

Les deux fentes produisent quasiment le même profil de pression et les mêmes points de séparation. Seule une petite différence subsiste sur la bosse de pression correspondant à la région du deuxième vortex (SUV) décrite précédemment.

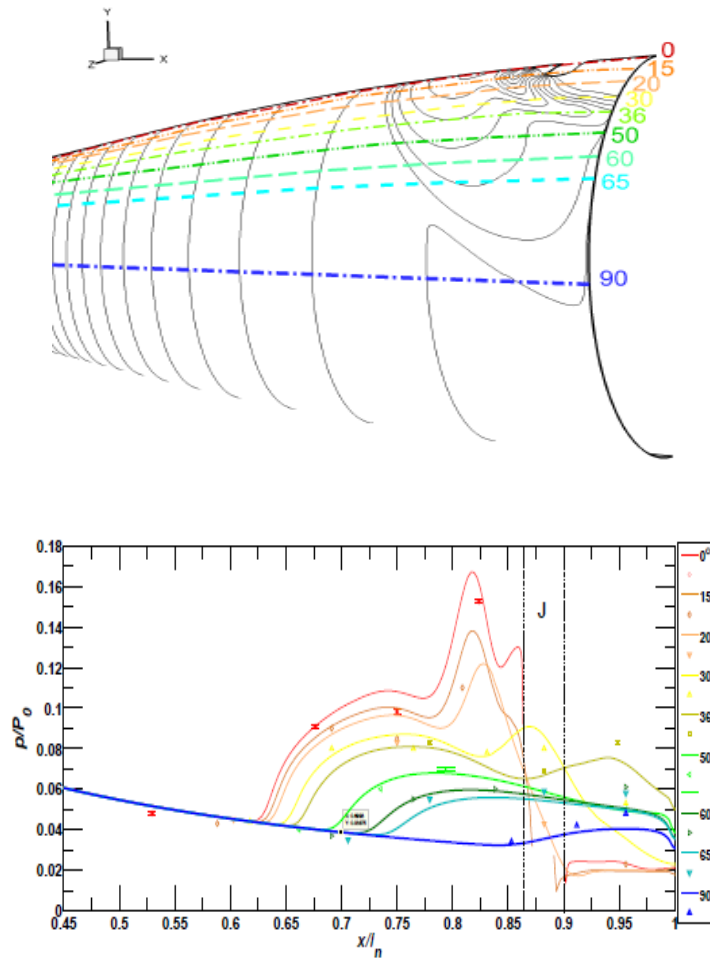


Figure 4-21 : Pressions pariétales le long de différentes méridienne.

La mesure des pressions pariétales, par capteurs Kulite® et par Scanivalve ZOC22B®, le long des différentes méridiennes repérées suivant des angles prédéfinis, par rapport à la ligne passant par le centre d'injection, a montré une bonne adéquation avec les pressions obtenues numériquement. La répartition angulaire de ces mesures est montrée sur la *Figure 4-21*. Les performances de vectorisation obtenues par la balance aérodynamique et par les calculs numériques sont regroupées dans les *Tableaux 4-5 et 4-6* et comparées à celles obtenues, dans les mêmes conditions, par un orifice circulaire.

	P_0 [Kpa]	P_{j0} [Kpa]	T_0 [K]	T_j [K]	ΣF_y [N]	ΣF_x [N]	δ [°]
<i>Fente</i>	300	300	256	281	19.97	135.98	8.35
<i>Circ</i>	300	300	256	280	16.17	136.1	6.78

Tableau 4-5 : performances expérimentales, tuyère TIC et $x_j/l_n = 0.88$, fente $\phi_j = 30^\circ$

Injec	f_m	ΣF_{jy} [N]	ΣF_{wy} [N]	ΣF_y [N]	ΣF_x [N]	δ [°]	C_{AV}	C_{AF}	C_{AI}
<i>Circ</i>	0.082	10.21	7.71	17.92	136.23	7.493	0.914	1.025	0.946
<i>Rect</i>	0.082	10.23	9.43	19.66	136.64	8.187	0.986	1.029	0.951

Tableau 4-6 : performances numériques, tuyère TIC et $x_j/l_n = 0.88$

b) Orientation de l'injecteur

L'orientation du jet injecté, par rapport à la direction de l'écoulement principal de la tuyère, peut avoir un effet encore plus important que celui de la géométrie de l'injecteur. Pour examiner ses influences, une étude par simulation numérique a d'abord été menée pour déterminer, pour des conditions de fonctionnement données, l'angle d'inclinaison pour lequel les performances sont optimales.

Les résultats de ces études ont montré que si l'injection normale, par rapport à la direction de l'écoulement, a produit de bons résultats, en termes de déviation et forces latérales, l'injection inclinée vers l'amont de l'écoulement (à contre courant) peut améliorer encore plus ces effets. Ceci est dû en grande partie à la poussée exercée sur l'écoulement principal et par conséquent à l'augmentation du gradient de pression adverse dans la zone de séparation. L'analyse des résultats a montré cependant un effet négatif sur la composante axiale de la force de poussée qui réduirait implicitement la poussée globale. Ceci favoriserait néanmoins le coefficient de vectorisation, avec cependant une diminution de la force globale et de l'impulsion spécifique. Ces effets, négatifs et positifs conjugués, doivent par conséquent être contrebalancés lors de l'optimisation de ce mode de vectorisation.

L'étude par simulation numérique a été menée d'abord sur la même tuyère conique *Con ic_0.9*, mais avec des injections inclinées d'un angle ϕ , vers l'amont, par rapport à la direction de l'écoulement. Les mêmes simulations ont été également menées sur la tuyère *TIC* étudiée précédemment.

Les simulations numériques ont montré qu'une augmentation de l'angle d'injection permet une amélioration significative de l'angle de vectorisation δ pouvant atteindre des valeurs proches de 10 pour un angle de 40°. La même tendance a également été observée pour la tuyère TIC fonctionnant dans les mêmes conditions que la tuyère conique ($NPR = 37.5$, $SPR = 1$ et $x_j/l_n = 0.9$). L'ensemble de ces résultats est résumé sur la Figure 4-22 (a).

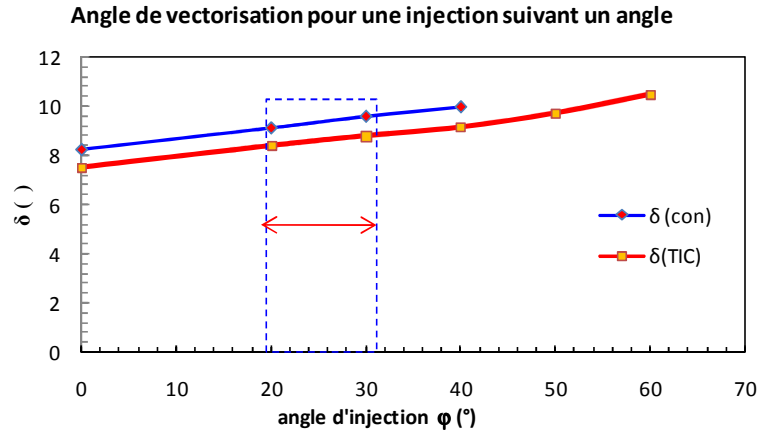


Figure 4-22(a) : Angle de vectorisation en fonction de l'angle de l'injecteur,

Sur le plan du meilleur compromis à faire, il en est ressorti qu'une inclinaison vers l'amont, d'un angle compris entre 20 et 30°, donnerait les meilleurs résultats en termes de déviation produite, si on veut maintenir un niveau satisfaisant pour l'impulsion globale. Au-delà de 30° d'inclinaison, les performances globales de la tuyère chutent considérablement, comme le montre la Figure 4-22 (b).

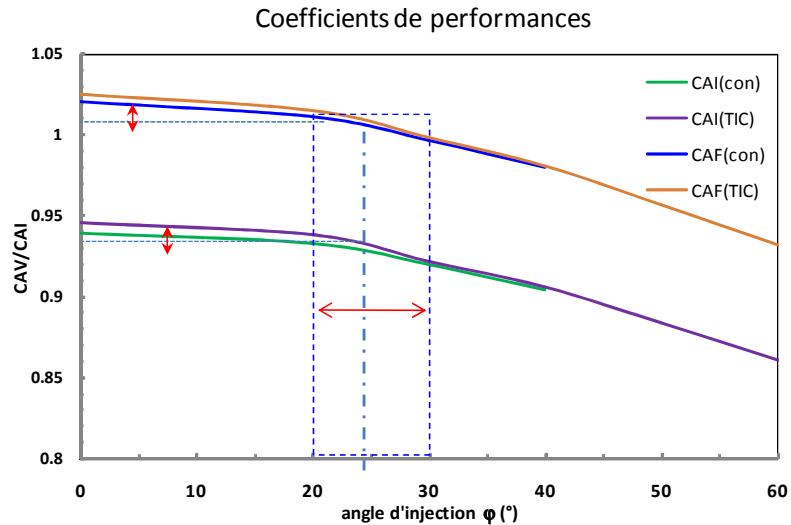


Figure 4-22(b) : Coefficient de performance en fonction de l'angle de l'injecteur

Partant de ces résultats, une tuyère conique avec une injection circulaire à $x_j/l_n = 0.9$, inclinée à 20° vers l'amont, a été réalisée et testée expérimentalement. Si les conditions de fonctionnement de cette tuyère restent identiques à celles étudiées numériquement (tuyère Con ic_09, $NPR = 37.5$ et $SPR = 1$), son profil a été substantiellement modifié ($R_{th} = 9.87$ mm, $L_n = 82$ mm et demi angle du cône = 8.12°).

La *Figure 4-23* représente les images Schlieren, numérique et expérimentale, obtenues pour cette tuyère. Comme on peut très bien l'observer, l'injection à contre courant produit à une zone de séparation plus étendue et repousse fortement l'écoulement de la tuyère vers le côté opposé. Par conséquent la zone d'aspiration est plus importante, comparée à celle obtenue pour l'injection perpendiculaire.

En termes de déviation du vecteur poussée et des efforts appliqués à la tuyère, les résultats numériques et expérimentaux coïncident parfaitement (*Tableau 4-7*) pour cet angle d'injection. Il n'était pas possible cependant de comparer les résultats expérimentaux entre une injection normale et une injection inclinée étant donnée la différence entre les profils des deux tuyères étudiées dans les deux cas.

Cas	$\dot{m}[\text{g/s}]$	$F_o [\text{N}]$	$\Sigma F_y [\text{N}]$	$\Sigma F_x [\text{N}]$	$\delta [^\circ]$
Expérience	19.3	131.7	19.8	130.60	8.6
Calcul	19.71	130.31	20.04	130.98	8.7

Tableau 4-7 : Performances numériques et expérimentales pour une injection à 20° à $NPR = 37.5$ et $SPR=1$.

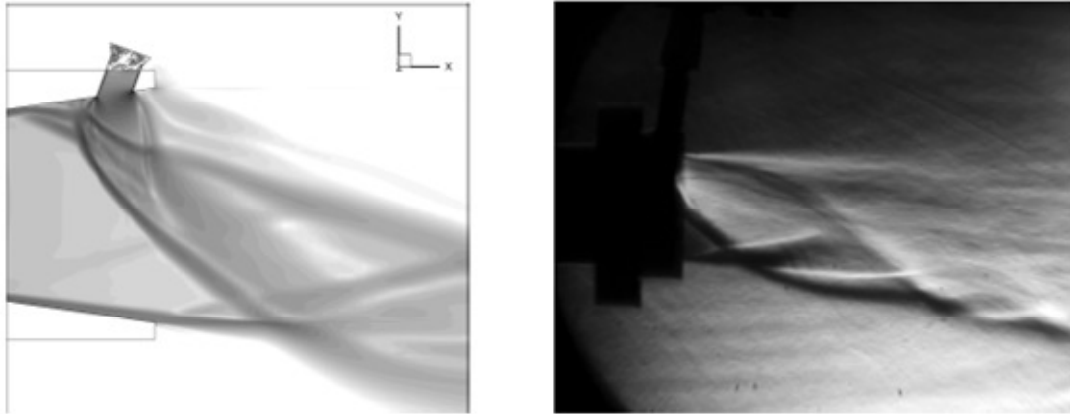


Figure 4-23: Schlierens numérique (à gauche) et expérimental (à droite) dans le cas d'une injection par orifice incliné à 20° .

4.4.4 Influence des propriétés thermodynamiques du gaz

Après les paramètres géométriques de la tuyère et de l'injecteur, il était opportun d'examiner l'influence des grandeurs thermodynamiques et la nature du gaz pouvant être injecté, s'il devait être différent de celui qui alimente la tuyère principale. Pour cela nous avons testé plusieurs gaz dont les propriétés physico-chimiques couvrent une large gamme, parmi les gaz usuels. Cette campagne de tests a été réalisée en utilisant

de l'air comme écoulement principal dans la tuyère et d'injecter successivement de l'air, de l'Hélium (*He*), de l'Argon (*Ar*) et du Dioxyde de Carbone (*CO*₂). Compte tenu de la différence dans les propriétés thermodynamiques et afin de pouvoir comparer les performances obtenues avec ces gaz, il était impératif de maintenir un paramètre constant, à savoir le taux d'injection f_m . Les autres paramètres correspondant à ce taux d'injection, notamment la pression d'arrêt de la chambre d'injection secondaire ont été déterminés à *posteriori*. Cette condition nous a conduit à fixer des pressions d'injections différentes, selon le gaz injecté, tout en gardant une pression totale constante de la tuyère principale.

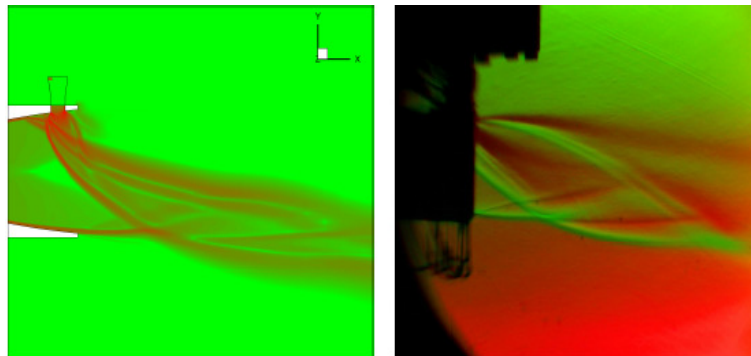
Cette partie de l'étude a été réalisée sur la même tuyère *TIC* testée avec de l'air au paragraphe 4-4-2, et équipée d'un injecteur de diamètre $d_j = 5.8\text{mm}$ à la position $x_j/l_n = 0.88$.

Le *Tableau 4-8* résume les propriétés des gaz et les conditions d'injection (*SPR*) pour la même valeur de $f_m = 0.076$ que celle correspondant aux conditions d'injection de l'air à *SPR*=1.

<i>Gaz</i>	M_{gj}	γ_{gj}	$M_{gj} \cdot \gamma_{gj}$	\dot{m}_j (<i>SPR</i> =1) [g/s]	<i>SPR</i> (P_{0j}/P_0) ($f_m=0.076$)
<i>Air</i>	28.960	1.4	40.544	18.147	1.
<i>He</i>	4.0026	1.666	6.6698	7.1694	2.534
<i>Ar</i>	39.948	1.663	66.460	22.635	0.803
<i>CO</i> ₂	44.009	1.297	57.080	21.826	0.833

Tableau 4-8: Propriétés thermodynamiques et conditions d'injection des différents gaz

Sur le plan de l'analyse qualitative, une visualisation par images Schlieren bi-couleurs a été réalisée sur les différents gaz testés et comparés aux images Schlieren numériques. La *Figure 4-24* illustre les différents tests menés à *SPR* =1. Il est évident que dans cette configuration, les débits des gaz injectés sont différents d'un cas à l'autre. Comme on peut l'observer, les strioscopies obtenues avec le *CO*₂ et l'argon (*Ar*) sont quasi-identiques, étant donnée la proximité des propriétés thermodynamiques des deux espèces. Alors que le cas de l'hélium (*He*) conduit à une zone d'aspiration légèrement plus importante. Sur le plan de la topologie de l'écoulement, les strioscopies montrent les mêmes structures de choc que celles observées lors de l'injection de l'air et traitées précédemment.



*CO*₂-*Air*

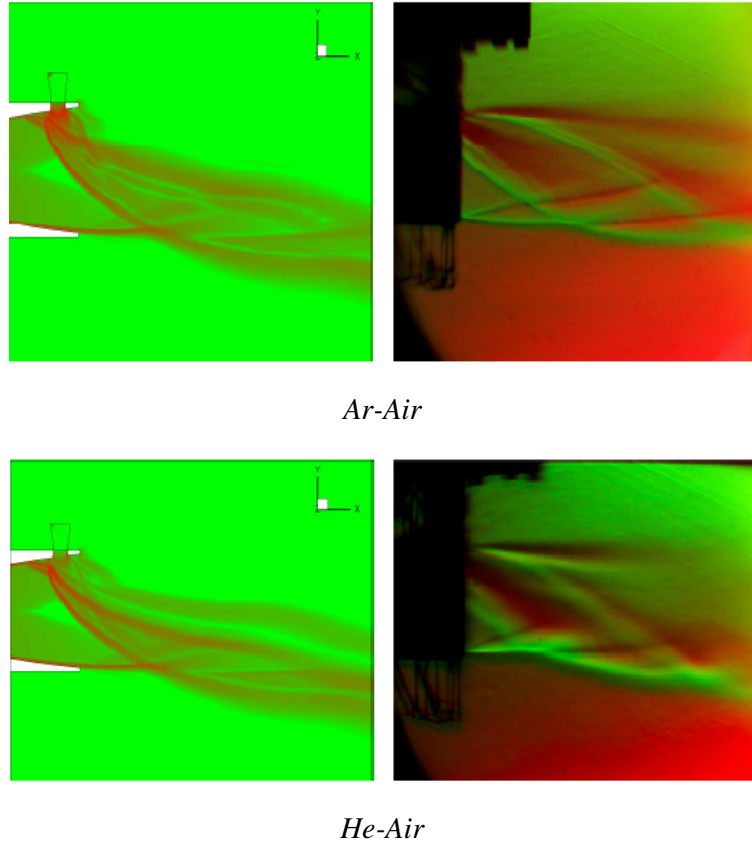


Figure 4-24: Schlierens numériques (à gauche) et expérimentaux (à droite) pour différents gaz injectés à $SPR = 1$.

Dans le cas où l'on opère à débit constant des gaz injectés, les pressions d'injection seraient différentes d'un gaz à l'autre. Elle est de l'ordre de 7.6 bar pour le cas de l'He et de 2.4 bar pour les cas du CO_2 et de l'Argon. Cette différence de pression, associée aux propriétés thermodynamiques de ces gaz, conduit, comme il a été souligné au chapitre 3, à une hauteur de pénétration plus importante, dès lors que le rapport γ est grand et la pression d'injection P_{0j} élevée. C'est le cas précisément de l'He ($\gamma = 1.666$ et $P_{0j} = 7.6$ bar). Par conséquent, la pénétration du jet est plus en profondeur ce qui conduit à une zone de séparation plus étendue sur la paroi de la tuyère. La Figure 4-25, exprimant le champ du nombre de Mach de l'écoulement, illustre cette tendance concernant la zone de séparation et la hauteur de pénétration. Cette figure montre par ailleurs l'accélération du jet d'He à des Mach proches de 7. Cette accélération ne se répercute néanmoins pas sur le coefficient de poussée (par effet d'entraînement du jet principal) en raison du faible apport de quantité de mouvement, au jet principal.

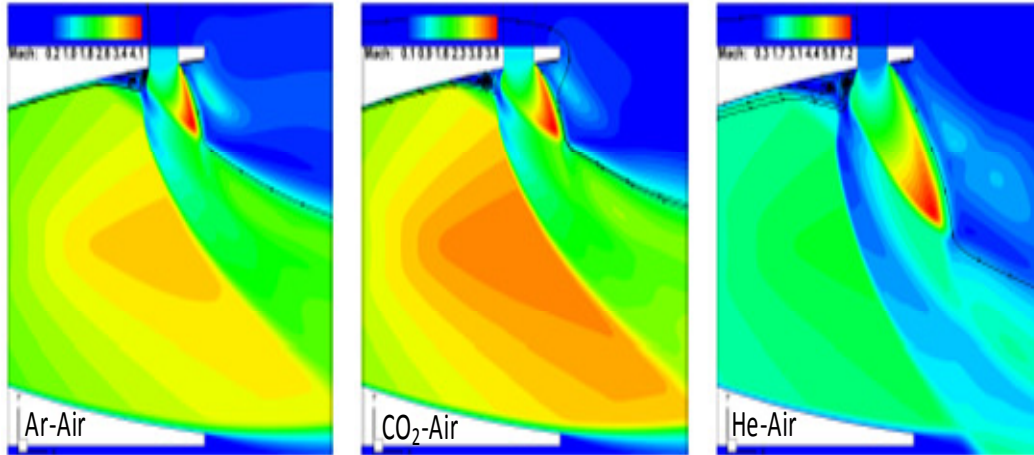


Figure 4-25: Iso-Mach pour une injection bi-espèces pour différents gaz injectés à $f_m = 0.076$.

En termes de performance de vectorisation, les Tableaux 4-9 et 4-10 rassemblent les résultats numériques et expérimentaux pour les tests conduits à SPR constant et à taux d'injection constant. Comme on pouvait s'attendre, les vectorisations achevées avec de l'air, le CO_2 , l'Argon et l'He restent proches, avec tout de même une différence d'environ 1 degré pour l'He, si l'on opère à SPR constant pour les différents gaz.

Cas	f_m	$F_{jy}[N]$	$F_{wy}[N]$	$\Sigma F_y [N]$	$F_{y \text{ exp}}[N]$	$\Sigma F_x [N]$	$F_{x \text{ exp}}[N]$	$\delta [^\circ]_{\text{num}}$	$\delta [^\circ]_{\text{exp}}$
Air-Air	0.076	9.473	7.134	16.473	16.37	136.21	131.1	6.89	7.1
He- Air	0.0303	9.551	7.407	16.958	18.6	136.13	133.1	7.10	8.0
CO_2 -Air	0.092	9.302	7.313	16.615	17.13	136.22	130.8	6.95	7.4
Ar-Air	0.096	9.576	6.559	16.135	16.55	13(9.7	130.2	6.76	7.2

Tableau : 4-9 : Composantes des forces et angle de vectorisation pour une injection bi-espèces à $SPR=1$ constant dans la tuyère TIC à $x_j/l_n = 0.88$ et $NPR = 37.5$

Cas	SPR	$F_{jy}[N]$	$F_{wy}[N]$	$\Sigma F_y [N]$	$F_{y \text{ exp}}[N]$	$\Sigma F_x [N]$	$F_{x \text{ exp}}[N]$	$\delta [^\circ]_{\text{num}}$	$\delta [^\circ]_{\text{exp}}$
Air-Air	1.0	9.473	7.134	16.473	16.37	136.21	131.1	6.89	7.1
He- Air	2.534	24.28	14.97	39.251	/	135.11	/	16.20	/
CO_2 -Air	0.833	7.713	6.254	13.967	12.7	135.94	129.6	5.87	5.6
Ar-Air	0.803	7.63	5.426	13.062	10.42	135.68	139.8	5.49	4.6

Tableau : 4-10 : Composantes des forces et angle de vectorisation pour une injection bi-espèces à $f_m = 0.076$ constant dans la tuyère TIC à $x_j/l_n = 0.88$ et $NPR = 37.5$

Ces performances changent complètement dans le cas d'une opération avec un taux d'injection constant mais à pression variable. Dans ce cas, la vectorisation avec de l'He conduit à des angles très importants ($\delta = 16.2^\circ$) alors que les autres gaz donnent des angles comparables, au degré près, à la configuration précédente.

Sur le plan de l'analyse quantitative, les Figures 4-26 (a) et (b) donnent les profils de pression numériques, le long de la méridienne passant par le centre d'injection, respectivement pour le cas d'une injection à SPR constant et pour une injection à f_m

constant. Cette figure confirme les observations tirées des visualisations strioscopiques à savoir des zones de séparation proches dans le cas d'un fonctionnement à *SPR* constant et une plus large zone de séparation provoquée par l'injection de l'He à taux d'injection constant. Ces résultats sont confirmés par les mesures expérimentales données dans la *Figure 4-27*.

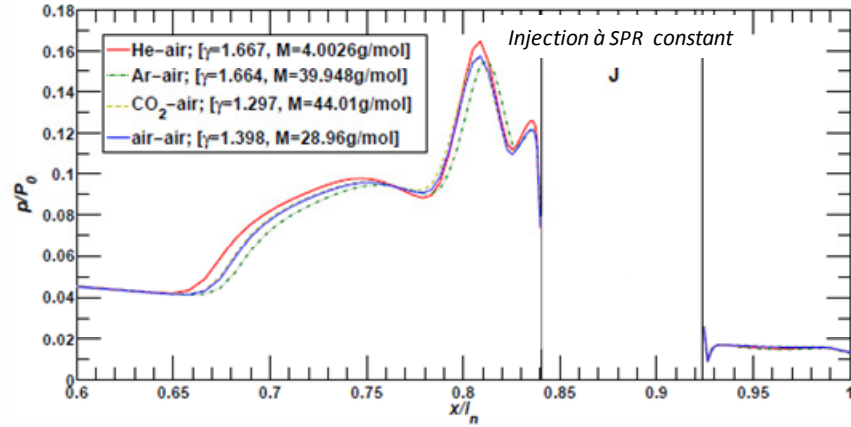


Figure 4-26 (a): Pressions pariétales à $SPR=1$

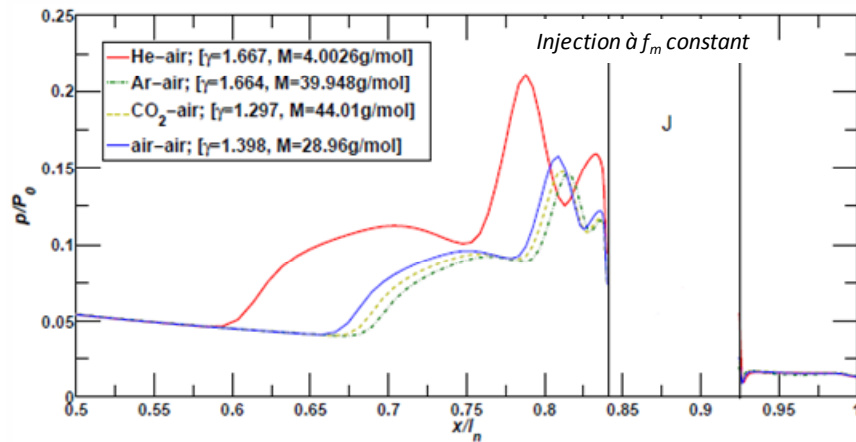


Figure 4-26(b) : Pressions pariétales à $f_m = 0.076$

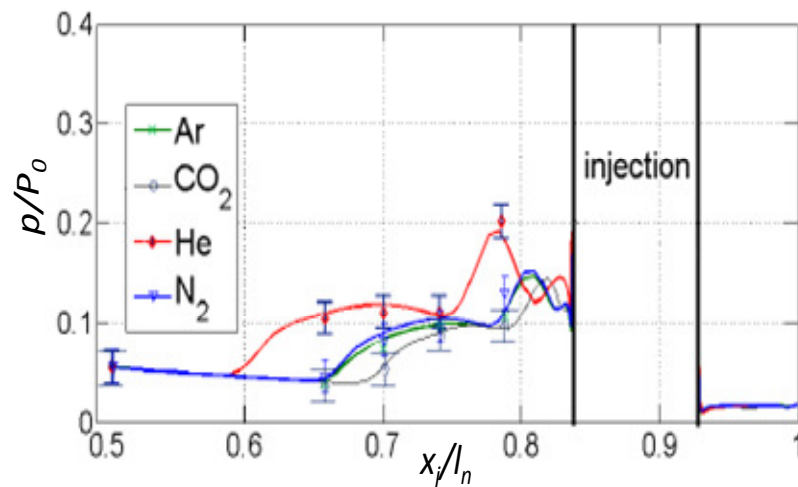


Figure 4-27 : Pressions pariétales numériques et expérimentales à $f_m 0.076$

Par ailleurs, il en ressort de l'analyse des résultats numériques que la contribution de la zone de séparation à l'effort global dans la direction de la vectorisation reste, dans tous les cas, proche de 40 %. Ce résultat rejoint les conclusions du chapitre 3 sur le modèle analytique. Du point de vue de l'analyse thermodynamique, les résultats de ces tests montrent que l'on peut faire une distinction entre les différents cas selon les valeurs des γ et des masses molaires M_{gi} des gaz injectés. En effet, il en ressort de cette analyse que la pénétration du jet et la déviation produite augmentent en sens inverse de ces deux grandeurs thermodynamiques. Une comparaison entre les différents gaz injectés montre que le rapport des produits de ces deux grandeurs ($\gamma M_{gi} / \gamma M_{gi}$), du gaz injecté au gaz primaire, est inversement proportionnel à la largeur de la zone de séparation et par conséquent à la déviation et ce dans les deux configurations (à SPR constant et à f_m constant).

Ce résultat apparaît également dans l'analyse des coefficients d'amplification de la poussée C_{AI} et de la vectorisation C_{AV} . La *Figure 4-28(a) et (b)* donne l'évolution de ces deux grandeurs en fonction du rapport des produits γM_g du gaz injecté à celui de l'air (écoulement principal). Comme on peut le constater, ces deux grandeurs augmentent sensiblement, en particulier pour C_{AV} , si ce rapport devient inférieur à la valeur de référence égale à l'unité.

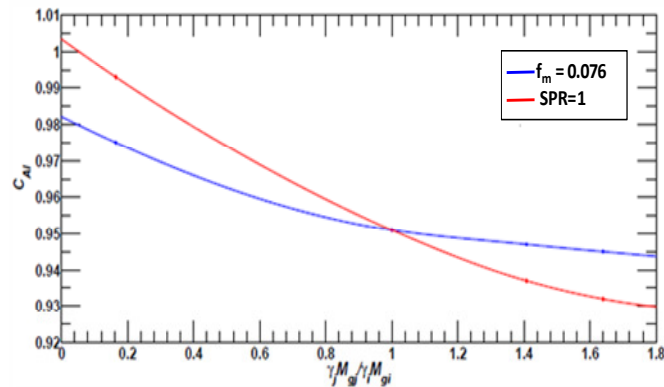


Figure 4-28(a) : Evolution du coefficient de performances C_{AI} en fonction du rapport γM_g des gaz injectés au gaz primaire.

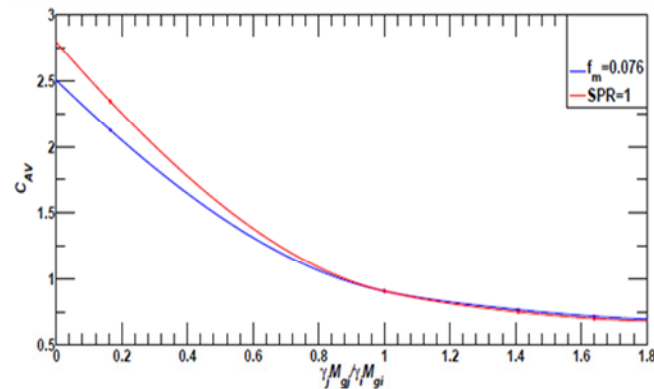


Figure 4-28(b): Evolution des coefficients de performances C_{AV} en fonction du rapport γM_g des gaz injectés au gaz primaire.

En termes d'angle de vectorisation la *Figure 4-29* donne l'évolution de l'angle de vectorisation en fonction du rapport ($\gamma M_{gi}/\gamma_i M_{gi}$) à $SPR = 1$. L'évolution de l'angle de déviation semble suivre la même tendance que les coefficients d'amplification, aux erreurs de mesure près dues en partie à la différence dans les conditions expérimentales.

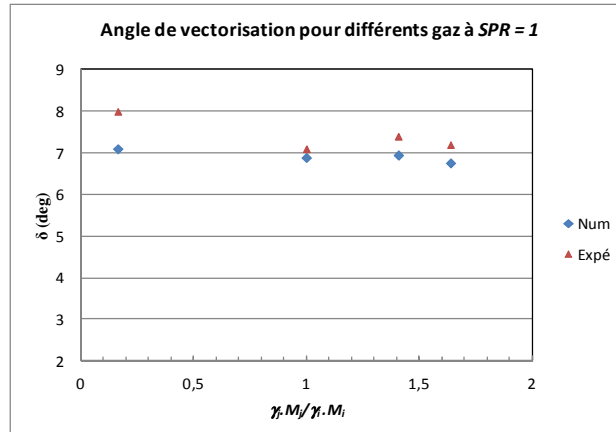


Figure 4-29 : Evolution de l'angle de déviation en fonction du rapport γM_g des gaz injectés au gaz primaire.

4.4.5 Etude en gaz chauds

Dans les conditions de fonctionnement réelles, les gaz détendus dans la tuyère proviennent de la combustion d'un couple d'ergols (combustible + comburant) dans une chambre de combustion portée à haute pression. Les produits de combustion, issus de la réaction d'oxydation du propergol, liquide ou gazeux, sont généralement portés à de très hautes températures (supérieures à 3000K). Les propriétés thermodynamiques du mélange brûlé dépendent, en général, fortement de la température et on doit s'attendre à ce qu'elles évoluent pendant la détente dans la tuyère. De plus, l'une des possibilités, dans la vectorisation fluïdique, consisterait à prélever une fraction des gaz brûlés dans la chambre et de l'injecter dans le divergent.

Afin d'étudier la pertinence d'une vectorisation en gaz chaud, une étude par simulation numérique a été conduite, dans le but de comparer les performances, ainsi obtenues, avec celles déjà réalisées en gaz froid. Pour cela deux couples d'ergols ont été testés. Le premier concerne le couple LH_2-LO_2 , utilisé notamment dans le moteur Vulcain de la fusées Ariane (non présenté ici) et le second utilise un combustible "écologique" (Ethanol) en guise de propergol, mélangé à de l'oxygène liquide ($C_2H_5OH-LO_2$).

Dans un premier temps les compositions des mélanges brûlés, en fin de combustion, ont été déterminées en utilisant le code CEA2-NASA élaboré par Gordon et B.Mc-Bride [9], pour différentes conditions de fonctionnement du moteur (Pression chambre, rapports de mélange...etc.). Ces compositions sont ensuite utilisées parmi les

paramètres d'entrée de la tuyère. Le *Tableau 4-11* donne la composition du mélange dans le cas du couple (C₂H₅OH-LO₂) pour un rapport de mélange $O/f=1.4$.

Grandeurs	Injecteur	Ch combustion	Col
$T(K)$	O:90.17/f:293	3106.1	2915.61
$P(bar)$	20.	20.	11.476
$H(kj/Kg)$	/	-2751.73	-3393.51
$I'_{sp} (m/s)$	/	1132.9	2176.2
$Cp(kj/kg.k)$	/	4.4755	3.8492
γ	/	1.1457	1.1521
Fractions massiques	CO	0.34763	0.34053
	CO2	0.24989	0.26104
	H	0.00080	0.00059
	HO2	0.00001	0.00000
	H2	0.01178	0.01180
	H2O	0.36664	0.37176
	O	0.00131	0.00063
	OH	0.01834	0.01185
	O2	0.00359	0.00178

Tableau 4-11: Composition du mélange brûlé du couple d'ergols C₂H₅OH-LO₂ pour un rapport de mélange de 1.4 et une pression de chambre de 20 bars

Le code CPS_C dans sa version utilisée pour les simulations numériques du cas d'une vectorisation en configuration de gaz chauds, ne permettait pas de traiter que les écoulements multi-espèces figés. Des calculs préalables utilisant les codes GRI_Mech 2.11 [8] et CEA2 [9], sur une tuyère 1D sans injection secondaire, ont été nécessaires pour examiner l'influence des réactions chimiques sur les grandeurs caractéristiques de la tuyère. Ces calculs ont montré que ces grandeurs varient très peu pour les différentes configurations testées. La *Figure 4-30* montre par exemple l'évolution de l'impulsion spécifique I_{sp} le long de la tuyère pour les trois cas : Figé, réactif en équilibre chimique et réactif hors équilibre chimique. Comme on peut le remarquer, les résultats pour le cas d'une évolution hors équilibre sont plus proches du cas figé que du cas où le mécanisme réactionnel est supposé en équilibre, pour lequel les temps de réaction sont supposés infinis. L'écart entre les trois courbes peut être également imputé à la différence des bases de données thermodynamiques des espèces chimiques utilisées par les différents codes.

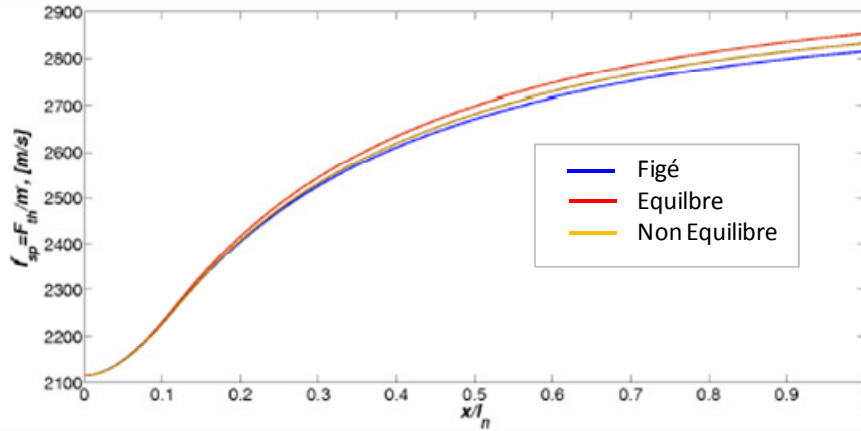


Figure 4-30: Evolution de l'impulsion spécifique pour les trois configurations

Hormis à l'intérieur de la couche limite, et compte tenu de la taille réduite de la tuyère, le temps caractéristique du fluide (ou temps de séjour) est du même ordre de grandeur que le temps chimique, ce qui correspond à un nombre de Damköhler proche de l'unité.

Par conséquent, il est tout à fait permis de supposer que les calculs en écoulement figé restent pertinents, pour une évaluation des performances de la vectorisation fluide, dans ces conditions d'écoulement et pour cette échelle de tuyère.

Par ailleurs, si les fractions massiques des espèces restent constantes le long de la tuyère, en toute section loin de la paroi, du fait du figeage des réactions, il est par contre permis de supposer que ces fractions soient légèrement différentes dans l'épaisseur de la couche limite. La diffusion des espèces chimiques prend un caractère non négligeable dans cette zone du fait des vitesses faibles de l'écoulement.

Afin de pouvoir utiliser les résultats déjà obtenus pour l'air froid comme base de référence pour les calculs en gaz chauds, il était judicieux de faire d'abord un calcul avec le mélange $C_2H_5OH-O_2$, considéré comme inerte, dans les mêmes conditions, de pression et de température, que les calculs réalisés avec de l'air froid. Cette étape précèdera les calculs avec le même mélange, mais réactif cette fois-ci. La Figure 4-31 représente les profils de pression calculés pour les trois configurations. Comme on peut l'observer, les profils en fluides inertes coïncident quasiment avec le profil obtenu avec de l'air froid. Ce résultat peut très bien être interprété par le fait que les grandeurs thermodynamiques du mélange $C_2H_5OH-O_2$, notamment le produit $\gamma_{mél} \cdot M_{mél}$, avec $\gamma_{mél} = 1.332$ et $M_{mél} = 28.498$, sont relativement proches de celles de l'air. On retrouve là les mêmes conclusions que le paragraphe précédent, dans lequel a été traitée l'influence des propriétés thermodynamiques des gaz injectés.

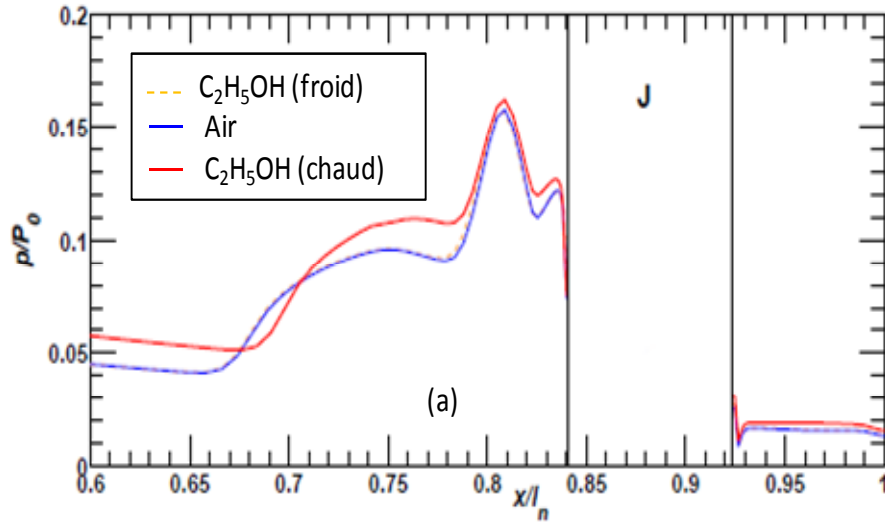


Figure 4-31 : Profils de pression dans le cas d'une injection à $x/l_n = 0.88$, $SPR = 1$ et $NPR = 37.5$

En ce qui concerne l'écoulement chaud, les propriétés thermodynamiques des produits brûlés issus de la combustion du mélange $C_2H_5OH-O_2$, avec le rapport de mélange $off = 1.4$, sont telles que $\gamma_{mél} = 1.1457$ et $M_{mél} = 21.573$, ce qui donne un produit $\gamma_{mél} \cdot M_{mél} = 24,7161$ inférieur à celui du mélange froid, et *à priori* une déviation plus importante. Néanmoins, l'influence de la température est de nature à rendre la couche limite plus épaisse et par conséquent moins encline à décoller rapidement sous l'effet du gradient de pression adverse, comparée à la même couche limite à basse température.

La Figure 3-31 représentant le frottement pariétal, dans les deux cas, montre que l'écoulement chaud décolle plus loin que l'écoulement froid ce qui entraîne une zone de séparation plus courte.

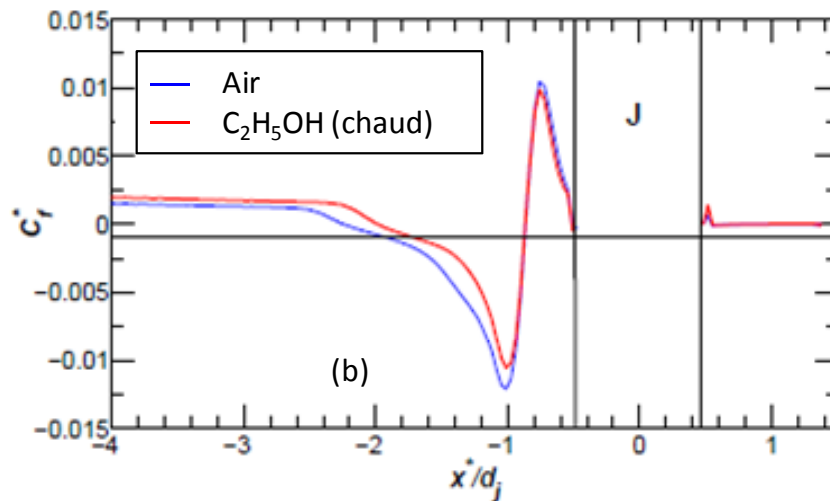


Figure 4-32 : Frottement pariétal (b) dans le cas d'une injection à $x/l_n = 0.88$, $SPR = 1$ et $NPR = 37.5$

Par ailleurs, la *Figure 4-31* montre que si la zone de séparation est moins importante en écoulement chaud, le niveau de pression qui y est atteint est légèrement plus élevé, ce qui va remettre au même niveau leurs contributions respectives aux efforts dans la direction y .

Les performances de la vectorisation, calculées numériquement, en écoulement chaud et réactif, sont résumées dans le tableau 4-12. L'analyse de ces résultats montre qu'un fonctionnement en gaz chaud donnerait des performances proches de celles obtenues en gaz froid dans les mêmes conditions de fonctionnement de la tuyère.

<i>Cas test</i>	<i>Air</i>	<i>C₂H₅OH-O₂</i> <i>(inerte)</i>	<i>C₂H₅OH-LO₂</i> <i>(Réactif)</i>
<i>Grandeurs</i>			
T_{0c} [K]	255	255	2950
T_{0j} [K]	283	283	2950
f_m	0.0762	0.0771	0.0803
F_{wy} [N]	7.134	6.851	7.075
F_{jy} [N]	9.341	9.146	9.286
ΣF_y [N]	16.475	15.997	16.36
ΣF_x [N]	136.21	134.06	141.67
δ [°]	6.89	6.80	6.59

Tableau 4-12 : Performances de vectorisation en gaz chauds et inertes obtenues avec le mélange $C_2H_5OH-LO_2$

4.5 Conclusion et remarques

L'étude expérimentale sur le concept de la vectorisation de la poussée d'une tuyère axisymétrique, abordée sous différents aspects, a permis de relever les points suivants :

- 1- La position de l'injection secondaire dans le divergent, par rapport à la section de sortie de la tuyère, a une influence à la fois sur la topologie de l'écoulement et sur les performances de la vectorisation. Une injection positionnée x/l_n proche de 0.9 donnerait les conditions optimales pour un taux d'injection donné.
- 2- Le passage d'une injection par orifice circulaire à une injection par fente rectangulaire, améliore la vectorisation, pour les mêmes conditions opératoires. La fragilisation de la structure de la tuyère par une fente limiterait la largeur de la fente.
- 3- Une inclinaison de l'injection à contre courant de l'écoulement améliore substantiellement les performances de la vectorisation jusqu'à un angle compris entre 20 et 30° en maintenant un niveau satisfaisant de l'impulsion globale. Pour un angle d'injection de 60°, les calculs numériques, ont mis en évidence un phénomène de fluctuation de la pression dans la zone décollée.
- 4- L'injection d'un gaz secondaire différent de celui de la tuyère principale peut améliorer la vectorisation fluïdique. L'angle de vectorisation est d'autant plus

élevé, pour des conditions d'injection fixées, que le produit γM_{gi} du gaz injecté est inférieur à celui γM_{gi} du gaz primaire.

- 5- L'utilisation des produits, prélevés de la chambre de combustion, comme gaz d'injection, donne des performances analogues à celles obtenues en gaz froids pour le couple d'ergols utilisés (Méthanol-LO₂). Ces résultats, numériques, ont été obtenus pour un modèle de tuyère à une échelle réduite par rapport aux cas réels, Il convient de les consolider par des calculs sur une taille réelle de la tuyère.

Sur un plan plus général, cette étude m'a permis de participer à la remise en état de marche et redonner vie à un banc d'essai, unique en son genre sur le plan universitaire en France, pouvant s'adapter à plusieurs applications tant dans le domaine de l'étude des tuyères supersoniques que les écoulements supersoniques de façon plus générale. En effet, la spécificité de ce banc est sa capacité à travailler à des pressions ambiantes variables, autres que la pression atmosphérique, dans un caisson de dimensions relativement importantes par rapport aux dimensions des tuyères, ou des maquettes étudiées, permettant ainsi d'éviter tout problème d'interférence dû au confinement.

Bibliographie relative au chapitre 4

- [1] Vladeta Zmijanovic “ Secondary injection fluidic thrust vectoring of an axisymmetric supersonic nozzle” PhD theses, Université d’Orléans (2013)
- [2] M.J . Zucrow and J.D.Hoffman “ Gas dynamics” John Wiley & Sons editors New York (1976)
- [3] P.Durand, B.Vieille, H.lamban, P.Vuillermoz, G.Boure, P.Steinfeld, F.godfroy and J.F.Guery “ CPS: A three-dimensional CFD numerical code dedicated to space propulsive flows” *AIAA paper 2000-36976, 36th Joint Propulsion Conference & Exhibit July 2000.*
- [4] E.F.Toro “Riemann solver and numerical methods for fluid dynamics “ *Spring Verlag, New York 3rd edition (2009)*
- [5] V.Zmijanovic, V.Lago, M.Sellam, A.Chpoun,
«*Thrust shock vector control of an axisymmetric conical nozzle via transverse gas injection*». *Shock Waves Journal 20 (6) 2013 pp 1-15 DOI: [10.1007/s00193-013-0479-y](https://doi.org/10.1007/s00193-013-0479-y)*
- [6] V. Zmijanovic, L. Leger, V. Lago, M. Sellam, A. Chpoun
«*Effects of the Inlet Gases Thermodynamic Properties on a Fluidic Thrust Vectorized Supersonic Nozzle*» *18th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, 27-29 September (2012) Tours (France).*
- [7] B.J.McBride, M.J.Zehe and S.F.Gordon « Nasa Glenn coefficients for calculating thermodynamic properties of individual species” *Technical Publication NASA TP 2002-211556 (2002)*
- [8] Jr.M.W.Chase “NIST-JANAF Thermochemical tables” Fourth edition J.Phys. Ref.Data Monograph 9: 1961 1998
- [9] S.F.Gordon and B.J.McBride “Computer for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications NASA RP 1311, NASA Lewis Research Center 1996

CHAPITRE 5

Décollements dissymétriques et Interaction fluide-structure

5.1 Problématique

L'un des défis majeurs que l'industrie aérospatiale ne cesse de relever est l'augmentation continue des charges utiles des lanceurs. Pour mémoire, le moteur Vulcain 2 de la dernière version du lanceur européen Ariane5 ECA est capable de mettre sur orbite géostationnaire une charge utile de l'ordre de 10 tonnes; et l'objectif en vue est d'atteindre les 12 tonnes pour l'A5 ECA à l'horizon 2012-2013. Il y a là un double défi: L'augmentation de la charge utile et la consolidation des performances en termes de fiabilité.

Cette version d'Ariane 5 permettra de maintenir la compétitivité de l'Europe dans le secteur du transport spatial commercial en offrant à ses clients la possibilité de lancer une vaste gamme de satellites plus lourds tout en réduisant les coûts de production des lanceurs. L'augmentation de ces performances passe par l'utilisation, pour le moteur propulsif principal, de tuyères dont le rapport des sections est de plus en plus grand leur permettant d'avoir un rendement propulsif très élevé, notamment aux hautes altitudes pour lesquelles ces tuyères sont adaptées.

Néanmoins, durant les phases de démarrage au sol, lors du décollage et pendant les premières phases d'ascensions, on peut observer des charges latérales sur la partie divergente de la tuyère. Ces charges sont généralement induites lorsque les tuyères fonctionnent en régime de surdétente. Dans ce cas, le jet supersonique de la tuyère débouche sur des conditions externes où règne une pression plus élevée que la pression en section de sortie de la tuyère. L'écoulement s'adapte brutalement à cette pression ambiante (extérieure) au travers d'un système de choc de recompression se positionnant à l'intérieure de la tuyère et qui peut conduire au décollement de la couche limite turbulente de l'écoulement. La structure complexe de l'écoulement engendrée, dans ce cas, possède un caractère instationnaire et fluctuant, pouvant conduire à des configurations dissymétriques de l'écoulement dans la tuyère et induisant, par conséquent, des charges latérales importantes, pouvant entraîner des déformations de la structure du divergent et compromettre ainsi l'intégrité de la structure et endommager, *in fine*, la charge utile. Le travail présenté ici constitue une contribution à la caractérisation de ces phénomènes de décollement dissymétrique dans une tuyère, par une étude numérique confrontée, en partant d'un cas expérimental.

5.2 Décollements dissymétriques³

5.2.1 Introduction et motivations

Un grand nombre de travaux expérimentaux et numériques ont été consacrés aux problématiques des écoulements dans les tuyères supersoniques, notamment les phénomènes de charges latérales, les instabilités de décollement, etc. Les tuyères propulsives modernes sont généralement optimisées en poussée (tuyère TOC) et présentent un profil tronqué pour respecter des impératifs de dimensionnement.

Au démarrage et au décollage, la pression élevée en sortie de la tuyère ne permet pas une détente parfaite de l'écoulement. Dans ce cas l'adaptation de la tuyère se fait à travers un choc d'adaptation, dans le divergent, créant un phénomène de décollement qui entraîne à son tour, par sa dissymétrie éventuelle et son instabilité, des charges latérales.

D'autre part, le raccourcissement du divergent de la tuyère et le respect du rapport de détente, conduisent inéluctablement au choix d'un profil de la tuyère présentant un fort changement de courbure, juste après le col, se traduisant par l'apparition d'un choc interne au niveau du col. L'impact de ce choc interne sur le choc de décollement peut modifier la topologie de celui-ci et rajouter une instabilité supplémentaire aux charges latérales.

Plusieurs campagnes d'études orientées vers la compréhension des phénomènes de décollement dans les tuyères supersoniques et aux charges latérales associées, ont été engagées depuis quelques années par le pôle de recherche amont (ONERA-CNES) et pilotée par le groupe (ATAC). Ces études ont été menées aussi bien sur le plan numérique qu'expérimental.

Parmi les observations relevées dans ces études est l'apparition de configurations dissymétriques des chocs de décollement dans le divergent des tuyères étudiées. Ces phénomènes ont été reportés par des auteurs tels que dans [2,3 et 4] lors des phases d'amorçage et de désamorçage des tuyères.

Même si le phénomène du décollement dissymétrique demeure toujours mal cerné par les chercheurs, quant aux mécanismes physiques pouvant conduire à ce type de configuration, il n'en demeure pas moins que l'identification précise des conditions de fonctionnement de la tuyère pour ces configurations et le comportement dynamique de celle-ci restent toujours d'un intérêt majeur pour l'industrie aérospatiale.

Parmi les travaux récents tendant à cerner ces problématiques, une étude expérimentale, a été menée à l'ONERA [1] sur la compréhension du phénomène de

³ Sellam «Numerical investigation of over-expanded nozzle flows: Asymmetrical configuration and Hysteresis phenomenon».Shock Waves Journal 20(6) 2013 pp 1-7

décollement de la couche limite et sa stabilité, pour différents régimes de fonctionnement de la tuyère et lors de l'impact du choc interne sur le choc de décollement. Pour mieux contrôler l'effet de cet impact, la tuyère plane étudiée présente une cassure dans le profil de son divergent. Durant cette étude, l'apparition de la dissymétrie du décollement dans la tuyère a été observée dans une plage précise de NPR.

Notre contribution a été de réaliser des simulations RANS, en configuration 2D et 3D, précisément sur ce cas test, en utilisant plusieurs modèles de turbulence et de comparer nos résultats aux données expérimentales de cette étude.

Les résultats de cette étude ont permis non seulement de reproduire de façon précise ce phénomène de basculement d'une configuration symétrique du décollement vers une configuration dissymétrique mais également, et c'est l'originalité de notre étude, la mise en évidence d'un phénomène d'hystérésis en termes de NPR (rapport de la pression chambre à la pression ambiante), selon que la tuyère est en phase d'amorçage ou de désamorçage.

5.2.2 Conditions expérimentales

Les expériences reproduites numériquement dans cette étude ont été menées sur le banc S8CH du centre ONERA-DAFE à Meudon, sur une tuyère plane de 120 mm d'envergure. Le profil du divergent de la tuyère est constitué de deux parties rectilignes (Figure 5-1). La première partie s'étale du col jusqu'à une section A_1 où $M_1 = 1.46$ et caractérisée par un angle α_0 . La deuxième s'étendant de la section A_1 jusqu'à la section de sortie de la tuyère A_e est caractérisée par un angle α_1 de sorte que $\alpha_2 = \alpha_0 - \alpha_1$. La cassure au point A_1 est de nature à produire un choc interne attaché au point A_1 et qui viendra impacter le système de choc de décollement en aval de ce point. Le rapport de la section de sortie A_e à celle du col A_c de la tuyère est tel que le Mach d'adaptation est $M_e = 1.79$, soit un rapport de détente de la tuyère $NPR = 2.4$.

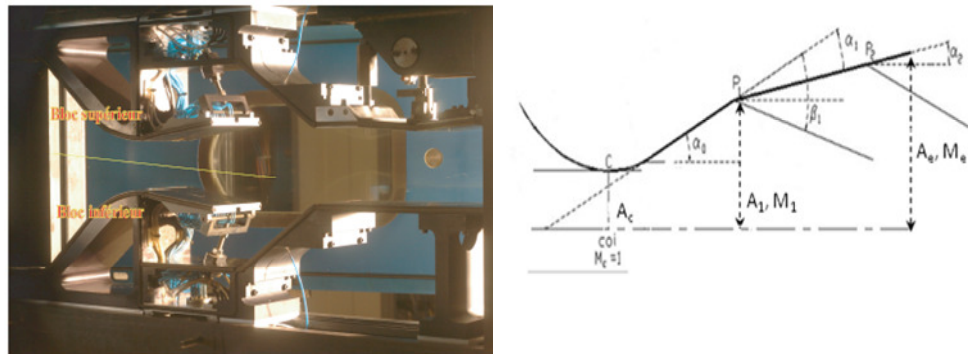


Figure 5-1 Banc d'essai S8CH et profil de la tuyère étudiée présentant une cassure au point P_1

5.2.3 Simulation numérique

Les calculs ont été réalisés au moyen du code FASTRAN en utilisant deux modèles de turbulence: le modèle à deux équations $k-\omega$ -SST-Menter et le modèle à une équation de Spalart-Allmaras. Le deuxième modèle a servi juste pour confirmer l'existence de la boucle d'hystérésis. L'intégration temporelle est réalisée avec un schéma totalement implicite « fully implicite » avec un pas de temps local, basé sur un CFL échelonné de 0.1 à 20 sur 1000 pas de temps.

Maillage et conditions aux limites :

Afin d'effectuer les simulations 2D et 3D, du champ d'écoulement dans la tuyère étudiée expérimentalement et décrite dans la section 2.2, un maillage multi-blocs structuré a été réalisé au moyen d'un mailleur algébrique. Le maillage comprend aussi bien le champ interne de la tuyère que le milieu ambiant autour et en sortie de la tuyère. Pour les calculs 2D (*Figure 5-2*), un total de près de 90000 mailles a été nécessaire pour achever ces calculs, dont 22000 concernent uniquement le divergent. Alors que pour les calculs 3D, plus de 1322000 mailles ont été nécessaires pour accomplir ces calculs. Dans tous les cas un raffinement du maillage près de la paroi était nécessaire pour modéliser correctement la sous couche laminaire de la couche limite. La taille de la première maille doit satisfaire la condition $y^+ \approx 1$, où y^+ est défini comme la variable de paroi et exprimée sous la forme :

$$y^+ = \frac{y}{\nu_p} \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_p}}$$

ν_p , τ_p et ρ_p représentent la viscosité cinématique, la contrainte de cisaillement et la masse volumique à la paroi respectivement. La hauteur de la première maille à la paroi satisfaisant la condition sur y^+ est proche de 1 μm .

Les conditions aux limites imposées au domaine de calcul sont décrites comme suit :

- Conditions génératrices imposées à l'entrée de la tuyère et à l'entrée du domaine extérieur.
- Condition de non réflectivité aux frontières externes latérales du domaine
- Conditions de pression imposée en sortie du domaine (la pression de sortie est fixée à 1 bar)
- Conditions adiabatiques et d'adhérence pour les parois internes et externes de la tuyère.
- Conditions de symétrie sur un plan xy situé à $z = 0$, pour les calculs 3D.

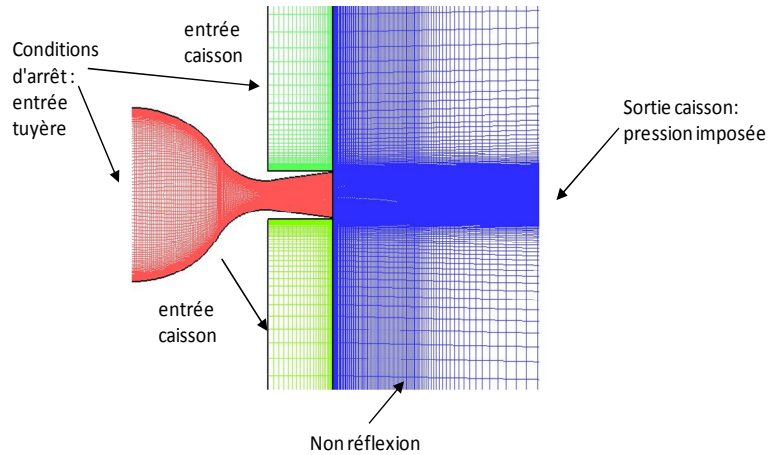


Figure 5-2. Maillage des différentes zones utilisées dans les calculs 2D

Une étude sur la convergence spatiale a été préalablement menée sur trois différents maillages afin d'optimiser le temps de calcul. Le tableau 5-1 résume le nombre total de mailles et la répartition de ces mailles pour la tuyère elle-même [25, 26].

Type de Maillage	Nombre de maille dans la tuyère	Nombre total de mailles
Gros	152 × 159	67,500
Moyen	207 × 199	89,500
Fin	267 × 299	163,500

Tableau 5-1: Résumé des maillages utilisés.

La Figure 5-3, donnant le profil des pressions pariétales et le nombre de Mach sur l'axe de la tuyère, montre qu'à partir du maillage 2, les solutions restent identiques. Par conséquent, c'est ce maillage qui a été utilisé dans l'ensemble de ces simulations.

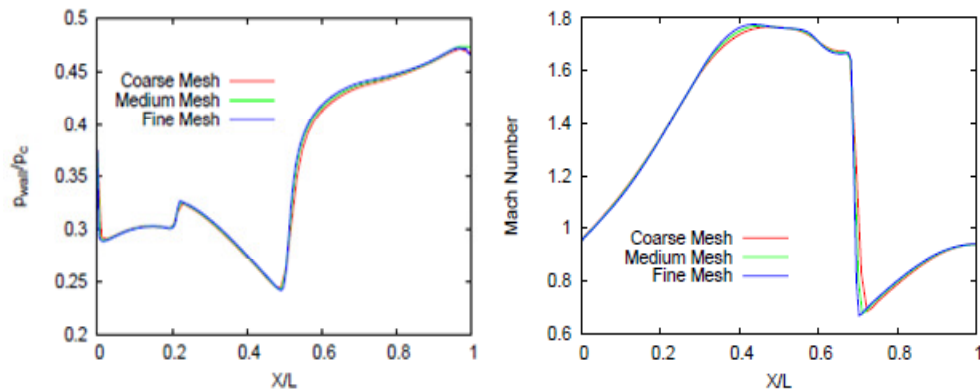


Figure 5-3 : Profils de pression pariétale et nombre de Mach sur l'axe pour différents maillages

5.2.4 Résultats

a) Simulation 2D

Dans un premier temps, les expériences conduites sur la soufflerie S8CH ont été simulées en configuration 2D. Les *Figures 5-4* et *5-5* représentent des visualisations de type Schlieren numérique obtenues pour des rapports de pression décroissants de la tuyère (désamorçage) puis pour des rapports croissants (amorçage) respectivement. Les calculs ont été réalisés avec le modèle de turbulence $K-\omega$. Ces visualisations montrent la topologie des écoulements pour les différentes conditions de fonctionnement de la tuyère. La structure en Λ du système de choc de décollement, l'étendue de la zone décollée ainsi que le jet en sortie de la tuyère sont clairement mis en évidence.

L'analyse de ces structures montre que, lorsque le rapport des pressions de la tuyère diminue, en partant d'un état de fonctionnement à faible surdétente, la configuration du jet en sortie de la tuyère ainsi que la structure symétrique des chocs de décollements dans la tuyère se maintiennent jusqu'au rapport $NPR=1.79$, au-delà de ce rapport, une structure dissymétrique du jet et des décollements apparait. Cette configuration se maintient pour tous les rapports de pression inférieurs à cette valeur ($NPR=1.79$).

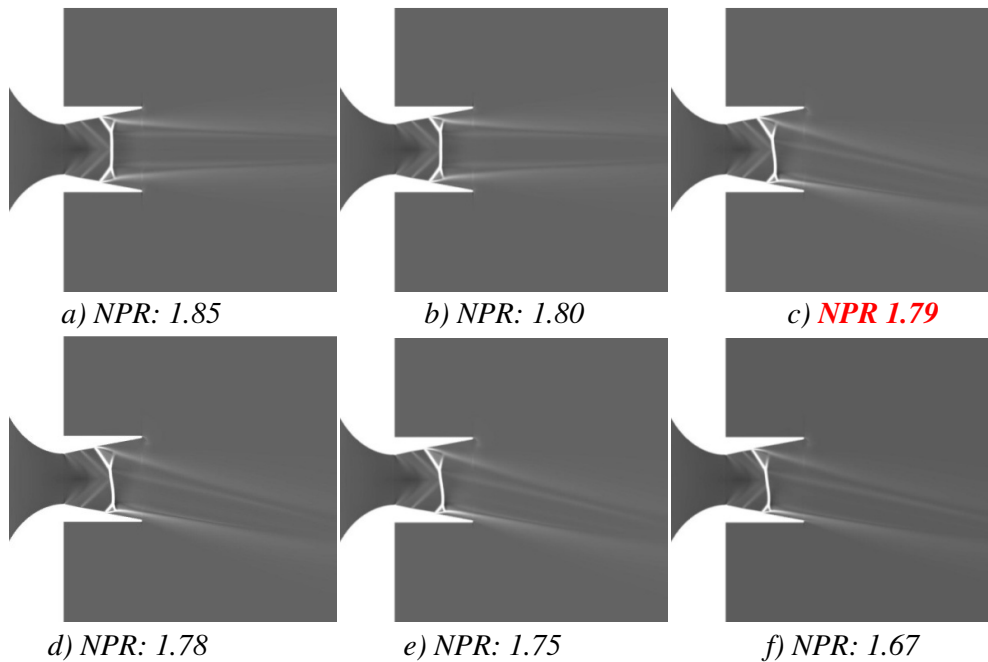


Figure 5-4: Schlieren Numériques durant la phase de désamorçage de la tuyère (NPR décroissant)

Dans le sens inverse, en partant d'une solution dissymétrique ($NPR = 1.75$ par exemple) et en augmentant progressivement le rapport des pressions de la tuyère, la configuration symétrique ne réapparaît qu'à partir du rapport $NPR=1.85$.

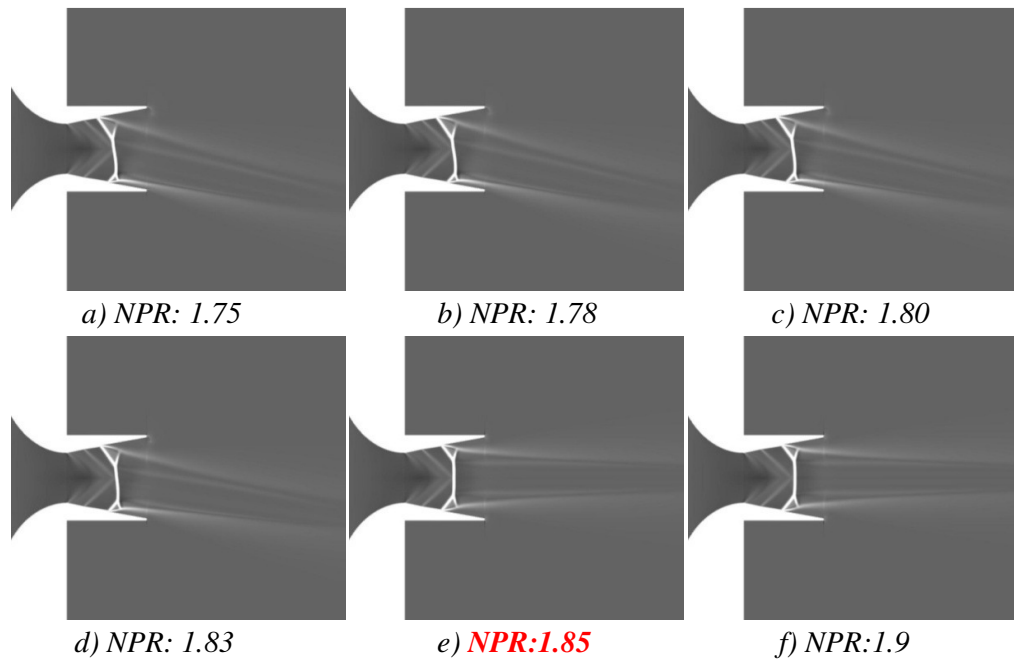


Figure 5-5 : Schlieren Numériques durant la phase d'amorçage de la tuyère (NPR croissant)

Ces calculs mettent clairement en évidence un phénomène d'hystérésis lors des transitions de la configuration symétrique à la configuration dissymétrique et inversement. Une boucle schématisant ce phénomène est représentée sur la *Figure 5-6*. Les *Figures 5-4 (b)* et *5-5 (c)*, par exemple, représentent les visualisations obtenues pour le même NPR de 1.80, selon un parcours décroissant et croissant respectivement. Dans le premier cas la configuration est parfaitement symétrique, alors que dans le second elle est dissymétrique.

Notons que ces calculs ont été menés également avec un autre modèle de turbulence (Spalart-Allmaras) et les résultats confirment d'une manière similaire l'existence des deux configurations, symétrique et dissymétrique, ainsi que le phénomène d'hystérésis associé.

Rappelons que sur le plan expérimental, cette transition entre les configurations symétrique et dissymétrique a été observée à NPR au voisinage de 1.7 [1]. Un exemple de strioscopie expérimentale est montré sur la *Figure 5-7*. Dès lors, nos résultats sont conformes aux observations expérimentales et tendent à confirmer ce phénomène et à identifier les conditions de fonctionnement de la tuyère lors de cette transition.

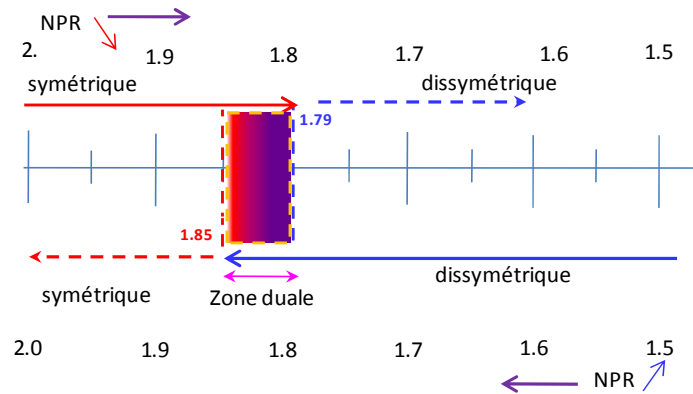


Figure 5-6: Mise en évidence du décollement dissymétrique et boucle d'hystérésis associée. Calculs avec le modèle $k-\omega$ -SST-Menter

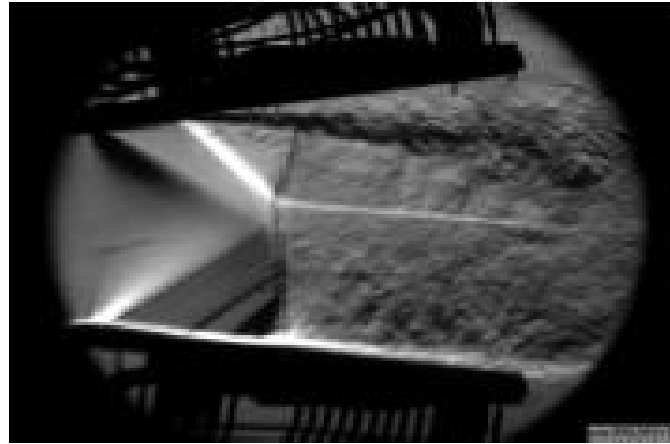


Figure 5-7. Configuration dissymétrique de l'écoulement observé expérimentalement dans [1].

b) Simulation 3D

Les expériences reproduites ici ont été réalisées avec une tuyère d'envergure finie (120 mm). Par conséquent il est permis de penser que l'observation du phénomène dissymétrique peut très bien être influencé par les effets tridimensionnels, liés aux dimensions réduites de la tuyère (couches limites latérales). Dès lors il nous a semblé intéressant d'entreprendre des calculs 3D pour une meilleure interprétation des phénomènes observés.

Pour se faire, nous avons entrepris des calculs RANS, avec le modèle $k-\omega$ pour la turbulence, en configuration 3D. Les Figures 5-8 et 5-9 représentent les Schlierens numériques de l'écoulement dans le plan de symétrie du divergent de la tuyère. Les résultats des simulations numériques basés, comme dans le cas 2D, sur une variation progressive du NPR de la tuyère, mettent également en évidence le phénomène de dissymétrie du système de choc induit dans le divergent de cette tuyère. Dans ce cas, le

basculement de la configuration symétrique à la configuration dissymétrique a été observé à $NPR = 1.85$.

Une analyse basée sur le mode opératoire de la tuyère, avec des pas de variation de NPR de 0.01 (NPR croissant et NPR décroissant), montre là aussi, une zone duale (hystérésis) entre $NPR = 1.85$ et $NPR = 1.94$. Cette zone duale apparaît plus étendue dans les calculs 3D que celle obtenue avec les calculs 2D. La *Figure 5-10* met en évidence la configuration des systèmes de chocs suivant des plans parallèles au plan de symétrie. Elle révèle d'importants effets tridimensionnels, à savoir la non uniformité de la zone de décollement dans le sens de l'envergure de la tuyère et celle formée par les points triples.

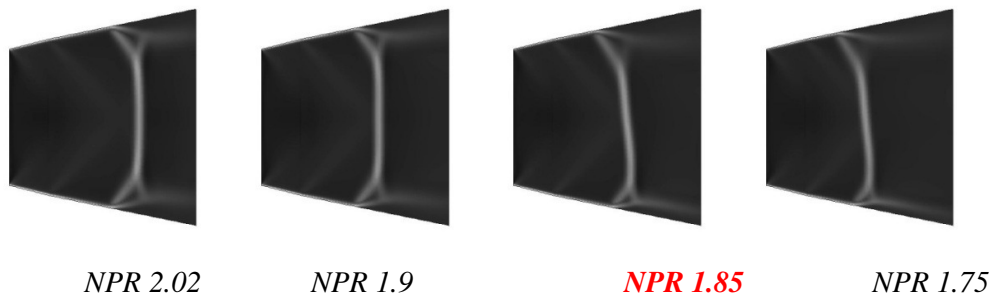


Fig. 5-8. : Schlieren Numériques durant la phase des NPR décroissant (3D)

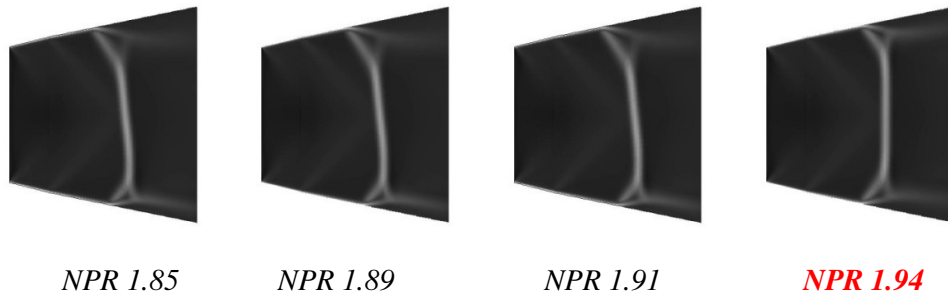


Fig. 5-9. Schlieren Numériques durant la phase des NPR croissants (3D)

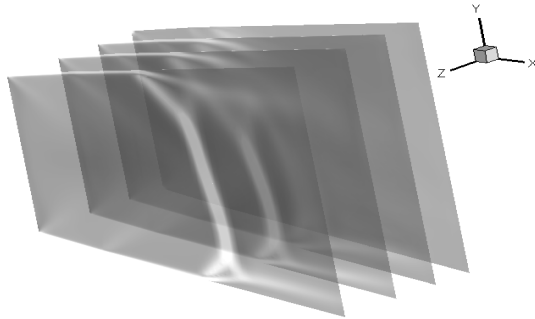


Fig. 10. Visualisations numériques du système de choc dans le divergent

5.2.5 Conclusion

Dans cette première partie de ce chapitre, j'ai développé la méthodologie des calculs RANS, en vue de simuler les écoulements dans une tuyère plane, dans laquelle des phénomènes de décollements dissymétriques ont été observés expérimentalement. Le but initial était de vérifier les points de fonctionnement exacts de la tuyère pour lesquels la dissymétrie apparaît, étudier la sensibilité de ce phénomène aux modèles de turbulence et enfin d'en tirer les conclusions sur les grandeurs pouvant influencer ce phénomène.

L'étude a non seulement permis l'identification de ces points de fonctionnement, mais elle a également, et c'est la nouveauté de cette étude, permis la mise en évidence d'une zone duale, de ces points de fonctionnement, selon le mode opératoire de la tuyère, en phase d'amorçage ou de désamorçage.

Ce phénomène, bien qu'il soit connu, n'a jamais été interprété ou relié à un quelconque phénomène physique. Le constat de cette étude, qui doit être vérifié expérimentalement, ouvre une nouvelle étape dans cette interprétation, dès lors que ce phénomène n'est plus lié à un seul point de fonctionnement de la tuyère mais à une plage de NPR , ce qui permet d'envisager le recours à une analyse sur les modes de stabilité du système de choc dans cette zone.

5.3 Interaction fluide-structure

5.3.1 Contexte de l'étude

Ce travail s'inscrit dans le cadre de la politique favorisant le développement d'activités transversales, entre équipes, au sein du laboratoire LMEE. La thématique abordée dans cette partie de mon travail a permis de créer une synergie avec l'équipe de mécanique de structure MDS.

L'idée de départ était d'étendre le modèle aéroélastique proposé par Pekkari, élaboré pour les écoulements des fluides parfaits, aux cas des écoulements visqueux, pour ensuite comparer les résultats obtenus avec ceux d'un couplage entre un code CFD et un code structure.

Le développement mathématique complet de la démarche suivie dans cette approche et la méthode de calcul de structure seront présentés dans les travaux de la thèse de doctorat, consacrés à cette thématique, en cours d'achèvement [21].

La méthodologie générale suivie dans l'extension du modèle de Pekkari ainsi qu'un résultat sur un cas-test étudié par d'autres approches seront présentés dans ce travail.

5.3.2 Introduction et position de la problématique

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, le rôle d'une tuyère est d'assurer la détente d'un gaz produit par la combustion, à haute pression et haute température, d'un couple d'ergols. La forme de la tuyère lui confère cette aptitude à accélérer l'écoulement des gaz à des vitesses très élevées générant ainsi la poussée (plusieurs dizaines de tonnes) nécessaire à propulser des engins transportant des charges utiles de plus en plus importantes. Cette poussée résulte, comme on l'a vu, de l'intégration des forces appliquées à l'intérieur et à l'extérieur de la tuyère. Comme il a été également mentionné, pour un fonctionnement en surdétente (phase d'amorçage au cours de la montée en pression par exemple), le gradient adverse du champ de pression est tel qu'il provoque un décollement de la couche limite avec un choc. Si la géométrie de la tuyère peut être parfaitement symétrique et de révolution, les décollements quant à eux peuvent présenter des structures dissymétriques et instables générant d'intenses charges latérales qui peuvent être préjudiciables pour le moteur et pour la charge transportée. Ce phénomène a été observé, selon *Schmucker* [14] dès les années 60, aussi bien sur le moteur du lanceur *Atlas* que celui de *Saturn V*. Comme le montrent les études expérimentales entreprises par la suite, ces charges latérales augmentent considérablement, aux bas NPR [15], lors des phases de mise en pression de la chambre et au cours du désamorçage de la tuyère, au cours des transitions RSS-FSS. Les *Figures 5-11* et *5-12* illustrent les résultats obtenus sur une tuyère TIC et une tuyère TOP ainsi que sur la tuyère du moteur européen Vulcain.

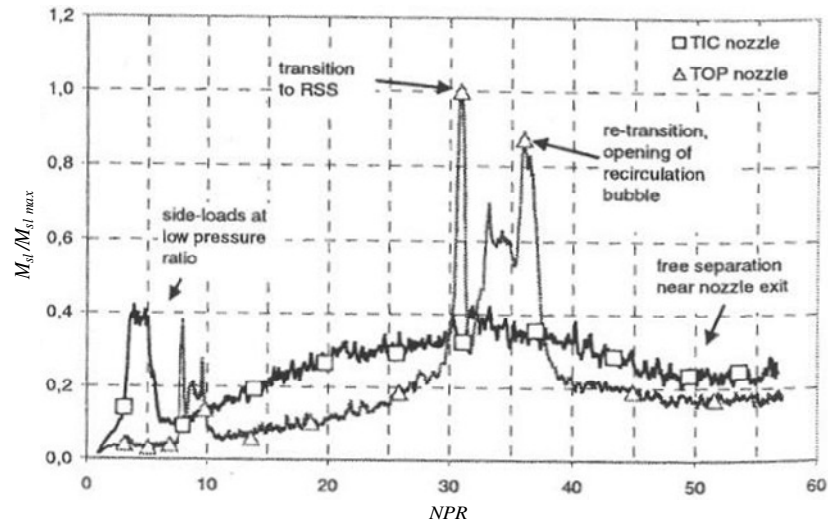


Figure 5-11. Moments des charges latérales sur une tuyère TIC et parabolique TOP pendant les phases d'amorçage, d'après [16].

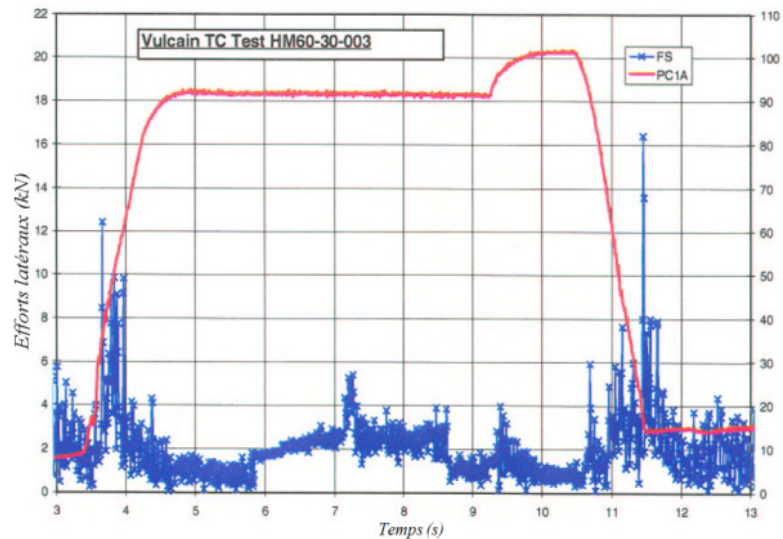
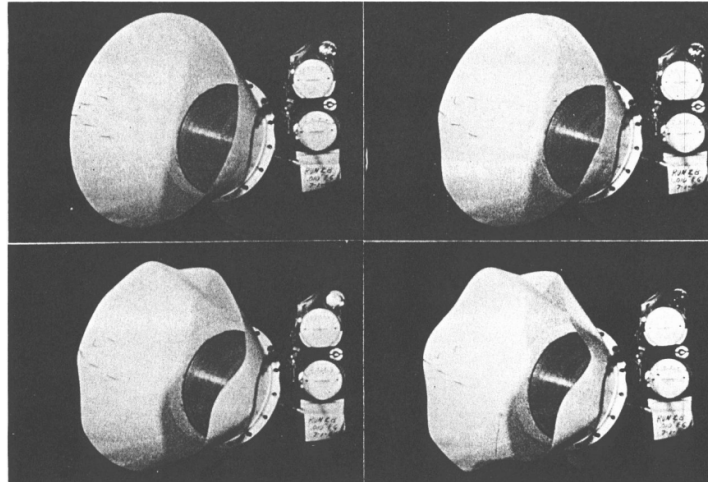


Figure 5-12. Expérience de DASA sur la tuyère du moteur Vulcain, d'après [17].

Sur le plan des effets aéroélastiques, des études expérimentales ont été menées par Tuovila [18] en 1968 sur des tuyères souples et qui ont mis en évidence des phénomènes d'instabilités statiques de type flambement dans les divergents des tuyères étudiées tel que montré sur la Figure 5-13.



*Figure 5-13: Expérience de Tuovila et Lande[18].
Flambage à 7 lobes d'une tuyère souple.*

Plus récemment en 2001, et dans le cadre des activités du pôle ATAC, une campagne d'essais sur une tuyère souple menée au laboratoire LEA de Poitiers [19] avait un double objectif : Valider le modèle de Pekkari pour la prévision des instabilités aéroélastiques et construire une base de données pour les travaux ultérieurs. Cette campagne a été malheureusement interrompue suite à la destruction de la tuyère.

Plusieurs remarques ont été cependant soulevées suite à cette campagne d'essais et qui suggèrent des améliorations à apporter au niveau notamment du pilotage de la pression chambre, du système d'acquisition en temps réel pour déceler les risques de décalage en fréquence. Une nouvelle campagne est normalement envisagée à l'ONERA en accord avec le CNES pour achever le travail déjà commencé lors de la précédente campagne.

Compte tenu de l'intérêt, toujours d'actualité, à cette problématique nous avons décidé d'aborder cette thématique, dans le cadre d'une thèse de doctorat. L'objectif étant d'étendre le modèle de stabilité développé par Pekkari [20] aux cas des écoulements visqueux, par la prise en compte du profil réel du saut de pression lors du décollement dans le divergent des tuyères supersoniques.

Pour atteindre cet objectif, un code de calcul de structure par éléments finis, permettant le calcul des fréquences propres de la structure a été préalablement développé et réalisé. Un couplage aux effets d'excitations aérodynamique a été développé pour les configurations 2D et 3D des tuyères, en utilisant le modèle de Pekkari initial et modifié.

Le deuxième objectif consiste à réaliser un couplage faible entre un code fluide (CFD) et un code structure (CSD). La démarche suivie s'articule sur la méthode dite de « transpiration » pour sa souplesse, comparée à la méthode ALE, même si elle reste limitée au cas linéaires (petits déplacements de la structure).

5.3.3 Modèle de stabilité aéroélastique

a) Rappel sur le modèle de Pekkari

Le modèle de Pekkari est le premier du genre à avoir été proposé pour l'étude du couplage aéroélastique d'un divergent d'une tuyère supersonique [20]. Le modèle permet l'analyse de la stabilité aéroélastique de ces tuyères, lorsqu'elles sont soumises à une perturbation due au choc de décollement. La déformation subie par la paroi de la tuyère, suite au déplacement \vec{w} de celle-ci, sous l'effet du choc, est estimée sur la base de la théorie simplifiée des petites perturbations (TPP) et la théorie du piston (TP).

Le modèle de Pekkari repose sur quelques hypothèses comme:

- Le système mécanique est considéré comme quasi statique par rapport à l'écoulement. Les temps caractéristiques par $\Delta t_{structure} \gg \Delta t_{fluide}$ sont de plusieurs ordres de grandeurs.
- En négligeant l'amortissement, la structure est régie par le principe d'équilibre des forces.

$$m\ddot{\vec{w}} = \vec{f}_m^0(\vec{w}_0) + \vec{f}_a^0(\vec{w}_0) + \vec{f}_m(\vec{w}(t)) + \vec{f}_a(\vec{w}(t)) \quad (5-1)$$

où m désigne la masse locale du système, $\vec{w}_0, \vec{w}(t)$ sont les vecteurs de déplacement, à l'équilibre et à l'état perturbé. $\vec{f}_m^0(\vec{w}_0) + \vec{f}_m(\vec{w}(t))$ et $\vec{f}_a^0(\vec{w}_0) + \vec{f}_a(\vec{w}(t))$ sont respectivement les sollicitations mécaniques internes et aérodynamiques.

- A l'équilibre on a : $\vec{f}_m^0(\vec{w}_0) + \vec{f}_a^0(\vec{w}_0) = \vec{0}$ avec $\vec{f}_a^0(\vec{w}_0) = (p_a - p_w^0)\vec{n}$
- A l'état perturbé, les sollicitations $\vec{f}_m(\vec{w}(t))$ et $\vec{f}_a(\vec{w}(t))$ sont liées à la modification de l'état d'équilibre, avec :

$$\vec{f}_a(\vec{w}(t)) = (p_w^0 - p_w(t))\vec{n} \quad (5-2)$$

Où \vec{n} est la normale à la paroi dirigée vers l'axe, et $\vec{w}(t)$ représente le déplacement par rapport à la position d'équilibre ayant comme déplacement \vec{w}_0 .

La sollicitation définie par (5.2) permet d'étudier la stabilité autour d'une position d'équilibre selon le principe du modèle de Pekkari.

Dans sa forme simplifiée, le saut de pression est modélisé par une discontinuité faisant passer l'écoulement, au point de séparation x_{sep}^0 , de la pression de détente isentropique $p_\infty(x)$ de la tuyère à la pression ambiante p_a (figure 5-14).

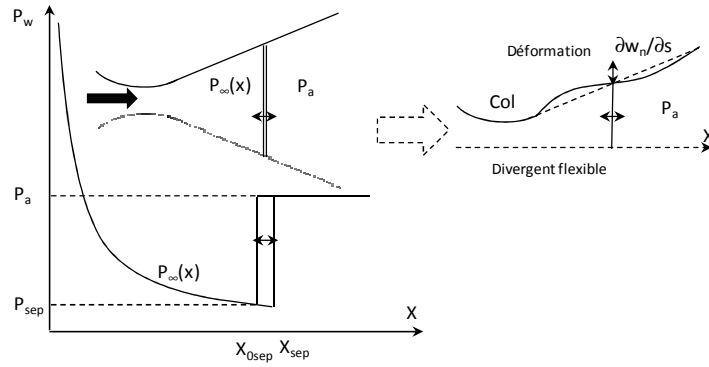


Figure 5-14 : Profil pariétal de la pression et déformation de la paroi selon le modèle simplifié de Pekkari

Partant de ces hypothèses, le modèle de Pekkari peut se décliner comme suit:

- En amont du choc, la pression pariétale $p_w(x)$ est celle obtenue par détente isentropique de la tuyère à partir de la pression chambre P_0 .

- Une fois le choc localisé à une abscisse x_{sep}^0 , pour une pression de chambre P_0 (soit pour un NPR donné) la pression dans la tuyère juste en aval du choc est ramenée brusquement à la pression ambiante p_a :

$$p_w^0(x) = \begin{cases} p_\infty(x) & x < x_{sep}^0 \\ p_a & x > x_{sep}^0 \end{cases} \quad (5.3)$$

- Après la déformation due à la perturbation du choc, la pression exercée sur la paroi du divergent change. Cette variation, notée $\Delta p(x,t)$, est modélisée par une forme simplifiée découlant de la théorie TPP (en négligeant les termes exprimant les effets d'amortissement et de mémoire) soit:

$$\Delta p(x,t) = \rho_\infty U_\infty^2 \left[\frac{1}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} \frac{\partial w_n(x,t)}{\partial s} \right] \quad (5-4)$$

En tenant compte de cette variation locale, la pression pariétale à l'état perturbé prend la forme :

$$p_w(x,t) = \begin{cases} p_\infty(x) + \rho_\infty U_\infty^2 \left[\frac{1}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} \frac{\partial w_n(x,t)}{\partial s} \right] & x < x_{sep} \\ p_a & x > x_{sep} \end{cases} \quad (5.5)$$

où U_∞ , ρ_∞ et M_∞ définissent localement la vitesse axiale de l'écoulement, la densité et le nombre de Mach respectivement. La position du choc perturbé est repérée par x_{sep} .

Dès lors, le profil de pression pariétale entre les deux états, d'équilibre et perturbé, au voisinage de x_{sep}^0 , peut prendre la forme donnée sur la figure 5.15.

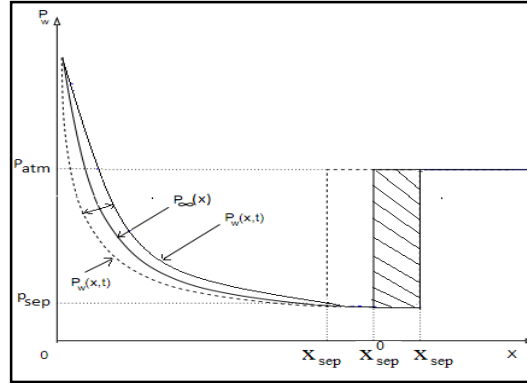


Figure 5-15 Evolution du profil de pression pariétale à l'état d'équilibre et perturbé : cas d'un choc droit (écoulement parfait)

Les efforts de sollicitation aérodynamique, suite à la perturbation du choc, peuvent être regroupés en une forme unique à l'aide de la fonction de Heavyside σ , jouant le rôle d'un filtre :

$$\bar{f}_a(\bar{w}) = \{p_w^0(x) - p_w(x,t)\}\bar{n} = -\{(p_a - p_{sep})(\sigma[x - x_{sep}] - \sigma[x - x_{sep}^0])\}\bar{n} \quad (5.6)$$

La fonction σ est définie comme:

$$\sigma[x] = \begin{cases} 0, & \text{si } x < 0 \\ 1, & \text{si } x \geq 0 \end{cases}$$

où x est une variable quelconque.

La distance balayée par le choc $\Delta x = x_{sep} - x_{sep}^0$ se déduit d'un développement au premier ordre du terme $p_\infty(x)$ supposé constant dans l'intervalle $[x_{sep}^0, x_{sep}]$ au point de décollement ($p_\infty(x_{sep}) \approx p_\infty(x_{sep}^0) \approx p_{sep}$), soit :

$$\Delta x = x_{sep} - x_{sep}^0 = \left[\frac{\rho_\infty U_\infty^2}{-\frac{dp_\infty}{dx} \sqrt{M_\infty^2 - 1}} \frac{\partial w_n}{\partial s} \right]_{x_{sep}^0} \quad (5-7)$$

b) Stabilité aéroélastique

L'équilibre d'une structure flexible dans un contexte éléments finis peut être exprimé, en l'absence d'amortissement, sous la forme :

$$[M]\{\ddot{W}\} + [K]\{W\} = \{F\} \quad (5.8)$$

où $[M]$ et $[K]$ sont respectivement les matrices globales de masse et de rigidité du système et $\{F\}$ le vecteur des sollicitations traduisant les effets aérodynamiques. Les vecteurs $\{W\}$ et $\{\ddot{W}\}$ représentent respectivement l'ensemble des composantes du déplacement de tous les nœuds du maillage et leur vecteur accélération associé. Le vecteur $\{F\}$ peut très bien être exprimé en fonction des déplacements $\{W\}$ par l'intermédiaire d'une matrice de rigidité aérodynamique $\{K_a\}$ et prend la forme, dans le cas 2D:

$$\begin{aligned} \langle \delta W \rangle \{F\} &= \int_{x_{sep}^0}^{x_{sep}} \delta \bar{w} \cdot \bar{n} (p_a - p_{sep}) ds \\ &\approx \langle \delta W \rangle (p_a - p_{sep}) \frac{\rho_\infty U_\infty^2}{-\frac{dp_\infty}{dx} \sqrt{M_\infty^2 - 1}} \left\{ \begin{array}{c} \eta^x \\ \eta^y \\ 0 \end{array} \right\} \left. \frac{\partial w_n}{\partial s} \right|_j \end{aligned} \quad (5-9)$$

où l'indice j fait référence au nœud localisé à x_{sep}^0 et η^x et η^y les composantes de la normale au nœud j .

Avec cette expression simplifiée de $\{F\}$, le système (5-8) est résolu comme un simple problème aux valeurs propres, d'abord pour une structure libre, dès lors qu'on pose une solution générale de la forme : $\{W(x,t)\} = \{V(x)\}e^{i\omega t}$, ensuite en tenant compte des sollicitations aérodynamiques.

Le modèle de Pekkari suppose qu'après excitation, les modes propres de la structure (tuyère) restent inchangés par rapport au système homogène. Seules les fréquences propres varient.

La relation entre les fréquences aéroélastiques $\Omega_k/(2\pi)$ et les fréquences propres de la structure $\omega_k/(2\pi)$ pour le mode k , est telle que :

$$\Omega_k^2 = \omega_k^2 - (p_a - p_{sep}) \frac{\rho_\infty U_\infty^2}{-\frac{dp_\infty}{dx} \sqrt{M_\infty^2 - 1}} \frac{1}{2} \left. \frac{\partial (X_n^k)^2}{\partial s} \right|_j \quad (5-10)$$

En posant :

$$A(x_{sep}^0) = \left[(p_{am} - p_{sep}) \frac{\rho_\infty U_\infty^2}{-\frac{dp_\infty}{dx} \sqrt{M_\infty^2 - 1}} \right]_{x_{sep}^0} \quad \text{et} \quad R_k(x_{sep}^0) = \left[\frac{\omega_k^2}{\frac{1}{2} \frac{\partial (X_n^k)^2}{\partial s}} \right]_{x_{sep}^0}$$

L'équation (5-10) peut se mettre sous la forme :

$$A(x_{sep}^0) \left(\frac{\Omega_k}{\omega_k} \right)^2 = 1 - \frac{A(x_{sep}^0)}{R_k(x_{sep}^0)} \quad (5-11)$$

A et R_k sont appelés respectivement, coefficients d'influence aérodynamique et coefficients d'influence mécanique.

L'équation (5.11) indique que l'évolution de la fréquence aéroélastique, pour un mode donné, est conditionnée par les valeurs de ces coefficients. Par ailleurs, Ω_k^2 peut devenir négatif, et traduire ainsi le cas des instabilités de type statique (flambement).

5.3.4 Modèle modifié

Comme il a été rappelé au chapitre 2, le profil de la pression pariétale en écoulement visqueux lors d'un décollement de la couche limite, sous l'effet d'un gradient adverse de pression, prend une forme telle que le saut de pression, contrairement au cas d'un écoulement parfait, se trouve étalé, sur une distance dite longueur d'interaction, notée L , comprise entre les points x_i , x_s et x_p , représentant respectivement l'abscisse du début d'interaction, la fin d'interaction et la pression plateau (voir §2-3 du chapitre 2). L'objectif est maintenant d'intégrer ce profil dans le schéma de Pekkari, tout en gardant le même formalisme mathématique. Dans ce cas la sollicitation n'est plus réduite à un seul nœud de la structure mais plutôt sur une zone englobant plusieurs de ces nœuds.

Dans ce cas on écrit, pour la répartition pariétale de la pression:

$$p_w^0(x) = \begin{cases} p_\infty(x) & x \leq x_{sep}^0 \\ p_k^0(x), & x_{sep}^0 < x < x_p^0 \\ p_{atm} & x > x_p^0 \end{cases} \quad (5-11)$$

où x_{sep}^0 et x_p^0 désignent respectivement les abscisses du début du décollement et celle de la pression plateau à l'état d'équilibre.

Pour l'état perturbé, le profil de la pression pariétale (*Figure 5-16*) s'écrit, en désignant par x_{sep} et x_p les positions du choc naissant et de la pression plateau respectivement pour l'état perturbé, comme :

$$p_w(x,t) = \begin{cases} p_\infty(x) + \frac{\rho_\infty(x)U_\infty^2(x)}{\sqrt{M_\infty^2(x)-1}} \frac{\partial w_n(x,t)}{\partial s} & x \leq x_{sep} \\ p_k(x), & x_{sep} < x < x_p \\ p_{atm} & x > x_p \end{cases} \quad (5-12)$$

$p_k^0(x)$ et $p_k(x)$ désignent respectivement les pressions dans la zone d'interaction, à l'état d'équilibre et à l'état perturbé.

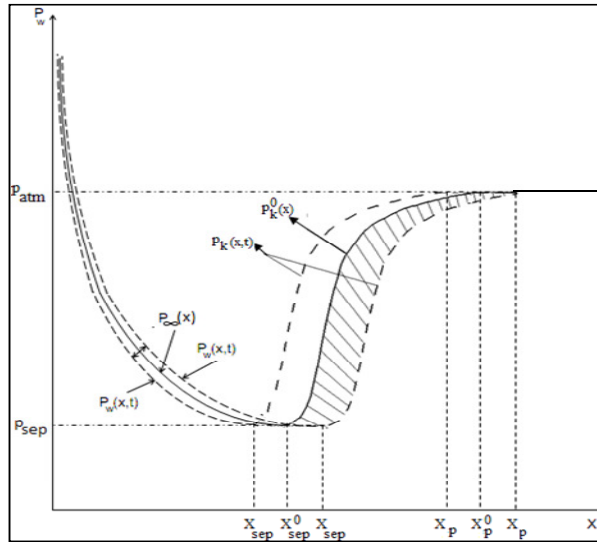


Figure 5-16 Profil de pression pariétale à l'état d'équilibre et perturbé dans le cas visqueux

Avec un développement limité de $p_k(x)$ au voisinage de $p_k^0(x)$ et un traitement spécial, selon que l'état perturbé se situe à $x_{sep} > x_{sep}^0$ ou $x_{sep} < x_{sep}^0$ et en introduisant la longueur d'interaction L , la résultante des efforts de pression $\vec{f}_a(\vec{w})$, prend la forme suivante⁴ :

$$\vec{f}_a(\vec{w}) = \left\{ p_{sep} (\sigma[x - x_{sep}] - \sigma[x - x_{sep}^0]) - p_{atm} (\sigma[x - x_p] - \sigma[x - x_p^0]) + (x_{sep} - x_{sep}^0) \frac{dp_k^0(x)}{dx} (\sigma[x] - \sigma[x - L]) \right\} \vec{n} \quad (5-13)$$

On voit bien que cette expression est consistante avec le modèle initiale. En effet, si on affecte une valeur nulle pour L et si on confond x_{sep}^0 et x_p^0 , on retrouve bien la relation 5-6, valable pour le modèle du fluide parfait.

Le raisonnement reste le même que dans le cas du modèle initiale quant à l'élaboration de la relation entre les fréquences aéroélastiques et les fréquences propres de la structure. Si le terme donnant le coefficient d'influence mécanique $R_k(x_{sep}^0)$ reste le même, puisqu'il est basé sur la structure elle-même, le deuxième coefficient $A_k(x_{sep}^0)$ prend une forme particulière, tenant compte de la méthode utilisée pour l'intégration des forces aérodynamiques, sur un nœud ou sur plusieurs nœuds de la structure et fonction de la longueur de séparation L .

Pour le cas modifié simple, $A_k(x_{sep}^0)$ prend la forme :

⁴ Le détail complet de la longue et complexe démarche mathématique est explicité dans les travaux de la thèse en cours [21]

$$A(x_{sep}^0) = \left[\left(p_{atm} - p_{sep} + L \frac{dp_k^0(x)}{dx} \right) \frac{\rho_\infty U_\infty^2}{- \frac{dp_\infty}{dx} \sqrt{M_\infty^2 - 1}} \right]_{x_{sep}^0} \quad (5-14)$$

5.5 Couplage fluide structure

Dans la démarche du couplage fluide-structure, entre un code CFD et un code structure, nous avons opté pour la méthode de transpiration. Cette méthode est bien adaptée au cas linéaires (petits déplacements).

Cette méthode possède l'avantage d'être moins lourde à mettre en œuvre et ne requiert pas d'énormes moyens de calculs. Dans cette étude, nous avons utilisé le code *NSC2ke* [24], développé à l'INRIA et modifié pour l'adapter à l'étude des tuyères pour les calculs CFD, et un code de calcul développé au laboratoire pour les calculs de structure.

La démarche de ce couplage peut être décrite comme suit :

- a) Calcul du champ aérodynamique de la tuyère, pour un rapport de pression de fonctionnement donné (*NPR fixé*). Dans cette phase la structure de la tuyère est supposée indéformable (rigide). Une position initiale du choc de décollement x_{sep}^0 , à l'état d'équilibre, est alors obtenue pour ce rapport de pression.
- b) La deuxième étape consiste à relâcher la tuyère, en la perturbant, selon le premier mode par exemple. L'instant du couplage commence par conséquent dès l'instant où la tuyère est rendue flexible.
- c) Le suivi de l'évolution des nœuds au cours du temps permet de tracer les déplacements verticaux de la structure. Un traitement FFT permet ensuite d'extraire les fréquences aéroélastiques.

5.6 Application

Après avoir présenté succinctement les deux méthodes de couplage, je présente dans ce qui suit une application à un cas-test dans laquelle les deux méthodes, Pekkari modifié et calcul couplé par la méthode des transpirations, ont été appliquées. Le cas-test concerne une tuyère conique, également étudiée dans les travaux des références [22] et [23] et dans lesquelles les méthodes de Pekkari initiale et la méthode de couplage CFD - Structure basée sur l'approche ALE ont été utilisées.

5.6.1 Définition du cas-test

Le cas concerne une tuyère plane, dont les caractéristiques géométriques sont données sur la *Figure 5-17*.

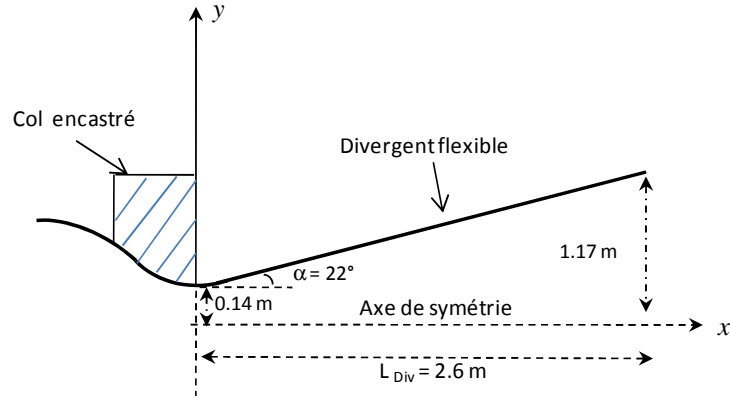


Figure 5-17 Géométrie et dimension de la tuyère testée

En général, les cas-tests étudiés sont définis par les conditions aux limites imposées à la sortie de la tuyère et les propriétés du matériau utilisé. Les différentes configurations considérées dans cette étude sont données dans le tableau 5-1.

Cas	Col	Sortie	E (N/m ²)	H (mm)	ρ (kg/m ³)
Cas 1	Encastrement	Libre	4.4×10^{11}	30	2000
Cas 2	Encastrement	Encastrement	4.4×10^{11}	30	2000
Cas 3	Encastrement	Encastrement	2.2×10^{11}	10	2000

Tableau.5-1 Conditions aux limites et propriétés du matériau pour les différents cas tests étudiés

5.6.2 Résultats

Les résultats présentés ici concernent uniquement le cas 3, pour avoir été traité dans les travaux cités plus hauts pouvant ainsi constituer un bon exemple de comparaison.

Les résultats sont présentés sous forme de fréquences, pour les trois premiers modes de la tuyère, en fonction de la position du choc dans le divergent et donnés sur la Figure 5-18. Ces premiers résultats, pour le couplage CFD-Structure, concernent des calculs eulériens, il était donc plus réaliste de les comparer au modèle de Pekkari « initial ».

Les résultats obtenus pour ce cas montrent d'une part une bonne adéquation du couplage avec les modèles Pekkari et Pekkari étendu et font relever quelques remarques :

- La structure reste stable dans le premier quart de la tuyère et proche de la sortie.

- b) Les fréquences du premier mode calculées par la méthode du couplage ne s'annulent pas, mais tendent vers des valeurs faibles, dans les zones considérées comme statiquement instables par les modèles.
- c) La zone d'instabilité dynamique est plus étendue en calcul couplé par rapport à celle détectée par les modèles.
- d) Les signaux obtenus par le calcul couplé, sont de nature sinusoïdale d'amplitude croissante, comme montré sur la *Figure 5-19*, pour une position du choc correspondant à $NPR=5$, preuve d'une instabilité dynamique (flutter).
- e) Malgré sa limitation aux petits déplacements, la méthode de transpiration a permis une bonne prédiction des instabilités dynamiques.

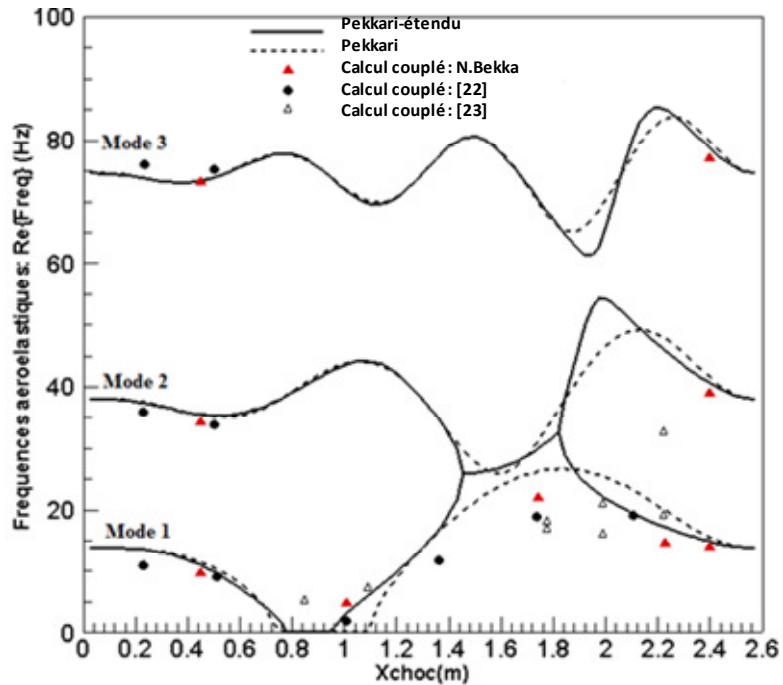


Figure 5-18 Evolution des fréquences aéroélastiques en fonction de la position du choc pour un calcul non visqueux.

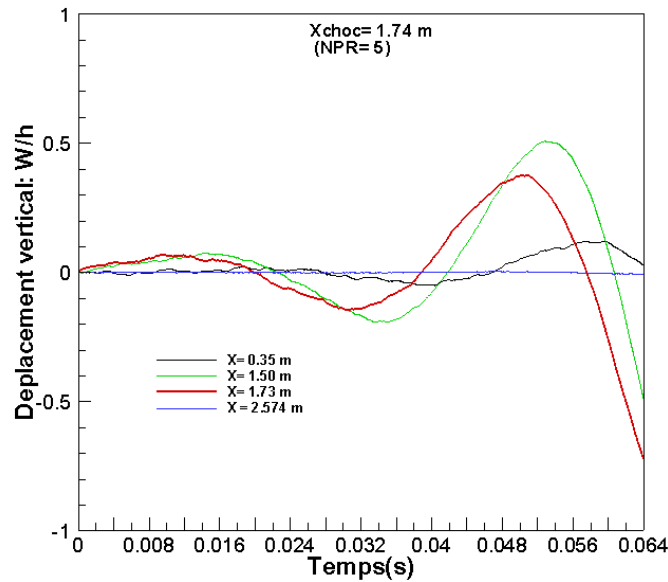


Figure 5-19: Déplacements verticaux au cours du temps pour différents points

5.7 Conclusion et remarques

Comme il a été signalé en préambule, les travaux concernant l'interaction fluide-structure sont tout à fait nouveaux au sein de notre équipe. Leur introduction dans les thématiques abordées avait un double objectif : 1) étendre nos activités aux problèmes du comportement structural des tuyères propulsives, soumises aux effets des décollements dans le divergent et 2) proposer une thématique pouvant faire participer l'équipe de mécanique des structure du laboratoire LMEE.

Les premiers résultats ont montrés que la modification proposée du modèle de stabilité de Pekkari conduisent à des résultats cohérents par rapport au modèle initiale et permettent de détecter des zones de stabilité dynamiques plus larges. Une analyse plus fine des résultats, par comparaison aux résultats expérimentaux s'avère nécessaire.

Ma contribution dans cette thématique s'est focalisée essentiellement autour des points suivants :

- Sur la partie CFD, par l'orientation dans les modifications sur le code NS2Dke pour implémenter les conditions aux limites à imposer dans le cas des tuyères. Pour rappel, ce code était initialement orienté vers les calculs des écoulements externes, autour de profils d'ailes par exemple. Une modification pour l'adapter à ces nouvelles problématiques devait s'imposer.

- Dans la réflexion et l'orientation sur la méthode appliquée à l'extension du modèle de Pekkari aux écoulements visqueux, ainsi que dans le choix de la méthode de couplage entre les deux codes CFD et structure..

Dès lors, tous les développements mathématiques et tous les calculs de structure relèvent des initiatives personnelles du thésard. Une présentation exhaustive des résultats des ses travaux sera donnée prochainement, dans le cadre de cette thèse.

Bibliographie relative au chapitre 5

- [1] S. Girard "Etude des interférences de choc dans les tuyères surdétendues à choc interne" *Thèse de doctorat de l'université Paris VI, Septembre 2006.*
- [2] A. Bourgoing, "Instationnarité et dissymétrie d'un écoulement supersonique décollé dans une tuyère plane" *Thèse de doctorat de l'université Paris VI, Juin (2002)*
- [3] R.A. Lawrence "symmetrical and unsymmetrical flow separation in supersonic nozzles " *PhD Dissertation, southern Methodist University, April 1967*
- [4] C.A. Hunter " Experimental, theoretical, and computational investigation of separated nozzle flows" *AIAA paper 98-3107, 1998*
- [5] A. Nebache *Communication privée*
- [6] A. Bourgoing, P.H. Reijasse " Experimental investigation of an unsteady and asymmetrical supersonic separated flow " *in: CASI, 8th Aerodynamic Session Symposium, Toronto, 29 April–2 May 2001*
- [7] Ph. Reijasse and J.Birkmeyer "semi-empirical flow separation model for subscale nozzle" *ESA SP-487 407-414, march 2002*
- [8] D. Papamoschou and A.Johnson "Unsteady Phenomena in Supersonic Nozzle Flow Separation" *AIAA paper 2006-3360, 2006*
- [9] Q.Xiao, H.M Tsai and D. Papamoschou "Numerical investigation of supersonic nozzle flow separation" *AIAA Journal, Vol 3, No.3, March 2007*
- [10] D.Papamoschou and A.Zill " Fundamental investigation of supersonic nozzle Flow separation" *AIAA paper 2004-1111, 2004*
- [11] J.P. Dessauge , P.Dupont and J.F Debiève " Unsteadiness in shock waev boundary layer interactions with separation" *Aerospace Science and Technology 10 pp 85-91(2006)*
- [12] P.R Spalart., S.A Allmaras., "A one-equation turbulence model for aerodynamics flows" *AIAA Paper 1993-0439*
- [13] F.R. Menter, L.C. Rumesy "Assessment of Two-Equation Turbulence Models for Transonic Flows" *AIAA Paper 94-2343, June 1994.*
- [14] Schmucker, R. H. Flow "Processes in Overexpanded Chemical Rocket Nozzles - PartI : Flow Separation". *Tech. rep., NASA Report - 77396 (1984).*
- [15] G. Hagemann, M. Frey, and W. Koschel. "Appearance of restricted shock separation in rocket nozzles" *J. of Propulsion and Power, 18(3):577-584, 2002.*

[16] Schmucker, R. H. Flow "Processes in Overexpanded Chemical Rocket Nozzles - Part II : Side-loads due to asymmetric separation". *Tech. rep., NASA Report - 77396 (1984)*.

[17] M. Terhardt. Vulcain flow separation and side-load analysis. *In Proc. of the European Seminar on Rocket Nozzles, 1998*.

[18] M. Terhardt, G. Hagemann, and M. Frey. Flow separation and side-load behavior of the Vulcain engine. *AIAA Paper 99-2762, 1999*.

[19] N. Moreaux. "Essais sur la tuyère souple ATAC au LEA Poitiers" *Technical report RT 77/00144 DAFE/DDSS, ONERA, Février 2002*

[20] Pekkari, L. O. Aeroelastic "Stability of Supersonic Nozzles with Separated Flow." *AIAA, 29th Joint Propulsion Conference and Exhibit, Monterey, CA (1993)*.

[21] N. Bekka "Problématique des interférences de chocs dans les tuyères supersoniques et leur interaction avec la structure" *Thèse de doctorat de l'université d'Evry: Janvier (2014)*.

[22] A.S Mouronval "Etude numérique des phénomènes aéroélastiques en aérodynamique supersonique. Application aux tuyères propulsives" *Thèse de doctorat de l'INSA de Rouen (2004)*.

[23] E. Lefrançois "Modèle numérique de couplage fluide-structure pour l'étude des phénomènes aéroélastiques avec applications aux moteurs fusée". *Thèse de doctorat de l' Université de Rouen (1998)*.

[24] B. Mohammadi, "Fluid dynamics computation with NSC2ke. User-guide." Tech. Rep. RT-0164. INRIA report. 1994

[25] **M.Sellam**, G.Fournier, A.Chpoun, Ph.Rijasse «*Numerical investigation of over-expanded nozzle flows: Asymmetrical configuration and Hysteresis phenomenon*». Shock Waves Journal 20(6) 2013 pp 1-7: DOI : [10.1007/s00193-013-0458-3](https://doi.org/10.1007/s00193-013-0458-3).

[26] G. Fournier, A. Chpoun, **M. Sellam**, Ph. Rijasse and S. Girard « *Numerical investigation of over-expanded nozzle flows: Influence of internal shock wave*». ISSW 28 Manchester England (2011).

CHAPITRE 6

Autre Activités

6.1 Ecoulement réactifs : Cas Mascotte

6.1.1 Introduction

Cette étude s'inscrit dans le cadre des activités pilotées par le pôle ATAC sur les tuyères et notamment le volet consacré au développement des nouvelles tuyères des moteurs-fusées cryogéniques fonctionnant en régime surdétendu. Ces tuyères, à fort taux de détente, sont généralement optimisées pour produire une meilleure poussée à haute altitude ce qui implique une utilisation d'un profil à forte variation de section de la partie divergente. Les expériences ont montré que dans le cas d'un fonctionnement hors des conditions optimales de ces tuyères (pour les premiers étages lors du décollage par exemple), l'adaptation de l'écoulement éjecté aux conditions de pression externe (plus élevées) se fait par l'intermédiaire d'un système de choc obliques provoqué par le décollement de la couche limite due au gradient adverse de la pression. Dans ce cas, la couche limite devient une couche de mélange turbulente, interface entre l'écoulement dévié par le choc et la zone « d'eau morte » où circule de l'air ambiant entraîné par l'écoulement de la tuyère.

Parmi les aspects ayant retenu l'intérêt du comité ATAC est celui relatif aux problèmes liés aux risques de réinflammation du mélange éjecté par la tuyère lors de son mélange avec l'air frais, riche en oxygène, admis dans la zone de recirculation par le phénomène de décollement. Les charges thermiques pariétales induites dans le divergent peuvent être critiques pour ce type de moteurs.

En effet, la fraction d'hydrogène présente dans les produits de combustion (combustion incomplète dans la chambre) et/ou apportée par le film de refroidissement des parois du divergent (dans le cas d'un film cooling), mélangé à l'oxygène apporté par l'air admis dans la zone décollée peut, sous certaines conditions, donner lieu à une réactivation des réactions chimiques exothermiques dans la partie décollée de l'écoulement.

Pour appréhender expérimentalement ces phénomènes, une campagne de mesure pilotée par le comité ATAC a été réalisée sur le banc Mascotte au laboratoire DAFE/DEFA de l'ONERA. Les résultats déjà obtenus pour des bas rapports de mélange (RM) par ces différentes campagnes de mesure (PLIF et Pression_Kulite)

constituent d'ores et déjà une base de données très utile pour la compréhension des phénomènes physicochimiques mis en jeu.

Compte tenu de la complexité de ces phénomènes, les simulations numériques obtenues par différents codes de calcul scientifiques ne peuvent que contribuer à une meilleure interprétation de ces résultats expérimentaux.

Les premières campagnes de mesures ont été réalisées avec des rapports de mélange RM de 1,7 et 2,7 aux pressions de chambre de 25 et 40 bars. Le présent travail fait parti de nos activités contractuelles avec le CNES et consiste à reproduire par simulations numériques les écoulements réactifs turbulents de ces mêmes cas test en utilisant les Codes Fastran (ESI-CFDRC[®]) et CPS (Bertin Technologie[®]).

6.1.2 Objectifs et mise en œuvre des calculs

Les premiers résultats obtenus sur le banc Mascotte au laboratoire DAFE/DEFA de l'ONERA [1] mettent en évidence des concentrations élevées du radical OH sur la paroi supérieure de la tuyère, laissant penser en une réactivation de la combustion dans la zone du décollement libre dans le divergent de la tuyère (zone d'aspiration de l'air ambiant). Les images PLIF (*Figure 6-1*) obtenues sur ce banc montrent bien l'apparition, par intermittence, de ces concentrations de OH. Mais aucune explication n'est donnée quant à l'origine de cette augmentation de la concentration. L'objectif de cette contribution consiste à réaliser des simulations RANS 3D des écoulements réactifs turbulents des 3 cas-tests réalisés sur le banc d'essai. Dans ces simulations deux modèles de turbulences et deux schémas cinétiques ont été testés afin d'étudier leur pertinence sur le phénomène de réinflammation du mélange dans la zone affectée par le décollement. La tuyère Mascotte est de géométrie plane dont les caractéristiques sont données dans la référence [1]. La tuyère est reliée à une chambre de combustion alimentée avec le mélange cryogénique LO₂-LH₂, fonctionnant à 25 et 40 bar, avec des rapports de mélange de 1.7 et 2.7.

A une section du divergent de la tuyère, de l'hydrogène H₂ pur est injecté tangentiellement à la paroi, servant au film cooling. Une coupe longitudinale de la tuyère est représentée sur la *Figure 6-2*.

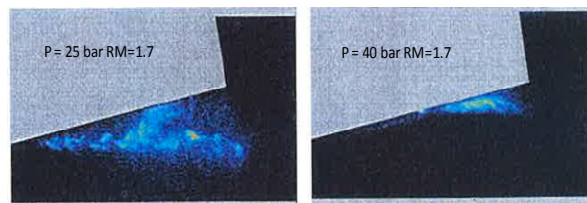


Figure 6-1 Visualisation instantanées de type PLIF du radical OH d'après [1]

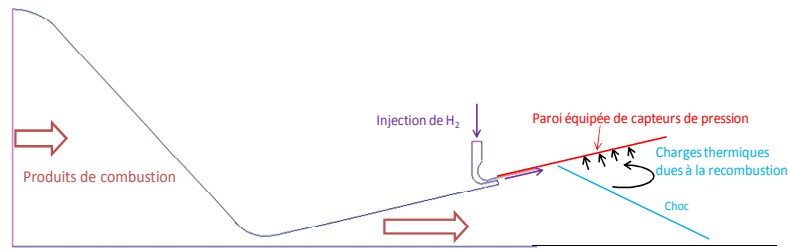


Figure 6-2 : profil de la tuyère Mascotte

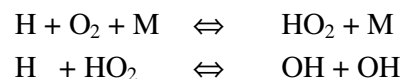
6.1.3 Modèles cinétiques

Afin d'étudier la pertinence du choix des réactions chimiques associées à l'écoulement du mélange brûlé issu de la chambre de combustion, il était opportun de tester les schémas cinétiques les plus adaptés aux écoulements réactifs $H_2 - O_2$. Deux schémas cinétiques ont été choisis pour cette étude : le modèle bien connu d'Evans-Sheynaider et le modèle d'Eklund.

6.1.3.1 Modèle d'Evans-Sheynaider-modifié

Ce modèle est basé initialement sur un schéma à 7 espèces [O_2 , H_2 , OH , H_2O , O et N_2] et 8 réactions chimiques [4]. Dans ce système, N_2 intervient comme un troisième corps et ne se dissocie pas. Ce mécanisme a été largement utilisé pour la simulation des écoulements supersoniques et hypersoniques, notamment dans le cas de l'initiation d'une combustion autour d'un obstacle ou dans les Scarmjets [4,13]. Ce modèle qui s'est révélé certes moins coûteux en temps de calcul, présente néanmoins une faiblesse quant à la modélisation du délai d'auto inflammation (délai d'induction) et du taux de quantité de chaleur dégagée par la réaction. Cette faiblesse est due essentiellement à l'absence dans ce modèle du radical hydroperoxyde (HO_2). En effet, des études ont montré que des réactions de recombinaison rapides à 3 corps faisant intervenir le radical (HO_2) ont été identifiées comme étant d'une grande contribution dans le processus de dégagement de la chaleur lors de la combustion de l'hydrogène dans l'air [7].

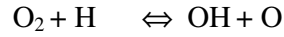
Pour palier ce déficit, deux réactions empruntées au modèle de Rogers et Chinitz [5], faisant intervenir ce radical, ont été rajoutées au modèle initial d'Evans, sans pour autant augmenter de façon exagérée le temps de calcul.



L'autre problème imputé à ce modèle est son délai d'auto-inflammation, relativement long, en particulier pour les réactions à faible température ($\approx 1000K$). Ce problème est lié à l'absence du peroxyde d'hydrogène (H_2O_2) dans ce modèle. Rajouter des

réactions supplémentaires faisant intervenir cette espèce, pour corriger cette lacune, compliquerait substantiellement le modèle.

Une solution alternative consisterait à augmenter le taux dans la réaction 7 du modèle initial :



En effet, cette réaction a été identifiée comme importante pour les cas d'inflammation aux basses températures [8]. Initialement, la constante de vitesse de cette réaction a pour expression :

$$k_f = 2.2 \cdot 10^{14} \exp(-8455/T)$$

Cette valeur est obtenue avec une incertitude de 50% pour une gamme de température de 300 à 2000K. En multipliant par trois le coefficient $\alpha_{f,r}$, le taux de production du radical OH est augmenté ce qui permet une réduction délai d'auto inflammation (il s'agit là d'un calibrage permettant de ramener le délai d'auto inflammation au même niveau que les autres schémas) .

N°	Réaction	α_i	β_i	θ_i (K)
1	$\text{H}_2 + \text{M} \rightleftharpoons \text{H} + \text{H} + \text{M}$	$5.5 \cdot 10^{18}$	-1.0	51987
2	$\text{O}_2 + \text{M} \rightleftharpoons \text{O} + \text{O} + \text{M}$	$7.2 \cdot 10^{18}$	-1.0	59340
3	$\text{H}_2\text{O} + \text{M} \rightleftharpoons \text{OH} + \text{H} + \text{M}$	$5.2 \cdot 10^{21}$	-1.5	59386
4	$\text{OH} + \text{M} \rightleftharpoons \text{O} + \text{H} + \text{M}$	$8.5 \cdot 10^{18}$	-1.0	50830
5	$\text{H}_2\text{O} + \text{O} \rightleftharpoons \text{OH} + \text{OH}$	$5.8 \cdot 10^{13}$	0.0	9059
6	$\text{H}_2\text{O} + \text{H} \rightleftharpoons \text{OH} + \text{H}_2$	$8.4 \cdot 10^{13}$	0.0	10116
7	$\text{O}_2 + \text{H} \rightleftharpoons \text{OH} + \text{O}$	$6.6 \cdot 10^{14}$	0.0	8455
8	$\text{H}_2 + \text{O} \rightleftharpoons \text{OH} + \text{H}$	$5.5 \cdot 10^{13}$	0.0	5586
9	$\text{H}_2 + \text{O}_2 + \text{M} \rightleftharpoons \text{HO}_2 + \text{M}$	$2.3 \cdot 10^{16}$	0.0	-403
10	$\text{H} + \text{HO}_2 \rightleftharpoons \text{OH} + \text{OH}$	$2.4 \cdot 10^{14}$	0.0	950

Tableau 6-1 Cinétique d'Evans Modifiée. k_f en $\text{cm}^3/\text{mole.s}$, M est le troisième corps dont l'efficacité = 1 pour toutes les espèces

Une comparaison entre le modèle initial et le modèle modifié, d'après [6], est donnée dans les figures 6-3 (a) et (b).

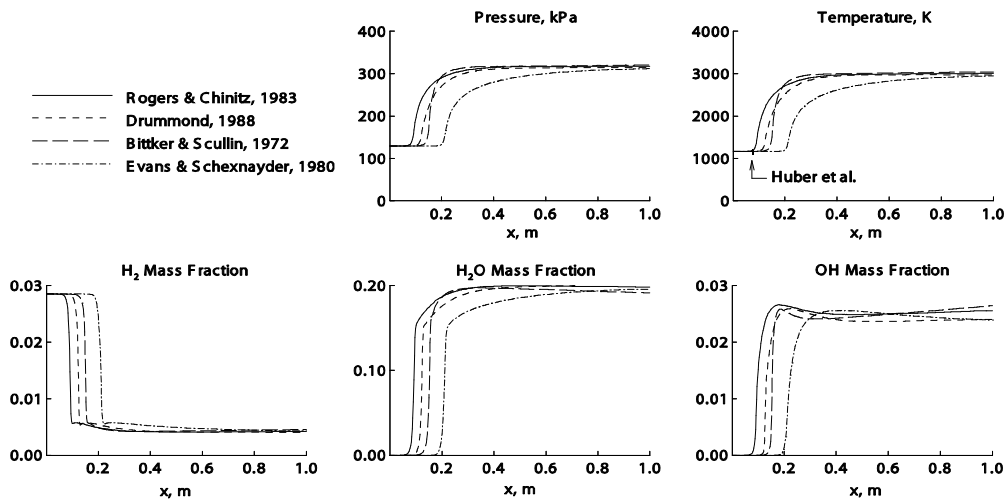


Figure 6-3-a : schéma d'Evans initial comparé à d'autres modèles d'après [6]

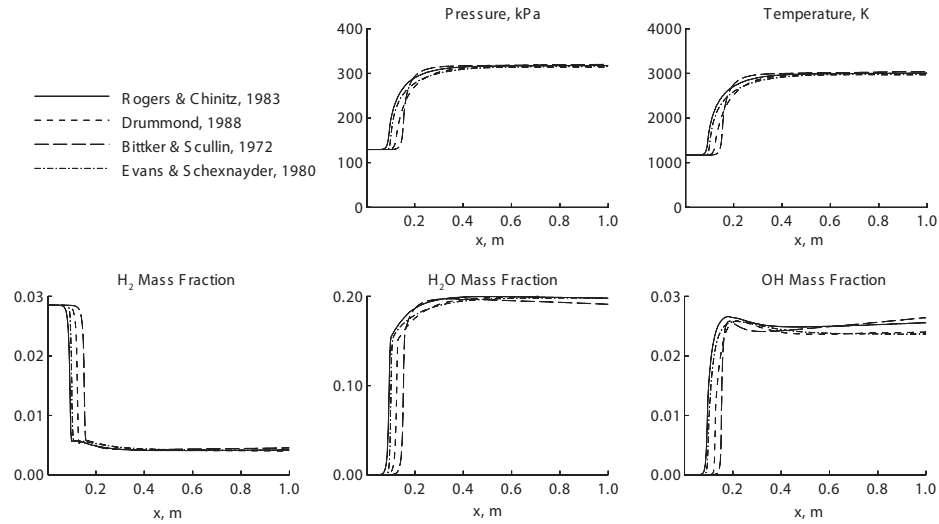


Figure 6-3-b : Schéma d'Evans modifié comparé aux mêmes modèles d'après [6]

6.1.3.2 Modèle d'Eklund

C'est le schéma réactionnel communément utilisé par l'ONERA et le CNES sur le code CEDRE et CPS notamment. Ce schéma comprend 7 réactions inversibles et 6 espèces chimiques [O₂, H₂, OH, H₂O, O et H]. Comme on peut le remarquer ce schéma ne fait pas intervenir de troisième corps ce qui est avantageux en termes de temps de calcul.

N°	Réaction	α_{fi}	β_{fi}	θ_{fi} (K)	α_{bi}	β_{bi}	θ_{bi} (K)
1	H ₂ + O ₂ ⇌ 2OH	1.7 x 10 ⁷	0	24240	27810	0.363	14620
2	H + O ₂ ⇌ O + OH	1.42 x 10 ⁸	0	8258	4.17 x 10 ⁵	0.3905	-205
3	OH + H ₂ ⇌ H ₂ O + H	3.16 x 10 ¹	1.8	1526	895.3	1.572	9346
4	O + H ₂ ⇌ OH + H	2.07 x 10 ⁵	0.0	6924	1.153 x 10 ⁸	-0.02726	5769
5	OH+OH ⇌ H ₂ O+ O	5.5 x 10 ⁰⁸	0.0	1511	2.797 x 10 ¹⁰	-2.2004	10490
6	H + OH ⇌ H ₂ O	1.105 x 10 ¹²	-2.0	0.0	2.365 x 10 ⁶	1.313	50910
7	H + H ⇌ H ₂	3.265 x 10 ⁰⁷	-1.0	0.0	3.08 x 10 ⁶	0.664	47201

Tableau 6-3: Schéma d'Eklund

6.1.4 Résultats des calculs

6.1.4.1 Données initiales de calcul et propriétés des gaz

Les calculs ont été réalisés au moyen des codes Fastran et CPS sur un domaine structuré incluant la tuyère, l'injecteur et le milieu ambiant. La tuyère est amorcée par des conditions d'arrêt fixées à l'entrée du convergent, en imposant une pression totale, une température totale et les fractions massiques des espèces chimiques présentes dans les produits de combustion. Celles-ci et la température de chambre sont obtenues par un code de calcul thermochimique séparé du code fluide.

Je ne présenterai ici que les faits les plus marquants et la conclusion de ce travail. Les résultats complets de cette étude sont donnés dans la référence [17].

Pour rappel, le fluide est considéré comme étant un mélange de gaz parfaits. La capacité calorifique à pression constante $C_p(T)$ du mélange est calculée, en fonction de la température, à partir des capacités calorifiques de chaque espèce, exprimées sous formes polynomiales. La viscosité du mélange est déterminée à partir des viscosités des espèces, elles mêmes obtenues à partir des données thermocinétiques de chaque espèce.

La diffusion des espèces est modélisée par la loi de Fick, en admettant un nombre de Schmidt $Sc = 0.9$ pour toutes les espèces. Le nombre de Prandtl turbulent de l'écoulement Pr_t est fixé pour tous les calculs à 0.9. Les calculs ont été réalisés avec les deux modèles de turbulence $k-\varepsilon$ et *Spalart-Allmaras*

Les conditions des trois cas-tests étudiés sont :

- Cas 1 : $P_{\text{chambre}} = 25 \text{ bar}$, $RM = 1.7$
- Cas 2 : $P_{\text{chambre}} = 25 \text{ bar}$, $RM = 2.7$
- Cas 3 : $P_{\text{chambre}} = 40 \text{ bar}$, $RM = 2.7$

6.1.4.2 Présentation de quelques résultats de calcul

Les résultats obtenus par simulation numérique au moyen du code Fastran sont présentés sous forme de champ aérodynamique, champ de température et champs des radicaux OH et H et HO₂ dans certains cas. La seule grandeur pariétale expérimentale disponible est la pression mesurée sur la partie supérieure du divergent. Elle sera comparée aux valeurs calculées. Chaque cas-test est simulé en utilisant deux modèles de turbulence, un modèle à deux équations ($k-\varepsilon$) et un modèle à une équation (*Spalart-Allmaras*) ainsi que deux schémas de cinétique chimique : Evans - modifié et Eklund.

a) Grandeurs pariétales

Afin de pouvoir comparer les résultats des calculs aux résultats expérimentaux nous avons extrait la pression pariétale sur la paroi supérieure du divergent juste en aval de la fente d'injection. Les résultats montrent que les modèles de turbulences utilisés prédisent avec une bonne précision la zone du décollement ainsi que la montée en pression dans la zone de recirculation, avec une prime pour le modèle de $k-\varepsilon$, notamment pour les cas-tests 1 et 2. Ces résultats montrent également que cette grandeur n'est que très peu affectée par le schéma réactionnel utilisé dans le cas de cette expérience. Un exemple de comparaison de la pression pariétale mesurées et calculées, pour les calculs $k-\varepsilon$ est donné sur la *Figure 6-4*.

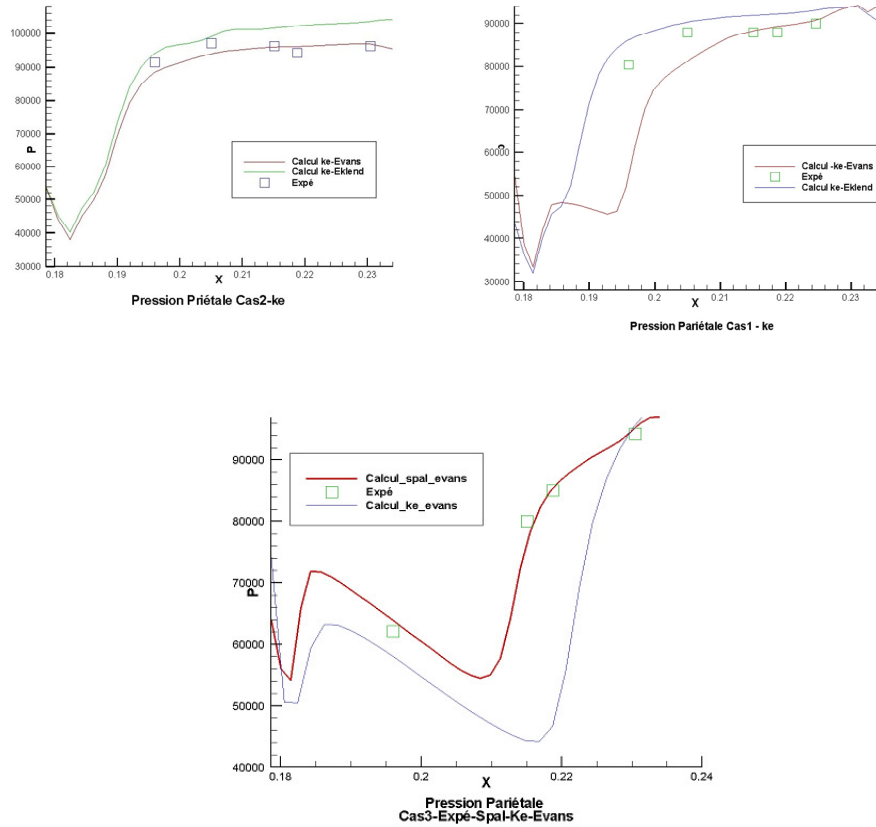


Figure 6-4 : Pression pariétale pour les différents cas test étudiés. Calculs $k-\epsilon$

Par ailleurs, une comparaison des pressions pariétales obtenues avec les deux schémas réactionnels et les deux modèles de turbulence, pour le cas 3, ont mis en évidence une meilleure prédiction du point de décollement par le calcul avec le couple Spalart-Allmaras - Evans, où l'écoulement décolle en sortie de la tuyère. Par contre le modèle $k-\epsilon$ semble être mieux adapté à évaluer la pression plateau dans les cas où la tuyère est fortement surdétendue (décollement en amont de la lèvre de sortie).

b) Champs aérodynamiques

Les Figures 6-5 représentent les champs aérodynamiques, sous la forme du champ du nombre de Mach de l'écoulement. Elles mettent en évidence dans tous les cas, le décollement de la couche limite quasiment au même point pour les cas 1 et 2 ($P_{\text{chambre}} = 25 \text{ bar}$) et proche du culot pour le cas 3. Dans ce dernier cas, le fonctionnement de la tuyère est proche des conditions d'adaptation.

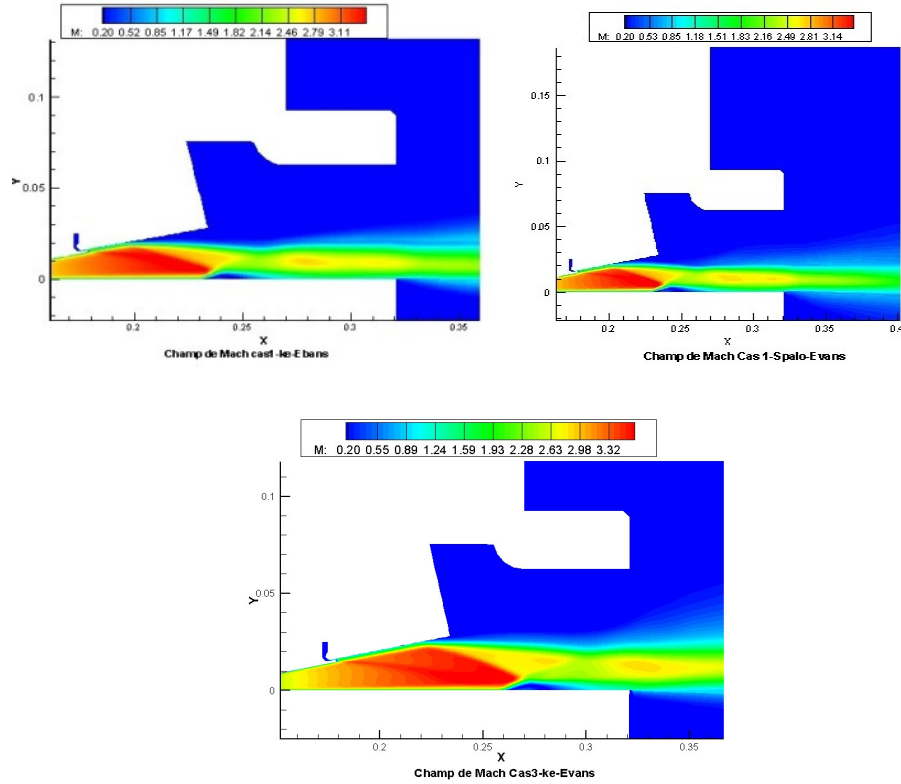


Figure 6-5 Champs aérodynamiques (nombre de mach M) pour les trois cas-test.

c) Productions chimiques

Les iso-concentrations de la *Figure 6-6* montrant la distribution des fractions de OH et de H dans l'écoulement ne mettent pas en évidence une réinflammation du mélange dans la zone de décollée. Par contre un redémarrage de la combustion a bien lieu, mais plus loin, dans le caisson. Cette réinflammation a été observée pour les deux schémas réactionnels et pour les deux modèles de turbulence.

Ce résultat est confirmé également par la topologie des champs de températures comparés à ceux d'un écoulement figé, réalisé dans les mêmes conditions (*Figure 6-7*). L'augmentation du niveau des températures atteintes, après explosion du jet dans le caisson, ne laisse aucun doute quant à la réactivation des réactions de combustion du mélange H_2 -Air. La forme de la flamme obtenue est semblable à celle d'une flamme de diffusion. Cette flamme est obtenue en réalité lorsque le mélange O_2 contenu dans le caisson (milieu ambiant) et l'hydrogène H_2 issu de l'injecteur, a lieu au point où les conditions de température, de mélange (concentration H_2 - O_2) et de délai sont requises pour une auto-inflammation.

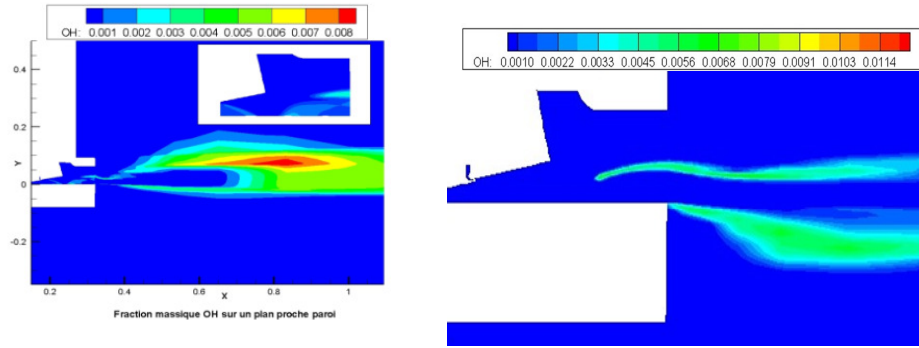


Figure 6-6 Radical OH cas- test 2 Chimie-Evans

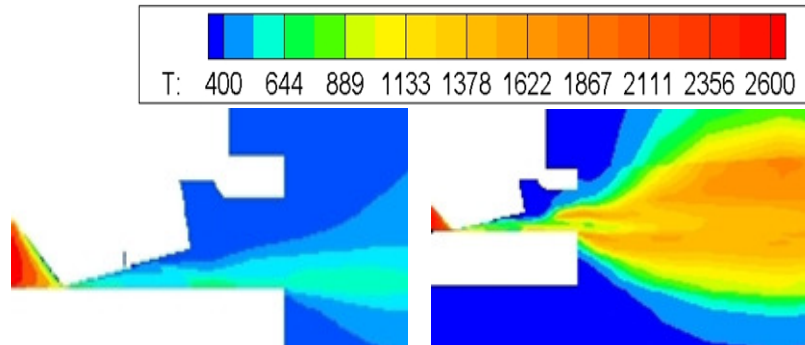


Figure 6-7 champs de température: figé à gauche, réactif, chimie-Evans à droite Cas-test 1.

Ces conditions sont obtenues sous l'effet conjugué de la turbulence et de la diffusion des espèces, après la formation d'une concentration suffisante de radicaux libres (espèces très actives chimiquement) tels que OH et H.

En comparaison au schéma Eklund, la cinétique d'Evans a montré que le démarrage de la combustion commence juste à l'endroit de l'impact du choc de décollement sur la paroi opposée et le long de la ligne de cisaillement (ou couche de mélange) délimitée par le choc de décollement.

Par ailleurs, la Figure 6-8 donnant la distribution des radicaux OH et H, pour le cas-test 3, obtenue avec les modèles Spalart-Evans, montrent que ces concentrations augmentent au fur et mesure que l'on se rapproche de la paroi latérale. Ce résultat met en évidence le caractère tridimensionnel de la combustion. En effet la réactivation de celle-ci semble être favorisée par la présence des parois latérales de la tuyère par le frottement pariétal au regard des concentrations élevées de ces deux radicaux.

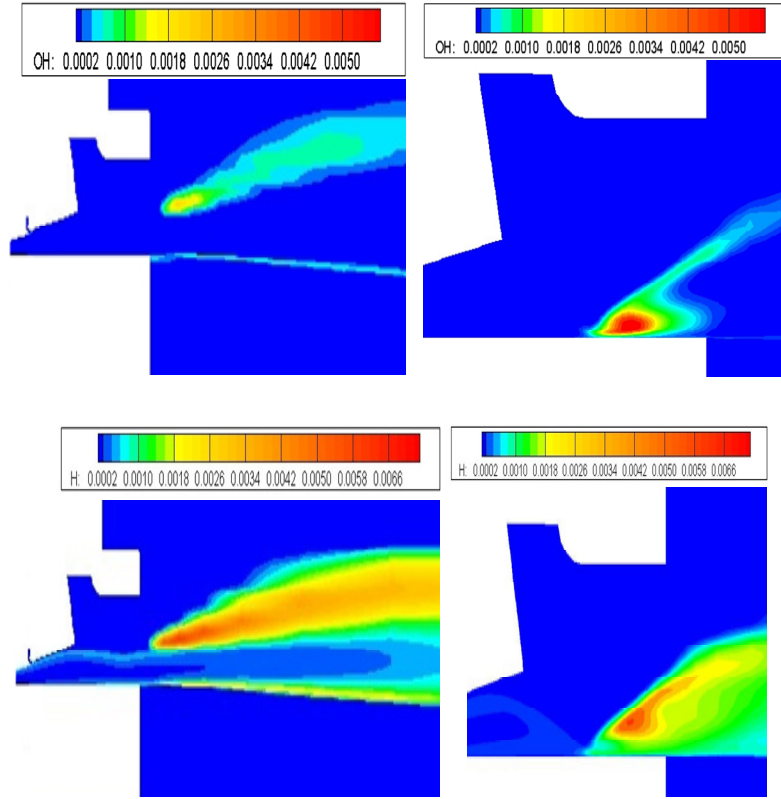


Figure 6-8: Radicaux OH et H, pour le cas- test3, en haut, dans un plan au centre de la tuyère, en bas, dans un plan proche de la paroi

Ce résultat est confirmé par ailleurs par les coupes transversales représentées sur la Figure 6-9.

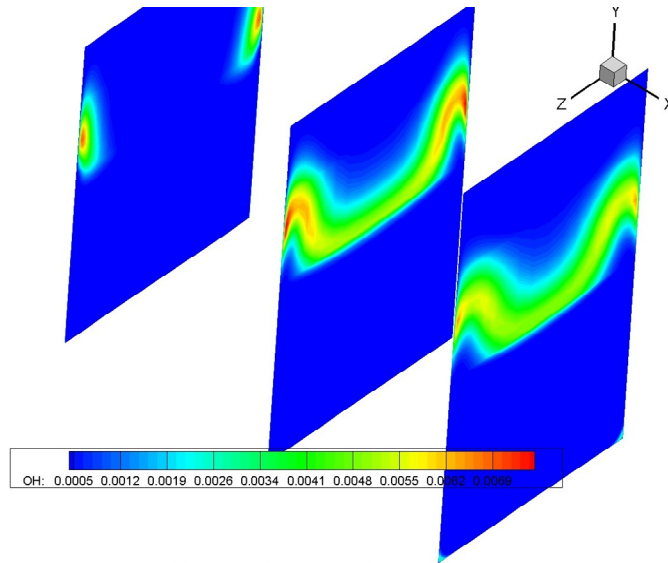


Figure 6-9 Distribution du radical OH dans des plans transversaux - Cas test 2 Cinétique Evans

6.1.5 Conclusion

Cette étude a été menée dans le cadre du programme ATAC, par la simulation numérique tridimensionnelle d'un écoulement réactif d'une tuyère décollée, testée sur le banc Mascotte de l'ONERA. Le domaine de calcul dans lequel sont réalisées ces simulations a été choisi identique à celui utilisé par le code CEDRE au laboratoire ONERA-DAFE (en particulier la présence de l'obstacle en sortie de la tuyère). L'objectif étant de montrer s'il était passible ou non d'observer, par calculs numériques RANS, le phénomène de réinflammation du mélange dans la zone décollée dans les configurations testées.

Les calculs ont été effectués en régimes stationnaires (pas de temps local) pour le code Fastran et instationnaire (pas de temps global) pour le code CPS.

Les principaux enseignements qui se dégagent de cette étude peuvent être résumés comme suit :

- Les pressions pariétales calculées sur la partie supérieure du divergent sont en assez bon accord avec les mesures expérimentales.
- La mise en évidence d'une réinflammation du mélange mais en dehors de la zone décollée. La flamme observée dans le caisson est du type flamme de diffusion turbulente.
- Les niveaux de température dans la zone décollée (zone de recirculation) restent inférieurs au seuil minimal nécessaire à l'auto inflammation du mélange.
- La cinétique modifiée d'Evans présente une meilleure aptitude à modéliser le départ de la combustion derrière le choc réfléchi.
- Le caractère instable de l'écoulement en sortie de la tuyère, observé par ailleurs expérimentalement, peut laisser penser à ce qu'elle soit liée à une instabilité de la pression dans la chambre de combustion, ce qui provoque un battement du choc de décollement. Ce battement provoque une aspiration vers l'intérieur de la zone décollée, des produits issus de la re-combustion. Cette aspiration est favorisée par la turbulence, ce qui explique le caractère discontinu des concentrations du radical OH observées expérimentalement.

6.2 Moteur à détonation pulsée⁵

6.2.1 Introduction

Ce thème de mes activités de recherche a été abordé au lendemain de mon recrutement comme ATER au département GTE de l'IUT d'Evry. Cette thématique venait juste démarrer au laboratoire LCD-ENSMA à Poitiers, où un banc d'essai expérimental a été conçu et réalisé pour cette étude par l'équipe dirigée par D.Desbordes [20, 21] avec lequel j'étais en étroite relation sur cette thématique.

Dans son principe, le concept du moteur à détonation pulsée est basé sur l'impulsion (ou poussée) générée à la fois par l'impact de l'onde de détonation sur la paroi du moteur, du côté fermé, et par le débit de quantité de mouvement des produits de détonation, éjectés à grande vitesse, par la tuyère de détente, située sur le côté ouvert du moteur. L'avantage de ce concept réside dans le fait qu'il est démuné de toutes pièces mobiles, ce qui rend son exploitation moins onéreuse, comparée aux systèmes propulsifs classiques. Le recours à la combustion en régime de détonation, à des fins de propulsion, a été également envisagé comme pour les Scramjet et Ramjet ou encore dans les moteurs à détonation rotative [24- 30].

L'objectif de mon travail consistait à analyser numériquement les performances d'un moteur à détonation pulsée fonctionnant avec un mélange d'Hydrogène et d'Air, en utilisant le code PLEXUS du CEA [18,19]. La géométrie choisie est celle utilisée sur le banc d'essai du LCD-ENSMA. Le moteur à détonation étudié est constitué d'une chambre cylindrique remplie initialement en mélange d'Hydrogène et d'air aux conditions atmosphériques. Cette chambre est fermée sur un côté et ouverte au milieu ambiant sur l'autre. L'initiation de la détonation peut être placée aussi bien au niveau du côté fermé, au milieu de la chambre que du côté ouvert. L'analyse des performances est obtenue en simulant un cycle de fonctionnement mono-coup du moteur pour ces différentes positions d'initiation de l'onde de détonation. Du point de vue de l'originalité, cette étude numérique a constitué une contribution nouvelle dans ce domaine.

6.2.2 Configurations étudiées et résultats

La configuration géométrique étudiée consiste en une chambre de combustion cylindrique de 40 cm de longueur et 10 cm de diamètre. La chambre est remplie initialement d'un mélange H₂-Air dans des proportions stœchiométriques dans les conditions ambiantes (P = 1 bar et T = 300K). La détonation peut être initiée soit du côté fermé de la chambre (IWT), au milieu de la chambre (IMC) ou du côté ouvert de la chambre (IEC).

⁵ Sellam et al "Pulsed detonation engine. Numerical study" J.Physique IV France 10 (2000) pp 165-174

Afin d'augmenter le débit de quantité de mouvement des gaz et par conséquent la poussée, une chambre supplémentaire est attachée à la chambre de combustion. Cette chambre, remplie initialement en air ambiant, pouvant être cylindrique ou conique, joue le rôle d'une tuyère propulsive. Sa longueur varie de 25 à 100 cm. Le dispositif étudié est schématisé sur la *Figure 6-10*.

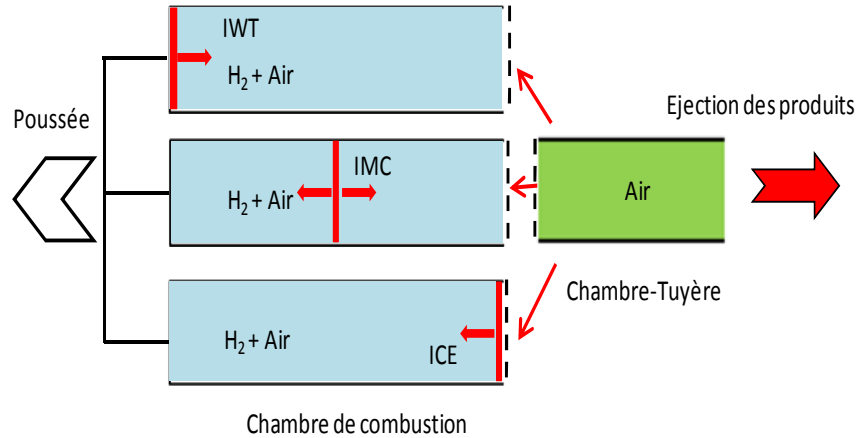


Figure 6-10: Schéma du PDE générique avec les différentes positions d'initiation

La poussée est calculée par intégration sur les parois du moteur, de la force instantanée générée par l'onde de surpression et par le mouvement des produits de combustion.

$$G(t) = \int [(p(t) - p_a) + \rho_s(t) \cdot U_s^2(t)] dS \quad (6-1)$$

L'indice s fait référence à la section de sortie de la tuyère, p_a la pression ambiante, $\rho_s(t)$ et $U_s(t)$ sont respectivement la densité et la vitesse instantanées à la section de sortie de la tuyère. Si l'écoulement est supposé quasi monodimensionnel dans la chambre, on peut alors écrire:

$$G(t) = [(p(t) - p_a) + \rho_s(t) \cdot U_s^2(t)] S \quad (6-2)$$

L'impulsion instantanée par unité de surface est exprimée sous la forme.

$$\frac{I(t)}{S} = \int_0^t [(p(t) - p_a) + \rho_s(t) \cdot U_s^2(t)] dt \quad (6-3)$$

Si on désigne par \dot{m} le débit massique de la charge réactive et par g l'accélération de la pesanteur, l'impulsion spécifique du moteur est alors définie comme:

$$I_{sp} = \frac{\bar{g}}{\dot{m}.g} \quad (6-4)$$

avec

$$\bar{G} = \frac{1}{T} \int_0^T G(t) dt \quad (6-5)$$

où \bar{G} est la poussée moyenne pendant un cycle de fonctionnement de période T, considéré comme le laps de temps que met la surpression $\Delta P(t)$ à atteindre la valeur nulle, correspondant au début de la phase de dépression dans la chambre. Cette dépression est par ailleurs utilisée pour une nouvelle admission d'air frais, dans le cas des moteurs à aspiration atmosphérique.

Le modèle chimique utilisé pour décrire le schéma réactionnel du mélange H₂-Air, inspiré du modèle d'Evans et al [4], est constitué de 5 réactions et 7 espèces chimiques (H₂, H, OH, O, H₂O, O₂ et M) où M représente dans cette approche l'espèce inerte N₂ [23].

La détonation dans la chambre de combustion est initialisée à l'instant t = 0 en augmentant l'énergie interne d'une couche très fine du mélange réactif, située à l'endroit du point d'initiation désiré. La détonation atteint rapidement un régime de propagation stationnaire à une vitesse avoisinant les 1800m/s et une surpression ΔP_{CJ} de l'ordre de 19 bar.

Les profils de pression calculés sur le côté fermé de la chambre de combustion sont semblables à ceux obtenus expérimentalement. Un profil pour les 3 configurations d'initiation, sans chambre additionnelle, est donné sur la *Figure 6-11*. Dans tous les cas, les profils donnent les différentes phases d'évolution de la pression: le pic de Zeldovich von Neuman Döring (ZND), la phase de détente derrière l'onde de détonation et enfin la phase de vidange de la chambre. La *Figure 6-12* illustre une cartographie de la distribution des pressions dans la chambre de combustion et dans le milieu ambiant, après 6 ms de propagation.

Le profil du cas particulier IWT montre clairement une phase où la pression reste quasi constante à $0.3\Delta P_{CJ}$. Cette phase correspond à l'onde de raréfaction derrière l'onde de détonation, sous la condition de vitesse particulière nulle à la paroi fermée de la chambre. Cette valeur est en bon accord avec celle donnée par la théorie de Taylor-Zeldovich.

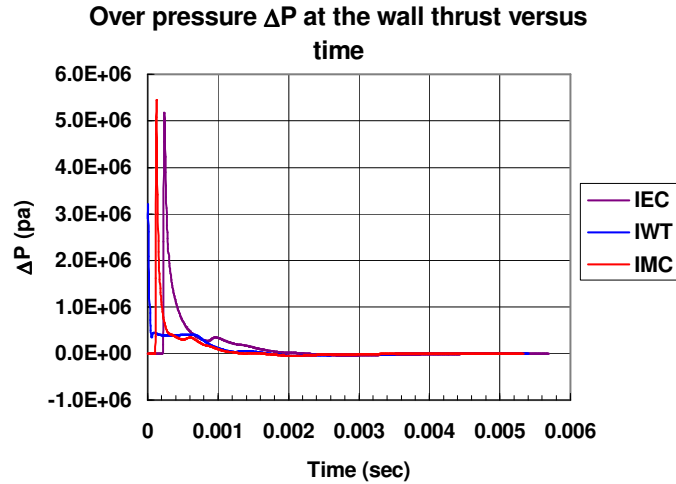


Figure 6-11 Profil de pression

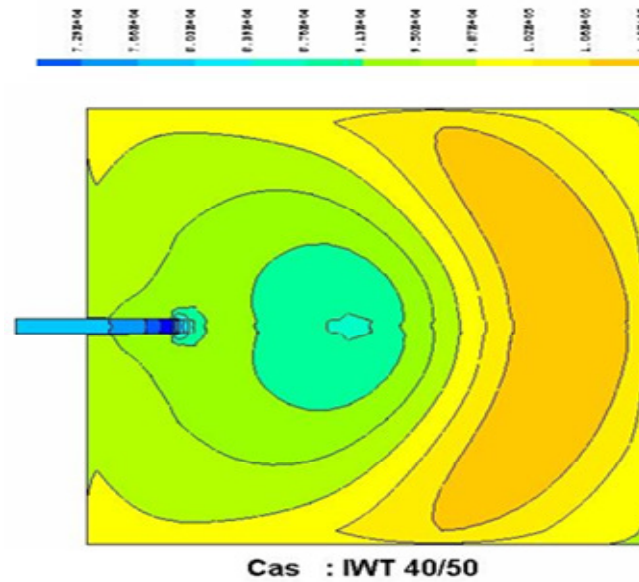


Figure 6-12 : Isobars pour le 3 cas d'initiation à $t= 6ms$

Les performances calculées sous forme d'impulsions rapportées à l'unité de surface de la section d'éjection et sous forme d'impulsion spécifique sont données dans la *Figure 6-12*. L'impulsion spécifique pour le cas IWT sans chambre additionnelle est de $146 s$ ce qui en très bon accord avec la valeur expérimentale, de $140 s$, donnée dans la référence [21].

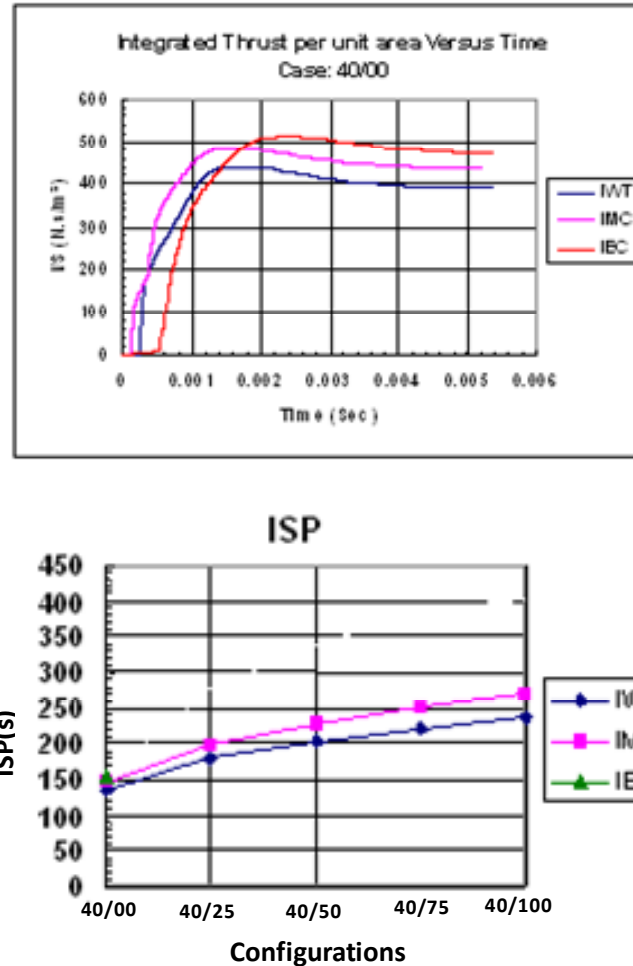


Figure 6-12 : Performances calculées pour les différentes configurations

6.2.3 Remarques et Conclusion

L'analyse des différentes configurations a permis de relever les points suivants :

- 1- L'utilisation de la combustion en régime de détonation, comme moyen propulsif, est tout à fait envisageable dans les conditions atmosphériques.
- 2- L'impulsion spécifique du cycle mono-coup d'un moteur à détonation pulsée reste comparable, voire supérieure, à celle obtenue par les méthodes de propulsion classiques.
- 3- L'ajout d'une chambre pré-remplie d'un gaz inerte au bout de la chambre de combustion contribue, jusqu'à une certaine limite, à l'augmentation de l'impulsion spécifique.
- 4- L'examen de l'extension des limites de détonabilité des mélanges aux conditions de pression et température extrêmes reste un défi à relever.

6.3 Interférences de chocs⁶

6.3-1 Contexte

L'objectif de ce travail consistait à l'examen de l'influence du bord de fuite, d'un dièdre, sur la taille du disque de mach résultant de la réflexion de deux ondes de choc obliques générées par deux dièdres identiques. Cette étude s'inscrivait dans le prolongement des activités d'Amer Chpoun sur les problématiques des interférences de chocs, menées au laboratoire d'Aérodynamique de Meudon. Elle a été abordée, après mon recrutement au poste de Maître de conférences au département GTE, par une simulation numérique au moyen du code Fastran évoqué précédemment .

6.3.2 Identification des objectifs et cadre de l'étude

Il est bien démontré que l'interaction de deux ondes de choc oblique conduit, selon les conditions d'incidence, à deux types de configuration: une réflexion régulière (RR) et une réflexion de Mach (MR). La transition d'une configuration à l'autre a été largement étudiée, numériquement et expérimentalement, à la lumière du critère de Von Neuman [30,31]. Si cette transition a bien été identifiée, il a fallu attendre l'année 1994 pour le que phénomène d'hystérésis soit confirmé expérimentalement de façon précise par A.Chpoun [32].

Dans le cas particulier de la configuration de Mach, le mécanisme qui contrôle la taille du disque de Mach reste toujours mal élucidé jusqu'à ce jour. Plusieurs relations ont été proposées pour tenter de relier la taille du disque de Mach aux paramètres géométrique et aux conditions de l'écoulement.

Parmi ces propositions, on peut citer celle de Li et al [33] qui exprime une relation de la forme :

$$\frac{h}{y} = f\left(\frac{L}{y}, \gamma, M_0, \delta, \theta\right) \quad (6-6)$$

où h est la hauteur du disque de Mach, y la hauteur de section d'entrée du dièdre, L la longueur du dièdre, M_0 le nombre de mach de l'écoulement, δ l'angle du dièdre et θ l'angle du bord de fuite du dièdre. Un schéma représentant un demi-domaine de l'écoulement avec une configuration de Mach associée est donné sur la figure 6-13.

Une autre étude basée sur un modèle analytique [34] proposait un contrôle de la taille du disque de Mach par la hauteur du col sonique de la tuyère virtuelle délimitée par la ligne de glissement et le plan de symétrie.

Ma contribution était donc de vérifier ces deux propositions par une étude basée sur un calcul numérique RANS, en moyen du code Fastran, en utilisant la même configuration de l'écoulement que celle du banc expérimental SH2 et en comparant les résultats à ceux obtenus expérimentalement sur ce même banc [35].

⁶ M.Sellam et al « Numerical investigation of downstream flow parameters on Mach stem size » Shock Waves. G. Jagadeesh-E. Arunan-KPJ Reddy (Editors), (2005) pp 399-404

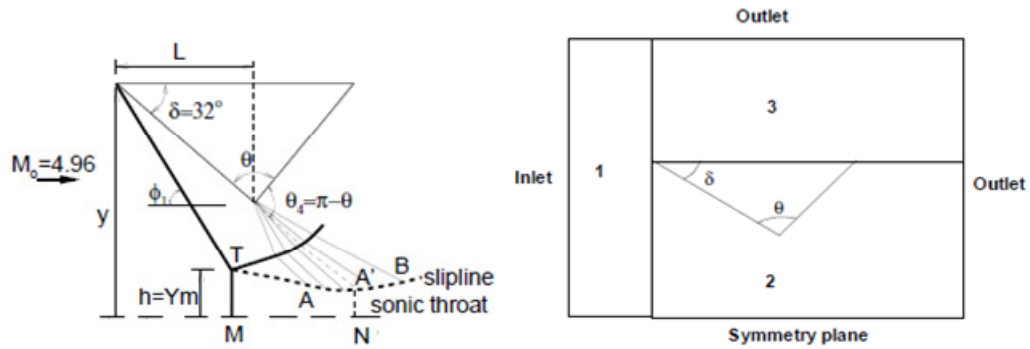


Figure 6-13 Représentation schématique d'une réflexion de Mach (gauche) et domaine de calcul avec conditions aux limites (droite).

Pour rappel, le banc SH2 produit un écoulement continu d'air dans les conditions génératrices $P_0 = 8$ bar et $T_0 = 453$ K à $M = 4.95$. Dans cette étude, les deux dièdres ont été positionnés de sorte que l'ouverture soit égale à $2y = 95$ mm. L'angle du choc δ a été fixé à 32° .

6.3.3 Stratégie de calcul, résultats et discussion

Comme cela est montré sur la Figure 6-13, le domaine de calcul prend en compte aussi bien l'écoulement passant à travers les deux dièdres, que celui passant au dessus du dièdre supérieur et en dessous du dièdre inférieur. Cette stratégie nous permet de repousser les conditions aux limites bien au-delà du domaine d'intérêt et d'éviter ainsi toute influence de ces conditions sur la solution.

Les calculs ont été conduits sur les mêmes configurations des dièdres utilisés dans l'étude expérimentale en modifiant l'angle du bord de fuite de $\theta = 40^\circ$ à sa valeur limitée à $\theta = 148^\circ$. Les conditions d'écoulement et l'angle du choc étant maintenus constants. Les résultats sont présentés sous forme de gradient de densité de type schlieren numériques (Figure 6-14) comparés aux visualisations expérimentales du même type (Figure 6-15) ainsi que sous forme d'iso Mach de l'écoulement (Figure 6-16).

Les principales conclusions de cette étude peuvent être résumées comme suit :

- 1) La hauteur du disque de Mach reste constante ($h = 16.2$ mm) quelque soit l'angle du bord de fuite, ce qui est en accord avec les résultats de l'expérience [35] et contredit tout de même le modèle analytique de Li [32].
- 2) La hauteur du disque de Mach calculée est légèrement supérieure à celle obtenue par l'expérience. Ce qui peut être expliqué par une contamination de la zone d'interaction par l'écoulement latéral (détente latérale) étant donné les dimensions finies des maquettes utilisées.

- 3) Si la distance entre le disque de Mach et le col sonique reste constante, celui-ci n'intercepte pas, comme pour l'expérience, la première caractéristique du faisceau de détente émanant du bord de fuite. Ce résultat contredit le modèle théorique d'Azevedo sur ce point particulier.

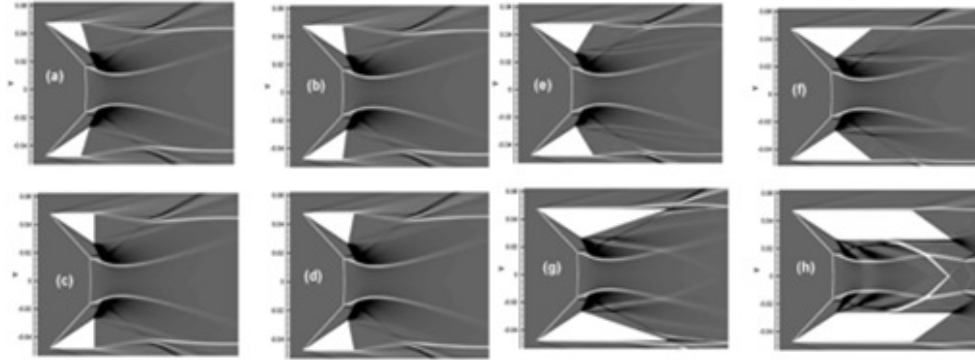


Figure 6-14 Visualisation par Schlierens numériques des chocs induits dans l'écoulement : a,b,c,d,e,f,g,h correspondent à $\theta = 40, 50, 58, 70, 90, 110, 120$ et 148° respectivement.

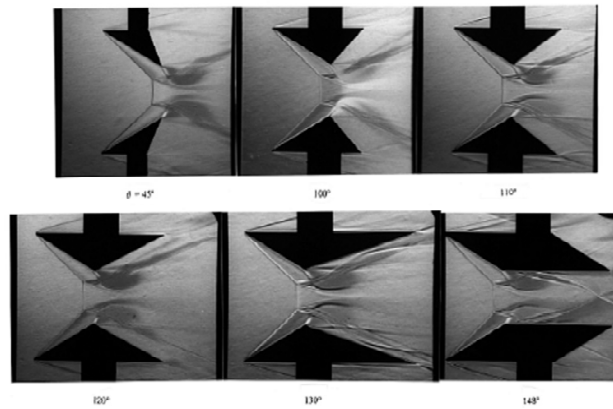


Figure 6-15 Visualisation par Schlieren expérimental pour différentes valeurs de θ d'après [35]

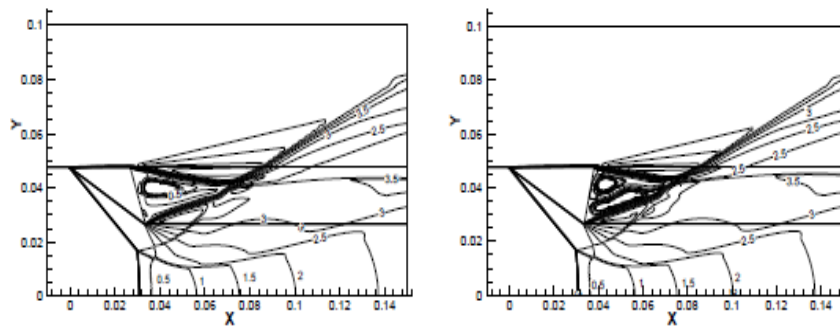


Figure 6-16 Iso Mach montrant les poches de recirculation derrière le dièdre à $\theta=40$ et 75

Bibliographie relative au chapitre 6

- [1] G.Ordonneau, P. Grenard et A.Leguen RT 1/09645 DAFE/DEFA
- [2] CFD-FASTRAN User Manuel, CFD Research Corporation, V2003
- [3] CFD-GEOM User Manuel, CFD Research Corporation, V2003
- [4] J. S. Evans and C.J.J. Schexnayder "Influence of Chemical Kinetics and Unmixedness on Burning in Supersonic Hydrogen Flames" *AIAA Journal*, Vol. 18, No. 2, 1980, pp. 188–193.
- [5] R. C. Rogers, and W. Chinitz "Using a Global Hydrogen-Air Combustion Model in Turbulent Reacting Flow Calculations " *AIAA Journal*, Vol. 21, 1983, pp. 586–592
- [6] C.S. Craddock "Computational Optimization of Scramjets and Shock Tunnel Nozzles" *phd theses. Department of Mechanical Engineering. University of Queensland, Brisbane, Australia. (1999)*
- [7] D.M. Harradine, J.L. Lyman, R.C Oldenborg, G.L. Schott, and H.H. Watanabe, "The Chemical Basis of Efficiency in Hypersonic Flows" *AIAA Journal*, Vol. 28, No. 10, (1990), pp. 1740–1744.
- [8] C. J. Jachimowski "An Analytical Study of the Hydrogen-Air Reaction Mechanism With Application to Scramjet Combustion" *NASA Technical Paper 2791, 1988*
- [9] P. Reijasse, F. Bouvier and P. Sevreil "Experimental and numerical investigation of the cap-shock structure in overexpanded thrust-optimized nozzles" *West-East High Speed Flow Field Conference 2002, Marseille, April 22-24*
- [10] Sevreil, P. "Modélisation du décollement avec et sans film de refroidissement dans la tuyère à choc interne testée à R2Ch programme FSCD" *ONERA RT 63/03584 DAFE (2001)*
- [11] Deck S., Hallard R. "ATAC Modélisation et simulation numérique d'écoulement décollés tridimensionnels dans les tuyères de lanceurs et calcul des charges latérales instationnaires" *ONERA RTS 83/06472 DAFE/DAAP (2003)*
- [12] R. Hallard S. Deck and M. Ledoux "ATAC. Simulations numériques des écoulements dans les tuyères surdétendues. Cas test S8Ch" *ONERA RTS 57/00144 DAFE/DAAP (2000)*
- [13] S.Yungster. S. Heberhardet and A.P Brurckner "Numerical simulation of hypervelocity projectiles in detonable gases" *AIAA Journal Vol 29 N°2 187-199 (1991)*

- [14] P. Reijasse and L. Boccaletto " Nozzle Flow Separation with Film Cooling" *AIAA 2008-4150, 38th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 23-26 June 2008 Seattle, WA, USA*
- [15] *Simulations du fonctionnement du moteur Aesus* Bertin Technologies©, 01901-001-DE001-A TN, 2002
- [16] J. Wadawadigi, G. et al, "Three-Dimensional Upwind Parabolized Navier-Stokes Code for Supersonic Combustion Flow fields" *J. Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 7, 661. 1993.
- [17] M.Sellam, A.Chpoun "Simulation numérique des écoulements tridimensionnels réactifs dans une tuyère supersonique cas-test Mascotte " *Rapport CT-256 0000-90 CNES*.
- [18] A.J Forestier "Etude physico-mathématique des ondes de choc avec et sans réaction chimique. Application à la propagation d'une onde de détonation" *Rapport CEA/DMT 05/515 (1995)*
- [19] A.J Forestier "TVD scheme for Euler equation extended to viscous or reactive fluid computation" *Fluid dynamic journal, Vol 3 N°1, pp 53-62 (1994)*
- [20] R.Zitoun, V.Gamezo, C.Guerraud and D.Desbordes " Experimental study on the propulsive efficiency of pulsed detonation engine" *ISSW 21, N°8292 pp 421 (1997)*.
- [21] R.Zitoun and D.Desbordes " Propulsive performances of pulsed detonations", *Combustion science and technology, Vol 00, pp 1-22 (1999)*.
- [22] M.Sellam and A.J Forestier "Pulsed detonation engine. Numerical study" *J.Physique IV France 10 (2000) pp 165-174*
- [23] M.Sellam, A.Forestier and G.Poissant " " RAMAC IV Poitiers (1999)
- [24] D.W.Bogdanoff, " Ram Accelerator Direct Space Launch System: New Concepts " *JProp & Power, 8(2), 481-490 (1992)*.
- [25] D.W.Bogdanoff, " Ram Accelerator Optimization and Use of Hydrogen Core to Increase Projectile Velocity" *Ram Accelerators, eds. K. Takayama and A. Sasoh, Springer-Verlag, Heidelberg, 1998, pp. 159- 166*.
- [26] A.P. Bruckner and A. Hertzberg, " Ram Accelerator Direct Launch System for Space Cargo" *IAF-87-211 (1987)*.
- [27] A.P. Bruckner, C.Knowlen, A.Hertzberg and D.W. Bogdanoff "Operational Characteristics of the Thermally Choked Ram Accelerator" *J.Propulsion and Power, 7(5), 828-836 (1991)*.
- [28] A.P.Bruckner, C. Knowlen and A. Hertzberg " Applications of the Ram Accelerator to Hypervelocity Aerothermodynamic Testing" *AIAA-92-3949 (1992)*.

- [29] M.Giraud, J.FLegendre and M.Henner "RAMAC in Subdetonative Propulsion Mode - State of the ISL Studies" *Ram Accelerators*, eds. K. Takayama and A. Sasoh, Springer-Verlag, Heidelberg, 1998, pp. 65-77
- [30] H.G Hornung and M.L Robinson "Transition from Regular to Mach Reflection of Shock Waves, Part 2 The study-flow criterion". *JFM* (1982), pp155-164
- [31] L.F Henderson and Lozzi "Further experiments on Transition to Mach Reflection" *JFM* 1979, 94 (3) pp 541-559
- [32] A.Chpoun and G. Ben-Dor "Numerical confirmation of the hysteresis phenomenon in the regular to Mach reflection in steady flow" *Shock waves* 5 (1995) pp 199-203
- [33] H. LI, G. Schotz and G. Ben-Dor "Wave configuration of Mach reflection in steady flows : analytical solution and dependence on downstream influences." *Shock Waves* (1996) 1 pp393-398
- [34] D.J Azevedo, S.L Liu "Engineering approach to the prediction shock patterns in bounded high-speed flows " *AIAA J* 31(1993) pp 83-93
- [35] E. Leclerc, J.C Lengrand and A. Chpoun "Experimental investigation of the influence of downstream flow conditions on Mach stem height" *Shock Waves* 5(1995) pp161-163.
- [36] M.Sellam and A.Chpoun " Numerical investigation of downstream flow parameters on Mach stem size" *ISSW25, Bangalore, India, 17-22 Jul. 2005*

Chapitre 7

Conclusion et Perspectives

Durant les dix dernières années, mes activités de recherche se sont centrées, pour l'essentiel, sur le développement de thématiques sur des problématiques liées au fonctionnement des tuyères supersoniques, en particulier sur le concept de vectorisation de la poussée par injection fluide. Cette thématique a été d'abord abordée par la mise au point d'un modèle analytique permettant d'évaluer, avec une bonne précision, les performances d'un tel concept, à faible coût et avec un gain énorme en temps. Le travail de modélisation a été poursuivi par une étude expérimentale qui a abordé ce sujet sous plusieurs aspects (position de l'injection, forme de l'injection, angle d'injection, etc.)

Le travail expérimental a nécessité au préalable la réalisation d'un banc d'essai, parfaitement adapté à l'étude des écoulements dans les tuyères propulsives, compte tenu de sa flexibilité, en matière de contrôle de la pression ambiante, grâce à la régulation de son groupe de pompage. Les études expérimentales et analytiques sur la vectorisation ont été également abordées par la simulation numérique.

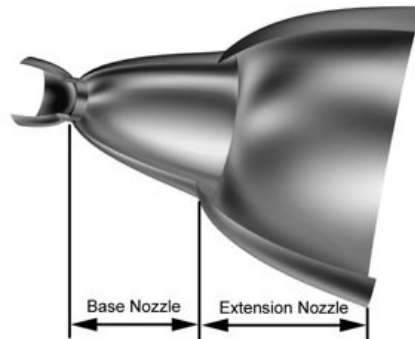
Les thématiques portées par notre équipe, dans ce domaine particulier, nous ont valu la reconnaissance du milieu spécialisé du domaine aérospatial et constituent une avancée indéniable dans le domaine des concepts novateurs en propulsion.

Au-delà de cette réalisation scientifique, notre contribution a permis également de mettre en place un nouveau dispositif expérimental, dédié à la propulsion et aux écoulements supersoniques. Le dispositif a été équipé en moyens de diagnostic tels que les mesures de pression instantanées, une balance aérodynamique et un banc de visualisation stroboscopique. Son renforcement par des moyens de diagnostic et une métrologie plus fine, comme la PIV par exemple, fera de cet outil une référence dans le domaine de la propulsion.

Les activités de recherche que nous comptons poursuivre, à court et moyen termes, peuvent se décliner en plusieurs axes :

- En collaboration avec l'institut ICARE
 - Dans le domaine des tuyères à double galbe.

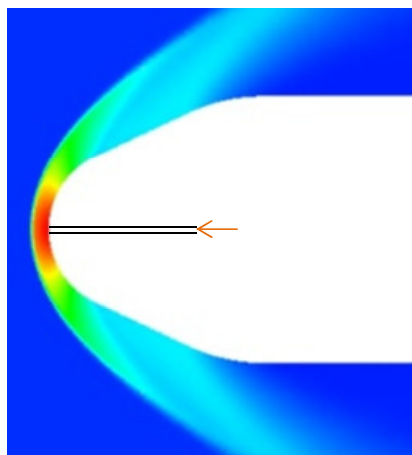
Dans son principe, une tuyère double-galbe est constituée de deux profils permettant une auto adaptation du fonctionnement de la tuyère entre les régimes de basse altitude et le fonctionnement en haute altitude, sans faire intervenir de dispositifs mécaniques supplémentaires, ce qui permet un gain considérable en performances. L'objectif est de caractériser avec précision les phases de transition pour identifier les instabilités et les charges structurelles induites.



Dans cette perspective, un projet de thèse est en cours de préparation. Les travaux préliminaires concernant la définition des profils de ce type de tuyère, s'appuyant sur la méthode des caractéristiques, a déjà commencé.

Pour rappel, le banc d'essai qui a été réalisé, dans la précédente collaboration, s'y prête parfaitement à ce type d'étude, étant donné la possibilité qu'offre ce banc à contrôler la pression ambiante dans le caisson.

- Dans le domaine du contrôle de la vectorisation par décharge électrique dans les écoulements raréfiés. Cette thématique peut intéresser les constructeurs de satellites qui utilisent une multitude de tuyère pour la correction des trajectoires.
- Un autre travail collaboratif concerne une thématique sur la réduction des chocs induits autour d'un obstacle, placé dans un écoulement supersonique, par injection fluidique au niveau de son bord d'attaque. Ce projet, en cours de montage, se fera en collaboration avec l'université de Witwatersrand de Johannesburg, en Afrique du Sud, le LMEE, ICARE et l'ONERA.



- Dans le cadre du pôle ATAC nous comptons élargir notre activité aux problèmes des instabilités de choc dans la perspective du nouveau moteur Vulcain X.

- Dans le domaine des écoulements réactifs je compte reprendre les travaux sur la tuyère Mascotte, en élargissant les calculs aux cas à hauts rapports de mélanges, proches du cas de fonctionnement réel. Le banc devait être adapté pour résister aux charges thermiques générées par les niveaux de température élevés rencontrés dans de tels mélanges. Ce travail, déjà entamé, sera réalisé en collaboration avec l'université de Chlef en Algérie.
- Il convient également de reprendre le modèle analytique sur la vectorisation fluidique, afin d'améliorer la forme de la zone de séparation, en utilisant la base de données expérimentale des mesures de pression déjà effectuées. Son extension au pilotage des engins, par injection externe est également envisageable.

Enfin, une étude sur la réponse dynamique du système de vectorisation fluidique, doit compléter l'étude de ce concept.