



**HAL**  
open science

# Contribution à l'étude et à la simulation numérique des écoulements turbulents compressibles

Abdellah Hadjadj

► **To cite this version:**

Abdellah Hadjadj. Contribution à l'étude et à la simulation numérique des écoulements turbulents compressibles. Milieux fluides et réactifs. Université de Rouen Normandie, 2004. tel-02082740

**HAL Id: tel-02082740**

**<https://hal.science/tel-02082740v1>**

Submitted on 28 Mar 2019

**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.

HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

Discipline : Mécanique

Spécialité : Mécanique des Fluides

présentée par

ABDELLAH HADJADJ

---

CONTRIBUTION A L'ETUDE ET A LA SIMULATION  
NUMERIQUE DES ECOULEMENTS TURBULENTS  
COMPRESSIBLES

---

Soutenue le 21 décembre 2004

*Membres du jury*

Rapporteurs :

G. DEGREZ	Professeur, Institut von Karman, Bruxelles
F. GRASSO	Professeur, Université de Rome "La Sapienza", Italie
D. ZEITOUN	Professeur, Ecole Polytechnique Universitaire, Marseille

Examineurs :

R. FRIEDRICH	Professeur, Université Technique de München, Allemagne
D. VANDROMME	Professeur, Institut National des Sciences Appliquées, Rouen
L. VERVISCH	Professeur, Institut National des Sciences Appliquées, Rouen Membre de l'Institut Universitaire de France

Table des matières

Table des matières	ii
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
1.1 Cadre de l'étude . . . . .	1
1.2 Principaux thèmes de recherche . . . . .	2
1.3 Organisation du mémoire . . . . .	4
<b>2 Etude, mise au point et validation de modèles de turbulence statistiques</b>	<b>5</b>
2.1 Introduction . . . . .	5
2.1.1 Modèle multi-échelles . . . . .	7
2.1.2 Formulation anisotrope du tenseur de Reynolds . . . . .	8
2.1.3 Modélisation au second ordre . . . . .	9
2.2 Résultats obtenus . . . . .	11
2.2.1 Marche descendante . . . . .	11
2.2.2 Tuyère transsonique 2D avec bosse à la paroi . . . . .	13
2.2.3 Ecoulement d'arrière-corps . . . . .	15
2.3 Récapitulatif . . . . .	16
<b>3 Simulations instationnaires d'écoulements turbulents</b>	<b>17</b>
3.1 Introduction . . . . .	17
3.2 Choix de la procédure numérique et de la modélisation sous-maille . . . . .	18
3.2.1 Méthodes numériques en LES compressible . . . . .	19
3.2.2 Stratégie de modélisation sous-maille . . . . .	22
3.3 Quelques exemples d'application . . . . .	24
3.3.1 Ecoulements cisailés libres : couches de mélange . . . . .	24
3.3.2 Ecoulements pariétaux . . . . .	30
3.4 Récapitulatif . . . . .	36
<b>4 Interactions de chocs et phénomènes transitoires</b>	<b>37</b>
4.1 Interactions de chocs et phénomène d'hystérésis . . . . .	37
4.1.1 Principaux résultats . . . . .	38
4.1.2 Récapitulatif . . . . .	41
4.2 Phénomènes transitoires rapides . . . . .	42
4.2.1 Principaux résultats . . . . .	43
4.2.2 Récapitulatif . . . . .	46

<b>5</b>	<b>Extension aux applications multi-physiques &amp; multi-échelles</b>	<b>47</b>
5.1	Contextes scientifique & technologique . . . . .	47
5.1.1	Tuyères souples . . . . .	49
5.2	Développement d'outils numériques pour l'aéroélasticité . . . . .	49
5.2.1	Outil de couplage fluide/structure . . . . .	49
5.2.2	Modèles de stabilité aéroélastique . . . . .	51
5.3	Application aux propulseurs cryogéniques . . . . .	53
5.3.1	Résultats des modèles de stabilité . . . . .	53
5.3.2	Validation des modèles par couplage numérique . . . . .	56
5.4	Récapitulatif . . . . .	57
<b>6</b>	<b>Vers les applications industrielles et le transfert de technologie</b>	<b>61</b>
6.1	Arrière-corps propulsifs . . . . .	61
6.2	Tuyères de propulseurs . . . . .	64
6.2.1	Décollement restreint, décollement libre et phénomène d'hystérésis . . . . .	64
6.2.2	Influence du film cooling sur le décollement . . . . .	65
6.3	Inverseur de poussée . . . . .	67
6.4	Récapitulatif . . . . .	69
<b>7</b>	<b>Conclusions &amp; perspectives</b>	<b>70</b>
7.1	Bilan des activités de recherche . . . . .	70
7.2	Perspectives . . . . .	71



# RAPPORT D'HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

Synthèse des activités scientifiques et pédagogiques

**Abdellah HADJADJ**

Contribution à l'étude et à la simulation numérique  
des écoulements turbulents compressibles

## Préambule

Ce dossier résume mon parcours professionnel ainsi que mon activité de recherche depuis 1997, menée au Laboratoire de Mécanique des Fluides Numérique (LMFN-CORIA UMR 6614 CNRS) et au département de Mécanique de l'INSA de Rouen. Mon cursus est orienté vers les sciences pour l'ingénieur. Issu d'une formation en école d'ingénieur (Institut d'Aéronautique de Blida - Algérie), spécialité mécanique des structures, j'ai prolongé ma scolarité par un DEA à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse où j'ai acquis les bases de la turbulence à l'IMFT<sup>1</sup> avec le Professeur Patrick Chassaing et des méthodes numériques avec le Professeur Hieu Ha Minh. Durant mon stage de DEA, effectué au CERT-ONERA<sup>2</sup> sous la responsabilité du Professeur Jean Cousteix, je me suis intéressé à l'aérodynamique interne et plus particulièrement à la modélisation des écoulements décollés en présence de chocs. Mes études se sont ensuite poursuivies par une thèse de doctorat, que j'ai effectuée au CORIA sous la direction du Professeur Dany Vandromme. Ma thèse portait sur "l'analyse physique et la simulation numérique des écoulements compressibles avec application aux tuyères de propulseurs". Au cours des trois années de thèse, j'ai développé un outil numérique que j'ai appliqué à divers problèmes d'aérodynamique supersonique et en particulier aux écoulements turbulents en présence de décollement de couche limite. J'ai, en particulier, mis en évidence numériquement l'existence d'une structure tourbillonnaire en aval d'un disque de Mach dans un jet supersonique. Cette nouvelle configuration (appelée choc en chapeau), issue d'une interaction de Mach inverse, est considérée comme l'une des causes principales de l'apparition des charges latérales dans les tuyères de moteurs fusée.

Depuis ma nomination à l'INSA de Rouen en 1997, en tant qu'attaché temporaire d'enseignement et de recherche, puis maître de conférences, j'ai poursuivi mes travaux sur la modélisation de la turbulence en aérodynamique supersonique. En particulier, l'outil numérique, développé pendant ma thèse, a été amélioré et enrichi par de nouveaux modèles de turbulence. Il a été utilisé pour valider et expérimenter une grande variété de modèles RANS. Il a également servi à d'autres thésards du laboratoire (notamment Laurent Blin [12], Cyril Pilinski [74] et Anne-Sophie Mouronval [67]) pour des calculs d'aérodynamique interne et externe.

L'activité sur la modélisation RANS et les calculs de tuyères et d'arrière-corps se poursuit actuellement dans le cadre de la thèse de Yohann Perrot [73] en utilisant le code industriel N3S-Natur et en s'intéressant plus particulièrement à la modélisation des phénomènes en proche paroi. L'objectif de cette étude est de poursuivre l'effort de modélisation et de mise au point de modèles RANS et d'en tirer profit pour l'étude et l'optimisation des systèmes industriels. Ce travail s'effectue avec le groupe SNECMA et vise à améliorer les chaînes de conception et de développement industriels et à développer de nouvelles méthodes de calcul pour une meilleure maîtrise des systèmes énergétiques.

---

1. Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse.

2. Centre d'Etudes et de Recherches de Toulouse, Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales.

Vue l'évolution rapide des capacités de calcul et des schémas numériques, je me suis intéressé à la simulation numérique des grandes échelles (LES) d'écoulements turbulents pour la capture des phénomènes instationnaires en m'inspirant des travaux déjà existants au laboratoire dans le domaine des écoulements réactifs (Luc Vervisch et Julien Réveillon). Cette activité représente mon second axe de recherche. Ainsi, dans le cadre de la thèse de Laurent Blin, nous avons entrepris des études intéressantes sur les simulations LES dans les inverseurs de poussée en collaboration avec le groupe Hispano-Suiza Aérostructures. Pour cela, nous avons développé un nouveau solveur 3D LES (basé sur un schéma WENO5 et un modèle dynamique de sous-maille). Après validation, nous avons appliqué cet outil pour le calcul des instabilités tri-dimensionnelles issues d'une couche de mélange courbe dans une configuration d'inverseur de poussée. Nous avons montré qu'il existe, en plus du défilement tourbillonnaire des structures de Kelvin-Helmholtz, un mouvement secondaire de battement latéral de la couche de mélange (à basse fréquence) pouvant se coupler avec la structure et engendrer des vibrations importantes. Les simulations LES se poursuivent actuellement dans le cadre de la thèse de Samuel Dubos [24] pour la prédiction des fluctuations de pression pariétale lors d'une interaction onde de choc/couche limite. Ce travail bénéficie du soutien financier du CNES.

Par ailleurs, une partie de mon activité de recherche a été consacrée à l'étude des interactions de chocs en régime stationnaire (dans le cadre des projets INTAS) et les phénomènes transitoires d'amorçage rapide (dans la cadre du groupe ATAC). Les résultats obtenus confirment la portée et l'intérêt scientifique des études en aérodynamique supersonique.

Dans un registre assez différent, et sous l'initiative du Professeur Ghouri Dhatt et du Professeur Dany Vandromme, j'ai entamé des études sur le thème du couplage fluide-structure, d'abord en collaboration avec Emmanuel Lefrançois (pendant sa thèse de doctorat puis son post-doc) et ensuite à travers la thèse d'Anne-Sophie Mouronval où nous avons développé un outil numérique de couplage fluide-structure ainsi qu'un modèle de stabilité aéroélastique. Ce travail se poursuit actuellement en collaboration avec l'Université de Technologie de Compiègne dans le cadre du programme national ATAC (Aérodynamique des Tuyères et Arrière-Corps).

L'ensemble de ces travaux s'est effectué dans un contexte contractuel et d'échanges fructueux avec d'autres équipes de recherche en France (LEA/ONERA/IUSTI pour les problèmes d'aérodynamique) ou à l'étranger (ITAM, Russie pour les problèmes d'interaction de chocs ou NASA-Ames pour les méthodes numériques).

Mes activités d'enseignement sont menées dans le même esprit que mon travail de recherche. J'ai toujours essayé de présenter l'aspect pratique des disciplines abordées mais, surtout, j'ai tenté de communiquer aux étudiants ma passion pour celles-ci. Dans cet esprit, à mon arrivée au département de Mécanique de l'INSA de Rouen, j'ai volontairement pris en charge et profondément remodelé le cours de DEA "Mathématiques appliquées" pour en faire un cours de "Méthodes numériques en mécanique des fluides et applications". De même, le cours de "Machines thermiques et systèmes énergétiques" (2nd cycle ingénieur) a été complètement repris et le cours de "Turbulence" ré-actualisé en y introduisant notamment des modèles de fermeture élaborés (multi-échelles, ASM, RMS, ...). De plus, j'ai enseigné de 2002 à 2003 le cours de "Dynamique des gaz avancée" destiné aux élèves ingénieurs de 5ème année dans le cadre de la filière "Moteurs" au département Energétique et Propulsion de l'INSA de Rouen.

Par ailleurs, dès 1998, avec Luc Vervisch, nous avons mis sur pied une nouvelle Unité de Valeur (UV) pour l'enseignement des bases de la "Mécanique des fluides numérique et conception" dont l'acquis est aujourd'hui primordial pour le futur ingénieur. Le but est de former les élèves à l'utilisation rationnelle des codes de calcul, il s'agit non seulement de leur permettre d'acquérir un savoir faire en CFD mais également de susciter leur intérêt pour la démarche scientifique et la mécanique des fluides. Récemment, avec Luc Vervisch et Didier Vuillamy, nous avons revu et harmonisé l'ensemble du programme et des cours dispensés dans le cadre de la filière Mécanique des Fluides au département Mécanique de l'INSA de Rouen pour en faire une unité cohérente avec la formation d'ingénieur en modélisation des systèmes mécaniques et conception. Nous avons également introduit au programme des séminaires et des interventions industrielles.

Dans la continuité de mon service d'enseignant-chercheur, j'ai assuré, de 1997 à 2004, la formation et le suivi d'une vingtaine d'élèves ingénieurs en stage de recherche. Cette activité repose sur une démarche scientifique où la découverte du monde de la recherche et la confrontation à des problèmes physiques dont la solution n'est, le plus souvent, pas connue, ou pour lesquels il n'existe pas de "solution unique", précèdent et motivent l'apprentissage théorique et le travail personnel.

L'exercice de responsabilités administratives, et les activités d'animation et d'organisation scientifique font partie intégrante du métier de chercheur. Ainsi, j'ai pris en charge, dès ma nomination, des responsabilités d'encadrement et de co-encadrement de DEA, de doctorants et de post-doctorants et aussi une large part des activités contractuelles dans le cadre de l'opération de recherche "Écoulements Turbulents Compressibles" et j'ai attaché une très grande importance à la diffusion de nos recherches auprès de nos partenaires industriels. Ces actions se sont concrétisées par la mise en place de plusieurs contrats de recherche (notamment avec le CNES et la SNECMA) et de nombreux financements de stages d'ingénieur, de thèses et de post-docs.

Enfin, j'ai contribué à la diffusion des résultats de nos recherches auprès d'un large public en présentant des résultats de simulations numériques (sous forme de posters, de photos ou d'animations vidéos) aux journées "portes ouvertes" et aux manifestations "La Science en fête".

## Résumé des activités de recherche et d'enseignement

### – Responsabilités, encadrement et gestion

- ✓ Responsable scientifique de l'opération de recherche "Ecoulements Turbulents Compressibles" au sein de l'UMR 6614 CNRS - CORIA (1999-2004).
- ✓ 4 encadrements (ou co-encadrements) de thèse, 2 encadrements de post-doc, 6 encadrements de DEA, 23 encadrements de stage de recherche ingénieurs (2ème cycle).
- ✓ 11 contrats de recherche: Mise en place, gestion et/ou participation.
- ✓ 7 interactions/collaborations avec des laboratoires et organismes extérieurs.
- ✓ Responsable 3 UV filière mécanique des fluides - département Mécanique, Participation au passage au système L.M.D (filiale énergétique inter-établissements INSA & Université de Rouen).

### – Activités de recherche

- ✓ Etude des modèles de turbulence (RANS) pour les écoulements compressibles.
- ✓ Simulation des grandes échelles de la turbulence (LES)
- ✓ Couplage fluide-structure et applications multiphysiques.
- ✓ Développement de schémas numériques pour les écoulements avec discontinuités.
- ✓ Optimisation des systèmes propulsifs (aéronautique et aérospatiale).

### – Production scientifique (travaux et publications)

- ✓ 10 publications dans des revues avec comité de lecture.
- ✓ 5 conférences sur invitation à des workshops européens et à des conférences nationales.
- ✓ 31 colloques avec acte et comité de lecture, 4 séminaires.
- ✓ 10 rapports de fin de contrat.

### – Activités pédagogiques (enseignement et suivi stages ingénieurs)

- ✓  $\approx 180$  h/an de cours (2ème cycle, élèves-ingénieurs INSA): mécanique des fluides numérique et conception, turbulence-modélisation et diagnostique, machines thermiques et systèmes énergétiques.
- ✓  $\approx 20$  h/an de cours (3ème cycle, DEA/Master II): méthodes numériques en mécanique des fluides.
- ✓  $\approx 2$  encadrements par an d'élèves ingénieurs en 5ème année: stage de recherche au laboratoire (4 mois) et suivi stage industriel en entreprise ou à l'étranger (6 mois).

– **Autres activités (recherche, administration & responsabilités)**

- ✓ Rapporteur pour trois journaux scientifiques: "AIAA Journal", "Aeronautical Journal", "Revue Eur. Eléments Finis".
- ✓ Auteur de plusieurs propositions de recherche en vue de l'obtention d'un financement industriel, regional, national ou européen.
- ✓ Membre du groupe européen - calcul scientifique multi-grille HPC-Grid dans le cadre du projet Eurogrid (2000-2002).
- ✓ Membre (élu) au Comité des Chercheurs Calculant au Centre Informatique National de l'Enseignement Supérieur CINES (2005-2010).
- ✓ Membre (nommé) au Conseil Scientifique de Laboratoire - CORIA (2004-2008).
- ✓ Membre (nommé) au Conseil de Laboratoire - CORIA (2000-2004).
- ✓ Membre (élu) au Conseil de Département Mécanique, INSA de Rouen (2003-2006).
- ✓ Membre de la Commission de Spécialistes (sections 60 et 62), INSA de Rouen (depuis 2000).

## Chapitre 1

### Introduction

#### 1.1 Cadre de l'étude

L'aérothermodynamique des systèmes propulsifs est un des domaines de la mécanique des fluides où des progrès décisifs restent à réaliser pour améliorer les performances des ensembles moteurs, en terme de bilan de poussée, de stabilité, de fiabilité et de réduction de nuisances (bruit, émission de polluants, ...). Or, les systèmes propulsifs mettent en jeu des phénomènes physiques très complexes : interactions de chocs, jets supersoniques, décollements massifs, couches de mélange fortement compressibles, organisations tourbillonnaires complexes dans les cas tridimensionnels, instabilités à grande échelle... (voir figure 1.1). En outre, la plupart de ces phénomènes se produisent dans des gaz de composition souvent mal connue, à très haute température, avec des mécanismes de transfert complexes. Les sujets énumérés sont encore loin d'être maîtrisés, tant sur le plan de la compréhension physique, que sur celui de la prédiction quantitative.

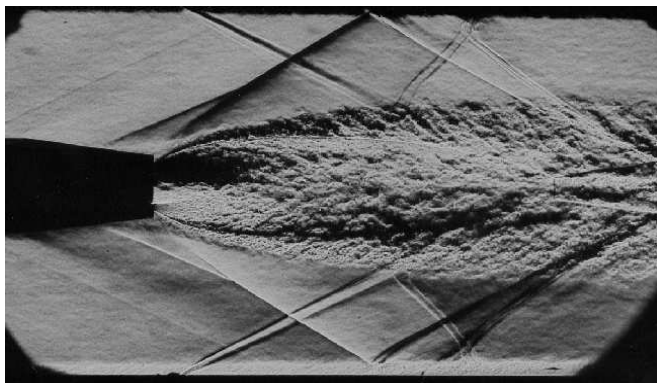


FIG. 1.1 – *Ecoulement d'arrière-corps avec jet propulsif. Interactions de choc, décollement et formation d'une couche de mélange. Photo ONERA [11].*

Les études sur la modélisation de la turbulence en aérodynamique interne ou externe sont donc absolument nécessaires pour la prédétermination et l'optimisation des systèmes énergétiques.

Les simulations numériques (en particulier les simulations de grandes échelles de turbulence) sont d'une grande utilité et au cours de ces dernières années, le paysage de la mécanique des fluides numérique a été profondément modifié grâce, d'une part, aux progrès réalisés en matière de modélisation des phénomènes complexes et, d'autre part, aux développements de codes de calcul de plus en plus fiables,

utilisant des ressources informatiques de plus en plus importantes. Il existe aujourd'hui de très fortes motivations de la part des industriels pour introduire systématiquement le calcul numérique dans les chaînes de conception.

C'est dans ce contexte que s'inscrit la majeure partie de mon activité de recherche menée au CORIA depuis 1997.

## 1.2 Principaux thèmes de recherche

Dans cette partie, j'expose les principaux thèmes autour desquels j'ai développé mon activité de recherche.

### - Modélisation de la turbulence

Parmi les nombreux problèmes qui subsistent en aérodynamique compressible, le problème de la modélisation de la turbulence dans des situations complexes : hors équilibre spectral ou forte anisotropie des contraintes turbulentes, reste aujourd'hui mal appréhendé. Cette difficulté existe aussi bien dans la modélisation des systèmes réactifs que dans les problèmes plus conventionnels d'aérodynamique appliquée. La démarche qui est poursuivie est double :

- D'une part, le développement des instabilités de convection (Kelvin-Helmholtz par exemple) permet d'accéder aux propriétés de mélange à grande échelle. Cela est possible grâce à une intégration spatiale et temporelle suffisamment précise. A ce sujet, des méthodes de simulation numérique des phénomènes à grande échelle (temporelle et/ou spatiale) couplées à la modélisation de sous-maille ont été développées (LES) dans le cadre des écoulements turbulents compressibles. Cette approche permet de prendre en compte les variations spatio-temporelles des grandeurs physiques et de l'instationnarité des grandes échelles anisotropes du fluide hors équilibre énergétique.
- La seconde approche, qui est une vue plus stationnaire de la turbulence, consiste à modéliser de façon explicite (via des équations de transport supplémentaires) les transferts énergétiques existants entre différentes échelles de la turbulence par un découpage spectral multi-échelle. La prise en compte des termes d'anisotropie, existant dans les équations de Navier-Stokes moyennées, se fait soit par transport direct du tenseur de Reynolds, soit par une modélisation algébrique des contraintes turbulentes (via une relation de fermeture d'ordre supérieur) directement issue de leurs équations de transport. Les termes d'ordre supérieur, faisant intervenir des corrélations supplémentaires, s'expriment en fonction de grandeurs moyennes ou de leurs gradients.

### - Phénomènes de décollement/recollement et les transferts pariétaux

Ce thème de recherche traite des phénomènes de couche limite et des transferts associés. La maîtrise scientifique de ces aspects devient un élément clef dans l'amélioration de la fiabilité des systèmes mécaniques. Le décollement et le recollement de couche limite apparaissent dans la plupart des applications industrielles. En milieu confiné, le décollement s'accompagne le plus souvent d'un recollement en aval et formation d'une zone de recirculation. Dans cette zone et le long de la couche de mélange, les propriétés de l'écoulement sont gouvernées par une turbulence fortement développée et un effet de brassage induisant des transferts importants de masse, de quantité de mouvement et d'énergie, ce qui entraîne une augmentation du frottement et du flux de chaleur.

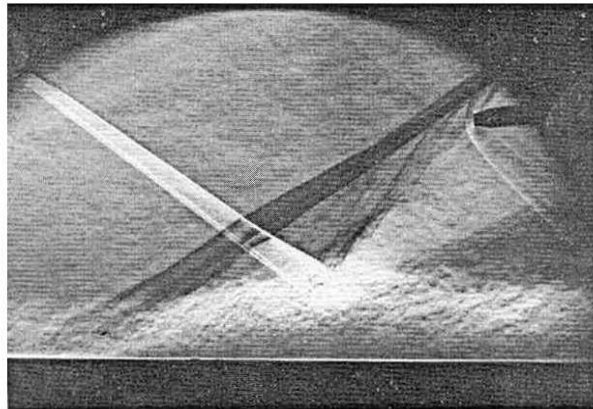


FIG. 1.2 – *Interaction onde de choc/couche limite. Photo IUSTI [59].*

A ces problèmes viennent s'ajouter les instationnarités liées aux ondes de choc et aux recirculations générées par les interactions onde de choc/limite en régime supersonique (voir figure 1.2).

Il est donc indispensable de bien comprendre les mécanismes physiques régissant les transferts pariétaux en présence de décollement/recollement (avec éventuellement prise en compte des transferts thermiques pour les gaz chauds) et d'être en mesure de les prédire afin de les réduire ou de les maîtriser.

Les besoins actuels dans ce domaine se résument à une prévision aussi fiable et précise que possible des transferts pariétaux (aérodynamiques et thermiques), non seulement de leurs valeurs moyennes mais aussi, et de manière plus importante, de leur évolution spatio-temporelle.

#### - **Modélisation des problèmes multi-physique et multi-échelle**

Ce thème de recherche traite principalement des phénomènes aéroélastiques (couplage fluide-structure) rencontrés dans les moteurs fusées. Cette étude se situe, par conséquent, au croisement de deux disciplines : les applications multi-physiques et l'aérospatiale. Le couplage fluide-structure s'effectue généralement entre deux milieux différents par le jeu des conditions aux limites à l'interface des deux domaines. Pour la structure, un champ de contraintes dites fluides est exercé sur une partie de sa frontière. Pour le fluide, des conditions aux limites en vitesse (condition d'adhérence par exemple) sont imposées sur une partie de la frontière du domaine. Les couplages de type "fluide-structure" se différencient donc des couplages d'équations dans un même domaine (magnétohydrodynamique, transport de particules chargées dans un milieu électromagnétique, écoulement d'un mélange de gaz réactifs ou non) ou des couplages entre sous-domaines fixés au départ pour une même équation. La simulation numérique de phénomènes d'interactions fluide-structure s'est considérablement développée au cours des dernières années, en même temps que la résolution par sous-domaine et la simulation d'autres problèmes couplés.



### 1.3 Organisation du mémoire

Ce document est composé de plusieurs chapitres, chacun d'eux expliquant rapidement la problématique scientifique du domaine de recherche avec ensuite une synthèse des travaux effectués et des principaux résultats obtenus. Le document n'a pas été écrit dans le but de détailler tous les problèmes étudiés et les résultats obtenus, mais plutôt de présenter une synthèse générale sur les acquis actuels ainsi que les directions prises et celles qui me semblent les plus importantes dans un futur proche.

Le manuscrit est construit de la manière suivante :

- Faisant suite au présent chapitre, introductif au contenu du mémoire, le chapitre 2 est consacré à l'étude et à la validation de modèles de turbulence dans le cadre d'une approche stationnaire (RANS). Ce travail a pour but de qualifier les modèles de turbulence existants et de comparer leurs performances en vue d'applications industrielles.
- Le chapitre 3 concerne le développement d'outils numériques pour la simulation des grandes structures de la turbulence (LES) avec applications à l'étude des instabilités tridimensionnelles de couches de mélange et des écoulements décollés en présence de choc.
- Le chapitre 4 présente une synthèse des résultats de recherche obtenus dans le domaine de la physique des écoulements supersoniques avec ondes de chocs et phénomène d'hystérésis ainsi que les phénomènes transitoires rencontrés dans les tuyères supersoniques.
- Le chapitre 5 présente des travaux de recherche sur un thème novateur qui est le couplage fluide-structure. Les résultats obtenus ouvrent la voie vers de nouvelles applications multi-physiques incluant des systèmes physiques plus complexes (comme le couplage fluide/structure/thermique).
- Le chapitre 6 fait état de collaborations industrielles entre le laboratoire et les industriels concernés par notre activité de recherche, visant à développer les transferts technologiques, notamment en matière de calcul scientifique et de développement de modèles. Quelques cas d'applications réalisés au laboratoire avec des outils industriels y sont aussi présentés.

Dans la dernière partie du document (annexe A), mon curriculum vitæ est présenté: les activités d'encadrement et d'enseignement y sont décrites, montrant que la direction de recherche fait déjà partie intégrante de mon activité professionnelle. Enfin, une description succincte des activités contractuelles établies avec les industriels est fournie afin d'attester de la capacité à m'insérer dans le monde de la recherche appliquée moderne.

En plus, est annexé à ce document un certain nombre d'articles, en cours d'évaluation ou déjà publiés, afin d'illustrer plus en détails certains aspects des activités de recherche présentées dans ce rapport.

## Chapitre 2

# Etude, mise au point et validation de modèles de turbulence statistiques

---

Les résultats, présentés dans cette partie, font suite à mon travail de thèse [39] et ont été obtenus dans le cadre de plusieurs financements industriels, notamment dans le cadre du programme MARCO (DGA) et du projet TITAN (SNECMA). L'objectif est d'évaluer des méthodes RANS en vue de leur intégration dans des codes industriels. L'ensemble de ces travaux est publié sous forme de rapports de contrat. La partie non confidentielle du travail a pu être présentée dans des conférences spécialisées.

---

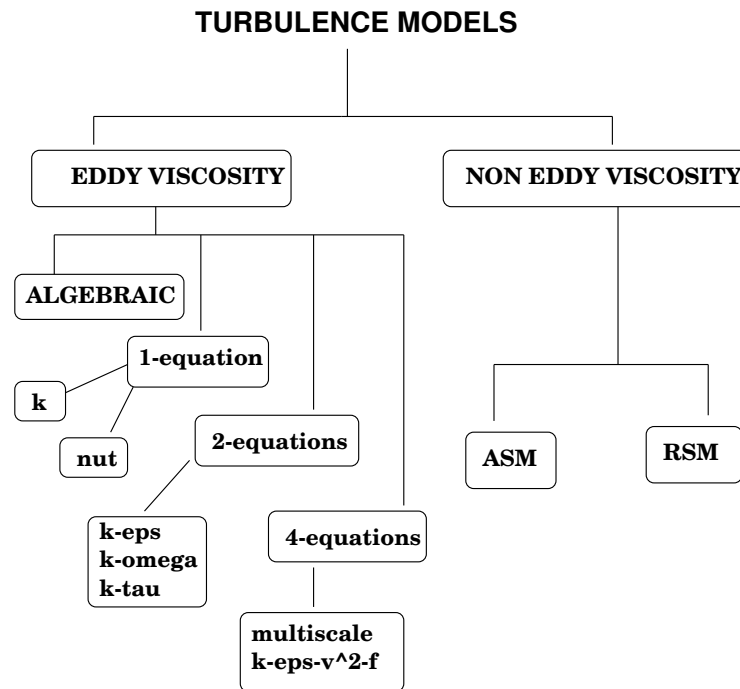
## 2.1 Introduction

L'évolution des méthodes numériques en mécanique des fluides permet de traiter des problèmes complexes, tels que les écoulements dans les organes de propulsion (tuyère et arrière-corps), en utilisant des modèles de turbulence de plus en plus élaborés. Même si des méthodes de simulation des grandes échelles (LES) émergent aujourd'hui comme une possibilité de prédiction fiable et précise des écoulements relativement complexes dans un avenir proche, des méthodes basées sur la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées (RANS), avec des modèles de fermeture élaborés (ASM, multi-échelles...), restent une alternative intéressante à moyen terme étant donnée la puissance actuelle des ordinateurs.

De très nombreux travaux ont eu pour principal objet l'amélioration des modèles de turbulence pour prendre en compte des phénomènes aussi divers que le mélange compressible, les variations rapides de la structure de la turbulence (anisotropie), les effets de rotation ou encore les effets de faible nombre de Reynolds turbulent (phénomènes omniprésents dans l'aérodynamique des avions). On peut aujourd'hui résumer le panorama des modèles de turbulence utilisables pour les écoulements turbulents en distinguant traditionnellement deux classes de modèles :

- Les modèles à viscosité tourbillonnaire ou turbulente.
- Les modèles du second ordre.

Dans la première catégorie, on trouve les modèles algébriques [5], les modèles à une ou plusieurs équations de transport [26, 53, 55]. Dans la seconde, il reste tous les modèles basés sur une fermeture des équations au second ordre [9, 43, 58, 87]. Au sein de cette catégorie, il convient de distinguer les modèles différentiels, reposant sur un certain nombre d'équations aux dérivées partielles, des modèles

FIG. 2.1 – *Hiérarchie des modèles de turbulence.*

algébriques pour lesquels les variables turbulentes sont calculées par un système d'équations algébriques, linéaires ou non linéaires.

Entre ces deux grandes catégories, sont apparus des modèles intermédiaires comme les modèles à viscosité turbulente anisotrope [20], ou des modèles dans lesquels la loi constitutive (relation contrainte/déformation) n'est plus linéaire [62]. Une autre voie a également été explorée depuis plusieurs années par Schiestel et ses collaborateurs pour les modèles multi-échelles [79, 39] avec différents niveaux de fermeture [85, 91]. Un dernier point particulier concerne la prise en compte explicite des effets de compressibilité, qui a également été traitée par de très nombreux auteurs (voir la revue faite dans [86]). Pour résumer cela, la figure 2.1 donne une vue d'ensemble des modèles et montre leur positionnement relatif.

Dans cette étude, nous avons validé un certain nombre de modèles de turbulence, allant du plus simple  $k - \epsilon$  jusqu'aux modèles complets RSM, en passant par des modèles ASM ou des modèles multi-échelles. Au total, six modèles ont été étudiés: le modèle  $k - \epsilon$  de Jones et Launder [54], le modèle multi-échelles de Kim [55], le modèle ASM de Gatski Special [32], le modèle ASM de Shih-Zhu-Lumley [94], le modèle RSM de Launder-Reece-Rodi [58] et le modèle RSM multi-échelles de Wilcox [91]. Parmi les configurations d'écoulement, choisies pour valider ces modèles, figurent: une plaque plane supersonique [29], deux couches de mélange compressibles, une plane [37] et une axisymétrique [10], une géométrie "générique" à trois marches descendantes, une tuyère transsonique avec interaction onde de choc/couche limite [20], une tuyère supersonique d'arrière-corps à simple flux et une tuyère supersonique à double flux (plus proche des cas industriels) [4]. Le but est d'appréhender au mieux les performances de ces modèles en vue d'applications industrielles.

Par souci de concision et aussi pour des raisons de confidentialité, nous ne présentons, dans ce rap-

port, qu'un extrait des résultats obtenus avec les modèles les plus représentatifs, de sorte à ce que les conclusions générales de cette étude restent inchangées. Parmi les modèles testés, nous présentons le modèle  $k - \epsilon$ , le modèle ASM (SZL), le modèle multi-échelles et le modèle RSM (LRR) sur trois configurations d'écoulement.

### 2.1.1 Modèle multi-échelles

L'objectif de la modélisation multi-échelles est de mieux prendre en compte les mécanismes de transfert énergétique entre les différentes échelles de la turbulence. L'idée de base des modèles multi-échelles s'appuie sur un découpage du spectre d'énergie en zones distinctes. Ces zones sont les lieux privilégiés de processus physiques bien différents.

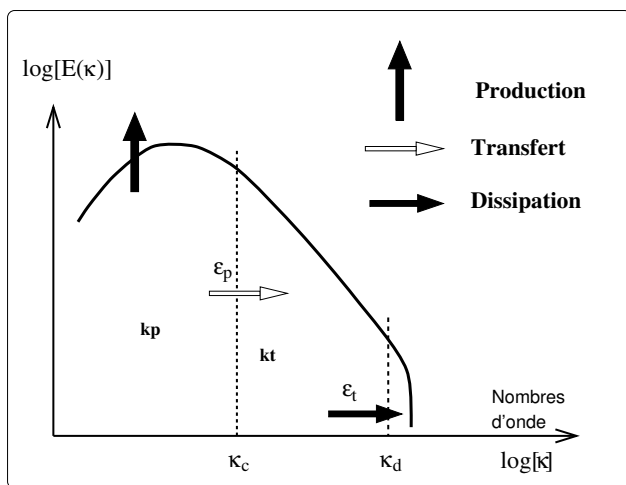


FIG. 2.2 – Schéma de base : découpage du spectre d'énergie.

des écoulements complexes avec des zones de décollement et de recollement (marche montante, rampe de compression, tuyère décollée...). Ce modèle utilise quatre équations de transport ; deux pour les petites échelles et deux pour les grandes. L'un des intérêts de ce modèle est la façon dont est définie la viscosité turbulente. En effet, celle-ci est donnée par :

$$\mu_t = C_\mu \bar{\rho} \frac{(k_p + k_t)^2}{\epsilon_p} \quad (2.1)$$

Son originalité réside dans la prise en compte du terme de transfert d'énergie des grandes échelles vers les petites échelles plutôt que le terme de dissipation. Ainsi, si l'on écrit  $\mu_t$  de manière différente, on a :

$$\mu_t = C_\mu \frac{\epsilon_t}{\epsilon_p} \bar{\rho} \frac{k^2}{\epsilon_t} = F(\epsilon_t, \epsilon_p) \bar{\rho} \frac{k^2}{\epsilon_t} \quad (2.2)$$

Lorsque la turbulence est en état d'équilibre, la fonction  $F(\epsilon_t, \epsilon_p)$  est égale à  $C_\mu$ . On est alors dans le cadre d'un formalisme identique au mono-échelle. Dans le cas d'une turbulence hors d'équilibre, par exemple, lorsque le transfert d'énergie des grandes vers les petites structures est plus important que la dissipation, alors  $\mu_t$  diminue, ce qui se traduit par une diminution de la production de la turbulence. Dans le cas inverse, ce terme permet d'accroître l'importance de la production de la turbulence. Cette décomposition spectrale consiste en fait à créer un  $C_\mu$  qui varie dans un sens tel que la turbulence soit ramenée à un état d'équilibre.

Dans le cas des modèles à deux échelles, le spectre de l'énergie est divisé en deux régions dans lesquelles les zones de production, de transfert et de dissipation sont bornées par les nombres d'onde de coupure (voir figure 2.2). Ainsi, l'énergie de la turbulence des grandes échelles est notée  $k_p$ , celle correspondant aux petites échelles  $k_t$ , le transfert d'énergie des grandes vers les petites échelles se fait par l'intermédiaire de  $\epsilon_p$ . La dissipation est égale à  $\epsilon_t$ . Les deux échelles énergétiques sont alors  $k_p$  et  $k_t$ .

Parmi les modèles proposés dans la littérature, nous avons choisi d'utiliser le modèle  $k - \epsilon$  à deux échelles développé par Kim et Chen [55]. Ce modèle a fait ses preuves sur

### 2.1.2 Formulation anisotrope du tenseur de Reynolds

Le modèle  $k - \epsilon$  est apte à décrire une grande variété d'écoulements turbulents. Cette capacité est sans doute à l'origine de sa grande popularité. Néanmoins, pour ce type de modèle, la forme donnée aux contraintes de Reynolds par l'hypothèse de Boussinesq ne permet pas d'appréhender les phénomènes anisotropes de la turbulence, ce qui limite sévèrement la précision des résultats dans les zones où ces phénomènes sont prépondérants.

Une nouvelle approche, permettant de prendre en compte l'anisotropie des contraintes de Reynolds, a été suggérée par Rodi [77]. Dans ce cas, le tenseur de Reynolds  $\widetilde{\rho u_i'' u_j''}$ , apparaissant explicitement dans les équations de mouvement ainsi que dans la forme exacte du terme de production de  $k$ , est identifié à l'aide d'une relation de fermeture du type :

$$\begin{aligned} \widetilde{\rho u_i'' u_j''} = & \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} - A_1 \left( S_{ij} - \frac{1}{3} S_{ll} \delta_{ij} \right) \\ & - A_2 \left( S_{il} \Omega_{lj} - \Omega_{il} S_{lj} \right) \\ & - A_3 \left( S_{il} S_{lj} - \frac{1}{3} S_{lk} S_{kl} \delta_{ij} \right) \\ & - A_4 \left( \Omega_{il} \Omega_{lj} - \frac{1}{3} \Omega_{lk} \Omega_{kl} \delta_{ij} \right) \end{aligned} \quad (2.3)$$

où les tenseurs de déformation  $S_{ij}$  et de rotation  $\Omega_{ij}$  sont donnés par :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) ; \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

L'échelle de temps turbulent  $\xi$  et les invariants tensoriels de dilatation  $\eta$  et de déformation  $\chi$  sont donnés par :

$$\xi = \frac{k}{\epsilon} ; \quad \eta = \frac{k}{\epsilon} (S_{ij} S_{ij})^{1/2} ; \quad \chi = \frac{k}{\epsilon} (\Omega_{ij} \Omega_{ij})^{1/2}$$

L'équation (2.3) prend une forme plus générale que l'équation de Boussinesq, dans laquelle des termes quadratiques sont ajoutés. Ces termes supplémentaires jouent le rôle de corrections anisotropes.

Dans le modèle ASM, proposé par Shih, Zhu & Lumley [94], les coefficients  $\{A_{i,i=1...4}\}$  sont fonction des variables de l'écoulement. L'une des originalités de ce modèle réside dans la valeur de  $C_\mu$  qui dépend des paramètres de l'écoulement :

$$C_\mu = \frac{2/3}{C_1 + \sqrt{2}\eta + C_3\sqrt{2}\chi} \quad (2.4)$$

alors que dans le modèle ASM de Gatski-Speziale [32]  $C_\mu$  est constante et est égale à sa valeur standard.

#### - Modélisation proche paroi : formulation bi-couche

La modélisation bi-couche consiste à utiliser le modèle  $k-\epsilon$  dans la région de turbulence pleinement développée et hors de la couche limite, et le modèle de Wolfshtein [92] dans la région de proche paroi. La transition entre les deux modèles s'effectue donc dans la zone  $30 \leq y^+ \leq 300$ . Le modèle de

Wolfshtein consiste en une équation de transport sur  $k$  semblable à celle du modèle  $k - \varepsilon$  et en une fermeture algébrique pour  $\varepsilon$  et  $\nu_t$  :

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{l_\varepsilon} \quad (2.5)$$

$$\nu_t = C_\mu k^{1/2} l_\mu \quad (2.6)$$

Ce sont  $l_\varepsilon$  et  $l_\mu$  qui contiennent les fonctions d'amortissement nécessaires afin de prendre en compte la paroi :

$$l_\varepsilon = C_l y (1 - e^{-R_y/A_\varepsilon}) \quad (2.7)$$

$$l_\mu = C_l y (1 - e^{-R_y/A_\mu}) \quad (2.8)$$

où  $y$  représente la distance à la paroi et  $R_y = k^{1/2} y / \nu$  le nombre de Reynolds turbulent. Les constantes sont données par Chen et Patel [17] :

$$A_\varepsilon = 2C_l \quad ; \quad A_\mu = 70 \quad ; \quad C_l = \kappa C_\mu^{-3/4} \quad ; \quad \kappa = 0.41 \quad (2.9)$$

Les valeurs des constantes sont différentes du modèle de Wolfshtein original, notamment pour  $C_\mu$ . Le choix de Chen et Patel (mais aussi de Kim [55]) est de prendre un  $C_\mu$  cohérent avec le modèle  $k - \varepsilon$  afin de lisser les variables turbulentes à l'interface entre les deux modèles.

Dans cette étude, nous avons choisi d'appliquer la modélisation bi-couche aux trois modèles de turbulence ;  $k - \varepsilon$ , multi-échelles et ASM en ajustant la constante  $C_\mu$  pour chaque modèle.

### 2.1.3 Modélisation au second ordre

A présent, nous nous intéressons à la modélisation de la turbulence au second ordre. Dans cette étude, nous avons utilisé le modèle RSM développé par Launder-Reece-Rodi [58], puis étendu aux écoulements compressibles par Vandromme et *al.* [87] dans lequel l'équation modélisée du transport des contraintes turbulentes s'écrit :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \overline{\rho u_i'' u_j''} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \overline{\rho \tilde{U}_k u_i'' u_j''} - c'_s \overline{\rho} \frac{k}{\epsilon} \overline{u_k'' u_l''} \frac{\partial \overline{u_i'' u_j''}}{\partial x_l} - \mu \frac{\partial \overline{u_i'' u_j''}}{\partial x_k} \right) \\ & = +P_{ij} - \frac{C_2 + 8}{11} \left( P_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right) - \frac{8C_2 - 2}{11} \left( Q_{ij} - \frac{2}{3} Q \delta_{ij} \right) - \frac{30C_2 - 2}{55} \overline{\rho} k \delta_{ij} \\ & \quad - C_1 \overline{\rho} \frac{\epsilon}{k} \left( \overline{u_i'' u_j''} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) - \left( \overline{u_i''} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_j} + \overline{u_j''} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} \right) \\ & \quad - \overline{\rho} \frac{\epsilon}{k} \left( \overline{u_i'' u_j''} f_s + (1 - f_s) \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) \\ & \quad + \frac{k^{3/2}}{\epsilon y_n} \left[ C_3 \overline{\rho} \frac{\epsilon}{k} \left( \overline{u_i'' u_j''} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) + C_4 \left( P_{ij} - Q_{ij} \right) \right. \\ & \quad \left. + C_5 \overline{\rho} k \left( \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{U}_l}{\partial x_l} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.10)$$

Les tenseurs  $P_{ij}$  et  $Q_{ij}$  sont donnés par :

$$P_{ij} = -\overline{\rho u_i'' u_k''} \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_k} - \overline{\rho u_j'' u_k''} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_k}$$

$$Q_{ij} = -\overline{\rho u_i'' u_k''} \frac{\partial \tilde{U}_k}{\partial x_j} - \overline{\rho u_j'' u_k''} \frac{\partial \tilde{U}_k}{\partial x_i}$$

et :

$$P = Q = -\overline{\rho u_i'' u_k''} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_k}, \quad \overline{u_i''} = \frac{\tilde{U}_k \overline{u_i'' u_k''}}{(\gamma - 1) C_p \tilde{T}}, \quad R_t = \frac{k^2}{\nu \epsilon}$$

A ce système s'ajoute l'équation modélisée du transport de la dissipation  $\epsilon$  [87] :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \overline{\rho \epsilon} + \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{\rho \tilde{U}_k \epsilon} &= + \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \left( \mu \delta_{kl} + C_\epsilon \overline{\rho} \frac{k}{\epsilon} \overline{u_k'' u_l''} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_l} \right) - C_{\epsilon 1} \overline{\rho} \frac{\epsilon}{k} \overline{u_i'' u_k''} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_k} \\ &- C_{\epsilon 3} \mu \frac{k}{\epsilon} \overline{u_j'' u_k''} \left( \frac{\partial^2 \tilde{U}_i}{\partial x_j \partial x_l} \right) \left( \frac{\partial^2 \tilde{U}_i}{\partial x_k \partial x_l} \right) \\ &- C_{\epsilon 2} \overline{\rho} \frac{\epsilon}{k} f_\epsilon \left( \epsilon - 2\nu \left( \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y_n} \right)^2 \right) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Pour les écoulements compressibles, l'équation modélisée du transport de l'énergie totale est :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \overline{\rho \tilde{E}} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \left( \overline{\rho \tilde{E}} + \overline{p} + \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \tilde{U}_l}{\partial x_l} \right) \tilde{U}_k + \left( \overline{\rho u_i'' u_k''} - \mu \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_k} \right) \tilde{U}_i \right. \\ \left. - \mu \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{\tilde{U}_i \tilde{U}_i}{2} + \frac{\overline{u_i'' u_i''}}{2} \right) - 0.5 C'_s \frac{k}{\epsilon} \overline{u_k'' u_l''} \frac{\partial \overline{u_i'' u_i''}}{\partial x_l} \right. \\ \left. - \left( C_s C_v \gamma \overline{\rho} \frac{k}{\epsilon} \overline{u_k'' u_l''} + \delta_{lk} \lambda \right) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_l} \right] = 0 \end{aligned} \quad (2.12)$$

Les constantes qui apparaissent dans ce modèle sont données par le tableau suivant [87] :

$C_1$	$C_2$	$C_3$	$C_4$	$C_5$	$C'_s$	$C_\epsilon$	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	$C_{\epsilon 3}$	$C_e$
1.50	0.40	0.15	0.013	0.041	0.25	0.15	1.28	1.80	2.0	0.313

où  $f_\epsilon = 1 - 0.22 \exp(-(Ret/6)^2)$  et  $f_s = 1/(1 + R_t/10)$ .

Pour un écoulement 2D, le modèle contient cinq équations de transport  $\overline{u''^2}, \overline{v''^2}, \overline{w''^2}, \overline{u'' v''}, \epsilon$ . Ces équations sont intégrées jusqu'à la paroi en utilisant les fonctions d'amortissement  $f_\epsilon$  et  $f_s$ . Les cinq équations de transport du modèle RSM, couplées aux quatre équations du champ moyen, portent à neuf le nombre total d'équations à résoudre.

## 2.2 Résultats obtenus

### 2.2.1 Marche descendante

Parmi les géométries les plus fréquemment utilisées pour l'étude des écoulements décollés, on retrouve le plus souvent la marche descendante. Le cas test adopté ici est celui de Driver et Seegmiller [22] qui présente l'avantage d'être bien documenté [22, 27, 55, 94], ce qui constitue un élément de comparaison supplémentaire. La vitesse débitante est  $U_0 = 44.2 \text{ m/s}$  et le nombre de Reynolds (basé sur la hauteur de la marche,  $h$ ) est  $Re_h \simeq 37500$  (avec  $h = 1.27 \text{ cm}$ ). Le domaine de calcul s'étend de  $-4h$  à  $30h$ .

Le point de recollement constitue un élément important de comparaison entre les modèles de turbulence. Le recollement de la couche limite (relevé expérimentalement) se situe à une distance de 6.26 fois la hauteur de la marche en aval de celle-ci. Numériquement, la position de ce point correspond à l'annulation du coefficient de frottement. Les valeurs expérimentale et numériques de la longueur de recollement sont présentées dans le tableau 2.1.

	Exp.	$k - \epsilon$	multi-échelles	ASM	RSM
$L_r/h$	$6.26 \pm 0.1$	5.478	6.013	6.092	5.959
Erreur %	/	-12.5	-3.94	-2.7	-4.8

TAB. 2.1 – *Position du point de recollement.*

On remarque que tous les modèles sous-estiment la longueur de recollement. Cette longueur est en particulier mieux prédite par les modèles multi-échelles et ASM qui donnent une estimation assez intéressante avec moins de 4% d'erreur. Par contre, contrairement à ce que nous attendions, le modèle RSM conduit à un résultat moins bon que les modèles multi-échelles et ASM. Remarquons également que le modèle ASM fournit la meilleure prédiction du point de recollement. Cette qualité le place en tête par rapport aux autres modèles de turbulence.

Le coefficient de frottement pariétal  $C_f$  en aval de la marche est présenté sur les deux graphes de la figure 2.3. La courbe expérimentale montre l'existence de quatre zones distinctes; (1) zone de recirculation secondaire juste en bas de la marche ( $C_f > 0$  au voisinage de  $x/h = 0$ ), (2) zone de recirculation principale piégée entre l'écoulement décollé et la paroi ( $C_f < 0$ ), (3) zone de recouvrement où l'écoulement subit une forte compression suite à l'impact du jet sur la paroi et (4) zone de relaxation (ou retour à l'équilibre) dans laquelle la couche limite revient à son état d'équilibre et le transfert énergétique se fait du mouvement moyen vers le mouvement turbulent.

Dans la zone (1), on remarque que seuls les modèles au second ordre donnent un  $C_f$  positif juste derrière la marche. Ceci montre leur capacité à prédire le tourbillon secondaire de la zone (1), contrairement aux autres modèles (y compris le modèle ASM) qui masquent l'effet de ce tourbillon.

Dans la zone (2), le coefficient de frottement, de signe négatif, présente un pic (pression minimale) qui correspond à la position centrale du tourbillon principal. Les modèles  $k - \epsilon$ , multi-échelles et ASM prédisent correctement la position et l'intensité de ce pic, alors que le modèle RSM donne une position



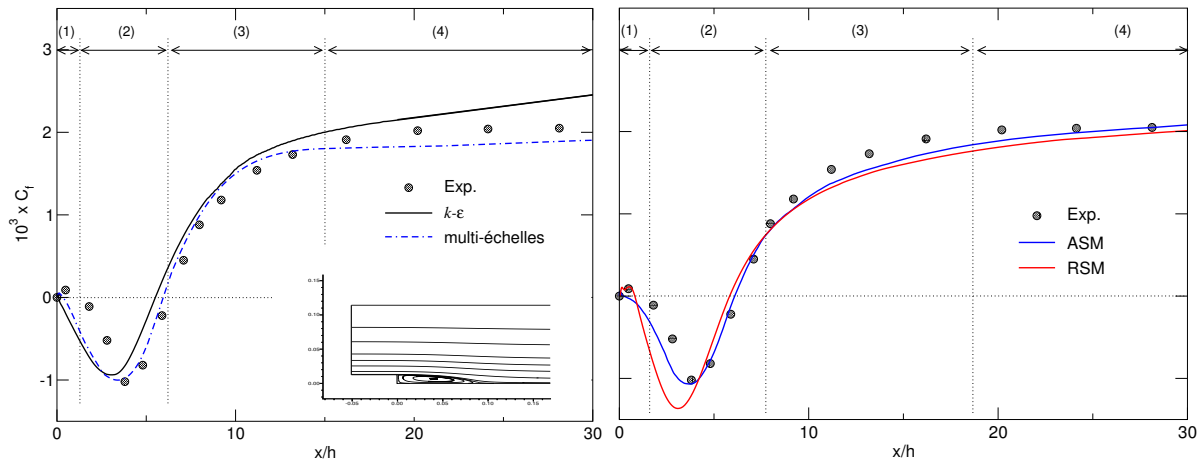


FIG. 2.3 – Coefficient de frottement pariétal en aval de la marche descendante.

légèrement décalée en amont avec une intensité plus forte.

La zone (3) est caractérisée par une augmentation importante du  $C_f$ , induite par la compression rapide de l'écoulement suite au recollement de la couche limite. Ce phénomène de compression débute à la fin de la zone (2) et demeure dans toute la zone (3). On remarque que la pente du coefficient de frottement est bien prédite par tous les modèles à l'exception du modèle  $k - \epsilon$  qui tend à la surestimer.

En ce qui concerne la zone (4) (retour à l'équilibre), on constate que les modèles multi-échelles, RSM et ASM retrouvent plus ou moins le bon niveau de frottement alors que le modèle  $k - \epsilon$  le surestime légèrement. Un des résultats remarquables est le comportement du modèle ASM qui se trouve très proche du modèle RSM dans les zones (3) et (4), avec une meilleure prédiction de l'intensité et de la position du tourbillon dans la zone (2).

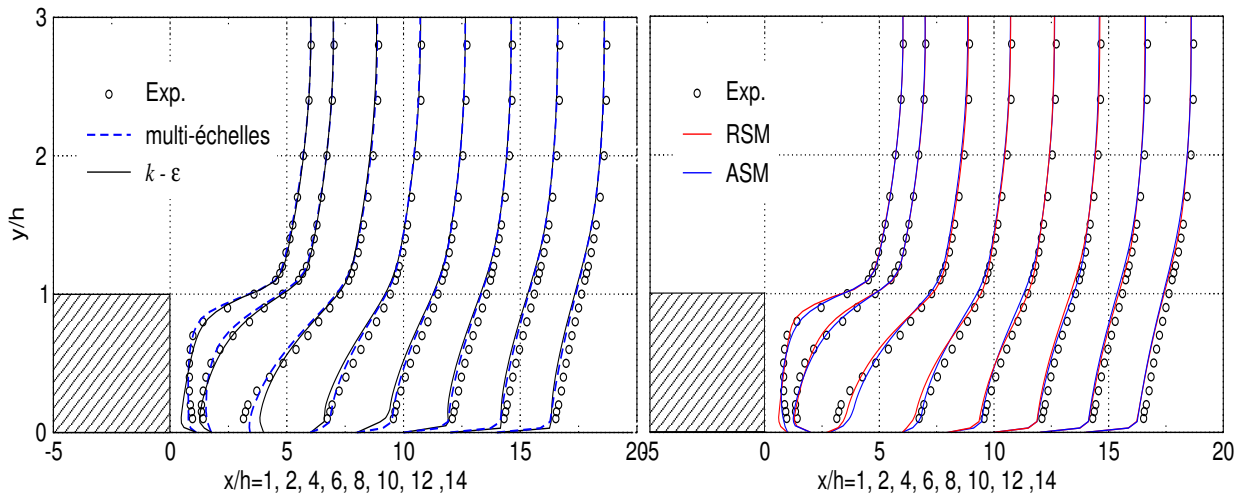


FIG. 2.4 – Profils de vitesse moyenne longitudinale adimensionnés  $U/U_0$ .

Les profils de vitesse moyenne longitudinale adimensionnés par la vitesse de référence  $U_0$  sont présentés sur les graphes de la figure 2.4. Globalement, hors de la zone de recirculation ( $y/h > 1$ ), tous les modèles fournissent des résultats similaires, très proches des résultats expérimentaux. De même, les différences observées ne sont que très faibles en aval du point de recollement (à partir de  $x/h > 10$ ). On remarque qu'au niveau de la paroi, le modèle ASM se comporte mieux que le modèle RSM surtout pour les premières stations situées dans la zone de recirculation. Ailleurs, les deux modèles donnent des résultats quasiment identiques.

La figure 2.4 présente aussi les résultats du modèle multi-échelles et du modèle  $k - \epsilon$ . La différence entre les deux modèles se situe principalement au niveau de la paroi dans la zone de recirculation, où l'écart par rapport à l'expérience est le plus visible. Le modèle multi-échelles améliore légèrement les résultats notamment à la troisième station de la zone de recirculation.

### 2.2.2 Tuyère transsonique 2D avec bosse à la paroi

Le deuxième cas test, présenté ici, est la tuyère transsonique 2D, appelée bosse de Délerly [20]. L'écoulement dans cette tuyère est caractérisé par la présence d'un choc suffisamment fort pour produire le décollement de la couche limite avec une zone de recirculation importante.

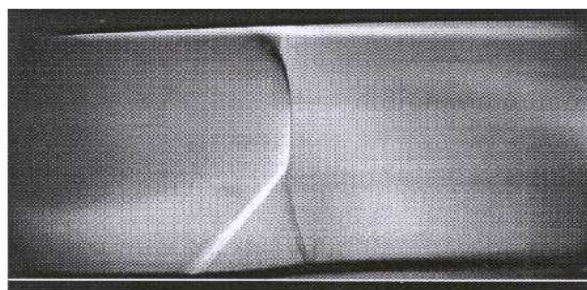
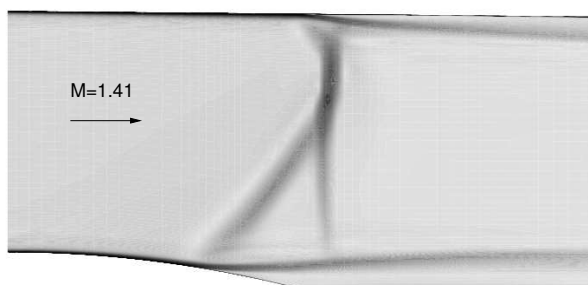


Photo ONERA



Calcul CORIA

FIG. 2.5 – Structure du choc en  $\lambda$ . Strioscopie expérimentale (en haut) et numérique (en bas).

( $x/h \simeq 27$ ) formant ainsi une zone de recirculation piégée entre la paroi inférieure de la tuyère et la couche de mélange isobare.

Les positions des points de décollement et de recollement ainsi que la taille de la bulle de recirculation, prédites par chaque modèle, sont comparées aux valeurs expérimentales correspondantes dans le tableau 2.2. La sous-estimation de la longueur de la zone décollée par le modèle  $k - \epsilon$  est ici clairement visible. Pour tous les modèles, les différences apparaissent surtout au niveau de la position du point

La pression et la température génératrices valent respectivement  $96000 Pa$  et  $300 K$ . Le nombre de Reynolds calculé à partir des conditions génératrices et ramené à la hauteur du canal (à l'entrée) vaut  $2.078 \times 10^6$ .

Sur les photos de la figure 2.5, on observe clairement la structure du choc en  $\lambda$ . En effet, les gradients de pression, associés aux effets de courbure de la paroi inférieure, sont suffisamment importants pour provoquer le décollement de la couche limite en un point  $x/h \simeq 22$  situé en aval du col de la tuyère (où  $h$  est l'épaisseur de la bosse, elle vaut  $12 mm$ ). La compression rapide associée au choc engendre un faisceau d'ondes convergentes qui se focalisent pour former un choc oblique (initié au point de décollement de la couche limite). L'écoulement supersonique au centre du canal est décéléré jusqu'à des conditions subsoniques au travers du choc quasi-normal. Suite au confinement de l'écoulement dans le canal, la couche limite recolle un peu plus loin

	Exp.	$k - \epsilon$	multi-échelles	ASM	RSM
$X^{décol.}$	22.08	22.40	22.2	22.01	22.1
$X^{recol.}$	27.08	25.36	25.93	26.39	26.53
recirculation	5	2.96	3.73	4.38	4.43

TAB. 2.2 – Positions des points de décollement et de recollement et taille de la bulle de recirculation (les résultats de ce tableau sont normalisés par l'épaisseur de la bosse,  $h$ ).

de recollement. En comparaison avec les modèles anisotropes, le modèle multi-échelles conduit à une zone de recirculation légèrement moins étendue. Les meilleurs résultats sont obtenus par les modèles ASM et RSM qui prédisent une taille de zone de recirculation relativement proche des données expérimentales.

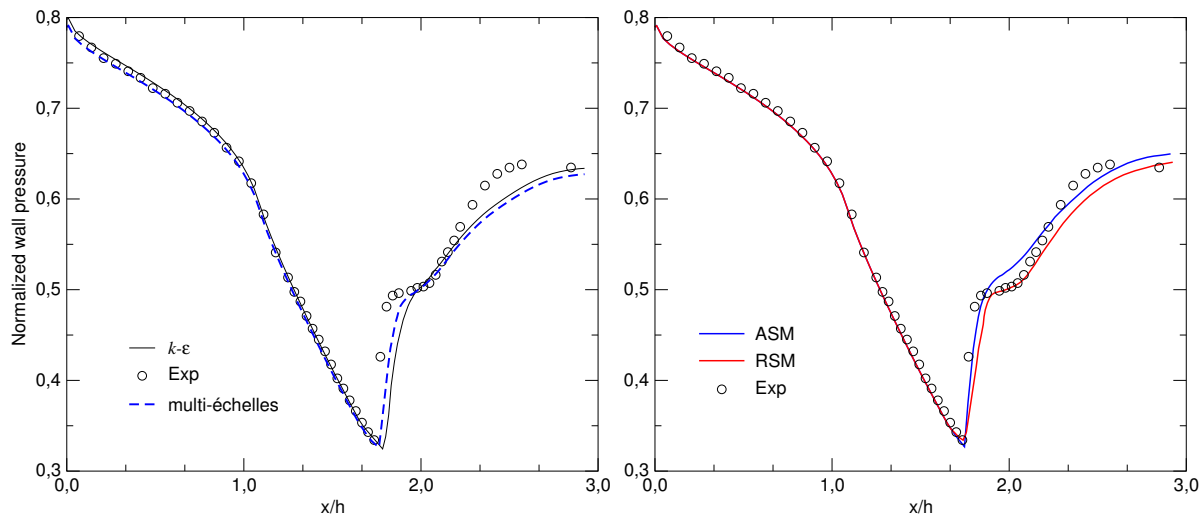


FIG. 2.6 – Pression pariétale le long de la paroi inférieure du canal.

Les courbes de pression sur la paroi inférieure, où la présence d'un plateau de pression caractérise le phénomène de décollement, sont présentés sur la figure 2.6. Sur ce dernier point, les modèles  $k - \epsilon$  et multi-échelles prédisent un plateau moins prononcé avec un bon niveau de pression en aval de l'interaction. La prédiction effectuée par le modèle RSM est nettement meilleure. Le modèle ASM prédit un niveau de plateau légèrement surestimé. On note pour le modèle ASM a une tendance à surestimer le niveau de pression en aval de l'interaction.

### 2.2.3 Ecoulement d'arrière-corps

A la suite de ces études, nous nous sommes intéressés au calcul d'une tuyère d'arrière-corps (voir figure 2.7), pour laquelle des mesures expérimentales sont disponibles [4].

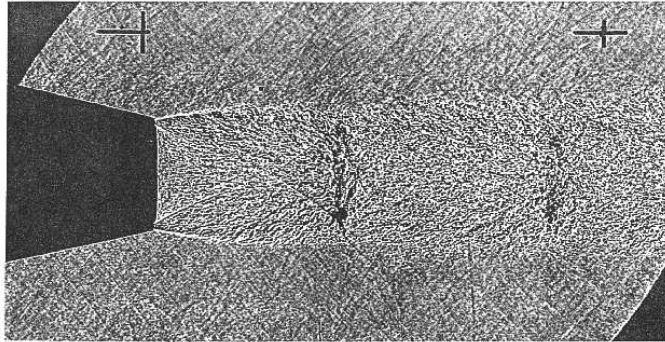


FIG. 2.7 – Visualisation par ombroscopie d'un écoulement d'arrière-corps. Photo ONERA [4].

La figure 2.8 montre les évolutions calculées et mesurées du coefficient de pression sur le rétreint. D'une manière générale, on remarque que les calculs issus des différents modèles de turbulence représentent correctement le comportement de l'écoulement dans ces régions. Néanmoins, à l'extrémité du rétreint, le modèle  $k - \epsilon$  montre une différence importante avec l'expérience. Ainsi, le coefficient de pression est surestimé d'environ 30 % par rapport à l'expérience. Les modèles multi-échelles, ASM et RSM permettent d'améliorer ces résultats en réduisant l'écart par rapport à l'expérience.

L'analyse des résultats des champs moyen et turbulent le long du jet supersonique (figures non présentées) confirme la nécessité d'utiliser des modèles anisotropes.

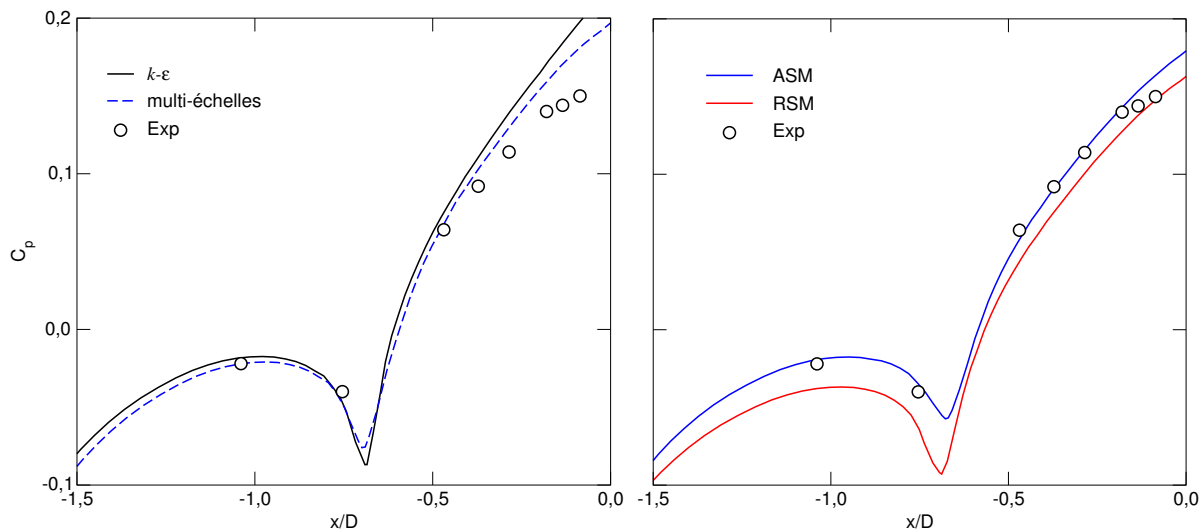


FIG. 2.8 – Coefficient de pression le long du rétreint de l'arrière-corps.

## 2.3 Récapitulatif

Cette étude nous a permis d'évaluer les performances de quelques modèles de turbulence ;  $k - \epsilon$ , multi-échelles, ASM, et RSM sur des configurations d'écoulements faisant apparaître, notamment, le décollement et le recollement de couche limite. L'étude comparative de ces modèles nous a permis de dégager les conclusions suivantes :

- De façon générale, les modèles anisotropes ASM et RSM sont les plus performants pour déterminer les écoulements décollés et fortement cisailés. En particulier, le modèle ASM donne de bons résultats concernant l'estimation de la longueur de recollement et de l'anisotropie de la turbulence (notamment dans le cas de la marche descendante). Il permet également de bien calculer l'écoulement moyen et turbulent dans le cas de la tuyère transsonique avec une qualité de précision souvent comparable à celle du modèle RSM. Ce dernier, bien qu'assez performant, souffre d'un manque de robustesse (surtout en présence de chocs) et de difficultés de mise en œuvre, ce qui rend difficile son utilisation dans le cadre des applications industrielles.
- Le modèle multi-échelles donne des résultats acceptables, souvent meilleurs que les résultats du modèle  $k - \epsilon$  (en particulier dans les zones de fort déséquilibre de la turbulence - point de recollement).
- Les modèles multi-échelles et ASM sont les plus faciles à mettre en œuvre pour traiter des écoulements décollés, car le traitement à la paroi se fait de manière relativement simple en utilisant une approche bi-couche.

En conclusion à cette étude, il est recommandé d'utilisation le modèle ASM ainsi que le modèle multi-échelles pour des applications industrielles en remplacement du modèle  $k - \epsilon$ . En plus, le faible sur-coût en temps de calcul (CPU) engendré par ces modèles (8% pour l'ASM et 30% pour le multi-échelles contre 700% pour le modèle RSM) rend plus attractif leur utilisation industrielle.

## Chapitre 3

# Simulations instationnaires d'écoulements turbulents

---

Cette étude concerne la simulation numérique des grandes structures (LES) pour des écoulements turbulents compressibles. L'objectif est de développer une procédure numérique pour la capture des phénomènes instationnaires au sein des écoulements complexes, qui peuvent inclure des gradients de pression importants tels que des ondes de choc. Les résultats présentés dans cette partie ont fait l'objet de la thèse de Laurent Blin [12] et ont été obtenus dans le cadre d'un financement d'Hispano-Suiza. Le travail a fait l'objet d'une publication dans une revue internationale et de plusieurs papiers dans des conférences.

- L. Blin, A. Hadjadj, L. Vervisch, Large eddy simulation of turbulent flows in reversing systems. *Journal of Turbulence*, Vol. 4, No. 1, pp. 1-19, 2003.
- L. Blin, A. Hadjadj, L. Vervisch, Testing numerical schemes for large eddy simulations of thrust-reversers, AIAA paper 99-0787, Reno Meeting 1999.

Cette activité de recherche se poursuit actuellement dans le cadre de la thèse de Samuel Dubos [24] avec un support financier du CNES. Quelques résultats relatifs aux écoulements supersoniques avec interaction onde de choc/couche limite, obtenus récemment dans le cadre de cette thèse, sont également présentés dans ce chapitre. Ces résultats sont en cours de rédaction pour publication.

---

### 3.1 Introduction

Les moyens de simulation numérique et l'arrivée de nouveaux algorithmes permettent aujourd'hui d'aborder des problèmes de mécanique des fluides de plus en plus complexes avec des détails de modélisation de plus en plus fins. La simulation numérique directe (DNS) permet de résoudre toutes les échelles de la turbulence et offre ainsi des informations sur l'ensemble des échelles spatiales et temporelles de l'écoulement. Bien que cette approche soit limitée à des nombres de Reynolds relativement modérés, elle a, néanmoins, permis des avancées déterminantes pour la compréhension des phénomènes physiques. C'est aussi un outil de première importance pour l'amélioration des modélisations nécessaires à l'approche RANS et, avec l'augmentation de la puissance des ordinateurs, le champ d'application de la DNS est appelé à croître.

Dans le même temps, le besoin d'informations concernant l'instationnarité de l'écoulement s'affirme de plus en plus pour les applications industrielles. Les besoins sont multiples. Par exemple, la connaissance des fluctuations de vitesse ou de pression pour l'aérodynamique ou de température pour la combustion

est primordiale. De même, les valeurs extrêmes des efforts sur les structures intéressent, en autres, les concepteurs de moteurs d'avion ou de fusée. Pour le moment, la DNS n'étant pas utilisable comme outil de conception, les recherches s'orientent soit vers des adaptations instationnaires des technologies issues des calculs RANS, comme les approches URANS ou les simulations hybrides RANS/LES, soit vers la simulation des grandes échelles (LES).

L'idée de base de la LES est de calculer explicitement les grandes structures de l'écoulement (gros tourbillons), de caractère non-universel, et de modéliser les petites échelles. On peut, en effet, s'attendre à ce que les petites échelles deviennent indépendantes des hétérogénéités de l'écoulement et des conditions aux limites et suivent un comportement quasi-universel pour qu'un modèle relativement simple puisse les représenter dans toutes les configurations envisagées.

L'application de la LES à la turbulence compressible est un point particulièrement délicat du fait du caractère multi-échelles des écoulements supersoniques turbulents. En général, ce problème fait apparaître trois échelles caractéristiques très différentes :  $\Delta_x$ ,  $\eta_{choc}$  et  $\eta_k$ , qui représentent respectivement le pas de discrétisation spatiale, l'épaisseur du choc et la plus petite échelle dynamiquement active du champ de vitesse. Dans le cas des simulations URANS ou LES, on considère que,  $\eta_{choc} \leq \eta_k \leq \Delta_x$ , autrement dit, ni la structure interne du choc ni les plus petites échelles du champ de vitesse ne sont résolues directement par le calcul. En conséquence, des schémas numériques adaptés doivent être employés pour garantir la stabilité de la simulation et des modèles de sous-maille doivent être utilisés pour prendre en compte les échelles de vitesse de taille inférieure au pas d'espace. On entend généralement par "traitement numérique adapté", l'usage de schémas de capture de choc.

En LES, le problème de la compétition entre la diffusion numérique (introduite par les schémas de capture de choc pour assurer la capture des discontinuités en garantissant la stabilité de la solution) et la dissipation physique introduite par le tenseur de sous-maille devient crucial car les schémas de capture de choc sont conçus pour limiter les fortes variations de la solution et de ce fait amortissent les fluctuations turbulentes. Ce point a fait l'objet de plusieurs investigations dans la littérature et l'un des objectifs de ce travail est de caractériser l'influence respective de ces deux dissipations. L'autre partie du travail, dont un aperçu est présenté dans ce manuscrit, est consacrée à l'application de la simulation des grandes échelles à l'étude des cas réalistes d'instabilités tridimensionnelles dans des couches de mélange (plane ou courbe) ou des écoulements de couche limite avec interaction choc/couche limite turbulente.

### 3.2 Choix de la procédure numérique et de la modélisation sous-maille

En général, bien que les contraintes imposées par la LES, en terme de nombre de degrés de liberté (nombres de points de maillage), soient bien moins importantes qu'en DNS (proportionnel au nombre de Reynolds à la puissance 3/2 pour les écoulements libres), la simulation des grandes structures fait face à plus de problèmes théoriques et numériques que la simulation directe. On peut citer, entre autres, la présence d'énergie à la coupure représentée par le maillage (et/ou le schéma numérique) qui impose une analyse de l'erreur numérique commise, le modèle de sous-maille qui nécessite un contrôle correct de la quantité d'énergie à transférer entre les petites et les grandes structures, ou encore les problèmes de commutation entre le filtre assurant la séparation d'échelles et les opérateurs de dérivation. Ce dernier point reste délicat en LES. Néanmoins, on pourra trouver dans les travaux de Ghosal [34, 35] et Vreman [89] des éléments de réflexion à ce sujet. En ce qui concerne les deux premiers points (précédemment cités), toutes les études menées jusqu'à présent sur la LES tentent à

montrer que modèle de sous-maille et méthode numérique sont intimement liés.

Dans ce travail, nous nous sommes particulièrement intéressés au problème de la dissipation numérique et du choix de modèle de sous-maille.

### 3.2.1 Méthodes numériques en LES compressible

Les études sur les erreurs en LES [34, 35, 56] ont démontré que les schémas numériques doivent être soigneusement choisis. Nous présentons ici quelques tests confirmant que les schémas numériques utilisés en RANS ne sont pas tous appropriés pour la LES.

#### - Choix du schéma pour les termes convectifs

D'une façon générale, les schémas de capture de choc sont les plus couramment utilisés en écoulements supersoniques avec onde de choc. Les tests classiques portent souvent sur des problèmes de type "tube à choc" ou des cas simples de transport de tourbillon dans un écoulement uniforme. Au-delà des comportements purement numériques (stabilité et monotonie) des modèles, les préoccupations actuelles en aérodynamique instationnaire portent sur la capacité de ces schémas à bien appréhender des écoulements turbulents complexes incluant des transferts importants de masse et de quantité de mouvement.

Dans un premier temps et afin de déterminer l'impact de la dissipation numérique, nous avons réalisé des simulations de turbulence homogène isotrope en utilisant les méthodes numériques disponibles dans la littérature pour les écoulements compressibles, i.e. des schémas TVD (Total Variation Diminishing) [93] ou WENO (Weighted Essentially Non Oscillatory) [51]. Pour la LES, la précision de la discrétisation des termes convectifs varie du second au cinquième ordre. Un schéma PADE compact d'ordre 6 est utilisé pour la DNS [61]. La discrétisation en temps est réalisée avec une méthode prédictor-correcteur d'ordre 2 ou une méthode Runge-Kutta d'ordre 3. Le but est de sélectionner un schéma offrant le plus grand potentiel pour la LES compressible.

La première conclusion de cette étude (dont les détails se trouvent dans la référence [13] jointe en annexe) a montré que le schéma WENO5 était un candidat potentiel pour la LES compressible. Cela nous a permis de calculer des écoulements cisailés libres sans onde de choc (essentiellement des couches de mélange) dans le cadre de la thèse de Laurent Blin [12].

Dans le cadre de la thèse de Samuel Dubos, nous avons poursuivi les études sur les schémas numériques. A travers un exemple d'écoulement supersonique ( $M=2.3$ ) le long d'une plaque plane (voir figure 3.1), nous avons remarqué que le schéma WENO5 (précédemment sélectionné) pouvait mettre à défaut la précision des calculs LES, notamment à cause d'une sous-estimation du frottement pariétal (dépassant parfois les 20 %) et d'une surestimation du pic de la fluctuation de vitesse longitudinal. Ce problème a également été constaté par d'autres chercheurs [84] et est attribué aux effets de la dissipation intrinsèque des schémas numériques décentrés.

Même si récemment Pirozzoli *et al.* [76] ont montré qu'un schéma WENO7 permettait de simuler avec de très bon résultats une couche limite turbulente supersonique sur un maillage DNS présentant plus de trente millions de points, le schéma WENO5, utilisé dans cette étude, n'échappe pas à la contrainte liée à la dissipation lorsque l'on cherche à l'utiliser sur un maillage LES.

Le problème qui se pose est alors de trouver une solution permettant de réduire la dissipation numérique du schéma WENO5 tout en conservant l'avantage de sa robustesse. Pour ce faire, nous avons choisi



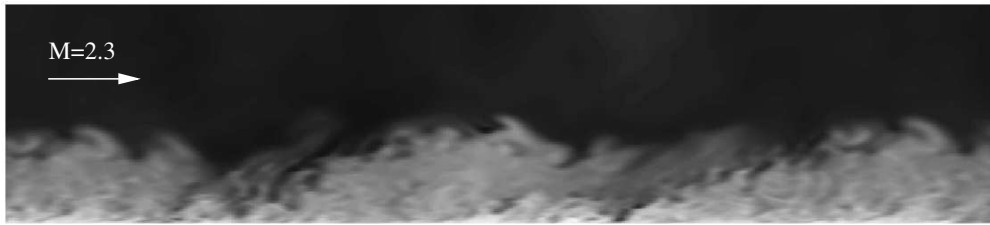


FIG. 3.1 – Simulation LES d'une couche limite turbulente supersonique. Champ instantané de masse volumique.

d'utiliser une méthode proposée par Garnier [31] combinant le schéma WENO5 avec un schéma centré d'ordre 4 dont le caractère peu dissipatif a été préalablement démontré sur le cas de turbulence homogène isotrope.

L'idée est d'utiliser localement le schéma centré d'ordre 4 lorsque les propriétés de l'écoulement ne peuvent pas générer d'instabilités numériques (typiquement en l'absence de gradients), c'est-à-dire aux endroits où l'emploi du schéma WENO n'est pas justifié. Ainsi, il convient d'avoir recours à un critère permettant de déterminer les zones où il est possible d'employer le schéma centré sans pour autant dégrader la stabilité du code de calcul. Le senseur de Ducros [25] paraît très bien adapté pour sélectionner le schéma numérique à utiliser. Ce senseur est défini comme suit :

$$\Phi = \frac{(\text{div}(\vec{u}))^2}{(\text{rot}(\vec{u}))^2 + (\text{div}(\vec{u}))^2}$$

Son calcul renvoie une valeur bornée entre 0 et 1, d'autant plus importante que les effets de gradients dominent ( $\text{div}(\vec{u})$  grand) et d'autant plus faible dans les zones pleinement turbulentes ( $\text{rot}(\vec{u})$  grand).

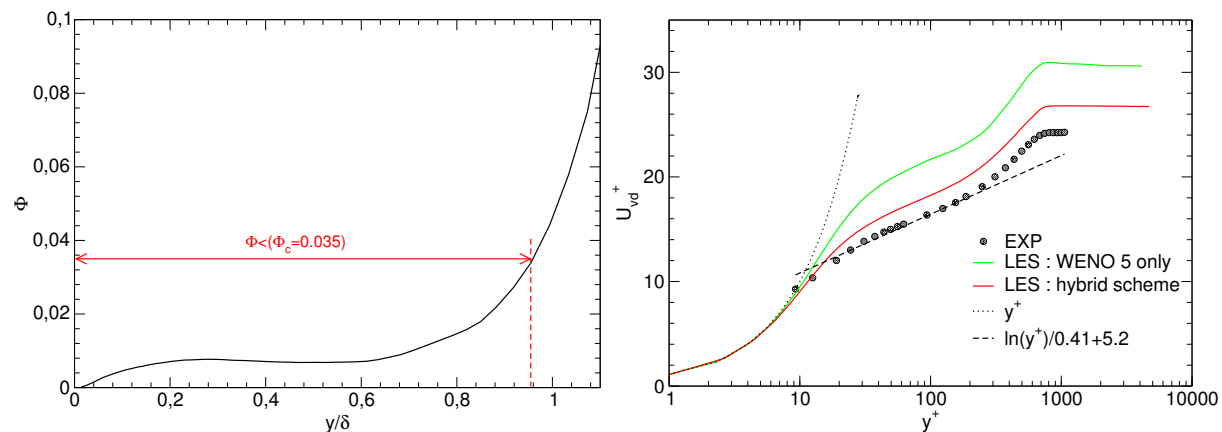


FIG. 3.2 – Valeur moyennée du senseur de Ducros en fonction de l'épaisseur de couche limite normalisée (à gauche) et influence du traitement numérique des termes convectifs sur le profil de vitesse longitudinale (à droite).

La valeur seuil du senseur  $\Phi_c$  en-deçà de laquelle le schéma centré d'ordre 4 est utilisé est fixée à 0.035. Au-delà, nous avons constaté que des problèmes de stabilité pouvaient apparaître. Des statistiques

effectuées sur  $\Phi$  montrent que le schéma centré est employé très majoritairement à l'intérieur de la couche limite puisque  $\bar{\Phi} < \Phi_c$  pour  $y/\delta < 0.96$  (voir figure 3.2).

La différence entre les performances respectives du WENO5 et du schéma hybride est très visible sur le profil de vitesse longitudinale normalisée  $U_{vd}^+$  (avec  $U_{vd}^+ = \int_0^{U^+} \sqrt{\rho/\rho_p} dU^+(y^+) = \ln(y^+)/\kappa + C$ ) du fait de la forte sous-estimation d'environ 20% de la vitesse de frottement  $U_\tau$  par le WENO5 (voir figure 3.2). En effet, la combinaison de ce dernier avec un schéma centré d'ordre 4 permet de réduire cette sous-estimation à moins de 10%, ce qui est un niveau de précision classique et en accord avec la littérature pour les LES compressibles [82].

### - Choix du schéma pour les termes diffusifs

Afin d'examiner l'influence de la discrétisation des termes diffusifs sur le terme de sous-maille, nous avons réalisé des tests *a priori* en utilisant les données issues de la DNS d'une THI ( $129^3$ ), préalablement filtrées sur un maillage deux fois moins dense pour une utilisation LES. Les différents schémas utilisés pour calculer les termes diffusifs (centré second et quatrième ordre, PADE sixième ordre) sont ensuite appliqués aux données de la DNS pour déterminer le terme de sous-maille ( $\partial\tau_{ij}/\partial x_j$ ) apparaissant dans les équations de Navier-Stokes filtrées. Pour ces tests *a priori*, nous avons utilisé le modèle de sous-maille dynamique de Germano *et al.* [33].

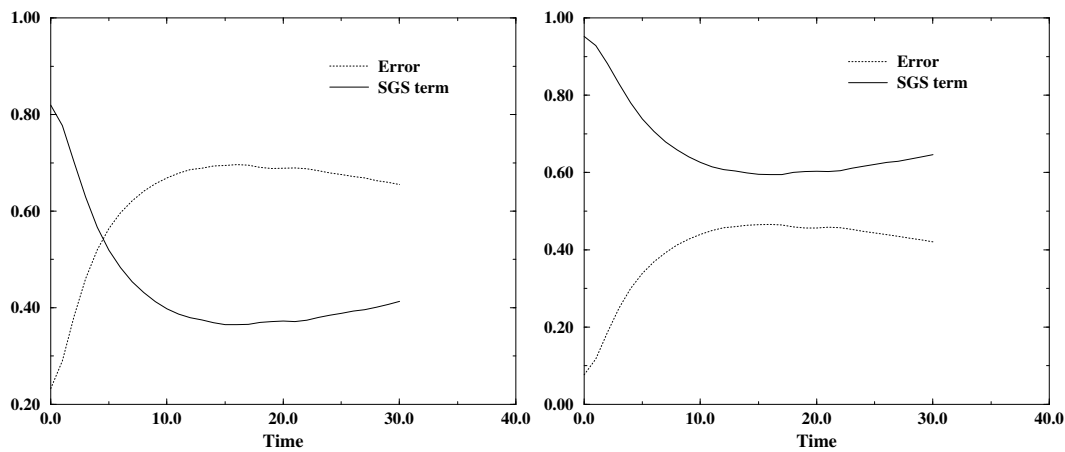


FIG. 3.3 – Tests *a priori* sur un écoulement 3D d'une Turbulence Homogène Isotrope avec un nombre de Reynolds turbulent initial  $Re_\lambda \approx 70$  (basé sur l'échelle intégrale). Schéma centré second ordre (à gauche) et schéma centré quatrième ordre (à droite).

A titre d'exemple, il est possible d'évaluer l'erreur de troncature, pour la première composante du tenseur de sous-maille en utilisant comme référence le terme de sous-maille calculé avec le schéma PADE, de la façon suivante:

$$E_1 = (\partial\tau_{11}/\partial x_1) - (\partial\tau_{11}/\partial x_1)|_{pade}$$

En comparant l'erreur de troncature  $\langle E_1 \rangle$  et le terme de sous-maille  $\langle |(\partial\tau_{11}/\partial x_1)| \rangle$ , moyennés suivant les directions homogènes de l'écoulement, on s'aperçoit qu'une solution du second ordre n'est

pas compatible avec la LES et qu'en revanche un schéma plus précis donne des résultats tout à fait acceptables car l'erreur de troncature, induite par la discrétisation numérique du quatrième ordre, reste inférieure par rapport à la contribution sous-maille (voir figure 3.3). Ce résultat est corroboré par l'évolution temporelle du coefficient dynamique  $C_s$  (voir figure 3.4) qui montre un bon accord entre le schéma du quatrième ordre et le schéma PADE.

Ces tests nous ont permis de retenir le schéma centré du quatrième ordre pour l'évaluation des termes diffusifs des équations de Navier-Stokes filtrées.

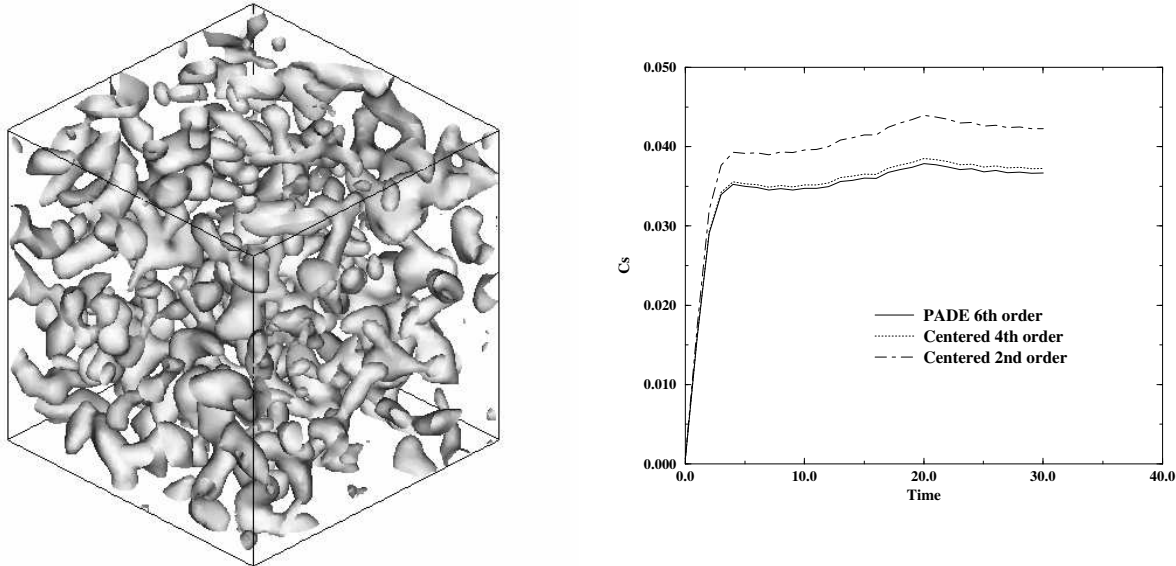


FIG. 3.4 – THI 3D - Tests a priori - champ iso-vorticité (à gauche) et évolution temporelle du coefficient dynamique  $C_s$  (à droite).

### 3.2.2 Stratégie de modélisation sous-maille

En LES, le filtrage des équations de Navier-Stokes induit nécessairement une réduction de la complexité de la solution (nombre de degrés de liberté) en espace et en temps et donc une perte d'information liée aux petites échelles. Les termes de fluctuations associées,  $\phi'$ , ne peuvent être calculés directement et sont donc regroupés dans les termes de sous-maille qu'il convient d'exprimer en fonction de l'information contenue dans les échelles résolues. Plusieurs modèles de fermeture pour le tenseur des contraintes de sous-maille,  $\tau_{ij}$ , et le flux de chaleur de sous-maille,  $q_i$ , sont proposés dans la littérature.

La fermeture de sous-maille la plus couramment utilisée en LES consiste à écrire une relation linéaire entre la partie anisotrope du tenseur des contraintes de sous-maille  $\tau_{ij}$  et le tenseur de déformation des échelles résolues  $\widetilde{S}_{ij}$ . Cela se traduit par la relation suivante :

$$\tau_{ij} = -2 C_s \bar{\rho} \Delta^2 |\widetilde{S}| (\widetilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \widetilde{S}_{kk} \delta_{ij}) + \frac{2}{3} C_I \bar{\rho} \Delta^2 |\widetilde{S}|^2 \delta_{ij} \quad (3.1)$$

où  $\Delta$  est la taille du filtre (souvent directement liée à la taille de la maille de calcul). Pour l'équation d'énergie, la totalité des auteurs supposent que le transfert d'énergie des échelles résolues vers les

échelles de sous-maille est proportionnel au gradient de température résolue. Le coefficient de proportionnalité est la conductivité sous-maille  $\lambda_t$ . Il est relié à la viscosité de sous-maille par la relation :

$$\lambda_t = \frac{\mu_t C_p}{Pr_t} \quad (3.2)$$

où  $\mu_t = \bar{\rho} C_s \Delta^2 |\tilde{S}|$  est la viscosité turbulente de sous-maille et  $Pr_t$  est le nombre de Prandtl turbulent de sous-maille supposé constant et égal à 0.9 dans cette étude.  $C_s$  et  $C_I$  sont deux paramètres du modèle qui peuvent être fixés ( $C_s \approx 0.1$  d'après Smagorinsky [80] et  $C_I \approx 0.005$  d'après Moin *et al.* [65]), ou calculés dynamiquement à partir des échelles résolues. Dans cette étude, nous avons retenu la seconde approche faisant appel à une procédure dynamique.

### - Approche dynamique

L'objectif de l'approche dynamique est de tirer profit de la connaissance des échelles résolues pour modéliser les phénomènes dissipatifs s'organisant dans la sous-maille et donc inconnus. Le principe de base est relativement simple. Il fait intervenir une deuxième coupure du spectre, dans la partie résolue, à un niveau "test". Il est alors possible de calculer explicitement le flux d'énergie au niveau "test" et d'en déduire les coefficients dynamiques  $C_s$  et  $C_I$  permettant d'évacuer ce flux au niveau de la sous-maille.

Les coefficients du modèle sont calculés en fonction des variables instantanées de l'écoulement, d'où une certaine universalité des modèles dynamiques. Ils ne nécessitent, en effet, plus d'ajustements pour des situations d'écoulements différents. Notons également que, pour les modèles dynamiques les plus complets (tel que celui choisi dans cette étude), les coefficients dépendent non seulement du temps, mais également de l'espace; c'est-à-dire qu'au sein d'un même écoulement, à un instant donné, les coefficients dynamiques vont varier en fonction des variables locales de l'écoulement. Le modèle prend en compte l'aspect instationnaire de l'écoulement, mais aussi la diversité des situations rencontrées au sein d'un même écoulement. Cette propriété est particulièrement intéressante pour des écoulements non homogènes, qui constituent la majeure partie des écoulements complexes.

Dans cette étude, nous avons retenu la méthode proposée par Meneveau qui consiste à réduire l'erreur sur le calcul des coefficients  $C_s$  et  $C_I$  en utilisant une approche lagrangienne. Les détails de ce modèle se trouvent dans les travaux originaux de Meneveau *et al.* [64].

Ainsi, le modèle retenu dans cette étude a été intégré dans un code de calcul tridimensionnel utilisant un schéma WENO d'ordre 5 (et récemment un schéma hybride) pour la partie convective et un schéma centré d'ordre 4 pour la partie diffusive. L'avancement en temps est effectué avec un schéma explicite Runge-Kutta TVD d'ordre 3. Le code a été écrit en coordonnées généralisées avant d'être parallélisé (via la bibliothèque MPI) et porté sur les super-calculateurs du CRIHAN<sup>1</sup> et de l'IDRIS<sup>2</sup> pour des calculs intensifs.

1. Centre de Ressources Informatiques de HAute Normandie, Rouen.

2. Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique, Paris.

### 3.3 Quelques exemples d'application

Nous présentons dans cette partie quelques exemples d'application illustrant la capacité de la LES à prédire des écoulements turbulents cisailés, aussi bien en terme de grandeurs moyennes que de quantités fluctuantes.

#### 3.3.1 Écoulements cisailés libres : couches de mélange

La couche de mélange plane turbulente a suscité de nombreuses études expérimentales et numériques et continue d'être un sujet important d'investigation et de recherche. La formation de la couche de mélange est due à la confluence de deux écoulements parallèles issus de conditions génératrices différentes, séparés par une plaque plane (voir figure 3.5). Cette couche est dominée par des structures tourbillonnaires de grande échelle, ce qui rend ce cas test très attractif pour l'évaluation des méthodes LES.

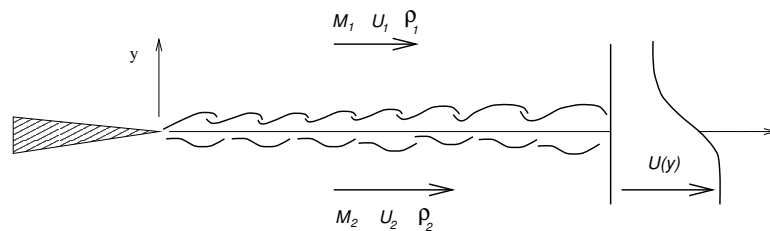


FIG. 3.5 – Représentation schématique d'une couche de mélange.

Nous nous intéressons ici à la couche de mélange compressible étudiée expérimentalement par Goebel et Dutton [37] dont le nombre de Mach convectif est  $M_c = 0.46$  et le nombre de Reynolds unitaire est  $Re = 12.10^6 m^{-1}$ .

Afin de s'affranchir des problèmes de conditions aux limites, nous avons réalisé une simulation temporelle de cette couche de mélange. Cette méthode consiste à se placer dans un repère lié aux grosses structures convectées avec une vitesse uniforme vers l'aval. On peut alors décrire l'évolution temporelle des instabilités. Cette technique a pour avantage de pouvoir décrire finement les structures de la couche de mélange, car il est possible de concentrer un nombre important de nœuds de maillage dans une zone relativement restreinte de l'écoulement. De plus, le traitement des conditions aux limites est relativement simple puisqu'on utilise des conditions périodiques dans la direction de l'écoulement.

Le maillage est choisi de sorte à respecter les exigences de la LES. En effet, l'échelle de longueur minimum que l'on peut résoudre numériquement est liée à la taille des mailles. Le principe de la LES étant de simuler directement les grosses structures de l'écoulement, la taille maximum des mailles doit nécessairement être inférieure à l'échelle intégrale  $\Lambda = k^{3/2}/\varepsilon$  (estimée à partir d'un calcul RANS). Une taille de maille "correcte" pour la LES se situe donc entre l'échelle intégrale et l'échelle de Taylor  $\lambda_t = (15\nu k/\varepsilon)^{1/2}$  puisque celle-ci est caractéristique des petites structures de l'écoulement proches de la taille des structures dissipatives. Il paraît donc légitime de placer la coupure entre la partie simulée et la partie modélisée de l'écoulement à ce niveau. On constate sur la figure 3.6 que la taille des mailles dans les deux directions homogènes  $x$  et  $z$  est de l'ordre de la micro-échelle de Taylor. Dans la direction transversale  $y$ , la taille de la plus petite maille est largement inférieure à cette échelle. On peut donc considérer que le maillage utilisé est suffisant.

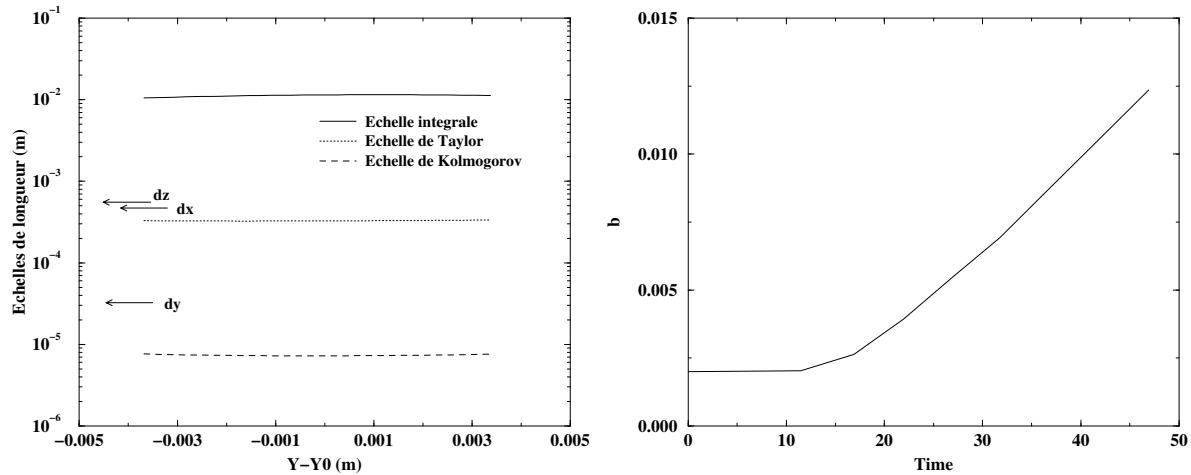


FIG. 3.6 – Comparaison de la taille des mailles avec les échelles de longueurs obtenues en utilisant un modèle  $k - \varepsilon$  (à gauche). Evolution de l'épaisseur de la couche de mélange (à droite).

La simulation est réalisée sur un maillage cartésien uniforme dans les directions  $x$  et  $z$  et resserré au centre dans la direction  $y$  avec au total 1.5 millions de points. Les conditions aux limites sont périodiques suivant les directions  $x$  et  $z$ . Les frontières supérieures et inférieures du domaine sont des plans de symétrie (conditions de glissement). L'initialisation est effectuée à l'aide d'une loi en tangente hyperbolique pour la vitesse moyenne. Afin de perturber les profils moyens, un bruit blanc d'amplitude 2%, pondéré par une gaussienne a été ajouté aux trois composantes de la vitesse.

### - Champ moyen

L'évolution de l'épaisseur de la couche de mélange est présentée sur la figure 3.6. L'épaisseur  $b$  est la distance entre les points où  $U = U_1 - 0.1\Delta U$  et  $U = U_2 + 0.1\Delta U$  (avec  $\Delta U = U_1 - U_2$ ). On peut constater que le comportement dans la zone de turbulence développée ( $t > 20$ )<sup>3</sup> est bien linéaire. La zone de similitude est atteinte à  $t \approx 30$  pour les vitesses moyennes (voir figure 3.7) et pour les contraintes de Reynolds. Les profils de similitude pour les contraintes de Reynolds sont présentés sur la figure 3.7. On peut noter que le profil de similitude pour la vitesse moyenne est en très bon accord avec l'expérience. Pour la contrainte de Reynolds longitudinale normalisée  $\sigma_u/\Delta U$ , le pic  $(\sigma_u/\Delta U)_{max} = 0.17$  donné par l'expérience est bien prédit par le calcul. Par contre, l'expérience donne  $(\sigma_v/\Delta U)_{max} = 0.099$  et  $(-\overline{u'v'}/\Delta U^2)_{max} = 0.0086$ , valeurs légèrement surestimées par le calcul.

Bien que l'objectif de cette simulation ne soit pas d'étudier les effets de compressibilité, il est vérifié (expérimentalement et numériquement) que le taux d'évasement décroît quand le nombre de Mach convectif augmente. Cette diminution semble s'accompagner pour la majorité des investigateurs d'une diminution des fluctuations turbulentes. Certains auteurs, comme par exemple Elliott et Samimy [28],

Barre *et al.* [6] et Debisschopp [19] trouvent qu'à la fois  $\sqrt{\overline{u'^2}}/\Delta U$  et  $\sqrt{\overline{v'^2}}/\Delta U$  diminuent quand  $M_c$  augmente. Ils prévoient donc une quasi-constance de l'anisotropie, définie par l'intermédiaire du rapport  $\sigma_u/\sigma_v$  où  $\sigma_u = \sqrt{\overline{u'^2}}$  et  $\sigma_v = \sqrt{\overline{v'^2}}$ . Globalement, les résultats LES prédisent un taux d'anisotropie

3. Le temps est adimensionné par  $t_{ad} = (U_1 - U_2)/\delta_i$  où  $\delta_i$  est l'épaisseur de vorticité initiale.

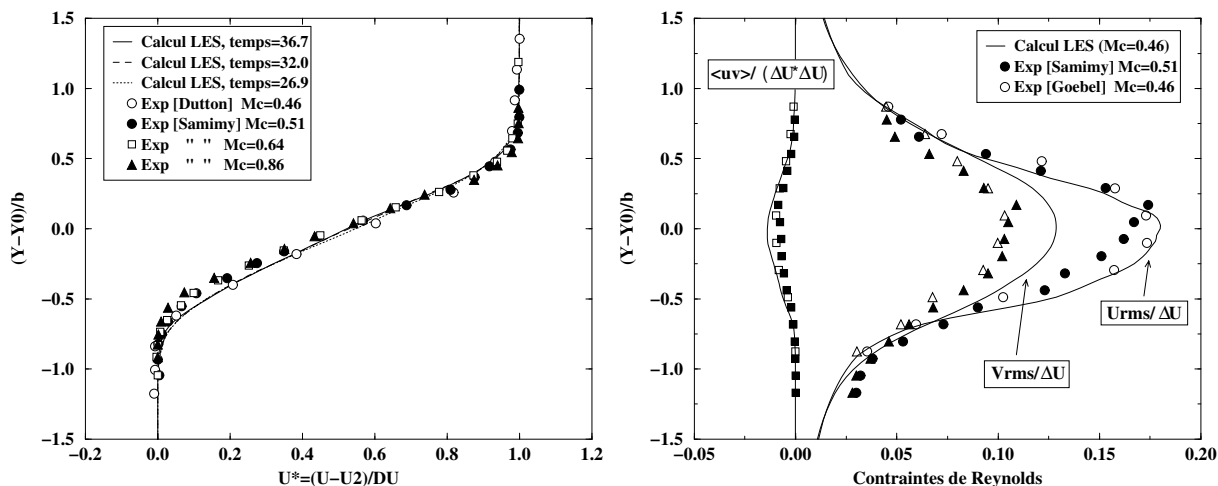


FIG. 3.7 – Profils de similitude pour la vitesse moyenne longitudinale normalisée (à gauche) et pour les contraintes de Reynolds normalisées (à droite).

assez proche de celui prédit par les mesures (voir figure 3.8). On peut, néanmoins, noter une légère sous-estimation du niveau maximum d'anisotropie par la LES qui est une conséquence directe de la surestimation déjà observée sur le pic de la contrainte  $\sigma_v/\Delta U$  (figure 3.7). Le tracé du rapport

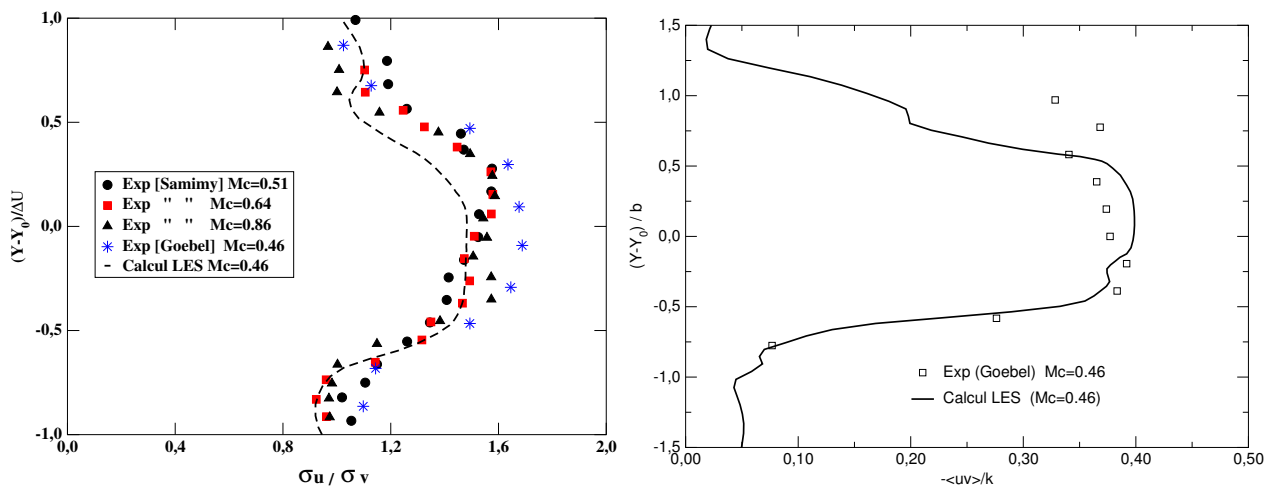


FIG. 3.8 – Anisotropie du tenseur de Reynolds définie par l'intermédiaire du terme  $\sigma_u/\sigma_v$  (avec  $\sigma_u = \sqrt{u'^2}$  et  $\sigma_v = \sqrt{v'^2}$ ) et du paramètre de structure  $-\overline{u'v'}/k$ .

$-\overline{u'v'}/k$  (appelé paramètre de structure) est présenté sur la figure 3.8. En RANS, en supposant que la production est égale à la dissipation (hypothèse de Bradshaw) avec  $\mu_t = \rho C_\mu k^2/\varepsilon$ , on obtient  $-\overline{u'v'}/k = \sqrt{C_\mu}$ . Un bon accord calcul LES/expérience est observé. Les valeurs de  $C_\mu$  trouvées au centre de la couche de mélange sont proches du coefficient habituellement utilisé dans les modèles de turbulence en un point ( $C_\mu = 0.09$ ).

### - Champ instantané

L'analyse du champ instantané de la couche de mélange est riche d'information. Il permet, par exemple, de comprendre la formation et l'organisation de l'écoulement tourbillonnaire. La représentation de l'écoulement en iso-surface de basse pression permet de mieux caractériser les zones de forte activité tourbillonnaire et d'identifier ainsi les structures cohérentes.

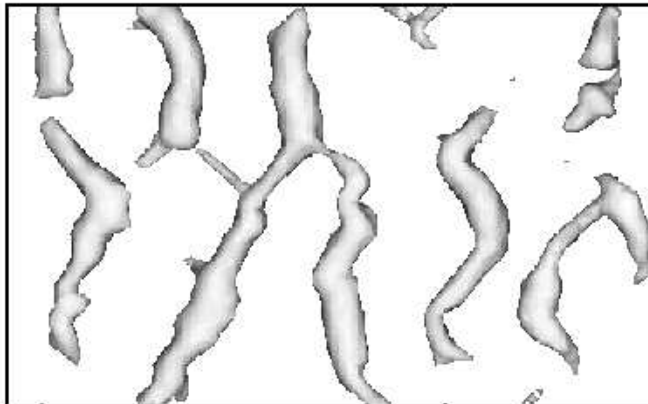


FIG. 3.9 – *Oscillation en opposition de phase des rouleaux longitudinaux et début d'appariement tourbillonnaire. Vue de dessus du champ de basse pression.*

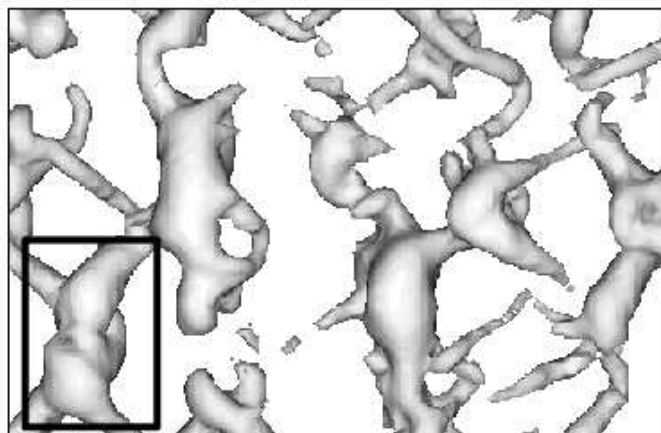


FIG. 3.10 – *Appariement hélicoïdal des tourbillons longitudinaux et formation de structure en "treillis de tourbillons". Vue de dessus du champ de basse pression.*

Au début de la simulation, l'écoulement est parfaitement bidimensionnel et la couche de mélange est organisée sous forme de rouleaux tourbillonnaires créés par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Au fur et à mesure que l'écoulement évolue, la couche de mélange se développe et de nouvelles structures apparaissent. Ainsi, les rouleaux longitudinaux oscillent le long de leur envergure, en opposition de phase, et se reconnectent par appariement hélicoïdal. Ce phénomène est visible sur les figures 3.9 et 3.10. On voit aussi sur la figure 3.10 que des tourbillons secondaires longitudinaux sont étirés dans toutes les directions. L'écoulement devient très tridimensionnel et fortement turbulent.



### - Couche de mélange courbe

Avant d'effectuer des calculs sur des configurations complexes (inverseur de poussée), nous avons jugé utile de tester d'abord les capacités prédictives du code LES sur la couche de mélange fortement courbée de Castro et Bradshaw [16].

L'écoulement consiste en un jet plan venant impacter sur une paroi perpendiculaire. Les résultats expérimentaux mettent en évidence l'effet de la courbure sur le taux d'ouverture de la couche de mélange (réduction du taux d'ouverture par rapport à une couche de mélange plane). D'autre part, la courbure a un effet stabilisant (le niveau de turbulence diminue dans la couche de mélange). En aval de la région courbée, la couche de mélange retourne asymptotiquement à un état de couche de mélange plane classique (le taux d'ouverture retrouve une valeur légèrement supérieure à celle d'une couche de mélange plane). Le résultat le plus surprenant des mesures de Castro et Bradshaw est que ce retour ne soit pas monotone : après avoir diminué sous l'effet stabilisant de la courbure, les quantités turbulentes augmentent rapidement et dépassent les valeurs obtenues dans la couche de mélange plane. Les auteurs ont vérifié que ce dépassement n'était pas dû à des instationnarités à basse fréquence (battement) de la couche de mélange.

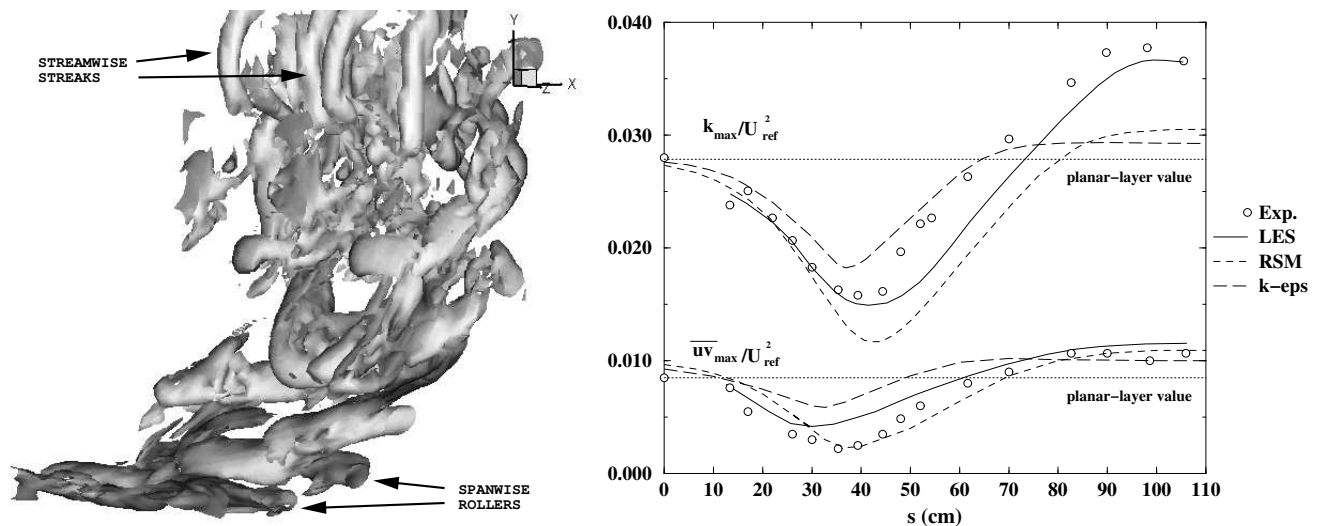


FIG. 3.11 – Couche de mélange courbe - Iso-vorticité (à gauche). Valeurs maximales de l'énergie cinétique turbulente et du cisaillement turbulent en fonction de l'abscisse curviligne  $s$  (à droite).

Dans le cadre de la thèse de L. Blin [12], des calculs LES 3D ont été réalisés sur cette couche de mélange courbe afin d'appréhender les caractéristiques spatio-temporelles de cet écoulement. Les détails de ces calculs se trouvent dans la référence [14] jointe en annexe. Par souci de concision, nous ne présentons ici que les résultats les plus marquants de cette étude.

La figure 3.11 (à droite) présente l'évolution du maximum des quantités turbulentes (énergie cinétique et cisaillement turbulent) le long de la couche de mélange. A titre comparatif, nous avons reporté sur cette même figure les niveaux de turbulence relatifs à une couche de mélange plane dans les mêmes conditions [15] ainsi que les calculs RANS (modèle  $k-\epsilon$  et modèle RSM) effectués par Gibson et Rodi [36]. On remarque que la LES permet non seulement de reproduire l'amortissement de la turbulence dans la région de forte courbure ( $10 < s < 70$ ), mais également de retrouver, en accord avec

l'expérience, l'amplification du niveau énergétique dans la zone de relaxation ( $s > 70$  cm) en aval de la courbure.

L'analyse du champ instantané de vorticité (figure 3.11) a permis d'identifier les structures cohérentes présentes dans l'écoulement. En entrée du domaine de calcul et avant le coude, l'écoulement est essentiellement organisé sous la forme de rouleaux tourbillonnaires suivant la direction  $x_3$ . Ensuite, à cause de la courbure, ces rouleaux sont étirés dans la direction de l'écoulement et les effets tridimensionnels deviennent de plus en plus importants. Après le coude, on note la formation de nouveaux filaments de vorticité dans la direction verticale. Ces structures sont la conséquence directe de l'étirement des rouleaux de tourbillons dans le sens de l'écoulement. Pour la même longueur de zone de mélange (même distance par rapport à la plaque de séparation), ces filaments de vorticité ne sont pas présents dans l'écoulement de couche de mélange plane et sont donc fortement liés à la courbure (déformation des structures sous l'effet de la courbure). De plus, après la courbure, l'écoulement a un caractère tridimensionnel plus marqué que dans la couche de mélange plane. Ces deux constatations peuvent expliquer la forte augmentation de la turbulence en aval de la courbure (voir figure 3.11).

### - Inverseur de poussée

Une configuration simplifiée d'inverseur de poussée à porte a été ensuite étudiée numériquement par simulations RANS et LES. Les calculs ont été comparés à des mesures expérimentales par Anémométrie Doppler Laser (ADL) réalisées sur cette configuration. Les détails de ces calculs se trouvent dans les références [12, 14].

Un des résultats marquants de cette étude est qu'en plus des instabilités naturelles de la couche de mélange, correspondant au défilement tourbillonnaire de Kelvin-Helmholtz, les calculs LES ont mis en évidence un battement latéral à basse fréquence ( $f_2 \simeq 594$  Hz) de la couche de mélange issue du bord de déviation. La zone où ce battement est le plus important correspond à la région où se produit un appariement tourbillonnaire entre deux rouleaux de tourbillons successifs. Ce battement a pour effet d'augmenter les fluctuations de vitesse. Ainsi, lorsque le battement latéral devient important, la fluctuation transversale devient supérieure à la fluctuation longitudinale, contrairement aux résultats classiques d'une couche de mélange plane. Cette tendance, observée expérimentalement, est bien reproduite par les calculs LES.

Les calculs RANS effectués avec des modèles à deux équations de transport (basés essentiellement sur du  $k - \epsilon$ ) obtiennent, sur ce type de configuration, des résultats globalement mauvais (même avec des méthodes avancées comme l'ASM). La distribution de pression le long des parois et parfois les profils de vitesses moyennes sont correctement prédits, mais les statistiques d'ordre 2 sont toujours mal représentées. D'après nos résultats, la principale cause de ces erreurs réside dans le fait que les instationnarités à grande échelle ne sont pas prise en compte par les approches RANS. De plus, les calculs RANS n'ont pas démontré leur capacité à prédire les effets de courbure.

La LES s'avère ainsi indispensable pour caractériser en détail l'écoulement dans un organe de propulsion et reproduire correctement les résultats expérimentaux.

### 3.3.2 Ecoulements pariétaux

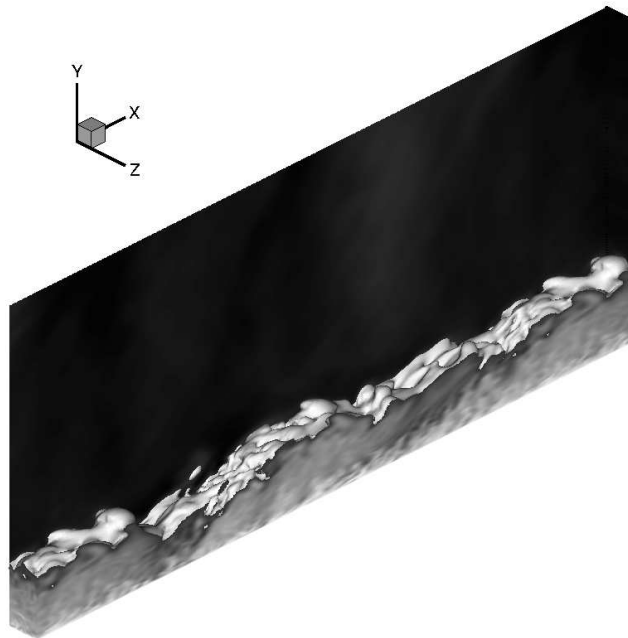
Cette partie relate l'état d'avancement des travaux effectués au laboratoire dans le cadre de la thèse de Samuel Dubos concernant la simulation des grandes structures en écoulement supersonique décollé. Les problèmes rencontrés dans le domaine de la propulsion spatiale, notamment la nature instable du décollement de jet et des charges latérales dans les tuyères surdétendues, justifient pleinement les investigations en cours consistant, dans un premier temps, à simuler le comportement d'une couche limite turbulente supersonique et son interaction avec une onde de choc.

Les simulations effectuées sont tridimensionnelles et instationnaires utilisant le solveur LES (précédemment décrit) dans lequel nous avons intégré de nouvelles conditions aux limites (conditions de non-réflexion [78]) en plus du schéma mixte pour décrire la partie convective des équations de Navier-Stokes compressibles filtrées (au sens de Favre). Parallèlement, une méthode de génération de conditions d'entrée turbulente existante [63, 81, 84] a été modifiée (afin de l'adapter aux simulations compressibles) et intégrée dans le code de calcul. Grâce à cette méthode, l'écoulement peut produire ses propres conditions d'entrée à partir d'un processus de renormalisation d'un profil de vitesse situé à une station proche de la sortie du domaine de calcul. Cela suppose la connaissance, au plan d'entrée, de la valeur de la vitesse de frottement  $u_\tau = \tau_p^{1/2}$ , où  $\tau_p = \nu(\partial u / \partial y)|_p$  et de l'épaisseur de couche limite. Cette méthode présente l'avantage de réduire le domaine de calcul et de ce fait le coût de la simulation.

#### - Couche limite turbulente supersonique

La couche limite supersonique étudiée possède les mêmes caractéristiques que celle instrumentée à l'IRPHE [21, 59] pour l'étude de l'interaction onde de choc/couche limite ( $M_\infty = 2.3$  et un nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité mouvement,  $Re_\theta = 5000$ ). Les dimensions physiques du domaine de calcul sont les suivantes :  $L_x \approx 15\delta$ ,  $L_y \approx 6.5\delta$  et  $L_z \approx 0.6\delta$  avec  $\delta = 10.83\text{ mm}$  (l'épaisseur de la couche limite à l'entrée du domaine). Il faut savoir que les dimensions réelles de l'expérience sont beaucoup plus importantes. La hauteur du domaine retenue ici a été jugée suffisante pour éviter les effets de confinement de la couche limite. De la même manière, seule une partie de l'envergure réelle de la plaque est prise en compte ( $1/10^{\text{ème}}$ ). Le maillage utilisé est structuré, uniformément réparti dans les directions  $x$  et  $z$  et resserré dans la direction normale à la paroi en suivant une loi en tangente hyperbolique. Il comprend 2.34 millions de points répartis de la façon suivante :  $240 \times 150 \times 65$  mailles avec une résolution spatiale de  $\Delta x^+ = 40$ ,  $\Delta z^+ = 7$  et  $\Delta y_{min}^+ = 1$  (les tailles des mailles en unités de paroi étant déterminées à partir de la vitesse de frottement expérimentale,  $u_\tau = 24.75\text{ m.s}^{-1}$ ). Les conditions aux limites, dans la direction de l'envergure de la plaque ( $z$ ), sont périodiques ce qui suppose que l'écoulement moyen est parfaitement bidimensionnel. Pour la sortie, des conditions supersoniques (extrapolation) ont été retenues. Enfin, les conditions d'entrée sont générées par la méthode de renormalisation citée précédemment.

Le champ instantané peut être visualisé en terme de densité. La figure 3.12 révèle la présence de structures organisées "bulges" présentes à la frontière entre la couche limite et l'écoulement irrotationnel. Globalement, on observe que ces structures sont fortement inclinées par rapport à la paroi et qu'elles possèdent un fort caractère tridimensionnel comme le prédit l'expérience. Il est également possible d'observer, dans la sous couche visqueuse, une distribution de la vitesse longitudinale alternée de fluide à haute et basse vitesse. Ces structures appelées "streaks" s'étendent jusque dans la zone logarithmique mais de manière d'autant moins marquée que l'on s'éloigne de la paroi. Ces phénomènes peuvent être mis en évidence par la visualisation des fluctuations instantanées de vitesse longitudinale

FIG. 3.12 – *Champ instantané de densité.*

(alternance de zone positive et négative) (figure 3.13).

Ces structures sont couplées avec les phénomènes de balayage et d'éjection "sweeps" et "bursts" de filaments de fluide. En effet, le fluide basse vitesse tend à être éjecté dans la direction normale à la paroi alors que le fluide plus rapide est transporté vers celle-ci. Ces phénomènes de formation et de rupture des structures cohérentes, caractérisant l'écoulement turbulent, se font de manière intermittente dans la zone proche paroi et sont à l'origine de la production de turbulence dans la couche limite.

Ces visualisations permettent également de vérifier que la largeur prise en compte pour notre simulation permet de résoudre plusieurs "streaks" de la sous couche visqueuse. De plus, cela renforce les recommandations de Jimenez & Moin [52] qui préconisent une largeur d'envergure minimale de  $L_z^+ = 100$  (appelée "Minimal Flow Unit") correspondant à leur espacement. Dans le cas présent, le domaine pris en compte permet de simuler environ cinq de ces structures cohérentes ( $L_z^+ = 455$ ).

Une comparaison des résultats LES obtenus avec les résultats expérimentaux [21, 59] et la simulation numérique directe de Pirozzoli *et al.* [76] à  $M_\infty = 2.25$  et  $Re_\theta \approx 4000$  est effectuée. Globalement, les résultats LES sont très proches de la DNS et des mesures expérimentales tant pour le champ moyen (figure 3.14) que pour le champ fluctuant (figure 3.15).

Le profil de  $U_{vd}^+$  est correctement évalué en entrée de domaine grâce à la modification apportée à la méthode de génération de conditions d'entrée turbulente (voir figure 3.14). En s'éloignant de l'entrée, on observe une surestimation de ce profil due à la vitesse de frottement qui est légèrement sous-estimée (de moins de 10%). Ce résultat est désormais classique en LES compressible [30, 31, 84].

Une bonne prédiction globale des tensions de Reynolds est observée (voir figure 3.14). La comparaison avec la DNS de Pirozzoli indique une légère surestimation du pic  $\sqrt{u'u'}$  et sous-estimation des pics  $\sqrt{v'v'}$  et  $\sqrt{w'w'}$ . La composante croisée  $\sqrt{u'v'}$  est également en accord avec les mesures. La

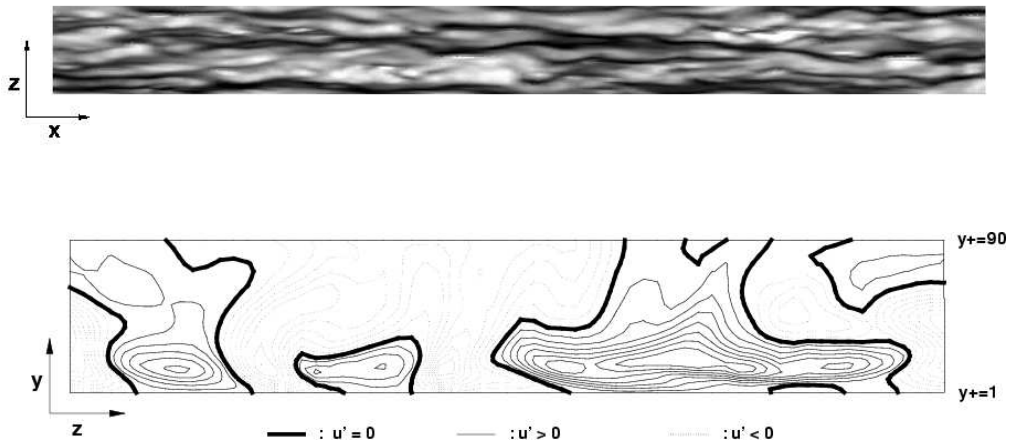


FIG. 3.13 – Champs instantanés de fluctuations de vitesses longitudinales : en haut dans un plan parallèle à la paroi en  $y^+ \sim 10$ , en bas dans un plan perpendiculaire à la paroi.

décroissance de ces contraintes à mesure que l'on s'approche de la frontière de la couche limite est correctement évaluée.

En turbulence compressible, si on considère que le nombre de Prandtl vaut 1 et que les fluctuations de température totale sont négligeables dans la couche limite, il est possible de relier les fluctuations de vitesse aux fluctuations de température par la relation suivante :

$$\frac{\sqrt{T'T'}/\tilde{T}}{(\gamma - 1)M_\infty^2 \sqrt{u'u'}/\tilde{u}} \approx 1 \quad (3.3)$$

Il est possible aussi d'en déduire la valeur des corrélations vitesse/température :

$$R_{u'T'} = \frac{\overline{u'T'}}{\sqrt{\overline{u'^2} \overline{T'^2}}} \approx -1 \quad (3.4)$$

Ces deux relations sont connues sous le nom de relations SRA (Strong Reynolds Analogy). En pratique, les corrélations  $R_{u'T'}$  mesurées sont de l'ordre de  $-0.85$ . Néanmoins, les calculs récents de DNS (Pirozzoli *et al.* [76], Guarini *et al.* [38]) montrent que les coefficients  $R_{u'T'}$  n'atteignent que des valeurs de l'ordre de  $-0.50$  en dehors de la zone proche paroi. Ce résultat est confirmé par la LES qui trouve un coefficient plus proche des simulations directes que de l'expérience. Dans notre cas, ce coefficient est légèrement plus faible que celui retrouvé par la DNS (voir figure 3.16). Ce résultat montre que les fluctuations de vitesse et les fluctuations de température ne sont pas fortement anti-corrélées et que les fluctuations de température totale ne sont pas négligeables par rapport aux fluctuations de température statique. Des modifications de l'équation (3.4) sont proposées dans la littérature [46] pour tenir compte des fluctuations de température totale. Les divergences entre calculs et expériences sur ce point ne sont pas encore expliquées.

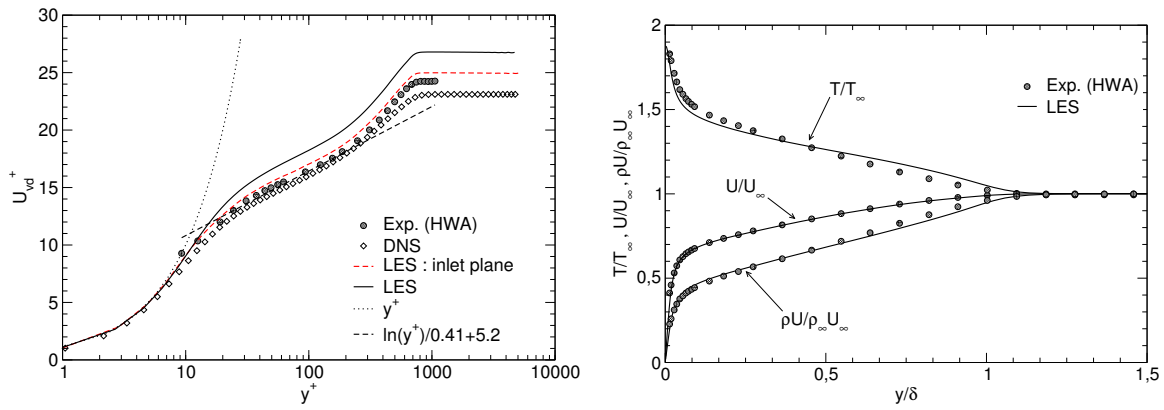


FIG. 3.14 – Profils de vitesse longitudinale moyenne adimensionnée et des grandeurs thermodynamiques.

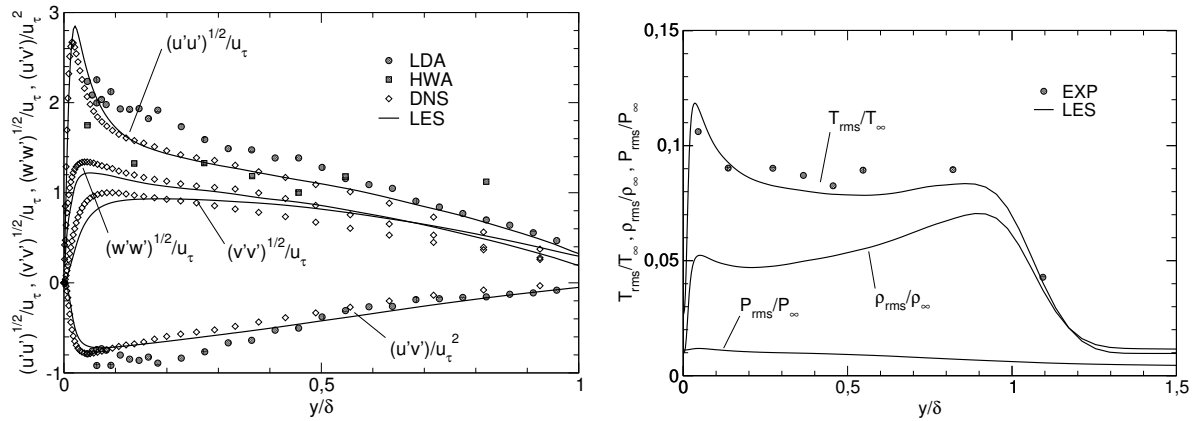


FIG. 3.15 – Tensions de Reynolds et valeurs r.m.s.

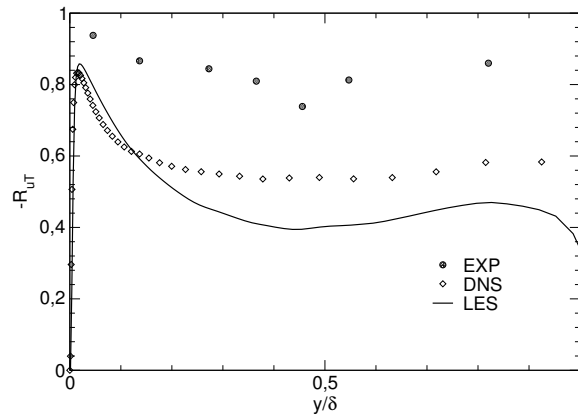


FIG. 3.16 – Corrélation  $-R_{wT'}$ .

### - Interaction onde de choc/couche limite

Ce cas test instrumenté par l'équipe de Dussauge [21] à l'IRPHE correspond à l'interaction de la couche limite décrite précédemment avec une onde de choc générée par un dièdre incliné de  $8^\circ$ . Le choc incident à  $M_\infty = 2.3$  est réfléchi sur la ligne sonique pour former un faisceau de détente. Les ondes de compression provenant de la zone subsonique de la couche limite se focalisent pour créer un choc réfléchi (voir figure 3.17).

La physique du phénomène étudié ici est proche de celle d'un jet décollé dans une tuyère en configuration RSS puisque le choc généré provoque un décollement de couche limite et que celle-ci recolle plus tard pour former une zone de recirculation (voir figure 3.18). On note que la couche limite ressort très perturbée et épaissie de l'interaction.

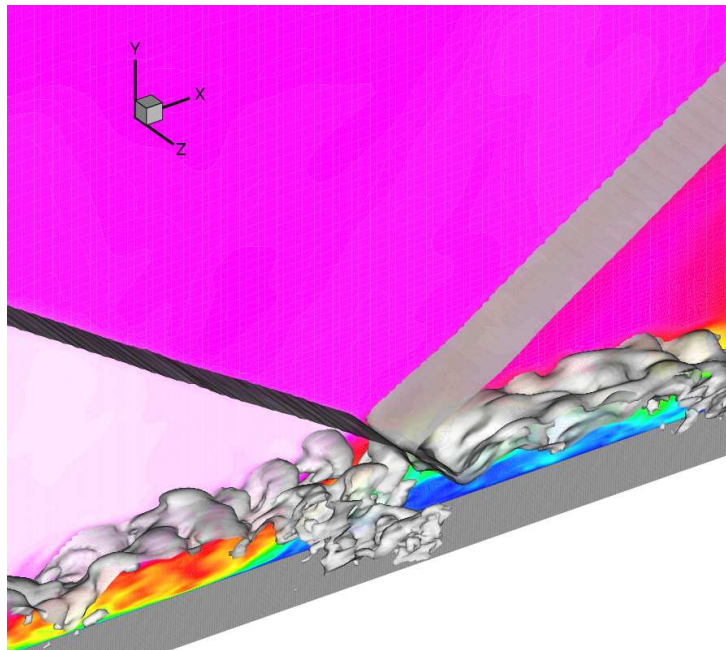


FIG. 3.17 – Zoom sur la zone d'interaction onde de choc/couche limite. Champ d'iso-densité.

Pour toutes les stations de mesure, les profils moyens de vitesse longitudinale donnés par la LES sont en accord frappant avec l'expérience que ce soit au niveau de l'interaction ou bien dans la zone de relaxation. Les mêmes commentaires peuvent être faits en ce qui concerne les fluctuations de vitesse longitudinale pour lesquelles les tendances données par les mesures sont respectées (voir figure 3.19). Pour ce qui est de l'évolution longitudinale de la pression pariétale moyenne, l'accord avec l'expérience est remarquable. La position de la montée en pression qui précède le phénomène de décollement est très correctement prédite (voir figure 3.20). Quant au coefficient de frottement on observe un écart maximal avec les mesures d'une dizaine de pourcents ce qui est très correct pour une LES compressible.

Cette étude se poursuit actuellement par une analyse des signaux temporels au pied du choc et dans la zone décollée afin de caractériser les phénomènes basses fréquences observés expérimentalement.

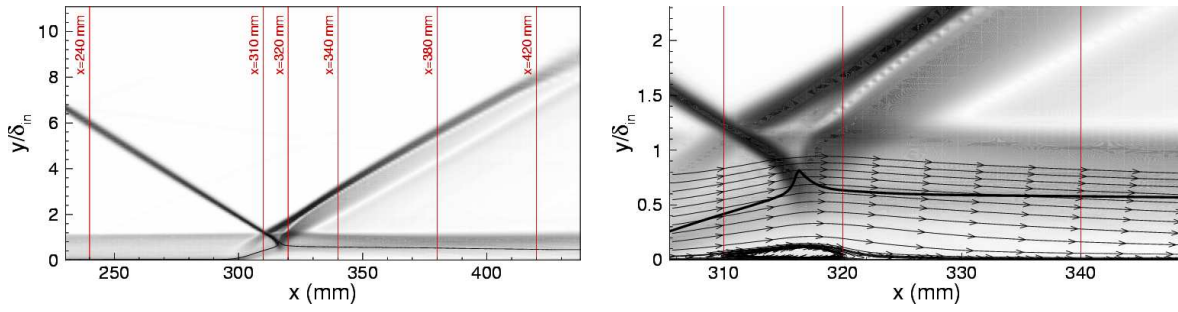


FIG. 3.18 – Strioscopie numérique du champ moyen et stations de mesure.

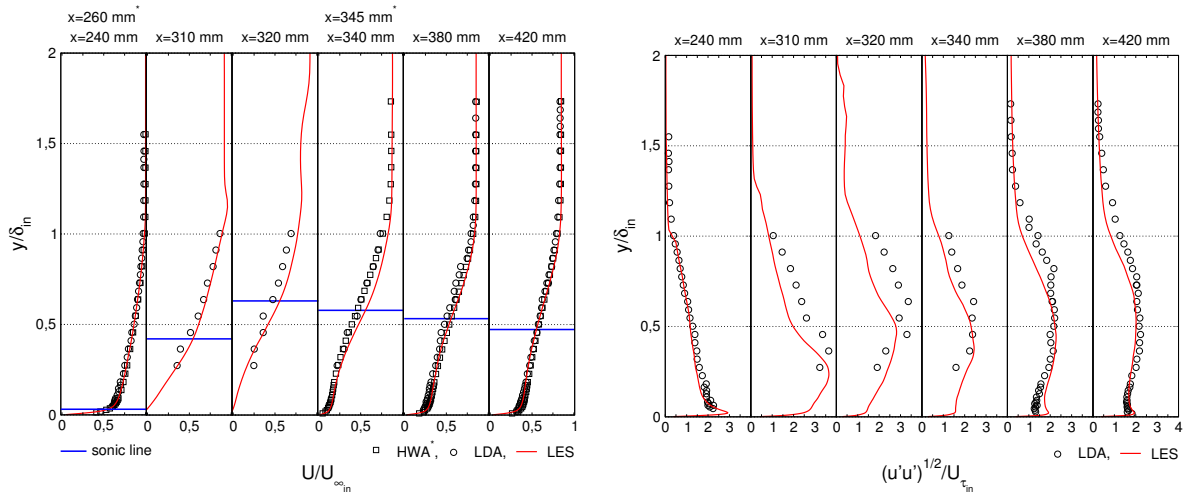


FIG. 3.19 – Profils moyens et fluctuants de vitesse longitudinale aux différentes stations de mesure.

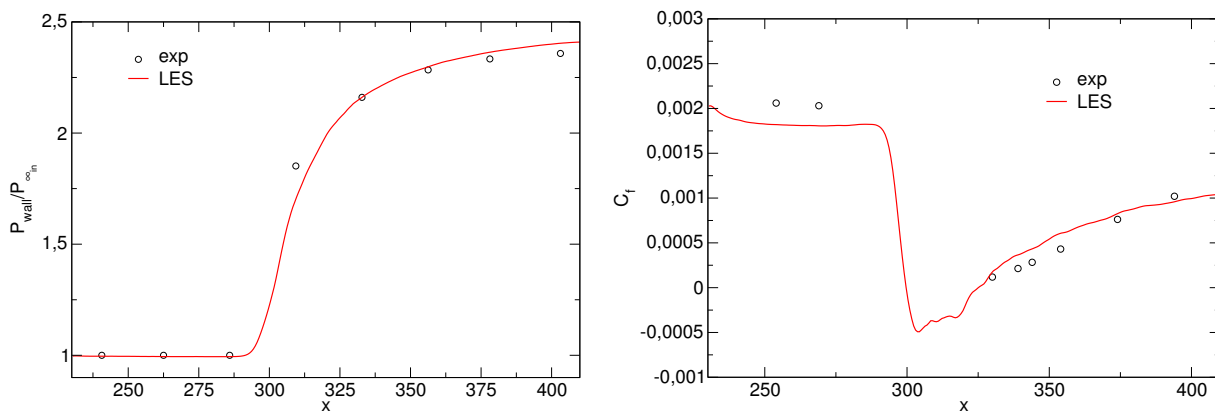


FIG. 3.20 – Evolution longitudinale de la pression pariétale et du coefficient de frottement.



### 3.4 Récapitulatif

Dans cette étude, les schémas de capture de choc sont d'abord évalués sur des cas bidimensionnels et tridimensionnels d'une Turbulence Homogène et Isotrope (THI). La dissipation numérique de ces schémas est comparée avec la dissipation de sous-maille. Pour les écoulements avec choc, une nouvelle approche basée sur l'utilisation combinée de senseur de discontinuités et de filtre pour régulariser localement la solution est développée et validée. Le cas test retenu est celui d'une couche limite supersonique se développant le long d'une plaque plane.

La procédure numérique développée dans cette étude (code de calcul 3D basé sur des schémas numériques modernes et modèle dynamique de sous-maille) a été ensuite validée sur diverses configurations d'écoulement académiques : une couche de mélange plane à Mach convectif 0.46 et une couche de mélange courbe. Dans ce dernier cas, nous avons mis en évidence les différentes instabilités tridimensionnelles apparaissant au cours du développement de la couche de mélange courbe. Le taux d'ouverture et les niveaux énergétiques sont, par ailleurs, en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Des calculs complémentaires sur des configurations d'inverseur de poussée, dominées par des effets de courbure des lignes de courant et de décollement de couche limite en bord de fuite, ainsi qu'une interaction onde de choc/couche limite en régime supersonique nous ont permis d'étendre l'application de la LES aux cas d'écoulements complexes.

A l'issue de ce travail, la simulation des grandes échelles (LES) apparaît comme un outil intéressant pour l'étude des systèmes énergétiques. Un point fort de la méthode est sa nature intrinsèquement instationnaire et tridimensionnelle permettant la capture des instabilités à grande échelle et la prise en compte simultanée de l'anisotropie et du déséquilibre spectral de la turbulence.

La montée en puissance de calcul des ordinateurs dans les années à venir permettra sans doute de simuler des écoulements de plus en plus complexes et de tester plus systématiquement l'approche LES dans les conditions réelles d'écoulements industriels compressibles 3D en géométrie confinée.

Néanmoins, parmi les points qui restent aujourd'hui faiblement appréhendés en LES, le problème de la modélisation proche paroi est sans doute un des points délicats à résoudre en raison notamment de l'existence simultanée de plusieurs échelles caractéristiques. En effet, au sein de la couche limite, on distingue classiquement plusieurs zones (sous-couche visqueuse, zone tampon, zone logarithmique, zone sillage...) peuplées de tourbillons de taille et de nature différentes. La couche limite est aussi le siège de courants haute et basse vitesse "streaks" très actifs dans la région proche paroi et qui contribuent en grande partie à la production et à la dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence. Ces échelles sont d'autant plus disparates que le nombre de Reynolds est grand. Ce qui rend impossible l'utilisation de la LES dans l'état actuel à cause, notamment, du nombre de points important et des limitations sévères imposées par le pas de temps d'intégration. Cet axe de recherche occupera sans doute le devant de la scène pendant les dix prochaines années.

## Chapitre 4

# Interactions de chocs et phénomènes transitoires

Les résultats présentés dans cette partie font suite à mon travail de thèse [39] et ont été obtenus dans le cadre de deux projets européens INTAS (le premier de 1997 à 1999 et le deuxième de 2000 à 2003) dont le CORIA assurait la coordination. Prof. G. Degrez (VKI) et Prof. F. Grasso (Université de Rome) ont également participé au premier et au second projet, respectivement. Les projets ont duré cinq ans et ont fait l'objet de plusieurs rapports de contrat (un par an), d'une dizaine de publications dans des revues internationales (dont trois en commun avec l'ITAM) et de plusieurs papiers dans des conférences spécialisées. Parmi ceux-ci, citons :

- A. Hadjadj, A. Kudryavtsev and M.S. Ivanov, Numerical Investigation of Shock-Reflection Phenomena in Overexpanded Supersonic Jets. *AIAA Journal*, Vol. 42, No. 3, pp. 570-577, 2004.
- A. Kudryavtsev, D.V. Khotyanovsky, M.S. Ivanov, A. Hadjadj and D. Vandromme, Numerical investigations of transition between regular and Mach reflections caused by free-stream disturbances. *Int. J. Shock Waves*, Vol. 12, pp. 157-165, 2002.
- M.S. Ivanov, D. Vandromme, V.M. Fomin, A. Kudryavtsev, A. Hadjadj and D.V. Khotyanovsky, Transition between regular and Mach reflection of shock waves: new numerical and experimental results. *Int. J. Shock Waves*, Vol. 11, pp. 199-207, 2001.

### 4.1 Interactions de chocs et phénomène d'hystérésis

L'étude des interactions de chocs en régime stationnaire où en phase transitoire est encore aujourd'hui un problème d'actualité, à cause du regain d'intérêt pour les vols à grandes vitesses. Le domaine d'application couvre toute l'aviation supersonique et concerne plus particulièrement les écoulements dans les entrées d'air supersoniques, dans les tuyères propulsives en présence de décollement ou encore dans les écoulements externes le long du fuselage.

Le problème de la transition entre réflexion régulière, RR, et réflexion de Mach, MR, (voir figure 4.1) relève d'une ancienne préoccupation. En effet, celui-ci a fait l'objet, dans le passé, de nombreuses études [88], notamment expérimentales [44, 45] en raison de l'absence à l'époque de moyens de calcul importants. L'intérêt pour ce problème a re-

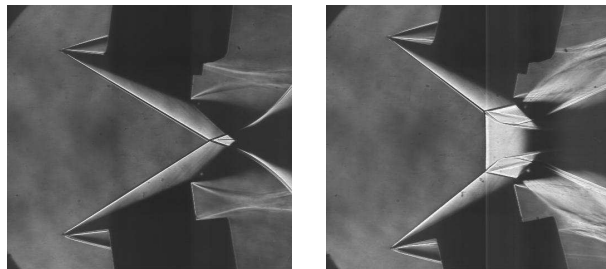


FIG. 4.1 – *Réflexion régulière ( $\alpha=31.67^\circ$ ) et réflexion de Mach ( $\alpha=38.10^\circ$ ) à  $M=5$  avec  $\alpha$  : angle du choc incident - expérience ITAM [50], Russie.*

fait surface, il y a quelques années, avec la découverte expérimentale [18], puis numérique [48, 90] d'un phénomène d'hystérésis ayant lieu lors des transitions MR $\leftrightarrow$ RR. Depuis, de nombreuses équipes s'intéressent à ce phénomène et utilisent divers moyens d'investigations aussi bien expérimentaux que théoriques ou numériques afin de mieux l'appréhender.

#### 4.1.1 Principaux résultats

Notre laboratoire fait partie des équipes qui participent à cette activité de recherche grâce aux simulations numériques réalisées sur des tuyères supersoniques (en écoulement confiné) ou sur des maquettes de laboratoire (dièdre placé dans une soufflerie) ou encore dans des jets supersoniques sur-détendus (en écoulement libre). L'essentiel des résultats est résumé ci-après.

##### # Zone duale et phénomène d'hystérésis :

- Il a été confirmé numériquement l'existence d'un phénomène d'hystérésis se produisant dans la zone duale<sup>1</sup> lors du passage d'une réflexion régulière à une réflexion de Mach et inversement. Ce phénomène peut apparaître suite à différentes conditions :
  1. augmentation puis diminution de l'angle du choc incident
  2. emploi de différentes conditions initiales - selon l'historique de l'écoulement (champ initial uniforme où amorçage rapide, voir figure 4.2).

Selon les critères théoriques, pour un nombre de Mach  $M = 5$ , la taille de la zone duale,  $\alpha_D - \alpha_N$ , peut atteindre  $8.5^\circ$  et croît rapidement quand le nombre de Mach augmente. Ces résultats sont retrouvés numériquement, en très bon accord avec la théorie, en utilisant différents codes de calcul et différents schémas numériques.

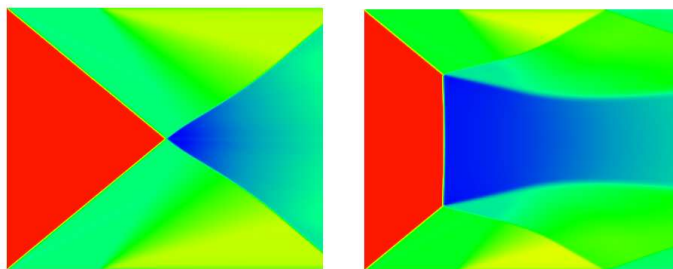


FIG. 4.2 – Phénomène d'hystérésis lors de la transition entre réflexion régulière et réflexion de Mach avec différentes conditions initiales (à gauche : écoulement uniforme, à droite : écoulement avec ondes d'amorçage).  $M = 5$  et  $\alpha = 39.4^\circ$

En revanche, la majorité des expériences<sup>2</sup> observe une transition précoce de la réflexion régulière vers la réflexion de Mach, autrement dit une boucle d'hystérésis plus courte que celle prédite par la théorie [88]. De plus, d'un montage à un autre, les résultats expérimentaux diffèrent sur l'angle de transition. Cette disparité a motivé les expérimentateurs à réali-

ser davantage d'investigations afin de mieux comprendre les raisons de ce désaccord entre

1. C'est une plage d'angles de choc incident, délimitée par deux critères théoriques, où deux configurations de choc différentes (MR et RR) peuvent apparaître. Ces critères sont : (1) le critère de von Neumann qui correspond à la situation où le rapport des pressions entre les écoulements aval et amont du système de chocs est le même que celui obtenu à travers un choc droit, (2) le critère de détachement qui correspond à la situation où, théoriquement, il est impossible d'obtenir une solution pour un choc attaché réfléchi. Les angles de choc incident correspondant à ces deux critères sont notés respectivement  $\alpha_N$  et  $\alpha_D$ .

2. Il est à noter que les premiers résultats expérimentaux conduits par Hornung et Robinson [45] ne montrent aucun phénomène d'hystérésis.

l'expérience, d'une part, et la théorie et les calculs d'autre part.

Selon eux, une des explications possibles serait la présence quasi-inévitable de perturbations extérieures inhérentes à chaque montage expérimental. Cette hypothèse a été confirmée grâce aux récents travaux expérimentaux effectués à l'ITAM [49] dans une soufflerie à faible niveau de perturbations "low-noise wind tunnel". Cette soufflerie est habituellement utilisée pour la capture des phénomènes de transition laminaire/turbulent, ce qui suppose l'existence de dispositifs particuliers pour amortir au maximum le niveau de perturbations. Les auteurs ont ainsi montré, grâce à une série d'expériences à Mach 4, que la transition RR→MR s'effectuait à un angle très proche du critère de détachement ( $\alpha_D^{exp} = 38.2^\circ$  avec  $\alpha_D^{th} = 39.2^\circ$ ). Ce résultat est bien évidemment nouveau et montre qu'en l'absence de perturbations extérieures, la transition RR→MR s'effectue, conformément aux prévisions numériques, selon le critère de détachement. Les auteurs ont conclu que le problème de la transition précoce (jusqu'à-là inexplicable) venait essentiellement des perturbations inhérentes à chaque installation expérimentale.

#### # Stabilité des configurations RR et MR :

- Ensuite, nous nous sommes intéressés au problème de la stabilité des deux réflexions dans la zone duale. L'idée était de perturber les solutions obtenues afin d'étudier leurs stabilités. Pour cela, nous avons imposé deux types de perturbation à l'écoulement :
  1. Perturbation par onde de choc et faisceau de détente [40]; l'expérience consistait à réduire le nombre de Mach amont, pour une réflexion régulière, pendant un temps suffisamment long pour permettre à l'écoulement de s'adapter aux nouvelles conditions. En conformité avec la théorie des ondes de choc, une configuration de choc fort a été obtenue (voir figure 4.3).

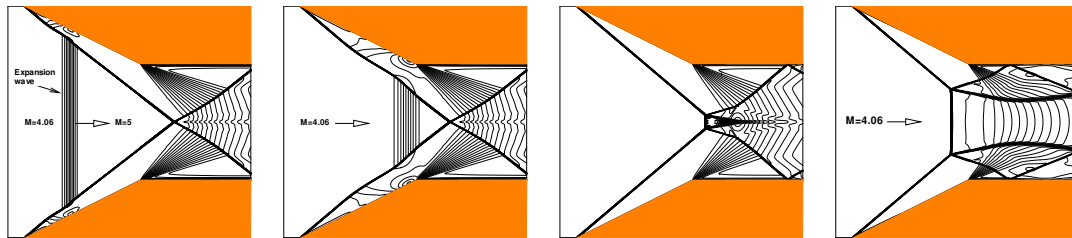


FIG. 4.3 – Evolution de la structure de l'écoulement lorsque le nombre de Mach incident est diminué de 5 à 4.06.

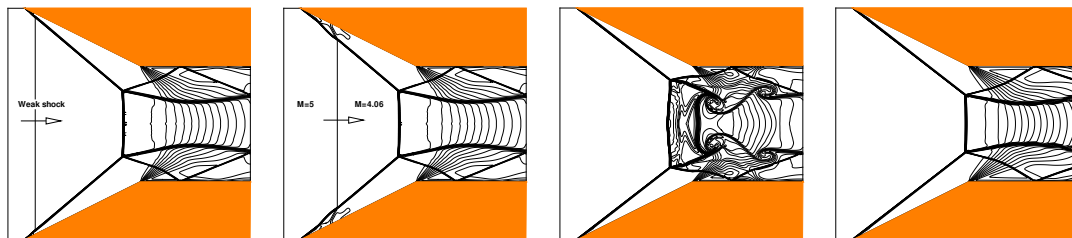


FIG. 4.4 – Evolution de la structure de l'écoulement lorsque le nombre de Mach incident est augmenté de 4.06 à 5.

Ensuite, la condition de départ a été rétabli via une onde de compression. Dans ce cas,

la réflexion de Mach a persisté et la solution (RR) a définitivement été perdue (voir figure 4.4).

2. Variation ponctuelle de la masse volumique introduite au voisinage du point d'impact du choc incident sur l'axe de symétrie (voir figure 4.5). La réflexion régulière est ainsi transformée en une réflexion de Mach. La transformation inverse (RR  $\rightarrow$  MR) est possible mais nécessite un taux de perturbation beaucoup plus élevé [57].

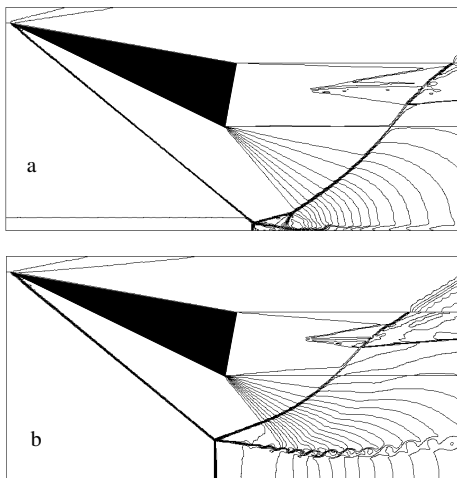


FIG. 4.5 – Transformation d'une réflexion régulière en une réflexion de Mach par une perturbation de masse volumique d'amplitude  $\Delta\rho = -0.25\rho_\infty$ . Écoulement à  $M=4$  et  $\alpha=36^\circ$ .

Les résultats obtenus dans les deux cas ont montré qu'il était ainsi plus facile de transformer une réflexion (RR) en une réflexion (MR) qu'inversement. Ceci prouve que la réflexion de Mach était, dans un certain sens, plus stable, dans la zone duale, que la réflexion régulière. Ce résultat serait en bon accord avec les données expérimentales, où la transition de Mach se produisait le plus souvent à des angles proches de  $\alpha_N$  et habituellement légèrement plus hauts que  $\alpha_N$ .

Il est important de noter qu'il s'agit ici d'une expérience numérique qui tente à montrer qu'on peut provoquer une transition entre réflexion régulière et réflexion de Mach et inversement dans un but de pouvoir contrôler ultérieurement ces écoulements. Néanmoins, dans la réalité, la nature exacte des perturbations responsables de cette transition reste pour le moment inconnue.

#### # Instabilités de point triple :

- L'étude a ensuite débouché sur le problème intéressant des instabilités liées aux structures tourbillonnaires de type Kelvin-Helmholtz issues du point triple (voir figure 4.6). Ces instabilités apparaissent clairement pendant les phases transitoires de l'écoulement correspondant à l'établissement du disque de Mach [42], [41]. Elles se maintiennent quelque peu après que le choc soit stabilisé, puis disparaissent peu à peu pour laisser place à un écoulement stationnaire.

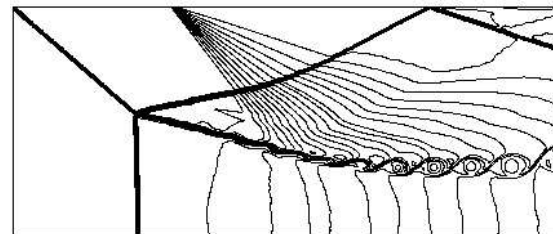


FIG. 4.6 – Champ de densité pour une configuration de disque de Mach avec apparition des instabilités du point triple - écoulement à  $M=5.0$ , dévié d'un angle de  $26.6^\circ$ . Simulation numérique en utilisant le schéma WENO (5ème ordre en espace et 3ème en temps).

Nous avons été parmi les premiers à mettre en évidence numériquement ces instabilités et nous n'avons réussi à les capturer qu'avec des schémas numériques assez précis (comme le WENO5, par exemple), ou sur des maillages très fins. Ces résultats ont été confirmés plus

tard, notamment, par Druguet et Zeitoun [23].

Nous pensons que ces instationnarités ont un rôle important à jouer dans la formation et l'établissement de l'écoulement ainsi que sur la transition  $RR \leftrightarrow MR$ . L'émergence des tourbillons de Kelvin-Helmholtz est probablement liée à un mécanisme de "feedback" selon lequel les perturbations issues du point triple provoquent la déstabilisation de la couche de mélange. Une fois développés, les tourbillons de K-H font remonter l'information à travers la zone subsonique jusqu'au disque de Mach. Cet aspect de couplage amont/aval ou plus précisément l'interaction entre la couche de mélange et le disque de Mach n'a pas été abordé dans cette étude. Néanmoins, ce problème reste intéressant et mérite d'être examiné en détails à la lumière des récents développements de techniques de calcul instationnaire (type LES ou DES).

- Parallèlement, nos récentes études numériques, menées dans le cadre du projet INTAS-2, ont montré, pour la première fois, que le phénomène d'hystérésis pouvait également avoir lieu dans les jets supersoniques non-adaptés débouchant dans une atmosphère au repos [41].

#### 4.1.2 Récapitulatif

En résumé, les simulations numériques réalisées dans cette étude et corroborées par les récents résultats expérimentaux ont abouti aux conclusions suivantes :

- Le phénomène d'hystérésis existe lors des transitions ( $RR \leftrightarrow MR$ ) aussi bien dans des configurations d'écoulements confinés (canal), semi-confinés (dièdre placé dans un écoulement uniforme) ou libres (jet supersonique débouchant dans une atmosphère au repos). L'obtention de l'une ou l'autre des ces réflexions dépend fortement des facteurs géométriques (angles et géométrie du dièdre 2D/3D) ou des conditions d'écoulements (perturbations extérieures, histoire de l'écoulement...).
- La transition ( $MR \rightarrow RR$ ) se produit au critère de détachement ( $\alpha_D$ ), alors que la transition inverse ( $RR \rightarrow MR$ ) s'effectue quelque part dans la zone duale proche du critère de von Neumann ( $\alpha_N$ ). Numériquement, il est très difficile d'atteindre ce critère car cela dépend fortement de la résolution numérique (en s'approchant de  $\alpha_N$ , la hauteur du disque de Mach devient tellement petite qu'elle peut être confondue avec la taille de la maille).
- Il est plus facile de transformer une réflexion régulière en une réflexion de Mach que l'inverse. Par conséquent, la configuration (MR) est considérée comme plus stable que la configuration (RR) vis-à-vis d'une perturbation extérieure.

Le problème des transitions ( $RR \leftrightarrow MR$ ) pourra être considéré comme résolu si on arrive à modéliser correctement les perturbations extérieures responsables de la transition précoce ( $RR \rightarrow MR$ ) observée dans différentes souffleries. Cela mettra sans doute fin à un long épisode qui a occupé les chercheurs pendant ces dix dernières années et ouvrira la voie vers un nouvel horizon, celui du contrôle de ces écoulements.

Mais avant, il faudra encore quelques années de recherches pour arriver à mieux appréhender ces écoulements. La difficulté provient essentiellement de la tridimensionnalité de l'écoulement et de la complexité des interactions entre les différents modes de perturbations (acoustique/entropie/vorticité), sans oublier, également, les problèmes de la transition laminaire/turbulent pouvant éventuellement apparaître sur les couches limite le long des parois d'une soufflerie.

## 4.2 Phénomènes transitoires rapides

Les résultats présentés dans cette section ont été obtenus dans le cadre du projet ATAC. Ils ont donné lieu à deux publications dans des revues internationales et ont fait l'objet de deux conférences.

- A.-S. Mouronval, A. Hadjadj, Numerical study of the starting process in a supersonic nozzle. à paraître dans J. Propulsion & Power, 2004.
- A.-S. Mouronval, A. Hadjadj, A.N. Kudryavtsev, D. Vandromme, Numerical investigation of transient nozzle flow. Int. J. Shock Waves, Vol. 12, No. 5, pp. 403-411, 2003.

Avant toute tentative de modélisation des phénomènes couplés (fluide-structure) au sein d'une tuyère propulsive, il importe d'abord de bien comprendre la physique des écoulements transitoires correspondants aux phases d'allumage et d'extinction du moteur. En effet, certains phénomènes particuliers se produisant lors de l'amorçage d'une tuyère induisent de fortes non-uniformités de l'écoulement et peuvent influencer le développement ultérieur de la zone décollée. Des calculs préliminaires ont mis en évidence la complexité de l'amorçage de la tuyère Vulcain (voir figure 4.7). Ces observations nous ont conduits à étudier plus en détails le processus d'amorçage.

Notre objectif étant d'acquérir une meilleure compréhension des principaux phénomènes régissant l'écoulement et susceptibles d'interagir avec les effets visqueux pour donner naissance au décollement, nous avons étudié les effets eulériens de l'amorçage.

Dans une première partie, afin de nous concentrer sur les principales caractéristiques de l'amorçage et d'éviter les réflexions du choc incident rencontrées dans les configurations réelles, une configuration d'étude simplifiée a été retenue. Celle-ci est constituée d'un canal de section constante doté d'un divergent conique. Cette première partie de l'étude s'est intéressée à certains aspects de l'amorçage. Les effets axisymétriques ou bidimensionnels de la configuration sur l'évolution de l'écoulement, les vitesses des chocs, leur intensité l'influence de l'angle de la tuyère et du nombre de Mach de l'onde incidente ont été investis [69].

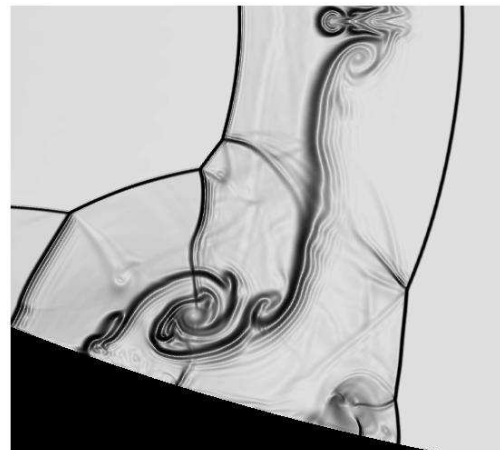


FIG. 4.7 – Formation d'ondes de choc et de discontinuité de contact (instabilité de Richtmyer-Meshkov) dans le divergent de la tuyère Vulcain lors de l'allumage du moteur. Strioscopie numérique.

Dans un second temps, et à la lumière des résultats des calculs précédents, les deux configurations étudiées expérimentalement par Amann [3] ont été simulées. Une attention particulière a été portée à l'évolution complexe de la structure d'onde. L'influence de la forme de l'entrée de la tuyère a été mise en évidence et les résultats ont été comparés à l'expérience. Par souci de concision, seul le cas de la tuyère à col arrondi sera présenté.

### 4.2.1 Principaux résultats

L'évolution du système d'onde à l'intérieur de la tuyère est présentée sur les figures 4.8.a et 4.8.b. Globalement, les résultats numériques sont en bon accord avec l'expérience. Comme on peut le voir sur la figure 4.8.b, lorsque le choc incident atteint la fin du tube à choc ses parties supérieure et inférieure sont réfléchies et se propagent vers l'intérieur du tube à choc. Elles se rejoignent rapidement et forment un unique choc réfléchi (RS) laissant derrière lui une région haute pression quasi-stationnaire. Dans le même temps, la partie centrale du choc incident est transmise à l'intérieur de la tuyère et forme un choc primaire (PS) dont la propagation dans le milieu au repos peut être clairement observée. D'autre part, par comparaison des champs de densité et de pression, des discontinuités de contact (CD) suivant ce choc primaire peuvent être aisément identifiées. Parallèlement, un choc secondaire (SS) se propageant vers l'amont (par rapport à l'écoulement) apparaît et est convecté vers l'aval. Ce choc permet de faire "coexister" l'écoulement à haut nombre de Mach et faible densité, présent en aval du col, et celui de beaucoup plus faible vitesse mais de plus forte pression existant derrière le choc primaire. La détente de l'écoulement ainsi que les multiples réflexions du faisceau sont visibles. Un choc interne (IS), dû à la focalisation des lignes caractéristiques peut aussi être noté.

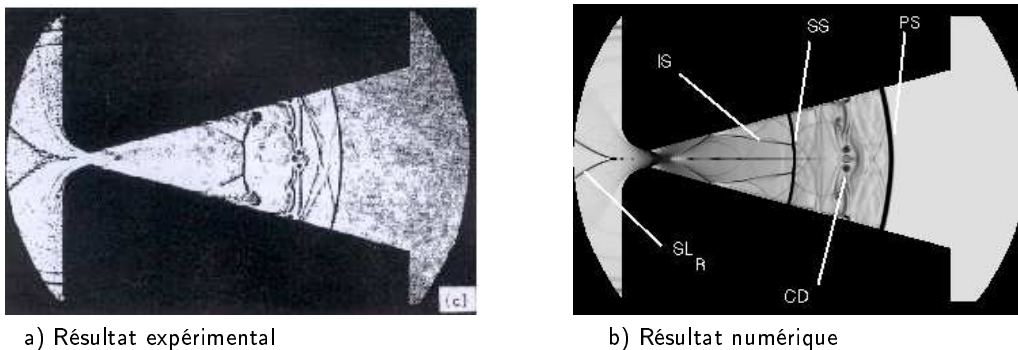


FIG. 4.8 – Strioscopies de l'amorçage à  $t^* \simeq 5.05$  avec RS: choc réfléchi (non visible), IS: choc interne,  $SL_R$ : ligne de glissement associée au choc réfléchi, CD: discontinuité de contact, PS: choc primaire, SS: choc secondaire.

Nous décrivons maintenant plus précisément les premiers instants de cet amorçage en analysant l'écoulement en amont du col (*i.e.* la région située en  $X^* < 0$ ) avant de nous tourner vers celle en aval de celui-ci.

Dès que le choc incident atteint la fin du tube à choc, sa partie externe se réfléchit sur la paroi alors que sa partie centrale pénètre dans le divergent. La réflexion régulière ayant lieu sur la paroi se transforme rapidement en réflexion de Mach (figure 4.9.a). Celle-ci se compose d'un choc réfléchi, du choc primaire (c'est-à-dire la partie transmise du choc incident) et de l'onde de Mach (MS1). Ces trois chocs se rencontrent au point triple (TP1) d'où émane également une ligne de glissement ( $SL_1$ ). Comme nous l'avons déjà évoqué, les deux branches (une par demi-plan) du choc réfléchi (RS) se propagent vers l'amont et se réfléchissent sur l'axe (figure 4.9.b) via une réflexion de Mach dont la ligne de glissement associée ( $SL_R$ ) se propage vers l'aval. Le choc (RS) issu de la réflexion de Mach se réfléchit à son tour sur la paroi puis sur l'axe et ainsi de suite (figure 4.9.c) de telle sorte que des réflexions de Mach supplémentaires sont générées: un système complexe de réflexions se forme. D'autre part, il est intéressant de remarquer que les points triples associés à ces réflexions ont une



trajectoire commune et que donc leur lignes de glissement se confondent avec la première ( $SL_R$ ).

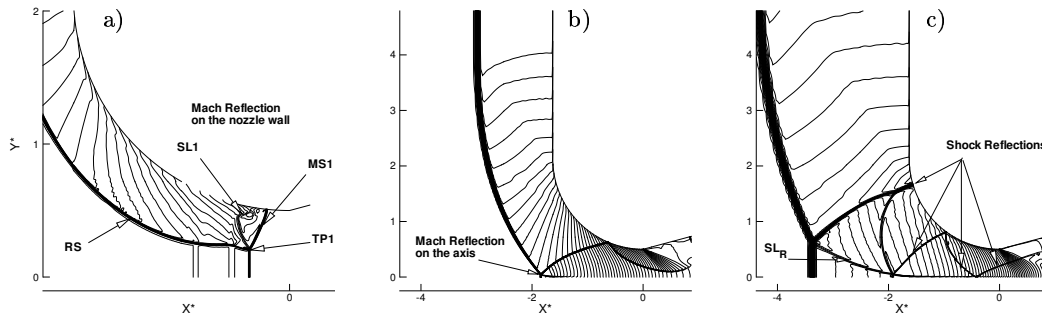


FIG. 4.9 – Iso-contours de densité : a)  $t^* \simeq -8.32e - 2$ , b)  $t^* \simeq 0.59$  et c)  $t \simeq 1.70$ . Représentation de la moitié de domaine uniquement. TP : point triple, MS : onde de Mach (voir également la figure 4.8 pour les notations).

En ce qui concerne la partie de l'écoulement en aval du col, la situation est encore plus compliquée. Tout d'abord, le premier point triple (TP1) se propage en direction de l'axe et la taille de l'onde de Mach (MS1) augmente. La ligne de glissement associée à ce point triple est éjectée lorsque celui-ci disparaît et engendre une structure tourbillonnaire (V). Une fois de plus, la réflexion régulière de MS1 se transforme en une réflexion de Mach et un nouveau point triple (TP2) se propage vers la paroi (figures 4.10.b et 4.10.c) avant de disparaître à son tour et de libérer sa ligne de glissement. De plus, cette figure montre également la formation du faisceau de détente (EF) ainsi que celle du choc secondaire (SS) qui se forme à sa traîne. Par la suite (figures 4.11.a et 4.11.b), des ondes de compression (CW), une interaction du choc secondaire avec des parties du choc réfléchi, une formation de nouveaux points triples (TP3, TP4) se déplaçant vers la paroi ou vers l'axe et leur ligne de glissement peuvent être observés. Les lignes de glissement  $SL1$  et  $SL2$  s'associent (figure 4.11.b) alors que les tourbillons (V) dus à la première réflexion de Mach sont toujours visibles et sont convectés vers l'aval. A cet instant, les principales structures caractérisant l'écoulement sont visibles (figure 4.8).

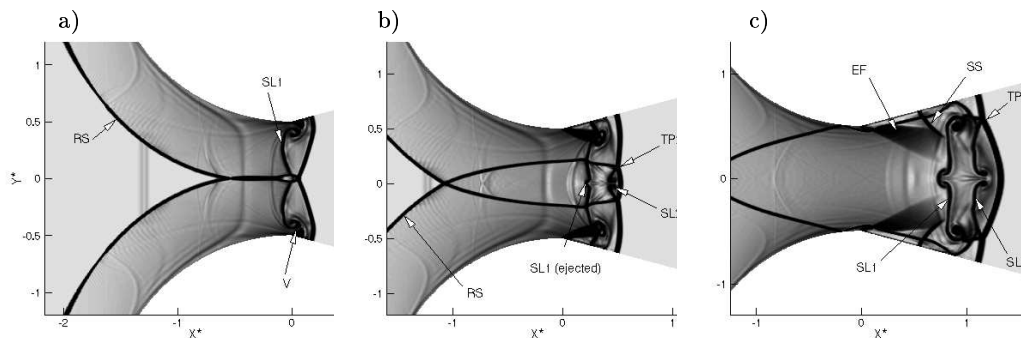


FIG. 4.10 – Strioscopes de l'écoulement durant les premiers instants de l'amorçage : a)  $t^* \simeq 2.86e - 2$ , b)  $t^* \simeq 0.14$  et c)  $t^* \simeq 0.36$ . V : tourbillon, EF : faisceau de détente (voir également la figure 4.8 pour les notations).

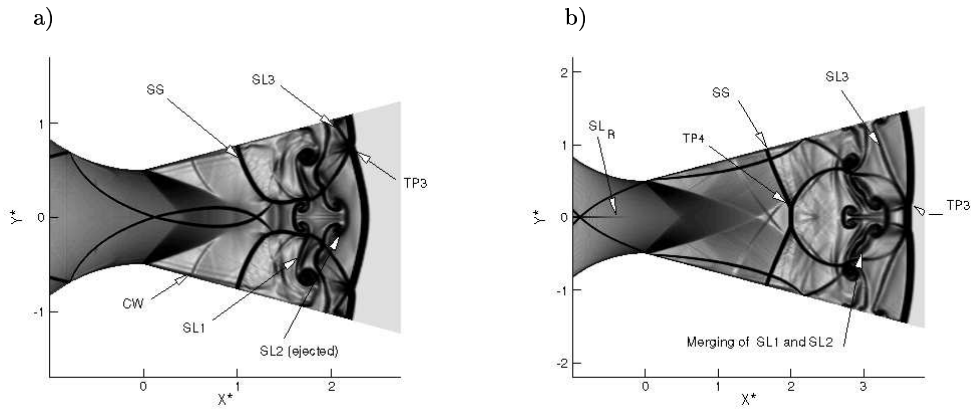


FIG. 4.11 – *Strioscopies de l'écoulement durant les premiers instants de l'amorçage : a)  $t^* \simeq 0.70$  et b)  $t^* \simeq 1.14$ . CW : ondes de compression (voir également la figure 4.8 pour les notations).*

Enfin, les positions des chocs primaire et secondaire sont représentées sur la figure 4.12 et comparées aux résultats expérimentaux. Les résultats obtenus numériquement sont en très bon accord avec l'expérience.

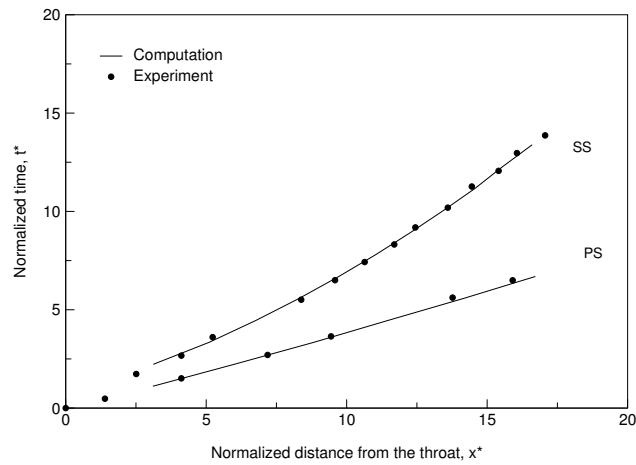


FIG. 4.12 – *Diagramme ( $x^* - t^*$ ) des positions des chocs sur l'axe.*

### 4.2.2 Récapitulatif

Lors de l'amorçage rapide des tuyères supersoniques, plusieurs points intéressants ont été mis en évidence :

- Tout d'abord, les phénomènes sont plus complexes dans le cas axisymétrique que dans le cas plan. Ceci est dû en partie à l'apparition d'un choc interne et à son interaction avec le choc secondaire. Dans une configuration de tuyère industrielle, cette interaction de chocs joue un rôle très important car on sait, d'après les résultats de recherches du groupe ATAC, que, dans le cas d'une tuyère optimisée en poussée (dite TOC, Thrust-Optimized Contoured), cette interaction est à l'origine de la formation de la structure de choc en chapeau, responsable de la transition entre décollement libre et décollement restreint et élément clé dans l'apparition des charges latérales.
- L'intensité du choc secondaire augmente rapidement au début de l'amorçage, contrairement à celle du choc primaire qui, elle, décroît.
- Dans la configuration expérimentale d'Amann, les principales caractéristiques de l'écoulement (chocs primaire et secondaire, discontinuité de contact) ont été prédites de façon satisfaisante et un très bon accord a été obtenu entre la vitesse de propagation des chocs prédite numériquement et celle observée expérimentalement.
- L'évolution très complexe de l'écoulement dans la tuyère d'Amann a également été soulignée et analysée : le système de réflexions multiples formé par l'onde incidente a été mis en évidence ainsi que le rôle joué par les réflexions de Mach dans le divergent de la tuyère. En particulier, la ligne de glissement associée à la première réflexion de Mach dans le divergent génère des tourbillons qui se propagent ensuite vers l'aval.

En conclusion, ces calculs ont mis en évidence la complexité de l'amorçage des tuyères supersoniques et plus particulièrement les différences entre les chocs primaire et secondaire (formation, intensité, vitesse...) ainsi que le rôle joué par chacun. Cette étude est d'une grande utilité pour les concepteurs des lanceurs spatiaux pour lesquels l'allumage du moteur (amorçage des tuyères) représente la phase la plus critique d'un vol.

## Chapitre 5

# Extension aux applications multi-physiques et multi-échelles

---

Les résultats présentés dans cette partie ont été obtenus dans le cadre d'un financement, toujours en cours, du CNES. Ce travail a fait l'objet d'une thèse de doctorat (Anne-Sophie Mouronval, mars 2004) et d'un post-doc (Emmanuel Lefrançois, 2001). La recherche sur ce thème se poursuit en collaboration avec l'Université de Technologie de Compiègne dans le cadre des activités du groupe ATAC. Ce travail a également fait l'objet de plusieurs rapports de contrat. En plus, un premier article a été publié et un autre est en cours de préparation. Enfin, deux communications ont été données à des conférences internationales.

- A.-S. Mouronval, A. Hadjadj, E. Lefrançois, Une méthodologie générale pour l'étude numérique du couplage fluide-structure par une approche multicode, *Revue Européenne des Eléments Finis*, Vol. 12, No. 5, pp. 519-554, 2003.
- D. Vandromme, A. Hadjadj, A.-S. Mouronval and E. Lefrançois, Fluid-structure interaction with application to rocket nozzles, "Towards a New Fluid Dynamics with its Challenges in Aerospace Engineering", NFD 2000 November 20-22, DASSAULT-AVIATION/CNRS.
- A. Hadjadj, E. Lefrançois, E. Kessy, D. Vandromme and G. Dhatt, Fluid-Structural Interactions on Parallel Computer. *Parallel CFD, Algorithms and Results Using Advances Computers*, edited by A. Ecer, J. Periaux and N. Sotofuka, pp. 461-468, Elsevier Publisher, 1997.

---

### 5.1 Contextes scientifique & technologique

Depuis quelques années, de nombreux laboratoires de recherche ont commencé à s'intéresser à la simulation numérique des problèmes couplés (*i.e.* multi-physiques). Pour s'en convaincre, il suffit, par exemple, de consulter les travaux que l'IDRIS a menés, en collaboration avec plusieurs laboratoires du CNRS, sur le thème du "*calcul réparti et couplage d'applications multi-physiques*" [47]. Les applications traitées dans le cadre de ces travaux européens, auxquels nous avons activement pris part (voir page 58), concernaient des disciplines très variées. En effet, on peut citer les sciences de l'environnement (couplage entre les cycles hydrologiques et atmosphériques), la combustion turbulente (couplage entre le rayonnement et la combustion), l'astrophysique (couplage entre la dynamique gravitationnelle de la matière noire et la dynamique dissipative du gaz baryonique résultant des chocs hydrodynamiques... ) ou encore la mécanique (couplage fluide-structure).

Les interactions fluide/structure font intervenir une structure mobile (rigide ou déformable) et un fluide

sous forme gazeuse ou liquide, en écoulement autour de cette dernière. Globalement, on peut distinguer les phénomènes hydroélastiques (interaction fluide en phase liquide/structure) des phénomènes aéroélastiques (interaction fluide en phase gazeuse/structure).

L'hydroélasticité se rencontre le plus souvent dans le domaine biomédical (circulation sanguine) ou l'hydraulique (écoulement autour d'un navire). L'aéroélasticité possède, quant à elle, de nombreuses applications aussi bien dans le génie civil (ponts suspendus...) que dans les domaines aéronautique et spatial (ailes d'avions, turbo-machines, lanceurs spatiaux...).



FIG. 5.1 – Apparition des “teepees” lors de l’amorçage des moteurs SSME (Photo NASA). Cette photo montre une séquence de démarrage du moteur avec une pression chambre de  $p_c \simeq 83$  bars. Les visualisations de l’écoulement décollé mirent en évidence l’aspect instationnaire du décollement libre. Plus précisément, des structures triangulaires (connues sous le nom de “teepees”) apparaissaient et disparaissaient de façon aléatoire.

Parallèlement, l’industrie aérospatiale doit répondre à une demande de plus en plus exigeante et adapter ses technologies en conséquence. En particulier, les performances aérodynamiques des lanceurs doivent sans cesse être accrues pour pouvoir mettre en orbite de satellites de plus en plus lourds. Cela passe, le plus souvent, par une augmentation du rapport de section des tuyères propulsives. Ces tuyères ne sont donc pas adaptées à basse altitude où elles fonctionnent en régime de surdétente. Ce régime est à l’origine d’un décollement étendu du jet propulsif, par nature tridimensionnel et instationnaire (voir figure 5.1) générant des efforts mécaniques sur la structure. Ces efforts, appelés charges latérales (*i.e.* les efforts normaux à la poussée axiale observés dans les moteurs fusée), sont préjudiciables pour la structure mécanique des tuyères et peuvent mener à son endommagement et, par conséquent, à l’échec du vol. Ces risques sont réels car à la suite du récent échec du vol 157 d’Ariane 5, le 11 décembre 2002, la commission d’enquête a déclaré que la perte de contrôle du lanceur résultait de fuites dans le système de refroidissement du moteur Vulcain 2 [1, 2]. Ces fuites proviendraient de fissures engendrées par des efforts mécaniques et thermiques. Les charges latérales font partie de ces possibles efforts mécaniques. Il apparaît clairement, maintenant, que le divergent doit être considéré dans son ensemble. Il est primordial, par exemple, de prendre en compte le comportement mécanique du divergent et les transferts de chaleur à la paroi pour mieux évaluer les efforts thermomécaniques dangereux pour son intégrité.

### 5.1.1 Tuyères souples

D'une manière générale, les expériences mettant en évidence des phénomènes aéroélastiques dans les tuyères supersoniques sont encore peu nombreuses. En particulier, les données expérimentales retraçant la réponse temporelle d'une tuyère flexible sont pratiquement inexistantes. Quelques expériences permettent toutefois d'obtenir des informations qualitatives sur le sujet.

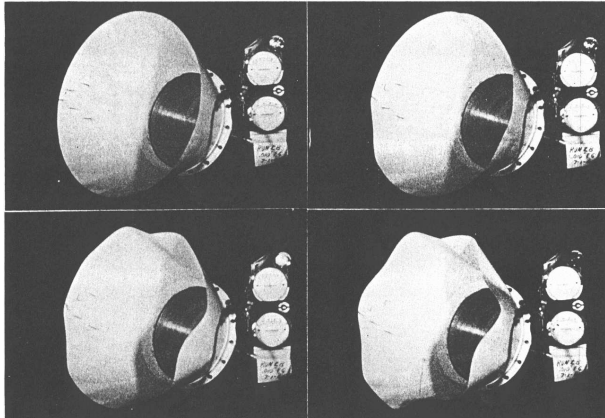


FIG. 5.2 – *Tuyère souple en flambage sur sept lobes. Expérience de Tuovila et Land [83].*

En 1968, Tuovila et Land [83] réalisèrent des mesures expérimentales sur cinq divergents souples de tuyères surdétendues. Ces derniers différaient par le rapport de section et par l'épaisseur des extensions flexibles qui les composaient. Leurs expériences mirent en évidence, grâce à des films, un comportement instable de type flambage sur trois des divergents étudiés (figure 5.1.1).

Les expériences récemment menées par Moreaux [66] ont pour objectif d'acquérir une base de données pour le cas d'une tuyère souple. Afin de profiter au mieux des travaux de caractérisation de l'écoulement dans la tuyère rigide LEA-TIC<sup>1</sup>, il est apparu intéressant de prendre ces

essais pour référence et de définir une tuyère souple ayant la même géométrie.

Une campagne d'essai sur cette version souple (figure 5.3.a) a été menée au LEA-Poitiers en octobre 2001. Une trentaine de rafales ont été réalisées et ont permis de tester la tuyère souple pour des pressions chambre allant de 11 à 64 *bars*. La tuyère a explosé durant une rafale, pour une pression de 54 *bars* (figure 5.3.b). Les témoins présents ont rapporté que "la tuyère a gonflé, dégonflé, puis éclaté". Moreaux pense avoir détecté une instabilité. L'analyse des résultats semble lui donner raison. Ces derniers montreraient une instabilité du mode d'ovalisation de la tuyère.

## 5.2 Développement d'outils numériques pour l'aéroélasticité

### 5.2.1 Outil de couplage fluide/structure

L'étude que nous menons vise à mieux comprendre le rôle des phénomènes aéroélastiques dans l'apparition ou l'amplification des charges latérales dans les lanceurs spatiaux. Dans ce but, nous avons développé un outil de calcul complet pour l'étude numérique des phénomènes de couplage fluide/structure sur machines parallèles. Pour cela, nous avons opté pour le couplage "faible" dont nous avons détaillé la mise en œuvre dans les travaux publiés dans la *Revue Européenne des Éléments Finis* [68]. Ce type de couplage repose sur un dialogue entre deux codes dont l'un est dédié à la structure (éléments finis) et l'autre au fluide (volumes finis). Ainsi, il est très rapidement ressorti qu'il s'agissait d'une technique très souple préservant la modularité de chacun des codes de calcul à

1. Tuyère idéale tronquée (dite TIC, Truncated Ideal Countoured) produisant un profil uniforme de l'écoulement en sortie.

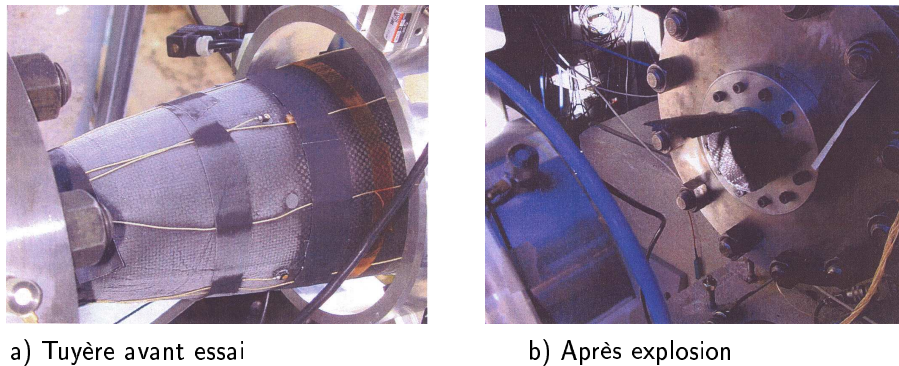


FIG. 5.3 – *Tuyère souple exploitée au LEA avant et après explosion (photos tirées de [66]).*

coupler et permettant de bénéficier des méthodes les plus performantes dans chacune des disciplines.

Concernant le code structure, le travail a été effectué essentiellement avec le code REFLEX [7] développé à l'UTC par l'équipe du Professeur Ghouri Dhatt. Dans cette étude, nous avons été amenés à traiter des structures de poutres et de coques minces par éléments finis. Les éléments de poutres et de coques minces sont fréquemment utilisés en couplage fluide-structure [60, 75] et sont décrits dans de nombreuses références [8]. Un élément de coque non-linéaire en grands déplacements et rotations modérées a été développé, implémenté et validé ainsi que plusieurs techniques de pilotage (pilotage en déplacement, en chargement et en longueur d'arc). La figure 5.4 illustre la capacité du nouvel élément à prendre en compte les grands déplacements d'un hémisphère lors de l'augmentation du chargement. Le développement de cet élément était motivé par notre désir de simuler ultérieurement le comportement post-instabilité d'une structure. Par ailleurs, l'élément de coque linéaire DKT18 (Discrete Kirchhoff Triangle à 18 ddls) a été validé puis utilisé pour diverses applications telle que la détermination des modes propres de vibration de la tuyère LEA souple. Les résultats obtenus ont été très satisfaisants.

D'un point de vue du fluide, nous avons mis au point trois codes robustes et précis bien adaptés pour décrire l'aérodynamique compressible et nous poursuivons actuellement leur développement.

Une fois que ces codes furent rendus exploitables et performants pour traiter le problème considéré, la mise en œuvre du couplage a reposé sur deux étapes importantes. La première a consisté à adapter les codes fluide aux domaines évolutifs alors que la seconde a eu pour objectif de développer des modules de dialogue entre les deux codes. Un intérêt particulier a été porté à la technique dite de "maillage dynamique" et à la loi de conservation géométrique (GCL) que celle-ci doit respecter. Plusieurs exemples de validation (compression dans un piston, écoulement bidimensionnel autour d'un projectile mobile) ont été effectués. La mise en pratique des transferts d'information entre les deux codes (*i.e.* la seconde étape de cette méthodologie) a ensuite été illustrée à travers divers exemples. Les principaux algorithmes de couplage (algorithmes décalés de type CSS, avec ou sans sous-cyclage...) ont été développés, testés et validés.

Par la suite, un cas test classique en aéroélasticité, le "flutter" (flottement), a été utilisé. Les résultats obtenus furent très satisfaisants. De plus, ce cas test a permis d'étudier l'influence de plusieurs paramètres numériques sur l'apparition des conditions critiques de "flutter" (diffusion numérique, pas de temps d'intégration, ...). Notons enfin que ces développements et applications mettent en évidence le fait que l'aéroélasticité est une discipline à part entière qui ne doit pas être vue comme la simple superposition de deux domaines distincts. En effet, même si sa mise en œuvre peut être réalisée en

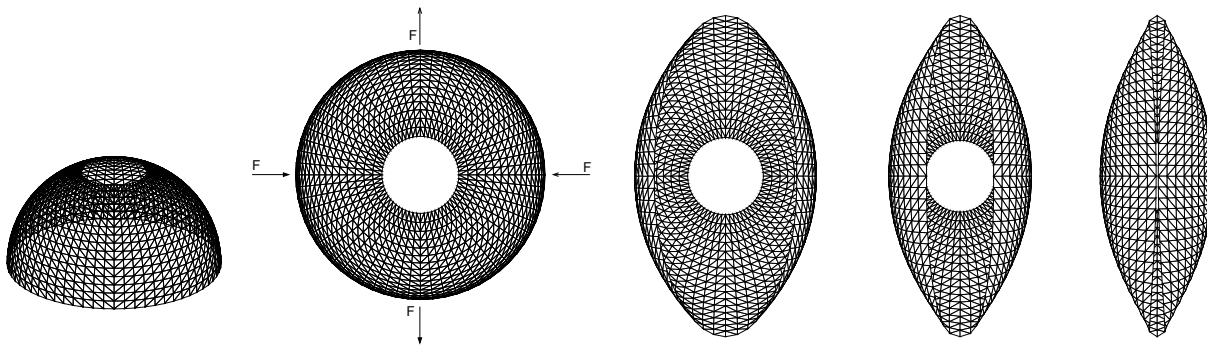


FIG. 5.4 – *Hémisphère pincée. Configuration initiale : vue 3D (à gauche) et vue de dessous avec représentation du chargement et configurations successives lors de l'augmentation du chargement (de gauche à droite).*

couplant un code fluide et un code structure, les problèmes d'aéroélasticité font intervenir des phénomènes physiques qui leur sont propres (coalescence de modes...). De même, ils possèdent leurs propres difficultés numériques (échelles de temps des deux codes à coupler souvent très différentes ...).

### 5.2.2 Modèles de stabilité aéroélastique

Actuellement, les industriels en charge de la fabrication des propulseurs de moteurs fusée (SNECMA-Moteurs et Volvo en particulier) sont très désireux de disposer d'un outil simple à mettre en œuvre permettant, en particulier, de tester la stabilité aéroélastique d'un divergent quelconque. Dans le cadre du groupe de travail ATAC (Aérodynamique des Tuyères et Arrière-Corps) auquel nous participons, nous cherchons donc à déterminer la fiabilité de quelques modèles récents (et à en proposer de nouveaux) grâce à l'utilisation du calcul numérique couplé. Nous essayons également de déterminer les facteurs jouant un rôle important dans l'apparition des instabilités afin, soit de les éviter, soit de mieux les contrôler.

Ainsi, nous nous sommes intéressés à l'étude d'un divergent flexible soumis aux efforts de pression des gaz en écoulement. Nous nous plaçons dans le cas d'un écoulement fortement surdétendu présentant un choc de décollement à une position donnée. Notre objectif est ici d'étudier la stabilité de la structure suite à une perturbation de ce choc.

#### - Extension du modèle de Pekkari aux instabilités dynamiques

Plusieurs auteurs ont consacré leurs travaux à ce type de problème. Pekkari [71, 72], par exemple, a analysé l'influence de cette perturbation du choc sur les modes propres de vibration du divergent. Son modèle repose principalement sur deux points : (1) la prise en compte d'un profil de pression pariétale simplifié, en particulier au niveau du choc de décollement, et (2) la théorie des petites perturbations pour représenter l'influence du mouvement de la paroi sur le champ de pression à l'intérieur du divergent flexible. Il montra ainsi, dans les limites de son modèle, l'existence de certains modes instables (instabilité statique de type flambage correspondant à l'annulation de la fréquence de vibration associée) en fonction de la position initiale du choc perturbé. En effet, ce modèle permet d'estimer la fréquence de vibration forcée du mode  $k$  (fréquence aéroélastique  $\Omega_k$ ) en fonction de sa valeur en



l'absence de sollicitation (fréquence naturelle  $\omega_k$ ) et de deux coefficients :

$$\left(\frac{\Omega_k}{\omega_k}\right)^2 = 1 - \frac{A}{R_k} \quad (5.1)$$

Les coefficients de réponse aérodynamique  $A$  et de réponse dynamique  $R_k$  sont fonction de la position du choc. Par la suite, nous avons généralisé ce modèle [67, 70] afin de prendre en compte les instabilités dynamiques correspondant à la coalescence de deux fréquences (voir figure 5.5).

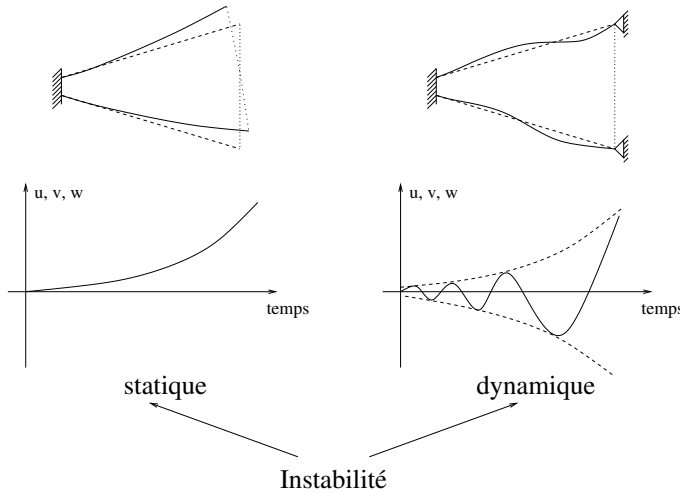


FIG. 5.5 – *Instabilités statique et dynamique.*

Les détails de ce nouveau modèle ainsi que celui de Pekkari pourront être trouvés dans la thèse de Mouronval [67]. Nous présentons ici brièvement les grandes lignes du modèle afin de faciliter la lecture du manuscrit.

La stabilité du système soumis à une sollicitation  $\{F\}$  peut être obtenue par une démarche éléments finis similaire à celle employée pour la détermination des modes propres. En appliquant le Principe des Travaux Virtuels (PTV), le système à résoudre prend la forme suivante :

$$[M]\{\ddot{W}\} + [K]\{W\} = \{F\}. \quad (5.2)$$

où  $[M]$  est la matrice masse du système,  $[K]$  la matrice des rigidités et  $\{F\}$  le vecteur des sollicitations induites par l'oscillation du choc de décollement. Le vecteur  $\{W\}$  représente l'ensemble des composantes du déplacement de tous les nœuds du maillage et  $\{\ddot{W}\}$  leur accélération. Le vecteur  $\{F\}$  peut être mis sous la forme suivante :

$$\{F\} = [K_p]\{W\},$$

où  $[K_p]$  est la matrice dite "de rigidité aérodynamique".

En observant la forme homogène obtenue grâce à cette expression, il est possible de voir que le terme de sollicitation agit directement sur la rigidité de la structure. Ceci laisse supposer une évolution de ses fréquences et modes propres aéroélastiques en fonction de la localisation du choc (par l'intermédiaire de  $\{F\}$ ). Ces modes propres vérifient :

$$([K] - [K_p] - \Omega^2[M])\{\bar{V}\} = \{0\}. \quad (5.3)$$

Les solutions non-triviales de cette équation sont les racines du polynôme caractéristique obtenu par le déterminant :

$$|([K] - [K_p] - \Omega^2[M])| = 0.$$

Dans cette expression, l'ensemble des  $\Omega_k^2$  constitue les valeurs propres aéroélastiques du système associées aux vecteurs propres  $\{\bar{V}_k\}$ . Les valeurs propres aéroélastiques sont regroupées en une matrice

diagonale notée  $[\Lambda]$  et les modes propres aéroélastiques en une matrice  $[\bar{X}] = \{\bar{V}_1 | \bar{V}_2 \dots\}$ . Il est important de remarquer que ceux-ci peuvent être différents des modes propres naturels, *i.e.*  $[\bar{X}] \neq [X]$ . La solution à ce problème est donc du type :

$$\{W(x, t)\} = [\bar{X}]\{v(t)\} \quad \text{avec} \quad \{v(t)\} = \{e^{i\Omega_k t}\}$$

Lorsque les valeurs propres aéroélastiques sont réelles positives le système est stable. Si, une (au moins) devient réelle négative alors la fréquence associée est imaginaire pure ; la structure devient statiquement instable. Enfin, si deux fréquences deviennent complexes conjuguées l'une de l'autre alors le système est dynamiquement instable.

Le modèle de Pekkari considère, quant à lui, une projection sur l'espace des vecteurs propres naturels ( $[\bar{X}] \equiv [X]$ ). Il s'en suit alors une simplification du problème (cf. équation 5.1).

### 5.3 Application aux propulseurs cryogéniques

Les outils de couplage fluide/structure ainsi que les modèles de stabilité développés dans cette étude ont été ensuite utilisés pour étudier la stabilité d'un divergent soumis à un choc de décollement.

#### 5.3.1 Résultats des modèles de stabilité

Dans un premier temps, les modèles de stabilité ont été appliqués à une tuyère décollée (2D plane puis 3D). Afin d'analyser l'influence des conditions aux limites et des propriétés du matériau de la structure sur sa stabilité, trois cas ont été testés. Seul le divergent est flexible : le col est encastré et l'extrémité du divergent est soit libre soit encastrée. Les propriétés du matériau ainsi que le module de Young et l'épaisseur ont été choisis de sorte à faire apparaître des comportements instables. Plusieurs résultats très intéressants sont ressortis de cette première étude :

- La supériorité du modèle étendu a été confirmée : le modèle de Pekkari est inapte à prédire les instabilités dynamiques (comme le montre la figure 5.6). Ceci est dû au fait qu'il projette les équations couplées sur une base modale fixe (celle des vecteurs propres naturels). En effet, la figure 5.6 (à gauche) montre l'évolution de la partie réelle de  $\Omega_1/(2\pi)$  en fonction de la position du choc dans le divergent  $x_{choc}$ . La première fréquence propre naturelle  $\omega_1/(2\pi)$  a été reportée sur cette figure. On constate que, quel que soit le modèle aéroélastique utilisé, la partie réelle de  $\Omega_1/(2\pi)$  décroît lorsque le choc se déplace vers l'aval. Jusqu'à  $x/L=0.38$ ,  $\Omega_1$  reste proche de  $\omega_1$  : l'écart entre ces deux grandeurs est inférieur à 10%. Pour des positions du choc situées plus en aval, les effets aéroélastiques deviennent significatifs<sup>2</sup>. Enfin, à partir de  $x/L=0.68$  et jusqu'à la fin du divergent,  $\Omega_1$  devient imaginaire pure. Ceci traduit une instabilité statique de la structure (flambage). Remarquons que le fait que les deux modèles (celui de Pekkari et son extension) donnent des résultats similaires n'est pas surprenant puisqu'ils sont tous deux adaptés pour prédire les instabilités statiques.

En changeant les propriétés du matériau, la stabilité du système change en conséquence. Dans ce cas, deux types d'instabilités apparaissent (voir figure 5.6 - droite) :

- une instabilité statique du mode 1 pour  $x_{choc}/L \in [0.3, 0.43]$  pour le modèle de Pekkari et  $x_{choc}/L \in [0.31, 0.36]$  pour le modèle étendu. Celle-ci est détectée par les deux modèles et correspond à une annulation de la fréquence  $\Omega_1/(2\pi)$ .

2. Nous avons choisi ce seuil approximatif de 10% pour qualifier les effets aéroélastiques de "significatifs".

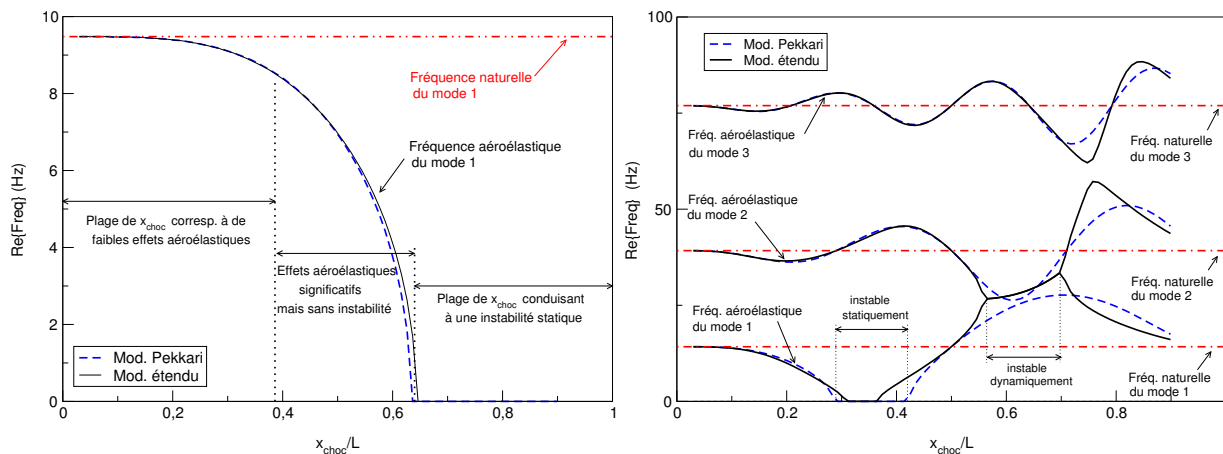


FIG. 5.6 – Evolution des fréquences propres aéroélastiques ( $Re$ : partie réelle) en fonction de la position du choc. Instabilité statique (à gauche) et instabilités statique et dynamique (à droite).

- une instabilité dynamique des modes 1 et 2 entre  $x_{choc}/L = 0.56$  et  $x/L = 0.69$  prévue uniquement par le modèle étendu. Cette instabilité est le résultat de la coalescence de ces deux modes.

Cette dernière instabilité a été confirmée par un calcul pas à pas utilisant les mêmes hypothèses que les modèles de stabilité<sup>3</sup>. Ce cas met ainsi en évidence la supériorité du modèle généralisé par rapport à celui de Pekkari en présence d'instabilités dynamiques.

Enfin, on remarque qu'en modifiant davantage les propriétés du matériau, une coalescence des modes 2 et 3 pourrait se produire en fin de tuyère ( $x/L \simeq 0.75$ ), car les fréquences  $\Omega_2/2\pi$  et  $\Omega_3/2\pi$  sont déjà proches en ce point.

- L'analyse des coefficients d'influence aérodynamique  $A$  et dynamiques  $R_k$  est riche d'enseignements. Elle permet, par exemple, de comprendre pourquoi un mode dont la fréquence est plus élevée que celle d'un autre peut devenir instable avant celui-ci. Elle permet aussi de mieux appréhender l'influence des conditions aux limites de la structure, des propriétés du matériau ou de l'angle du divergent. Egalement, il est apparu que faire varier les conditions aux limites permettait de modifier significativement le comportement du divergent (apparition ou disparition de comportements instables).
- Les modèles ont également été appliqués en 3D à la version souple de la tuyère LEA. L'influence des conditions aux limites et des propriétés du matériau a de nouveau été étudiée. En particulier, dans le cas LEA1 (tuyère en aluminium encastrée au col), plusieurs modes présenteraient une instabilité statique lorsque le décollement est proche de la sortie du divergent. Ceci est cohérent avec les résultats des expériences menées par l'ONERA. D'autre part, lorsque le divergent est encastré au col et à son extrémité, ces instabilités sont supprimées. Enfin, si on modifie, en plus, les propriétés du matériau de sorte à rendre la tuyère plus souple, des instabilités dynamiques

3. Plus précisément, nous intégrons directement l'équation de la dynamique des structures en utilisant le schéma temporel de Newmark. Il est important de remarquer qu'il ne s'agit pas d'un calcul couplé mais simplement de résoudre l'équation de la dynamique autrement que par une analyse modale. Les hypothèses de modèles sont conservées : aucun code fluide n'est introduit à ce niveau.

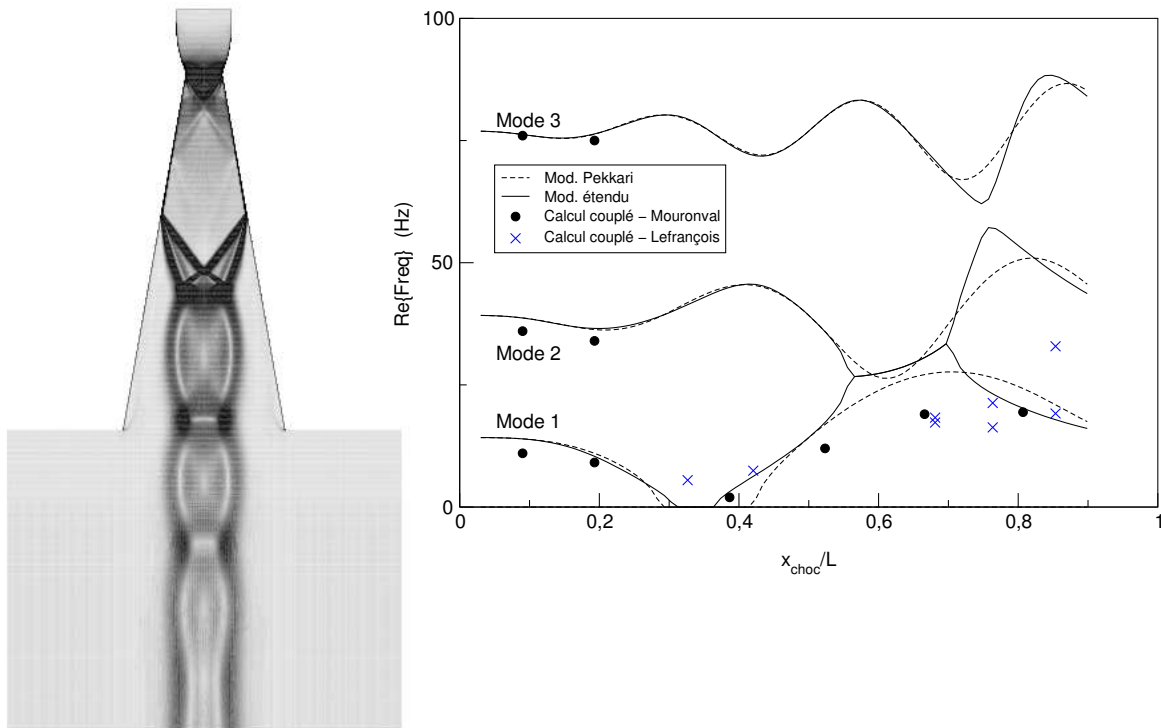


FIG. 5.7 – Strioscopie numérique de l'écoulement turbulent,  $p_c/p_a = 4.0$ , (gauche) et comparaison des résultats numériques et des modèles: évolution des fréquences aéroélastiques en fonction du rapport de pression (droite).

peuvent apparaître.

Les figures 5.9 et 5.10 illustrent les six premiers modes propres des cas des LEA1 (tuyère encastrée au col, libre à l'extrémité) et LEA3 (tuyère encastrée des deux côtés). Aucun de ces modes n'est axisymétrique. Par ailleurs, seul le mode de flexion peut générer des charges latérales. Il convient de préciser que le mode bilobe est également connu sous le nom de "mode d'ovalisation". Il faut aussi souligner que le mode de flexion ne doit pas être confondu avec le mode de pendulage du moteur bien que ceux-ci aient même allure. En effet, le mode de pendulage est un mouvement d'ensemble du moteur par rapport à son système d'attache.

- De façon générale, on constate que les modes les plus instables ne sont pas toujours ceux de plus basses fréquences. De plus, le mode de flexion, (le plus actif en terme d'amplification des efforts latéraux) peut ne pas être instable alors que plusieurs autres le sont. Il ne faut donc pas se limiter à l'étude de ce mode pour juger de la stabilité du divergent. Une instabilité dynamique ou statique peut s'avérer très dangereuse pour l'intégrité du divergent, quel que soit le mode mis en cause.

Il convient de souligner que les deux modèles développés dans cette étude permettant de détecter l'apparition d'instabilités du divergent ne sont valides que dans le cadre des petits déplacements de la structure (donc des faibles déplacements induits du choc). Si une instabilité apparaît, ces hypothèses ne sont rapidement plus vérifiées. Ces modèles ne décrivent donc pas le comportement ultérieur de la structure. La description de celui-ci nécessite le recours à la mécanique non-linéaire. Par exemple,

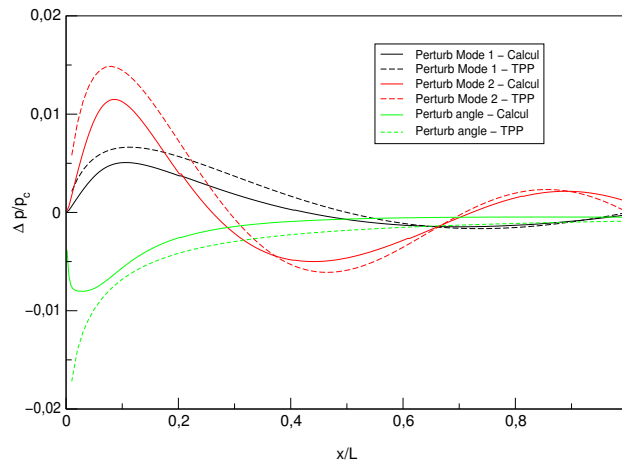


FIG. 5.8 – Variation de pression  $\Delta p(x)/p_c$  engendrée par une perturbation de la paroi suivant les modes 1 et 2 ainsi qu'après une augmentation d'un degré du demi-angle du divergent. Comparaison entre les résultats d'un calcul numérique et ceux issus de la théorie des petites perturbations TPP ( $p_c/p_a=10$ ).

l'instabilité peut être stoppée sous l'effet des efforts internes non-linéaires. D'autre part, si le choc est situé initialement dans une région conduisant à une instabilité et que ses déplacements deviennent importants, celui-ci peut entrer dans une plage de positions correspondant à une zone de stabilité de la structure. Dans ces conditions, l'instabilité disparaît et le choc retourne vers sa position initiale, ce qui provoque de nouveau l'instabilité (et ainsi de suite). On observe alors un mouvement cyclique du choc.

### 5.3.2 Validation des modèles par couplage numérique

Dans un second temps, nous avons mené des calculs couplés (interaction fluide/structure) pour les mêmes configurations de tuyère afin de valider les modèles développés (en particulier le modèle étendu). Les conclusions suivantes peuvent être tirées :

- Les résultats numériques sont en accord avec les prévisions des modèles. En effet, lorsque ceux-ci prédisent que la structure est stable pour toutes les positions du choc, cela est retrouvé numériquement. De même, lorsqu'une instabilité dynamique est prévue, celle-ci est confirmée par les calculs (voir figure 5.7). Cependant, il est apparu que la plage de positions du choc conduisant à une instabilité dynamique était un peu plus étendue que celle prévue par le modèle étendu. De même, la fréquence de coalescence retrouvée numériquement était plus faible que celles estimée par ce dernier.
- Les écarts observés entre les résultats numériques et ceux des modèles ont été expliqués par l'emploi de la théorie des petites perturbations. Pour cela, nous avons évalué la variation de pression engendrée par une légère augmentation de l'angle du divergent, une perturbation suivant son premier puis son second mode propre naturel. Il en est ressorti que celle-ci était globalement surestimée par la théorie des petites perturbations (comme le montre la figure 5.8). L'emploi de cette théorie est donc un des points faibles des modèles de stabilité.

En résumé, les résultats obtenus par les simulations numériques turbulentes indiquent que toutes les positions du choc étudiées peuvent engendrer d'importants déplacements de la structure risquant de

l'endommager. Ces comportements résulteraient d'une résonance avec les fréquences intrinsèques du choc ou d'instabilités (statiques ou dynamiques) du divergent, selon le rapport considéré.

## 5.4 Récapitulatif

Ce travail a été consacré à l'étude des phénomènes aéroélastiques dans les tuyères de propulseurs. Il s'inscrit dans le cadre des activités du groupe de recherche Aérodynamique des Tuyères et Arrière-Corps (ATAC). Un des principaux objectifs de ce travail était de démontrer que les phénomènes aéroélastiques peuvent être nuisibles pour les moteurs fusée (présence de modes instables) au même titre que les charges latérales qu'ils peuvent amplifier. Dans cet objectif, un nouveau modèle permettant de prédire la stabilité aéroélastique de divergents flexibles en présence d'un choc de décollement a été développé. Par ailleurs, un outil numérique, reposant sur un couplage faible des codes fluide et structure, a été développé pour étudier ce type de problème. Cet outil a ensuite été validé sur le cas test classique du "flutter". Une application et une analyse approfondie des modèles de stabilité aéroélastique ont été réalisées. Les modèles sont employés pour étudier la stabilité d'un divergent bidimensionnel plan soumis à un choc de décollement. L'influence de plusieurs paramètres sur la stabilité de la structure a été évaluée. Les résultats obtenus ont ensuite été confrontés aux résultats de simulations numériques couplées. En dernier lieu, les modèles ont été utilisés pour étudier la stabilité de la tuyère LEA souple sur laquelle l'ONERA effectue des mesures expérimentales.

Enfin, il convient de souligner que les calculs couplés requièrent plus d'une semaine de calcul alors que les modèles évaluent la stabilité du divergent en une ou deux minutes. On peut donc considérer ces modèles comme un outil fort intéressant pour les applications industrielles. Le travail accompli ici sera poursuivi en collaboration avec une équipe de l'Université de Technologie de Compiègne et que le modèle de stabilité développé devrait être transféré au groupe SNECMA-Moteurs et à Volvo (via le pôle européen FSCD - Flow Separation Control Device) pour des exploitations industrielles.

## Coopération avec l'IDRIS dans le cadre du projet Eurogrid

Cette note présente brièvement le déroulement ainsi que les résultats de notre collaboration avec l'équipe de Calcul Scientifique Coopératif de l'IDRIS (Denis Girou et Gilles Grasseau), dans le cadre du projet Eurogrid [47].

En 2000, L'IDRIS cherchait à expérimenter le couplage d'applications scientifiques multi-physiques sur des plates-formes hétérogènes via le standard d'interopérabilité CORBA (Common Object Request Broker Architecture). Ce dernier est largement utilisé depuis une dizaine d'années dans tous les types d'applications dites d'entreprise, mais peu jusqu'à présent dans le domaine scientifique. Comme Denis Girou le souligne : "[notre] collaboration dans le cadre de ce projet a eu pour [eux] le gros avantage de [leur] permettre de développer et valider [leur] stratégie et [leurs] choix techniques sur une application réelle". Elle leur a aussi "donné l'occasion de mettre au point une méthodologie générale pour le couplage de codes scientifiques existants, dans de nouvelles sphères d'utilisation de ceux-ci pour simuler des phénomènes plus complexes, multi-physiques ou multi-échelles. Plusieurs projets, dans des thématiques extrêmement diverses (astrophysique, combustion, sciences de l'environnement, électromagnétisme), ont ensuite été traités strictement sur les mêmes bases techniques".

En résumé, le LMFN-CORIA a coopéré avec L'IDRIS en fournissant le code de couplage. Dans ce code, les échanges entre les modules fluide et structure s'effectuaient via MPI, sur les machines Cray T3E de l'IDRIS ou Origin 2000 du CRIHAN. Notre travail a consisté à assister l'IDRIS sur la problématique physique et sur les détails de l'implémentation des codes utilisés comme base du couplage.

L'IDRIS a pris en charge tout le travail d'implémentation relatif à CORBA. L'essentiel de leur travail s'est déroulé au printemps 2001 pour la partie relative au développement de l'application elle-même (définition de l'interface physique et informatique entre les codes fluide et structure, définition des échanges de données entre les deux codes, implémentation des services correspondants à ces échanges, encapsulage des codes Fortran dans des modules écrits en C++, tests et validation du couplage). Par la suite, l'IDRIS a effectué l'intégration de l'application couplée dans le logiciel UNICORE, permettant d'offrir un accès unifié à une grille de calculateurs hétérogènes, ainsi que des tests et la validation de ce projet sur la grille HPC-Grid<sup>a</sup> du projet européen EuroGrid dont l'IDRIS est l'un des partenaires majeurs. Une démonstration de cette application, où le code structure s'exécutait sur une machine en Allemagne, le code fluide sur une machine en Angleterre et un code de visualisation interactive sur l'une de leurs machines à Orsay a été faite en décembre 2001, lors de la première session d'examen du projet Eurogrid par la commission européenne.

<sup>a</sup> Voir <http://www.eurogrid.org/wp4.html>.

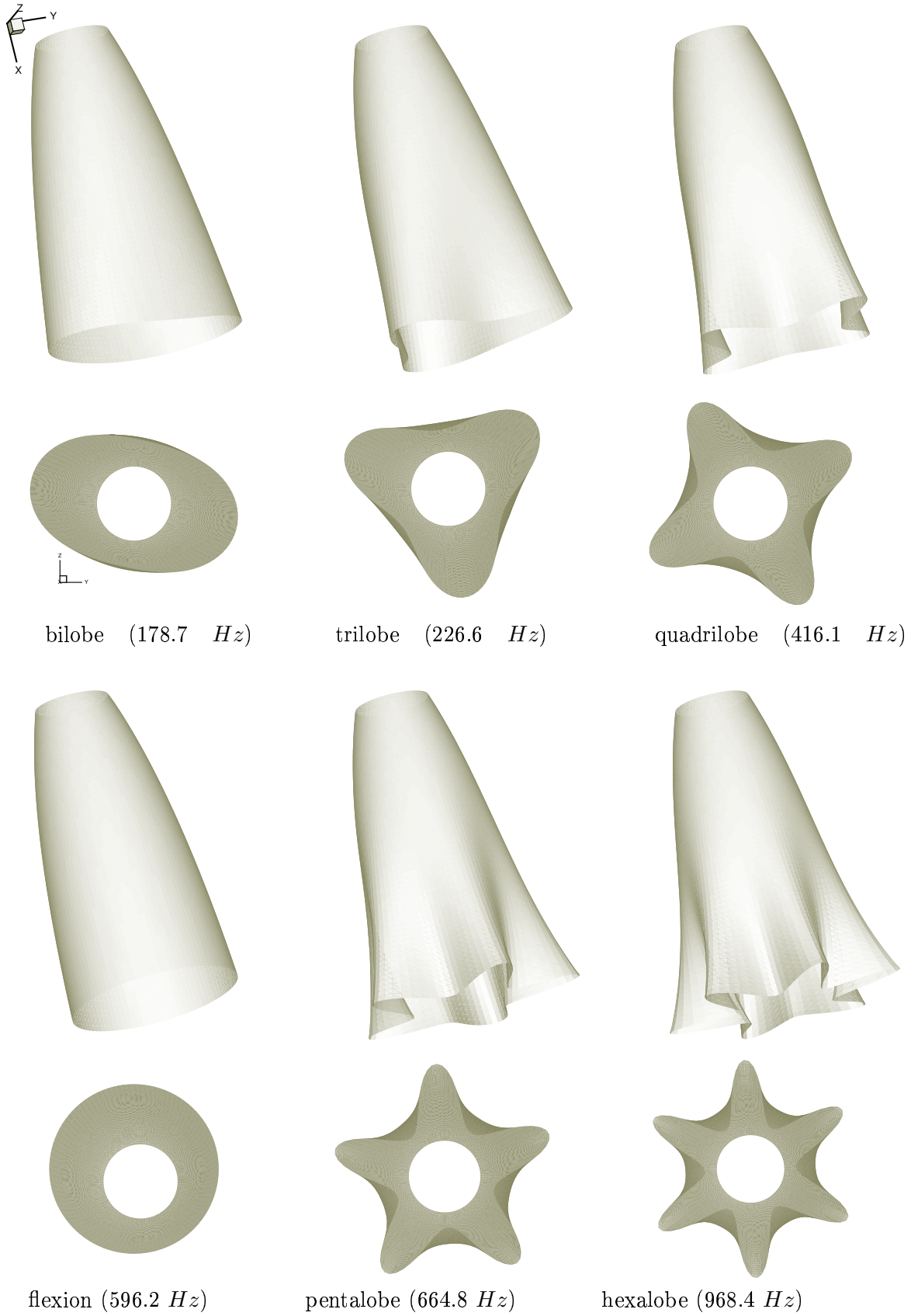


FIG. 5.9 – Modes propres naturels 1 à 6 obtenus pour le cas de la tuyère LEA1. Vues de profil et de dessus.



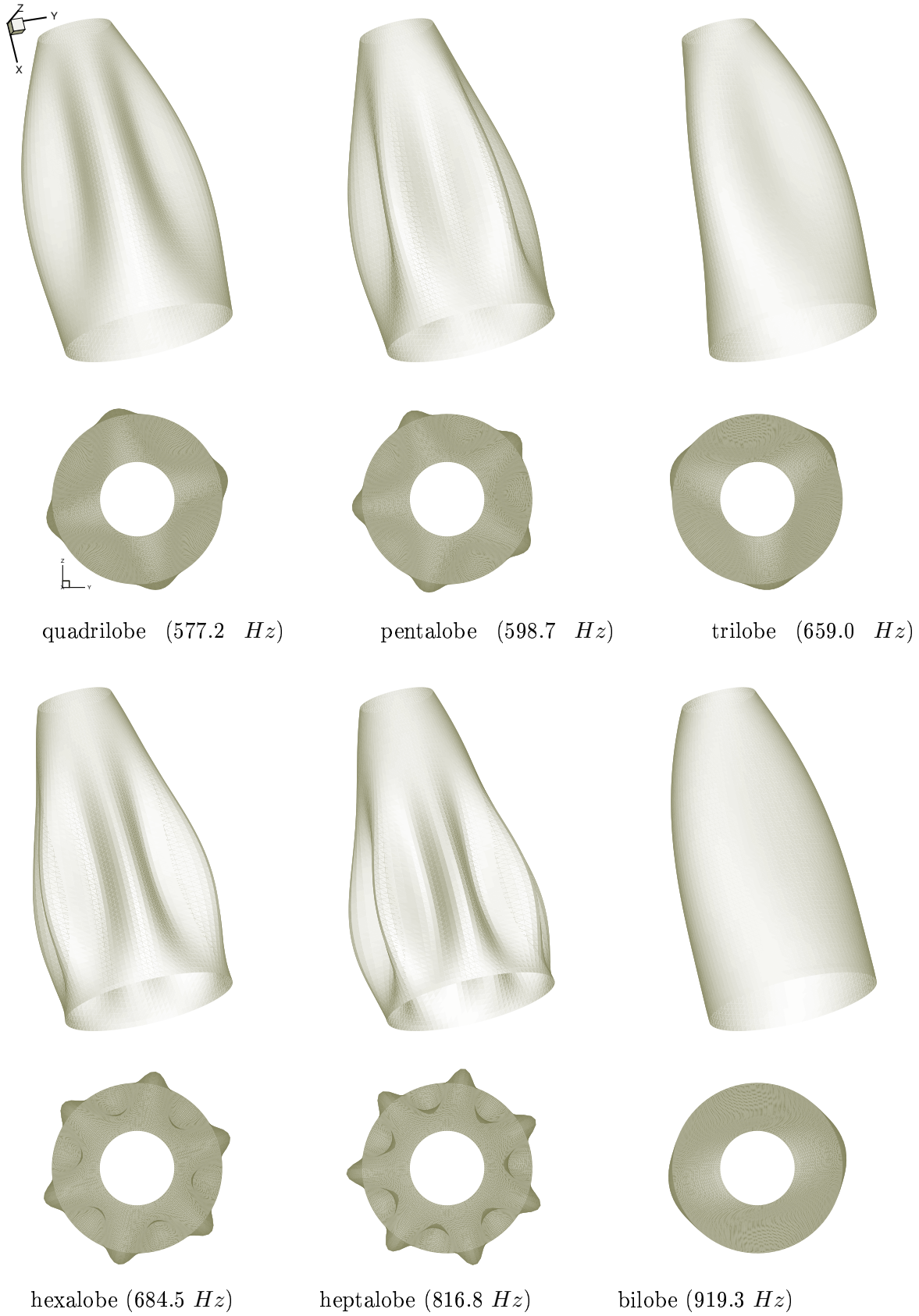


FIG. 5.10 – Modes propres naturels 1 à 6 - tuyère souple LEA3. Vues de profil et de dessus.

## Chapitre 6

# Vers les applications industrielles et le transfert de technologie

---

Les travaux, présentés dans ce chapitre, ont été réalisés grâce à des financements obtenus dans le cadre de plusieurs contrats de recherche, notamment avec la DGA, la SNECMA (financement toujours en cours) et le CNES. Ils ont fait l'objet de deux thèses de doctorat (L. Blin [12] et Y. Perrot - thèse en cours [73]) et de quelques stages de DEA. L'essentiel des résultats obtenus a été publié sous forme de rapports de contrat dont des parties ont été autorisées pour être publiées dans des conférences spécialisées. Les études ont été menées sur des écoulements d'aérodynamique interne et externe dans des organes de propulsion : arrière-corps d'avions, tuyères de propulseurs et inverseurs de poussée. La majorité des simulations numériques, présentée dans ce chapitre, a été réalisée avec des logiciels industriels mis à la disposition du laboratoire par nos partenaires industriels. Cette opération de recherche vise à développer des collaborations fortes entre chercheurs et industriels en charge de la conception des moteurs aéronautiques et spatiaux. Un des objectifs visés, à moyen terme, est de faire expertiser les logiciels industriels par les laboratoires CNRS. A ce sujet, une opération d'envergure a été menée, en partenariat avec la SNECMA et le CNES, pour faire évoluer ces logiciels en s'appuyant sur les récentes avancées scientifiques en matière, notamment, de modèles de turbulence, de schémas numériques et de calculs intensifs. Par notre soutien scientifique apporté aux activités industrielles R&D et le suivi des évolutions des codes industriels, le laboratoire a pu développer une expertise reconnue dans le domaine du transfert technologique.

---

### 6.1 Arrière-corps propulsifs

*[Ce travail a bénéficié d'un soutien de la DGA et de la SNECMA et se poursuit actuellement dans le cadre de la thèse de Yohann Perrot ]*

Parmi les difficultés qui sont encore faiblement appréhendées aujourd'hui dans l'aérodynamique des avions, les écoulements d'arrière-corps présentent de très nombreuses particularités.

- D'une part, l'écoulement en sortie de moteurs est encore très mal caractérisé, en raison de la complexité des phénomènes physiques qui interviennent au sein du réacteur (compression, combustion, détente). Les jets de propulseur sont donc dominés par la turbulence (grand nombre de Reynolds), la thermique (gaz de combustion), la rotation (sortie de turbomachines).

- En second lieu, l'aérodynamique du jet moteur est compliquée par l'état du milieu ambiant (aérodynamique de l'avion, mélange pour les moteurs à double flux).
- Une considération supplémentaire peut provenir des systèmes multipropulseurs pour lesquels les interactions entre jets quasi parallèles peuvent être très importantes (cas des avions du type Rafale ou Mirage 2000 par exemple).
- Au-delà de la modélisation fine du mélange turbulent, les préoccupations portent sur les performances globales du propulseur (qualité du jet final, pertes dues à la géométrie des tuyères, rendement, poussée etc.).

Dans le cadre de l'opération MARCO<sup>1</sup> (financée par la DGA) et du projet TITAN (financé par la SNECMA), nous avons effectué un certain nombre de calculs et de validation sur des géométries de tuyères à simple et à double flux pour lesquelles des informations expérimentales étaient disponibles (ONERA). Ces configurations sont caractérisées par des jets axisymétriques fortement sous-détendus issus de tuyères avec rétreint et culot, débouchant dans un écoulement uniforme. Les calculs effectués prennent en compte la caractérisation de l'écoulement externe et le développement du jet lointain.

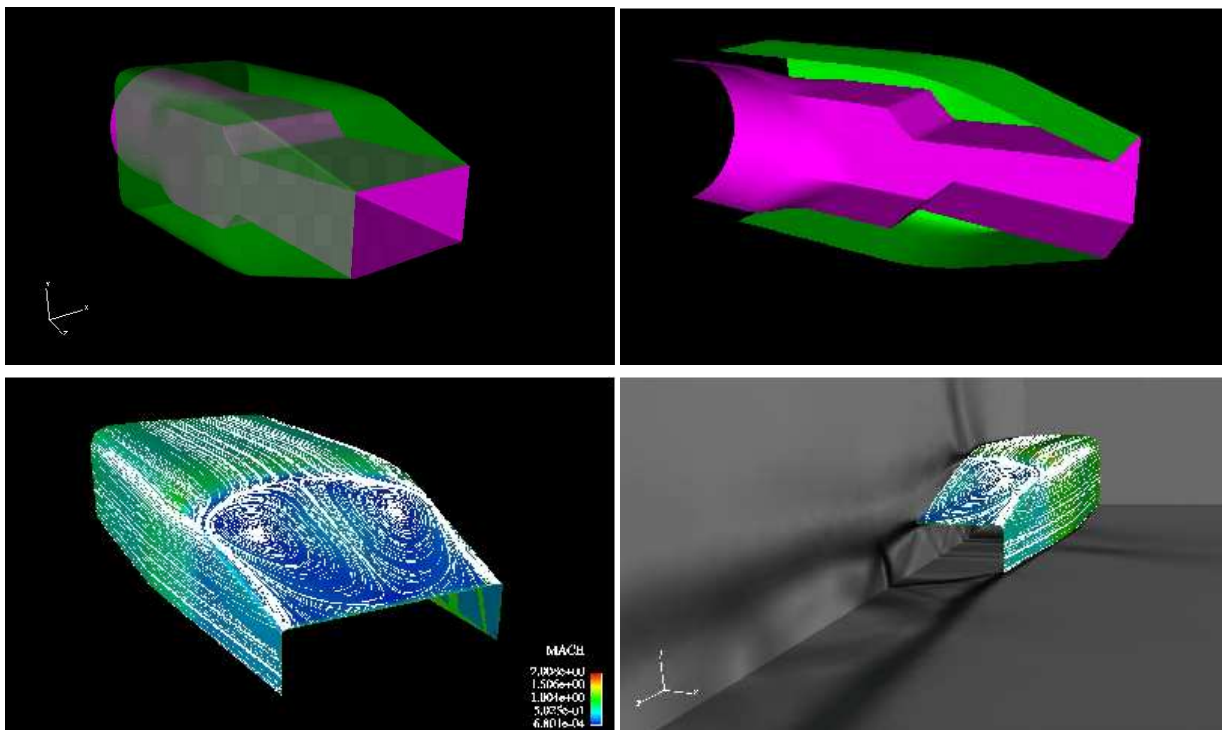


FIG. 6.1 – Vues 3D de l'écoulement issu d'une tuyère d'arrière-corps. Géométrie de la tuyère (en haut), strioscopie numérique et zone de recirculation sur le rétreint (en bas).

Les études menées jusqu'à présent ont permis de caractériser finement le mélange turbulent, la zone de confluence et l'écoulement décollé sur le rétreint de l'arrière-corps.

Le travail de mise au point et de validation de modèles a été réalisé avec des codes du laboratoire.

1. Modélisation d'ARrière-CORps.

Ensuite, des calculs complémentaires sur des géométries complexes ont été effectués à l'aide de logiciels industriels (elsA<sup>2</sup> et N3S-Natur). L'ensemble des résultats obtenus montre que si l'on souhaite reproduire correctement les effets de confluence et de décollement de la couche limite, une modélisation fine de la turbulence est nécessaire. En effet, des modèles élaborés (tels que le modèle ASM ou le modèle multi-échelles) sont de bons candidats pour des applications industrielles car ils offrent un bon compromis entre précision et temps de calcul, robustesse et simplicité de mise en œuvre.

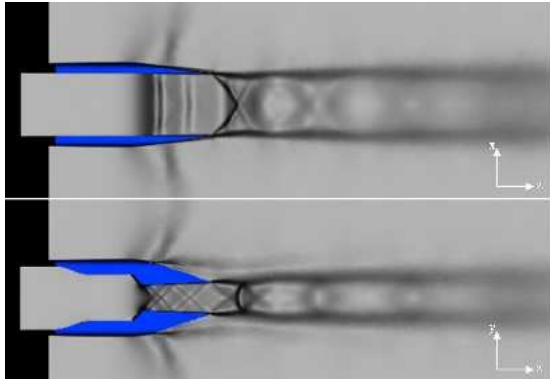


FIG. 6.2 – *Strioscopie numérique projetée sur les deux plans de symétrie du domaine de calcul.*

Les travaux de modélisation des écoulements d'arrière-corps se poursuivent dans l'optique de la mise au point de nouveaux modèles capables de prendre en compte des phénomènes plus complexes, notamment les effets 3D et les instationnarités de l'écoulement. Ce travail s'effectue en collaboration avec le groupe aéro-combustion de la SNECMA dans le cadre de la thèse de Yann Perrot (projet N3S-Natur). Comme le montrent les figures 6.1, 6.2 et 6.3, les résultats obtenus à ce jour sur une configuration 3D de tuyère d'arrière-corps avec décollement sont encourageants et laissent augurer un très bon déroulement des travaux. Ces résultats ont été obtenus avec le logiciel N3S-Natur dans lequel nous avons intégré, entre autres, un nouveau modèle de turbulence basé sur une formulation mixte ( $k - \varepsilon/k - \tilde{\omega}$ , où  $\tilde{\omega}$  est la pseudo-vorticité) avec intégration jusqu'à la paroi. Cette partie du travail est originale et doit normalement aboutir à une nouvelle formulation du modèle SST-Menter.

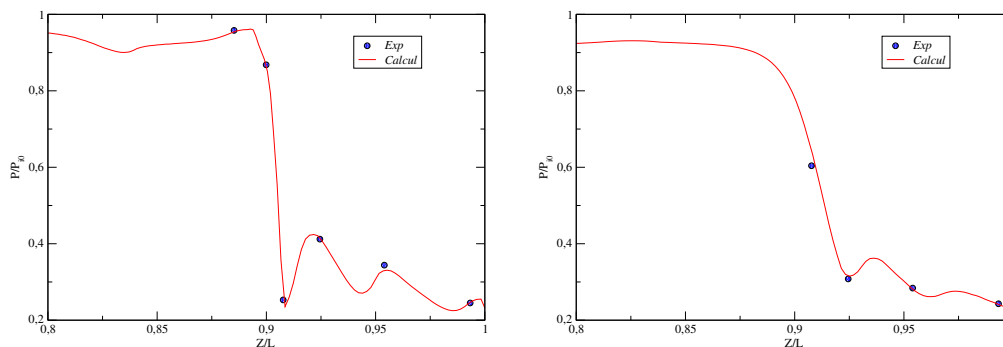


FIG. 6.3 – *Répartition de pression le long des parois internes de la tuyère (paroi supérieure et paroi latérale).*

2. Le code **elsA** (ensemble logiciel pour la simulation en Aérodynamique) est un nouveau produit développé par l'ONERA regroupant deux logiciels largement utilisés par l'industrie aéronautique française ; **CANARI**, destiné à la simulation des écoulements subsoniques et transsoniques et **FLU3M**, dédié à la simulation des écoulements supersoniques et hypersoniques. L'ensemble logiciel elsA associe le langage C++ pour la traduction des concepts objet au langage FORTRAN pour le calcul scientifique. Un langage interprété et orienté objet, le langage Python, réalise l'interface utilisateur. Le code elsA, actuellement employé pour des calculs d'aérodynamique (profils d'aile, fuselage d'hélicoptère...), résout les équations de Navier-Stokes compressibles (en volumes finis, maillages structurés) en utilisant des modèles de turbulence classiques, à une ou deux équations de transport. Il est basé sur un schéma numérique précis au second ordre en espace (schéma de Jameson avec une dissipation numérique du quatrième ordre) et sur un schéma du type Runge-Kutta à quatre pas pas pour l'intégration temporelle. Une version 3D parallèle du code a été également développée.

## 6.2 Tuyères de propulseurs

[*Ce travail bénéficie du soutien du CNES dans le cadre des activités du groupe ATAC*]

Dans les tuyères de moteurs fusées (telle que la tuyère Vulcain), le décollement de jet constitue un sujet important réactualisé par l'étude des nouveaux lanceurs. Ce phénomène apparaît nécessairement dans les phases transitoires de démarrage et d'arrêt d'un moteur, mais également dans des régimes stabilisés. Il présente un caractère instable et provoque des charges latérales néfastes en particulier dans le divergent.

La motivation principale de ce travail a été de comprendre les différents facteurs qui gouvernent ces écoulements. D'une part, ont été examinées différentes géométries préalables, comme les tuyères coniques et galbées 2D planes et axisymétriques, puis la tuyère à double galbe utilisée pour le contrôle du point de décollement. Au-delà des comportements des modèles de turbulence, un effort particulier a été entrepris pour comprendre la physique de cet écoulement en s'intéressant au régime d'amorçage et de désamorçage de la tuyère.

Dans le cadre de cette étude, nous avons utilisé la version 4.7 du code CPS-C<sup>3</sup> mise à la disposition du CORIA par BERTIN sous contrat CNES. A la base, le noyau aérodynamique du code CPS-C contenait un seul modèle de turbulence à deux équations de transport ( $q - \omega$ ) avec une loi de paroi standard (non applicable évidemment aux décollements). Pour améliorer cette partie du code, nous y avons intégré deux nouveaux modèles de turbulence en version Bas-Reynolds (le modèle SST-Menter et le modèle ASM) et validé sur plusieurs cas d'écoulements académiques. Une fois rendu opérationnel, le code CPS a été utilisé pour des investigations industrielles, notamment pour des problèmes de décollement de jet et de refroidissement de paroi par film cooling dans une tuyère Vulcain.

### 6.2.1 Décollement restreint, décollement libre et phénomène d'hystérésis

D'après les études menées dans le cadre du groupe ATAC, il a été mis en évidence expérimentalement l'existence de deux types de décollement ; un décollement libre (appelé Free Shock Separation ou FSS) et un décollement suivi d'un recollement (appelé Restricted Shock Separation ou RSS). Ces deux configurations d'écoulement apparaissent le plus souvent pour des rapports de pression différents. En général, pour des faibles rapports de pression, le décollement de jet s'accompagne d'un recollement de couche limite sur la paroi de la tuyère, alors que le même jet arrive à se libérer des effets de paroi pour des grands rapports de pression (voir figure 6.4). En plus, les études expérimentales ont montré qu'il existe un effet d'hystérésis lors de la transition entre ces deux configurations de décollement suivant les phases d'allumage ou d'extinction du moteur (montée ou descente en pression génératrice).

---

3. Le code CPS (Code pour la Propulsion Spatiale) est un ensemble logiciel, développé par BERTIN/CNES/SNPE, pour la simulation numérique des problèmes de l'aérothermodynamique compressible en propulsion solide et liquide. Le logiciel comporte deux branches dénommées CPS-P et CPS-C partageant des fonctionnalités physiques et numériques communes qui constituent la bibliothèque CPSBIB. Le CPS-P s'appuie sur le logiciel PATRIC (version 7) et traite les problèmes de propulsion solide alors que le CPS-C est dédié à la propulsion liquide (ou Cryogénique) et a pour noyau le logiciel CALIFE (version 4.0). Le code CPS-C, actuellement employé par le CNES pour des calculs d'aéro-combustion (combustion mono et diphasique dans les moteurs fusées, décollement de jet dans les tuyères...), résout les équations de Navier-Stokes compressibles en volumes finis avec maillages non-structurés, en utilisant un schéma numérique précis au second ordre en espace (schéma de Roe ou de Toumi) et au second ordre en temps (schéma du type Runge Kutta). Une version implicite du code est également disponible.

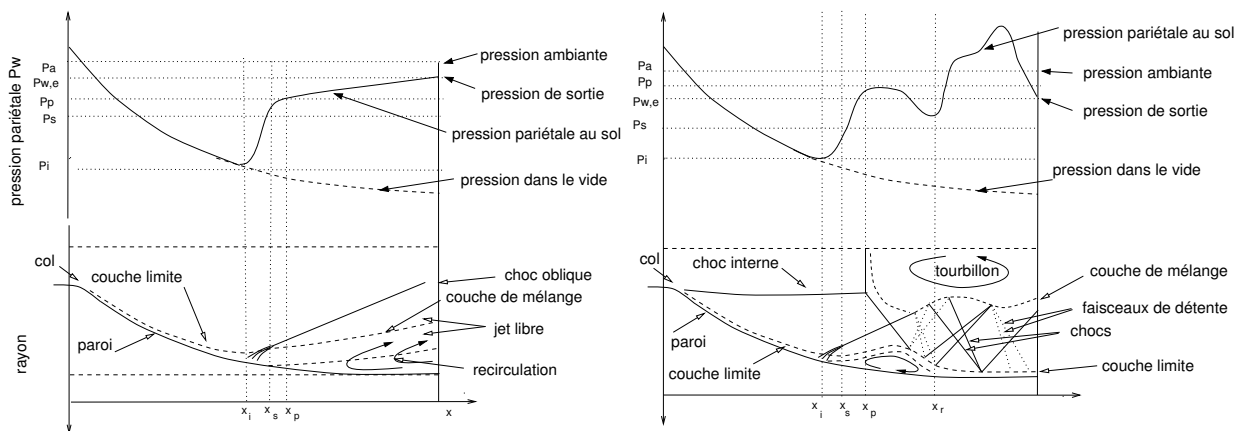


FIG. 6.4 – Représentation schématique du décollement libre (à gauche) et du décollement restreint (à droite). On remarquera que le choc de décollement peut se réfléchir de façon régulière, singulière ou induire une structure de choc en chapeau en présence d'un choc interne. Les indices  $i$ ,  $s$ ,  $p$  et  $r$  font référence, respectivement, au point de séparation naissante, au point de séparation effective, au plateau et au point de recollement.

Ces phénomènes sont très intéressants et ont un rôle primordial dans la stabilité et l'intégrité du lanceur. En particulier, la transition entre les configurations FSS/RSS est à l'origine de pics de charges latérales. Il est donc absolument nécessaire de disposer d'outils de calcul fiables permettant de capturer ces phénomènes physiques.

Dans cette étude, nous avons voulu reproduire numériquement ces régimes d'écoulements (en particulier les deux configurations de décollement). Pour cela, nous avons effectué un cycle complet avec une montée et une descente en pression génératrice correspondant aux phases d'allumage et d'extinction du moteur. Comme le montrent les séquences présentées dans la figure 6.5 un phénomène d'hystérésis est observé lors de montée et descente en pression. Dans le cas d'un décollement libre (FSS), une onde de choc oblique, suivie d'une zone de recirculation, se crée au point de décollement. Le disque de Mach situé au centre du jet permet de raccorder la pression en sortie tuyère à la pression ambiante. Dans le cas d'un décollement restreint (RSS), la configuration du décollement est totalement différente de celle précédemment décrite. En effet, il y a une forte interaction du choc interne avec le disque de Mach, ce qui engendre une nouvelle structure de choc avec un second point triple. L'écoulement s'en trouve fortement affecté et le jet recolle sur la paroi de la tuyère. La comparaison entre calcul et expérience est satisfaisante, notamment en ce qui concerne les points de décollement et la zone d'hystérésis.

### 6.2.2 Influence du film cooling sur le décollement

Le deuxième cas d'étude, présenté dans ce rapport, correspond à la tuyère R2Ch étudiée expérimentalement à l'ONERA. Cette tuyère présente une complexité supplémentaire du fait de la présence d'un film cooling. Il s'agit de gaz issus des turbo-pompes et dont la température serait nettement inférieure aux gaz de combustion issus de la chambre principale. Ces gaz secondaires jouent le rôle d'une barrière thermique dont l'injection dans le divergent se fait grâce à une tuyère annulaire.

Dans cette partie de l'étude, l'influence de l'injection du film cooling sur la nature de l'écoulement et surtout sur la position du point de décollement a été investiguée. Les résultats de calcul (sans et avec

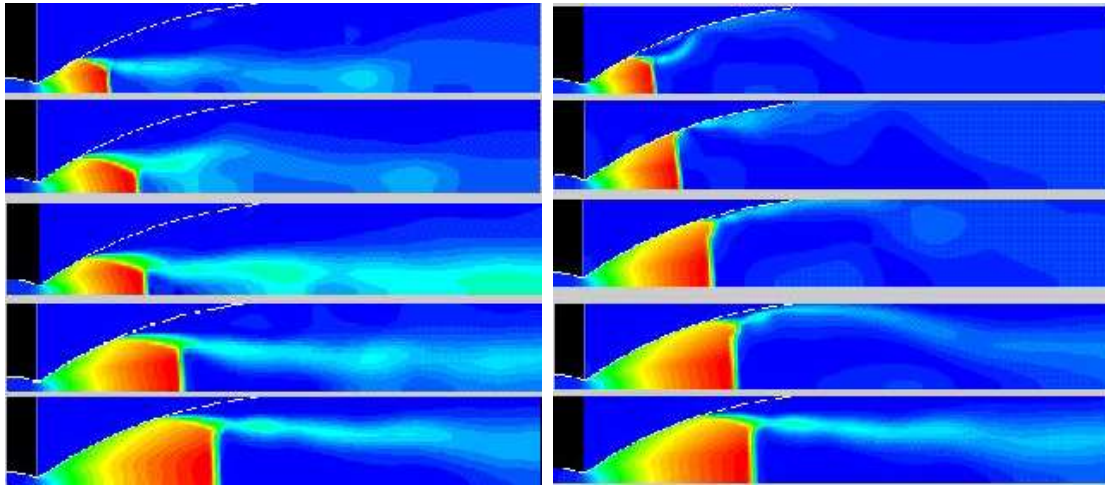


FIG. 6.5 – Transition entre décollement libre (FFS) et décollement restreint (RSS) et effet d'hystérésis pendant l'allumage et l'extinction du moteur Vulcain (du haut vers le bas,  $P_t/P_a=20, 35, 40, 60$  et  $80$ ).

film) montrent que la présence du film peut complètement changer la topologie de l'écoulement. En effet, dans le cas de l'injection secondaire, un décollement restreint est apparu alors qu'en supprimant le film, un décollement libre avec une réflexion de type "choc en chapeau" est observé (voir figure 6.6). Par ailleurs, l'apparition d'une configuration de "choc en chapeau" est très intéressante (car observée expérimentalement) et peut s'expliquer par une forte interaction entre le choc interne et le disque de Mach. On pourra noter l'existence d'une bulle de recirculation de taille importante en aval du disque de Mach.

Pour l'instant, cette étude s'est limitée aux phénomènes purement aérodynamiques sans prendre en compte les phénomènes de transferts thermiques entre, d'une part, le film et les gaz chauds et, d'autre part, le film et la paroi. Ceci étant, les problèmes couplés (fluide/thermique/structure) font partie des axes de recherche privilégiés dans lesquels nous souhaiterions nous investir dans l'avenir.

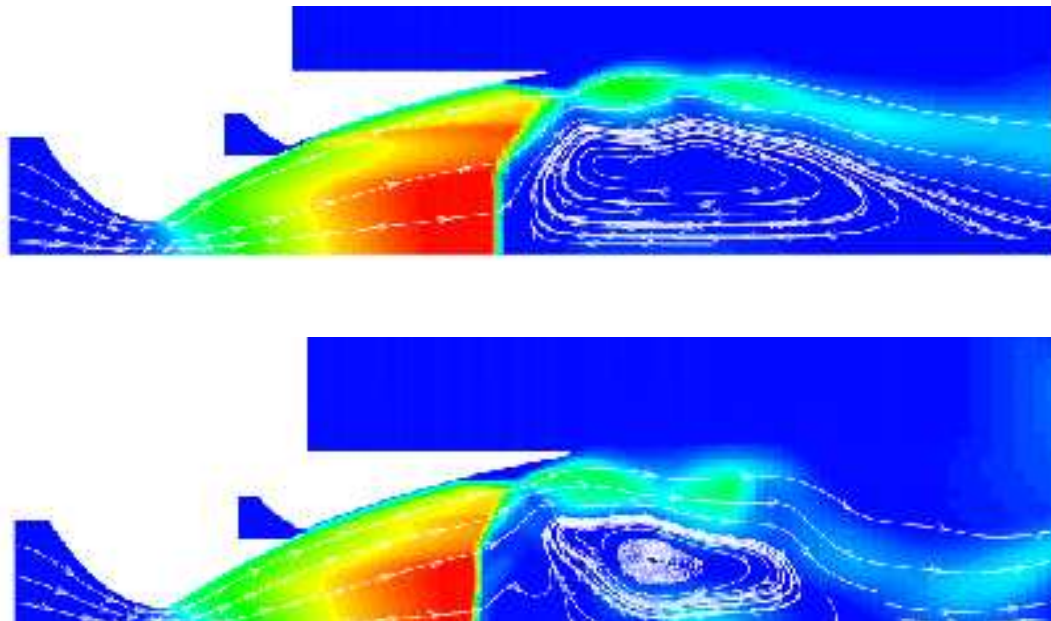


FIG. 6.6 – *Décollement libre (avec film cooling en haut) et décollement restreint (sans film cooling en bas). Pression d'injection du film : 45 bars et pression réservoir : 110 bars - tuyère R2CH.*

### 6.3 Inverseur de poussée

[Ce travail a bénéficié d'un soutien financier d'Hispano-Suiza Aérostructures dans le cadre de la thèse de Laurent Blin ]

L'inverseur de poussée est un sous-ensemble très important de la nacelle pour un turbo-fan. A l'atterrissage, lorsque l'avion est en phase de roulage, l'inverseur annule la poussée de jet direct au moyen d'un obstacle solide (volet ou porte) qui bloque le flux primaire et/ou le flux secondaire du moteur. Le jet est ensuite dirigé vers l'avant de l'avion pour créer la contre-poussée.

Dans le cadre de la thèse de Laurent Blin, nous avons utilisé deux approches complémentaires pour simuler l'écoulement turbulent dans une géométrie générique d'un inverseur de poussée: (1) la modélisation statistique de la turbulence (pour l'aspect stationnaire de l'écoulement) en utilisant le code RANS d'Hispano-Suiza<sup>4</sup> (2) la L.E.S. pour caractériser les fortes instationnarités de la zone de mélange en utilisant le code LES développé au laboratoire.

Les figures 6.7 et 6.8 mettent en évidence l'ensemble des phénomènes physiques mis en jeu. L'écoulement, canalisé par la veine d'entrée, vient impacter sur la porte de l'inverseur. Le jet est dévié vers l'avant et débouche dans l'atmosphère. Des zones de décollement apparaissent clairement en bas du canal et à la sortie de l'inverseur (voir figure 6.7). D'autre part, une couche de mélange courbe se développe à partir du bord supérieur du canal d'entrée (voir figure 6.8). La méthode LES,

4. Il s'agit d'un code tri-dimensionnel, volumes finis, non-structuré, destiné au calcul d'inverseurs de poussée, dont le noyau aérodynamique, basé sur un schéma de Roe, a été développé par Hispano-Suiza alors que la partie turbulence (essentiellement des modèles RANS;  $k - \epsilon$ , ASM et multi-échelles) et des conditions aux limites de non-réflexion ont été développées au laboratoire.



développée dans cette étude, a permis de caractériser finement la dynamique des grandes structures tourbillonnaires et notamment le battement latéral de la couche de mélange courbe.

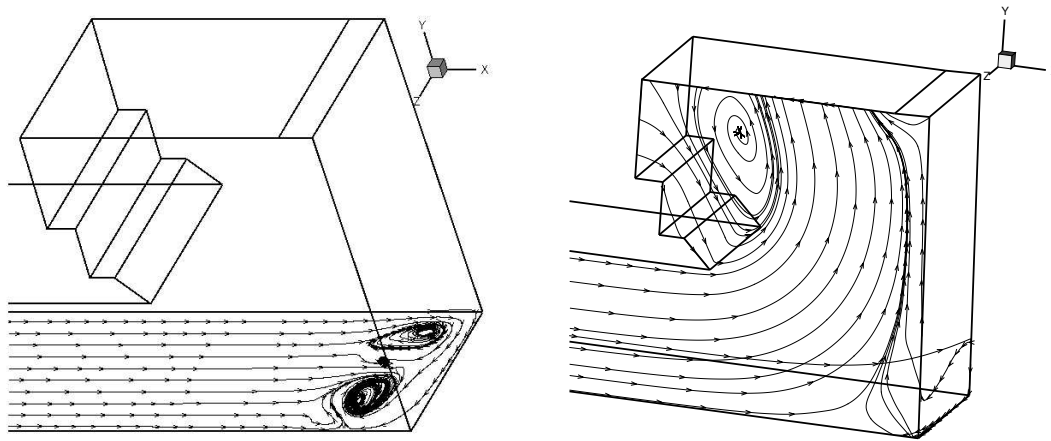


FIG. 6.7 – Écoulement stationnaire dans un inverseur de poussée à porte (calcul RANS). Lignes de courant.

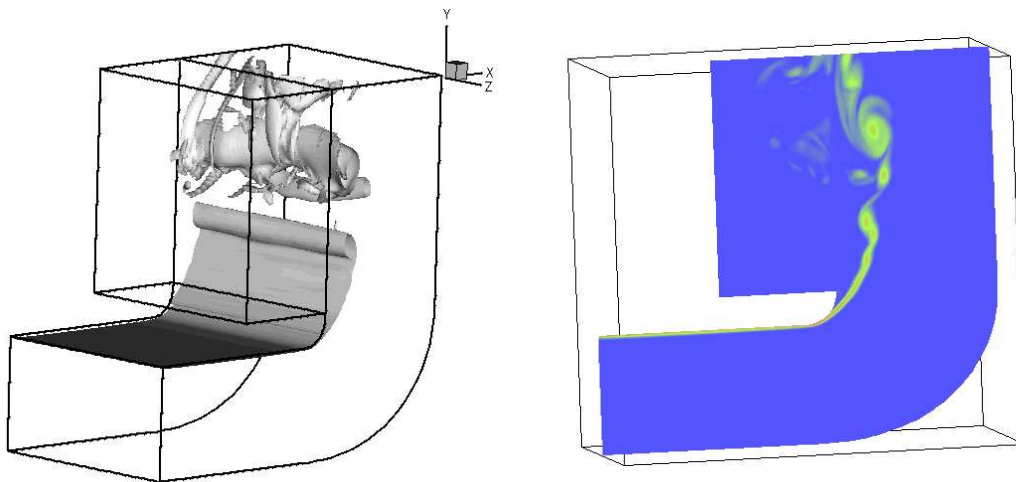


FIG. 6.8 – Simulation LES des instationnarités du jet courbe. Champ de vorticité.

## 6.4 Récapitulatif

L'objectif commun des travaux présentés dans ce chapitre est d'aider les industriels à mettre au point leurs outils de conception. D'une manière générale, les activités de ce thème se sont concrétisées par des calculs de démonstration, qui ont le double objectif de valider les méthodes mises en place et de caractériser les phénomènes physiques en présence pour garantir la faisabilité de calculs de niveau industriel en conception. Une fois sélectionnés, les modèles sont directement intégrés dans les logiciels industriels. L'activité est réalisée à la fois sur des solveurs structurés (CANARI, elsA) et sur des solveurs non structurés (N3S-Natur, CPS, code Hispano). Des cas de validations de modèles regroupant des cas élémentaires (jets, couches limite) et des cas industriels (tuyères, inverseur de poussée) ont été effectués. Les retombées industrielles attendues sont l'amélioration des chaînes de conception et le développement de nouvelles méthodes de calcul visant à réduire les essais en soufflerie, à diminuer les délais de mise au point, et à améliorer les performances des moteurs.

## Chapitre 7

# Conclusions & perspectives

### 7.1 Bilan des activités de recherche

Les activités de recherche ainsi que les résultats présentés dans ce manuscrit s'inscrivent dans le cadre de la modélisation des écoulements turbulents compressibles. Ces activités sont principalement dédiées au développement et à la validation de modèles mathématiques et d'outils numériques pour la prédiction des écoulements complexes. L'ensemble des travaux, présentés dans ce manuscrit, a été financé directement par des industriels (CNES, DGA, SNECMA) dans le cadre de programmes nationaux (ATAC, MARCO, TITAN) ou à travers des projets européens (INTAS). Les points importants qui ont marqué ces études sont résumés ci-après :

- Dans le cadre de la modélisation statistique de la turbulence (RANS), nous avons développé, testé et expérimenté une très grande variété de modèles de turbulence compressible, allant du simple modèle algébrique jusqu'au modèle complet avec transport des contraintes de Reynolds, en passant par les modèles ASM et à viscosité turbulente anisotrope. Cette technique a d'abord été validée sur des configurations d'écoulements académiques (écoulement cisailé de plaque plane et de couche de mélange) avant d'être appliquée à diverses configurations d'interaction onde de choc/couche limite et à des problèmes d'écoulements dans les tuyères de propulseurs ou d'inverseur de poussée, dominés par les mécanismes de décollement. Les situations les plus complexes ont été : le décollement tridimensionnel dans une tuyère d'arrière-corps avec jet propulsif et l'écoulement 3D dans une conduite courbée<sup>1</sup>, dominés par les effets de gradient de pression et de courbure.
- Les phénomènes instationnaires rencontrés dans les écoulements turbulents ont été ensuite étudiés grâce à la simulation des grandes échelles (LES). Pour cela, nous avons développé un code de calcul 3D basé sur des approches numériques récentes (schéma mixte de haute résolution, génération de conditions d'entrée réalistes, modèle dynamique de sous-maille). Cet outil a été appliqué avec un grand succès pour la compréhension de la structure des fluides turbulents, que ce soit en turbulence homogène isotrope, dans les zones de mélange, les couches limites ou les écoulements décollés avec interaction onde de choc/couche limite.
- Les phénomènes d'interaction de choc en régime supersonique ont été étudiés numériquement, notamment l'apparition d'hystérésis et l'étude de la stabilité des configurations MR et RR. Des écoulements supersoniques en transitoire (rapide) ont aussi fait l'objet d'une étude numérique

---

1. Par souci de concision, ce cas test n'a pas été présenté dans ce rapport. Cependant, le lecteur intéressé pourra trouver les détails de ce calcul dans la partie RANS de la thèse de Laurent Blin.

afin d'illustrer le rôle des discontinuités primaires et secondaires ainsi que l'apparition des instabilités de couche de mélange "Richtmyer-Meshkov". Ces simulations serviront comme base d'appui pour des études plus complètes sur l'amorçage des tuyères avec prise en compte des effets du décollement et des problèmes d'interaction onde de choc/couche limite en régime transitoire.

- Dans le cadre des applications multi-physiques, un outil numérique, reposant sur un couplage fluide-structure, a été développé pour étudier les phénomènes aéroélastiques. Cet outil a ensuite été validé sur le cas test classique du "flutter" avant d'être appliqué à l'étude de la stabilité d'un divergent de moteur fusée. Dans le même temps, un nouveau modèle de stabilité aéroélastique a été développé. Ce modèle a été employé pour étudier la stabilité d'un divergent soumis à un choc de décollement. L'influence de plusieurs paramètres sur la stabilité de la structure a été évaluée. Le modèle de stabilité développé ici devrait être transféré aux industriels en charge de la conception des moteurs fusée pour des exploitations industrielles.
- D'autre part, au sein du laboratoire, a commencé un travail d'expertise des logiciels industriels visant à développer le transfert technologique entre recherches amont et développements industriels et à accroître ainsi les liens entre ces deux mondes. La stratégie adoptée est double : d'abord expertiser et valider les outils CFD utilisés actuellement par les concepteurs de moteurs (avion et fusée), ensuite proposer et introduire des changements visant à les améliorer.
- Parallèlement à l'ensemble de ces travaux, des études complémentaires à la simulation numérique ont été menées afin de développer un certain nombre d'outils numériques pour le post-traitement des résultats de calcul. Inspirés des techniques expérimentales déjà existantes, des outils de visualisation graphique (telles que la strioscopie ou l'interferogramme numérique) ont été développés et appliqués avec succès à l'identification des phénomènes complexes (incluant des zones à fort gradient comme des ondes de choc, des discontinuités de contact ou encore des ondes acoustiques) dans des écoulements gazeux. Par souci de concision, ces travaux n'ont pas été présentés dans le manuscrit. Pour les détails des développements et des résultats obtenus, le lecteur intéressé pourra se reporter à l'annexe C qui contient une publication (en cours d'évaluation) relative à ce sujet.

## 7.2 Perspectives

Les perspectives à l'issue de ce travail sont nombreuses. Parmi les pistes intéressantes, citons :

- La nécessité de développer des modèles de paroi en LES en s'appuyant sur nos connaissances dans le domaine de la modélisation RANS et sur les propriétés physiques des structures tourbillonnaires en proche paroi (via la DNS ou l'expérience).
- Dans le domaine de la multi-physique, il serait intéressant de poursuivre l'étude des problèmes couplés en y incluant la partie thermique (interaction fluide-structure-thermique). Cet axe de recherche se justifie par un manque (quasi-total) de modèles fiables pour la prise en compte des transferts aérothermiques pariétaux en régime turbulent. Une des applications possibles de cet axe de recherche concerne la protection thermique de la paroi des chambres de combustion ou des tuyères de moteurs à flux continu (soit par film cooling, soit par injection de gaz frais à travers une matrice poreuse). Dans ce cas, une complexité supplémentaire peut être liée à la modélisation des transferts de chaleur au sein des matériaux poreux et les transferts en couches limites soumises à de l'injection. L'objectif est d'aboutir à une modélisation complète des écoulements

et des transferts thermiques couplés. Dans ce cas, des bases de données expérimentales (ou issues de DNS) seront nécessaires pour la validation complète des modèles.

Dans cette perspective, et suite à une récente discussion avec la SNECMA (division moteurs aéronautiques), il nous a été proposé d'intégrer un groupe de recherches, dirigé par le Professeur A. Soufiani de l'Ecole Centrale de Paris, travaillant sur les problèmes de protection thermique des chambres de combustion dans le cadre du projet INCA (INitiative Combustion Avancée) co-financé par la SNECMA et le CNRS.

## Bibliographie

- [1] Arianespace flight 157: The inquiry board submits its findings. PRESS RELEASE, Tuesday, January 07, 2003, disponible sur le site <http://www.spaceref.com/>.
- [2] Arianespace to continue with launches of the baseline Ariane 5. PRESS RELEASE, Tuesday, January 07, 2003, disponible sur le site <http://www.spaceref.com/>.
- [3] H.O. Amann. Experimental study of the starting process in a reflection nozzle. *Phys. Fluids Supplement*, 12:150–153, 1967.
- [4] D. Bailly, D. Regard, and J. A. Pillon. Essai de la tuyère de référence dans une soufflerie S3Ch et première qualifications de la tuyère ventilée. *Rapport de Synthèse Final N0 42/3482 AY*, décembre 1991, ONERA, France.
- [5] B.S. Baldwin and H. Lomax. Thin layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows. *AIAA Paper*, pages 78–257, 1978.
- [6] S. Barre, C. Quine, and J.P. Dussauge. Compressibility effects on the structure of supersonic mixing layers: experimental results. *J. Fluid Mech.*, 259:47–78, 1994.
- [7] J.L. Batoz and G. Dhatt. *Modélisation des structures par éléments finis. Volume 1: solides élastiques*. Hermes, 1990.
- [8] J.L. Batoz and G. Dhatt. *Modélisation des structures par éléments finis. Volume 2: poutres et plaques*. Hermes, 1990.
- [9] P. Batten, T.J. Craft, M.A. Leschziner, and H. Loyau. Reynolds-stress-transport modeling for compressible aerodynamics applications. *AIAA Journal*, 37:785–797, 1999.
- [10] S. Bellaud. *Mesures et analyses des champs turbulents en couches de mélange annulaires supersoniques*. PhD thesis, Université de Poitiers, 1999.
- [11] P. Serval Ph. Reijasse R. Benay and B. Corbel. Etudes fondamentales sur les aspects aérodynamiques et thermiques des écoulements à l’arrière-corps des missiles. *ONERA, Technical Note*, 1998.
- [12] L. Blin. *Modélisation statistique et simulation des grandes échelles des écoulements turbulents. Application aux inverseurs de poussée*. PhD thesis, Université de Rouen, 1999.
- [13] L. Blin, A. Hadjadj, and L. Vervisch. Large-eddy simulation of compressible turbulent flows. *AIAA Paper 99-0787, 37th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV*, 1999.
- [14] L. Blin, A. Hadjadj, and L. Vervisch. Large eddy simulation of turbulent flows in reversing systems. *J. Turbulence*, 4:1–19, 2003.
- [15] I.P. Castro. *Ph-D thesis, Imperial College, Londres*, 1973.
- [16] I.P. Castro and P. Bradshaw. The turbulence structure of a highly curved mixing layer. *J. Fluid Mech.*, 73:265–304, 1976.
- [17] H. C. Chen and V. C. Patel. Near-wall turbulence models for complex flows including separation. *AIAA Journal*, Vol. 26:641–648, 1998.

- [18] A. Chpoun, D. Passerel, H. Li, and G. Ben-Dor. Reconsideration of oblique shock wave reflection in steady flows. part 1: Experimental investigation. *J. Fluid Mech.*, 301:19–35, 1995.
- [19] J.R. Debisschop. Comportement de la turbulence en couches de mélange supersoniques. *Thèse de doctorat de l'Université de Poitiers*, 1992.
- [20] J.M. Déleroy. Experimental investigation of turbulence properties in transonic shock/boundary-layer interactions. *AIAA Journal*, 21:180–185, 1983.
- [21] J. Deleuze. *Structure d'une couche limite turbulente soumise à une onde de choc incidente*. PhD thesis, Université Aix-Marseille II, 1995.
- [22] D.M. Driver and H.L. Seegmiller. Features of a reattaching shear layer in divergent channel flow. *AIAA Journal*, 23:163–171, 1985.
- [23] M.C. Druguet and D. Zeitoun. Influence of numerical and viscous dissipation on shock wave reflections in supersonic steady flows. *Computers & Fluids*, 32:515–533, 2003.
- [24] S. Dubos. *Simulation LES d'une interaction onde de choc/couche limite, application aux tuyères de moteurs fusées*. PhD thesis, INSA de Rouen, en cours (soutenance prévue en mars 2005).
- [25] F. Ducros, V. Ferrand, F. Nicoud, C. Weber, D. Darracq, C. Gacherieu, and T. Poinso. Large-eddy simulation of shock/turbulence interaction. *J. Comput. Phys.*, 152:517–549, 1999.
- [26] F. Durst and C. Tropea. Turbulent backward facing step flows in two-dimensional ducts and channels. *Proc. of the 3rd Int. Symp. on Turb. Shear Flows*, 1981.
- [27] J. K. Eaton and J.P. Johnston. A review of reseearch on subsonic turbulent flow reattachment. *AIAA Journal*, 29, 1981.
- [28] G.S. Elliott and M. Samimy. Compressibility effects in free shear layers. *Phys. Fluids*, 2:1231–1240, 1990.
- [29] H.H. Fernholz and P.J. Finley. A critical commentary on mean flow data for two-dimensional compressible turbulent boundary layers. *AGARDograph 253*, 1980.
- [30] C. Fureby, N. Alin, N. Wikström, S. Menon, N. Svansted, and L. Persson. Large-Eddy Simulation of High-Reynolds-Number Wall-Bounded Flows. *AIAA Journal*, 42:457–468, 2004.
- [31] E. Garnier. *Simulation des grandes échelles en régime transsonique*. PhD thesis, Université Paris XI Orsay, 2000.
- [32] T.B. Gatski and C.G. Speziale. On explicit algebraic stress model for complex turbulent flows. *J. Fluid Mech.*, 254, 1993.
- [33] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and W.H. Cabot. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Phys. Fluids*, 7:1760–1765, 1991.
- [34] S. Ghosal. An analysis of numerical errors in large eddy simulations of turbulence. *J. Comput. Phys.*, 125:187–206, 1996.
- [35] S. Ghosal. Mathematical and physical constraints on LES. *AIAA Journal*, 1999.
- [36] M.M. Gibson and W. Rodi. A Reynolds-stress closure model of turbulence applied to the calculation of a highly curved layer. *J. Fluid Mech.*, 103:161–182, 1981.
- [37] S.G. Goebel and J.C. Dutton. Experimental study of compressible turbulent mixing layers. *AIAA Journal*, 29(4), 1991.
- [38] S. Guarini, R. Moser, K. Shariff, and A. Wray. Direct numerical simulation of a supersonic turbulent boundary layer at Mach 2.5. *J. Fluid Mech.*, 414:1–33, 2000.
- [39] A. Hadjadj. *Analyse physique et simulation numérique des écoulements compressibles applications aux tuyères de propulseur*. PhD thesis, Université de Rouen, 1997.

- [40] A. Hadjadj, M.S. Ivanov, D.V. Khotyanovsky, A.N. Kudryavtsev, and D. Vandromme. Further numerical investigations on transition to Mach reflection. In *Proc. of the European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering*, 2000.
- [41] A. Hadjadj, A.N. Kudryavtsev, and M.S. Ivanov. Numerical investigation of shock-reflection phenomena in overexpanded supersonic jets. *AIAA Journal*, 42(3):570–577, 2004.
- [42] A. Hadjadj, A.N. Kudryavtsev, M.S. Ivanov, and D. Vandromme. Numerical investigation of hysteresis effects and slip surface instability in the steady Mach reflection. In *Proc. of the 12th Int. Symp. Shock Waves*, 1997.
- [43] K. Hanjalic and B.E. Launder. Contribution towards a Reynolds stress closure for low-Reynolds number turbulence. *J. Fluid Mech.*, 74:593, 1976.
- [44] H.G. Hornung, H. Oertel, and R.J. Sandeman. Transition to Mach reflexion of shock waves in steady and pseudo-steady flow with and without relaxation. *J. Fluid Mech.*, 90:541–560, 1979.
- [45] H.G. Hornung and M.L. Robinson. Transition from regular to Mach reflection of shock waves. part 2: The steady-flow criterion. *J. Fluid Mech.*, 123:155–164, 1982.
- [46] P.G. Huang, G.N. Coleman, and P. Bradshaw. Compressible turbulent channel flows: DNS results and modelling. *J. Fluid Mech.*, 305:185–218, 1995.
- [47] IDRIS. La lettre de l’IDRIS, Septembre 2002. Disponible sur le site <http://www.idris.fr/>.
- [48] M.S. Ivanov, S.F. Gimelshein, and A.E. Beylich. Hysteresis effect in stationary reflection of shock waves. *Phys. Fluids*, 7(4):685–687, 1995.
- [49] M.S. Ivanov, A.N. Kudryavtsev, S.B. Nikiforov, D.V. Khotyanovsky, and A.A. Pavlov. Experiments on shock wave reflection transition and hysteresis in low-noise wind tunnel. *Phys. Fluids*, 15:1807–1810, 2003.
- [50] M.S. Ivanov, D. Vandromme, V.M. Fomin, A.N. Kudryavtsev, A. Hadjadj, and D.V. Khotyanovsky. Transition between regular and Mach reflection of shock waves: new numerical and experimental results. *Int. J. Shock Waves*, 11:199–207, 2001.
- [51] G.S. Jiang and C.W. Shu. Efficient implementation of weighted eno schemes. *J. Comput. Phys.*, 126:202–228, 1996.
- [52] J. Jimenéz and P. Moin. The minimal flow unit in near-wall turbulence. *J. Fluid Mech.*, 225:213–240, 1991.
- [53] W.P. Jones and B.E. Launder. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 15:301, 1972.
- [54] W.P. Jones and B.E. Launder. The calculation of low-Reynolds-number phenomena with a two-equation model of turbulence. *Journal of Heat and Mass Transfer*, 16:1119–1130, 1973.
- [55] S.W. Kim. Calculations of divergent channels flows with a multiple-time-scale turbulence model. *AIAA Journal*, 29(4), 1991.
- [56] A. G. Kravchenko and P. Moin. On the effect of numerical errors in large eddy simulations of turbulent flows. *J. Comput. Phys.*, 131:310–322, 1996.
- [57] A.N. Kudryavtsev, D.V. Khotyanovsky, M.S. Ivanov, A. Hadjadj, and D. Vandromme. Numerical investigations of transition between regular and Mach reflections caused by free-stream disturbances. *Int. J. Shock Wave*, 12:157–165, 2002.
- [58] B.E. Launder, G.J. Reece, and W. Rodi. Progress in the development of a Reynolds stress turbulence closure. *J. Fluid Mech.*, 68:537, 1975.
- [59] H. Laurent. *Turbulence d’une interaction onde de choc/couche limite sur une paroi plane adiabatique ou chauffée*. PhD thesis, Université Aix-Marseille II, 1996.



- [60] E. Lefrançois. *Modèle numérique de couplage fluide-structure pour l'étude des phénomènes aéroélastiques avec applications aux moteurs fusée*. PhD thesis, Université de Rouen, 1998.
- [61] S. Lele. Compact finite difference schemes with spectral like resolution. *J. Comput. Phys.*, 103:16–42, 1992.
- [62] H. Loyau. Etude numérique et modélisation algébrique des phénomènes d'anisotropie en turbulence statistique. *Thèse de Doctorat, Université de Rouen*, 1996.
- [63] T.S. Lund, X. Wu, and K.D. Squires. Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulations. *J. Comput. Phys.*, 140:233–258, 1998.
- [64] C. Meneveau, T.S. Lund, and W. Cabot. A lagrangian dynamic subgrid-scale model of turbulence. *J. Fluid Mech.*, 319:353–386, 1996.
- [65] P. Moin, K. Squires, W. Cabot, and S. Lee. A dynamic subgrid-scale model for compressible turbulence and scalar transport. *Phys. Fluids*, 11:2746–2757, 1991.
- [66] N. Moreaux. Essais sur la tuyère souple ATAC au LEA de Poitiers. Technical Report RT 77/00144 DAFE/DDSS, ONERA, Février 2002.
- [67] A.-S. Mouronval. *Etude numérique des phénomènes aéroélastiques en aérodynamique supersonique. Application aux tuyères propulsives*. PhD thesis, INSA de Rouen, 2004.
- [68] A.-S. Mouronval, A. Hadjadj, and E. Lefrançois. Une méthodologie générale pour l'étude numérique du couplage fluide-structure par une approche multicode. *Revue Européenne des Eléments Finis*, 12(5):519–554, 2003.
- [69] A.-S. Mouronval, A. Hadjadj, A.N. Kudryavtsev, and D. Vandromme. Numerical investigation of transient nozzle flow. *Int. Journal of Shock Waves*, 12(5):403–411, 2003.
- [70] A.-S. Mouronval, A. Hadjadj, D. Vandromme, and E. Lefrançois. Etude théorique et numérique, en matière d'interaction fluide-structure, pour le cas d'une tuyère de moteur fusée. Rapport de synthèse des travaux de couplage fluide-structure, contrat CNES/CORIA-CNRS, marché N° 00/CNES/5777, CNES/CORIA-CNRS, juin 2002.
- [71] L.O. Pekkari. Aeroelastic stability of supersonic nozzles with separated flow. *AIAA Paper 93-2588*, 1993.
- [72] L.O. Pekkari. Aeroelastic analysis of side-loads in supersonic nozzles with separated flow. *AIAA Paper 94-3377*, 1994.
- [73] Y. Perrot. *Simulation numérique et modélisation des écoulements décollés dans les tuyères et les arrière-corps*. PhD thesis, INSA de Rouen, en cours (soutenance prévue en décembre 2005).
- [74] C. Pilinski. *Etude numérique du décollement en tuyères supersoniques*. PhD thesis, INSA de Rouen, 2002.
- [75] S. Piperno. *Simulation numérique des phénomènes d'interaction fluide-structure*. PhD thesis, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, France, 1995.
- [76] S. Pirozzoli, F. Grasso, and T.B. Gatski. Direct numerical simulation and analysis of a spatially evolving supersonic turbulent boundary layer at  $M=2.25$ . *Phys. Fluids*, 16:530–545, 2004.
- [77] W. Rodi. A new algebraic relation for calculating the Reynolds stresses. *ZAMM*, pages 56:219–221, 1976.
- [78] D. Rudy and J. Strikwerda. A nonreflecting outflow boundary condition for subsonic Navier-Stokes calculations. *J. Comput. Phys.*, 36, 1980.
- [79] R. Schiestel. Multiple time-scale modelling of turbulent flows in one-point closures. *Phys. Fluids*, Vol. 30-3, 1987.

- [80] J. Smagorinsky. General circulation experiments with the primitives equations. *Mon. Weather Rev.*, 61:99–164, 1963.
- [81] S. Stolz and N.A. Adams. Large-eddy simulation of high-Reynolds-number supersonic boundary layers using the approximate deconvolution model and a rescaling and recycling technique. *Phys. Fluids*, 15:2398–2412, 2003.
- [82] E.T. Syropoulos and G.A. Blaisdell. Large-eddy simulation of a spatially evolving supersonic turbulent boundary-layer flow. *AIAA Journal*, 36:1983–1990, 1998.
- [83] W.J. Tuovila and N.S. Land. Experimental study of aeroelastic instability of overexpanded rocket nozzle extensions. Technical Report TN D-4471, NASA, April 1968.
- [84] G. Urbin and D. Knight. Compressible large eddy simulation using unstructured grid: supersonic boundary layer. In *Second AFOSR Conference on DNS/LES*, Kluwer Academic Publishers, pages 443–458, 1999.
- [85] A. Hadjadj D. Vandromme and L. De Chant rac. Computations of compressible turbulent shear flows with multiple-time-scale models. in *Proceedings of the 11th T.S.F.*, 3:32, 1997.
- [86] D. Vandromme. Modelling of compressible turbulence and aeroacoustics. *VKI Lecture Serie, Introduction to the modelling of turbulence*, Brussels, 1997.
- [87] D. Vandromme, H. Ha Minh, J.R. Viegas, M.W. Rubesin, and W. Kollmann. Second order closure for the calculation of compressible wall bounded flows with an implicit Navier-Stokes solver. *4th Symp. on Turbulent Shear Flows, Karlsruhe, F.R. Germany*, 1983.
- [88] J. von Neumann. Oblique reflection of shock waves. *Explosive Research Report No 12, Navy Dept.*, 6:238–299, 1963.
- [89] B. Vreman, B. Geurts, and H. Kuerten. Realizability conditions for turbulent stress tensor in large-eddy simulations. *J. Fluid Mech.*, 278:351–362, 1994.
- [90] J. Vuillon, D. Zeitoun, and G. Ben-Dor. Numerical investigation of shock wave reflections in steady flows. *AIAA Journal*, 34(6):1167–1173, 1996.
- [91] D. Wilcox. Multiscale model for turbulent flows. *AIAA Journal*, 26, 1988.
- [92] M. Wolfshtein. The velocity and temperature distribution in one-dimensional flow with turbulence augmentation and pressure gradient. *Int. J. Heat Mass Transfert*, Vol. 12:301–318, 1968.
- [93] H.C. Yee. A class of high-resolution explicit and implicit shock-capturing methods. *VKI Lecture Series 1989-04*, 1989.
- [94] T. Shih J. Zhu and J.L. Lumley. A realizable Reynolds stress algebraic equation model. *TM 105993 ICOMP 92-27, CMOTT 92-14, NASA*, 1992.