



HAL
open science

Modélisation d'un foyer à combustion supersonique : simulations RANS et LES. comparaisons aux résultats expérimentaux

Guillaume Pelletier

► To cite this version:

Guillaume Pelletier. Modélisation d'un foyer à combustion supersonique : simulations RANS et LES. comparaisons aux résultats expérimentaux. Sciences de l'ingénieur [physics]. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2022. Français. NNT : 2022ESMA0012 . tel-04754360

HAL Id: tel-04754360

<https://hal.science/tel-04754360v1>

Submitted on 1 Jan 2025

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.

THÈSE

pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE

(Diplôme National - Arrêté du 25 mai 2016)

Ecole Doctorale :
Sciences et Ingénierie des Matériaux, Mécanique, Énergétique

Secteur de Recherche :
Énergétique, Thermique, Combustion

Présentée par :

Guillaume PELLETIER

**Modélisation d'un foyer à combustion supersonique :
simulations RANS et LES, comparaisons aux
résultats expérimentaux**

Directeurs de thèse : **Arnaud MURA**

Encadrants de thèse : **Marc FERRIER**

Soutenue le 05 Juillet 2022 devant la commission d'examen

- Jury -

M.	A. HADJADJ	Professeur INSA — Coria, Rouen	Rapporteur
M.	R. VICQUELIN	Professeur Centrale-Supelec — EM2C, Gif sur Yvette	Rapporteur
Mme.	N. CHAUMEIX	Directrice de recherche CNRS — ICARE, Orléans	Examinatrice
M.	D. MIRA	Ingénieur de Recherche — BSC, Barcelone	Examineur
M.	V.A. SABELNIKOV	Professeur associé Institut Zhukovsky — Tsagi, Russie	Examineur
M.	F. PLOURDE	Directeur de recherche CNRS — Pprime, Poitiers	Examineur
M.	M. FERRIER	Ingénieur de recherche — ONERA, Palaiseau	Examineur
M.	A. MURA	Directeur de recherche CNRS — Pprime, Poitiers	Examineur

Remerciements

Cette thèse n'aurait pas pu se dérouler sans le soutien financier de l'ONERA et de l'AID. A ce titre, je souhaiterais remercier la Direction Scientifique de l'Office et notamment Mr. Laurent Jacquin ainsi que l'équipe d'encadrement de la DGA MM. Mathieu Voisine et Guillaume Michel. Je remercie également MM. Pierre Millan, Jérôme Anthoine, Olivier Dessornes, Alain Cochet et Ajmal Khan Mohamed pour leur accueil au sein de l'équipe PRA du DMPE.

Je tiens à remercier vivement Mme. Nabiha Chaumeix qui a présidé mon jury de thèse, pour sa bienveillance et sa bonne humeur lors de cette soutenance, ainsi que MM. Ronan Vicquelin et Abdellah Hadjadj pour avoir accepté de rapporter et d'expertiser mon mémoire. L'assiduité de leurs lectures m'a permis de peaufiner la rédaction de ce manuscrit.

J'exprime tout autant ma reconnaissance à Mr. Daniel Mira ainsi que Mr Frédéric Plourde d'avoir accepté de faire partie de mon jury de soutenance. Enfin Vladimir, je te remercie d'avoir participé à mon jury de thèse, mais également pour toutes les discussions au long de ma thèse, ces dernières m'ont été d'une grande utilité.

J'aimerais également adresser mes remerciements à mon directeur de thèse, Mr Arnaud Mura pour la confiance qu'il m'a accordé pour réaliser cette thèse, mais également pour l'ensemble des conseils dispensés (scientifiques, techniques et de présentation). Un grand merci à Mr Marc Ferrier pour son encadrement quotidien et le partage de son expérience dans le domaine et de ses suggestions avisées. Merci également à Axel Vincent-Randonnier pour ses réponses concernant le banc LAERTE et la chambre LAPCAT ainsi que ses suggestions de traitement des données numériques.

Je salue de plus mes colocataires de bureau : Aymeric Bourlet, Laurent François et Guillaume Storck, merci à vous pour ces années et pour toutes les discussions et l'entraide. Un grand merci également aux membres des équipes PRA, MPF et PLM avec qui les pauses-café ont permis de faciliter la longue traversée de cette thèse, Aymeric Boucher, Luc-Henry Dorey, Jean-Etienne Durant, Thomas Gaillard, Aurélien Genot, Philippe Grenard, Julien Labaune, Adrien Langenais, Thomas Le Pichon, Lionel Matuzesky, Florent Reynaud, Loïc Ruan, Camille Sarotte ainsi que Dominique Scherrer. Merci tout autant aux doctorants, anciens et nouveaux, des équipes PRA et MPF pour le bout de chemin partagé ensemble, Magdeleine Airiau, Soraya Aminane, Albert Awad, Rafaël Barrellon Vernay, Erwin Bekaert, Younes Bouhafid, Pierre Bernigaud, Maïalen Carricart, Thomas Decker, Jean-Pierre Dufitumukiza, Leonardo Geiger, Florian Granger, Pierre Hellard, Jean-Michel Klein, Mathieu Muller, Margot Pruvost.

Un grand merci à Mmes Sandrine Grillet et Tassadite Meksem pour leur soutien administratif tout au long de ma thèse.

Ces remerciements ne seraient pas complets sans prendre quelques lignes pour re-

mercier les amis sans qui les multiples confinements auraient été bien plus éprouvants. Je tiens donc à remercier les membres du groupe *LoveFortran* et tout particulièrement Agathe Bernier, Manon Monchatre, Chloé Mondon, Clément Popinigis, Charles Jumeau, Lucas Ranson ainsi que Nicolas Dimov pour les soirées de discussions et de jeux et leurs présences.

Mes derniers remerciements vont vers ma famille, tout d'abord à mes parents Evelyne Genty et Stéphane Pelletier pour m'avoir soutenu inconditionnellement, moralement et financièrement, dans tous mes choix m'ayant amené jusqu'ici. Mes derniers remerciements reviennent à ma compagne, Cléa Plouze, avec laquelle je peux partager mes joies et mes inquiétudes. Merci mon amour.

Nomenclature

A, B, Ea	: Coefficients de la loi d'Arrhenius [s^{-1} ; $-$; $J \cdot mol^{-1}$]
A^*	: Surface du col de la tuyère [m^2]
c	: Variable de progrès [$-$]
C	: Concentration [$mol \cdot m^3$]
C^*	: Fonction de débit critique [$kg \cdot s^{-1}$]
C_D	: Coefficient de décharge [$-$]
C_p	: Capacité calorifique massique [$J \cdot kg \cdot K$]
C_v	: Capacité thermique a volume constant [$J \cdot kg \cdot K$]
D	: Coefficient de diffusion [$m^2 \cdot s^{-1}$]
Da	: Nombre de Damköhler [$-$]
e	: Energie interne massique [$J \cdot kg^{-1}$]
f	: Fréquence [s^{-1}]
F_i	: Terme source de force volumique [$m \cdot s^{-2}$]
h	: enthalpie massique [$J \cdot kg^{-1}$]
$h_{f,\alpha}^0$: enthalpie de formation de l'espèce α [$J \cdot kg^{-1}$]
J^α	: Vecteur de diffusion des espèces [$kg \cdot s^{-1} \cdot m^{-2}$]
J^{e0}	: Vecteur de densité de flux de chaleur [$J \cdot s^{-1} \cdot m^{-2}$]
k	: Energie cinétique turbulente [$m^2 \cdot s^{-2}$]
k_s	: Hauteur de grain de sable équivalent [m]
K	: Vitesse de réaction
Ka	: Nombre de Karlovitz [$-$]
l	: Echelle de longueur [m]
m	: Masse [kg]
M	: Nombre de Mach [$-$]
\mathcal{M}	: Masse molaire [$kg \cdot mol^{-1}$]
P	: Pression [Pa]
Pr	: Nombre de Prandtl [$-$]
q	: Débit d'air vicié [$kg \cdot s^{-1}$]
r	: Rayon de la tuyère d'alimentation [m]
R	: Constante des gaz parfait [$J \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}$]
Re	: Nombre de Reynolds [$-$]
Se^0	: Terme source d'énergie totale [$J \cdot kg^{-1} \cdot s^{-1}$]
S_L	: Vitesse de flamme laminaire [$m \cdot s^{-1}$]
Sc	: Nombre de Schmidt [$-$]
t	: Temps [s]
T	: Température [K]
u	: Vitesse [$m \cdot s^{-1}$]
u_τ	: Vitesse de frottement [$m \cdot s^{-1}$]
x, y, z	: Coordonnées cartésiennes de référence [m]
Y	: fraction massique [$-$]

Lettres grecques

δ_L	: Epaisseur de flamme laminaire [m]
δ_{90}	: Hauteur de couche limite [m]
Δ	: Taille de maille [m]
ϵ	: Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente [$m^2 \cdot s^{-3}$]
\mathcal{E}	: Enstrophie [$m^2 \cdot s^{-2}$]
ζ	: Taux de dissipation de la fraction de mélange [s^{-1}]
η	: Seconde viscosité [$Pa \cdot s$]
$\eta_{ch,m,comb}$: Rendement de chambre, mélange et combustion [-]
κ	: Constante de Von Kármán [-]
λ	: Conductivité thermique [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$]
ν	: Viscosité moléculaire dynamique [$kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$]
ν	: Viscosité moléculaire cinématique [$m^2 \cdot s^{-1}$]
ξ	: Fraction de mélange [-]
ρ	: Densité [$kg \cdot m^{-3}$]
σ	: Tenseur symétrique des contraintes [Pa]
τ	: Tenseur des contraintes visqueuses [Pa]
τ_p	: Frottement pariétal [Pa]
Φ	: Richesse [-]
ω	: taux de production ou de dissipation spécifique de k [s^{-1}]

Indices

α	: réfère aux espèces
i	: réfère a la direction
T	: réfère a la température
t	: réfère a la turbulence
0	: réfère aux conditions génératrice

Exposants

'	: fluctuations au sens de Reynolds
"	: fluctuations au sens de Favre
+	: Quantité adimensionnée en variable de paroi

Opérateurs

\bar{q}	: moyenne de Reynolds de la quantité q
\tilde{q}	: moyenne de Favre de la quantité q
\dot{q}	: Variation temporelle de la quantité q

Abréviations et acronymes

CAMI	: Coated Abrasive Manufacturers Institute
CARS	: Coherent Anti-stokes Raman Spectroscopy
CDF	: Cumulative Density Function
CEDRE	: Calculs d'Écoulements Diphasiques Réactifs pour l'Énergétique
DES	: Detached Eddy Simulation
DDES	: Delayed Detached Eddy Simulation
DLAS	: Diode Laser Absorption Spectroscopy
DNS	: Direct Numerical Simulation
EBU	: Eddy Break-Up
EDC	: Eddy Dissipation Concept
IEM	: Interaction by Exchange with the Mean
ICT	: Interaction Chimie Turbulence
ISCM	: Ingenito Supersonic Combustion Model
JAPHAR	: Joint Airbreathing Propulsion for Hypersonic Application Research
FPV	: Flamme Progress Variable
GMRES	: Généralisation de la Méthode de minimisation du RESidu
HLL	: Harten, Lax and van Leer
HLLC	: Harten, Lax and van Leer Contact
LAERTE	: LAboratoire des Ecoulements Réactifs et de leurs Techniques d'Études
LAPCAT	: Long-term Advanced Propulsion Concepts And Technologies
LDV	: Laser Doppler Velocimetry
LES	: Large Eddy Simulation
LIF	: Laser Induced Fluorescence
LMSE	: Linear Mean Square Estimate
MEB	: Microscopie Electronique à Balayage
MIL	: Modèle Intermittent Lagrangien
MUSCL	: Monotone Upstream-centered Schemes for Conservation Laws
PDF	: Probability Density Function
PIV	: Particle Image Velocimetry
PaSR	: Partially Stirred Reactor
PLIF	: Planar Laser Induced Fluorescence
PREPHA	: Programme de Recherche sur la Propulsion Hypersonique Avancée
PSR	: Perfectly Stirred Reactor
QL	: Quasi-Laminaire
RANS	: Reynolds-Averaged Navier-Stokes
RMS	: Root Mean Square
SMLD	: Statistical Most Likely Distribution
SST	: Shear Stress Transport
U-PaSR	: Unsteady Partially Stirred Reactor
UV	: Ultra-Violet

Table des matières

Remerciements	i
Nomenclature	iv
1 Introduction	1
1.1 Contexte	2
1.2 Le super-statoréacteur	2
1.3 Programme LAPCAT	4
1.3.1 LAPCAT-I	4
1.3.2 LAPCAT-II	4
1.3.3 Intérêt des résultats LAPCAT-II	5
1.4 Position du sujet de thèse	5
2 Etude de la combustion supersonique	7
2.1 Introduction	8
2.2 Configurations élémentaires	8
2.2.1 Expérience de Beach <i>et al.</i> [1]	9
2.2.2 Expérience de Cheng <i>et al.</i> [2]	12
2.3 Configurations confinées	17
2.3.1 Mât de Waidmann <i>et al.</i> [3]	18
2.3.2 Chambre SCHOLAR	21
2.3.3 Chambre de Burrows et Kurkov	23
2.3.4 Maquette Hyshot	24
2.3.5 Conclusion partielle	27
2.4 Montage LAPCAT	27
2.4.1 Montage expérimental	28
2.4.2 Simulations numériques	28
2.4.3 Conclusion partielle	29
2.5 Conclusion	30
3 Données expérimentales exploitées	31
3.1 Banc LAERTE	32
3.1.1 Fonctionnement	32
3.1.2 Séquence d'une rafale	32
3.1.3 Instrumentation du banc d'essai	33
3.2 Chambre de combustion LAPCAT	34

3.2.1	Caractéristiques géométriques	34
3.2.2	Systèmes de mesure	35
3.2.3	Rugosité de la chambre	36
3.3	Rafales exploitées	36
3.3.1	Conditions d'exploitation	36
3.3.2	Définition des conditions d'injection	37
3.3.3	Discussion relative au débit injecté aux cols	37
3.4	Résultats expérimentaux	38
3.4.1	Résultats instantanés	38
3.4.2	Résultats instationnaires	40
3.5	Conclusion	45
4	Description des outils numériques	47
4.1	Équations de l'aéro-thermochimie / équations résolues	48
4.1.1	Équations de Navier-Stokes	48
4.1.2	Moyennage/filtrage des équations	51
4.1.3	Fermeture des équations moyennées/filtrées	53
4.2	Méthodes numériques	54
4.2.1	Schéma de flux	54
4.2.2	Interpolation aux faces	58
4.2.3	Intégration temporelle	58
4.3	Cas de Validation de CEDRE	59
4.3.1	Tourbillon de Taylor-Green	59
4.3.2	Marche descendante	61
4.3.3	Chambre mono-injecteur monophasique PRECCINSTA	63
4.3.4	Conclusion	67
5	Modélisation numérique	69
5.1	Modélisation de la turbulence	70
5.1.1	Modélisation RANS	70
5.1.2	Modélisation DDES	72
5.2	Modélisation de l'interaction combustion turbulence	73
5.2.1	Schéma cinétique	73
5.2.2	Approche Quasi-laminaire ou de Réacteur Parfaitement mélangé	76
5.2.3	Approche TFLES	77
5.3	Modélisation des effets de la rugosité	78
5.3.1	Comportement <i>universel</i> du profil de vitesse	78
5.3.2	Effet de la rugosité sur la couche limite turbulente	79
5.3.3	Modélisation de la rugosité dans la littérature	80
5.3.4	Modélisation de la rugosité dans CEDRE	81
5.3.5	Validation du modèle de rugosité	83
6	Simulations RANS	89
6.1	Simulations des rafales R09 et R10	90
6.1.1	Mise en données	90
6.1.2	Cas non-réactif	93

6.1.3	Comparaisons aux données expérimentales	95
6.1.4	Effet de la rugosité	108
6.1.5	Diagrammes de Borghi et de Williams	112
6.1.6	Conclusion	118
6.2	Etude de la sensibilité des résultats obtenus à différents paramètres	119
6.2.1	Modification du nombre de Schmidt turbulent	120
6.2.2	Effet de l'inhomogénéité du profil d'entrée de température	121
6.2.3	Température de paroi	123
6.2.4	Influence du schéma cinétique	126
6.2.5	Extension de la longueur du domaine de calcul	128
6.3	Bilan	129
7	Simulation instationnaire de type Delayed Detached Eddy Simulation	131
7.1	Simulation DDES avec parois rugueuses	132
7.1.1	Remaillage du domaine de calcul	132
7.1.2	Ecoulement non réactif	132
7.1.3	Comparaison à l'expérience	135
7.1.4	Effet de la rugosité sur les simulations instationnaires	151
7.1.5	Conclusion	155
7.2	Utilisation d'un modèle de combustion sous-maille	156
7.2.1	Calculs préliminaires à l'utilisation de la TFLES	156
7.2.2	Utilisation de la TFLES	159
7.3	Conclusion	160
8	Simulation DDES de la configuration complète	163
8.1	Travaux préliminaires	164
8.1.1	Nouveau maillage	164
8.1.2	Stratégie de modélisation	164
8.1.3	Débit injecté	165
8.2	Analyse des résultats obtenus	165
8.2.1	Résultats moyens	165
8.2.2	Résultats instationnaires	167
9	Conclusion et perspectives	175
9.1	Conclusions générales	176
9.2	Perspectives	177
A	Rendements de combustion	179
A.1	Définition des rendements énergétiques	180
A.2	Définition des compositions Y^{id} et Y^{ox}	182
A.2.1	Définition de la composition Y^{id}	182
A.2.2	Définition de la composition Y^{ox}	183
	Bibliographie	185

Table des figures

1.1	Performances des différents type de moteur en fonction du Mach de vol [4]	3
1.2	Schéma de principe d'un super-statoréacteur.	3
2.1	Schéma du montage de Beach tiré de la référence [1].	9
2.2	Schéma du montage expérimental de Cheng et photographie avec durée d'exposition longue, tiré de la référence [2].	13
2.3	Schéma du montage expérimental de Waidmann extrait de la référence [3].	18
2.4	Schéma du montage expérimental SCHOLAR, extraite de la référence [5]. .	21
2.5	Schéma du montage expérimental de Burrow et Kurkov extrait de la référence [6].	23
2.6	Schéma du montage expérimental Hyshot extrait de la référence [7].	25
2.7	Schéma du montage expérimental LAPCAT.	28
3.1	Schéma d'implantation du banc supersonique LAERTE.	32
3.2	Séquence classique d'une rafale.	33
3.3	Positions des thermocouples dans l'écoulement et profils de température obtenus pour différentes rafales.	34
3.4	Géométrie de la chambre précisant les accès optiques et les prises de pressions pariétales.	35
3.5	Profils de pression en paroi pour des conditions non-réactives et différentes pressions génératrices et températures génératrices.	35
3.6	Reconstruction 3D de la surface de la chambre LAPCAT-II par microscopie électronique à balayage (MEB).	36
3.7	Visualisations expérimentales d'émission du radical OH* (couleur rouge) superposées aux strioscopies (niveau de gris) de la rafale R10-auto-inflammation.	38
3.8	Profils de pression pariétale expérimentaux.	39
3.9	Visualisations expérimentales d'émission du radical OH* (couleur rouge) superposées aux strioscopies (niveau de gris) de la rafale R09-partiellement-bloquée.	40
3.10	Profils de pression pariétale de la rafale R09.	40
3.11	procédure de post-traitement déterminant la position d'allumage.	41
3.12	Fonction densité de probabilité de position d'allumage pour la rafale d'auto-inflammation R10.	42
3.13	Fonction densité de probabilité de vitesse de déplacement pour la position d'allumage pour la rafale d'auto-inflammation R10.	42

3.14	Spectre de Fourier du signal de position d'allumage pour la rafale d'auto-inflammation R10.	43
3.15	Fonction densité de probabilité de position d'allumage pour la rafale partiellement bloquée R09.	43
3.16	Fonction densité de probabilité de vitesse de déplacement pour la position d'allumage de la rafale partiellement bloquée R09.	44
3.17	Spectre de Fourier du signal de position d'allumage pour la rafale partiellement bloquée R09.	44
4.1	Solutions du problème de Riemann.	55
4.2	Problème de Riemann complet, avec volume de contrôle.	56
4.3	Etat initial du champ de vorticité de Taylor Green.	60
4.4	Energie cinétique (gauche), enstrophie (milieu) et dérivée temporelle de l'énergie cinétique (droite) au sein du domaine de calcul.	62
4.5	Geom�trie de la chambre A3C.	63
4.6	Température moyenne et instantanée obtenue dans la chambre A3C.	63
4.7	Profils de température moyenne dans la chambre A3C.	64
4.8	Profils de température RMS dans la chambre A3C.	65
4.9	Géométrie de la chambre PRECCINSTA.	65
4.10	Champs de vitesse moyenne RANS (gauche) et LES (droite), cas non réactif.	66
4.11	Profils de vitesse RANS, LES et données expérimentales, valeurs moyennes (gauche) et RMS (droite).	66
4.12	Champs de vitesse moyenne RANS (gauche) et LES (droite), cas réactif pour une richesse de 0.75	67
4.13	Profils de vitesse RANS, LES et données expérimentales, valeurs moyennes (gauche) et RMS (droite).	67
4.14	Profils de température RANS, LES et données expérimentales, valeurs moyennes et RMS.	68
5.1	Délais d'auto-inflammation calculés avec CEDRE (pointillés) comparés à ceux documentés (en trait plein) dans la référence [8].	74
5.2	Délais d'auto-inflammation calculés avec (trait plein) et sans (pointillés) viciation.	75
5.3	Délais d'auto-inflammation calculés à 4 bar (trait plein) et 1 bar (pointillés).	76
5.4	Délais d'auto-inflammation calculés à 4 bar (trait plein) et 1 bar (pointillés) avec viciation.	76
5.5	Profil de vitesse proche paroi	79
5.6	Schéma de la procédure de décalage du profil de vitesse	82
5.7	Schéma de l'expérience de Latin et Bowersox [9].	83
5.8	Représentation des rugosité pour les plaques 2D (gauche) et 3D à droite. Extrait de la référence [9].	84
5.9	Profils de vitesse adimensionnée en parois (mesurés par sonde pitot). Tirés de la référence [9].	85
5.10	Champ de Mach en sortie de la tuyère d'alimentation.	86

5.11	Fonction densité de probabilité (PDF) et fonction de répartition ou cumulative (CDF) de la distance à la paroi adimensionnée (Y^+) de la première maille.	86
5.12	Profils de vitesse adimensionnée en parois.	87
6.1	Domaine de calcul.	91
6.2	Maillage du domaine de calcul.	92
6.3	Fonction densité de probabilité et fonction de répartition de la distance adimensionnée à la paroi.	92
6.4	Convergence des profils de pression pariétale en fonction du maillage considéré.	93
6.5	Profil de pression suivant une ligne $y=0.1$ mm au dessus de la paroi et lignes de courant superposées au champ de Mach dans le plan de symétrie (gauche). Lignes de frottement superposées au champ de pression dans un plan $y=0.1$ mm au dessus de la paroi (droite).	94
6.6	Topologie du JISCF détaillée à l'aide du champ de Mach, de lignes de courant volumiques et surfaciques.	95
6.7	Champs de richesse atomique Φ_a dans le plan de symétrie et dans un plan localisé 1 mm au dessus des parois.	96
6.8	Lignes de courant surfacique et champs de richesse atomique Φ_a dans les plans $x=200$ mm, 205 mm, 215 mm, 240 mm, 270 mm et 290 mm.	96
6.9	Profils de pression pariétale pour le cas d'auto-inflammation.	97
6.10	Comparaison entre les visualisations de strioscopie (nuances de gris) superposées aux émissions du radical OH^* (niveau de rouge) expérimentales (en haut) et numériques avec (au milieu) et sans (en bas) parois rugueuses pour le cas d'auto-inflammation.	98
6.11	Topologie de l'écoulement réactif avec lignes de courant obtenues dans un plan localisé à $y = 0.1$ mm au dessus de la paroi. Le taux de dégagement de chaleur est affiché en nuance de rouge dans des plans transverses localisés à $x = 260$ mm, 280 mm, 300 mm et 320 mm pour les cas rugueux (haut) et lisse (bas).	99
6.12	Isolignes du taux de dégagement de chaleur $\dot{\omega}_T$ et lignes de courant surfacique superposées aux champs de richesse atomique Φ_a et de vitesse longitudinale V_x dans un plan localisé en $y=1$ mm au dessus de la paroi.	100
6.13	Profils du taux de dégagement de chaleur $\dot{\omega}_T$, de la température T , des fractions massiques Y_α et de la richesse atomique Φ_a le long des trois lignes tracées dans la figure 6.12.	101
6.14	Isolignes du taux de dégagement de chaleur $\dot{\omega}_T$ et lignes de courant surfaciques superposées aux champs de richesse atomique Φ_a et de vitesse longitudinale V_x dans le plan de symétrie.	102
6.15	Profils du taux de dégagement de chaleur $\dot{\omega}_T$, de la température T , des fractions massiques Y_α et de la richesse atomique Φ_a le long des deux lignes de courant tracées sur la figure 6.14.	102
6.16	Rendements énergétiques pour le cas d'auto-inflammation.	103
6.17	Profils de pression pariétale, cas partiellement bloqué.	104

6.18	Comparaison entre les visualisations expérimentales de strioscopie (nuances de gris) superposée aux émissions du radical OH* (niveau de rouge) (en haut) et numériques avec (au milieu) et sans (en bas) parois rugueuse pour le cas partiellement bloqué.	105
6.19	Haut : contour de nombre de Mach et iso-ligne de pression dans le plan de symétrie. Bas : même image avec iso-surface de gradient de densité $\partial\rho/\partial x = 60\text{kg m}^{-4}$	105
6.20	Lignes de courant superposées au champ de pression dans un plan $y=0.1$ mm au dessus de la paroi (haut). Structure 3D de l'écoulement partiellement bloqué (bas) avec une iso-surface de gradient de densité $\partial\rho/\partial x = 60\text{kg m}^{-4}$ superposée aux champs de pression dans le plan $y=0.1$ mm et de taux de dégagement de chaleur en $z=0$ mm.	106
6.21	Rendements énergétique pour le cas partiellement bloqué.	107
6.22	Taux de dégagement de chaleur superposé aux champs de richesse atomique Φ_a et de vitesse.	108
6.23	Profils du taux de dégagement de chaleur $\dot{\omega}_T$, température T , fractions massiques Y_α et richesse atomique Φ_a le long des deux lignes tracées dans la figure 6.22.	108
6.24	Champs de température dans des plans transverses localisés en $x = 260$ mm, 280 mm, 300 mm et 320 mm pour les cas rugueux (haut) et lisse (bas).	109
6.25	Champs de richesse dans des plans transverses localisés en $x = 260$ mm, 280 mm, 300 mm et 320 mm pour les cas rugueux (haut) et lisse (bas).	109
6.26	Champs de viscosité turbulente dans des plans transverses localisés en $x = 260$ mm, 280 mm, 300 mm et 320 mm pour les cas rugueux (haut) et lisse (bas).	110
6.27	Comparaison des rendements de combustion pour les cas lisses et rugueux (gauche). Contribution relative des rendements de mélange et chimique à l'écart de rendement global de combustion.	111
6.28	Profil de couche limite dans le plan de symétrie $z = 0$	111
6.29	Évolution longitudinale de la vitesse et de la température moyenne.	112
6.30	Diagramme des régimes de combustion turbulente prémélangée dans les coordonnées de Barrère et Borghi [10, 11, 12].	114
6.31	Diagramme de classification des flammes turbulentes dans les coordonnées proposées par Williams [13].	115
6.32	De gauche à droite : pression, température et richesse en fonction de la fraction de mélange.	116
6.33	À gauche : vitesse et épaisseur de flamme laminaire calculées pour une flamme 1D avec CANTERA en fonction de la fraction de mélange. À droite : délai d'auto-inflammation calculé pour un réacteur parfaitement mélangé 0D avec CANTERA en fonction de la fraction de mélange.	117
6.34	Diagrammes de Williams, colorés à gauche par le taux de dégagement de chaleur et à droite par le taux de dissipation scalaire, pour les deux cas simulé : en haut le cas d'auto-inflammation, en bas le cas partiellement bloqué.	118

6.35	Diagrammes de Borghi, coloré à gauche par le taux de dégagement de chaleur et à droite par le taux de dissipation scalaire, pour les deux cas simulés : en haut le cas d'auto-inflammation, en bas le cas partiellement bloqué.	119
6.36	Profil de pression pariétale dans le plan $z=0$	120
6.37	Profil de pression pariétale dans le plan $z=0$	121
6.38	Champs de température dans un plan localisé en $x=180$ mm pour le régime d'auto-inflammation utilisant (haut) un profil parabolique de température totale et (bas) un profil uniforme de température totale.	122
6.39	Profil de pression pariétale dans le plan de symétrie.	122
6.40	Champs de strioscopie (a) et taux de dégagement de chaleur (b) le long de la chambre de combustion.	123
6.41	Profil de pression pariétale dans le plan de symétrie.	124
6.42	Strioscopie numérique (haut) et taux de dégagement de chaleur (bas) dans la chambre de combustion. Les simulations avec une température constante et utilisant un profil parabolique sont présentés respectivement sur la moitié supérieure et inférieure des images.	124
6.43	Profil de pression pariétale dans le plan de symétrie pour différentes températures de paroi. Cas d'auto-inflammation sur paroi lisse.	125
6.44	Profils de température et vitesse moyennée sur la section le long de l'écoulement.	125
6.45	Profil de pression pariétale, régime partiellement bloqué en présence de paroi lisse, dans le plan de symétrie pour différentes températures de paroi.	126
6.46	Profil de pression dans le plan de symétrie pour la rafale d'auto-inflammation pour différents schémas cinétiques.	127
6.47	Dégagement de chaleur intégré suivant la profondeur de la chambre pour différents schémas cinétiques.	128
6.48	Profil de pression dans le plan de symétrie pour la rafale partiellement bloquée pour différents schémas cinétiques.	128
6.49	Dégagement de chaleur intégré suivant la profondeur de la chambre pour différents schémas cinétiques.	129
6.50	Profil de pression dans le plan de symétrie pour la rafale partiellement bloquée pour une chambre allongée.	130
7.1	Visualisation de la vorticité dans le plan de symétrie.	132
7.2	Maillages de l'injecteur et de la zone de mélange dans le plan de symétrie (� gauche : maillage initial, à droite : maillage raffiné).	133
7.3	Maillages de l'injecteur dans le plan de symétrie (� gauche : maillage initial, à droite : maillage raffiné).	133
7.4	Topologie instantanée de l'écoulement représentée par des lignes de courant volumique et des lignes de courant surfaciques dans le plan $x=207$ mm superposées aux champs de Mach dans les plans $z=0$, $y=0.1$ mm et $x=207$ mm.	134
7.5	Haut : profils de pression pariétale et lignes de courant superposées aux champs instantanés de Mach dans le plan de symétrie. Bas : lignes de courant superposées au champ de pression dans le plan $y=0.1$ mm.	134

7.6	Iso-surfaces de critère Q colorée par la vorticité longitudinale.	135
7.7	Champs de richesse atomique Φ_a dans le plan de symétrie et dans un plan localisé à $y=1$ mm au dessus de la paroi.	135
7.8	Champs de richesse atomique Φ_a et lignes de courant dans différents plans transverses à l'écoulement.	136
7.9	Profil de pression pariétale du cas d'auto-inflammation.	136
7.10	Taux de dégagement de chaleur superposé à une strioscopie dans le plan de symétrie (haut), intégré suivant la profondeur de la chambre (milieu) et intégration spatiale moyennée temporellement (bas) pour les simulations sur parois rugueuses.	137
7.11	Taux de dégagement de chaleur superposé à une strioscopie dans le plan de symétrie (haut), intégré suivant la profondeur de la chambre (milieu) et intégration spatiale moyennée temporellement (bas) pour les simulations sur parois lisses.	137
7.12	Taux de dégagement de chaleur dans plusieurs plans transverses à l'écoulement.	138
7.13	Isolignes du taux de dégagement de chaleur et lignes de courant superposées aux champs de richesse atomique Φ_a (haut) et de vitesse longitudinale V_x (bas) dans un plan situé en $y=1$ mm au dessus de la paroi.	138
7.14	Profils du taux de dégagement de chaleur, température, fractions massiques et richesse atomique obtenus suivant les trois lignes de courant tracés sur la figure 7.13.	139
7.15	Isolignes du taux de dégagement de chaleur et lignes de courant superposées aux champs de richesse atomique Φ_a (haut) et de vitesse longitudinale V_x (bas) dans le plan de symétrie.	140
7.16	Profils du taux de dégagement de chaleur, température, fractions massiques et richesse atomique obtenus suivant les trois lignes de courant tracés sur la figure 7.13.	141
7.17	Bilan de l'équation de transport des espèces H_2O_{ex} , H et HO_2 suivant la ligne de courant e) de la figure 7.15.	142
7.18	Rendements énergétiques de la combustion pour le cas A.	143
7.19	Taux de dégagement de chaleur instantanés dans le plan de symétrie.	144
7.20	Images instantanées du taux de dégagement de chaleur, du taux de dissipation scalaire, de la richesse atomique, des fractions massiques de HO_2 et H_2O_2 , de la vitesse et de la température dans le plan de symétrie.	145
7.21	Taux de dégagement de chaleur superposé à une strioscopie dans le plan de symétrie (haut), intégré suivant la profondeur de la chambre (milieu) et intégration spatiale moyennée temporellement (bas) pour les simulations sur parois rugueuse.	146
7.22	Taux de dégagement de chaleur superposé à une strioscopie dans le plan de symétrie (haut), intégré suivant la profondeur de la chambre (milieu) et intégration spatiale moyennée temporellement (bas) pour les simulations sur parois lisse.	146
7.23	Profil de pression pariétale, cas partiellement bloqué.	146

7.24	Champs de mach dans le plan de symétrie et iso-surface de gradient de densité $\partial\rho/\partial x = 60kg\cdot m^{-4}$ (haut). Champs de pression et lignes de courant dans le plan $y=0.1$ mm (bas).	147
7.25	Isolignes du taux de dégagement de chaleur superposées à la richesse atomique et la vitesse longitudinale V_x dans le plan de symétrie.	147
7.26	Profils du taux de dégagement de chaleur, température, fractions massiques et richesse atomique suivant les deux lignes tracées sur la figure 7.25.	148
7.27	PDFs de la richesse atomique (gauche) et PDF du critère Takeno normalisé au sein de toute la zone décollée (droite) conditionnées à un taux de dégagement de chaleur supérieur à 5% du maximum.	149
7.28	Bilan de l'équation de transport des espèces H_2O_{ex} , H et HO_2 suivant la ligne de courant a) de la figure 7.25.	149
7.29	Bilan de l'équation de transport des espèces H_2O_{ex} , H et HO_2 suivant une ligne normale au taux de dégagement de chaleur attachée au décollement dans le plan de symétrie dans la figure 7.25.	150
7.30	Rendements énergétiques de la combustion pour le cas B.	151
7.31	Images instantanées du taux de dégagement de chaleur, du taux de dissipation scalaire, du critère d'auto-allumage, de la richesse atomique, du critère Takeno, de la vitesse et de la température dans le plan de symétrie.	152
7.32	Comparaison des rendements de combustion pour les simulations rugueuses et lisses (gauche). Contributions relative du rendement de mélange et du rendement chimique au rendement global de combustion (droite).	153
7.33	Energie cinétique turbulente : résolue dans la région LES (haut) modélisée dans la région RANS (milieu) et modélisée dans la région LES (bas).	154
7.34	Profil de couche limite δ_{90}	155
7.35	Profil de vitesse moyenne et température moyenne dans la chambre LAPCAT-II.	155
7.36	Flammes de prémélanges laminaires 1D. Influence du nombres de points dans me front de flamme.S	157
7.37	Haut : Taux de dégagement de chaleur. Bas : Senseur de flamme pour le couple H_2-O_2	158
7.38	Haut : Taux de dégagement de chaleur. Bas : Senseur de flamme pour le couple réactif H_2-O_2 avec $\nu_f = 4$ et $\nu_{ox} = 2$	158
7.39	Senseur de flamme pour le couple H- HO_2	159
7.40	Champ instantané du senseur de flamme Γ	159
7.41	Champs instantanés des fonctions d'épaississement et d'efficacité.	160
7.42	Distribution de la pression pariétale le long de la chambre LAPCAT-II.	160
7.43	Visualisations strioscopique et du taux de dégagement de chaleur pour les deux types de modélisation de la combustion.	161
8.1	Ancien (haut) et nouveau (bas) maillages.	165
8.2	Profils de pression pariétale dans le plan de symétrie avec (rouge) et sans (noir) correction de débit.	166
8.3	Profil moyen de pression pariétale dans le plan de symétrie.	166
8.4	Taux de dégagement de chaleur intégré suivant l'épaisseur de la chambre et moyenné temporellement superposé à une strioscopie.	166

8.5	Champ de pression et lignes de courant surfacique dans le plan $y=0.1$ mm.	167
8.6	Signaux de position de stabilisation de la zone réactive (partie haute et partie basse).	168
8.7	Fonctions densité de probabilité brutes et normalisées du signal de position et de vitesse des zones réactives.	168
8.8	Spectre de Fourier des signaux de position (cf. fig 8.6).	169
8.9	Spectre de Fourier des signaux de position (cf. fig 8.6).	170
8.10	Positions des capteurs superposées au champ de vitesse longitudinale.	170
8.11	Spectres de Fourier de la position de réflexion du choc en arc (haut), du signal de Mach proche du disque de Mach et de la vitesse dans la couche cisailée (bas).	171
8.12	Spectres de Fourier des signaux de vitesse en amont de l'injection d'hydrogène.	171
8.13	Spectres de Fourier des signaux de volume des quatre zones de recirculation.	172
8.14	Champ instantané de vitesse longitudinale (V_x) dans le plan $x=180$ mm.	173
8.15	Spectre de Fourier de la surface efficace délimitant le volume au sein duquel la vitesse longitudinale est positive.	173

Liste des tableaux

2.1	Simulations de la géométrie de Beach <i>et al.</i> [1].	11
2.2	Simulations de la géométrie de Cheng <i>et al.</i> [2].	17
2.3	Simulations des expériences conduites par Waidmann <i>et al.</i> [3].	20
2.4	Simulations du dispositif SCHOLAR [5].	22
2.5	Simulations du dispositif de Burrows et Kurkov [6].	24
2.6	Simulations de la configuration Hyshot II.	27
2.7	Résumé simulations LAPCAT-II.	29
3.1	Conditions d'essais des deux régimes de combustion.	37
5.1	Caractéristiques des plaques.	83
6.1	Taille caractéristique du maillage.	91
6.2	Nombre de mailles des maillages générés.	92
6.3	Schémas cinétiques.	126
8.1	Fréquence caractéristique des zones de recirculation.	172

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Contexte	2
1.2	Le super-statoréacteur	2
1.3	Programme LAPCAT	4
1.3.1	LAPCAT-I	4
1.3.2	LAPCAT-II	4
1.3.3	Intérêt des résultats LAPCAT-II	5
1.4	Position du sujet de thèse	5

1.1 Contexte

Le domaine de la propulsion aérobie des aéronefs représente un secteur de forte compétitivité industrielle propice aux avancées technologiques. Aujourd'hui, plusieurs axes de recherche sont mis en avant par différentes institutions impliquées dans ce secteur d'activité.

D'une part, le domaine de l'aéronautique civile s'intéresse au développement de technologies de motorisation aérobie à haute capacité propulsive à Mach élevé, que ce soit pour la propulsion de lanceurs aérospatiaux (programme PREPHA) ou la conception d'aéronefs de transport (programme LAPCAT).

D'autre part, le domaine militaire dirige ses efforts vers le développement d'armes hypersoniques. Ces armes se séparent en deux technologies distinctes. Les planeurs hypersoniques sont des véhicules, dépourvus de propulsion, emportés par des missiles balistiques jusqu'à la haute atmosphère et pouvant manœuvrer vers leur cible de façon non-prédictive tout en évitant les contre-mesures adverses. Les missiles de croisière hypersoniques sont quant à eux munis d'un système propulsif autonome permettant une accélération jusqu'à des vitesses hypersoniques (Mach supérieur à 5). Ces missiles évoluent plus proches du sol comparativement aux planeurs du fait de la nécessité d'ingérer de l'oxygène pour maintenir la poussée. Comme l'indique la figure 1.1 les statoréacteurs et super-statoréacteurs sont de bons candidats pour produire la poussée nécessaire à l'obtention de telles vitesses.

Les statoréacteurs et superstatoréacteurs sont des moteurs sans pièce tournante utilisant la vitesse de l'aéronef pour assurer la compression de l'air. Dans le cadre des statoréacteurs l'air entrant est ralenti jusqu'à une vitesse sub-sonique avant de brûler afin d'assurer un bon rendement de combustion. Cependant, pour des nombres de Mach plus élevés (de l'ordre de Mach 6), la trainée induite par le choc droit en fin d'entrée d'air devient trop pénalisante. De plus, l'apport d'énergie par la combustion est rendu difficile par l'élévation de température de l'écoulement. Cela justifie le développement des super-statoréacteurs qui se proposent de conserver un écoulement supersonique dans l'ensemble du moteur contournant ainsi les problèmes précédents. Toutefois, ce type de motorisation révèle un certain nombre de verrous scientifique et technologique présentés dans la section suivante.

Ainsi, le secteur militaire doit répondre à des défis nécessitant le développement de nouvelles technologies. La maîtrise de la conception de super-statoréacteur ou de la combustion de l'hydrogène s'intègrent dans cette problématique. Cette thèse contribue à l'amélioration des méthodologies de calcul pour la combustion de l'hydrogène dans une chambre de combustion supersonique. La section suivante propose de décrire brièvement le fonctionnement d'un super-statoréacteur afin de mieux cerner les difficultés relatives au développement de ces moteurs.

1.2 Le super-statoréacteur

Les superstatoréacteurs sont étudiés dans le cadre de différents projets (PREPHA, JAPHAR, LAPCAT, HEXAFly). Ce système propulsif promet, d'après la figure 1.1, les meilleures performances à nombre de Mach de vol élevé.

Dans un super-statoréacteur l'air est comprimé grâce à la vitesse du véhicule. L'ab-

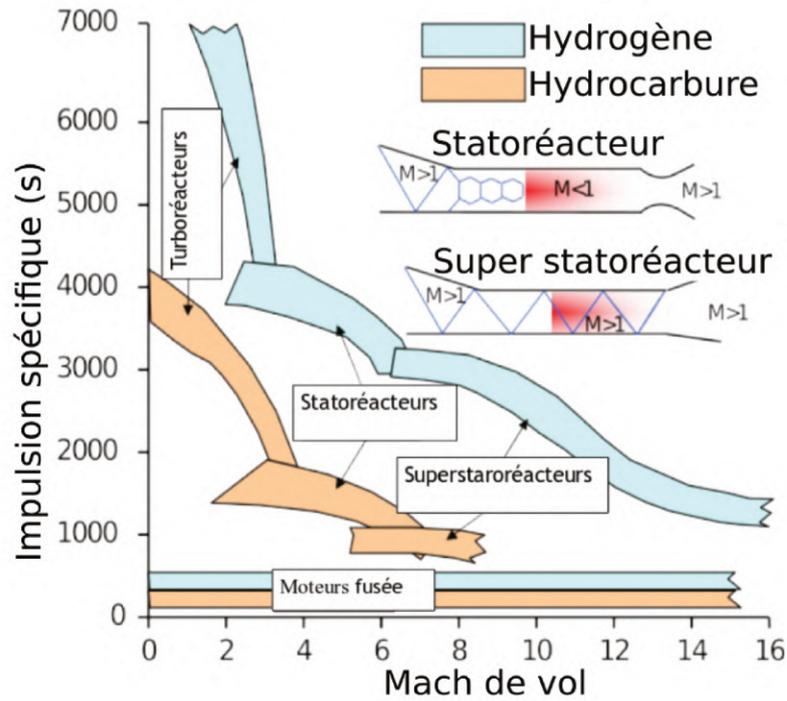


FIGURE 1.1 – Performances des différents type de moteur en fonction du Mach de vol [4]

sence de col dans l'entrée d'air permet à l'écoulement de rester supersonique. Le flux d'air traverse ensuite un isolateur permettant de limiter l'influence de la chambre de combustion sur l'écoulement amont et, en particulier, sur le fonctionnement de l'entrée d'air supersonique. Le carburant est par la suite injecté dans la chambre de combustion dans laquelle s'effectue successivement le mélange et la combustion. Par la suite, les gaz brûlés sont détendus au sein d'une tuyère divergente produisant la poussée propulsant l'aéronef.

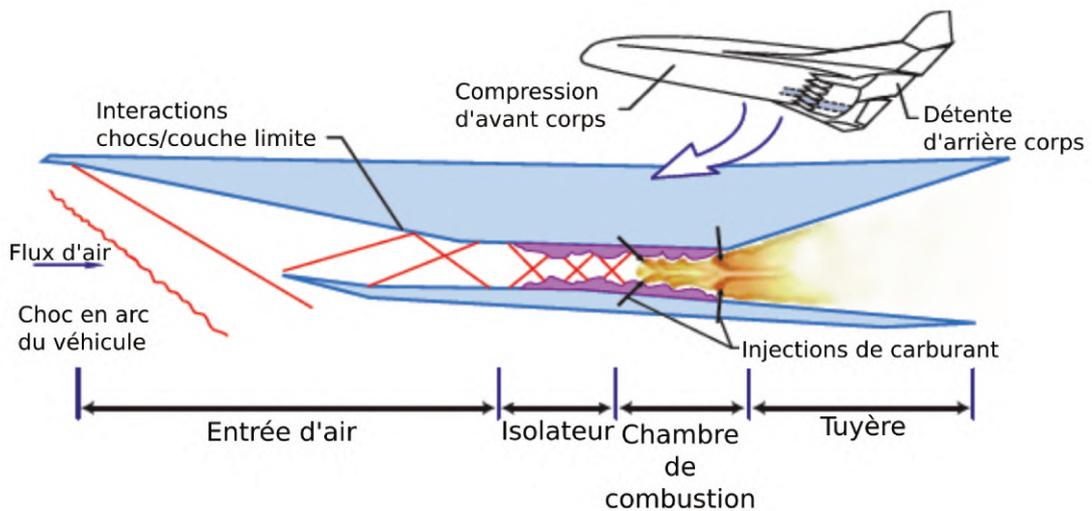


FIGURE 1.2 – Schéma de principe d'un super-statoréacteur.

Le concept de fonctionnement des superstatoréacteurs, simple de prime abord, cache

toutefois des défis fondamentaux et technologiques :

- la conception d'entrées d'air adaptées aux écoulements considérés,
- le management thermique des écoulements à forte enthalpie totale,
- les mécanismes de mélange entre l'écoulement d'air et le combustible à vitesse très élevée,
- la stabilisation de la combustion dans des écoulements supersoniques.

Les travaux de cette thèse s'intéressent plus particulièrement aux deux derniers points cités. Ces derniers ont été étudiés expérimentalement au cours du projet européen LAPCAT décrit dans la partie suivante.

1.3 Programme LAPCAT

1.3.1 LAPCAT-I

Le projet LAPCAT, d'une durée de 3 ans de 2005 à 2008, propose d'étudier des concepts pour la propulsion d'un aéronef civil sur un trajet type Bruxelles/Sydney en moins de 4 heures. L'accent est mis sur les technologies permettant de voler à des Mach de vol allant de 4 à 8. Les travaux se sont concentrés sur des études système de cycles turbines et statoréacteurs. Des expériences ont également permis de s'intéresser aux caractéristiques de composants unitaires (e.g. échangeurs de chaleur, injecteur).

Les travaux réalisés dans le cadre de ce programme suggèrent la possibilité de réaliser des aéronefs fonctionnant à l'hydrogène pouvant se propulser jusqu'à Mach 8. Ce projet sera suivi par le projet LAPCAT-II.

1.3.2 LAPCAT-II

Pour ce projet, deux configurations d'aéronefs, étudiées dans le programme précédent, sont retenues. Les travaux menés sont séparés suivant plusieurs activités :

- La conception d'un véhicule opérant à Mach 5 propulsé par turbo-réacteur. Les travaux conduits dans le cadre de LAPCAT-II se concentrent sur la conception de l'entrée d'air, de la chambre de combustion et de la tuyère de sortie. L'entrée d'air proposée a été étudiée expérimentalement et numériquement démontrant la faisabilité d'une entrée d'air supersonique à géométrie variable opérant sur une grande plage de Mach de vol (0-5). Les travaux conduits sur la chambre de combustion visaient la réduction de la production de polluants NOx. Les concepts de tuyère de sortie ont été étudiés numériquement et expérimentalement démontrant des performances satisfaisantes pour les deux régimes de croisière du véhicule (Mach 0.9 et 5).
 - La conception d'un véhicule opérant à Mach 8 a permis l'émergence de trois designs. Différents composants des concepts ont été testés et simulés afin de caractériser les avantages de chacun d'entre eux. Des modèles réduits des aéronefs ont aussi été caractérisés en soufflerie.
-

- Des études portant sur des aspects aérodynamiques plus fondamentaux ont également été menées numériquement et expérimentalement. Ces études se sont notamment intéressées, d'un point de vue numérique, à la modélisation de la transition de couche limite en écoulement rapide en présence de chocs. De plus, ces travaux ont permis de constituer une base de données expérimentales.
- Une grande partie du projet s'intéresse aux chambres de combustion présentes dans les différents avions proposés. Les expériences réalisées sur les différents bancs d'essais permettent la constitution d'une large base de données sur les phénomènes de mélange ou de stabilisation de la combustion en environnement supersonique. **Une partie de cette base de données sera utilisée par la suite dans cette thèse.**

Les différents travaux menés dans le cadre de LAPCAT-II permettent finalement d'établir la faisabilité de la construction d'avions hypersoniques (modèle réduit produisant un bilan propulsif positif) tout en pointant certaines limitations dans les expérimentations conduites au sol (viciation de l'air). De plus, les bases de données constituées permettent aussi la validation de travaux de modélisation en matière d'aérodynamique et de combustion.

L'étape suivante pour ces projets consiste en la réalisation d'essais en vol avec des avions de taille réduite faisant l'objet du projet en cours HEXAFly-INT.

1.3.3 Intérêt des résultats LAPCAT-II

Les travaux conduits dans cette thèse s'intéressent à certains résultats obtenus au cours de ce projet. Des expériences conduites équipées avec la chambre de combustion supersonique LAPCAT sur le banc LAERTE de l'ONERA ont mis en évidence plusieurs régimes de combustion dont deux sont étudiés ici et détaillés dans le chapitre 3. Ces deux régimes permettent de mettre en évidence des phénomènes susceptibles de mettre à l'épreuve les simulations numériques. Citons notamment :

- le mélange à haute vitesse entre le carburant et l'écoulement principal et notamment les effets de compressibilité sur la couche de mélange,
- les interactions entre chocs et couche limite,
- l'apparition de décollements et leur dynamique,
- les mécanismes de stabilisation de la combustion (mode pré-mélangé, mode diffusif et auto-inflammation).

1.4 Position du sujet de thèse

Les bases de données constituées lors des campagnes expérimentales sont des outils extrêmement utiles pour la validation et le développement de méthodologies de simulations numériques.

Certaines rafales obtenues lors du projet LAPCAT-II ont mis en difficulté les simulations numériques motivant les efforts de recherches conduits dans cette thèse. Le principal objectif de cette dernière est ainsi de proposer et mettre en œuvre une méthodologie apte à restituer quantitativement les phénomènes physiques instationnaires observés dans ces

expériences. La restitution des rafales sélectionnées permet de plus une analyse des mécanismes de stabilisation de la combustion ainsi que de ceux pilotant les phénomènes instationnaires.

Ce manuscrit s'organise autour de 9 chapitres de la manière suivante :

- Chapitre 2 : "Étude de la combustion supersonique". Ce chapitre s'attache à prendre la mesure de l'état de l'art des simulations numériques en combustion supersonique. Celui-ci est structuré autour de plusieurs expériences de référence et s'attache à faire ressortir les points saillants permettant la simulation de chacune d'entre elles.
 - Chapitre 3 : "Résultats exploités". Ce chapitre détaille, dans un premier temps, les conditions expérimentales dans lesquelles ont été conduites les rafales obtenues lors du projet LAPCAT. Les résultats obtenus sont par la suite analysés.
 - Chapitre 4 : "Description des outils numériques". ce chapitre est consacré aux équations générales de l'aéro-thermochimie et aux méthodes de résolution de ces dernières ainsi qu'à la validation de la plate-forme de calcul CEDRE dans l'application de ses solveurs.
 - Chapitre 5 : "Modélisation numérique". Ce chapitre présente les différentes stratégies de modélisation utilisées dans le cadre de cette thèse.
 - Chapitre 6 : "Simulation RANS", ce chapitre dresse le bilan des simulations RANS réalisées dans le cadre de cette thèse. Ces simulations mettent en évidence un paramètre clé (la rugosité) dans la restitution des expériences conduites sur le banc LAERTE. Une étude paramétrique est également conduite permettant d'observer l'effet de différentes grandeurs fixées dans le calcul.
 - Chapitre 7 : "Simulation DDES demi-configuration". Ce chapitre présente les simulations instationnaires DDES effectuées par la suite. Ces calculs apportent une meilleure compréhension de la structure de la combustion pour les deux régimes de combustion étudiés.
 - Chapitre 8 : "Simulation DDES configuration complète". Ce chapitre s'intéresse à la compréhension de la dynamique instationnaire globale de l'une des deux rafales.
 - Chapitre 9 : "Perspective et conclusion". Ce chapitre de clôture retrace les principales conclusions tirées des travaux effectués et définit certaines perspectives permettant d'améliorer les stratégies de modélisation numérique.
-

Chapitre 2

Etude de la combustion supersonique

Sommaire

2.1	Introduction	8
2.2	Configurations élémentaires	8
2.2.1	Expérience de Beach <i>et al.</i> [1]	9
2.2.2	Expérience de Cheng <i>et al.</i> [2]	12
2.3	Configurations confinées	17
2.3.1	Mât de Waidmann <i>et al.</i> [3]	18
2.3.2	Chambre SCHOLAR	21
2.3.3	Chambre de Burrows et Kurkov	23
2.3.4	Maquette Hyshot	24
2.3.5	Conclusion partielle	27
2.4	Montage LAPCAT	27
2.4.1	Montage expérimental	28
2.4.2	Simulations numériques	28
2.4.3	Conclusion partielle	29
2.5	Conclusion	30

L'objet de ce chapitre est d'exposer les défis de modélisation pour la simulation des écoulements supersoniques réactifs. Celui-ci s'organise autour de l'observation de différentes configurations expérimentales conçues dans l'optique de mieux comprendre ces écoulements et de produire des ressources de référence pour la validation des outils de simulations numériques. Les installations étudiées sont distinguées selon deux catégories (i) les flammes supersoniques en milieu libre et (ii) la combustion en milieu confiné (chambre de combustion). L'enjeu est ici de faire ressortir les différents points sur lesquels il est possible de travailler pour améliorer la qualité des résultats numériques.

2.1 Introduction

Les premières recherches publiées présentant deux concepts de super-statoréacteurs ont émergés au cours des années 50, :

- Le premier (proposé par Maurice Roy) propose de stabiliser la combustion par une onde de détonation précédant la tuyère de sortie du moteur. L'idée est d'adapter la richesse pour stabiliser la position de l'onde de détonation. Ce concept rassemble ainsi trois éléments canoniques des stato-réacteurs que sont l'entrée d'air, le foyer de combustion et le convergent de la tuyère. Il ajoute toutefois une partie "avant tuyère" où le carburant est injecté. Le design d'injection permettant l'obtention d'un mélange uniforme et sans perturbation de l'écoulement ou l'induction d'ondes de choc constitue l'un des défis majeurs de ce type de moteur.
- Le second proposé par Antonio Ferri [14] s'appuie sur une combustion pilotée par la diffusion (pilotée par le mélange), évitant le plus possible l'apparition de choc. Dans ce type de moteur le carburant est injecté en milieu supersonique et brûle en se mélangeant avant d'être expulsé par une tuyère divergente.

Ce second type de motorisation est celui le plus couramment retenu pour concevoir des super-statoréacteurs. Les expériences présentées par la suite permettent d'analyser différentes étapes de la combustion dans ce type de moteurs.

De nombreuses expériences ont été mises en œuvre afin de mieux comprendre la combustion non pré-mélangée en milieu supersonique. En plus de permettre des observations réelles des phénomènes physiques, ces expériences nourrissent les simulations numériques en constituant des bases de données permettant de mettre à l'épreuve les différents modèles constitutifs des codes de calcul. Une fois ces modèles calibrés, ces simulations numériques peuvent éclairer les expériences à la lueur de résultats précédemment inaccessibles expérimentalement (pour cause de diagnostic compliqué à mettre en œuvre) mais observables numériquement.

2.2 Configurations élémentaires

Cette section présente des expériences conduites sur des configurations en milieu libre. Les deux expériences suivantes montrent la possibilité de stabiliser la combustion dans un écoulement co-courant de jets supersoniques.

2.2.1 Expérience de Beach *et al.* [1]

Un des premiers montages de référence pour la calibration des modèles simulant la combustion supersonique a été étudié au centre de recherche de Langley de la NASA par Beach *et al.* [1].

Montage expérimental

Ce brûleur supersonique, représenté sur la figure 2.1, est constitué de deux tuyères coaxiales opérant à Mach 2. La tuyère intérieure éjecte un mélange d'hydrogène à plusieurs richesses. La tuyère extérieure fournit de l'air vicié.

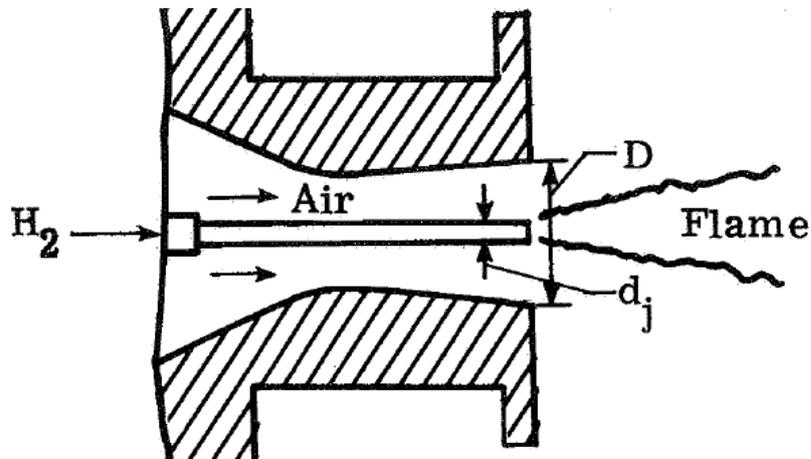


FIGURE 2.1 – Schéma du montage de Beach tiré de la référence [1].

Ce montage utilise des sondes de prélèvement ainsi que des capteurs Pitot pour mesurer la pression dans l'écoulement et les fractions massiques des espèces majoritaires (N_2 , O_2 , H_2 , H_2O), présentées ultérieurement dans un article numérique [15]. Des images strioscopiques ont été réalisées permettant d'évaluer la qualité de l'amorçage de la tuyère d'alimentation. De plus, des images photographiques de l'écoulement en sortie des injecteurs permettent d'observer le développement de la combustion supersonique. Ces images permettent d'obtenir une estimation de la distance d'allumage pour les différentes richesses considérées.

Cette expérience est utilisée pour valider numériquement des modèles (i) de turbulence, (ii) l'expansion de couche de mélange par la comparaison aux profils de pression et d'espèces dans les zones non réactives, (iii) des schémas cinétiques ainsi que (iv) des modèles d'interaction chimie turbulence (ICT) en utilisant les données de fractions massiques dans la zone réactive.

Simulations numériques

Différentes approches ont été proposées pour simuler ce montage.

L'étude des temps caractéristiques adimensionnés de la chimie et de la turbulence conduite dans la référence [16] conclut que le régime de combustion est celui des flammelles. Zheng et Bray [16] présentent quatre simulations RANS bi-dimensionnelles dans lesquelles sont étudiées les effets de corrections des (i) dissipation dilatationnelle de Sarkar

et al. [17], (ii) de pression-dilatation de Sarkar [18] lié aux effets de compressibilité ainsi que (iii) l'effet de deux modèles de combustion reposant sur la représentation de flammelettes laminaires au travers de PDF présumées. Le premier modèle prend en compte une PDF présumée pour la fraction de mélange permettant l'obtention des fractions massiques, de la température ainsi que la densité. Le second utilise une PDF présumée jointe pour la fraction de mélange et de vitesse de déformation (strain-rate) permettant de retrouver les grandeurs évoquées précédemment. Une tabulation des températures et fractions massiques en fonction de la fraction de mélange et de la vitesse de déformation est de plus utilisée. Une correction de la tabulation de température est apportée pour le second modèle afin de prendre en compte l'apport de chaleur provenant de la dissipation de l'énergie cinétique en régime supersonique. Les résultats présentés comparent les effets des différentes corrections de compressibilité en conjonction avec le premier modèle de combustion ainsi que l'effet de modélisation de la combustion une fois toutes les corrections prises en compte :

- De faibles modifications dans le développement des profils de fraction massiques sont observées quand les différentes corrections de compressibilités sont appliquées.
- L'utilisation du second modèle de combustion permet une meilleure représentation des profils de fractions massiques. Ceci indique l'intérêt de la prise en compte de la vitesse de déformation permettant la prise en compte d'extinction de la combustion dans les régions où la flamme est fortement étirée. De plus, la prise en compte de l'élévation de température par effet cinétique permet une meilleure représentation de la combustion et de l'évolution des fractions massiques.

Baurle *et al.* [19] présentent une comparaison entre deux approches RANS, l'une faisant l'hypothèse de flammelettes et utilisant une PDF présumée de température et de fraction massique permettant de connaître les taux de production d'espèces, la seconde basée sur le transport de la PDF de composition. La PDF de température nécessite la connaissance de la moyenne et de la variance de la température. Ces deux quantités sont obtenues à partir des équations de Navier Stokes moyennées et de la variance d'enthalpie sensible calculée par une équation de transport proposée par Baurle *et al.* [20]. Les profils de composition chimique issus des deux modèles sont comparés aux mesures indiquant un bon accord entre simulation numérique et expérience. Une légère amélioration des résultats numériques est observée quand la PDF est transportée.

Möbus *et al.* [21] effectuent des simulations 2D comparant les effets de la modélisation de la combustion. Deux modèles de transport de fonction densité de probabilités sont comparés. Le premier (i) transporte la PDF jointe de fraction massique et d'énergie, les équations de transport de quantité de mouvement et de turbulence sont utilisées. Le second (ii) utilise une PDF jointe pour les toutes les quantités (scalaire, vitesse, fréquence turbulente). Les effets de compressibilité (pression dilatation, et dilatation dissipation) sont pris en compte. De manière générale, les simulations obtenues montrent, aux premières stations de mesures, une surestimation des niveaux de pression. Les auteurs expliquent cet effet par une restitution trop épaisse des couches limites simulées dans les injecteurs. La comparaison des profils de pression entre les simulations montre un meilleur accord pour l'approche (i) dans la représentation de la couche de mélange. L'approche (ii) offre cependant une meilleure représentation des profils de fractions massiques des espèces dans les zones réactives.

Gomet *et al.* [22] utilisent le Modèle Intermittent Lagrangien (MIL), celui-ci permet de restituer les effets de chimie non infiniment rapide ou d'interaction chimie turbulence (ICT) par la comparaison des échelles de temps caractéristique de l'allumage et du micro-mélange. Izard *et al.* [23] ont préalablement étendu ce modèle aux régimes supersoniques en prenant en compte les effets de compressibilité. Cette extension a été validée sur l'expérience décrite dans la partie suivante 2.2.2. L'étude conduite par Gomet *et al.* [22] s'intéresse plus particulièrement à la modélisation du temps de résidence et du temps de mélange. Le calcul de ce dernier fait intervenir le taux de dissipation scalaire pour lequel deux approches de modélisation sont utilisées. L'une reposant sur une fermeture algébrique (i) et la seconde transportant le taux de dissipation scalaire (ii). La restitution des profils de composition est satisfaisante, dans la simulation de cette configuration et peu de différences sont observables entre les deux approches de modélisation MIL.

TABLE 2.1 – Simulations de la géométrie de Beach *et al.* [1].

	Modèle turbulence	Modèle combustions	Sc_t	Schéma cinétique	2D/3D
Zheng <i>et al.</i> [16]	RANS-RSM	PDF-p $[Y_\alpha, T, \rho] = f(\xi)$ PDF-p $[Y_\alpha, T_{cor}, \rho] = f(\xi, a)$	-	-	2D
Evans <i>et al.</i> [15]	RANS k- ϵ	EBU	-	-	2D
Baurle <i>et al.</i> [19]	RANS	PDF-p $\dot{\omega}_\alpha = f(T, Y_\alpha)$ PDF-t (Y_α, h)	-	Jachimowski [24] (6S, 7R)	2D
Möbus <i>et al.</i> [21]	RANS	QL PDF-t (Y_α, h) PDF-t $(Y_\alpha, h, u_i, \omega)$	0.7	Jachimowski [24] (6S, 7R)	2D
Gomet <i>et al.</i> [22]	RANS k- ϵ	PDF-p (MIL) $\dot{\omega}_\alpha = f(\xi, Y_\alpha)$	0.7	Jachimowski [24] (13S, 33R)	2D
Izard <i>et al.</i> [23]	RANS k- ϵ [25]	PDF-p (MIL) $\dot{\omega}_\alpha = f(\xi)$	0.7	Jachimowski [24](13S, 33R)	2D

Conclusion partielle

L'expérience menée au centre de recherche de Langley [1] est basée sur un dispositif de combustion supersonique dans lequel les gaz frais sont injectés co-courant et réagissent après un délai de mélange et d'allumage. Les différentes mesures effectuées constituent une base de validation utilisée par différents auteurs pour valider l'utilisation de modèles de combustion turbulente dans les régimes supersoniques.

Les travaux de modélisation et de simulation numérique s'appuient sur l'emploi de PDF soit présumées soit transportées. Ici, la température dépend fortement des effets de compressibilité. Afin de tenir compte de ces effets de compressibilité, plusieurs stratégies sont retenues pour les approches QL et à PDF présumée :

- Zheng et Bray [16] construisent des bibliothèques de flammelettes prenant en compte l'enthalpie totale.
- Gomet *et al.* [22] tiennent compte des effets de compressibilité (prise en compte de l'enthalpie totale et corrections de compressibilité pour la turbulence) ainsi que de l'auto-inflammation en utilisant le modèle MIL.

- Baurle *et al.* [19] choisissent de calculer non pas les fractions massiques et la température mais plutôt les taux de production des espèces et optent pour le transport des fractions massiques et d'enthalpie (voire de la variance de l'enthalpie). L'utilisation d'une cinétique calibrée sur les conditions de Mach de vol élevé permet également une meilleure représentation de la combustion.

Dans les approches RANS étudiées ci-dessus, les tentatives d'introduction de l'élévation de température par effet cinétique dans les modélisations par PDF (notamment présumée) semblent améliorer les résultats [16].

Néanmoins, les prises de mesure effectuées lors des expériences présentent le défaut d'être intrusives comme le précise Cheng *et al.* [2]. Une des conséquences de cette instrumentation est notamment d'induire une faible résolution spatiale des résultats obtenus, de plus les moyens de mesure introduits dans l'écoulement supersonique produisent des chocs pouvant accélérer localement les réactions et fausser les mesures. Ces difficultés de mesure ont pu, par la suite, être corrigées via le développement de techniques optiques (non-intrusives) de mesure.

2.2.2 Expérience de Cheng *et al.* [2]

Ce montage expérimental particulièrement bien documenté a pour principal objectif la validation des modèles de calculs de combustion supersonique.

Montage expérimental

Le brûleur supersonique de Cheng *et al.* [2], situé au Centre de recherche de Langley, est constitué de deux tuyères axisymétriques coaxiales qui permettent le mélange entre un écoulement d'air vicié à Mach 2 et de l'hydrogène pur injecté à Mach 1 au centre (cf. fig. 2.2). Cette expérience est réalisée afin de mieux comprendre le développement de la combustion supersonique et d'établir une base de données permettant la validation des codes de simulation numérique.

Cette expérience utilise des moyens de mesure optique (CARS, LDV, PLIF) permettant d'obtenir des profils de température, vitesses et d'espèces (O_2 , H_2 , H_2O , OH) sans perturber l'écoulement comme c'était le cas dans l'expérience de Beach *et al.* [1]. Ces mesures sont complétées par des visualisations photographiques et strioscopiques de l'écoulement.

Cette expérience présente une flamme se stabilisant derrière un choc faible à une distance de 25 diamètres en aval de l'injection. Les mesures de températures et d'espèces en différents plans de l'écoulement présentent plusieurs phases de développement de la combustion. Autour de 10 diamètres, le jet est en cours de mélange, de très faibles niveaux de OH sont observables. Aux stations positionnées à 20 et 40 diamètres de l'injecteur les réactions chimiques apparaissent et sont mises en évidence par une forte augmentation de température. De plus, les pics de mélange entre air vicié et hydrogène fusionnent tandis que deux nouveaux apparaissent aux extrémités des profils mesurés. Ceux-ci sont induits par une couche de mélange avec l'air extérieur. Une dissymétrie entre les résultats apparaît, celle-ci est attribuée aux difficultés d'alignement entre l'injection d'air vicié et d'hydrogène. A partir de la station localisée à 64 diamètres, tout l'hydrogène injecté est consommé puis il faut attendre 87 diamètres pour observer la fin de la recombinaison des

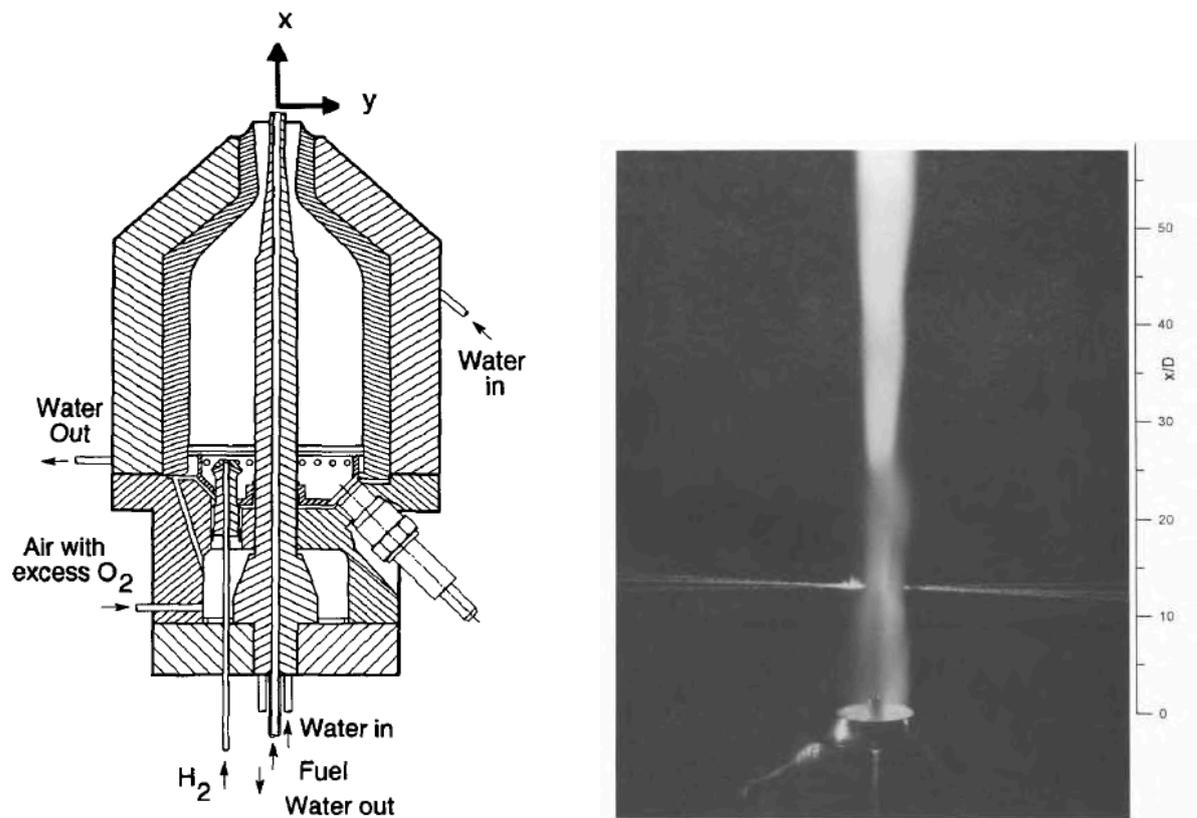


FIGURE 2.2 – Schéma du montage expérimental de Cheng et photographie avec durée d'exposition longue, tiré de la référence [2].

radicaux OH. Ces informations permettent de suivre l'évolution de la combustion dans le jet et sont de première importance pour l'évaluation des modèles de combustion.

Les mesures effectuées par LDV donnent des profils de vitesses moyennes et de fluctuations RMS (root-mean-square) aux différentes stations évoquées précédemment fournissant d'autant plus de données pour la validation des modèles de turbulence.

Les fluctuations RMS mesurées peuvent atteindre 40% pour les espèces et 20% pour la vitesse et ne peuvent donc a priori pas être négligées dans leurs représentations numériques.

Une étude comparant les profils de température et des fractions massiques mesurés aux limites (i) de mélange sans réaction et (ii) d'équilibre chimique a été effectuée. Celle-ci permet de qualifier l'état de la combustion aux différentes stations montrant que la première station (10 D) se positionne dans le régime de mélange sans réactions, les auteurs supposent qu'ici la vitesse de déformation (strain rate) prohibe les réactions. Autour de 30 diamètres, le profil s'approche plus de l'équilibre chimique avec un grand nombre de points sous ce dernier. La vitesse de déformation étant toujours élevée, il est possible d'observer des extinctions locales. A partir de 40 diamètres, les courbes approchent l'équilibre chimique sauf celle de OH du fait d'une lente recombinaison de ce radical. Au niveau de la dernière station, à 80 diamètres, l'équilibre chimique n'est pas parfaitement retrouvé étant donné que l'air ambiant s'est mélangé au jet principal, cette dilution perturbant l'équilibre.

Ainsi, cette expérience offre un large panel de mesures moyennes et RMS non-intrusives permettant une analyse fine de la combustion supersonique et mettant, encore maintenant, les simulations numériques à l'épreuve. Les comparaisons des profils de température et d'espèces aux limites de mélange non-réactif et d'équilibre chimique indiquent de plus un fort écart des mesures par rapport à l'équilibre chimique. Ce dernier doit ainsi être considéré dans les modèles d'ICT ou bien les schémas cinétiques eux-mêmes afin de restituer numériquement les données expérimentales.

Étude numérique

Baurle *et al.* [26, 19, 27] présente trois études bi-dimensionnelles consacrées à l'utilisation de modèle de combustion utilisant des fonctions densité de probabilité. La première [26] de ces études s'intéresse à l'apport de l'utilisation d'une PDF jointe de température et de fractions massiques, pour estimer les taux de production chimique, montrant l'intérêt de cette méthodologie dans les couches de mélange mais rapportant cependant des défauts dans les zones réactives. Une forte sensibilité à la représentation du terme source chimique de l'équation de variance des espèces et à certaines constantes du modèle est relevée. Cette étude est suivie d'une seconde [19] où une approche par PDF déduisant le taux de production chimique de PDFs pour la température et les fractions massiques des espèces, est comparée à une seconde approche transportant une PDF de fraction massique et d'enthalpie. Les simulations menées indiquent une meilleure restitution des expériences quand le premier modèle est utilisé. Encore une fois, le terme source chimique de variance de composition de ce modèle semble surestimé. Une troisième étude [27] prenant en compte les corrélations entre les PDF de température et de composition dans le calcul des termes sources chimiques a permis d'améliorer légèrement l'accord aux grandeurs moyennes expérimentales.

Parallèlement à ces études, Möbus *et al.* [28] étudie (en 2D) l'utilisation de deux fonctions densité de probabilité transportée, en effectuant soit un transport lagrangien ou Eulérien des PDF d'enthalpie et d'espèces, comparée aux résultats de chimie laminaire. Un modèle de mélange est ici nécessaire pour fermer les équations de transport des PDF. Les simulations indiquent une meilleure représentation des niveaux maximum de OH, détecté le long de la position axiale, en utilisant la chimie quasi-laminaire (approche consistant à négliger l'influence possible des fluctuations de composition). Ce travail est suivi d'une seconde étude [21] raffinant la modélisation de la PDF en comparant deux fonctions densité de probabilité, l'une englobant les scalaires, l'autre englobant les scalaires, la vitesse ainsi que la fréquence turbulente. L'apport de trois modèles de mélange est également observé, le modèle IEM-LMSE [29, 30], une modification du modèle de Curl [31] (utilisé dans l'étude précédente) et le modèle de Hsu *et al.* [32] (qui sera utilisé comme modèle de référence). De plus, des effets de compressibilité sont pris en compte dans ces simulations. Ces résultats sont une fois de plus comparés aux résultats obtenus avec une chimie quasi-laminaire. Cette étude utilise les résultats expérimentaux de Beach *et al.* [1] ainsi que ce de Cheng *et al.* [2] pour valider leurs simulations numériques. Les résultats obtenus indiquent des profils numériques en accord avec l'expérience avec peu de différences entre les modélisations par PDF ou quasi-laminaire pour les premières stations de mesures. Pour le dernier plan de mesure, la méthode par PDF englobant toutes les grandeurs restitue mieux les fractions molaires expérimentales.

Izard *et al.* [23] étendent l'approche MIL aux régimes supersoniques. L'application de cette modélisation au calcul 2D axisymétrique de la flamme de Cheng permet d'obtenir une bonne restitution de la position d'allumage, ainsi que des profils moyens mesurés. Ces résultats sont accompagnés d'une discussion des mécanismes de stabilisation de la combustion dans cette configuration. Les simulations numériques indiquent l'existence d'une première zone d'induction dans laquelle les réactions ne sont pas significatives, suivie d'une seconde zone dans laquelle la combustion s'initie par auto-inflammation dans la couche de mélange entre les gaz frais, une troisième zone suit dans laquelle les niveaux de turbulence diminuent et où la température élevée de l'air vicié permet la stabilisation d'une flamme non pré-mélangée. Ce type de modélisation a été utilisé ensuite par Gomet *et al.* [22] en retravaillant la modélisation du taux de dissipation de la fraction de mélange et en incluant une équation de transport pour le temps de résidence τ_{res} . Cette publication a été présentée précédemment dans la section traitant des simulations numérique traitant des résultats expérimentaux de Beach 2.2.1. Les simulations 2D axisymétrique menées montrent un accord satisfaisant des quantités moyennes mesurées et simulées. Une version simplifiée de ce modèle, proposant des formulations analytiques pour déterminer le temps chimique pour remplacer la chimie tabulée, est utilisé par Bridel-Bertomeu et Boivin [33]. Cette dernière permet d'obtenir des résultats semblables à ceux obtenus précédemment tout en réduisant notablement le temps de restitution nécessaire à la simulation.

Boivin *et al.* [34] présentent également plusieurs simulations LES 3D instationnaires (Smagorinsky [35]) utilisant une chimie quasi laminaire et comparant les effets du schéma cinétique employé. Trois cinétiques sont utilisées, une première détaillée (21 réactions, 8 espèces), la seconde réduite (3 réactions, 5 espèces) et la troisième étant une version corrigeant les taux de production de la seconde à l'aide d'un senseur d'auto-inflammation, comparant les taux de production et de consommation du radical HO₂. Un premier résultat indiqué dans cette étude provient de l'apport de la correction des taux de production sur

la chimie permettant aux résultats utilisant une chimie réduite d’approcher fortement les résultats obtenus avec une chimie détaillée. De manière générale, les résultats moyens, pour la chimie détaillée et corrigée, sont en bon accord avec l’expérience et les fluctuations RMS sont de magnitude similaire aux données expérimentales. De plus, la position d’allumage est bien restituée dans le cadre des simulations restituant fidèlement l’auto-inflammation. Ces éléments conduisent Boivin *et al.* [34] à proposer le mécanisme d’auto-inflammation comme primordial pour la stabilisation de la combustion.

Coclite *et al.* [36] présentent un modèle de flammelette [37] utilisant des PDF de fraction de mélange ξ ainsi que d’une variable de progrès c pour déterminer les fractions massiques des espèces. Deux approches sont utilisées pour représenter la PDF jointe présumée de ξ et c , la première supposant l’indépendance des variables la seconde supposant une distribution la plus probable de la PDF jointe (SMLD : statistical most likely distribution). Ces modélisations requièrent l’ajout d’équations de transport pour $\tilde{\xi}$, \tilde{c} , $\tilde{\xi}''^2$ et \tilde{c}''^2 (c étant la variable de progrès caractérisant l’avancement des réactions). La comparaison aux résultats moyens indique un bon accord pour les deux approches. L’observation de la variable de progrès indiquent toutefois une flamme attachée aux injecteurs pour la première approche tandis que la seconde prédit bien la position d’allumage de la combustion.

Moule *et al.* [38] utilisent une approche U-PaSR, quantifiant les volumes sous-maille réagissant suivant une loi Quasi-laminaire, pour effectuer une simulation LES (Smagorinsky [35]) 3D de cette flamme. Cette approche permet d’obtenir une bonne distance avant l’allumage ainsi que des profils moyens de températures et d’espèces satisfaisant avec les mesures de Cheng. De même les profils RMS obtenus reproduisent bien les tendances expérimentales. L’auto-inflammation est présentée ici comme prépondérante et comporte plusieurs régions, la première s’étendant des injecteurs jusqu’à 18 diamètres et permettant la production de radicaux, une seconde région dans laquelle l’allumage est contrôlé par l’interaction entre des ondes de pression, issue de la couche de mélange externe, et le dégagement de chaleur. Ce couplage est présenté comme étant essentiel dans la stabilisation de cette flamme supersonique.

Bouheraoua *et al.* [39] présentent une étude LES utilisant le modèle de Smagorinsky [35] couplé à une approche QL de la combustion utilisant un schéma cinétique réduit à 5 réactions transportant 8 espèces. La qualité du maillage obtenu est évaluée au travers du critère de Pope et indique une bonne résolution de ce dernier dans tout l’écoulement. Ces simulations se comparent bien aux mesures expérimentales et permettent la proposition d’un mécanisme de stabilisation de la combustion assez similaire à celui précédemment mis en évidence par Moule *et al.* [38]. Ce dernier repose sur la répétition d’une séquence ou (i) la combustion apparaît au travers de poches d’auto-inflammation qui (ii) se coalescent pour former une zone de combustion sur laquelle vient se stabiliser (iii) une structure d’onde de détonation se propageant vers l’injecteur jusqu’à atteindre une zone où (iv) les conditions de mélange ne permettent plus la stabilisation de la combustion. La disparition de la zone de combustion permet par la suite aux poches d’auto-inflammation de réapparaître et ainsi de répéter le cycle.

Conclusion partielle

Le montage expérimental exploité par Cheng *et al.* [2] ainsi que les simulations numériques de cette géométrie résultats permettent de mieux comprendre les mécanismes

TABLE 2.2 – Simulations de la géométrie de Cheng *et al.* [2].

	Modèle turbulence	Modèle combustion	Sc_t	Schéma cinétique	2D/3D
Baurle <i>et al.</i> [26]	RANS k [40]	PDF-p $\dot{\omega}_\alpha = f(T, Y_\alpha)$	-	Jachimowski [24] (6S, 7R)	2D
Baurle <i>et al.</i> [19]	RANS k- ω	PDF-p $\dot{\omega}_\alpha = f(T, Y_\alpha)$ PDF-t (Y_α, h)	-	Jachimowski [24] (6S, 7R)	2D
Baurle <i>et al.</i> [27]	RANS $\widetilde{h''^2}$	PDF-p $\dot{\omega}_\alpha = f(T, Y_\alpha)$	-	Jachimowski [24] (6S, 7R)	2D
Mobus <i>et al.</i> [28]	PDF [41]	PDF-t $\dot{\omega}_\alpha = f(T, Y_\alpha)$	-	Jachimowski [24] (6S, 7R)	2D
Mobus <i>et al.</i> [21]	RANS PDF [41] PDF [41]	QL PDF-t (Y_α, h) PDF-t (Y_α, h, u_i, ω)	0.7	Jachimowski [24] (6S, 7R)	2D
Izard <i>et al.</i> [23]	RANS k- ϵ [25]	PDF-p (MIL) $\dot{\omega}_\alpha = f(\xi)$	0.7	Jachimowski [24](13S, 33R)	2D
Gomet <i>et al.</i> [22]	RANS k- ϵ [25]	PDF-p (MIL) $\dot{\omega}_\alpha = f(\xi)$	0.7	Jachimowski [24](13S, 33R)	2D
Boivin <i>et al.</i> [34]	LES [35] Smagorinsky	QL	0.6	Saxena [42] (8S, 21R) Boivin (5S,3R)	3D
Bridel <i>et al.</i> [33]	RANS k- ϵ [25]	PDF-p MIL [43, 44] $\dot{\omega}_\alpha = f(\xi)$	0.7	Sanchez [45] (8S, 20R)	2D
Coclite <i>et al.</i> [36]	RANS k- ω [46]	FPV [37] $Y_\alpha = f(\xi, \Gamma)$	0.8	Saxena [42] (8S, 21R)	2D
Moule <i>et al.</i> [38]	LES [35] Smagorinsky	U-PaSR	-	Jachimowski [47] (8S, 19R)	3D
Bouheraoua <i>et al.</i> [39]	LES [35] Smagorinsky	QL	-	Boivin (5S,3R)	3D

de stabilisation de flamme supersonique ainsi que de discerner les éléments principaux (auto-inflammation, effets de compressibilité) dans la restitution de ces écoulements. En RANS, l'utilisation de modélisations fines de la combustion supersonique permet un apport notable aux simulations. Cet écart peut être remarquablement réduit dans le cadre de simulations LES 3D fortement résolue comme l'indique Boivin *et al.* [34]. Toutefois, une bonne résolution de la turbulence reste nécessaire pour obtenir la bonne ouverture du jet, tout comme l'utilisation de schémas cinétiques aptes à bien restituer les mécanismes pilotant l'allumage du cas considéré, ici l'auto-inflammation. Les effets de compressibilité sont de plus un élément incontournable dans la simulation de ces écoulements comme le montre Moule *et al.* [38].

2.3 Configurations confinées

Les expériences conduites précédemment permettent l'observation, la compréhension et la modélisation de phénomènes physiques nécessaires à l'analyse de la combustion supersonique tels que l'expansion de couche de mélange, les effets de compressibilités ou

encore l'interaction entre les ondes de pression et la combustion. Cependant, elles ne suffisent pas pour balayer tous les effets pouvant apparaître dans des scramjets. En effet, la géométrie de ces derniers peut influencer l'apparition du blocage thermique ou encore induire des effets aérodynamiques, comme des zones de recirculation ou des écoulements secondaires. C'est pour cela que des expériences en milieu confiné sont réalisées. Au cours du développement d'un moteur, plusieurs types d'injection du carburant peuvent exister, injection co-courant pour réduire les trains de chocs induits ou transversale à l'écoulement pour maximiser la surface de mélange. La section suivante expose un panel varié de méthodes d'injection du carburant présentant chacune des difficultés de modélisation différentes.

2.3.1 Mât de Waidmann *et al.* [3]

Montage expérimental

Le centre Allemand pour l'aéronautique et l'astronautique ou Deutsches Zentrum für Luft-und Raumfahrt (DLR) dispose d'un montage expérimental permettant l'étude de la combustion supersonique [3]. Celui-ci est constitué d'un canal alimenté en air vicié à Mach 2 dans lequel le combustible est injecté au culot, sonique, dans le sens de l'écoulement, à l'aide d'un mât d'injection triangulaire servant d'accroche flamme (cf. fig. 2.3).

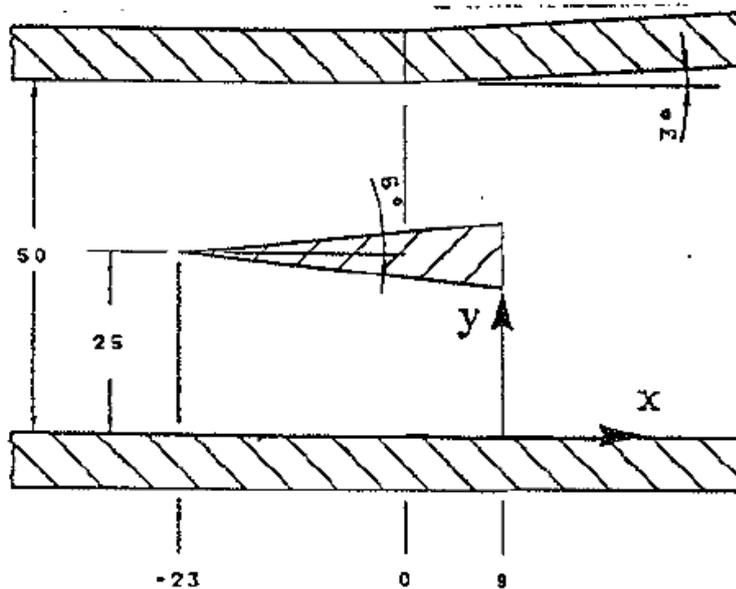


FIGURE 2.3 – Schéma du montage expérimental de Waidmann extrait de la référence [3].

La température génératrice de l'écoulement étant faible (600K), inférieure à la limite d'auto-inflammation, l'allumage est effectué à l'aide d'un dépôt d'énergie. Une fois la chambre allumée, la recirculation des gaz brûlés dans le sillage du mât d'injection permet la stabilisation de la combustion.

La veine d'essai comprend des hublots permettant d'effectuer des observations telles que des stioscopies, LIF, LDV, PIV de l'écoulement ou encore des mesures de tempé-

ratures CARS. Des sondes de pression permettent également de mesurer des profils de pression pariétale le long de la chambre.

Une première partie des essais menés sans injection et avec injection sans combustion permettent d'obtenir la structure de chocs induite par le mât d'injection ainsi que des profils de pression sur les parois de la chambre complété par des profils moyens de vitesse et de fluctuations rms au centre de la chambre et dans différents plans transversaux. Les visualisations expérimentales indiquent une expansion des gaz frais en sortie de l'injection puis une recontraction de la couche de mélange liée aux interactions avec les chocs réfléchis induits par la présence du mât d'injection. Ces premiers résultats permettent aux simulations numériques une première étape de calibration reposant essentiellement sur la modélisation de la turbulence et des effets compressibles.

La seconde partie de ces essais, conduit en initiant la combustion de l'hydrogène injecté, montrent la stabilisation de la combustion en aval du mât. Ici, les mesures effectuées, de striescopie, d'émission OH^* , de pression et de vitesse, permettent d'observer l'effet de la combustion sur l'écoulement. Les images obtenues montrent encore une fois la même structure de détente/re-compression de la couche de mélange mais épaissie ici par la combustion. Ces expériences confirment l'importance des zones de recirculation induites par le mat dans la stabilisation de la combustion plus en aval. Celle-ci se décompose en plusieurs zones, la première dans laquelle des radicaux commencent à se produire suivie d'une seconde dans laquelle la production de OH^* atteint son maximum se terminant par une troisième dans laquelle la combustion est pilotée par la turbulence. Une augmentation significative de l'émission du radical OH^* est observée au voisinage des réflexions de chocs sur la couche de mélange.

Simulations numériques

Guidé par les travaux de Zheng et Bray [16], qui conclut quant à un régime combustion situé dans le domaine des flammelettes, Oevermann [48] utilise un modèle de flammelettes, basé sur des PDF présumées de fraction de mélange pour déterminer les fractions massiques et effectuer des simulations RANS 2D de cette expérience. Ces simulations traitent dans un premier temps de l'écoulement non réactif (à froid). Celles-ci restituent bien la structure générale de l'écoulement, les écarts observés sur certains pics de pression sont attribués à l'hypothèse bi-dimensionnelle. Les profils de vitesses (moyens et RMS) suivent les tendances expérimentales. Des écarts plus sensibles apparaissent quand la combustion est établie, en effet l'épaississement de la couche de mélange, induit par la combustion, est surestimé.

Wepler *et al.* [49] utilisent également un modèle à fonction densité de probabilité, de fraction de mélange pour déterminer les taux de production d'espèces, pour simuler cette chambre en se ramenant à un plan 2D. Un accord satisfaisant, en non-réactif, est obtenu pour les vitesses moyennes et pressions moyennes mesurées expérimentalement. L'expansion et le développement général de la couche de mélange est bien restituée numériquement. Les simulations révèlent également une interaction entre les chocs réfléchis et l'initiation des réactions chimiques.

Mura et Izard [50] effectuent une simulation bi-dimensionnelle de cette chambre en utilisant le modèle intermittent Lagrangien. Cette étude utilise une méthode de raffinement du maillage afin d'adapter ce dernier aux phénomènes physiques d'intérêt. L'efficacité du

maillage est d'abord estimée sur le cas non-réactifs, indiquant un bon accord du point de vue de la restitution des trains de chocs, des niveaux de pression pariétale ou encore des vitesses d'écoulement. La simulation réactive de l'écoulement restitue également bien l'expansion/contraction du jet d'hydrogène ainsi que les profils de températures moyennes (mesurées par thermométrie CARS) et de fluctuation RMS de vitesse en différentes positions de l'écoulement.

Berglund et Fureby [51] présentent des simulations LES 3D reposant sur deux modèles de flammelettes, le premier considérant des fonction densité de probabilité de fraction de mélange (grandeur transportée) et de taux de dissipation (scalaire calculé via la fraction de mélange) pour déterminer les fractions massiques, et le second basé sur le transport d'un scalaire passif et d'un scalaire réactif. La combustion — dans ce second modèle — est représentée dans l'équation du scalaire réactif qui est fermée par le biais d'un modèle de plissement fractal de flammes. Les simulations conduisent à des résultats proches des expériences pour les deux approches. Les visualisations inertes présentent un bon accord expérimental/numérique. En présence de combustion, les visualisations numériques de striescopie indiquent une croissance trop faible du sillage induit par la combustion. Fureby propose plusieurs explications pour cet écart (i) une modélisation sous-maille de la turbulence de faible qualité, (ii) un schéma cinétique trop simple (ici 4 espèces et 2 réactions), (iii) le recours à l'hypothèse de gaz parfait ou enfin (iv) un mauvais choix de variable pour restituer la striescopie. Les profils calculés de vitesse moyenne, de fluctuation de vitesse RMS et de température sont en bon accord avec les mesures.

TABLE 2.3 – Simulations des expériences conduites par Waidmann *et al.* [3].

	Modèle turbulence	Modèle combustion	Sc_t	Schéma cinétique	2D/3D
Oevermann [48]	RANS k- ϵ [52]	PdF-p $Y_\alpha=f(\xi)$	-	Rogers [53] (4S, 2R)	2D
Wepler <i>et al.</i> [49]	RANS k- ϵ [52]	PdF-p $\dot{\omega}_\alpha = f(\xi)$ [54]	0.7	(3S, 1R)	3D
Mura <i>et al.</i> [50]	RANS k- ϵ [25]	MIL [43, 44] $\dot{\omega}_\alpha = f(\xi, Y)$	0.7	Jachimowski [24] (13S, 33R)	2D
Fureby <i>et al.</i> [51]	LES mixed model [55]	PDF-p $Y_\alpha=f(\xi)$ PDF-p $Y_\alpha=f(\xi, \zeta) + \text{FFM}$	-	Rogers [53] (4S, 2R)	3D

Conclusion partielle

Cette configuration expérimentale permet l'étude des plusieurs paramètres d'intérêt pour les moteurs de type scramjet :

- La structure de train de chocs se développant derrière un mâât d'injection, ici un dièdre.
- Le mélange entre le combustible et l'air vicié entrant.
- La stabilisation de la combustion.
- L'interaction entre les structures compressibles et la combustion.

Les simulations présentées ici utilisent des méthodes reposant sur la connaissance de PDFs. Toutes ces simulations présentent un accord globalement satisfaisant avec les profils expérimentaux non-réactifs et en présence de combustion. L'expansion du jet est plus ou moins bien restituée par les simulations numériques. Fureby propose plusieurs pistes pour expliquer les différences résiduelles pointant d'une part la représentation numérique de la grandeur à visualiser (ici une striescopie) ou d'autre part les modélisations soit de turbulence sous-maille, soit cinétique ou encore la loi d'état retenue.

2.3.2 Chambre SCHOLAR

Montage expérimental

La chambre SCHOLAR est une expérience en milieu confiné située au centre de Recherche de Langley [5]. Cette chambre est alimentée en air vicié (1827K) à Mach 2 et le combustible peut être injecté soit uniquement par une injection pariétale principale, à Mach 2.5 (inclivée de 30 degrés par rapport à l'écoulement d'air vicié), soit par l'utilisation additionnelle de 5 injecteurs pariétaux "pilotes" transverses à l'écoulement situés en amont de l'injection principale. Une marche descendante est positionnée entre l'injection principale et les injections "pilotes".

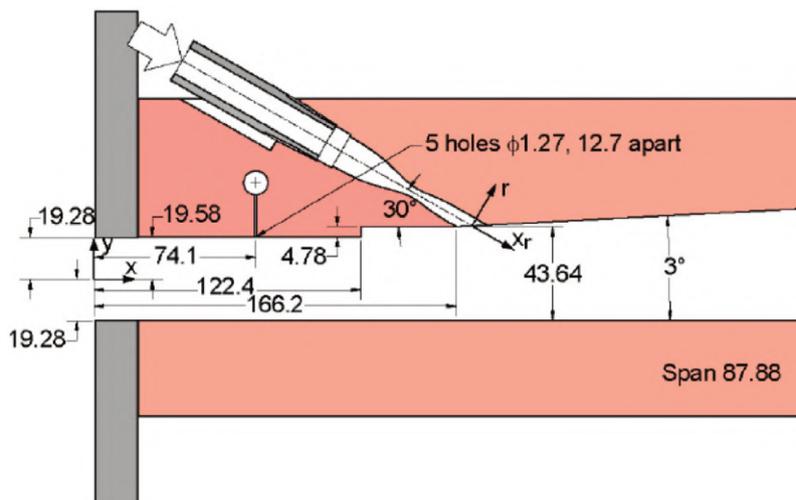


FIGURE 2.4 – Schéma du montage expérimental SCHOLAR, extraite de la référence [5].

Cette chambre est équipée de sondes de pression et de température le long de la paroi inférieure. Des mesures de température ont également été effectuées par la méthode CARS permettant la reconstitution de champs moyen et rms. Des profils de pressions ont également été mesurés au niveau de la section d'entrée de la chambre.

Simulations numériques

Drummond *et al.* [56] effectuent des simulations de cette chambre en représentant la combustion de façon quasi-laminaire (QL). Celles-ci permettent essentiellement une compréhension des mécanismes d'allumage de la chambre en mode "pilote" pour lequel les gaz pilotes s'allument en amont de l'injection principale préchauffant cette dernière

et alimentant la couche de mélange en radicaux. Cependant, les résultats numériques comparés aux cartographies de températures expérimentales montrent une surestimation de la température dans l'écoulement.

Ces travaux sont suivis de ceux de Rodriguez et Cutler [57] produisant une étude (basée à nouveau sur l'approche quasi-laminaire) de sensibilité aux paramètres de maillage, à la modélisation de la turbulence, aux nombres de Schmidt et Prandtl turbulent et aux conditions limites de turbulence. Ces simulations concluent quant à une grande sensibilité des simulations à l'ensemble de ces paramètres. De plus, une seconde étude [58] met en évidence une sensibilité importante aux paramètres de température pariétale, au schéma cinétique ainsi qu'à la modélisation de l'interaction chimie turbulence (ici une approche par fonction densité de probabilité).

Il est remarquable dans ces deux études que la sensibilité des simulations à tous ces paramètres semble être du même ordre de grandeur indiquant l'importance de la connaissance fine de tous ces paramètres.

Ingenito et Bruno [59] présentent l'utilisation d'un modèle sous-maille ISCM¹ pour la viscosité turbulente couplé à une cinétique mono étape. Ces simulations LES présentent des différences avec les profils expérimentaux, d'autant plus marquées en aval de la chambre, avec une sous-estimation de la pression en sortie de chambre. Une conclusion similaire est dressée à l'issue de simulations hybrides RANS/LES conduits par Peterson *et al.* [60].

TABLE 2.4 – Simulations du dispositif SCHOLAR [5].

	Modèle turbulence	Modèle combustion	Sc_t	Schéma cinétique	2D/3D
Drummond <i>et al.</i> [56]	Baldwin Lomax [61] turbulent jet mixing-model [62]		-	Drummond [63] (9S, 18R)	3D
Rodriguez <i>et al.</i> [57]	RANS k- ω [64] [65] + EASM [66]	QL	0.5 - 1	Drummond [63] (9S, 18R)	3D
Ingenito <i>et al.</i> [59]	LES ISCM [59]	ISCM [59]	-	Marinov [67] (3S, 1R)	3D
Peterson <i>et al.</i> [60]	IDDES [68]	QL	-	Evans [69] (7S, 8R)	3D

Conclusion partielle

La restitution numérique de cette expérience met en évidence l'extrême sensibilité des simulations à un grand nombre de paramètres. Les travaux de Rodriguez et Cutler [57] montre une influence équivalente du maillage, de la représentation de la turbulence, du schéma cinétique, de la modélisation de la combustion, des constantes de modélisation (Sc_t et Pr_t) et des conditions aux limites de l'écoulement ainsi que des parois.

Cette constatation motive une étude paramétrique qui sera effectuée par la suite 6.2.

1. ISCM : Ingenito Supersonic Combustion Modeling

2.3.3 Chambre de Burrows et Kurkov

Cette chambre de combustion permettant l'étude de la combustion en aval d'une marche descendante [6]. Elle a été déplacé au centre de recherche de Lewis (désormais centre de recherche de Glenn) de la NASA. Les expériences menées contiennent deux séries de tests, l'une dans laquelle l'hydrogène est injecté dans un courant inerte afin de n'étudier que le mélange du carburant injecté avec l'écoulement principal, le seconde dans laquelle la veine est alimentée en air vicié permettant le développement de la combustion.

Montage expérimental

Cette chambre de combustion est alimentée par un air vicié accéléré jusqu'à Mach 2.5 dans lequel l'hydrogène est injecté, sonique, parallèlement au flux d'air, derrière une marche descendante (cf fig. 2.5).

Ce montage est instrumenté en thermocouples et prises de pression le long de la chambre. Des sondes de prélèvement ont aussi été utilisées pour déterminer la composition de l'écoulement en différents points de mesure.

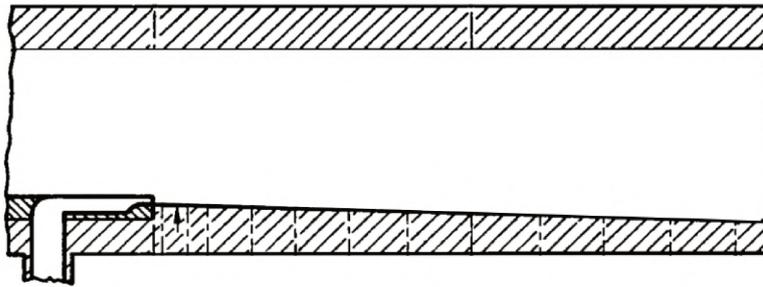


FIGURE 2.5 – Schéma du montage expérimental de Burrow et Kurkov extrait de la référence [6].

Des mesures dans l'UV ont également été utilisées pour déterminer la position d'allumage de la combustion.

Simulations numériques

Wepler *et al.* [49] utilisent une modélisation de flammelette couplée aux PDF pour effectuer une simulation 2D RANS $k-\epsilon$ de cette chambre. Cette dernière restitue de façon satisfaisante les profils de pression et de température le long de la chambre. L'allumage se produit légèrement en amont du point relevé expérimentalement, toutefois l'accord entre cette simulation et l'expérience est généralement bon.

Xiao *et al.* [70], partant du constat qu'une variation du nombre de Prandtl turbulent permet d'obtenir un bon accord avec l'expérience SCHOLAR [5] ($Pr_t = 0.5$) ou de la chambre de Burrows et Kurkov [6] ($Pr_t = 0.9$), propose un modèle calculant dynamiquement les nombres de Prandtl et Schmidt turbulents. Ce dernier est utilisé conjointement avec une approche de type flammelettes utilisant des PDF pour représenter la combustion. De plus, deux schémas cinétiques sont exploités, le premier développé par Jachimowski [47]

le second par O’Connaire *et al.* [71]. Une première partie des résultats traite de l’expérience conduite en mélange sans réaction, pour laquelle les profils de composition numériques restituent bien le mélange entre l’hydrogène et l’air vicié. Par la suite, la comparaison des résultats obtenus avec différents schémas cinétiques montre peu de différences.

Edwards *et al.* [72] utilisent une approche hybride RANS/LES, dérivant du modèle RANS $k-\omega$, couplé à une approche quasi-laminaire ou une fermeture gaussienne de la combustion. Deux schémas cinétiques sont utilisés dans leurs études comprenant respectivement sept et neuf espèces. Des comparaisons entre les deux modèles, schéma cinétique ainsi que l’aspect 2D/3D des simulations sont effectuées. Les effets 3D de la turbulence se traduisent par l’apparition de tourbillons contra-rotatifs à laquelle s’ajoute l’influence des parois provoquant un allumage plus précoce des gaz frais par rapport aux simulations 2D. L’élévation de la température des gaz conduit à un meilleur accord avec les mesures d’espèces proche paroi. La comparaison du modèle d’interaction chimie turbulence, réalisée en 2D, ne met pas en évidence de modification significative dans les simulations numériques. Il en est de même pour le choix du schéma cinétique.

TABLE 2.5 – Simulations du dispositif de Burrows et Kurkov [6].

	Modèle turbulence	Modèle réactions	Sc_t	Schéma cinétique	2D/3D
Wepler <i>et al.</i> [49]	RANS k- ϵ [52]	PdF- $p\dot{\omega}_\alpha = f(z)$ [54]	0.7	(3S, 1R)	3D
Xiao <i>et al.</i> [70]	RANS k- ζ [73]	PdF- $p\dot{\omega}_\alpha = f(Y_\alpha, T)$	variable	Jachimowski [24] (7S, 7R) O’Connaire [71] (9S, 19R)	3D
Edwards <i>et al.</i> [72]	RANS/LES k- ω [74]	QL / Gaussienne	0.5	Drummond [63] (9S, 18R) Jachimowski [24] (9S, 19R)	2D/3D

Conclusion partielle

Cette expérience offre une base de données satisfaisante pour la validation de codes de calculs numériques. Certaines mesures peuvent être questionnées par leur caractère intrusif, notamment les sondes de prélèvement. Cependant, l’accord général obtenu pour les simulations numériques présentées est satisfaisant. Ces simulations tendent à souligner l’importance de la sensibilité aux paramètres de Schmidt et de Prandtl turbulent. De plus, par rapport aux simulations 2D la prise en compte de l’intégralité du domaine (3D) permet de mieux restituer les données expérimentales, en permettant à la turbulence de se développer et d’interagir avec les parois, par rapport aux simulations 2D.

2.3.4 Maquette Hyshot

La maquette Hyshot est une maquette de moteur type scramjet conçue pour des vols hypersoniques [75]. Cette maquette présente la caractéristique de représenter l’intégralité

d'un moteur de type scramjet (entrée d'air, chambre de combustion, tuyère d'éjection). Un écoulement entrant accéléré approximativement à Mach 8 alimente ce moteur. Ce type d'écoulement peut être généré dans des tubes à choc, présentant alors l'avantage d'être non vicié. Les temps caractéristiques de rafale sont de l'ordre de 1 à 10 ms. Cette durée réduite peut poser la question de l'intérêt d'une rafale aussi courte face à un temps réel de vol de l'aéronef. Pour répondre à cette question un essai en vol de la maquette Hyshot a été réalisé concluant à la pertinence de l'utilisation de tubes à choc pour effectuer des essais au sol [7].

Montage expérimental

La chambre de combustion de ce moteur présente une veine rectangulaire à section constante dans laquelle quatre injecteurs alimentent la chambre par jet d'hydrogène sonique perpendiculaire à l'écoulement.

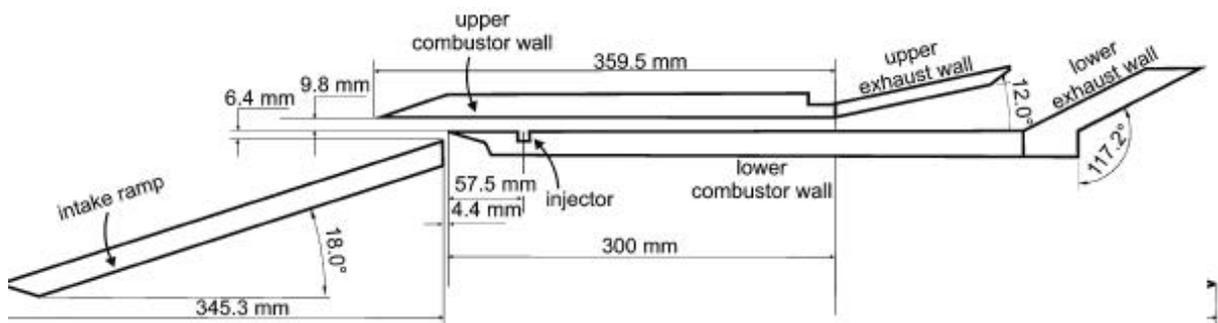


FIGURE 2.6 – Schéma du montage expérimental Hyshot extrait de la référence [7].

Les données recueillies lors de l'essai en vol et des essais au sol correspondent essentiellement à des prises de pression le long des parois. Des mesures de flux de chaleurs le long de la paroi sont également disponibles sur la configuration au sol.

Simulations numériques

Fureby *et al.* [76] simulent une configuration simplifiée, par rapport à celle exploitée, en simulant une tranche contenant 2 injecteurs seulement et limitée de chaque côté par des plans de symétrie. Leurs études comparent deux modèles de turbulence, l'un RANS $k-\omega$ de Wilcox [77] et le second LES reposant sur l'approche *mixed scale* [78], couplés à une approche PaSR de la combustion [79]. Ils concluent quant à la bonne capacité des deux modèles à reproduire les caractéristiques générales de l'écoulement en termes de pression pariétale et de flux de chaleur.

Larsson, Vicquelin et Bermejo-Moreno [80] utilisent une approche LES pour représenter la configuration HyShot II. La simulation de l'entière de la couche limite étant hors d'atteinte, un modèle de paroi [81] est utilisé conjointement à un profil de couche limite turbulente imposé en entrée de chambre. Le modèle de combustion est un modèle de flammelette stationnaire nécessitant le transport de la fraction de mélange $\tilde{\xi}$, de sa variance $\tilde{\xi}''^2$ et d'une variable de progrès pour calculer une β -PDF de fraction de mélange et une δ -PDF de variable de progrès. Cette approche permet aux auteurs d'obtenir une

bonne restitution des profils de pression moyenne et RMS ainsi que des flux pariétaux. Les auteurs soulignent toutefois de forte concentration du radical OH^* dans région aval à l'injection tandis que les observations expérimentales ne montrent pas de combustion dans cette région. Cette considération conduit les auteurs à conclure sur la nécessité de prendre des précautions pour utiliser les modèles de type flammelette pour ce type de configuration.

Cecere *et al.* [82] présentent une simulation LES pour laquelle turbulence et interaction chimie-turbulence sont fermées à l'aide du modèle fractal [83, 84]. La combustion est représentée par une variante du modèle EDC (pour Eddy Dissipation Concept). Cette simulation présente un bon accord avec les expériences en termes de pression pariétale. La contribution de tourbillons contrarotatifs formés par l'injection de carburant est présentée comme essentielle au mélange des gaz afin de faciliter l'allumage de la chambre de combustion.

Pecnik *et al.* [85] proposent et appliquent un modèle de flammelette aux simulations de la chambre Hyshot. Des équations de transport pour $\tilde{\xi}$, $\tilde{\xi}''^2$ et \tilde{c} sont résolues dans les simulations pour calculer une β -PDF de fraction de mélange et une δ -PDF de variable de progrès. Ces PDF permettent ensuite d'obtenir les fractions massiques \tilde{Y}_α via une tabulation fonction de la fraction de mélange ξ et d'une variable de progrès c (fraction massique de H_2O dans cette étude). La température moyenne \tilde{T} est finalement calculée à partir de l'énergie totale transportée \tilde{e} et de la tabulation. Des simulations non-réactives utilisant soit le modèle de turbulence $k-\omega$ SST de Menter [86] soit le modèle de Spallart-Allmaras [87] concluent à un meilleur accord pour le premier modèle en terme de flux de chaleur pariétal. Les simulations réactives, conduite avec le modèle $k-\omega$ SST, sont en accord avec les mesures de pression et de flux de chaleur pariétale, validant le modèle de combustion proposé. L'influence du domaine de calcul a été également analysé et expose une sensibilité du flux de chaleur pariétal à ce paramètre. Une seconde analyse de sensibilité a été conduite sur les nombres de Prandtl et Schmidt turbulent et expose une forte sensibilité à ces deux paramètres.

Larsson *et al.* [88] effectuent plusieurs simulations LES, utilisant le modèle de Vreman [89], de la chambre Hyshot-II. La combustion est calculée à partir du modèle de flammelette de Pecnik *et al.* [85]. De plus, le nombre de mailles nécessaires à une LES résolue en paroi étant prohibitif ($\approx 10^{11}$ mailles), le modèle de paroi de Kawai et Larsson [81] est utilisé. Les simulations conduites à faible richesse montrent des pressions pariétales ainsi que des flux de chaleur en paroi en bon accord avec les mesures validant ainsi la méthodologie proposée. Les simulations suivantes se concentrent sur l'apparition d'un train de choc suite à l'augmentation de la richesse. Les simulations restituent fidèlement la position du choc initiant ce train de choc, renforçant la validité de la méthodologie. Finalement, une analyse de la contribution de cette structure à la combustion montre que celle-ci permet d'obtenir une combustion sur une distance plus réduite au prix d'un faible sacrifice sur le rendement de la combustion.

Nordin-Bates *et al.* [90] proposent plusieurs simulations LES avec le mixed model comparant deux schémas cinétiques, de Davidenko [91] et de Jachimowski [24], dans le cadre d'une approche PaSR. La comparaison entre ces deux schémas ne montre pas de différences marquées sur les profils de pression pariétales. Les deux schémas permettent d'obtenir un bon accord général avec ces profils. L'observation des chocs présents dans la chambre souligne leur rôle dans l'allumage de la combustion ainsi que dans la l'intensifi-

cation du mélange des gaz frais via les instabilités de Richtmyer-Meshkov.

TABLE 2.6 – Simulations de la configuration Hyshot II.

	Modèle turbulence	Modèle réactions	Sc_t	Schéma cinétique	2D/3D
Fureby <i>et al.</i> [76]	LES mixed [78]	PaSR [79]	-	Davidenko [91] (7S, 8R)	3D
Cecere <i>et al.</i> [82]	LES Fractal Model [84, 83]	Fractal Model [84, 83]	-	-	3D
Pecnik <i>et al.</i> [85]	RANS $k-\omega$ SST [86] Spallart- Allmaras [87]	PDF-p $[Y_\alpha, T] = f(\xi, \xi'^2, c)$	0.5-0.9	GRIMech v3.0 [92]	3D
Larsson <i>et al.</i> [88]	LES Vreman [89]	PDF-p $[Y_\alpha, T] = f(\xi, \xi'^2, c)$	0.5	Hong [93]	3D
Nordin Bates <i>et al.</i> [90]	LES mixed [78]	PaSR [94]	-	Davidenko [91] (7S, 8R) Jachimowski [24] (9S, 19R)	3D

2.3.5 Conclusion partielle

La simulation numérique de cette chambre a été majoritairement conduite en LES et la résolution de la turbulence est vue comme de première importance pour une bonne restitution du mélange conduisant à l'allumage. Plusieurs schémas cinétiques sont utilisés mais les différences observées en retenant l'un ou l'autre restent assez modérées. L'utilisation systématique de modèles d'interaction chimie turbulence reposant sur des variantes de l'EDC (PaSR ou FM) est remarquable et indique ici l'intérêt de la prise en compte du micro-mélange dans ces conditions.

2.4 Montage LAPCAT

C'est dans cet "écosystème" de montage expérimentaux que se situe la chambre LAPCAT mise en œuvre à l'ONERA. Ce montage se rapproche des géométries des expériences SCHOLAR ou Hyshot. Le programme de recherche dans lequel cette expérience se positionne a déjà été présenté au chapitre précédent et une analyse complète des résultats expérimentaux exploités sera effectuée dans le chapitre suivant.

Les parties suivantes se concentrent donc sur (i) une présentation succincte de la configuration ainsi que des principaux résultats obtenus puis (ii) des simulations numériques réalisées sur ce montage afin de souligner les points saillants dans sa modélisation.

2.4.1 Montage expérimental

La chambre LAPCAT du centre de recherche ONERA de Palaiseau se constitue d'une veine alimentée en air vicié avec des températures pouvant atteindre 1800K à Mach 2 ou 2.5. L'injection sonique d'hydrogène est effectuée perpendiculairement à l'écoulement en deux point opposés de la chambre. Certaines expériences ont également été conduites avec une unique injection pariétale.

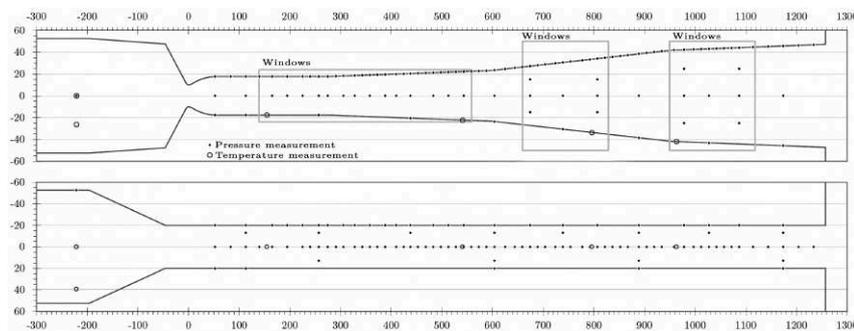


FIGURE 2.7 – Schéma du montage expérimental LAPCAT.

Cette chambre est équipée de thermocouples et de sondes de pression le long des parois. Les hublots de visualisation permettent l'obtention de visualisations strioscopiques et de chimiluminescence du radical OH^* à haute cadence.

Les expériences conduites indiquent l'existence de différents modes de combustion en fonction de la richesse.

2.4.2 Simulations numériques

Les travaux numériques conduit par Moule et ses collaborateurs [95] présentent des simulations de cette chambre avec le code de simulation numérique CEDRE. Une première conclusion concerne la difficulté à restituer les profils de pressions pariétaux expérimentaux non réactifs. Un premier effort a été dédié à l'ajustement des conditions aux limites avant de s'intéresser à l'effet de la viciation, produite par le préchauffage du banc LAERTE, sur le développement de la combustion dans la chambre LAPCAT.

Plusieurs paramètres de conditions aux limites sont modifiés pour obtenir les bons profils de pression. L'influence de la non adiabaticité des parois ou celle de la rugosité pariétale sont étudiées. Un meilleur accord est obtenu au niveau des pressions pariétales sans injection d'hydrogène en prenant des parois adiabatiques. Ce résultat reste toutefois peu satisfaisant d'un point de vue physique. Il est aussi montré qu'en augmentant la viscosité laminaire, pour simuler l'influence de la rugosité, le profil pression numérique approche mieux le profil de pression expérimental.

Balland *et al.* [96] exposent une seconde série de calculs dans le cadre d'une étude paramétrique portant sur l'effet de la modélisation de la combustion, du modèle de turbulence, de la température des parois ainsi que de la rugosité pariétale. L'utilisation de deux modèles de turbulence, $k-l$ et $k-\omega$ ne permettent pas de conclure quant à une amélioration significative des résultats. L'effet de température pariétale sur les profils de pression pariétaux montre un effet important de ce paramètre. En effet, pour une large plage de

température (400-900K), l'augmentation de la température produit une augmentation générale du niveau de pression pariétale sans effets sur la combustion. En augmentant encore la température de paroi (900-1100K), la combustion s'initie progressivement dans l'écoulement et la position d'allumage se rapproche de l'injection en augmentant la température. Ceci indique une influence non négligeable de ce paramètre sur l'allumage des gaz frais. L'introduction de l'effet de la rugosité s'effectue de la même façon que dans l'étude menée précédemment montrant également une sensibilité non négligeable à ce paramètre.

Ainsi, deux paramètres ressortent de cette étude comme fondamentaux dans l'initiation de la combustion, l'un étant la température de paroi, le second étant la rugosité pariétale. Cependant, il est à remarquer que le facteur optimal choisi dans deux études différentes varient d'un facteur deux. Ceci montre la nécessité de disposer d'une modélisation systématique de la rugosité permettant de s'affranchir du choix d'un paramètre pour chaque série de simulation. Ceci est obtenue dans la modélisation de Aupoix [97] qui sera présentée dans la partie suivante 5.3.

Les travaux réalisés par Fureby et ses collaborateurs [8] présentent une étude LES fermée à l'aide du mixed model et utilisant un nouveau schéma cinétique proposé par Zettervall *et al.* [98] conjointement à l'approche PaSR pour modéliser l'interaction chimie-turbulence [99, 94]. Les profils de pression numérique obtenus présentent un bon accord avec les expériences. Cependant, un allumage précoce de la combustion est signalé pour l'une des deux rafales simulées. De plus, pour la seconde rafale un allumage est observé en amont de l'injection, alors que ce phénomène n'est pas observé expérimentalement.

2.4.3 Conclusion partielle

TABLE 2.7 – Résumé simulations LAPCAT-II.

	Modèle turbulence	Modèle réactions	Sc_t	Schéma cinétique	2D/3D
Vincent-Randonnier <i>et al.</i> [95]	RANS [86]	QL	-	Jachimowski [24] (9S, 19R)	2D
Balland <i>et al.</i> [96]	RANS $k-\omega$ [86] / $k-l$	QL/EBU	-	Eklund [100] (6S,7R) / Jachimowski [24] (9S, 19R)	3D
Vincent-Randonnier <i>et al.</i> [8]	LES mixed model [78]	PaSR [94]	-	Zettervall (8S, 22R)	3D

Les expériences réalisées sur cette chambre de combustion constituent une solide base de données permettant de valider les codes de simulations numériques. Les différentes conditions expérimentales exploitées mettent en évidence plusieurs régimes de fonctionnement de cette chambre qui doivent permettre de mettre à l'épreuve les simulations numériques.

Les simulations mettent en évidence trois paramètres modifiant de façon non négligeable les résultats numériques. La rugosité et la température des parois ainsi que le schéma cinétique utilisé modifient la position de stabilisation de la combustion et agissent sur le régime dans lequel se développe la combustion. Il est par ailleurs à noter que l'effet de

la rugosité est modélisé ici par une augmentation **arbitraire** de la viscosité laminaire du fluide dans **l'ensemble de l'écoulement**. Cette représentation permet une démonstration rapide de l'influence de ce paramètre sans pour autant le représenter fidèlement. Les simulations instationnaires montrent également la possibilité de restituer qualitativement les régimes de combustion observés dans les expériences.

2.5 Conclusion

Ce chapitre montre la grande diversité des expériences conduites en matière de combustion supersonique, allant de flammes de laboratoires [1, 2] au test de moteur complet [75] en passant par des configurations réduites à la simple chambre de combustion [3, 5, 6]. Dans cet "écosystème", l'expérience LAPCAT-II a permis de constituer une solide base de données, peu exploitée jusqu'à présent dans la littérature. Les données correspondantes seront utilisées ici pour développer des méthodologies de simulations numériques aptes à restituer les phénomènes caractéristiques de la combustion en écoulement supersonique.

Les simulations numériques réalisées sur les flammes libres ont été conçues par analogies avec leurs homologues de flamme de diffusion bas Mach en utilisant des PDF présumée tout en appliquant des corrections pour la température ou l'énergie (bilan enthalpique). Au fur et à mesure des simulations, les phénomènes d'auto-inflammation et d'interaction entre les chocs et la combustion sont apparus comme capitaux dans la restitution des expériences. Dans le cadre de simulations RANS, Izard *et al.* [23] proposent un mécanisme d'allumage de la flamme de Cheng *et al.* [2], qui sera au moins partiellement validée par des simulations LES [34, 38, 39] : les gaz frais se mélangent dans une zone d'induction avant de traverser une zone d'auto-allumage puis, dans ce cas, une flamme de diffusion. Ces simulations, notamment vis à vis de l'influence des nombres de Prandtl et Schmidt turbulent en RANS, montrent l'importance de la prise en compte du mélange, confortant ici l'intérêt de la LES. La représentation du temps chimique justifie le choix de schémas cinétiques adaptés. Les simulations se concentrant sur les flammes confinées ajoutent aux considérations précédentes l'influence des parois sur les écoulements. En effet, les paramètres températures de paroi ou rugosité pariétale sont à maîtriser lors des essais afin de pouvoir restituer les mécanismes et régimes observés. La sensibilité des simulations numériques à ces paramètres motive l'étude paramétrique conduite dans la section 6.2.

Chapitre 3

Données expérimentales exploitées

Sommaire

3.1 Banc LAERTE	32
3.1.1 Fonctionnement	32
3.1.2 Séquence d'une rafale	32
3.1.3 Instrumentation du banc d'essai	33
3.2 Chambre de combustion LAPCAT	34
3.2.1 Caractéristiques géométriques	34
3.2.2 Systèmes de mesure	35
3.2.3 Rugosité de la chambre	36
3.3 Rafales exploitées	36
3.3.1 Conditions d'exploitation	36
3.3.2 Définition des conditions d'injection	37
3.3.3 Discussion relative au débit injecté aux cols	37
3.4 Résultats expérimentaux	38
3.4.1 Résultats instantanés	38
3.4.2 Résultats instationnaires	40
3.5 Conclusion	45

Ce chapitre présente le dispositif expérimental ainsi que la base de données qui sera exploitée dans le cadre des travaux numériques présentés dans les chapitres 6, 7 et 8. Il se structure suivant quatre parties : la première détaille le banc d'essai fournissant l'air vicié, la seconde traite de la chambre de combustion, une troisième partie cible les conditions d'exploitation sélectionnées pour les simulations numériques. Elle est suivie d'une dernière partie présentant les résultats expérimentaux obtenus pour ces conditions.

3.1 Banc LAERTE

Le banc supersonique LAERTE, mis en oeuvre au sein du centre de Palaiseau de l'ONERA, a été développé au cours du programme PREPHA afin de permettre l'étude des phénomènes liés à la combustion supersonique. Ce banc permet de reproduire des nombres de Mach de vol élevés (de l'ordre de 5 – 6) caractérisés par des températures génératrices et pressions génératrices maximales de 1850K et 12 bar.

3.1.1 Fonctionnement

Pour produire ce jeu de conditions génératrices, l'air alimentant la veine d'essai est préchauffé à l'aide de deux brûleurs à hydrogène situés en amont de la tuyère d'alimentation (sur la gauche de la figure 3.1). La combustion génère donc de la vapeur d'eau dans l'écoulement d'air entrant dans la chambre de combustion, cet air est alors qualifié de "vicié" car il contient des produits de combustion. En amont de ces brûleurs, de l'oxygène pur est injecté afin de maintenir une fraction molaire d'oxygène de l'ordre de 0,21.

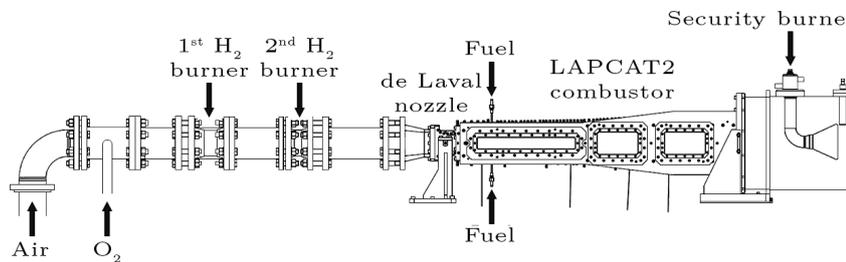


FIGURE 3.1 – Schéma d'implantation du banc supersonique LAERTE.

3.1.2 Séquence d'une rafale

Ce banc fonctionne en mode rafale, d'une durée moyenne d'une minute, dont la période utile varie de 5 à 15 secondes suivant les conditions d'expérimentation. Une séquence classique, présentée en figure 3.2, se déroule comme suit :

- l'air commence à débiter dans le système (courbe bleu),
- le premier brûleur est alimenté (vert),
- l'oxygène complétant la fraction molaire est injecté (jaune),
- le second brûleur est alimenté (vert),
- le carburant est injecté dans la veine d'essai (rouge),

- une fois l'essai mené à son terme le brûleur est tout d'abord éteint, suivi de la suroxygénation puis de l'alimentation principale qui sont stoppées à leur tour.

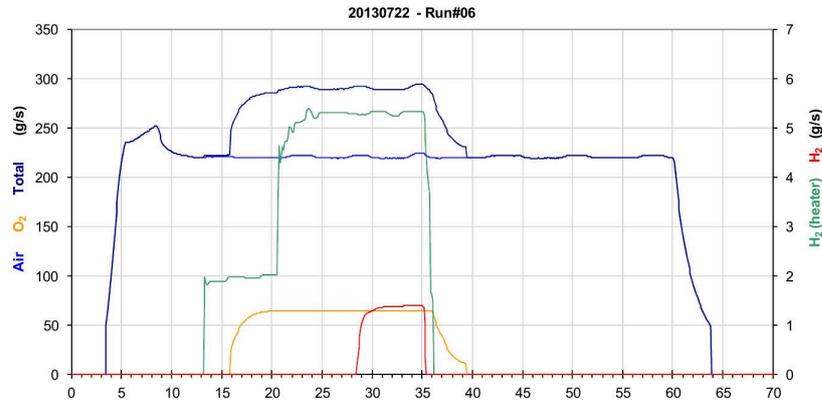


FIGURE 3.2 – Séquence classique d'une rafale.

Ainsi, ici la période sur laquelle sont effectuées les mesures est comprise entre les instants 30 et 35 secondes (cf. fig. 3.2). De plus, on peut observer que toutes les conditions d'alimentation ne sont pas strictement stabilisées.

3.1.3 Instrumentation du banc d'essai

Afin de suivre les variations de toutes ces conditions d'exploitation, le banc LAERTE est équipé de différents capteurs permettant de connaître la température et la pression d'entrée de l'air vicié.

Pour connaître la pression génératrice entrante, un capteur de pression pariétal est positionné en amont de la tuyère. En faisant l'hypothèse d'un faible nombre de Mach, la pression mesurée est retenue comme étant la pression génératrice de l'écoulement.

Pour déterminer la température génératrice de l'écoulement, trois thermocouples sont positionnés respectivement au centre de l'écoulement, à un rayon $r = 0.5R$ et $r = 0.75R$, R étant le rayon de la chambre. La figure 3.3 montre les mesures effectuées pour différentes rafales en symétrisant les points mesurés par rapport au centre. Un profil parabolique, interpolé par la méthode des moindres carrés, est introduit pour reconstruire le profil de température de l'écoulement dans cette section.

La non-homogénéité de cette température peut s'expliquer par plusieurs effets :

- Les deux brûleurs présents en amont de la tuyère de Laval injectent de l'hydrogène au centre de l'écoulement provoquant une combustion s'initiant au centre de l'écoulement. Le transport de la température vers les parois s'établit par la suite.
- Les parois externes induisent des pertes de chaleurs pour l'écoulement se traduisant par une diminution de la température aux parois avant d'être transportée vers le centre de l'écoulement.

L'effet observable (i.e. la différence de température) sur le profil parabolique de température interpolé par les trois thermocouples peut être de l'ordre de 250 K. Une telle différence de température peut jouer un rôle significatif dans l'évaluation des taux de réactions chimiques dans une simulation numérique (cf. partie 6.2).

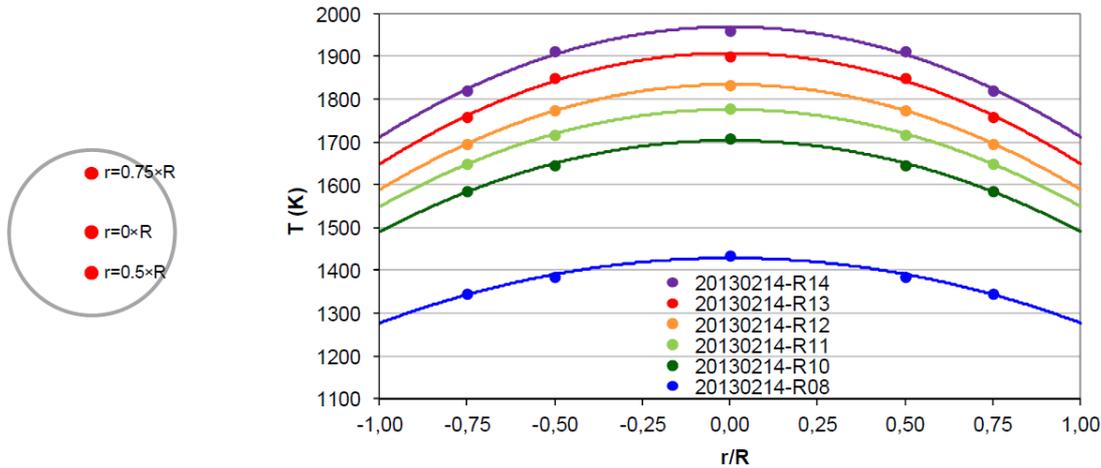


FIGURE 3.3 – Positions des thermocouples dans l'écoulement et profils de température obtenus pour différentes rafales.

3.2 Chambre de combustion LAPCAT

La maquette de la chambre LAPCAT, représentée sur la figure 3.4, a été développée lors du projet LAPCAT-II visant l'étude de concepts de propulsion supersonique permettant le transport long courrier de passagers. Une partie de la participation de l'ONERA au projet LAPCAT-II se concentrait sur l'étude de la combustion supersonique pour des Mach de vol de l'ordre de 5-6 via des études expérimentales et numériques. Ces conditions nécessitent une pression génératrice $P_0 = 3 - 10$ bar, une température génératrice $T_0 = 1300-1800$ K et un nombre de Mach variant entre 2 et 2.5 dans la chambre. Les effets de la température du flux d'air entrant ainsi que de la richesse injectée sur l'allumage de la combustion et le blocage thermique ont été estimés par le biais d'un grand nombre de rafales effectuées entre 2013 et 2015.

3.2.1 Caractéristiques géométriques

La chambre LAPCAT, dont la géométrie est donnée en figure 3.4, est de profondeur constante 40 mm et s'étend sur 1257 mm après le col de la tuyère. Ce col sert de point de référence pour l'axe des abscisses. La chambre est composée de quatre sections successives :

- une première partie, à section constante de hauteur 35.4 mm, s'étend depuis la tuyère de Laval sur 215 mm,
- une première section divergente, de 1° de demi-angle, de 318 mm de longueur,
- une seconde section divergente, de 3° de demi-angle, de 354.5 mm,
- une dernière section divergente, de 1° de demi-angle, complète la géométrie sur 305 mm.

La sortie de la chambre est connectée à un tube de reprise de 400 mm de diamètre où la pression reste approximativement constante à pression atmosphérique. Il est à noter ici que cette pression de sortie est suffisante pour désamorcer une partie de la chambre LAPCAT-II. Toutefois, comme le montre la figure 3.5, où différentes pressions et tempéra-

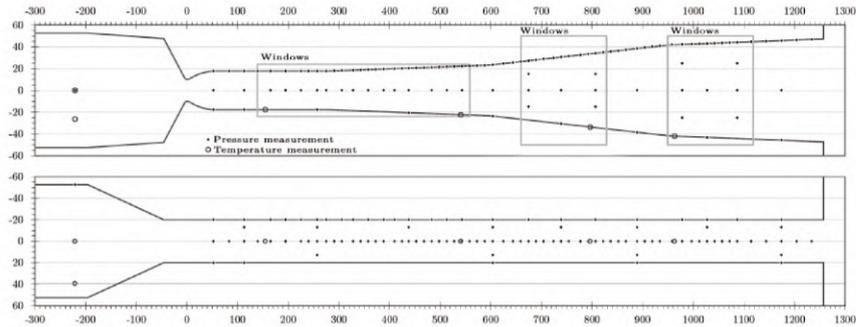


FIGURE 3.4 – Géométrie de la chambre précisant les accès optiques et les prises de pressions pariétales.

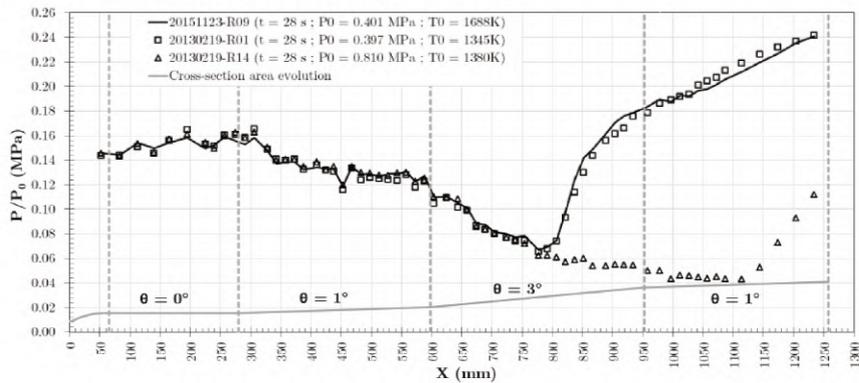


FIGURE 3.5 – Profils de pression en paroi pour des conditions non-réactives et différentes pressions génératrices et températures génératrices.

ture génératrice sont utilisées, ce désamorçage n'affecte pas les profils de pression réduite (P/P_0) en amont du décollement.

L'hydrogène est utilisé comme combustible dans ces expériences et l'injection sonique se fait transversalement à l'écoulement principal par le biais de deux orifices, de 1 mm de rayon, situés sur les parois hautes et basses du foyer, à une distance de 200 mm en aval du col de la tuyère de Laval.

3.2.2 Systèmes de mesure

La chambre LAPCAT-II est largement instrumentée afin de créer une base de données précise des phénomènes physiques observables dans cette expérience.

Trois accès optiques, encadrés sur la figure 3.4, ont été réalisés afin de pouvoir effectuer des mesures optiques de l'écoulement telles des mesures ponctuelles (CARS, LIF ou DLAS) ou sur des visualisations (Ombroscopie, Strioscopie, PLIF, imagerie rapide). Les cameras utilisées pour les strioscopies ont permis d'obtenir des images à une fréquence de 10 kHz avec un temps d'exposition de $1 \mu\text{s}$ et couvrant un champ de $43 \text{ mm} \times 96 \text{ mm}$. Les images obtenues pour les mesures d'émission du radical OH^* sont acquises à une fréquence de 4 kHz avec un temps de pose de $4 \mu\text{s}$ sur un champ de $50 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$.

Cette maquette est équipée de 128 capteurs de pression pariétale, cadencés à 10Hz, représentés par les points sur la figure 3.4. Les conditions d'injection d'hydrogène sont

mesurées à 104 mm en amont de l'injection. Quatre thermocouples permettant d'estimer la température de la paroi basse de la chambre et sont localisés en $x=155$ mm, $x=541$ mm, $x=796$ mm et $x=963$ mm.

3.2.3 Rugosité de la chambre

La chambre de combustion est constituée d'un alliage de cuivre et les parois intérieures sont recouvertes d'une protection thermique de $300\mu\text{m}$ d'épaisseur, faite de zircone stabilisée par de l'yttrium. La méthode de dépôt de cette protection thermique consiste à projeter la poudre chauffée par une torche à plasma permettant aux poudres de se déformer et de s'attacher au substrat. Ainsi, la surface recouverte ressemble à du papier de verre et sa rugosité a été quantifiée (cf. fig. 3.6) par microscopie électronique à balayage (MEB) indiquant une rugosité moyenne de $65\mu\text{m}$.

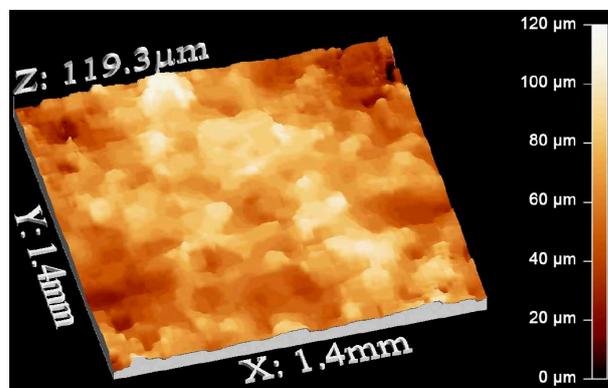


FIGURE 3.6 – Reconstruction 3D de la surface de la chambre LAPCAT-II par microscopie électronique à balayage (MEB).

3.3 Rafales exploitées

Cette section résume les conditions d'exploitations du banc LAERTE et de la chambre LAPCAT considérées lors des simulations numériques présentées par la suite (chapitres 6, 7 et 8). Quelques détails sont aussi fournis afin de préciser les calculs et les approximations effectuées afin de déterminer les conditions d'entrée du calcul.

3.3.1 Conditions d'exploitation

Les résultats expérimentaux étudiés par la suite se concentrent sur deux rafales différant essentiellement par la richesse injectée (i.e 0.12 – 0.15).

Les conditions d'essais correspondant aux deux régimes sont résumées dans le tableau 3.1 qui regroupe les données de pression totale, température totale, composition et débit de la tuyère d'alimentation et pression totale, température totale et richesse de l'injection.

TABLE 3.1 – Conditions d’essais des deux régimes de combustion.

	P_0 (bar)	T_0 (K)	Y_{N_2}	Y_{O_2}	Y_{H_2O}	q^1 (g/s)	$P_{0,j}$ (bar)	$T_{0,j}$ (K)	Φ
cas A	4.03	1704	0.5775	0.2554	0.1671	390.1	3.91	305	0.121
cas B	4.07	1706	0.5852	0.2476	0.1672	291.7	4.78	300	0.145

3.3.2 Définition des conditions d’injection

La pression génératrice P_0 est estimée à l’aide d’un capteur de pression pariétal positionné en amont de la tuyère. Ici, la pression mesurée est considérée comme étant la pression génératrice en effectuant l’approximation d’un faible nombre de Mach. On suppose de plus que la pression est homogène.

La température génératrice T_0 présentée dans la Table 3.1 est obtenue en prenant la température moyenne du profil parabolique observable sur la figure 3.3, $\bar{T} = (T_{r=0} + T_{r=R})/2$ avec la température en paroi ($r = R$) obtenue grâce au profil interpolé. On fait ensuite l’hypothèse d’un profil de température entrant constant.

La composition de l’air vicié entrant est calculée, via l’équation bilan $H_2 + 1/2 O_2 \rightarrow H_2O$ en supposant la combustion complète.

Les différents gaz (Air, O_2 pur, H_2 de préchauffage et H_2 de chambre de combustion) sont injectés au travers de cols sonique. Le débit des tuyères soniques peut donc être déterminé par la formule analytique (Eq. 3.1) où A^* représente la surface du col, P_0 et T_0 la pression et température d’arrêt en amont de la tuyère (mesurée ici à l’aide de prise de pression et thermocouple), C^* une fonction de débit critique dépendant de P_0 et T_0 donné dans des abaques (pour le LAERTE, celles de la norme ISO NF EN ISO 9300 est utilisée), enfin C_D un coefficient de décharge représentant le ratio entre le débit réel et le débit idéal de la tuyère déterminé par étalonnage de cette dernière.

$$q = A^* C_D C^* \times \frac{P_0}{\sqrt{(R/M)T_0}} \quad (3.1)$$

La richesse globale Φ de différentes rafales est calculée par le biais de la formule suivante :

$$\Phi = \frac{m_{H_2}/m_{air}}{m_{H_2}/m_{air}|_{st}} \quad (3.2)$$

3.3.3 Discussion relative au débit injecté aux cols

Comme indiqué précédemment le coefficient de décharge est connu par étalonnage des tuyères. Dans le cas des expériences considérées par la suite un ré-étalonnage des cols a été effectué au cours de la thèse venant préciser les débits entrant appliqués pour une rafale (la seconde ayant été simulé après le ré-étalonnage des cols). Ce nouvel étalonnage donne une définition du coefficient de débit en fonction de la pression alors que précédemment une valeur moyenne du coefficient de débit sur toute la plage de pression était utilisée. Les résultats présentés sur la rafale R-09 (cas B) dans les parties suivantes (chapitre 6 et 7) ont été simulés avec la première donnée de coefficient de décharge. Par la suite, pour

la simulation présentée au chapitre 8 le débit a été corrigé et une simulation comparant l'effet de cette modification a été réalisée (cf. partie 8.1.3).

3.4 Résultats expérimentaux

Cette partie présente les résultats expérimentaux, obtenus pour les deux rafales exposées précédemment, en traitant dans un premier temps de résultats instantanés (profils de pression, visualisation strioscopique et d'émission OH^*), permettant une description générale des mécanismes pilotant la combustion pour ces deux rafales, puis s'intéressant dans une seconde partie à la dynamique de l'écoulement, notamment au travers du suivi de la position de stabilisation de la combustion.

3.4.1 Résultats instantanés

R10-Auto-allumage

Ce premier régime, obtenue pour une richesse globale de 0.12, présente pour caractéristique une zone de stabilisation de la combustion située à une distance élevée (de l'ordre de 80 mm en aval) de l'injection (située à 200 mm), et se déplaçant entre $x=260$ mm et $x=320$ mm, observable en nuances de rouges sur la figure 3.7 qui présente une visualisation instantanée de l'écoulement.

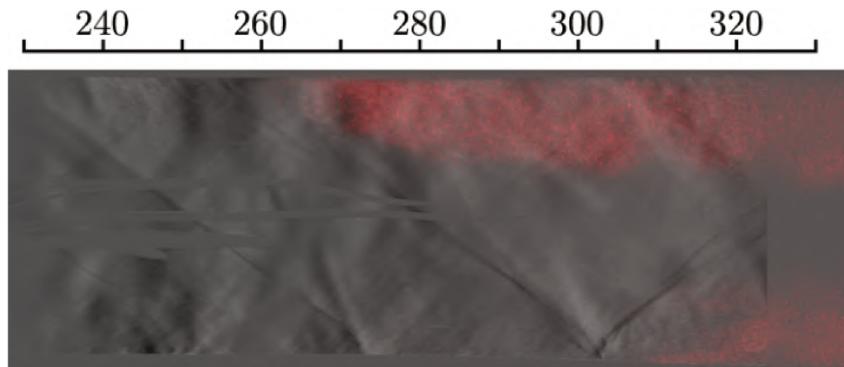


FIGURE 3.7 – Visualisations expérimentales d'émission du radical OH^* (couleur rouge) superposées aux strioscopies (niveau de gris) de la rafale R10-auto-inflammation.

La strioscopie en nuance de gris sur cette figure 3.7 met en évidence une série de chocs obliques ainsi qu'une forte activité turbulente au voisinage des parois en amont de la combustion. Ces deux éléments prennent leurs sources en amont de la fenêtre de visualisation comme l'a montré Vincent-Randonnier lors d'une étude précédente [95]. Celle-ci indique que la structure de choc observée provient de réflexions du choc en arc induit par l'injection transverse d'hydrogène ainsi que des structures turbulentes dans la couche de mélange se développant dans le sillage de cette injection.

Lors de cette rafale, les mesures de pression pariétale effectuées sur la paroi inférieure de la chambre (cf. fig. 3.8) comparant deux instantanés, l'un sans injection et le second avec injection d'hydrogène, indiquent un profil quasi identique jusqu'à la mesure située à 150 mm. Cette élévation de pression peut ici être provoquée par un épaissement des

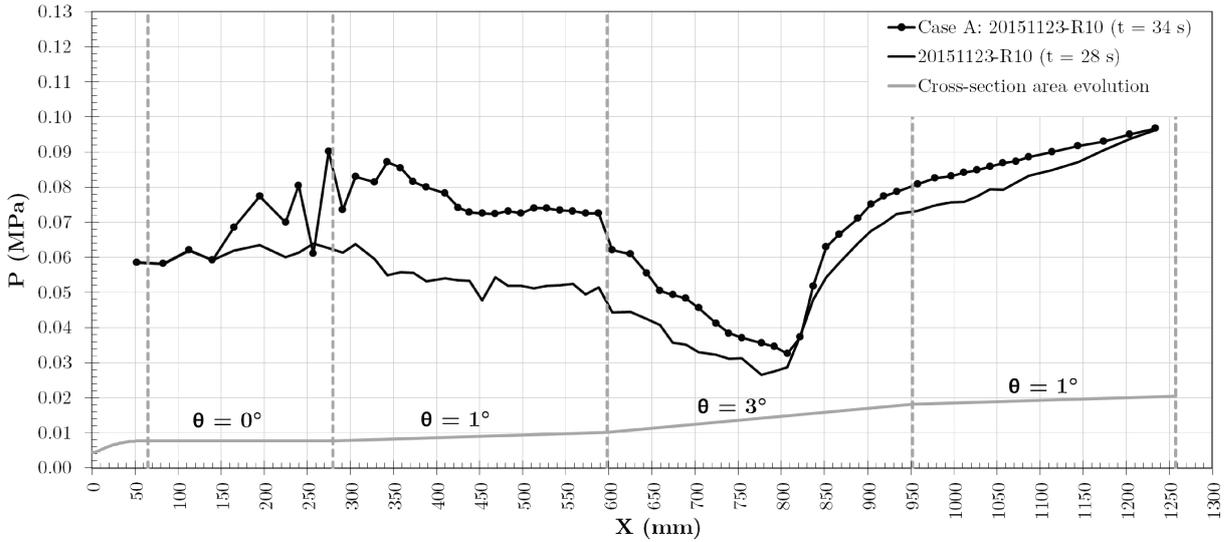


FIGURE 3.8 – Profils de pression pariétale expérimentaux.

couches limites en présence d'hydrogène et de combustion. *Il est à noter qu'il n'y a pas eu de mesures de couches limites dans la chambre LAPCAT-II.*

Suite à l'injection $x > 200$ mm des pics de pression peuvent être observés (ici à 240 et 280 mm). Ceux-ci sont situés en aval des positions de réflexion en paroi de chocs induits par l'injection d'hydrogène. L'évolution de pression suivant ces pics est plus lisse $300 \text{ mm} < x < 600 \text{ mm}$ et correspond à la position où se développe la combustion. Enfin, en aval de la divergence à 3 degrés $x > 600$ mm la pression chute du fait de la ré-accélération supersonique des gaz brûlés avant l'apparition de décollement (à 800 mm environ) induit par le désamorçage de la chambre.

Ainsi, dans le cas présent, les profils de pression et les visualisations OH^* indiquent un allumage se produisant suite à une distance permettant à l'hydrogène de se mélanger avec l'air avant de s'enflammer suite au phénomène d'emballement thermique. De plus, l'observation de la strioscopie indique un faible effet de la combustion sur la structure de l'écoulement indiquant une combustion en régime d'écoulement supersonique. Ce régime est qualifié par la suite *d'auto-inflammation en écoulement supersonique*.

R09-Partiellement-bloquée

Dans le deuxième cas, présentant une richesse globale plus élevée ($\Phi = 0.15$), les visualisations expérimentales indiquent une distance d'allumage réduite (de l'ordre de 60 mm) (cf. fig. 3.9). Cette figure met de plus en évidence un fort couplage de l'aérodynamique avec la combustion, une structure de choc 'en croix' ainsi que des zones fortement turbulentes.

L'examen des profils de pression pariétale de cette rafale, présentés sur la figure 3.10 présente un certain nombre de similitudes avec son homologue à plus basse richesse, notamment pour les abscisses situées en amont de l'injection (200 mm) et en aval de la divergence à 3 degrés (600 mm). La différence majeure observable provient du pic de pression de plus forte amplitude localisé ici en $x=260$ mm suggérant l'apparition de forts décollements.

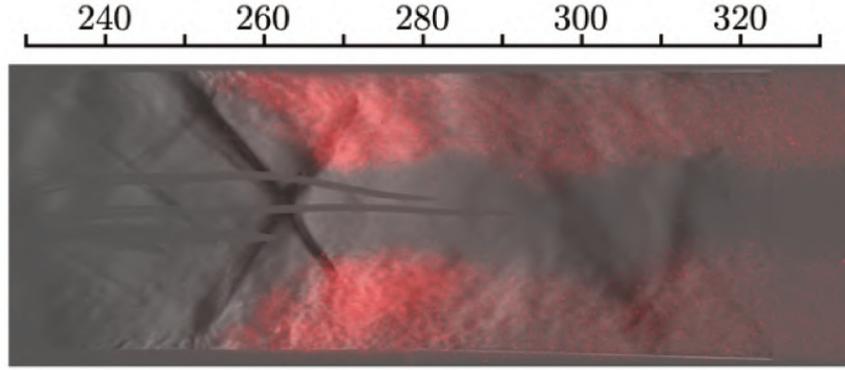


FIGURE 3.9 – Visualisations expérimentales d'émission du radical OH^* (couleur rouge) superposées aux strioscopies (niveau de gris) de la rafale R09-partiellement-bloquée.

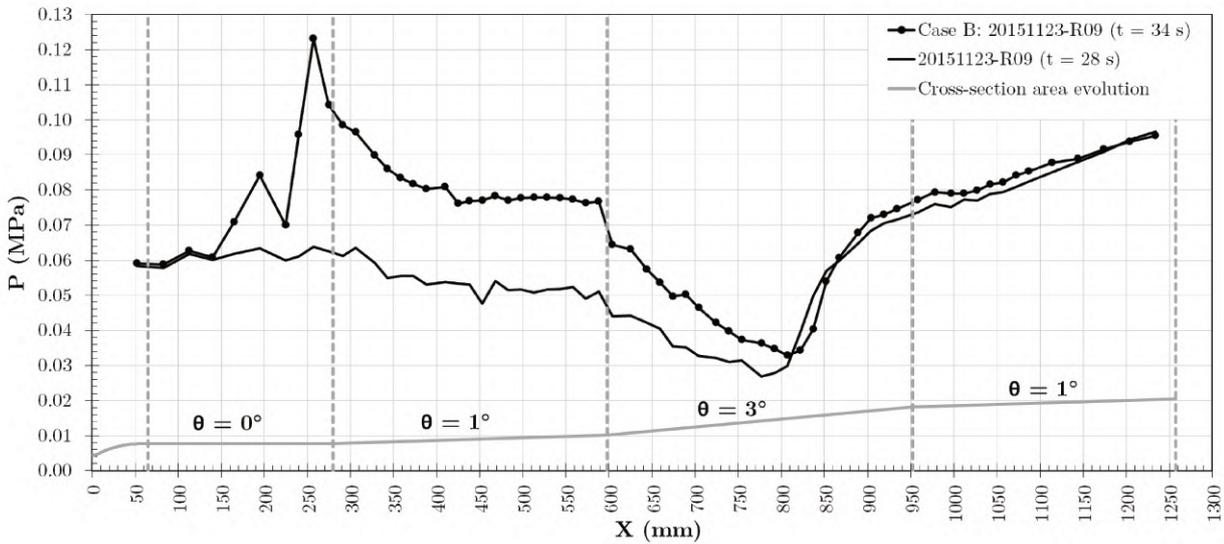


FIGURE 3.10 – Profils de pression pariétale de la rafale R09.

Ces observations suggèrent aussi, à richesse élevée, l'apparition d'un mécanisme de stabilisation ne reposant plus uniquement sur l'auto-allumage du combustible. En effet, l'augmentation de richesse induit un gradient de pression, résultant de la combustion, plus important qui favorise l'apparition de larges zones décollées et d'une structure de chocs en croix. Cette zone décollée subsonique constitue de surcroît une zone favorable pour l'initiation de la combustion. Les zones d'écoulement subsonique correspondant aux décollements sont caractéristiques d'un régime de combustion proche du blocage thermique. Néanmoins, la tuyère d'alimentation reste amorcée. Ce régime est donc qualifié de *partiellement bloqué*.

3.4.2 Résultats instationnaires

Cette sous-partie traite de l'analyse expérimentale des résultats instationnaires obtenus lors des deux rafales étudiées. Cette partie s'organise suivant quatre sections, la première détaillant les procédures de post-traitement apportées pour obtenir les résultats

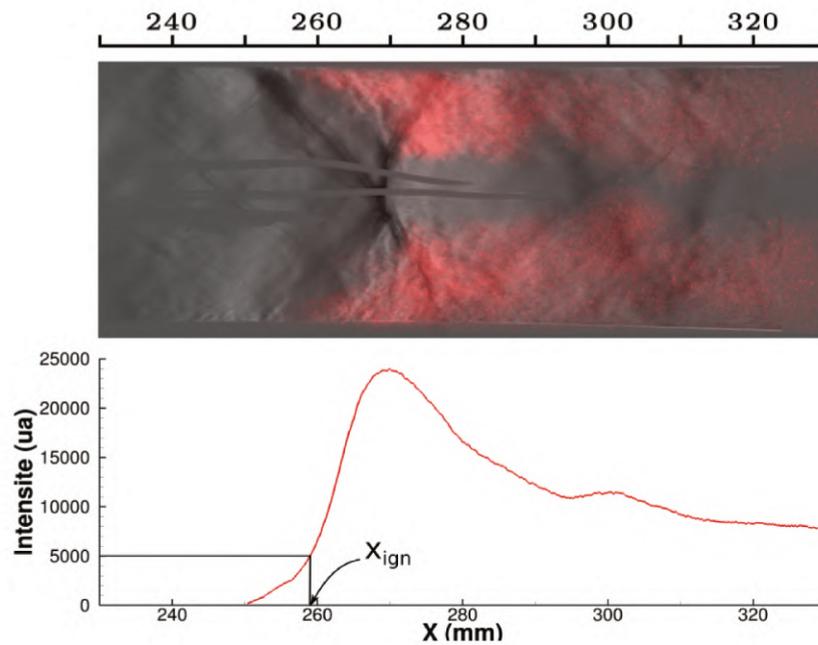


FIGURE 3.11 – procédure de post-traitement déterminant la position d'allumage.

des deux rafales présentées dans la deuxième et la troisième section. Une dernière section viendra clôturer cette partie via l'analyse critique de ces données.

Description des post-traitements expérimentaux

Les résultats instationnaires qui seront présentés par la suite reposent sur le suivi de la position d'allumage de la combustion. Il convient donc de définir une procédure permettant d'obtenir cette donnée. Comme observé dans la partie précédente, les images d'émission du radical OH^* constituent un bon traceur de la combustion. De plus, ces dernières présentent une résolution spatiale satisfaisante d'environ 0.075 mm par pixel.

En intégrant les champs correspondants, il est possible d'obtenir un profil d'émission le long de la chambre. Un seuil arbitraire est ensuite appliqué à celui-ci permettant d'obtenir une position d'allumage pour une image (cf. fig. 3.11).

Cette opération est ensuite répétée sur toutes les images d'une séquence conduisant alors à l'obtention d'un signal temporel de position d'allumage. Ce signal peut ensuite être utilisé pour produire (i) un signal de vitesse de déplacement de la position d'allumage (ii) des fonctions densité de probabilité (PDF) de position d'allumage ou des PDF de vitesse de déplacement restituant la probabilité de trouver l'allumage à une position donnée dans la chambre et enfin (iii) des spectres de Fourier ou encore de densité spectrale d'énergie mettant en évidence des fréquences caractéristiques dans ce signal.

Rafale R10

Les vidéos strioscopiques et de chimiluminescence OH^* ne montrent pas de corrélation triviale entre les zones de combustion se développant dans les parties haute et basse de la chambre de combustion.

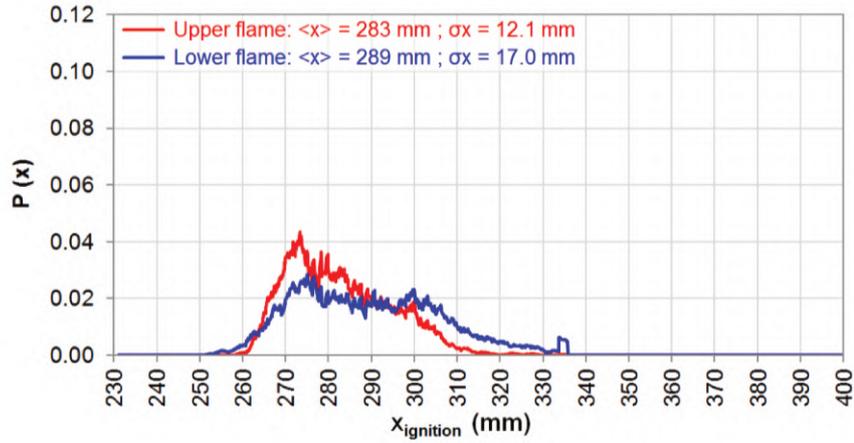


FIGURE 3.12 – Fonction densité de probabilité de position d’allumage pour la rafale d’auto-inflammation R10.

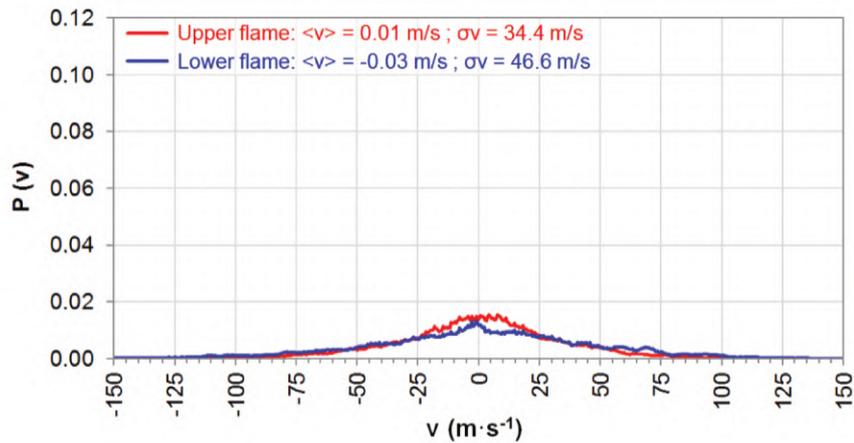


FIGURE 3.13 – Fonction densité de probabilité de vitesse de déplacement pour la position d’allumage pour la rafale d’auto-inflammation R10.

L’application des traitements présentés précédemment conduit à des fonction densité de probabilité ayant pour valeur moyenne respectivement $x = 283$ mm et $x = 289$ mm pour les positions d’allumage haute et basse (cf. fig. 3.12). Ces dernières présentent une forte amplitude de variation, de respectivement 50 mm et 70 mm en haut et en bas de la chambre. De plus, la fonction densité de probabilité de la position d’allumage basse présente deux maxima locaux en $x = 275$ mm et $x = 300$ mm, positions correspondant à des positions de réflexion des chocs induits par l’injection d’hydrogène, confirmant encore leur rôle essentiel dans la stabilisation de la combustion.

La vitesse de déplacement de ces zones réactives représentée sur la figure 3.13 indique une vaste dispersion de vitesse entre ± 75 m/s pour les deux zones réactives.

Le spectre de Fourier du signal de position reporté sur la figure 3.14 présente un grand nombre de pics à basses fréquences ($f < 200$ Hz). Cependant, pour les plus hautes fréquences, il est difficile de discerner des pics spécifiques.

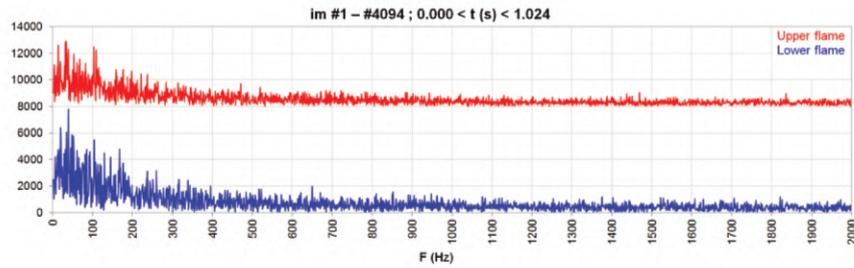


FIGURE 3.14 – Spectre de Fourier du signal de position d'allumage pour la rafale d'auto-inflammation R10.

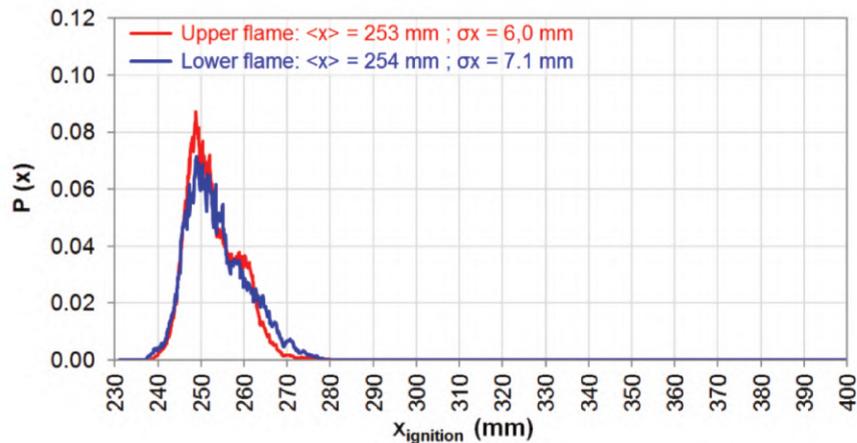


FIGURE 3.15 – Fonction densité de probabilité de position d'allumage pour la rafale partiellement bloquée R09.

Rafale R09

L'observation des vidéos de strioscopies et d'émission OH^* mettent en évidence la corrélation entre la structure décollée, les chocs et la combustion ainsi qu'entre les zones de combustion haute et basse.

Les post-traitements effectués indiquent que cette structure oscille autour d'une position d'équilibre en $x = 253$ mm avec une amplitude de 30 mm (cf. fig. 3.15). La PDF du signal de vitesse associé à cette position d'allumage est de forme gaussienne centrée en 0 et variant entre ± 20 m/s (cf. fig. 3.16).

De plus, les spectres de Fourier obtenus à partir du signal de position d'allumage présentés sur la figure 3.17 exposent, en plus d'un grand nombre de raies basse fréquence ($f < 200$ Hz), un pic localisé à une fréquence de 800 Hz. L'observation des spectres de Fourier pour d'autres rafales (non "partiellement bloquées") ne présentent pas ce pic. Celui-ci semble donc être caractéristique de ce mode de combustion. Une explication proposée pour expliquer son apparition repose sur l'hypothèse d'une interaction entre la zone décollée où se produit la combustion et l'injection d'hydrogène. Une seconde hypothèse est que la structure décollée apparaissant pour ce régime de combustion possède une fréquence caractéristique de cet ordre de grandeur.

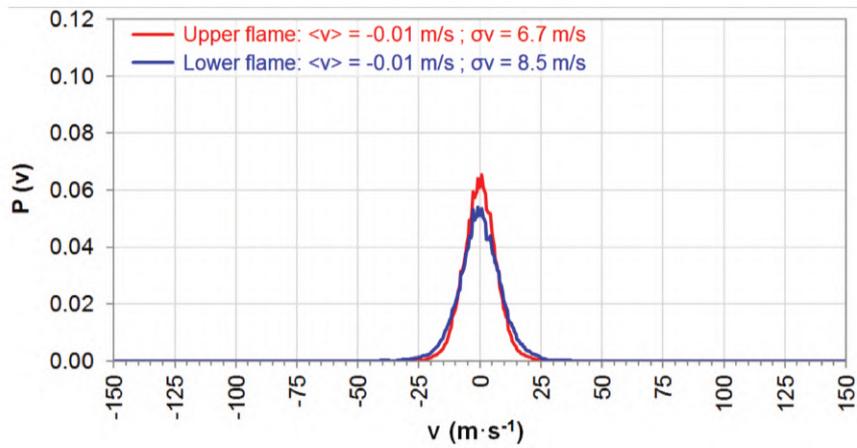


FIGURE 3.16 – Fonction densité de probabilité de vitesse de déplacement pour la position d’allumage de la rafale partiellement bloquée R09.

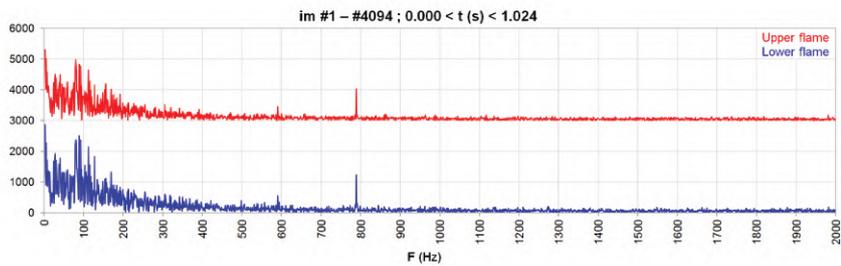


FIGURE 3.17 – Spectre de Fourier du signal de position d’allumage pour la rafale partiellement bloquée R09.

Analyse critique des données expérimentales

La richesse des données expérimentales disponibles offre de nombreuses perspectives de comparaison pour les simulations numériques. Il convient toutefois de bien considérer quelles sont les données qui peuvent être comparées aux résultats numériques et comment procéder à ces comparaisons.

En effet, les profils de pression pariétale sont mesurés à une fréquence de 10Hz ne permettant ainsi pas une comparaison dynamique de l'évolution de ces profils. Ces données peuvent toutefois être considérées comme des mesures moyennes permettant une comparaison quantitative entre simulation numérique et expérience.

Les images d'émission OH* et de strioscopie permettent quant à elles des comparaisons dynamiques à l'échelle de la résolution temporelle de la caméra. Il convient cependant de considérer que ces images captent des informations provenant de toute la profondeur de la veine d'essai. Il est donc nécessaire d'effectuer une intégration des résultats numériques suivant cette même direction avant de procéder toute comparaison.

De plus, la chimiluminescence offre une difficulté supplémentaire étant donné que les schémas cinétiques classiques utilisables numériquement pour des configurations de cette dimension ne prennent pas en compte l'existence du radical OH*. Certains auteurs plaident en faveur de l'utilisation du taux de dégagement de chaleur comme traceur du radical OH*. Gamba et Mungal [101] utilisent quant à eux directement l'émission du radical OH* comme traceur qualitatif du dégagement de chaleur. Ce propos est à nuancer par le fait que l'émission OH* est sensible aux effets des fluctuations turbulentes ou de vitesse de déformation [102, 103]. Cette variable reste néanmoins intéressante pour procéder à des comparaisons qualitatives.

Les fréquences relevées lors des rafales étudiées présentent une grande quantité de pics basse fréquence. Ces derniers sont attribuables à de nombreuses instabilités basses fréquences pouvant provenir de l'asservissement d'alimentation, de l'éclairage de la pièce (néon alimenté à 50Hz) ou de vibration du banc d'essai. Ces fréquences ne seront pas reproduites numériquement. De plus, les temps physiques qui devraient être considérés pour les reproduire sont difficilement accessibles numériquement.

3.5 Conclusion

Les expériences réalisées sur la chambre LAPCAT du banc LAERTE de Palaiseau fournissent une base de données expérimentales solide permettant de mettre à l'épreuve les modèles numériques. Les données issues de deux rafales présentant deux comportements d'allumage différents ont été retenues pour cette thèse. La première rafale qualifiée *d'auto-allumage* présente les caractéristiques conventionnelles d'un auto-allumage des gaz en régime d'écoulement supersonique. La seconde rafale, nommée *partiellement bloquée*, est caractérisée par l'apparition d'une structure d'interaction entre la turbulence, les chocs et la combustion. Pour ces deux régimes de combustion, des profils de pression pariétale ainsi que des visualisations strioscopiques et d'émission OH* seront utilisés pour valider les modèles numériques retenus.

Chapitre 4

Description des outils numériques

Sommaire

4.1	Équations de l'aéro-thermochimie / équations résolues	48
4.1.1	Équations de Navier-Stokes	48
4.1.2	Moyennage/filtrage des équations	51
4.1.3	Fermeture des équations moyennées/filtrées	53
4.2	Méthodes numériques	54
4.2.1	Schéma de flux	54
4.2.2	Interpolation aux faces	58
4.2.3	Intégration temporelle	58
4.3	Cas de Validation de CEDRE	59
4.3.1	Tourbillon de Taylor-Green	59
4.3.2	Marche descendante	61
4.3.3	Chambre mono-injecteur monophasique PRECCINSTA	63
4.3.4	Conclusion	67

4.1 Équations de l'aéro-thermochimie / équations résolues

4.1.1 Équations de Navier-Stokes

Les équations à résoudre s'écrivent sous la forme compressible des équations de Navier-Stokes multi-espèces réactives. Ces équations, incluant un bilan de masse (4.1), de quantité de mouvement (4.3), d'espèces chimiques (4.2) et d'énergie (4.4) permettent de décrire les processus de convection, de diffusion moléculaire et de réactions chimiques se développant dans l'écoulement.

L'équation de conservation de masse, exprimant un bilan local de masse sur un domaine fluide, s'écrit de la façon suivante :

$$\boxed{\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = 0} \quad (4.1)$$

avec ρ la masse volumique du fluide et u_j la j^{eme} composante du vecteur vitesse.

Les équations de conservation des espèces α , et s'écrivent de manière générique pour chaque espèce :

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_\alpha) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j Y_\alpha) = \frac{\partial}{\partial x_j}(-J_j^\alpha) + \rho \dot{\omega}_\alpha} \quad (4.2)$$

Cette équation fait apparaître un terme diffusif J_j^α représentant la j^{eme} composante du vecteur de diffusion de l'espèce α dans le mélange. Le terme $\dot{\omega}_\alpha$ traduit le taux de production (ou de consommation) massique d'une espèce α au travers de réactions chimiques.

Le principe fondamental de la dynamique appliqué à un volume de fluide permet d'obtenir une équation de conservation de la quantité de mouvement (4.3) :

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\sigma_{ij}) + \rho f_i} \quad (4.3)$$

avec f_i un terme source de force volumique dans la direction i , σ le tenseur symétrique des contraintes appliqués au fluide $\sigma_{ij} = -P\delta_{ij} + \tau_{ij}$ où P représente la pression et τ_{ij} la composante i, j du tenseur des contraintes visqueuse.

La dernière équation s'écrit sous la forme d'un bilan d'énergie totale du mélange (4.4), en appliquant le premier principe de la thermodynamique au domaine fluide. Elle est définie par $e_0 = h_0 - P/\rho$ avec $h_0 = \int_{T_0}^T C_p dT + \sum_{\alpha=1}^N \Delta h_{f,\alpha}^0 Y_\alpha + 1/2 u_i u_i$ l'enthalpie totale où C_p et $h_{f,\alpha}^0$ représentent respectivement la capacité calorifique massique du mélange et l'enthalpie de formation de l'espèce α :

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t}(\rho e_0) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j e_0) = \frac{\partial}{\partial x_j}(-J_j^{e_0} + \sigma_{ij} u_j) + \rho S^{e_0}} \quad (4.4)$$

Cette dernière équation fait apparaître un vecteur densité de flux de chaleur $-J_j^{e_0}$ ainsi qu'un terme source d'énergie totale S^{e_0} .

Deux lois d'état sont également adjointes à ces équations.

Une première loi d'état, ici la loi des gaz parfaits, permet de compléter le système d'équations (4.5) :

$$\boxed{p = \rho r T} \quad (4.5)$$

avec r la constante spécifique des gaz parfaits donnée par le rapport entre la constante des gaz parfait et la masse molaire du fluide $r = R/\mathcal{M}$.

Une seconde loi d'état exprime l'énergie interne et l'enthalpie spécifique du fluide à partir de la température suivant les lois de Joule (cf. Eq.4.6) :

$$\boxed{de = C_v dT \quad dh = C_p dT} \quad (4.6)$$

Ce système d'équations, résumé ci-dessous 4.7, représente l'ensemble des équations à résoudre pour décrire le mouvement d'un fluide.

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_\alpha) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j Y_\alpha) &= \frac{\partial}{\partial x_j}(-J_j^\alpha) + \rho \dot{\omega}_\alpha \quad (\alpha = 1..N-1) \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) &= \frac{\partial}{\partial x_j}(\sigma_{ij}) + \rho f_i \quad (i = 1, 2, 3) \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho e_0) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j e_0) &= \frac{\partial}{\partial x_j}(-J_j^{e_0} + \sigma_{ij} u_j) + \rho S^{e_0} \\ p = \rho r T \quad de = C_v dT \quad dh = C_p dT \end{aligned}} \quad (4.7)$$

Ce système fait apparaître $N+6$ équations indépendantes, avec N le nombre d'espèces, pour un total de $5N+11$ inconnues pouvant se classer comme suit :

- $N+3$ scalaires comprenant la masse volumique ρ , $N-1$ espèces Y_α , la pression P , la température T ainsi que l'énergie interne e_0 ;
- $3(N-1)$ composante de flux de masse des espèces $-J_j^\alpha$ ($\alpha = 1..N-1$) ;
- $N-1$ taux de réaction chimique $\dot{\omega}_\alpha$;
- Trois composantes de vitesses u_i ($i=1,2,3$) ;
- Six composantes du tenseur symétrique des contraintes σ_{ij} ($i, j=1,2,3$) ;
- Trois composantes de densité de flux de chaleur $-J_j^{e_0}$

Suivant cette mise en équation, comportant plus d'inconnues que d'équations, le système est dit ouvert. Il est donc nécessaire de le fermer par le biais de relations additionnelles afin de ne conserver que $N+6$ inconnues (à savoir ρ , Y_α , P , T , e_0 , u_i). Il est donc nécessaire d'utiliser des modèles pour lier les inconnues entre elles. Il convient donc de fournir des expressions pour les quantités $-J_j^\alpha$, $\dot{\omega}_\alpha$, σ_{ij} et $-J_j^{e_0}$.

Fermeture de $-J_j^\alpha$:

La j^{eme} composante de diffusion $-J_j^\alpha$ s'écrit, via la loi de Fick [104], $-J_j^\alpha = -\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho D_\alpha Y_\alpha)$ avec D_α le coefficient de diffusion de l'espèce α dans le mélange. Ce coefficient de diffusion de l'espèce α s'obtient à partir du nombre de Schmidt de l'espèce $D_\alpha = \nu / Sc_\alpha$ avec ν

la viscosité cinématique exprimée par $\nu = \mu/\rho$. La viscosité μ du mélange est donnée à partir de la viscosité des espèces en utilisant la loi de Sutherland (4.8) (détaillée dans la référence [105]) :

$$\mu = \sum_{\alpha=1}^N \mu_{\alpha} Y_{\alpha} \quad \mu_{\alpha} = \mu_{\alpha}^0 \frac{T_{\alpha}^0 + T_{\alpha}^1}{T + T_{\alpha}^1} \left(\frac{T}{T_{\alpha}^0} \right)^{1.5} \quad (4.8)$$

Ici les quantités T_{α}^0 , T_{α}^1 et μ_{α}^0 sont des coefficients tabulés dans la littérature.

Fermeture de $\dot{\omega}_{\alpha}$:

Les termes de réactions chimiques $\dot{\omega}_{\alpha}$ s'obtiennent par la loi d'action des masses dans laquelle les N espèces réagissent suivant r réactions R_j notées :

$$\sum_{\alpha=1}^N \nu'_{\alpha,j} R_j \rightleftharpoons \sum_{\alpha=1}^N \nu''_{\alpha,j} R_j, \quad j = 1, \dots, r \quad (4.9)$$

avec $\nu'_{\alpha,j}$ et $\nu''_{\alpha,j}$ les coefficients stœchiométriques des espèces α dans la j^{eme} réaction. Dans ce cadre, le taux de production massique de l'espèce α est défini par la relation suivante (4.10) :

$$\rho \dot{\omega}_{\alpha} = \sum_{j=1}^{N_b} M_{\alpha} (\nu''_{\alpha,j} - \nu'_{\alpha,j}) \left(K_{fj} \prod_{\alpha=1}^N C_{\alpha}^{\nu'_{\alpha,j}} - K_{bj} \prod_{\alpha=1}^N C_{\alpha}^{\nu''_{\alpha,j}} \right) \quad (4.10)$$

où les termes M_{α} , C_{α} , K_{fj} et K_{bj} représentent respectivement la masse molaire, la concentration de l'espèce α et les vitesses de réaction directe (*forward*) et inverse (*backward*) de la j^{eme} réaction. La vitesse de réaction directe K_{fj} est calculée à l'aide de la loi d'Arrhenius (4.11) :

$$K_{fj} = A_j T^{B_j} \exp\left(-\frac{E_a^j}{RT}\right) \quad (4.11)$$

où le facteur pré-exponentiel A_j , l'exposant de température B_j et l'énergie d'activation E_a^j sont des constantes propres à la réaction j . La vitesse de réaction inverse est calculée à l'aide de la constante d'équilibre de la réaction. Des schémas cinétiques sont proposés dans la littérature pour décrire les réactions chimiques pouvant apparaître dans des mélanges gazeux. Ils fournissent pour ces réactions les valeurs des grandeurs A_j , B_j et E_a .

Fermeture de σ_{ij} :

Le tenseur des contraintes σ_{ij} peut se séparer en deux contributions, l'une dite de contrainte de pression et la seconde de contrainte de viscosité :

$$\sigma_{ij} = -P \delta_{ij} + \tau_{ij} \quad (4.12)$$

Ce second tenseur des contraintes de viscosité peut s'écrire, pour un fluide supposé Newtonien, sous la forme (4.13) :

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \eta \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (4.13)$$

La seconde viscosité η est généralement obtenue à partir de l'hypothèse de Stokes dans le cadre de fluide Newtonien : $3\eta + 2\mu = 0$.

Fermeture de J_j^{e0} :

Le flux d'énergie $J_j^{e_0}$ (4.14) s'écrit en exprimant la diffusion de chaleur par conduction à l'aide la loi de Fourier, avec λ la conductivité thermique du mélange, et la partie liée à la diffusion des espèces pour laquelle la loi de Fick [104] a été retenue. Cette définition néglige la partie liée aux gradients de concentration (effet Dufour) ainsi que le rayonnement.

$$J_j^{e_0} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} + \rho \sum_{\alpha=1}^N h_\alpha D_\alpha \frac{\partial Y_\alpha}{\partial x_j} \quad (4.14)$$

Ce flux fait apparaître le coefficient de conductivité thermique λ obtenu par la formule :

$$\lambda = \mu \sum_{\alpha=1}^N \frac{\lambda_\alpha}{\mu_\alpha} Y_\alpha \quad \lambda_\alpha = \mu_\alpha \left(C_{p,\alpha}(T) + \frac{5R}{4\mathcal{M}_\alpha} \right) \quad (4.15)$$

faisant intervenir $C_{p,\alpha}$ la capacité thermique à pression constante de l'espèce α dont les valeurs sont tabulées et calculées via une fonction polynomiale de la température. Ces fonctions sont valides sur une plage de température données.

Avec toutes ces expressions, les quantités $-J_j^\alpha$, $\dot{\omega}_\alpha$, σ_{ij} , $-J_j^{e_0}$ sont désormais connues (ou tabulées) en fonctions des inconnues principales ρ , Y_α , P , T , e_0 , u_i .

4.1.2 Moyennage/filtrage des équations

Si l'on souhaite résoudre directement (et numériquement) le système d'équations de Navier-Stokes, c'est à dire conduire une DNS (Direct Numerical Simulation), sur un domaine fluide, il est alors nécessaire de "mailler", toutes les échelles de la turbulence. Sous l'hypothèse de Kolmogorov il existe une relation liant la taille des plus grand "tourbillons" (l_0) aux plus petits (η), dits "tourbillons" de Kolmogorov :

$$\frac{l_0}{\eta} \propto Re^{3/4} = \left(\frac{\nu}{u_0 l_0} \right)^{3/4} \quad (4.16)$$

Ceci permet de définir le niveau de résolution requis, i.e., la taille approximative de maille nécessaire pour procéder à la résolution du problème considéré. Ainsi, dans le cas d'une voiture de 1 mètre se déplaçant à 100 km/h dans de l'air de viscosité $1.57 \times 10^{-5} m^2 s^{-1}$ on obtient $Re_t = 1.8 \times 10^6$ et $\eta = 20 \mu m$. Il serait donc nécessaire de mailler un domaine fluide en considérant ce niveau de discrétisation. En supposant un domaine de $4 \times 3 \times 3m$, cela conduit à 4.5×10^{15} cellules. Considérant un critère de stabilité de Courant-Friedrich-Levy de 1 (assurant la stabilité des méthodes numériques utilisées), il serait nécessaire de produire 2×10^5 itérations pour traverser une fois le domaine. Considérant 10 traversées comme suffisant à la convergence statistique et un coût proportionnel à $N \ln(N)$ (ou N est le nombre de cellules) pour effectuer une itération, il est alors nécessaire d'effectuer environ 10^{26} opérations. Sur le plus puissant supercalculateur actuel (ref. top 500 novembre 2021 [106]) Supercomputer Fugaku capable d'effectuer 0.442×10^{18} opérations par seconde, il faudrait encore environ 188×10^6 secondes soit 2170 jours ou 6 ans.

On comprend alors qu'il est difficile, considérant les puissances de calcul actuelles, de simuler tous les écoulements de cette façon. Il est donc nécessaire de réduire le niveau de résolution du domaine pour réduire le coût de calcul. Cependant, les équations de

Navier-Stokes nécessite la prise en compte de toutes les échelles de la turbulence. Il est alors nécessaire de modéliser l'effet de celles qui ne seront pas calculées.

La résolution numérique des équations de Navier-Stokes se sépare en différentes approches :

- L'approche RANS, pour Reynolds-averaged Navier-Stokes, décrit statistiquement l'écoulement. Les variables conservées sont composées d'une partie moyenne $\bar{\phi}$, transportée, ainsi que d'une composante fluctuante ϕ' qui sera modélisée. Les variables s'écrivent donc $\phi = \bar{\phi} + \phi'$ où $\bar{\phi}$ désigne la moyenne de Reynolds de la quantité ϕ . Cet opérateur correspond à la moyenne d'une quantité obtenue sur un grand nombre de réalisations $\bar{\phi} = \lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \phi_n \right)$ pouvant s'assimiler, avec l'hypothèse d'ergodicité, à la moyenne temporelle $\bar{\phi} = \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T} \int_0^T \phi dt \right)$. Une moyenne pondérée par la masse volumique (moyenne de Favre), est plus usuellement utilisée dans les écoulements compressibles ou dilatables $\tilde{\phi} = \overline{\rho\phi}/\bar{\rho}$. La décomposition des variables s'écrit de la même façon que précédemment $\phi = \tilde{\phi} + \phi''$ avec ϕ'' représentant la fluctuation au sens de la moyenne de Favre.
- La LES, pour Large Eddy Simulation, propose de résoudre les grandes échelles de la turbulence jusqu'à une échelle de coupure et de modéliser l'effet des petites échelles. Les échelles de la turbulence sont séparées mathématiquement en utilisant un filtre passe haut. La partie résolue $\bar{\phi}$ de la variable ϕ s'écrit comme suit :

$$\bar{\phi}(t, x) = \frac{1}{\Delta} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(t - t'; x - x') \phi(t', x') dt' d^3x' \quad (4.17)$$

avec G le filtre utilisé et Δ l'échelle de coupure. Il est de même possible de définir un filtre pondéré par la masse volumique. De façon pratique, le maillage est généralement employé pour procéder au filtrage et la taille de maille "correspond" à l'échelle de coupure.

L'application des moyennes et filtres aux équations de Navier-Stokes et de la loi d'état conduit à :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{Y}_\alpha) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{Y}_\alpha) &= \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{(\rho u_j Y_\alpha)} - \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{Y}_\alpha) - \bar{J}_j^\alpha + \bar{\omega}_\alpha \\ \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j + \bar{p}) &= \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{(\rho u_i u_j)} - \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) + \bar{\tau}_{ij} + \bar{\rho} \tilde{F}_i \\ \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{e}_0) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{e}_0) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[-\overline{(\rho u_j e_0)} - \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{e}_0 \right] + (\bar{\tau}_{ij} \tilde{u}_i - \bar{\tau}_{ij} \tilde{u}_i) - \bar{J}_j^{e_0} + \bar{\tau}_{ij} \tilde{u}_i + \bar{\rho} \tilde{S}^{e_0} \\ \bar{p} &= \bar{\rho} \frac{R}{\mathcal{M}} \tilde{T} \end{aligned} \quad (4.18)$$

Dans ces équations, les termes de flux diffusifs et du tenseur des contraintes visqueuses moyennés/filtrés, \bar{J}_j^α , $\bar{J}_j^{e_0}$ et $\bar{\tau}_{ij}$, sont estimés à l'aide des quantités moyennés/filtrés (4.19) :

$$\begin{aligned}
\overline{J_j^\alpha} &= -\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \widetilde{D}_\alpha \widetilde{Y}_\alpha) \\
\overline{J_j^{e_0}} &= -\widetilde{\lambda} \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_j} + \bar{\rho} \sum_{\alpha=1} \widetilde{D}_\alpha \widetilde{h}_\alpha \frac{\partial \widetilde{Y}_\alpha}{\partial x_j} \\
\overline{\tau_{ij}} &= \widetilde{\eta} \frac{\partial \widetilde{u}_k}{\partial x_j} \delta_{ij} + \widetilde{\mu} \left(\frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \widetilde{u}_j}{\partial x_i} \right)
\end{aligned} \tag{4.19}$$

Ces termes utilisent les coefficients de diffusion moléculaire moyen des espèces α , de conductivité thermique moyen ainsi que de viscosité moyen noté respectivement \widetilde{D}_α , $\widetilde{\lambda}$, $\widetilde{\mu}$ et $\widetilde{\eta}$ obtenus à l'aide des quantités moyennes (4.20) :

$$\begin{aligned}
\widetilde{D}_\alpha &= \frac{\widetilde{\nu}}{Sc_\alpha} = \frac{\widetilde{\mu}}{\bar{\rho} Sc_\alpha} \\
\widetilde{\lambda} &= \widetilde{\mu} \sum_{\alpha=1}^N \frac{\widetilde{\lambda}_\alpha \widetilde{Y}_\alpha}{\mu_\alpha} & \widetilde{\lambda}_\alpha &= \frac{\widetilde{\mu}_\alpha \widetilde{Cp}_\alpha}{Pr_\alpha} \\
\widetilde{\mu} &= \sum_{\alpha=1}^N \widetilde{\mu}_\alpha \widetilde{Y}_\alpha & \widetilde{\mu}_\alpha &= \mu_\alpha^0 \frac{T_\alpha^0 + T_k^1}{\widetilde{T} + T_\alpha^1} \left(\frac{\widetilde{T}}{T_\alpha^0} \right)^{1.5} \\
3\widetilde{\eta} + 2\widetilde{\mu} &= 0
\end{aligned} \tag{4.20}$$

4.1.3 Fermeture des équations moyennées/filtrées

Le moyennage/filtrage des équations conduit à l'apparition de termes inconnus supplémentaires, nécessitant d'être fermés :

- Le tenseur des contraintes visqueuses turbulentes ($\tau_{ij}^t = \overline{\rho u_i u_j} - \bar{\rho} \widetilde{u}_i \widetilde{u}_j$) est fermé, en RANS comme en LES en utilisant l'hypothèse de Boussinesq (4.21).

$$\tau_{ij}^t = \mu_t \left(\frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \widetilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \widetilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \tag{4.21}$$

Cette fermeture implique toutefois deux inconnues, k l'énergie cinétique turbulente et μ_t la viscosité dynamique turbulente. Ces deux inconnues nécessiteront un effort de modélisation supplémentaire.

- Le flux de diffusion turbulent des espèces est fermé à l'aide d'une hypothèse gradient construite par analogie avec la construction du flux diffusif moléculaire moyen (4.22).

$$(\overline{\rho u_j Y_\alpha} - \bar{\rho} \widetilde{u}_j \widetilde{Y}_\alpha) = -\bar{\rho} D_t \frac{\partial}{\partial x_j} (\widetilde{Y}_\alpha) \tag{4.22}$$

Cette fermeture fait intervenir D_t le coefficient de diffusion turbulente estimé à l'aide du nombre de Schmidt turbulent, Sc_t , $D_t = \nu_t / Sc_t$ avec ν_t la viscosité cinématique turbulente.

- Le flux de diffusion turbulent d'énergie est aussi fermé par hypothèse gradient (4.23) :

$$(\overline{\rho u_j e_0} - \bar{\rho} \widetilde{u}_j \widetilde{e_0}) + (\overline{\tau_{ij} u_i} - \bar{\rho} \widetilde{\tau_{ij}} \widetilde{u}_i) = -\lambda_t \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_j} + \bar{\rho} \sum_{\alpha=1}^N D_t \widetilde{h}_\alpha \frac{\partial \widetilde{Y}_\alpha}{\partial x_j} + \tau_{ij}^t \widetilde{u}_j - \bar{\rho} \widetilde{k' u_j''} + \overline{\tau_{ij} u_j''} \tag{4.23}$$

Cette équation fait apparaître la conductivité thermique turbulente $\lambda_t = \mu_t Cp / Pr_t$ calculée à l'aide du nombre de Prandtl turbulent. Les deux derniers termes à droite

de l'équation sont modélisés en RANS par la diffusion de l'énergie cinétique turbulente et négligé en sous-maille pour la LES.

Les nombres de Prandtl et de Schmidt turbulent sont ici fixés. Comme observé dans la partie précédente, plusieurs choix sont possibles pour ces quantités. Pour les applications considérées ces grandeurs sont prises égales à 0.9 [107].

4.2 Méthodes numériques

Les études présentées par la suite ont été conduites avec la plateforme de simulation numérique CEDRE de l'ONERA. Cette plateforme multi-physique repose sur plusieurs solveurs, spécifiques à chaque domaine physique exploité, pour représenter des simulations complexes incluant des écoulements comportant plusieurs espèces réactives, des effets radiatifs, des écoulements multi-phases comprenant des phases dispersées traitées de façon lagrangienne ou eulérienne.

Par la suite, seul le solveur CHARME, traitant les écoulements réactifs, a été exploité. Ce solveur résout les équations compressibles de Navier-Stokes sur la base de la méthode des volumes finis sur maillages structurés ou non-structurés.

En écrivant de façon vectorielle les jeux de (i) variables naturelles V , variables conservatives U et termes sources S , les équations peuvent s'écrire sous la forme intégrale :

$$\int_{\Omega} \frac{\partial U}{\partial t} d\Omega + \int_{\partial\Omega} F(U, \nabla U) \cdot ndS = \int_{\Omega} S d\Omega \quad (4.24)$$

$$V = \begin{bmatrix} \bar{p} \\ \tilde{T} \\ \tilde{u}_i \\ \tilde{Y}_\alpha \end{bmatrix} \quad U = \begin{bmatrix} \bar{p} \\ \bar{\rho} \tilde{Y}_\alpha \\ \bar{\rho} \tilde{u}_i \\ \bar{\rho} \tilde{e}_t \end{bmatrix} \quad S = \begin{bmatrix} 0 \\ \bar{\rho} \tilde{\omega}_\alpha \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.25)$$

Une fois ce bilan discrétisé sur un maillage, cette dernière se traduit comme suit :

$$V_i \frac{dU_i}{dt} = - \sum_j S_{ij} F_{ij} + V_i \sigma_i \quad (4.26)$$

avec V_i le volume de la cellule i , σ_i les sources volumiques, F_{ij} le flux provenant de la cellule i vers une cellule voisine j au travers de la surface d'aire S_{ij} .

Pour résoudre cette équation, il convient, dans un premier temps, de définir la méthode de calcul des flux numériques F_{ij} ainsi que celle retenue pour l'intégration temporelle dU_i/dt .

4.2.1 Schéma de flux

Dans cette partie, nous nous intéressons aux méthodes permettant de connaître les flux aux faces des cellules d'un maillage. Au sein de ce maillage, les quantités conservées prennent des valeurs discrètes et ainsi discontinues. En mono-dimensionnel, dans le cadre des équations d'Euler, le problème peut se représenter de la façon suivante :

$$U = \begin{cases} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F(U)}{\partial x} = 0 \\ U(x, 0) = \begin{cases} U_L \text{ si } x < 0 \\ U_R \text{ si } x > 0 \end{cases} \end{cases} \quad (4.27)$$

La recherche de solutions compatibles avec ces conditions initiales est connue comme la résolution d'un problème de Riemann. La solution à ce type de problème se compose d'au plus quatre zones distinctes délimitées par des ondes centrées se propageant. Dans ces zones, la solution U ne dépend que de x/t . Ces ondes sont de trois types (i) des faisceaux de détente isentropique (D) au travers desquels la solution $U(x, t)$ est continue, (ii) des lignes de glissement (L) au travers desquelles certaines composantes de U sont continues (pression, vitesse) et d'autres non (densité) et (iii) des ondes de choc (C) pour lesquelles $U(x, t)$ présente une discontinuité. Ces configurations ne dépendent que du rapport de pression et de la différence de vitesse entre les deux zones initiales. Les configurations possibles sont représentées ci-dessous (cf. fig. 4.1).

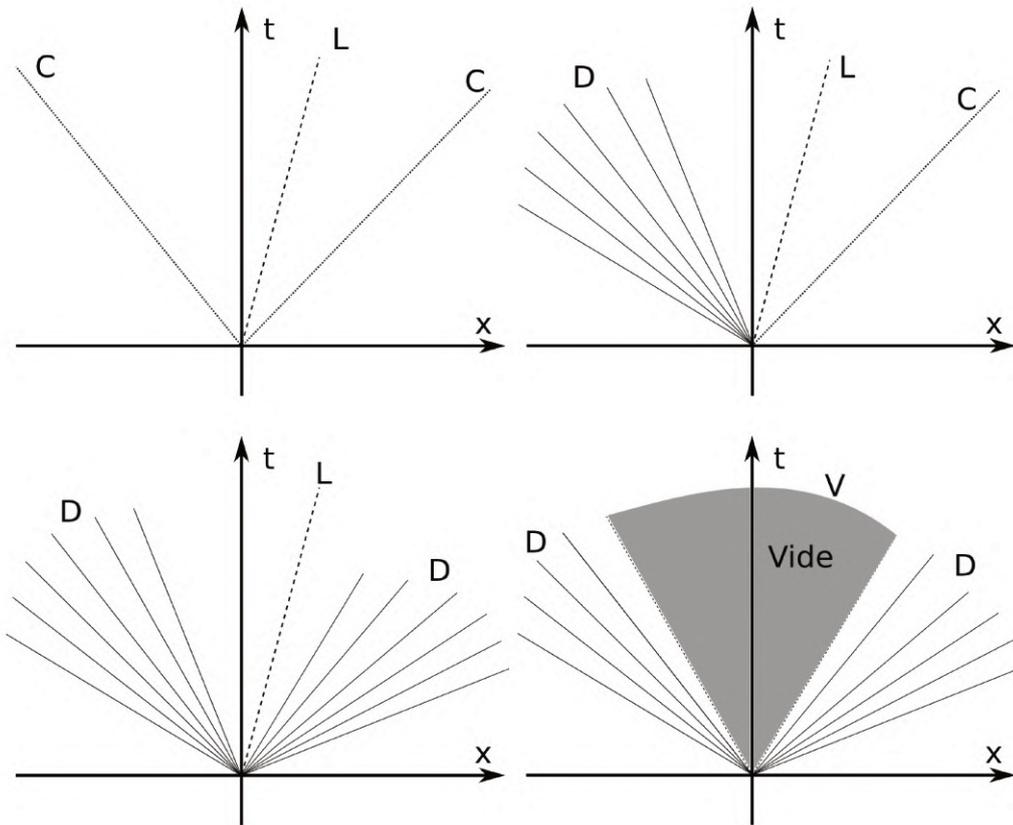


FIGURE 4.1 – Solutions du problème de Riemann.

Le schéma numérique utilisé afin de résoudre le flux aux faces repose sur la résolution du problème de Riemann aux interfaces des cellules. Ce dernier appartient à la famille des solveurs HLL développé par Harten, Lax et Van-Leer [108] et repose sur l'exploitation de la formulation intégrale du problème de Riemann représenté sur le schéma ci-dessous.

Dans ce schéma, S_L et S_R représentent les vitesses des ondes émises par la discontinuité localisée en B respectivement vers la gauche et la droite (ici $S_L < 0 < S_R$).

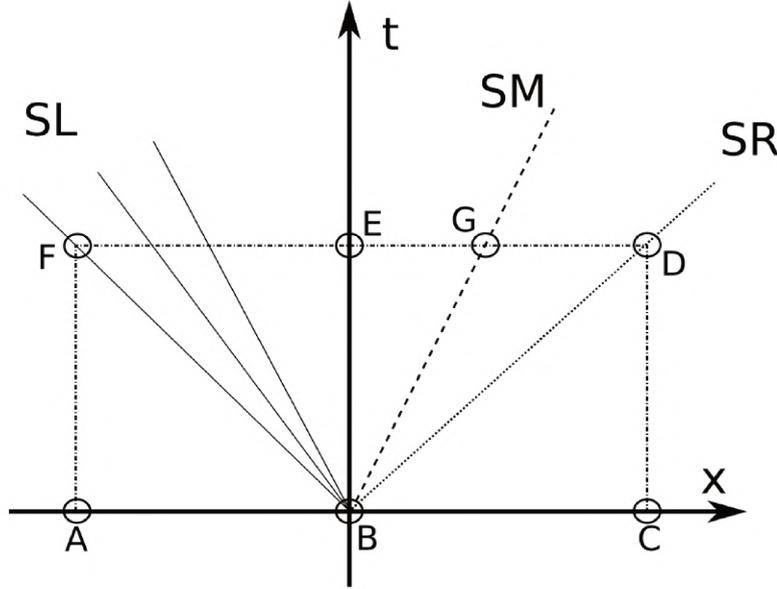


FIGURE 4.2 – Problème de Riemann complet, avec volume de contrôle.

En notant \tilde{U}_L , \tilde{U}_R , U^* la solution moyenne respectivement sur les segments [EF], [ED] et [FD] on peut déduire la relation :

$$(S_R - S_L)U^* = S_R\tilde{U}_R - S_L\tilde{U}_L \quad (4.28)$$

L'intégration des lois de conservation sur les domaines [ACDF], [BCDE] et [ABEF] conduisent à :

$$\begin{aligned} F(U_R) - F(U_L) &= S_R U_R - S_L U_L - (S_R - S_L)U^* \\ F(U_R) - F^* &= S_R(U_R - \tilde{U}_R) \\ F(U_L) - F^* &= S_L(U_L - \tilde{U}_L) \end{aligned} \quad (4.29)$$

permettant d'obtenir une formule du flux à l'interface :

$$F^* = \frac{1}{2}[F(U_L) + F(U_R) - S_R(U_R - \tilde{U}_R) - S_L(U_L - \tilde{U}_L)] \quad (4.30)$$

Afin de fermer ce système de 3 équations à 4 inconnues, il manque une information portant sur la structure du problème de Riemann considéré. Cette information donne une relation entre les états \tilde{U}_L et \tilde{U}_R . Le schéma HLL propose de considérer une égalité entre ces deux états.

Le problème formulé ainsi ne prend pas en compte les lignes de glissement (segment [BG]). Dans le cadre du schéma HLLC [109], cette discontinuité de contact est prise en

compte. Pour cela deux états U_L^* et U_R^* sont définis et correspondent à la moyenne de la solution du problème de Riemann de part et d'autre de la ligne de discontinuité. Cette formulation permet d'exprimer le flux à l'interface comme suit :

$$\begin{cases} F(U_L) & \text{si } S_L > 0 \\ F(U_L^*) & \text{si } S_L \leq 0 < S_M \\ F(U_R^*) & \text{si } S_M \leq 0 \leq S_R \\ F(U_R) & \text{si } 0 < S_R \end{cases} \quad (4.31)$$

donnant le flux F^* suivant :

$$F^* = \frac{1}{2} (F(U_L) + F(U_R)) - \frac{1}{2} [S_R(U_R - U_R^*) + |S_M|(U_R^* - U_L^*) + S_L(U_L^* - U_L)] \quad (4.32)$$

De plus, l'intégration des lois de conservation au voisinage des ondes fournit des relations de saut entre les états :

$$\begin{aligned} F(U_L^*) - F(U_L) &= S_L(U_L^* - U_L) \\ F(U_R^*) - F(U_R) &= S_R(U_R^* - U_R) \\ F(U_R^*) - F(U_L^*) &= S_M(U_R^* - U_L^*) \end{aligned} \quad (4.33)$$

Ces relations de sauts permettent de résoudre les états intermédiaires. Considérant la nature physique de l'onde S_M , on impose les relations suivantes :

$$u_R^* = u_L^* = S_M \quad \text{et} \quad P_R^* = P_L^* = P^* \quad (4.34)$$

Toro *et al.* [110, 109] propose des relations donnant la vitesse de l'onde de glissement S_M et la pression P^* pour assurer l'égalité des pressions :

$$S_M = \frac{P_R - P_L + \rho_L U_L (S_L - U_L) - \rho_R U_R (S_R - U_R)}{\rho_L (S_L - U_L) - \rho_R (S_R - U_R)} \quad (4.35)$$

$$P^* = P_L + \rho_L (U_L - S_L)(U_L - S_M) = \rho_R + \rho_R (U_R - S_R)(U_R - S_M) \quad (4.36)$$

La connaissance de la vitesse et de la pression des zones * permet de connaître l'intégralité de leur état via les relations 4.33 avec K=L,R :

$$U_K^* = \begin{pmatrix} \rho_K^* \\ (\rho u)_K^* \\ (\rho E)_K^* \end{pmatrix} = \frac{1}{S_K - S_M} \begin{pmatrix} \rho_K (S_K - u_K) \\ (\rho u)_K (S_K - u_K) + P^* - P_K \\ (\rho E)_K (S_K - u_K) + P^* S_M - P_K u_K \end{pmatrix} \quad (4.37)$$

Puis, les flux des états intermédiaires sont connus :

$$F(u_K^*) = \begin{pmatrix} \rho_K^* S_M \\ (\rho v)_K^* S_M + P^* \\ (\rho E)_K^* S_M + P^* S_M \end{pmatrix} \quad (4.38)$$

Il ne reste alors plus qu'à déterminer S_L et S_R par le biais des relation de saut défini plus haut et en utilisant les formulations définies par Einfeldt et Davis [111, 112, 113] pour les vitesses de propagation des ondes S_L et S_R :

$$\begin{aligned} S_G &= \min(u_G - c_G, u_D - c_R, \hat{u} - \hat{c}) \\ S_R &= \max(u_G + c_G, u_D + c_R, \hat{u} + \hat{c}) \end{aligned} \quad (4.39)$$

où $\hat{\cdot}$ représente la moyenne de Roe [114] des état L et R.

4.2.2 Interpolation aux faces

Les schémas du premier ordre tels que celui discuté précédemment présente l'avantage d'être simple à mettre en œuvre. Cependant, la précision des schémas du premier ordre est en général insuffisante pour des applications pratiques. Une solution pourrait consister à introduire des schémas d'ordre plus élevé mais ces derniers peuvent également conduire à l'apparition d'oscillations autour des discontinuités. Une deuxième solution est utilisée ici au travers de la reconstruction MUSCL (pour Monotonic Upstream-centered Scheme for Conservation Law) qui propose de remplacer dans l'expression des flux numériques les valeurs au centre des cellules par des valeurs reconstruite aux faces. Un certain nombre d'approches sont envisageables pour reconstruire les variables aux faces. Par la suite, deux approches, permettant d'évaluer la dérivée de la variable U sont considérées :

- La méthode monopente basée sur un unique gradient vectoriel, déterminé par méthode de Green ou celle des moindres carrés [115], dans chaque maille servant à reconstruire les variables sur chaque face d'une cellule. Cette méthode a été utilisée au cours des chapitres 6 et 7.
- La méthode multipente, implantée dans le cadre de la thèse de Clément Le Touze [116], déterminant des pentes pour chacune des faces de la cellule et permettant une meilleure précision par rapport à l'approche monopente [117]. Cette seconde méthode a été retenue dans le chapitre 8.

4.2.3 Intégration temporelle

L'objectif de l'intégration temporelle est de résoudre l'équation suivante :

$$V\dot{U} = F(u, \nabla u, t) \quad (4.40)$$

où V représente la matrice du volume des cellule. La solution exacte $U(t)$ est remplacée par une suite de valeurs discrètes. Le passage d'un instant t^n au suivant t^{n+1} consiste alors à résoudre :

$$V\delta U = \frac{1}{\Delta t} \int_{t^n}^{t^{n+1}} f(u, \nabla u, t) dt \quad (4.41)$$

où $\delta U = (U^{n+1} - U^n)/\Delta t$.

La méthode utilisée ici est une méthode implicite faisant ainsi intervenir l'évaluation des flux à l'instant t^{n+1} . Le schéma d'Euler implicite utilisé dérive de la famille des θ -schéma défini comme :

$$V\delta U = \theta F(u^{n+1}) + (1 - \theta)F(u^n) \quad (4.42)$$

Celui-ci fait varier la pondération des instants t^n et t^{n+1} dans la contribution à l'évolution du flux. Ici, dans le cas du schéma d'Euler implicite, on a : $\theta = 1$, le problème se simplifie alors en $V\delta U = F(u^{n+1})$.

L'application de l'équation 4.42 introduit des non-linéarités dans la matrice F . Afin de résoudre le système de façon itérative, une linéarisation du terme $F(u^{n+1})$ est appliquée via un développement au premier ordre autour la solution u^n :

$$F(u^{n+1}) = F(u^n) + \left. \frac{\partial F}{\partial U} \right|^n (U^{n+1} - U^n) + \mathcal{O}(\Delta U(t))^2 \quad (4.43)$$

La linéarisation néglige les termes d'ordre supérieur ou égal à deux ($\mathcal{O}(\Delta U(t))^2$). On note par la suite J la matrice Jacobienne :

$$J = \frac{\partial J}{\partial U} \quad (4.44)$$

En pratique, la matrice Jacobienne J est approchée par une matrice \tilde{J} en ne considérant que les premiers voisinages des cellules pour des raison (i) de stockage et (ii) pour préserver son bon conditionnement.

$$(V - \Delta t \tilde{F}) \delta U = F(u^n) \quad (4.45)$$

Ce système linéaire est ensuite résolu de manière approchée par itération via la méthode GMRES (pour Généralisation de la Méthode de minimisation du RESidu).

4.3 Cas de Validation de CEDRE

Cette section s'attache à l'exposition de cas de validation du code CEDRE. Une base de validation du code a été mise en place permettant de valider (i) des blocs physiques élémentaires ainsi que (ii) leurs combinaisons dans des problèmes physiques simples ou (iii) des systèmes technologiques élémentaires avant (iv) une comparaison aux systèmes industriels.

Certains cas de validations sont présentés dans cette partie.

4.3.1 Tourbillon de Taylor-Green

Le cas du "tourbillon de Taylor-Green" consiste en un écoulement périodique suivant x , y et z dans un domaine cubique. Cet écoulement transitionne depuis une juxtaposition de huit grands tourbillons vers une cascade de tourbillons dont les plus petits se dissipent en chaleur. Ce cas a été formulé initialement par Taylor et Green en 1937 [118] de la façon suivante :

$$u = V_0 \sin\left(\frac{x}{L}\right) \cos\left(\frac{y}{L}\right) \cos\left(\frac{z}{L}\right) \quad (4.46)$$

$$v = -V_0 \cos\left(\frac{x}{L}\right) \sin\left(\frac{y}{L}\right) \cos\left(\frac{z}{L}\right) \quad (4.47)$$

$$w = 0 \quad (4.48)$$

$$p = p_0 + \frac{\rho_0 V_0^2}{16} \left[\cos\left(\frac{2x}{L}\right) + \cos\left(\frac{2y}{L}\right) \right] \left[\cos\left(\frac{2z}{L}\right) + 2 \right] \quad (4.49)$$

sur un domaine cubique $(x,y,z) \in \Omega = [-\pi L, \pi L]^3$. Une visualisation du champ initial de vorticité est donnée sur la figure 4.3.

L'écoulement est étudié ici, suivant le cas de référence proposé pour le "Workshop of High-Order CFD " [119], pour un Reynolds de 1600, avec :

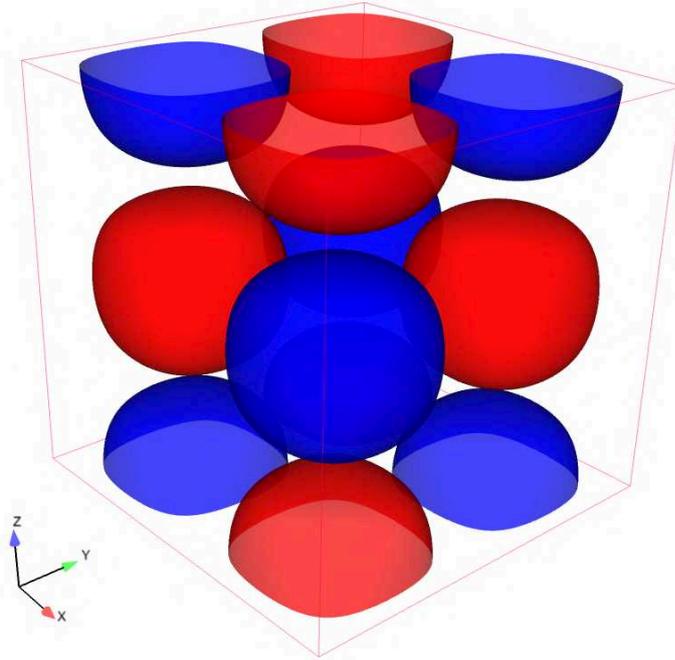


FIGURE 4.3 – Etat initial du champ de vorticité du problème de Taylor Green.

$$M_0 = 0.1 \quad p_0 = 100000Pa \quad T_0 = 300K \quad (4.50)$$

$$Pr = 0.71 \quad \rho_0 = 1.1626kg \cdot m^{-3} \quad (4.51)$$

$$\mu_0 = 2.51958 \times 10^{-5}kg \cdot m^{-1}s^{-1} \quad V_0 = 34.7m \cdot s^{-1} \quad (4.52)$$

Une solution de référence était fournie, dans le cadre de ce Workshop, pour l'évolution temporelle d'énergie cinétique intégrée (cf. Eq. 4.53) sur le volume E_k , de son taux de dissipation $-dE_k/dt$ et pour l'évolution temporelle de l'ensrophie intégrée (cf. Eq. 4.54) sur le volume \mathcal{E} :

$$E_k = \frac{1}{\rho_0 \Omega} \int_{\Omega} \rho \frac{|\mathbf{V}|^2}{2} d\Omega \quad (4.53)$$

$$\mathcal{E} = \frac{1}{\rho_0 \Omega} \int_{\Omega} \rho \frac{|\mathbf{W}|^2}{2} d\Omega \quad (4.54)$$

avec \mathbf{V} et \mathbf{W} les vecteurs vitesse et rotationnel.

Les résultats sont donnés sous la forme adimensionnelle suivante :

$$\bar{t} = t \frac{V_0}{2\pi L} \quad \bar{E}_k = \frac{E_k}{V_0^2} \quad (4.55)$$

$$\bar{\mathcal{E}} = \mathcal{E} \left(\frac{L}{V_0} \right)^2 \quad \frac{d\bar{E}_k}{dt} = \frac{dE_k}{dt} \frac{V_0^3}{L} \quad (4.56)$$

Au cours de la simulation, les tourbillons initiaux sont tout d'abord étirés conduisant à la transition. Des petites structures tourbillonnaires apparaissent induisant une augmentation rapide de l'ensrophie moyenne et une décroissance rapide de l'énergie cinétique moyenne.

Le suivi des grandeurs précédentes est illustré sur la figure 4.4 pour laquelle les simulations ont été conduites avec le solveur CHARME de CEDRE en utilisant un schéma d'ordre 4 pour différents maillages. L'option notée LM indique l'utilisation de flux "Bas Mach" (ou "Low Mach"). Les schémas classiquement utilisés dans CHARME sont décentrés générant une dissipation trop forte pour les écoulements à faible Mach qui est corrigée par la variante "Bas Mach".

Sur ces courbes, la décroissance de l'énergie cinétique turbulente est globalement bien restituée par les simulations, notamment pour les maillages les plus raffinés. La restitution de l'enstrophie et du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente nécessite toutefois des maillages plus fins pour tendre vers la solution de référence.

4.3.2 Marche descendante

Un second cas de validation utilisé est celui de la combustion d'un prémélange derrière une marche descendante. Une partie des travaux présentés ici est extraite de la thèse de Bruno Sainte Rose [120] et vise à valider une méthodologie hybride RANS/LES de type DDES qui sera présentée dans le chapitre suivant.

Expérience

Ce dispositif est mis en œuvre sur le banc LAERTE de l'ONERA et se présente comme suit :

L'écoulement correspond à prémélange méthane-air préchauffé à 520K et accéléré à $50 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ avant de déboucher sur un élargissement brusque dans la chambre de combustion à section carrée. Le dispositif opère à pression atmosphérique. Dans cette configuration une flamme turbulente se développe au sein de la couche de mélange induite par l'élargissement brusque de la chambre.

Comme présenté, sur la représentation schématique de l'expérience (cf. fig. 4.5), des mesures de vitesse LDV (pour "Laser Doppler Velocimetry") ont été effectuées sur champs inertes permettant d'obtenir les vitesses moyennes, suivant le plan du hublot, et leurs fluctuations RMS. Dans les cas réactifs, l'écoulement a été caractérisé par des mesures de température (moyenne et fluctuation RMS) DRASC (méthode de Raman cohérente) complétées par des mesures de radicaux OH par PLIF (Planar Laser Induced Fluorescence) ainsi que par des mesures de pression par microphones.

Simulation numérique réactive

Le domaine de calcul correspond à une chambre de combustion réduite latéralement pour limiter le coût de calcul. Des conditions périodiques sont appliquées aux parois.

Cette étape de validation de la DDES passe par l'application de cette méthode dans le cadre d'un écoulement réactif. Quatre simulations ont été conduites, l'une stationnaire conduite avec un modèle RANS $k - \omega$ -SST et trois instationnaires soit DDES ou LES. Deux simulations DDES ont été réalisées l'une imposant des conditions de non-réflexion en sortie pour éviter des instabilités tandis que la seconde (DDES-qw) consiste à les étudier. Dans cette partie, seuls seront observés les profils de températures moyenne (cf. fig. 4.7) ainsi que leurs fluctuations RMS (cf. fig. 4.8), dont des champs moyens et instantanés peuvent être observés sur la figure 4.6. Les profils de vitesse moyenne ainsi que leurs

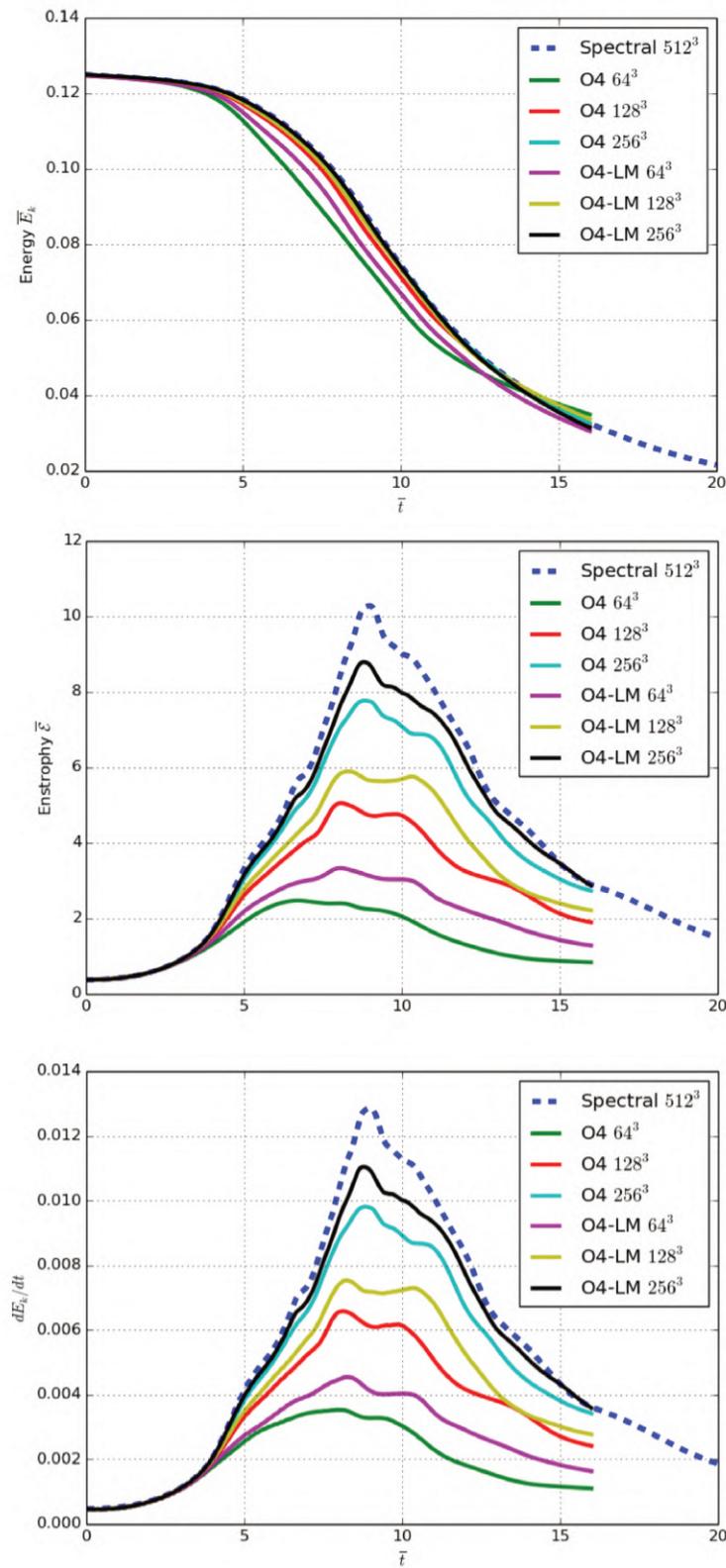


FIGURE 4.4 – Énergie cinétique (gauche), enstrophie (milieu) et dérivée temporelle de l'énergie cinétique (droite) au sein du domaine de calcul.

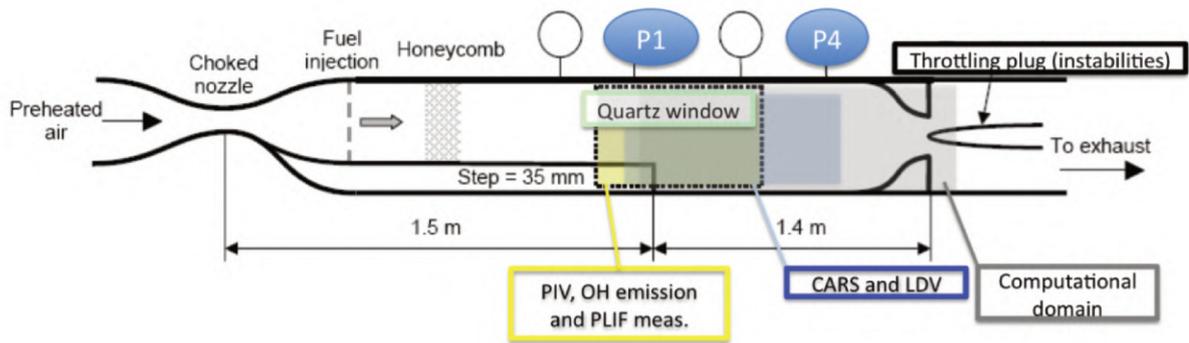


FIGURE 4.5 – Géométrie de la chambre A3C.

fluctuations sont toutefois en bon accord avec les expériences et sont disponibles dans la référence [120].

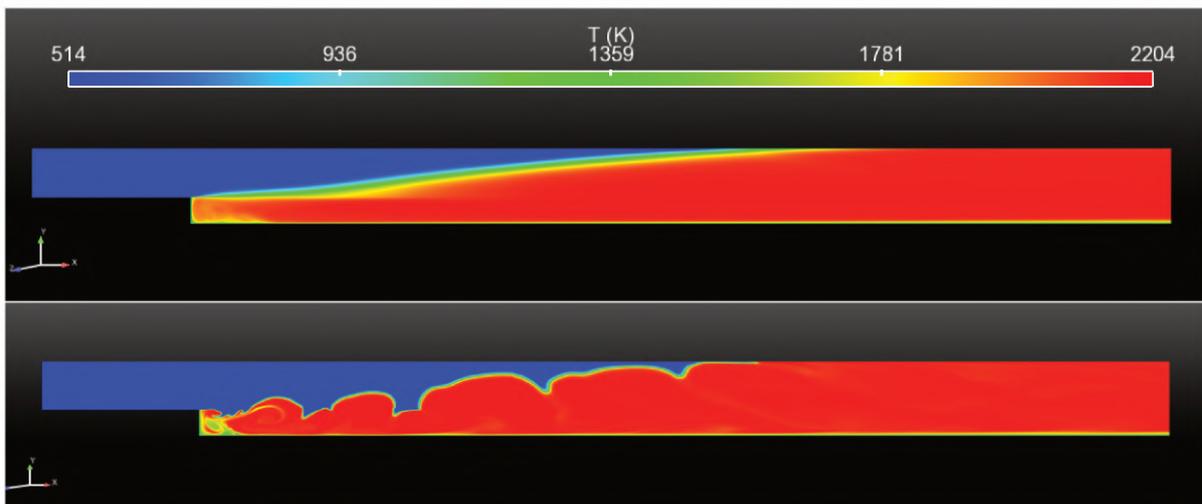


FIGURE 4.6 – Température moyenne et instantanée obtenue dans la chambre A3C.

Les profils de température obtenus (cf. figs. 4.7 et 4.8) montrent que les simulations DDES et LES sont en bon accord avec les mesures expérimentales tandis que les calculs DDES-qw et RANS-2D surestiment les angles de flamme. Un écart, observable dans la partie inférieure de la chambre, est attribué à l'hypothèse de parois adiabatiques. Les fluctuations de températures sont sur-estimées au voisinage de la marche descendante, cependant les simulations DDES et LES restituent bien les profils pour les abscisses les plus élevées.

Une fois encore la DDES semble bien validée dans le cadre de la simulation de cette chambre de combustion donnant des résultats comparables à ceux obtenus en LES.

4.3.3 Chambre mono-injecteur monophasique PRECCINSTA

Une troisième expérience utilisée pour valider CEDRE et le solveur CHARME a été réalisée dans le cadre du projet PRECCINSTA. La chambre Labscale, montée au DLR de Stuttgart, est un brûleur atmosphérique fonctionnant avec du méthane comme combus-

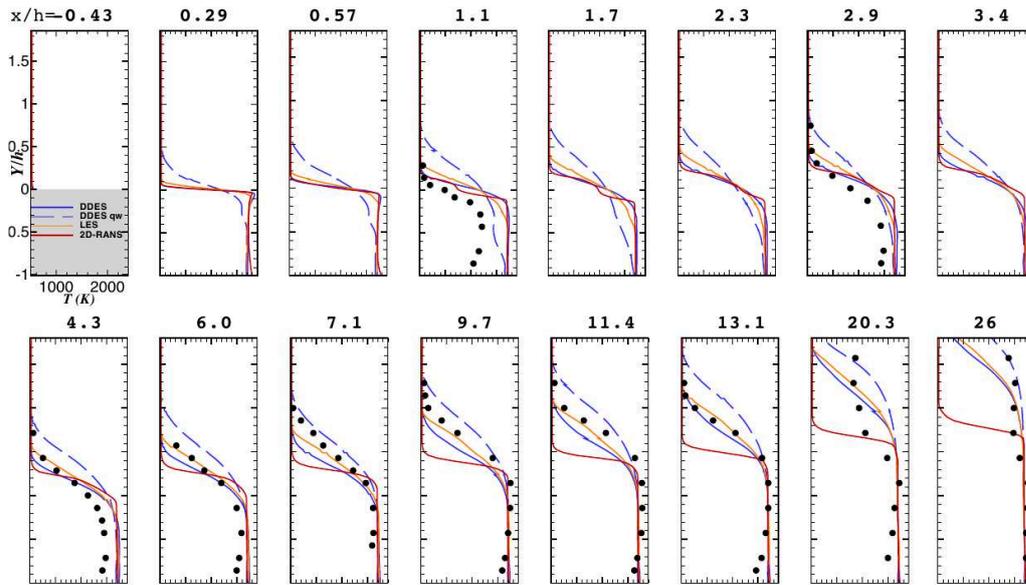


FIGURE 4.7 – Profils de température moyenne dans la chambre A3C.

tible. Cette chambre permet de nombreux diagnostics optiques et notamment des mesures de vitesse par LDV ainsi que de température et de fractions massiques d'espèces par mesures Raman.

La chambre est alimentée par de l'air qui traverse une chambre de tranquillisation avant d'entrer dans l'injecteur, au sein duquel il est mélangé au méthane, donnant un mouvement de rotation aux gaz frais ("swirl") et débouchant sur une chambre à section carrée dans laquelle la combustion se développe.

Expérimentalement quatre régimes de fonctionnement ont été étudiés, le premier non-réactif dans lequel seul l'air est injecté, le second en limite basse d'allumage pour une richesse de 0.7 pour lequel la flamme est instable et non étudiée pour la validation, un troisième à richesse 0.75 où la flamme est stable et documentée en mesure de vitesse LDV et le dernier à richesse 0.83 pour lequel la flamme est stable et documentée en mesures de températures et espèces par mesures Raman.

Les simulations ont été effectuées soit (i) en RANS avec le modèle $k-\omega$ SST de Menter [86] et, si applicable, une représentation EBU de Spalding de la combustion avec une équation globale et (ii) en LES sans modélisation sous-maille de la turbulence et, si applicable, une approche quasi-laminaire de la combustion avec une cinétique réduite à deux étapes.

Simulations non-réactives

Ces simulations permettent d'observer la restitution des vitesses moyennes et RMS de l'écoulement dans la chambre de combustion. La structure observable sur la figure 4.10 de cet écoulement est induite par l'injecteur "swirl".

Les comparaisons avec les mesures de vitesse moyenne et RMS sont présentées sur la figure 4.11. Dans le cadre des simulations RANS, les fluctuations RMS sont calculées a posteriori en faisant l'hypothèse d'isotropie des fluctuations de vitesse. Les premières sta-

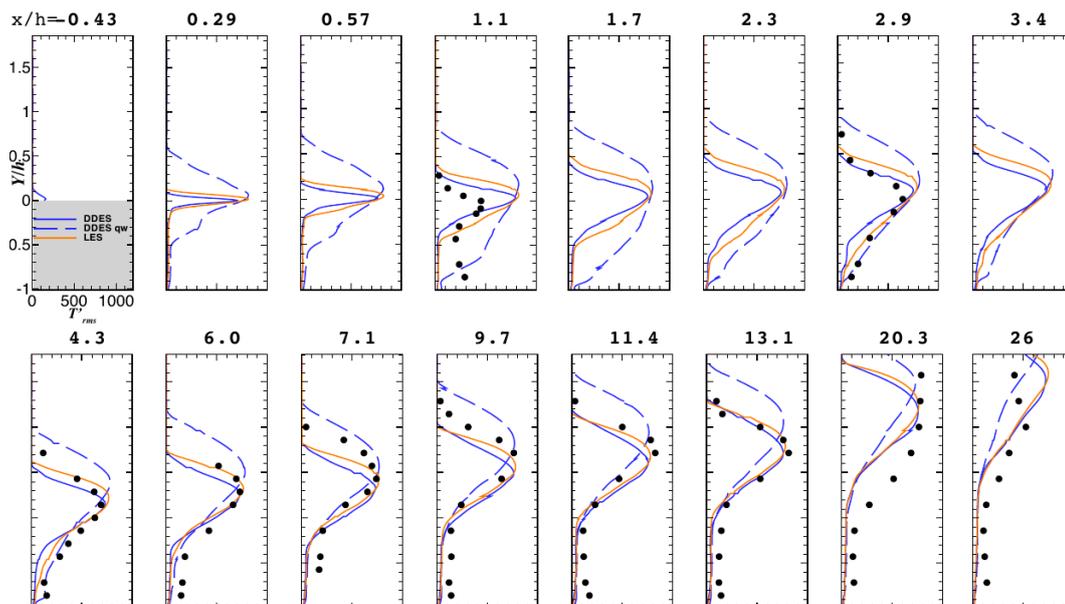


FIGURE 4.8 – Profils de température RMS dans la chambre A3C.

tions de mesures présentent les différences les plus marquées. Les écarts correspondants se réduisent dans les stations suivantes. La simulation LES restitue mieux les données expérimentales par rapport à la simulation RANS. Cette dernière reste toutefois globalement satisfaisante. Les grandeurs RMS pour la LES donnent de bons résultats. Pour la simulation RANS les profils RMS sont, quant à eux, de moins bonne qualité.

Simulations à richesse 0.75

Les profils de vitesses moyenne et RMS sont également observés pour la validation du cas à richesse 0.75. La combustion modifie la topologie de l’écoulement obtenu comme le montre la figure 4.12.

Une fois encore, les résultats moyens de vitesse sont en bon accord entre les deux

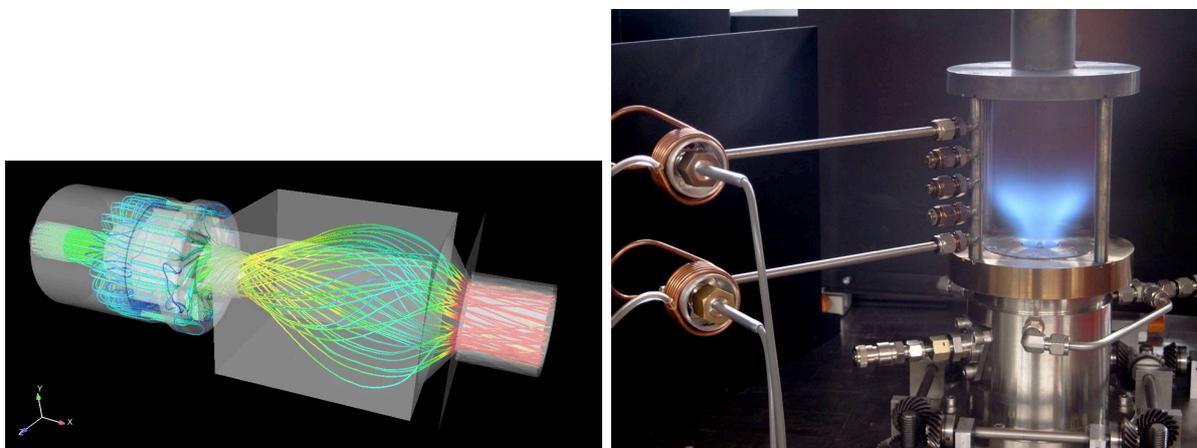


FIGURE 4.9 – Géométrie de la chambre PRECCINSTA.

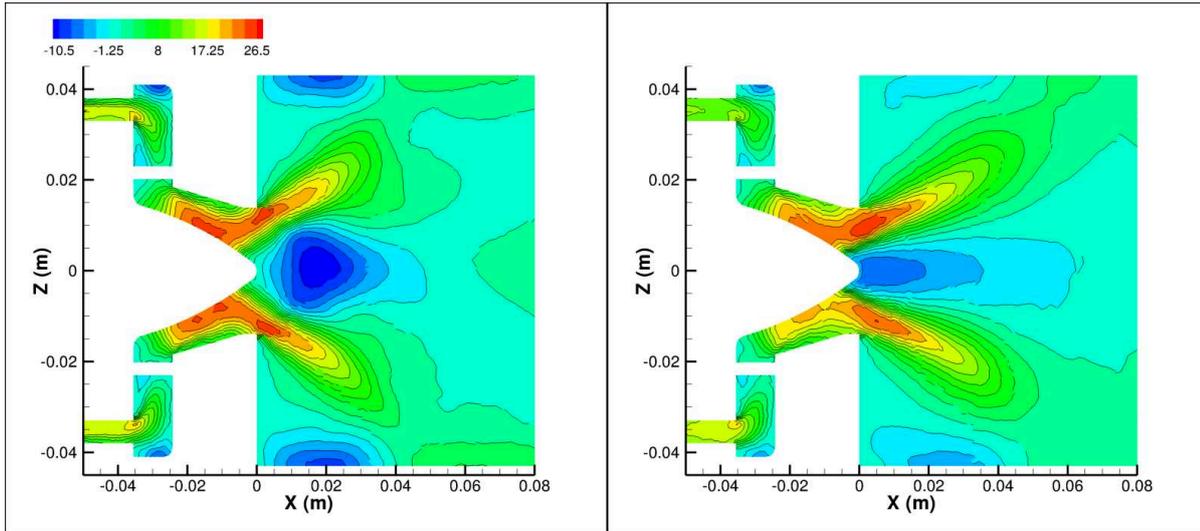


FIGURE 4.10 – Champs de vitesse moyenne RANS (gauche) et LES (droite), cas non réactif.

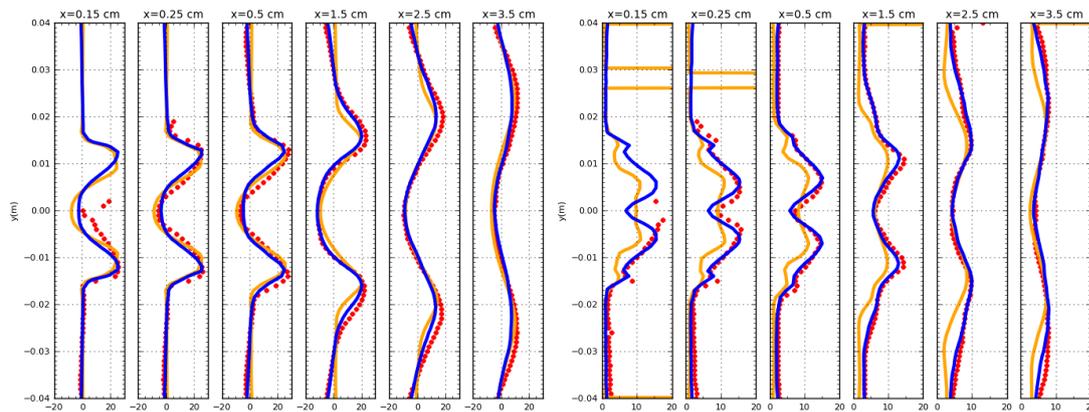


FIGURE 4.11 – Profils de vitesse RANS, LES et données expérimentales, valeurs moyennes (gauche) et RMS (droite).

simulations numériques et l'expérience pour toutes les composantes de vitesse. L'ouverture du jet est toutefois légèrement sous-estimée. Pour ce cas de fonctionnement, la simulation RANS est de qualité équivalente voir de meilleure qualité que celle effectuée en LES. Les fluctuations RMS restituent les tendances expérimentales sans toutefois permettre de retrouver les niveaux exacts mesurés pour les premières stations de mesure.

Simulations à richesse 0.83

Le second cas réactif permet d'observer l'évolution de profils de températures. Comme le montre les profils de température moyenne (cf. fig. 4.14), l'ouverture du jet est encore une fois sous-estimée occasionnant un décalage entre la localisation des pics de température expérimentaux et numérique. Les températures relevées aux premières stations sont en bons accord avec l'expérience. Toutefois, pour les stations plus éloignées la LES sur-estime le pic de température tandis que la simulation RANS le sous-estime. Seules les

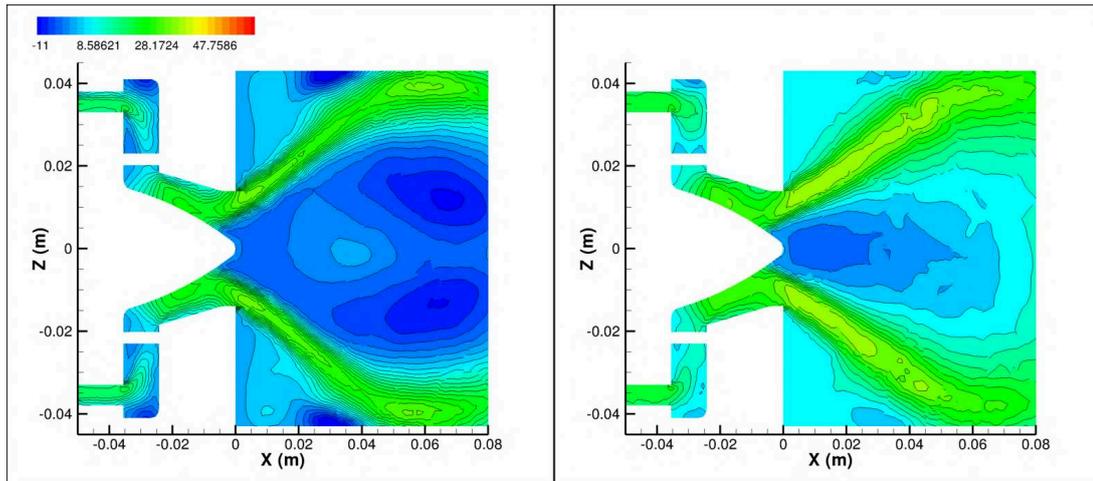


FIGURE 4.12 – Champs de vitesse moyenne RANS (gauche) et LES (droite), cas réactif pour une richesse de 0.75

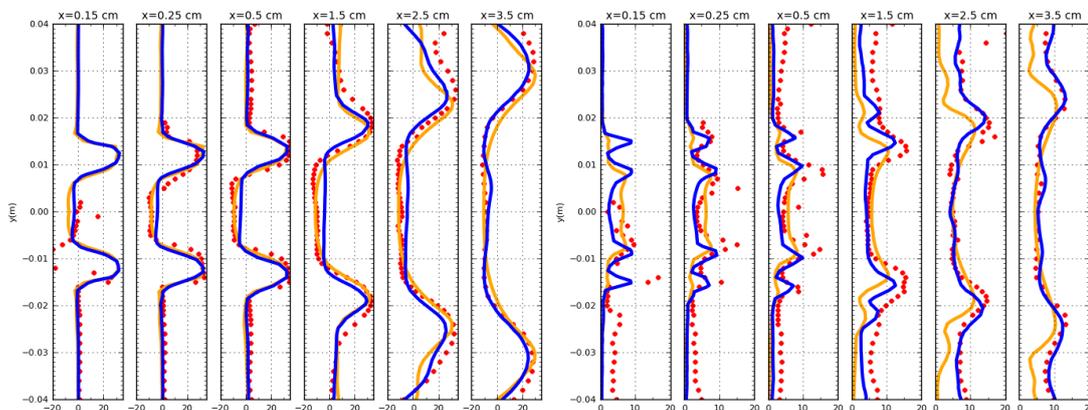


FIGURE 4.13 – Profils de vitesse RANS, LES et données expérimentales, valeurs moyennes (gauche) et RMS (droite).

fluctuations RMS pour la LES sont présentées sur la figure 4.14, ces dernières sont bien restituées.

Résumé

Ce cas test de la base de validation CEDRE montre (i) la capacité de CHARME à restituer les caractéristiques moyennes et RMS de l'écoulement non-réactif et (ii) une bonne restitution des tendances mesurées, en présence de réactions chimiques, pouvant nécessiter une modélisation plus fine des réactions chimiques par un schéma cinétique plus détaillé ou une représentation de l'interaction chimie turbulence.

4.3.4 Conclusion

Ces cas de validation mettent en évidence la capacité de la plateforme CEDRE et, en particulier, du solveur CHARME à représenter des problèmes physiques allant du cas

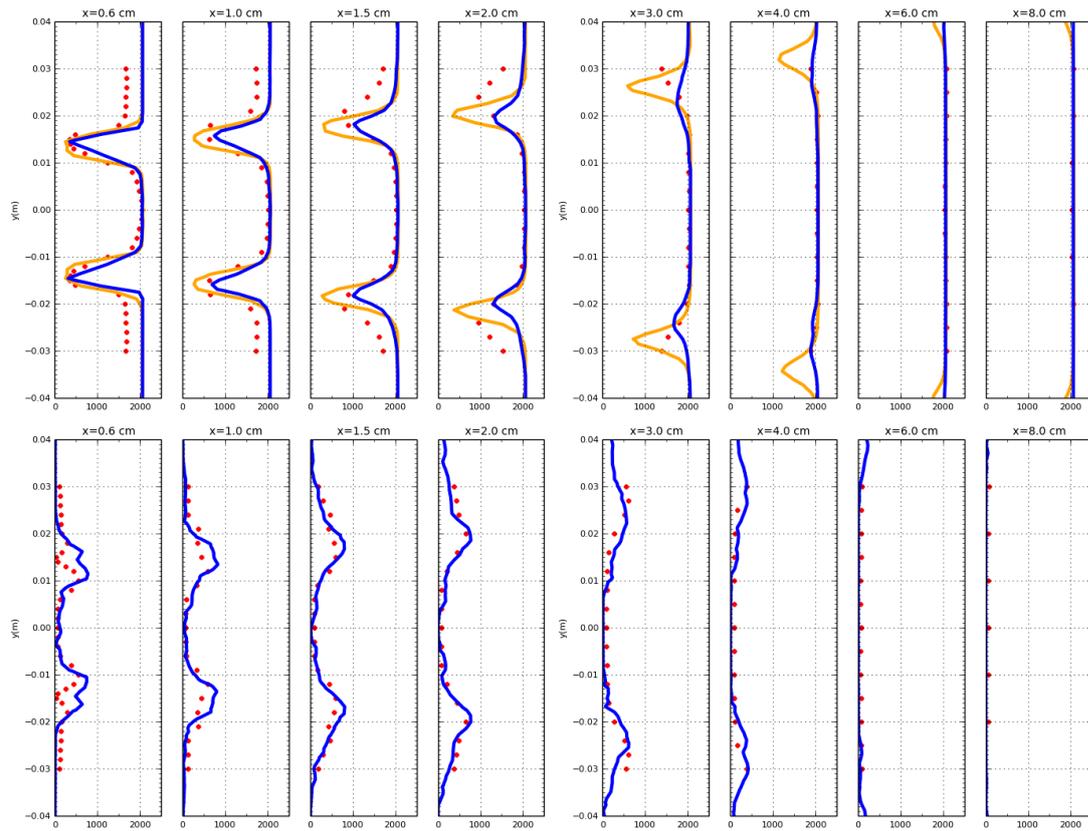


FIGURE 4.14 – Profils de température RANS, LES et données expérimentales, valeurs moyennes et RMS.

fondamental (tourbillon de Taylor-Green) aux applications pratiques comme celui de la marche descendante ou de la chambre PRECCINSTA.

Chapitre 5

Modélisation numérique

Sommaire

5.1	Modélisation de la turbulence	70
5.1.1	Modélisation RANS	70
5.1.2	Modélisation DDES	72
5.2	Modélisation de l'interaction combustion turbulence	73
5.2.1	Schéma cinétique	73
5.2.2	Approche Quasi-laminaire ou de Réacteur Parfaitement mélangé	76
5.2.3	Approche TFLES	77
5.3	Modélisation des effets de la rugosité	78
5.3.1	Comportement <i>universel</i> du profil de vitesse	78
5.3.2	Effet de la rugosité sur la couche limite turbulente	79
5.3.3	Modélisation de la rugosité dans la littérature	80
5.3.4	Modélisation de la rugosité dans CEDRE	81
5.3.5	Validation du modèle de rugosité	83

5.1 Modélisation de la turbulence

Dans le chapitre précédent les moyennages/filtrages des équations de Navier-Stokes font apparaître des termes inconnus non-fermés. En particulier, les quantités k et μ_t nécessitent un effort supplémentaire pour être déterminées. Les parties suivantes présentent les modèles utilisés par la suite pour fermer les équations de Navier-Stokes moyennées ou filtrées.

5.1.1 Modélisation RANS

Le modèle de turbulence utilisé dans les simulations RANS est le modèle k - ω SST (pour "shear stress transport" ou transport de contrainte de cisaillement) de Menter [86]. Ce modèle est une amélioration du modèle k - ω BSL (pour "Baseline") de Menter [86]. Ces modèles (i.e. k - ω SST et k - ω BSL) proposent de combiner les avantages des modèles k - ω de Wilcox [77] (donnant de meilleurs résultats dans les couches limite) et k - ϵ [52] (moins sensibles aux conditions prescrites) en permettant une transition continue entre les deux approches.

Dans la modélisation BSL, la viscosité turbulente est calculée via :

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \quad (5.1)$$

en introduisant une nouvelle inconnue, la pseudo dissipation ω . Les deux inconnues k et ω sont résolues localement à l'aide de l'introduction de deux équations de transport. Le modèle de Menter [86] opte pour une combinaison entre deux modèles, celui de Wilcox [77] dans lequel figure directement les équations de k et ω , et le modèle k - ϵ [52] utilisant deux équations de transport pour k et ϵ . Pour ce second modèle, l'équation de transport de ϵ est transformée à l'aide du changement de variable $\epsilon = \beta^* k \omega$

Les équations de transport des quantités k et ω sont ensuite combinées en utilisant une fonction de transition F_1 , en multipliant les contributions du modèle k - ω par F_1 et celles du modèle k - ϵ par $(1-F_1)$ avant de les sommer, conduisant à :

$$\frac{\partial \bar{\rho} k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P_k - \beta^* \bar{\rho} \omega k \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \omega}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + P_\omega - \beta \bar{\rho} \omega^2 + 2\bar{\rho}(1 - F_1) \sigma_\omega \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (5.3)$$

Les termes de production P_k et P_ω sont définis comme suit :

$$P_k = \max \left[\min \left(-\overline{\rho u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}; 20 \bar{\rho} \beta^* k \omega \right); 0 \right] \quad (5.4)$$

$$P_\omega = (\bar{\rho} \gamma / \mu_t) P_k \quad (5.5)$$

avec $\beta^* = 0.09$. Les constantes de modélisation présentes dans les équations 5.2, 5.3, et 5.5, sont évaluées via l'expression suivante $\zeta = F_1 \zeta_1 + (1 - F_1) \zeta_2$ ou ζ recouvre les constantes σ_k , σ_ω , β , et γ . Les différentes constantes impliquées sont détaillées ci-dessous, avec $\kappa=0.41$ la constante de Von Karmann :

$$\sigma_{k1} = 0.85 \quad \sigma_{\omega 1} = 0.5 \quad \beta_1 = 0.0750 \quad (5.6)$$

$$\sigma_{k2} = 1 \quad \sigma_{\omega 2} = 0.856 \quad \beta_2 = 0.0828 \quad (5.7)$$

$$\gamma_1 = \frac{\beta_1}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega 1} \kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} \quad \gamma_2 = \frac{\beta_2}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega 2} \kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} \quad (5.8)$$

Le couplage équations de transport / constantes de modélisation est modélisé par le terme F_1 . Ce terme compare les dimensions caractéristiques de l'écoulement à la distance à la paroi afin de retenir le modèle adapté.

$$F_1 = \tanh(\eta_1^4) \quad \eta_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500\nu}{d^2 \omega} \right), \frac{4\rho\sigma_{\omega 2} k}{\text{CD}_{k\omega} d^2} \right] \quad (5.9)$$

$$\text{CD}_{k\omega} = \max \left(2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right) \quad (5.10)$$

Le terme de transition η_1 comporte trois contributions dans lesquelles les dénominateurs $1/d$ and $1/d^2$ permettent d'assurer que $F_1 \rightarrow 0$ en dehors des parois et de transiter vers l'approche k - ϵ . Chacun de ces termes joue un rôle particulier :

- La quantité $\sqrt{k}/\beta^* \omega d$ qui compare l'échelle intégrale de la turbulence à la distance à la paroi est constante dans la zone logarithmique de la couche limite et tend vers 0 à la frontière extérieure de celle-ci [86] permettant d'obtenir un traitement k - ϵ .
- Le second terme $500\nu/d^2 \omega$ est introduit de manière à maintenir l'emploi du modèle k - ω dans la sous-couche visqueuse k tendant vers 0 dans la sous-couche visqueuse. En effet, la quantité ω varie comme $1/d^2$ dans la sous-couche visqueuse et comme $1/d$ dans la zone logarithmique.
- Un troisième terme sert de protection supplémentaire à la couche limites pour des solutions dégénérées [121].

La formulation SST de ce modèle est introduite pour répondre à une sur-estimation du tenseur de contrainte visqueuse turbulente pouvant apparaître dans des écoulements présentant de forts gradients de pression adverse. Ce problème est résolu dans le modèle de Johnson-King [122] en effectuant directement le transport de τ_{ij} et en utilisant l'hypothèse de Bradshaw (exposé dans la référence [123]) supposant que, dans la couche limite, le tenseur est proportionnel à l'énergie cinétique turbulente $\tau = \rho a_1 k$. L'idée de la variante SST est d'introduire un limiteur dans la formulation de la viscosité turbulente pour permettre au tenseur de contrainte visqueuse de dégénérer vers la formulation de Bradshaw dans la couche limite.

La viscosité turbulente du modèle k - ω SST s'écrit finalement :

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; \Omega F_2)} \quad (5.11)$$

$$\text{avec } \Omega = \sqrt{2W_{ij}W_{ij}} \quad W_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (5.12)$$

$$F_2 = \tanh(\eta_2^2) \quad \eta_2 = \max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}; \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \quad (5.13)$$

avec $a_1 = 0.31$.

5.1.2 Modélisation DDES

Cette section s'intéresse à la description de la modélisation hybride RANS/LES utilisée par la suite, il s'agit de la DDES (pour "Delayed Detached Eddy Simulation").

Cette approche vise à faire des calculs de type LES dans les régions où le maillage le permet et des calculs de type moyenné ailleurs. Ceci permet ainsi de conserver un maillage type RANS aux parois tout en obtenant une restitution satisfaisante de l'écoulement principal.

De façon pratique, les modèles de type DES proposent la modification d'une longueur caractéristique l_{RANS} intervenant dans les modèles de turbulence RANS. Cette modification s'écrit :

$$l_{DES} = \min(l_{RANS}, C_{DES}\Delta) \quad (5.14)$$

où Δ représente une longueur caractéristique du maillage — prise ici comme la racine cubique du volume de la maille — et C_{DES} une constante propre au modèle de turbulence utilisé. Cette formulation permet d'obtenir, pour un maillage RANS bas Reynolds (avec $\Delta_x^+ \approx \Delta_y^+ \gg \Delta_z^+$), $l_{DES} = l_{RANS}$ et ainsi le modèle RANS sélectionné. Loin des parois, en présence d'un maillage plus fin, où $l_{RANS} < C_{DES}\Delta$, le modèle se met à dépendre des caractéristiques du maillage.

La DDES a été introduite pour se prémunir de phénomènes de décollements induits par le maillage (GIS pour "Grid Induced Separation") qui peuvent apparaître lors de simulations DES [124]. L'idée de cette nouvelle formulation est d'agir sur l_{DES} en ajoutant une fonction de protection. La nouvelle échelle caractéristique de longueur l_{DDES} s'écrit alors :

$$l_{DDES} = l_{RANS} - f_{DDES} \times \max(0, l_{RANS} - C_{DES}\Delta) \quad (5.15)$$

où f_{DDES} désigne la fonction de protection définie pour tendre vers l'unité dans les régions LES et zéro ailleurs retardant (*Delayed*) la transition vers la LES.

La DDES utilisée ici repose sur une idée proposée par Spalart combinée à des adaptations avancées par Strelets [125] permettant l'utilisation du modèle $k-\omega$ SST [86] comme base de l'hybridation RANS/LES.

Ici, l'échelle de longueur de ce modèle s'écrit $l_{RANS} = \sqrt{k}/(\beta^*\omega)$ et est elle modifiée suivant l'équation 5.15. Cette nouvelle échelle de longueur est alors appliquée au terme de dissipation dans l'équation de transport de k :

$$D_{RANS}^k = \rho\beta^*k\omega = \frac{\rho k^{3/2}}{l_{RANS}} \leftarrow D_{DDES}^k = \frac{\rho k^{3/2}}{l_{DDES}} \quad (5.16)$$

Comme toutes les constantes de modélisation du modèle $k-\omega$ SST, la grandeur C_{DES} résulte de la combinaison entre deux bornes $C_{DES}^{k-\epsilon}$ et $C_{DES}^{k-\omega}$ par la fonction de transition F_1 (cf. Eq. 5.9).

$$C_{DES} = (1 - F_1)C_{DES}^{k-\epsilon} + F_1C_{DES}^{k-\omega} \quad (5.17)$$

Les valeurs $C_{DES}^{k-\epsilon} = 0.61$ et $C_{DES}^{k-\omega} = 0.71$ ont été calibrées par Strelets [125] à partir de simulations de turbulence homogène isotrope avec les modèles $k - \epsilon$ et $k - \omega$.

Cette formulation conduit à une définition de type Smagorinsky pour la viscosité turbulente via de l'hypothèse d'équilibre entre la production P_k et dissipation D_k d'énergie cinétique turbulente :

$$P_k = D_k \implies \overline{\rho u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \approx \nu_t \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} = \nu_t |\tilde{S}|^2 = \frac{k^{3/2}}{l_{DDES}} \implies \nu_t = \frac{k^{3/2}}{l_{DDES} |\tilde{S}|^2} \quad (5.18)$$

Par ailleurs, en dehors des zones utilisant le limiteur SST (cf. Eq.5.11) et en remplaçant l_{RANS} par l_{DDES} , on a :

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} = \frac{\sqrt{k} l_{RANS} \beta^* \omega}{\omega} \implies \sqrt{k} = \frac{\nu_t}{\beta^* l_{DDES}} \quad (5.19)$$

Puis, en combinant (5.18) et (5.19), on obtient :

$$\nu_t = \beta^{*3/2} l_{DDES}^2 |\tilde{S}| \xrightarrow{l_{DDES} \rightarrow C_{DES} \Delta} \beta^{*3/2} C_{DES}^2 \Delta^2 |\tilde{S}| \quad (5.20)$$

Cette équation produit une formulation sous-maille de type Smagorinsky pour la viscosité turbulente où $C_s^2 = \beta^{*3/2} C_{DES}^2$. De plus, lorsque C_{DES} tend vers 0.61 (loin des parois), la valeur de C_s s'approche de 0.1.

5.2 Modélisation de l'interaction combustion turbulence

Afin de fermer le système d'équations, il reste un terme nécessitant un effort de modélisation. Il s'agit du terme de production moyen des espèces $\overline{\dot{\omega}_\alpha}$ par les réactions chimiques.

5.2.1 Schéma cinétique

Une brique élémentaire dans la représentation de la chimie par loi d'Arrhenius provient de l'utilisation de schémas cinétiques. Ces schémas sont construits afin de pouvoir restituer un certain nombre de grandeurs physiques telles que le délai d'auto-inflammation ou la vitesse de flamme. Les schémas cinétiques peuvent être simples M1[67], D7[126], E7[100] ou détaillés Z22[98], J20[47], C19[71]. Le niveau de détail implique un plus grand nombre de réactions et d'espèces. Ces deux paramètres, et particulièrement le deuxième, induisent cependant une augmentation du temps de calcul par un plus grand nombre de termes sources à calculer et un plus grand nombre d'espèces à transporter. Ainsi, des schémas cinétiques trop détaillés peuvent rendre un calcul trop coûteux pour un gain de précision faible tandis qu'un schéma cinétique peu détaillé risque d'omettre certains phénomènes importants dans la physique considérée.

Dans le cadre de ces travaux, le schéma cinétique retenu est celui de Jachimowski [47]. Ce schéma comporte 19 réactions ainsi que 9 espèces : H_2 , H_2O , N_2 , O_2 , OH , H , O , HO_2 et H_2O_2 , une fois retirées les réactions prenant en compte les oxydes d'azotes.

Calcul 0D de délais d'auto-inflammation

Des calculs zéro-dimension de délais d'auto-inflammation ont été conduits avec chacun de ces schémas cinétiques. Ces calculs sont effectués sur une maille de calcul cubique dont les surfaces limites sont considérées comme des parois. Les conditions initiales de cette simulation introduisent un mélange stœchiométrique d'air, vicié ou non, et d'hydrogène. La pression initiale du calcul est fixée à 1 ou 4 bar.

Les calculs effectués pour 1 bar en présence d'air pur ont d'abord été comparés à ceux obtenus par Zettervall *et al.* [98] pour des conditions similaires (figure 5.1). Les résultats obtenus pour les schéma cinétique de O'Connaire et Eklund ont également été ajoutés à titre indicatif. Ces courbes montrent une bonne fidélité entre les résultats obtenus avec CEDRE comparativement à ceux obtenus par Zettervall. Un décalage existe toutefois entre les courbes qui peut provenir de plusieurs paramètres, notamment la définition utilisée pour choisir le délai d'auto-inflammation ou encore la condition de calcul à pression constante ou volume constant.

On remarque de plus sur la figure 5.1 que les schémas de O'Connaire et Jachimowski sont très similaires tandis que le schéma de Zettervall prédit des délais d'auto-inflammation plus courts pour les faibles températures. C'est ce comportement qui est recherché par Zettervall et il est conforté par des observations de délais d'auto-inflammation expérimental à haute pression et basses températures.

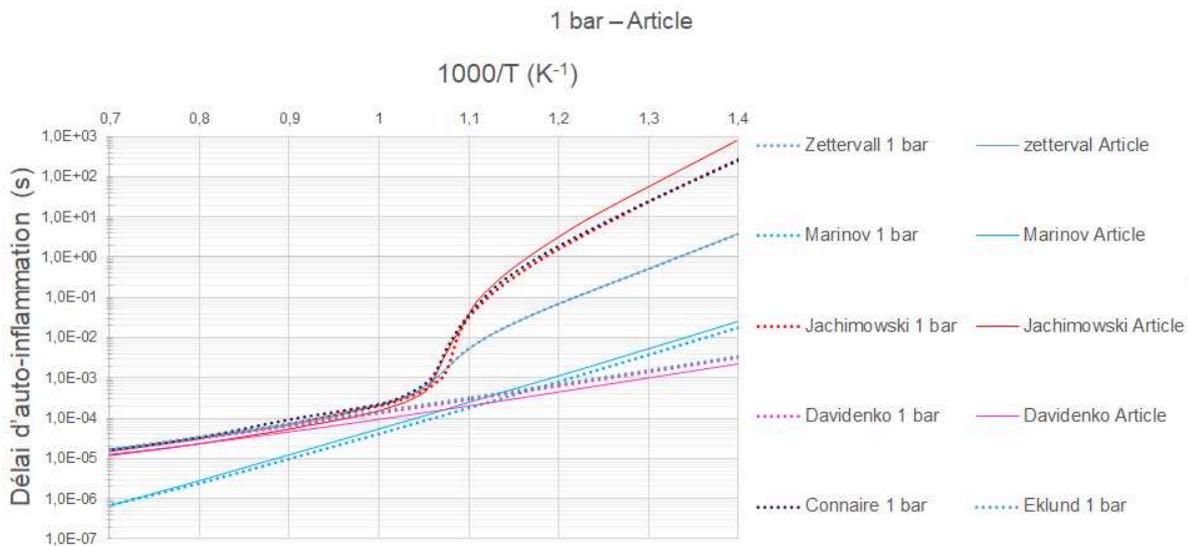


FIGURE 5.1 – Délais d'auto-inflammation calculés avec CEDRE (pointillés) comparés à ceux documentés (en trait plein) dans la référence [8].

Ce calcul permet de diviser les schémas en plusieurs catégories. En effet, les trois schémas les plus détaillés (O'Connaire, Jachimowski et Zettervall) présentent une brusque augmentation du délai d'auto-inflammation et un changement de pente autour d'une zone de croisement, phénomène qui n'est pas retrouvé avec les schémas de Davidenko, d'Eklund ou de Marinov.

Ce comportement correspond à la transition entre deux chemins réactionnels différents. Sanchez et Williams [45] décrivent la phénoménologie de ce comportement. Si la température initiale est élevée une explosion des réactions de ramification, s'appuyant sur les espèces H et O, est suivie de réactions de propagation produisant l'auto-allumage des gaz frais. A température plus faible, des réactions de recombinaison inhibent la production des radicaux H et O permettant l'explosion précédente. L'allumage suit alors un second chemin réactionnel plus lent. Ce second chemin réactionnel implique la prise en compte des espèces HO_2 et H_2O_2 espèces non prises en compte dans les schémas de Davidenko, d'Eklund et de Marinov. Ces schéma cinétique présentent ainsi une pente constante et un délai d'auto-inflammation bien plus faible pour les basses températures. De plus, les réactions inhibant l'explosion radicalaire sont catalysées par l'effet de troisième corps. Ainsi, en présence de viciation, la température de croisement, autour de laquelle s'effectue la transition entre les deux chemins réactionnel, est augmentée. Ce phénomène est observable sur la figure 5.2.

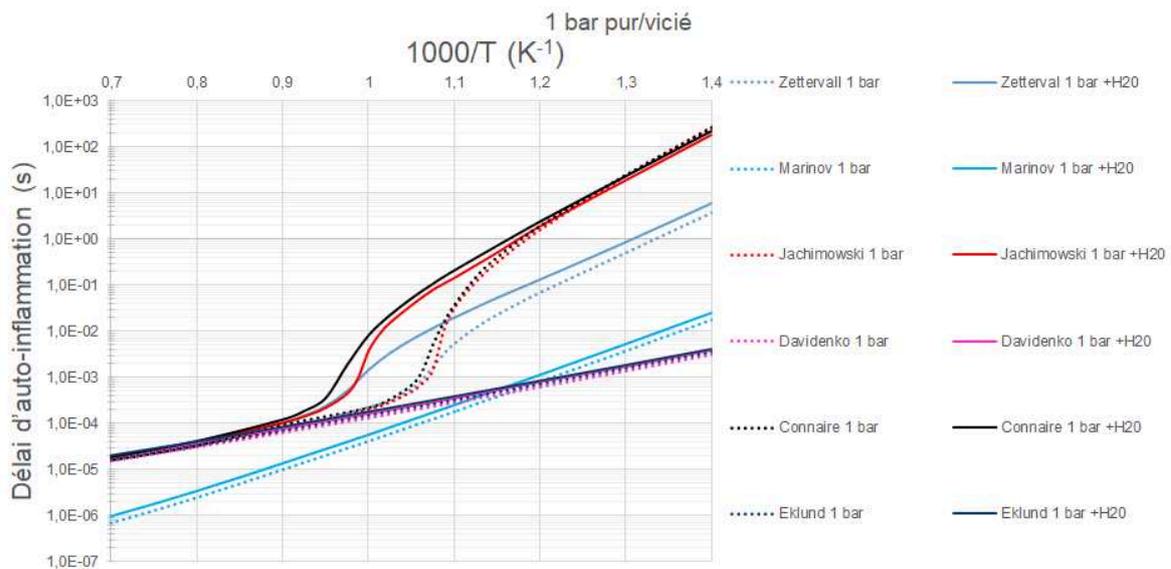


FIGURE 5.2 – Délais d'auto-inflammation calculés avec (trait plein) et sans (pointillés) viciation.

Deux autres séries de calculs (cf. fig. 5.3 et 5.4) permettent de mettre en évidence l'effet de la pression sur le délai d'auto-inflammation. Que ce soit en présence air pur ou bien d'air vicié, le délai d'auto-inflammation est diminué quand la pression augmente pour les températures les plus faibles et les plus fortes. Cependant, la région de croisement est décalée vers les températures les plus élevées à forte pression produisant des délais d'auto-inflammation plus élevés à forte pression entre les zones de croisement des deux simulations.

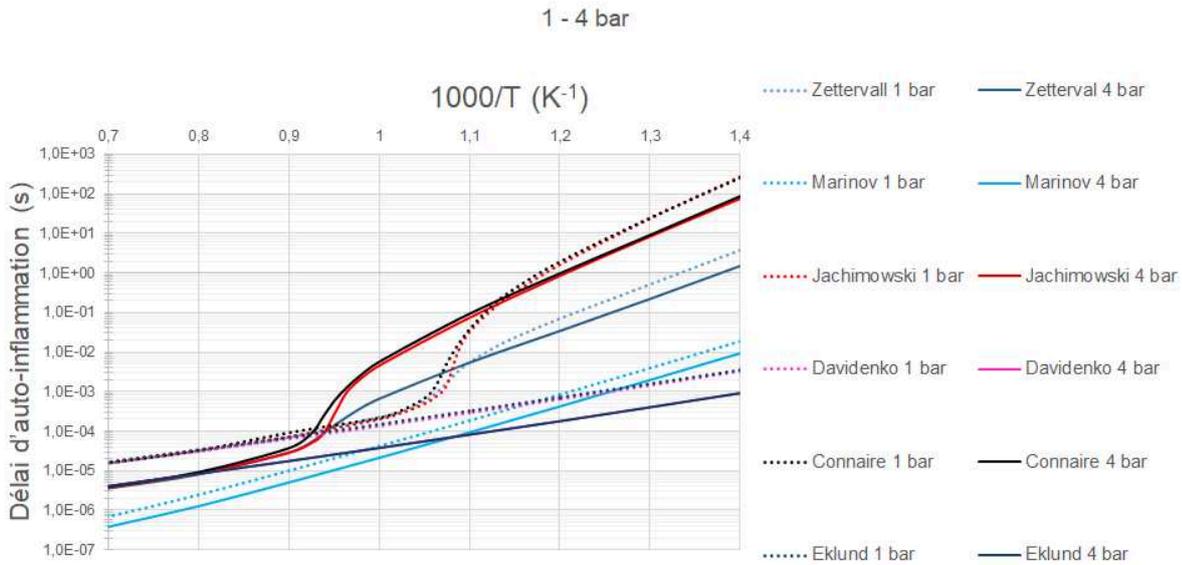


FIGURE 5.3 – Délais d'auto-inflammation calculés à 4 bar (trait plein) et 1 bar (pointillés).

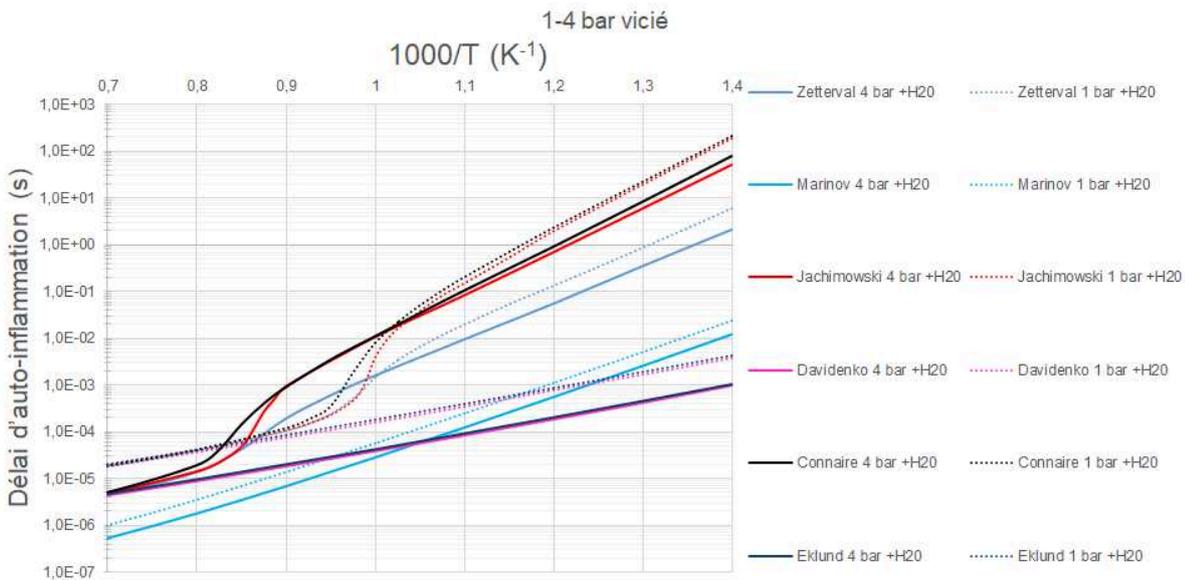


FIGURE 5.4 – Délais d'auto-inflammation calculés à 4 bar (trait plein) et 1 bar (pointillés) avec viciation.

5.2.2 Approche Quasi-laminaire ou de Réacteur Parfaitement mélangé

Un réacteur parfaitement mélangé (PSR pour "Perfectly Stirred Reactor") est un système idéal stationnaire ouvert composée d'une entrée et d'une sortie à débit constant. Dans ce système le temps de mélange est considéré négligeable devant le temps de résidence dans le réacteur et devant le temps caractéristique des réactions chimiques. La combustion y est considérée homogène. Le réacteur est considéré à pression constante et

un flux de chaleur avec l'extérieur est autorisé.

L'approche de réacteur parfaitement mélangé appliquée à l'interaction chimie turbulence considère chaque maille de calcul comme un réacteur parfaitement mélangé. Le taux de production moyen d'espèce est donc calculé comme le taux de production moyen estimé pour les températures moyennes :

$$\bar{\omega}_\alpha(\rho, Y_\alpha, T) = \omega_\alpha(\bar{\rho}, \bar{Y}_\alpha, \bar{T}) \quad (5.21)$$

Ce type de modélisation fournit une représentation couramment utilisée pour conduire des simulations d'écoulements supersoniques réactifs [127, 128, 129, 130].

5.2.3 Approche TFLES

Il existe plusieurs modèles de flamme épaissie dans CEDRE prévus pour des flammes de prémélange (éventuellement partiel).

Ces modèles proposent d'épaissir, via une augmentation des flux moléculaires, les flammes pour résoudre la dynamique du front de combustion sur un maillage grossier¹. Des termes correctifs sont appliqués sur les termes sources chimique pour maintenir certaines caractéristiques.

L'augmentation des flux laminaires ne peut cependant pas être appliquée hors d'un cas prémélangé. En effet, cette opération stimulerait le mélange entre les réactifs, modifiant ainsi le fonctionnement de la chambre de combustion.

La variante utilisée par la suite, appelée Dynamically Flame Thickening (DFT)[131], utilise un senseur de flamme Γ dans le but de limiter l'action du modèle aux zones réactives de l'écoulement permettant d'étendre l'application du modèle aux prémélanges partiels.

Ce modèle, appliqué à l'équation de transport des fractions massique d'espèces, s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_\alpha}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\rho} \left[F_\Gamma E D_\alpha + (1 - \Gamma) D_\alpha^t \right] \frac{\partial \tilde{Y}_\alpha}{x_j} \right) + \frac{E}{F_\Gamma} \dot{\omega}_\alpha \quad (5.22)$$

Dans cette équation, les termes d'épaississement F_α et d'efficacité E sont appliqués aux flux laminaires afin d'épaissir la flamme pour obtenir suffisamment de points dans l'épaisseur de la flamme.

Le facteur d'épaississement est défini comme :

$$F_\Gamma = 1 + \Gamma \left[\max \left(1, \min \left(F^{max}, n \frac{\Delta}{\delta_l^0} \right) \right) - 1 \right] \quad (5.23)$$

où Δ est la taille du filtre (ici égal à la taille de maille), n le nombre de points désirés dans le front de flamme, δ_l^0 l'épaisseur de flamme laminaire et F^{max} une borne supérieure fixée à la fonction d'épaississement.

Le facteur d'efficacité représente le rapport entre le plissement "réel" de la flamme en sous-maille et le plissement résolu par le maillage :

$$E = \frac{\Theta(\delta_l^0)}{\Theta(\delta_l^1)} \quad (5.24)$$

1. i.e., ne permettant pas la résolution du front sans un épaississement préalable.

avec $\delta_l^1 = F_\Gamma \delta_l^0$ l'épaisseur de flamme résolue.

La fonction de plissement Θ utilisée est celle de Charlette [132] :

$$\Theta(\delta_l) = \left(1 + \min \left[\frac{\Delta_e}{\delta_l^0}, \theta \frac{u'_{\Delta_e}}{S_l^0} \right] \right)^\beta \quad (5.25)$$

où la quantité $\Delta_e = C_\Delta \Delta$ représente la taille du filtre avec C_Δ un paramètre utilisateur, $u'_{\Delta_e} = C_s \Delta_e \sqrt{2 \overline{S_{ij}} \overline{S_{ij}}}$ est une échelle caractéristique de vitesse turbulente.

La fonction d'efficacité θ est permet de traduire le fait que les petites échelles de la turbulence ne participent pas au plissement du front de flamme.

Le senseur de flamme proposé dans l'approche DFT se formule par le biais d'une tangente hyperbolique :

$$\Gamma = \tanh\left(C_D \frac{\Omega}{\Omega_0}\right) \quad (5.26)$$

où C_D est une constante de raideur du senseur et Ω_0 un seuil du senseur.

Enfin, Ω est un taux de réaction utilisant une pseudo loi d'Arrhenius :

$$\Omega = Y_{ox}^{\nu_{ox}} Y_f^{\nu_f} \exp\left(-C_T \frac{T_a}{T}\right) \quad (5.27)$$

où les Y_α représentent des fraction massiques, ν_α des coefficients exotiques, T_a la température d'activation de la pseudo réaction et enfin C_T une constante de température.

5.3 Modélisation des effets de la rugosité

La rugosité associée à la protection thermique des parois de la chambre LAPCAT-II, estimée au microscope électronique à balayage à $65 \mu m$, est envisagée comme un paramètre d'importance pour la restitution des résultats expérimentaux [95, 96]. Cette partie s'intéresse à la modélisation des effets dus à l'introduction de la rugosité dans les calculs en détaillant dans un premier temps la structure *universelle* du profil de vitesse en proche paroi avant de traiter de l'approche utilisée pour restituer les effets de la rugosité.

5.3.1 Comportement *universel* du profil de vitesse

Une des propriétés importantes des couches limites turbulentes bidimensionnelles est la relation universelle liant la vitesse à la distance aux parois au travers du frottement pariétal. La vitesse de paroi $u_\tau = \sqrt{\tau_p / \rho_p}$ permet d'adimensionner les paramètres de vitesse et de distance aux parois (5.28) :

$$U^+ = u / u_\tau \quad ; \quad y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu_p} \quad (5.28)$$

Il est alors possible de distinguer trois zones (cf. fig. 5.5) dans la région interne de la couche limite :

- la sous couche visqueuse ($y^+ < 5$) : dans cette zone, de faible épaisseur, les effets visqueux prédominent. Le profil de vitesse suit une loi linéaire $U^+ = y^+$

- la zone de turbulence développée ($40 < y^+$) : dans cette zone, la turbulence prédomine. Le profil de vitesse suit une loi logarithmique ($U^+ = \kappa^{-1} \ln(y^+) + C$) avec κ et C des constantes déterminées expérimentalement valant respectivement 0.41 et 5.25.
- la zone tampon ($5 < y^+ < 40$) : dans cet intervalle s'effectue le raccord entre les deux régions précédentes où les propriétés des deux zones se recouvrent.

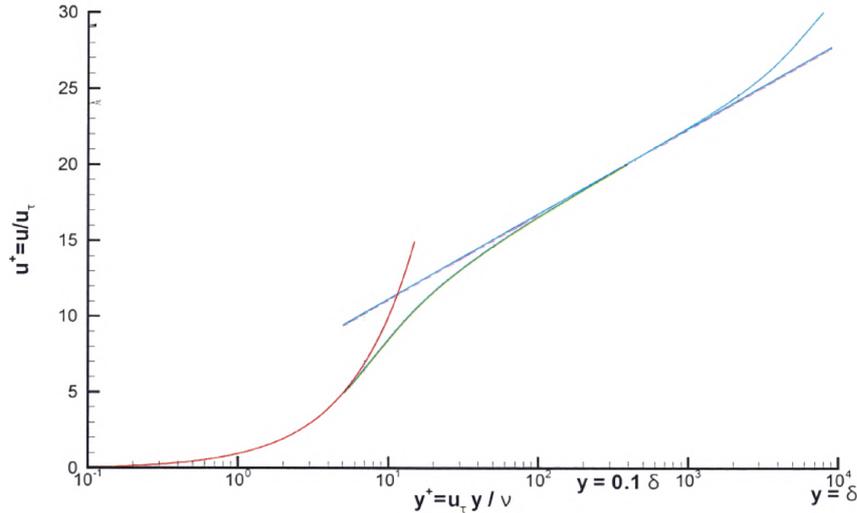


FIGURE 5.5 – Profil de vitesse proche paroi

Dans cette région interne à la couche limite, le profil de vitesse suit une loi $U^+ = f(y^+)$, propriété fondamentale de la couche limite turbulente. Cette loi est dite universelle car elle ne dépend pas des conditions dans lesquelles peut se développer la couche limite.

5.3.2 Effet de la rugosité sur la couche limite turbulente

La rugosité des parois affecte de façon non-négligeable la couche limite, en augmentant les frottements aux parois et en favorisant les décollements. Les calculs de pertes de charge observées sur ces parois ont initié les premiers travaux dans ce domaine [133], permettant de dégager des lois générales, décrivant l'effet de la rugosité sur les profils de vitesse proche parois, fondées sur des corrélations avec l'expérience présentée dans la référence [134]. Des travaux plus récents se sont intéressés aux effets de la rugosité sur la structure de la turbulence afin de mieux comprendre la physique fondamentale de ces écoulements [135].

Nikuradse a étudié les pertes de charge dans une conduite cylindrique recouverte de grains de sable [133]. Ses résultats indiquent que l'augmentation de frottement peut être liée à un décalage Δu^+ , du profil de vitesse (présenté dans la partie précédente) dans la région logarithmique ne dépendant que de la hauteur de rugosité adimensionnée $k_s^+ = k_s u_\tau / \nu$. Ce paramètre s'apparente à un nombre de Reynolds et compare la hauteur caractéristique des éléments de rugosité k_s à l'épaisseur de la sous-couche visqueuse. Ainsi, selon Nikuradse, trois régimes d'écoulement existent en proche paroi rugueuse :

- Le régime aérodynamiquement lisse ($k_s^+ < 3.5$). Dans ce régime les rugosités sont de hauteur inférieure à l'épaisseur de la sous-couche visqueuse et ne modifient pas l'écoulement.

- Le régime rugueux établi ($k_s^+ > 67.6$). Ici, l'effet de la rugosité est assez important pour que le frottement pariétal soit indépendant de la viscosité. La perte de charge est indépendante du nombre de Reynolds et ne dépend que de la taille des grains de sable.
- Le régime de transition entre ces deux limites.

Ligrani et Moffat [134] proposent des corrélations permettant de déterminer le décalage Δu^+ en fonction de la hauteur de rugosité normalisé k_s^+ .

Des expériences menées dans des écoulements comprenant des parois avec rugosité ajoutés (barres 2D, cubes) montrent des augmentations de tensions de Reynolds [135]. Cette augmentation est la plus notable pour les composantes normale à la paroi v'^2 et croisée $\overline{u'v'}$ (augmentation moins forte pour les cubes). Les effets de la rugosité semblent s'étendre sur toute la hauteur de couche limite, ce qui se traduit par une augmentation de la longueur intégrale de l'ordre de 25%.

Ces résultats suggèrent que la rugosité augmente le niveau d'intensité turbulente dans toute l'épaisseur de la couche limite, ce qui a pour conséquence, en outre, d'augmenter le frottement pariétal et, d'une manière générale, la diffusion turbulente.

5.3.3 Modélisation de la rugosité dans la littérature

Selon Aupoix, les effets de la rugosité des parois peuvent être estimés selon trois approches distinctes [97] :

- La simulation directe de la rugosité dans le maillage de calcul. Cette option n'est applicable que pour des géométries simples, le coût de calculs devenant limitant pour des applications plus complexes.
- L'approche par éléments discret traitant la rugosité en ajoutant des termes de blocage, représentant une réduction du volume accessible, au fluide dans les équations du mouvement et des termes d'effort, appliqués par le fluide sur les rugosités, dans l'équation de quantité de mouvement et des flux de chaleur dans l'équation d'énergie. Cette méthode nécessite une modification des équations à résoudre.
- L'approche par grains de sable équivalent visant la restitution de l'augmentation du frottement à la paroi provoqué par la rugosité. Dans cette approche, le modèle de turbulence est modifié pour augmenter le niveau de turbulence proche paroi, augmentant ainsi le transfert de quantité de mouvement vers la paroi et reproduisant l'augmentation du frottement.

La troisième approche reste la seule aisément applicable dans le cas présent car elle ne demande pas de ressources de calcul prohibitives ni de modification profonde du code de calcul. Ainsi, la modélisation de la rugosité utilisée dans CEDRE utilise l'approche par grain de sable équivalent.

Différentes stratégies ont été avancées pour reproduire le décalage Δu^+ dans les modèles de turbulence. Wilcox ajoute, dans son modèle $k - \omega$, un terme de correction sur la dissipation spécifique ω [77]. En paroi lisse, ce terme varie en $1/d^2$ avec d la distance à la paroi, l'idée sur paroi rugueuse est d'imposer une valeur limite aux parois (5.29).

$$\omega_p = \frac{u_\tau^2 S_R}{\nu} \quad ; \quad S_R = \begin{cases} (50/k_s^+)^2 & \text{si } k_s^+ \leq 25 \\ 100/k_s^+ & \text{si } 25 \leq k_s^+ \leq 2000 \end{cases} \quad (5.29)$$

Cette diminution permet d'augmenter la turbulence en proche paroi par rapport au cas lisse, augmentant alors les frottements pariétaux. Cette solution reste satisfaisante pour de grandes hauteurs ($k_s^+ > 10$) de rugosité [97] mais elle sur-estime le décalage de vitesse Δu^+ pour de faibles valeurs de k_s^+ .

Des corrections [136] ont été proposées pour pallier à ce problème (5.30), menant cependant en pratique à des résultats erronés pour la reproduction de la transition entre régime aérodynamiquement lisse et régime rugueux établi. De plus, une fois cette correction appliquée à la variante SST du modèle $k - \omega$ de Menter, le décalage de vitesse se retrouve fortement sous-estimé pour de grandes valeurs de k_s^+ [97]. Ce phénomène provient du limiteur SST défini à l'équation (5.11). En effet, la correction introduite diminue le taux de dissipation en proche paroi dans le cas rugueux provoquant l'activation du limiteur SST empêchant l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente.

$$\omega_p = \frac{u_\tau^2 S_R}{\nu} \quad ; \quad S_R = \begin{cases} (50/k_s^+)^2 & \text{si } k_s^+ \leq 25 \\ 100/k_s^+ + [200/k_s^+ - 100/k_s^+] \exp(5 - k_s^+) & \text{si } k_s^+ \geq 5 \end{cases} \quad (5.30)$$

Afin d'appliquer ce genre de modélisation au modèle $k - \omega$ SST de Menter, Hellstein et Laine [137] ont proposé une modification du limiteur SST, en multipliant le terme ΩF_2 par une fonction F_3 (5.31), pour désactiver le limiteur SST dans la région proche paroi (sous-couche visqueuse). Cette correction permet d'obtenir des valeurs satisfaisantes du décalage de vitesse pour $k_s^+ \leq 1000$ mais sous-estime le décalage pour des valeurs trop élevées de k_s^+ [97].

$$F_3 = 1 - \tanh \left[\left(\frac{150\nu}{\omega y^2} \right)^4 \right] \quad (5.31)$$

Une autre approche, proposée par Knopp *et al.* et [138], inspirée des travaux de Au-paix et Spalart [139], propose de modifier, non seulement ω comme proposé précédemment, mais aussi d'imposer une valeur non nulle à l'énergie cinétique turbulente k . Cette approche permet d'obtenir des résultats plus satisfaisants, exception faite de la zone de transition [97].

5.3.4 Modélisation de la rugosité dans CEDRE

La modélisation de la rugosité mise en place dans CEDRE consiste à introduire un décalage constant du profil de vitesse proche paroi. Ce décalage est introduit comme un décalage sur la dérivée de la vitesse (5.32) (en utilisant les indices r et l pour désigner les écoulements liés respectivement aux parois rugueuses et lisses).

$$\frac{\partial u_r^+}{\partial y^+}(y^+) = \frac{\partial u_l^+}{\partial y^+}(y^+ + y_0^+) \quad (5.32)$$

En intégrant cette équation, on obtient (5.33) :

$$u_r^+(y^+) = u_l^+(y^+ + y_0^+) - u_l^+(y_0^+) \quad (5.33)$$

De cette manière, si comme dans la figure 5.6, y et $y + y_0$ représentent la même altitude, respectivement pour la paroi rugueuse et la paroi lisse, le décalage de vitesse s'écrit $\Delta u^+ = u_l^+(y_0^+)$:

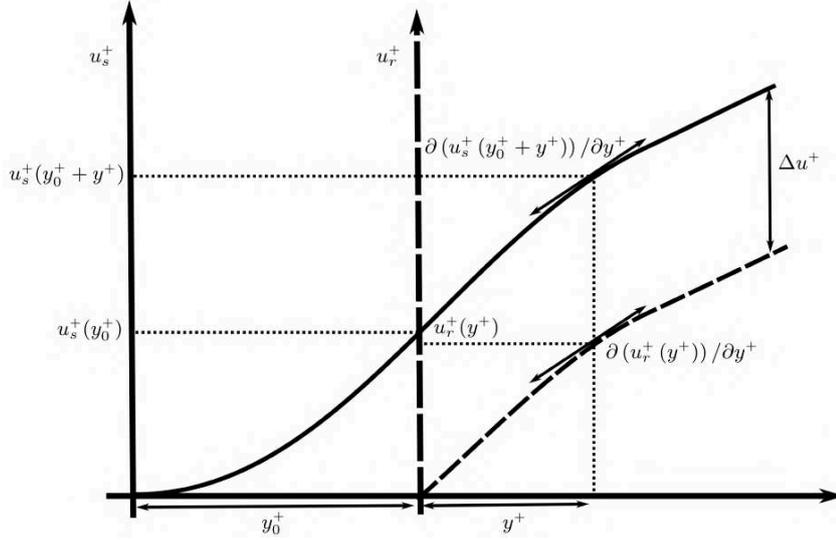


FIGURE 5.6 – Schéma de la procédure de décalage du profil de vitesse

En outre, l'équation de quantité de mouvement simplifiée en proche paroi (5.34) fournit un lien analytique entre le gradient de vitesse et la viscosité turbulente :

$$(1 + \nu_t^+) \frac{\partial u^+}{\partial y^+} = 1 \quad (5.34)$$

Ainsi, décaler le profil de vitesse équivaut à décaler le profil de viscosité turbulente, cette viscosité dépendant elle-même de l'énergie cinétique turbulente k et de la dissipation spécifique ω . Pour obtenir le décalage de vitesse désiré, il suffit alors de reporter le décalage sur les profils de k et ω (5.35).

$$k_r^+(y^+) = k_l^+(y^+ + y_0^+) \quad \omega_r^+(y^+) = \omega_l^+(y^+ + y_0^+) \quad (5.35)$$

Il est alors possible, à l'aide des solutions connues sur paroi lisse, d'exprimer le décalage de la vitesse dans la région logarithmique par

$$k_{r, y=0}^+(k_s^+) = k_l^+(y_0) \quad \omega_{r, y=0}^+(k_s^+) = \omega_l^+(y_0) \quad \text{avec } u_l^+(y_0^+) = \Delta u^+(k_s^+) \quad (5.36)$$

En pratique, le décalage Δu^+ est obtenu à l'aide de corrélations utilisant k_s^+ puis une solution de référence permet d'obtenir l'altitude y_0^+ pour laquelle la vitesse sur paroi lisse est égale à Δu^+ ainsi que les valeurs d'énergie cinétique turbulente k^+ et de dissipation spécifique ω^+ en ce point. Ces valeurs sont par la suite appliquées aux parois pour reproduire les effets de la rugosité. De plus, il est possible de définir par le biais de relations analytiques les grandeurs à appliquer sur parois rugueuses ($k_p^+(k_s^+)$ et $\omega_p^+(k_s^+)$).

5.3.5 Validation du modèle de rugosité

Cette partie a pour objectif de démontrer l'applicabilité du modèle de rugosité, détaillée dans la partie précédente, dans les régimes supersoniques. Cette démonstration utilise une expérience de référence, décrite ci dessous avant d'être simulée dans une seconde section.

Expérience de référence

L'expérience de référence sélectionnée [9] pour valider le modèle de rugosité propose de considérer différentes plaques, de rugosités différentes, comme paroi d'une veine d'essai dans laquelle circule un écoulement supersonique et de mesurer les propriétés de la couche limite se développant sur celles-ci.

La géométrie de l'expérience considérée est composée d'une tuyère d'alimentation délivrant un écoulement supersonique, à Mach 2.88, dans une chambre de 66 cm de longueur à section constante carrée de $6.35 \times 6.35 \text{ cm}^2$ (cf. fig. 5.7).

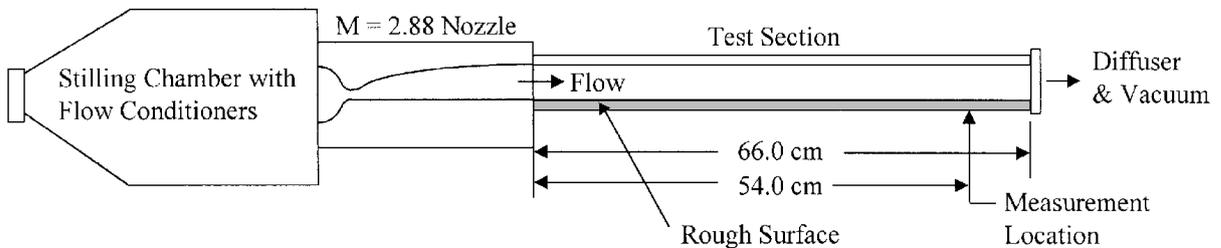


FIGURE 5.7 – Schéma de l'expérience de Latin et Bowersox [9].

Dans cette chambre, les caractéristiques de la paroi inférieure sont modifiées afin d'appliquer différentes rugosités à l'écoulement. Dans cette expérience, six plaques, dont les caractéristiques sont regroupées dans la table 5.1, ont été utilisées.

TABLE 5.1 – Caractéristiques des plaques.

Plaque	\bar{h} (mm)	T_w (K)	k_s (mm)	k_s^+
Lisse	0.007	276	0	0
2D	0.56	274	1.09	289
3D	0.56	273	0.91	241
papier verre 80	0.53	273	0.44	104
papier verre 36	0.90	273	1.42	395
papier verre 20	0.83	273	1.98	571

Ces plaques se déclinent suivant trois catégories :

- Une plaque plane, lisse, servant de référence à l'expérience et pouvant être comparée aux lois générales régissant le développement du profil de vitesse proche paroi.
- Deux plaques à rugosité répartie de façon homogène, l'une 2D caractérisée par des parallélépipèdes de section carré de côté 0.56 mm, tous les 2.18 mm, et la seconde 3D faisant apparaître des cubes de 0.56 mm de côté tous les 2.18 mm dans les directions longitudinale et transverse à l'écoulement (cf. fig. 5.8).

- Trois plaques en aluminium recouvertes avec trois types de papier de verre différents (caractérisé par la nomenclature CAMI²). Leur rugosité a été estimée a posteriori par microscopie confocale à balayage laser.

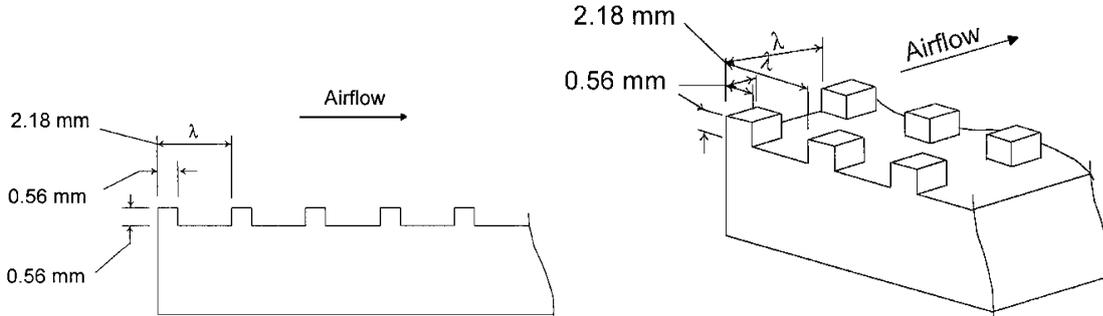


FIGURE 5.8 – Représentation des rugosité pour les plaques 2D (gauche) et 3D à droite. Extrait de la référence [9].

Les profils moyens de vitesse de la couche limite ont été mesurés par (i) vélocimétrie Laser à effet Doppler ou (ii) en utilisant des mesures par capteur de pression Pitot. Ces deux types d'acquisition donnent des résultats cohérents avec un écart moyen de 0.3%

Les résultats exploités de cette expérience sont les profils de vitesse adimensionnée en variables de parois en fonction de la distance adimensionnée à la paroi (cf. fig. 5.9). Ces mesures montrent la tendance classique de l'effet de la rugosité sur la loi de vitesse en proche paroi où la loi log est translatée en présence de rugosité. L'amplitude de cette translation croît avec la hauteur de grain de sable équivalent de la rugosité.

La restitution de ces profils de vitesse sert de base de validation pour les simulations numériques.

Simulation numérique

Cette section détaille la mise en œuvre de la simulation de l'expérience précédente. La première partie traite de la configuration numérique adoptée pour effectuer ces simulations. Puis, la seconde partie détaille les résultats obtenus permettant de conclure quant à l'applicabilité du modèle de rugosité dans une troisième partie.

Le choix de simuler la tuyère d'alimentation en amont de la chambre de combustion a été fait afin d'obtenir une description satisfaisante de la couche limite. Ce choix implique un degré d'imprécision venant du fait que la géométrie exacte de la tuyère n'est pas documentée dans cette étude. Les rapports connexes donnent toutefois le Mach pour lequel elle a été conçue, à savoir Mach 3.0. Cela permet de déterminer la section au col à partir des données de section et Mach de sortie via l'emploi des relations isentropiques (cf. Eq. 5.37). Une reproduction approximative de la géométrie de la tuyère a par la suite été effectuée à partir des données disponibles dans les différents rapports.

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{M} \left(\frac{2 + (\gamma - 1) M^2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \quad (5.37)$$

2. CAMI : Coated Abrasive Manufacturers Institute.

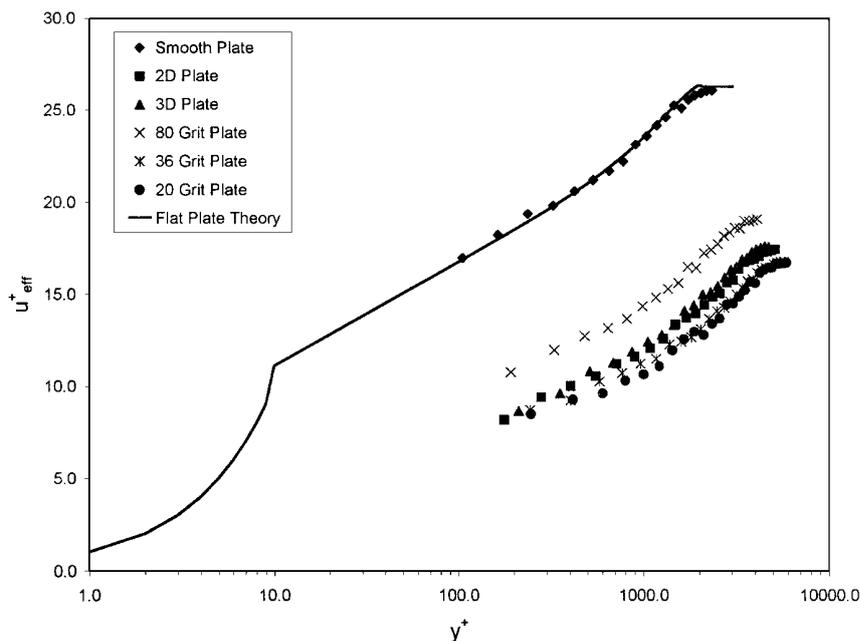


FIGURE 5.9 – Profils de vitesse adimensionnée en parois (mesurés par sonde pitot). Tirés de la référence [9].

Le champ de Mach obtenu en sortie de la tuyère simulée est donné ici (cf. fig. 5.10) montrant une bonne homogénéité de l'écoulement principal.

Une autre possibilité aurait pu consister à imposer un profil de vitesse en condition d'entrée dans la chambre à section constante. Cependant, cette donnée n'est pas triviale et l'étude précédente ne fournit pas de mesure de profil de couche limite à cette position.

Le maillage utilisé pour simuler cette expérience se compose de couches de prismes à la paroi et de tétraèdres dans l'écoulement. Les fonctions densité de probabilité et fonction de répartition des distances à la paroi adimensionnée y^+ des premières mailles pour la paroi rugueuse sont indiquées dans la figure 5.11.

Les équations de Navier-Stokes moyennées sont résolues avec l'approche RANS $k-\omega$ SST de Menter détaillée dans la partie précédente. Une unique espèce correspondant à l'air est transportée permettant de réduire significativement le temps de calcul.

Le modèle de rugosité détaillé précédemment est appliqué sur la paroi rugueuse et est paramétré avec les données de hauteur de rugosité moyenne et de grain de sable équivalent fournies dans la table 5.1.

En entrée de la tuyère de Laval sont imposées les valeurs mesurées de la température et de la pression génératrice. La vitesse d'entrée s'ajuste pour correspondre au débit de masse nécessaire pour obtenir une tuyère amorcée. Une condition de non-glissement est imposée aux parois. Une sortie supersonique, où les conditions de sortie sont déterminées par extrapolation, est appliquée à la surface sortante de l'expérience.

Les simulations effectuées en prenant en compte les différentes parois étudiées expérimentalement permettent de tracer les profils de vitesse reportés sur la fig. 5.12. Il s'agit de la vitesse adimensionnée obtenue comme le rapport de la vitesse longitudinale observée numériquement divisée par la vitesse de frottement.

La comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques met en évidence un

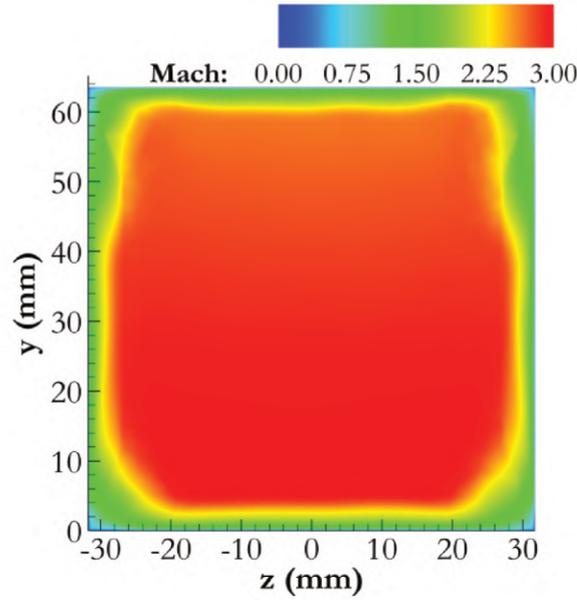


FIGURE 5.10 – Champ de Mach en sortie de la tuyère d'alimentation.

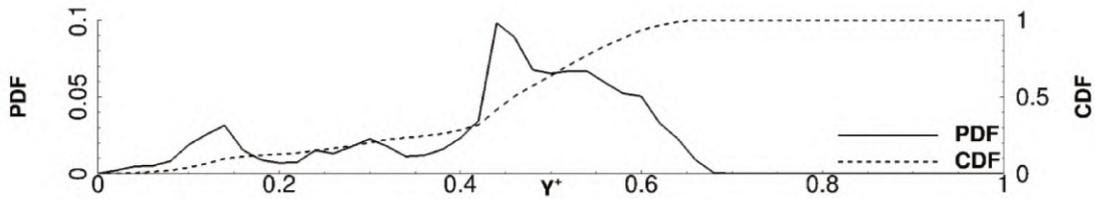


FIGURE 5.11 – Fonction densité de probabilité (PDF) et fonction de répartition ou cumulative (CDF) de la distance à la paroi adimensionnée (Y^+) de la première maille.

très bon accord entre les profils de vitesse. Les courbes sont classées dans le même ordre que précédemment en fonction de la hauteur de grain de sable équivalent. Les vitesses caractéristiques sont très bien restituées.

Conclusion

Cette comparaison calcul/expérience permet de mettre en évidence l'accord entre les profils de couche limite simulés utilisant le modèle de rugosité de Aupoix et les profils mesurés expérimentalement. Cette approche permet, en restant peu coûteuse, de restituer fidèlement les effets de la rugosité sur la partie logarithmique de la couche limite. Ce modèle sera donc utilisé dans les simulations de la chambre LAPCAT-II.

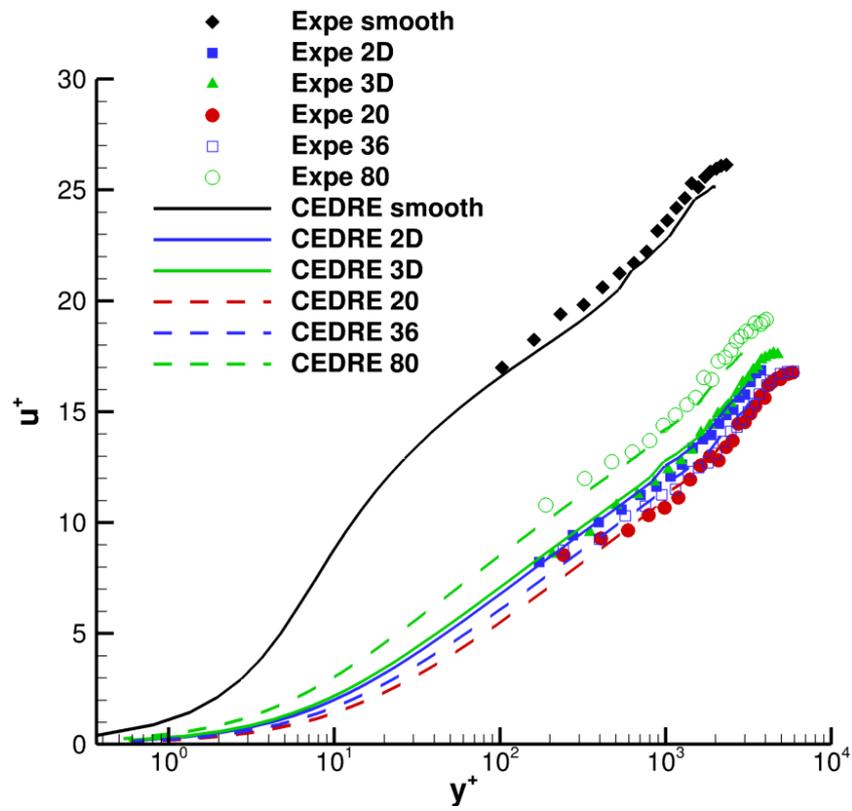


FIGURE 5.12 – Profils de vitesse adimensionnée en parois.

Chapitre 6

Simulations RANS

Sommaire

6.1	Simulations des rafales R09 et R10	90
6.1.1	Mise en données	90
6.1.2	Cas non-réactif	93
6.1.3	Comparaisons aux données expérimentales	95
6.1.4	Effet de la rugosité	108
6.1.5	Diagrammes de Borghi et de Williams	112
6.1.6	Conclusion	118
6.2	Etude de la sensibilité des résultats obtenus à différents pa- ramètres	119
6.2.1	Modification du nombre de Schmidt turbulent	120
6.2.2	Effet de l'inhomogénéité du profil d'entrée de température . . .	121
6.2.3	Température de paroi	123
6.2.4	Influence du schéma cinétique	126
6.2.5	Extension de la longueur du domaine de calcul	128
6.3	Bilan	129

Les simulations opérées précédemment sur la chambre LAPCAT-II par Vincent Randonnier *et al.* [95] et Baland *et al.* [96] montrent l'intérêt de la prise en compte de la rugosité pour améliorer la restitution des expériences dans les simulations numériques. L'objectif de cette section est de présenter les résultats des simulations numériques sur parois rugueuse en observant dans un premier temps la comparaison entre résultats numérique et données expérimentales puis en détaillant l'effet de la prise en compte de ce paramètre sur la stabilisation de la combustion dans l'expérience. Une étude de la sensibilité des simulations numériques aux paramètres de maillage, Schmidt turbulent, condition entrante d'air vicié, température de parois, schéma cinétique et géométrie du domaine de calcul est également conduite dans une deuxième partie. Il est rappelé que ces simulations ont été effectuées sur une demi-configuration de la chambre de combustion LAPCAT-II avant de symétriser les résultats en vue de faciliter la comparaison entre les expériences et les résultats numériques. Ainsi, la non corrélation des "flammes" haute et basse observée expérimentalement, pour le régime d'auto-inflammation, ne peut donc pas être restituée par ces simulations.

6.1 Simulations des rafales R09 et R10

6.1.1 Mise en données

Les simulations présentées dans cette section utilisent une modélisation RANS $k-\omega$ SST de la turbulence. La combustion est traitée en utilisant l'approche quasi-laminaire couplée au schéma cinétique de Jachimowski. Le modèle de rugosité est appliqué à toutes les parois du domaine de calcul.

Domaine numérique

Le domaine de calcul est restreint à 195 mm en amont du col de la tuyère de Laval jusqu'à 650 mm en aval de celle-ci. Comme présenté dans le chapitre 3 la modification de la recirculation en aval ne modifie pas les profils de pression amont indiquant une indépendance de la partie amorcée de la chambre de combustion aux phénomènes se produisant en sortie de chambre. Ainsi, le domaine de calcul représente seulement la partie amorcée de la chambre de combustion. De plus, le coût du calcul est limité en ne simulant que la partie basse de la chambre de combustion en faisant une hypothèse de symétrie de l'écoulement.

Le schéma présenté sur la figure 6.1 donne un aperçu de ce domaine. Sur cette figure, les conditions aux limites sont surlignée de différentes couleurs. Les limites vertes correspondent aux conditions d'entrée, les parois sont colorées en bleu, le plan de symétrie en rouge et la sortie de la chambre en violet.

La *surface entrante de la tuyère d'alimentation* est modélisée en imposant pression et température génératrice de l'écoulement ainsi que la composition des gaz entrant, correspondant aux expériences (cf. tab. 3.1), au travers de cette surface. Deux scalaires (k et ω) sont également imposés pour produire un écoulement peu turbulent correspondant ici à un taux de turbulence de 0.5 % et une longueur intégrale turbulente de 0.1 mm. La vitesse entrante est laissée libre et s'ajuste au débit maximal admissible par le col de la tuyère amorcée.

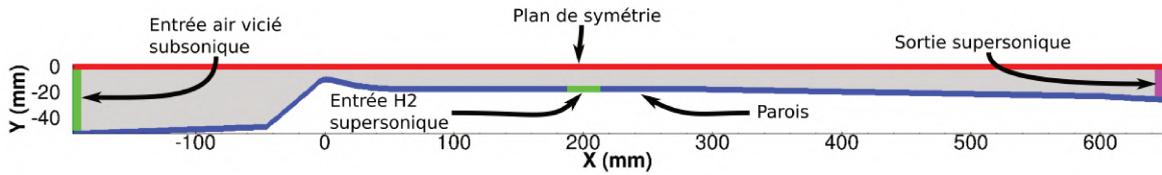


FIGURE 6.1 – Domaine de calcul.

L'injection d'hydrogène est modélisée comme une entrée supersonique sur laquelle sont imposées le débit et la température génératrice de l'hydrogène pur entrant. La pression appliquée est calculée pour assurer une injection sonique. Dans l'optique de comparer les résultats RANS à ceux obtenus en DDES, les scalaires de turbulence sont imposés de façon à assurer un traitement LES de l'injection dans les simulations du chapitre suivant.

Les *parois* sont modélisées par des conditions de non-glissement. Les échanges de chaleurs pariétaux sont représentés en imposant une température de paroi correspondant à la moyenne obtenue par le biais de trois thermocouples disposés dans la chambre (i.e. 716 K). Nous illustrerons plus loin l'effet de cette température sur le développement de la combustion. Le modèle de rugosité d'Aupoix [97] est par ailleurs appliqué sur toutes les parois.

La modélisation du *plan de symétrie* relaxe les grandeurs de pression, température et fraction massique des espèces vers les valeurs dans les cellules frontalières. La vitesse est imposée aux limites de manière à assurer une vitesse tangentielle à la surface égale à celle des cellules voisines et une vitesse normale nulle.

Aucune variable d'état n'est imposée sur la *sortie supersonique*, les valeurs limites imposées sont extrapolées à partir des valeurs calculées en amont.

Maillage utilisé

Le maillage utilisé, présenté sur la figure 6.2, est composé d'approximativement 8.5M de cellules. Un raffinement est appliqué autour de l'injecteur et ce jusque dans la région où est attendue la combustion pour obtenir une description satisfaisante du mélange et de l'allumage. Le maillage est par la suite linéairement dé-raffiné en aval pour réduire le coût du calcul.

Les caractéristiques principales du maillage sont regroupées dans le tableau 6.1. Dans celui-ci, la quantité Δ représente la taille caractéristique du maillage et h la hauteur de la première couche de prisme en proche parois.

TABLE 6.1 – Taille caractéristique du maillage.

x (mm)	$-195.0 < x < 65.0$	$65.0 < x < 198$	$198.0 < x < 201$	$201 < x < 300$	$300 < x < 650$
Δ (mm)	1.5	2.0	0.15	0.4	0.4-4.0
h (10^{-3} mm)	3.0	2.0	1.0	3.0	2.0

Ce maillage, une fois l'écoulement principal en air vicié établi, permet une résolution bas Reynolds de la couche limite. En effet, comme le présente la figure 6.3, la distance au parois adimensionnée y^+ reste globalement inférieure à l'unité.

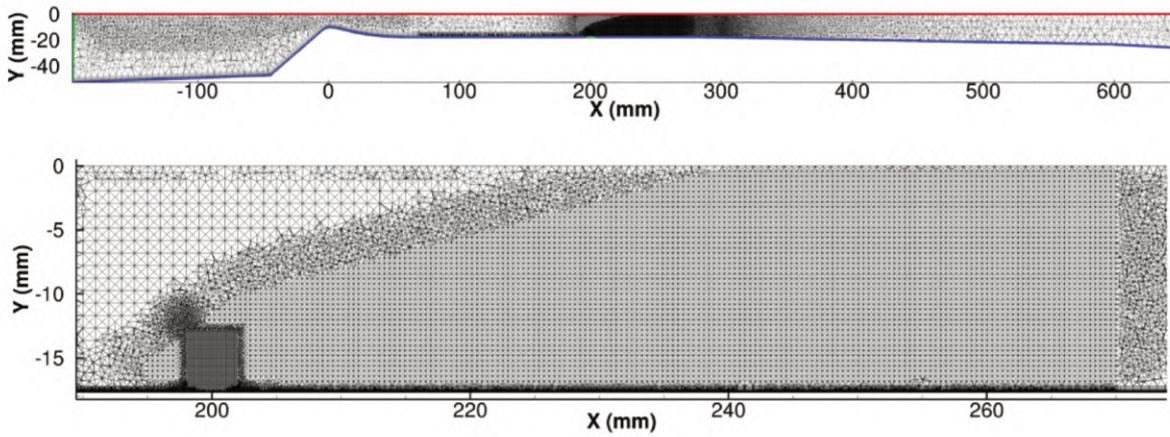


FIGURE 6.2 – Maillage du domaine de calcul.

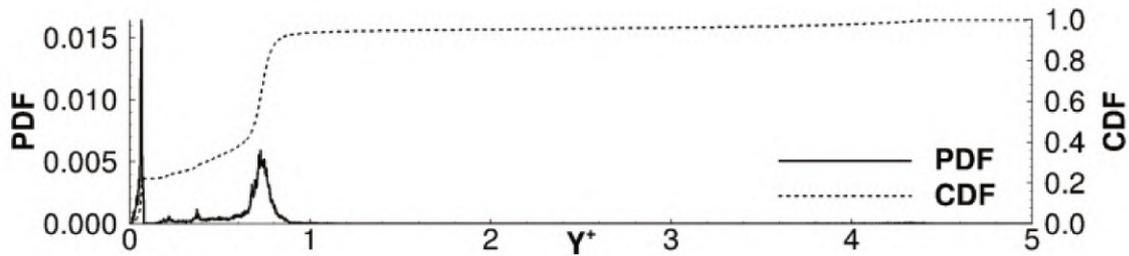


FIGURE 6.3 – Fonction densité de probabilité et fonction de répartition de la distance adimensionnée à la paroi.

Pour simplifier la comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques, les résultats simulés seront symétrisés suivant le plan (x,z) .

Convergence en maillage des calculs RANS

Une étude de convergence en maillage a été menée dans le but de démontrer la validité des résultats présentés dans les parties suivantes. Cette étude a été réalisée à partir de 4 maillages effectué sur STAR-CCM⁺ dont le nombre de cellules est donné dans le tableau 6.2. Tous les maillages sont composés de tétraèdres et de couches de prismes le long des parois. Pour tous les maillages l'injection est plus raffinée que le reste de l'écoulement. Le maillage est uniformément raffiné lors du passage de l'un à l'autre.

TABLE 6.2 – Nombre de mailles des maillages générés.

	M ₁	M ₂	M ₃	M ₄
Nombre de cellules	2 256 887	4 656 263	8 888 199	15 830 828

La convergence en maillage est ici estimée par l'observation de la convergence des profils de pression pariétale dans le plan de symétrie, le maillage 4 étant pris comme référence. Les profils de pression statique correspondant sont indiqués sur la figure 6.4. Il apparaît que, pour le maillage le plus grossier, les variations observées sur maillages

raffinés autant en amont qu'en aval de l'injection sont mal reproduites. Les trois maillages suivants montrent des comportements similaires dans la zone de combustion ($x > 300$ mm). Cependant, le maillage M_3 permet d'obtenir une description plus satisfaisante de l'écoulement dans la section divergente pour des abscisses supérieures à 400 mm par rapport au maillage M_2 . Le maillage M_3 est donc retenu pour conduire les simulations numériques suivantes.

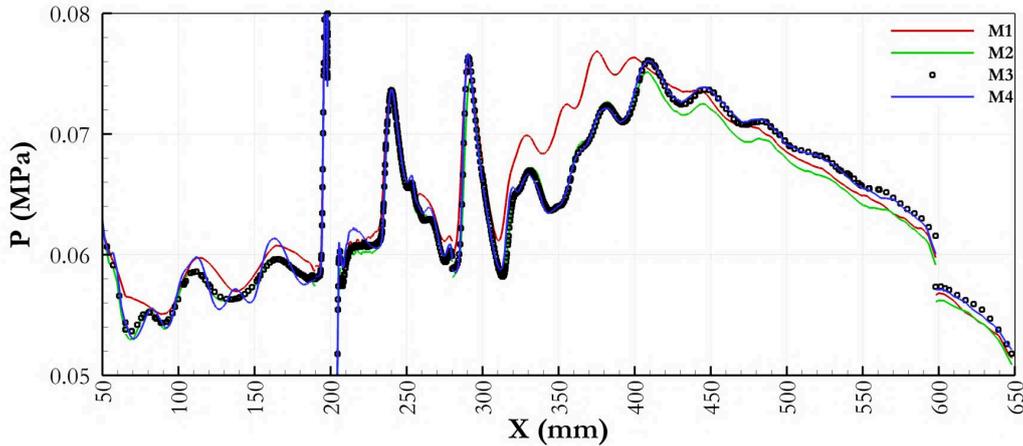


FIGURE 6.4 – Convergence des profils de pression pariétale en fonction du maillage considéré.

6.1.2 Cas non-réactif

Cette première partie s'intéresse à la comparaison entre l'écoulement non-réactif produit par l'injection transversale dans un écoulement supersonique ou JISCF¹ d'air vicié simulé ici et sa représentation canonique documentée dans la littérature [140, 141]. Il est rappelé toutefois que les calculs effectués ici prennent en compte la rugosité des parois avec le modèle décrit dans la section n° 5.3.4 contrairement à ceux documentés dans la littérature. Les caractéristiques principales (cf figures 6.5 et 6.6) de cet écoulement sont retrouvées dans les simulations. Le jet injecté à 200 mm subit une détente dans l'écoulement supersonique avant d'être recomprimé au travers d'un choc en tonneau se terminant avec un disque de Mach. Ce choc en tonneau se comporte comme un obstacle provoquant la formation d'un choc détaché en arc dans l'écoulement supersonique. Le choc en tonneau est courbé par l'écoulement externe et une couche fortement cisailée se crée entre le choc en arc et le choc en tonneau.

Outre cette configuration d'écoulement compressible, l'injection dans un écoulement supersonique conduit à une structure tourbillonnaire complexe. En plus des tourbillons contra-rotatifs principaux (CVP / CTV^{2,3}), indiqués par les lignes de courant colorée en rouge sur la figure 6.6 ou secondaires (STV⁴) [140, 141, 142, 143], il existe plusieurs

-
1. JISCF : jet in supersonic crossflow
 2. CVP : contra-rotating vortex pairs
 3. CTV : contra-rotating trailing vortex
 4. STV : secondary trailing vortices
-

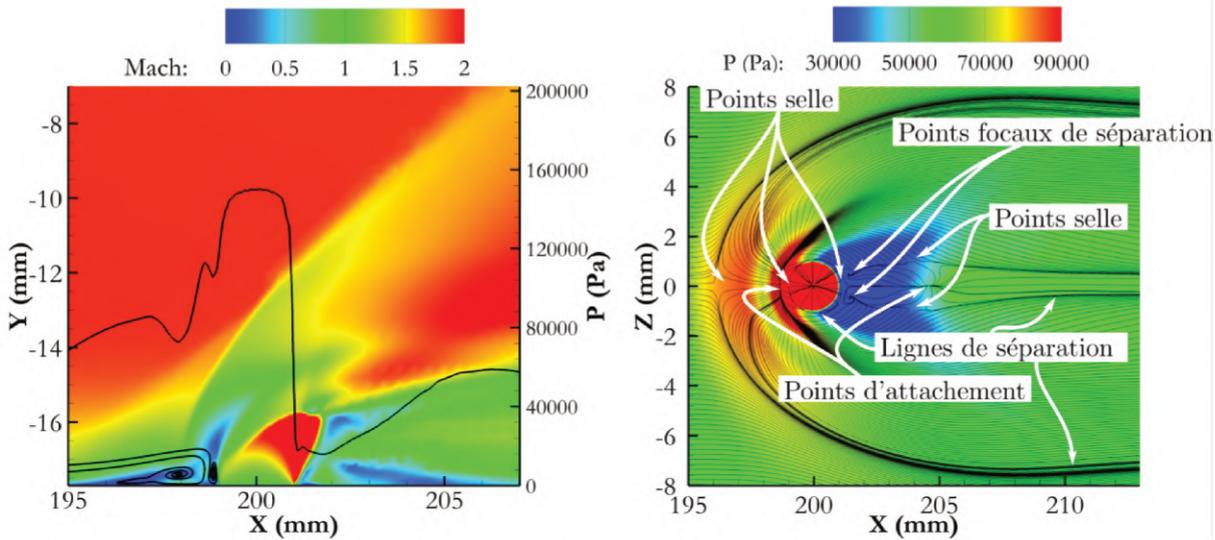


FIGURE 6.5 – Profil de pression suivant une ligne $y=0.1$ mm au dessus de la paroi et lignes de courant superposées au champ de Mach dans le plan de symétrie (gauche). Lignes de frottement superposées au champ de pression dans un plan $y=0.1$ mm au dessus de la paroi (droite).

autres structures tourbillonnaires proches parois pouvant être observées à l'aide des lignes de frottement (cf. fig. 6.5) représentant les lignes de courant proches parois. A l'approche de l'injection, la couche limite d'air viciée décolle provoquant la formation d'un tourbillon en fer à cheval, représenté par les lignes de courant colorée en bleu sur la figure 6.6. Les lignes de séparation associées à ce tourbillon sont visibles sur la droite de la figure 6.5. La formation de ce tourbillon est responsable de l'apparition d'un choc. Ce choc induit une augmentation de pression suivie d'une chute de pression au voisinage du cœur du tourbillon. Un deuxième tourbillon contra-rotatif est formé en amont du choc en tonneau et est délimité par une ligne d'attachement, partagée avec le tourbillon en fer à cheval, et par une ligne de séparation entourant le trou d'injection. Ce tourbillon est identifié par les lignes de courant rouge sur la figure 6.6 et semble ainsi être le contributeur principal aux tourbillons contra-rotatif principaux.

Lu et Dickmann [142] traitent de la topologie de l'écoulement de l'injection transversale dans un écoulement supersonique à l'aide de lignes de frottement, similaires à celles observées sur la figure 6.5, pour un grand domaine de rapport de pressions $PR = P_{0, inj}/P_{S, \infty} \in [5 - 2000]$ (où $P_{0, inj}$ représente la pression génératrice de l'injecteur et $P_{S, \infty}$ la pression statique de l'écoulement). Du point de vue qualitatif, la topologie observée ici, correspondant à un rapport de pression $PR=7.6$, est semblable à celle observée par Lu et Dickmann pour $PR=15.0$. Celle-ci présente deux points focaux de séparation, deux points selle, un point d'attachement ainsi que deux lignes de séparation en aval de l'injection. Ces deux lignes sont la marque des STV [140].

Ces simulations confirment (i) une bonne restitution de la topologie conventionnelle de l'injection dans un écoulement transverse supersonique et indiquent (ii) que la rugosité pariétale n'altère pas fortement cette topologie.

Ces simulations permettent également d'observer les mécanismes responsables du mélange entre les réactifs en champs lointain. Pour le caractériser, une richesse atomique,

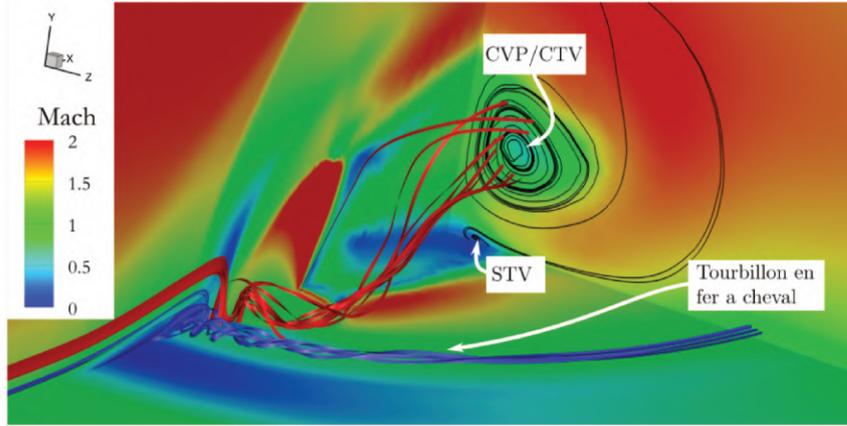


FIGURE 6.6 – Topologie du JISCF détaillée à l'aide du champ de Mach, de lignes de courant volumiques et surfaciques.

qui sera utilisable pour les simulations réactives, est définie comme suit :

$$\Phi_a = s \left(\frac{Y_H}{Y_O} \right) \quad Y_\alpha = \sum_k N_k \frac{M_\alpha}{M_k} Y_k \quad (6.1)$$

ou s représente le rapport de masse stoechiométrique, N_k le nombre d'atomes α dans l'espèce k et M la masse molaire soit de l'espèce k ou bien de l'atome α .

L'observation de cette richesse sur les figures 6.7 et 6.8 permet de discerner différents mécanismes régissant le mélange. Dans la région proche injection ($200 < x < 215$ mm), le champ de richesse est réparti suivant l'écoulement caractéristique propre au JISCF : le choc en tonneau ainsi que le sillage sont discernables. Le mélange s'explique à l'aide de la figure 6.8 dans laquelle les champs de richesse atomique ainsi que des lignes de courant surfaciques sont représentées dans différents plans transverses à l'écoulement. Le premier plan, localisé sur l'injection, présente la forme du choc en tonneau ainsi que les tourbillons secondaires. Dans les plans suivants, les tourbillons contra-rotatifs (CVP/CVT) sont clairement visibles. Ils sont responsables du transport d'hydrogène hors du plan de symétrie. Les tourbillons de surface (STV) sont également visibles au voisinage des parois. Pour les abscisses s'étendant sur $215 < x < 270$ mm l'hydrogène est par la suite transporté au voisinage des parois dans le plan de symétrie (cf. fig. 6.7) du fait de l'action des CVT (cf. fig. 6.8 pour $x=215$ mm). Pour les sections de la figure 6.7 situées plus en aval ($x=240, 270, 290$ mm), les CVT subissent un mouvement ascendant répartissant l'hydrogène loin des parois tout en transportant de l'air vicié vers le plan de symétrie. Ce phénomène induit l'apparition de larges zones de mélange où la richesse atomique approche de l'unité (cf. fig. 6.7).

6.1.3 Comparaisons aux données expérimentales

Régime d'auto-inflammation

Dans cette partie, les résultats des simulations sont comparés aux données expérimentales pour le régime d'auto-inflammation. Ces comparaisons reposent sur :

- les profils de mesures de pression pariétale dans le plan de symétrie (cf fig. 6.9),

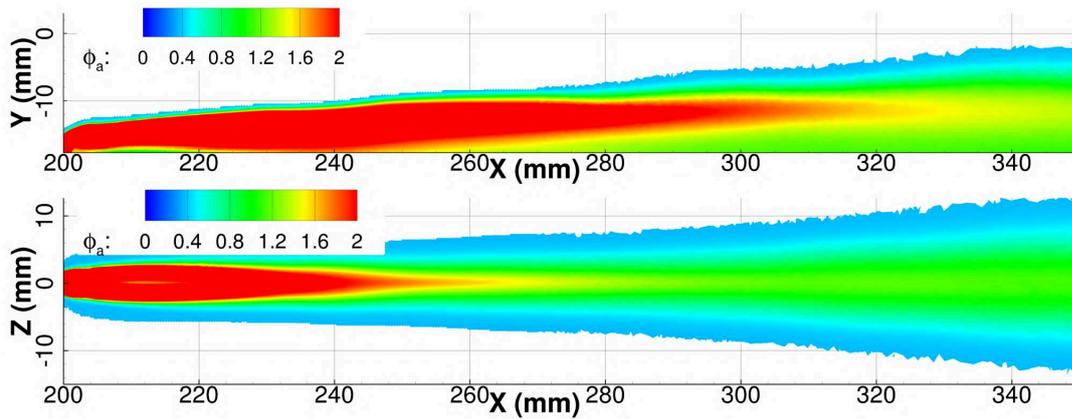


FIGURE 6.7 – Champs de richesse atomique Φ_a dans le plan de symétrie et dans un plan localisé 1 mm au dessus des parois.

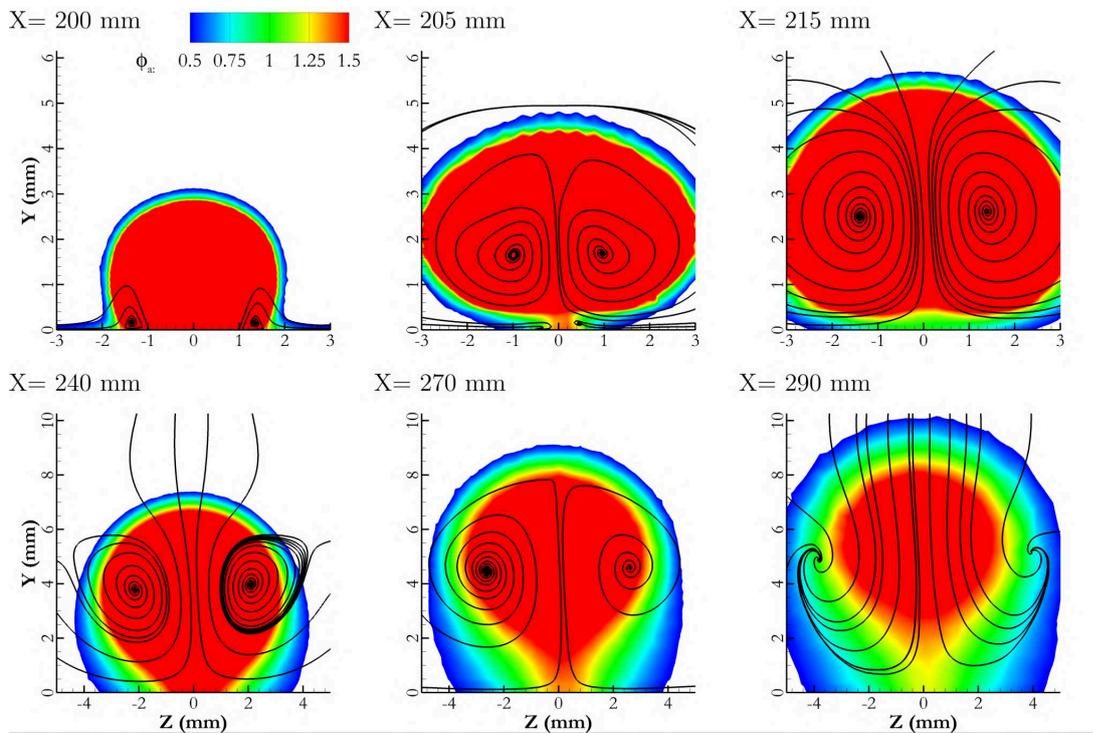


FIGURE 6.8 – Lignes de courant surfacique et champs de richesse atomique Φ_a dans les plans $x=200$ mm, 205 mm, 215 mm, 240 mm, 270 mm et 290 mm.

- les champs numériques du taux de dégagement de chaleur $\bar{\omega}_T$ superposés aux champs de gradient de densité comparés respectivement aux visualisations d'émission du radical OH^* et aux Schlieren (cf. fig. 6.10).

La figure 6.9 présente deux instants expérimentaux, l'un sans injection (cercles "vides") et l'autre correspondant aux conditions simulées (cercles "pleins"), ainsi que trois courbes de résultats de simulations numériques, représentées en trait plein et pointillé, pour indiquer la présence ou non de la rugosité.

Les simulation réactives, avec et sans rugosité, partagent un certain nombre de simi-

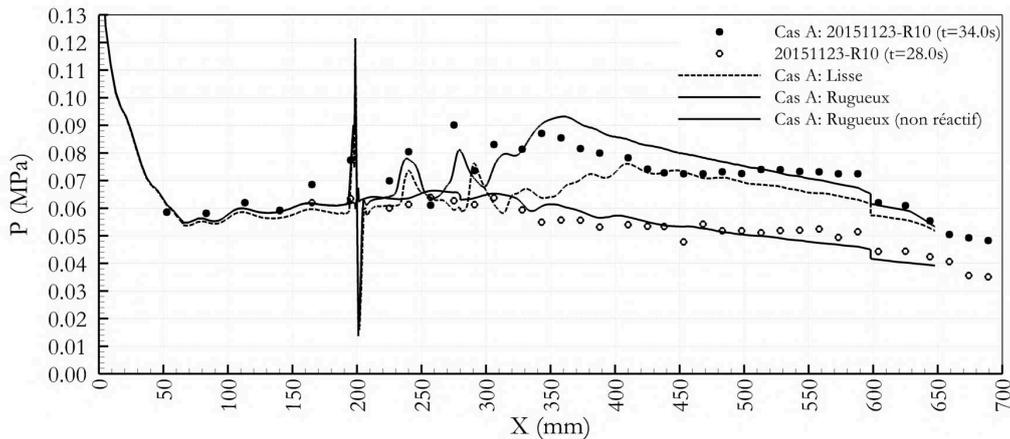


FIGURE 6.9 – Profils de pression pariétale pour le cas d'auto-inflammation.

larités :

- L'effet de l'injection (à $x = 200$ mm) provoque une bulle de recirculation observable par l'augmentation de la pression sur la figure 6.9 jusqu'à 10 mm en amont de l'injecteur.
- Le choc en arc et ses réflexions successives sur les parois aux abscisses respectives $x = 240$ mm et $x \approx 280$ mm correspondent aux pics de pression sur la figure 6.9 et sont clairement observables sur la figure 6.10. Les réflexions suivantes sont plus difficiles à distinguer du fait de l'augmentation du volume des mailles et du développement de la combustion.
- L'augmentation de pression suivant les deux premières réflexions du choc en arc est provoquée par le développement de la combustion visible en niveau de rouge sur la figure 6.10. Cette combustion débute en proche paroi avant de se propager vers l'intérieur de l'écoulement et atteint un maximum avec un taux de dégagement de chaleur correspondant au maximum de pression aux abscisses respectives de $x = 350$ mm et $x = 400$ mm pour les cas avec et sans rugosité.
- En aval de ces maxima les niveaux de pression numérique diminuent suivant une pente constante. Ce comportement diffère de l'expérience où le profil de pression suit un plateau entre 400 mm et 600 mm. L'identification du phénomène provoquant ce plateau demande une étude plus approfondie. En effet la divergence de cette section de la chambre de combustion pourrait provoquer un décollement déclenchant un épaississement de la couche limite en aval de la combustion. Une autre piste permettant d'expliquer la présence de ce plateau est associée au modèle de rugosité, développé sans considération d'un gradient de pression adverse et qui ne serait pas adapté pour reproduire des configurations présentant une accélération significative telle que celle observée ici. La première hypothèse sera étudiée dans l'étude paramétrique présentée en seconde partie de ce chapitre 6.2.5.
- À l'abscisse 600 mm, la pression chute brutalement à cause de l'augmentation de l'angle de divergence.

L'étude plus minutieuse des profils de pression (cf. fig.6.9) permet toutefois de pointer certaines différences indiquant un meilleur accord avec l'expérience quand les effets de

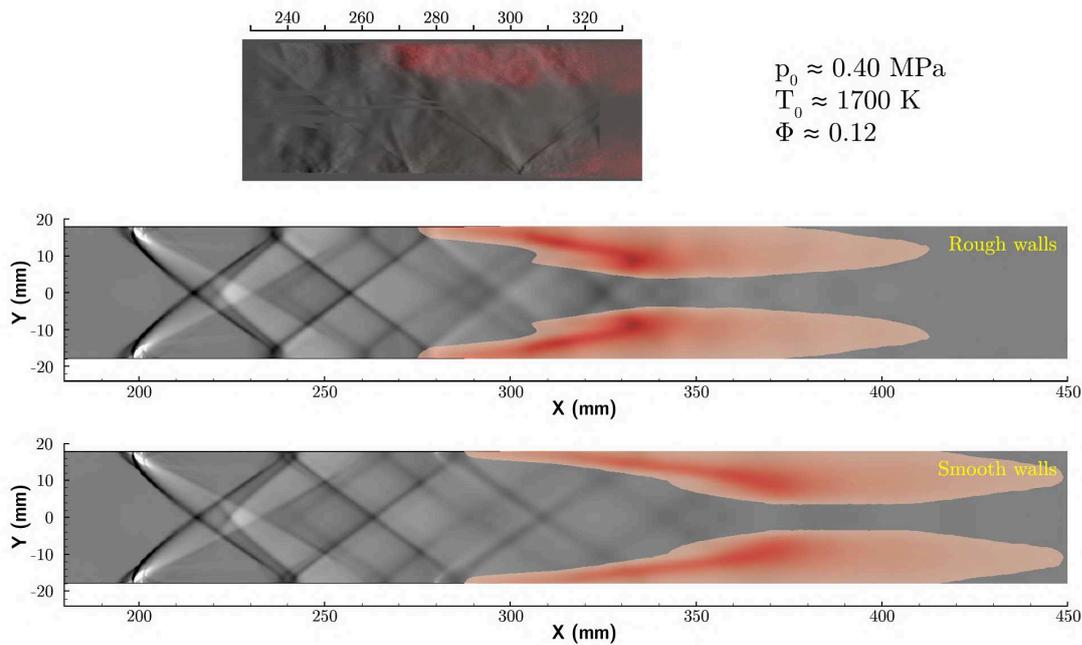


FIGURE 6.10 – Comparaison entre les visualisations de strioscopie (nuances de gris) superposées aux émissions du radical OH^* (niveau de rouge) expérimentales (en haut) et numériques avec (au milieu) et sans (en bas) parois rugueuses pour le cas d’auto-inflammation.

la rugosité sont pris en compte. En effet, en amont de la combustion ($x < 300 \text{ mm}$), les profils de pressions sur parois rugueuses présentent une légère augmentation de la pression provoquée par l’épaississement de la couche limite. Cet épaississement permet d’expliquer la différence de position des réflexions du choc en arc entre les simulations conduites sur parois rugueuses et sur parois lisses. L’écoulement impactant l’injection étant plus lent dans le cas des parois rugueuses, le jet pénètre plus. Dans les deux cas, la combustion est initiée à l’endroit où le choc se réfléchit sur les parois (cf. fig. 6.10). Cette zone est en effet favorable à la stabilisation et au développement de combustion de part des vitesses plus faibles et des températures plus élevées qu’au centre de la veine. Ainsi, la combustion se stabilise plus en amont dans le cas rugueux ($x = 275 \text{ mm}$) par rapport au cas lisse ($x = 290 \text{ mm}$). Une autre différence observable sur la figure 6.10 provient de la différence de longueur de la zone de combustion qui est plus courte dans la simulation avec parois rugueuse. Comme la richesse injectée est faible ($\Phi = 0.12$) la combustion peut être considérée comme complète. Ainsi, comme la combustion se produit sur une distance plus longue, dans le cas avec parois lisses, le taux de dégagement de chaleur local est plus faible provoquant une augmentation réduite de la pression. La comparaison des profils de pression de la figure 6.9 montre, malgré une légère sur-estimation du maximum de pression dans la zone de combustion, un meilleur accord avec le profil expérimental quand les effets de rugosité sont pris en compte.

Il est possible d’analyser les différences de topologie des champs réactifs induites par l’introduction de la rugosité dans les simulations. La figure 6.11 présente le champ du taux de dégagement de chaleur, pour les deux types de simulation, dans différents plans transverses à l’écoulement avec les lignes de frottement tracées sur la paroi basse. Ces

lignes de frottement permettent de distinguer l'injecteur et les vortex en fer à cheval qui, contrairement aux configurations ouvertes [144], sont ici confinées par les parois latérales. Hormis cette différence, la topologie de l'écoulement présentée en figure 6.11 est similaire à celles exposées dans la littérature [145, 101]. Les principales caractéristiques de l'écoulement sont retrouvées :

- l'allumage débute proche de la paroi en aval de l'injection,
- les zones de combustion les plus intenses se trouvent le long des parois,
- la couche de mélange est peu réactive et la combustion dans cette zone apparaît proche du plan de symétrie.

Ces caractéristiques sont retrouvées dans l'écoulement simulé ici (cf. fig.6.11) avec certaines différences. En effet, pour des abscisses supérieures à 300 mm, les maxima du taux de dégagement de chaleur tendent à être observés plus loin des parois. Au vu de ces différences, qui restent modérées, il est possible de conclure que la rugosité ne modifie pas la topologie canonique de l'écoulement observable expérimentalement sur plaque plane.

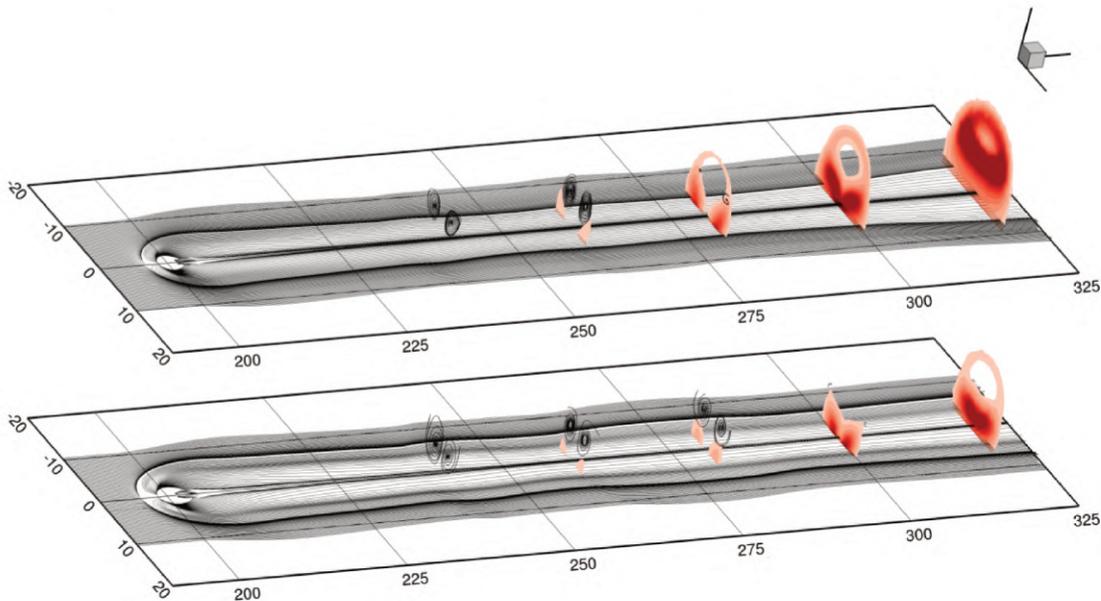


FIGURE 6.11 – Topologie de l'écoulement réactif avec lignes de courant obtenues dans un plan localisé à $y = 0.1$ mm au dessus de la paroi. Le taux de dégagement de chaleur est affiché en nuance de rouge dans des plans transverses localisés à $x = 260$ mm, 280 mm, 300 mm et 320 mm pour les cas rugueux (haut) et lisse (bas).

L'analyse des champs de richesse atomique présentés dans la figure 6.12 permet de détailler les mécanismes responsables de l'allumage lors de cette rafale. Il est remarquable de noter la correspondance du champ de richesse réactif avec celui obtenu en non réactif (cf. fig. 6.7) soulignant la faible modification de l'écoulement induite par la combustion, phénomène observé expérimentalement. Les trois lignes de courant tracées dans la figure 6.12 ont été positionnées pour observer différentes parties de l'écoulement. La première, notée (a), traverse les maxima locaux du taux de dégagement de chaleur dans la direction transverse à l'écoulement. La troisième (c) est localisée dans le plan de symétrie et la

deuxième (b) est positionnée entre les deux précédentes. Pour chacune de ces lignes, le taux de dégagement de chaleur, la température, la richesse atomique et les fractions massiques d'espèces sont tracés le long de l'abscisse sur la figure 6.13.

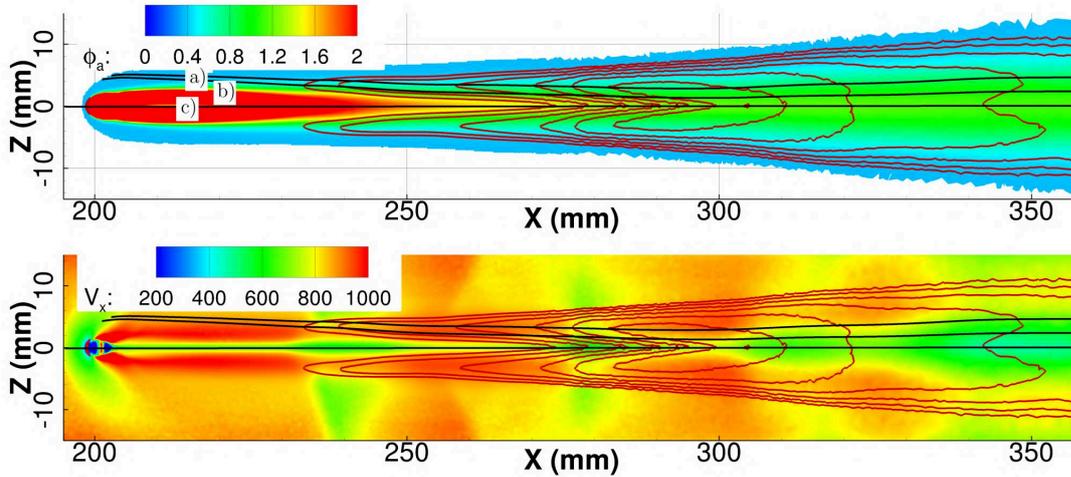


FIGURE 6.12 – Isolignes du taux de dégagement de chaleur $\dot{\omega}_T$ et lignes de courant surfacique superposées aux champs de richesse atomique Φ_a et de vitesse longitudinale V_x dans un plan localisé en $y=1$ mm au dessus de la paroi.

Les zones de combustion sont observables, délimitées par le pic du taux de dégagement de chaleur et la forte augmentation de température suivie d'un plateau, pour des abscisses comprises entre 270 et 310 mm sur la figure 6.13. En amont de ces régions le taux de dégagement de chaleur reste très faible. La richesse atomique connaît une brusque augmentation suite à l'injection, visible pour la ligne (c), puis se répartit sous l'action des CVP, augmentant pour les lignes a) et b) et diminuant pour la lignes c). La combustion s'initie pour des régions proches de la stoechiométrie. La zone amont est également caractérisée par une augmentation de la concentration en HO_2 suivie d'un plateau ainsi que d'une augmentation constante de l'espèce H_2O_2 . Les concentrations en espèces O, H et OH restent quant à elles très faibles dans cette région. Selon Sanchez et Williams [45], l'évolution de ces fractions massiques est caractéristique d'un auto-allumage en dessous de la température de croisement. Suivant ce mécanisme, d'emballement thermique, la production de HO_2 depuis la réaction impliquant l'atome H et la molécule O_2 maintient de faibles concentrations radicalaires. La production de radicaux caractéristiques de fort taux de dégagement de chaleur ne provient pas de l'emballement des réactions de ramifications mais de la décomposition de l'espèce H_2O_2 issue de HO_2 . La formation de l'espèce HO_2 est de plus favorisée par les effets de troisième corps, notamment via H_2O . Du fait de la viciation induite par le préchauffage de l'air ce chemin est favorisé pour le cas étudié. Selon Sanchez et Williams [45] la température de croisement se trouve autour de 950 K, de plus les calculs 0D, effectués dans le chapitre précédent 5, retrouvent cette valeur sans viciation et étendent la plage de l'emballement thermique jusque 1050 K en présence de viciation. Les températures des trois lignes représentées sont globalement en dessous de ces limites.

La figure 6.14 est équivalente à la figure 6.12 mais représentée dans le plan de symétrie. Cette figure est utilisée ici pour analyser la combustion dans la région loin des parois.

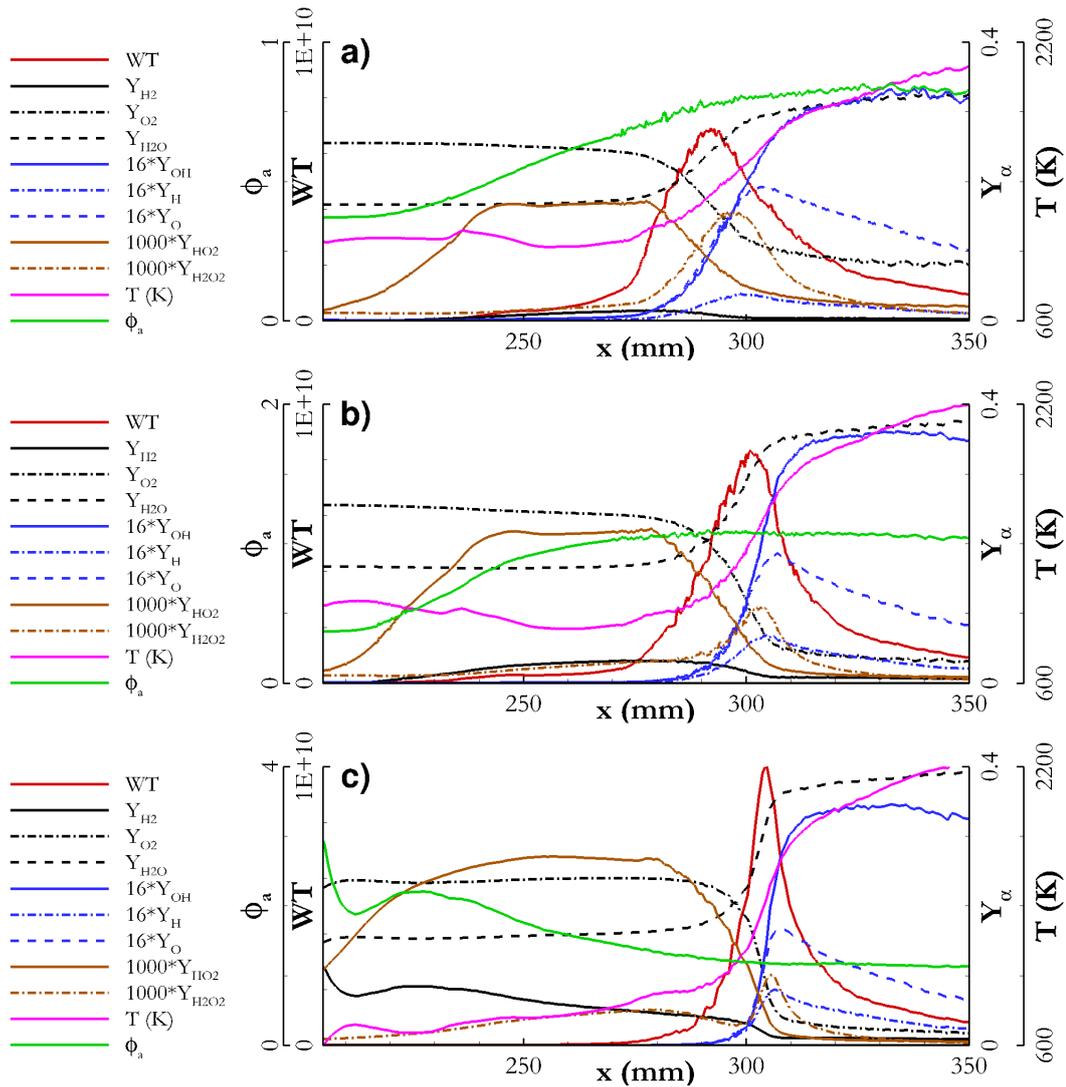


FIGURE 6.13 – Profils du taux de dégagement de chaleur $\dot{\omega}_T$, de la température T , des fractions massiques Y_α et de la richesse atomique Φ_a le long des trois lignes tracées dans la figure 6.12.

Des observations similaires à celles effectuées pour la figure 6.12 sont reconduites : la richesse atomique observée est encore une fois proche de celle obtenue en non réactif, de plus la combustion se produit également pour des richesses proches de la stœchiométrie. Les quantités thermo-chimiques sont extraites ici suivant deux lignes de courant (d) et (e) et tracées sur la figure 6.15. Une fois encore de grandes quantités de HO_2 et H_2O_2 sont retrouvées en amont de la combustion pour des températures compatibles avec le mécanisme d’emballement observé pour des températures inférieures à la température de croisement.

Pour résumer l’analyse effectuée ici, pour ce régime de combustion supersonique, la combustion est stabilisée par les phénomènes d’auto-inflammation par emballement thermique pour une température inférieure à la température de croisement. Ici, la topologie de la combustion est une conséquence directe du champ aérodynamique de l’écoulement.

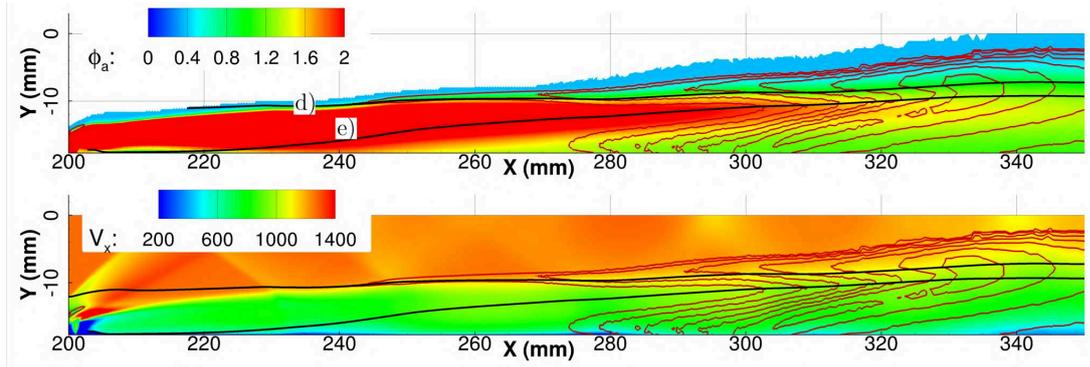


FIGURE 6.14 – Isolignes du taux de dégagement de chaleur $\dot{\omega}_T$ et lignes de courant surfaciques superposées aux champs de richesse atomique Φ_a et de vitesse longitudinale V_x dans le plan de symétrie.

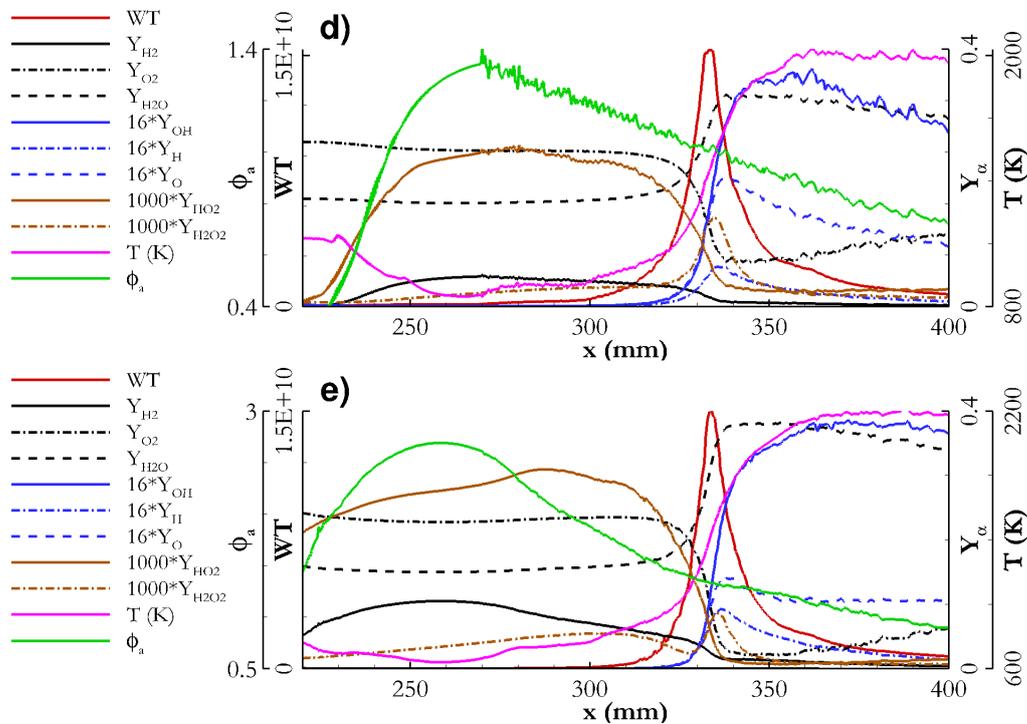


FIGURE 6.15 – Profils du taux de dégagement de chaleur $\dot{\omega}_T$, de la température T , des fractions massiques Y_α et de la richesse atomique Φ_a le long des deux lignes de courant tracées sur la figure 6.14.

Pour compléter l'analyse de cette chambre, il est intéressant d'observer les rendements de combustion au regard du mécanisme d'allumage identifié. Ces rendements et leur modes de calcul sont détaillés en annexe (cf. Annexe A)

Les rendements observés ici sont définis afin de caractériser l'état thermochimique dans une section transverse à l'écoulement et sont comparés à un état thermochimique idéal. En pratique trois rendements sont utilisés :

- Le rendement chimique (η_{ch}) comparant le dégagement de chaleur Q effectif dans

une section au dégagement de chaleur Q_{ox} supposant une réaction totale dans cette même section. Ce rendement caractérise le progrès de la réaction chimique.

- Le rendement de mélange (η_m) compare Q_{ox} au dégagement de chaleur Q_{id} supposant une combustion totale dans un mélange idéal. Ce rendement caractérise la qualité du mélange air-hydrogène.
- Le rendement de combustion (η_{comb}) est le produit des deux précédents.

Les rendements sont tracés sur la figure 6.16. Des valeurs négatives pour le rendement chimique η_{ch} et en conséquence pour le rendement de combustion η_{comb} sont visibles au voisinage de l'injection. Ce comportement provient du fait que l'observation de ce rendement n'a pas de sens en l'absence de combustion.

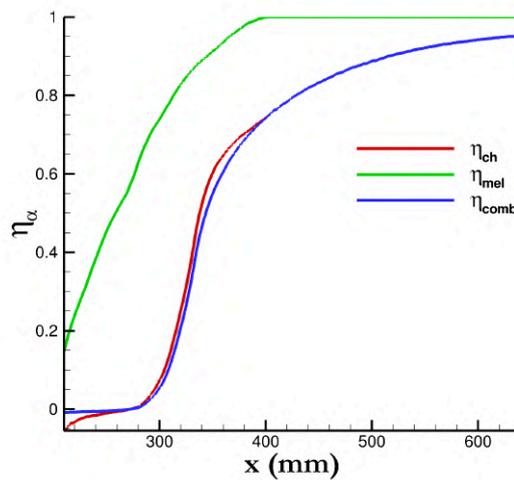


FIGURE 6.16 – Rendements énergétiques pour le cas d'auto-inflammation.

Comme la richesse globale injectée reste faible ($\Phi = 0.12$) le rendement de mélange η_m augmente rapidement jusqu'à atteindre un maximum. Malgré un mélange rapide, entre l'air et l'hydrogène, le rendement chimique reste très faible sur une grande distance ce qui reste cohérent avec une stabilisation de la combustion par auto-allumage. Les rendements chimique et de combustion présentent une brusque augmentation dans la région où la combustion se développe puis, en aval, tendent progressivement vers l'unité, le temps que les espèces intermédiaires se recombinent, lentement à haute température, pour former les produits finaux. Pour ce régime de combustion, il est intéressant de noter que le rendement de combustion est essentiellement piloté par le rendement chimique indiquant encore une fois l'auto-allumage comme mécanisme prépondérant de stabilisation de la combustion.

Régime partiellement bloqué

Cette partie est dédiée à l'étude de l'effet de la rugosité dans le cas partiellement bloqué. Ce mode apparaît à des richesses plus élevées que le cas précédent (ici $\Phi = 0.15$ au lieu de 0.12). Cette augmentation de richesse conduit à une structure présentant une interaction forte entre les ondes de chocs, les décollements de couche limite et la combustion.

Les résultats numériques sont encore une fois comparés à l'expérience par les profils de pression pariétale dans le plan de symétrie (cf. fig. 6.17) et par les champs du taux de dégagement de chaleur superposés aux gradients de densité (cf. fig. 6.18).

Les simulations sans modélisation de la rugosité montrent tant pour la topologie de l'écoulement que pour le profil de pression un comportement similaire à celui obtenu pour le cas d'auto-inflammation : ces résultats ne permettent pas de reproduire les résultats expérimentaux.

Le cas prenant en compte l'influence de la rugosité permet de reproduire plus fidèlement les résultats expérimentaux. La prise en compte de la rugosité permet d'obtenir le pic de pression observé en aval de l'injection suivi d'une pente de décroissance de pression satisfaisante pour des abscisses inférieures à 400 mm. Le plateau de pression expérimental compris entre 400 mm et 600 mm n'est cependant toujours pas restitué numériquement. Le pic de pression correspond à une structure en croix identifiée dans les visualisations numériques (cf. fig. 6.18) et expérimentales.

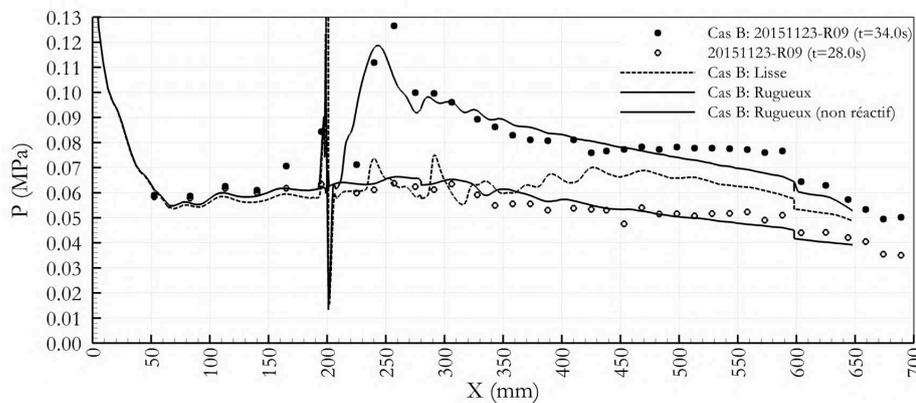


FIGURE 6.17 – Profils de pression pariétale, cas partiellement bloqué.

La structure en croix, observable sur la figure 6.19, résulte de l'intégration du gradient longitudinal de densité le long de la direction transverse à l'écoulement. Les injections sont visibles en $x = 200$ mm. Les distributions de pression et de Mach indiquent une structure de chocs similaire à un train de choc avec un série de compressions et détentes au cœur de l'écoulement interagissant avec la couche limite décollée. Cependant, le choc localisé en $x = 240$ mm montre une forme plus complexe — comme représenté dans la partie basse de la figure 6.19 — que celle d'un train de choc dans une veine à section constante. Dans cette figure, le choc est représenté par une iso-surface de gradient de densité projetée sur le plan de symétrie. Cette structure est représentée en trois dimensions sur la figure 6.20 afin de mieux en comprendre la forme. Ces deux images permettent de comprendre que la structure en croix observée expérimentalement et numériquement (cf. fig. 6.18) est tri-dimensionnelle.

Cette structure est limitée par des zones de recirculation, un premier type identifiable par deux points de séparation visible sur l'image en haut de la figure 6.20 proche du plan de symétrie pour des abscisses comprise entre 220 mm et 230 mm, ainsi qu'un second type, représenté par les lignes marron, dans les coins de la chambre. Ces deux types de recirculation sont associés à un gradient de pression adverse induit par la structure de

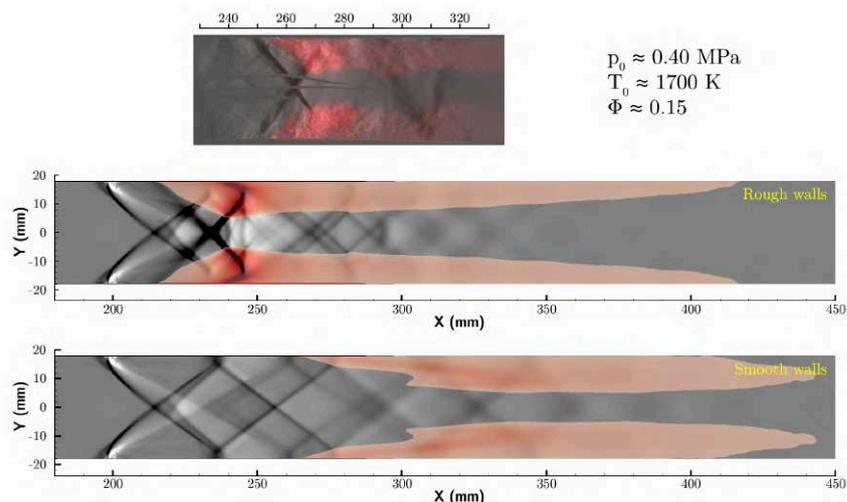


FIGURE 6.18 – Comparaison entre les visualisations expérimentales de strioscopie (nuances de gris) superposée aux émissions du radical OH^* (niveau de rouge) (en haut) et numériques avec (au milieu) et sans (en bas) parois rugueuse pour le cas partiellement bloqué.

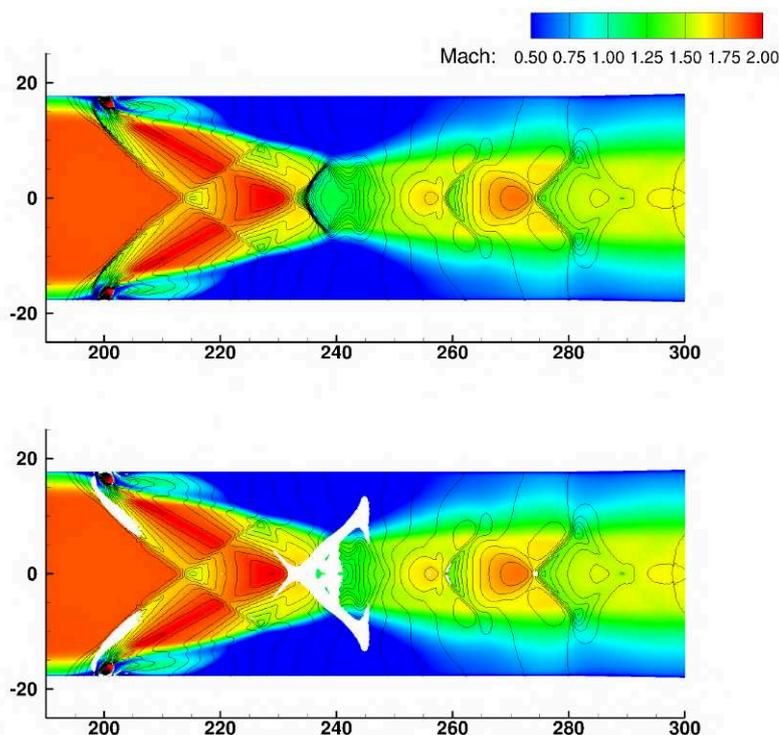


FIGURE 6.19 – Haut : contour de nombre de Mach et iso-ligne de pression dans le plan de symétrie. Bas : même image avec iso-surface de gradient de densité $\partial\rho/\partial x = 60\text{kg m}^{-4}$.

choc en croix ainsi que par la combustion. Les deux points de séparation proche du plan de symétrie montrent des tourbillons d'axes normaux à la paroi, éjectant du fluide à faible quantité de mouvement vers le cœur de l'écoulement créant des conditions favorables à

l'allumage comme souligné par les contours du taux de dégagement de chaleur dans le plan de symétrie en bas de la figure 6.20. La combustion semble effectivement intense dans la zone de la structure en croix.

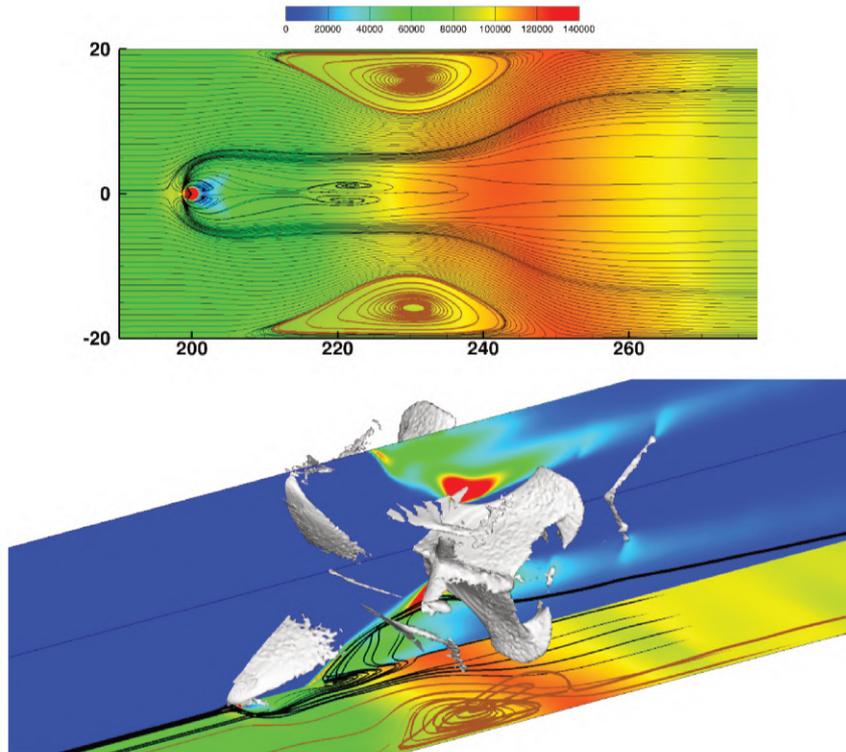


FIGURE 6.20 – Lignes de courant superposées au champ de pression dans un plan $y=0.1$ mm au dessus de la paroi (haut). Structure 3D de l'écoulement partiellement bloqué (bas) avec une iso-surface de gradient de densité $\partial\rho/\partial x = 60\text{kg m}^{-4}$ superposée aux champs de pression dans le plan $y=0.1$ mm et de taux de dégagement de chaleur en $z=0$ mm.

Les simulations numériques tendent à confirmer que les phénomènes de combustion, chocs et décollement de couche limite, sont fortement couplés dans ce mode de combustion. Cette interaction est rendue possible par le confinement de la chambre de combustion provoquant ce blocage particulier de la veine. Comme mentionné précédemment ce mode de combustion peut être appelé partiellement bloqué comme l'écoulement supersonique co-existe avec de grandes zones subsoniques. La rugosité peut participer au blocage de la veine de deux façons, l'épaississement de la couche limite d'une part et l'augmentation du mélange turbulent et de la combustion d'autre part. Ces deux phénomènes provoquent une augmentation du gradient de pression le long de la chambre de combustion favorisant le blocage thermique.

Pour ce second régime, les rendements de combustion utilisés précédemment permettent de mieux comprendre les mécanisme de stabilisation (cf. fig. 6.21). De façon similaire au premier régime, le rendement de mélange augmente rapidement jusqu'à l'unité du fait de la faible richesse globale injectée ($\Phi = 0.15$). Ici, cependant, l'augmentation du rendement chimique se fait à une distance plus faible de l'injection dans une région où le mélange n'est pas encore idéal. Par conséquent, le rendement global de combustion n'est

pas uniquement piloté par le rendement chimique, comme dans le cas précédent, mais aussi par le mélange.

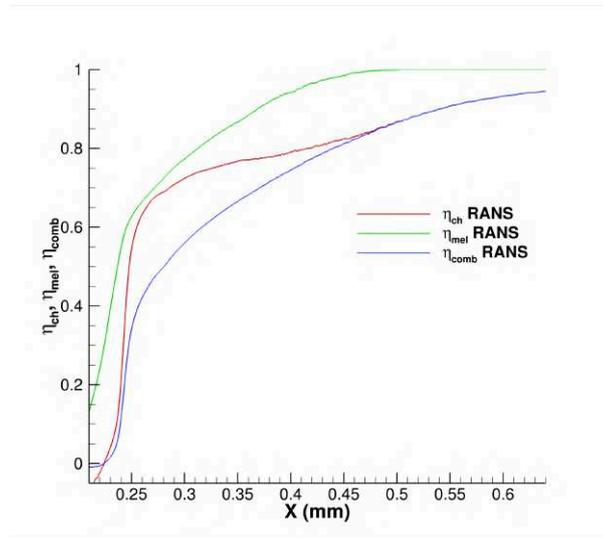


FIGURE 6.21 – Rendements énergétique pour le cas partiellement bloqué.

Les deux phénomènes (mélange et combustion) ne sont pas aussi discriminés spatialement que pour le cas d'auto-inflammation. Ceci laisse présupposer que des flammes de diffusion peuvent aussi être rencontrées dans ce mode de stabilisation.

Afin de mieux comprendre les phénomènes permettant la stabilisation de la combustion, le mélange air-hydrogène ainsi que le champ de vitesse sont caractérisés dans le plan de symétrie (cf. fig.6.22). Les iso-lignes du taux de dégagement de chaleurs mettent en évidence deux zones de combustion : l'une, localisée directement en aval de la structure de choc en croix, l'autre attachée au pied de la zone décollée. Deux lignes sont tracées afin d'identifier la structure de la combustion au sein de ces zones. La ligne a) est une ligne de courant tandis que la ligne b) est une droite parallèle à la paroi.

Les profils observables le long de la ligne a), représentés sur la figure 6.23, mettent en évidence des niveaux significatifs de HO_2 en amont de la zone réactive avec une faible présence des radicaux O, H et OH. Ce comportement indique encore une fois une combustion stabilisée par auto-allumage à une température inférieure à la température de croisement. Les profils tracés pour la ligne b) montrent une combustion se produisant dans une région à faible vitesse attachée au pied de la zone de recirculation. Au sein de cette zone, un écoulement de gaz prémélangés fait face à l'écoulement principal d'air vicié dans une région de faible vitesse. Une flamme de prémélange peut alors se stabiliser à l'interface entre ces deux écoulements. En aval de cette région, la richesse atomique et la fraction massique de l'hydrogène restent élevées permettant le développement de la combustion au sein de toute la zone de recirculation.

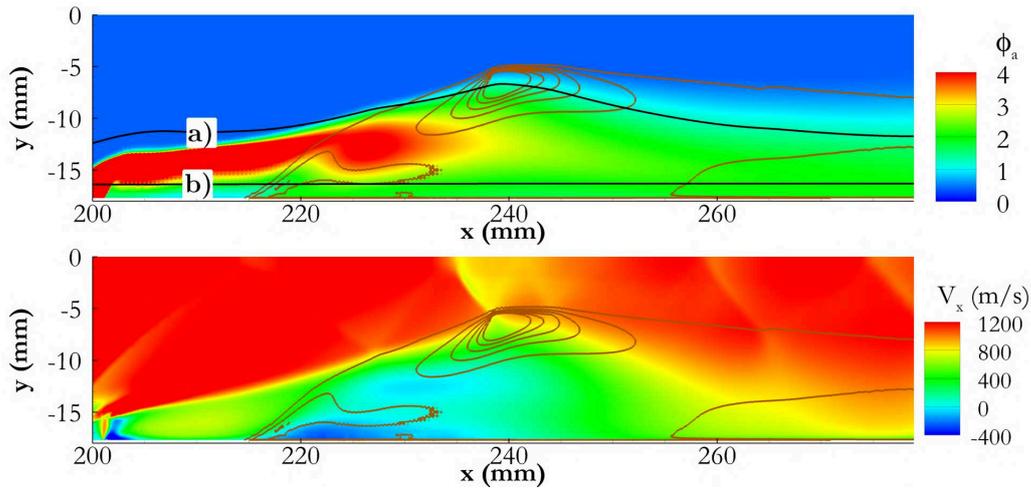


FIGURE 6.22 – Taux de dégagement de chaleur superposé aux champs de richesse atomique Φ_a et de vitesse.

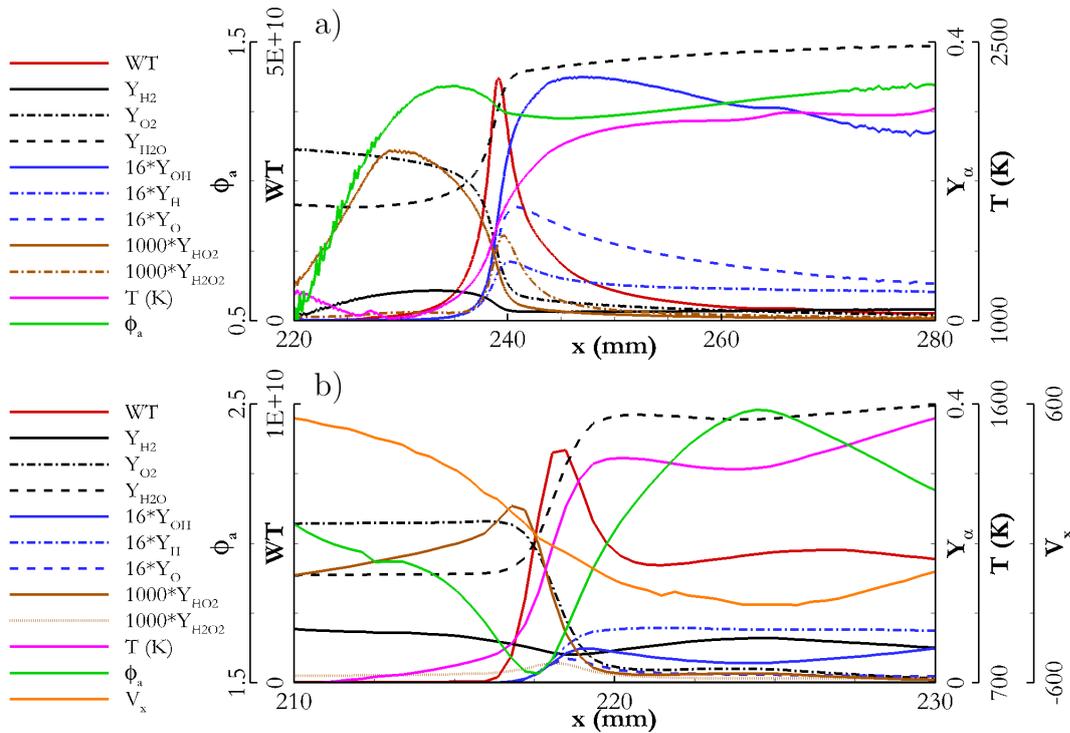


FIGURE 6.23 – Profils du taux de dégagement de chaleur $\dot{\omega}_T$, température T , fractions massiques Y_α et richesse atomique Φ_a le long des deux lignes tracées dans la figure 6.22.

6.1.4 Effet de la rugosité

Cas d'auto-inflammation

La figure 6.10 montre que la prise en compte de la rugosité dans les simulations a pour effet d'augmenter le taux de dégagement de chaleur local (par rapport au cas lisse) non seulement près de la paroi, mais aussi en dehors de la couche limite, dans la zone

de mélange du jet. La rugosité pariétale doit donc avoir un effet direct ou indirect sur le développement de la combustion même loin des parois.

Les figures 6.24 et 6.25 présentent les champs de richesse locale et de température dans des plans transverses à l'écoulement, pour les cas lisses et rugueux. On constate que le jet diffuse plus dans le cas rugueux, et que sa température augmente plus rapidement, expliquant ainsi les valeurs plus élevées du taux de dégagement de chaleur.

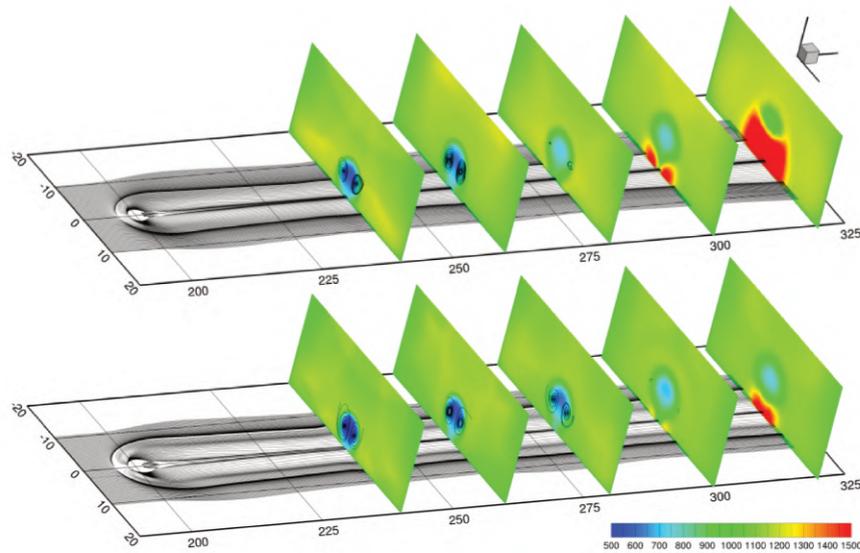


FIGURE 6.24 – Champs de température dans des plans transverses localisés en $x = 260$ mm, 280 mm, 300 mm et 320 mm pour les cas rugueux (haut) et lisse (bas).

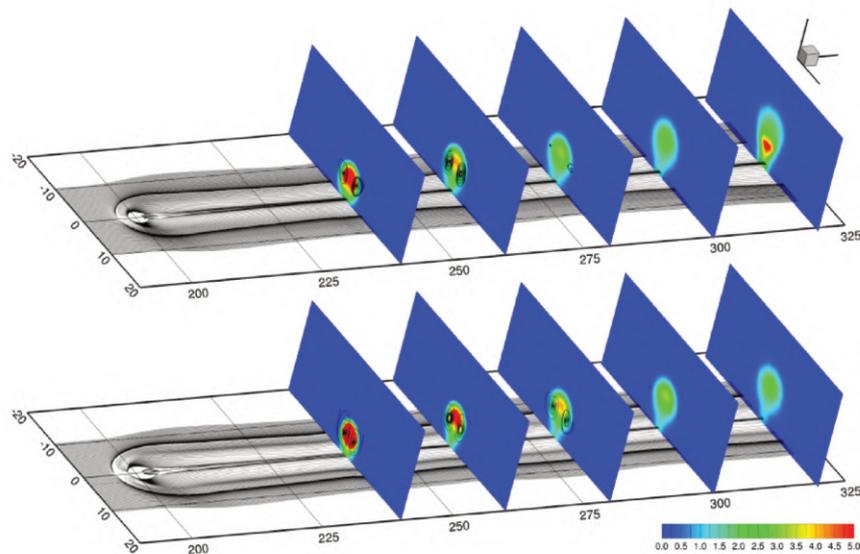


FIGURE 6.25 – Champs de richesse dans des plans transverses localisés en $x = 260$ mm, 280 mm, 300 mm et 320 mm pour les cas rugueux (haut) et lisse (bas).

Comme le montre la figure 6.26, cette augmentation du transport peut être corrélée à l'augmentation du coefficient de diffusion turbulente dans tout le sillage du jet.

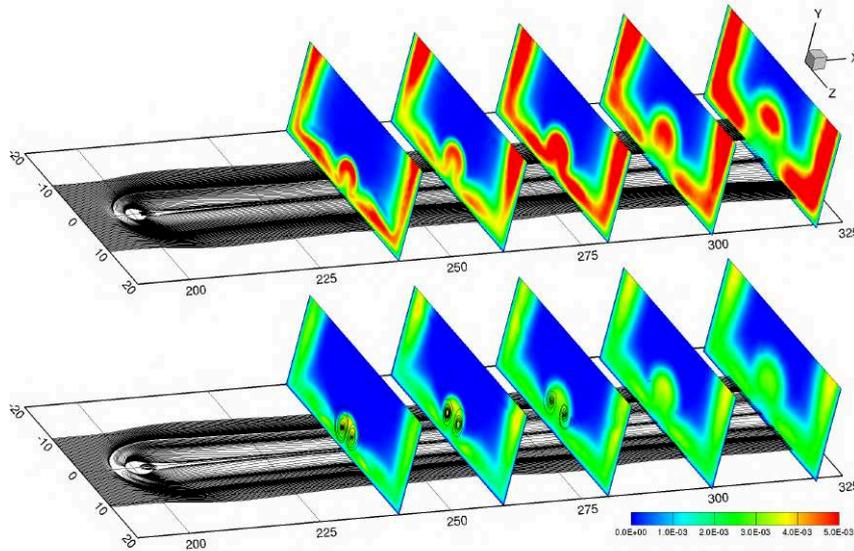


FIGURE 6.26 – Champs de viscosité turbulente dans des plans transverses localisés en $x = 260$ mm, 280 mm, 300 mm et 320 mm pour les cas rugueux (haut) et lisse (bas).

Sur cette figure, sont reportées les lignes de courant représentant les tourbillons de jet contra-rotatifs. Les positions relatives des zones de μ_t élevées et des tourbillons suggèrent que la viscosité turbulente est convectée depuis les zones proches paroi, où elle est créée par le modèle de paroi rugueuse, vers la zone de mélange du jet.

L'influence de la rugosité sur le mélange peut également être observée en comparant les rendements énergétiques obtenus sur parois lisses et rugueuses (cf. fig. 6.27). Comme attendu, le rendement global de la combustion augmente plus en amont dans le cas présentant des parois rugueuses. Cette augmentation est induite par les contributions respectives des rendements de mélange et chimique. La contribution respective de chacun de ces rendements est tracée sur la droite de la figure 6.27. Ces contributions sont calculées en terme d'augmentation relative :

$$\delta_{\eta_{comb}} = \frac{d\eta_{comb}}{\eta_{comb}} = \frac{d\eta_{mel}\eta_{ch}}{\eta_{mel}\eta_{ch}} = \frac{d\eta_{mel}}{\eta_{mel}} + \frac{d\eta_{ch}}{\eta_{ch}} = \delta_{\eta_{mel}} + \delta_{\eta_{ch}} \quad (6.2)$$

Pour les régions non-réactives ($x < 270$ mm) de l'écoulement, le rendement global est principalement augmenté par la contribution du mélange comme indiqué précédemment. Cependant, pour la zone réactive, la contribution du mélange diminue, et le rendement global est piloté par la chimie. De plus, la contribution chimique au rendement global est plus importante comparativement à celle du mélange.

Ainsi, la contribution du mélange exposée précédemment ne semble pas essentielle pour expliquer la modification de la position de la stabilisation de la combustion entre simulations lisse et rugueuse. Il est donc nécessaire de comprendre l'effet des rugosité sur l'augmentation de rendement chimique. Ce point fait l'objet des paragraphes suivants.

Un second effet notable de la prise en compte de la rugosité provient de l'épaississement de la couche limite. En effet, la figure 6.28 présente les profils de couche limite dans le plan $z = 0$ calculé en choisissant la hauteur de couche limite comme égale à la hauteur

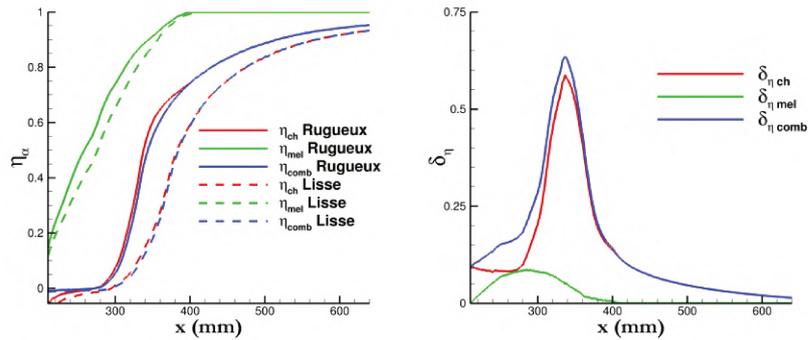


FIGURE 6.27 – Comparaison des rendements de combustion pour les cas lisses et rugueux (gauche). Contribution relative des rendements de mélange et chimique à l'écart de rendement global de combustion.

δ_{90} pour laquelle la vitesse vaut 90 % de la vitesse maximale dans la coupe. Sur cette figure, les profils de couche limite restent proches dans le divergent de la tuyère de Laval, se prolongeant jusqu'à $x = 65$ mm. Ces profils semblent se séparer à partir de $x = 100$ mm pour atteindre un écart de 0.5 mm en amont de l'injecteur.

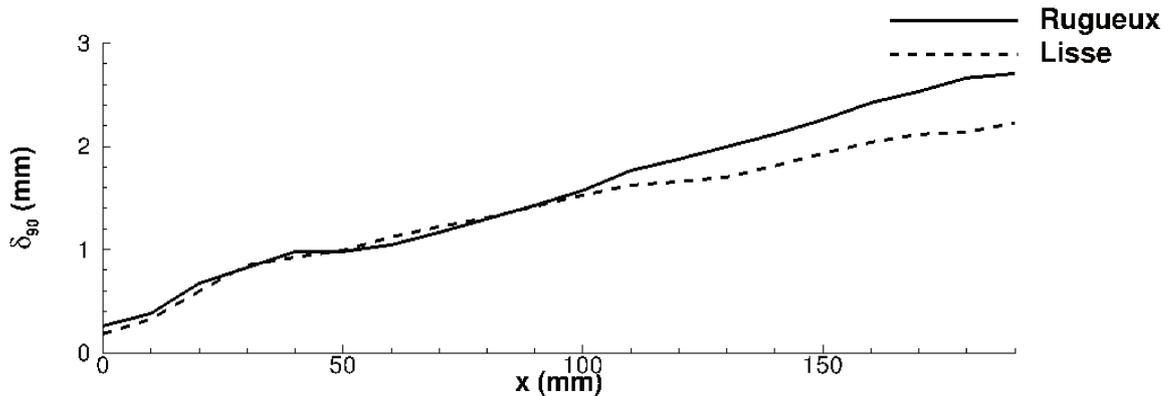


FIGURE 6.28 – Profil de couche limite dans le plan de symétrie $z = 0$.

Cet épaissement de la couche limite va augmenter le confinement de la chambre en réduisant la section utile disponible pour l'écoulement. Comme l'indique la figure 6.29, en écoulement supersonique, cette réduction de section va avoir pour effet de réduire la vitesse moyenne de l'écoulement et augmenter sa pression et température moyenne. Ces deux effets provoquent une augmentation du temps de résidence moyen dans la chambre ainsi qu'une diminution du délai d'auto-inflammation moyen, deux paramètres conduisant à une combustion plus précoce des gaz.

En conclusion, l'augmentation observée du rendement de combustion est induite par un épaissement des couches limites produisant une augmentation de la température et une diminution de la vitesse de l'écoulement.

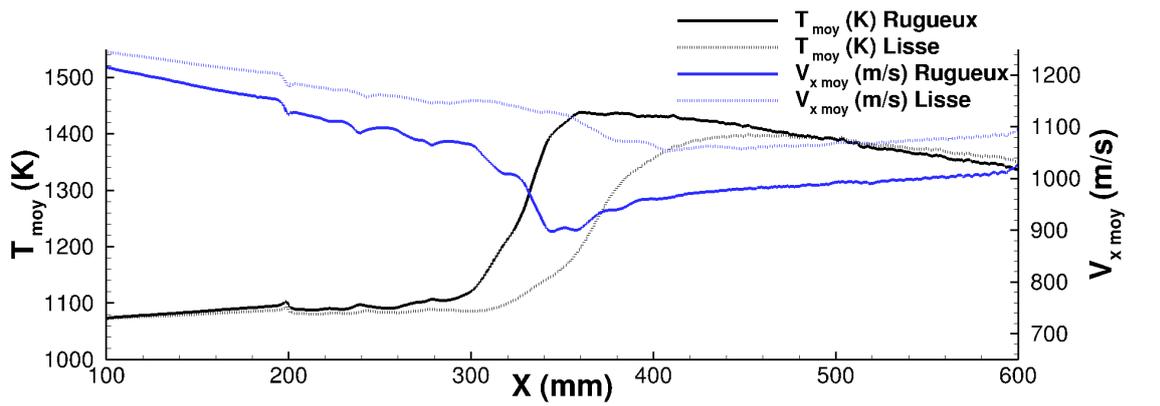


FIGURE 6.29 – Évolution longitudinale de la vitesse et de la température moyenne.

6.1.5 Diagrammes de Borghi et de Williams

Régimes de combustion

Un premier diagramme permettant de définir les régimes de combustion turbulente prémélangé a été proposé par Borghi [12] puis complété dans différents travaux [146, 147]. Ce diagramme (cf. fig. 6.30) différencie les régimes de combustion en se basant sur les rapports d'échelles de longueur et de vitesse des phénomènes de turbulence et de combustion.

Les échelles caractéristiques de la turbulence utilisées sont l'échelle de longueur intégrale Λ et de vitesse u' (estimée à partir de l'énergie cinétique de turbulence). Les échelles caractéristiques des flammes prémélangées sont la vitesse de flamme laminaire S_L et l'épaisseur de flamme laminaire δ_L , ces grandeurs sont propres au mélange réactif et indépendantes de la turbulence.

L'épaisseur de flamme laminaire est liée à la vitesse de flamme laminaire par la relation $\delta_L = D/S_L$ où D représente la diffusivité thermique.

Ce diagramme se représente en échelle logarithmique. Les régimes de combustion sont délimités par les grandeurs adimensionnées $Re_t = 1$, $Da = 1$ et $Ka = 1$.

Le nombre de Reynolds turbulent, représenté par le rapport entre les forces d'inertie de la turbulence et les forces visqueuses du fluide, permet de délimiter les écoulements laminaires, pour lesquels le Reynolds est inférieur à l'unité, des écoulements turbulents. Le nombre de Reynolds peut être écrit comme le produit des deux grandeurs utilisées pour tracer le diagramme (6.3) en utilisant l'approximation du nombre de Schmidt unitaire $Sc = \nu/D = 1$ la viscosité peut être approximée par $\nu = S_L \delta_L$. Cela conduit à :

$$Re_t = \frac{u' \Lambda}{\nu} = \frac{u' \Lambda}{D} = \frac{u' \Lambda}{S_L \delta_L} \quad (6.3)$$

Le nombre de Damköhler, défini à partir du le temps caractéristique de la combustion et du temps caractéristique intégral de la turbulence, permet de distinguer la chimie rapide de la chimie lente. Le temps caractéristique de la turbulence se définit en fonction des échelles caractéristiques de vitesse et de longueur intégrale $\tau_t = \Lambda/u'$. Le temps caractéristique de la chimie peut être définie de plusieurs façons. Dans le cadre des flammes laminaires, une façon conventionnelle de définir ce temps chimique est de l'écrire sous la

forme du rapport entre l'épaisseur et la vitesse de flamme laminaire $\tau_c = \delta_L/S_L$. Le nombre de Damköhler défini de cette manière sera par la suite noté Da_I (6.4).

$$Da_I = \frac{\tau_t}{\tau_c} = \frac{S_L \Lambda}{u' \delta_L} \quad (6.4)$$

Le nombre de Karlovitz caractérisant l'effet des petites structures de la turbulence sur le front de flamme s'écrit comme le rapport entre le temps chimique et temps de retournement des tourbillons de Kolmogorov. Le temps de retournement des tourbillons de Kolmogorov s'écrit de la même façon que le temps caractéristique de la turbulence $\tau_K = \eta/v_K$. L'échelle de longueur η et de vitesse v_K sont obtenues par analyse dimensionnelle en s'appuyant sur le fait que les effets visqueux prédominent. En réutilisant l'hypothèse de Schmidt unitaire on obtient une définition du Karlovitz dépendant uniquement des grandeurs caractéristiques de la combustion et de la turbulence. Un second nombre de Karlovitz, noté Ka_δ , représentant l'effet des petites structures de la turbulence sur la zone de réaction, caractérisées respectivement par les longueur η et l_δ , peut être défini (6.7) en utilisant $l_\delta/\delta_L = \delta$ une fraction de l'épaisseur de flamme⁵. Cette fraction permet de retrouver le nombre de Karlovitz défini précédemment. Cette valeurs de δ vaut typiquement 0.1 [148] conduisant à un Karlovitz minimal de 100. En effet, on a :

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{1/4} \quad v_K = (\nu\epsilon)^{1/4} \quad \tau_K = \left(\frac{\nu}{\epsilon}\right)^{1/2} = \left(\frac{S_L \delta_L}{\epsilon}\right)^{1/2} \quad (6.5)$$

$$Ka = \frac{\tau_c}{\tau_K} = \frac{\delta_L}{S_L} \left(\frac{\epsilon}{\nu}\right)^{1/2} = \begin{cases} \frac{\nu}{S_L^2} \left(\frac{\epsilon}{\nu}\right)^{1/2} = \frac{(\nu\epsilon)^{1/2}}{S_L^2} = \frac{v_K^2}{S_L^2} \\ \frac{\nu^2}{S_L^2} \frac{1}{\nu} \left(\frac{\epsilon}{\nu}\right)^{1/2} = \delta_L \left(\frac{\epsilon}{\nu^3}\right)^{1/2} = \frac{\delta_L^2}{\eta^2} \\ \frac{\delta_L}{S_L} \left(\frac{\epsilon}{S_L \delta_L}\right)^{1/2} = \frac{\delta_L}{S_L} \left(\frac{u'^3}{\Lambda} \frac{1}{S_L \delta_L}\right)^{1/2} = \left(\frac{\delta_L}{\Lambda}\right)^{1/2} \left(\frac{u'}{S_L}\right)^{3/2} \end{cases} \quad (6.6)$$

ce qui conduit à :
$$Ka_\delta = \frac{l_\delta^2}{\eta^2} = \frac{(\delta\delta_L)^2}{\eta^2} = \delta^2 Ka \quad (6.7)$$

La figure 6.30 permet de classer les flammes turbulentes (pour lesquelles $Re_t > 1$) en fonction de la déformation et/ou de l'épaississement de la zone de réaction par les tourbillons de Kolmogorov. Trois type de flamme se distinguent dans ce diagramme :

- Le régime des flammelettes ($Ka < 1$) pour lequel l'épaisseur de réaction reste inférieure à l'échelle de longueur de Kolmogorov. Dans ce régime, la combustion est uniquement contrainte par la diffusion laminaire des espèces et la structure de flamme est quasi-stationnaire.
- Le régime des réactions fines ($100 < Ka < 1$) où les petites structures tourbillonnaires pénètrent la zone de préchauffage de la flamme pouvant conduire à une augmentation de l'épaisseur de flamme.
- Le régime des flammes épaissies ($Ka > 100$), dans lequel les tourbillons de Kolmogorov pénètrent la zone de réaction de la flamme. Dans ce régime, le transport turbulent prédomine conduisant à des flammes épaisses.

5. On montre que δ est relié au nombre de Zeldovich [148]

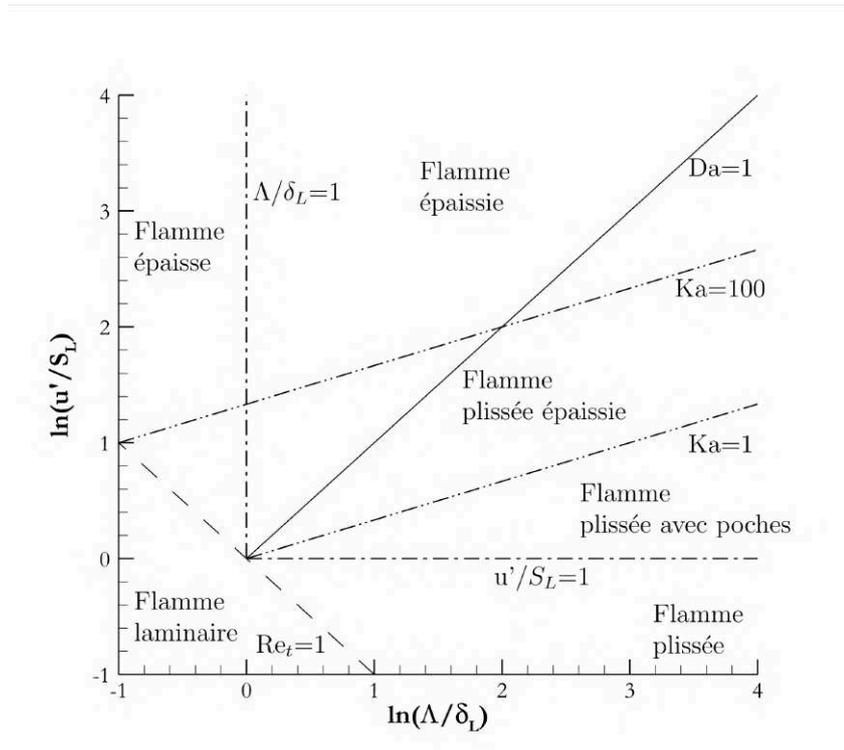


FIGURE 6.30 – Diagramme des régimes de combustion turbulente prémélangée dans les coordonnées de Barrère et Borghi [10, 11, 12].

Cette description simplifiée est encore le sujet d'études et de réflexions [149, 150, 151, 152, 153, 154, 155, 156, 157].

Il est possible de raffiner ce diagramme en ajoutant les frontières $u'/S_L = 1$, $Da = 1$, $\Lambda/\delta_L = 1$ permettant d'introduire certaines nuances dans les structures de flamme observées :

- La frontière $u'/S_L = 1$ observe l'effet de l'intensité de la turbulence sur la structure du front de flamme. On obtient alors :
 - le régime des flammellettes plissées ($u'/S_L < 1$) où la turbulence plisse uniquement le front de flamme,
 - le régime des flammellettes plissées avec poches ($u'/S_L > 1$) dans lequel la turbulence peut transporter des poches de gaz frais dans les gaz brûlés.
- La frontière de Damköhler unitaire compare le temps de retournement des tourbillons de grandes échelles au temps caractéristique de la chimie ainsi :
 - Si $Da > 1$ alors le temps turbulent est grand devant celui de la chimie et si une particule pénètre le front de flamme elle sera brûlée avant que le tourbillon ne soit retourné. On a alors une combustion par front de flamme.
 - Si $Da < 1$ alors le temps turbulent est petit devant le temps chimique et les "tourbillons" épaississent la flamme.
- La frontière $\Lambda/\delta_L = 1$ distingue le moment à partir duquel les tailles des grandes structures turbulentes sont plus grandes que l'épaisseur du front de flamme. Ainsi

si $\Lambda/\delta_L < 1$, toutes les échelles de la turbulence sont plus petites que δ_L et peuvent pénétrer dans le front de flamme pour modifier sa structure. C'est le régime des flammes épaisses.

D'autres coordonnées permettent de classifier les régimes de combustion turbulente. Par exemple, Balakrishnan et Williams [13] proposent d'utiliser un système de coordonnées basées sur les nombres Reynolds turbulent et de Damköhler.

Le nombre de Reynolds utilisé reste le nombre de Reynolds turbulent défini précédemment (6.3), tandis que le nombre de Damköhler peut être défini de différente façon [157] :

- Da_I (6.4) utilisant les grandeurs caractéristiques de longueur et de vitesse de la flamme pour définir un temps caractéristique de la chimie,
- Da_{II} où le délai d'auto-inflammation des gaz permet de définir le temps caractéristique de la chimie.

Quelle que soit la définition adoptée pour ce Damköhler, le diagramme de Williams se présente de la façon suivante (cf. fig. 6.31) où l'on retrouve les limites exposées précédemment.

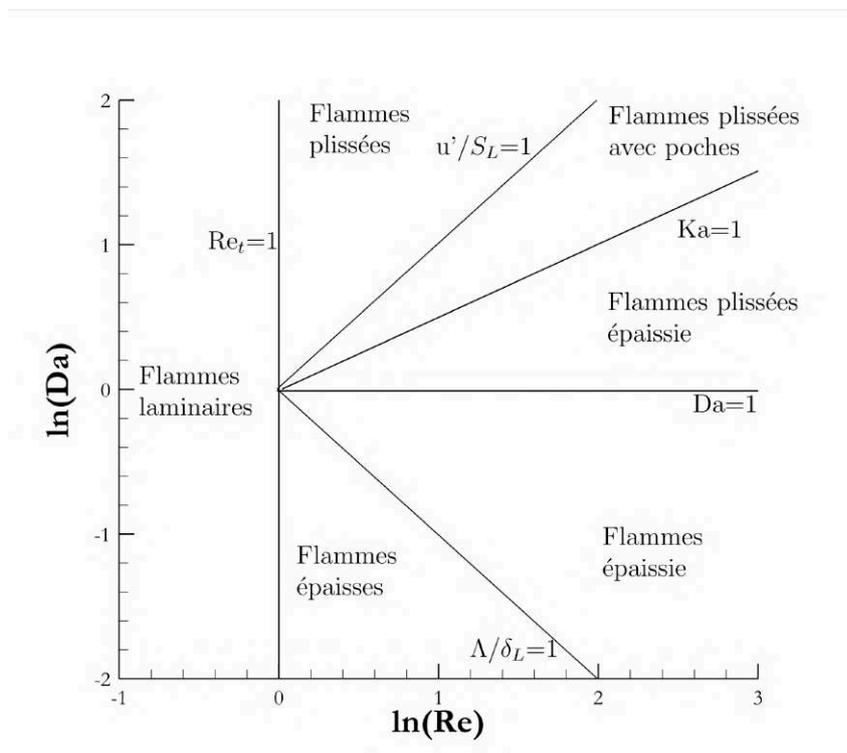


FIGURE 6.31 – Diagramme de classification des flammes turbulentes dans les coordonnées proposées par Williams [13].

Estimation des échelles caractéristiques dans les simulations

Les grandeurs caractéristiques permettant de tracer les diagrammes évoquées dans les parties précédentes ne sont pas des données triviales du calcul et nécessitent d'être

estimées, moyennant certaines hypothèses. Cette partie développera les hypothèses et méthodes de calculs des grandeurs utilisées pour tracer les diagrammes de combustion turbulente.

Les échelles de longueur et de vitesse caractéristique de la turbulence peuvent être obtenue à l'aide du modèle de turbulence adopté, ici le modèle k - ω de Menter [86]. La fluctuation vitesse caractéristique de la turbulence u' et la longueur caractéristique de la turbulence Λ sont estimées à partir des grandeurs turbulente transportée k et ω avec β une constante du modèle (6.8).

$$u' = \sqrt{k} \quad \Lambda = \frac{\sqrt{k}}{\beta\omega} \quad (6.8)$$

Les grandeurs caractéristiques de la combustion, épaisseur laminaire de flamme δ_L , vitesse laminaire de propagation de flamme S_L et de délai d'auto-inflammation τ_{ign} , sont des grandeurs dépendant des conditions thermodynamiques (pression, température, composition). Dans le cas simulé, où le mélange des gaz frais n'est pas parfait, les conditions de pression, température et richesse varient grandement d'une cellule à l'autre. Ces grandeurs thermodynamiques peuvent être liées à la fraction de mélange. En traçant les courbes de température, richesse et pression en fonction de la fraction de mélange (cf. fig. 6.32) il est possible de réduire la connaissance de la température et de la composition à la seule donnée de la fraction de mélange. On constate néanmoins que la pression doit être conservée comme variable d'entrée. Des fonctions $T = f(\xi)$ et $\Phi = g(\xi)$ on ainsi été ajustées (courbes rouges de la figure 6.32) pour restituer au mieux cette dépendance.

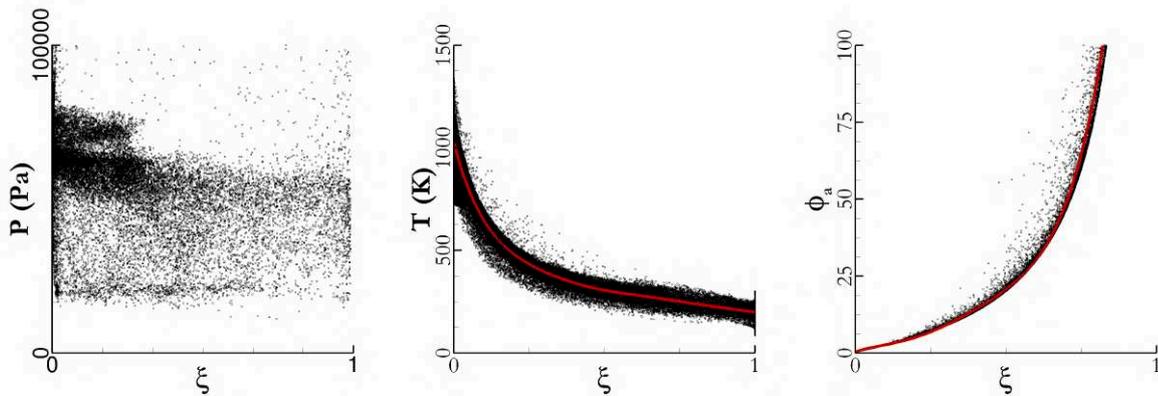


FIGURE 6.32 – De gauche à droite : pression, température et richesse en fonction de la fraction de mélange.

La connaissance de ces données thermodynamiques permet à l'aide du logiciel CANTERA de simuler des flammes laminaire 1D de prémélange, permettant d'obtenir vitesse et épaisseur de flamme laminaire (mesurée via l'épaisseur thermique, basée sur le gradient de température maximal), ainsi que des calculs de réacteur parfaitement mélangé donnant le délai d'auto-inflammation. Les calculs ont été réalisés en utilisant le mécanisme de Jachimowski [47].

La figure 6.33 rassemble d'une part, les résultats des calculs 1D de flammes laminaire permettant de donner la vitesse et l'épaisseur de flamme laminaire en fonction de la fraction de mélange pour les deux régimes de combustion simulés, et d'autre part, les

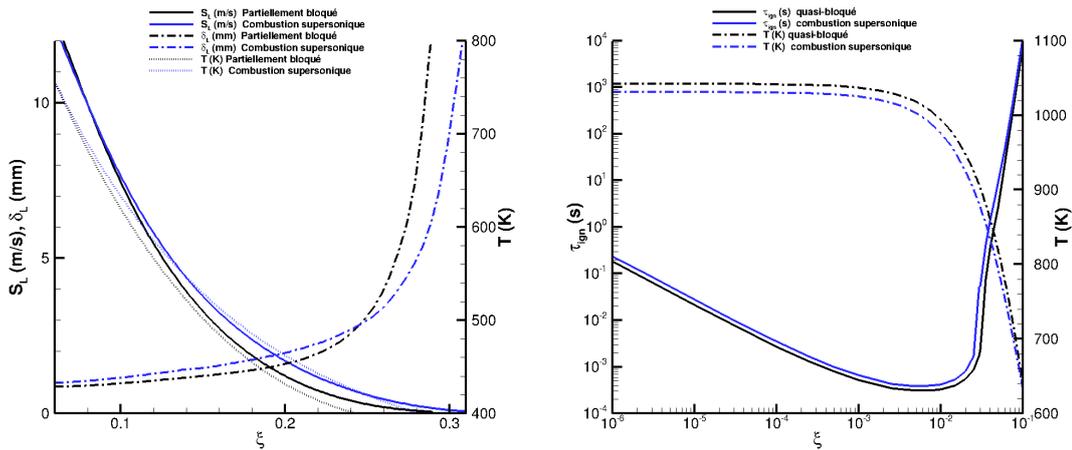


FIGURE 6.33 – À gauche : vitesse et épaisseur de flamme laminaire calculées pour une flamme 1D avec CANTERA en fonction de la fraction de mélange. À droite : délai d’auto-inflammation calculé pour un réacteur parfaitement mélangé 0D avec CANTERA en fonction de la fraction de mélange.

résultats de calculs 0D de réacteur bien mélangé permettant d’obtenir le délai d’auto-inflammation en fonction de la fraction de mélange. L’importante épaisseur de flamme mesurée provient de la faible pression imposée en entrée. Une tabulation du délai d’auto-inflammation ainsi que de la vitesse et l’épaisseur de flamme a été construite en fonction de la pression et de la fraction de mélange. Cette dernière permet par la suite de connaître localement dans chaque cellule τ_{ign} , δ_L et S_L puis Da_I et Da_{II} en fonction de P et ξ .

Régimes de combustion issus des simulations numériques

La figure 6.34 montre les diagrammes de combustion pour les deux rafales dans les coordonnées de Williams [13]. Ces diagrammes sont complétés par le taux de dégagement de chaleur, la richesse atomique ainsi que le nombre de Mach.

Les diagrammes de Williams du régime d’auto-inflammation (cf. fig.6.34) indiquent un régime de combustion s’étendant sur le régime des flammes épaissies et épaisses. La combustion est stabilisée autour de la stœchiométrie dans un écoulement supersonique. Dans le cadre du régime partiellement bloqué le nuage de point est globalement translaté vers les nombres de Damköhler plus élevés, par rapport au cas d’auto-inflammation, et entre dans le régime des flammes plissées épaissies et des flammes épaissies. Ce comportement peut être induit par l’apparition de la zone de recirculation dans laquelle se produit la majeure partie de la combustion. Le nuage de points indique deux zones réactives, la première localisée dans la couche cisailée, à Mach plus élevé et proche de la stœchiométrie, et la seconde à Mach plus faible et richesse plus élevée, localisée au sein du décollement.

La figure 6.35 présente les diagrammes de Borghi [12] de ces deux rafales. En toute rigueur ces diagrammes ont été conçus pour étudier des flammes pré-mélangées. Il conviendrait alors de restreindre les résultats présentés aux seules zones présentant un caractère pré-mélangé. Cette discrimination peut se faire au travers du critère de Takeno, cependant,

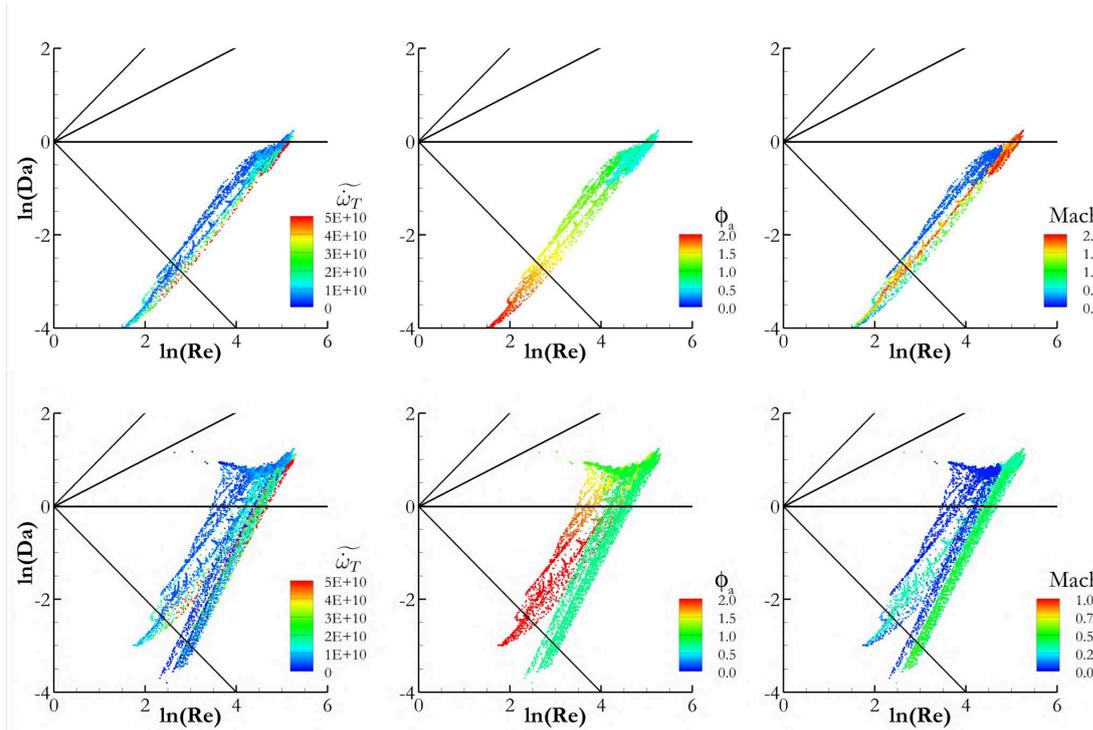


FIGURE 6.34 – Diagrammes de Williams, colorés à gauche par le taux de dégagement de chaleur et à droite par le taux de dissipation scalaire, pour les deux cas simulé : en haut le cas d’auto-inflammation, en bas le cas partiellement bloqué.

ce critère nécessite la connaissance des gradients de part et d’autre du front de flamme. Or les seuls gradients disponible ici sont les gradients moyen a l’échelle du maillage. Cette seule donnée ne permet donc pas d’obtenir un critère satisfaisant, ainsi tous les points sont représentés. Ces diagrammes 6.35 obtenus pour la rafale d’auto-inflammation sont clairement localisée dans la région des flammes épaissies dans une zone supersonique proche de la stœchiométrie. La rafale partiellement bloquée est globalement située dans le régime des flammes épaissies, toutefois certains points s’approchent de la zone des flammes plissées épaissies.

En conclusion, les diagrammes observés dans cette partie tendent a indiquer la validité de l’hypothèse de combustion quasi-laminaire. Toutefois, un certains nombre de points s’approchent de régimes pour lesquels des modèles d’interactions chimie turbulence (ICT) peuvent produire des effets bénéfiques sur la restitution de la comparaison avec les données expérimentales.

6.1.6 Conclusion

Cette partie met en évidence l’intérêt de la prise en compte de la rugosité qui permet, pour deux rafales distinctes, de restituer les régimes de combustion observés. Pour la rafale R10 ce paramètre semble avoir pour principal effet d’épaissir les couches limites réduisant la vitesse globale de l’écoulement et permettant d’initier la combustion plus en amont. Pour la rafale R09 l’épaississement de couche limite conduit à l’apparition d’une nouvelle topologie de l’écoulement caractérisée par des décollements massifs dans lesquels

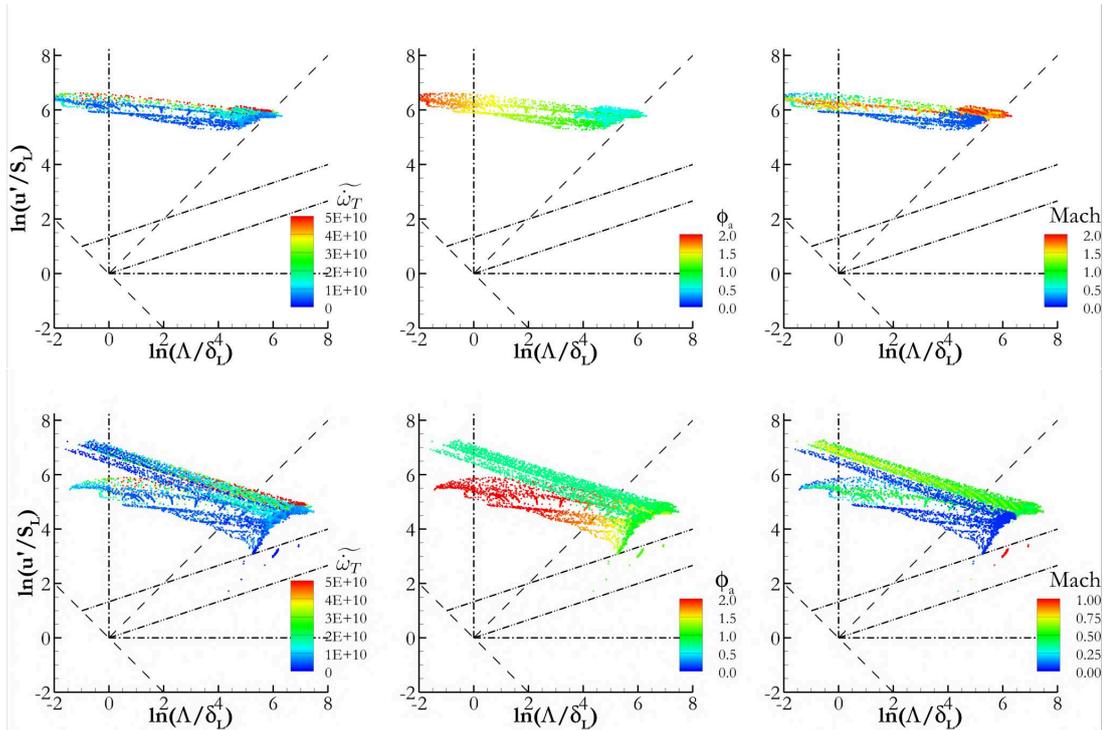


FIGURE 6.35 – Diagrammes de Borghi, coloré à gauche par le taux de dégagement de chaleur et à droite par le taux de dissipation scalaire, pour les deux cas simulés : en haut le cas d’auto-inflammation, en bas le cas partiellement bloqué.

se stabilise la combustion. L’analyse de ces deux rafales montre que la R10 est pilotée par un mécanisme d’auto-inflammation tandis que la R09 laisse supposer l’existence de flamme de diffusion et de prémélange.

6.2 Etude de la sensibilité des résultats obtenus à différents paramètres

Cette seconde partie s’intéresse à l’influence de différents paramètres sur les simulations numériques de la chambre LAPCAT.

- Une première série de calcul s’intéresse à l’effet du nombre de Schmidt turbulent, paramètre de simulation pilotant la diffusion turbulente des espèces, pour lequel plusieurs valeurs standards existent dans la littérature.
- Une seconde série s’intéresse à une représentation des conditions aux limites d’entrée de l’air vicié en prenant en compte le profil de température correspondant.
- Le troisième paramètre exploité ici se concentre sur la température des parois de la chambre. Plusieurs séries de calculs présentent l’effet de celle-ci sur la combustion.
- Le quatrième paramètre étudié dans cette partie s’intéresse à la représentation de la combustion. Différents schémas cinétiques sont référencés dans la littérature et produisent des résultats différents pour la stabilisation de l’allumage de la chambre LAPCAT.

- Une dernière partie vise à considérer l'effet de la prise en compte d'une géométrie allongée se prolongeant jusqu'à l'élargissement de sortie de la chambre.

6.2.1 Modification du nombre de Schmidt turbulent

L'étude de l'effet du nombre de Schmidt turbulent est motivée par l'effet de la rugosité observé sur le mélange dans la chambre de combustion. Ce nombre de Schmidt turbulent est utilisé dans l'équation de conservation des espèces pour déterminer la diffusion turbulente des espèces $D_t = \nu_t / Sc_t$ avec ν_t la viscosité turbulente. Ce nombre était fixé égal à 0.9 dans les simulations précédentes. Ainsi, une diminution du nombre de Schmidt turbulent provoque une augmentation de la diffusion turbulente des espèces. Cette modification pourrait alors induire un mélange plus intense du jet d'hydrogène et ainsi conduite à une combustion plus précoce en présence de parois lisses.

Une étude de l'influence du paramètre de nombre de Schmidt turbulent a donc été conduite en testant, sur parois lisse trois, trois valeurs distinctes de nombre de Schmidt turbulent [0.1 ; 0.5 ; 0.9], cela pour chacun des deux régimes de combustion.

Régime d'auto-inflammation

La comparaison entre les profils de pression pariétale obtenus pour chacune des simulations (cf. fig. 6.36) indique qu'il est nécessaire de diminuer fortement le nombre de Schmidt, jusqu'à 0.1, pour obtenir une correspondance satisfaisante du profil de pression numérique avec l'expérience. Toutefois, en l'absence de rugosité, ces courbes ne permettent pas de restituer le profil de pression en amont de l'injection.

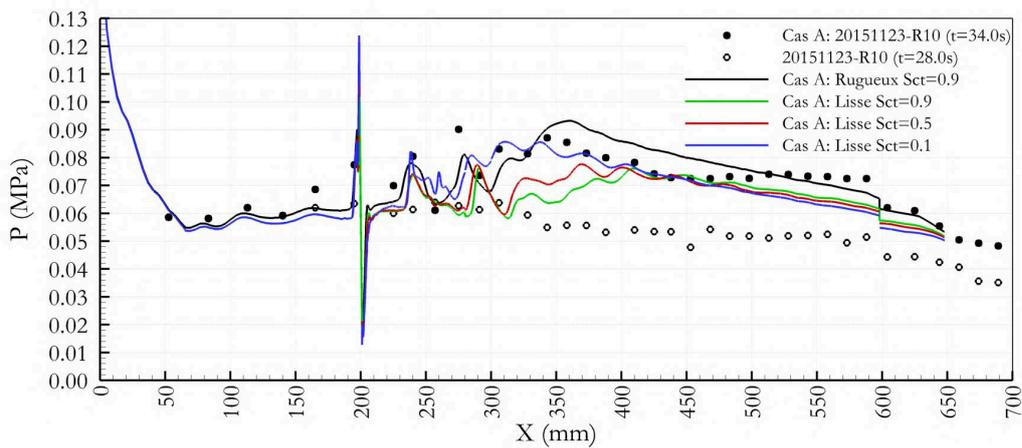


FIGURE 6.36 – Profil de pression pariétale dans le plan $z=0$.

Les nombres de Schmidt nécessaire à la reproduction du profil de pression expérimental semblent toutefois déraisonnable considérant les valeurs conventionnelles pour celui-ci. En effet, la plage de variation du nombre de Schmidt turbulent rapportée dans la littérature s'étend de 0.5 à 1, cf. partie 2 du manuscrit de thèse.

Régime partiellement bloqué

La modification du nombre de Schmidt turbulent pour ce mode de combustion restitue des résultats très similaires à ceux obtenus lors de la simulation du régime précédent. En effet, les profils de pression obtenus sont très proches du régime d'auto-inflammation (cf. fig. 6.37). Cependant, aucune des simulations ne permet d'obtenir le pic de pression observé expérimentalement. Encore une fois, pour ce mode de combustion, le profil de pression en amont de l'injection reste beaucoup mieux représenté en tenant compte de la rugosité des parois.

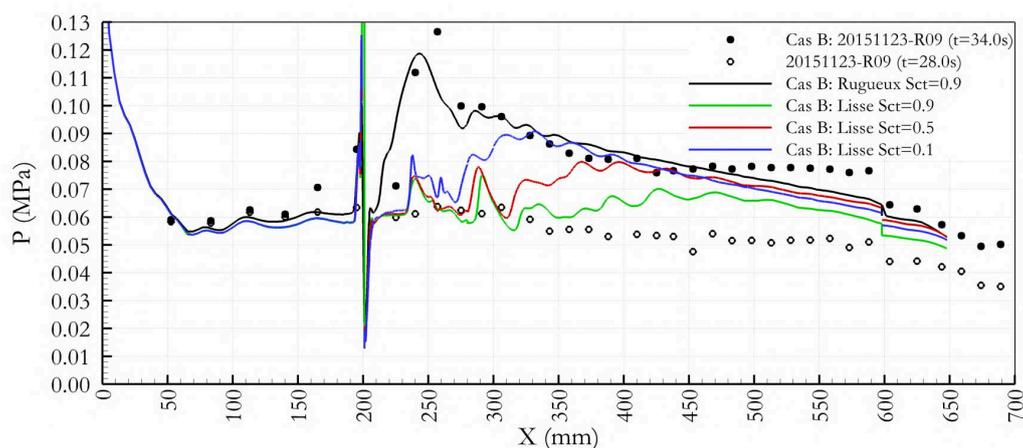


FIGURE 6.37 – Profil de pression pariétale dans le plan $z=0$.

Ainsi, la modification du nombre de Schmidt turbulent ne permet pas de reproduire le régime partiellement bloqué.

Conclusion partielle

Les simulations effectuées dans cette section illustrent que l'effet du paramètre de Schmidt turbulent sur les deux rafales exploitées. Pour restituer correctement les profils de pression du cas d'auto-inflammation, il est nécessaire de diminuer le nombre de Schmidt turbulent jusqu'à 0.1, valeur très éloignée des plages usuelles de variation de ce paramètre.

Ainsi, la modification du nombre de Schmidt turbulent ne semble pas satisfaisant pour la restitution des expériences menées au banc LAERTE.

6.2.2 Effet de l'inhomogénéité du profil d'entrée de température

Résultats de simulation

Cette section présente les résultats des simulations numériques pour les deux modes de combustion en utilisant deux représentations de la température totale appliquées sur la surface entrante du domaine de calcul (195 mm en amont du col de la tuyère) : (i) profil de température uniforme, et (ii) profil parabolique mesuré. La qualité des résultats est évaluée au travers des représentations du profil de pression pariétale ainsi que des visualisations de strioscopie et de dégagement de chaleur. La figure 6.38 présente les

champs de température dans une section de la chambre localisée 20 mm en amont de l'injection ($x=180$ mm) obtenus pour le régime d'auto-inflammation et pour chacune des conditions d'alimentation. Les résultats obtenus pour le mode partiellement bloqué ne sont pas significativement modifiés et ne sont donc pas présentés. La différence maximale observée est de 75 K et est localisée au centre de la chambre. Dans la couche limite, l'écart moyen observé est de 40 K. Cet écart de température peut affecter significativement les taux de réactions des espèces.

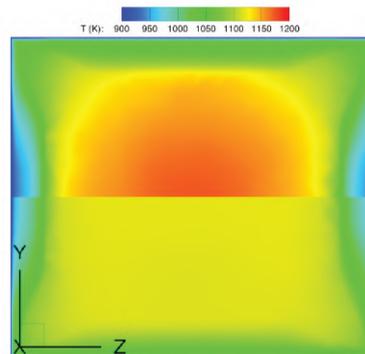


FIGURE 6.38 – Champs de température dans un plan localisé en $x=180$ mm pour le régime d'auto-inflammation utilisant (haut) un profil parabolique de température totale et (bas) un profil uniforme de température totale.

Cas d'auto-inflammation

Les profils de pression numérique, les visualisations du taux de dégagement de chaleur et de strioscopie (intégrés dans la profondeur de la chambre) pour chacune des conditions d'entrées sont représentés sur les figures 6.39 et 6.40, respectivement.

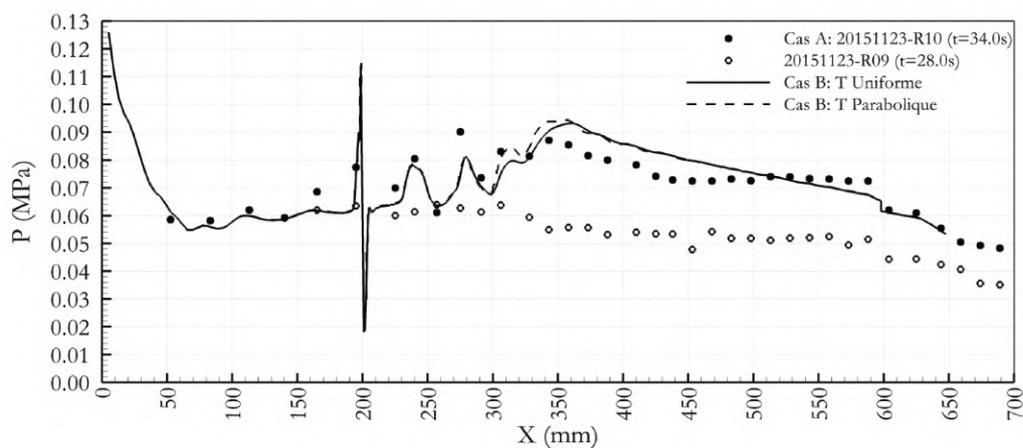


FIGURE 6.39 – Profil de pression pariétale dans le plan de symétrie.

L'augmentation de pression pariétale provoquée par le dégagement de chaleur et légèrement augmentée dans l'intervalle 300-360 mm pour la simulation utilisant le profil

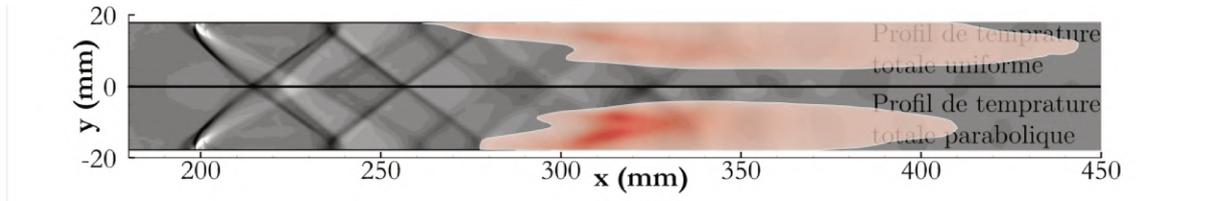


FIGURE 6.40 – Champs de strioscopie (a) et taux de dégagement de chaleur (b) le long de la chambre de combustion.

parabolique. Ceci peut être expliqué par la figure 6.40 où l’auto-inflammation se produit 30 mm plus en aval pour la simulation utilisant le profil parabolique. Ceci peut s’expliquer par une plus faible température en proche paroi. Ce décalage laisse plus de temps pour prémélanger l’hydrogène avec l’air ce qui permet une combustion plus intense (cf. fig. 6.40). La figure 6.40 montre que les images de strioscopie sont très voisines pour les deux types de conditions aux limites.

Cas partiellement bloqué

Les profils de pression pariétale et visualisations du taux de dégagement de chaleur et de strioscopie (intégrée sur la profondeur de la chambre) pour ce mode de combustion sont représentés sur les figures 6.41 et 6.42, respectivement. Pour ce régime de combustion, les profils de pressions obtenus avec un profil inhomogène de température correspondent mieux aux mesures. De plus, la visualisation du dégagement de chaleur ressemble qualitativement plus aux visualisations expérimentales. L’augmentation de pression induite par le taux de dégagement de chaleur est plus forte en présence du profil parabolique de température. Comme indiqué pour le régime précédent, ce décalage peut s’expliquer par l’allumage plus tardif d’un pré-mélange plus abouti entre l’hydrogène et l’air. Ainsi, comme l’indique la figure 6.42, la combustion se produit sur une distance plus courte, provoquant une augmentation plus forte de la pression avec un maximum décalé d’environ 15 mm en aval par rapport aux simulations conduites avec une température d’entrée uniforme. Les visualisations strioscopique représentées sur la figure 6.42 indiquent des chocs plus forts et légèrement décalés en aval pour les simulations présentant le profil parabolique de température. Ce changement dans la structure des chocs est en accord avec les données de pression pariétale discutées précédemment.

6.2.3 Température de paroi

Cette section est consacrée à l’observation de l’effet produit par la modification de la température imposée aux parois de la chambre de combustion. La condition appliquée sur toutes les parois correspond à une moyenne de trois mesures ponctuelles sujettes à de fortes variations tout au long d’une séance d’essai. Ne connaissant pas le coefficient d’échange de chaleur aux parois et ne disposant pas d’autres mesures de température exploitables, une étude paramétrique de l’influence de la température est menée ici.

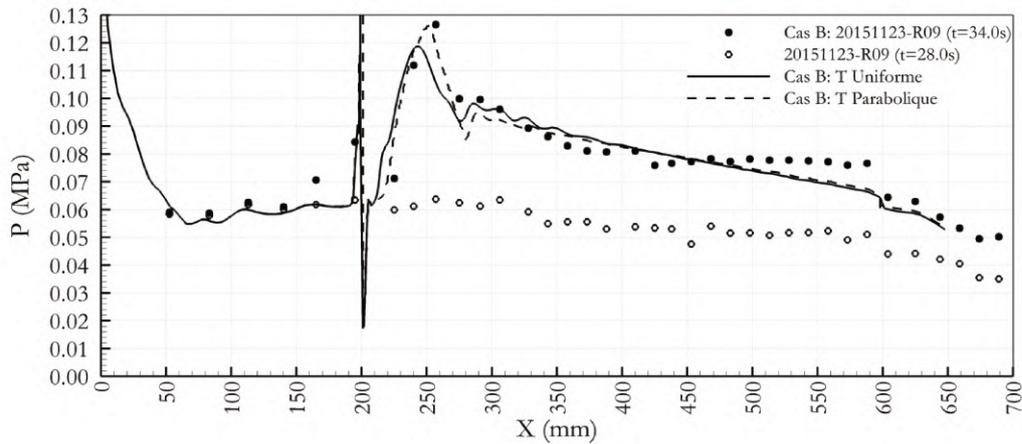


FIGURE 6.41 – Profil de pression pariétale dans le plan de symétrie.

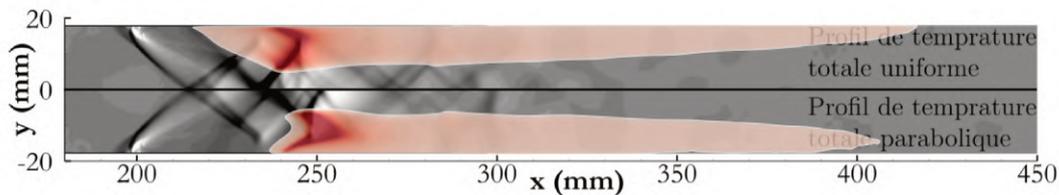


FIGURE 6.42 – Strioscopie numérique (haut) et taux de dégagement de chaleur (bas) dans la chambre de combustion. Les simulations avec une température constante et utilisant un profil parabolique sont présentés respectivement sur la moitié supérieure et inférieure des images.

Régime d'auto-inflammation

Pour ce régime de combustion, différentes conditions de température de parois, de 716 K à 1400 K, ont été appliquées. L'observation des profils de pression aux parois (cf. fig. 6.43) montre que la combustion s'initie progressivement plus en amont. Ici seule la courbe utilisant une température de parois à 1400 K semble approcher la courbe de pression expérimentale. Ces températures semblent toutefois trop fortes par rapport à celles admissibles par la maquette.

Le décalage progressif peut s'expliquer par une progression de la température globale de l'écoulement induite par une réduction des pertes de chaleur aux parois. La figure 6.44 indique l'effet de la température de paroi sur la température et la vitesse moyenne de l'écoulement. Ici, l'effet sur la température est clairement observable en amont de l'injection ($x < 200$ mm). En revanche, aucun effet n'est observable sur la vitesse moyenne en amont de l'injection. L'augmentation de température réduit le délai d'auto-inflammation et génère un allumage précoce de la combustion.

Régime partiellement bloqué

Dans le cadre de ce second régime combustion, des températures allant de 500 K à 1400 K ont été appliquées aux parois.

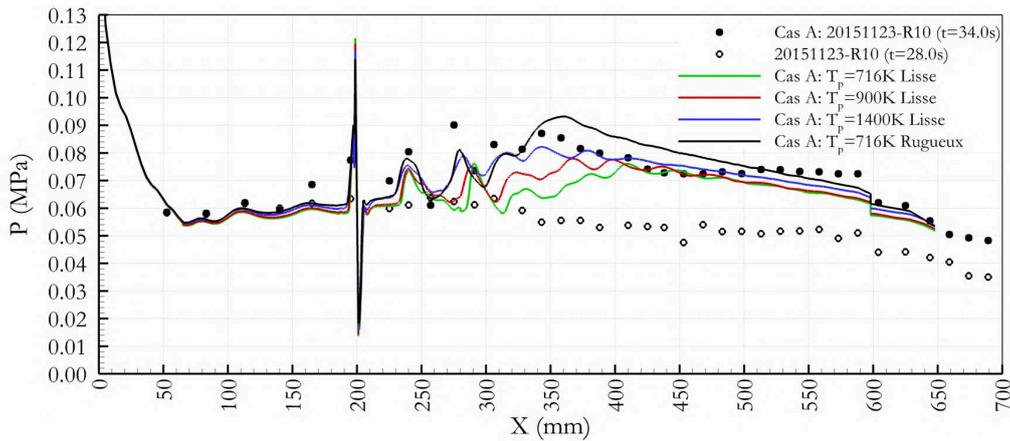


FIGURE 6.43 – Profil de pression pariétale dans le plan de symétrie pour différentes températures de paroi. Cas d'auto-inflammation sur paroi lisse.

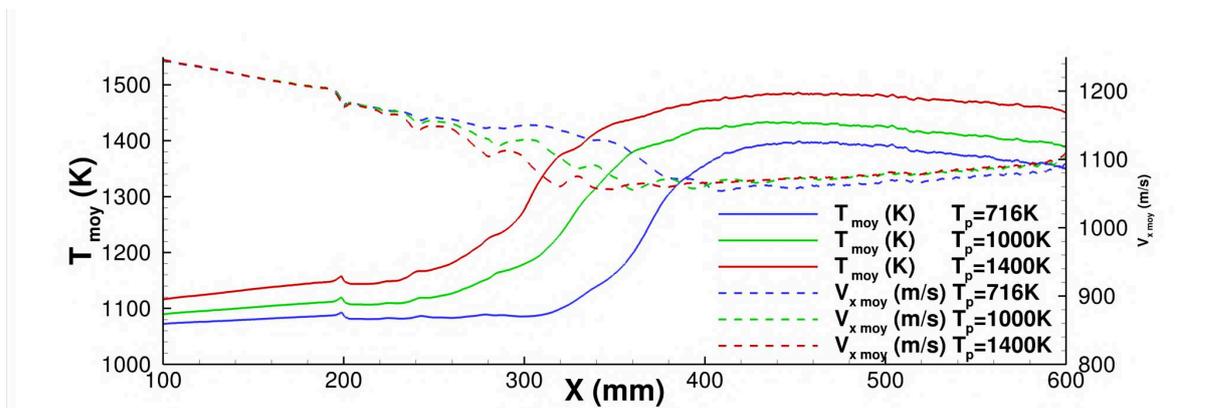


FIGURE 6.44 – Profils de température et vitesse moyennée sur la section le long de l'écoulement.

Pour les simulations obtenues sur parois lisse, le même comportement que précédemment est obtenu pour les profils de pression pariétales (cf. fig. 6.45). On relève que, quelle que soit la température utilisée le comportement du régime partiellement bloqué (modification de la topologie de l'écoulement) n'est pas restitué.

Conclusion partielle

Cette étude paramétrique concentrée sur la température de paroi montre une influence non-négligeable de cette grandeur sur le développement de la combustion dans la chambre LAPCAT-II. Dans le cas présent, cette dernière n'est connue que ponctuellement limitant grandement la correspondance entre les conditions expérimentales réelles et les conditions aux limites numériques. Néanmoins, il reste remarquable que, sans prise en compte de la rugosité, ce paramètre seul ne permet pas de restituer la topologie partiellement bloquée. De plus, il ne permet que d'approcher le régime d'auto-inflammation et ce pour des températures trop élevées par rapport à la tenue thermo-mécanique de la maquette.

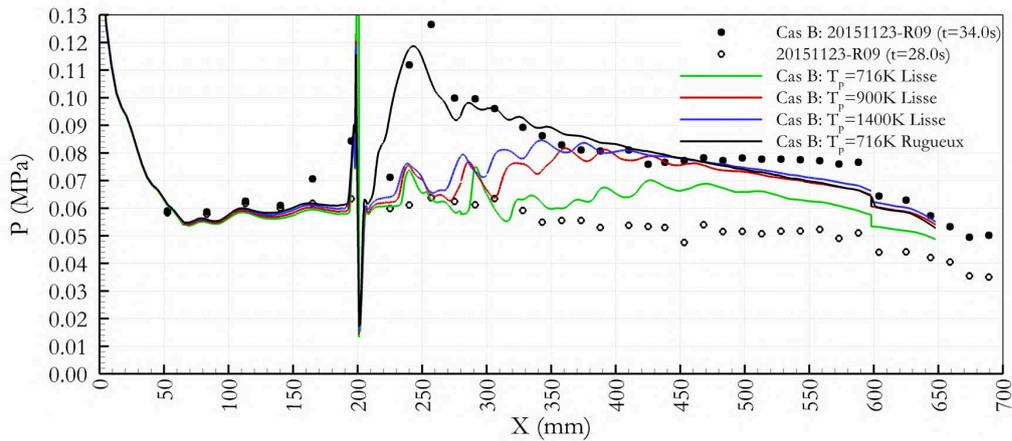


FIGURE 6.45 – Profil de pression pariétale, régime partiellement bloqué en présence de paroi lisse, dans le plan de symétrie pour différentes températures de paroi.

6.2.4 Influence du schéma cinétique

Une quatrième étude paramétrique est proposée sur la base de la simulation de cette chambre de combustion. Elle repose sur l’exploration de l’influence du schéma cinétique sur le développement de la combustion.

Les schémas cinétiques sont utilisés dans le but de déterminer les taux de réactions des espèces $\bar{\omega}_\alpha$ dans les équations de conservation des espèces. Ces schémas cinétiques proposent l’utilisation d’une ou de plusieurs réactions permettant de détailler les transformations des espèces dans les conditions locales de la maille.

Schémas cinétiques utilisés

Cette étude repose sur 6 schémas cinétiques différents, regroupés dans le tableau 6.3, présentant un aperçu de différentes possibilités de modélisation. Les schémas de Jachimowski [47], Zettervall *et al.* [98] et O’Connaire *et al.* [71] rentrent dans la catégorie des schémas cinétiques détaillés présentant 8 espèces (H_2 , O_2 , H , O , OH , HO_2 , H_2O_2 , H_2O). Les schémas de Davidenko *et al.* [126] et Eklund *et al.* [100] se dispensent des espèces H_2O_2 et HO_2 permettant de réduire grandement le nombre de réactions⁶. Enfin, le schéma global de Marinov *et al.* [67] se contente d’une seule réaction globale comprenant uniquement H_2 , O_2 et H_2O . La réduction de schémas cinétiques vise la réduction du nombre d’espèces transportées ainsi que du nombre de termes sources chimique, permettant ainsi d’alléger le coût des simulations numériques.

TABLE 6.3 – Schémas cinétiques.

	Jachimowski	Zettervall	O’Connaire	Davidenko	Eklund	Marinov
Nombre d’espèces	8	8	8	6	6	3
Nombre de réactions	19	22 irréversibles	22	7	7	1

6. Ces espèces ont néanmoins été identifiées comme des espèces clés dans les mécanismes d’allumage et les changements de voies d’oxydation s’opérant lorsque la pression varie.

Régime d'auto-inflammation

L'utilisation de ces différents schémas cinétiques pour le régime d'auto-inflammation montre une grande disparité dans les résultats observables. Du point de vue des profils de pression (cf. fig. 6.46), les schémas de Jachimowski et de O'Connaire conduisent à une restitution générale satisfaisante du profil tandis que les schémas de Eklund, Davidenko et Zettervall produisent un allumage tardif de la chambre de combustion au voisinage de $x = 400$ mm. Le schéma de Marinov induit une combustion immédiate lorsque les réactifs se mélangent. Ces constatations se retrouvent dans l'observation des taux de dégagement de chaleur intégrés (cf. fig. 6.47). Le comportement du schéma de Marinov pouvait être attendu étant donné que ce dernier restitue des délais d'auto-inflammation bien plus faible comparativement à celui de Jachimowski. Cependant, les schémas de Zettervall, Eklund et Davidenko restituent également un délai d'auto-inflammation inférieur au schéma cinétique de Jachimowski mais prédisent un allumage plus tardif.

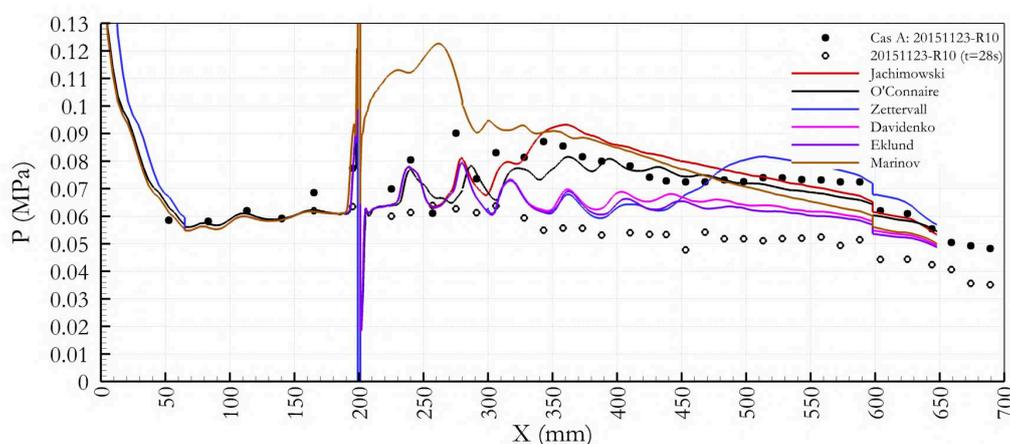


FIGURE 6.46 – Profil de pression dans le plan de symétrie pour la rafale d'auto-inflammation pour différents schémas cinétiques.

Régime partiellement bloqué

Dans le cadre du régime partiellement bloqué, l'application des différents schémas cinétiques produit des tendances similaires, pour les profils de pression ainsi que pour la visualisation du taux de dégagement de chaleur, pour les schémas de Eklund, Davidenko et Marinov. Les trois schémas de Jachimowski, O'Connaire et Zettervall restituent quant à eux la topologie de l'écoulement partiellement bloqué. De plus, le schéma de Zettervall produit dans le cas présent (sans modification de la température de paroi) une excellente correspondance aux points de mesure expérimentaux pour la section où se développe la combustion (de 220 mm à 300 mm).

Conclusion

L'étude de l'influence du schéma cinétique indique ici une meilleure restitution des profils de pression expérimentaux pour les schémas cinétiques détaillés de Jachimowski,

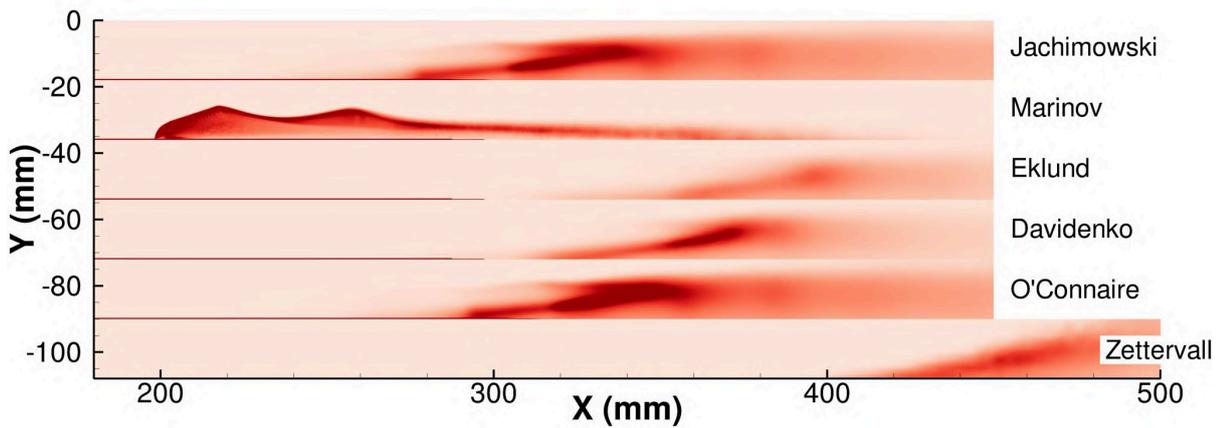


FIGURE 6.47 – Dégagement de chaleur intégré suivant la profondeur de la chambre pour différents schémas cinétiques.

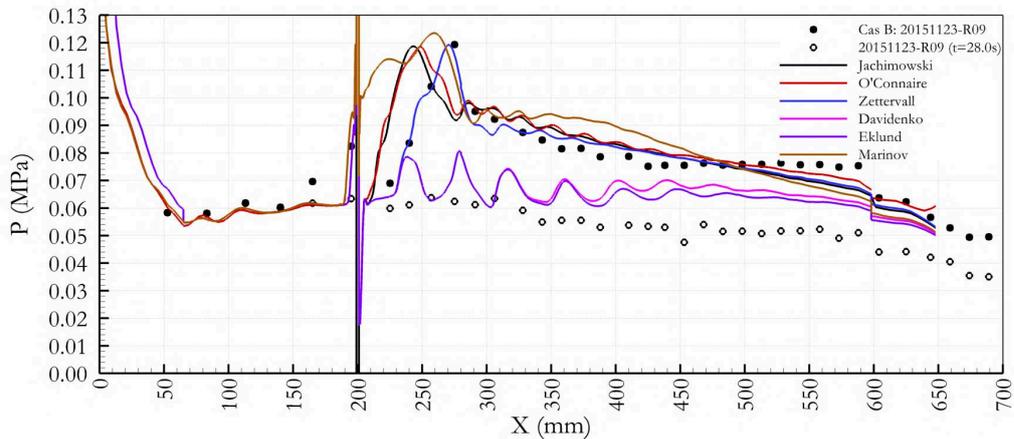


FIGURE 6.48 – Profil de pression dans le plan de symétrie pour la rafale partiellement bloquée pour différents schémas cinétiques.

O'Connaire et Zettervall. Les schémas réduits présentés ici induisent soit un délai d'auto-inflammation trop faible conduisant à un allumage instantané des gaz ou induisant un gradient de pression trop faible prohibant l'apparition de structure stabilisant la combustion.

6.2.5 Extension de la longueur du domaine de calcul

Cette section est dédiée à l'étude des résultats de simulation effectuée sur une demi chambre s'étendant jusqu'à la sortie de la chambre LAPCAT-II. Ce calcul est motivé par la volonté de retrouver le plateau de pression obtenu expérimentalement qui n'a pas été restitué numériquement.

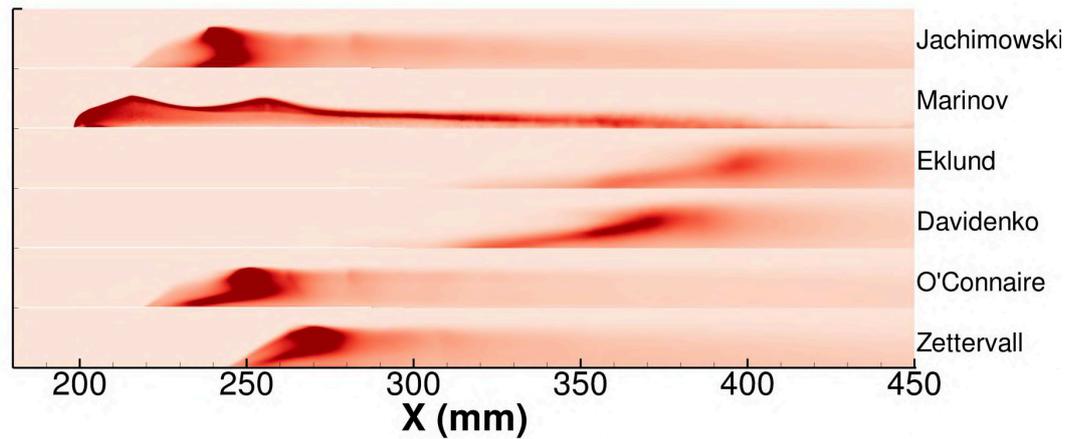


FIGURE 6.49 – Dégagement de chaleur intégré suivant la profondeur de la chambre pour différents schémas cinétiques.

Domaine de calcul

La géométrie utilisée pour la simulation suivante s'étend de 195 mm en amont du col de la tuyère d'alimentation jusqu'à la sortie de la chambre LAPCAT-II (1257 mm). Les conditions aux limites de ce domaine sont définies comme précédemment sauf au niveau de la sortie où la pression est désormais imposée à 1 bar.

Le maillage utilisé pour résoudre cette chambre de combustion est identique à celui utilisé précédemment pour la partie amont ($x < 650$ mm) et poursuit ce dernier jusqu'aux extrémités du domaine.

Résultats numériques

La simulation de la chambre allongée montre peu d'influence dans la partie simulée précédemment ($-195 \text{ mm} < x < 650 \text{ mm}$) comme l'indique la comparaison des profils de pression pariétale sur cette plage d'abscisses (cf. fig. 6.50).

Le profil de pression dans la partie située en aval de la chambre de combustion montre un décalage dans la zone où est détecté le décollement principal. Ce comportement suggère un défaut dans la prédiction du décollement par le modèle de turbulence $k-\omega$ SST utilisé.

6.3 Bilan

Dans ce chapitre, plusieurs simulations RANS ont été conduites pour deux rafales expérimentales. Le premier sujet de ce chapitre se concentre sur l'influence de la rugosité, paramètre physique caractéristique de cette chambre de combustion, qui permet d'obtenir une restitution qualitative des deux régimes de combustion. Ce comportement semble provenir de l'épaississement des couches limites qui limite la section de passage effective de l'écoulement, réduisant ainsi la vitesse de l'écoulement et augmentant sa température, et favorisant de larges décollements pour les richesses les plus élevées. La deuxième partie de ce chapitre observe l'influence de différents paramètres "libres" dans la modélisation numérique de cette chambre de combustion. Cela permet de jauger la sensibilité de cette

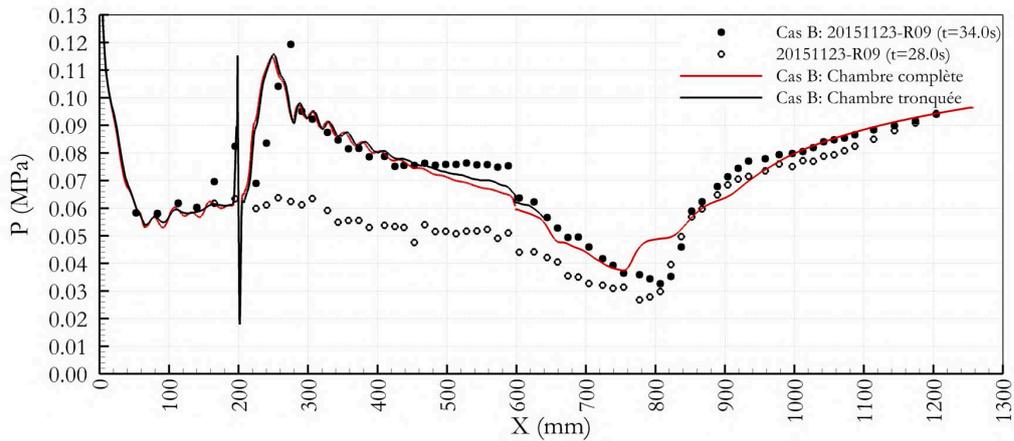


FIGURE 6.50 – Profil de pression dans le plan de symétrie pour la rafale partiellement bloquée pour une chambre allongée.

simulation à ces grandeurs. Ces simulations montrent bien une certaine sensibilité aux paramètres de Schmidt turbulent, température de paroi et conditions d'alimentation. Cependant, ces derniers permettent essentiellement un ajustement de la solution. En effet, si la rugosité est négligée alors une modification du Schmidt turbulent ou un changement de température de paroi, dans des échelles raisonnables, ne permettent pas de restituer qualitativement les régimes de combustion observés.

La prise en compte de la rugosité semble donc de première importance pour restituer les données expérimentales collectées dans cette chambre de combustion. L'extension de ce modèle aux simulations instationnaires n'est toutefois pas trivialement évidente. Cette application fait l'objet du chapitre suivant.

Les résultats obtenus dans ce chapitre ont fait l'objet d'une publication dans l'*AIAA Journal of Propulsion and Power* intitulée *Wall Roughness Effects on Combustion Development in Confined Supersonic Flow*.

Chapitre 7

Simulation instationnaire de type Delayed Detached Eddy Simulation

Sommaire

7.1	Simulation DDES avec parois rugueuses	132
7.1.1	Remaillage du domaine de calcul	132
7.1.2	Ecoulement non réactif	132
7.1.3	Comparaison à l'expérience	135
7.1.4	Effet de la rugosité sur les simulations instationnaires	151
7.1.5	Conclusion	155
7.2	Utilisation d'un modèle de combustion sous-maille	156
7.2.1	Calculs préliminaires à l'utilisation de la TFLES	156
7.2.2	Utilisation de la TFLES	159
7.3	Conclusion	160

7.1 Simulation DDES avec parois rugueuses

Cette partie est consacrée à l'introduction de la rugosité et à l'étude de son effet dans le cadre de calculs instationnaires DDES. L'objectif de cette section est de valider ces simulations instationnaires sur parois rugueuses en produisant des comparaisons aux résultats expérimentaux. Les mécanismes permettant la stabilisation de la combustion dans l'expérience sont par la suite observés en détails. La contribution d'un modèle d'interaction chimie-turbulence à la capacité de restitution des résultats expérimentaux est également observée dans la seconde partie de ce chapitre.

7.1.1 Remaillage du domaine de calcul

Les premières simulations menées sur le maillage utilisé lors des simulations RANS n'ont pas permis d'observer de combustion dans la chambre. En effet, ce maillage s'est montré inadapté à la restitution de la déstabilisation de la couche de mélange. Un remaillage de la chambre de combustion a donc été effectué afin de restituer ce phénomène.

Ce remaillage a été effectué, à partir des résultats RANS, dans les zones à forte vorticités observées dans la chambre (cf. fig. 7.1) afin de suivre les zones présentant de forts gradients de vitesse. Le critère (7.1) utilisé pour dimensionner le maillage permet de le raffiner dans les régions cisailées afin d'obtenir une dizaine de points dans la couche de cisaillement.

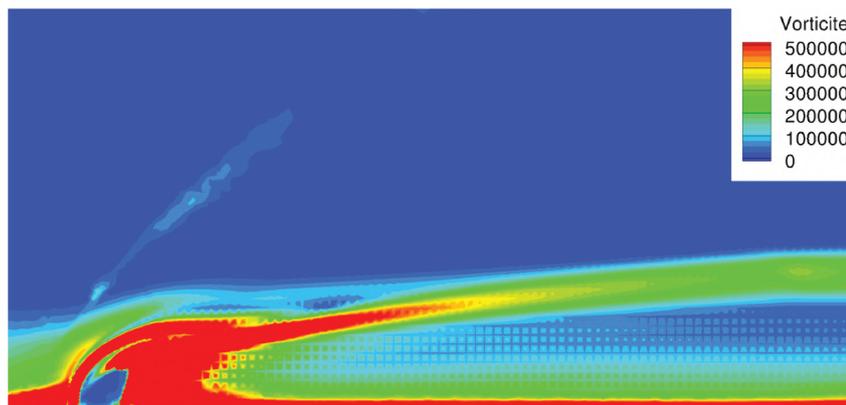


FIGURE 7.1 – Visualisation de la vorticités dans le plan de symétrie.

$$\Delta = \frac{\Delta v_x}{10 \max \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} \right)} \quad (7.1)$$

Le maillage obtenu à l'issue de l'application de ce critère est significativement raffiné au sein de la couche de mélange du jet sans être dégradé par ailleurs, la taille du maillage est donc fortement augmentée comme l'indique les figures 7.2 et 7.3.

7.1.2 Écoulement non réactif

Des simulations non réactives, c'est-à-dire avec injection d'hydrogène mais sans modélisation du phénomène de combustion, ont été conduites sur le cas A afin de s'assurer ici

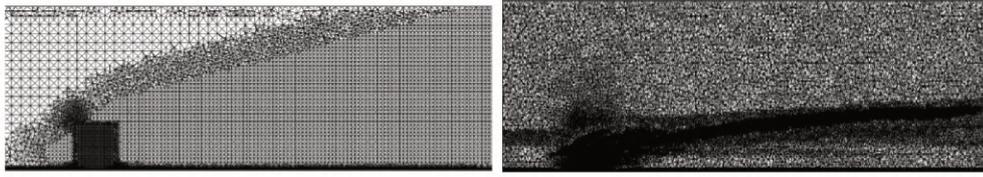


FIGURE 7.2 – Maillages de l’injecteur et de la zone de mélange dans le plan de symétrie (à gauche : maillage initial, à droite : maillage raffiné).

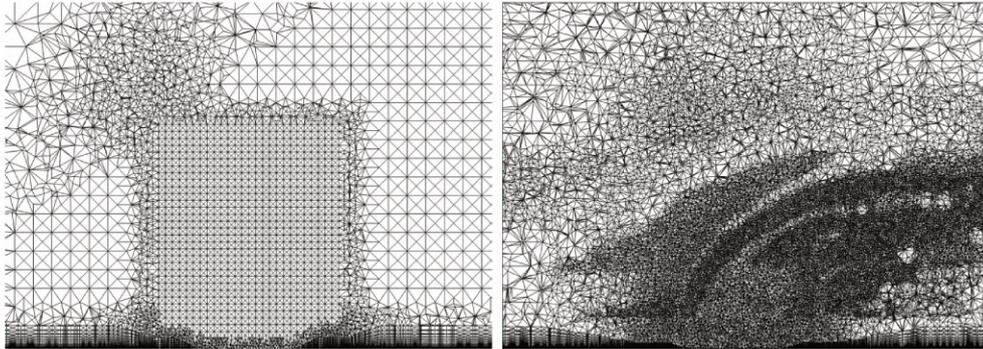


FIGURE 7.3 – Maillages de l’injecteur dans le plan de symétrie (à gauche : maillage initial, à droite : maillage raffiné).

encore de la correspondance avec le cas de référence du JISCF [140, 141, 142, 143]. Cette analyse permet également de souligner les effets aérodynamiques influençant le développement et la stabilisation de la combustion. Ces simulations ont été conduites en présence du modèle de rugosité.

Les caractéristiques principales de l’écoulement en champs proche de l’injection évoquées dans la partie 6 sont bien restituées, comme l’indique les champs instantanés de Mach et pression des figures 7.4 et 7.5. Il est rappelé ici que la modélisation DDES induit un traitement RANS aux parois ce qui explique la ressemblance entre les structures tourbillonnaires observables sur la figure 7.5 et celles visualisées précédemment sur la figure 6.6. Il est toutefois possible d’observer la décomposition des paires de tourbillons contra-rotatifs en plusieurs tourbillons d’échelles inférieures sur la figure 7.4.

Les structures cohérentes à grandes échelles peuvent également être mises en évidence à l’aide du second invariant du gradient de vitesse aussi nommé critère Q . Une iso-surface de cette grandeur est représentée sur la figure 7.6 et est colorée par la vorticité longitudinale ω_x pour indiquer le sens de rotation des tourbillons. Ici, quatre types de structure cohérentes sont mises en évidence, (i) les tourbillons en fer à cheval attachés à l’injecteur, (ii) les CVP, (iii) les instabilités de Kelvin-Helmoltz les entourants et (iv) les tourbillons en Ω en champ lointain induit par l’interaction entre les CVP et les instabilités de Kelvin-Helmoltz.

Ces simulations permettent également l’analyse du mélange en champ lointain en aval de l’injection. Cette analyse est conduite ici sur les champs moyens. Comme pour la partie 6 les champs de richesse atomique (Φ_a) sont observés dans le plan de symétrie central ($z=0$), dans un plan localisé 1 mm au dessus de la paroi, et dans plusieurs plans transverses à l’écoulement (cf. fig. 7.7 et 7.8).

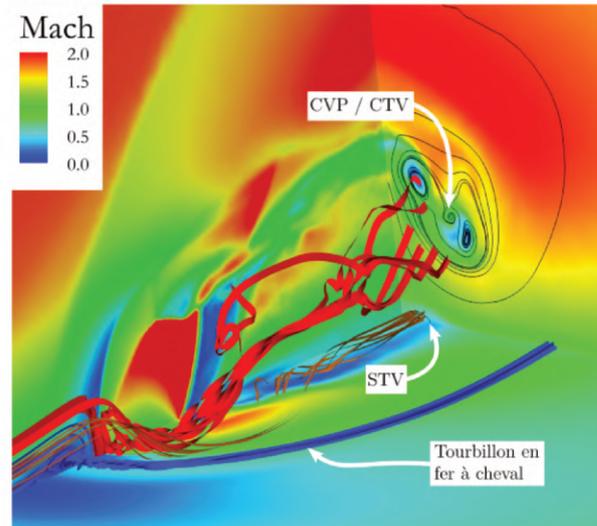


FIGURE 7.4 – Topologie instantanée de l'écoulement représentée par des lignes de courant volumique et des lignes de courant surfaciques dans le plan $x=207$ mm superposées aux champs de Mach dans les plans $z=0$, $y=0.1$ mm et $x=207$ mm.

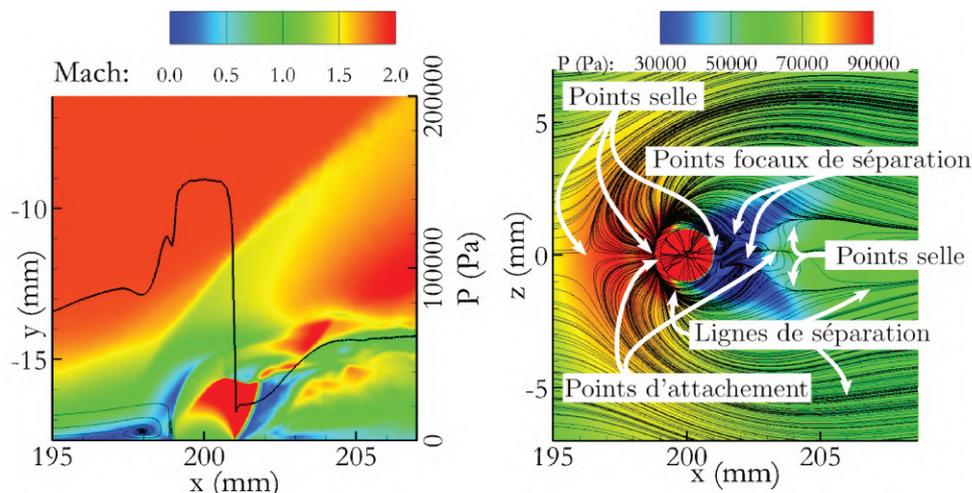
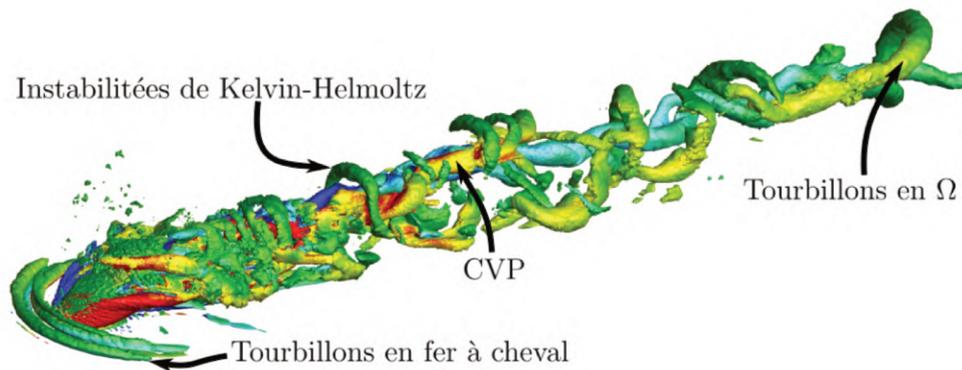
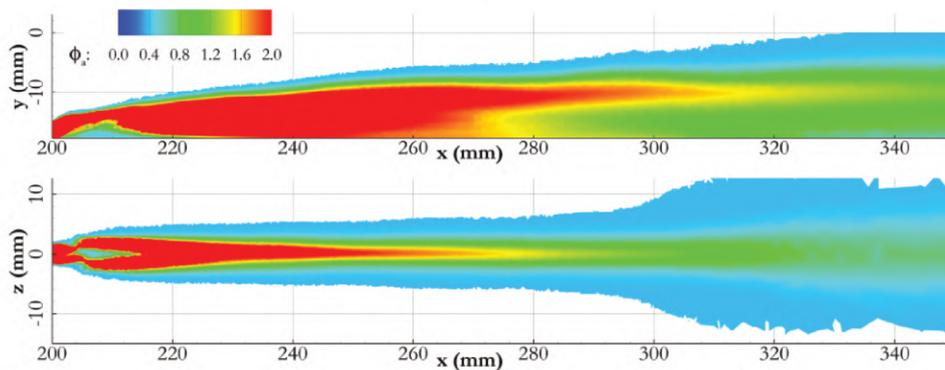


FIGURE 7.5 – Haut : profils de pression pariétale et lignes de courant superposées au champ instantané de Mach dans le plan de symétrie. Bas : lignes de courant superposées au champ de pression dans le plan $y=0.1$ mm.

Ces champs rappellent fortement ceux observés dans le chapitre portant sur les simulations RANS. Le champ de richesse, présenté en figure 7.7, reste divisé en plusieurs zones, la première s'étendant de l'injection jusque 15 mm en aval où l'écoulement est piloté par la topologie proche injection et où les CVP transportent de l'hydrogène hors du plan de symétrie. Par la suite, pour les abscisses supérieures à 215 mm, l'action des CVP distribue l'hydrogène au voisinage des parois (cf. fig. 7.8 pour $x=215$ mm). Dans les sections situées les plus en aval ($x=240$ mm, 270 mm, 290 mm) de la figure 7.8, les CVP transportent l'hydrogène loin des parois et alimentent le plan de symétrie en air vicié. Ceci permet d'obtenir de grandes zones où la richesse du mélange est proche de l'unité.

FIGURE 7.6 – Iso-surfaces de critère Q colorée par la vorticité longitudinale.FIGURE 7.7 – Champs de richesse atomique Φ_a dans le plan de symétrie et dans un plan localisé à $y=1$ mm au dessus de la paroi.

7.1.3 Comparaison à l'expérience

Cas d'auto-inflammation

Les simulations du cas d'auto-inflammation montrent de grandes similarités entre les résultats RANS et DDES. La comparaison aux mesures expérimentales, observable sur la figure 7.9, indique une meilleure restitution dans le cas où la rugosité est prise en compte.

Les figures 7.10 et 7.11 montrent à chaque fois trois visualisations de strioscopie numérique sur lesquelles ont été superposés les champs du taux de dégagement de chaleur. De haut en bas, les figures exposent un champs instantané dans le plan de symétrie suivi d'une visualisation intégrée spatialement suivant l'épaisseur de la chambre puis l'intégration temporelle du champ précédent.

La topologie de la combustion va maintenant être décrite dans le cadre des simulations effectuées en présence de rugosité. La figure 7.12 présente le taux de dégagement de chaleur dans plusieurs plans transverses à l'écoulement. Ici encore figurent deux zones de combustion distinctes : la première, où l'allumage est localisé en proche paroi (i), pour des abscisses situées entre 260 et 280 mm et la seconde en aval de celle-ci pour laquelle la combustion se produit dans l'écoulement principal, dans la zone au sein de laquelle le jet d'hydrogène se mélange avec l'écoulement principal d'air vicié (ii).

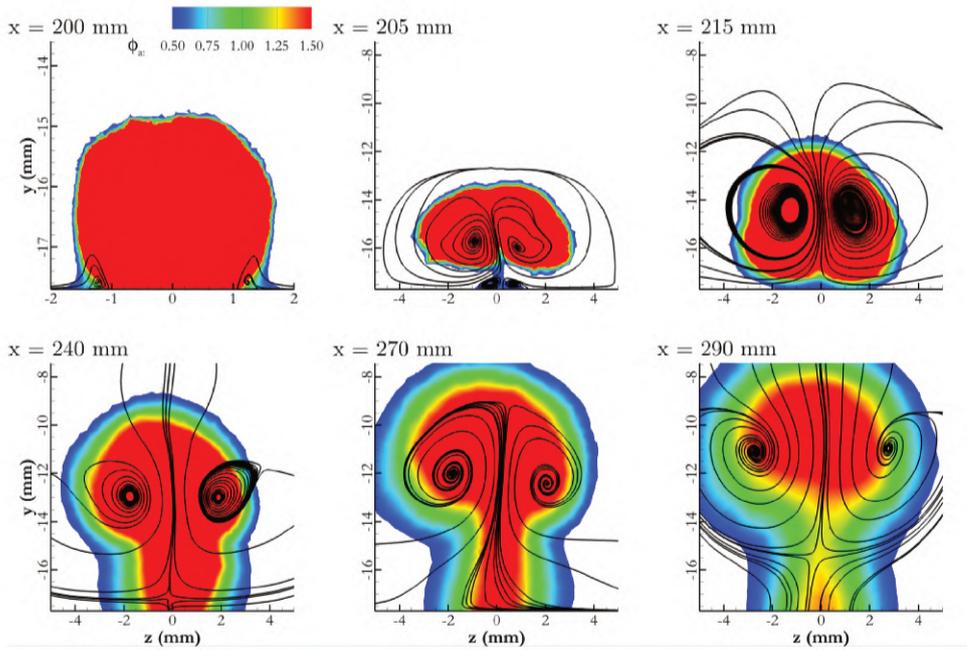


FIGURE 7.8 – Champs de richesse atomique Φ_a et lignes de courant dans différents plans transverses à l'écoulement.

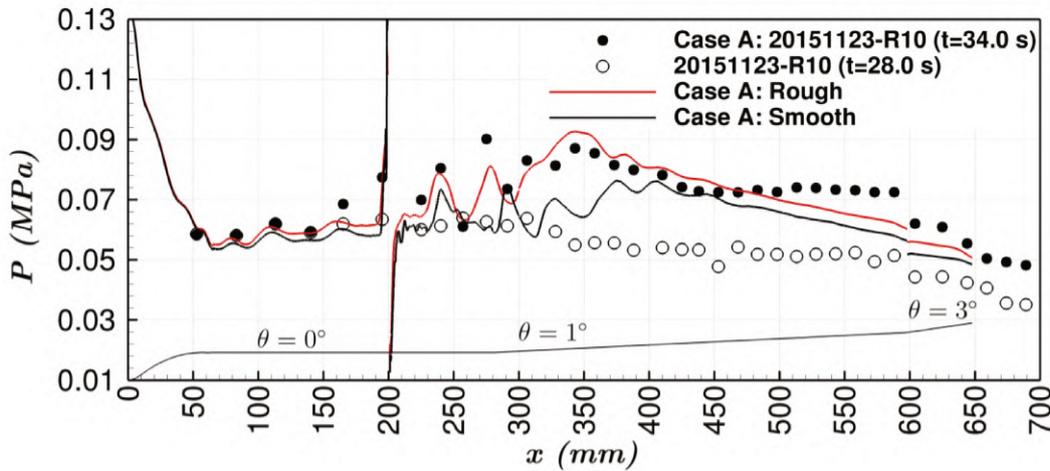


FIGURE 7.9 – Profil de pression pariétale du cas d'auto-inflammation.

Dans la région (i) la combustion se stabilise au voisinage des parois de part et d'autre du plan de symétrie. Les points d'allumage s'étendent progressivement dans l'écoulement jusqu'à fusionner autour de $x=300$ mm, position pour laquelle la couche de mélange d'hydrogène semble s'allumer. Ces observations sont cohérentes avec les travaux expérimentaux de Gamba *et al.* [101]. Ces derniers rapportent, pour des valeurs modérées du rapport de débits de quantité de mouvement J (1.3 dans leur étude contre 1.0 ici), un allumage débutant au voisinage des parois précédant un allumage de la couche de mélange.

Pour cette première région de combustion, le mélange entre hydrogène et air vicié est caractérisé par la richesse atomique (Φ_a) dans le plan longitudinal, parallèle à la paroi, localisé 1 mm au dessus de cette dernière (cf. fig. 7.13). Sur cette figure, le champ de

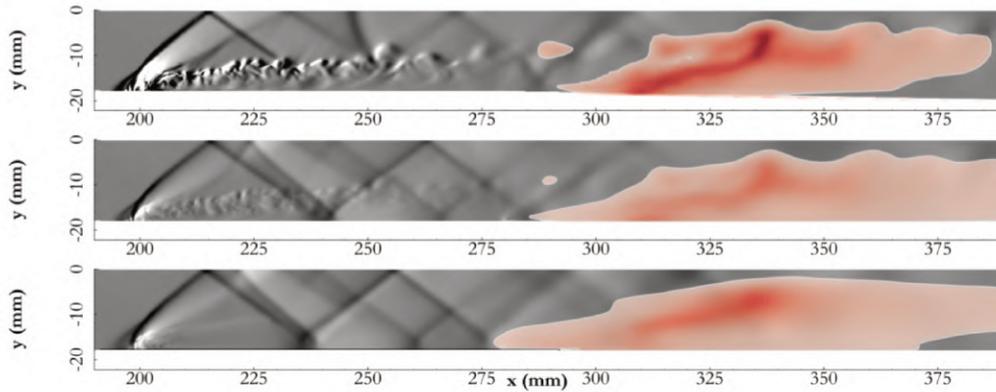


FIGURE 7.10 – Taux de dégagement de chaleur superposé à une strioscopie dans le plan de symétrie (haut), intégré suivant la profondeur de la chambre (milieu) et intégration spatiale moyennée temporellement (bas) pour les simulations sur parois rugueuses.

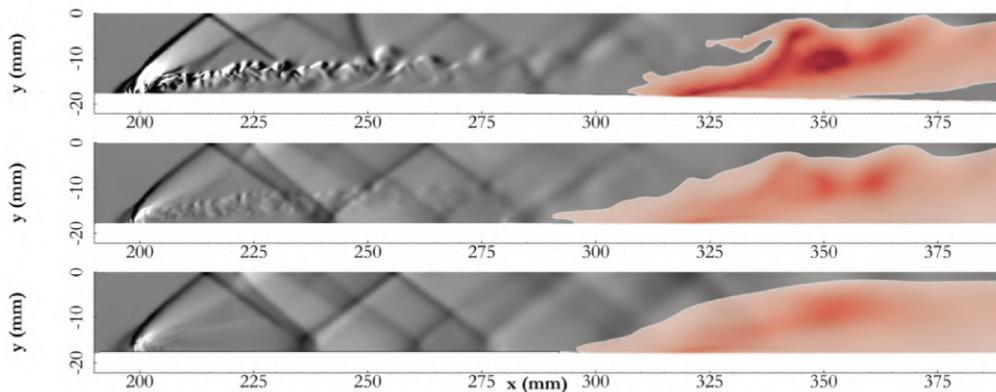


FIGURE 7.11 – Taux de dégagement de chaleur superposé à une strioscopie dans le plan de symétrie (haut), intégré suivant la profondeur de la chambre (milieu) et intégration spatiale moyennée temporellement (bas) pour les simulations sur parois lisses.

richesse présenté en haut est très similaire à celui observé sur la figure 7.7 à l'exception de la partie aval pour laquelle une zone de recirculation, observable sur le champ de vitesse de la figure 7.13, apparaît suite à la combustion. La zone (i) est observable via des iso-lignes rouges du taux de dégagement de chaleur. La combustion s'initie de chaque côté du plan de symétrie comme indiqué sur la figure 7.12 pour des régions où la richesse atomique approche l'unité, phénomène caractéristique d'une flamme de diffusion. Cependant, le processus de stabilisation de la combustion présente également des caractéristiques propres à l'auto-inflammation comme montré au prochain paragraphe.

Les trois lignes a, b et c tracées sur la figure 7.13 correspondent respectivement à (i) une ligne de courant passant par les maxima locaux du taux de dégagement de chaleur, (ii) une ligne de courant localisée entre la ligne a et c, et (iii) la ligne tracée dans le plan de symétrie. Pour ces trois lignes, le taux de dégagement de chaleur, la température, la richesse et les fractions massiques des espèces ont été tracés dans la figure 7.14. La zone de combustion, délimitée par le pic du taux de dégagement de chaleur et par une montée brutale suivie d'un plateau de température, est localisée entre $x=270$ mm et $x=310$ mm. En aval de cette zone, le taux de dégagement de chaleur reste très faible. La richesse

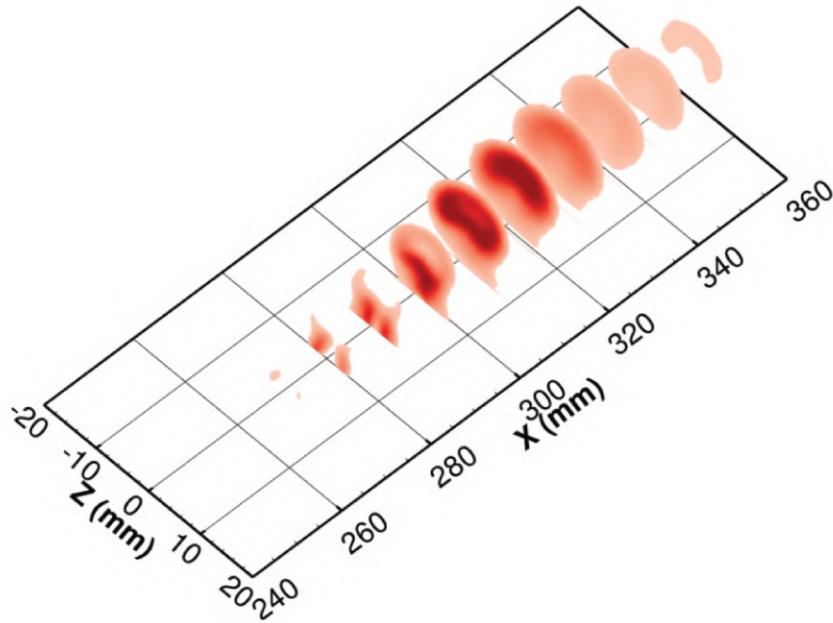


FIGURE 7.12 – Taux de dégagement de chaleur dans plusieurs plans transverses à l'écoulement.

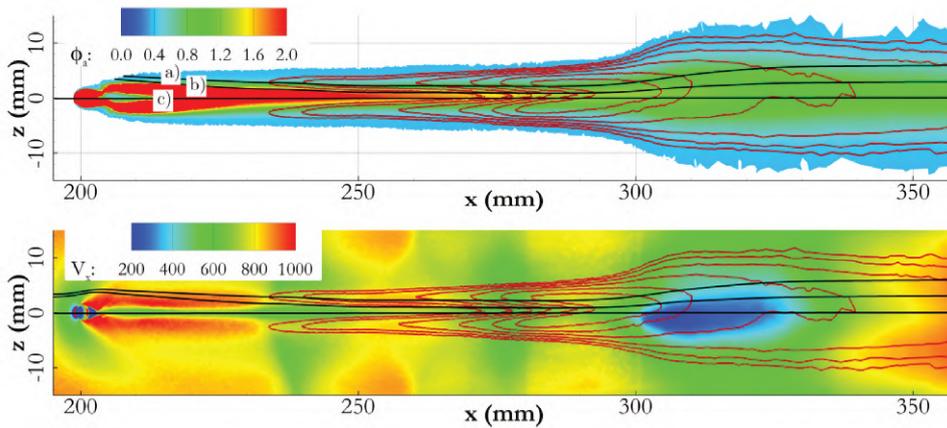


FIGURE 7.13 – Isolignes du taux de dégagement de chaleur et lignes de courant superposées aux champs de richesse atomique Φ_a (haut) et de vitesse longitudinale V_x (bas) dans un plan situé en $y=1$ mm au dessus de la paroi.

atomique augmente à partir de $x=210$ mm, brutalement suivant les lignes b) et c), suite à l'injection, avant de diminuer via les processus de mélange. La combustion s'initie pour une richesse proche de la stoechiométrie. La région en amont de la zone de stabilisation de la combustion est également caractérisée par une croissance de HO_2 jusqu'à une valeur plateau ainsi qu'une croissance, plus faible, de H_2O_2 . Les espèces radicalaires O, H et OH sont peu présentes en amont. Ces évolutions de fractions massiques sont caractéristiques du phénomène d'auto-inflammation en dessous de la température de croisement [45]. Suivant ce processus, aussi nommé *thermal explosion*, les taux de production de l'espèce HO_2 à partir de la réaction de l'atome H avec la molécule O_2 maintient les radicaux à

de faibles niveaux de concentration. La production radicalaire caractérisant le taux de dégagement de chaleur ne provient pas de l'explosion de réactions de ramification mais de la décomposition de H_2O_2 produits à partir de l'espèce HO_2 . Les mécanismes de formation de l'espèce HO_2 sont accentués par la contribution de troisième corps, notamment par H_2O . Cet effet a été observé au cours des calculs 0D présentés dans la partie modélisation numérique (cf. chap. 5). La viciation de l'écoulement principal induit une concentration élevée de l'espèce H_2O pouvant d'autant plus stimuler ce mécanisme d'auto-inflammation. Sanchez et Williams [45] indiquent que la valeur de la température de croisement est voisine de 950K. Les températures observées suivant les lignes b) et c) sont bien inférieures à cette température de croisement et celles obtenues suivant la ligne a) du même ordre de grandeur. Lors des études préliminaires que nous avons conduites, la température de croisement observée pour le schéma de Jachimowski, en présence de viciation, était de l'ordre de 1000K plaçant toutes les ligne sous la température de croisement.

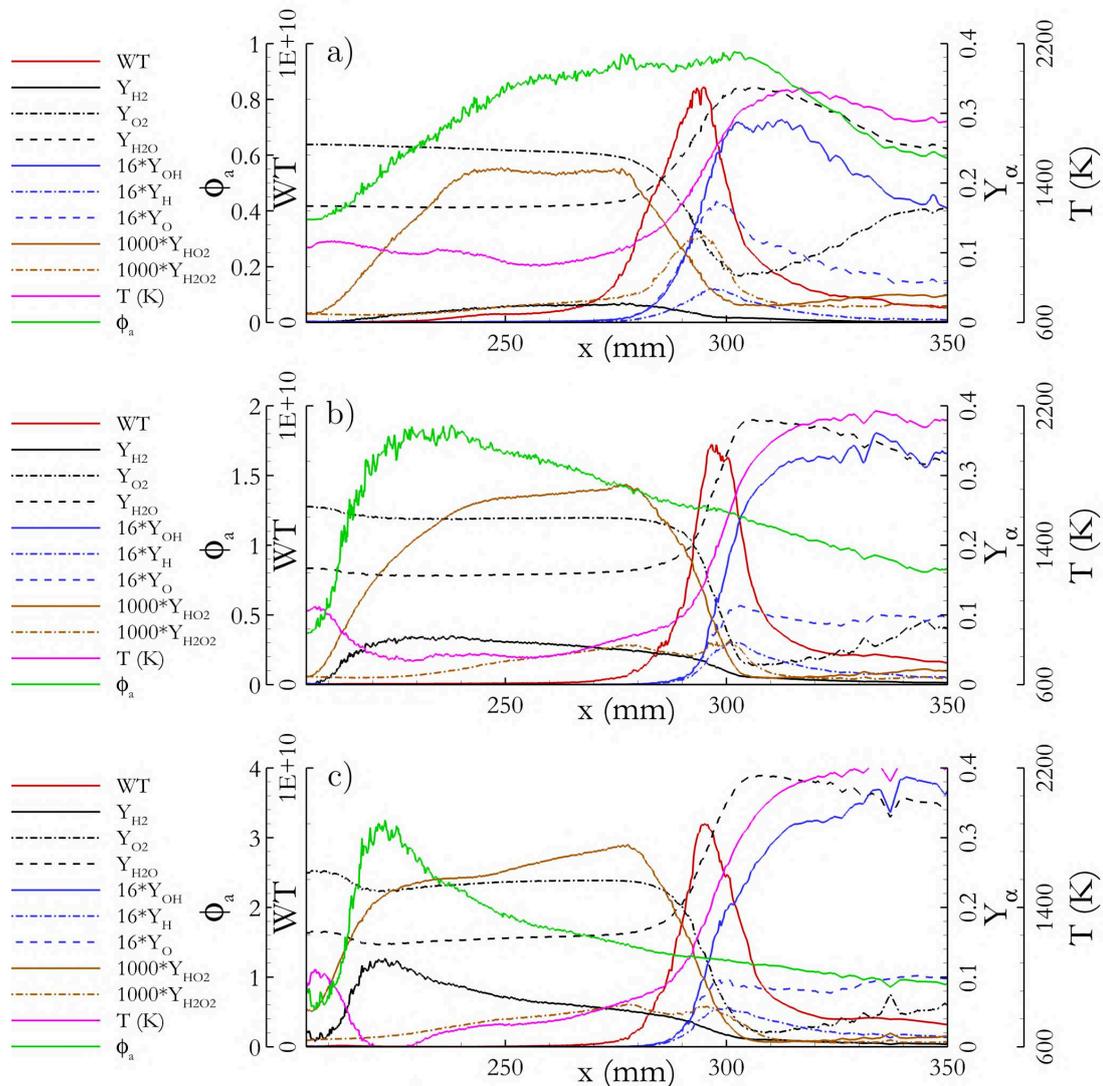


FIGURE 7.14 – Profils du taux de dégagement de chaleur, température, fractions massiques et richesse atomique obtenus suivant les trois lignes de courant tracés sur la figure 7.13.

La figure 7.15 reprend les mêmes données que la figure 7.13 dans le plan de symétrie $z = 0$. Celui-ci est plus adapté à la compréhension de la combustion dans la région (ii). Des similitudes avec la figure 7.13 peuvent être observées, notamment la proximité avec les champs de richesse calculé en non réactif (cf. fig. 7.7) ou encore le fait que la combustion se développe essentiellement au voisinage de la stoechiométrie. De même que dans le paragraphe précédent, les quantités thermo-chimiques sont extraites suivant deux lignes de courant d) et e) et sont présentées sur la figure 7.16. Ces profils sont qualitativement très similaires à ceux présentés dans le paragraphe précédent avec de fortes concentrations de HO_2 et H_2O_2 en amont de la combustion pointant l'auto-allumage comme mécanisme principal d'allumage.

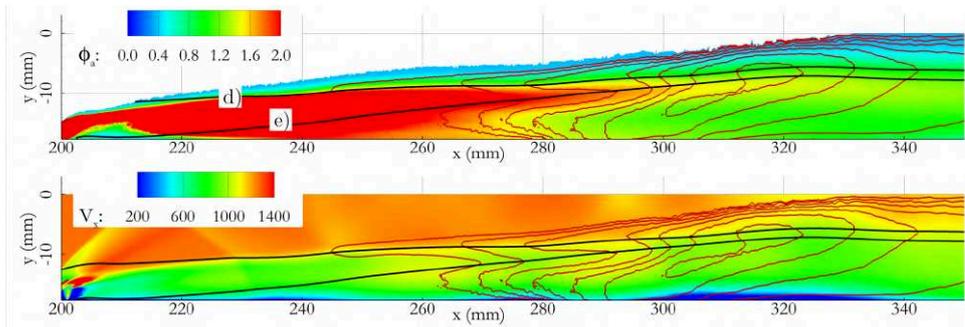


FIGURE 7.15 – Isolignes du taux de dégagement de chaleur et lignes de courant superposées aux champs de richesse atomique Φ_a (haut) et de vitesse longitudinale V_x (bas) dans le plan de symétrie.

Une analyse des différents termes de l'équation de transport des espèces s'inspirant des travaux de Gordon *et al.* [158] a également été conduite. Dans leurs travaux, Gordon *et al.* [158] caractérisent des profils caractéristiques des termes des équations de transport, à l'équilibre, des espèces en présence de combustion pilotée soit par des flammes de prémélange soit par auto-inflammation. Les espèces considérées pour effectuer cette étude sont H_2O en excès ($Y_{\text{H}_2\text{O} \text{ ex}} = Y_{\text{H}_2\text{O}} - Y_{\text{H}_2\text{O}, \text{ air vicié}}(1 - \xi)$ avec ξ la fraction de mélange), H et HO_2 . Le terme de convection est évalué comme $\partial/\partial x_i (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_\alpha)$ et le terme source comme $\bar{\omega}_\alpha$. Le terme diffusif utilisé dans [158] est estimé par $\partial/\partial x_i (\mu_T/S_{c_T} \partial/\partial x_i [\tilde{Y}_\alpha])$. Cependant, si cette estimation semble appropriée dans leurs travaux, étant donné l'utilisation d'un modèle RANS $k-\epsilon$, dans le cadre d'une simulation instationnaire DDES, il est nécessaire de proposer une estimation différente. Le terme de diffusion est donc construit ici comme la somme de trois termes, le premier représentant une diffusion moléculaire, le second restituant la contribution du modèle sous-maille et le troisième représentant la participation résolue de la turbulence. Ce terme s'écrit alors comme suit :

$$\mathcal{D} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu}{S_{c_\alpha}} \frac{\partial \tilde{Y}_\alpha}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_T}{S_{c_T}} \frac{\partial \tilde{Y}_\alpha}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu^{res}}{S_c^{res}} \frac{\partial \tilde{Y}_\alpha}{\partial x_i} \right) \quad (7.2)$$

où $S_c^{res} = 1$ et μ^{res} est égal à la norme $\sqrt{\mu_{ij}^{res} \mu_{ij}^{res}}$ d'un tenseur de viscosité turbulente résolue reconstruit via l'hypothèse de Boussinesq à partir des composantes résolues des tensions de Reynolds :

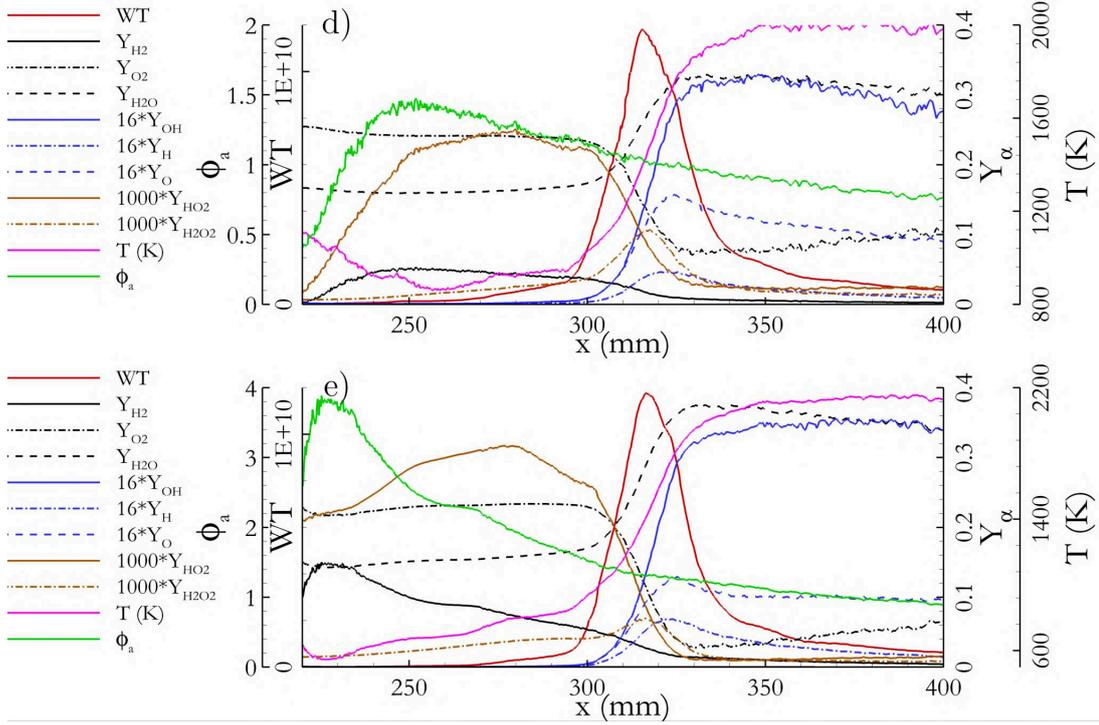


FIGURE 7.16 – Profils du taux de dégagement de chaleur, température, fractions massiques et richesse atomique obtenus suivant les trois lignes de courant tracés sur la figure 7.13.

$$\mu_{ij}^{res} = \frac{(\overline{\rho u_i u_j} - \overline{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) + 2/3 \overline{\rho} k^{res} \delta_{ij}}{\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - 2/3 \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij}} \quad (7.3)$$

avec $k^{res} = \sum_{i=1}^3 (\overline{\rho u_i u_i} - \overline{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_i) / \overline{\rho}$.

Chacune de ces contributions est par la suite normalisée par un facteur $\rho_j Y_{\alpha, max} / t_j$ avec ρ_j la densité de l'hydrogène injecté, $Y_{\alpha, max}$ le maximum de la fraction massique de l'espèce α dans l'ensemble de la chambre, et t_j une échelle de temps choisie ici comme le rapport entre le diamètre d'injection et la vitesse de l'hydrogène injecté.

Les profils tracés sur la figure 7.17 montrent la contribution de chacun des termes de l'équation de transport des espèces considérées suivant la ligne de courant e). La zone réactive a été ramenée ici en $x=0$ mm. Pour chaque espèce, les termes de convection et de réaction sont les principaux contributeurs à l'équation de transport. Les profils correspondent à ceux présentés comme caractérisant l'auto-inflammation selon [158] où un simple pic du terme réactif de H_2O_{ex} caractérise la production de H_2O par la combustion et des pics successifs positifs et négatifs des espèces H et HO_2 caractérisant respectivement l'initiation des réactions de ramification radicalaire et de terminaison. Cette observation vient conforter le mécanisme proposé d'auto-inflammation. De plus, dans le cas présent, le terme réactif de HO_2 est positif très en amont de la zone réactive favorisé par le chemin réactif associé à des valeurs inférieures à la température de croisement.

Pour résumer, pour ce cas de combustion supersonique, la stabilisation de la combustion semble principalement liée aux phénomènes d'auto-allumage. La topologie de la

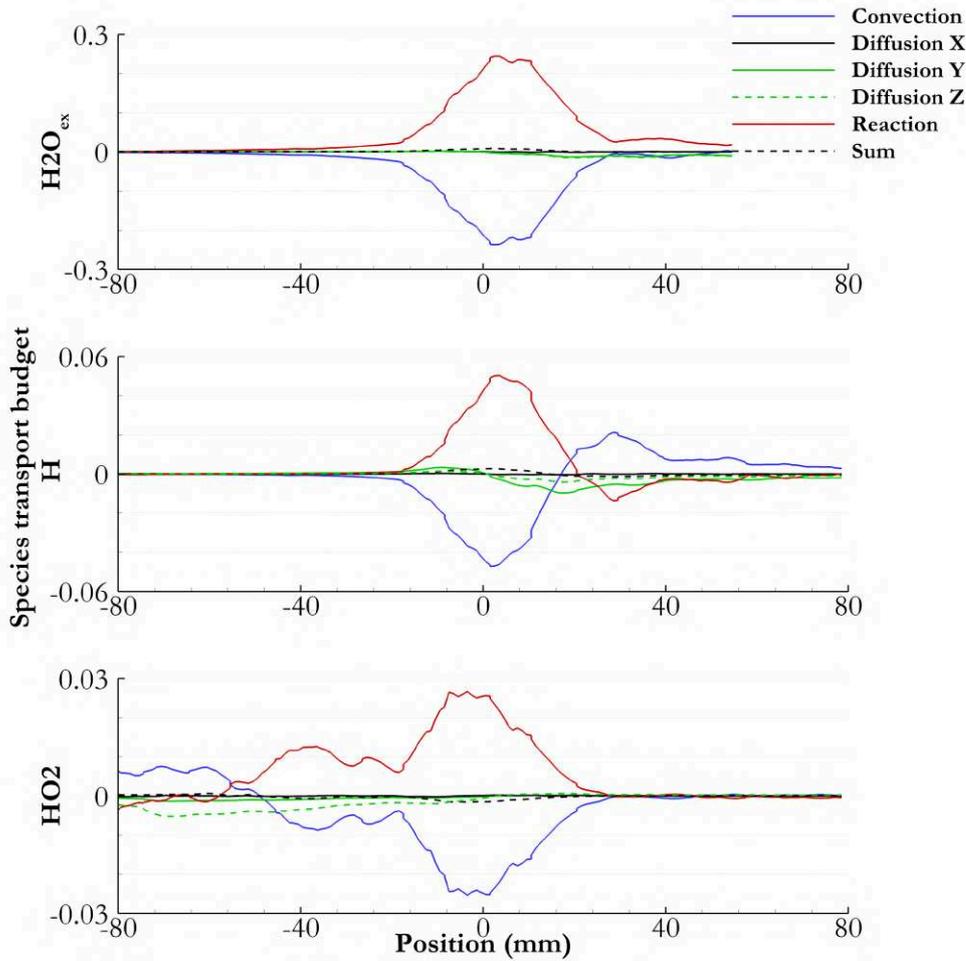


FIGURE 7.17 – Bilan de l'équation de transport des espèces H_2O_{ex} , H et HO_2 suivant la ligne de courant e) de la figure 7.15.

combustion est dictée par l'aérodynamique de l'écoulement.

Il est alors pertinent de s'intéresser aux différents rendements de combustion étudiés lors du chapitre précédent (cf. Annexe. A). Les rendements énergétiques chimiques η_{ch} , de mélange η_{mel} et de combustion η_{comb} sont présentés sur la figure 7.18. Les valeurs négatives pour les rendements chimiques et de combustion proviennent du fait que ces rendements n'ont pas de sens s'il n'y a pas de combustion. Comme la richesse globale est faible ($\phi = 0.12$) le rendement de mélange augmente et atteint un maximum rapidement. Malgré ce mélange rapide, le rendement chimique reste faible sur une longue distance, ce qui reste cohérent avec un phénomène d'auto-allumage. Les rendements chimique et de combustion suivent ensuite une augmentation brusque dans la région où la combustion se stabilise puis tendent progressivement vers l'unité, les espèces intermédiaires se recombinaient lentement aux hautes températures pour former les produits finaux. Pour ce régime de combustion le rendement η_{comb} est piloté par le rendement chimique soulignant encore une fois le phénomène d'auto-allumage comme principal élément de stabilisation de la combustion. Ici le mélange entre l'écoulement d'air et l'hydrogène se produit sans réaction chimique puis la combustion s'initie après une certaine distance d'induction.

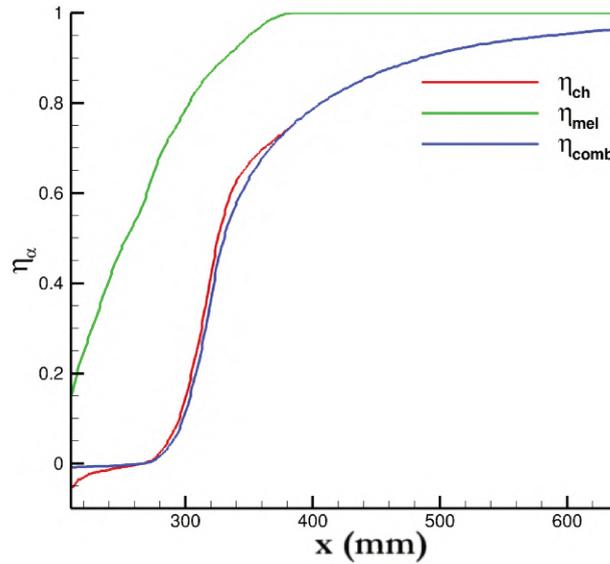


FIGURE 7.18 – Rendements énergétiques de la combustion pour le cas A.

Cette analyse fondée sur les résultats moyens est également complétée par les observations instationnaires présentées sur la figure 7.19. Ces instantanés montrent le taux de dégagement de chaleur dans le plan de symétrie. Des poches présentant un fort taux de dégagement de chaleur sont générées en amont de la zone réactive. De tels phénomènes d’allumage ont déjà été observés par Gamba *et al.* [101] et ont été attribués à des processus d’auto-inflammation. Ces poches d’auto-allumage se rejoignent ensuite dans la région principale de combustion. Des poches riches en H_2 se détachent occasionnellement de cette zone de combustion et sont convectées en aval où elles sont progressivement consommées.

Le mécanisme de combustion observable sur le premier instantané de la figure 7.19 est détaillé dans la figure 7.20. Dans les poches d’auto-inflammation (entourées d’un trait noir) les fractions massiques des espèces HO_2 et H_2O_2 montrent une consommation en HO_2 ainsi que de la production de H_2O_2 confirmant le mécanisme d’auto-allumage se produisant à une température inférieure à la température de croisement. De plus, un indicateur d’auto-inflammation AI, proposé dans [159], comparant les taux de production de l’espèce HO_2 dans deux réactions permettant de discriminer les processus d’auto-allumage et de propagation (ici les réactions 11 et 13 du schéma de Jachimowski [47]) est utilisé. Ce critère $AI = \left| \dot{\omega}_{HO_2}^{(R13)} / \dot{\omega}_{HO_2}^{(R13)} + \dot{\omega}_{HO_2}^{(R11)} \right|$ tend vers l’unité pour de l’auto-allumage et vers zéro en présence de phénomènes de propagation. Celui-ci confirme le mécanisme proposé. Le combustion se produit dans des régions où le taux de dissipation scalaire (calculé via sa contribution résolue $SDR = \tilde{D} \left(\partial/\partial x_i \tilde{\xi} \cdot \partial/\partial x_i \tilde{\xi} \right)$) est modéré et où la richesse atomique est légèrement inférieure à l’unité, ce qui selon Mastorakos *et al.* [160] est caractéristique de l’auto-allumage. Le champ de température indique que le taux de dégagement de chaleur chauffe localement l’écoulement contribuant à stabiliser le front de combustion. Comme indiqué par les champs moyens, les vitesses observées empêchent la stabilisation de flammes de prémélange.

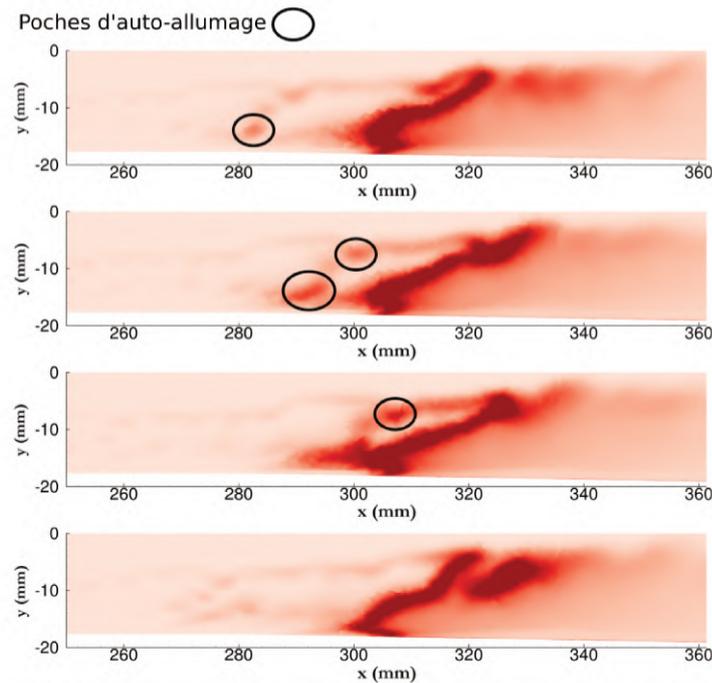


FIGURE 7.19 – Taux de dégagement de chaleur instantanés dans le plan de symétrie.

Régime partiellement bloqué

Pour le mode de combustion partiellement bloqué l'introduction de la rugosité induit la modification de la topologie observée dans la partie résolue suivant la méthodologie RANS comme l'indique la figure 7.21. En effet, si les parois sont considérées lisses, la topologie de l'écoulement reste comparable au cas d'auto-inflammation (cf. fig. 7.22). Les caractéristiques générales du régime partiellement bloqué sont bien restituées : la structure de choc en croix est bien observable, bien que légèrement décalée en amont par rapport aux expériences, et la combustion interagit clairement avec la topologie compressible de l'écoulement.

La comparaison aux mesures de pression reportée en figure 7.23 indique également que seules les simulations conduites en présence de parois rugueuses sont capables de restituer le pic de pression expérimental lié aux chocs, dégagement de chaleur et décollements.

La structure de l'écoulement a été détaillée dans la partie précédente, ses caractéristiques principales sont toutefois rappelées ici. La structure de choc en croix observable numériquement sur la figure 7.21 résulte de l'intégration spatiale le long de l'épaisseur de la chambre du gradient de densité exposé dans la figure 7.24. Sur cette figure, le choc est représenté par une iso-surface du gradient de densité. La projection de ce choc sur le plan de symétrie est observable sur la droite de la figure. La structure de choc délimite deux zones de décollements de couche limite. Ces décollements peuvent être observés sur la partie basse de la figure 7.24. Les premiers sont marqués par deux points de séparation proche du plan de symétrie aux abscisses localisées entre $x=220$ mm et $x=230$ mm, les seconds sont positionnés dans les coins de la chambre. Ces zones de recirculation sont induites par le gradient de pression adverse associé à la structure de choc en croix ainsi que par la combustion. Les points de séparation proches du plan de symétrie révèlent des

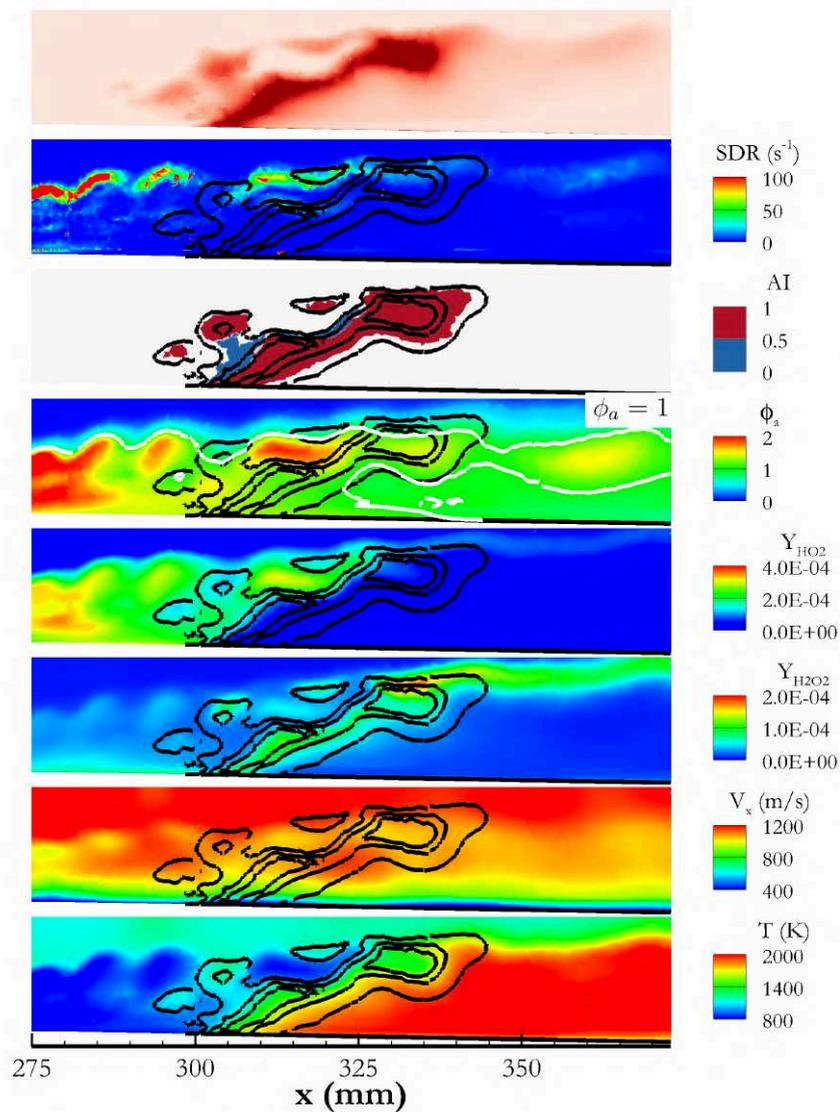


FIGURE 7.20 – Images instantanées du taux de dégagement de chaleur, du taux de dissipation scalaire, de la richesse atomique, des fractions massiques de HO_2 et H_2O_2 , de la vitesse et de la température dans le plan de symétrie.

tourbillons dont l'axe est normal à la paroi. Ces tourbillons éjectent du fluide à faible quantité de mouvement vers le cœur de l'écoulement dans lequel les conditions de richesse sont plus favorables à la combustion.

Les processus de stabilisation sont discutés plus en détail par la suite via l'étude des champs moyens et instantanés. Le mélange air-hydrogène est caractérisé dans le plan de symétrie par la figure 7.25 où trois zones de combustion sont mises en évidence par des iso-lignes du taux de dégagement de chaleur. La première, loin des parois, se produit en aval de la trace du choc en croix, une seconde est attachée au pied du décollement et la troisième se développe au sein du décollement. Deux lignes ont été tracées sur cette figure pour distinguer les structures de ces zones. La ligne a) suit une ligne de courant tandis que la ligne b) est parallèle à la paroi.

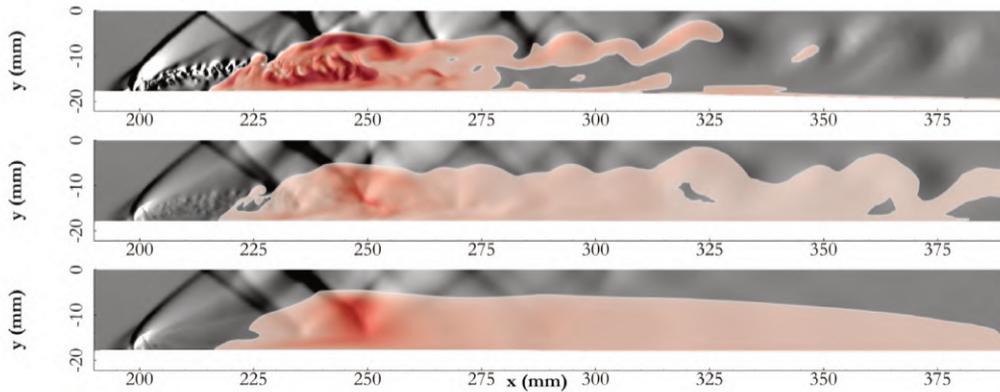


FIGURE 7.21 – Taux de dégagement de chaleur superposé à une strioscopie dans le plan de symétrie (haut), intégré suivant la profondeur de la chambre (milieu) et intégration spatiale moyennée temporellement (bas) pour les simulations sur parois rugueuse.

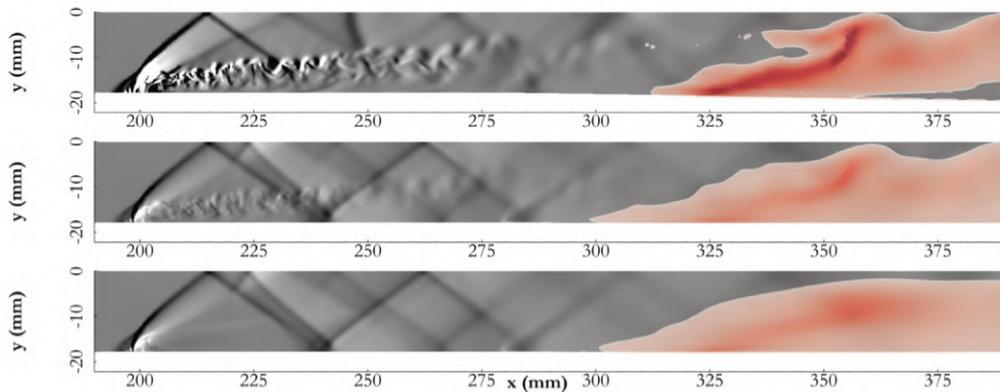


FIGURE 7.22 – Taux de dégagement de chaleur superposé à une strioscopie dans le plan de symétrie (haut), intégré suivant la profondeur de la chambre (milieu) et intégration spatiale moyennée temporellement (bas) pour les simulations sur parois lisse.

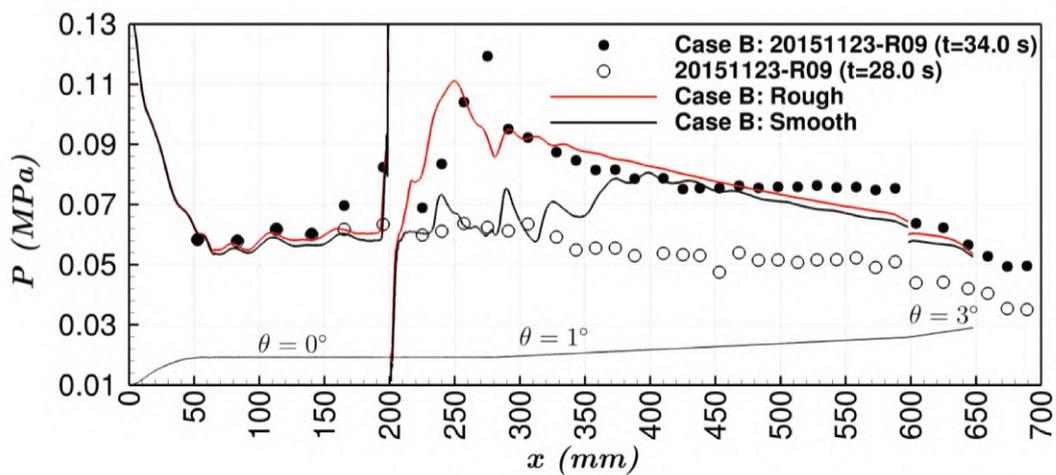


FIGURE 7.23 – Profil de pression pariétale, cas partiellement bloqué.

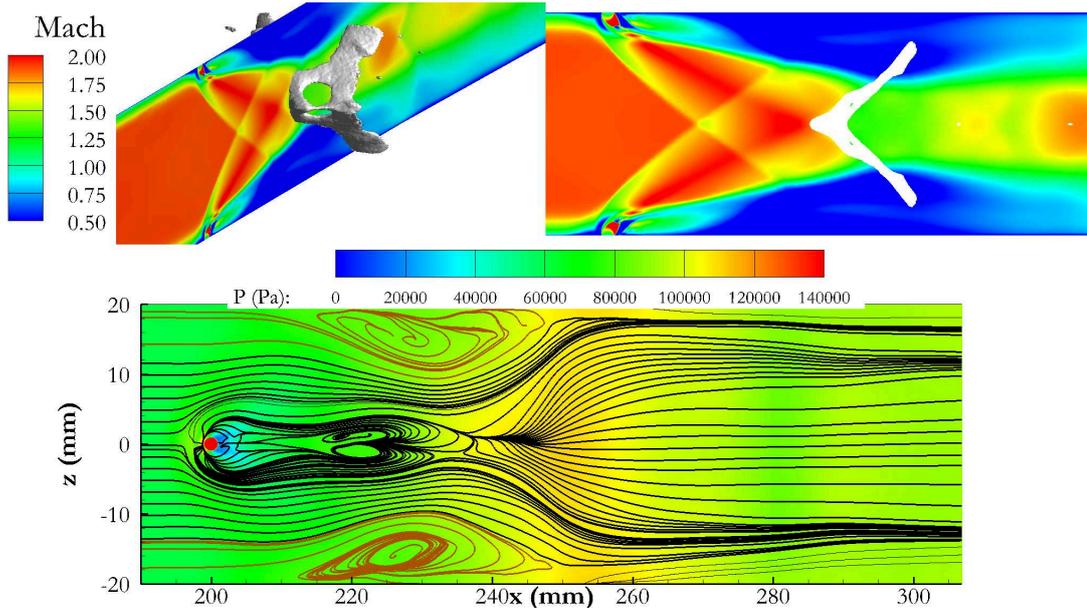


FIGURE 7.24 – Champs de mach dans le plan de symétrie et iso-surface de gradient de densité $\partial\rho/\partial x = 60\text{kg}\cdot\text{m}^{-4}$ (haut). Champs de pression et lignes de courant dans le plan $y=0.1\text{ mm}$ (bas).

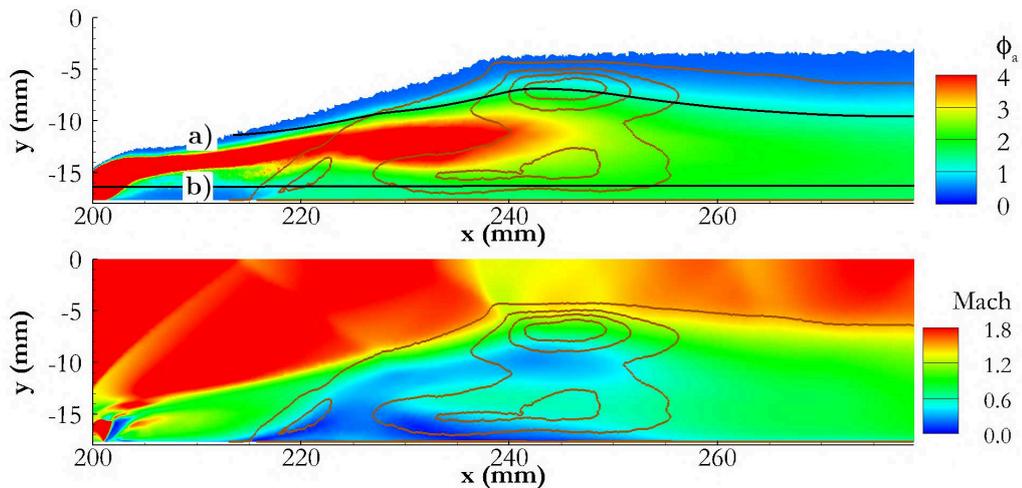


FIGURE 7.25 – Isolignes du taux de dégagement de chaleur superposées à la richesse atomique et la vitesse longitudinale V_x dans le plan de symétrie.

Les profils observés suivant la ligne a) exposés sur la figure 7.26 mettent en évidence de forts niveaux de HO_2 et H_2O_2 en amont de la combustion conjointement à de faibles niveaux de O, H, et OH. Une fois encore, ces profils indiquent un phénomène d'auto-allumage en dessous de la température de croisement [45]. Les profils tracés le long de la ligne b) montre que la combustion se produit dans une zone a faible vitesse attachée au pied de la zone décollée. Ici, les gaz frais, préchauffés et prémélangés, font face aux gaz brûlés chaud et prémélangés. Une flamme prémélangée peut alors se développer à l'interface entre ces deux zones. Plus en aval, sur cette ligne, la richesse atomique reste élevée, légèrement supérieure à l'unité, et une troisième zone réactive se développe. Cette région

est localisée au cœur du décollement dans une région où l'écoulement est hautement tri-dimensionnel ce qui rend difficile la détermination du mécanisme de stabilisation suivant les visualisations moyennes. Des visualisations instantanées permettront une meilleure compréhension des processus contrôlant cette zone.

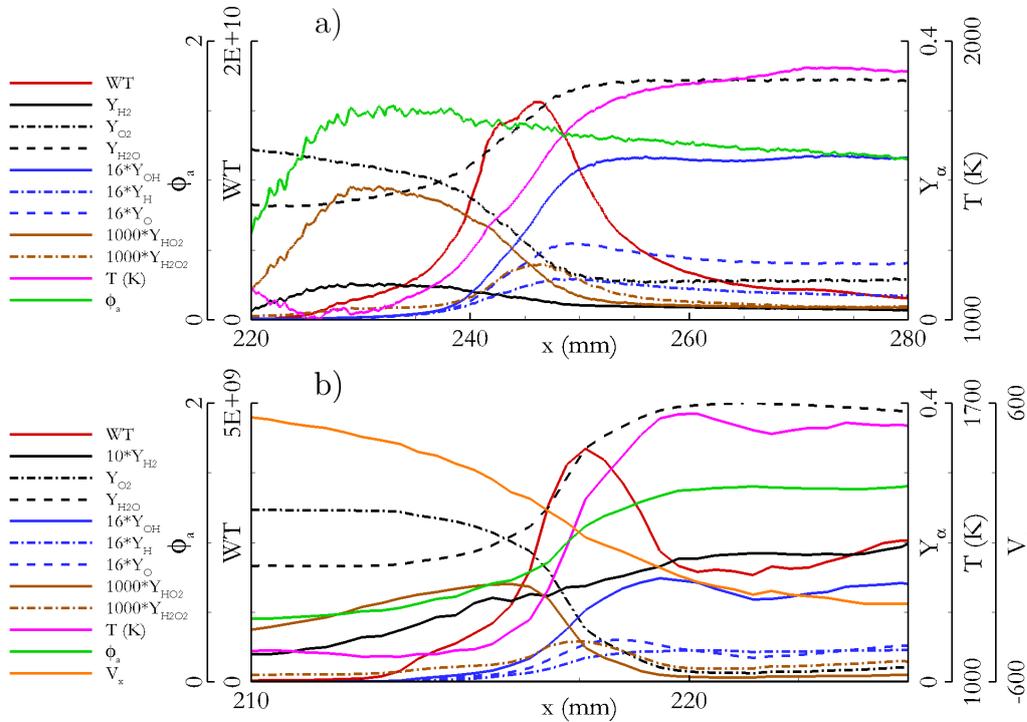


FIGURE 7.26 – Profils du taux de dégagement de chaleur, température, fractions massiques et richesse atomique suivant les deux lignes tracées sur la figure 7.25.

Des fonctions densité de probabilités (PDF) de la richesse atomique dans chacune des zones réactives ainsi que du critère de Takeno normalisé ($\vec{n}_{O_2} \cdot \vec{n}_{H_2}$) [161, 162], distinguant une combustion soit prémélangée, soit non-prémélangée, sont tracées dans la figure 7.27. La zone loin des parois se compose de richesses s'étendant de 0.6 à 1.6, soit proche de l'unité. Suivant la zone attachée au pied du décollement, la richesse exposée sur la figure 7.27 est bien cohérente avec la limite d'inflammabilité de l'hydrogène. D'autre part, les valeurs de l'indice de Takeno reportées dans cette figure montre une répartition bimodale du critère de Takeno indiquant la possible stabilisation d'une combustion prémélangée ou non prémélangée. De plus, les vitesses exposées sur la figure 7.25 permettent la stabilisation de flammes turbulentes. La combustion au sein du décollement se produit sur une plus large gamme de richesse ($\Phi_a \in [1; 4]$).

Les bilans des équations de transport de fraction massique ont également été conduits sur la zone de combustion sur-élevée, suivant la ligne a), et pour la région attachée au pied du décollement suivant une ligne normale au front de combustion. Les profils présentés sur la figure 7.28 caractérisent la région loin des parois. Ces profils présentent les caractéristiques relevant d'un processus d'auto-inflammation tels que ceux présenté dans la référence [158] à l'exception de l'amplitude de la contribution du terme diffusif qui est ici favorisé par la contribution de la turbulence résolue dans la couche de mélange. Ces profils

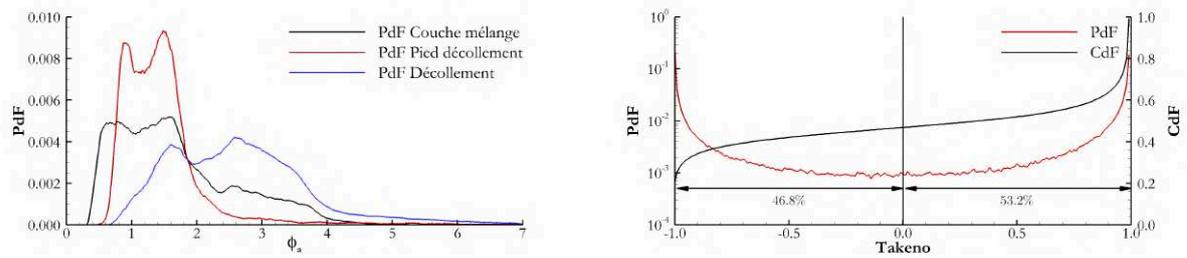


FIGURE 7.27 – PDFs de la richesse atomique (gauche) et PDF du critère Takeno normalisé au sein de toute la zone décollée (droite) conditionnées à un taux de dégagement de chaleur supérieur à 5% du maximum.

indiquent que les mécanismes diffusifs et d’auto-inflammation pilotent la combustion dans cette région.

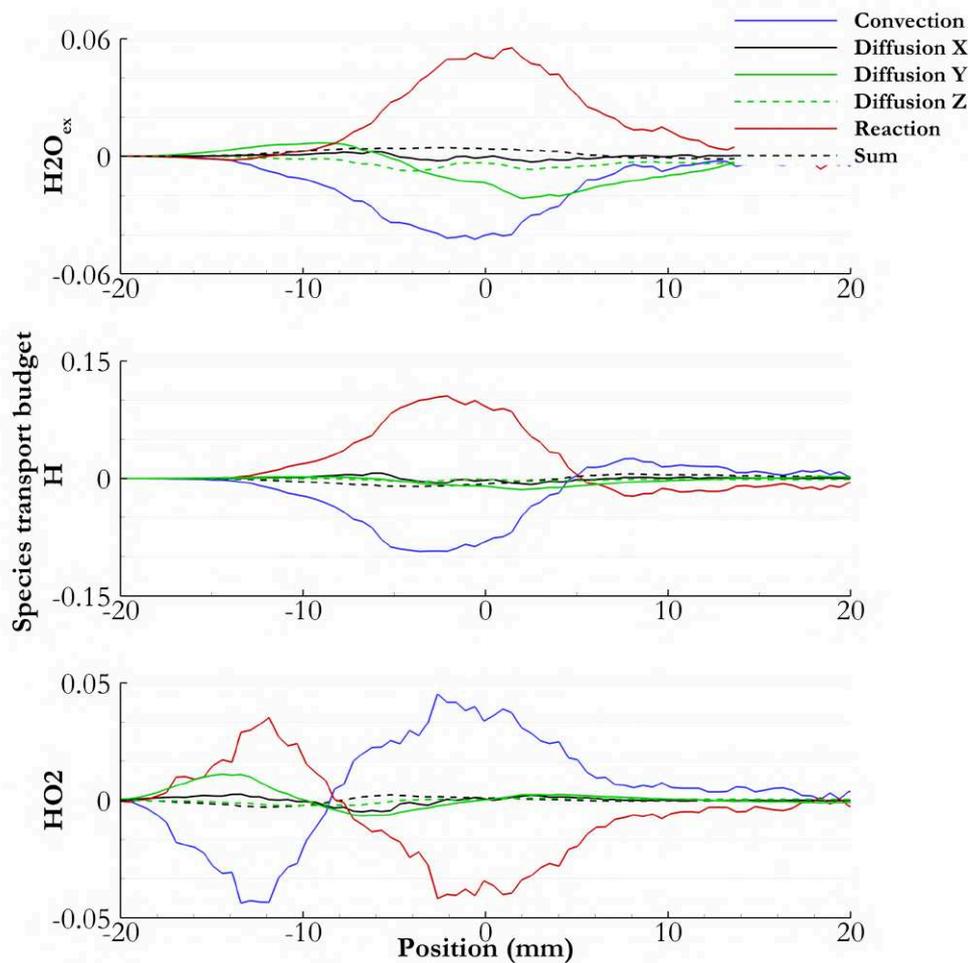


FIGURE 7.28 – Bilan de l’équation de transport des espèces H_2O_{ex} , H et HO_2 suivant la ligne de courant a) de la figure 7.25.

La figure 7.29 se concentre sur la zone réactive au pied du décollement. Sur cette figure, les contributions diffusives sont tracées suivant X' , Y' et Z' où X' représente une direction

normale au front de combustion et Y' et Z' deux directions normales à X' respectivement dans le plan de symétrie et hors du plan de symétrie. Dans cette région, le terme de convection devient négligeable devant les termes diffusifs. Des pics des termes réactifs de H_2O_{ex} , H et HO_2 équilibrés par de la diffusion suggère un mécanisme plus proche du cas de flamme de prémélange 2D présenté par Gordon *et al.* [158].

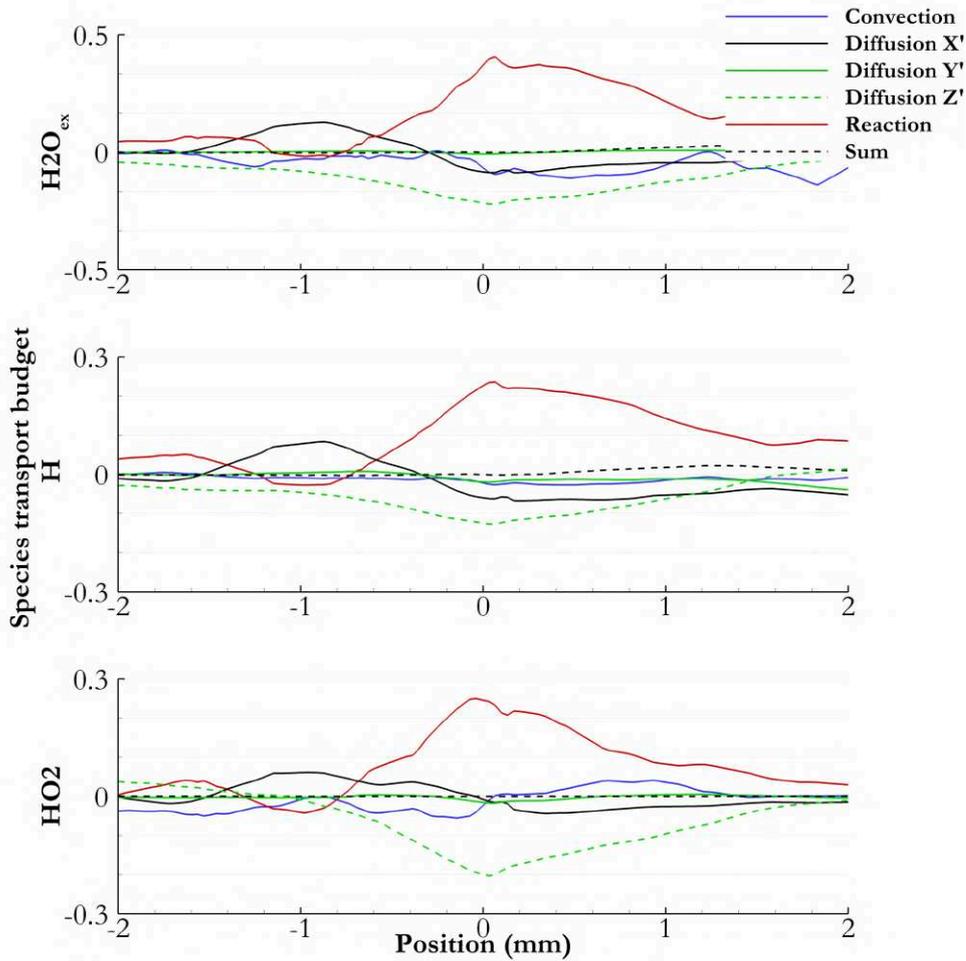


FIGURE 7.29 – Bilan de l'équation de transport des espèces H_2O_{ex} , H et HO_2 suivant une ligne normale au taux de dégagement de chaleur attachée au décollement dans le plan de symétrie dans la figure 7.25.

Les rendements énergétiques de combustion permettent de corroborer les mécanismes de stabilisation de la combustion pour ce régime (cf. fig. 7.30). Ici, comme pour le cas précédent, le rendement de mélange augmente rapidement pour tendre vers l'unité de part la faible richesse globale (ici $\Phi = 0.15$). Cependant contrairement au cas précédent l'augmentation de rendement chimique se produit au voisinage de l'injection pour des abscisses où le mélange est encore incomplet. Ceci indique ici que le rendement global de la combustion n'est pas uniquement piloté par le rendement chimique mais également par le mélange. Autrement dit, le mélange air-hydrogène s'allume localement pendant que les réactifs se mélangent, ce qui est caractéristique d'une flamme de diffusion.

Les quantités instantanées tracées sur la figure 7.31 montrent que la combustion se

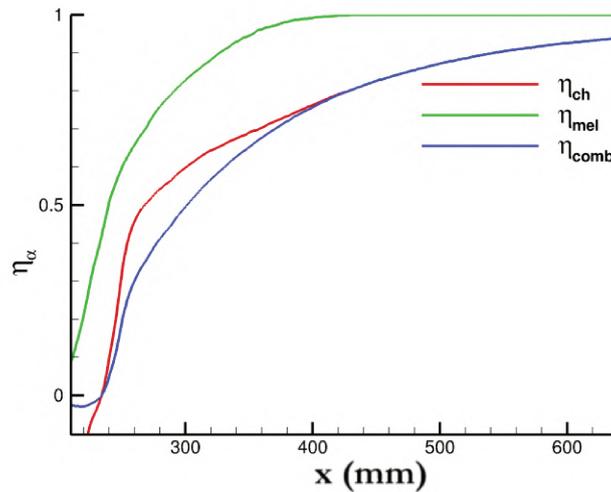


FIGURE 7.30 – Rendements énergétiques de la combustion pour le cas B.

produisant loin des parois est corrélée avec un fort taux de dissipation chutant après la traversée du choc observable sur le champ de vitesse. Les valeurs négative de l'index de Takeno observées dans ces régions sont caractéristiques d'une flamme de diffusion. Le long de cette région le critère AI indique la présence d'auto-allumage. Ainsi, en amont du choc coexistent les phénomènes d'auto-allumage et de flamme de diffusion tandis qu'en aval du choc l'auto-allumage prédomine. Au pied du décollement, le critère AI indique des phénomènes de propagation. Le long de la zone réactive le critère Takeno tend vers l'unité (flammes de prémélange). L'apparition de ce mode de combustion est possible au regard des vitesses modérées observées dans la région de fort taux de dégagement de chaleur. L'observation du champ de température montre qu'il n'y a pas d'influence évidente de la région attachée au pied du décollement sur les deux autres. Cette région ne semble donc pas agir comme une accroche flamme. Finalement, la combustion se produisant au sein du décollement s'effectue suivant toute l'échelle des Takeno et suivant une large plage de vitesse et de richesse suggérant également la présence de combustion par flamme de prémélange et de diffusion. Le critère d'auto-allumage AI, suggère qu'au sein du décollement la combustion est généralement pilotée par des phénomènes de propagation avec présence de poches d'auto-inflammation. Ainsi, différents modes de stabilisation de la combustion semblent coexister au sein de la zone décollée.

7.1.4 Effet de la rugosité sur les simulations instationnaires

Le cas A est choisi ici pour analyser l'effet de la rugosité sur l'écoulement car la topologie n'est pas altérée fondamentalement comme dans le cas B. Les simulations effectuées précédemment en RANS indiquent la contribution du terme de viscosité turbulente, produisant un meilleur mélange Air-Hydrogène et une diffusion thermique plus forte, dans l'amélioration des conditions de combustion. Cette augmentation de viscosité turbulente a été retrouvée (i) dans la couche limite, augmentation produite par le modèle de rugosité, mais également (ii) dans la couche de mélange d'hydrogène. La présence d'une augmentation de viscosité turbulente dans la couche de mélange a été attribuée à deux effets

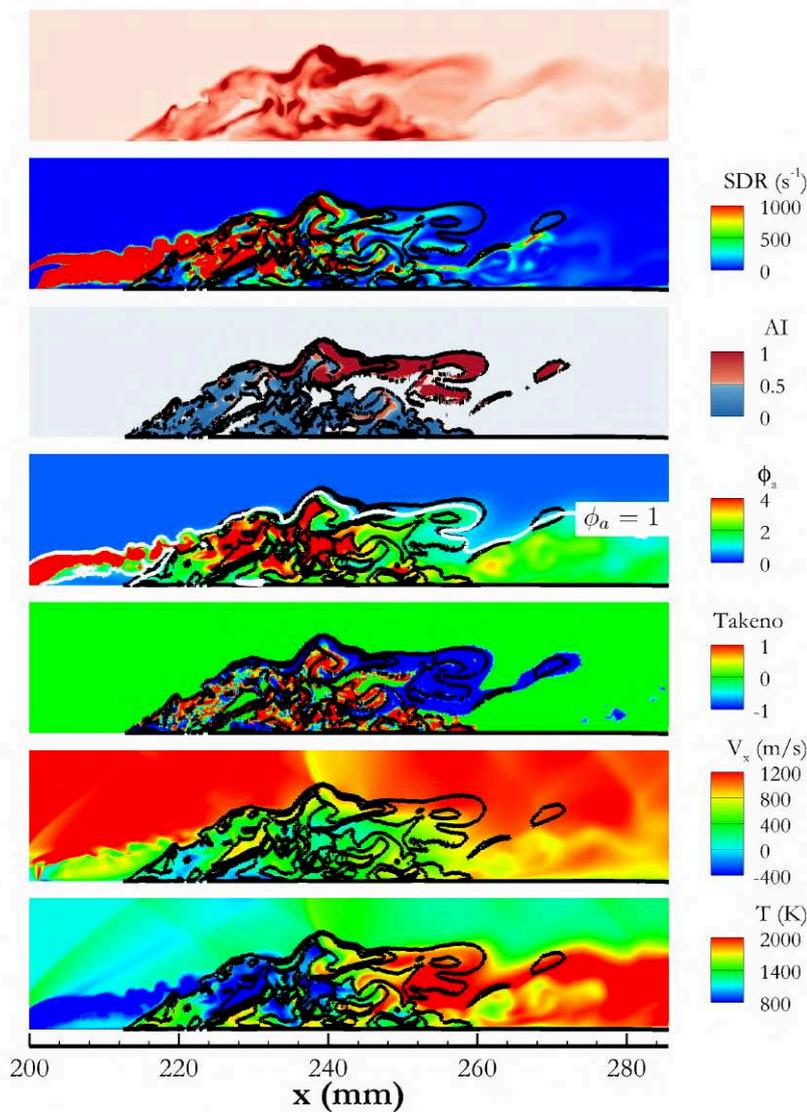


FIGURE 7.31 – Images instantanées du taux de dégagement de chaleur, du taux de dissipation scalaire, du critère d’auto-allumage, de la richesse atomique, du critère Takeno, de la vitesse et de la température dans le plan de symétrie.

possibles (a) le transport de viscosité turbulente depuis la couche limite vers la couche de mélange ou (b) une légère modification de l’écoulement par l’action de la couche limite sur l’injection d’hydrogène permettant une pénétration plus forte du jet.

Dans les simulations DDES effectuées ici les grandes échelles sont résolues et le modèle de turbulence ne s’applique qu’à l’échelle sous-maille ou dans la couche limite (à toutes les échelles). Si la combustion est uniquement pilotée par une augmentation de viscosité turbulente, on peut s’attendre à ce que les simulations conduites ne reproduisent pas l’expérience, l’augmentation de viscosité turbulente ne pouvant pas être transportée vers l’écoulement principal. Cependant, les simulations effectuées atteignent cet objectif. Il existe alors un autre mécanisme, influencé par la rugosité, pilotant la combustion.

La figure 7.32 compare les rendements énergétiques de combustion pour les cas avec

et sans modèle de rugosité. Comme attendu le rendement énergétique global de la combustion η_{comb} augmente plus en amont pour le cas présentant des parois rugueuses. Cette augmentation est induite par l'amélioration du rendement de mélange et du rendement chimique. La contribution de chacun de ces rendements est tracée sur la droite de la figure 7.32. Ces contribution sont calculées comme suit :

$$\delta_{\eta_{comb}} = \frac{d\eta_{comb}}{\eta_{comb}} = \frac{d\eta_{mel}}{\eta_{mel}} + \frac{d\eta_{ch}}{\eta_{ch}} = \delta_{\eta_{mel}} + \delta_{\eta_{ch}} \quad (7.4)$$

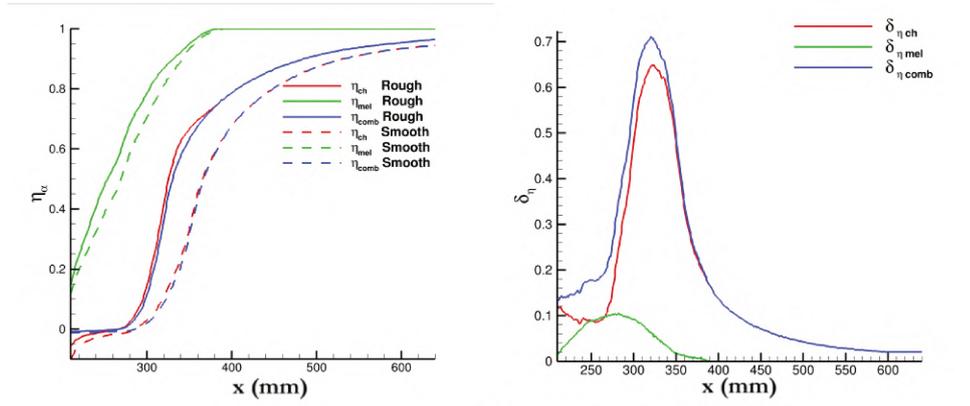


FIGURE 7.32 – Comparaison des rendements de combustion pour les simulations rugueuses et lisses (gauche). Contributions relative du rendement de mélange et du rendement chimique au rendement global de combustion (droite).

Dans la portion non réactive de l'écoulement, $x < 270$ mm, l'augmentation de rendement est principalement dûe à l'amélioration du mélange comme pour les simulations RANS. Cependant, dans la zone de combustion, la contribution du mélange diminue et le rendement global est piloté par le rendement chimique. De plus, la contribution chimique est plus importante comparativement à celle du mélange sur le rendement global.

L'amélioration du rendement de mélange peut être liée à une augmentation de viscosité turbulente comme l'indiquent les grandeurs sous-mailles ($k_{sgs}^{RANS}, k_{sgs}^{LES}$), résolues (k_{sim}^{LES}) d'énergie cinétique turbulente dans la partie RANS ou LES de l'écoulement représenté sur la figure 7.33. Les grandeurs représentées sont conditionnées par la valeur de la fonction f_{DDES} : si $f_{DDES} < 0.99$ l'énergie k_{sgs}^{RANS} est intégrée sur la couche limite, si $f_{DDES} > 0.99$ l'énergie k_{sgs}^{LES} est intégrée sur l'écoulement principal.

Comme attendu pour le modèle de rugosité, k_{RANS} est plus élevé dans le cas où les parois rugueuses sont prises en compte. De façon plus surprenante, l'énergie cinétique turbulente k_{sim}^{LES} est également plus élevée en présence de rugosité au voisinage de l'injection. Cet effet est supposé être une conséquence indirecte de l'épaississement de la couche limite qui peut être observé sur la figure 7.34. Sur cette figure, l'épaisseur de couche limite est représentée par δ_{90} qui est la hauteur pour laquelle la vitesse atteint 90% du maximum pour cette abscisse. Avec une couche limite plus épaisse, la vitesse de l'écoulement impactant l'injection est grandement réduite augmentant alors le ratio J de quantités de mouvement entre l'écoulement principal et l'injection. Pour ces simulations, l'élévation maximale atteinte par deux iso-surfaces de fraction massique d'hydrogène $Y_{H_2} = 0.1$ et

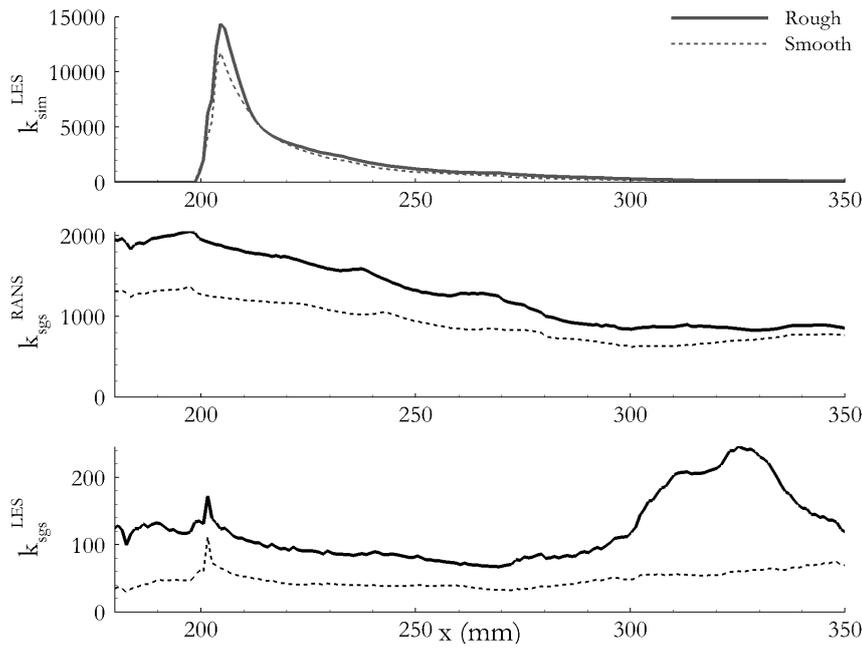


FIGURE 7.33 – Energie cinétique turbulente : résolue dans la région LES (haut) modélisée dans la région RANS (milieu) et modélisée dans la région LES (bas).

$Y_{H_2} = 0.01$ étaient 12% plus forte quand la rugosité est prise en compte. Comme l'hydrogène pénètre plus dans l'écoulement principal, la couche de mélange subit de plus forts gradients de vitesse et produit une intensité turbulente plus forte. En conclusion, les deux contributions modélisées et simulées de l'énergie turbulente contribuent à l'amélioration du rendement de mélange. A l'opposé, les valeurs d'énergie cinétique turbulente sous-maille dans la partie LES (k_{sgs}^{LES}) sont un ordre de grandeur inférieures à celles modélisées dans la couche limite k_{sgs}^{RANS} justifiant le fait que cette énergie n'est que peu transportée vers l'écoulement principal.

Une seconde conséquence de l'épaississement de la couche limite provient de la réduction de section utile de la chambre de combustion. En régime supersonique, cette diminution induit une augmentation de température et une diminution de vitesse. La figure 7.35 expose ces différentes grandeurs moyennées sur des sections transverses à l'écoulement. L'effet observable sur la température est relativement faible $\approx 10K$, ce qui représente un écart de 1%, comparativement à l'effet sur la vitesse, de l'ordre de $60m/s$ représentant un écart de 5%. L'augmentation de rendement chimique en présence de rugosité peut alors être expliquée par la diminution de vitesse, augmentant le temps de résidence, et la température plus élevée, diminuant le délai d'auto-allumage. Ce effet est exacerbé en considérant que la combustion s'initie dans la couche limite. En moyennant la vitesse sur l'épaisseur de couche limite, la vitesse moyenne est réduite de 13% en amont de l'injection.

Comme mentionné précédemment, l'augmentation de rendement chimique représente la principale contribution à l'augmentation de rendement de combustion. Cet effet semble principalement dû à la réduction de section disponible de la chambre par l'épaississement de couche limite induit par la rugosité. Dans le cas de la combustion en régime supersonique (cas A), cet effet déplace la position de stabilisation de la combustion et augmente les gradients du taux de dégagement de chaleur dans la direction de l'écoulement princi-

pal, sans modification notable de la topologie de l'écoulement. Dans le cas partiellement bloqué (cas B), pour une richesse plus élevée, les gradients du taux de dégagement de chaleur sont augmentés jusqu'à atteindre le blocage partiel de la chambre se matérialisant par une sévère modification de la topologie de l'écoulement via des décollements massifs.

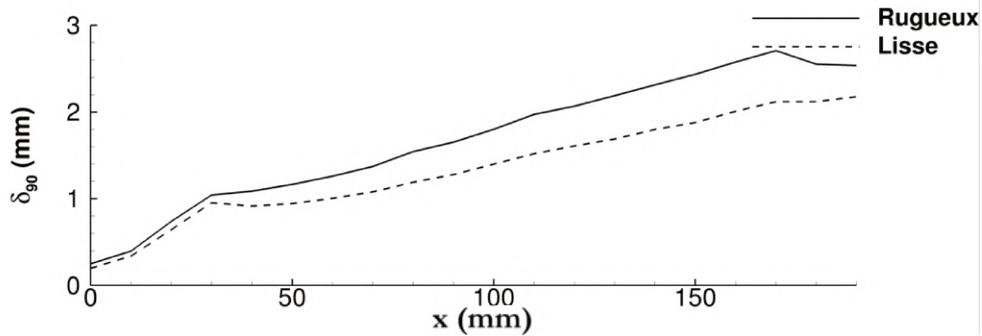


FIGURE 7.34 – Profil de couche limite δ_{90} .

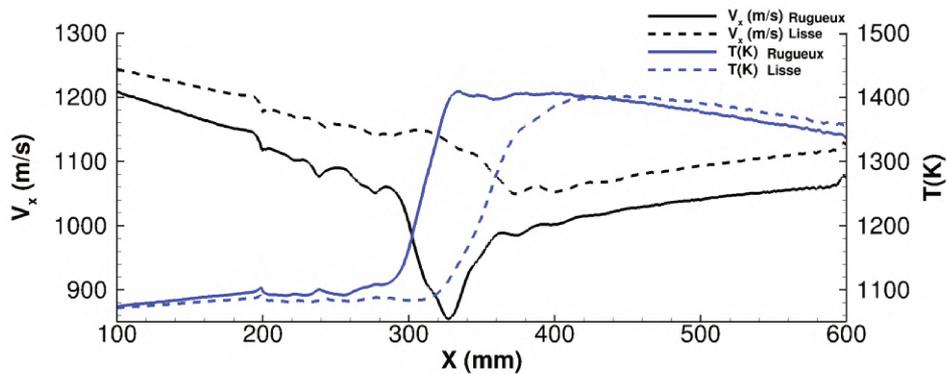


FIGURE 7.35 – Profil de vitesse moyenne et température moyenne dans la chambre LAPCAT-II.

7.1.5 Conclusion

Les calculs menés dans cette section ont montré la possibilité d'utiliser un modèle de rugosité pour les simulations instationnaires en DDES. Le modèle de rugosité développé par Aupoix [97] dans le cadre d'une approche $k-\omega$ SST est utilisable dans une simulation DDES dérivant de cette approche. Les résultats instationnaires ont permis une analyse poussée de la stabilisation de la combustion pour les rafales R09 et R10. La rafale R10 est caractérisée par des phénomènes d'auto-inflammation tandis que pour la rafale R09, des structures de flammes prémélangées en propagation sont observées conjointement aux mécanismes d'auto-inflammation. La rugosité a ici pour effet principal d'épaissir la couche limite altérant la position de stabilisation de la combustion pour la rafale R10 et déclenchant l'apparition de la topologie partiellement bloquée pour la rafale R09.

7.2 Utilisation d'un modèle de combustion sous-maille

Cette section s'intéresse à l'utilisation d'un modèle de combustion turbulente pour la simulation de la chambre LAPCAT-II. Le modèle envisagé est le modèle de flamme épaissie. Cette section se divise en plusieurs étapes, débutant par des calculs préliminaires à la mise en place de ce modèle pour la simulation de la chambre LAPCAT-II. Cette partie sera suivie de l'application de cette modélisation aux simulations DDES et de l'analyse de l'effet de l'épaississement sur les résultats numériques. Une conclusion relatant l'intérêt de ce type de modélisation dans cette configuration viendra par la suite clôturer cette section.

7.2.1 Calculs préliminaires à l'utilisation de la TFLES

La TFLES avec épaississement dynamique, ou DFT (pour Dynamic Flame Thickening), telle qu'implémentée dans CEDRE, décrite en partie 5.2.3, nécessite un certain nombre de données utilisateur. Ces données doivent être soigneusement choisies si l'on souhaite obtenir des résultats physiquement satisfaisants.

Ces paramètres se séparent en trois catégories correspondant aux calculs de l'épaississement F , de la fonction d'efficacité E et du senseur de flamme Γ .

Des calculs préliminaires, présentés dans les deux sections suivantes, ont été conduits pour choisir l'épaississement et le senseur de flamme. Les paramètres régissant la fonction d'efficacité ont été choisis suivant les recommandations de Charlette *et al.* [132].

Calculs préliminaires pour l'épaississement

Le calcul de l'épaississement $F_\alpha = 1 + \Gamma \left[\max \left(1, \min \left(F^{max}, n \frac{\Delta}{\delta_l^0} \right) \right) - 1 \right]$ nécessite trois paramètres utilisateur : F^{max} l'épaississement maximal, n le nombre de points désirés dans le front de flamme et δ_l^0 l'épaisseur de flamme.

Les résultats obtenus dans les calculs précédents permettent d'isoler la taille de maille la plus grande dans la zone de combustion. De plus des calculs d'épaisseur de front de flamme laminaire fait avec CANTERA permettent d'obtenir l'épaisseur minimale d'un front de flamme à l'aide des quantités thermo-chimiques de cette zone. Le calcul de F^{max} peut alors se ramener à $n \Delta^{max} / \delta_l^{0min}$ où le nombre de points n dans le front de flamme reste à déterminer.

La connaissance de n a fait l'objet de publications et recommandent des nombres de points compris entre 4 et 10 [132]. Afin de s'assurer de la pertinence de ce choix dans notre simulation six calculs 1D de flamme laminaire ont été menés. Dans ces calculs, les richesses et température du mélange frais correspondent aux conditions donnant l'épaisseur de flamme δ_l^{min} minimale dans les simulations numériques. Deux maillages ont été utilisés, l'un très raffiné $\Delta = 10 \mu m$ servant pour effectuer un calcul "de référence" sans épaississement et le second valant Δ^{max} sur lequel 5 épaississements entre 1 et 25 ont été testés. La figure 7.36 présente un instantané, pris pour un temps t_0 , des différentes simulations où la flamme est située en $x = 50$ mm, à l'instant initial. Pour cet instant les différentes flammes n'ont pas parcouru la même distance. Seules les flammes simulées avec $n = [5, 10, 25]$ présentent un pic du taux de dégagement de chaleur localisé où il est attendu sur la flamme de référence.

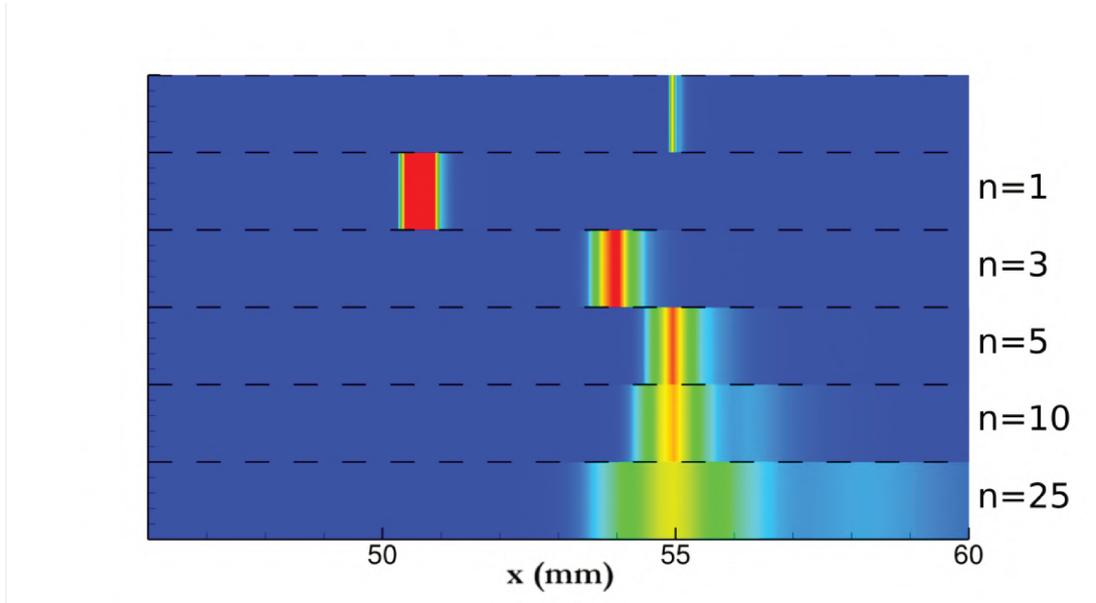


FIGURE 7.36 – Flammes de prémélanges laminaires 1D. Influence du nombres de points dans me front de flamme.S

Ces calculs mettent en évidence qu'à partir de 5 points dans le front de flamme, la vitesse de flamme semble être restituée de façon satisfaisante. Par la suite, ce nombre n sera fixé à 5.

Calculs préliminaires pour le senseur de flamme

Le senseur de flamme proposé dans l'approche DFT se formule au travers d'une tangente hyperbolique $\tanh(C_D \Omega / \Omega_0)$ où C_D est une constante de raideur du senseur et Ω_0 un seuil du senseur. On rappelle que Ω est un taux de réaction basé sur une pseudo loi d'Arrhenius $\Omega = Y_{ox}^{\nu_{ox}} * Y_f^{\nu_f} * \exp(-C_T T_a / T)$ où les Y_α représentent des fractions massiques, ν_α des coefficients exotiques, T_a la température d'activation de la pseudo réaction et C_T une constante de température. L'effet de cette dernière a par la suite été ignorée et elle a été fixée à 1.

Une première approche permettant de déterminer les paramètres de ce pseudo taux de réaction consiste à utiliser un schéma cinétique à une réaction tel que celui de Marinov *et al.* [67] où $H_2 + 1/2 O_2 = H_2O$.

Ainsi, ceci nous donne un premier jeu de paramètres $[Y_f, Y_{ox}, \nu_f, \nu_{ox}, C_T, T_a] = [Y_{H_2}, Y_{O_2}, 1, 0.5, 1, 17606]$. Par la suite, il reste les paramètres de la tangente hyperbolique à déterminer. De façon générale, Ω_0 est conservé égal au maximum de Ω dans la chambre tandis que C_D est ajusté pour observer les zones où le senseur de flamme est activé.

Comme le montre l'image 7.37, le senseur de flamme ne semble pas adapté pour restituer le dégagement de chaleur observé. Une exploration menée sur les coefficient exotiques, les faisant varier suivant les valeurs suivante [4, 2, 1, 0.5], permet de conclure quant à une valeur appropriée du senseur de flamme présenté dans la figure 7.38.

Ce dernier présente encore certains défauts comme l'activation du senseur de flamme en amont de la zone de recirculation ainsi qu'en aval de celle-ci ou encore des "zones

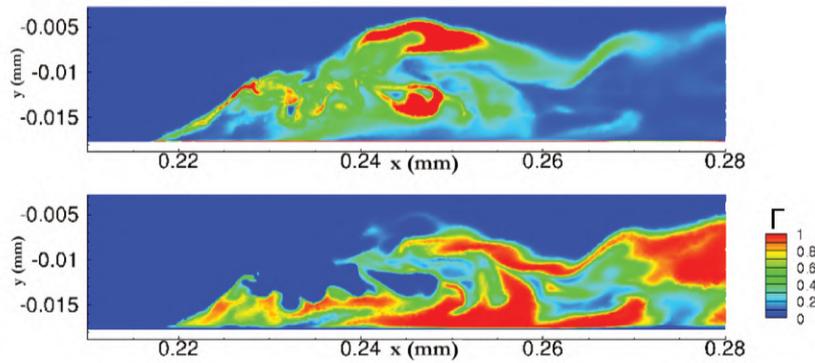


FIGURE 7.37 – Haut : Taux de dégagement de chaleur. Bas : Senseur de flamme pour le couple H_2-O_2 .

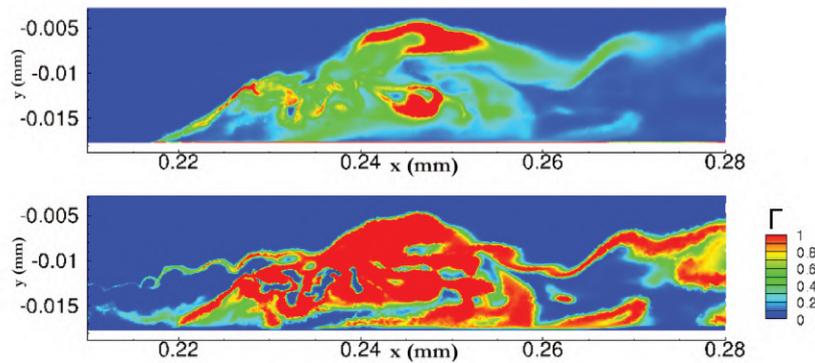


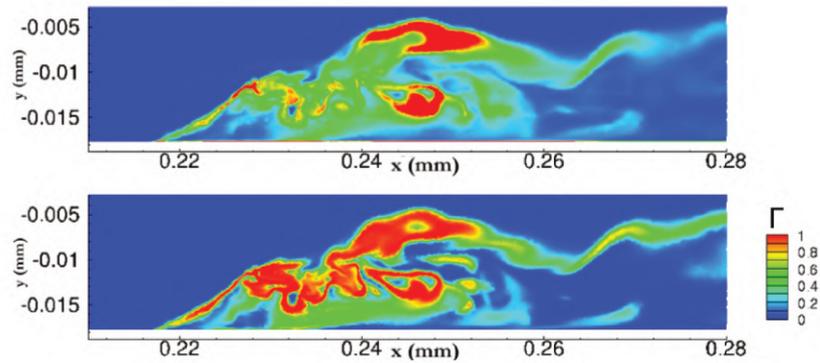
FIGURE 7.38 – Haut : Taux de dégagement de chaleur. Bas : Senseur de flamme pour le couple réactif H_2-O_2 avec $\nu_f = 4$ et $\nu_{ox} = 2$.

mortes" au milieu de la combustion. La modification de la température d'activation peut permettre de gommer certains de ces défauts au prix d'une dégradation du senseur au coeur de la zone de recirculation.

Ainsi, il semble nécessaire d'utiliser d'autres espèces "témoins" pour calculer le senseur de flamme. Pour ce faire, la méthodologie suivante a été adoptée pour toutes les espèces présentes dans le calcul :

- Choix d'un couple d'espèce.
- Utilisation de la température d'activation d'une réaction du schéma cinétique de Jachimowski comprenant ces espèces pour calculer le pseudo taux de réaction. Si aucune réaction du schéma cinétique de Jachimowski ne présente ces deux espèces en même temps alors on choisit deux nouvelles espèces.
- Evaluation des coefficients exotiques optimaux dans le tableau $[4, 2, 1, 0.5]$ à l'aide du calcul d'une norme entre les champs de Γ et $\dot{\omega}_T$.

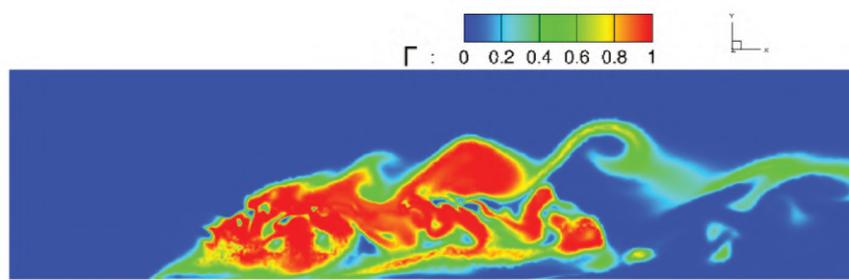
Cette méthodologie a permis de faire ressortir un senseur optimal au sens de la norme utilisée pour le couple d'espèces H, HO_2 (cf. fig. 7.39).

FIGURE 7.39 – Senseur de flamme pour le couple H-HO₂.

7.2.2 Utilisation de la TFLES

La TFLES a été appliquée uniquement au cas partiellement bloqué, pour lequel les post-traitements ont démontré la possibilité de stabiliser des flammes dans la zone de recirculation. Les résultats présentés par la suite indiquent que, malgré l’activation du modèle, l’épaississement imposé reste faible induisant uniquement des modifications mineures dans les résultats des simulations numériques.

Le senseur de flamme de la TFLES présenté sur la figure 7.40 indique une bonne activation de ce dernier pendant les simulations TFLES. Cependant, l’épaississement et la fonction d’efficacité appliqué à l’écoulement reste très faible ($\approx 1 - 1.5$ et $\approx 1 - 1.25$ respectivement) comme l’indique la figure 7.41.

FIGURE 7.40 – Champ instantané du senseur de flamme Γ .

Ces faibles valeurs permettent déjà d’affirmer que, suivant le paramétrage de la TFLES effectué, le maillage, déjà très raffiné pour satisfaire les critères de déstabilisation de la couche de mélange, est globalement satisfaisant pour restituer les fronts de flamme.

L’effet induit par la modélisation TFLES sur les profils de pression, observable sur la figure 7.42, est tout aussi limité. En effet, les profils sont quasi-superposées, une légère augmentation de la pression peut toutefois se distinguer. Cependant, il ne semble pas y avoir de modification de la position d’allumage de la combustion contrairement à ce qui pouvait être observé dans les simulations paramétriques observées au chapitre 6.

Cette tendance se retrouve sur les visualisations de strioscopies numériques et du taux de dégagement de chaleur en figure 7.43 où il est possible d’observer un léger épaississement du choc en croix sur les strioscopies. De même, les images du taux de dégagement de chaleur ne montrent pas de modification du point d’allumage de la combustion.

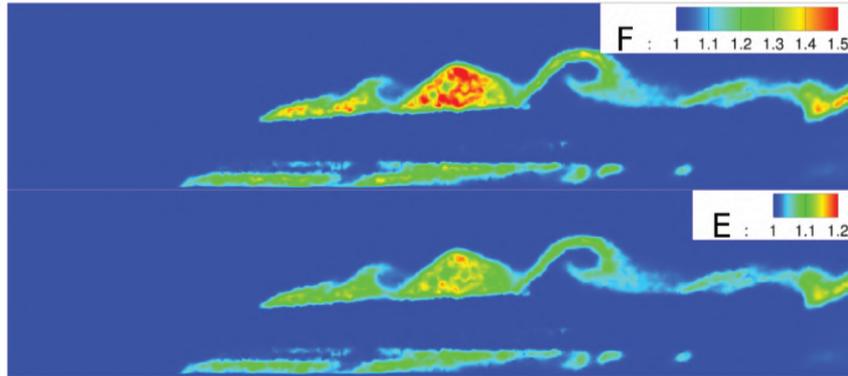


FIGURE 7.41 – Champs instantanés des fonctions d'épaississement et d'efficacité.

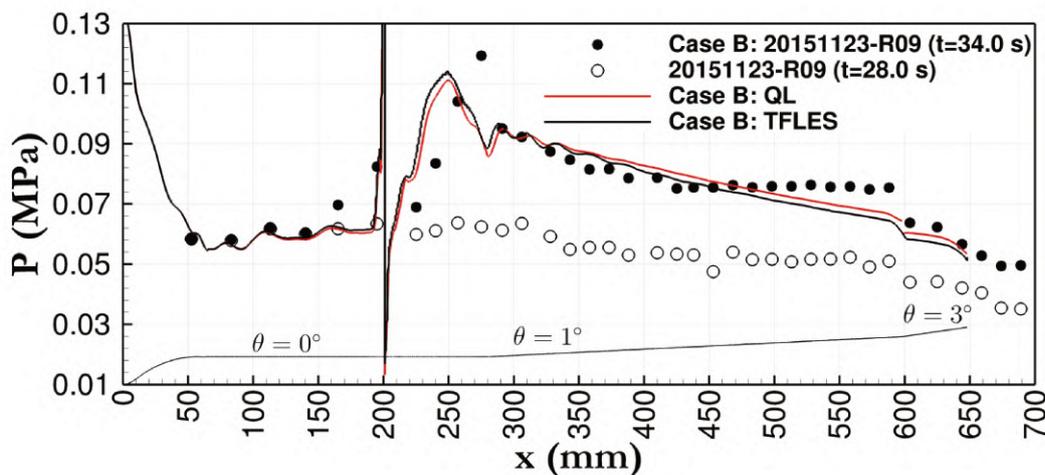


FIGURE 7.42 – Distribution de la pression pariétale le long de la chambre LAPCAT-II.

7.3 Conclusion

Les simulations présentées dans la première partie de ce chapitre utilisent le modèle de rugosité proposé par Aupoix [97] couplé à des simulations instationnaires DDES. Ce modèle permet d'obtenir une bonne restitution des rafales expérimentales. L'analyse de la combustion de la rafale d'auto-inflammation montre que le phénomène d'auto-allumage en dessous de la température de croisement pilote le régime de combustion. Une analyse similaire effectuée sur la rafale partiellement bloquée indique la contribution simultanée des processus d'auto-allumage ainsi que de ceux de flammes (prémélange et diffusion), au sein du décollement principal. Une analyse des différents régimes de combustion permet de mettre en évidence l'effet de la rugosité sur l'allumage et la stabilisation de la combustion dans la chambre LAPCAT-II au travers de l'épaississement de la couche limite. Pour la rafale d'auto-allumage, cet épaississement ralentit et réchauffe l'écoulement favorisant une initiation de la combustion localisée plus en amont. Dans le cas de la rafale R09, cet épaississement permet l'apparition du décollement caractérisant la topologie partiellement bloquée. Une simulation s'intéressant à l'interaction-chimie turbulence via l'approche TFLES a également été effectuée. Des calculs préliminaires ont été conduits permettant de définir les paramètres libres du modèle TFLES. Ce modèle a ensuite été

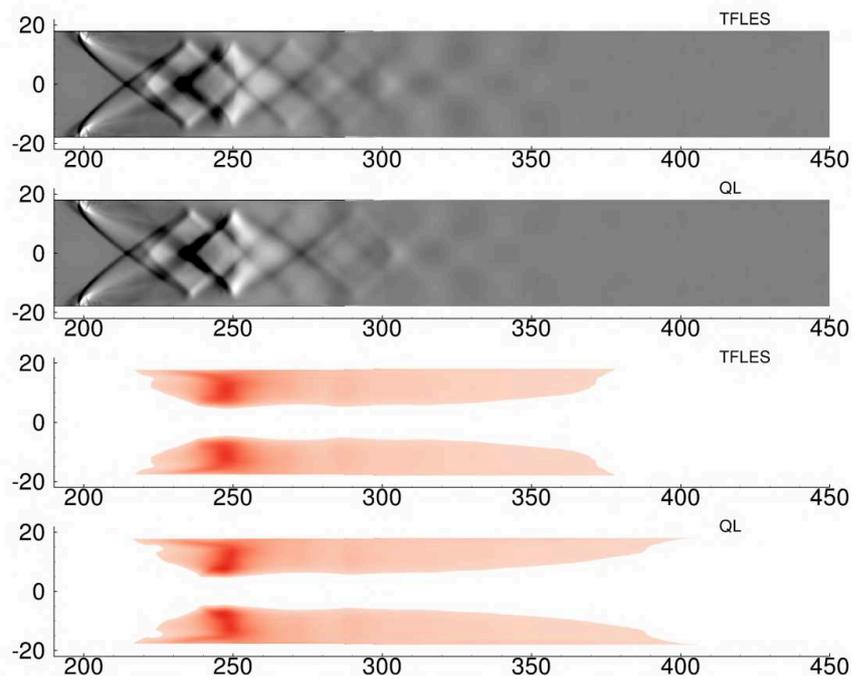


FIGURE 7.43 – Visualisations strioscopique et du taux de dégagement de chaleur pour les deux types de modélisation de la combustion.

appliqué à la rafale partiellement bloquée pour laquelle les résultats RANS déjà obtenus indiquent un probable rôle des structures de flamme dans la stabilisation. Toutefois, les résultats obtenus n'ont pas montré d'influence de ce modèle sur le maillage utilisé qui est déjà très fortement raffiné pour obtenir la déstabilisation de la couche de mélange.

Les résultats obtenus dans ce chapitre ont fait l'objet d'une communication intitulée *Delayed Detached Eddy Simulations of Rough-Wall Turbulent Reactive Flows in a Supersonic Combustor* à la conférence *23rd AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference* (AIAA Paper 2020-2409) ainsi qu'à la rédaction, en cours, d'un article.

Chapitre 8

Simulation DDES de la configuration complète

Sommaire

8.1 Travaux préliminaires	164
8.1.1 Nouveau maillage	164
8.1.2 Stratégie de modélisation	164
8.1.3 Débit injecté	165
8.2 Analyse des résultats obtenus	165
8.2.1 Résultats moyens	165
8.2.2 Résultats instationnaires	167

Suite aux résultats obtenus dans les chapitres précédents (cf. chap. 6 et 7), une simulation de la chambre LAPCAT a été conduite sur un temps physique plus significatif. Afin de retirer un maximum d'informations instationnaires, le choix a été fait de ne simuler qu'une seule rafale sur une configuration complète (en s'affranchissant de l'hypothèse de symétrie). La rafale sélectionnée pour ce calcul a été la rafale R09 ou *partiellement bloqué*. En effet, les spectres de Fourier tracés sur les figures 3.14 et 3.17 du chapitre présentant les résultats expérimentaux (cf. chap. 3) montrent uniquement un pic pour la rafale *partiellement bloqué*. L'objectif de ce chapitre est donc d'identifier l'origine de cette instabilité. Il s'organise autour de deux parties, la première présentant des travaux préliminaires conduits pour préparer cette simulation et la seconde détaillant les résultats obtenus au cours de celle-ci.

8.1 Travaux préliminaires

Cette première section, présente d'abord le nouveau maillage réalisé pour cette simulation puis un calcul préliminaire réalisé suite à une actualisation de la valeur expérimentale de débit injecté.

8.1.1 Nouveau maillage

Le choix d'effectuer une simulation de chambre complète sans hypothèse de symétrie impose une nouvelle génération de maillage. Une opération de raffinement a de plus été appliquée au cours de cette intervention. La figure 8.1 expose la partie du maillage dans laquelle se produit le mélange et la combustion au cours de la rafale partiellement bloquée. Trois zones sont raffinées dans ce nouveau maillage :

- La première est concentrée autour des régions concentrant une vorticité maximale dans un calcul RANS (cf. figure 7.1 exposée au chapitre 7), elle impose une taille de maille la plus fine de $50 \mu m$.
- La seconde est contigu e à la première, il s'agit d'une boite cartésienne, elle permet de relâcher progressivement le raffinement en maintenant un niveau de résolution satisfaisant de $150 \mu m$
- La dernière zone, principale addition de ce maillage, englobe, via une seconde boite cartésienne imposant une taille de maille de $250 \mu m$, la zone décollée afin de résoudre finement cette partie de l'écoulement.

8.1.2 Stratégie de modélisation

L'objectif de ce calcul étant de comprendre les mécanismes instationnaires de la rafale partiellement bloquée, la stratégie de modélisation adoptée est identique à celle définie au chapitre précédente.

- La turbulence est représentée via la modélisation DDES $k-\omega$ -SST
 - Les réactions chimiques sont représentées de façon quasi-laminaire en conjonction avec le schéma cinétique de Jachimowski.
 - Les parois sont traitées avec le modèle de rugosité de Aupoix.
-

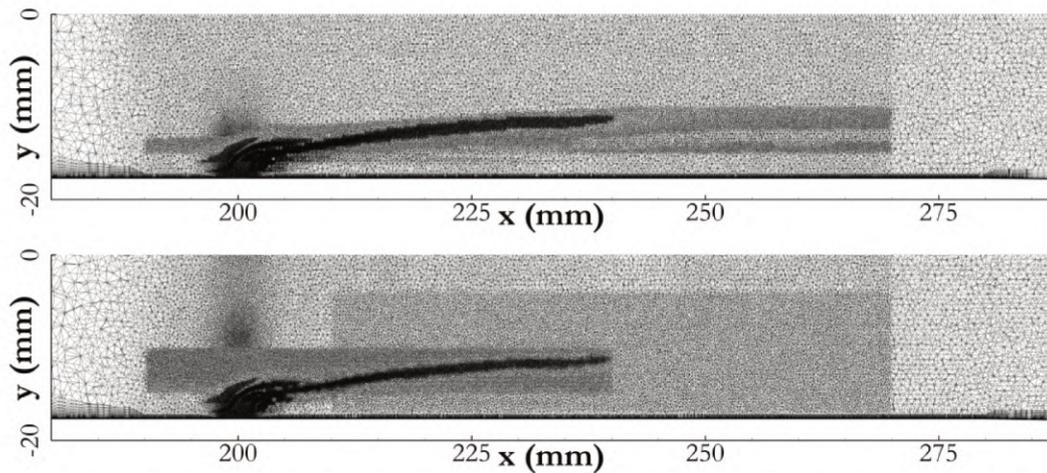


FIGURE 8.1 – Ancien (haut) et nouveau (bas) maillages.

8.1.3 Débit injecté

Suite à une actualisation de la base de données expérimentale, une modification du débit d'hydrogène injecté a été intégrée aux calculs. Ce changement provient d'un ré-étallonnage des cols soniques débitant l'hydrogène. Ceci permet de déterminer le coefficient de décharge dans le calcul du débit traversant le col sonique. Le nouveau coefficient de débit mesuré est légèrement supérieur au précédent augmentant le débit injecté de 1.26 g/s à 1.38 g/s soit une augmentation relative d'environ 10%.

Des simulations RANS ont été conduites sur le maillage exposé dans la section 8.1.1 afin de s'assurer que cette correction n'induit pas de modification majeure du régime de combustion. La figure 8.2 compare les profils de pression obtenus en corrigeant le débit avec un profil obtenu précédemment sans modification du débit. Deux méthodes d'interpolation aux faces ont été utilisées (cf. sec. 4.2.2). L'une monopente (supposant un unique gradient vectoriel dans chaque maille pour l'entièreté des face de la maille) et la seconde multipente (calculant une pente scalaire par face de la maille). Cette seconde méthode permet, suivant la thèse de Clément Le Touze [116], d'obtenir une précision supérieure aux méthodes monopentes. Les simulations conduites avec une interpolation monopente présentent un écoulement fortement altéré par cette modification de débit tandis que celle utilisant une méthode multipente restitue bien les caractéristiques de l'écoulement partiellement bloqué. Les simulations réalisées par la suite prennent en compte le nouveau débit d'injection au travers de la méthode d'interpolation aux faces multipente.

8.2 Analyse des résultats obtenus

8.2.1 Résultats moyens

Cette section couvre rapidement les résultats moyennés temporellement afin de vérifier que le mode de combustion simulé correspond bien au régime partiellement bloqué.

Les profils de pression moyen simulés lors de cette campagne, représentés sur la figure 8.3, sont en bonne cohérence avec les résultats obtenus dans des chapitres précédents. Le

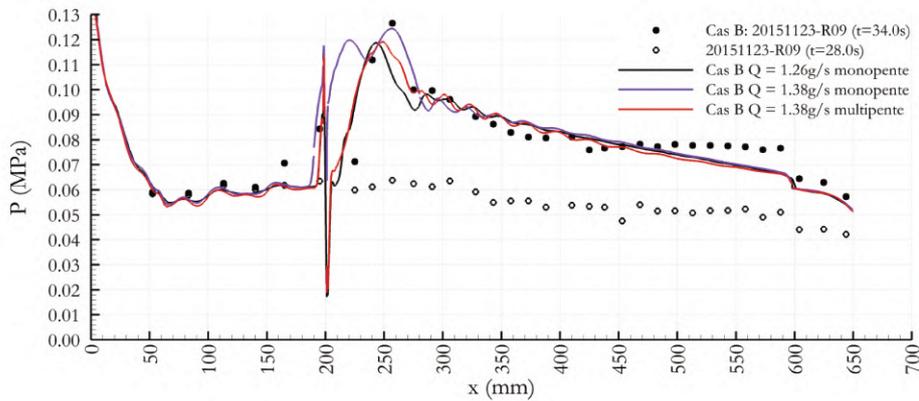


FIGURE 8.2 – Profils de pression pariétale dans le plan de symétrie avec (rouge) et sans (noir) correction de débit.

pic de pression induit par la zone de décollement dans laquelle se développe la combustion est bien restitué. Une augmentation de pression en amont de l'injection apparaît toutefois lors de ces simulations. Ce dernier correspond mieux au point expérimental localisé en $x=165$ mm.

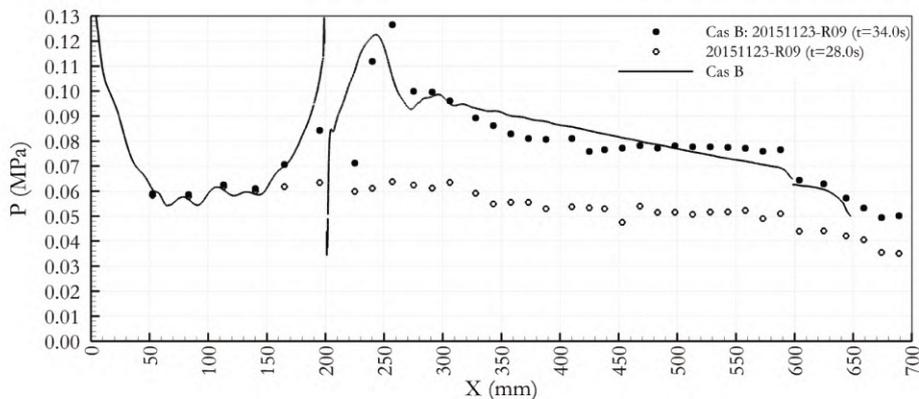


FIGURE 8.3 – Profil moyen de pression pariétale dans le plan de symétrie.

Les visualisations des strioscopies et taux de dégagement de chaleur moyens, présentées sur la figure 8.4, sont ici encore similaires à celles obtenues dans les chapitres précédents à l'exception de l'apparition de chocs en amont de l'injection.

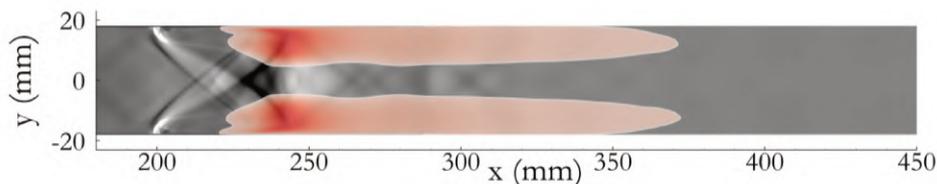


FIGURE 8.4 – Taux de dégagement de chaleur intégré suivant l'épaisseur de la chambre et moyenné temporellement superposé à une strioscopie.

L'observation des lignes de courant tracées dans un plan localisé 1 mm au-dessus de la paroi, telles qu'exposées sur la figure 8.5, indiquent un décalage des zones des recirculations dans les coins de la chambre vers l'amont jusqu'à $x=150$ mm. L'augmentation de pression ainsi que l'apparition de chocs en amont de l'injection sont provoqués par le déplacement de ces zones de recirculation.

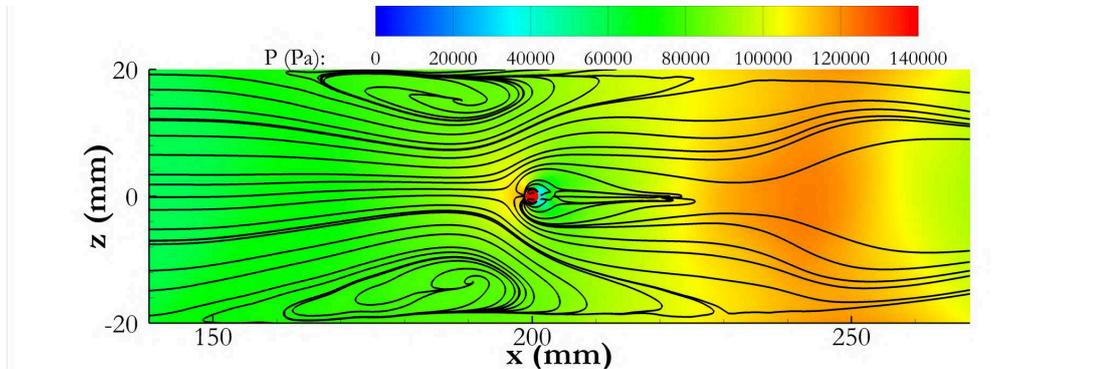


FIGURE 8.5 – Champ de pression et lignes de courant surfacique dans le plan $y=0.1$ mm.

Les résultats détaillés dans cette section montrent une modification de l'écoulement, venant notamment des zones de recirculation dans les coins de la chambre. Toutefois, le régime de combustion restitué ici correspond bien au régime partiellement bloqué. La comparaison et l'analyse des fluctuations peut donc être conduite.

8.2.2 Résultats instationnaires

Comparaison aux résultats expérimentaux

Une première étape dans la compréhension des mécanismes pilotant les instabilités observables lors de la rafale partiellement bloquée repose sur la comparaison des résultats obtenus numériquement aux expériences. La partie résultats instationnaires du chapitre 3 présente les post-traitements effectués à partir des films de cette rafale. Ces post-traitements ont permis d'obtenir le signal de position de stabilisation de la combustion, les fonctions densité de probabilité de la position et de la vitesse de la zone réactive ainsi que le spectre de Fourier du signal de position.

La méthodologie utilisée pour produire ces données à partir des résultats expérimentaux a été appliquée aux simulations numériques. Cette dernière permet d'obtenir le signal de position de stabilisation de la zone réactive présenté en figure 8.6.

Ce signal de position permet de tracer par la suite les fonctions densité de probabilité de la position et de la vitesse de la zone réactive reportées sur la figure 8.7.

La figure 8.7 montre la comparaison entre les fonctions densité de probabilité brutes et normalisées numériques et expérimentales. La fonction densité de probabilité brute de position montre que la zone réactive se positionne en amont de ce qui est attendu expérimentalement. Ce résultat est cohérent avec le profil de pression moyen observé en figure 8.3 pour lequel le maximum est localisé en amont de celui observé expérimentalement. Cette PDF indique également que la zone de combustion oscille sur une plage d'abscisses plus faible comparativement à celle obtenue à l'issue des essais. La PDF de position normalisée indique quant à elle que la dissymétrie observable in-situ est bien restituée. Les

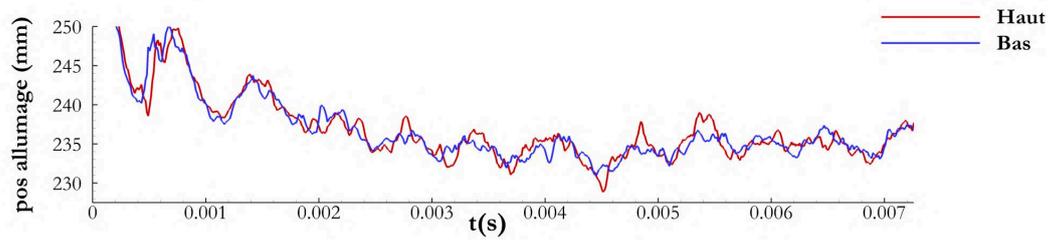


FIGURE 8.6 – Signaux de position de stabilisation de la zone réactive (partie haute et partie basse).

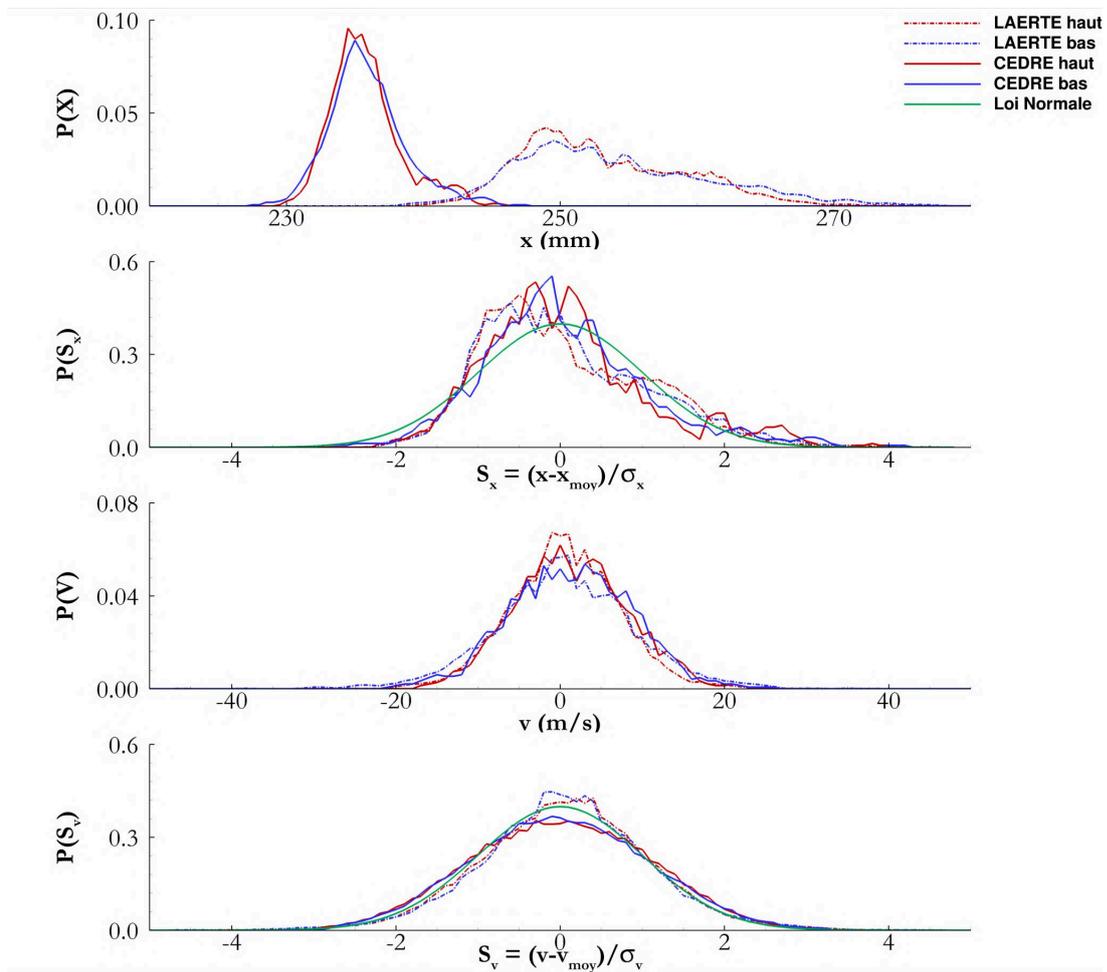


FIGURE 8.7 – Fonctions densité de probabilité brutes et normalisées du signal de position et de vitesse des zones réactives.

PDF de vitesse brutes et normalisées montrent quant à elle une bonne restitution des fluctuations de la vitesse de la zone réactive.

Le spectre de Fourier de la position numérique de la zone réactive, observable sur la figure 8.8, présente un pic localisé à 1500Hz alors qu'expérimentalement on obtient un pic à 800Hz. La compréhension du mécanisme conduisant à ces fluctuations fait l'objet de la seconde partie.

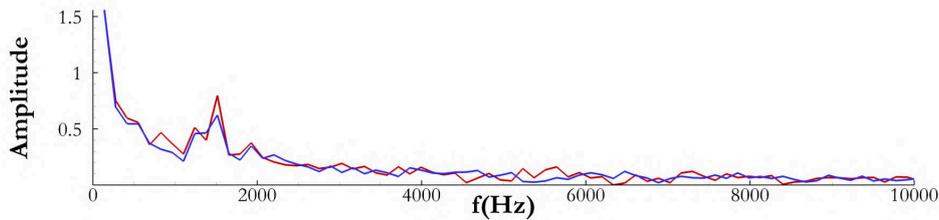


FIGURE 8.8 – Spectre de Fourier des signaux de position (cf. fig 8.6).

Mécanisme de production des fluctuations des signaux de position

Afin de comprendre le mécanisme pilotant les instabilités observées, le signal de position de stabilisation de la zone réactive a été utilisé pour suivre l'évolution de différentes variables (Y_α , Mach, température) en amont de la combustion. L'observation des spectres de Fourier de ces différentes grandeurs (cf. fig. 8.9) met en évidence un pic de fréquence localisé à 1500Hz plus particulièrement remarquable pour le nombre de Mach. Ceci indique que les oscillations sont déjà présentes en amont de la zone de séparation.

Afin de mieux comprendre l'origine de ces perturbations, trois régions ont été analysées (cf. fig. 8.10) :

- Le choc en arc résultant de l'interaction entre l'écoulement d'air vicié et l'injection d'hydrogène. Le spectre de Fourier de la figure 8.11 a été tracé à partir de la position de réflexion au centre de la veine.
- Le disque de Mach produit en aval du choc en tonneau d'hydrogène. Le spectre de Fourier de la figure 8.11 a été obtenu grâce à un capteur pointant la position moyenne de ce disque.
- La couche cisailée dans laquelle se forme les tourbillons mélangeant les gaz. Le spectre a été extrait via un capteur localisé dans cette région et suivant la vitesse de l'écoulement.

Le spectre de Fourier du choc en arc, représenté sur la figure 8.11, met en évidence une composante fréquentielle entre 1000 et 2000Hz. Cette composante peut être distinguée sur le spectre afférent à la région voisine du disque de Mach. Toutefois, cette fréquence n'est pas retrouvée dans la couche cisailée. Ces observations dirigent la recherche de l'origine des fluctuations vers le choc en arc et ainsi vers l'amont de la veine.

Deux autres séries de capteurs ont été positionnés en amont de l'injection d'hydrogène en $x=100$ mm et $x=180$ mm. Les spectres de Fourier des signaux de Mach enregistrés par ces capteurs sont donnés dans la figure 8.12. Le spectre tracé en $x=100$ mm indique qu'aucune fluctuation ne provient de la tuyère d'alimentation. Toutefois, en $x=180$ mm, la fréquence recherchée autour de 1500 Hz est restituée.

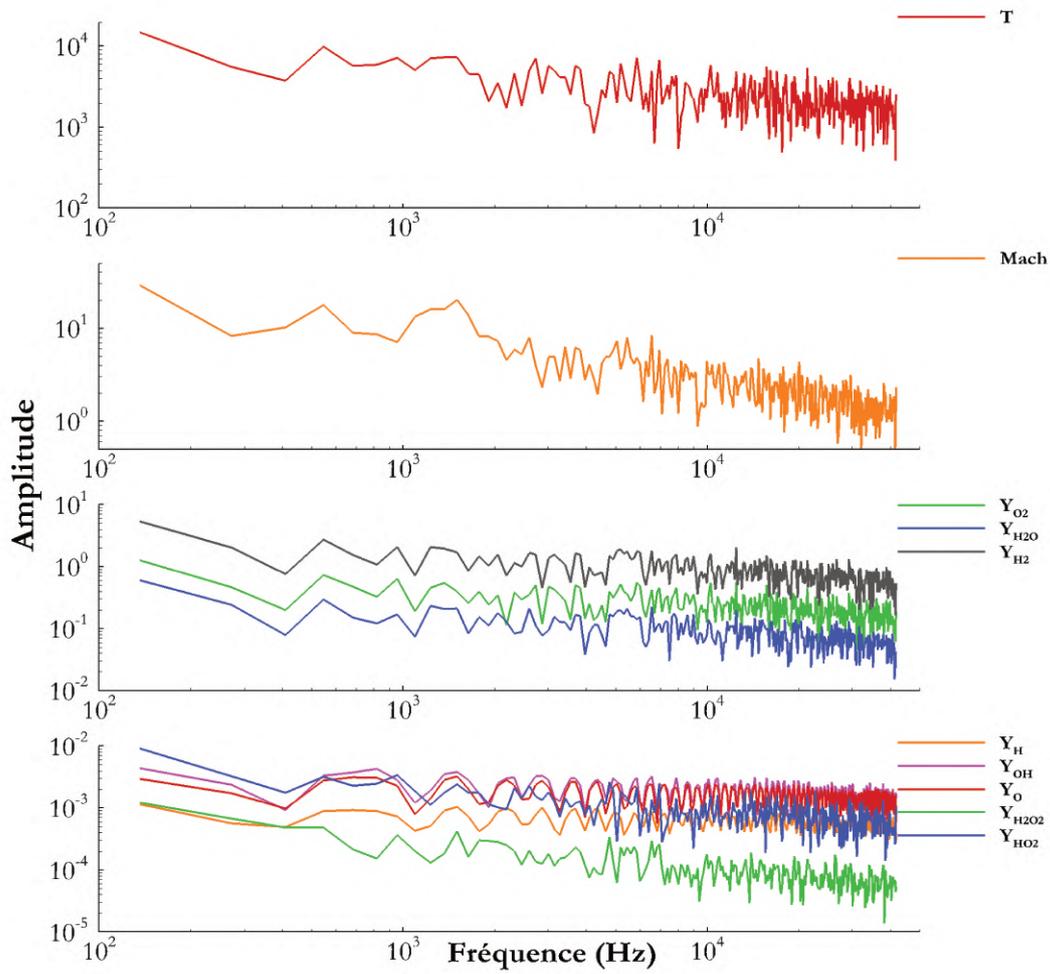


FIGURE 8.9 – Spectre de Fourier des signaux de position (cf. fig 8.6).

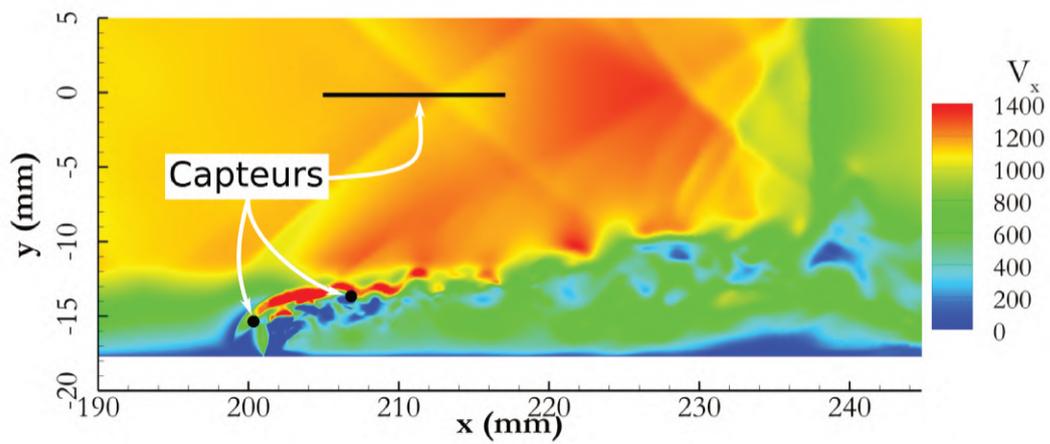


FIGURE 8.10 – Positions des capteurs superposées au champ de vitesse longitudinale.

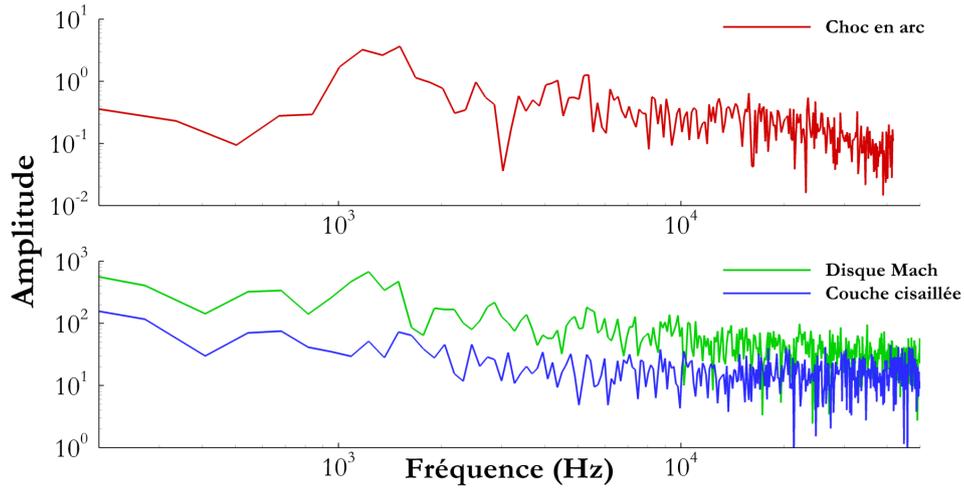


FIGURE 8.11 – Spectres de Fourier de la position de réflexion du choc en arc (haut), du signal de Mach proche du disque de Mach et de la vitesse dans la couche cisailée (bas).

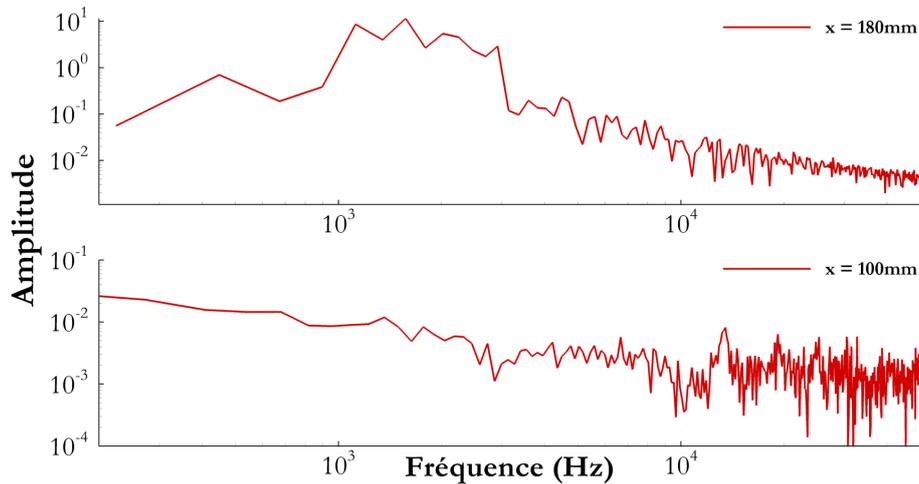


FIGURE 8.12 – Spectres de Fourier des signaux de vitesse en amont de l’injection d’hydrogène.

Ainsi, la fréquence des perturbations observées sur la zone réactive est retrouvée en amont de l’injection. Compte tenu de la nature supersonique de l’écoulement d’air vicié la source des perturbations ne peut pas se situer en aval de l’injection¹. De plus, le choix de simuler la rafale R09 était motivé par l’observation d’un pic de fréquence sur le spectre de Fourier de cette dernière, pic non observé sur la rafale R10 (cf. figs 3.14 et 3.17). Cette considération suppose qu’une structure propre à la rafale R09 provoque l’apparition de ce pic. Or, comme indiqué dans la partie précédent sur la figure 8.5, les recirculations localisées dans les coins de la chambre, topologie propre à la rafale R09, sont positionnés en amont des injecteurs. Ces recirculations sont ainsi proposées comme les principales sources produisant les instabilités observées sur la zone réactive. Le paragraphe suivant

1. Cette hypothèse fait abstraction de la possible contribution des couches limites comme vecteur de propagation des instabilités.

s'intéresse à la compréhension de la formation et la propagation de ces instabilités. Piponniau *et al.* [163] proposent une méthodologie permettant de déterminer la fréquence caractéristique de zones de recirculations. Le nombre de Strouhal de ces zones est déterminé à partir de la formule suivante :

$$S_t = \frac{fl}{u_1} = \Phi(M_c)g(r, s)\frac{l}{h} \quad (8.1)$$

où f représente la fréquence caractéristique de la zone de recirculation, l , h et u_1 respectivement la longueur, hauteur d'interaction et la vitesse de cette zone. La quantité $\Phi(M_c)$ représente une fonction (dont l'expression est détaillée dans la référence [163]) restituant un écartement normalisé de la couche de mélange en fonction du nombre de Mach convectif $(u_1 - u_2)/(a_1 + a_2)$ où u_1 et u_2 représentent l'écart de vitesse entre les extrémité de la couche cisailée et les a_i les vitesses du son de part et d'autre de cette couche. La quantité $g(r, s)$ est une seconde fonction définie dans la référence [163], dépendant des rapports entre les vitesses et masses volumiques des deux zones $r = u_2/u_1$ et $s = \rho_2/\rho_1$.

L'application de cette méthodologie aux champs moyens pour les quatre zones de recirculation est résumée dans le tableau 8.1. Ainsi, les fréquences caractéristiques des quatre zones de recirculation sont répartie autour de 1500Hz. L'origine des instabilités semble donc liée ici au temps caractéristique des recirculations de coin de la chambre.

TABLE 8.1 – Fréquence caractéristique des zones de recirculation.

recirculation	u_1	u_2	ρ_1	ρ_2	a_1	a_2	l (mm)	h (mm)	f (Hz)
1	1167	-100	0.255	0.223	698	620	40	3.1	2074
2	1210	-135	0.249	0.212	699	636	51	3.8	1582
3	1201	-121	0.234	0.234	699	645	54	3.6	1802
4	1225	-89	0.245	0.22	696	637	45	4.4	1358

Ces résultats sont également corroborés par la figure 8.13 où sont tracés les spectres de Fourier de l'évolution du volume de chacune des zones de recirculation. Deux pics localisés en 1200 et 1500 Hz sont discernables soutenant l'hypothèse d'une source de perturbations trouvant son origine dans les coins de la chambre.

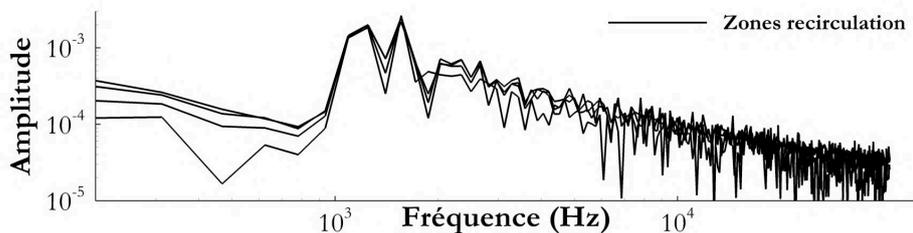


FIGURE 8.13 – Spectres de Fourier des signaux de volume des quatre zones de recirculation.

Les fluctuations de volume de ces zones de recirculation agissant sur le blocage de la chambre en réduisant la section efficace de l'écoulement comme l'indique la figure 8.14 où une coupe dans le plan $x = 180$ mm montre la section dans laquelle l'écoulement est à

vitesse longitudinale positive. La transformée de Fourier d'un signal suivant la section occupée par des vitesses longitudinales positives (cf. fig 8.15) présente un pic à 1500Hz. Cette réduction de section vient moduler la vitesse de l'écoulement impactant l'injection puis la zone réactive induisant les fluctuations de position de stabilisation de la combustion.

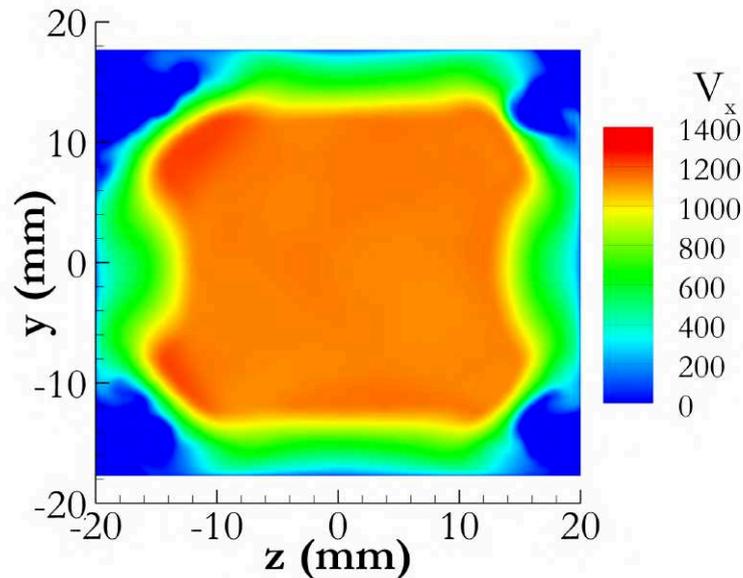


FIGURE 8.14 – Champ instantané de vitesse longitudinale (V_x) dans le plan $x=180$ mm.

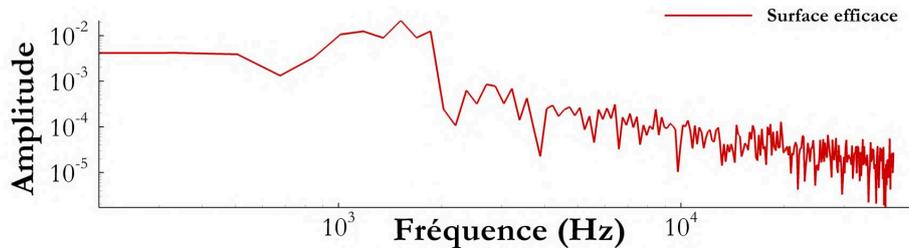


FIGURE 8.15 – Spectre de Fourier de la surface efficace délimitant le volume au sein duquel la vitesse longitudinale est positive.

Le mécanisme, tel que nous l'identifions, peut finalement se résumer ainsi :

- La topologie moyenne de la combustion dans la rafale R09 provoque l'apparition de zones de recirculation dans les coins de la chambre de combustion.
- Ces zones de recirculation se remplissent et se vident avec une fréquence caractéristique voisine de 1500Hz.
- Les cycles de remplissage/vidange bloquent l'écoulement provoquent l'apparition d'instabilités sur la vitesse de l'écoulement d'air vicié.
- Les instabilités sont ensuite transportées jusqu'à la zone réactive induisant des fluctuations sur la position de stabilisation de la combustion.

L'écart observé entre le pic de fréquence numérique et expérimental peut trouver son origine dans la méthode de simulation utilisée. En effet, si la formulation de la DDES assure un traitement LES dans les zones décollées, le maillage sélectionné pour conduire la simulation a été construit pour un traitement RANS aux parois. Ainsi, les tailles caractéristiques des mailles proches parois peuvent perturber le développement de la turbulence et ainsi expliquer le décalage de pic de fréquence. Une solution pourrait consister à résoudre la couche limite mais les coûts numériques associés sont susceptibles d'être prohibitifs.

Chapitre 9

Conclusion et perspectives

Sommaire

9.1	Conclusions générales	176
9.2	Perspectives	177

9.1 Conclusions générales

Les études effectuées durant cette thèse ont porté sur des simulations RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) et LES (Large-Eddy Simulation) d'une chambre à combustion supersonique (LAPCAT). Les conditions d'alimentation de cette chambre sont représentatives des conditions rencontrées dans les moteurs aérobies de type super-statoréacteurs (scramjets). Deux rafales ont été sélectionnées, l'une caractérisée par l'auto-inflammation des gaz dans la chambre de combustion et la seconde proche du blocage thermique caractérisée par de larges décollements interagissant avec une structure de choc originale et la combustion. L'objectif de la simulation de ces rafales était d'identifier des méthodologies de calculs aptes à restituer qualitativement et quantitativement les résultats expérimentaux.

Avec cet objectif, la plateforme de calcul CEDRE [164] et plus particulièrement le solveur CHARME ont été exploités. Un effort de modélisation a été conduit sur les parois pour lesquelles la rugosité a été représentée par le modèle de Aupoix [97].

Les simulations RANS (chapitre 6) ont permis d'une part de mettre en évidence l'importance de la prise en compte de l'effet de la rugosité pariétale sur la restitution des deux rafales. La prise en compte de ce paramètre permet, dans le cadre de la rafale d'auto-inflammation, d'obtenir une zone réactive dont la localisation est en bon accord avec les données expérimentales. Les analyses conduites sur la stabilisation de la combustion pour cette rafale indiquent l'auto-allumage comme principal mécanisme de stabilisation. De plus, pour cette rafale, la prise en compte de l'effet de la rugosité épaissit la couche limite ce qui contribue à ralentir et augmenter la température de l'écoulement principal. Ces deux effets réduisent le délai d'auto-inflammation et permettent de stabiliser la combustion plus en amont. L'utilisation du modèle de Aupoix [97] dans les simulations de la rafale partiellement bloquée déclenche l'apparition de décollements massifs, au sein desquels se stabilise la combustion, caractéristique de la topologie partiellement bloquée. L'analyse de la combustion pour ce régime de combustion indique l'existence de flamme de diffusion et de prémélange conjointement à l'auto-inflammation. Des simulations supplémentaires ont permis d'observer l'effet de différents paramètres (Schmidt turbulent, schéma cinétique, température de paroi, conditions d'alimentation et domaine de calcul). La modification du nombre de Schmidt turbulent et de la température de parois ne permettent ni la restitution de la topologie partiellement bloquée, ni d'obtenir la bonne position de la zone de stabilisation de la combustion dans le régime d'auto-inflammation pour des valeurs raisonnables de Sc_t ou de température. Les simulations conduites avec différents schémas cinétiques montrent la nécessité d'utiliser des schémas cinétiques détaillés pour restituer les expériences. La prise en compte du profil de température en entrée permet une amélioration qualitative de l'accord avec les visualisations tandis que la simulation de la chambre jusqu'au tube de reprise n'a pas d'influence sur la stabilisation de la combustion.

Les simulations instationnaires DDES (chapitre 7) sur une demi-configuration ont confirmé la capacité de la méthodologie de Aupoix [97] à restituer l'effet de la rugosité dans le cadre de simulations instationnaires. Une étude approfondie de la structure de la combustion a été conduite pour chaque rafale. Toutes les analyses effectuées sur la première rafale indiquent une stabilisation par auto-inflammation. La seconde rafale autorise, au travers du décollement, l'apparition de structure de flamme prémélangée et de diffusion conjointement à des poches d'auto-inflammation. L'utilisation d'une modélisation TFLES

n'a pas amené d'amélioration qualitative des résultats en raison d'un raffinement suffisant du maillage -pour obtenir la déstabilisation de la couche de mélange- dans la zone réactive.

Finalement, une simulation de la géométrie complète conduite sur une longue durée physique (chapitre 8) de la rafale partiellement bloquée a permis d'étudier les instabilités observées expérimentalement. Les comparaisons (avec les données expérimentales) des PDF de position et de vitesse de déplacement de la zone réactive mettent en évidence une combustion localisée en amont de la position attendue. Toutefois, les PDF numériques normalisées restituent l'aspect de leurs homologues expérimentales. Les simulations numériques restituent une fréquence de fluctuation de la position de la zone réactive de 1500Hz. Cette instabilité correspond aux fréquences propres aux décollements apparaissant dans les coins de la chambre dans le régime partiellement bloqué. Le décalage entre les pics de fréquences obtenus expérimentalement (800Hz) et numériquement (1500Hz) est attribué à la méthodologie DDES qui assure un traitement LES dans les zones décollées où le maillage a été construit pour un traitement RANS.

9.2 Perspectives

Plusieurs axes peuvent être envisagés afin d'améliorer les méthodologies de simulation numérique de la combustion en régime supersonique.

D'une part, la représentation de la combustion pourrait être améliorée par l'emploi de modèles d'interaction chimie turbulence. Dans cette optique, le modèle PaSR et ses variantes [79, 165] dérivant de l'approche EDC [166, 167] fait office de bon candidat [38]. En effet, cette modélisation analytique permet la prise en compte des effets de micromélange, de chimie finie, et de leurs interactions, tout en restant moins coûteuse que des méthodes statistique utilisant des PDF présumées ou transportées et ne posant pas la question de la justification théorique de l'utilisation de l'approche flammule dans les écoulements supersoniques.

D'autre part, comme l'indique l'influence des décollements sur les instationnarités de la chambre LAPCAT, la représentation hybride RANS/LES peut bénéficier de l'ajout de turbulence synthétique à l'interface entre les modèles [168]. Ceci permet de limiter la taille de la zone d'adaptation dans laquelle naît la turbulence. Une autre solution consisterait à résoudre la couche limite, certains modèles comme la WMLES (pour Wall Modelled LES) [169] proposent une approche hybride RANS/LES résolvant une partie externe de la couche limite. Ces options pourraient permettre d'obtenir une meilleure représentation des fréquences caractéristiques issues des décollements et ainsi de la restitution des régimes de combustion observés.

Annexe A

Rendements de combustion

A.1 Définition des rendements énergétiques

Une chambre de combustion a pour vocation d'augmenter la température d'arrêt d'un écoulement. Pour caractériser l'efficacité de ce processus d'un point de vue énergétique, on a besoin de définir le rendement énergétique de la chambre. Le taux de disparition du combustible, rapport du débit de combustible brûlé et du débit de combustible injecté, est une grandeur très intuitive et souvent utilisée pour définir le rendement de combustion d'un foyer aérobie. Dans un superstatoréacteur, ce rapport peut toutefois donner une vision erronée de l'efficacité de la combustion sur un plan énergétique. En effet, l'écoulement étant déjà chaud à l'entrée de la chambre de combustion, le combustible peut se dissocier sans pour autant réagir avec l'air et donc sans apporter d'énergie. Le taux de disparition de l'oxygène est plus représentatif de ce point de vue mais n'est pas non plus complètement satisfaisant car il ne donne pas d'information sur la composition des produits de la combustion et ne donne donc qu'une estimation imprécise du dégagement de chaleur. Par ailleurs, les taux de disparition des réactants n'intègrent pas l'effet des pertes thermiques pariétales. Enfin, ils ne permettent pas de distinguer les effets chimiques des effets de mélange.

Dans un superstatoréacteur, il est préférable de revenir à un véritable rendement énergétique de chambre, qui rapporte le dégagement de chaleur effectif (intégrant l'effet de la combustion et celui des pertes thermiques pariétales) à ce que serait le dégagement de chaleur dans un processus idéal.

Afin de caractériser l'origine des pertes, nous décomposerons ce rendement sous la forme du produit du rendement énergétique thermique (caractérisant les pertes thermiques), du rendement énergétique de mélange (caractérisant les pertes dues à un mélange imparfait) et du rendement énergétique chimique (caractérisant les pertes dues à une oxydation incomplète). On appellera rendement énergétique de combustion le produit du rendement énergétique chimique et du rendement énergétique de mélange.

Nous nous plaçons dans le cas d'une chambre de combustion présentant une ou plusieurs entrées, une ou plusieurs sorties et une ou plusieurs parois. Les flux entrants sont appelés réactants et les flux sortants sont appelés produits. Les seuls atomes autorisés dans les différentes espèces sont C, H, O, N.

Rendement énergétique de chambre

Le rendement énergétique de chambre est le rapport du dégagement de chaleur effectif entre l'entrée et la sortie de la chambre et de ce que serait le dégagement de chaleur effectif dans un processus idéal.

Le dégagement de chaleur effectif \dot{Q} est défini comme la puissance qu'il faut soustraire aux produits de combustion pour les ramener à la température et à la vitesse des réactifs :

$$\dot{Q} = \left(H_P + \dot{m} \frac{v_P^2}{2} \right) - \left(H_P^{T_R} + \dot{m} \frac{v_R^2}{2} \right) \quad (\text{A.1})$$

ou \dot{m} représente le débit massique traversant la chambre, v_R et v_P les vitesses moyennes des réactifs et des produits, H_P et $H_P^{T_R}$ les enthalpies des produits et des réactifs pris à la température moyenne des réactifs T_R . Ces quantités sont calculées comme suit :

$$\dot{m} = \int_{A_{\text{entrées}}} -\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dA = \int_{A_{\text{sorties}}} \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dA \quad (\text{A.2})$$

$$\dot{m} \frac{v_R^2}{2} = \int_{A_{\text{entrées}}} -\rho \frac{v^2}{2} \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dA \quad (\text{A.3})$$

$$\dot{m} \frac{v_P^2}{2} = \int_{A_{\text{sorties}}} -\rho \frac{v^2}{2} \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dA \quad (\text{A.4})$$

$$H_P = \int_{A_{\text{sorties}}} -\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} h(T, \mathbf{Y}, p) dA \quad (\text{A.5})$$

$$H_P^{T_R} = \int_{A_{\text{sorties}}} -\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} h(T_R, \mathbf{Y}, p) dA \quad (\text{A.6})$$

$$(\text{A.7})$$

avec ρ la masse volumique, \mathbf{v} le vecteur vitesse, \mathbf{n} un vecteur unitaire normal à la surface orienté vers l'extérieur, h l'enthalpie statique massique, p la pression statique, \mathbf{Y} le vecteur des fractions massiques des espèces chimiques, T la température statique et T_R définie par :

$$\int_{A_{\text{entrées}}} -\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} h(T_R, \mathbf{Y}, p) dA = \int_{A_{\text{entrées}}} -\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} h(T, \mathbf{Y}, p) dA \quad (\text{A.8})$$

Par ailleurs, le bilan d'énergie entre l'entrée et la sortie de la chambre s'écrit $H_P + \dot{m} \frac{v_P^2}{2} = H_R + \dot{m} \frac{v_R^2}{2} - \dot{Q}_P$ avec \dot{Q}_P la puissance thermique perdue par l'écoulement aux parois de la chambre et H_R le flux d'enthalpie des réactants :

$$H_R = \int_{A_{\text{entrées}}} -\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} h(T, \mathbf{Y}, p) dA \quad (\text{A.9})$$

On en déduit que le dégagement de chaleur effectif peut se mettre sous la forme $\dot{Q} = H_R - H_P^{T_R} - \dot{Q}_P$

Par convention, dans un processus idéal, les pertes thermiques pariétales seraient nulles et la composition des produits serait celle correspondant à un mélange homogène et une oxydation complète du carbone et de l'hydrogène sous forme de CO_2 et H_2O respectivement (dans la limite de ce que permet la richesse globale). Le dégagement de chaleur effectif serait donc donné par :

$$\dot{Q}^{id} = H_R - H_P^{T_R, \mathbf{Y}^{id}} \quad (\text{A.10})$$

où $H_P^{T_R, \mathbf{Y}^{id}}$ représente le flux d'enthalpie des produits calculé à la température T_R et à la composition \mathbf{Y}^{id} :

$$H_P^{T_R, \mathbf{Y}^{id}} = \int_{A_{\text{sorties}}} -\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} h(T_R, \mathbf{Y}^{id}, p) dA \quad (\text{A.11})$$

\mathbf{Y}^{id} représente la composition idéale des produits, correspondant à un mélange homogène et une oxydation complète du carbone et de l'hydrogène sous forme de CO_2 et H_2O respectivement, dans la limite de ce que permet la richesse globale. Le calcul de \mathbf{Y}^{id} est détaillé plus loin.

Le rendement énergétique de la chambre est par définition $\eta_e = \frac{\dot{Q}}{\dot{Q}^{id}}$ et s'écrit donc :

$$\eta_e = \frac{H_R - H_P^{T_R} - \dot{Q}_p}{H_R - H_P^{T_R, \mathbf{Y}^{id}}} \quad (\text{A.12})$$

Dans le rendement énergétique de chambre, il est utile de faire apparaître les contributions des pertes thermiques, de l'inhomogénéité du mélange, et de l'oxydation incomplète. On définit pour cela trois rendements dont le produit est égal au rendement énergétique de chambre :

Le rendement énergétique thermique calculé par le rapport du dégagement de chaleur effectif et du dégagement de chaleur sans pertes thermiques pariétales :

$$\eta_{th} = \frac{H_R - H_P^{T_R} - \dot{Q}_p}{H_R - H_P^{T_R}} \quad (\text{A.13})$$

Le rendement énergétique chimique représentant le rapport du dégagement de chaleur sans pertes thermiques pariétales et de ce qu'il serait si les produits étaient complètement oxydés pour une même hétérogénéité du mélange :

$$\eta_{ch} = \frac{H_R - H_P^{T_R}}{H_R - H_P^{T_R, \mathbf{Y}^{ox}}} \quad (\text{A.14})$$

avec $H_P^{T_R, \mathbf{Y}^{ox}}$ le flux d'enthalpie des produits calculé à la température T_R et à la composition \mathbf{Y}^{ox} :

$$H_P^{T_R, \mathbf{Y}^{ox}} = \int_{A_{sorties}} -\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} h(T_R, \mathbf{Y}^{ox}, p) dA \quad (\text{A.15})$$

\mathbf{Y}^{ox} représente la composition locale des produits, correspondant à une hétérogénéité de mélange identique à celle du cas réel mais en supposant une oxydation complète du carbone et de l'hydrogène sous forme de CO_2 et H_2O respectivement (dans la limite de ce que permet la richesse locale). Le calcul de \mathbf{Y}^{ox} est également détaillé plus loin.

Le rendement énergétique de mélange défini comme le rapport du dégagement de chaleur sans pertes thermiques pariétales en supposant une oxydation complète avec l'hétérogénéité de mélange réelle et de ce qu'il serait si le mélange était homogène :

$$\eta_{mel} = \frac{H_R - H_P^{T_R, \mathbf{Y}^{ox}}}{H_R - H_P^{T_R, \mathbf{Y}^{id}}} \quad (\text{A.16})$$

Finalement le rendement énergétique de combustion est le produit du rendement énergétique chimique et du rendement énergétique de mélange :

$$\eta_{comb} = \eta_{ch} \eta_{mel} = \frac{H_R - H_P^{T_R}}{H_R - H_P^{T_R, \mathbf{Y}^{id}}} \quad (\text{A.17})$$

A.2 Définition des compositions Y^{id} et Y^{ox}

Chaque espèce α présente dans la chambre est caractérisée par sa formule moléculaire $C_{n_C} H_{n_H} O_{n_O} N_{n_N}$. La masse molaire de l'espèce α

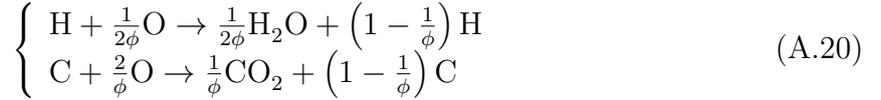
A.2.1 Définition de la composition Y^{id}

Pour un mélange composé d'atomes de carbone C et d'hydrogène H, la richesse atomique peut se définir comme :



$$\phi = \frac{\frac{n_C+n_H}{n_O}}{\left. \frac{n_C+n_H}{n_O} \right]_{st}} = \frac{\frac{n_C+n_H}{n_O}}{\frac{n_C+n_H}{2n_C+\frac{n_H}{2}}} = \frac{2n_C}{n_O} + \frac{n_H}{2n_O} = \phi_C + \phi_H \quad (A.19)$$

ou ϕ_C et ϕ_H correspondent aux richesses atomiques en présence de combustion uniquement soit de carbone soit d'hydrogène. Si $\phi > 1$, O oxyde $\frac{\phi_H}{\phi} \cdot n_O$ atomes H et $\frac{\phi_C}{\phi} \cdot n_O$ atomes C :



De même, quant $\phi < 1$, O oxyde $\frac{\phi_H}{\phi} \cdot n_O$ atomes H et $\frac{\phi_C}{\phi} \cdot n_O$ atomes C :



Les débits molaires effectifs des atomes $l \in [C, H, O, N]$, servant au calcul de la composition idéale, sont définis comme suit :

$$\dot{N}_l = \int_S \sum_{\alpha} \rho \frac{Y_{\alpha}}{M_{\alpha}} n_{\alpha}^l \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS \quad (A.22)$$

ou M_{α} représente la masse molaire des espèces α et n_{α}^l le nombre d'atomes l dans l'espèce α . Ainsi, les débits molaire idéaux des atomes peut être déduits des équations A.20 and A.21 :

$$\dot{N}_{O_2}^{id} = \frac{\dot{N}_O}{2} (1 - \min(\phi, 1)) \quad \dot{N}_{H_2O}^{id} = \frac{\dot{N}_H}{2} \frac{1}{\max(\phi, 1)} \quad \dot{N}_{CO_2}^{id} = \dot{N}_C \frac{1}{\max(\phi, 1)} \quad (A.23)$$

$$\dot{N}_{C_s}^{id} = \dot{N}_C \left(1 - \frac{1}{\max(\phi, 1)}\right) \quad \dot{N}_{H_2}^{id} = \frac{\dot{N}_H}{2} \left(1 - \frac{1}{\max(\phi, 1)}\right) \quad \dot{N}_{N_2}^{id} = \frac{\dot{N}_N}{2} \quad (A.24)$$

Donnant la composition idéale :

$$\mathbf{Y}_{\alpha}^{id} = \frac{M_{\alpha} \dot{N}_{\alpha}^{id}}{\sum_k M_k \dot{N}_k^{id}} \quad (A.25)$$

A.2.2 Définition de la composition Y^{ox}

La composition \mathbf{Y}^{ox} est proche de la composition idéale à l'exception qu'elle représente une grandeur locale prenant en compte les hétérogénéités. Ici, le débit molaire local des atomes est donné par :

$$\dot{n}_l = \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \sum_{\alpha} \frac{Y_{\alpha}}{M_{\alpha}} n_{\alpha}^l \quad (A.26)$$

Les débits molaire sont calculés comme précédemment :

$$\dot{n}_{\text{O}_2}^{ox} = \frac{\dot{n}_{\text{O}}}{2} (1 - \min(\phi, 1)) \quad \dot{n}_{\text{H}_2\text{O}}^{ox} = \frac{\dot{n}_{\text{H}}}{2} \frac{1}{\max(\phi, 1)} \quad \dot{n}_{\text{CO}_2}^{ox} = \dot{n}_{\text{C}} \frac{1}{\max(\phi, 1)} \quad (\text{A.27})$$

$$\dot{n}_{\text{C}_s}^{ox} = \dot{n}_{\text{C}} \left(1 - \frac{1}{\max(\phi, 1)}\right) \quad \dot{n}_{\text{H}_2}^{ox} = \frac{\dot{n}_{\text{H}}}{2} \left(1 - \frac{1}{\max(\phi, 1)}\right) \quad \dot{n}_{\text{N}_2}^{ox} = \frac{\dot{n}_{\text{N}}}{2} \quad (\text{A.28})$$

Puis, la composition idéale locale est obtenue par :

$$\mathbf{Y}_\alpha^{ox} = \frac{M_\alpha \dot{n}_\alpha^{id}}{\sum_k M_k \dot{n}_k^{id}} \quad (\text{A.29})$$

Bibliographie

- [1] H. L. BEACH : Supersonic mixing and combustion of a hydrogen jet in a coaxial high-temperature test case. AIAA Paper 72-1179, Nov 1972.
- [2] T. S. CHENG, J. A. WEHRMEYER, R. W. PITZ, O. JARRETT et G. B. NORTHAM : Raman measurement of mixing and finite-rate chemistry in a supersonic hydrogen-air diffusion flame. Combustion and Flame, 99(1):157 – 173, 1994.
- [3] W. WAIDMANN, U. BRUMMUND et J. NUDING : Experimental investigation of supersonic ramjet combustion (scramjet). Transport Phenomena in Combustion, 2:1473–1484, 1996.
- [4] R. V. HARRIS : On the threshold - the outlook for supersonic and hypersonic aircraft. Journal of Aircraft, 29(1):10–19, 1992.
- [5] A. CUTLER, P. M. DANEHY, R. R. SPRINGER et D. P. DELOACH : Cars thermometry in a supersonic combustor for cfd code validation. AIAA Paper 2002-0743, Jan 2002.
- [6] M. BURROWS et A. KURKOV : Supersonic combustion of hydrogen in a vitiated air stream using stepped-wall injection. In 7th Propulsion Joint Specialist Conference, jun 1971.
- [7] K. HANNEMANN, S. KARL, J. M. SCHRAMM et J. STEELANT : Methodology of a combined ground based testing and numerical modelling analysis of supersonic combustion flow paths. Shock Waves, 20(5):353–366, 2010.
- [8] A. VINCENT-RANDONNIER, V. SABELNIKOV, A. RISTORI, N. ZETTERVALL et C. FUREBY : An experimental and computational study of hydrogen–air combustion in the lapcat ii supersonic combustor. Proceedings of the Combustion Institute, 37(3):3703–3711, 2019.
- [9] R. M. LATIN et R. D. W. BOWERSOX : Flow properties of a supersonic turbulent boundary layer with wall roughness. AIAA Journal, 38(10):1804–1821, 2000.
- [10] M. BARRERE : Quelques recherches sur la combustion de la dernière décennie. J. Chim. Phys., 81:519–531, 1984.
- [11] R. BORHI : Mise au point sur la structure des flammes turbulentes. Journal de chimie physique, 1984.
- [12] R. BORGI : On the Structure and Morphology of Turbulent Premixed Flames, pages 117–138. Springer US, Boston, MA, 1985.
- [13] G. BALAKRISHNAN et F. A. WILLIAMS : Turbulent combustion regimes for hypersonic propulsion employing hydrogen-air diffusion flames. Journal of Propulsion and Power, 10(3):434–437, 1994.

-
- [14] A. FERRI : Review of scramjet propulsion technology. Journal of Aircraft, 5(1):3–10, 1968.
- [15] J. S. EVANS, Jr. SCHEXNAYDER, C. J. et Jr. BEACH, H. L. : Application of a two-dimensional parabolic computer program to prediction of turbulent reacting flows. NASA-TP-1169, mar 1978.
- [16] L.L. ZHENG et K.N.C. BRAY : The application of new combustion and turbulence models to h₂-air nonpremixed supersonic combustion. Combustion and Flame, 99(2):440–448, 1994. 25th Symposium (International) on Combustion Papers.
- [17] S. SARKAR, G. ERLEBACHER, M. Y. HUSSAINI et H. O. KREISS : The analysis and modelling of dilatational terms in compressible turbulence. Journal of Fluid Mechanics, 227:473–493, 1991.
- [18] S. SARKAR : The pressure–dilatation correlation in compressible flows. Physics of Fluids A : Fluid Dynamics, 4(12):2674–2682, 1992.
- [19] R. A. BAURLE, A. T. HSU et H. A. HASSAN : Assumed and evolution probability density functions in supersonic turbulent combustion calculations. Journal of Propulsion and Power, 11(6):1132–1138, 1995.
- [20] R. BAURLE, H. HASSAN et A. HSU : Comparison of assumed and evolution pdf's in supersonic turbulent combustion calculation. In 30th Joint Propulsion Conference and Exhibit, Jun 1994.
- [21] H. MÖBUS, P. GERLINGER et D. BRÜGGEMANN : Scalar and joint scalar-velocity-frequency monte carlo pdf simulation of supersonic combustion. Combustion and Flame, 132(1-2):3–24, 2003.
- [22] L. GOMET, V. ROBIN et A. MURA : Influence of residence and scalar mixing time scales in non-premixed combustion in supersonic turbulent flows. Combustion Science and Technology, 184(10-11):1471–1501, 2012.
- [23] J. F. IZARD, G. LEHNASCH et A. MURA : A lagrangian model of combustion in high-speed flows : Application to scramjet conditions. Combustion Science and Technology, 181(11):1372–1396, 2009.
- [24] C. J. JACHIMOWSKI : An analytical study of the hydrogen-air reaction mechanism with application to scramjet combustion. NASA-TP-2791, Feb 1988.
- [25] O. ZEMAN : Dilatation dissipation : The concept and application in modeling compressible mixing layers. Physics of Fluids A : Fluid Dynamics, 2(2):178–188, 1990.
- [26] R. A. BAURLE, G. A. ALEXOPOULOS et H. A. HASSAN : Assumed joint probability density function approach for supersonic turbulent combustion. Journal of Propulsion and Power, 10(4):473–484, 1994.
- [27] R.A. BAURLE et S.S. GIRIMAJI : Assumed pdf turbulence-chemistry closure with temperature-composition correlations. Combustion and Flame, 134(1):131–148, 2003.
- [28] H. MÖBUS, P. GERLINGER et D. BRÜGGEMANN : Comparison of eulerian and lagrangian monte carlo pdf methods for turbulent diffusion flames. Combustion and Flame, 124(3):519–534, 2001.
-

-
- [29] J. VILLERMAUX et J.-C. DEVILLON : Représentation de la redistribution des domaines de ségrégation dans un fluide par un modèle d'interaction phénoménologique. Proceedings of the 2nd International symposium on chemical reaction engineering, B 1-13, Elsevier, Amsterdam, 1972.
- [30] C. DOPAZO : Probability density function approach for a turbulent axisymmetric heated jet. centerline evolution. The Physics of Fluids, 18(4):397–404, 1975.
- [31] R. L. CURL : Dispersed phase mixing : I. theory and effects in simple reactors. AIChE Journal, 9(2):175–181, 1963.
- [32] A.T. HSU et J.Y. CHEN : A continuous mixing model for pdf simulations and its applications to combustng shear flows. In 8th Symposium on Turbulent Shear Flows, Sep 1991.
- [33] T. BRIDEL-BERTOMEU et P. BOIVIN : Explicit chemical timescale as a substitute for tabulated chemistry in a h₂-o₂ turbulent flame simulation. Combustion Science and Technology, 187(5):739–746, 2015.
- [34] P. BOIVIN, A. DAUPTAIN, C. JIMÉNEZ et B. CUENOT : Simulation of a supersonic hydrogen–air auto-ignition stabilized flame using reduced chemistry. Combustion and Flame, 159(4):1779–1790, 2012.
- [35] J. SMAGORINSKY : General circulation experiments with the primitive equations : I. the basic experiment. Monthly Weather Review, 91(3):99 – 164, 1963.
- [36] A. COCLITE, L. CUTRONE, M. GURTNER, P. DE PALMA, O. J. HAIDN et G. PASCAZIO : Computing supersonic non-premixed turbulent combustion by a smld flamelet progress variable model. International Journal of Hydrogen Energy, 41(1):632–646, 2016.
- [37] C. D. PIERCE et P. MOIN : Progress-variable approach for large-eddy simulation of non-premixed turbulent combustion. Journal of Fluid Mechanics, 504:73–97, 2004.
- [38] Y. MOULE, V. SABELNIKOV et A. MURA : Highly resolved numerical simulation of combustion in supersonic hydrogen–air coflowing jets. Combustion and Flame, 161(10):2647 – 2668, 2014.
- [39] L. BOUHERAOUA, P. DOMINGO et G. RIBERT : Large-eddy simulation of a supersonic lifted jet flame : Analysis of the turbulent flame base. Combustion and Flame, 179:199–218, 2017.
- [40] R. BAURLE, J. DRUMMOND et H. HASSAN : An assumed pdf approach for the calculation of supersonic mixing layers. In 30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Jan 1992.
- [41] S.B. POPE : Pdf methods for turbulent reactive flows. Progress in Energy and Combustion Science, 11(2):119–192, 1985.
- [42] P. SAXENA et F. A. WILLIAMS : Testing a small detailed chemical-kinetic mechanism for the combustion of hydrogen and carbon monoxide. Combustion and Flame, 145(1):316–323, 2006.
- [43] R. BORGHI et E. POURBAIX : Coupling of complex chemistry with a turbulent combustion model. PhysicoChemical Hydrodynamics, 2(1), Jan 1981.
- [44] R. BORGHI et M. GONZALEZ : Applications of lagrangian models to turbulent combustion. Combustion and Flame, 63(1):239–250, 1986.
-

-
- [45] A. L. SÁNCHEZ et F. A. WILLIAMS : Recent advances in understanding of flammability characteristics of hydrogen. Progress in Energy and Combustion Science, 41:1–55, 2014.
- [46] L. CUTRONE, P. DE PALMA, G. PASCAZIO et M. NAPOLITANO : A rans flamelet–progress-variable method for computing reacting flows of real-gas mixtures. Computers & fluids, 39(3):485–498, 2010.
- [47] C. J. JACHIMOWSKI : An analysis of combustion studies in shock expansion tunnels and reflected shock tunnels. NASA-TP-3224, Jul 1992.
- [48] M. OEVERMANN : Numerical investigation of turbulent hydrogen combustion in a scramjet using flamelet modeling. Aerospace Science and Technology, 4(7):463–480, 2000.
- [49] U. WEPLER et W. W. KOSCHEL : Numerical investigation of turbulent reacting flows in a scramjet combustor model. AIAA Paper 2002-3572, Jul 2002.
- [50] A. MURA et J. F. IZARD : Numerical simulation of supersonic nonpremixed turbulent combustion in a scramjet combustor model. Journal of Propulsion and Power, 26(4):858–868, 2010.
- [51] M. BERGLUND et C. FUREBY : Les of supersonic combustion in a scramjet engine model. Proceedings of the Combustion Institute, 31(2):2497–2504, 2007.
- [52] B. E. LAUNDER et B. I. SHARMA : Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. Letters in Heat and Mass Transfer, 1(2):131–138, 1974.
- [53] R. C. ROGERS et W. CHINITZ : Using a global hydrogen-air combustion model in turbulent reacting flow calculations. AIAA Journal, 21(4):586–592, 1983.
- [54] R. BORGHI : Turbulent combustion modelling. Progress in Energy and Combustion Science, 14(4):245–292, 1988.
- [55] G. ERLEBACHER, M. Y. HUSSAINI, C. G. SPEZIALE et T. A. ZANG : Toward the large-eddy simulation of compressible turbulent flows. Journal of Fluid Mechanics, 238:155–185, 1992.
- [56] J. P. DRUMMOND et G. S. DISKIN : Fuel-air mixing and combustion in scramjets. In AIAA 2002-3878, 2002.
- [57] C. RODRIGUEZ et A. CUTLER : Numerical analysis of the scholar supersonic combustor. NASA-CR-2003-212689, Jan 2004.
- [58] C. RODRIGUEZ et A. CUTLER : Computational simulation of a supersonic-combustion benchmark experiment. 41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, Jui 2005.
- [59] A. INGENITO et C. BRUNO : Physics and regimes of supersonic combustion. AIAA Journal, 48(3):515–525, 2010.
- [60] D. PETERSON, E. TYLCZAK et Candler G. : Hybrid reynolds-averaged and large-eddy simulation of scramjet fuel injection. In 17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference.
- [61] B. BALDWIN et H. LOMAX : Thin-layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows. In 16th Aerospace Sciences Meeting, Jan 1978.
-

- [62] J. M. EGGERS : Turbulent mixing of coaxial compressible hydrogen-air jets. 1971.
- [63] J. DRUMMOND : A two-dimensional numerical simulation of a supersonic, chemically reacting mixing layer. In NASA-TM-4055, 1988.
- [64] D. C. WILCOX : Turbulence Modeling for CFD, volume 2. DCW industries La Canada, CA, 1998.
- [65] F. R. MENTER : Improved two-equation k-omega turbulence models for aerodynamic flows. NASA-TM-103975, 93:22809, 1992.
- [66] C. GRIGSON : Drag losses of new ships caused by hull finish. Journal of Ship Research, 36(2):182–196, 1992.
- [67] N. MARINOV, C. WESTBROOK et W. PITZ : Detailed and global chemical kinetics model for hydrogen. In 8th international symposium on transport properties, 1995.
- [68] M. L. SHUR, P. R. SPALART, M. K. STRELETS et A. K. TRAVIN : A hybrid rans-les approach with delayed-des and wall-modelled les capabilities. International Journal of Heat and Fluid Flow, 29(6):1638–1649, 2008.
- [69] J. S. EVANS et C. J. SCHEXNAYDER : Influence of chemical kinetics and unmixedness on burning in supersonic hydrogen flames. AIAA Journal, 18(2):188–193, 1980.
- [70] X. XIAO, H. A. HASSAN et R. A. BAURLE : Modeling scramjet flows with variable turbulent prandtl and schmidt numbers. AIAA Journal, 45(6):1415–1423, 2007.
- [71] M. Ó CONNAIRE, H. J. CURRAN, J. M. SIMMIE, W. J. PITZ et C. K. WESTBROOK : A comprehensive modeling study of hydrogen oxidation. International Journal of Chemical Kinetics, 36(11):603–622, 2004.
- [72] J. R. EDWARDS, J. A. BOLES et R. A. BAURLE : Large-eddy/reynolds-averaged navier–stokes simulation of a supersonic reacting wall jet. Combustion and Flame, 159(3):1127–1138, 2012.
- [73] D. F. ROBINSON et H. A. HASSAN : Further development of the k- ζ (enstrophy) turbulence closure model. AIAA Journal, 36(10):1825–1833, 1998.
- [74] J. R. EDWARDS, J.-I. CHOI et J. A. BOLES : Large eddy/reynolds-averaged navier-stokes simulation of a mach 5 compression-corner interaction. AIAA Journal, 46(4):977–991, 2008.
- [75] M. K. SMART, N. E. HASS et A. PAULL : Flight data analysis of the hyshot 2 scramjet flight experiment. AIAA Journal, 44(10):2366–2375, 2006.
- [76] C. FUREBY, M. CHAPUIS, E. FEDINA et S. KARL : Cfd analysis of the hyshot ii scramjet combustor. Proceedings of the Combustion Institute, 33(2):2399–2405, 2011.
- [77] D. C. WILCOX : Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. AIAA Journal, 26(11):1299–1310, 1988.
- [78] R. E. BENSOW et C. FUREBY : On the justification and extension of mixed models in les. Journal of Turbulence, 8, 2007.
- [79] M. BERGLUND, E. FEDINA, C. FUREBY, J. TEGNÉR et V. SABEL’NIKOV : Finite rate chemistry large-eddy simulation of self-ignition in supersonic combustion ramjet. AIAA Journal, 48(3):540–550, 2010.
-

- [80] J. LARSSON, R. VICQUELIN et I BERMEJO-MORENO : Large eddy simulations of the hyshot ii scramjet. Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs, 2011.
- [81] S. KAWAI et J. LARSSON : Wall-modeling in large eddy simulation : Length scales, grid resolution, and accuracy. Physics of Fluids, 24(1):015105, 2012.
- [82] D. CECERE, A. INGENITO, E. GIACOMAZZI et C. ROMAGNOSI, L. and Bruno : Hydrogen/air supersonic combustion for future hypersonic vehicles. International Journal of Hydrogen Energy, 36(18):11969–11984, 2011.
- [83] E. GIACOMAZZI, V. BATTAGLIA et C. BRUNO : The coupling of turbulence and chemistry in a premixed bluff-body flame as studied by les. Combustion and Flame, 138(4):320–335, 2004.
- [84] E. GIACOMAZZI, C. BRUNO et B. FAVINI : Fractal modelling of turbulent combustion. Combustion Theory and Modelling, 4(4):391–412, 2000.
- [85] R. PECNIK, V. E. TERRAPON, F. HAM, G. IACCARINO et H. PITSCH : Reynolds-averaged navier-stokes simulations of the hyshot ii scramjet. AIAA Journal, 50(8):1717–1732, 2012.
- [86] F. MENTER : Two-equation eddy-viscosity transport turbulence model for engineering applications. AIAA Journal, 32(8):1598–1605, 1994.
- [87] P. SPALART et S. ALLMARAS : A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. 30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 439, Jan 1992.
- [88] J. LARSSON, S. LAURENCE, I. BERMEJO-MORENO, J. BODART, S. KARL et R. VICQUELIN : Incipient thermal choking and stable shock-train formation in the heat-release region of a scramjet combustor. part ii : Large eddy simulations. Combustion and Flame, 162(4):907–920, 2015.
- [89] A. W. VREMAN : An eddy-viscosity subgrid-scale model for turbulent shear flow : Algebraic theory and applications. Physics of Fluids, 16(10):3670–3681, 2004.
- [90] K. NORDIN-BATES, C. FUREBY, S. KARL et K. HANNEMANN : Understanding scramjet combustion using les of the hyshot ii combustor. Proceedings of the Combustion Institute, 36(2):2893–2900, 2017.
- [91] D. DAVIDENKO, E GÖKALP, I. and. Dufour et P. MAGRE : Systematic numerical study of the supersonic combustion in an experimental combustion chamber. In 14th AIAA/AHI Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, Nov 2006.
- [92] <http://combustion.berkeley.edu/gri-mech/version30/text30.html>. G. P. SMITH, D. M. GOLDEN, M. FRENKLACH, N. W. MORIARTY, B. EITENEER, M. GOLDENBERG, C. T. BOWMAN, R. K. HANSON, S. SONG, W. C. Jr. GARDINER, V. V. LISSIANSKI, et Z. QIN,.
- [93] Z. HONG, D. F. DAVIDSON et R. K. HANSON : An improved h₂/o₂ mechanism based on recent shock tube/laser absorption measurements. Combustion and Flame, 158(4):633–644, 2011.
- [94] V. SABELNIKOV et C. FUREBY : Les combustion modeling for high re flames using a multi-phase analogy. Combustion and Flame, 160(1):83–96, 2013.
-

- [95] A. VINCENT-RANDONNIER, Y. MOULE et M. FERRIER : Combustion of hydrogen in hot air flows within lapcat-ii dual mode ramjet combustor at onera-laerte facility - experimental and numerical investigation. AIAA Paper 2014-2932, Jun 2014.
- [96] S. BALLAND et A. VINCENT-RANDONNIER : Numerical study of hydrogen/air combustion with cedre code on laerte dual mode ramjet combustion experiment. AIAA Paper 2015-3629, Jul 2015.
- [97] B. AUPOIX : Roughness corrections for the k - ω shear stress transport model : Status and proposals. Journal of Fluids Engineering, 137(2):1–10, 2015.
- [98] N. ZETTERVALL et C. FUREBY : A computational study of ramjet, scramjet and dual-mode ramjet combustion in combustor with a cavity flameholder. 2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting, Jan 2018.
- [99] C. FUREBY : Les modeling of combustion for propulsion applications. Phil. Trans. R. Soc. A, 367:2957–2969, Jan 2008.
- [100] D. R. EKLUND, J. P. DRUMMOND et H. A. HASSAN : Calculation of supersonic turbulent reacting coaxial jets. AIAA Journal, 28(9):1633–1641, 1990.
- [101] M. GAMBA et M. G. MUNGAL : Ignition, flame structure and near-wall burning in transverse hydrogen jets in supersonic crossflow. Journal of Fluid Mechanics, 780:226–273, Oct 2015.
- [102] B.O. AYoola, R. BALACHANDRAN, J.H. FRANK, E. MASTORAKOS et C.F. KAMINSKI : Spatially resolved heat release rate measurements in turbulent premixed flames. Combustion and Flame, 144(1):1–16, 2006.
- [103] J. G. LEE et D. A. SANTAVICCA : Experimental diagnostics for the study of combustion instabilities in lean premixed combustors. Journal of Propulsion and Power, 19(5):735–750, 2003.
- [104] A. FICK : V. on liquid diffusion. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 10(63):30–39, 1855.
- [105] R.B. BIRD, W.E. STEWART et E.N. LIGHFOOT : Transport Phenomena. John Wiley & Sons, Inc. (New-York), 2002.
- [106] <https://www.top500.org/lists/top500/2021/11/>.
- [107] B. LAUNDER : Heat and mass transport. Topics in Applied Physics, 12:231–287, 1976.
- [108] A. HARTEN, P. D. LAX et B. VAN LEER : On Upstream Differencing and Godunov-Type Schemes for Hyperbolic Conservation Laws, pages 53–79. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1997.
- [109] E. F. TORO, M. SPRUCE et W. SPEARES : Restoration of the contact surface in the hll-riemann solver. Shock Waves, 4(1):25–34, 1994.
- [110] E. F. TORO : A linearized riemann solver for the time-dependent euler equations of gas dynamics. Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical and Physical Sciences, 434(1892):683–693, 1991.
- [111] B. EINFELDT : On godunov-type methods for gas dynamics. SIAM Journal on Numerical Analysis, 25(2):294–318, 1988.
-

-
- [112] B. EINFELDT, C.D. MUNZ, P.L. ROE et B. SJÖGREEN : On godunov-type methods near low densities. Journal of Computational Physics, 92(2):273–295, 1991.
- [113] S. F. DAVIS : Simplified second-order godunov-type methods. SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing, 9(3):445–473, 1988.
- [114] P.L. ROE : Approximate riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes. Journal of Computational Physics, 43(2):357–372, 1981.
- [115] N. LETERRIER : Discrétisation Spatiale en Maillage Non-Structuré de Type Général. Thèse de doctorat, 2003.
- [116] Clément LE TOUZE : Couplage entre Modèles Diphasiques à Phases Séparées et à Phase Dispersée pour la Simulation de l’Atomisation Primaire en Combustion Cryotechnique. Thèse de doctorat, 2015.
- [117] A. MURRONE et H. GUILLARD : Behavior of upwind scheme in the low mach number limit : Iii. preconditioned dissipation for a five equation two phase model. Computers & Fluids, 37(10):1209–1224, 2008.
- [118] G. I. TAYLOR et A. E. GREEN : Mechanism of the production of small eddies from large ones. Proceedings of the Royal Society of London. Series A - Mathematical and Physical Sciences, 158(895):499–521, 1937.
- [119] K. HILLEWAERT : Testcase c3.5 - dns of the transition of the taylor-green vortex, re=1600 - introduction and result summary. May 2013.
- [120] B. SAINTE-ROSE : Simulations Numériques d’Ecoulements Réactifs Massivement Décollés par une Approche Hybride RANS/LES. Thèse de doctorat, 2010. Thèse de doctorat dirigée par Dupoirieux, Francis Energétique Châtenay-Malabry, Ecole centrale de Paris 2010.
- [121] F. R. MENTER : Influence of freestream values on k - ω turbulence model predictions. AIAA Journal, 30:1657–1659, Jun 1992.
- [122] D. A. JOHNSON et L. S. KING : A mathematically simple turbulence closure model for attached and separated turbulent boundary layers. AIAA Journal, 23(11):1684–1692, 1985.
- [123] P. HUANG, P. BRADSHAW et T. COAKLEY : Assessment of closure coefficients for compressible-flow turbulence models. In NASA-TM-103882, Apr 1992.
- [124] F. MENTER, M. KUNTZ et R. BENDER : A scale-adaptive simulation model for turbulent flow predictions. In 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Jan 2003.
- [125] M. STRELETS : Detached eddy simulation of massively separated flows. 39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, pages 1–18, Jan 2001.
- [126] D. DAVIDENKO, I. GÖKALP, E. DUFOUR et P. MAGRE : Numerical simulation of hydrogen supersonic combustion and validation of computational approach. 12th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies, Dec 2003.
- [127] O. DESORNES et D. SCHERRER : Tests of the japhar dual mode ramjet engine. Aerospace Science and Technology, 9(3):211–221, 2005.
-

-
- [128] A. S. POTTURI et J. R. EDWARDS : Large-eddy/reynolds-averaged navier-stokes simulation of cavity-stabilized ethylene combustion. Combustion and Flame, 162(4): 1176–1192, 2015.
- [129] J. A. FULTON, J. R. EDWARDS, A. CUTLER, J. MCDANIEL et C. GOYNE : Turbulence/chemistry interactions in a ramp-stabilized supersonic hydrogen-air diffusion flame. Combustion and Flame, 174:152–165, Dec 2016.
- [130] G. V. CANDLER, N. CYMBALIST et P. E. DIMOTAKIS : Wall-modeled large-eddy simulation of autoignition-dominated supersonic combustion. AIAA Journal, 55(7): 2410–2423, 2017.
- [131] J. P. LÉGIER, T. POINSOT, B. VAROQUIÉ, F. LACAS et D. VEYNANTE : Large eddy simulation of a non-premixed turbulent burner using a dynamically thickened flame model. In IUTAM Symposium on Turbulent Mixing and Combustion, pages 315–326, Dordrecht, 2002. Springer Netherlands.
- [132] F. CHARLETTE, C. MENEVEAU et D. VEYNANTE : A power-law flame wrinkling model for les of premixed turbulent combustion part i : Non-dynamic formulation and initial tests. Combustion and Flame, 131(1):159–180, 2002.
- [133] J. NIKURADSE : Law of flows in rough pipes. NASA-TM-1292, Nov 1937.
- [134] P. M. LIGRANI et R. J. MOFFAT : Structure of transitionally rough and fully rough turbulent boundary layers. Journal of Fluid Mechanics, 162:69–98, Jan 1986.
- [135] R. J. VOLINO, M. P. SCHULTZ et K. A. FLACK : Turbulence structure in boundary layers over periodic two- and three-dimensional roughness. Journal of Fluid Mechanics, 676:172–190, 2011.
- [136] D. C. WILCOX : Formulation of the k - ω turbulence model revisited. AIAA Journal, 46(11):2823–2838, 2008.
- [137] A. HELLSTEN et S. LAINE : Extension of k - ω shear-stress transport turbulence model for rough-wall flows. AIAA Journal, 36(9):1728–1729, 1998.
- [138] T. KNOPP, B. EISFELD et J. B. CALVO : A new extension for k - ω turbulence models to account for wall roughness. International Journal of Heat and Fluid Flow, 30(1):54–65, 2009.
- [139] B. AUPOIX et P. R. SPALART : Extensions of the spalart–allmaras turbulence model to account for wall roughness. International Journal of Heat and Fluid Flow, 24(4):454 – 462, 2003.
- [140] V. VITI, R. NEEL et J. A. SCHETZ : Detailed flow physics of the supersonic jet interaction flow field. Physics of Fluids, 21(4):1–17, 2009.
- [141] S. KAWAI et S. K. LELE : Large-eddy simulation of jet mixing in supersonic cross-flows. AIAA Journal, 48(9):2063–2083, 2010.
- [142] F.K. LU et D.A. DICKMANN : Topology of supersonic jet interaction flowfields at high pressure ratios. 13th International Symposium on Flow Visualization, Jul 2008.
- [143] D. A. DICKMANN et F. K. LU : Shock/boundary-layer interaction effects on transverse jets in crossflow over a flat plate. Journal of Spacecraft and Rockets, 46(6):1132–1141, 2009.
-

-
- [144] A. TECHER, Y. MOULE, G. LEHNASCH et A. MURA : Mixing of fuel jet in supersonic crossflow : Estimation of subgrid-scale scalar fluctuations. AIAA Journal, 56(2):465–481, 2018.
- [145] M. GAMBA, V. A. MILLER et M. G. MUNGAL : The reacting transverse jet in supersonic crossflow : Physics and properties. AIAA Paper 2014-3107, Jun 2014.
- [146] N. PETERS : Laminar flamelet concepts in turbulent combustion. Symposium (International) on Combustion, 21(1):1231–1250, 1988.
- [147] T. POINSOT, D. VEYNANTE et S. CANDEL : Diagrams of premixed turbulent combustion based on direct simulation. Symposium (International) on Combustion, 23(1):613–619, 1991.
- [148] F.A. WILLIAMS : Combustion Theory., volume 2nd Edition. Benjamin Cummings, California, 1985.
- [149] A. J. ASPDEN, M. S. DAY et J. B. BELL : Turbulence–flame interactions in lean premixed hydrogen : transition to the distributed burning regime. Journal of Fluid Mechanics, 680:287–320, 2011.
- [150] P.E. HAMLINGTON, A.Y. POLUDNENKO et E.S. ORAN : Interactions between turbulence and flames in premixed reacting flows. Physics of Fluids, 23(12):125111, 2011.
- [151] A.Y. POLUDNENKO et E.S. ORAN : The interaction of high-speed turbulence with flames : Global properties and internal flame structure. Combustion and Flame, 157(5):995–1011, 2010.
- [152] A.Y. POLUDNENKO et E.S. ORAN : The interaction of high-speed turbulence with flames : Turbulent flame speed. Combustion and Flame, 158(2):301–326, 2011.
- [153] J.F. DRISCOLL : Premixed turbulent combustion in high reynolds number regimes' of thickened flamelets and distributed reactions. In Proceedings of the 9th MCS, 2015.
- [154] A.W. SKIBA, T.M. WABEL, C.D. CARTER, S.D. HAMMACK, J.E. TEMME et J.F. DRISCOLL : Premixed flames subjected to extreme levels of turbulence part i : Flame structure and a new measured regime diagram. Combustion and Flame, 189:407–432, 2018.
- [155] A. J. ASPDEN, M. S. DAY et J. B. BELL : Towards the distributed burning regime in turbulent premixed flames. Journal of Fluid Mechanics, 871:1–21, 2019.
- [156] J.F. DRISCOLL, J.H. CHEN, A.W. SKIBA, C.D. CARTER, E.R. HAWKES et H. WANG : Premixed flames subjected to extreme turbulence : Some questions and recent answers. Progress in Energy and Combustion Science, 76:100802, 2020.
- [157] A. MURA, A. TECHER et G. LEHNASCH : Analysis of high-speed combustion regimes of hydrogen jet in supersonic vitiated airstream. Combustion and Flame, 2021.
- [158] R. L. GORDON, A. R. MASRI, S. B. POPE et G. M. GOLDIN : A numerical study of auto-ignition in turbulent lifted flames issuing into a vitiated co-flow. Combustion Theory and Modelling, 11(3):351–376, 2007.
- [159] O. SCHULZ, T. JARAVEL, T. POINSOT, B. CUENOT et N. NOIRAY : A criterion to distinguish autoignition and propagation applied to a lifted methane–air jet flame. Proceedings of the Combustion Institute, 36(2):1637–1644, 2017.
-

-
- [160] E. MASTORAKOS, T.A. BARITAUD et T.J. POINSOT : Numerical simulations of autoignition in turbulent mixing flows. Combustion and Flame, 109(1):198–223, 1997.
- [161] H. YAMASHITA, M. SHIMADA et T. TAKENO : A numerical study on flame stability at the transition point of jet diffusion flames. Proceedings of the combustion institute, 26(1):27–34, 1996.
- [162] Enric ILLANA, Daniel MIRA et Arnaud MURA : An extended flame index partitioning for partially premixed combustion. Combustion Theory and Modelling, 25(1):121 – 157, 2021.
- [163] S. PIPONNIAU, J. P. DUSSAUGE, J. F. DEBIÈVE et P. DUPONT : A simple model for low-frequency unsteadiness in shock-induced separation. Journal of Fluid Mechanics, 629:87–108, 2009.
- [164] A. REFLOCH, B. COURBET, A. , Murrone, P. VILLEDIEU, C. LAURENT, P. GILBANK, J. TROYES, L. TESSÉ, G. CHAINERAY, J.-B. DARGAUD, E. QUÉMERAIS et F. VUILLOT : Cedre software. AerospaceLab Journal, pages 1–10, Mar 2011.
- [165] V. SABELNIKOV et C. FUREBY : Extended les-pasr model for dimulation of turbulent combustion. In EUCASS Proceedings Series - Advances in AeroSpace Sciences, volume 4, pages 539–568, 2013.
- [166] B. MAGNUSSEN : On the structure of turbulence and a generalized eddy dissipation concept for chemical reaction in turbulent flow. In 19th Aerospace Sciences Meeting, Jan 1981.
- [167] B. F. MAGNUSSEN : The eddy dissipation concept a bridge between science and technology. In ECCOMAS - Thematic Conference on Computational Combustion, 2005.
- [168] M. SHUR, P. SPALART, M. STRELETS et A. TRAVIN : Synthetic turbulence generators for rans-les interfaces in zonal simulations of aerodynamic and aeroacoustic problems. Flow Turbulence and Combustion, 93:63–92, Jun 2014.
- [169] S. DECK : Recent improvements in the zonal detached eddy simulation (zdes) formulation. Theoretical and Computational Fluid Dynamics volume, 26:523–550, 2012.
-

Modélisation d'un foyer à combustion supersonique : simulations RANS et LES, comparaisons aux résultats expérimentaux

Dans le domaine des systèmes propulsifs à Mach de vol modéré, les statoréacteurs présentent de bonnes performances. Ces dernières se dégradent notablement dans le régime hypersonique (au-delà de Mach 6). Pour maintenir une capacité propulsive satisfaisante, il convient d'utiliser un superstatoréacteur (statoréacteur au sein duquel la combustion s'effectue en régime supersonique). Les écoulements caractéristiques de ces chambres de combustion peuvent être étudiés par simulation numérique. Celles-ci doivent alors être capables de restituer les phénomènes physiques propres à ces régimes. Les travaux présentés dans cette thèse sont consacrés à l'amélioration des méthodologies de simulation des écoulements supersoniques réactifs notamment en tenant compte de l'état de surface des parois de la chambre. La modélisation de la rugosité pariétale utilisée permet de restituer fidèlement, pour des simulations RANS et LES, plusieurs rafales expérimentales enregistrées sur le banc LAERTE de l'ONERA. L'analyse des résultats obtenus permet de mieux comprendre l'effet du confinement de la chambre sur la topologie de l'écoulement ainsi que de sa dynamique. L'examen de la combustion met en évidence différents mécanismes d'allumage et de stabilisation pour les différents régimes étudiés.

Mots clés : Statoréacteurs à combustion supersonique / Simulation des grandes échelles / Jets pariétaux / Rugosité / Compressibilité / Mélange / Auto-allumage / Combustion turbulente / Hydrogène / Régime de combustion supersonique.

Modeling of a supersonic combustor : RANS and LES simulations, comparisons with experiments.

Ramjets feature good performances at moderate flight Mach numbers. These performances are significantly altered for hypersonic regimes (beyond Mach 6). To maintain a satisfactory propulsive capacity, scramjets (ramjets in which the combustion takes place in supersonic regime) are better suited. The characteristic flows in these combustion chambers can be studied using numerical simulation. These must then be able to reproduce the physical phenomena specific to these regimes. The work presented in this manuscript is devoted to the improvement of simulation methodologies for reactive supersonic flows, in particular by taking into account the characteristics of the chamber walls. The modeling of the wall roughness used in the present work allows to faithfully reproduce, for RANS and LES simulations, several experimental bursts recorded on the LAERTE bench of ONERA. The analysis of the obtained results allows to better understand the effect of the confinement of the combustion chamber on the topology of the flow as well as its dynamics. The examination of the combustion development highlights different ignition and stabilization mechanisms for the different regimes studied.

Keywords : Supersonic combustion ramjet / Large-Eddy Simulation / Wall jets / Roughness Compressibility / Mixing / Auto-ignition / Turbulent combustion / Hydrogen / Supersonic combustion regime.